

FERNSEH A.G.

HAUSMITTEILUNGEN AUS FORSCHUNG UND BETRIEB DER FERNSEH AKTIENGESELLSCHAFT. BERLIN

1. BAND • HEFT 2 • DEZEMBER 1938

Inhalt:

		Seite
Frithjof Rudert	Der Fernseh-Kleinempfänger DE 7	1
Kurt Thöm	Mechanischer Universalabtaster für Personen-, Film- und Diapositivübertragung	6
Helmut Schmidt	Frequenzuntersuchung an Dezimetersendern mittels Kristalldetektor	12
Herbert Bähring	Ablenkung des Elektronenstrahls in Braunschen Röhren mittels magnetischer Spulenfelder	15
Erich Schwartz	Zum Stande des Nachbeschleunigungsproblems bei Kathodenstrahlröhren	19
Hans Werner Paehr	Über das Auftreten von Röntgenstrahlen bei Braunschen Röhren	23

Die Zeitschrift erscheint in zwangloser Folge. Herausgeber: Fernseh Aktiengesellschaft, Berlin-Zehlendorf, Goerzallee. Nachdruck mit genauer Quellenangabe ist gestattet. Schutzgebühr RM 1.50.



FERNSEH A.G.

Hausmitteilungen aus Forschung und Betrieb der Fernseh Aktiengesellschaft, Berlin

Verantwortlich für den Inhalt: Dr. Rolf Möller und Dr. Ing. Georg Schubert

1. Band

Heft 2

Dezember 1938

Der Fernseh-Kleinempfänger DE 7.

Von Frithjof Rudert.

Inhalt: Die fortschreitende Entwicklung der Fernsehtechnik macht es notwendig, Empfänger zu entwickeln, die in ihren Maßen nicht wesentlich von denjenigen gewöhnlicher Rundfunkempfänger abweichen. Im Folgenden wird eine Beschreibung des von der Fernseh Aktiengesellschaft entwickelten Kleinempfängers DE 7 im Zusammenhang mit den dabei auftretenden physikalischen und technischen Fragen vorgenommen.

Die Aufgabe, einen besonders kleinen Fernsehempfänger zu entwickeln besteht zunächst darin, ein Gehäuse zu finden, das sich durch seine gefällige äußere Formgebung und durch seine Abmessungen einem Wohnraum gut anpaßt und zugleich Platz für ein möglichst großes Bildformat und einen großen Lautsprecher bietet. Für die Bestimmung der Gehäuse-Proportionen bietet der Rundfunk-Empfängerbau einen gewissen Anhalt, während die notwendige Bildgröße naturgemäß vom Verwendungszweck des Bildempfängers abhängig ist. Da auch ein Kleinempfänger wenigstens 5 bis 6 Personen einen einwandfreien Bildeindruck vermitteln soll, dürfte eine Bildfläche mit einer Seitenlänge von 20 bis 25 cm notwendig sein.

Die Anforderungen an die Verstärker und die Kippgeräte werden sich in keiner Weise von denen großer oder teurer Geräte unterscheiden, wenn davon ausgegangen wird, daß in jedem Empfänger die durch die Fernsehnorm gegebenen Möglichkeiten ausgenutzt werden sollen.

Beispielsweise wird neben einer der Norm entsprechenden Bildauflösung längs der Zeile ein absolut sicheres Ineinandergreifen der beiden Zeilenzüge gefordert. Andererseits müssen die Verstärker so dimensioniert sein, daß bereits bei einer Eingangsspannung von 0,2 bis 0,5 mV ein kontrastreiches Bild entsteht und die zum Bild gehörende Tonsendung empfangen werden kann.

Beim Entwurf eines Empfängers, dessen Leistung und dessen Bildgröße also in bestimmten Grenzen feststehen und dessen Ausmaße die eines Rund-

funkempfängers nicht überschreiten sollen, ergeben sich neue Probleme. Sie bestehen darin, den kleinsten Aufwand und den besten Wirkungsgrad für den mechanischen und elektrischen Aufbau zu ermitteln. Der Aufwand beeinflußt den Preis und der Wirkungsgrad die laufenden Betriebskosten des Empfängers.

An Hand eines bei der Fernseh Aktiengesellschaft entwickelten Gerätes (Abb. 1), das die Außenmaße 580×330×350 mm hat, und neben dem Empfang des Bildrundfunks noch die Aufnahme von zwei Rundfunksendern gestattet, werden im folgenden einige dieser Sonderprobleme behandelt.

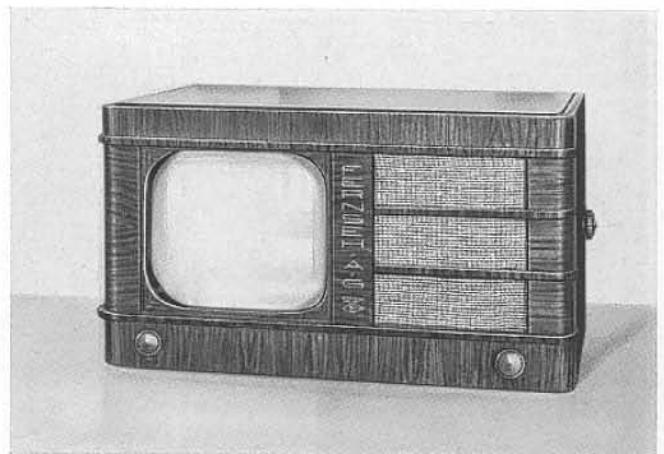


Abb. 1: Der Fernseh-Kleinempfänger DE 7.

Mechanischer Aufbau.

Die Braunsche Röhre ist liegend angeordnet, um eine direkte Betrachtung des Bildes auf dem Schirm zu ermöglichen. Die Tiefe des Gerätes, die für eine bequeme Aufstellung in Wohnräumen von ausschlaggebender Bedeutung ist, konnte durch Ver-

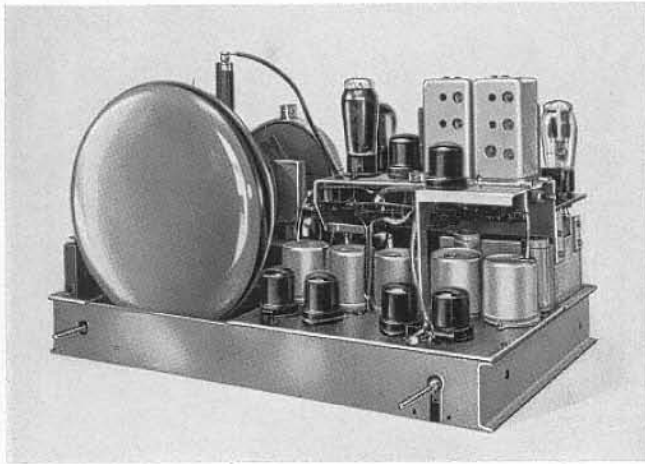


Abb. 2: Innenaufbau des Empfängers.

wendung einer Braunschen Röhre von nur 35 cm Länge bei einem Schirmdurchmesser von 28 cm sehr klein gehalten werden. Alle Teile mit Ausnahme des Lautsprechers, der mit dem Gehäuse verschraubt ist, sind auf einem einzigen durchgehenden Chassis

untergebracht (Abb. 2). Dadurch ergibt sich ohne weiteres eine flache Form des Gehäuses, bei dem der Bildausschnitt und die Lautsprecheröffnung nebeneinander liegen.

Die Bauteile sind auf dem Chassis derart verteilt, daß bei einer günstigen Leitungsführung der Hochfrequenz- und Kippgeräteschaltung unerwünschte gegenseitige Beeinflussungen ohne komplizierte Konstruktionen vermieden sind. Um die entstehende Wärme abzuführen, sind alle die Temperatur erhöhenden Schaltelemente, wie zum Beispiel Netztransformatoren, Gleichrichter, Endröhren usw., nahe der stark perforierten Rückwand angeordnet.

Verstärker.

Die Verstärker sind soweit wie möglich mit Röhren der E-Serie (6,3 V Heizspannung) ausgerüstet, um Raum- und Heizleistung zu ersparen. Auch im übrigen ist der Empfänger mit Röhren bestückt, die auf dem deutschen Markt erhältlich sind.

Der Ultrakurzwellenteil enthält eine Vorstufe (Abb. 3) mit zwei abgestimmten Kreisen zur Verstärkung der ankommenden Schwingungen des Bild- und Tonsenders. Als Sonderausführung ist der Empfänger auch mit zwei Vorröhren und insgesamt vier Vorkreisen gebaut worden. In dieser Form ist das Gerät in größerer Entfernung vom Sender brauchbar, da zum Aussteuern der Braunschen Röhre eine Spannung von 0,1 mV am Gitter der ersten Röhre genügt. Eine der Vorverstärkung folgende Mischröhre transponiert in bekannter

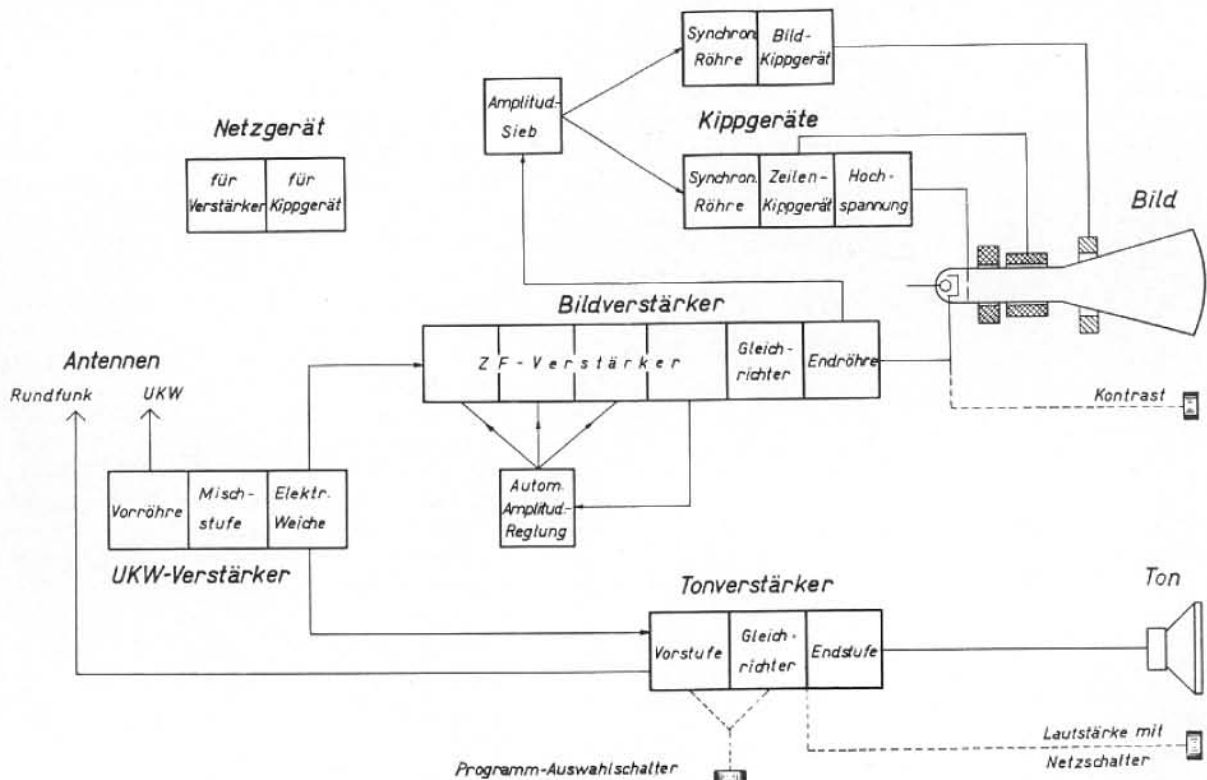


Abb. 3: Elektrischer Aufbau.

Weise die Bild- und Tonsendungen auf zwei um 2,8 MHz auseinanderliegende Zwischenfrequenzen von 5,6 MHz und 8,4 MHz. Die Abstimmung der Ultrakurzwellenkreise ist von außen nicht bedienbar, sondern wird im Werk auf den jeweiligen Ortsender einmalig eingestellt. Der gesamte Abstimmungsatz ist auswechselbar, so daß das Gerät der Trägerwelle des betreffenden Ortssenders angepaßt werden kann.

Der Trägerverstärker für die Bildsignale besteht aus vier über Bandfilter gekoppelten Vorröhren, einem Doppelweg-Gleichrichter und einer Gleichstrom-Verstärkerstufe. Das Amplitudensieb ist über eine Gleichstromkopplung mit der Endröhre verbunden und liefert das von den Bildsignalen freie Synchronisierimpulsgemisch an die Kippgeräte.

Um die Bedienung des Gerätes zu vereinfachen, wurde für die Einstellung des Kontrastes nur ein Bedienungsknopf vorgesehen. Die Lösung dieser Aufgabe ist relativ einfach, wenn der Gleichstromanteil der aus dem Bildinhalt abgeleiteten Signale nicht mit übertragen wird. In diesem Falle wird allerdings, sofern die Zeitkonstante aller Kopplungselemente groß gegen eine Bilddauer ist, nur der Bildinhalt, nicht aber die mittlere Bildhelligkeit richtig wiedergegeben. Die Modulationsspannung schwankt dann um einen im Empfänger eingestellten Mittelwert; somit ist eine Einstellung der „Grundhelligkeit“ auf seltene Fälle beschränkt.

Wird jedoch der Gleichstromanteil, wie im vorliegenden Empfänger, bis zur Steuerelektrode der Braunschen Röhre übertragen, so kann ohne besondere Maßnahmen auf eine gleichzeitige Regelung von „Verstärkung“ und „Grundhelligkeit“ zum Zwecke der Kontraständerung nicht ohne weiteres verzichtet werden. Der Empfänger ist daher mit einer selbsttätigen Regeleinrichtung versehen worden.

Eine auf mehrere Röhren wirkende automatische Verstärkungsregelung hält die Spannung am Ausgangswiderstand des Bildverstärkers in weiten Grenzen unabhängig von der Antennenspannung konstant. Die Größe der konstant gehaltenen Spannung entspricht der höchsten zulässigen Steuer Spannung am Wehnelt-Zylinder der Braunschen Röhre. Diesem wird nun zwecks Kontrastregelung ein beliebiger von außen einstellbarer Teil dieser Spannung zugeführt. Da jeder Stellung des Kontrastreglers eine eindeutige Steuer Spannung zugeordnet ist, kann bei bekannter Kennlinie der Braunschen Röhre die notwendige Arbeitspunktverschiebung zum Nachregeln der Grundhelligkeit angegeben werden. Ein danach bemessenes, mit dem Kontrastregler gekuppeltes Potentiometer stellt nunmehr bei jeder Reglerstellung die richtige mittlere Bildhelligkeit ein. Man erhält somit trotz Uebertragung der Gleichstromkomponente eine ideale Kontrastregelung mit nur einem Bedienungsknopf. Die Anwendung dieser Schaltung setzt naturgemäß eine genaue Einhaltung der genormten Pegel auf der Sendeseite voraus.

Für den Bildempfang und den dazugehörigen Tonempfang sind die Filter der Vorröhre des Tonverstärkers für 5,6 MHz durchlässig. Um außerdem den Empfang von zwei Rundfunksendern zu ermöglichen, können die Filter mittels eines Programmauswahlschalters direkt auf die Frequenzen der in Frage kommenden Sender geschaltet werden, so daß in diesem Falle der Tonverstärker als Zweikreis-Geradeausempfänger arbeitet. Durch eine besondere Ankopplung wirkt die Ultrakurzwellen-antenne ohne weiteres als Rundfunkantenne, es kann jedoch auch eine getrennte Antenne benutzt werden. Die Endröhre und der Lautsprecher entsprechen denen eines guten Rundfunkempfängers, so daß die Tonqualität vor allem in Anbetracht der geringen Selektion sehr gut ist.

Braunsche Röhre und Kippgeräte.

Einer Verkürzung der Braunschen Röhre standen bisher vielerlei Hindernisse entgegen. In glastechnischer Beziehung macht es Schwierigkeiten, eine kleine Einbautiefe für die Kathode und den Wehnelt-Zylinder zu erhalten; in elektronoptischer Beziehung können gewisse Mindestmaße für die Länge des Beschleunigungsraumes und den Abstand der Fokussierebene von der Kathode und dem Schirm nicht unterschritten werden, während in bezug auf die Ablenkung ein verzerrungsfreies Raster, gegebenenfalls durch besondere Entzerrungsmaßnahmen der geometrisch bedingten Rasterfehler, erzeugt werden muß.

Durch genaues Studium aller Möglichkeiten ist es gelungen, auf dem Schirm einer Röhre von nur 35 cm Länge ein praktisch verzerrungsfreies Bild von 20×23 cm Größe zu erzeugen, bei dem auch in den Ecken die Leuchtfleckgröße noch unterhalb der sich aus der Zeilenzahl ergebenden Bildpunktgröße liegt¹⁾.

Beim Entwurf der Kippgeräte für diese Röhre waren zwei Hauptprobleme zu lösen, die sich einerseits aus dem großen Ablenkwinkel von fast 60°, andererseits aus der Forderung nach möglichst kleinem Stromverbrauch ergaben.

Sowohl für die Bildablenkung als auch für die Zeilenablenkung wurden selbstschwingende Kippgeräte verwendet, die jeweils eine Triode in Verbindung mit einem Spezialkipptransformator enthalten. Die Rückkopplungsschaltung hat, da die Röhre mit zeitweise positiver Gitterspannung arbeitet, bei richtiger Dimensionierung einen besseren Wirkungsgrad als Kippschaltungen mit Verstärkerstufen, die mit dauernd negativer Gitterspannung arbeiten. Die günstigsten Verhältnisse erhält man, wenn es gelingt, das Magnetfeld des Transformators gleichzeitig als Ablenkfeld auszubilden²⁾, d. h. also wenn der Transformator auf das Ablenkjoch selbst gewickelt wird. Von dieser Möglichkeit ist beim Bildkippsgerät Gebrauch gemacht worden.

¹⁾ Die Braunsche Röhre wurde von den Herren Dr. Schwartz und Dipl.-Ing. Haß gebaut, die Kippgeräte von den Herren Dr. Mulert, Dipl.-Ing. Günther und Dipl.-Ing. Bähring.

²⁾ Brit. Pat.: 462 634, 463 972 Baird Television Ltd.

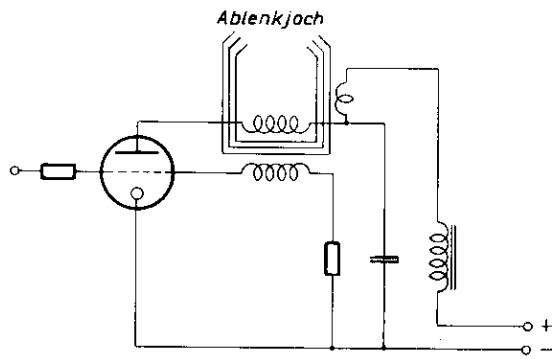


Abb. 4: Schaltung des Bildkippergerätes.

Das Prinzipschaltbild Abb. 4 zeigt die Transformatorkippschaltung mit einer Triode. Der Kern des Transformators bildet ein offenes U, das den Hals der Braunschen Röhre umschließt. Die Form des Joches ist von Bedeutung für die Geometrie des Rasters. Durch geeignete Formgebung der Polschuhe wird die notwendige Homogenität des Feldes im Ablenkraum gewährleistet, wobei einstellbare Korrekturbleche die bei großen Ablenkwinkeln und flachen Schirmboden aus geometrischen Gründen auftretende Kissenform beseitigen. Das Eisenjoch ist justierbar angeordnet, die Wicklungen sind genau symmetrisch aufgebracht und wegen der auftretenden Spannungsspitzen mehrmals unterteilt.

Für die Linearität des Sägezahnstromes ist im wesentlichen die Zeitkonstante des Systems maßgebend, d. h. man muß in Anbetracht der niedrigen Bildkippfrequenz einen verhältnismäßig großen Aufwand bezüglich der Kupferwicklung treiben, da naturgemäß der Eisenschluß bei der vorliegenden Anordnung gering ist. Man könnte diese Schwierigkeit durch zusätzliche elektrische Korrekturschaltungen umgehen, die den durch eine zu kleine Zeitkonstante verzerrten Strom wieder entzerren. Beim vorliegenden Gerät wurde jedoch ein anderer Weg beschritten.

Durch einen magnetischen Nebenschluß wird der Gesamtmagnetfluß des Eisenjoches erhöht und damit die Zeitkonstante vergrößert. Bei gegebener Größe des Ablenkfeldes und vorgegebener Linearität kann durch die Größe des magnetischen Nebenschlusses ein Minimum an Kupferaufwand in der Wicklung erreicht werden.

Um ferner den Gleichstromanteil des die Spulen durchfließenden Stromes zu kompensieren, sind auf den Jochschenkeln Zusatzspulen angebracht, die

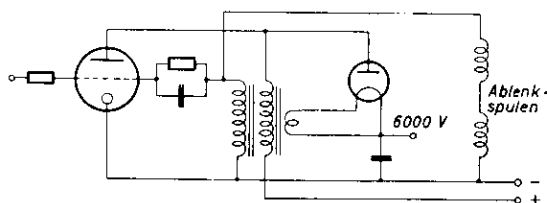


Abb. 5: Schaltung des Zeilenkippergerätes mit Hochspannungserzeugung.

vom eignen Anodenstrom des Kippgerätes gespeist werden. Eine vorgeschaltete Drosselspule verhindert, daß diese Spulen als Kurzschlußwindung wirken. Das in dieser Weise ausgeführte Kippgerät hat eine Gleichstromleistungsaufnahme von knapp 10 Watt (ohne Heizleistung) bei einem Kippwinkel von über 60° (Anodenspannung 6 KV), einer Kippfrequenz von 50 Hz und einer Rücklaufdauer von 5% der Bilddauer.

Die Schaltung des Zeilenkippergerätes entspricht im Prinzip der des Bildkippergerätes; der Transformator hat jedoch einen geschlossenen Eisenkern und ist von dem Ablenkspulensatz getrennt (Abb. 5). Das Ablenkfeld muß wegen des weiten Ablenkwinkels relativ groß sein, so daß in Verbindung mit einer Rücklaufzeit von 10% der Zeilendauer die Spannungsimpulse an den Spulen als Funktion von Induktivität und Stromänderung in der Zeiteinheit ganz erhebliche Werte annehmen. Weiterhin ist die kürzeste erreichbare Rücklaufzeit im wesentlichen durch die Eigenkapazität der Wicklungen bestimmt. Die Konstruktion des Transformators muß also auf eine entsprechende Isolation bei kleiner Eigenkapazität Rücksicht nehmen. Die Wicklungen wurden als Scheibenwicklungen mit Luftisolation ausgeführt.

Die sonst als unerwünschte Beigabe auftretende hohe Rücklaufspannung wird zur Erzeugung der Anodenspannung für die Braunsche Röhre verwendet, indem durch die Spannungstöße ein Kondensator über einen Gleichrichter aufgeladen wird. In Anbetracht der hohen Frequenz des Ladestromes braucht die Kapazität des Ladekondensators nur klein zu sein; aus dem gleichen Grunde kann auf zusätzliche Siebmittel gänzlich verzichtet werden. Die Kathode der Hochspannungsgleichrichterröhre wird dabei aus dem Kipptransformator selbst geheizt und somit ein Hochspannungsheiztransformator überflüssig. Durch Anwendung dieser Schaltung konnte bis auf die Gleichrichterröhre praktisch das gesamte Hochspannungsnetzgerät eingespart werden.

Die Erzeugung der Anodenspannung für die Braunsche Röhre und damit die Entstehung eines Brennfleckes auf dem Bildschirm ist hierbei zwangsläufig mit einer Ablenkung des Elektronenstrahls verbunden. Es kann also auf alle Schaltmaßnahmen verzichtet werden, die bei anderen Kippgeräten im allgemeinen notwendig sind, um ein Einbrennen des Bildschirms bei stillstehendem Elektronenstrahl zu vermeiden. Es bedarf der Erwähnung, daß der betriebssichere und wirtschaftliche Aufbau eines solchen Kippgerätes, das bei der geforderten Ablenkleistung einen kurzen Rücklauf aufweist und die geforderte Hochspannung bei gleichzeitig geringem Stromverbrauch liefert, erst nach Ueberwindung einer Fülle von Einzelproblemen möglich war. Das im beschriebenen Apparat verwendete Zeilenkippergerät liefert 6 KV bei einer Kippfrequenz von 11025 Hz, einem Rücklauf von 10% und einem Kippwinkel von etwa 60° , wobei die benötigte Gleichstromleistung (ausschließlich Heizleistung) nur 36 Watt beträgt.

Auf eine stabile Synchronisierung ist besonderer Wert gelegt worden. Zwischen dem Amplitudensieb und jedem der Kippgeräte ist jeweils eine Doppeltriode eingeschaltet.

Die Doppeltriode vor dem Zeilenkipppgerät dient der Impulsverstärkung und Phasenumkehr und schließt die Rückwirkung vom Zeilenkipppgerät auf das Amplitudensieb und somit auf das Bildkipppgerät aus.

Das erste System der Doppelröhre vor dem Bildkipppgerät verstärkt und integriert auf seiner Anodenseite das Impulsgemisch. Die zweite Triode trennt den Bildwechselimpuls von den Zeilenimpulsen. Außerdem wird diese Röhre vom Bildwechselimpuls stark übersteuert und bewirkt dadurch eine Versteilerung der Impulsflanke. Diese Schaltung in Verbindung mit einem geschickten mechanischen Aufbau, der eine direkte Beeinflussung von Bild- und Zeilenfrequenzen verhindert, gewährleistet ein unbedingt sicheres Ineinandergreifen der beiden Zeilenzüge.

Netzgerät.

Das Gerät bietet, wie vorher beschrieben, die Möglichkeit, zwei Rundfunksender und den Ultrakurzwellensender unabhängig vom Bildteil zu empfangen. Um Raum und elektrische Leistung zu sparen, kommt nur ein Netztransformator zur Verwendung, der jedoch zwei getrennte Anodenspannungswicklungen enthält und dementsprechend zwei Gleichrichterröhren speist. Die eine der Gleichrichterröhren wird durch Einschalten ihres Heizstromes nur bei Bildempfang in Betrieb gesetzt. Dieser Schalter ist mit dem Programmauswahlschalter gekuppelt, wodurch eine falsche oder unzuverlässige Bedienung des Apparates ausgeschlossen ist. Zur Aussiebung der Netzpulsation der verschiedenen Anodenspannungen werden Elektrolyt-Kondensatoren verwendet. Als Drosselspule für den Verstärker teil wird die Wicklung des Lautsprecherfeldes benutzt; zu einer zusätzlichen Siebung des Anoden-

stromes für das Bildkipppgerät wird die Fokussierspule verwendet. Lediglich zur Siebung des Anodenstromes für die Endröhre des Bildverstärkers und des Zeilenkipppgerätes wird eine kleine Drossel benötigt.

Durch eine zweckmäßige Aufteilung der vom Netzgerät gelieferten Spannungen in Verbindung mit den beschriebenen Schaltungen ist es gelungen, den Gesamtverbrauch aus dem Netz auf etwa 160 Watt zu halten, während der Verbrauch beim Empfang von Tonsendungen auf 100 Watt sinkt.

Zusammenfassung.

An Hand eines bei der Fernseh Aktiengesellschaft entwickelten Gerätes werden insbesondere diejenigen Probleme behandelt, die beim Entwurf eines Klein-Empfängers auftreten.

Aus konstruktiven und praktischen Gründen wurde eine flache Bauweise gewählt, bei der die besonders kurze Bildröhre neben dem Lautsprecher angeordnet ist.

Durch Anwendung einer automatischen Verstärkungsregelung im Bildverstärker wurde eine Kontrastregelung mit nur einem Bedienungsknopf möglich. Der Tonverstärker gestattet neben dem Empfang der zum Bild gehörenden Tonsendungen die Einstellung von zwei Rundfunksendern.

Die für die Konstruktion notwendige im Verhältnis zum Bildschirmdurchmesser kurze Braunsche Röhre bedingt Spezial-Kippgeräte. In beiden Kippgeräten wird jeweils eine Triode in Verbindung mit einem Spezial-Kipprtransformator verwendet. Der Transformator des Bildkipppgerätes ist auf das Ablenkjoch gewickelt. Die Hochspannung für die Braunsche Röhre wird aus dem Zeilenkipppgerät durch Gleichrichtung der Rücklaufspannungsimpulse gewonnen.

Der Gesamtverbrauch aus dem Netz beträgt bei Bild- und Tonempfang etwa 160 Watt, bei Tonempfang allein etwa 100 Watt.

Mechanischer Universalabtaster für Personen-, Film- und Diapositivübertragungen.

Von Kurt Thöm.

Inhalt: Es wird das mechanische Abtastgerät beschrieben, welches die Fernseh Aktiengesellschaft zur Funkausstellung 1938 in Berlin zeigte. Im einzelnen werden Fragen der Helligkeit, Genauigkeit des Rasters und damit die Anordnung der Abtast- und Synchronisierlöcher behandelt. An Hand einer Skizze des Gerätes wird die Lage der einzelnen Abtastorgane zueinander beschrieben und auf Neuerungen gegenüber früheren Ausführungen eingegangen.

Auf der Funkausstellung 1938 in Berlin zeigte die Fernseh Aktiengesellschaft einen neuartigen mechanischen Universalabtaster für 441 Zeilen (Zeilensprungverfahren). Die Bildschärfe und die Bildauflösung der Übertragungen reichten sehr nahe an die theoretisch überhaupt mögliche Bildqualität heran und dürften in der Fernseh-Entwicklung zur Zeit noch nicht überboten worden sein¹⁾. Mit dem Gerät können drei Fernsehübertragungsformen durchgeführt werden:

- a) ein Redner bzw. Vortragender oder Ansager,
- b) ein Filmstreifen,
- c) ein feststehendes Bild, z. B. Schriftbild oder Diapositiv.

Die Abtastvorrichtungen können gleichzeitig betrieben, auf Kontrollempfängern überwacht und somit pausenlos durch einfache elektrische Umschaltungen für die Programmabwicklung eines Fernsehsenders eingesetzt werden.

Ein typisches Anwendungsbeispiel des nunmehr auch für das 441-zeilige Zeilensprungverfahren erstmalig geschaffenen Universalabtastgerätes ist z. B. eine Sendung, bei welcher der Vortragende selbst im Bilde erscheint und zum Vortrag gehörende Filme und Diapositive eingeblendet werden.

Helligkeit und Genauigkeit.

Bei der Konstruktion mechanischer Abtastgeräte stand in früheren Jahren das Helligkeitsproblem, d. h. das Verhältnis der photoelektrischen Signalamplitude zum Störpegel der Photozelle und der nachfolgenden Verstärkeranordnung im Vordergrund. Durch die Entwicklung empfindlicher Photozellen mit eingebautem Sekundärelektronenverstärker²⁾ konnte aber dieses Problem soweit gelöst werden, daß man heute bei allen drei Abtastvorrichtungen die erforderliche Signalamplitude mit Projektionsglühlampen an Stelle von Bogenlampen erzielen kann. Im Anschluß hieran richtete sich die Hauptentwicklungsarbeit nunmehr auf die Erzielung der nötigen Abtastgenauigkeit. Ganz allgemein sind die mechanischen den elektrischen Abtastverfahren

(Kathodenstrahlabtaster, Bildzerleger und Bildspeicherröhren) hinsichtlich der höheren Schärfe bzw. Bildauflösung zur Zeit überlegen. Aus der Vielzahl von mechanischen Bildzerlegersystemen (Lochscheibe, Linsenkranz, Linsenscheibe, Spiegelrad, Spiegelscheibe³⁾) wurde von der Fernseh Aktiengesellschaft die Lochscheibe ausgewählt und mit dieser nach einer erfolgreichen Entwicklung erstmalig die nötige Genauigkeit und Bildqualität für eine hochzeitlige Fernsehabtastung erzielt.

Die Lochscheibe.

Die Nipkowscheibe ist den anderen bekannten mechanischen Abtastgeräten prinzipiell überlegen: Ihre geringe Masse ergibt ausreichende Festigkeiten selbst bei hohen Drehzahlen und großen Scheibendurchmessern. Mit der anwendbaren Umfangsgeschwindigkeit steigt die Lichtausbeute⁴⁾ und gleichzeitig die Herstellungsgenauigkeit, da der Winkelabstand benachbarter Abtastöffnungen ebenfalls größer wird. Weitere Vorteile der geringen Maße sind kleine Lagerkräfte, kleine Laufgeräusche und in elektrischer Beziehung eine leichtere Synchronisierung. Zur Erzielung hoher Umfangsgeschwindigkeiten war eine genaue Erforschung und Auswahl geeigneter Materialien für die Scheibe erforderlich. Als solches mit großer Zugfestigkeit bei kleinem spezifischen Gewicht wurde eine dünnausgewalzte Leichtmetalllegierung mit vergüteter Oberfläche gefunden.

Die Scheibe des Universalabtasters hat einen Durchmesser von 720 mm und eine Stärke von 0,2 bis 0,3 mm. Sie befindet sich im Vakuum (5 mm Hg) und läuft mit 10 500 Umdrehungen pro Minute, was einer Umfangsgeschwindigkeit von etwa 400 m pro Sekunde entspricht. Auf dem dünnen Scheibenkörper sind etwa $\frac{1}{100}$ mm starke Leichtmetallfolien befestigt, in welche die eckigen Lichtöffnungen⁵⁾ von etwa $\frac{5}{100}$ mm Durchmesser eingearbeitet sind.

³⁾ F. Schröter: Bildtelegraphie und Fernsehen 1932. W. Friedel: Elektrisches Fernsehen 1925.

⁴⁾ R. Möller, die mechanischen Bildfelderleger und ihre Synchronisierung in „Fernsehen“ von F. Schröter 1928.

⁵⁾ K. Thöm: Hausmitteilungen der Fernseh Aktiengesellschaft H. 1, 1938, 24.

¹⁾ E. H. Traub: Television Lond. XI, 1938, 542.

²⁾ Von Dr. Hartmann (Hochvakuumlaboratorium der Fernseh Aktiengesellschaft) gebaut.

Anordnung der Abtast- und Synchronisieröffnungen.

Um bei der Abtastung feststehender Bilder, wie Personenbild und Diapositiv, nach dem Zwischenzeilenverfahren eine einfache Ausblendung der je-

deren Spiralsystem zeitlich aneinander anschließen sollen, ist eine ungerade Umdrehungszahl je Bild⁷⁾ erforderlich. Ist weiterhin wie im vorliegenden Falle die Zeilenzahl 441 durch die Umdrehungszahl je Bild⁸⁾ teilbar, so liegen die Abtastöffnungen aller

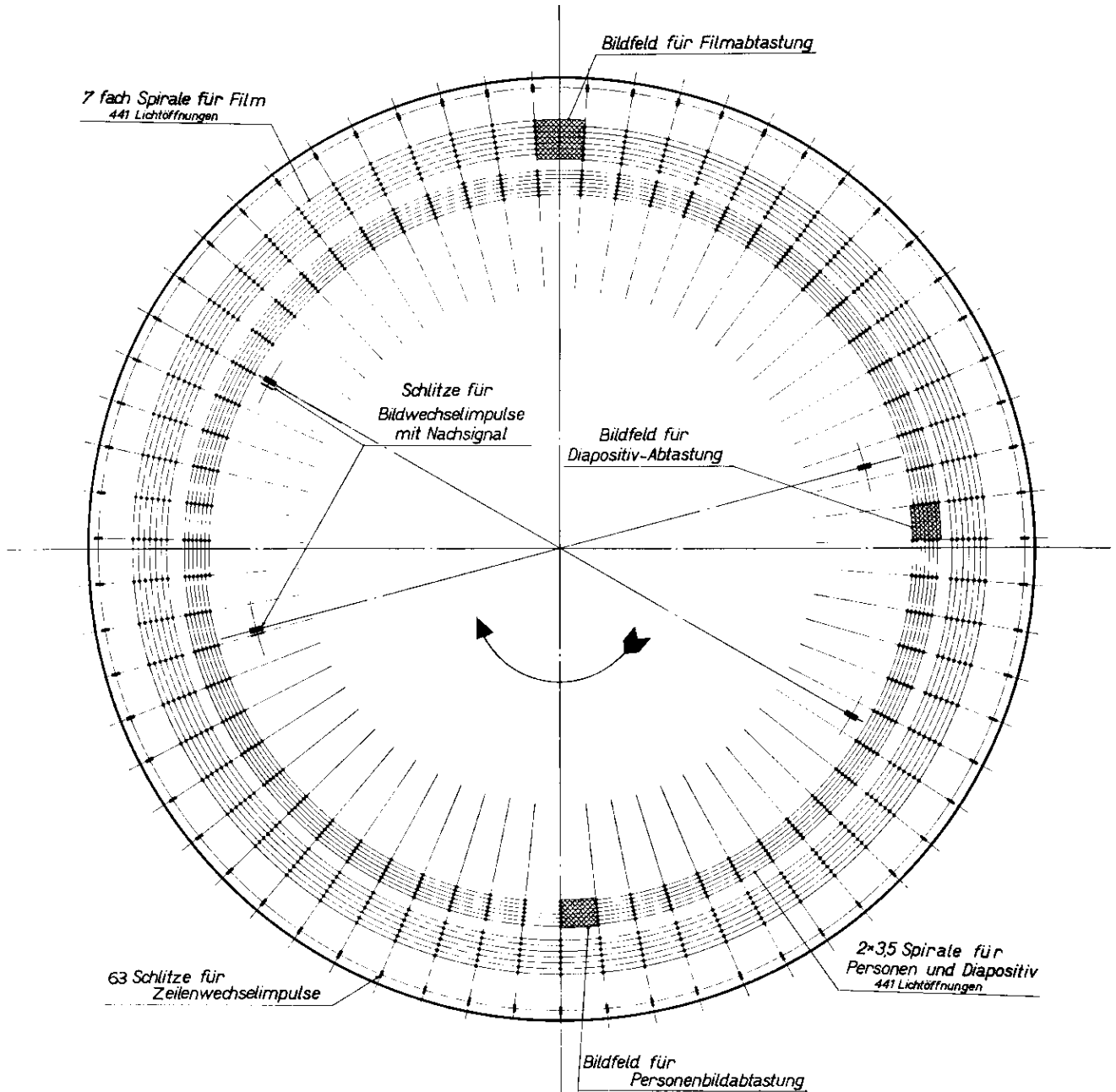


Abb. 1:
Anordnung der Lichtöffnungen auf der Nipkow-Scheibe

weils nicht arbeitenden Abtastöffnungen mit gleichförmig bewegten Schlitzen zu ermöglichen, müssen die Abtastöffnungen für nebeneinanderliegende Bildzeilen auf der Lochscheibe 180° versetzt angeordnet werden⁹⁾. Da Ende des einen und Anfang des an-

Spiralumläufe auf gleichem Radius und es sind zur Erzeugung der Zeilenwechselimpulse nur $\frac{441}{7} = 63$ Schlitze erforderlich. Bei der Zwischenzeilenab-

⁷⁾ 1 Bild \Rightarrow 2 Zeilenzüge à 220,5 Zeilen.

⁸⁾ 10 500 Umdrehungen je Minute ergibt 175 Umdrehungen je Sekunde und bei 25 Bildwechslern pro Sekunde 7 Umdrehungen je Bild.

⁹⁾ Die Anordnung wurde zuerst von Herrn Kosche (Fernseh Aktiengesellschaft) vorgeschlagen.

tastung eines kontinuierlich bewegten Filmstreifens kann eine einfache Ausblendung sowohl mit einer geraden wie mit einer ungeraden Umdrehungszahl je Bild erreicht werden. Jedoch ergibt auch hierbei die durch die gleichzeitige Abtastung ruhender Bilder bedingte Umdrehungszahl eine für die Herstellung der Scheibe günstigste Lochanordnung, bei der ebenfalls 7 Abtastöffnungen auf dem gleichen Radius liegen.

Abb. 1 zeigt die Anordnung der Abtastöffnungen. Bei der Herstellung solcher Scheiben brauchen nur 63 gegenüber früher 441 Winkeleinstellungen vorgenommen werden. Die Schlitz für die Zeilen-gleichlaufsignale werden bei denselben Winkeleinstellungen gleichzeitig eingearbeitet.

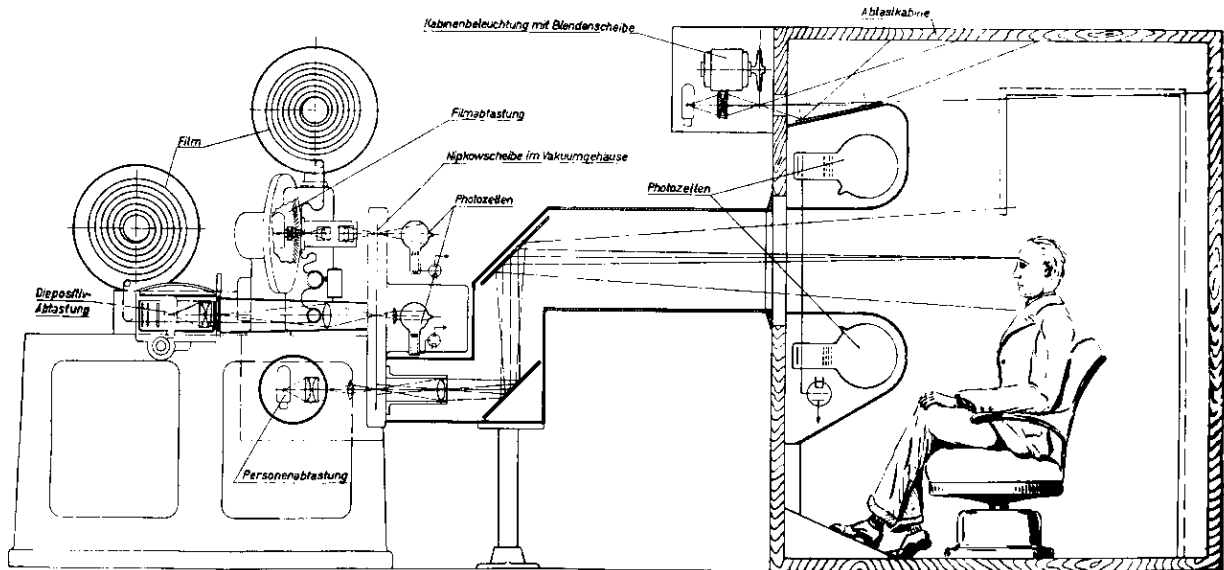


Abb. 2: Schema des Universalabtasters der Fernseh Aktiengesellschaft.

Anordnung der Abtastsysteme.

Durch die gewählte räumliche Anordnung der Bildfelder auf der Abtastscheibe und durch die Lage der beiden Spiralsysteme zu einander wird für alle drei Abtastvorgänge die gleiche Zeilenphasenlage und für den Film und das Diapositivbild die gleiche Bildphasenlage erzielt.

Die Lage der Abtastsysteme zueinander wird durch Abb. 2 veranschaulicht. Der Film läuft von oben nach unten, und zwar kopfstehend durch den Projektor. Die Optik zwischen Filmfenster und Zerlegerscheibe kehrt das Bild einmal um, so daß es in der Scheibenebene aufrecht stehend erscheint. (Es ist die Verwendung handelsüblicher Positivfilme der Konstruktion zugrunde gelegt.) Das in der Gegenstandsebene aufrechte Bildfeld für die Personenabtastung erscheint dagegen in der Scheibenebene vor dem Projektionsobjektiv kopfstehend, diese Abweichung ist durch eine Versetzung des Personenabtastfeldes gegenüber dem Filmabtastfeld, von

32 Lochteilungen = etwa $177,5^\circ$ ausgeglichen worden. Für das Diapositiv dagegen bestehen keine Sonderaufgaben, da es in jeder erforderlichen Lage eingelegt werden kann.

Gleichlaufimpulse und Einkanalmodulation.

Die für die heutige deutsche Sendernorm ^{a)} erforderliche Einkanalmodulation besteht außer der eigentlichen Bildmodulation aus Zeilenwechselimpulsen, die 10% einer Zeile lang sind, Bildwechselimpulsen, die 35% einer Zeile lang sind, einem Symmetriesignal (Trabant) hinter dem zwischen zwei Zeilen fallenden Bildwechselimpuls, sowie aus Aus-tastimpulsen, die etwas länger als die Gleichlaufimpulse sind.

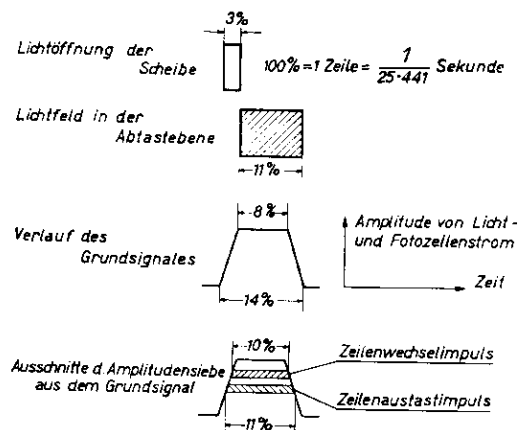


Abb. 3: Erzeugung von zwei verschiedenen langen Impulsen aus einem Lichtsignal.

^{a)} a) F. Banneitz; b) v. Oettingen, Urteil, Weiß Telegraphen - Fernseh-Funk - Fernseh-Technik (TFT) H 5, 1938, 157/66.

Die beiden verschieden langen Impulse gleicher Frequenz für Zeilenwechsel und Zeilenaustastung werden beim Universalabtaster aus einem optischen Signal durch einfache Amplitudenbegrenzungen und Steilheitsverstärker hergeleitet. Sie sind dadurch stets phasengleich und leicht in ihrer Breite einstellbar. Die Lichtmenge der optischen Zeilensignale ist, proportional der radialen Länge der Scheibenschlitze, etwa 50 mal größer als die Lichtmenge bei der Bildabtastung. Es konnte daher mit kleinen 20-Watt-Glühlampen die nötige schrottfreie Signal-

amplitude erzielt werden. Abb. 3 zeigt eine Dimensionierung für die Scheibenschlitze und das beleuchtete Blendenbild in der Scheibenebene. Eine besonders genaue zeitliche Uebereinstimmung der Zeilenwechselimpulse mit der Bildmodulation und ein Ausgleich der letzten kleinen Winkelungenauigkeiten der Zerlegerscheibe wird durch die Zuordnung je einer Zeilenimpulsabnahme zu den drei Abtastbildfeldern erzielt. Zur Ableitung des Grundsignals dient der auf gleichem Radius mit dem Abtastloch vorhandene Schlitz.

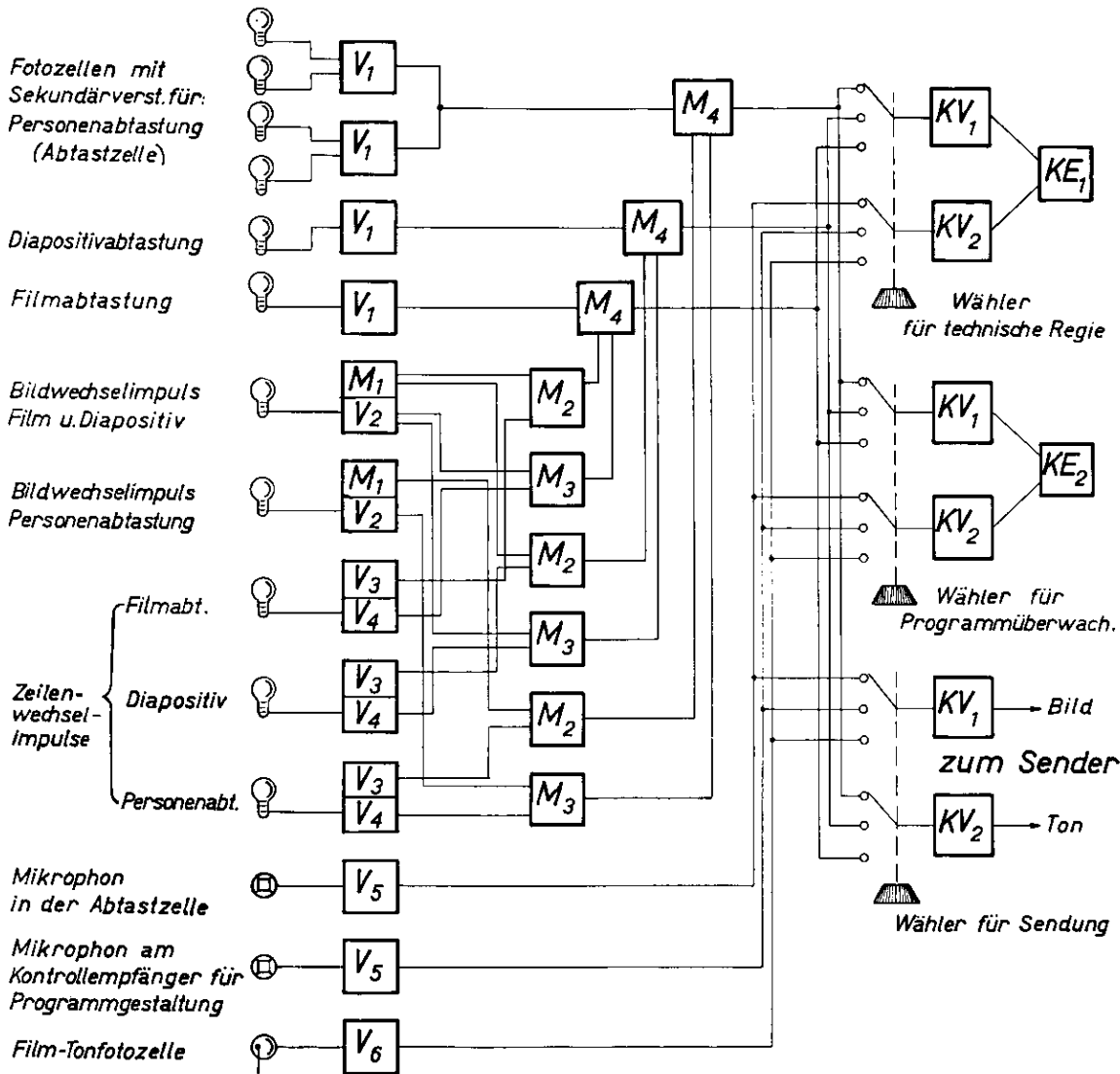


Abb. 4: Verstärkeranlage und Wähleranordnung zum Universalabtaster.

- V 1 = Vorverstärker mit Gradationsregelung.
- M = Multivibrator zur Erzeugung eines langen Bild-austastimpulses.
- V 2 = Verstärker zur Erhöhung der Flankensteilheit des Fotozellensignals.
- M 2 = Mischstufe für Austastsignale.
- M 3 = Mischstufe für Synchronisiersignale.
- M 4 = Mischung und Austastung für Einkanal-modulation.

- V 3 = Steilheitsverstärker und Amplitudensieb für Zeilenaustastimpuls.
- V 4 = Steilheitsverstärker und Amplitudensieb für Zeilenwechselimpuls.
- V 5 = Mikrophonverstärker.
- V 6 = Film-Tonverstärker.
- KV 1 = Bild-Kraftverstärker mit Kabelanpassung.
- KV 2 = Ton-Kraftverstärker.
- KE 1 = Kontrollempfänger für technische Regie.
- KE 2 = Kontrollempfänger für Programmüberwachung.

Das Symmetrierungssignal (Trabant) wird, wie aus der Schlitzanordnung (Abb. 1) ersichtlich ist, dem entsprechenden Bildwechselimpuls angehängt. Eine kleine Blendscheibe in einer Zwischenabbildungsebene der Synchroniseroptik sorgt dafür, daß die beiden Bildimpulse mit und ohne Nachsignal jeweils nur einmal in $\frac{1}{25}$ Sekunde freigegeben werden. Hierbei wird von der Synchronisierungsoptik in der Scheibenebene ein Spalt von nur einer Bildpunktweite abgebildet und somit ein optisches Signalgemisch erzeugt, das bereits genaue Breiten und maximale Flankensteilheit besitzt.

Die für die Sendung und für die Kontrollempfänger erforderliche Einkanalmodulation wird nach dem Plan in Abb. 4 rein niederfrequent erzeugt und durch die entsprechenden Umschaltanordnungen auf jeweils einen Bedienungsgriff im Programmwähler zusammengefaßt.

Der Fortfall von Frequenzteilern bei der Erzeugung der Synchronisier- und Austastsignale am Universalabtaster macht ein Umspringen der Phasenlage beim Umschalten zwischen den verschiedenen Programmen unmöglich.

Personenabtastung.

Die im Universalabtaster eingebaute Einrichtung zur Uebertragung von Personenbildern ist die erste mit einem mechanischen Abtastgerät durchgeführte Lichtstrahlabtastung für 441 Zeilen. Der besondere Vorteil ist die Tiefenschärfe des Bildes, die durch die Kleinheit des Bildfeldes der Abtastscheibe bedingt wird.

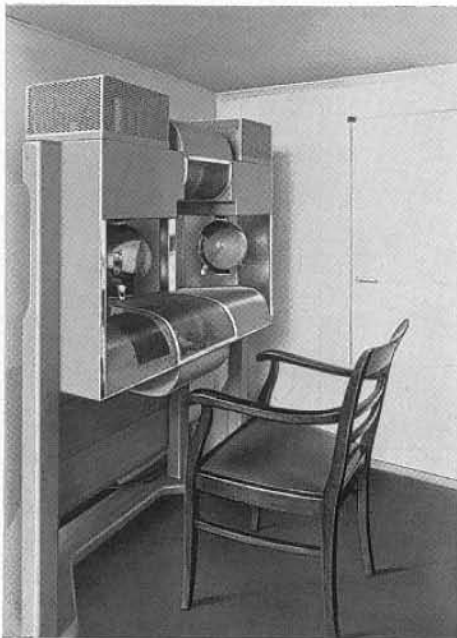


Abb. 5: Inneneinrichtung der Abtastzelle für Personen.

Wie in Abb. 2 gezeigt wird, sind Lichtquelle und Kondensator innerhalb der Blendentrommel angeordnet. Die Schlitze der Blendentrommel werden aus der Zwischenabbildungsebene durch ein besonderes,

in Abb. 2 als Einzellinse angedeutetes optisches System aus asphärischen Linsen großer Oeffnung nahe der Scheibenebene abgebildet. Das Bildfeld der Abtastscheibe wird wiederum durch ein sehr lichtstarkes Objektiv etwa 20fach vergrößert in die Abtastkabine projiziert. Vier große besonders empfindliche Photozellen mit eingebautem Sekundärverstärker fangen in der weißen Abtastzelle (Abb. 5) einen Teil des mehr oder weniger stark reflektierten Lichtes auf und erzeugen so die Bildmodulation.

Die hohe Tourenzahl der Abtastscheibe, ein verlustarmes optisches System und die Entwicklung besonders empfindlicher großflächiger Photozellen ermöglicht auch hier die Verwendung einer kleinen handelsüblichen Projektionsglühlampe von nur 750 Watt, während in früheren Jahren selbst für 180-zeilige Lichtstrahlabtastungen schon Bogenlampen erforderlich waren¹⁰⁾. Der gedrungene Aufbau des Abtasters, die einfache Bedienbarkeit und stete Betriebsbereitschaft sind durch die Anwendung von Glühlampen als Abtastlichtquelle wesentlich bedingt. Abb. 5 zeigt das Innere der Abtastzelle, die Verkleidung der seitlichen Photozellen ist abgenommen. Ebenso sind Mikrophon und Kontrollempfänger der Uebersichtlichkeit halber fortgelassen.

Kabinenbeleuchtung.

Um den Schrotwert der Photozellen bei der Personenabtastung klein zu halten, war man bisher

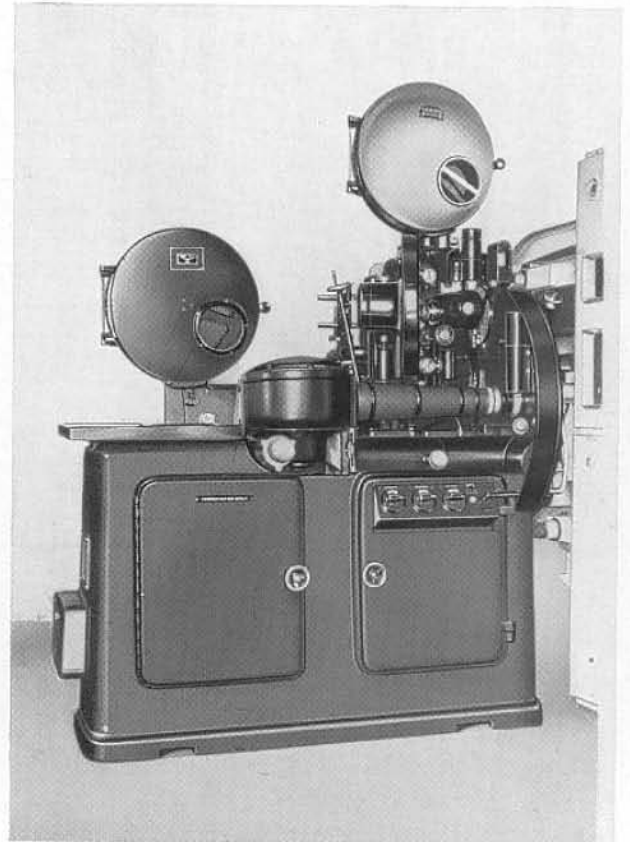


Abb. 6: Universalabtaster der Fernseh Aktiengesellschaft.

¹⁰⁾ R. Möller: Fernsehen und Tonfilm, 6, 1935, 16.

gezwungen, aus der Abtastkabine jedes Nebenlicht fernzuhalten. Die Dunkelheit im Abtraum begrenzte die Anwendungsmöglichkeiten der Lichtstrahlabtastung bei der Programmgestaltung eines Fernsehsenders. Beim Universalabtaster wird jedoch die Abtastkabine durch ein kleines Zusatzgerät während der Bildrücklaufzeit in jeder $\frac{1}{60}$ Sekunde einmal kurz (etwa $\frac{1}{1000}$ Sekunde lang) stark beleuchtet¹¹⁾, so daß die im Abtraum befindlichen Personen nunmehr ohne weiteres während der Uebertragung sehen und z. B. lesen können. Die einzelnen Lichtblitze werden wegen ihrer schnellen Folge als zusammenhängende Beleuchtung empfunden. Die Sekundärverstärker der Photozellen werden während der Kabinenbeleuchtungszeit durch ein vom gleichen Zusatzgerät optisch erzeugtes und elektrisch verstärktes Signal ausgetastet bzw. gesperrt und so vor Ueberlastung geschützt.

Beschreibung des Aufbaues.

Der in Abb. 6 dargestellte neue Universalabtaster weist eine Anzahl konstruktiver Verbesserungen gegenüber früheren mechanischen Abtastgeräten auf, die besonders der Betriebsdauer und einer einfachen Bedienbarkeit zugute kommen.

Synchronmotor und Abtastscheibe laufen wie bisher im Vakuum. Der Motorlagerung wurde zur Erzielung eines erschütterungsfreien Laufes besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Wasserkühlung und Dauerschmierung gewährleisten über 1000 Betriebsstunden hintereinander.

Der mit 175 Hz gespeiste zweipolige Synchronmotor erreicht beim Anlassen nach weniger als einer Minute bereits seine volle Drehzahl. Für Film-, Diapositiv- und Personenabtastung wird die gleiche leicht auswechselbare Glühlampentype mit einer Le-

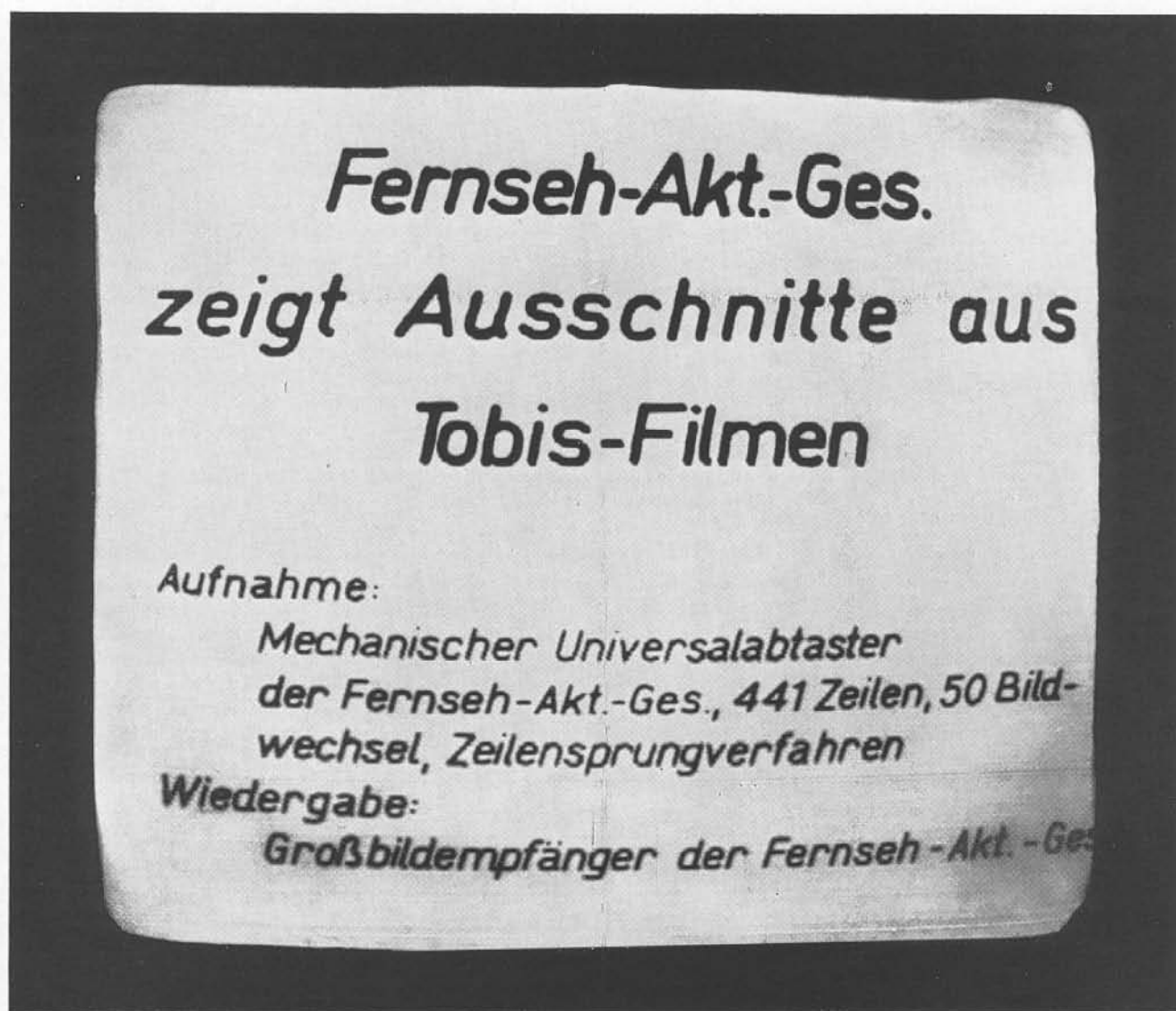


Abb. 7: Empfangsbild eines Diapositives.

¹¹⁾ Diese Anordnung wurde zuerst von G. Schubert und R. Möller (Fernseh Aktiengesellschaft) vorgeschlagen.

bensdauer von etwa 30 Betriebsstunden verwendet. Durch intensive Luftkühlung wird die Wärme der

Lichtquellen abgeführt und ein gedrungener Einbau möglich. Gebläse und Vakuumpumpe befinden sich im Unterbau.

Die Phasenlagen der drei Blendenscheiben werden nach dem Anlassen der Zerlegerscheibe einmal von der Bedienungsseite her nach einem Kontrollbild oder Oszillogramm eingestellt.

Das Filmfenster mit einem verbesserten optischen Korrektursystem kann zur Säuberung leicht herausgenommen werden. Ebenso ist die nahe dem Film laufende Blendenscheibe durch Reinigungsklappen leicht zugänglich. Zum Programmwechsel brauchen nur die auf der rechten Tür des Unterbaues angeordneten Lichtschalter bedient werden.

Das in Abb. 7 wiedergegebene Schriftbild wurde von einem Kontrollempfänger auf dem Stande der Fernseh Aktiengesellschaft auf der Funkausstellung photographiert. Die Tatsache, daß die etwa ein Bildpunkt breiten Schriftzeichen noch gut lesbar sind, beweist die hohe Bildauflösung des neuen Abtastgerätes.

Zusammenfassung.

Das neue mechanische Abtastgerät der Fernseh Aktiengesellschaft gestattet die Uebertragung von Personen oder Filmen oder Diapositiven wahlweise vorzunehmen. Durch die Entwicklung empfindlicher Photozellen in Verbindung mit der besonders exakten Konstruktion einer hochtourig laufenden Lochscheibe wurde es ermöglicht, mit handelsüblichen Projektionslampen als Abtastlichtquellen auszukommen. Es wird die Anordnung von Abtast- und Synchronisierlöchern beschrieben, mit der die unterschiedlichen Bewegungsrichtungen bei der Abtastung von Personen- und Filmbildern mit nur einer Lochscheibe erzeugt werden. Eine ungerade Umdrehungszahl je Bild (7) ergibt eine Vereinfachung bei der Anordnung der Blendenscheiben und bei der Herstellung der Scheibe. Eine intermittierende Beleuchtung der Abtastkabine ermöglicht es der abzutastenden Person während der Uebertragung zu lesen. Schließlich werden der Aufbau und die verschiedenen Einzelteile beschrieben, die den Betrieb und die Bedienbarkeit besonders einfach gestalten.

Frequenzuntersuchungen an Dezimetersendern mittels Kristalldetektor.

Von Helmut Schmidt.

Inhalt: Es wird im folgenden ein Frequenzmeßverfahren für Dezimeterwellen beschrieben, welches auf zweifacher Ueberlagerung beruht und Messungen von Frequenzänderungen auf einige KHz genau ermöglicht.

Um bei der Ueberlagerung zweier Dezimetersender einen einigermaßen konstanten Ueberlagerungston zu erhalten, sind außer einem sauberen Aufbau noch besondere Maßnahmen zur Erreichung der notwendigen Frequenzstabilität der Sender erforderlich. Vor allem werden an den Drehkondensator eines Dezimetermeßsenders sehr hohe mechanische Anforderungen gestellt. Aber selbst, wenn die rein mechanischen Voraussetzungen erfüllt sind, die eine einwandfreie Abstimmung gewährleisten, wird durch die Erscheinung der Mitnahme das Anpfeifen des zu untersuchenden Senders erschwert. Diese beiden Schwierigkeiten, mechanische Einstellbarkeit und Mitnahmeercheinungen, werden in dem im folgenden beschriebenen Verfahren durch einen Kunstgriff vermieden.

Die Meßmethode.

Ueberlagert man einer unbekanntten Frequenz f_1 eine konstante Hilfsfrequenz $f_2 = f_1 \pm \Delta f$, dann treten Frequenzänderungen von f_1 bekanntlich auch

bei der Zwischenfrequenz Δf in gleicher absoluter Größe auf. Ist f_1 eine Frequenz im Dezimetergebiet, dann kann man durch Wahl von f_2 erreichen, daß Δf zwei Größenordnungen tiefer zu liegen kommt, z. B. zwischen 1—10 MHz fällt. Diese Zwischenfrequenz kann ohne Mühe mit einem frequenzgeeichten Sender angepfeifen und so auf einfache Weise Änderungen der Frequenz f_1 meßtechnisch erfaßt werden.

Zur Erzeugung der Zwischenfrequenz Δf eignet sich jedes nicht-lineare Schaltelement, also jeder Gleichrichter. Da der Kristalldetektor sowohl im Dezimeter- als auch Zentimetergebiet einen guten Gleichrichtereffekt liefert, wurde die Mischung der Dezimeterfrequenzen mit dem Kristalldetektor durchgeführt. Die Richtcharakteristik der Detektoren kann für kleine Bereiche als quadratisch angesehen werden, es entstehen dann die Kombinationsfrequenzen $2f_1$, $2f_2$, $f_1 + f_2$, $f_1 - f_2$ und eine Gleichstromkomponente. Für große Aussteuerung kann die Kennlinie des Detektors nicht mehr durch eine Parabel ersetzt werden; dann treten neben den oben-

erwähnten Frequenzen weitere Frequenzen hinzu. Man kann jedoch zeigen, daß bei großer Amplitude der Hilfsfrequenz die „Verzerrungen“ zu vernachlässigen sind. (Barkhausen Bd. IV, Seite 201). Es wird also stets gelingen, die Zwischenfrequenz Δf auszusieben.

Beschreibung des Meßgerätes.

Die Schaltung des Meßgerätes wird durch Abb. 1 dargestellt. Der Sender S_1 soll untersucht werden und liefert die Frequenz f_1 . Der Hilfssender HS_2 schwingt auf der Frequenz f_2 und gibt nach Ueberlagerung am Detektor D die Zwischenfrequenz Δf ,

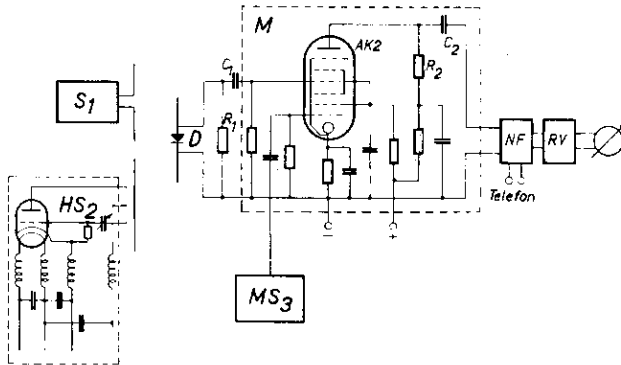


Abb. 1: Schaltung des Meßgerätes.

welche über das Kopplungsglied R_1, C_1 der Mischstufe M zugeführt wird. Die Hochfrequenzschwingungen f_1 und f_2 können durch Strahlungen oder über eine Energieleitung an den Detektor gelangen. In der Mischröhre (AK 2) wird die Zwischenfrequenz Δf mit Hilfe des Meßsenders MS_3 angepfeifen. Der entstehende Schwebungston wird über das Kopplungsglied R_2, C_2 dem frequenzabhängigen Niederfrequenzverstärker NF zugeführt. Das Maximum der Verstärkercharakteristik (Abb. 2), was etwa bei 1500 Hz liegt, macht es möglich, die Schwebung außer durch ein Telefon mit einem Röhrenvoltmeter festzustellen wie es vom Suchtonverfahren her bekannt ist.

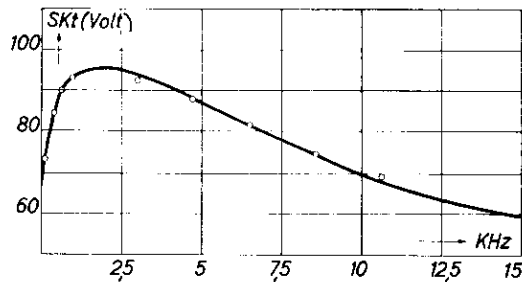


Abb. 2: Frequenzkurve des NF-Verstärkers.

Durch die zweifache Ueberlagerung wird also erreicht, daß Mitnahmeercheinungen ausgeschlossen sind und andererseits der Hilfssender HS_2 während einer Messung nicht bedient zu werden braucht. Der Sender HS_2 wird nur einmal vor der Messung durch

einen Drehkondensator so geregelt, daß die Zwischenfrequenz in einem günstigen Bereich liegt. Von Bedeutung ist dabei zu wissen, ob die Hilfsfrequenz f_2 höher oder niedriger ist, als die zu untersuchende Frequenz f_1 , um die Richtung von Frequenzänderungen angeben zu können. Die erforderlichen Maßnahmen, die zur Auffindung der Lage von HS_2 führen, gehen aus Abb. 3 hervor. Bei eingedrehtem Kondensator (100°) und konstantem f_1 findet man in diesem Beispiel eine Zwischenfrequenz von 8,8 MHz. Dreht man den Kondensator heraus, so wächst die Hilfsfrequenz f_2 an, da die Schwingkreis-kapazität verkleinert wird. Die Zwischenfrequenz wird nach Abb. 3 kleiner. Bei Kondensatorstellung 100° muß f_2 demnach unterhalb f_1 gelegen haben. Dreht man den Kondensator immer mehr heraus, dann fällt bei etwa 60° f_2 mit f_1 zusammen, um dann größer als f_1 zu werden. Für Frequenzuntersuchungen ist es am günstigsten, die Hilfsfrequenz tiefer als die zu untersuchende Frequenz zu legen, da dann bei konstanter Hilfsfrequenz, Aenderungen von f_1 , gleichsinnige Aenderungen der Zwischenfrequenz Δf ergeben.

Die Frequenzabhängigkeit eines rückgekoppelten Dezimetersenders in Abhängigkeit von der Anodenspannung.

Es wird ein rückgekoppelter Dezimetersender mit einer Wellenlänge von etwa 84 cm untersucht. Als Erregerröhre dient eine Eichelröhre Philips 4675 in üblicher Schaltung. Die Abhängigkeit der Fre-

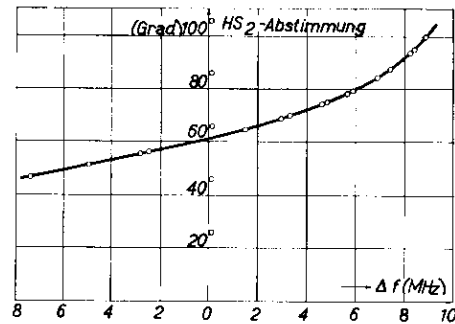


Abb. 3: Zwischenfrequenz Δf in Abhängigkeit von der Abstimmung des Hilfssenders HS_2 .

quenzänderung Δf von der Anodenspannung ist in Abb. 4 dargestellt. Die Messung zeigt, daß die Frequenz mit sinkender Anodenspannung abnimmt, und zwar ist die Spannungsempfindlichkeit bei hohen Anodenspannungen geringer als bei niedrigen. (Da die Frequenz abnimmt, ist auf der Ordinate — Δf aufgetragen.) Will man also eine möglichst hohe Frequenzkonstanz erreichen, so ist es zweckmäßig, den Dezimetersender mit hoher Anodenspannung zu betreiben. Umgekehrt zeigt der Kurvenverlauf, daß eine kontinuierliche Frequenzregelung des Senders durch Anodenspannungsänderungen möglich ist; ein Punkt, der zur automatischen Frequenzregelung herangezogen werden kann.

Frequenzuntersuchungen am gittergesteuerten Zweischlitzmagnetron.

Ein mit hoher Anodenspannung betriebener rückgekoppelter Hilfssender diente zur Beobachtung von Frequenzänderungen eines gittergesteuerten Zweischlitzmagnetrons. Das Magnetron erregt auf Grund der negativen Charakteristik den angekoppelten Außenkreis, und zwar in einer Wellenlänge von 84 cm. Bildet das Magnetfeld mit dem Heiz-

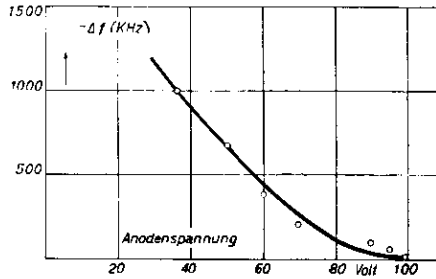


Abb. 4: Frequenzänderung des rückgekoppelten Dezimeter-Senders in Abhängigkeit von der Anodenspannung.

faden des vollkommen symmetrisch aufgebauten Elektrodensystems einen Winkel von 0° , so kann kein Pfeifton erhalten werden. Es entsteht lediglich ein Geräusch, das dem beim Superregenerativempfang bekannten Rauschen sehr ähnlich ist. Erst bei einem Magnetfeldwinkel von 3° zum Heizfaden geht das Geräusch in einen zwitschernden Ton über, wie er beim Anpfeifen des vorher beschriebenen rückgekoppelten Senders entstand. Die Amplitude des Magnetrons senders bleibt bei der Schwenkung des Magnetfeldes konstant.

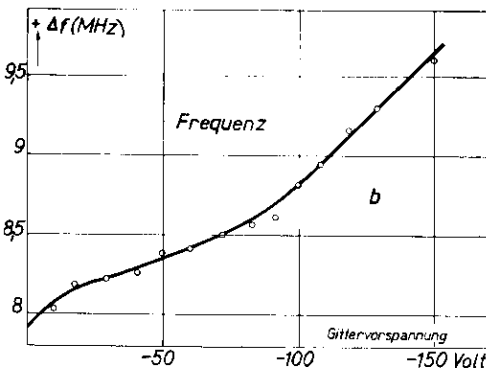
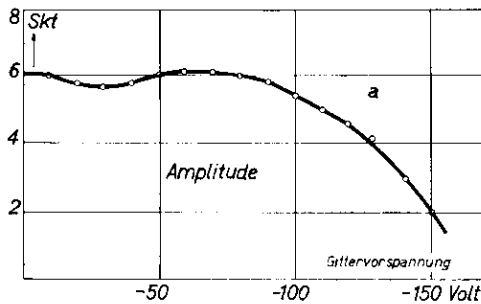


Abb. 5: Amplituden- und Frequenzkurve eines Magnetrons.

Alle weiteren beschriebenen Messungen beziehen sich auf einen Winkel von 3° . Für die Anodenspannung des Magnetrons war eine gute Glättung vorgesehen, der Magnetfeldstrom wurde stabilisiert, Heizung und Gitterspannung wurden Batterien entnommen.

Abb. 5 zeigt zunächst den Verlauf der Frequenz und Amplitude des Magnetrons als Funktion der Gittervorspannung. Heizung, Magnetfeld und Spannung wurden bei -50 Volt Gittervorspannung auf maximale Schwingleistung der Röhre eingestellt und blieben konstant. Bis zu Gitterspannungen von -80 Volt ändert sich die Amplitude (Abb. 5a) nur sehr wenig. Von hier beginnt bis zu -125 Volt ein gradliniger Abfall, der dann rasch gegen Null geht. Das entsprechende Frequenzverhalten ist aus Abb. 5b zu erkennen. Mit Erhöhung der negativen Vorspan-

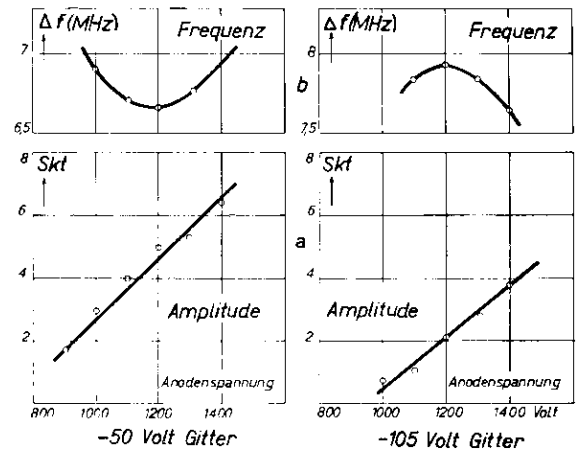


Abb. 6: Amplitude und Frequenz eines Magnetrons in Abhängigkeit von der Anodenspannung bei verschiedenen Gitterspannungen.

nung nimmt die Frequenz dauernd zu. Im geradlinigen Teil der Amplitudenkurve (zwischen -80 und -125 Volt) beträgt diese Frequenzzunahme 600 kHz, d. h. bei der Gittermodulation tritt neben einer Amplitudenmodulation stets eine Frequenzmodulation auf. Im Gebiet von -60 bis -70 Volt Vorspannung ist es möglich, bei der durchgemessenen Röhre fast reine Frequenzmodulation zu senden.

Die Frequenzabhängigkeit ist wesentlich geringer, wenn man an Stelle der Gitterspannung die Anodenspannung ändert. Für zwei Gitterspannungen von -50 und -105 Volt zeigt Abb. 6a, daß die Amplitude in beiden Fällen linear mit der Anodenspannung wächst. Die Grenze der Anodenspannung war bei der Röhre 1400 Volt, um eine Ueberlastung zu vermeiden. Der Frequenzgang hat bei verschiedenen Gittervorspannungen ein gänzlich unterschiedliches Verhalten (Abb. 6b). Bei -50 Volt konstanter Gittervorspannung geht die Frequenz mit wachsender Anodenspannung durch ein Minimum, während sie bei -105 Volt Vorspannung ein Maximum durchläuft. Zwischen diesen Vorspannungen gibt es einen Bereich, in dem die Frequenzänderungen eindeutig verlaufen, vgl. in Abb. 7 die Kurven für -70

und - 90 Volt. Die - 70-Volt-Kurve läßt weiter erkennen, daß bei Anodenspannungsänderungen zwischen 1200 und 1400 Volt praktisch keine Frequenzverwerfungen auftreten. Dies wäre demnach das Arbeitsgebiet der betreffenden Röhre für Amplitudenmodulation.

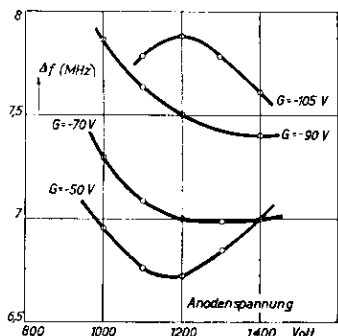


Abb. 7: Frequenz eines Magnetrons in Abhängigkeit von der Anoden- und Gitterspannung.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Frequenzuntersuchung bei Dezimeterwellen beschrieben, welches darauf beruht, daß durch Bildung einer Zwischenfrequenz von einigen MHz Frequenzänderungen mit einem normalen frequenzgeeichten Meßsender beobachtet werden können. Nach dieser Methode an einem Triodensender durchgeführte Messungen ergeben, daß die Frequenzabhängigkeit des Senders mit wachsender Anodenspannung geringer wird. Messungen an einem gittergesteuerten Magnetron zeigen, daß zur Erreichung größter Frequenzkonstanz das Magnetfeld einen Winkel mit dem Heizfaden bilden muß.

Die Modulation eines mit Gitter versehenen Magnetrons ist zur Erzeugung von Amplitudenmodulation am günstigsten anodenseitig vorzunehmen, während das Gitter eine konstante Vorspannung erhält. Zur Frequenzmodulation eines Senders ist dagegen die Steuerung am Gitter empfehlenswert.

Die Ablenkung des Elektronenstrahls in Braunschens Röhren mittels magnetischer Spulenfelder.

Von Herbert Bähring.

Inhalt: Die Gesetzmäßigkeit zwischen Ablenkamplitude, Ablenkspulenform, Amperewindungszahl, Anodenspannung und Elektronenstrahlänge des im feldfreien Raum mittels Spulen mit parallelen Längsleitern magnetisch abgelenkten Elektronenstrahls wird abgeleitet und ihre Gültigkeit mit Versuchswerten belegt.

Der zur Zeit übliche Aufbau einer Braunschens Röhre für Fernseh Zwecke ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Die x-Achse liegt in der Strahlrichtung bei unabgelenktem Elektronenstrahl, die y-Achse in Richtung der Ablenkung. Zwischen Kathode 1 und Anode 2 befindet sich das elektrische Beschleunigungsfeld B, dann schließt sich das Konzentrierfeld K an und an dieses das Konzentrierfeld K an und an dieses das Ablenkfeld A, so daß sich die einzelnen Felder nicht, bzw. nur vernach-

lässigbar wenig gegenseitig durchdringen. Das Ablenkfeld wirkt somit in einem von anderen Feldern freien Raum auf das mit konstanter Geschwindigkeit eintretende Elektron ein. Das Ablenkfeld A liegt zwischen den Punkten 3 und 4. Von da an beginnt der feldfreie Raum F, in dem das Elektron seine Richtung beibehält, die es beim Austritt aus dem Ablenkfeld hat. Bei 5 befindet sich der Mittelpunkt des Fluoreszenzschirmes.

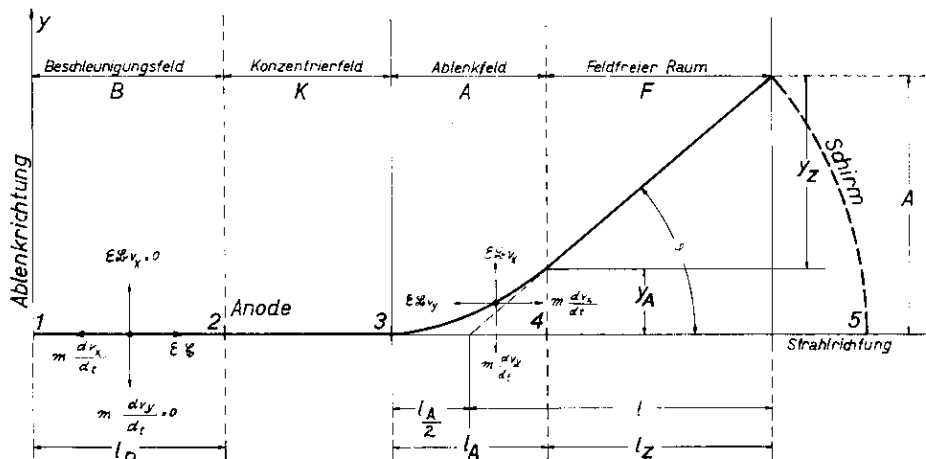


Abb. 1. Schema der räumlichen Verteilung der Felder in einer Kathodenstrahlröhre und Darstellung der Kräftekomponenten auf ein Elektron des Elektronenstrahls.

Allgemeine Berechnung:

Die Kraftwirkung des Spulenfeldes verläuft senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons und senkrecht zur Richtung des magnetischen Feldes. Sind ε die Ladung, m die Masse des Elektrons, \mathcal{E} die elektrische Feldstärke im Beschleunigungsfeld, \mathfrak{B} die magnetische Liniendichte des Ablenkkfeldes und v_x und v_y die Geschwindigkeit des Elektrons in der Strahlrichtung und in der Ablenkrichtung, so ergeben sich die dynamischen Gleichgewichtsbedingungen des Elektrons im Beschleunigungsfeld B:

$$\sum X = 0; \varepsilon \cdot \mathcal{E} - 10^{-7} \cdot m \cdot \frac{dv_x}{dt} = 0 \quad (1)$$

$$\sum Y = 0; \quad (1a)$$

wobei x der Abstand des Elektrons von der Kathode ist, und im Ablenkkfeld A:

$$\sum X = 0; \varepsilon \cdot \mathfrak{B} \cdot v_y - 10^{-7} \cdot m \cdot \frac{dv_y}{dt} = 0 \quad (2)$$

$$\sum Y = 0; \varepsilon \cdot \mathfrak{B} \cdot v_x - 10^{-7} \cdot m \cdot \frac{dv_x}{dt} = 0 \quad (2a)$$

wo x der Abstand des Elektrons vom Anfang des

$$v_x = v_A \cdot t - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2}{2!} - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4}{3!} - \dots \quad (5a)$$

und durch Integration mit der Randbedingung $x = 0$ für $t = 0$ erhält man

$$x = v_A \cdot t \left[1 - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2}{6} - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4}{30} - \dots \right] \quad (6)$$

Gl. (2a) ergibt somit durch Einsatz von (5a)

$$dv_y = 10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot v_A \cdot t \left[1 - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2}{2!} - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4}{3!} - \dots \right] \quad (7)$$

mit der Randbedingung $v_y = 0$ zur Zeit $t = 0$ liefert die Integration

$$v_y = 10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot v_A \cdot t \left[1 - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2}{6} - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4}{30} - \dots \right] \quad (8)$$

oder mittels (6):

$$v_y = 10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot x \quad (8a)$$

Als Richtung des Elektronenstrahles im Ablenkkfeld ergibt sich zur Zeit t nach der Weglänge x aus Gl. (8) und (5a)

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_y}{v_x} = 10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t \left[1 - \frac{1}{3} \left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2 - \frac{1}{6} \left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4 - \dots \right] \quad (9)$$

bzw. aus (8a) und (5a):

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v_y}{v_x} = \frac{10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot x}{v_A \left[1 - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2}{2!} - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4}{3!} - \dots \right]} \quad (9a)$$

Die genaue Berechnung der Ablenkamplitude aus diesen Gleichungen in Parameterdarstellung von dem Zeitwert würde zu recht komplizierten Aus-

Ablenkkfeldes ab und y der senkrechte Abstand von der Strahlmittellinie sind. Aus (1) folgt bei Vernachlässigung der Austrittsgeschwindigkeit des Elektrons aus der Kathode die Eintrittsgeschwindigkeit desselben in das Ablenkkfeld A:

$$v_A = \sqrt{2 \cdot 10^7 \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot U} \quad (3)$$

Aus Gleichung (2) und (2a) folgt über die Differentialgleichung

$$v_x = \left(\frac{10^{-7} \cdot m}{\varepsilon \cdot \mathfrak{B}} \right)^2 \cdot \frac{d^2 v_x}{dt^2} \quad (4)$$

und den Lösungsansatz $v_x = V \cdot e^{r \cdot t}$ mit den Randbedingungen, daß zur Zeit $t=0$, $v_x = a$ und

$\left(\frac{dv_x}{dt}\right)_{(t=0)} = 0$ ist, die Geschwindigkeit des Elek-

trons in der x -Richtung:

$$v_x = v_A \cdot e^{-10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t} + \mathcal{E} \sin 10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t \quad (5)$$

oder in Reihenentwicklung

$$v_x = v_A \cdot t - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^2}{2!} - \frac{\left(10^{-7} \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t\right)^4}{3!} - \dots \quad (5a)$$

schwindigkeitsvermindernden Glieder¹⁾, so daß $v_x = v_A$ wird, so vereinfachen sich die übrigen Gleichungen zu

$$x = v_A \cdot t \quad (6b)$$

$$v_y = 10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot v_A \cdot t \quad (8b)$$

$$\frac{dy}{dx} = \frac{10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot x}{v_A} \quad (9b)$$

Gleichung (9b) liefert gegenüber der genauen Gleichung (9a) zu kleine Ablenkwinkel. Der Fehler ist jedoch bis zu 20° für Fernschröhren tragbar klein und kann nötigenfalls nach folgender mittels Gl. (9) und (9a) aufgestellten Tabelle korrigiert werden:

Parameter	$10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot t$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
Ablenktangens	$\operatorname{tg} \varphi$	0	0,099	0,197	0,291	0,379	0,467
Ablenkwinkel	φ [°]	0	5,25	11,15	16,25	20,75	25
Korrekturfaktor	$\operatorname{tg} \varphi_n$	0	1,005	1,02	1,045	1,085	1,14
	$\operatorname{tg} \varphi$						

Aus Gleichung (9b) folgt nun weiterhin durch Integration mit der Randbedingung $y = 0$ für $t = 0$

$$y = \frac{10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot x^2}{2 v_A} \quad (10)$$

Für die größte Weglänge $x = l_A$ gleich Spulenlänge folgt aus Gl. (10) die Ablenkamplitude am Ende des Ablenkfeldes

$$y_A = \frac{10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot l_A^2}{2 v_A} \quad (11)$$

und aus (9b) der Ablenkwinkel:

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{(x=l_A)} = \operatorname{tg} \varphi_n = \frac{10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot l_A}{v_A} \quad (12)$$

Der Ablenkwinkel ist jedoch nach Abb. 1 auch gegeben durch

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{(x=l_A)} = \frac{y_z}{l_z} \quad (13)$$

wobei y_z die Ablenkamplitude und l_z die in die Achsenrichtung projizierte Elektronenstrahlänge im feldfreien Raum sind. Damit folgt aus Gl. (12) und (13)

$$y_z = \frac{l_z \cdot 10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot l_A}{v_A} \quad (14)$$

Die gesamte Ablenkamplitude des Elektronenstrahls ist nach Abb. 1

$$A = y_A + y_z = \frac{l_A \cdot 10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \mathfrak{B} \cdot l_A}{v_A} \cdot \frac{l_A + l_z}{2} \quad (15)$$

¹⁾ Diese Vernachlässigungen gelten auch für die meisten in der Literatur angegebenen Formeln wie z. B.: A. B. Wood, J. Instn. electr. Engrs, 1925, Vol 63, S 1046, M. v. Ardenne, Die Kathodenstrahlröhre, S 47, 48.

mit der Substitution $\frac{l_A}{2} + l_z = l =$ der gesamten projizierten Zeigerlänge des Elektronenstrahls und mit Einsatz von v_A nach Gl. (3) wird:

$$A = \mathfrak{B} \cdot l_A \cdot l \sqrt{\frac{1}{2} \cdot 10^7 \cdot \frac{\epsilon}{m} \cdot \frac{l}{U}} \quad (16)$$

Die Ablenkamplitude ist nach dieser Gleichung proportional der magnetischen Liniendichte \mathfrak{B} , der Spulenlänge l_A , der auf die Strahlengangachse projizierte Ablenkstrahlänge l und umgekehrt proportional der Wurzel aus der Anodenspannung U .

Bei der Anwendung der Gleichung (16) ist zu beachten, daß die Gl. (11) nur für $y_A \leq r_0 =$ Innenradius des Halses der Braunschen Röhre Gültigkeit hat. Bei $y_A = r_0$ stößt der Strahl am Glashals an. Setzt man diese Grenzgleichung in (11) und diese in die Gl. (16) ein, so erhält man:

$$\frac{r_0}{l_A} = 2 \cdot l \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad (17)$$

was besagt, daß die Verlängerung des ausgelenkten gradlinigen Teiles des Strahlenganges durch den Mittelpunkt M des Ablenkfeldes geht.

Berücksichtigung der Spulenform:

Die Gl. (16) erhält eine für die Praxis sehr brauchbare Form, wenn man die magnetische Liniendichte durch die Amperewindungszahl ($i \cdot n$) und

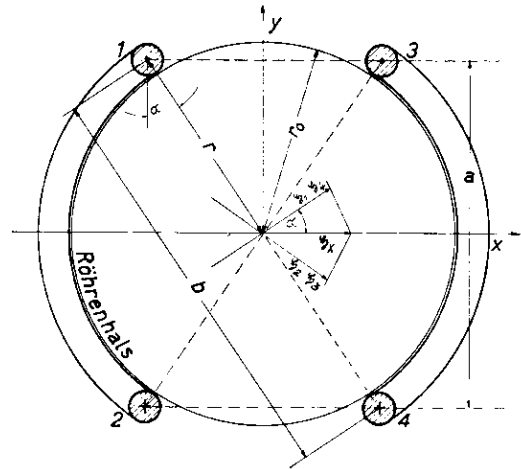


Abb. 2. Schnitt durch das Ablenkfeldsystem und Darstellung der Feldkomponenten im Systemmittelpunkt.

leicht meßbare geometrische Größen des Ablenkfeldsystems ersetzt. Besteht das Ablenkfeldsystem aus 2 Spulen mit den 4 parallel zum unabgelenkten Elektronenstrahl laufenden Längsleitern 1, 2 und 3, 4 (Abb. 2)²⁾ der gleichen Leiterzahl Z , und betrachtet man die Ablenkung des Elektronenstrahles in der x -Richtung nur in dem Bereich des Ablenkfeldes, in

²⁾ S. L. Kataev und E. S. Bezonova, Izvestija Electropom. Slab. Toka, Nr. 12, 1936, S 34.

dem die magnetische Dichte \mathfrak{B}_x und die magnetische Feldstärke \mathfrak{H}_x senkrecht zur Ablenkrichtung homogen und gleich der im Spulensystemmittelpunkt sind, so ist bei symmetrischem Aufbau der 4 Längsleiter:

$$\mathfrak{H}_x = 4 \mathfrak{H}_1 \cdot \cos \alpha = 4 \mathfrak{H}_1 \frac{a}{2r} \quad (18)$$

wobei \mathfrak{H}_1 das Feld ist, das vom Längsleiter l erzeugt wird, während a die Spulenbreite, r der Abstand der Längsleiter von der Systemmitte bedeuten und α der Winkel dieser Geraden mit der Spulenebene. Nach dem 1. Maxwell Satz: $\oint \mathfrak{H} \cdot dl = \Sigma i$ ist:

$$\mathfrak{H}_1 \cdot 2 \pi r = i \cdot Z \text{ oder } \mathfrak{H}_1 = \frac{i \cdot Z}{2 \pi r} \text{ also} \quad (19)$$

$$\mathfrak{H}_x = \frac{i \cdot Z \cdot a}{\pi \cdot r^2} \quad (19a)$$

Da das Ablenkssystem insgesamt $n = 2 \cdot Z$ Windungen hat, ist

$$\mathfrak{H}_x = \frac{(i \cdot n) \cdot a}{2 \pi r^2} \quad (20)$$

Berücksichtigt man die Beziehung zwischen \mathfrak{H}_x und \mathfrak{B}_x

$$\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}, \text{ wobei } \mu = 4 \pi \cdot 10^{-9} \left| \frac{\text{V sec}}{\text{A cm}} \right|$$

ist, so erhält man die Liniendichte im Mittelpunkt des Ablenksystems in Richtung senkrecht zur Ablenkebene:

$$\mathfrak{B}_x = \mu \frac{(i \cdot n) \cdot a}{2 \pi r^2} = \mu \frac{2 (i \cdot n) \cdot a}{\pi b^2} \quad (21)$$

wobei $b = 2r$ der diagonale Abstand der Längsleiter ist, so daß die Gl. (16a) die Form annimmt:

$$A = \mu \frac{2 (i \cdot n) \cdot a}{\pi b^2} \cdot l_A \cdot l \sqrt{\frac{1}{2} \cdot 10^7 \cdot \frac{\varepsilon}{m} \cdot \frac{1}{U}} \quad (22)$$

Setzt man den Wert für μ , sowie $\mu_{\text{Luft}} = 1$ und $\frac{\varepsilon}{m} = 1,76 \cdot 10^8 \left| \frac{\text{cm}^2}{\text{V sec}^2} \right|$ ein, so ergibt sich schließlich:

$$A = 0,24 (i \cdot n) \cdot \frac{a}{b^2} \cdot l_A \cdot l \cdot \sqrt{\frac{1}{U}} \quad (23)$$

(Hierin ist also A die Ablenkamplitude, $(i \cdot n)$ die Amperewindungszahl, a die Spulenbreite, b die diagonale Entfernung der Längsleiter, l_A die Spulenlänge des Ablenkspulensystem, l die projizierte Zeigerlänge und U die Anodenspannung der Braunschen Röhre.) Die Genauigkeit, mit der die Formel die Amplitudenwerte angibt, kann für kleine Meßfehler aus dem totalen Differential der Gleichung abgeleitet werden. Nimmt man $(i \cdot n)$ und U als fehlerfrei meßbar an, und sind die Meßfehler für a , l_A , l und b angegeben durch da , dl_A , dl und db , so ist das totale Differential:

$$dA = \frac{\partial A}{\partial a} da + \frac{\partial A}{\partial l_A} dl_A + \frac{\partial A}{\partial l} dl + \frac{\partial A}{\partial b} db$$

Setzt man also: $A = k \cdot \frac{a \cdot l_A \cdot l}{b^2}$,

wobei $k = 0,24 \cdot (i \cdot n) \sqrt{\frac{1}{U}}$ ist, so wird

$$\begin{aligned} dA &= k \frac{l_A \cdot l}{b^2} da + \frac{a \cdot l}{b^2} dl_A + \frac{a \cdot l_A}{b^2} dl + \frac{2a \cdot l_A \cdot l}{b^3} db \\ &= k \cdot \frac{a \cdot l_A \cdot l}{b^2} \left(\frac{da}{a} + \frac{dl_A}{l_A} + \frac{dl}{l} + 2 \frac{db}{b} \right) \\ \text{oder} \quad \frac{dA}{A} &= \frac{da}{a} + \frac{dl_A}{l_A} + \frac{dl}{l} + 2 \frac{db}{b} \quad (24) \end{aligned}$$

Könnten also z. B. a , l_A , l und b auf $\pm 2\%$ genau gemessen werden, so würde

$$\frac{da}{a} = \frac{dl_A}{l_A} = \frac{dl}{l} = \frac{db}{b} = \pm \frac{2}{100} \text{ und } \frac{dA}{A} = \pm \frac{10}{100}$$

d. h. es würde für A eine maximale Ungenauigkeit von $\pm 10\%$ zu erwarten sein.

Meßwerte.

In der folgenden Tabelle sind einige Meßwerte für verschiedenartige Spulen- und Röhrenformen wiedergegeben und mit den berechneten Werten in Vergleich gesetzt.

Windungszahl	n	1000	300	300	130
Spulenbreite	a (cm)	4,8	3,1	4	12
Spulenlänge	l_A (cm)	4,5	5	5,1	16
Diagon. Längsleiterabstand	b (cm)	5,2	3,8	5,2	13
Projizierte Zeigerlänge	l (cm)	23	27,8	27,8	43,5
Anodenspannung	U (KV)	7	6,6	6,5	7
Ablenkstrom	i (mA)	100	200	200	300
Amperewindungszahl	(in) (AW)	100	60	60	39
Gemess. Ablenkamplitude	A (cm)	5,2	5,4	3,8	5,35
Berechn. Ablenkamplitude	A (cm)	5,25	5,32	3,7	5,5
Abweichung	p %	+ 1	-1,5	-3	+3

Die Abweichung der berechneten von den gemessenen Amplituden sind gering und liegen innerhalb der durch die Meßgenauigkeit der Längengrößen bedingten Fehler.

Bei der durchgeführten Berechnung ist der Einfluß der Stirnleiter der Ablenkspulen vernachlässigt worden. Trotzdem liefert die abgeleitete Formel brauchbare Werte. Dies ist so zu erklären, daß das Feld vor und hinter dem Stirnleiter in entgegengesetztem Sinne auf das Elektron einwirkt, so daß nur eine vernachlässigbar geringe Beeinflussung der Ablenkamplitude durch die Stirnleiter stattfindet.

Zusammenfassung.

Für Braunsche Röhren mit Parallelerleiter - Ablenkensystem wird in der abgeleiteten Näherungsformel:

$$A = 0,24 (i \cdot n) \frac{a}{b^2} \cdot l_A \cdot l \cdot \sqrt{\frac{1}{U}}$$

in einfacher Form der Zusammenhang zwischen der

Ablenkamplitude A , der Amperewindungszahl $(i \cdot n)$, der Spulenbreite l_A , dem diagonalen Längsleiterabstand b der beiden Ablenkspulen, der projizierten Zeigerlänge l und der Anodenspannung U gut erfaßt. Es wird damit dem Konstrukteur eine brauchbare Formel für den Entwurf von Braunschen Röhren und der dazu erforderlichen Kippgeräte in die Hand gegeben.

Zum Stande des Nachbeschleunigungsproblems bei Kathodenstrahlröhren¹⁾.

Von Erich Schwartz.

Inhalt: Am Beispiel einer elektrischen Doppelschicht wird die günstigste Lage und Form eines Nachbeschleunigungsfeldes beschrieben, die bekannten Anordnungen werden qualitativ verglichen und etwaige noch vorhandene Möglichkeiten abgeschätzt.

Bei der Wahl der Anodenspannung einer Kathodenstrahlröhre muß man sich entweder für große Fleckhelligkeit oder für große Ablenkempfindlichkeit entscheiden, so daß sich die Entwicklung schon frühzeitig in zwei scharf getrennte Bahnen teilt. Auf der einen Seite wurde der Hochspannungszosillograph mit hoher Schreibgeschwindigkeit und hoher Leistungsdichte im Leuchtfleck ohne Rücksicht auf Ablenkempfindlichkeit entwickelt (Knoll, Knoblauch, v. Borries einerseits, Rogowski und Mitarbeiter andererseits). Die andere Richtung ging unter bewußtem Verzicht auf große Helligkeit zur Niederspannungsröhre mit hoher Ablenkempfindlichkeit (Ardenne, Dobke u. a.) über.

Der Nachteil, sich für eine der genannten Eigenschaften entschließen zu müssen, entfällt bis zu einem gewissen Grad bei Röhren mit Nachbeschleunigung.

Im folgenden soll abgeschätzt werden, wie sich die Leistungsfähigkeit einer Kathodenstrahlröhre durch Anbringung einer Nachbeschleunigung erhöht, welche speziellen Anordnungen am günstigsten sind und wo etwa die Grenzleistung von Nachbeschleunigungsanordnungen überhaupt liegt.

Zur Kennzeichnung der Leistungsfähigkeit einer Oszillographenröhre hat sich der Begriff des Auflösungsvermögens δ eingeführt²⁾). Er ist definiert

¹⁾ Durch eine kürzlich erfolgte Veröffentlichung von Bigalke (Z. techn. Phys., 19, 1938, 163 u. 284) ist das Interesse erneut auf Nachbeschleunigungsfragen gelenkt worden. Daher erscheint es lohnend, einige bisher unveröffentlichte Überlegungen des Verfassers wiederzugeben, die er im Anschluß an eine eigene Arbeit (Fernsehen und Tonfilm, 6, 1935, 37 u. 47) anstellte.

²⁾ M. Knoll, Nutzeffekt des Kathodenstrahlzillographen Zs. f. techn. Phys. 12, 1931, 54.

³⁾ M. v. Ardenne, die Kathodenstrahlröhre, Springer 1933, S. 217.

als

$$\delta = v_s \max \cdot n_b \quad (1)$$

Hierbei bedeuten $v_s \max$ die maximale Schreibgeschwindigkeit und n_b die Bildpunktzahl. Wenn man also die verfügbare Oszillogrammhöhe mit M bezeichnet, die Oszillogrammbreite mit Z und den Bildpunktdurchmesser mit ϕ , so ist

$$n_b = \frac{M \cdot Z}{\phi^2}$$

Dieser aus der Fernstechnik stammende Ausdruck ist auch ein Maß für die geometrische Auflösung eines Oszillogramms, wobei man annimmt, daß die Verschiebung um einen Bildpunktdurchmesser sowohl in der Richtung der Zeitachse als auch senkrecht dazu die kleinste feststellbare Lageänderung des Leuchtfleckes ist.

Aus der geometrischen Auflösung ergibt sich das zeitliche Auflösungsvermögen, wenn man die Geschwindigkeit einbezieht, mit der das Oszillogramm geschrieben wird. Die Grenze der Auflösung wird erreicht, wenn das Oszillogramm mit der maximalen Schreibgeschwindigkeit geschrieben wird, bei der gerade noch die Schwärzung 0,1 auf der photographischen Platte hervorgerufen wird, oder allgemeiner, bei der eine gewisse Mindestenergie in das bestrahlte Element der Schirmfläche eingestrahlt wird. Dann ist

$$v_s \max = k \cdot \frac{i_s \cdot U}{\phi}$$

wenn i_s den Strahlstrom und U die Strahlendgeschwindigkeit in Volt bedeuten, und es ergibt sich für das Auflösungsvermögen

$$\delta = k \cdot \frac{i_s \cdot U}{\phi^3} \cdot M \cdot Z$$

Unter der Voraussetzung, daß zum Schreiben des Oszillogramms und der Zeitachse eine feste Maxi-

malspannung verfügbar ist, kann man M und Z gleich dem Produkt aus den jeweiligen Ablenkempfindlichkeiten mit diesen Maximalspannungen setzen, und erhält dann

$$\delta = k' \frac{i_s U \cdot \varepsilon_m \cdot \varepsilon_z}{\Phi^3} \quad (2)$$

Es bedeuten ε_m den Ausschlag in mm/Volt an den Meßplatten und ε_z den Ausschlag in mm/Volt an den Zeitachsenplatten. Dieser Wert für das Auflösungsvermögen wird nun durch Anbringung einer Nachbeschleunigung vergrößert. Zunächst sieht man, daß durch die Erhöhung der Strahlengeschwindigkeit U das Auflösungsvermögen linear anwächst. Darüber hinaus kann man aber bei passender Ausgestaltung des nachbeschleunigenden Feldes auch die Werte ε und Φ so beeinflussen, daß das Auflösungsvermögen um einen zusätzlichen Betrag gesteigert wird.

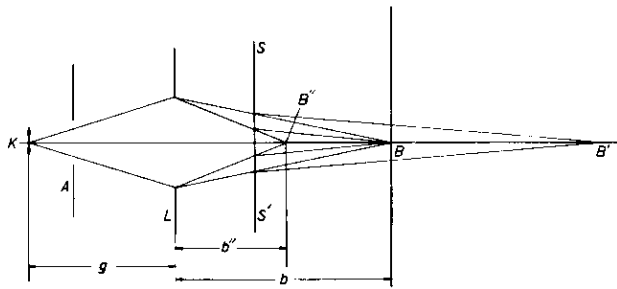


Abb. 1a:

Zur Fleckverschärfung durch Nachbeschleunigung.

Zur Klarstellung der Verhältnisse betrachten wir als einfachste Nachbeschleunigungsanordnung eine ebene elektrische Doppelschicht, welche die Elektronengeschwindigkeit hinter den Ablenkelementen vom Wert U_0 auf den Wert U_1 steigert. In der Abb. 1a ist der Einfluß dieser Doppelschicht auf die Größe des Fluoreszenzflecks dargestellt. Eine Kathode K schießt ihre Elektronen durch die Anode A in die Elektronenlinse L , die ein Bild der Kathode im Punkte B entwirft. Der Durchmesser des entstehenden Leuchtflecks ist

$$\Phi_0 = \frac{b}{g} \cdot \Phi_k$$

wobei g der Abstand Kathode—Linse,

b der Abstand Bildebene—Linse

und Φ_k der Durchmesser des emittierenden Kathodenbereiches sind.

Zwischen L und B liegt nun die elektrische Doppelfläche SS' . Sie verringert, wenn sie beschleunigend wirkt, die Konvergenz des abbildenden Strahlenbündels. Das Bild der Kathode würde also erst im Punkt B' entstehen. Um es wieder in den Leuchtschirm zurückzubringen, muß man die Brennweite der Linse so wählen, daß das Kathodenbild zunächst in B' entsteht, um dann durch Nachbeschleunigung wieder nach B hineingezogen zu werden. Nun ist

aber der neue Leuchtfleckdurchmesser

$$\Phi_1 = \frac{b''}{g} \cdot \Phi_k, \text{ d. h. } \frac{\Phi_1}{\Phi_0} = \frac{b''}{b} \quad (3)$$

Der Leuchtfleck wird bei Nachbeschleunigung also kleiner.

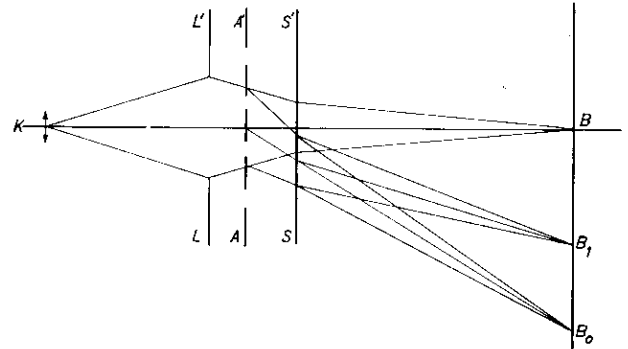


Abb. 1b:

Zur Empfindlichkeitsänderung durch Nachbeschleunigung.

In Abb. 1b ist der Einfluß der gleichen Anordnung auf die Ablenkempfindlichkeit dargestellt. Die Strahlelektronen, die ohne Ablenkung im Punkte B auf den Leuchtschirm fallen würden, durchlaufen im Bereich zwischen LL' und SS' ein ablenkendes Feld, so daß das Strahlenbündel im abgelenkten Zustand die Doppelschicht schief durchsetzt. Deshalb wird das Bündel auch noch im ganzen abgelenkt und trifft nicht im Punkte B_0 auf den Leuchtschirm, auf den es ursprünglich gerichtet war, sondern auf den achsennäheren Punkt B_1 . Bei Nachbeschleunigung durch eine ebene Doppelschicht sinkt also im allgemeinen die Ablenkempfindlichkeit um einen Wert, der auch von b''/b abhängt.

Ein Empfindlichkeitsverlust tritt dann nicht ein, wenn man als beschleunigende Doppelschicht statt einer ebenen eine kugelförmige Fläche wählen könnte, deren Mittelpunkt im Knickpunkt des Ablenkensystems liegt. Der oben angegebene Gewinn an Fleckschärfe wäre auch in diesem Falle vorhanden, da die Doppelschicht über den kleinen Bündelquerschnitt wie eine ebene wirken würde, auch wenn sie in ihrer Gesamtheit sphärisch ist.

Die gesamte Erhöhung des Auflösungsvermögens durch so eine Nachbeschleunigungsanordnung erhält man durch folgenden Quotienten

$$\Delta = \frac{\delta_1}{\delta_0} = \frac{U_1}{U_0} \cdot \frac{\varepsilon_{m1}}{\varepsilon_{m0}} \cdot \frac{\varepsilon_{z1}}{\varepsilon_{z0}} \cdot \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \right)^3 \quad (4)$$

Hierbei bedeuten die Größen mit dem Index 1 die Strahlengeschwindigkeit, die Ablenkempfindlichkeiten und den Fleckdurchmesser mit Nachbeschleunigung, während der Index 0 die entsprechenden Größen ohne Nachbeschleunigung kennzeichnet. Für den Fall sphärischer Doppelschichten, wo ε konstant bleibt, wird

$$\Delta = \frac{U_1}{U_0} \left(\frac{\Phi_0}{\Phi_1} \right)^3 \quad (5)$$

Um den Gesamtwert von Δ angeben zu können, be-

rechnen wir den Wert von b''/b durch folgenden Ansatz:

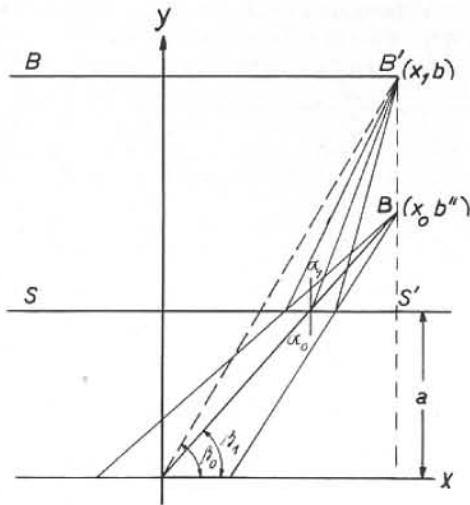


Abb. 2: Geknickter Strahlengang an einer Doppelschicht.

Im Koordinatensystem der Abb. 2 möge die y-Achse die Symmetrieachse der Röhre bedeuten, die Linsenhauptebene senkrecht dazu und durch die x-Achse gelegt sein und der Linsenmittelpunkt soll sich im Koordinatenursprung befinden. Der Leuchtschirm schneidet die Zeichenebene langs BB' , die beschleunigende Doppelschicht längs SS' . Alle Strahlen, die einen Bildpunkt mit den Koordinaten (x_0, b'') erzeugen, haben die Gleichung:

$$y - b'' = m \cdot (x - x_0) \quad (m = \operatorname{tg} \beta)$$

Wenn man nun Spannung an die Schicht SS' anlegt, so rückt $P(x_0, b'')$ nach $P(x_1, b)$. Da der senkrecht einfallende Strahl die Schicht ungebrochen durchsetzt, muß $x_0 = x_1$ sein. Die Beziehung zwischen b'' und b findet man aus folgender Formel:

$$b = a - \frac{a - b''}{m} \cdot \sqrt{\frac{U_1}{U_0} \cdot (m^2 + 1) - 1} \quad (6)$$

Sie ergibt sich unter Anwendung des elektronenoptischen Brechungsgesetzes:

$$\frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_1} = \sqrt{\frac{U_1}{U_0}}$$

und ist durch eine Rechnung gefunden worden, die der Kürze halber weggelassen ist.

Die Beziehung zwischen b'' und b ist abhängig von m , d. h. nicht alle Strahlen mit beliebigen m , die sich vorher im Punkte (x_0, b) schnitten, schneiden die Gerade $x = x_0$ in der gleichen Höhe. Es handelt sich hier um den normalen Astigmatismus, wie er für ebene brechende Flächen bei großer Bündelöffnung auch lichtoptisch bekannt ist. Immerhin bleibt die Unschärfe für normale Konvergenzwinkel von etwa 5° unterhalb 1% und die Bildfeldwölbung für Neigungen des gesamten Bündels bis zu 30° gegen die Röhrenachse unterhalb 4% gegenüber dem senk-

rechten Einfall ($m = \infty$). Mit diesem Grenzfall kann man also vereinfacht weiterrechnen und erhält nach Auflösung nach b''

$$b'' = a + (b - a) \sqrt{\frac{U_0}{U_1}} \quad (7)$$

Der Verlust an Empfindlichkeit ergibt sich aus folgender Ueberlegung:

Ein ablenkendes Feld, das in geringem Abstand von der Linsenhauptebene liegt, muß bei spannungsfreier Doppelschicht den Kathodenstrahl um den Winkel β_0 abknicken, um den Leuchtfleck nach B' zu verschieben.

Wenn an der Schicht die Potentialdifferenz $U_1 - U_0$ liegt, muß man den Strahl auf geknicktem Weg nach B' führen und um den größeren Winkel β_1 ablenken. Wir finden so

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} = \frac{b''}{b}$$

Werden die Werte von b'' in die Formeln für $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}$, $\frac{\Phi_1}{\Phi_0}$

und Δ eingesetzt, so findet man Ausdrücke, die für die Leistung einer beliebigen nachbeschleunigenden Doppelschicht charakteristisch sind:

für ebene Doppelflächen:

$$\Delta = \frac{U_1}{U_0} \frac{b}{a + (b - a) \sqrt{\frac{U_0}{U_1}}} \quad (8)$$

für sphärische Doppelflächen:

$$\Delta = \frac{U_1}{U_0} \left[\frac{b}{a + (b - a) \sqrt{\frac{U_0}{U_1}}} \right]^3 \quad (8a)$$

Mit ihnen kann man die bisher bekannten Nachbeschleunigungsanordnungen vergleichen und die etwaigen weiteren Möglichkeiten abschätzen.

Ein Ueberblick über die einzelnen Vorschläge ist in der erwähnten älteren Arbeit¹⁾ gegeben worden, in der sich auch die entsprechenden Literaturhinweise finden. Neu hinzugekommen ist die Anord-



Abb. 3: Röhre mit spiralförmigem Nachbeschleunigungswiderstand.

nung von Bigalke ¹⁾. Insgesamt ergeben sich folgende Gruppen:

1.) Beschleunigungsgitter von Scheller ¹⁾.

Ein in unmittelbarer Schirmnähe durch parallele Netze aufgebautes Feld beschleunigt die Elektronen unmittelbar vor ihrem Auftreffen auf den Leuchtschirm. Es handelt sich um eine Doppelschicht im Sinne der obigen Betrachtungen mit dem speziellen Fall $a = b$.

1 a). Beschleunigungslinse von Bigalke ¹⁾.

Eine Gruppe von drei bis vier leitenden Ringen, die in unmittelbarer Nähe des Leuchtschirmes auf der Röhrenwand angebracht sind, und die stufenweise wachsendes Potential haben, baut das nachbeschleunigende Feld auf. Der Leuchtschirm selbst, der durch Sekundäremission der Strahlelektronen auf dem höchsten Potential im Gleichgewicht gehalten wird, ist ebene Potentialfläche. Der größte Teil der freien Potentialflächen der Anordnung hat, wie Messungen im elektrolytischen Trog zeigen, ebene Form. Ein weiterer Anteil ist gegen den ankommenden Strahl konkav und hat sammelnde, d. h. empfindlichkeitsmindernde Wirkung, doch kann von diesem Anteil abgesehen werden. Die Anordnung stellt eine schöne experimentelle Realisierung der Schellerschen Idee dar, die in ihrer direkten Form nicht praktisch ausgeführt wurde. Auch diesen Fall kann man abschätzen, wenn in Gleichung (8) $a=b$ gesetzt wird. Wenn sich die leitenden Ringe auf der Röhrenwand über einen großen Teil des Kolbens erstrecken, nähert sich die Leistung der Anordnung dem zweiten Fall an.

2.) Nachbeschleunigungswiderstand von Schwartz ¹⁾.

Auf der ganzen Länge zwischen Ablenkelementen und Leuchtschirm ist auf der Kolbenwand ein spiralförmiger, hochohmiger Widerstand angebracht, an dessen Enden die Nachbeschleunigungsspannung liegt, so daß der ohmsche Spannungsabfall im Widerstand das Feld aufbaut (Abb. 3). Messungen im elektrolytischen Trog ergeben in diesem Fall, daß der größte Teil des Feldes den gesamten Strahlraum ausfüllt und aus stetig aneinanderliegenden Potentialflächen besteht. Der Wert von b''/b ist für diese Anordnung in der erwähnten früheren Arbeit angegeben. Man erhält ihn, wenn man die dortige Gleichung 4 nach $1_0/1$ auflöst, und der erhaltene Wert für b''/b in die allgemeine Formel für A eingesetzt wird. Dieser Wert für b''/b ist damals auch experimentell bestätigt worden.

Die nun folgenden Anordnungen sind experimentell bisher noch nicht ausgeführt worden und dienen nur zur Abschätzung der bei Nachbeschleunigungen noch möglichen Verbesserungen.

3.) Ebene Doppelschicht in direkter Nähe der Ablenkelemente.

In diesem Falle kann man annehmen, daß a vernachlässigbar klein gegen den Abstand der sämtlichen Elemente Linse, Ablenkzone, Doppelschicht vom Leuchtschirm ist. Dann wird also $a \ll b$.

¹⁾ Scheller: DRP. 349 334 (1920).

4.) Sphärische Doppelschicht in direkter Nähe der Ablenkelemente.

Wie oben bereits ausgeführt, tritt hier ein Verlust an Ablenkempfindlichkeit nicht ein (Gleichung 8a). Für die Berechnung von b''/b liegt auch hier wieder der Sonderfall $a \ll b$ vor.

	b/b''	Δ
1	1	$\frac{U_1}{U_0}$
2	$\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{U_1}{U_0}} \right)$	$\frac{1}{2} \left(\frac{U_1}{U_0} + \left[\frac{U_1}{U_0} \right]^{3/2} \right)$
3	$\sqrt{\frac{U_1}{U_0}}$	$\left(\frac{U_1}{U_0} \right)^{3/2}$
4	$\sqrt{\frac{U_1}{U_0}}$	$\left(\frac{U_1}{U_0} \right)^{5/2}$

In der Tabelle sind für die eben beschriebenen vier Fälle die Werte von b/b'' und A wiedergegeben. Außerdem zeigt die Abb. 4 den Anstieg von A für die verschiedenen hier diskutierten Anordnungen 1—4 in Abhängigkeit von dem Verhältnis U_1/U_0 . Bei diesen berechneten Werten sind allerdings die Anordnungen durch eine einzige oder eine Folge ebener elektrischer Doppelflächen ersetzt und man sieht wie diese spezielle Anordnung um so wirksamer wird, je mehr man sie vom Leuchtschirm wegrückt und zu den Ablenkelementen hin verschiebt. Darüber hinaus steigt das Auflösungsvermögen wesentlich, wenn es gelingt, dem Potentialfeld Kugelform zu geben. Durch die Entwicklung praktischer Ausführun-

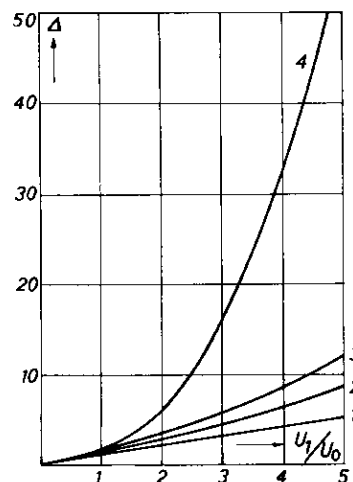


Abb. 4: Anstieg des Auflösungsvermögens.

- 1: Ebene Doppelschicht in Schirmnähe.
- 2: Folge ebener Doppelschichten im ganzen Strahlraum.
- 3: Ebene Doppelschicht in Plattennähe.
- 4: Sphärische Doppelschicht in Plattennähe.

gen, die sich den Fällen 3 und 4 annähern, ist also noch eine erhebliche Verbesserung bei Nachbeschleunigungsanordnungen zu erhoffen. Eine in dieser Richtung erfolgreich durchgeführte Entwicklung läßt die Anwendung auch bei magnetisch abgelenkten Röhren lohnend erscheinen, wengleich hier der Aufwand an ablenkendem Strom bei Erniedrigung der Strahlgeschwindigkeit im Ablenkraum nicht mit $1/U$, sondern $1/\sqrt{U}$ fällt.

Zusammenfassung.

Während Anordnungen vom Typ des Schellergitters das Auflösungsvermögen nur linear mit U_1/U_0 steigern, kann man durch Nachbeschleunigungsfelder in Plattennähe eine zusätzliche Steigerung erreichen. Im Falle einer sphärischen plattennahen Doppelfläche wächst das Auflösungsvermögen mit $(U_1/U_0)^{3/2}$.

Über das Auftreten von Röntgenstrahlen bei Braunschens Röhren.

Von Hans Werner Paehr.

Inhalt: Bei Fernsehprojektionsröhren treten wegen der hohen Anodenspannung Röntgenstrahlen auf, über deren Messungen hier berichtet wird. Aus den Meßergebnissen werden Schlüsse gezogen, welche Vorsichtsmaßregeln beim Betrieb solcher Röhren getroffen werden müssen.

Um mit Projektionsröhren Bilder zu erzeugen, die in bezug auf Größe und Helligkeit mit einem Kinobild vergleichbar sind, ist man bei dem heutigen Stand der Kathodenstrahlröhrentechnik gezwungen, hohe Anodenspannungen, 40 kV und mehr, anzuwenden. Das bedeutet: Moderne Fernsehprojektionsröhren arbeiten mit Spannungen von der Größenordnung, wie sie in der Röntgentechnik benutzt werden. Es ist also ohne weiteres zu erwarten, daß beim Betrieb dieser Röhren Röntgenstrahlen auftreten. Als man im Frühjahr 1937 bei der Fernseh Aktiengesellschaft an die Entwicklung von Projektionsröhren für derartig hohe Spannungen heranging, wurden die Röntgenstrahlen auf photographischem Wege nachgewiesen, und mit der gleichen Methode auch die Wirksamkeit der Bleiabschirmungen kontrolliert. Als dann die Entwicklung zu einer weiteren Erhöhung der Anodenspannung drängte, wurden wegen der erhöhten Gefahr genauere Röntgenintensitätsmessungen vorgenommen.

Die schädigenden Wirkungen der Röntgenstrahlen, wie Keimschädigungen, Röntgenkrebs und ähnliche Erkrankungen, sind allgemein bekannt. Besonders gefährlich ist dabei, daß sich einzelne kleine Röntgenmengen über Jahre hinaus zu einer schädigenden Gesamtdosis addieren können. Als die Grenzintensität, die der menschliche Körper dauernd ohne Schaden vertragen kann, wird eine Intensität 10^{-5} r/sec (siehe unten) angesehen. Diese Sekundendosis ist den „Vorschriften für Strahlenschutz in nichtmedizinischen Röntgenanlagen“ DIN RÖNT 6/1934 zugrunde gelegt, die vorläufig die einzigen Röntgenvorschriften sind, an die sich der Konstrukteur von Fernsehgroßprojektionsanlagen halten kann.

Allerdings beziehen sich die dort vorgeschriebenen Bleiabschirmungen auf Röntgenröhren mit Schwermetallantikathoden, die eine höhere Röntgenstrahlenausbeute als der Fluoreszenzschirm ergeben, und auf Strahlströme von 10 mA, während diese bei Kathodenstrahlröhren um eine Größenordnung tiefer liegen. Es ist also zu vermuten, daß man bei Braunschens Röhren mit geringeren Bleidicken auskommen kann, was auch die folgenden Messungen bestätigen.

Röntgenstrahlen werden durch die Messung der von ihnen hervorgerufenen Ionen bestimmt. Man nennt diejenige Strahlenmenge, die in einem cm³ Luft eine Ionenmenge erzeugt, deren Ladung gleich einer elektrostatischen C G S-Einheit ist, ein „r“. Diese Einheit ist kein eigentlich physikalisches Maß; denn die Absorption, und damit der zur Ionenbildung verbrauchte Teil der Strahlung, den man ja mißt, hängt von der Wellenlänge ab, so daß sich Röntgenintensitäten verschiedener Härte, die in r-Einheiten gemessen gleich groß sind, energiemäßig durchaus um Größenordnungen unterscheiden können. Andererseits ist die r-Einheit leicht reproduzierbar und daher überall eingeführt. Die Messung in Luft hat in biologischer Beziehung noch den Vorteil, daß Luft (N₂, O₂) im wesentlichen aus Elementen gleicher oder ähnlicher Atomnummer wie der menschliche Körper (H, C, N, O) besteht, und ihm daher in bezug auf Röntgenstrahlenabsorption, die von der Atomnummer stark abhängig ist, verwandt ist.

Am einfachsten mißt man Ionisationen nach dem Aufladeverfahren. Man benutzt als Ionisationskammer zum Beispiel einen Zylinderluftkondensator, dessen äußere Elektrode eine Spannung gegen Erde führt und dessen innere Elektrode mit einem Elek-

trometer verbunden ist (Abb. 1). Wird die Luft in der Kammer ionisiert, so fließt unter dem Einfluß des Feldes ein Ionenstrom und lädt die innere Elektrode auf. Aus dem Anstieg der Spannung $\frac{dU}{dt}$ am Elektrometer und der Kapazität der Anordnung kann man, wenn Sättigung vorhanden ist, auf die Stärke der Ionisation schließen und damit auf die Röntgenintensität nach der Formel

$$J = \frac{C}{v} \cdot \frac{dU}{dt} \cdot 3 \cdot 10^9 \text{ r/sec.}$$

wobei C die Kapazität der Kammer und des Elektrometers in μF und v das Kammervolumen ist.

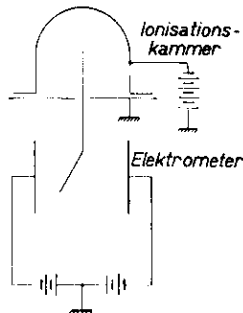


Abb. 1: Schaltschema des Meßgerätes.

Bei der Anwendung von geschlossenen Kleinkammern ist noch folgendes zu beachten: Die Definition der r-Einheit bezieht sich auf reine Luftionisation; aber, da die Röntgenstrahlenionisation auf der ionisierenden Wirkung der von den Strahlen ausgelösten Photo- und Comptonelektronen beruht und die Menge dieser Elektronen von der Atomnummer des von den Strahlen getroffenen Materials abhängt, tritt zu der Luftionisation bei geschlossenen Kammern noch eine die Messung fälschende Wandstrahlung hinzu, die vor allen Dingen eine starke Wellenabhängigkeit der Kammer verursachen kann. Um diesen Fehler klein zu halten, verwendet man Kammern aus einem Material, das eine ähnliche Atomnummer wie Luft besitzt¹⁾. Außerdem muß die Kammerwand möglichst dünn sein, damit sie nicht durch Absorption die Messung weicher Strahlen stört.

Es wurde daher eine Kammer aus Zeichenpapier benutzt, das mit einer leitenden Schicht aus Graphit (Hydrokollag) überzogen war. Die innere Elektrode bestand aus einer Bleistiftseele. Als Elektrometer wurde ein Lindemann-Elektrometer von Spindler und Hoyer verwendet. Bei einem Kammervolumen v von 125 cm³ und einer Elektrometervorspannung von $\pm 1,5$ Volt ergibt sich für das Instrument die Eichkonstante $K = 3,65 \cdot 10^{-5}$ r/sec, bezogen auf die Auf ladegeschwindigkeit von 1 Sekt/sec. Da aber aus den oben erwähnten Gründen diese Berechnung der Eichkonstante bei Kleinkammern nicht sehr zuverlässig ist, wurde das Instrument mit einem geeichten Dosimeter verglichen. Die Firma Elektrizitätsgesell-

schaft Sanitas stellte freundlicherweise ein Küster-Dosimeter zur Verfügung, von dem Eichkurven für Strahlen von 20 kV Anodenspannung an vorhanden waren. Die Abhängigkeit der Eichkonstante K von der Anodenspannung des Röntgenstrahlen emittierenden Rohrs, d. h. von der Härte der Röntgenstrahlung, stellt Abb. 2 dar, gemessen wurde hierfür in dem Bereich von 30 bis 80 kV.

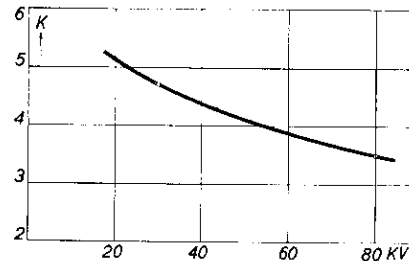


Abb. 2: Eichkonstante K in Abhängigkeit von der Anodenspannung der untersuchten Röhre.

Mit der Apparatur wurde an zwei Projektionsröhren verschiedener Bauart die Abhängigkeit der Röntgenintensität von der Anodenspannung bestimmt, und zwar jeweils in zwei verschiedenen Richtungen zur Röhrenachse. Röhre A war ein Aufsichtrohr aus Hartglas mit 3 bis 4 mm Wandstärke und einer ungefähr 12 mm starken Planscheibe, dessen Leuchtschirm auf einer Aluminiumplatte aufgebracht war (Abb. 3), während Röhre B, ein Durchsichtrohr aus Weichglas, eine Wandstärke von 2 bis 3 mm und eine Planscheibe von ungefähr 10 mm Dicke besaß (Abb. 4). Bei allen Messungen gelangte stets der volle Strahlstrom auf den Schirm, eine Beaufschlagung von Blenden fand nicht statt, so daß also als Entstehungsort der Röntgenstrahlen der Leuchtschirm anzusehen ist. Das Leuchtmaterial war ein handelsübliches mit Kupfer sensibilisiertes Zink-Kadmiumsulfid. Auch bei dem Aufsichtrohr handelt es sich um Röntgenstrahlung des Leuchtmaterials; denn, da die Eindringtiefe der Elektronen selbst bei 80 kV Kathodenstrahlen nur $\frac{1}{5}$ mm beträgt, wird die Leuchtschirmunterlage von ihnen nicht getroffen. Die Messung wurde in einem Meter Abstand von der Mitte des Leuchtschirms, und bei 0,5 mA Strahlstrom angestellt bzw. auf diese Werte ungerechnet²⁾. Die Luftabsorption wurde nicht berücksichtigt, doch ergibt eine ungünstige Abschätzung, daß der dadurch bedingte Fehler bei 20 kV Strahlen unter 10 % liegt.

Der Anstieg der Kurven beruht erstens auf der Erhöhung der Ausbeute mit der Spannung und zweitens auf der geringeren Absorption durch die Glaswandung bei härteren Strahlen. Die ausgezogenen Kurven wurden seitlich vom Kolben an einem Punkt aufgenommen, der unter einem Winkel von 45° zur Leuchtschirmebene lag, während die gestrichelten Kurven die Intensität in der Richtung der Röhren-

²⁾ Auch alle übrigen in dieser Arbeit angegebenen Beobachtungen beziehen sich, wenn nicht anders vermerkt, auf diese Werte.

¹⁾ W. Friedrich und R. Schulze, Strahlentherapie 54, 1935, 554.

achse vor der stark absorbierenden Planplatte darstellen. Die Absorption durch die Glaswandung erkennt man auch aus den verschiedenen Fußpunkten der Kurven, die entsprechend den Glasstärken bei

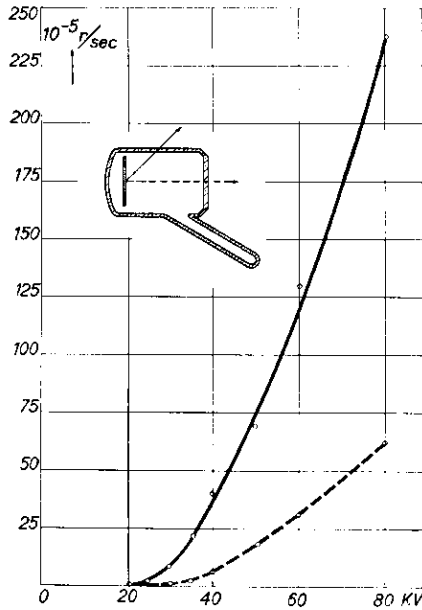


Abb. 3: Abhängigkeit der Röntgenintensität von der Anodenspannung bei einer Aufsichtsröhre.

verschiedenen kV-Werten in die Abzisse übergehen. Die Röntgenintensitäten bei niedrigen Spannungen sind aus Tab. I und II (sehen unten) zu entnehmen. Aus diesen Werten ergibt sich die niedrigste Spannung, bei der noch Strahlenschutz angewandt wer-

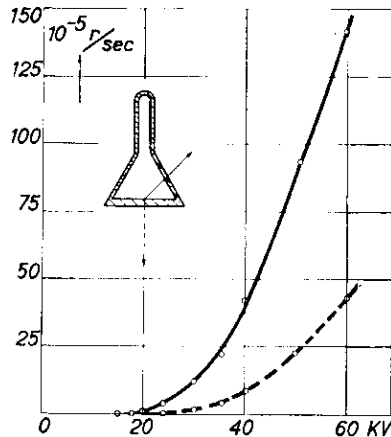


Abb. 4: Abhängigkeit der Röntgenintensität von der Anodenspannung bei einer Durchsichtsröhre.

den muß. Diese Spannung hängt demnach von der Glasstärke ab, daher ist auch bei normalen Braunschens Röhren, die einen größeren Schirmdurchmesser als Projektionsröhren haben und aus glas-technischen und Festigkeitsgründen mit starker

Glaswandung ausgeführt werden müssen, keine Röntgenstrahlung zu befürchten, solange ihre Anodenspannung nicht höher als 20 kV ist. Bei einem Versuch an einer solchen Röhre mit 50 cm Schirmdurchmesser und 7 bis 8 mm Wandstärke war in 20 cm Entfernung vom Kolben keine Strahlung nachzuweisen. Dabei arbeitete die Röhre mit 20 kV und 0,5 mA Strahlstrom, Betriebsdaten, die normalerweise nicht erreicht werden.

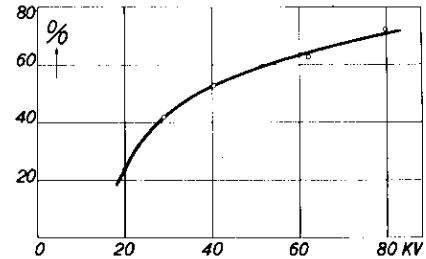


Abb. 5: Röntgenstrahlendurchlässigkeit einer 0,95 mm starken Spiegelglasscheibe in Abhängigkeit von der Strahlenhärte.

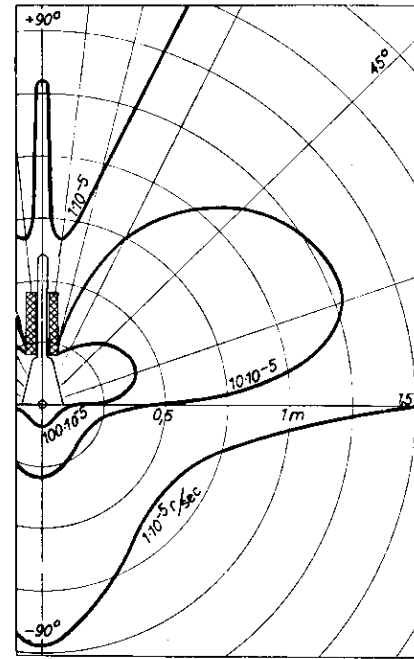


Abb. 6: Röntgenintensitätsverteilung um eine Projektionsröhre bei 30 KV und 0,5 mA Strahlstrom.

Um die Glasabsorption noch gesondert zu prüfen, wurde die Durchlässigkeit einer 0,95 mm starken Spiegelglasscheibe gemessen (Abb. 5). Diese Kurve bestätigt noch einmal, daß die Röntgenintensität durch die Glasstärke stark beeinflusst wird, besonders bei weicher Strahlung. Außerdem kann man aus dieser Kurve ersehen, inwieweit Messungen an zwei Röhren gleicher Bauart infolge von Glasdickenunterschieden schwanken können.

Auch die Verteilung der Röntgenintensität um eine Projektionsröhre (Röhre B siehe oben) wird,

abgesehen von der Absorption des Spulenpaketes durch die Glasstärke bestimmt bzw. durch den Winkel, unter dem die Röntgenstrahlen den Kolben durchdringen (Abb. 6). Es handelt sich im übrigen bei Abb. 6 nur um eine ungefähre Skizze, da für eine genaue Darstellung die Dichte der Meßpunkte nicht ausreicht. Gemessen wurde in der Richtung der Achsen und der in das Polardiagramm eingetragenen Radien. Da aber die Skizze das Wesentliche schon wiedergibt, wurde auf eine eingehendere Untersuchung verzichtet.

Aus den Messungen geht hervor, daß man bei Betriebsspannungen oberhalb 20 kV Strahlenschutz

I kV	II 10^{-5} r/sec	III μ	IV H.S. mm Pb	V mm Pb	VI mm Pb
80	239	30,5	0,227	1,8	2,55
60	130	55,4	0,125	0,88	1,3
50	57,3	91	0,076	0,46	0,68
40	39,5	158	0,044	0,23	0,38
35	20,6	238	0,0291	0,13	0,22
30	8,61	339	0,0204	0,063	0,13
25	1,8	543	0,0128	0,011	0,053
20	0,22	926	0,0075	—	0,0085

Tabelle I.

I und II Meßwerte der ausgezogenen Kurven in Abb. 3.

III Absorptionskoeffizient μ in Blei ($\mu = \mu_0 e^{-\mu l}$; l die Bleidicke in cm).

IV Halbwertschicht in Blei.

V Bleidicke, welche die Intensität in II auf 10^{-5} r/sec schwächt.

VI Bleidicke, welche die Intensität in II auf 10^{-6} r/sec schwächt.

I kV	II 10^{-5} r/sec	III mm Pb	IV mm Pb
60	144	0,9	1,31
50	92,4	0,5	0,75
40	47,6	0,24	0,39
35	22,9	0,13	0,23
30	12,4	0,074	0,14
25	3,58	0,024	0,066
20	0,81	—	0,023
18	0,085	—	—
15	0,01	—	—

Tabelle II.

I und II Meßwerte der ausgezogenen Kurven in Abb. 4.

III Bleidicke, welche die Intensität auf 10^{-5} r/sec schwächt.

IV Bleidicke, welche die Intensität auf 10^{-6} r/sec schwächt.

anwenden muß, während sich unterhalb 20 kV eine Abschirmung erübrigt. Bei einer Anodenspannung von 20 kV, die für kleinere Projektionsröhren in Frage kommt, kann die Notwendigkeit eines Strahlenschutzes nur von Fall zu Fall geklärt werden, da für die Intensität, die den Beobachter erreicht, auch dessen Entfernung von der Röhre maßgeblich ist.

Um dem Konstrukteur von Fernsehempfängern einen Ueberblick über die aufzuwendenden Bleiabschirmungen zu geben, wurden die Bleidicken berechnet, die notwendig sind, um die an Projektionsröhren auftretenden Röntgenintensitäten auf einen unschädlichen Betrag zu drücken. Obwohl es sich bei diesen ungefiltert gemessenen Intensitäten, wie bei jeder Bremsstrahlung³⁾, um ein Gemisch von Strahlen verschiedenster Härte handelt, wurde bei der Berechnung der Bleidicken der Absorptionskoeffizient der härtesten Strahlung⁴⁾ zu Grunde gelegt, deren Wellenlänge nach der Gleichung $h\nu = eV$ der jeweiligen Anodenspannung entspricht. Damit wurde die Gesamtabsorption zu gering angenommen, d. h. die in Tab. I und II angeführten Bleidicken enthalten noch einen Sicherheitsfaktor. Das zeigte sich auch an einigen Messungen. Bei Spannungen bis zu 60 kV war hinter einem 1 mm starken Bleischirm keine Strahlung nachzuweisen ($J < 10^{-7}$ r/sec.), bei 80 kV $6 \cdot 10^{-7}$ r/sec, während hinter 2 mm Blei die Strahlung unmeßbar blieb. Bei niedrigen Spannungen sind nach Tab. I und II die erforderlichen Blei-

Material		20 kV	30 kV
Holz	10 mm	68 %	80 %
Pertinax	10 mm	45 %	64 %
Aluminium	1 mm	26 %	47,5 %
Eisen	1 mm	—	0,8 %
	0,2 mm	< 1,3 %	—

Tabelle III.

Röntgenstrahlendurchlässigkeit einiger Baumaterialien von Fernsehempfängern bei Strahlen von 20 und 30 kV.

stärken sehr gering, so daß zu untersuchen ist, ob in manchen Fällen schon die üblichen Baumaterialien von Fernsehempfängern, wie Holz, Pertinax, Aluminium und Eisen, die Strahlung genügend schwächen. Holz und Pertinax sind für diesen Zweck selbst bei

³⁾ Es spielt bei dieser Betrachtung keine Rolle, in welchem Maße Resonanzstrahlungen der im Leuchtmaterial enthaltenen Elemente auftreten. Es ist aber zu vermuten, daß sich diese Resonanzstrahlungen im wesentlichen zu einer bremsstrahlungsähnlichen Strahlungsverteilung überlagern.

⁴⁾ Die Absorptionskoeffizienten wurden der Arbeit Karl Schulz, Ann. d. Phys. (5) 27, 1936, 1 entnommen.

20 kV unbrauchbar, dagegen absorbiert Eisen bei 20 und 30 kV schon ganz beträchtlich (Tab. III). So wird z. B. die Strahlung bei 30 kV, die nach Tab. III $12,4 \cdot 10^{-5}$ r/sec. beträgt, durch 1 mm Eisen auf $1 \cdot 10^{-6}$ r/sec. heruntergesetzt, so daß erst ungefähr in 30 cm Entfernung vom Leuchtschirm die zulässige Sekundendosis von 10^{-5} r/sec. überschritten wird. In diesem Zusammenhang ist noch zu erwähnen, daß nach den bisherigen Untersuchungen die Absorption der Projektionsobjektive ausreichend ist, um eine besondere Abschirmung der Projektionseinrichtung überflüssig zu machen. So beträgt z. B. die Röntgenintensität bei der 80 kV Großprojektionsanlage der Fernseh Aktiengesellschaft in 15 cm von der Objektivfassung 10^{-6} r/sec. Man könnte im Bereich des Lichtkegels auch höhere Intensitäten zulassen, wenn man die Gewähr hat, daß die Streustrahlung, welche die Zuschauer erreichen kann, unterhalb von 10^{-5} r/sec liegt.

Nun scheinen aber neuere Erfahrungen darauf hinzudeuten, daß die zulässige Sekundendosis besonders im Hinblick auf Keimschädigungen mit 10^{-5} r/sec nicht niedrig genug angenommen ist⁵⁾. Es ist daher empfehlenswert, diese Sekundendosis wesentlich zu unterschreiten. Da man aber in den meisten Fällen bei Großprojektionsanlagen Bleiabschirmungen verwenden muß, ist diese Forderung unschwer zu er-

füllen⁶⁾, denn wenn man überhaupt Bleiabschirmungen anwendet, spielt eine zusätzliche Bleidicke von dem Bruchteil eines Millimeters keine Rolle.

Zusammenfassung.

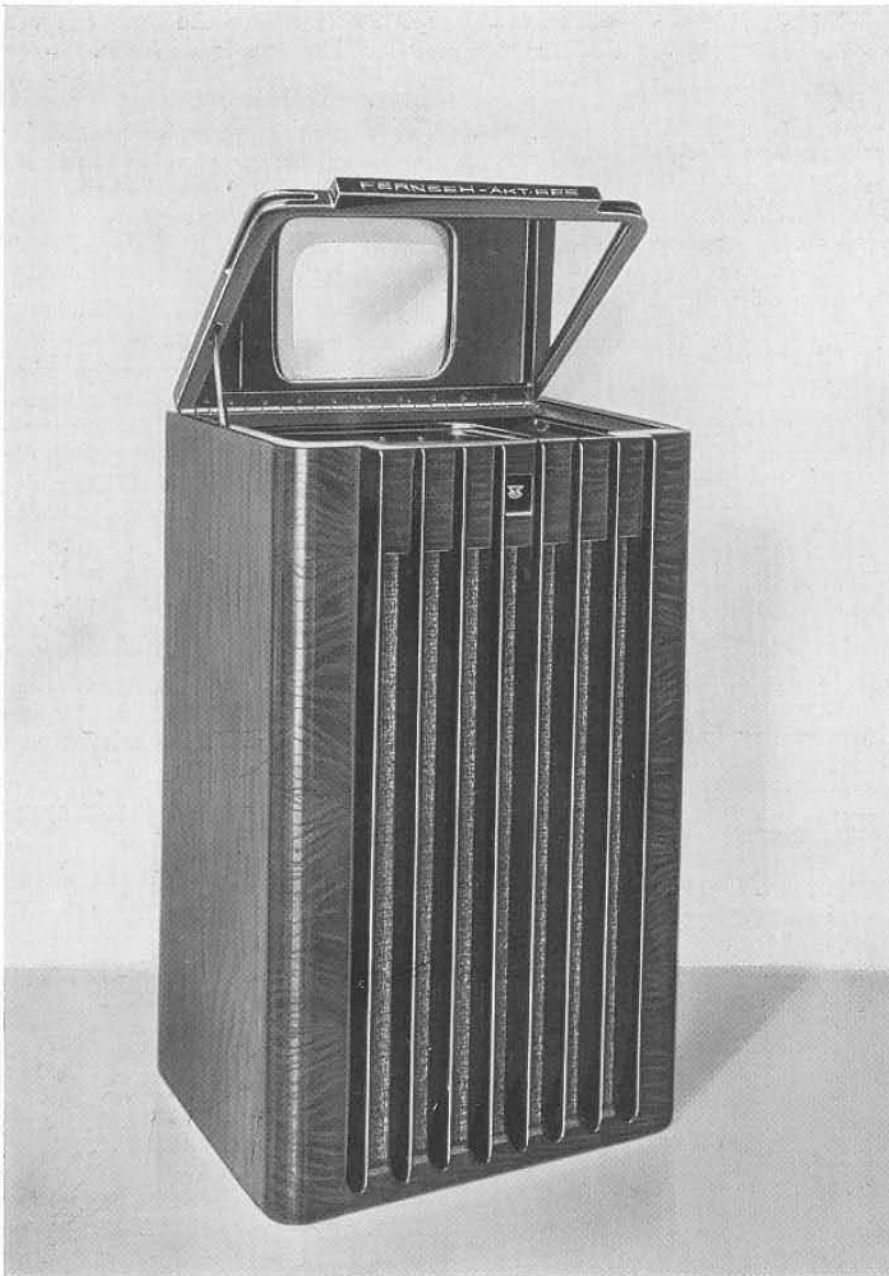
Bei Fernsehprojektionsröhren treten wegen der hohen Anodenspannung Röntgenstrahlen auf. Da sich Röntgenstrahlendosen über einen längeren Zeitraum addieren, sind auch kleine Intensitäten schädlich, soweit sie nicht unterhalb der Toleranzdosis (10^{-5} r/sec) liegen. Die DIN-Vorschriften über Röntgenstrahlenschutz fordern daher eine Herabsetzung der Intensität auf wenigstens 10^{-5} r/sec.

Nach einigen allgemeinen Betrachtungen über das Messen von Röntgenstrahlen wird über Messungen an Projektionsröhren verschiedener Bauart (Aufsicht- und Durchsichttypen) berichtet. Es wurde die Abhängigkeit der Röntgenstrahlenintensität von der Spannung bei konstantem Strom in dem Bereich von 15 bis 80 kV bestimmt.

Aus den Messungen geht hervor, daß man bei Spannungen oberhalb 20 kV Röntgenstrahlenschutz anwenden muß. Die hierfür notwendigen Bleidicken wurden unter der Voraussetzung berechnet, daß es sich um monochromatische Strahlung handelt. Zum Schluß werden einige Angaben über die Röntgenstrahlenabsorption der üblichen Baumaterialien von Fernsehempfängern gemacht.

⁵⁾ (Vgl. Tab. I Spalte V und VI und Tab. II Spalte III und IV.)

⁶⁾ R. Jäger und H. Stubbe, Phys. Zs. 39, 1938, 671.



Fernseh-Standempfänger DE 6 R

Das Empfangsbild von 27×32 Zentimeter wird mit Hilfe eines Spiegels, der sich auf der Innenseite des aufklappbaren Deckels befindet, betrachtet. Der Empfänger enthält einen „Blaupunkt“ Groß-Super und ermöglicht dadurch auch den Empfang aller Rundfunkwellen einschließlich der Ultrakurzwellen. Er wird an das Wechselstromnetz 220 V angeschlossen und hat einen Verbrauch von 230 Watt. Neben den üblichen Abstimmeinrichtungen mit Leuchtskala und Betriebsanzeigelampe ist eine leistungsfähige Störbeseitigung eingebaut, um einen möglichst störungsfreien Bildempfang zu erzielen.

Der Standempfänger kann auch ohne Groß-Super als einfacher Ultrakurzwellen-Bild- und Ton-Empfänger Type DE 6 ausgeführt werden.

Abmessungen des Empfängers: 108 cm Höhe, 68 cm Breite und 53 cm Tiefe.