

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins

Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke

Band: 39 (1948)

Heft: 15

Artikel: Gedanken über die Eignung der Kathodenstrahlröhre mit Fluoreszenzschirm für die Fernsehprojektion in Kinotheatern

Autor: Fischer, F.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1059285>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

bei dem neuen Beitrag ist wohl keine Zeitschrift von vergleichbarem Umfang und Inhalt so billig; das Abonnement für Nichtmitglieder kostet schon heute 36 Franken pro Jahr, also mehr als der neue Mitgliederbeitrag, und wird ab 1949 weiter erhöht.

Der Vorstand hält dafür, dass diese neuen Beiträge sowohl für die Einzelmitglieder, als auch für die Kollektivmitglieder tragbar sind, und er bittet alle Mitglieder, seine Vorschläge zu prüfen und ihnen an der kommenden Generalversammlung zuzustimmen.

Hochachtungsvoll .

Schweizerischer Elektrotechnischer Verein
für den Vorstand

Der Präsident:
A. Winiger

Der Sekretär:
W. Bänninger

Gedanken über die Eignung der Kathodenstrahlröhre mit Fluoreszenzschild für die Fernsehprojektion in Kinotheatern

Von F. Fischer † *

621.385.832 : 778.5

An Hand mathematisch-physikalischer Überlegungen wird versucht, einen Überblick zu gewinnen über die Verwendung von Kathodenstrahlröhren mit Fluoreszenzschild zur Erzeugung grosser Lichtströme. Es werden vorerst die Lichtbedürfnisse des modernen Kinotheaters auseinandergesetzt. Nach einer Schilderung der energetischen Verhältnisse bei der Erzeugung von weissem Licht wird gezeigt, dass die Lichtausbeute der heutigen Fluoreszenzsubstanzen schon die Grössenordnung ihrer theoretischen oberen Grenze erreicht hat. Es wird diskutiert, wie eine Kathodenstrahlröhre mit Fluoreszenzschild zu bauen ist, damit sie bei geforderter Bildauflösung ein Maximum an Lichtstrom abgibt. Ferner wird ausgehend von bekannten Daten einer gebauten Versuchsanlage die Weiterentwicklung zu grösseren Lichtströmen besprochen.

En se basant sur des considérations physiques et mathématiques l'auteur essaye de gagner un aperçu des possibilités qu'offre le tube à rayon cathodique et écran fluorescent pour la production de grands flux lumineux en télévision. Il examine tout d'abord les besoins en lumière des salles de cinéma modernes. Après avoir décrit les conditions énergétiques de production de la lumière blanche, il montre que le rendement lumineux des substances fluorescentes actuelles a déjà atteint sa limite théorique supérieure. Il étudie ensuite comment un tube à rayon cathodique et écran fluorescent doit être construit afin de fournir le maximum de lumière pour une définition donnée de l'image. Utilisant les données d'installations connues l'auteur commente enfin les possibilités de développement du procédé vers de plus grands flux lumineux.

I. Erörterungen über den Projektionsschild, den Lichtbedarf und die Bildschärfe in Kinotheatern

Die amerikanischen Normen für Kinos (American Standard Association 1946) schreiben vor, dass die Leuchtdichte B der Leinwand 10 Foot-Lambert, d. h. $3,5 \cdot 10^{-3}$ Stilb (sb) betragen soll. Diese Leuchtdichte versteht sich ohne Film im Projektionsfenster. Eine normale Kinoleinwand zerstreut das Licht ungefähr nach dem Lambertschen Gesetz, das heisst, dass die Lichtintensität einer bestimmten Fläche der Leinwand wie der Cosinus des Winkels, den die Beobachtungsrichtung mit dem Lot auf die Leinwand einschliesst, abnimmt. Diese Art der Remission ist besonders vorteilhaft, indem jeder Besucher unabhängig von seiner Placierung den Eindruck einer gleichmässig beleuchteten Fläche erhält. Betrachten wir nämlich ein bestimmtes Flächenelement dA der Leinwand, dessen Normale mit der Beobachtungsrichtung den Winkel γ einschliesst, und sich im Abstand a vom Auge des Beobachters mit der Pupillenfläche q befindet, so erhalten wir für den Lichtstrom $d\Phi_a$, der ins Auge fällt, den Zusammenhang

$$d\Phi_a = B \frac{q}{a^2} \cos \gamma \, dA \quad (1)$$

Bezeichnet man mit

$$d\Omega = \frac{dA \cos \gamma}{a^2} \quad (2)$$

den Raumwinkel, unter dem das Auge das Flächenelement dA erblickt, so entsteht

$$\frac{d\Phi_a}{d\Omega} = B q \quad (3)$$

womit sich also $\frac{d\Phi_a}{d\Omega}$ als unabhängig von a und γ ergibt. Das ganze Blickfeld des Auges wird somit homogen ausgeleuchtet.

Bezeichnet man mit A die totale Leinwandfläche und mit Φ_L den totalen Lichtstrom, mit dem die

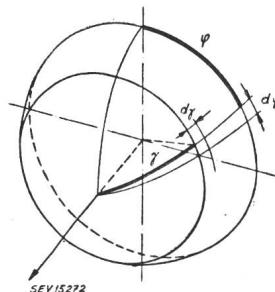


Fig. 1
Zur Berechnung
des Lichtstromes

Leinwand ausgeleuchtet wird, so ergibt sich unter der Voraussetzung einer idealen diffusen Reflexion nach Fig. 1

* Das Manuskript ist in den wesentlichen Punkten durch Prof. Dr. F. Fischer persönlich vorbereitet worden. Die Belebung für die Drucklegung erfolgte nach seinem Tode durch H. Thiemann und M. Barbier.

$$\Phi_L = A B \int_{\gamma=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \cos \gamma \sin \gamma d\gamma d\varphi$$

$$\Phi_L = \frac{1}{2} A B \int_{\gamma=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} d(\sin^2 \gamma) d\varphi = A B \pi \quad (4)$$

Bei einer üblichen Tonfilmleinwand hat man nach längerem Gebrauch mit einem Verlust von 20 % zu rechnen, so dass also

$$\Phi_L = \frac{\pi}{0,8} A B \quad (5)$$

zu setzen ist. Der auf Grund der amerikanischen Normen für B berechnete Lichtbedarf ist in Tabelle I für verschiedene ausgeführte Kinotheater eingetragen.

Ein idealer, lichtsparender Projektionsschirm müsste so beschaffen sein, dass er für jeden Zuschauer nach dem Lambertschen Gesetz diffus reflektiert und dabei seine Remission auf den Raumwinkel beschränkt, in welchem Zuschauer plaziert sind. Der Kinooperator muss dabei auch als Zuschauer betrachtet werden. Im Sinne von (4) ent-

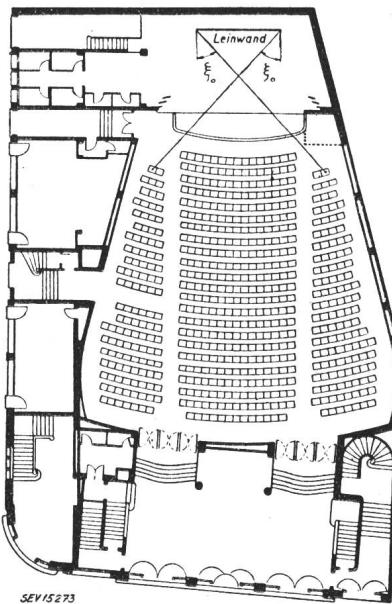


Fig. 2
Grundriss eines Kinotheaters

steht für den Lichtstrom Φ , den ein solcher Schirm benötigen würde, die Beziehung

$$\Phi = \frac{1}{2} A B \int \int d(\sin^2 \gamma) d\varphi =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \Phi_L \int \int d(\sin^2 \gamma) d\varphi \quad (6)$$

wobei sich das Doppelintegral bezüglich γ und φ über einen Raumwinkel zu erstrecken hat, der möglichst klein, aber so gross zu bemessen ist, dass jeder Zuschauer jeden Punkt des Projektionsschirmes hell

sieht. Für die Bestimmung dieses Raumwinkels sind die Winkel ξ_0 , ζ_1 , ζ_2 massgebend, die in den

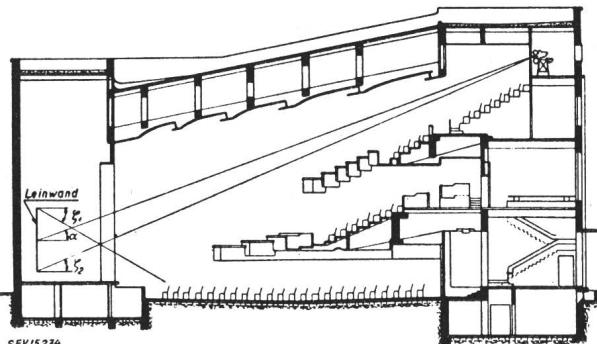


Fig. 3
Schnitt durch ein Kinotheater

Theaterplänen Fig. 2 und 3 eingetragen und in der Tabelle I aufgeführt sind. Es ist also so, dass mit Veränderungen der Winkel ξ und ζ in den Bereichen

$$-\xi_0 < \xi < +\xi_0, \quad \zeta_1 < \zeta < \zeta_2 \quad (7)$$

der ganze erforderliche Raumwinkel bestrichen wird. Zwischen den Winkel ξ und ζ einerseits und den Winkel γ und φ anderseits bestehen, wie aus Fig. 4 herzuleiten ist, mit den Abkürzungen

$$x = \operatorname{tg} \xi, \quad z = \operatorname{tg} \zeta \quad (8)$$

die Beziehungen

$$\varphi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{x}{z}, \quad \sin^2 \gamma = \frac{x^2 + z^2}{1 + x^2 + z^2} \quad (9)$$

so dass die Transformation des Doppelintegrals (6) den Zusammenhang

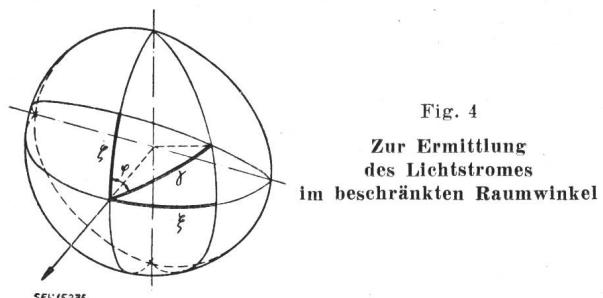


Fig. 4
Zur Ermittlung
des Lichtstromes
im beschränkten Raumwinkel

$$\frac{\Phi}{\Phi_L} = \frac{2}{\pi} \int_{z=\operatorname{tg} \zeta_1}^{z=\operatorname{tg} \zeta_2} \int_{x=\operatorname{tg} \xi_0}^{x=\operatorname{tg} \xi_0} \frac{dx dz}{(1 + x^2 + z^2)^2} \quad (10)$$

liefert.

Das Doppelintegral (10) lässt sich durch Transformation auf Polarkoordinaten, d. h. mit

$$x = r \cos \psi, \quad z = r \sin \psi \quad (11)$$

auswerten. Es entsteht

$$\frac{\Phi}{\Phi_L} = \frac{1}{\pi} \{ \sin \xi_0 \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\operatorname{tg} \zeta_2 \cos \xi_0) + \sin \zeta_2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\operatorname{tg} \xi_0 \cos \zeta_2) - \sin \xi_0 \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\operatorname{tg} \zeta_1 \cos \xi_0) - \sin \zeta_1 \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\operatorname{tg} \xi_0 \cos \zeta_1) \} \quad (12)$$

Zusammenstellung von Theaterdaten

Tabelle I

Saal	Sitzplätze	Leinwandgrösse A m ²	Projektionsdistanz a m	Einstrahlungswinkel α Grad	Saalwinkel ξ_0 Grad	ξ_1 Grad	ξ_2 Grad	Saalkonstante σ	zul. Objektivdurchmesser bei 1000 Zeilen c cm	Lichtstrom nach den amerik. Normen ϕ_L lm	$\frac{\phi}{\phi_L}$
Kapitol in Bern	720	$4,2 \cdot 5,6 = 23,5$	34	17	65	60	20	4,86	22,2	3161	0,574
Urban in Zürich	1150	$5 \cdot 6,7 = 33,5$	31,5	12	60	55	17	3,76	29,6	4506	0,513
Rex in Paris	3200	$7,5 \cdot 10 = 75$	45	21	65	45	25	3,6	23,4	10087	0,542
Marignan in Paris	1800	$9 \cdot 12 = 108$	33,5	23	60	50	28	2,23	15,8	14526	0,573
Le Régent in Neuilly-sur-Seine . .	1400	$4,2 \cdot 5,6 = 23,5$	26	15	65	60	20	3,71	19,4	3161	0,574
Cinéac des Ternes in Paris . . .	600	$4,2 \cdot 5,6 = 23,5$	22	18	55	55	23	3,14	13,5	3161	0,536
Cinéac in Strassburg	500	$3,5 \cdot 4,7 = 16,5$	21	23	65	60	28	3,57	10,0	2219	0,635
Royal in Rabat	1500	$4,5 \cdot 6 = 27$	39	20	45	30	23	5,2	21,4	3631	0,359
Palazzo del Cinema in Venedig .	1400	$7,5 \cdot 10 = 75$	34	12	70	60	17	2,72	32,0	10087	0,563
Palladium in Kopenhagen . . .	1400	$6 \cdot 8 = 48$	35	5	60	55	9	3,5	80,0	6466	0,449
Asta im Haag	1200	$5 \cdot 6,7 = 33,5$	27	3	50	55	20	3,22	103,0	4506	0,501
Capitol im Haag	1000	$4,5 \cdot 6 = 27$	23,5	17	60	50	22	3,13	15,4	3631	0,529

Dieser Ausdruck ist für die verschiedenen Theater der Tabelle I berechnet worden. Man ersieht aus Tabelle I, dass der ideale Projektionsschirm, welcher nur im nutzbaren Raumwinkel remittiert, gegenüber der normalen Kinoleinwand hinsichtlich des Lichtstromes nicht mehr als einen Faktor 2 einspart. In Anbetracht des erforderlichen Aufwandes versteht man die Gepflogenheit der Theaterbesitzer, auf einen lichtsparenden Projektionsschirm zu verzichten und statt dessen eine stärkere Lichtquelle zu verwenden. Es wäre nämlich erforderlich, die Spezialeinwand der verschiedenen Einstrahlwinkel α wegen jedem Kinotheater individuell anzupassen.

Bezeichnet man mit S die Diagonale des Filmbildes im Fenster des Projektors, mit L die Diagonale der Leinwand und mit a die Projektionsdistanz, so besteht, wenn f die Brennweite des Projektionsobjektives bedeutet, die Beziehung

$$f \cong \frac{a}{L} S = \sigma S \quad (13)$$

Das Verhältnis der Projektionsdistanz zur Leinwanddiagonale

$$\sigma = \frac{a}{L} \quad (14)$$

ist in der Tabelle I für die verschiedenen Theater bestimmt worden.

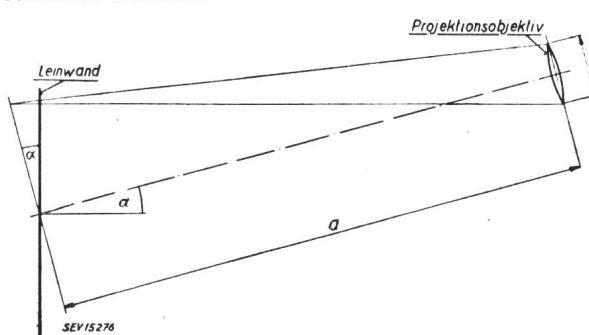


Fig. 5
Die Randunschärfe durch den schiefen Einfall

Da die Projektion auf die Leinwand unter dem Winkel α erfolgt, ist das Bild oben und unten mehr

oder weniger unscharf. Jedem Punkt entspricht eine kleine Ellipse, deren grosse Achse aber den Abstand von zwei Zeilen des Rasters in der Mitte der Leinwand nicht überschreiten darf. Bezeichnet man mit D den Durchmesser des Projektionsobjektives und mit z die Zeilenzahl, so lässt sich ohne weiteres aus Fig. 5 die Ungleichung, welche die Randunschärfe durch den schiefen Einfall kennzeichnet,

$$D \cdot z \cdot 10^{-3} < \frac{2a}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot 10^{-3} = c \quad (15)$$

herleiten. Die Grösse c ist ebenfalls in Tabelle I aufgeführt. Sie ist nichts anderes als der bei 1000 Zeilen zulässige Objektivdurchmesser.

Wird für die Erzeugung des Lichtstromes ein Objektivdurchmesser benötigt, der die durch die Ungleichung (15) gegebene Schranke überschreitet, so bleibt nichts anderes übrig, als auf die Placierung des Projektors in der Projektionskabine zu verzichten und eine Aufstellung so zu wählen, dass der Projektionswinkel α genügend klein ausfällt.

II. Betrachtungen über Lichtstrom, Strahlungsleistung und Farbe

Die Beziehung zwischen Lichtstrom und Strahlungsleistung ist nicht eindeutig. Die Zusammensetzung des Lichtes spielt dabei eine ausschlaggebende Rolle. Macht man die Voraussetzung, dass der Lichtstrom mit monochromatischem Licht derjenigen Wellenlänge erzeugt wird, für die das Auge die grösste Empfindlichkeit besitzt ($\lambda = 0,555 \mu\text{m}$), so entspricht nicht nur einem bestimmten Lichtstrom eine bestimmte Strahlungsleistung, sondern man erhält so für einen Lichtstrom die kleinstmögliche Strahlungsleistung. Auf diese Weise ist das sogenannte mechanische Lichtaequivalent definiert, das von verschiedenen Forschern [1] ¹⁾ bestimmt worden ist und mit

$$M = 1,66 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Lumen}} \quad (16)$$

¹⁾ siehe das Literaturverzeichnis am Schluss.

angegeben wird. Die lichttechnischen Einheiten sollen hier auf die internationale Kerze bezogen sein.

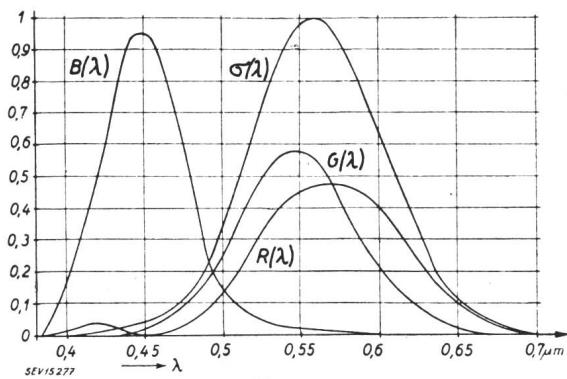


Fig. 6

Sichtbarkeitskurve des Auges und Grundempfindungskurven nach König-Ives
z. Wellenlänge

In Fig. 6 ist unter anderem die Kurve der relativen Sichtbarkeit σ des menschlichen Auges für gleiche Strahlungsleistungen bei den verschiedenen Wellenlängen eingetragen, die auf den maximalen Wert bei der Wellenlänge $\lambda = 0,555 \mu\text{m}$ bezogen ist [2]. Unter Benützung der Sichtbarkeitswerte ergibt sich für das mechanische Lichtaequivalent M_λ irgendeiner monochromatischen Strahlung der Wellenlänge λ

$$M_\lambda = \frac{M}{\sigma} \quad (17)$$

Für ein Mischlicht, das sich aus n einzelnen monochromatischen Strahlungen der Leistungen $x_1, x_2, \dots, x_K, \dots, x_n$, und der Wellenlängen $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_K, \dots, \lambda_n$ mit den Sichtbarkeiten $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_K, \dots, \sigma_n$ zusammensetzt, addieren sich die Helligkeitsreize. Es entsteht, wenn mit M^* das mechanische Lichtaequivalent des Gemisches bezeichnet wird, unter Hinweis auf (17)

$$\sum_{K=1}^n \frac{x_K}{M} = \frac{1}{M} \sum_{K=1}^n x_K \sigma_K = \frac{1}{M^*} \sum_{K=1}^n x_K \quad (18)$$

oder, mit der Akürzung

$$\sum_{K=1}^n x_K = x^* \quad (19)$$

die Beziehung

$$M^* = \frac{M}{\sum_{K=1}^n \frac{x_K}{x^*} \sigma_K} \quad (20)$$

Für die Farbe des Mischlichtes sind die drei auf die Einheit der Gesamtleistung reduzierten Farbreize «rot», «grün» und «blau» massgebend, die nach Grassmann als Komponenten des reduzierten Farbvektors \mathfrak{F}^* anzusprechen sind. In Fig. 6 sind die Farbreizkurven $R(\lambda)$, $G(\lambda)$, $B(\lambda)$ nach König-Ives [2] für monochromatische Strahlungen gleicher

Leistung eingetragen, so dass für die drei Komponenten \mathfrak{F}_R^* , \mathfrak{F}_G^* , \mathfrak{F}_B^* von \mathfrak{F}^* die Gleichungen

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_R^* &= \sum_{K=1}^n \frac{x_K}{x^*} R(\lambda_K) \\ \mathfrak{F}_G^* &= \sum_{K=1}^n \frac{x_K}{x^*} G(\lambda_K) \\ \mathfrak{F}_B^* &= \sum_{K=1}^n \frac{x_K}{x^*} B(\lambda_K) \end{aligned} \quad (21)$$

bestehen.

Handelt es sich nicht um diskrete monochromatische Strahlungen, sondern um ein kontinuierliches Spektrum, so geht mit der Abkürzung

$$\int x d\lambda = x^* \quad (22)$$

die Beziehung (20) über in

$$M^* = \frac{M}{\int \frac{x}{x^*} \sigma d\lambda} \quad (23)$$

Ferner schreibt sich (21) folgendermassen:

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_R^* &= \int \frac{x}{x^*} R(\lambda) d\lambda \\ \mathfrak{F}_G^* &= \int \frac{x}{x^*} G(\lambda) d\lambda \\ \mathfrak{F}_B^* &= \int \frac{x}{x^*} B(\lambda) d\lambda \end{aligned} \quad (24)$$

Alle Integrale sind im Stieltjeschen Sinne zu verstehen.

Die Farbe des monochromatischen Lichtes der Wellenlänge $\lambda = 0,555 \mu\text{m}$ ist grün. Um weisses Licht zu erzeugen, ist ein Gemisch von Strahlungen verschiedener Wellenlängen erforderlich. Man kann die Frage stellen, wie die Strahlungen im Spektrum auszuwählen sind, damit einem bestimmten Lichtstrom der Farbe «weiss» die kleinstmögliche Strahlungsleistung entspricht. Es entsteht dann das mechanische Lichtaequivalent $M_{w \min}^*$ für «weiss», das selbstverständlich grösser ist als das mechanische Lichtaequivalent nach (16). Zur Lösung des Problems bedienen wir uns mit Vorteil der von der Optical Society of America genehmigten Grundempfindungskurven nach König-Ives, Fig. 6. Diese Normung des Farbenraumes gestattet nämlich, im Gegensatz zu derjenigen der Internationalen Beleuchtungs-Kommission, welche durch Transformation aus der König-Ives-Darstellung hervorgeht, die optimalen Bedingungen für die Erzeugung von «weiss» unmittelbar abzulesen. Wichtig ist nämlich, dass in der König-Ives-Darstellung erstens der Schnittpunkt der Kurven für den Rot- und Grüneisz mit dem absoluten Maximum der Kurve für den

Rotreiz übereinstimmt, wobei gleichzeitig an diesem Punkt der Blaureiz verschwindet, und zweitens an der Stelle des Maximums der Kurve für den Blaureiz, der Rot- und der Grünreiz verschwinden.

Im Gegensatz zur Normung der Internationalen Beleuchtungs-Kommission ist «weiss» dadurch ausgezeichnet, dass alle drei Farbreize gleich gross sind. Ein bestimmter Reiz wird am besten mit Licht derjenigen Wellenlänge erzeugt, bei der die betreffende Kurve das absolute Maximum aufweist. So werden wir den Rot- und den Blaureiz herzustellen haben, wenn wir mit der kleinstmöglichen Strahlungsleistung auskommen wollen. Da man gleichzeitig mit dem Rotreiz einen Grünreiz gleicher Stärke erhält, ist es evident, dass mit monochromatischen Strahlungen der beiden Wellenlängen $\lambda_1 = 0,450 \mu\text{m}$ (Maximum der Blaukurve) und $\lambda_2 = 0,570 \mu\text{m}$ (Maximum der Rotkurve) ein bestimmter Lichtstrom der Farbe «weiss» mit der kleinsten Strahlungsleistung erzeugt wird. Wir entnehmen Fig. 6 für das Verhältnis des Maximalwertes der Blaureizkurve zum absoluten Maximalwert der Rotreizkurve den Wert

$$\nu = 1,98 \quad (25)$$

sowie die Sichtbarkeiten für die Wellenlängen λ_1 bzw. λ_2 .

$$\sigma_1 = 0,06 \text{ bzw. } \sigma_2 = 0,96 \quad (26)$$

Bezeichnen wir mit x_1 bzw. x_2 die Leistungen der monochromatischen Strahlungen λ_1 bzw. λ_2 , so muss für die Erzeugung von «weiss»

$$\frac{x_2}{x_1} = \nu \quad (27)$$

gewählt werden. Ferner ergibt sich auf Grund von (20)

$$M_{w \min}^* = \frac{x_1 + x_2}{x_1 \sigma_1 + x_2 \sigma_2} M = \frac{1 + \nu}{\sigma_1 + \nu \sigma_2} M \quad (28)$$

Mit Verwendung von (16), (25) und (26) wird

$$M_{w \min}^* = 2,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Lumen}} \quad (29)$$

Dies ist der energetisch günstigste Wert zur Erzeugung von weissem Licht. Will man zum Beispiel die Farbe «weiss» mit einem kontinuierlichen Energiespektrum erzeugen, so ergibt sich ein mechanisches Lichtaequivalent $M_{w \text{ kont}}^*$, das grösser ist als $M_{w \min}^*$. Es entsteht wiederum auf Grund von (23)

$$M_{w \text{ kont}}^* = \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \sigma d\lambda} M \quad (30)$$

wobei für möglichst gute Ausbeute die Integrale über einen möglichst kleinen Bereich des sichtbaren Spektrums zu erstrecken sind, der aber so beschaffen sein muss, dass die drei Reize gleich gross ausfallen. Es zeigt sich, dass dies der Fall ist, wenn wir die Integrale von $\lambda_3 = 0,420 \mu\text{m}$ bis $\lambda_4 = 0,665 \mu\text{m}$ erstrecken. Zahlenmässig ergibt sich

$$M_{w \text{ kont}}^* = 3,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Lumen}} \quad (31)$$

III. Über die Lichtausbeute und den Wirkungsgrad von Fluoreszenzschriften in Braunschen Röhren

Vorausgesetzt, dass die Reichweite der Elektronen kleiner ist als die Schichtdicke des Fluoreszenzschriften, ist die Lichtstärke des Fluoreszenzlichtes im wesentlichen proportional der kinetischen Energie der Elektronen, die in der Zeiteinheit auf den Fluoreszenzschirm auftreffen, d. h. im wesentlichen proportional der Strahlleistung. Man pflegt die sogenannte Lichtausbeute k eines Fluoreszenzschirms in Kerzen pro Watt anzugeben. Verwendet man einen reflektierenden Metallbelag hinter dem Fluoreszenzschirm (metal-backed screen), damit das Licht, das sonst vom leuchtenden Fleck nach rückwärts ausgestrahlt würde, gegen den Zuschauerraum reflektiert wird, so wird der Lichtstrom, womit die Leinwand ausgeleuchtet wird, verdoppelt und die

Lichtausbeute \hat{k} bei reflektierender Metallschicht ist scheinbar zweimal so gross, als die Lichtausbeute k ohne Metallisierung. Neben der Verbesserung der Lichtausbeute erreicht man noch eine Steigerung des Bildkontrastes, weil Lichtreflexionen an den Rohrwandungen ausbleiben.

Es ist selbstverständlich, dass die dem Fluoreszenzlicht entsprechende Strahlungsleistung kleiner sein muss als die Leistung des Kathodenstrahles. Das Fluoreszenzlicht einer Braunschen Röhre, die zu Fernsehprojektionszwecken verwendet wird, muss die Farbe «weiss» aufweisen. Es wird, je nachdem ob eine reflektierende Metallschicht vorhanden ist oder nicht, in den Raumwinkel 2π oder 4π abgestrahlt, so dass die Ungleichung

$$2k \cong \hat{k} \leq \frac{1}{2\pi M_w} \quad (32)$$

wo M_w das mechanische Lichtaequivalent für Licht der Farbe «weiss» bedeutet, zu Recht besteht. Nach dem vorangehenden Abschnitt erhält man dann den

grösstmöglichen Wert $\hat{k}_{\max \text{ abs}}$ von \hat{k} , der überhaupt möglich ist, wenn der Fluoreszenzschirm zwei monochromatische Strahlungen der Wellenlängen $\lambda_1 = 0,450 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 0,570 \mu\text{m}$ in dem erforderlichen Verhältnis $\nu = 1,98$ abgibt. Es wird dabei $M_w = M_{w \min}^* = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Watt/Lumen, womit aus (32) die Beziehung

$$\hat{k}_{\max \text{ abs}} = 64,2 \frac{\text{Kerzen}}{\text{Watt}} \quad (33)$$

entsteht.

Die Fluoreszenzsubstanzen geben Licht mit mehr oder weniger kontinuierlichem Spektrum ab. Es handelt sich um sogenannte Bandenspektren, deren Lage von der Zusammensetzung und Aktivierung der Substanz abhängt. Man kann es so einrichten, dass verschiedene Maxima entstehen, die so placiert sind, dass die Farbe «weiss» entsteht. Fig. 7 zeigt das Spektrum eines Fluoreszenzmaterials aus mit

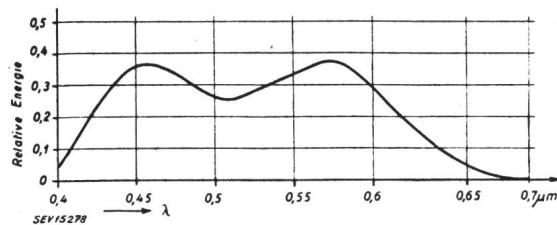


Fig. 7

Emissionsspektrum eines Fluoreszenzmateriale, bestehend aus mit Silber aktiviertem Zinksulfid und Zinkcadmiumsulfid, nach Zworykin und Morton [3].

Silber aktiviertem Zinksulfid und Zinkcadmiumsulfid, nach Zworykin und Morton [3].

Die Beziehungen (24) liefern für dieses Spektrum in der Tat drei gleich grosse Farbkomponenten, was der Farbe «weiss» entspricht. Ferner liefert die Beziehung (23) für dasselbe Spektrum

$$M_w^* = 3,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Lumen}} \quad (34)$$

das heisst einen Wert für das mechanische Lichtaequivalent, der 1,4mal grösser ist als der kleinstmögliche für «weiss» nach (29) bei Verwendung der zwei günstigsten Spektrallinien. Bei der Spektralverteilung nach Fig. 7 ist also nach (32) die theoretische obere Grenze \hat{k}_{max} von \hat{k}

$$\hat{k}_{max} = 45,7 \frac{\text{Kerzen}}{\text{Watt}} \quad (35)$$

In Tabelle II sind die praktisch erreichten Werte [3] von k für verschiedene Fluoreszenzsubstanzen angegeben; \hat{k} ist doppelt so gross und erreicht bei guten Substanzen den Wert $10 \frac{\text{Kerzen}}{\text{Watt}}$, also ein

Fünftel des theoretischen Maximalwertes, welcher unter der Annahme berechnet worden ist, dass die gesamte Strahlleistung restlos in sichtbare Strahlung übergeht. Wenn man bedenkt, wie gross im Vergleich zum sichtbaren Spektrum der Wellenlängenbereich ist, in dem Strahlungsemision stattfindet — es entstehen gleichzeitig Röntgen-, Ultraviolett- und Infrarotstrahlen —, so ist eine solche Lichtausbeute bereits als ausserordentlich hoch zu betrachten.

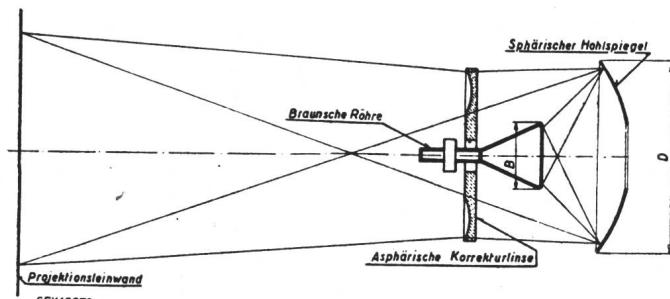
Der Lichtstrom, den man bekommt, wenn man den Leuchtschirm einer Braunschen Röhre mit der Lichtausbeute \hat{k} bei einer Strahlspannung u und einem Strahlstrom i auf eine Leinwand abbildet, ergibt sich nach dem Vorhergesagten aus der Beziehung

$$\Phi = \frac{\pi}{4} \hat{k} u i \Theta^2 \quad (36)$$

Dabei bedeutet

$$\Theta = \frac{D}{f} \quad (37)$$

die relative Öffnung der Projektionsoptik, welche als Verhältnis des Durchmessers D des Objektives zu dessen Brennweite f definiert ist. Verwendet man ein Schmidt-Objektiv nach Fig. 8, welches durch eine besonders grosse Öffnung charakterisiert ist

Fig. 8
Prinzipieller Aufbau der Schmidt-Optik

und aus einem sphärischen Hohlspiegel und einer asphärischen Korrekturlinse besteht, so ist für D in erster Näherung der Durchmesser des Spiegels einzusetzen.

Um grosse Lichtströme zu erzielen, wird man auf Grund von (36) also bestrebt sein, sowohl Spannung, als auch Stromstärke des Kathodenstrahles so hoch wie möglich zu treiben, wobei die Gesichtspunkte der Elektronenoptik massgebend werden.

IV. Grundsätzliches über die Elektronenoptik in Braunschen Röhren

Wir betrachten im folgenden eine ebene Glühkathode im Sättigungsgebiet. In einer bestimmten Ebene in unmittelbarer Nähe der Kathode heben

Einige wichtige Fluoreszenzsubstanzen, welche als Leuchtschirme in Braunschen Röhren verwendet werden

Tabelle II

Substanz	Chemische Zusammensetzung	Farbe des ausgestrahlten Lichtes	Wellenlänge des Strahlungsmaximums μm	Lichtausbeute k Kerzen/Watt
Zinksulfid	ZnS : Ag	blauviolet	0,45...0,47	5
Zinksulfid	ZnS	hellblau	0,47	1...5
Zinksilikat (Willemite)	(ZnO + SiO ₂) : Mn	blaugrün	0,523	3
Zinksulfid	ZnS : Cu	grün	0,47...0,525	> 4
Beta Zinksilikat	(ZnO + SiO ₂) : Mn	grün gelb	0,56...0,57	3
Zinkberylliumsilikat	(ZnO + BeO + SiO ₂) : Mn	grün — orange	0,523...0,65	1...2
Zinkcadmiumsulfid	(ZnS + CdS) : Ag	blau — rot	0,47...0,7	5
Zinkberylliumzirkoniumsilikat	[ZnO + BeO + (Ti-Zr-Th-O ₂) + SiO ₂] : Mn	weiss	0,42 + 0,55...0,6	~ 1
Zinkborat	(ZnO + B ₂ O ₃) : Mn	gelb — orange	0,54...0,6	~ 1
Cadmiumwolframat	CdO + WO ₂	hellblau	0,49	< 1

sich die Wirkungen der Atom- und Bildkraftfelder, die ein fortfliegendes Elektron zurückzuhalten suchen, und des äusseren Beschleunigungsfeldes gerade auf. Elektronen, die diese Ebene auch mit einer verschwindend kleinen Geschwindigkeit durchfliegen, werden auf jeden Fall zur Anode gezogen. Für die im Vakuum befindlichen Elektronen gilt die *Maxwellsche* Geschwindigkeitsverteilung [4]. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein in irgendwelcher Richtung des Raumes fliegendes Elektron eine Geschwindigkeit besitzt, deren Betrag zwischen v und $v + dv$ liegt, ergibt sich dann zu

$$w = \frac{4}{V\pi} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_0}\right) \quad (38)$$

Es bedeutet hierin v_0 die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, die nach der Gasdynamik gleich

$$v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (39)$$

ist, wobei k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur der Kathode und m die Masse des Elektrons bezeichnen. Wir betrachten nun Elektronen mit Geschwindigkeiten zwischen v und $v + dv$, welche in ein Raumwinkelement fliegen, das mit der Normalen zur Kathode den Winkel γ einschliesst. Von solchen Elektronen werden in einer Sekunde nur soviel durch ein Flächenelement dA der für die Emission massgebenden Ebene entweichen, als sich in einem Zylinder der Länge v und des Querschnittes $dA \cos \gamma$ befinden, d. h. eine Anzahl

$$\frac{4}{V\pi} \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} d\left(\frac{v}{v_0}\right) \frac{2\pi \sin \gamma d\gamma}{4\pi} N v dA \cos \gamma \quad (40)$$

wo N die Zahl der Elektronen pro cm^3 bezeichnet. Werden hierin die Geschwindigkeiten v bzw. v_0 durch die entsprechenden Potentiale ψ bzw. ψ_0 gemäss

$$e\psi = \frac{mv^2}{2}; \quad e\psi_0 = \frac{mv_0^2}{2} \quad (41)$$

eingeführt, wo e die Elementarladung bedeutet, so ergibt sich aus (40) nach Multiplikation mit e und Integration über Winkel und Geschwindigkeit die folgende Darstellung für die Stromdichte s

$$\frac{s}{s_e} = \int_{\frac{\psi}{\psi_0}=0}^{+\infty} \int_{\gamma=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\psi}{\psi_0} e^{-\frac{\psi}{\psi_0}} d\frac{\psi}{\psi_0} d(\sin^2 \gamma) \quad (42)$$

wo

$$s_e = eN \frac{1}{2\sqrt{\pi}} v_0 = eN \sqrt{\frac{kT}{2m\pi}} \quad (43)$$

ist. Das Doppelintegral in (42) besitzt den Wert 1.

Wir interessieren uns nun für die Winkel- und Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nach ihrer Beschleunigung durch ein homogenes Feld der

Spannung u , welches senkrecht zur Emissionsfläche angelegt wird. Wir führen als Hilfsgrösse zweckmässig das Verhältnis von kinetischer Energie des Elektrons senkrecht auf der Feldrichtung zur kinetischen Energie des Elektrons in der Feldrichtung nach der Beschleunigung gemäss

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = \frac{\frac{\psi}{\psi_0} \sin^2 \gamma}{\frac{\psi}{\psi_0} \cos^2 \gamma + \frac{u}{\psi_0}} \quad (44)$$

ein. Darnach bedeutet also α den Winkel der Elektronbahn mit der Feldachse. Ferner benutzen wir eine Hilfsgrösse x , welche ein Mass für die kinetische Energie des Elektrons senkrecht zur Feldrichtung darstellt:

$$x = \frac{\psi}{\psi_0} \sin^2 \gamma \quad (45)$$

Wir erhalten nach Ausführung der Integraltransformation für die Verteilung des Stromes nach der Beschleunigung die Beziehung

$$\frac{s}{s_e} = \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{x=\frac{u}{\psi_0} \operatorname{tg}^2 \alpha}^{\infty} e^{-(x + x \operatorname{cotg}^2 \alpha - \frac{u}{\psi_0})} \frac{2 \operatorname{cotg} \alpha}{\sin^2 \alpha} x d\alpha dx \quad (46)$$

Die Integration über x lässt sich ausführen und es entsteht

$$\frac{s}{s_e} = \frac{1}{\pi} \left(1 + \frac{u}{\psi_0} \right) \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\left(1 - \frac{\psi_0}{u + \psi_0} \sin^2 \alpha \right)}{\cos \alpha} e^{-\frac{u}{\psi_0} \operatorname{tg}^2 \alpha} 2\pi \sin \alpha d\alpha \quad (47)$$

Hierin stellt der Ausdruck $2\pi \sin \alpha d\alpha$ wiederum das Differential $d\Omega$ des Raumwinkels dar, welcher unter dem Winkel α gegen die Feldachse geneigt ist. Der nach der Beschleunigung auf das Raumwinkelement unter dem Winkel α entfallende Anteil des Stromes ist folglich pro Flächen-einheit der Kathode

$$ds = \frac{s_e}{\pi} \left(1 + \frac{u}{\psi_0} \right) \cdot \frac{\left(1 - \frac{\psi_0}{u + \psi_0} \sin^2 \alpha \right)}{\cos \alpha} e^{-\frac{u}{\psi_0} \operatorname{tg}^2 \alpha} d\Omega \cong \frac{s_e}{\pi} \frac{u}{\psi_0} e^{-\frac{u}{\psi_0} \alpha^2} d\Omega \quad (48)$$

analog wie in der Optik, nämlich das Produkt aus einer Strahlungsdichte, einer Winkelverteilungsfunktion und dem Raumwinkelement. Die Näherung gilt für $\frac{u}{\psi_0} \gg 1$, was meistens zutrifft. Nach der Beschleunigung dürfen wir also die Verhältnisse so betrachten, als ob die Elektronen von einer vir-

tuellen Kathode herkämen, welche die Strahlungsdichte $\frac{s_e}{\pi} \frac{u}{\psi_0}$ bei einer Winkelverteilung $e^{-\frac{u}{\psi_0} \alpha^2}$ aufweist.

Wir wenden nun obige Erkenntnisse auf die Elektronenoptik eines Braunschen Rohres an. Die Forderung nach einem möglichst kleinen Leuchtfleck, die durch die Bildauflösung gestellt wird, kann dabei auf zwei verschiedene Arten erfüllt werden. Entweder entwirft man auf dem Leuchtschirm ein kleines Bild der Kathode, oder man bildet dorthin die thermische Richtungsverteilung der Elektronen nach ihrer Beschleunigung ab. Bei grossen Spannungen erweist sich die zweite Methode am günstigsten, so dass wir sie allein ins Auge fassen wollen. Ein elektronenoptisches System der genannten Eigenschaft kann man beispielsweise so realisieren [5], dass unmittelbar an der Kathode ein homogenes Beschleunigungsfeld und anschliessend eine elektronenoptische Sammellinse beim Übergang zum feldfreien Raum angeordnet wird. Die Sammellinse entwirft irgendwo ein reelles oder virtuelles Bild der Kathode. In der bildseitigen Brennebene der Linse, wo sich die von sämtlichen Punkten der Kathode ausgehenden Strahlenbüschel kreuzen, entsteht aber ein Abbild der Richtungsverteilung der Elektronen vor ihrem Eintritt in die Linse. Da das Verhältnis von Beschleunigungsspannung und Austrittsspannung im allgemeinen sehr gross ist, sind die erwähnten Eintrittswinkel klein und der Bezirk, innerhalb welchem sich sämtliche Strahlenbüschel kreuzen (Crossover), fällt ausserordentlich klein aus. Dieser Bezirk wird schliesslich auf den Leuchtschirm durch ein weiteres elektronenoptisches System abgebildet (Fig. 9).

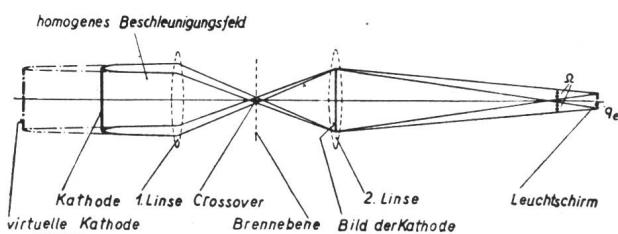


Fig. 9

Prinzipieller Strahlengang in einer Braunschen Röhre

Es kommt also hier wesentlich auf die Bildung eines Crossovers an, wobei zu bemerken ist, dass jede beliebige elektronenoptische Anordnung, welche ein Crossover erzeugt, immer auf die erwähnte einfache Form zurückgeführt werden kann. Es ist nämlich bei gleicher Spannung die Strahlungsdichte invariant [6].

Betrachten wir den Leuchtfleck auf dem Fluoreszenzschirm, so ist in dessen Mittelpunkt die Strahlungsdichte maximal und nach obigem gleich derjenigen im Zentrum des Crossovers. Für die Verteilung der Strahlungsdichte im Leuchtfleck gilt eine der Gleichung (48) analoge Beziehung, also eine Verteilung entsprechend einer Glockenkurve. Wir ersetzen die wirkliche Verteilung durch eine örtlich konstante Verteilung vom Betrage des

Maximalwertes, wobei der totale Strom der gleiche sein soll. Dadurch wird ein Fleckquerschnitt q_e definiert. Bezeichnet Ω den Raumwinkel, in welchem die Elektronen auf den Leuchtschirm auftreffen, so ergibt sich nun für den Strahlstrom i die Beziehung

$$i = \frac{s_e}{\pi} \frac{u}{\psi_0} q_e \Omega \quad (49)$$

Bringen wir Ω in Beziehung mit der relativen Öffnung ϑ und der linearen Vergrösserung v des das Crossover abbildenden elektronenoptischen Systems, so erhalten wir:

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \frac{\vartheta^2}{(v+1)^2} \quad (50)$$

und es entsteht mit (49) und (50) aus (36) folgender Ausdruck für den Lichtstrom, mit dem die Leinwand ausgeleuchtet wird:

$$\Phi = \frac{\pi}{16} \frac{s_e}{\psi_0} \hat{k} \Theta^2 \frac{\vartheta^2}{(v+1)^2} u^2 q_e \quad (51)$$

V. Ueber Fleckgrösse und Bildauflösung

Die Bildauflösung, welche wir auf Grund der Fleckgrösse q_e erwarten würden, wird jedoch aus verschiedenen Gründen nicht erreicht. Im wesentlichen haben die Tiefenschärfe der Projektionsoptik, die Abbildungsfehler der Elektronenoptik und die Strahlverbreiterung eine Verminderung der Bildauflösung zur Folge.

Die Dicke der Fluoreszenzschicht, bei welcher wir eine Zerstreuung nicht berücksichtigen wollen, muss mindestens gleich der Eindringtiefe ϱ der Elektronen in die Leuchtsubstanz sein, damit die ganze Energie der Elektronen an den Schirm abgegeben werden kann. Der leuchtende Bereich hat also eine gewisse Tiefe h' und es tritt optisch eine scheinbare Fleckvergrösserung auf, der beschränkten Tiefenschärfe des Projektionsobjektives wegen.

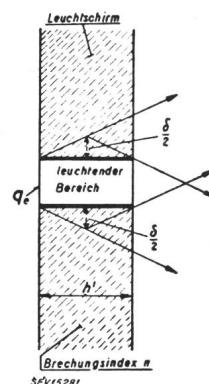


Fig. 10

Optische Fleckverbreiterung durch die endliche Leuchtschirmdicke

Der Fig. 10 ist zu entnehmen, dass die Durchmesserzunahme des Fleckes

$$\delta_0 \cong \frac{1}{2} \Theta h' \quad (52)$$

beträgt.

Bei den heute verwendeten Leuchtschirmen mit Metallfolie auf der Strahlseite ist wegen der Spie-

gelung die doppelte Schichtdicke einzusetzen. Um weiter der Brechung der Lichtstrahlen an der Schirmoberfläche Rechnung zu tragen, ist noch mit dem Brechungsindex n der Leuchtmasse zu dividieren und man erhält

$$h' = \frac{2\varrho}{n} \quad (53)$$

Die Eindringtiefe der Elektronen hängt im wesentlichen von der Spannung und der Leuchtmasse ab. Der Energieverlust beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie wurde von *Bethe* berechnet [7]. Der Elektronenstromdichte i/q_e entspricht je nach der Geschwindigkeit der Elektronen eine spezifische Leistung p , welche an der Schirmoberfläche den Betrag

$$p_0 = \frac{i}{q_e} u \quad (54)$$

annimmt. Für den spezifischen Leistungsverlust, der als Folge von Anregung und Ionisation durch Elektronen auftritt, ergibt sich die Bremsformel nach *Bethe*, welche mit unseren Bezeichnungen folgendermassen lautet:

$$-\frac{dp}{dy} \cong \frac{N e^2 p_0^2}{8\pi \varepsilon_0^2 u^2 p} \lg \left(\frac{2u p}{\psi p_0} \right) \quad (55)$$

Darin bedeuten y die Koordinate in der Richtung der Strahlachse, N die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit der durchstrahlten Substanz, ε_0 die Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes und ψ das mittlere Ionisierungspotential der durchstrahlten Atome, welches sich nach *Bloch* [8] für ein Element mit der Kernladungszahl Z aus der experimentell ermittelten Beziehung

$$\psi = 13,5 Z \quad (56)$$

errechnen lässt.

Besteht die bremsende Substanz aus einem Gemisch verschiedener Elemente oder einer chemischen Verbindung, so addieren sich praktisch die durch die verschiedenen Elemente bedingten Energieverluste entsprechend der prozentualen Zusammensetzung. Wir haben für ψ also ein Ionisierungspotential entsprechend der Gleichung

$$\psi = \psi_\alpha^{\frac{n_\alpha}{n}} \cdot \psi_\beta^{\frac{n_\beta}{n}} \cdots = \prod_\lambda \psi_\lambda^{\frac{n_\lambda}{n}} \quad (57)$$

einsetzen, wo n wie bisher die Gesamtzahl der Elektronen pro cm^3 , n_λ die Zahl der Elektronen pro cm^3 und ψ_λ das mittlere Ionisierungspotential des Elementes λ bedeuten. Die Integration von (55) liefert den folgenden Zusammenhang zwischen Eindringtiefe und Leistungsverlust

$$y = \frac{2\pi \varepsilon_0^2 \psi^2}{N e^2} \left\{ \text{li} \left(\frac{2u}{\psi} \right)^2 - \text{li} \left(\frac{2u}{\psi} \frac{p}{p_0} \right)^2 \right\} \quad (58)$$

Unter li verstehen wir wie üblich den Integrallogarithmus. Die Funktion $\text{li } x$ wird für $x < 1,5$ negativ. Diesem Bereich des Argumentes entspricht aber schon eine solch kleine Elektronengeschwindig-

keit, dass das Elektron als abgebremst zu betrachten ist und damit die Voraussetzung der Bremsformel nicht mehr erfüllt. Wir setzen daher die Reichweite folgendermassen an:

$$\varrho = C n \text{li } u^2 \quad (59)$$

wo die Abkürzungen

$$u^* = \frac{2u}{\psi}; C = \frac{2\pi \varepsilon_0^2 \psi^2}{n N e^2} \quad (60) (61)$$

benutzt werden. Mit (53) und (59) wird nach (52) der scheinbare Zuwachs des Fleckdurchmessers infolge der endlichen Schichtdicke

$$\delta_0 = \Theta C \text{li } u^2 \quad (62)$$

Eine Vergrösserung des Fleckdurchmessers gegenüber dem aus q_e gerechneten tritt auch aus elektronenoptischen Gründen auf. Die von einem Punkt des Crossovers ausgehenden Elektronen kommen nicht wieder auf den Leuchtschirm in einen Punkt zusammen, sondern innerhalb einer kleinen Kreisscheibe, dem sogenannten Zerstreuungskreis. Den Grund hiefür bilden die jeder Linse inklusive Ablenkfeldern anhaftenden Abbildungsfehler. Der Durchmesser δ_{e0} des von den Ablenkfeldern herührenden Zerstreuungskreises steigt mit dem Ablenkwinkel an und hängt gleichzeitig von der relativen Öffnung ϑ und der Vergrösserung v der abbildenden Linse ab. Es ist hier zu bemerken, dass v praktisch auf Grund der Disposition der Röhre festgelegt ist und bei den verschiedensten Ausführungen annähernd gleich ausfällt, so dass man für die Betrachtung nur der Abhängigkeit bezüglich ϑ Rechnung zu tragen braucht. Wir machen für den Zerstreuungskreis den Ansatz

$$\delta_{e0} = S f(\vartheta) \quad (63)$$

wo S wie früher die Diagonale des Bildes, also den Durchmesser des Fluoreszenzschirmes bezeichnet. Der Einfachheit halber wollen wir für einen Augenblick das Fernsehbild auf dem Leuchtschirm als rund voraussetzen. Das wirkliche Bild ist dann als Rechteck in diesem Kreis eingeschrieben. Das Seitenverhältnis von Kinobildern ist genormt und beträgt $3 : 4$. Für diesen Wert ergibt sich ein Flächenverhältnis von $\frac{25}{48} \pi$, d. h. rund $\frac{\pi}{2}$, so dass das runde Bild $\frac{\pi}{2}$ mal mehr Bildpunkte als das rechteckige Bild benötigen würde. Wenn wir also ein Auflösungsvermögen von P Bildpunkten für das rechteckige Bild fordern, so heisst das, dass für einen Leuchtschirm des Durchmessers S der Durchmesser des einzelnen Bildpunktes nicht mehr als

$$\frac{S}{\sqrt{\frac{\pi}{2} P}}$$

betragen darf und es ergibt sich mit Hilfe von (62) und (63) der Zusammenhang

$$\sqrt{\frac{4}{\pi} q_e} = \frac{S}{\sqrt{\frac{\pi}{2} P}} - S f(\vartheta) - \Theta C \operatorname{li} u^{*2} \quad (64)$$

Unter Verwendung der Abkürzungen

$$\sqrt{\frac{\pi}{2} P} = \gamma; \quad \frac{S}{\sqrt{\frac{\pi}{2} P \Theta C}} = S^* \quad (65) \quad (66)$$

geht (64) über in

$$q_e = \frac{\pi}{4} \Theta^2 C^2 \{ S^* [1 - \gamma f(\vartheta)] - \operatorname{li} u^{*2} \}^2 \quad (67)$$

Die Gleichung (67) in (51) eingesetzt liefert für den Lichtstrom folgenden Ausdruck

$$\Phi = \left(\frac{\pi}{16} \right)^2 \frac{s_e}{\psi_0} \frac{\hat{k}}{(v+1)^2} \psi^2 \Theta^4 C^2 \vartheta^2 u^{*2} \quad (68)$$

$$\cdot \{ S^* [1 - \gamma f(\vartheta)] - \operatorname{li} u^{*2} \}^2$$

Dieser Ausdruck ist sowohl in bezug auf u^* als auch in bezug auf ϑ maximal zu machen. Es sind also die Ableitungen von Φ nach u^* und nach ϑ jede für sich gleich Null zu setzen. Es entstehen somit die zwei Beziehungen

$$S^* [1 - \gamma f(\vartheta)] = \operatorname{li} u^{*2} + \frac{u^{*2}}{\lg u^*} \quad (69)$$

$$S^* [1 - \gamma f(\vartheta)] \left(1 - \frac{\vartheta \gamma f'(\vartheta)}{1 - \gamma f(\vartheta)} \right) = \operatorname{li} u^{*2} \quad (70)$$

die, miteinander kombiniert, den Zusammenhang

$$\left(1 + 2 \frac{u^{*2}}{\operatorname{li} u^{*2} \lg u^{*2}} \right) \left(1 - \frac{\vartheta \gamma f'(\vartheta)}{1 - \gamma f(\vartheta)} \right) = 1 \quad (71)$$

ergeben. Praktisch kommen für u nur Werte von $u = 5000$ V aufwärts in Frage, während ψ nie sehr viel grösser als etwa 50 V ausfällt. Nach (60) erhält also u^* Werte in der Gegend von 200 und darüber. In diesem Gebiet gilt schon für den Integrallogarithmus mit guter Annäherung

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \operatorname{li} (u^{*2}) = \frac{u^{*2}}{\lg u^{*2}} \quad (72)$$

womit in (71) die erste Klammer den von u^* unabhängigen Wert 3 annimmt. Unter Zuhilfenahme von (65) nimmt also (71) die folgende Gestalt an:

$$\sqrt{\frac{\pi}{2} P} = 2 f(\vartheta) + 3 \vartheta f'(\vartheta) \quad (73)$$

Auf Grund der Abbildungstheorie ist nun bekannt, dass der elektronenoptische Fehler $f(\vartheta)$ mit der relativen Öffnung ϑ monoton anwächst, ebenso seine Ableitung $f'(\vartheta)$. Ferner gilt bei verschwindender Öffnung

$$f(0) = 0; \quad f'(0) = 0 \quad (74)$$

Aus Gleichung (73) kann man also direkt folgern, ohne die Funktion $f(\vartheta)$ näher kennen zu müssen, dass die optimale Öffnung ϑ_{optm} der Elektronenoptik eindeutig und allein durch die Bildpunktzahl P , und unabhängig von der Spannung, festgelegt ist. Diese optimale Öffnung hängt noch von der Vergrösserung v ab, welche für verschiedene Röhren nur wenig ändert, so dass der Funktionalzusammenhang

$$\vartheta_{\text{optm}} = \vartheta(P, v) \quad (75)$$

zu Recht besteht. Es wird also der maximale Lichtstrom, den eine Braunsche Röhre bei vorgeschriften Bilddauflösung herzugeben vermag, nach (68), (69) und (75)

$$\Phi = \left(\frac{\pi}{16} \right)^2 \frac{s_e}{\psi_0} \frac{\vartheta_{\text{optm}}^2}{(v+1)^2} \psi^2 C^2 \hat{k} \Theta^4 \frac{u^{*6}}{\lg u^*} \quad (76)$$

Der Lichtstrom ist also im wesentlichen zur sechsten Potenz der Spannung proportional, wenn alle übrigen in (76) vorkommenden Faktoren gleich gehalten werden. Es hat also den Anschein, als ob man durch Erhöhen der Spannung den Lichtstrom beliebig vergrössern könnte. Wenn man bedenkt, dass der Lichtstrom stets proportional der Strahleistung, d. h. proportional dem Produkt $u^* i$ ist, so muss dabei gleichzeitig die Stromstärke wie die fünfte Potenz der Spannung erhöht werden. Bei grossen Stromstärken tritt aber eine bis jetzt nicht berücksichtigte Erscheinung auf, nämlich eine wesentliche Verbreiterung des Kathodenstrahles infolge der Abstossung der Elektronen unter sich.

VI. Die Strahlverbreiterung bei grossen Stromstärken

Auf ein Elektron, das zu äusserst im Strahl, welcher sich im feldfreien Raum befindet, im Abstand r von der Strahlachse fliegt, wirkt eine radial nach aussen gerichtete Kraft

$$F_e = \frac{e}{2\pi\epsilon_0} \frac{i}{v} \frac{1}{r} \quad (77)$$

Gleichzeitig wirkt eine radial nach dem Strahlinnern gerichtete magnetische Kraft

$$F_m = - \frac{e}{2\pi\epsilon_0} \frac{i}{v} \frac{v^2}{c^2} \frac{1}{r} \quad (78)$$

Die in Frage kommenden Beschleunigungsspannungen sind aber noch derart klein, dass die Elektronengeschwindigkeit v als klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit c angesehen werden kann. Es ist also F_m gegenüber F_e zu vernachlässigen. Wenn z die Koordinate in Richtung der Strahlachse bedeutet, so ergibt sich auf Grund von (77) für den Strahlradius folgende Differentialgleichung

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{w} \frac{1}{r} \quad (79)$$

wobei, der Kürze halber, die dimensionslose Grösse

$$w = 4\pi\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{u^{3/2}}{i} \quad (80)$$

eingeführt wurde. Die Lösung der Differentialgleichung (79) ist bekannt und führt auf Integrale, welche, obwohl tabelliert, sich in dieser Form nicht gut diskutieren lassen. Da man aber nur kleine Strahlverbreiterungen zulassen will, so dass der wirkliche Strahlradius vom idealen nicht erheblich abweicht, so ist es beim vorliegenden Problem angezeigt, für die Berechnung der abstossenden Kräfte den idealen Strahlradius anstelle des wirklichen zu verwenden. Auf diese Weise werden die mathematischen Verhältnisse sehr durchsichtig. Die Bahn eines Elektrons zwischen Linse und Schirm ist, wenn man von der gegenseitigen Beeinflussung der Elektronen unter sich absieht, eine gerade Linie, so dass man für den idealen Strahlradius r^* an jeder Stelle z den folgenden Zusammenhang erhält:

$$r^* = r_0 - \frac{r_0 - r_1^*}{b} z \quad (81)$$

Darin bezeichnet b die Bildweite und es beziehen sich die Indices 0 auf die Linsenebene und 1 auf die Bildebene. Ferner wurde der Koordinatenursprung $z = 0$ in die Linsenebene gelegt. Fig. 11 stellt diese Verhältnisse dar.

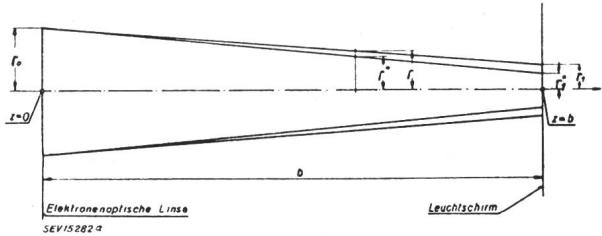


Fig. 11
Zur Berechnung der Strahlverbreiterung

Wenn wir also r^* anstelle von r in die rechte Seite der Differentialgleichung (79) einsetzen, so lässt sich (79) integrieren, und es ergibt sich unter Berücksichtigung der Randbedingung am Orte der Linse

$$\left(\frac{dr}{dz} \right)_{z=0} = \left(\frac{dr^*}{dz} \right)_{z=0} = - \frac{r_0 - r_1^*}{b} \quad (82)$$

der folgende Ausdruck für r

$$r = r_0 - \frac{r_0 - r_1^*}{b} z + \frac{1}{w} \frac{b^2 r_0}{(r_0 - r_1^*)^2} \left\{ \left(1 - \frac{r_0 - r_1^*}{b r_0} z \right) \cdot \lg \left(1 - \frac{r_0 - r_1^*}{b r_0} z \right) - \left(1 - \frac{r_0 - r_1^*}{b r_0} z \right) + 1 \right\} \quad (83)$$

Wir bezeichnen Δ als relative Strahlverbreiterung

$$\Delta = \frac{r_1 - r_1^*}{r_1^*} \quad (84)$$

und erhalten hiefür, indem wir in (83) für z den Wert b einsetzen, nach einigen Umformungen den folgenden Zusammenhang

$$w \frac{\Omega}{\pi} \Delta = \frac{x}{(\sqrt{x} - 1)^2} [\sqrt{x} - 1 - \lg \sqrt{x}] = \sqrt{y} \quad (85)$$

wobei Ω wie früher den Raumwinkel des Elektronenstrahles vom Fleck aus gesehen bezeichnet:

$$\Omega = \frac{\pi r_0^2}{b^2} \quad (86)$$

und x das Verhältnis von Fleckgrösse zum Strahlquerschnitt in der Linsenebene bedeutet:

$$x = \frac{\pi r_0^2}{\pi r_1^{*2}} = \Omega \frac{b^2}{q_e} \quad (87)$$

Die rechte Seite von (85) strebt bei wachsendem x gegen \sqrt{x} . Ihr Quadrat, das y heissen möge, strebt also im Grenzfall gegen x . Die Funktion y ist in Fig. 12 graphisch dargestellt.

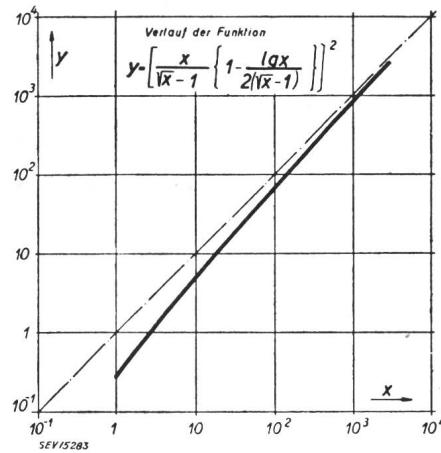


Fig. 12
Verlauf der Funktion y (x)

Wenn wir in den Ausdruck für x nach (87) den Raumwinkel Ω nach (50) einsetzen und die Bildweite b durch Rohrdurchmesser S und Ablenkwinkel α nach dem Zusammenhang

$$\alpha = \frac{S}{b} \quad (88)$$

ausdrücken, so entsteht die Beziehung

$$x = \frac{\pi}{4} \frac{\vartheta^2}{(v+1)^2} \frac{1}{\alpha^2} \frac{S^2}{q_e} \quad (89)$$

Für eine Braunsche Röhre, die so gebaut ist, dass sie bei der geforderten Bildauflösung die maximale Lichtstärke hergibt, müssen in (89) S und q_e durch ihre Werte nach (66) und (67) ersetzt werden, unter Berücksichtigung der Optimalbedingung (69). Es entsteht somit die Relation

$$x = \left(\frac{1}{\alpha} \frac{\vartheta}{v+1} \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2} P}}{1 - \sqrt{\frac{\pi}{2} P f(\vartheta)}} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\operatorname{li} u^{*2} \lg u^{*2}}{u^{*2}} \right)^2 \quad (90)$$

Der Ausdruck in der zweiten Klammer von (90) ist mit Rücksicht auf (72) für die Grössenordnung der verwendeten Spannungen mit grosser Annäherung spannungsunabhängig und etwa gleich 3/2.

Die Grösse x hängt somit praktisch nur von der Bildpunktzahl P , von der Öffnung ϑ_{optm} (welche sich ihrerseits nach P richtet) und von konstruktiv bedingten Grössen wie v und α ab. Für unsere Betrachtung ist also x ebenso wie y als konstant für alle Rohre anzusehen. Übliche Werte sind z. B.

$$\alpha = 1/3, v = 3, P = 500\,000, \vartheta = 4 \cdot 10^{-2} \quad (91)$$

Es ergibt sich unter Weglassung von $f(\vartheta)$ aus (90) der grosse Betrag von

$$x \approx 1600 \text{ und daraus } \sqrt{y} \approx 40 \quad (92) \quad (93)$$

Unter Zuhilfenahme von (80) und (50) entsteht aus (85) für die relative Strahlverbreiterung folgende Gleichung

$$\Delta = \frac{1}{\pi \varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{(v+1)^2}{\vartheta^2} \sqrt{y} \frac{i}{u^{3/2}} \quad (94)$$

und für die Näherung $\sqrt{y} = \sqrt{x}$ wenn x nach (90) eingesetzt wird

$$\Delta = \frac{3}{4\sqrt{\pi \varepsilon_0}} \sqrt{\frac{m}{e}} \frac{i}{u^{3/2}} \frac{\sqrt{P}(v+1)}{\alpha \vartheta} \quad (95)$$

VII. Diskussion

Auf Grund der bisher gewonnenen Zusammenhänge sind wir in der Lage, ausgehend von bestehenden Versuchsanlagen mit Projektionsröhren, deren Weiterentwicklung zu grösseren Lichtströmen zu beurteilen. Um beispielsweise die Variation des Leuchtschirmdurchmessers S zu diskutieren, ist es zweckmässig, folgenden Ausdruck zu bilden:

$$\frac{S}{\sqrt{\Phi}} = \left(\frac{16}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2} P}}{1 - \sqrt{\frac{\pi}{2} P} \Theta C} \left(\frac{\psi_0 (v+1) C}{s_e \hat{k} \vartheta \psi^2 \Theta} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (96)$$

$$1 + \frac{1}{2} \frac{\text{li } u^{*2} \lg u^{*2}}{u^{*2}}$$

$$\frac{\lg^{\frac{1}{3}} u^*}{\lg^{\frac{1}{3}} u^*}$$

Der von u^* abhängige Ausdruck auf der rechten Seite ändert im betrachteten Spannungsbereich, wenn man beispielsweise die Spannung verdoppelt, nur um wenige Prozente und kann also als konstant angesehen werden. Um die Faktoren, welche neben Φ auf S einen Einfluss haben, besser ins Auge fassen zu können, kann man das Verhältnis der Rohrdurchmesser für zwei verschiedene Ausführungen bilden, welche mit den Indices I und II gekennzeichnet sein mögen. Es ergibt sich auf diese Weise aus (96)

$$\frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{I}}} = \left(\frac{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{I}}}{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{II}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\frac{\hat{k}_{\text{I}} \psi_{\text{I}}^2}{C_{\text{I}}}}{\frac{\hat{k}_{\text{II}} \psi_{\text{II}}^2}{C_{\text{II}}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\Theta_{\text{I}}}{\Theta_{\text{II}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\Phi_{\text{II}}}{\Phi_{\text{I}}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (97)$$

Der erste Faktor enthält hierin Materialkonstanten, die von der Kathode abhängen, der zweite

Faktor solche, die durch den Fluoreszenzschirm bedingt sind. Da nach (61) die Grösse C das Quadrat des mittleren Ionisierungspotentiales ψ der Leuchtsubstanz enthält, fällt ψ in (97) überhaupt weg. Im dritten Faktor kommt allein die relative Öffnung der Projektionsoptik vor. Der letzte Term stellt die erwartete Abhängigkeit des Rohrdurchmessers von der dritten Wurzel des Lichtstromes dar.

Ein Interesse bietet auch das Wachstumsgesetz des Objektivdurchmessers D der Projektionsoptik, die, wie erwähnt, mit Vorteil als Schmidt-Optik ausgebildet wird. Es hängt nach (37) und (13) der Objektivdurchmesser mit dem Rohrdurchmesser folgendermassen zusammen

$$D = \Theta f = \Theta \sigma S \quad (98)$$

Darin bedeutet σ wie früher eine Saalkonstante, welche das Verhältnis von Projektionsdistanz zur Leinwanddiagonale angibt und von einem Kinotheater zum andern wenig ändert, wie man durch Betrachtung der Tabelle I erkennt. Aus (98) und (97) ergibt sich also bei konstantem σ für das Verhältnis zweier Spiegeldurchmesser die folgende Beziehung

$$\frac{D_{\text{II}}}{D_{\text{I}}} = \left(\frac{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{I}}}{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{II}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\frac{\hat{k}_{\text{I}} \psi_{\text{I}}^2}{C_{\text{I}}}}{\frac{\hat{k}_{\text{II}} \psi_{\text{II}}^2}{C_{\text{II}}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\Theta_{\text{II}}}{\Theta_{\text{I}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Phi_{\text{II}}}{\Phi_{\text{I}}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (99)$$

Beachtenswert sind ferner die Verhältnisbeziehungen für Spannung, Leistung und Strom. Unter Berücksichtigung von (60) entsteht aus (76), wenn man die kleine Veränderung der Grösse $\lg^{1/3} u^*$ unterschlägt,

$$\frac{u_{\text{II}}}{u_{\text{I}}} = \left(\frac{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{I}}}{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{II}}} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\frac{C_{\text{I}}^2 \hat{k}_{\text{I}}}{\psi_{\text{I}}^4}}{\frac{C_{\text{II}}^2 \hat{k}_{\text{II}}}{\psi_{\text{II}}^4}} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\Theta_{\text{I}}}{\Theta_{\text{II}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Phi_{\text{II}}}{\Phi_{\text{I}}} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (100)$$

Ferner folgt aus (36) der Zusammenhang

$$\frac{u_{\text{II}} i_{\text{II}}}{u_{\text{I}} i_{\text{I}}} = \frac{\hat{k}_{\text{I}}}{\hat{k}_{\text{II}}} \frac{\Theta_{\text{I}}^2}{\Theta_{\text{II}}^2} \frac{\Phi_{\text{II}}}{\Phi_{\text{I}}} \quad (101)$$

Mit (101) entsteht aus (100) die Beziehung für das Stromverhältnis

$$\frac{i_{\text{II}}}{i_{\text{I}}} = \left(\frac{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{I}}}{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{\text{II}}} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\frac{C_{\text{II}}}{\psi_{\text{II}}^2}}{\frac{C_{\text{I}}}{\psi_{\text{I}}^2}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\hat{k}_{\text{I}}}{\hat{k}_{\text{II}}} \right)^{\frac{5}{6}} \left(\frac{\Theta_{\text{I}}}{\Theta_{\text{II}}} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{\Phi_{\text{II}}}{\Phi_{\text{I}}} \right)^{\frac{5}{6}} \quad (102)$$

Die ausgeführte Betrachtung zeigt, dass die Stromstärke im Kathodenstrahl mit der Potenz 5/6 des Lichtstromes ansteigt. Bei grossen Erhöhungen des Lichtstromes sind deshalb auch grössere Strahlverbreiterungen zu erwarten. Es ergibt sich mit Hilfe von (94) und (102) das folgende Verhältnis

$$\frac{J_{II}}{J_I} = \left(\frac{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_I}{\left(\frac{s_e}{\psi_0} \right)_{II}} \right)^{\frac{5}{12}} \left(\frac{C_{II}}{\psi_{II}^2} \right)^{\frac{5}{6}} \left(\frac{\hat{k}_I}{\hat{k}_{II}} \right)^{\frac{7}{12}} \left(\frac{\Theta_I}{\Theta_{II}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\Phi_{II}}{\Phi_I} \right)^{\frac{7}{12}} \quad (103)$$

Die grösste Versuchsanlage mit Braunscher Röhre, deren Daten uns zur Zeit bekannt sind, ist imstande, Lichtströme bis zu 300 Lumen zu liefern [9]. Dabei beträgt die Betriebsspannung 70 000 V. Die Braunsche Röhre hatte einen Schirmdurchmesser von 15 cm und war mit einem Schmidt-Objektiv ausgerüstet, das eine Öffnung von 1 : 0,7 und einen Spiegel von 75 cm Durchmesser aufwies. Der Durchmesser der asphärischen Korrekturplatte war 55 cm. Denkt man an alle Schwierigkeiten technischer Art, die bei Verwendung derart hoher Spannungen in Röhren auftreten, wie solche z. B. durch die Röntgenstrahlung, die Zersetzung der Leuchtschicht unter dem Elektronenbombardement und vieles andere mehr bedingt werden, so ist das erreichte Resultat als enorme Leistung zu bezeichnen.

Anderseits wissen wir entsprechend Tabelle I, dass für den Betrieb grösserer Kinotheater Lichtströme in der Größenordnung von 3000 bis 10 000 Lumen erforderlich sind. Es fehlt also bei obiger Einrichtung für Kinozwecke im Lichtstrom ein Faktor 10 bis 30. Fordern wir nun eine Lichtstromerhöhung um den Faktor 10 bzw. 30, so würde der Rohrdurchmesser nach (97) von 15 cm auf 32 bzw. 47 cm anwachsen, ebenso der Spiegeldurchmesser nach (99) von 75 cm auf 1,60 bzw. 2,30 m, unter Voraussetzung der gleichen, bereits sehr grossen relativen Öffnung. Mit Rücksicht auf Abschnitt I erfordert ein Objektivdurchmesser von 2,30 m den Projektionswinkel 1°, was selten zu erfüllen ist. Die Herstellung eines Spiegels von dieser Dimension, der mit optischer Genauigkeit geschliffen werden müsste, ist schon mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Hingegen liesse sich die asphärische Linse leichter anfertigen, weil sie kein Bild zu liefern hat, sondern nur korrigieren muss und deswegen weniger genau als der Spiegel zu sein braucht.

Auf die erwähnten Schirm- bzw. Spiegeldurchmesser würden wir gelangen, wenn keine Strahlverbreiterung da wäre. Aus (102) erkennen wir aber, dass eine 10- bzw. 30fache Erhöhung des Lichtstromes mit einer entsprechenden Erhöhung des Strahlstromes verbunden ist, wenn die übrigen Faktoren, nämlich Kathoden- und Schirmmaterial sowie Öffnung der Optik als konstant angesehen werden. Aus (103) ist zu entnehmen, dass dann die Strahlverbreiterung um den Faktor 3,8 bzw. 7,2 zunimmt. Wenn wir uns vergegenwärtigen, dass bei der genannten Anlage mit einer sehr starken Strahlverbreiterung zu rechnen ist, so müsste der Schirmdurchmesser und damit der Spiegeldurchmesser noch viel grösser gewählt werden als aus (97) und (99) hervorgeht. Die genannten Werte steigen somit gewaltig an.

Wir errechnen bei den heutigen Fluoreszenzsubstanzen für die erwähnte Versuchsanlage einen Mindestwert des Strahlstromes von der Größenordnung 0,5 mA, also eine elektrische Bombardie-

rungsleistung von mindestens 35 W. Bei der Erhöhung des Lichtstromes auf den 10- bzw. 30fachen Betrag würden ohne Strahlverbreiterung gerechnet der Strahlstrom i nach (102) 3,5 mA bzw. 8,5 mA und die Leistung nach (101) 350 W bzw. 1 kW betragen!

Auch die Massnahme der Erhöhung der Spannung, an welche man sofort denkt, bringt keine Verbesserung, da wir bereits die optimal gewählte Spannung der Diskussion zugrunde gelegt haben. Es ist noch zu beachten, dass wir vorausgesetzt haben, dass die Leuchtschicht vollkommen durchsichtig ist und dass Licht nur in einem Zylinder vom Querschnitt q_e erzeugt wird. Die Fluoreszenzschirme bestehen aber aus pulverigen Materialien, welche das Licht im wesentlichen wie Opalglas streuen, so dass von einem scharf begrenzten Lichtfleck keine Rede sein kann. Ebenfalls werden Lichtquanten nicht nur in q_e , sondern auch in unmittelbarer Nähe erzeugt.

Zusammenfassend ist zu bemerken, dass die Verwendung der Kathodenstrahlröhre mit Fluoreszenzschirm für Projektionszwecke in Kinotheatern, welche grosse Lichtströme verlangen, mit grossen Schwierigkeiten verbunden ist. Wir haben gesehen, dass an eine wesentliche Verbesserung der Fluoreszenzsubstanzen nicht zu denken ist und dass der grosse erforderliche Lichtstrom zu Optiken enormer Abmessungen führt. Eine genaue physikalische Grenze nach grossen Lichtströmen kann nicht angegeben werden, hingegen erkennt man leicht die technischen Hindernisse, welche einer wesentlichen Erhöhung des Lichtstromes entgegenstehen.

Literatur

- [1] Buisson, H., u. Ch. Fabry: Sur la dépense d'énergie nécessaire pour produire l'unité d'intensité lumineuse. "C". R. Acad. Sci", Bd. 153 (1911), S. 254...255.
- [2] Brodhun, F., u. Fr. Hoffmann: Die Gesamtheiligkeit des Schwarzen Strahlers beim Palladium- und Platinschmelzpunkt und ihre Verwendbarkeit für eine Lichteinheit. Z. Physik Bd. 37 (1926), Nr. 1/2, S. 137...154.
- [3] Lax, E.: Der Wert des mechanischen Lichtaequivalents. Licht Bd. 5 (1935), Nr. 4, S. 76...77.
- [4] Ives, Herbert E.: The Transformation of Colour Mixture Equations from one System to another; II. Graphical Aids. J. Frankl. Inst. Bd. 195 (1923), S. 23...44.
- [5] Zworykin, V. K., u. G. A. Morton: Television, the Electronics of Image Transmission. — 3. Aufl. New York, 1945. — S. 56 u. 57.
- [6] Schottky, W., u. H. Rothe: Die Physik der Glühelktroden. 281 S. — Leipzig, 1928. [In: Wien-Harms: Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 13, 2. Teil.]
- [7] Law, R. R.: High Current Electron Gun for Projection Kinescopes. Proc". Inst. Radio Engr". Bd. 25 (1937), Nr. 8, S. 954...976.
- [8] Brüche, E., u. O. Scherzer: Geometrische Elektronenoptik. — Berlin, 1934. — S. 39...42.
- [9] Bethe, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. Ann". Physik, 5. Folge, Bd. 5 (1930), S. 325...400 (siehe bes. S. 370).
- [10] Bloch, E.: Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen. Z. Physik Bd. 81 (1933), Nr. 5/6, S. 363...376 (siehe bes. S. 375).
- [11] Maloff, J. G., u. W. A. Tolson: A Resumé of the Technical Aspects of RCA Theatre Television. RCA Rev. Bd. 7 (1941/42), Juli.

Adresse des Autors:

Abteilung für industrielle Forschung des Institutes für technische Physik an der ETH, Gloriastrasse 41, Zürich 44.