

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

ABHANDLUNGEN · NEUE FOLGE, HEFT 92

AUGUST KAROLUS

Die physikalischen
Grundlagen der elektro-optischen
Entfernungsmessung

Vorgelegt von Herrn Max Kneissl am 9. Mai 1958

Mit 41 Abbildungen

MÜNCHEN 1958

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
IN KOMMISSION BEI DER C. H. BECK'SCHEN VERLAGSBUCHHANDLUNG MÜNCHEN

Vortrag, gehalten am 17. 10. 1957 am Internationalen Kurs
für geodätische Streckenmessung in München

Printed in Germany

Druck der C. H. Beck'schen Buchdruckerei Nördlingen

GLIEDERUNG

A. Einleitung	5
B. Grundsätzlicher Aufbau eines elektro-optischen Entfernungsmessers	5
C. Die Verfahren von FIZEAU und von KAROLUS zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit	6
D. Anforderungen an die Meßgenauigkeit	8
E. Lichtquellen für elektro-optische Entfernungsmesser	9
F. Lichtmodulation	11
a) Direkte Modulation der Lichtquelle	11
b) Indirekte Lichtmodulation	16
G. Frequenzmessung	27
H. Lichtmessung: Photozelle und Sekundäremissions-Vervielfacher	28
J. Phasenmessung	33
1. Synchronverschluß mit visueller Messung der Helligkeit des zurückkommenden Lichtes	33
2. Synchronverschluß mit Photozelle zur Bestimmung des Lichtminimums	34
3. Photozelle zur vektoriellen Addition zweier modulierter Lichtströme	35
4. Photozelle als phasenabhängiger Gleichrichter	35
5. Elektrische Messung bestimmter Phasenlagen ($\varphi = 90^\circ, 180^\circ$ oder 360°)	38
6. Verfahren, um φ auf 180° bzw. 360° zu ergänzen	39
7. Elektrische Messung aller Phasenwinkel von 0 bis 360°	39
8. Transponierung der Phasenmessung in einen anderen Frequenzbereich	40
K. Nutzsignal, Rauschquellen und Verhältnis: S/N	41
L. Schlußbemerkungen	45

A. EINLEITUNG

Ein elektro-optischer Entfernungsmesser ist in seinem Prinzip und seinem Aufbau identisch mit einer Anordnung zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit. Über die bisherigen Messungen der Lichtgeschwindigkeit sind in den letzten Jahren mehrere zusammenfassende Berichte erschienen, auf die hier verwiesen sei (1). Der folgende Vortrag nimmt keine Stellung zu den verschiedenen Ergebnissen; es werden hier ausschließlich die zu einer optischen Messung der Lichtgeschwindigkeit oder zu deren Umkehrung, der elektro-optischen Entfernungsmessung, notwendigen physikalischen und hochfrequenten Hilfsmittel, sowie die Grenzen ihrer Verwendbarkeit und ihre systematischen Fehlerquellen diskutiert. Mehrere der hier besprochenen Methoden zur Lichtmodulation und zur Phasenmessung wurden vom Vortragenden und seinen Mitarbeitern: MITTELSTÄDT, HÜTTEL, MENDE, GEEST, WOLF, MANGOLD, FRIES und HELMBERGER in den Physikalischen Instituten der Universitäten Leipzig und Freiburg entwickelt. In dem Vortrag wird überdies über einige bisher nicht veröffentlichte Arbeiten, wie z. B. über eine Photozelle mit extrem kleiner Laufzeit und über ein neues Verfahren zur Lichtsteuerung berichtet.

B. GRUNDSÄTZLICHER AUFBAU EINES ELEKTRO-OPTISCHEN ENTFERNUNGSMESSERS

Die Lichtgeschwindigkeit c wird gemessen aus dem Verhältnis der Strecke s , die das Licht durchläuft, und der dazu notwendigen Zeit t :

$$c = s/t.$$

An Stelle der Zeitmessung kann eine Frequenzmessung treten, nämlich die Bestimmung derjenigen Frequenz, mit der das Licht moduliert werden muß, damit das über die Meßstrecke zurückkommende Licht die gleiche oder die entgegengesetzte Phase wie das abgehende Licht hat. Ist die Lichtgeschwindigkeit bekannt, dann läßt sich durch Messen der Laufzeit des Lichtes oder der Modulationsfrequenz die obige Grundgleichung nach der unbekannten Strecke auflösen.

Abb. 1 zeigt schematisch den Aufbau eines elektro-optischen Entfernungsmessers. Der Lichtstrom einer Lichtquelle wird direkt oder indirekt in einem Lichtmodulator periodisch in seiner Intensität geändert (andere Modulationsarten, wie z. B. Frequenz- oder Phasenmodulation werden hier nicht behandelt). Die Spannung zur Steuerung des Lichtmodulators wird von einem Hochfrequenz-Generator erzeugt, dessen Periodenzahl pro Sekunde mit einem Frequenzzähler oder dgl. gemessen wird. Ein Teil des modulierten Lichtes gelangt über einen halbdurchlässigen Spiegel in eine Photozelle und erzeugt dort einen Wechselstrom, welcher die Phasenlage des abgehenden Lichtes hat. Das übrige Licht durchläuft die Meßstrecke, wird am Ende derselben von einem Spiegel reflektiert und ruft in einer zweiten Photozelle im Empfänger einen Wechselstrom hervor, dessen Phase im allgemeinen

von der des Stromes in der Photozelle I verschieden ist. Ein Phasenmesser zeigt die Größe der Phasenverschiebung zwischen abgehendem und zurückkommendem Licht an und kann bei bekannter Modulationsfrequenz direkt in Entfernungen geeicht sein. Wenn der Phasenmesser nur bestimmte Phasenverschiebungen zu messen erlaubt, z. B. den Winkel 0 oder π , so wird die Frequenz kontinuierlich so lange variiert, bis dieser Phasenwinkel erreicht ist.

Jede Entfernung wird aus dem Abstand zweier Spiegelstellungen gleicher Lichtphase erhalten. Der Anfang der Meßstrecke liegt zweckmäßigerweise nicht in der Optik sondern an einem Spiegel in wenigen Metern Abstand vor der Optik. Nachdem die Phase des am fernen Spiegel reflektierten Lichtes gemessen ist, wird bei unveränderter Frequenz der nahe Spiegel (oder eine Lichtschleife) so lange verschoben, bis das an ihm reflektierte Licht die gleiche Phase hat. Der nahe Spiegel ermöglicht zudem die ständige Kontrolle der Sende- und Empfangsoptik einschließlich des Phasenmessers; außerdem kann an ihm jederzeit durch eine bekannte Verschiebung die Meßgenauigkeit nachgeprüft werden.

C. DIE VERFAHREN VON FIZEAU UND VON KAROLUS ZUR c -BESTIMMUNG

Zunächst soll das klassische Verfahren von FIZEAU zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit betrachtet werden (2), auf das alle späteren Methoden zur c -Messung, und damit auch zur elektro-optischen Entfernungsmessung zurückgehen.

Eine punktförmige Lichtquelle L (Abb. 2) wird auf einem Zahnrad Z abgebildet und durch Rotation des Rades in seiner Intensität moduliert. Das modulierte Licht durchläuft eine bekannte Strecke s ; am Ende derselben wird es von einem Spiegel reflektiert und passiert ein zweites Mal das rotierende Zahnrad. Über einen halbdurchlässigen Spiegel gelangt nun das Licht in das Auge des Beobachters. Die Helligkeit, mit der der Beobachter die Lichtquelle sieht, hängt von der Phasenlage des zurückkommenden Lichtes bezogen auf die Stellung des Zahnrades ab. Trifft das reflektierte Licht am Zahnrad mit einer solchen Verspätung ein, daß die Lücke des Rades, die das abgehende Licht freigegeben hat, ihren Platz bereits mit dem nächsten Zahn vertauscht hat, so wird der Lichtstrom ein Minimum. Für einen gegebenen Lichtweg registriert der Beobachter mit zunehmender Drehzahl des Rades abwechselnd Minima und Maxima der Helligkeit. Das rotierende Zahnrad ist also bei FIZEAU nicht nur Lichtmodulator, sondern auch Phasenmesser (Synchronverschluß). Allgemein kann jede Vorrichtung zur indirekten Lichtsteuerung auch zur Messung der Phase verwendet werden.

Das Zahnrad FIZEAUS hatte 700 Zähne. Die Basis betrug bei der ersten Messung FIZEAUS 8 km, der Lichtweg also 16 km. Für diesen Lichtweg trat bei 12,6 Umdrehungen pro sec die erste Verdunkelung ein, bei doppelter Drehzahl die erste völlige Aufhellung usw. Die Drehzahl des Rades wurde dabei von FIZEAU aus den Schwebungen der Rotationsfrequenz gegen eine Stimmgabel sehr genau bestimmt.

Das Produkt aus der Drehzahl des Rades mit der Anzahl der Zähne ergibt die Modulationsfrequenz des Lichtes ($12,6 \times 700 = 8.820$ Hz). Aus dieser Modulationsfrequenz f erhält man für den Lichtweg s die Lichtgeschwindigkeit

$$c = 2f \times s/n, \quad (2 \times 8.820 \times 16 = 281.240 \text{ km/sec}),$$

dabei wird n als Ordnungszahl der betreffenden c -Bestimmung bezeichnet. Für $n = 1, 3, 5 \dots$ treten Lichtminima und für $n = 2, 4, 6 \dots$ Lichtmaxima auf.

Die visuelle Bestimmung des Lichtminimums führt unter den günstigsten Bedingungen zu einer Unsicherheit in der Einstellung der Drehzahl von 1 %; aus diesem Grunde hat die der ersten Verdunkelung zugeordnete Modulationsfrequenz denselben Meßfehler (8.820 ± 90 Hz). Anders ausgedrückt: das menschliche Auge kann in Verbindung mit einem fehlerfreien mechanischen Synchronverschluß aus der photometrischen Helligkeit die Phasenlage des zurückkommenden Lichtes nur auf 1 % einer Periode, also auf $\pm 3,6^\circ$ genau erfassen. Diese absolute Unsicherheit in der Phasenmessung bleibt unverändert, auch wenn die gesamte Phasenverschiebung des Lichtes beim Durchlaufen der Meßstrecke $n \cdot 2\pi$ beträgt. Dagegen nimmt der relative Fehler in der Entfernungsmessung mit wachsender Ordnungszahl proportional mit n ab.

FIZEAU versuchte zunächst durch Erhöhung der Zahnzahl eine höhere Modulationsfrequenz und damit eine größere Ordnungszahl und größere Meßgenauigkeit für eine gegebene Strecke zu erhalten, aber ohne Erfolg. Mit wachsender Anzahl der Zähne nimmt die Lichtstärke ab und die Teilungsfehler des Rades nehmen unvermeidbar zu. Letztere, sowie die immer vorhandene Exzentrizität des Zahnrades erzeugen zusätzlich eine periodische Frequenzmodulation; das Licht ist nicht nur mit der errechneten Frequenz moduliert, sondern in einem mehr oder weniger breiten Frequenzspektrum. Auf die Fehler in der Zahnteilung, mehr als auf die Unsicherheit in der Bestimmung der Drehzahl des Rades sind die großen Streuungen der von FIZEAU erhaltenen Werte für c zurückzuführen.

Ein grundsätzlicher Fehler des Zahnrades besteht darin, daß die verschiedenen Lichtbündel zeitlich verschieden freigegeben werden. Die Randzonen des gesteuerten Lichtes können Phasenunterschiede bis 180° haben. Die auf S. 11 für Lichtmodulatoren aufgestellte Bedingung wird von dem Zahnrad FIZEAUS nicht erfüllt.

Da eine Steigerung der Meßgenauigkeit durch Erhöhung der Zahnzahl oder der Drehzahl des Rades nicht möglich war, wurde von den Nachfolgern FIZEAUS, wie von CORNU (3) und PERROTIN (4) die Meßstrecke bis auf etwa 50 km vergrößert ($n = 6$).

Von dieser grundsätzlichen Anordnung FIZEAUS ausgehend, hat der Verfasser (5) und seine Mitarbeiter in der Zeit von 1925 bis 1940 eine Reihe von c -Bestimmungen durchgeführt, bei denen das mechanische Zahnrad durch ein trägheitsfreies Verfahren zur Lichtmodulation ersetzt war. Als geeignetste Lösung erwies sich hierfür der elektro-optische Kerreffekt (s. Abschnitt F); infolge seiner geringen Trägheit kann ein Lichtstrom durch eine „Kerrzelle“ mit einer Frequenz von 10 MHz moduliert und beobachtet werden. Einer Modulationsfrequenz von 10 MHz entspricht eine elektrische Wellenlänge von 30 m; der Lichtweg für das erste Minimum wird daher 15 m und der Abstand des reflektierenden Spiegels vom Sender 7,5 m.

Da das Modulationsverfahren mittels Kerreffekt in allen optischen c -Bestimmungen der letzten 30 Jahre, sowie in allen bisher entwickelten Geräten zur elektro-optischen Entfernungsmessung verwendet wurde, soll hier etwas ausführlicher darauf eingegangen werden. Abb. 3 zeigt schematisch den Aufbau der ersten Anordnung von KAROLUS und MITTELSTÄDT (6, 7). Das Licht einer Bogenlampe wird in einer Kerrzelle K_1 in seiner Intensität mit der Frequenz des Hochfrequenzgenerators von $3-8 \cdot 10^6$ Hz moduliert. Die Phasenlage des zurückkommenden Lichtes könnte durch dieselbe Kerrzelle gemessen werden; aus optischen Gründen ist es zweckmäßiger, das vom Spiegel reflektierte Licht durch eine Kerrzelle K_2 zu betrachten; man vermeidet dadurch den halbdurchlässigen Spiegel und die damit verbundenen Lichtverluste. Diese zweite Kerrzelle liegt elektrisch parallel zur modulierenden Zelle, so daß die Doppelbrechung in beiden Zellen gleichphasig vor sich geht. Da das Licht die zweite Zelle mit einer zeitlichen Verschiebung passiert, treten trotz

elektrischer Phasengleichheit von K_1 und K_2 bei Veränderung der Frequenz oder bei Veränderung des Lichtweges periodisch Minima und Maxima der Lichthelligkeit auf.

Der Übergang von der mechanischen Lichtmodulation mittels Zahnrad zur trägheitslosen Lichtsteuerung durch den Kerreffekt bringt für die c -Bestimmung folgende Vorteile:

1. Die Basis, die bei den Nachfolgern FIZEAUS eine Länge von 50 km erreicht hatte, wird im Verhältnis der Modulationsfrequenzen kürzer; sie betrug bei den Messungen von KAROLUS und MITTELSTÄDT etwa 50 m.
2. Die Lichtmodulation verläuft bei richtiger Aussteuerung rein sinusförmig und ohne zusätzliche Frequenzmodulation.
3. Die Modulation bleibt während einer Messung in ihrer Frequenz beliebig konstant.
4. Die Frequenz der Lichtmodulation kann mit einer Genauigkeit von $1 : 10^6$ bis $1 : 10^7$ gemessen werden.
5. Der Lichtstrom, und damit die Meßgenauigkeit, wird infolge der kurzen Basis um wenigstens 1 Größenordnung höher als bei FIZEAU.

Bei visueller Beobachtung der Maxima und Minima hat die Phasenmessung wie bei FIZEAU einen Fehler von etwa 1%. Das im Abschnitt K besprochene Verfahren der gekreuzten Kerrzellen gestattet, den Fehler der Phasenmessung auf 1 Promille und schließlich durch Messungen in höheren Ordnungen auf $\pm 1 : 20000$ zu verringern.

D. ANFORDERUNGEN AN DIE MESSGENAUIGKEIT

Die Anforderungen an die Meßgenauigkeit eines elektro-optischen Distanzmessers sind je nach dem Verwendungszweck sehr verschieden. In manchen Fällen genügt eine Genauigkeit von 1 Promille; bei Vermessung einer Basis aber wird vom Geodäten eine Genauigkeit von $1 : 10^5$, manchmal von $1 : 10^6$ verlangt.

Der Wert der Lichtgeschwindigkeit selbst ist heute noch mit einer Unsicherheit von 1 bis 3 km/sec behaftet, trotzdem die Meßbedingungen bei einer c -Bestimmung wesentlich günstiger sind als beim Messen einer größeren Entfernung (8). Die Basis einer c -Bestimmung mit einer Länge von 50 bis 100 m kann mit einer Genauigkeit von $1 : 10^6$ ausgemessen werden. Die kürzere Strecke bietet bei den Bestimmungen der Lichtgeschwindigkeit außerdem den Vorteil, daß längs derselben gleiche Temperatur, Luftfeuchtigkeit, Luftdruck usw. herrschen. Über größere Strecken, wie sie in den Aufgabenbereich der elektro-optischen Entfernungsmessung fallen, sind die atmosphärischen Bedingungen durchaus nicht über die ganze Strecke konstant; ihre Erfassung kann zu umfangreichen getrennten Messungen und zur Anbringung von Korrekturen führen, deren Richtigkeit nicht in allen Fällen geklärt ist. An dieser Stelle sollen die durch die Atmosphäre verursachten Fehler nicht diskutiert werden, da sich ein anderer Vortrag dieses Kurses hiermit beschäftigt.

Die Eichung eines elektro-optischen Entfernungsmessers setzt die Kenntnis der Lichtgeschwindigkeit voraus. Solange deren Unsicherheit noch einige Kilometer beträgt, kann die Genauigkeit der Eichung eines elektro-optischen Distanzmessers nicht größer sein als $1 : 10^5$.

Die Genauigkeit eines elektro-optischen Entfernungsmessers, wie auch diejenige einer c -Bestimmung wird ausschließlich durch den Fehler der Phasenmessung begrenzt. Die

Verfahren zur Phasenmessung, welche in Abschnitt J behandelt werden, erreichen heute eine Genauigkeit von $1 : 10^4$, d. h. die Phasenlage zweier Lichtströme läßt sich im günstigsten Fall auf etwa 2 Winkelminuten genau messen. Soll bei dieser Unsicherheit der Phasenbestimmung die Meßgenauigkeit größer werden, so bleibt nur die Messung der Strecke bzw. der Lichtgeschwindigkeit in höherer Ordnung.

E. LICHTQUELLEN FÜR ELEKTRO-OPTISCHE ENTFERNUNGSMESSER

Bei der Wahl der Lichtquelle ist die Flächenhelligkeit und eventuell deren Modulierbarkeit entscheidend. Das Bild der Lichtquelle, das durch die Sendeoptik über den reflektierenden Spiegel hinweg auf der Linse oder dem Hohlspiegel des Empfängers entworfen wird, ist unter den Verhältnissen der elektro-optischen Entfernungsmessung (Abstand größer als 1 km) immer größer als die Empfangslinse selbst. Unter diesen Umständen geht nur die Flächenhelligkeit der Lichtquelle und der Durchmesser von Sende- und Empfangsoptik in den übertragenen Lichtstrom ein. Der Lichtstrom Φ ist gegeben durch:

$$\Phi = 1,53 \cdot 10^{-3} \cdot A \cdot B \cdot D^4 \frac{1}{E^2} \cdot e^{-7,8 E/s} \text{ Lumen,}$$

dabei ist A eine Gerätekonstante, welche die Verluste in der Optik und im Lichtmodulator berücksichtigt, B die Flächenhelligkeit der Lichtquelle in HK pro cm^2 , D der Durchmesser der Objektive in m, E die zu messende Entfernung in km und s die Norm-Sichtweite während der Messung.

In der Formel für den Lichtstrom erscheint weder die Brennweite der Linse noch die Größe der Lichtquelle. Gewöhnlich liegt die Brennweite f der Optik zwischen 1 bis 2 m. Für $f = 2$ m ist die Vergrößerung über eine Strecke von 1 km 1000fach. Ein Empfangsspiegel mit einem Durchmesser von 25 cm wird in diesem Fall durch eine Lichtquelle von 0,25 mm $\varnothing$ vollständig ausgeleuchtet. Eine Vergrößerung der Abmessungen der Lichtquelle bringt keinen Lichtgewinn.

In der folgenden Tabelle sind einige für elektro-optische Entfernungsmesser geeignete Lichtquellen nach ihrer Flächenhelligkeit und ihrer Modulationsfähigkeit zusammengestellt.

Tabelle 1

Lichtquelle	Flächenhelligkeit B in HK/cm ²	Notwendige elektrische Leistung in W	Grenze der Modulierbarkeit
1. Glühlampe	800–1200	2–10	20–100 Hz
2. Kohlebogen	14000–18000	500	etwa 1000 Hz
3. Zirkonbogen	4000–8000	20–100	etwa 1000 Hz
4. Hg-Hochdrucklampen: Kugel- lampen	$6 \cdot 10^4 - 10^5$	200–500	10^5 Hz
5. Hg-Hochdrucklampen: Ent- ladung in Kapillare	$3 \cdot 10^4 - 9 \cdot 10^4$	500	unbekannt
6. Phosphore	$10^4 - 10^5$	1–2	$10^6 - 10^7$ Hz
7. Funken	etwa 10^5	2–5	10^5 Hz
8. Glimmentladung in Kapillare	10–100	5–10	$10^5 - 10^6$ Hz

Von den Lichtquellen Nr. 1–5 der Tabelle hat die Glühlampe zahlreiche Vorzüge. Ihr Leistungsverbrauch beträgt nur wenige Watt und kann deshalb tragbaren Akkumulatoren entnommen werden. Für die elektro-optische Entfernungsmessung sollte die Glühlampe nicht aus Wechselstrom betrieben werden, da die Brumm-Modulation meist störend in die Phasenmessung eingeht. Die Glühlampe sollte nicht gewendet sein (inhomogener Leuchtfleck). Da die optisch notwendige Leuchtfläche nur Bruchteile eines Quadratmillimeters beträgt, genügt ein gestreckter Wolframdraht von 0,2 bis 0,3 mm $\varnothing$ und einer Länge von 5 bis 10 mm, oder ein entsprechendes Wolframband.

Trotzdem Kohle-Lichtbogen und Zirkon-Lichtbogen in ihrer Flächenhelligkeit der Glühlampe überlegen sind, kommen sie für unsere Aufgabe nicht in Betracht. Sie brennen unruhig, ihre periodischen und stoßartigen Lichtschwankungen erschweren die Phasenmessung. Aus dem gleichen Grund ist auch eine Hg-Hochdrucklampe trotz ihrer außerordentlich hohen Flächenhelligkeit nur bei ständiger Kontrolle ihres Rauschens zu verwenden. Der Aufwand für alle Arten von Lichtbogen, sowie ihr elektrischer Leistungsverbrauch sind zudem so erheblich, daß sie sich nur im Laboratorium einsetzen lassen, weniger in tragbaren Geräten.

Ein weiterer, sehr schwerwiegender Nachteil aller Bogenentladungen besteht darin, daß ihre Flächenhelligkeit örtlich variiert. Durch die unvermeidbaren Erschütterungen des reflektierenden Spiegels wird die Abbildung des Bogens über die Empfangslinse ständig bewegt und der aufgenommene Lichtstrom schwankt in seiner Intensität in einem Betrag, der den örtlichen Unterschieden von B entspricht. Diese Schwankungen des Licht- bzw. Photostromes geben zu Fehlern in der Phasenmessung Veranlassung, falls diese amplitudenabhängig ist. Durch elektrische Begrenzer u. dgl. können diese Intensitätsschwankungen zum Teil eliminiert werden.

Moduliert man einen Lichtbogen von inhomogener Flächenhelligkeit, so hat das von verschiedenen Stellen ausgestrahlte Licht Phasenunterschiede. Hierauf, sowie auf die Grenzen der Modulierbarkeit der einzelnen Lichtquellen wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Elektrische Funken erreichen in Luft eine Flächenhelligkeit von 10^6 HK/cm² (9). Eine Leistung von 1 Watt würde genügen, um durch einen Funken einen für die elektro-optische Entfernungsmessung ausreichenden Lichtstrom zu erzeugen. Wird der Funken in einer Wasserstoff- oder Edelgas-Atmosphäre erzeugt, so ist die Funkenstrecke bereits in 10^{-5} sec entionisiert.

Bis heute ist aber der Funken weder für die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit noch für einen elektro-optischen Entfernungsmesser verwendet worden; Schuld daran ist wohl der unregelmäßige Einsatz des Funkens, der aber durch eine gesteuerte Zündung vermieden werden kann.

Es ist wenig bekannt, daß Phosphore, durch Elektronen genügender Geschwindigkeit angeregt, eine Flächenhelligkeit von 10^4 bis 10^5 HK/cm² besitzen. Ein unbewegter, scharf fokussierter Kathodenstrahl mit einer Stromstärke von 10^{-4} A würde den Phosphor in einer Millisekunde zerstören. In einer Fernseh-Empfangsröhre wird der Kathodenstrahl über den Bildschirm hinwegbewegt, so daß die zulässige mittlere Belastung des Phosphors von 0,1 bis 0,5 Watt/cm² nicht überschritten wird.

Als Lichtquelle für einen elektro-optischen Entfernungsmesser muß der durch die Kathodenstrahlen angeregte Lichtpunkt seine Lage im Raum unverändert beibehalten. Dies läßt sich z. B. so verwirklichen, daß der Leuchtstoff auf einem drehbaren Schirm angebracht ist. Dieser wird, wie die Drehanode einer hochbelasteten Röntgenröhre, durch

ein magnetisches Drehfeld in Rotation gebracht. Hierdurch wird die Strahlenergie auf eine Kreisbahn verteilt. Technisch einfacher ist eine Lösung, die der Verfasser 1935 vorgeschlagen hat, nämlich die ganze Röhre mit Leuchtschirm um die Achse des Elektronenguns zu drehen und gleichzeitig die Elektronen durch ein ruhendes Magnetfeld radial auszulenken. Der Leuchtpunkt bleibt wie bei dem rotierenden Schirm ortsfest und das Elektronenbombardement ist auf einer Kreisbahn verteilt. Solche Lösungen werden z. Zt. untersucht.

Die Strahlenergie (Stromstärke der Röhre mal Anodenspannung), für welche eine Flächenhelligkeit von 10^4 HK/cm² erreicht wird, beträgt bei Zinkoxyd und bei Gehlenit etwa 1 Watt ($I = 40 \mu A$, $U_a = 25$ kV, $N = 1$ W). Hat der Brennfleck einen Durchmesser von 0,2 mm, so muß die Leistung auf eine Fläche von wenigstens 3 cm² verteilt werden.

Der Phosphor ist nicht nur eine Lichtquelle von extrem hoher Flächenhelligkeit und sehr guter Lichtausbeute, er läßt sich überdies sehr einfach in seiner Helligkeit modulieren.

F. LICHTMODULATION

Sollen Entfernungen von 300 m bis 30 km mit einer Genauigkeit von $1 : 10^5$ elektrooptisch gemessen werden, so muß das Licht im Frequenzbereich von 10^5 bis 10^7 Hz moduliert werden. Es ist zunächst unerheblich, ob die Lichtmodulation in einer oder wenigen festen Frequenzen erfolgt, oder ob ein größeres Frequenzspektrum kontinuierlich überstrichen wird. Es ist naheliegend, nach einer Lichtquelle zu suchen, deren Strahlung direkt gesteuert werden kann. Zunächst seien einige Lichtquellen dieser Art besprochen; daran anschließend werden die Verfahren zur indirekten Lichtmodulation behandelt.

Die Anforderungen, welche an beide Arten von Lichtsteuerungen gestellt werden, sind:

1. Alle Lichtbüschel müssen gleiche Phase haben.
2. Der Modulationsgrad m_L des Lichtes soll möglichst groß ($m_L > 90\%$) und der Klirrfaktor k möglichst klein sein ($k < 1\%$).
3. Der Energiebedarf für die Lichtsteuerung soll nur wenige Watt betragen, keinesfalls mehr als 100 W.
4. der Lichtmodulationsgrad muß im verwendeten Frequenzbereich konstant sein.

a) DIREKTE MODULATION DER LICHTQUELLE

1. Gasentladungslampen

Gasentladungen mit Drucken von einigen mm Hg können bis zu Frequenzen von einigen MHz moduliert werden, falls die Entladung in einer Kapillare von 0,5 bis 1 mm $\varnothing$ brennt. Von Grivet (10) wurden für Frequenzen von 6,2, 8,0 und 15 MHz folgende Modulationsgrade gemessen:

2*

Tabelle 2

Gas	Kapillardurchmesser mm	Modulationsgrad in %		
		6,2 MHz	8,0 MHz	15 MHz
He	1	37	16	7
H	1	55	34	21
H	0,5	92	—	—
Hg	1	16	9	3

Der Modulationsgrad m_L ist hierbei und in allen folgenden Betrachtungen:

$$m_L = \frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{2 \Phi_0} = \frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{\Phi_{\max} + \Phi_{\min}}$$

wobei Φ_0 den mittleren Lichtstrom bedeutet.

Für sehr enge Kapillaren erreicht der Modulationsgrad einer Wasserstoffentladung von 0,5 mm Druck einen Wert von 92%; Gasentladungen bei höheren Drucken und in Gasen wie Hg oder He geben wesentlich geringere Aussteuerungen. Versuche GRIVETS, mit Hilfe einer derartigen Kapillarlampe die Lichtgeschwindigkeit zu messen, dürften an der geringen Flächenhelligkeit dieser Entladungen gescheitert sein. GRIVET hat in der zitierten Veröffentlichung keine Werte für die Flächenhelligkeit angegeben; nach eigenen Messungen erreicht eine Gasentladung bei Drucken von wenigen Millimeter bestenfalls eine Flächenhelligkeit zwischen 10 und 100 HK/cm². Aus diesem Grunde scheiden Kapillarlampen trotz ihrer guten Modulationsfähigkeit als Lichtquelle für elektro-optische Entfernungsmesser aus.

Von H. MANGOLD (11) wurden in meinem Institut in Leipzig die elektrischen und optischen Eigenschaften von Lichtbögen in Hg-Dampf und in Edelgasen bis zu Drucken von 60 at untersucht. Von den umfangreichen und sorgfältigen Messungen MANGOLDS sollen hier nur diejenigen an einer 200 Watt Hg-Hochdrucklampe mit einem Dampfdruck von 50 at besprochen werden. Bei einer Bogenlänge von 1,3 mm und einem Gleichstrom von 6 A beträgt der Spannungsabfall an der Lampe etwa 30 V. Durch Überlagerung eines Wechselstromes über diesen Gleichstrom von 6 A wird das Licht der Lampe moduliert. Die Messungen wurden über einen Frequenzbereich von 50 Hz bis 100 kHz ausgeführt. Einige Ergebnisse sind in Abb. 4 wiedergegeben.

Bei 50 Hz beträgt der Wechselstromwiderstand 0,07 Ohm und steigt mit zunehmender Frequenz bis auf etwa 3 Ohm bei 100 kHz an.

Zwischen 50 Hz und 10 kHz bleibt der Modulationsgrad des Lichtes m_L konstant und entspricht dem Wert der Strommodulation, welche bei den in Abb. 4 wiedergegebenen Messungen unverändert auf 25% gehalten wurde. Der Strom, und damit das Licht, können voll angesteuert werden, doch besteht dann die Gefahr, daß der Lichtbogen abreißt.

Von 25 kHz an fällt der Lichtmodulationsgrad bis zum Ende des untersuchten Frequenzbereiches ab. Dieser Abfall läßt sich für die Lampe von 200 Watt durch folgende Gleichung beschreiben:

$$m_L \approx 1950 \frac{1}{\sqrt{f}}.$$

Bei 100 kHz ist das Verhältnis $m_f : m_L = 3 : 1$. Die maximal erreichten Werte von m_L betragen bei voller Stromdurchsteuerung: 90% für 800 Hz, 80% bei 10 kHz und 35% bei

100 kHz. Der Leistungsverbrauch für die Durchsteuerung der 200 W-Lampe liegt bei etwa. 60 Watt.

Der Phasenwinkel φ_w zwischen Strom und Spannung beträgt bei tiefen Frequenzen über 100° , da die Kennlinie bei 50 Hz in einem Teil des ausgesteuerten Strombereiches fallend ist. Für 180 Hz ist $\varphi_w = 90^\circ$ und nimmt mit wachsender Frequenz bis auf etwa 20° ab.

Der Phasenwinkel φ_L zwischen dem modulierenden Strom und dem Licht ist unterhalb 200 Hz sehr klein (ungefähr 1°); er steigt angenähert logarithmisch mit der Frequenz an und beträgt für 10^5 Hz etwa 70° .

Für Messungen bei anderen Drucken und mit anderen Bogenlängen, ebenso wie auf die Deutung der an Hochdruckbögen auftretenden Vorgänge sei auf die Dissertation von MANGOLD verwiesen.

Die Hg-Hochdrucklampe, deren Flächenhelligkeit bereits früher mit 50000 HK/cm^2 angegeben wurde, ist demnach im Frequenzbereich bis 100 kHz steuerbar. Leider ist die örtliche Verteilung der Lichtmodulation längs der Entladung sehr inhomogen. Wie Abb. 5 zu entnehmen ist, ist m_L unmittelbar neben den Brennflecken am größten und geht für 50 Hz in der Mitte des Bogens um etwa 10% zurück. Die Verteilung des Modulationsgrades entspricht in erster Näherung der Verteilung der Lichtemission der Lampe, die ebenfalls in unmittelbarer Nähe der Brennflecke am größten ist. Mit wachsender Frequenz steigen die Inhomogenitäten der Lichtverteilung und des Modulationsgrades. Die in Abb. 5 gezeigte Verteilung der Lichtmodulation wurde an einer Lampe mit 5 mm Bogenlänge gemessen. Mit kürzerer Bogenlänge werden die Unterschiede in m_L kleiner; sie betragen aber immer noch mehr als 12% bei einem Bogen von 1,3 mm Länge und einer Modulationsfrequenz von 10 kHz. Moduliert man den gleichen Bogen mit etwa 100 kHz, dann ist die Verteilung von m_L ähnlich wie für den 5 mm langen Bogen bei 10 kHz.

Gebiete des Lichtbogens, die nur Bruchteile eines Millimeters auseinanderliegen, weisen nicht nur erhebliche Unterschiede im Modulationsgrad m_L , sondern auch im Phasenwinkel φ_L auf. Die elektro-optische Entfernungsmessung besteht nun aber in der exakten Messung der Phase des Empfangslichtes, welche ausschließlich von der Länge der durchlaufenen Strecke, nicht aber von der örtlichen Verteilung von m_L und φ_L abhängen darf. Aus diesem Grunde ist die direkt-modulierte Hg-Hochdrucklampe für unsere Aufgabe unbrauchbar. Als Lichtquelle, die mit Gleichstrom betrieben und deren Lichtstrom durch ein getrenntes Steuerorgan moduliert wird, findet die Hg-Hochdrucklampe heute noch in elektro-optischen Entfernungsmessern Verwendung.

Neuerdings werden Hg-Hochdrucklampen mit einer Bogenlänge von nur 0,3 mm und einer Leistungsaufnahme von 100 W (20 V, 5 A) hergestellt. Bisher liegen keine Messungen der Lichtmodulation dieser Lampe vor, doch ist zu erwarten, daß sich ein derartiger Lichtbogen bis zu Frequenzen von 10^6 Hz mit gutem Wirkungsgrad direkt steuern läßt. Alles über die Inhomogenität der Lichtverteilung, des Modulationsgrades und der Modulationsphase Gesagte gilt auch für diese Lampe.

2. Phosphore (12,13)

Vom Verfasser wurde wiederholt vorgeschlagen, als Lichtquelle für Messungen der Lichtgeschwindigkeit einen durch einen Kathodenstrahl angeregten Phosphor zu verwenden. Die Intensität des emittierten Lichtes wird in diesem Fall durch eine periodische Modulation des anregenden Elektronenstrahles geändert.

Für elektro-optische Entfernungsmessungen sind nur Phosphore mit extrem kleiner Nachleuchtdauer τ brauchbar:

$$\Phi_t = \Phi_0 \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}$$

In der folgenden Tabelle ist die Zusammensetzung einiger Phosphore, ihre Leuchtfarbe und ihre Nachleuchtdauer τ zusammengestellt.

Tabelle 3

Phosphor	Chem. Zusammen- setzung	Farbe	Spektrales Max. in Å	τ in sec	Autor
Kalzium- wolframat . .	CaWO_4 : W	blau-violett	4300	$6-12 \cdot 10^{-6}$	BRÜCKER- STEINKUHL
Zinksulfid . . .	ZnS	blau-weiß	4400	$3-10 \cdot 10^{-6}$	BRÜCKER- STEINKUHL
Zinkoxyd . . .	ZnO : Zn	gelb-grün	5050	$3-10 \cdot 10^{-7}$	WOLF
Gehlenit . . .	$2 \text{ CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot$ $\text{SiO}_2 : 0,015 \text{ Ce}_2\text{O}_3$	blau	4000	$3 \cdot 10^{-8}$	BRIL, DE GIER und KLASENS

Zinkoxyd wurde von J. WOLF (14) eingehend im Hinblick auf seine Modulationsfähigkeit untersucht, in erster Linie wegen seiner Verwendbarkeit in Abtaströhren für Fernsbilder. Für den gleichen Zweck wurde Gehlenit in den Philips-Laboratorien in Eindhoven entwickelt.

Reines Zinkoxyd hat eine Lichtemission im Ultraviolett bei 3900 Å, welche mit einer Zeitkonstante von 10^{-7} sec abklingt. Wegen seiner Lage im UV ist diese Emission für einen elektro-optischen Entfernungsmesser ungeeignet. Zinkoxyd mit einem Überschuß von Zink emittiert dagegen im Grün mit einem Maximum bei 5050 Å. Wie aus Tab. 3 ersichtlich, ist die Zeitkonstante kleiner als $1 \cdot 10^{-6}$ sec.

Abb. 6 zeigt nach Messungen von WOLF die Kennlinie für Strom und Licht in Funktion der Wehneltspannung für eine feste Anodenspannung von 25 kV. Der Strahlstrom betrug im Maximum 300 μA , und der Kathodenstrahl mußte entweder diffus über den Leuchtschirm verteilt sein oder, konzentriert zu einem Brennfleck von 0,3 mm Durchmesser, durch Ablenkung in Zeilenraster über eine Fläche von $10 \cdot 10$ cm bewegt werden. Beide Arten der Lichtverteilung sind jedoch für elektro-optische Distanzmesser nicht ohne weiteres brauchbar, da hier die Lichtquelle punktförmig und ortsfest sein muß. Die Kurven für Licht und Strahlstrom (Abb. 6) verlaufen im ganzen Bereich praktisch parallel. Innerhalb des gemessenen Strombereiches zeigt Zinkoxyd noch keine Sättigung; die Photoströme (bis 0,6 mA) wurden in einer Photozelle mit 1000facher Verstärkung durch Sekundäremission erhalten.

Die Abhängigkeit der Modulationsfähigkeit von den Anregungsbedingungen gibt Abb. 7 wieder. Der Frequenzgang der Modulation ist dort für die gleiche Röhre einmal mit fokussiertem und bewegtem Brennfleck (Durchmesser des Lichtpunktes 0,3 mm) und das andere Mal mit einem ruhenden Leuchtfleck von 4 cm Durchmesser aufgenommen. Unter beiden Bedingungen verläuft der Abfall nach höheren Frequenzen ähnlich, doch

beträgt der Modulationsgrad beim unfokussierten Leuchtfleck nur etwa 50% des fokussierten. Die Modulationsfähigkeit wird demnach durch Erhöhen der Energiedichte größer; sie ist jedoch durch Sättigungserscheinungen, Ermüdung und Zerstörung des Phosphors begrenzt.

Die Anodenspannung betrug bei den Messungen der Abb. 7 25 kV. Bei Erhöhung der Spannung auf 40 kV nahm die Modulationsfähigkeit nicht, wie erwartet wurde, zu, sondern um etwa 20% ab.

Das Abklingen des angeregten Zinkoxyd erfolgt nicht streng exponentiell. Der Abklingvorgang ist nur durch 2 Zeitkonstanten wiederzugeben; jedoch ist die zweite Zeitkonstante, welche das langsame Abklingen beschreibt, für die hochfrequente Lichtmodulation unerheblich. Die Zeitkonstante τ_1 liegt nach den Messungen von WOLF je nach Strahlkonzentration, Spannung und Temperatur des Phosphors zwischen 0,3 und $1 \cdot 10^{-6}$ sec.

Aus Abb. 8 ist zu ersehen, daß die Lichtmodulation für Frequenzen bis 30 kHz denselben Wert hat wie die Strom-Modulation (bis zu 100%). Für höhere Frequenzen nimmt die Modulationsfähigkeit ab; sie beträgt bei 1 MHz noch etwa 45% und bei 10 MHz 12%.

Zum Vergleich sind in Abb. 8 die Werte der Modulationsfähigkeit eines Zinksulfid-Phosphors aufgenommen, wie er in Fernseh-Empfangsröhren verwendet wird. Die Modulation von ZnS ist bei 1 MHz bereits auf 16%, bei 10 MHz auf 3% abgefallen.

Bei allen untersuchten Phosphoren nimmt die Lichtausbeute mit höherer Temperatur ab, dagegen wächst die Modulationsfähigkeit. Wurde ZnO durch Aufheizen des Schirmes auf 150° C erwärmt, so stieg die Modulation bei 10 MHz auf 20%.

Der Abfall der Modulation nach höheren Frequenzen setzt der Verwendbarkeit des ZnO eine Grenze, die bei 3 MHz liegen dürfte. Die Flächenhelligkeit beträgt unter den Meßbedingungen der Abb. 8 $3 \cdot 10^4$ HK/cm², die Lichtausbeute etwa 2 HK/Watt. Die Lichtemission liegt weitgehend im Bereich größter spektraler Empfindlichkeit einer SbCs-Photokathode.

Von allen bekannten Phosphoren, deren Emission im sichtbaren Bereich des Spektrums liegt, besitzt Gehlenit die kleinste Nachleuchtconstante. BRIL, DE GIER und KLASSENS (15) geben als wahrscheinlichsten Wert für die Nachleuchtzeit τ von Gehlenit $3 \cdot 10^{-8}$ sec an; eigene Messungen haben diesen Wert bestätigt. In Abb. 8 ist der Verlauf des Modulationsgrades für Gehlenit eingetragen, wie er von uns an einer Röhre mit 25 kV Anodenspannung und einem Strahlstrom von 10 μ A erhalten wurde; bei 1 MHz beträgt m_L noch 90% und fällt bei 10 MHz auf etwa 50% ab. Gehlenit eignet sich deshalb als modulierbare Lichtquelle für Frequenzen bis 10^7 Hz.

Die Abhängigkeit von τ von den Betriebsbedingungen wie Fokussierung, Spannung, Temperatur usw. ist noch nicht bekannt.

Die spektrale Energieverteilung des durch Elektronen angeregten Gehlenit ist in Abb. 9 wiedergegeben (Kurve E); ihr Maximum fällt praktisch mit dem Maximum der Lichtempfindlichkeit einer SbCs-Schicht zusammen. Der visuelle Wirkungsgrad von Gehlenit liegt wesentlich unterhalb desjenigen von ZnO. Da aber bei den heutigen elektro-optischen Entfernungsmessern die Phase des Lichtes nicht visuell sondern stets mit einer Photozelle gemessen wird, ist die Übereinstimmung der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Photoschicht mit der Lichtemission des Phosphors entscheidend.

Eine Kathodenstrahlröhre mit Gehlenit, deren Energieaufnahme 0,5–1 Watt beträgt und deren Lichtpunkt im Raum ruht, dürfte jeder anderen Lichtquelle für elektro-optische Entfernungsmessungen wie auch für ϵ -Bestimmungen überlegen sein.

b) INDIREKTE LICHTMODULATION

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die anschließend behandelten Verfahren zur indirekten Lichtsteuerung:

Tabelle 4

Verwendeter Effekt	Frequenzbereich	notwendige Steuer- spannung
1. Kerreffekt: elektrische Doppelbrechung in bestimmten Flüssigkeiten	0–10 ⁷ Hz	3–8 kV _{eff} ; 1–2 kV _{eff}
2. Elektro-optische Doppelbrechung an Ammoniumphosphat und ähnlichen Kristallen	0–10 ⁵ Hz	2 kV _{eff}
3. Doppelbrechung an schwingenden Quarzkristallen	10 ⁵ –10 ⁶ Hz nur feste Frequenzen	einige 100 V _{eff}
4. Lichtbeugung durch Ultraschall		
a) stehende Wellen	3 · 10 ⁶ –10 ⁷ Hz nur feste Frequenzen	etwa 100 V _{eff}
b) modulierte fortschreitende Wellen	bis 1 · 10 ⁵ Hz	etwa 100 V _{eff}
5. Lichtbeugung in festen Stoffen durch Schallwellen	etwa 10 ⁷ Hz nur feste Frequenzen	einige 100 V _{eff}

1) Kerreffekt

Zusammenfassende Darstellungen des Kerreffektes finden sich in den Arbeiten von SZIVESSY (16), DEBEYE (17) und STUART (18). Im Folgenden soll nur das für die technische Anwendung des Kerreffektes zur Lichtsteuerung Wichtige behandelt werden (19, 20).

Der Kerreffekt besteht in der Doppelbrechung, die in gewissen Flüssigkeiten in einem elektrischen Feld auftritt. Das Feld bewirkt eine Orientierung der Moleküle, und ein ursprünglich isotroper Stoff nimmt die Eigenschaften eines einachsigen Kristalles an, dessen optische Achse in der Feldrichtung liegt. Hierdurch wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in Feldrichtung und senkrecht dazu verschieden.

Passiert linear polarisiertes Licht, dessen Schwingungsrichtung um 45° gegen die Feldrichtung orientiert ist, eine elektrisch doppelbrechende Flüssigkeit, so erfahren die beiden Komponenten des Lichtvektors parallel und senkrecht zum Feld einen Gangunterschied. Wie schon KERR gefunden hat, wächst dieser mit dem Quadrat der Feldstärke an. Der Phasenunterschied wird entweder in Wellenlängen des einfallenden Lichtes oder im Bogenmaß gemessen. In diesem ist der Gangunterschied

$$\delta = 2\pi \cdot B \cdot l \cdot \mathcal{E}^2,$$

hierin bedeutet B die Kerrkonstante, $\mathcal{E}$ die Feldstärke in absoluten Einheiten, l die Länge des Lichtweges in cm innerhalb des elektrischen Feldes. Beim Übergang zu technischen Einheiten ist die Doppelbrechung

$$\delta = 2\pi \cdot B \cdot l \cdot \frac{U^2}{a^2 \cdot 300^2}.$$

U ist die Spannung in Volt und a der Elektrodenabstand in cm. Das in die Flüssigkeit linear polarisiert eintretende Licht tritt im allgemeinen elliptisch polarisiert aus. Der Analysator läßt hiervon nur diejenige Komponente passieren, die in seine Schwingungsebene fällt.

Bezeichnet man den in das elektrische Feld eintretenden Lichtstrom mit J_0 , so wird die Intensität des austretenden Lichtes J in Abhängigkeit von der Spannung durch folgende Beziehung wiedergegeben:

$$J = J_0 \cdot \sin^2 \delta/2 = J_0 \sin^2 k_1 \cdot U^2 \quad k_1 = \frac{\pi B \cdot l}{300^2 \cdot a^2}.$$

Sieht man von den Absorptionsverlusten ab, so wird für eine bestimmte Spannung $J = J_0$, nämlich dann, wenn der Gangunterschied der beiden Strahlen π bzw. $\lambda/2$ beträgt. In diesem Fall ist das austretende Licht wieder linear polarisiert, aber in einer gegen die ursprüngliche Schwingungsrichtung um 90° gedrehten Ebene. Dabei kann alles aus der Kerrzelle austretende Licht den Analysator passieren. Die Spannung U , bei der volle Aufhellung eintritt, ist

$$U_H = \frac{300 \cdot a}{\sqrt{2 B \cdot l}}.$$

Von allen bisher bekanntgewordenen Stoffen, die im elektrischen Feld doppelbrechend werden, ist Nitrobenzol für die technische Verwendung am besten geeignet. Es besitzt eine sehr hohe Kerrkonstante, genügend Durchschlagsfestigkeit, geringe Lichtabsorption, hohen spezifischen Widerstand und geringe dielektrische Verluste.

Die Kerrkonstante ist von der Wellenlänge des Lichtes abhängig. Für Nitrobenzol hat sie bei 20° C für einige Wellenlängen die folgenden Werte:

$\lambda (\text{m } \mu)$	436	546	577	620
$B \cdot 10^{-6}$	52	36	34	31

Setzt man den für Licht einer bestimmten Wellenlänge zugehörigen Wert von B in die obige Gleichung ein, so läßt sich die Hellspannung für jede Kerrzelle berechnen; für $a = 1 \text{ cm}$, $l = 4 \text{ cm}$, $B = 40 \cdot 10^{-6}$ wird die Hellspannung U_H etwa 14 kV.

Abb. 10 gibt ein Ausführungsbeispiel einer Kerrzelle, deren Elektroden in ein zylindrisches Glasgefäß eingeschmolzen sind. Die planen und spannungsfreien Abschlußfenster sind angeschmolzen und nicht gekittet, da alle Kitten von Nitrobenzol mehr oder weniger gelöst werden.

Abb. 11 zeigt den Zusammenhang zwischen J/J_0 und der Spannung U , gemessen in Bruchteilen von U_H . Diese Kennlinie gilt für jede Art Kerrzelle und beliebiger Stoffe. Sie gilt jedoch nur streng für Licht einer bestimmten Wellenlänge. Die beiden wiedergegebenen Lichtcharakteristiken unterscheiden sich in der Stellung der Nicols: für gekreuzte und für parallele Nicolstellungen verlaufen die Kennlinien spiegelbildlich. Eine Drehung des Analysators um 90° bewirkt eine Umkehrung der Phase der Lichtsteuerung.

Tritt weißes Licht in die Kerrzelle ein, so überwiegt mit wachsender Spannung die Aufhellung des blauen Anteiles (B_{blau} ist fast doppelt so groß wie B_{rot}). Bei Beginn der Sättigung für das blaue Licht verschiebt sich die Farbe des austretenden Lichtes nach rot.

Für monochromatisches Licht wird bei einer Spannung vom 1,4fachen der Hellspannung der austretende Lichtstrom Null, nämlich dann, wenn der Gangunterschied der beiden Komponenten eine volle Wellenlänge erreicht hat. Bei weiterer Erhöhung der

Spannung zeigt die Kerrzellen-Kennlinie weitere Maxima und Minima in immer kürzeren Spannungsintervallen. Bei Verwendung des Kerreffektes als Lichtmodulator wird im allgemeinen nur der in Abb. 11 dargestellte Teil der Lichtkennlinie verwendet.

Die Doppelbrechung stellt sich nach dem Anlegen eines elektrischen Feldes in einer Zeit ein, welche kleiner als 10^{-10} sec ist. Nach Abschalten des Feldes verschwindet die Orientierung der Moleküle infolge der Temperaturbewegung in ähnlich kurzer Zeit. Legt man eine Wechselspannung an die Kerrzelle, so ist die Trägheit des Kerreffektes noch für die Frequenz 10^7 Hz kleiner als ein Tausendstel der Periodendauer; die Lichtmodulation ist deshalb noch nicht meßbar verschieden von derjenigen bei Niederfrequenz. Für eine sinusförmige Wechselspannung verdoppelt sich wegen des quadratischen Verlaufes der Licht-Spannungs-Kennlinie die Frequenz des austretenden Lichtes.

Die Erzeugung von Wechselspannungen von mehreren Kilovolt Scheitelwert erfordert einen größeren Hochfrequenzsender; außerdem wachsen die dielektrischen Verluste mit dem Quadrat dieser Wechselspannung. Aus diesem Grunde legt man im allgemeinen an die Kerrzelle eine Gleichspannung von 71 % der Hellspannung U_H und überlagert dieser Vorspannung die hochfrequente Wechselspannung. Hierdurch verringert sich die in dem oben angeführten Beispiel zum Durchsteuern notwendige Wechselspannung auf 1–2 kV_{eff} bei einer Gleichvorspannung von 10 kV. Infolge der geringen Leitfähigkeit von Nitrobenzol ist die Gleichspannungsquelle selbst fast unbelastet. In einer Zelle, wie sie in Abb. 10 wiedergegeben ist, fließen Ströme von wenigen Mikroampere. Die Gleichstromverluste erzeugen im Vergleich zu den dielektrischen Verlusten keine Erwärmung.

In der folgenden Tabelle sind die wesentlichsten elektrischen Eigenschaften von Nitrobenzol angegeben:

Tabelle 5

Spezifischer Widerstand	DK	Durchschlagfestigkeit	dielektrischer Verlust bei 20° C und 10^6 Hz
10^{10} Ohm · cm	36	> 50 kV/cm	$\text{tg } \alpha = 1,1 \cdot 10^{-3}$

Eine Kerrzelle, der in Abb. 10 angegebenen Dimensionen hat mit einer Dielektrizitätskonstante von 36 eine Kapazität von etwa 40 pF. Für eine Frequenz von 10^7 Hz fließt bei einer Spannung von 2 kV_{eff} ein Wechselstrom von

$$J_{\text{eff}} = C \cdot \omega \cdot U_{\text{eff}} = 40 \cdot 10^{-12} \cdot 2\pi \cdot 10^7 \cdot 2000 \sim 5 \text{ Amp.}$$

in der Zelle. Der Verlustwinkel $\text{tg } \alpha$ wächst mit der Frequenz stark an, für 1 MHz ist er, wie die Tabelle zeigt, $1,1 \cdot 10^{-3}$, für 10 MHz bereits $2,5 \cdot 10^{-3}$, gemessen bei 20° C. In der Kerrzelle verbleiben bei 10 MHz demnach an Verlusten:

$$N_{\text{Verl}} = U \cdot J \cdot \text{tg } \alpha = 2000 \cdot 5 \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} = 25 \text{ Watt.}$$

Diese 25 Watt erwärmen die Kerrzelle in einer Minute um mehrere Grad Celsius. Mit wachsender Temperatur nehmen die dielektrischen Verluste stark zu, der Kerreffekt selbst nimmt um 1,2 % pro °C im Bereich von 20–40° C ab. Bei 40° C ist der Verlustwinkel praktisch doppelt so groß als bei 20° C. Diese dielektrischen Verluste lassen sich nur durch Kühlung der Zelle abführen. Die Elektroden der von HÜTTEL (21) verwendeten Kerrzelle wurden durch eine zirkulierende Flüssigkeit gekühlt; so ließ sich die Temperatur des

Nitrobenzoles auf Bruchteile eines Grades konstant halten. Der Aufwand ist aber so erheblich, daß man ihn nur für eine Messung der Lichtgeschwindigkeit, nicht aber für einen elektro-optischen Entfernungsmesser in Kauf nehmen wird. Für diesen bleiben zur Verringerung der dielektrischen Verluste nur zwei Wege: Beschränkung der höchsten Meßfrequenz auf etwa 3 MHz und Herabsetzung der Wechselspannung auf 1 kV_{eff}, sei es durch Verringerung des Elektrodenabstandes der Kerrzelle, sei es durch Verzicht auf vollständige Durchsteuerung.

Nitrobenzol absorbiert den spektralen Bereich von 400–450 m μ fast vollständig. Der Verlauf der spektralen Durchlässigkeit ist in Abb. 12 wiedergegeben (Kurve a), zusammen mit der spektralen Empfindlichkeit einer transparenten (Kurve b) und einer undurchsichtigen (Kurve c) SbCs-Photokathode.

In Tab. 5 ist der spezifische Widerstand des Nitrobenzoles mit 10¹⁰ Ohm cm angegeben. Das handelsübliche Nitrobenzol besitzt eine wesentlich größere Leitfähigkeit; durch Vakuumdestillation oder durch Ausgefrieren kann der genannte spezifische Widerstand erhalten werden. Auch bei sorgfältig gereinigtem Nitrobenzol stellt sich erst einige Minuten nach dem Anlegen der Gleichspannung ein konstanter Strom ein. Abb. 13 zeigt den Stromverlauf in den ersten 5 Minuten. Unmittelbar nach dem Anlegen der Spannung beträgt die Stromstärke bis zum 100fachen des Endwertes. Wegen dieser großen Stromspitze empfiehlt es sich, die Gleichspannung nicht sofort in voller Höhe an die Zelle zu legen.

Die zeitliche Abnahme des fließenden Gleichstromes ist oft als elektrolytische Reinigung bezeichnet worden. Tatsächlich enthält Nitrobenzol immer leitende Verunreinigungen, die z. T. an den Elektroden abgeschieden werden. Da die geschilderte Stromabnahme aber auch bei noch so reinem Nitrobenzol auftritt, und auch dann, wenn dasselbe schon beliebig oft unter Spannung war, kann der Vorgang der „Polarisation“ nur durch eine Ordnung in der Verteilung der leitenden und nichtleitenden Anteile des Nitrobenzols innerhalb der Kerrzelle erklärt werden. Diese Polarisation ist nicht nur mit einer Abnahme des Stromes, sondern gleichzeitig mit einer Schichtung der Feldverteilung verknüpft, wie sie Abb. 14 zeigt. Die örtliche Feldverteilung wird über die Doppelbrechung, also über die Aufhellung an verschiedenen Stellen innerhalb des elektrischen Feldes gemessen, wobei die Kerrzelle durch ein paralleles Lichtbündel von 0,5 mm Breite hindurchbewegt wird. Die Feldstärke ist unmittelbar an den Elektroden wesentlich größer als in der Mitte. In einem Abstand von 1 mm von der Elektrode kann die Feldstärke auf etwa die Hälfte abgefallen sein. Jede Zone der Kerrzelle hat eine verschiedene Doppelbrechung; Licht, das durch die Zelle moduliert wird, hat der Feldstärke entsprechend in jeder Zone einen anderen Modulationsgrad. Diese Inhomogenität der Feldstärke ist auch dafür verantwortlich, daß die Angaben der Kerrkonstanten einer bestimmten Flüssigkeit in der Literatur bis zu 30% streuen.

Bei einer neuen Kerrzelle mit Elektroden aus reinem Nickel verläuft die Schichtung meist symmetrisch zu den Elektroden. Wie aber Abb. 14 zeigt, kann die Schichtung auch unsymmetrisch verteilt sein. Für eine Spannung von 7 kV existiert über drei Viertel des Elektrodenabstandes ein angenähert homogener Bereich der Doppelbrechung. Je höher die Feldstärke, um so ausgeprägter wird die Schichtung.

Der Modulationsgrad des Lichtes hat bei fester Vorspannung und konstanter Wechselspannung in jeder Zone einer derart geschichteten Flüssigkeit einen anderen Wert. Die in Abb. 15 wiedergegebenen Messungen sind so entstanden, daß 3 verschiedenen Gleichspannungen von 7 kV, 8,5 kV oder 10 kV eine Wechselspannung von 2 kV_{eff} überlagert wurde. Für 7 kV zeigt die Verteilung des Modulationsgrades noch einen ähnlichen Verlauf wie diejenige der Aufhellung (Abb. 14). Mit höherer Vorspannung[†] (8,5 kV) sind

dagegen die örtlichen Modulationsgrade weniger verschieden als die Schichtung des Gleichfeldes erwarten läßt. Bei 10 kV schließlich hat die Modulation an der Kathode ihren kleinsten Wert (70%), weil an dieser Stelle die Summe des durch die Vorspannung erzeugten Feldes zusammen mit der Wechselspannung die Hellspannung bereits überschreitet.

Die Schichtung wird um so ausgeprägter, je kleiner der Elektrodenabstand einer Kerrzelle ist. Bei einer Verkleinerung des Plattenabstandes bleibt die Länge der Schichtung in der Randzone fast unverändert. Die Schichtung selbst stellt sich innerhalb von wenigen Minuten ein und bleibt konstant, solange die Gleichspannung in unveränderter Höhe anliegt und die Temperatur sich nicht merklich ändert. Nach Abschalten der Gleichspannung stellt sich im Verlauf einer halben Stunde der alte unpolarisierte Zustand wieder her. Durch Umrühren oder durch Schütteln der Kerrzelle kann die Schichtung beseitigt werden.

Parallel mit der Schichtung geht eine Änderung der Modulationsphase des Lichtes. Im Extremfall kann das Licht der Randzone gegenphasig zum Licht im homogenen Teil moduliert sein. Diese örtlichen Phasenabweichungen der Lichtmodulation zwingen dazu, die Randzonen abzublenden und nur den homogenen Teil der Zelle zur Lichtsteuerung zu verwenden.

HÜTTEL (21) und BERGSTRAND (22) haben versucht, die Phasenfehler der von ihnen verwendeten Kerrzelle aus den Abweichungen der Werte für die Lichtgeschwindigkeit zu messen, zu denen die Schichtung leider führt. Von der Diskussion solcher Messungen und den Maßnahmen zur Korrektur der Ergebnisse soll abgesehen werden, da sich die Schichtung einer Zelle im Lauf jeder Messung unter dem Einfluß der Erwärmung und der elektrolytischen Prozesse ändert und nicht mit genügender Genauigkeit reproduzierbar ist.

Als Nachteil des Kerreffektes werden häufig die großen optischen Verluste durch die Polarisatoren bezeichnet. Aus der Fernsehtechnik sind mehrere Anordnungen bekannt (23), bei denen diese Lichtverluste vermieden sind. Die Polarisationsfilter oder Nicols sind hier durch ein Prisma aus Kalkspat ersetzt; der ordentliche und der außerordentliche Strahl passieren die Kerrzelle und werden nach einem zweiten Prisma wieder vereinigt.

2. Die elektro-optische Doppelbrechung an Kristallen

Die elektrische Doppelbrechung von Quarz, Turmalin und Seignettesalz wurde zuerst von F. PÖCKELS (24) untersucht. Neuere Arbeiten beschäftigen sich mit dem Effekt an Zinkblende (25) und an Phosphaten. Kaliumphosphat und Ammoniumphosphat haben, wie die Arbeiten von P. SCHERRER und seiner Mitarbeiter gezeigt haben (26), eine besonders starke elektrische Doppelbrechung. Es läge nahe, an Stelle des Kerreffektes von Flüssigkeiten die elektrische Doppelbrechung solcher Kristalle zu verwenden. Untersuchungen des Verfassers aus dem Jahr 1946 (27) ergaben, daß die physikalischen Vorgänge, die zur Doppelbrechung an Kristallen führen, vom Kerreffekt wesentlich verschieden sind und durchaus nicht träge verlaufen.

Kalium- und Ammoniumphosphat kristallisieren tetragonal. Ein äußeres elektrisches Feld bewirkt eine Verschiebung der Symmetrieachsen und eine Änderung der Doppelbrechungsindices. Die elektro-optischen Konstanten eines Kristalles sind nicht direkt bestimmbar, da ein äußeres elektrisches Feld zufolge des Piezoeffektes eine elastische Deformation erzeugt, die ihrerseits die bereits vorhandene Doppelbrechung beeinflusst. Dieser indirekte optische Effekt überlagert sich der unmittelbaren Beeinflussung der

Elektronenanordnung, also dem wahren Kerreffekt der betreffenden Kristalle. Dieser wahre Kerreffekt ist wie in Flüssigkeiten unabhängig von der Geschwindigkeit, mit der sich das Feld ändert, er hat also für Gleichspannung dieselbe Größe wie für eine Wechselspannung beliebig hoher Frequenz. Über den Anteil des wahren Kerreffektes an Kristallen und der durch Deformation erzeugten Doppelbrechung gehen die Angaben in der Literatur auseinander (28, 29, 27).

Wird ein elektrisches Feld in c -Richtung an einen Kristall aus Ammoniumphosphat gelegt (Abb. 16), so wird dieser optisch zweiachsig. Tritt Licht, welches parallel zu a polarisiert ist, in Richtung der c -Achse durch den Kristall (longitudinaler Effekt), so erfahren die beiden Schwingungskomponenten in den Hauptachsenrichtungen a' b' eine Phasenverschiebung. Die Doppelbrechung wird nach ZWICKER und SCHERRER (26) in erster Näherung:

$$n_{a'} - n_{b'} = n_1^3 \cdot f_{63} \cdot E_c \quad (n_1 = 1,51; \quad f_{63} = 8 \cdot 10^{-10} \text{ cm} \cdot \text{V}^{-1}).$$

Zur Messung der Doppelbrechung wird der Kristall K zwischen zwei durchsichtige leitende Elektroden T gebracht. Diese bestehen aus einem Halbleiter, wie z. B. Zinnoxid, das auf einer Glasplatte eingetränkt ist. Die transparenten leitenden Elektroden werden an den Kristall angepreßt oder mit ihm verkittet. Ohne äußeres Feld ändert sich der Schwingungszustand des Lichtes beim Durchgang längs der c -Achse nicht, und das Licht kann durch einen zweiten, zum ersten gekreuzt stehenden Analysator ausgelöscht werden. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes ändern sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der beiden Vektorkomponenten des polarisierten Lichtes, und das aus dem Kristall austretende Licht ist im allgemeinen elliptisch polarisiert. Ihr Gangunterschied ist der Länge des Lichtweges, also der Dicke der Kristallplatte proportional. Im Gegensatz zum Kerreffekt wächst der Gangunterschied linear mit der angelegten Spannung:

$$\varphi = k \cdot \frac{U}{l} \cdot l = k \cdot U.$$

Alle Kristalle eines Stoffes haben unabhängig von ihrer Dicke dieselbe Hellspannung. Die Konstante k kann aus der ersten Aufhellung ($\varphi = \lambda/2$) oder aus dem ersten Lichtminimum ($\varphi = 1 \lambda$) gemessen werden. Sie ist von der Wellenlänge des verwendeten Lichtes und der Temperatur des Kristalles abhängig. Für Ammoniumphosphat beträgt die Hellspannung mit Licht der Wellenlänge $480 \text{ m}\mu$: 10 kV. Abb. 16 zeigt die Lichtkennlinie; ihr Verlauf wird durch die folgende Gleichung wiedergegeben:

$$J_2 = J_1 \cdot \sin^2 \varphi/2 = J_1 \cdot \sin^2 \pi \cdot k \cdot U.$$

Die Hellspannung für Ammoniumphosphat ist dieselbe wie die einer Kerrzelle von 40 mm Länge und 8 mm Elektrodenabstand. Während aber bei einer Kerrzelle die Hellspannung durch Verringern des Plattenabstandes kleiner wird, bleibt sie für einen Kristall unverändert von der Dicke desselben. Wie beim Kerreffekt kann durch Anlegen einer Gleichspannung der Arbeitspunkt in der Licht-Spannungs-Kennlinie festgelegt werden. Für Ammoniumphosphat und ähnliche Kristalle kann der Arbeitspunkt (halbe Aufhellung = Gangdifferenz $\lambda/4$) auch durch Verdrehen um die a - oder b -Achse erhalten werden. Der notwendige Drehungswinkel hängt dabei von der Plattendicke und der Größe der natürlichen Doppelbrechung des Kristalles ab.

Die Kristalle müssen stets im parallelen Teil einer Optik angeordnet sein, denn für alle Lichtbüschel, die die Kristalle schräg zur c -Achse durchqueren, tritt eine teilweise Aufhellung ein.

Alle im Folgenden besprochenen Messungen wurden an Kristallen aus Ammoniumphosphat ausgeführt. Die Orientierung ist stets diejenige der Abb. 16. Liegt an einem Kristall eine Vorspannung von 5 kV und eine sinusförmige Wechselspannung, so besteht zwischen dem Wechselstromanteil des austretenden Lichtes und der modulierenden Wechselspannung eine strenge Proportionalität bis zu Spannungen von 1000 V_{eff}.

Ändert man bei gleichbleibender Wechselspannung die Modulationsfrequenz, so hat der modulierte Lichtstrom den in Abb. 17 gezeigten Verlauf. Die Modulation eines Kristalles der Abmessungen $30 \times 30 \times 5$ mm bleibt von 50 Hz bis 20 kHz praktisch konstant; sie hat dann bei 39 kHz, ferner bei 90 und 180 kHz jeweils ein Maximum. Das erste Maximum ist bei allen Kristallen und allen Dimensionen um ein Vielfaches größer als die folgenden. Die Höhe der auftretenden Maxima sind durch die mechanische Dämpfung der Kristalle bestimmt. Die Kurven *a* und *b* der Abb. 17 geben die Messungen bei verschiedener Dämpfung wieder.

Durch Verkleinerung der Seitenlängen der quadratischen Kristalle können die Resonanzstellen nach höheren Frequenzen verschoben werden. Für einen Kristall von 21×21 mm Seitenlänge liegen die Eigenschwingungen bei 56 und 130 kHz.

Wird ein Kristall in ein Mosaik kleiner Einzelkristalle unterteilt, so läßt sich ein Lichtmodulator bauen, der bis etwa $2 \cdot 10^5$ Hz brauchbar ist.

Bei Anregung des Kristalles in einer seiner Eigenschwingungen kann bei geringer Dämpfung die Resonanzüberhöhung der Kräfte so groß werden, daß der Kristall schon mit einer Wechselspannung von 100 V_{eff} zerstört wird. Durch genügende Dämpfung lassen sich die mechanischen Eigenschwingungen unterdrücken. In Abb. 18 zeigt Kurve *b* den Verlauf der Lichtmodulation als Funktion der Frequenz für einen Kristall aus Ammoniumphosphat der Abmessungen $45 \times 45 \times 12$ mm, welcher durch Aufkitten transparenter Elektroden aperiodisch gedämpft war. Im Bereich von 100 Hz bis 200 kHz ist der Abfall identisch mit dem eines schwach gedämpften Kristalles der Masse $30 \times 30 \times 1,6$ mm (Kurve *a* der Abb. 18).

Unabhängig von der Dämpfung ist bei allen untersuchten Kristallen aus Ammonium- und Kaliumphosphat die Modulation bei 200 kHz auf 24–25 % abgefallen gegenüber dem Wert bei 100 Hz. Für 3 MHz liegt die Modulation unterhalb von 10 %. Hieraus muß geschlossen werden, daß der trägheitsfreie Anteil der elektrischen Doppelbrechung, also der wahre Kerreffekt, kleiner als 10 % ist; der größte Teil des elektro-optischen Effektes an Phosphat-Kristallen ist auf die mechanische Deformation der Kristalle im elektrischen Feld zurückzuführen.

Ammoniumphosphat unterscheidet sich von anderen piezoelektrischen Kristallen, wie etwa Quarz, nur durch die Größe der Doppelbrechung für eine gegebene mechanische Deformation. KERR und GRANT (30), TAVIL (32) Mc. KINLEY (31) u. a. haben gezeigt, daß die Doppelbrechung in Quarzkristallen, die in einer ihrer Eigenschwingungen angeregt werden, genügend große Werte annimmt, um durchtretendes Licht zu modulieren. Ein derartiges Lichtrelais kann nur in Frequenzen modulieren, die durch die Abmessungen des Kristalles gegeben sind.

Abb. 19 zeigt eine Anordnung von TAVIL. Eine Quarzplatte von etwa 60 mm Länge und wenigen Millimetern Dicke wird in ihrer Längsschwingung durch ein elektrisches Wechselfeld in der X-Richtung in Resonanz angeregt. Der Quarz besitzt aufgedampfte Metallelektroden mit Fenstern in der Knotenebene der Bewegung. Das polarisierte Licht

durchläuft den Quarz parallel zum elektrischen Feld, also auch in X-Richtung. Die optische Achse Z liegt horizontal und normal zu den Lichtstrahlen, die Polarisationssebene unter 45° zur optischen Achse. Diese wird bereits im nicht schwingenden Quarz gedreht. Durch eine Kompensationsplatte von exakt gleicher Dicke und senkrecht stehender optischer Achse wird die natürliche Drehung aufgehoben. Aus dem Analysator tritt nur dann Licht aus, wenn der Kristall durch mechanische Deformation doppelbrechend wird, in gleicher Weise wie bei dem oben betrachteten Ammoniumphosphat. Die Doppelbrechung hat in der Plattenmitte an der Stelle des Druckbauches ihr Maximum und fällt am oberen und unteren Plattenrand kontinuierlich bis auf Null ab. Die Doppelbrechung entsteht und verschwindet bei jeder halben Periode der Eigenschwingung. Das Licht wird also mit der doppelten Frequenz der angelegten Wechselspannung moduliert, es sei denn, man gibt durch ein Verdrehen der Quarzlamelle optisch einen Gangunterschied von $\lambda/4$ vor. Je nach den Abmessungen und der Dämpfung des Quarzes beträgt die Wechselspannung einige Hundert Volt für eine vollständige Durchsteuerung des Lichtes. Die optischen Verluste durch die Polarisatoren sind dieselben wie bei einer Kerrzelle und bei den oben behandelten elektrooptisch doppelbrechenden Kristallen. Die Längsschwingungen von Quarzlamellen liegen im Bereich von 50 bis 200 kHz, falls die Doppelbrechung genügend groß und genügend homogen sein soll.

Neuerdings wurde von BJERHAMMER vorgeschlagen, in Dickenschwingung angeregte Quarzkristalle zur Lichtmodulation zu verwenden (33). Über die erreichte Lichtmodulation (m_L) und den möglichen Frequenzbereich liegen bisher keine Zahlenwerte vor.

3. Ultraschall

1932 zeigten DEBYE und SEARS (34) und unabhängig davon LUCAS und BIQUARD (35), daß eine in einer Flüssigkeit erzeugte ebene Schallwelle das Licht ebenso abbeugt wie ein optisches Strichgitter. Die umfangreiche Literatur über Ultraschall findet man bei L. BERGMANN (36) und E. HIEDEMANN (37). Die Lichtbeugung wurde zuerst vom Verfasser (38) als Lichtmodulator vorgeschlagen und in ihren technischen Eigenschaften untersucht. Die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit mittels Ultraschall wurde von HANLE, BECKER und MAERCKS diskutiert (Lit. siehe in L. BERGMANN (36)).

Abb. 20 zeigt den grundsätzlichen optischen Aufbau einer Lichtsteuerung durch Ultraschall. Am Boden einer Glasküvette, welche mit einer Flüssigkeit wie Tetrachlorkohlenstoff oder Paraffinöl gefüllt ist, befindet sich eine Quarzplatte Q . Diese Quarzplatte (im X-Schnitt) wird in ihrer Dickenschwingung durch ein elektrisches Wechselfeld angeregt. Für eine Eigenschwingung des Quarzes von 10^7 Hz beträgt die Schallwellenlänge Λ 0,1 mm bei einer Schallgeschwindigkeit von 1000 m/sec in der betreffenden Flüssigkeit. Eine möglichst strichförmige Lichtquelle, z. B. ein gerader Wolframdraht von 0,2 mm $\varnothing$, wird durch eine Linse L_1 auf dem Spalt Sp_1 abgebildet und das Licht mit Hilfe einer Linse L_2 parallel durch die Glasküvette geschickt. Die Linse L_3 bildet Sp_1 auf einem zweiten Spalt Sp_2 ab. Im nicht erregten Zustand des Quarzes passiert alles Licht den Spalt Sp_2 . Erzeugt man ein Schallgitter, dann treten symmetrisch zur ursprünglichen Lage der Abbildung von Sp_1 (der 0^{ten} Ordnung) Beugungsbilder auf. Bezeichnen wir die Schallwellenlänge mit Λ und mit λ die Wellenlänge des Lichtes, so gilt für den Beugungswinkel α_k die Beziehung

$$\sin \alpha_k = k \cdot \lambda / \Lambda,$$

dabei ist k die Ordnungszahl des Beugungsbildes. Für den Abstand d_k des k^{ten} Beugungsbildes vom zentralen Spaltbild erhält man die Beziehung:

$$d_k = k \cdot A \cdot \lambda / A,$$

falls A , die Entfernung des Spaltes Sp_2 von der beugenden Schallwelle, groß gegen d_k ist, so daß $\sin \alpha_k$ durch d_k/A ersetzt werden kann. Durch Erhöhung der Schallfrequenz wird die Schallwellenlänge verkleinert und der Abstand der Beugungsbilder von der 0^{ten} Ordnung nimmt zu.

Die Verteilung des abgebeugten Lichtes auf die k Ordnungen läßt sich quantitativ berechnen; es sei auf die Arbeiten von RAMAN und NAGENDRA NATH (39) verwiesen. Der Zusammenhang zwischen Schalldruck und Intensität des abgebeugten Lichtes ist wesentlich komplizierter als im Falle einer optischen oder elektrischen Doppelbrechung, da neben der Licht- und der Schallwellenlänge und dem Lichtweg im Schallfeld auch die Viskosität der Flüssigkeit, die Änderung des Brechungsindex der betr. Flüssigkeit mit dem Druck usw. eingeht.

Ordnet man den Gegenspalt Sp_2 so an, wie es Abb. 20 zeigt, so daß die 0^{te} Ordnung hindurchgelassen wird, so nimmt mit wachsender Druckamplitude der Schallwelle das Licht der 0^{ten} Ordnung annähernd proportional mit der am Quarz angelegten Wechselspannung ab.

Verschiebt man den Spalt Sp_2 an die Stelle der 1^{ten} Ordnung des Beugungsbildes, so ist der Lichtstrom hinter dem Spalt Null, solange der Quarz nicht schwingt. Wird der Quarz erregt, dann steigt das abgebeugte Licht etwa proportional mit der Wechselspannung am Quarz an. Verwendet man an Stelle des Spaltes Sp_2 einen Draht oder ein Band von solcher Breite, daß die 0^{te} Ordnung gerade weggeblendet wird, kann alles vom Schallgitter abgebeugte Licht von der hinter dem Draht liegenden Optik erfaßt werden, vorausgesetzt, daß der Abstand der 1^{ten} Ordnung von der 0^{ten} größer als die Drahtdicke ist.

Abb. 21 zeigt für eine solche Anordnung mit positivem Spalt die Intensität des abgebeugten Lichtes in Funktion der am Quarz liegenden Wechselspannung für zwei verschiedene Flüssigkeiten. Der Quarz hatte eine Fläche von 25×25 mm, seine Eigenfrequenz (Dickenschwingung) lag bei 8 MHz. Für Tetrachlorkohlenstoff werden 90% des Lichtes mit einer Wechselspannung von 75 V_{eff} abgebeugt; für Paraffinöl von 19,5° C erreicht das abgebeugte Licht denselben Wert erst bei etwa 110 V_{eff}. In beiden Fällen verbraucht der Quarz eine Leistung von wenigen Zehnteln Watt.

Die bisher betrachtete Beugung des Lichtes ist unabhängig davon, ob sie von fortschreitenden oder von stehenden Schallwellen erzeugt wird. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den beiden Fällen besteht darin, daß bei einer sinusförmigen Wechselspannung von konstanter Amplitude das abgebeugte Licht für fortschreitende Schallwellen unmoduliert, bei stehenden Wellen dagegen mit der doppelten Frequenz der am Quarz liegenden Wechselspannung moduliert ist.

a) *Stehende Wellen*

Ordnet man gegenüber dem Quarz Q (Abb. 20) einen ebenen Reflektor R an, dessen Abstand ein exaktes Vielfaches einer halben Schallwellenlänge ist, so entstehen stehende Schallwellen. Die Knoten und Bäuche bleiben in der Flüssigkeit ortsfest, solange sich die Frequenz und die Schallgeschwindigkeit nicht ändern. Bei jeder Halbperiode der Quarzschwingung entsteht und verschwindet das beugende Gitter. Die Schwierigkeit in der Er-

zeugung stehender Wellen besteht in erster Linie in der genauen Justierung des Reflektors. Für eine Schallwellenlänge von 0,1 mm darf der Justierfehler nur wenige μ betragen. Diese Justierung ist zeitraubend und im allgemeinen nur möglich, solange sich die Temperatur der betreffenden Flüssigkeit nicht ändert; jede Erwärmung erfordert eine Nachjustierung. Es sind jedoch Flüssigkeitsgemische bekannt geworden, deren Schallgeschwindigkeit sehr wenig temperaturabhängig ist.

Eine weitere Schwierigkeit in der Erzeugung stehender Schallwellen liegt in der Dämpfung der Wellen. So ist z. B. in Paraffinöl die Amplitude einer Schallwelle bereits in einem Abstand von 1,5 cm vom Quarz auf die Hälfte abgefallen; für CCl_4 liegt die Halbwertsstrecke bei etwa 6 cm. Diese Dämpfung bringt es mit sich, daß hin- und rücklaufende Welle an der gleichen Stelle des Schallfeldes verschiedene Amplituden besitzen und sich deshalb den stehenden Schallwellen eine fortschreitende Welle überlagert. Diese letztere erzeugt aber keine hochfrequente Modulation des Lichtes. Justierfehler und Dämpfung zusammen bewirken, daß nur ein Teil des Lichtes mit der Frequenz $2f$ des Quarzes moduliert ist; man erreicht bestenfalls einen Modulationsgrad von 60%.

Eine Anordnung zur hochfrequenten Lichtmodulation ohne Reflektor, die vom Verfasser 1933 untersucht wurde, verwendet 2 Quarze gleicher Abmessungen, die sich in einem Abstand von 2 bis 3 cm gegenüberstehen. Die beiden Quarze gleicher Frequenz werden von einem gemeinsamen Sender angeregt. Ihr Abstand braucht nicht ein Vielfaches einer halben Wellenlänge zu sein. Sind die Quarze symmetrisch zur optischen Achse angeordnet und mit ihren schallstrahlenden Flächen parallel justiert, dann sind die Intensitäten der beiden gegenläufigen Wellen in der Nähe der optischen Achse angenähert gleich groß und die Punkte gleicher und entgegengesetzter Druckphase sind ortsfest. Die Schallbeugung ist also identisch mit derjenigen von stehenden Wellen und die Frequenz des modulierten Lichtes ist gleich der doppelten Quarzfrequenz. Der Abstand der beiden Quarze soll so groß sein, daß für eine gegebene Dämpfung der Flüssigkeit der an den Quarzen selbst reflektierte Anteil in der Mitte der Optik möglichst klein ist. Da diese Forderung nur schwer zu erfüllen ist, erreicht man in dieser Anordnung eine Lichtmodulation von 40 bis 50%; diese aber ist unabhängig sowohl von der Frequenz der Quarze wie von Temperaturänderungen der Flüssigkeit. Beide Quarze können, soweit es ihre Dämpfung zuläßt, auch in einer Frequenz angeregt werden, die etwas außerhalb der Resonanzfrequenz liegt.

Eine Anordnung von BÄR (40) vermeidet auf andere Weise die Schwierigkeit der Reflektorjustierung. Wie Abb. 22 zeigt, befinden sich im parallelen Teil des Strahlenganges zwischen den Linsen L_2 und L_3 zwei Quarze Q_1 und Q_2 gleicher Frequenz, deren Schallfeld entgegengesetzt gerichtet ist. Durch den Absorber A werden Reflexionen der Schallwellen vermieden. Die beiden mit entgegengesetzter Richtung laufenden Schallwellen sind in ihrer beugenden Wirkung ebenfalls mit einer stehenden Schallwelle identisch.

Die vom Quarz Q_1 abgestrahlte Schallwelle laufe in der x -Richtung, die von Q_2 also in Richtung $-x$. Die Verteilung der Lichtintensität i_1 nach der ersten Schallwelle ist sowohl eine Funktion von x wie von t :

$$i_1(x, t) = 1 - \sin 2\pi \frac{x}{\Lambda} - \frac{t}{\tau}.$$

dabei ist Λ wiederum die Schallwellenlänge und τ die Schwingungsdauer der Schallwelle. Für die zweite, von Q abgestrahlte Schallwelle gilt ebenso:

$$i_2(x, t) = 1 - \sin 2\pi \left(\frac{x}{\Lambda} + \frac{t}{\tau} \right).$$

Die resultierende Intensitätsverteilung des Lichtes nach dem Durchgang durch beide Schallwellen ist:

$$J(x, t) = \int_0^{\tau} i_1 \cdot i_2 \cdot dt = \tau \left(1 - \frac{1}{2} \cos 2\pi \frac{x}{A/2} \right).$$

Die Intensitätsverteilung ist periodisch aber ortsfest mit einem Abstand benachbarter Maxima oder Minima von $A/2$.

Die Wellenfronten der beiden Quarze müssen mit großer Genauigkeit parallel laufen. Auch in dieser Anordnung ist nur für die Lichtstrahlen in unmittelbarer Nähe der optischen Achse die Bedingung der Amplitudengleichheit erfüllt. Wahrscheinlich erreicht man aus diesem Grunde auch in der Anordnung von BÄR nur eine Modulation von 40–60 %. – Ebenso wie in der Anordnung mit den beiden einander gegenüberstehenden Quarzen kann auch hier die Schallwellenlänge in der Flüssigkeit mit der Frequenz der Quarze in einem gewissen Bereich variiert werden.

Die Anordnung von BÄR wurde durch Fox und Rock (41) vereinfacht, indem eine fortschreitende Schallwelle zweimal von denselben Lichtstrahlen in entgegengesetzter Richtung durchlaufen wird.

Bei stehenden Schallwellen hat die Lichtbeugung an allen Stellen des Schallfeldes gleiche Phase, da das gesamte Beugungsgitter an allen Stellen gleichzeitig aufgebaut wird und gleichzeitig verschwindet. Wie schon früher gesagt wurde, ist diese Phasengleichheit eine grundsätzliche Bedingung für einen Lichtmodulator, der in einem elektro-optischen Entfernungsmesser verwendet werden soll.

Auch in regelmäßig begrenzten festen Körpern, z. B. in Quarzkristallen oder Glaswürfeln, lassen sich stehende Wellen erzeugen, indem sie durch aufgekittete Quarzplatten zu longitudinalen oder transversalen Schwingungen angeregt werden. In diesem Fall ist kein Reflektor erforderlich, doch lassen sich nur ganz bestimmte Frequenzen, nämlich die elastischen Eigenfrequenzen des Glas- oder Quarzwürfels, anregen.

Während bis heute stehende Wellen in Flüssigkeiten für Messungen der Lichtgeschwindigkeit oder für elektro-optische Entfernungsmesser zwar vorgeschlagen aber nicht tatsächlich verwendet wurden, hat HOUSTOUN (60) die Lichtbeugung an einem schwingenden Quarzwürfel mit gutem Erfolg zu einer c -Bestimmung benutzt.

b) Fortschreitende Wellen in Flüssigkeiten

Die meisten Anordnungen zur Lichtmodulation mit Hilfe des Ultraschalles arbeiten mit fortschreitenden Schallwellen. Die hochfrequente Wechselspannung, welche den Quarz in seiner Eigenfrequenz anregt, wird durch eine Niederfrequenz in ihrer Amplitude moduliert. Die Trägerfrequenz des Quarzes muß wenigstens eine Größenordnung höher liegen als die höchste Modulationsfrequenz.

In Paraffinöl schwingende Quarze haben ein logarithmisches Dekrement von etwa 0,1 ($Q = 31$). Ein Quarz mit einer Eigenfrequenz von 10^7 Hz läßt sich deshalb bis zu einer Frequenz von $2 \cdot 10^5$ Hz ohne merklichen Abfall in der Amplitude modulieren.

Wegen der endlichen Schallgeschwindigkeit – sie liegt zwischen 900 und 1800 m/sec – sind die räumlichen Phasenunterschiede der niederfrequenten Druckverteilung außerordentlich groß. Bei einer Modulationsfrequenz von 100 kHz haben zwei aufeinanderfolgende Maxima des Beugungsgitters einen Abstand von 1 cm für eine Schallgeschwindigkeit von 1000 m/sec. Die beiden Hälften einer Zone von 1 cm Dicke längs der Schallrich-

tung haben stets entgegengesetzte Druckverteilung; ein Lichtbüschel von 1 cm Breite bleibt im Ganzen unmoduliert. Man ist deshalb gezwungen, entweder die höchste Modulationsfrequenz wesentlich tiefer als 100 kHz festzulegen, oder die ausgeleuchtete Lichtzone auf wenige Millimeter zu beschränken.

Bei Verwendung einer Blende von 2 mm Öffnung ist die Amplitude des abgelenkten Lichtes bis zu 50 kHz konstant, um dann mit wachsender Frequenz bei 100 kHz auf etwa 80% abzufallen (Abb. 23). Diese Amplitudenabnahme wäre für die Verwendung als Lichtrelais in einem elektro-optischen Entfernungsmesser bedeutungslos, aber die Phasenunterschiede der einzelnen Lichtbüschel betragen je nach der Schallgeschwindigkeit immer noch 40–80 Winkelgrade. Die resultierende Phase der Lichtmodulation, gemessen z. B. aus der Phase des Photostromes, ist durch die Summe der Phasenvektoren der einzelnen Zonen eindeutig bestimmt. Bleibt das Licht auf seinem Weg über die Meßstrecke und in der Empfangsoptik in seiner Phasenzusammensetzung unverändert, dann ist die Entfernungsmessung eindeutig. Wird aber von dem modulierten Lichtstrom durch den fernen Spiegel oder in der Empfangsoptik ein Teil des Lichtes abgeschnitten, so ändert sich die Phase des Restlichtes und damit die scheinbare Entfernung.

Das Ultraschall-Lichtrelais erreicht gegenüber der Kerrzelle durch den Wegfall der Polarisatoren einen wesentlich höheren Wirkungsgrad. Der Spannungsbedarf für volle Durchsteuerung ist nur ein Zehntel desjenigen des Kerreffektes. Unter Berücksichtigung der Verluste in den Polarisatoren und der Absorption im Nitrobenzol liegt der Wirkungsgrad einer Kerroptik zwischen 20 bis 40%. Demgegenüber kann der Wirkungsgrad einer Ultraschall-Lichtsteuerung mit fortschreitenden Schallwellen bis 80% betragen, falls man sich auf Modulationsfrequenzen unter 100 kHz beschränkt und die oben beschriebenen Phasenfehler beseitigt. Für stehende Schallwellen, bei denen alle Lichtbüschel streng gleichphasig moduliert sind, liegt der Modulationsgrad des Lichtes bei 50%. Während aber mit einer Kerrzelle die Modulationsfrequenz kontinuierlich zwischen Null und 10 Hz geändert werden kann, ist ein Ultraschall-Lichtrelais mit stehenden Wellen auf eine feste Frequenz beschränkt.

G. FREQUENZMESSUNG

In allen Verfahren zur optischen Messung der Lichtgeschwindigkeit und entsprechend in ihrer Umkehrung, der elektro-optischen Entfernungsmessung, wird das Licht sinusförmig moduliert mit Frequenzen im Gebiet von 25 kHz bis 10 MHz. Soll der elektro-optische Entfernungsmesser eine Genauigkeit von $1 : 10^5$ erreichen, so wird man die Modulationsfrequenz auf $1 : 10^6$ messen. Eine derartige Genauigkeit in der Frequenzmessung bereitet heute keine Schwierigkeit (42).

Jede Frequenzmessung wird zurückgeführt auf einen Vergleich der unbekannten Frequenz mit derjenigen eines Quarz-Normales oder einer von diesem abgeleiteten Frequenz. Der Bezugs-Quarz hat zweckmäßigerweise eine Frequenz von 10^5 oder 10^6 Hz; dann kann die Frequenz des Quarz-Normales im Gelände jederzeit mit der Frequenz bestimmter Normalsender, z. B. Droitwich verglichen werden, das seine Frequenz von $2 \cdot 10^5$ Hz auf $1 : 10^8$ konstant hält. Außerhalb Europas stehen ähnlich konstante Vergleichssender zur Verfügung, deren Frequenz immer ein ganzzahliges Vielfaches von 1 MHz ist. Quarze mit einer Konstanz der Frequenz auf $1 : 10^7$ über die Dauer von Tagen sind handelsüblich. Es muß aber darauf hingewiesen werden, daß diese Konstanz nur möglich ist, solange die Temperatur des Quarzes auf etwa $\frac{1}{100}^\circ \text{C}$ konstant gehalten und der Quarz nicht er-

schüttert oder bewegt wird. Für die meisten Quarzhalterungen ändert sich die Quarzfrequenz schon beim Transport um $1-3 \cdot 10^{-7}$. Aus diesem Grunde muß der verwendete Quarz vor der Durchführung der Entfernungsmessung mit größter Genauigkeit mit einem Normsender verglichen werden.

Die Methode der Frequenzmessung richtet sich danach, ob das Licht mit einer festen oder mit einer in einem kleinen Bereich veränderlichen Frequenz moduliert wird. Bleibt die Modulationsfrequenz fest, so steuert man zweckmäßigerweise den Lichtmodulator selbst aus einem Schwingquarz oder einer Harmonischen desselben. Von einem Quarz der Frequenz 100 kHz ausgehend, können bequem alle Werte bis 10 MHz abgeleitet werden, z. B. 3,1, 3,2, 3,3 MHz usw. Eine eigentliche Frequenzmessung erübrigt sich dadurch.

Ist die Modulationsfrequenz des Lichtes veränderlich, z. B. im Bereich von 3,0 bis 3,3 MHz, so wird man die Frequenz, für die Phasengleichheit oder Gegenphasigkeit eintritt, im Schwebungsverfahren gegen eine aus 100 kHz abgeleitete Frequenz messen. Die hierbei auftretende Differenzfrequenz läßt sich durch Auszählen in einem elektronischen Zähler bei einer Meßdauer von 1 Sekunde auf ± 1 Hz genau bestimmen. Der Fehler der Frequenzmessung beträgt damit $\pm 1 : 3 \cdot 10^6$.

Elektronische Zähler arbeiten heute einwandfrei bis zu einer Zählfrequenz von 10^6 und 10^7 Impulsen pro sec. Sie haben für die Frequenzmessung im Gebiet der elektro-optischen Entfernungsmesser den Nachteil, daß ihr Gewicht den Einsatz im Gelände erschwert und daß die Anzahl der in einem solchen Gerät enthaltenen Elektronenröhren die Betriebssicherheit beeinträchtigt. Möchte man elektronische Zähler vermeiden, so muß mit Hilfe eines Resonanz-Wellenmessers oder eines Niederfrequenz-Oszillators genügender Konstanz die Differenzfrequenz zwischen dem variablen Sender und einer benachbarten festen Quarzfrequenz ermittelt werden. Die erreichte Genauigkeit wird in diesem Fall durch den Fehler des Interpolations-Generators bestimmt. Als solcher kann ein LC- oder ein RC-Sender im Frequenzbereich von 10 bis 10^5 Hz verwendet werden. Die relative Konstanz und Eichfähigkeit eines solchen Generators ist besser als $1 : 10^4$; meist besitzt aber die Skala nur eine Ablesegenauigkeit von 1 Promille.

Soll die Modulationsfrequenz in einem vorgegebenen Bereich kontinuierlich geändert werden, so muß der Steuersender wenigstens während der Dauer einer Messung eine Konstanz von $1 : 10^5$ bzw. $1 : 10^6$ aufweisen. Dies ist durchaus nicht einfach, wenn hierbei Gleichlauf zwischen Steuersender und Endstufe, z. B. der Kerrzelle, bestehen soll. Auch hier lassen sich die Anforderungen an die Konstanz des Steuersenders erheblich verringern, wenn dessen Frequenz durch Mischung einer festen Quarzfrequenz mit einem veränderlichen Oszillator erzeugt wird.

Das Prinzip der Frequenzmessung mittels Zähler ist durch Abb. 24 veranschaulicht.

H. LICHTMESSUNG: PHOTOZELLE UND PHOTOVERVIELFACHER

(43, 44, 45)

Die elektro-optische Messung einer Entfernung besteht in der Bestimmung der Laufzeit des Lichtes zwischen Sender und Empfänger bzw. der Bestimmung des Phasenunterschiedes zwischen dem aus der Sendeoptik austretenden modulierten Licht und dem in die Empfangsoptik zurückkehrenden Licht. Ist der Phasenmesser elektrischer Art, dann wird das ankommende Licht zunächst in einer Photozelle oder in einem Sekundärelektronenvervielfacher in einen möglichst phasengleichen Wechselstrom umgeformt. Die hierbei auf-

tretenden Schwierigkeiten liegen in der Laufzeit der Elektronen und der Streuung der Laufzeit. Die Laufzeit der Photoelektronen bestimmt die Drehung des Phasenwinkels innerhalb der Photozelle, und die Laufzeitstreuung ergibt die Abweichung der Phasenlage als Funktion der Ausleuchtung der Photokathode und der Schwankung der an der Photozelle liegenden Spannung. Mit anderen Worten: zu der zu messenden Strecke muß die der Laufzeit entsprechende Strecke addiert werden und die Unsicherheit dieser äquivalenten Strecke rührt von den Bahn- und Laufzeitdifferenzen der einzelnen Photozellen her.

Als einfachster Fall sei eine Photozelle mit planer Kathode und Anode betrachtet, welche einander in einem Abstand d (cm) gegenüberstehen. Unter Vernachlässigung der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen durch das absorbierte Licht ist die Laufzeit

$$t = \frac{5,1 \cdot 10^{-8} \cdot d}{\sqrt{U}} \text{ sec.}$$

Für $d = 2$ cm und $U = 100$ V, ist die Laufzeit $t = 1 \cdot 10^{-8}$ sec. Dieser Laufzeit von $1 \cdot 10^{-8}$ sec entspricht ein Lichtweg von 3 m. Für Spannungen in der Größenordnung 100 V beträgt die Elektronengeschwindigkeit rund 1 % der Lichtgeschwindigkeit, die äquivalenten Lichtwege sind demnach das 100-fache der Elektronenbahnen.

Ein Photostrom kann durch wiederholte Erzeugung von Sekundärelektronen fast beliebig verstärkt werden. Solche Sekundärelektronenvervielfacher haben z. B. bei der Fernschaufnahme und im Szintillationszähler ungemein wichtige Anwendungen gefunden, wobei die beiden genannten Aufgaben durch keine andere Art der Verstärkung gelöst werden könnten (43). Es lag nahe, den Photomultiplier auch für die elektro-optischen Verfahren zur Entfernungsmessung einzusetzen.

Wie Abb. 25 zeigt, erreicht die Verstärkung eines 10stufigen Multipliers je nach der angelegten Spannung Werte von 10^4 bis 10^8 . Die „Empfindlichkeit“ eines solchen Vervielfachers, also sein Ausgangsstrom pro Lumen, wächst wie die Verstärkung und beträgt 10 bis 10^4 A/Lumen. Die Verstärkung selbst hängt außerordentlich von der Betriebsspannung ab; bei Verdoppelung derselben steigt sie um 4 Zehnerpotenzen an.

Wird der Photostrom in einem Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt, so nimmt die Laufzeit und die Laufzeitstreuung mit der Anzahl der Vervielfacherstufen (Dynoden) zu.

Für verschiedene handelsübliche Photomultiplier gibt Abb. 26 die Laufzeiten in Abhängigkeit von der Gesamtspannung nach Messungen von R. V. SMITH (46) wieder. Die Photozelle wird hierbei mit sehr kurzen Lichtimpulsen von weniger als $1 \cdot 10^{-9}$ sec Dauer belichtet, wobei das Licht auf die Mitte der betreffenden Kathode fällt, und die ausgeleuchtete Fläche einen Durchmesser von 1,5 mm hat. Mit wachsender Stufenspannung nehmen die Laufzeiten stärker ab als mit $1/\sqrt{U}$, da die Geschwindigkeit mit $\sqrt{U}$ zunimmt und gleichzeitig die Elektronenbahnen innerhalb der Vervielfacherstufen verkürzt werden.

Die Laufzeit der Elektronen liegt für verschiedene 10stufige Photomultiplier mit 1500 V Gesamtspannung zwischen 2 bis $7 \cdot 10^{-8}$ sec; hierzu kommt die Laufzeit der Photoelektronen zwischen Kathode und erster Vervielfacherstufe mit 1 bis $2 \cdot 10^{-8}$ sec hinzu. Die gesamte Laufzeit kann demnach 4 bis $8 \cdot 10^{-8}$ sec erreichen, was je nach der Bauart des Multipliers einem Lichtweg von 12 bis 24 m entspricht. Wäre die Laufzeit und der ihr entsprechende Lichtweg zeitlich unverändert, so ließen sich für eine bestimmte Gesamtspannung der äquivalente Lichtweg einmal bestimmen und dann bei der Eichung des Gerätes berücksichtigen. Die an den Photomultiplier angelegte Spannung kann im Laboratorium auf 1 Promille und besser stabilisiert werden, im Gelände aber kaum besser als auf 1 Prozent. Daraus ergibt sich eine Unsicherheit in der Bestimmung der Laufzeit bzw. des äquivalenten Lichtweges von 6 bis 12 cm.

Die Längen der Elektronenbahnen zwischen Photokathode und Anode sind bereits in einer einfachen Photozelle um mehrere Zentimeter verschieden, und um ähnliche Beträge differieren die Bahnen innerhalb der einzelnen Stufen des Sekundärelektronenvervielfachers. Einer Arbeit von MORTON (47) sei das folgende Beispiel entnommen, das in Abb. 27 dargestellt ist. Hier sind einige Äquipotentiallinien und Elektronenbahnen in einem Schaufelvervielfacher aufgezeichnet. Der Unterschied der Laufzeit der einzelnen Bahnen wurde für verschiedene Startstellen der Dynode berechnet. Die Laufzeit für die kürzeste Bahn beträgt $3 \cdot 10^{-9}$ sec, diejenige der längsten Bahn $4,7 \cdot 10^{-9}$ sec. Bereits innerhalb einer Vervielfacherstufe betragen die Unterschiede $1,7 \cdot 10^{-9}$ sec. Hierzu kommen noch die Laufzeitunterschiede durch die verschiedenen Austrittsgeschwindigkeiten der Sekundärelektronen. Diese Anfangsgeschwindigkeiten variieren zwischen 0 bis 3 V für Elektronen mit einer Primärgeschwindigkeit von 100 V. Elektronen mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 3 V erreichen bei 100 V Beschleunigungsspannung die nächste Dynode in einer um 1,7 % kürzeren Zeit als Elektronen der Geschwindigkeit 0 V. Beide Effekte zusammen ergeben für jede Stufe des Vervielfachers eine Laufzeitstreuung in der Größenordnung $2 \cdot 10^{-9}$ sec. Die totale Streuung für einen Multiplier mit k Stufen beträgt, wie die Erfahrung gezeigt hat, nicht das k -fache, sondern wächst angenähert auf das $\sqrt{k}$ -fache an. Für einen 10stufigen Multiplier erreicht die berechnete und gemessene Laufzeitstreuung im günstigsten Fall einen Betrag von $6 \cdot 10^{-9}$ sec. Dieser entspricht einer Unsicherheit im Lichtweg von 180 cm.

Bei einem elektro-optischen Entfernungsmesser ändert das auf die Kathode fallende Licht seine Lage ständig. Der in einer Entfernung von 2 bis 20 km stehende Spiegel verschiebt infolge Bodenerschütterungen den auf die Empfangsoptik auftreffenden Lichtstrahl völlig unregelmäßig um Beträge von 1 bis 30 cm und die Konvergenzstelle des Lichtes auf der Photokathode um mehrere Millimeter. Diese unvermeidbare Bewegung des Empfangslichtes auf der Photozelle erzeugt auch bei diffuser Ausleuchtung Laufzeitunterschiede von 1 bis $4 \cdot 10^{-9}$ sec, die Wegunterschieden von 30 bis 120 cm entsprechen. Unter Berücksichtigung der unvermeidbaren Spannungsschwankungen sind diese Laufzeitunterschiede noch um etwa 20 % höher.

Bei einer Unsicherheit von 100 cm wäre die erreichte Genauigkeit bei der Vermessung einer Strecke von 10 km: $1 \cdot 10^{-4}$. Diese Unsicherheit ist unabhängig von der Frequenz der Lichtmodulation und unabhängig von dem der Photozelle nachgeschalteten Phasenmesser. Da dieser Laufzeitfehler unabhängig von der Modulationsfrequenz ist, bringt die Verwendung höherer Frequenzen keinen Vorteil. Es ist daher zwecklos, die Modulation für einen elektro-optischen Entfernungsmesser, der zur Messung einer größeren Strecke dienen soll, höher als 10^6 Hz zu wählen (für $D = 5$ km, Lichtweg = 10 km, $\lambda = 300$ m ist $n = 33$).

Anders liegen die Verhältnisse bei der Messung der Lichtgeschwindigkeit über eine Versuchsstrecke von etwa 100 m. Für diese darf die Unsicherheit in der Phasenmessung nur wenige Millimeter betragen. Photomultiplier mit der genannten Laufzeitstreuung sind also für c -Bestimmungen unbrauchbar. – Im elektro-optischen Entfernungsmesser von BERGSTRAND (48) wird ein Elektronenvervielfacher verwendet. Dieses Gerät erreicht aber erst für Strecken von mehr als 10 km eine relative Genauigkeit von $1 : 10^5$.

Der Sekundärelektronenvervielfacher bleibt für einen Szintillationszähler unersetzbar. Für einen elektro-optischen Entfernungsmesser können die von der Laufzeitstreuung verursachten Fehler durch Verwendung einer fehlerfreien Photozelle mit anschließendem Röhrenverstärker vermieden werden.

In den letzten Jahren hat der Verfasser zusammen mit W. HEIMANN, Wiesbaden eine Photozelle mit kleiner Laufzeit und extrem geringer Laufzeitstreuung entwickelt. In dieser Photozelle sind Kathode und Anode auf ebene Glas- oder Metallflächen aufgebracht, die

sich möglichst parallel und im Abstand von 1 bis 2 mm gegenüberstehen. Abb. 28 zeigt diese Zelle, deren Durchmesser etwa 20 mm beträgt. In dieser Ausführung ist die SbCs-Kathode auf eine transparente leitende Schicht, etwa Zinnoxid (Nesa), aufgedampft. Diese leitende Unterlage ist unbedingt notwendig, da eine transparente SbCs-Schicht einen Widerstand von 10^6 bis 10^7 Ohm besitzt.

Bei Verwendung der neuen Photozelle als Phasenmesser liegen etwa 200 V hochfrequenter Wechselspannung ($f = 10^6 - 10^7$ Hz) zwischen Photoschicht und der Anode aus Molybdänblech. Dabei fließen kapazitive Wechselströme von einigen Milliampere. Die Potentialdifferenz Kathode – Anode muß an allen Stellen denselben Wert haben; dies ist nur möglich, wenn der Spannungsabfall längs der Schicht kleiner als 1 V ist.

Leider ergaben sich bei Zellen dieser Bauart Schwierigkeiten in Bezug auf die Empfindlichkeit und die Lebensdauer der SbCs-Schichten. In einer neueren Ausführung wurde zwar der grundsätzliche Aufbau beibehalten, die Photokathode aber als undurchsichtige Schicht auf dem Metallzylinder aufgebracht; als Anode wurde eine leitende, transparente Metallschicht oder ein Drahtnetz verwendet. Die Empfindlichkeit dieser Zellen liegt bei 60 bis 70 $\mu\text{A/Lm}$; die spektrale Empfindlichkeit ist für transparente und undurchsichtige SbCs-Schichten etwas verschieden, wie dies bereits in Abb. 12 gezeigt wurde. – Bei Verwendung von Glühlampen und Lichtquellen ähnlicher Spektralverteilung kann die Photozelle auch eine CsO-Kathode erhalten.

Abb. 29 gibt die Kennlinie der neuen Photozelle für einen bestimmten Lichtstrom wieder. Bei 5 V angelegter Spannung ist der Photostrom gesättigt; für 0 V fließen bereits 50–70% des Sättigungsstromes.

Mit einer Gleichspannung von 100 V ist die Elektronenlaufzeit $t = 5 \cdot 10^{-10}$ sec für $d = 0,2$ cm. Stünde die Anode exakt parallel zur Kathode, so wäre die Laufzeitstreuung Null. In den bisher gebauten Zellen betrug die Abweichung von der Parallelität etwa $1/10$ mm; eine Verschiebung der Ausleuchtung um 5 mm ergab eine Änderung der Laufzeit von $1 \cdot 10^{-11}$ sec (äquivalenter Lichtweg = 3 mm).

Wird diese Photozelle selbst als Phasenmesser verwendet, so liegt an ihr eine Wechselspannung von 100 bis 200 V_{eff} . Diese ist möglichst phasengleich mit dem abgehenden Licht und wird z. B. aus der Modulationswechselspannung einer Kerrzelle durch Spannungsteilung gewonnen. Für eine sinusförmige Wechselspannung von 100 V_{eff} beträgt die Laufzeit $1 \cdot 10^{-9}$ sec, die Laufzeitstreuung etwa $2 \cdot 10^{-11}$ sec.

Eine Photozelle, deren Kathode durch einfallendes Licht Elektronen emittiert, ist für Wechselspannungen ein vollkommener Gleichrichter; der Rückstrom ist Null, d. h. der Sperrwiderstand ist unendlich, falls die Anode nicht selbst durch Cäsium aktiviert ist. Bei einer idealen Photozelle hängt der Strom in der Durchlaßrichtung sehr wenig von der angelegten Spannung ab (siehe die Kennlinie Abb. 29). Da bei angelegter Wechselspannung nur in der positiven Halbperiode Strom fließt, ist der Mittelwert des Stromes genau halb so groß als bei einer Gleichspannung von ähnlichem Wert, wenn die Gleichspannung bzw. die effektive Wechselspannung wenigstens 100 V beträgt. Solange die Laufzeit der Elektronen zu vernachlässigen ist, bleibt der Mittelwert des Stromes – konstante Belichtung vorausgesetzt – unabhängig von der Frequenz des gleichgerichteten Stromes.

Abb. 30 zeigt für die neue Photozelle den mittleren Photostrom in Funktion der Photospannung; der bereits in Abb. 29 gezeigte Teil der Kennlinie für kleine Spannungen ist hier weggelassen. Im Bereich von 10 bis 100 V steigt der Photostrom noch etwa 2% an. Wie zu erwarten, liegt der mittlere Photostrom bei 1 kHz (Kurve *b*) auf fast der Hälfte des mit Gleichspannung gemessenen Wertes; der noch vorhandene geringe Unterschied der beiden Kurven rührt vom Rückstrom her, der bei dieser Zelle etwa 3% betrug. Trotzdem

bei einem Abstand Kathode–Anode von 2 mm die Elektronen für Wechselspannungen von $100 V_{eff}$ nur Laufzeiten von $1 - 2 \cdot 10^{-9}$ sec haben, ist der Photostrom für 6 MHz (Kurve *d*) um etwa 10% geringer als bei 1 kHz; rund 10% aller Elektronen erreichen also innerhalb der positiven Hälfte der Wechselspannung ($T/2 = 8 \cdot 10^{-8}$ sec) die Anode nicht mehr. Der Abfall ist wesentlich größer, als aus dem Verhältnis der beiden Zeiten erwartet werden kann; er rührt von den an der Anode ausgelösten Sekundärelektronen her, die bei Umkehr des Feldes zur Kathode zurückfliegen.

Diese Abhängigkeit des Strom-Mittelwertes von der Frequenz kann bei Verwendung der Photozelle als Phasenmesser zu Fehlern führen, die nicht vernachlässigt werden dürfen. Bei handelsüblichen Photozellen mit einem Abstand Kathode–Anode von 20 mm wären diese Fehler etwa 10mal größer.

Ein zweiter Einfluß der endlichen Laufzeit besteht in der Abhängigkeit des Photostromes von der Ausleuchtung der Kathode. An einer Photozelle mit kugelförmiger SbCs-Kathode von 5 cm Radius und anschließendem Netzvervielfacher, dessen erste Dynode 3 cm außerhalb der Kathodenmitte lag, wurden für punktförmige und für diffuse Ausleuchtung mit demselben Lichtstrom die in Abb. 31 gezeigten Werte gemessen; die Ordinate – die Hochfrequenzspannung – entspricht dem Wechselstromanteil des verstärkten Photostromes. Bei diffuser Verteilung des Lichtes über die gesamte Kathode sind die Laufzeitunterschiede der Elektronen bei Wechselspannungen von $100 V_{eff}$ und einer Frequenz von 11 MHz 10mal größer als bei punktförmiger Ausleuchtung.

In der neuen Photozelle (Abb. 28) ist dieser Laufzeiteffekt bei $100 V_{eff}$ weniger als 3%. Trotzdem muß bei exakten Phasenmessungen die ausgeleuchtete Fläche der Kathode möglichst konstant sein; wegen der örtlichen Empfindlichkeitsunterschiede jeder Photoschicht soll das Licht auf eine Fläche von 5 bis 10 mm $\varnothing$ verteilt sein.

Photozellen mit symmetrischer Anordnung der Elektroden zeigen bei Frequenzen über 1 MHz eine Erscheinung, die als dynamische Vervielfachung oder Pendelvervielfachung bekannt ist. Es sei hierzu auf die Arbeiten von FARNSWORTH (49), ORTHUBER und STEUDEL (50) und von GEEST (51) verwiesen. Diese Vervielfachung soll nach den Messungen von GEEST (Abb. 32) besprochen werden.

Eine kugelförmige Photozelle von 5 cm Radius mit transparenter SbCs-Kathode und zentraler Anode zeigt für Wechselspannungen von 50 Hz den bereits besprochenen Abfall des mittleren Stromes auf die Hälfte gegenüber dem Wert bei Gleichspannung. Bei unverändertem Lichtstrom und konstanter Spannung nimmt mit wachsender Frequenz der Mittelwert des Stromes ab; bei 7 MHz beträgt er – für einen Elektronenweg von etwa 4 cm – nur noch 30% des Gleichstromwertes. Eine weitere Erhöhung der Frequenz ergibt jedoch nicht, wie man erwarten würde, eine weitere Abnahme des Photostromes; bei 11 MHz sind die Stromwerte bereits wieder größer als bei 50 Perioden und erreichen bei 12 MHz mehr als den 3fachen Betrag des mit Gleichspannung gemessenen Wertes. Erhöht man die Frequenz der Wechselspannung über 12 MHz hinaus, dann fällt der mittlere Strom sehr rasch wieder ab. Diese dynamische Vervielfachung erreicht ihren Höchstwert bei einer Frequenz, für welche die Dauer einer halben Periode mit der Elektronenlaufzeit übereinstimmt. Die an der Anode ausgelösten Sekundärelektronen werden in der zweiten Halbperiode zurück zur Kathode beschleunigt und erzeugen dort erneut Sekundärelektronen usw. Die Pendelvervielfachung erregt sich bei einer gegebenen Frequenz nur für eine bestimmte effektive Wechselspannung; für eine höhere Wechselspannung würde an der gleichen Photozelle die Resonanz erst bei einer höheren Frequenz eintreten.

Der Maximalwert des vervielfachten Stromes ist nur durch den Schichtwiderstand der SbCs-Kathode begrenzt. Mit CsO-Schichten auf Silber kann der vervielfachte Strom viele

Milliampere erreichen. – Eine in Bezug auf die Elektronenbahnen symmetrisch aufgebaute Photozelle erregt sich auch ohne Belichtung, und die Ströme haben die gleichen, nur vom Schichtwiderstand oder einem äußeren Vorwiderstand abhängigen Werte.

Derartige Photozellen sind im Bereich der geschilderten Pendelvervielfachung für Licht- und Phasenmessungen völlig unbrauchbar. Jede Photozelle, die als Phasenmesser in einem elektro-optischen Entfernungsmesser eingesetzt werden soll, muß zuvor auf die beschriebene Pendelvervielfachung untersucht werden.

Bei der neuentwickelten Photozelle setzt die Pendelvervielfachung wegen der kleinen Abstände Kathode-Anode erst bei Frequenzen ein, die höher sind als die in den Distanzmessern verwendeten höchsten Modulationsfrequenzen (Abb. 33). Im Bereich von 0 bis 50 MHz nimmt der Photostrom monoton ab und steigt dann langsam an; eine Resonanz durch Pendelvervielfachung, wie sie bei der Kugelzelle von 5 cm Radius bei 12 MHz beobachtet wurde, wäre erst bei mehr als 200 MHz zu erwarten. In dem Bereich, in dem der Photostrom mit wachsender Frequenz abnimmt, kann die Photozelle als Phasenmesser eingesetzt werden. Wird die Entfernungsmessung mit festen Modulationsfrequenzen oder mit Variation der Frequenz in einem engen Bereich ausgeführt, so ist die Frequenzabhängigkeit des Photostromes ohne Bedeutung.

J. PHASENMESSUNG

Von der Vielzahl der elektrischen Verfahren zur Phasenmessung sollen hier nur diejenigen diskutiert werden, die bereits in ϵ -Bestimmungen oder in elektro-optischen Entfernungsmessern Anwendung gefunden haben.

1. Synchronverschluß mit visueller Messung der Helligkeit des zurückkommenden Lichtes

In der Einleitung wurde bereits beschrieben, wie in der klassischen Methode von FIZEAU das rotierende Zahnrad zur Lichtmodulation und zur Phasenmessung des zurückkommen- den Lichtes dient. Die Genauigkeit der visuellen Bestimmung eines Lichtminimums erreicht bestenfalls einige Prozent. Um das Minimum zu erfassen, muß die Drehzahl der Lochscheibe (Modulationsfrequenz) geändert werden. Im allgemeinen wird man die zu Punkten gleicher Helligkeit vor und nach dem Lichtminimum gehörenden Drehzahlen messen. Da aber die Änderung der Drehgeschwindigkeit einer Scheibe einige Sekunden in Anspruch nimmt, handelt es sich um eine „Photometrierung aus der Erinnerung“.

Eine photometrische Anordnung, bei der das vom Synchronverschluß durchgelassene Licht mit einer Fläche „konstanter“ Helligkeit verglichen wird, würde wahrscheinlich die Meßgenauigkeit erheblich verbessern. Da aber das Meßlicht durch atmosphärische Einflüsse ständig in seiner Intensität schwankt, müßte die Vergleichsfläche durch einen Teil des Empfangslichtes beleuchtet sein, das die Strecke, nicht aber den phasenmessenden Verschluß durchlaufen hat.

Ein Synchronverschluß ist nur dann als Phasenmesser geeignet, wenn er innerhalb eines bestimmten Augenblickes an allen Stellen die gleiche Durchlässigkeit besitzt, wenn also, wie beim Lichtmodulator, keine örtlichen Phasenunterschiede bestehen. Wie bei Betrachtung

tung der Lichtmodulatoren gesagt wurde, gibt es nur wenige Verfahren, welche diese Forderung streng erfüllen. Bei der Lochscheibe von FIZEAU werden die Randzonen der in der Ebene des Rades abgebildeten Lichtquelle zeitlich verschieden freigegeben; hat das Bild der Lichtquelle die gleiche Größe wie ein Zahn, so sind die Randzonen gegenphasig moduliert.

Die Lochscheibe ist also als Modulator und als Phasenmesser gleich wenig geeignet. Jede Änderung der Lichtverteilung durch Abschneiden eines Teiles des Lichtes ändert die Phase.

Im Vergleich zum Zahnrad sind die Phasenfehler einer Kerrzelle mit geringer Schichtung um 2 Größenordnungen kleiner. In der Methode KAROLUS-MITTELSTÄDT, in der das mechanische Zahnrad durch die Kerrzelle als Lichtmodulator und als Phasenmesser ersetzt war, lassen sich die symmetrisch zum Lichtminimum liegenden Frequenzwerte sehr rasch im Bruchteil einer Sekunde durchlaufen, da die Änderung der Sendefrequenz über die Veränderung der Kapazität des Schwingkreises erfolgt. Trotzdem betrug der Fehler in der Erfassung des Minimums etwa 1 %, in erster Linie weil das Lichtminimum wegen der Schichtung der Kerrzelle und den örtlichen Unterschieden der Phasenwerte an jeder Stelle des Gesichtsfeldes bei einer verschiedenen Frequenz eintritt.

Durch ein Kompensationsverfahren gelang es KAROLUS und MITTELSTÄDT, den Meßfehler auf 1 Promille zu verringern. Dabei liegt die phasenmessende Kerrzelle, wie im Abschnitt C beschrieben, elektrisch parallel mit der modulierenden Zelle, aber das elektrische Feld wird um 90° gegenüber der Modulationszelle gedreht. In dieser Anordnung heben sich die Doppelbrechungen in beiden Zellen auf, unabhängig von der Höhe und dem zeitlichen Verlauf der angelegten Wechselspannung. Das aus dem Analysator austretende Licht ist Null, solange der Phasenunterschied des Lichtes in beiden Zellen vernachlässigbar klein ist oder falls der Lichtweg zwischen modulierender Kerrzelle und phasenmessender Kerrzelle eine Phasenverzögerung von einer oder n ganzen Perioden erzeugt.

Schwankungen der Lichtquelle, Schwankungen der Absorption auf dem Lichtweg und dgl. sind bei dieser Phasenmessung ohne Einfluß auf die Meßgenauigkeit. – Aber auch bei der Methode der gekreuzten Kerrzellen stört die Schichtung des doppelbrechenden Mediums, und dies um so mehr, je kleiner man den Elektrodenabstand der Kerrzelle wählt (damals 3 mm).

2. Synchronverschluß mit Photozelle zur Bestimmung des Lichtminimums

Bereits bei den Messungen von MITTELSTÄDT war geplant, das Lichtminimum durch eine objektive Helligkeitsmessung zu bestimmen (siehe Diss., p. 311). Eine Sperrschicht-Photozelle oder eine Photozelle mit Sekundärelektronenvervielfacher mißt dabei nur den Betrag des Lichtstromes, nicht seine Phase. Die Laufzeitfehler eines Sekundärelektronenvervielfachers wären ohne Einfluß auf die Meßgenauigkeit.

Dieser Weg wurde aber nicht weiter verfolgt, als erkannt wurde, daß die Kerrzelle Unsicherheiten in der Phasenmessung mit sich bringt, die durch keine objektive Messung des Lichtstromes beseitigt werden können. Mit einer fehlerfreien Kerrzelle könnte ein Synchronverschluß mit objektiver Lichtmessung bereits in der ersten Ordnung eine Genauigkeit von $1 : 10^4$ erreichen.

Neuerdings haben V. A. WELITSCHKOV und Mitarbeiter (52) einen elektro-optischen Entfernungsmesser beschrieben, in dem mit 2 parallelen Kerrzellen und einer Photozelle dieser alte Vorschlag verwirklicht ist.

3. Photozelle zur vektoriellen Addition zweier modulierter Lichtströme

In der Anordnung von ANDERSON (53) fällt amplitudenmoduliertes Licht aus zwei verschiedenen Spiegelstellungen, also mit bestimmtem Phasenunterschied gleichzeitig in die Photozelle. An der Photozelle liegt eine Gleichspannung, im Anodenstrom der Photozelle ein auf die Modulationsfrequenz abgestimmter Schwingkreis (Abb. 34). Die Wechselspannungsamplitude an diesem Resonanzkreis erreicht ein Maximum, wenn die beiden gleichzeitig einfallenden Lichtströme phasengleich sind, bzw. wird ein Minimum bei Gegenphasigkeit. Der Wechselstromanteil im Photostrom verschwindet ganz, wenn die Beträge gleich groß und die Phasen um π verschoben sind. Dieses Minimum wurde von ANDERSON mittels eines handelsüblichen Hochfrequenzempfängers gemessen, in welchem durch Überlagerung der Hochfrequenz mit der Schwingung eines zweiten Oszillators eine niederfrequente Differenzfrequenz gebildet wurde; das Verschwinden dieser Tonfrequenz diente dann als Maß für den Nullabgleich der beiden Lichtströme.

Die Fehlerquelle in der von ANDERSON entwickelten Methode zur Phasenmessung liegt in der Laufzeit bzw. der Laufzeitstreuung der Photozelle. Tatsächlich addieren sich nicht die beiden Lichtströme vektoriell, sondern die von den Lichtströmen ausgelösten Photoelektronen. Der resultierende Photostrom hängt, wie dies im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, bei ANDERSON von der Ausleuchtung der Photokathode und den Laufzeitdifferenzen der an verschiedenen Stellen der Kathode ausgelösten Elektronen ab. Die Methode von ANDERSON kann im Laboratorium solange genaue Ergebnisse liefern, als sich die Intensitäten der beiden Lichtströme (naher Spiegel am Anfang der Meßstrecke, ferner Spiegel am Ende der Meßstrecke) nach einem einmaligen Abgleich nicht ändern, und die Laufzeitfehler der Photozelle genügend klein sind.

Als elektro-optischer Entfernungsmesser für Strecken von einigen Kilometern ist ein solcher Amplitudenabgleich der Lichtbeträge unmöglich, da die Intensität des Meßlichtes ständig schwankt; eine einwandfreie Phasenmessung muß von der Intensität des Meßlichtes unabhängig sein. Selbst Schwankungen des Lichtes im Verhältnis 1 : 10 dürfen auf die Phase keinen größeren Einfluß haben als die zugelassene Unsicherheit.

4. Photozelle als phasenabhängiger Gleichrichter

Die im Jahr 1936 vom Verfasser vorgeschlagene und von A. HÜTTEL (21) in den Jahren 1936–1939 durchgeführte Phasenmessung ist von der Methode ANDERSONS grundsätzlich verschieden. ANDERSON legt an die Photozelle eine Gleichspannung; in den Messungen von HÜTTEL wird eine Wechselspannung an die Zelle gelegt, deren Frequenz mit derjenigen des Lichtes übereinstimmt.

Die optische und elektrische Anordnung HÜTTELS zeigt Abb. 35. Das Licht einer Lichtquelle L wird durch die Kerrzelle KZ sinusförmig moduliert. Die Wechselspannung des Hochfrequenzgenerators HF in Höhe von 2 kV_{eff} liegt über einen Trennkondensator C an der Kerrzelle, zusammen mit einer Gleichspannung von $+7\text{ kV}$, die den Arbeitspunkt definiert. Ein Teil der Wechselspannung des Generators liegt über einen kapazitiven oder ohmschen Spannungsteiler an der Photozelle. Die Frequenz des Senders betrug bei den Messungen HÜTTELS 7–12 MHz und war in diesem Bereich kontinuierlich

veränderlich. Wegen der Trägheitslosigkeit des Kerreffektes besteht zwischen moduliertem Licht und Wechselspannung keine Phasenverschiebung. Die an die Photozelle gelegte Bezugsspannung ist demnach mit dem abgehenden Licht der Anordnung in Phase. Der am Drehspulinstrument gemessene Photostrom J_{ph} ist von der Phasenlage und vom Betrag des zurückkommenden Lichtes gegenüber der Wechselspannung abhängig. Dieser Betrag kann sich beim Verschieben des Spiegels S ändern, falls wegen der Divergenz des Lichtes nur ein Teil desselben in die Empfangsoptik zurückgelangt. Da zudem der Lichtstrom nicht über lange Zeit als konstant angenommen werden kann, muß vor jeder Phasenmessung zuerst die Lichtintensität unabhängig von der Phase auf den gleichen Betrag gebracht werden. Dazu wird über einen Umschalter Sch eine Gleichspannung von 200 V an die Photozelle gelegt und über eine – nicht gezeichnete – Blende oder einen Graukeil der Strom während der ganzen Messung konstant gehalten.

Der durch eine Kerrzelle modulierte Lichtstrom folgt der Beziehung:

$$i = J_m + J_0 \cdot \sin \omega t,$$

dabei ist J_m der unveränderliche Mittelwert des Lichtes, der durch die Ruhevorspannung ($0,7 U_H$) erzeugt wird und J_0 der Scheitelwert des Wechselstromanteiles des Lichtes.

Der Photostrom läßt sich als Integral über eine Halbperiode wie folgt schreiben:

$$J_{ph} = \int_0^{T/2} i dt = \int_0^{T/2} [J_m + J_0 \sin (\omega t + \varphi)] dt = \frac{J_m}{2} + J_0 \int_0^{T/2} (\sin \omega t + \varphi) dt.$$

Der arithmetische Mittelwert wird nach einigen Umformungen erhalten als

$$J_{ph} = \frac{J_m}{2} + J_0 \cdot a \sin \left(\frac{\omega t}{2} + \varphi \right),$$

worin $a = \frac{2}{\omega} \sin \frac{\omega t}{2}$ gesetzt ist.

Bei zeitlich veränderlicher Photospannung muß die Stromspannungs-Kennlinie der Photozelle berücksichtigt werden. Nur mit einer Photozelle, wie sie im Abschnitt H besprochen wurde, die bereits mit einigen Volt gesättigt ist, wird der Photostrom unabhängig von der Höhe der Photospannung und hat während der Durchlaßzeit den Verlauf des Lichtstromes. Abb. 36 gibt für sinusförmig modulierte Licht den Photostrom für verschiedene Durchlaßphasen der neuen Photozelle wieder. In Kurve a ist der Phasenwinkel φ zwischen Licht und Stromfluß Null, für Kurve b ist $\varphi = \pi$, und für Kurve c und d ist $\varphi = \pm \pi/2$. Für $\varphi = \pm \pi/2$ ist der Mittelwert des Photostromes derselbe; diese Gleichheit kann zur exakten Erfassung der Phasenverschiebung verwendet werden.

Abb. 37 zeigt schließlich den Verlauf des arithmetischen Mittelwertes des Photostromes als Funktion von φ . Bei konstantem Betrag und Modulationsgrad des Lichtes ist der arithmetische Mittelwert des Photostromes ein eindeutiges Maß für die Phasenlage des Lichtes zur Wechselspannung. Die beiden Kurven der Abb. 37 entsprechen zwei verschiedenen Durchlaßwinkeln D der Photozelle; für $D = \pi$ ist die Zelle während einer halben Periode geöffnet, entsprechend der Darstellung in Abb. 36. Für $D = \pi/2$ ist die Wechselspannung an der Photozelle so umgeformt, daß der Stromfluß auf die halbe positive Periode beschränkt ist.

Ändert man bei festgehaltener Modulationsfrequenz den Lichtweg, so nimmt φ periodisch alle Werte zwischen 0 und 2π an, und der Lichtstrom variiert angenähert sinusförmig

als Funktion des Lichtweges. Aus dem Abstand zweier Punkte gleicher Phase erhält man die Wellenlänge und daraus bei bekannter Frequenz die Lichtgeschwindigkeit in Luft. Bei sinusförmiger Modulation wird man die Punkte gleicher Phase nicht in das Lichtmaximum oder -minimum verlegen, sondern an die Stellen der größten Steilheit.

Die Unsicherheit in der Phasenmessung ist bei der Methode KAROLUS-HÜTTEL durch die Genauigkeit gegeben, mit der sich der Photostrom messen läßt. Wird hierfür ein Präzisions-Gleichstrominstrument verwendet, so bildet der Ablesefehler dieses Instrumentes die Grenze der Meßgenauigkeit, vorausgesetzt, daß zwischen den Messungen mit Gleichspannung und Wechselspannung die Intensität des Lichtes und dessen Modulationsgrad unverändert blieben. Die Laufzeit der Photoelektronen geht dann nicht in die Messungen ein, wenn die Wellenlänge aus dem Abstand zweier Punkte gleicher Phase, also aus dem Abstand zweier Spiegelstellungen bestimmt wird. Bei der seinerzeit von HÜTTEL verwendeten Photozelle (Maschenzelle der Fa. Preßler, Leipzig, mit einem Abstand Kathode-Anode von 1–2 cm) war der Meßfehler durch die Laufzeitstreuung der Elektronen in dieser Zelle bestimmt. Die Messungen waren erst dann reproduzierbar, wenn die Lichtverteilung auf der Kathode bei jeder Spiegelstellung übereinstimmte. Dies wurde von HÜTTEL durch Vorsetzen einer streuenden Mattscheibe vor die Photozelle mit entsprechendem Lichtverlust erreicht. Um von den Schwankungen der Lichtquelle frei zu werden, wurde eine periodische Umschaltung der Photozelle von Gleich- auf Wechselspannung geplant, aber nicht durchgeführt.

Der Verfasser hat 1938 folgende Änderung der Phasenmessung vorgeschlagen: die an der Photozelle liegende Wechselspannung wird periodisch um 180° gedreht. Dazu dient ein rotierender Umschalter oder ein Relais, das etwa 25mal pro Sekunde die Photozelle mit den gegenphasigen Punkten *A* und *B* des Schwingkreises in Abb. 38 verbindet. Bei Umkehrung der Phase um 180° bleibt der mittlere Photostrom unverändert, wie aus den Kurven *c* und *d* der Abb. 36 zu ersehen ist, wenn zwischen Licht und Wechselspannung ein Gangunterschied von 90° besteht. Für alle die Lichtwege, die $\frac{1}{4}$ einer Wellenlänge bzw. einem Vielfachen von $\lambda/4$ entsprechen, verschwinden in einem dem Photowiderstand nachgeschalteten Niederfrequenzverstärker alle Wechselstromanteile der Schaltfrequenz. Mißt man den niederfrequenten Wechselstrom mit einem phasenabhängigen Gleichrichter, so geht der Ausschlag des Meßinstrumentes bei der oben genannten Phase durch Null.

In Versuchen, die auf Veranlassung des Verfassers von H. MENDE 1938–1940 durchgeführt wurden, konnte in erster Ordnung eine Meßgenauigkeit von $1 : 10^4$ erhalten werden. Grundsätzlich ist die Meßgenauigkeit bei periodischem Wechsel der Phasenlage doppelt so groß als in der zuvor besprochenen Anordnung KAROLUS-HÜTTEL. Überdies ist die Methode von der Intensität des Lichtes, also auch von allen Schwankungen der Lichtquelle und der Absorption des Lichtes auf der Strecke unabhängig.

In den Jahren 1941–1949 hat E. BERGSTRAND (22) eine Methode zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit entwickelt, die zum ersten Mal in einem technischen elektro-optischen Entfernungsmesser, dem Geodimeter, Anwendung gefunden hat. Abb. 39 gibt das Schema der optischen und elektrischen Anordnung von BERGSTRAND wieder. Die Lichtmodulation erfolgt wie in den vorangegangenen c -Bestimmungen mit einer Kerrzelle, die Phasenmessung mit einer Photozelle bzw. einem Photomultiplier mit angelegter Wechselspannung analog dem Verfahren KAROLUS-HÜTTEL. Das Neue in der Phasenmessung von BERGSTRAND besteht darin, daß das in der Kerrzelle modulierte Licht periodisch seine Phasenlage um 180° ändert. An Stelle der üblichen Gleichvorspannung liegt an der Kerrzelle eine rechteckförmige Wechselspannung in Höhe von 5 kV Scheitelwert. Mit dem Umpolen der Vorspannung ändert sich periodisch die Phasenlage des hochfrequent

modulierten Lichtes. Dieses ist bei BERGSTRAND mit einer festen Frequenz von 10 MHz moduliert. Der Nullabgleich besteht bei konstanter Modulationsfrequenz in der Bestimmung desjenigen Lichtweges, bei dem die Umschaltfrequenz 50 Hz verschwindet. Für eine Modulation mit 10 MHz wird erstmals für einen Lichtweg von 7,5 m, also einen Spiegelabstand von 3,75 m die Nullbedingung erfüllt, denn für diesen Lichtweg beträgt der Phasenunterschied zwischen Start- und Empfangslicht 90° . Vergrößert man bei fester Modulationsfrequenz den Lichtweg, dann wiederholen sich im Abstand von 7,5 m ($\lambda/4$) die Nullstellen.

Im allgemeinen kann der ferne reflektierende Spiegel an eine Null-Stelle gebracht werden. Ist dies nicht exakt zu erreichen, so ändert BERGSTRAND die Frequenz des Steuerquarzes um relativ geringe Beträge oder ergänzt innerhalb der optischen Anordnung den Lichtweg durch eine „Lichtschleife“, bis der Nullabgleich erfüllt ist. Als Empfangs-Photozelle verwendet BERGSTRAND einen 9stufigen Photomultiplier und führt die Meßwechselspannung zwischen Anode und letzter Dynode ein. Alle Laufzeitfehler des Vielfachers gehen voll in die Messung ein.

Als systematische Fehlerquelle diskutiert BERGSTRAND die Inhomogenität der Feldverteilung in der Kerrzelle. Wie früher ausgeführt wurde, hängt bei einer Kerrzelle die Aufhellung nach Betrag und Phase von der Lage des Lichtbüschels innerhalb des elektrischen Feldes ab. Lichtbüschel, die die Kerrzelle in Elektrodennähe passieren, geben nach Messungen von BERGSTRAND Lichtwege, die symmetrisch zur optischen Achse um ± 30 cm gegenüber den axialen Büscheln differieren. Unter Voraussetzung dieser Symmetrie glaubt BERGSTRAND die Fehler der Schichtung durch eine Vertauschung der Zuleitungen zur Kerrzelle eliminieren zu können. Wie aber bereits von MITTELSTÄDT, von HÜTTEL und durch neuere Messungen des Verfassers festgestellt wurde, verläuft die Schichtung durchaus nicht symmetrisch zu den Elektroden (siehe Abb. 14 und 15). Sie ist zudem zeitlich nicht konstant, sondern ändert sich mit der Temperatur des Nitrobenzols, der angelegten Spannung, der Reinheit des Nitrobenzols usw.

Das auf die Empfangsoptik treffende Licht zeigt über seinen Querschnitt eine ähnliche Phasenverteilung wie das aus der Kerrzelle austretende Licht. Da der Empfangs-Hohlspiegel nur einen Teil des zurückkommenden Lichtes erfassen kann, hängt die gemessene Phase von der zufällig ausgeblendeten Zone des Empfangslichtes ab.

5. Elektrische Messung bestimmter Phasenlagen ($\varphi = 90^\circ$, 180° oder 360°)

Das zuletzt besprochene Verfahren der Phasenmessung, das als phasenabhängiges Organ eine Photozelle verwendet, deren Wechselspannung periodisch umgepolt wird, ist bereits ein Beispiel für die Messung einer bestimmten Phasenlage. Nur wenn zwischen dem sinusförmigen Lichtstrom und der Wechselspannung eine Phasenverschiebung von $\pm 90^\circ$ besteht, bleibt der Mittelwert des Photostromes bei der Umpolung unverändert. Elektrische Verfahren zur Messung bestimmter Phasenlagen, meist von $\varphi = 0$ oder $\varphi = \pi$, werden in der Radartechnik weitgehend verwendet.

Mißt man die Phasenlage zwischen abgehendem und zurückkommendem Licht auf elektrischem Wege, analog dem in Abb. 1 gezeigten Schema, dann werden die beiden Lichtströme durch Photozellen mit möglichst kleinen Laufzeitfehlern in phasengleiche Elektronenströme umgewandelt. Der Phasenwinkel zwischen den beiden Strömen oder Spannungen kann z. B. aus dem Abstand aufeinanderfolgender Nulldurchgänge erhalten

werden. Die beiden Spannungen werden mittels eines Zweistrahls-Oszillographen oder eines Kathodenstrahl-Oszillographen mit periodischer Umschaltung so auf den Leuchtschirm der Röhre geschrieben, daß bei gemeinsamer Zeitablenkung der Abstand der Nulldurchgänge möglichst genau ausgemessen werden kann. Der Ablesefehler kann durch Dehnung der Ablenkung auf etwa 1 Promille gebracht werden.

Erzeugt man in bekannter Weise aus den sinusförmigen Wechselströmen durch Begrenzung und Differentiation Impulse, so kann deren Abstand auf dem Kathoden-Oszillographen auf etwa $1 : 10^4$ erhalten werden. Es muß jedoch streng geprüft werden, ob die Lage der Impulse mit den Nulldurchgängen der sinusförmigen Ströme übereinstimmt und durch Amplitudenänderungen nicht beeinflußt wird.

In der Kernphysik wurden zahlreiche Schaltungen zur Feststellung der Koinzidenz zweier Ereignisse entwickelt. Diese Schaltungen sind alle als Phasenmesser geeignet. Hat eine bestimmte Röhrenanordnung eine Unsicherheit in der Koinzidenz von $1 \cdot 10^{-10}$ sec, so entspricht dies einer Unsicherheit in der zu messenden Strecke von 3 cm. Dies dürfte die heute erreichte Grenze solcher Verfahren sein.

Bei Anwendung einer solchen Koinzidenzschaltung muß die Meßfrequenz variiert oder die Strecke optisch geändert oder ergänzt werden, bis Koinzidenz eintritt.

6. Verfahren, um φ auf 180° oder 360° zu ergänzen

Die Impulse oder die sinusförmigen Wechselspannungen können durch elektrische Laufzeitketten oder akustische Leitungen meßbar verschoben werden. Im allgemeinen erreichen aber derartige Anordnungen nicht entfernt die in elektro-optischen Distanzmessern geforderten Genauigkeiten.

Im Geodimeter von BERGSTRAND werden elektrische Laufzeitketten zur Ergänzung der Phasenverschiebung zu einem festen Winkel verwendet. Diese werden aber nach jeder Messung durch eine optische Schleife nachgeeicht.

Ein Entfernungsmeßgerät mit einer optischen Hilfsstrecke als Ausgleich ist von C. E. GRANQVIST beschrieben worden (54). Angaben über die konstruktive Durchbildung derartiger Präzisions-Phasenschieber und ihre Fehlergrenzen können Veröffentlichungen von W. MESSERSCHMIDT (55) und dem Buche von B. CHANCE über Zeitmessung (56) entnommen werden.

7. Elektrische Messung aller Phasenwinkel von 0 bis 360°

Die in der Hochfrequenztechnik erprobten Verfahren findet man in den bereits zitierten Büchern von B. CHANCE: *Electronic Time Measurements* (56) und bei F. E. TERMAN und J. M. PETTIT: *Electronic Measurements* (42). Von neueren Verfahren sei nur auf die Arbeiten von A. v. WEEL (57), Y. P. YU (58) und E. R. KRETZMER (59) verwiesen.

Die von KRETZMER entwickelte Methode sei etwas eingehender besprochen, da sie in einem technischen Phasenmesser verwendet wird. Das Prinzip dieses Phasenmessers ist aus den Abb. 40 und 41 B ersichtlich. Die Eingangsspannungen X und Y werden durch mehrstufige Begrenzer in Rechteckimpulse umgeformt; die Flanken dieser Rechtecke markieren die ursprünglichen Nulldurchgänge. Aus den Rechtecken werden durch Diffe-

rentiation positive (oder negative) Impulse abgeleitet, die einen bistabilen Multivibrator (Flip-Flop) zum Umkippen bringen. Befindet sich der Multivibrator ursprünglich im Zustand *A* (Röhre 1 stromführend), so kippt er beim Eintreffen des ersten Impulses, der den Nulldurchgang des ersten Signales kennzeichnet, in den Zustand *B* (Röhre 2 stromführend). Der nächste Impuls, der den Nulldurchgang des zweiten Signales markiert, läßt ihn in den ursprünglichen Zustand *A* zurückkippen. Damit befindet sich der Multivibrator vom Nulldurchgang des ersten Signales bis zum Nulldurchgang des zweiten Signales im Zustand *B* und in der Röhre 2 fließt nur während dieser Zeit Anodenstrom; im Zustand *A* ist sie stromlos. Der zeitliche Mittelwert des Anodenstromes über eine Periode ist damit direkt proportional der Phasendifferenz zwischen den beiden Signalen und die Meßgröße kann durch ein Drehspul-Instrument als Strommesser unmittelbar angezeigt werden. Diese Art der Messung ist weitgehend unabhängig von Amplitude und Frequenz der Eingangsspannungen.

Die Genauigkeit des beschriebenen Phasenmessers ist durch den Ablesefehler des Drehspul-Instrumentes begrenzt. Von KRETZMER wird als Genauigkeit der Phasenmessung im Bereich von 20 Hz bis 100 kHz 1 %, also $3,5^\circ$ angegeben. – Ersetzt man die direkte Anzeige durch ein Kompensationsverfahren, dann kann der Phasenwinkel bis auf $1 : 10^4$, also bis auf wenige Winkelminuten genau erhalten werden, falls die Begrenzung unabhängig von der Amplitude der Eingangssignale ist. Von den am Phasenmesser liegenden Eingangssignalen ist nur eines konstant, nämlich die der Bezugs-Photozelle entnommene Spannung. Das zweite Signal aus der Meß-Photozelle kann kurzzeitig Schwankungen bis zu 10 db ausführen, verursacht durch Änderungen der Atmosphäre, Verschiebung der Einfallsrichtung usw. Langsame Pegeländerungen des Eingangssignales, verursacht durch Sichtänderungen, können im Verstärker oder im Photomultiplier nachgeregelt werden. Die kurzzeitigen Schwankungen müssen im Begrenzer des Phasenmessers eliminiert werden.

8. Transponierung der Phasenmessung in einen anderen Frequenzbereich

Das im Abschnitt J, 4 behandelte Verfahren zur Phasenmessung gehört streng genommen bereits in das folgende Kapitel. Eine Photozelle im Empfänger des Distanzmessers, die mit dem hochfrequent modulierten Meßlicht belichtet wird, und deren Anodenstrom aus der Modulationswechselspannung des Senders besteht, erzeugt einen Gleichstrom, dessen Mittelwert ein eindeutiges Maß für die Phasenverschiebung zwischen zwei sinusförmigen Vorgängen der gleichen Frequenz ist. Die hochfrequente Phasenmessung wird also auf eine Gleichstrommessung zurückgeführt.

Ist der Lichtstrom mit einer Frequenz höher als 1 MHz moduliert, dann kann die Transponierung der Phasenmessung in den Frequenzbereich von 1–10 kHz einige Vorteile bringen. Der Meßfehler von Koinzidenz-Schaltungen und von direkten Phasenmessern ist im niederfrequenten Gebiet kleiner, die Verstärkung für jede Stufe größer, und der Aufbau des gesamten Verstärkers wesentlich einfacher als bei etwa 1 MHz.

Nachteile der Transponierung sind: die Meßfrequenz und die Überlagerungsfrequenz müssen quarzstabilisiert sein und das Meßverfahren muß dieser starren Modulationsfrequenz angepaßt werden (siehe Abschnitt J, 7).

Die Verschiebung der Phasenmessung durch Überlagerung ist in der Hochfrequenztechnik seit langem bekannt. Auch KRETZMER (59) empfiehlt die Erweiterung des Meßbereiches des von ihm entwickelten Phasenmessers für Schwingungen, die höher als

100 kHz sind, durch Transponierung. Die Phasenverschiebung der beiden Ausgangssignale bleibt in den durch Schwebung erzeugten beiden Tonfrequenzen erhalten, falls der Überlagerer für beide derselbe ist. Dieser gemeinsame Schwebungs-Oszillator braucht grundsätzlich nicht konstant zu sein. Zur sauberen Trennung der Ausgangsfrequenz und der entstehenden Modulationsprodukte ist aber ein auf die Differenzfrequenz, z. B. auf 1000 Hz, abgestimmter Resonanzkreis unentbehrlich. Jede Schwankung der Differenzfrequenz verursacht am Resonanzkreis eine Phasendrehung.

Arbeitet der Lichtmodulator mit der Frequenz 1000 kHz, der Überlagerer mit der Frequenz 999 kHz, so gehen alle Frequenzschwankungen der beiden Wechselströme mit ihrem vollen Betrage in die Differenzfrequenz von 1 kHz ein. Nun muß aber die Differenzfrequenz selbst auf $1 : 10^5$ konstant sein, falls die Phase bei der üblichen Güte des Resonanzkreises auf $1 : 10^4$ definiert sein soll. Dies ist nur möglich, wenn die beiden Schwingungen von 1000 kHz und 999 kHz eine Konstanz von $1 : 10^8$ besitzen. Dies kann durch Schwingquarze erreicht werden; doch wird der Aufwand durch Spannungsstabilisierung, Thermostaten usw. erheblich.

Wird die Überlagerungsfrequenz (999 kHz) durch Frequenzteilung und Vervielfachung aus der Modulationsfrequenz (1000 kHz) erzeugt, dann bleibt auch die Differenzfrequenz von 1 kHz so konstant wie die Frequenz des Ausgangsquarzes.

Bei elektro-optischen Distanzmessern erfolgt die Transponierung der Phasenmessung am einfachsten dadurch, daß die Überlagerungsfrequenz an der phasenmessenden Photozelle angelegt wird. Bei Verwendung eines Photomultipliers führt man die Überlagerungsspannung am besten zwischen Photokathode und erster Dynode ein. In diesem Zusammenhang sei auf die Arbeit von GEEST (61) über die Einführung einer Trägerfrequenz an einem Sekundäremissions-Vervielfacher hingewiesen.

K. NUTZSIGNAL, RAUSCHQUELLEN UND VERHÄLTNIS: SIGNAL/RAUSCHEN

Die Frage, wie groß das Verhältnis Signal/Rauschen (S/N) für eine Phasenmessung mit bestimmter Genauigkeit sein muß, wurde bisher – soweit dem Vortragenden bekannt ist – weder allgemein noch für die speziellen Bedingungen der elektro-optischen Distanzmessung untersucht. Die Schwingungslehre definiert den Phasenunterschied zwischen zwei periodischen Vorgängen gleicher Frequenz aus den Abständen der Nulldurchgänge. Diese Abstände können beliebig genau gemessen werden, solange die Schwingungen ungestört sind, d. h. solange der Klirrfaktor der Schwingungen klein oder für beide gleich ist, und solange keine unregelmäßigen Störungen – also kein Rauschen – den Nulldurchgängen überlagert ist. Der Klirrfaktor des Meßlichtes beträgt immer einige Prozent. Wird ein Teil des Lichtes abgeschnitten, so sind die Klirrfaktoren von Sende- und Empfangslicht nicht mehr gleich, sobald der Modulationsgrad und die Modulationsphase der optischen Bündel verschieden sind.

Das Rauschen, das im Folgenden nach seinen Ursachen getrennt diskutiert werden soll, ist zusammen mit den Klirrfaktoren für die Unsicherheit der Phasenmessung verantwortlich.

Für ein Nutzsinal der Größe S und ein Rauschsignal N bestimmt nach den bisherigen Erfahrungen das Verhältnis S/N die Unsicherheit der Phasenmessung und gleichzeitig die Grenze der erreichten Genauigkeit des Distanzmessers.

Das Nutzsignal eines elektro-optischen Entfernungsmessers wird durch die Größe und den Modulationsgrad des Photostromes im Empfänger gemessen. Dieser selbst ist dem in die Photozelle einfallenden Nutzlicht und der Empfindlichkeit der Photoschicht proportional.

Der Lichtstrom am Austritt aus der Sendeoptik beträgt bei Verwendung einer leuchtenden Fläche oder eines Spaltes von $0,3 \times 0,3$ mm und $B = 1400$ (Glühlampe) bei einem Öffnungsverhältnis der Optik von 1 : 8 rund ein Hundertstel Lumen. Die Verluste in der Sendeoptik und im Lichtmodulator sind dabei mit 70% eingesetzt. Der Lichtstrom von $\frac{1}{100}$ Lm erzeugt in einer Photozelle mit einer Empfindlichkeit von $50 \mu\text{A/Lm}$ einen Photostrom von $J_{ph} \sim 0,5 \mu\text{A}$.

Mit einer Optik von 2 m Brennweite wird über eine Strecke von 5 km die Lichtquelle oder der letzte Spalt der Sendeoptik bereits 5000fach vergrößert, das Bild hat also einen Durchmesser von 150 cm. Ein Empfangsspiegel von 25 cm $\varnothing$ erfaßt davon nur $\frac{1}{36}$. Vom Lichtstrom des Senders kommt infolge Absorption und Streuung über eine Entfernung von 5 km nur $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{1000}$ in den Empfänger zurück. Der Strom in dessen Photozelle beträgt daher $1 \cdot 10^{-8}$ A bis $1 \cdot 10^{-10}$ A. Für die folgenden Überlegungen soll mit

$$J_{ph} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

gerechnet werden, und als erstes Beispiel sei die Anordnung KAROLUS-HÜTTEL mit der Photozelle als Phasenmesser gewählt.

Der Photostrom erzeugt eine Eingangsspannung für den Phasenmesser von $J_{ph} \cdot R_{ph}$ Volt, wobei R_{ph} der Photowiderstand ist, dessen Größe durch die zulässige Zeitkonstante des ersten Gitters gegeben ist. Mit $R_{ph} = 10 \text{ MOhm}$ wird die Eingangsspannung – das Nutzsignal:

$$U_S = 4 \cdot 10^{-9} \cdot 10^7 = 40 \text{ mV.}$$

Wird die Photozelle selbst als Phasenmesser verwendet, so geht durch die Gleichrichtung der Strom auf die Hälfte, bzw. an der Stelle der größten Steilheit der Phasenkurve auf ein Viertel zurück, das Nutzsignal U_S also auf 10 mV.

Aus der Hochfrequenztechnik ist bekannt (siehe z. B. ROTHE-KLEEN: Elektronenröhren als Anfangsverstärker), daß in jedem Widerstand bei der absoluten Temperatur T eine mittlere Rauschleistung erzeugt wird:

$$\bar{N}_R = 4 k T \Delta f,$$

dabei ist $k = 1,37 \cdot 10^{-23} \text{ W} \cdot \text{sec/grad}$, Δf = Bandbreite in Hz.

An einem Widerstand mit dem reellen Anteil R besteht daher eine effektive Rauschspannung

$$\bar{U}_R^2 = 4 k T R \Delta f, \quad (R \text{ in Ohm})$$

und für Zimmertemperatur wird:

$$\bar{U}_R = 1,26 \cdot 10^{-10} \sqrt{R \Delta f} \text{ Volt.}$$

Bei Messung der Phase aus dem Mittelwert eines Gleichstromes wird Δf nicht Null, sondern gleich der reziproken Einstellzeit des Instrumentes oder, bei periodischer Umschaltung (siehe Abschnitt J, 4), gleich der Frequenz dieses Schaltvorganges. Man muß

also im allgemeinen mit einer Bandbreite von 1–20 Hz rechnen. Setzt man in die Beziehung für das Widerstandsrauschen $R = 10^7$ Ohm und $\Delta f = 10$ Hz, so wäre

$$\bar{U}_R = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Volt und } S/N = \frac{10 \cdot 10^{-3}}{1,2 \cdot 10^{-6}} \sim 8000.$$

Bisher wurde aber das Rauschen des unverstärkten Photostromes nicht berücksichtigt. Der Rauschanteil (SCHROT-Effekt) ist durch die Beziehung gegeben:

$$\bar{J}_{Schr} = 0,56 \cdot 10^{-9} \sqrt{\bar{J}_{ph} \Delta f} \text{ Amp.}$$

Für $J_{ph} 1 \cdot 10^{-9}$ A und $\Delta f = 10$ Hz wird: $\bar{J}_{Schr} = 0,56 \cdot 10^{-13}$ A.

Am Widerstand von 10 Ohm erzeugt dieser Schrotanteil eine Rauschspannung von $0,6 \cdot 10^{-6}$ V, die zu dem thermischen Rauschen des Widerstandes ($1,3 \cdot 10^{-6}$ V) quadratisch addiert $1,45 \cdot 10^{-6}$ V ergibt und S/N nur unwesentlich verschlechtert ($S/N \sim 7000$).

Zu den bisher betrachteten Rauschquellen kommen die Schwankungen des Meßlichtes durch die Unruhe der Atmosphäre und durch die Erschütterungen des fernen Spiegels. Falls das Licht nicht, wie bisher angenommen wurde, vollständig ausgesteuert ist, wächst das Strom-Rauschen mit $\sqrt{1/m_L}$ an. Bei den meisten der im Abschnitt F betrachteten Modulationsverfahren erreicht m_L nur 50%.

Die Empfangsoptik nimmt außerdem unvermeidlich Streulicht auf und bildet den Hintergrund des fernen Spiegels auf der Photozelle ab. Durch Blenden in der Empfangsoptik läßt sich der vom Hintergrund herrührende Lichtstrom herabsetzen. Zusammen mit dem Streulicht kann bei Tag das unmoduliert in die Photozelle fallende Licht das 10fache des Nutzlichtes werden, wodurch das Schrotrauschen auf das $\sqrt{10}$ fache anwächst. Bei Nacht können Straßenbeleuchtung, Autoscheinwerfer usw. gleichfalls den Rauschpegel erhöhen.

Bei Elektronenröhren bildet im Gebiet niederer Frequenzen der Funkel-Effekt die größte Störquelle. Sein Anteil ist aber für Frequenzen unter 10 Hz sehr klein und wird von gleicher Größe wie der Mikrophon-Effekt der Eingangsröhre.

Hat der elektro-optische Distanzmesser als Lichtquelle eine Hg-Hochdrucklampe, so ist deren Rauschen größer als alle bisher genannten Rauschquellen. Das Licht eines Bogens ist immer unregelmäßig moduliert, auch wenn der Strom einer Batterie entnommen wird. Die Rauschenergie einer Hochdrucklampe ist annähernd gleichmäßig über ein Frequenzgebiet von 10 Hz bis 100 kHz verteilt. Oft treten an Kugellampen auch diskrete Störfrequenzen auf, deren Höhe vom Druck, der Stromdichte und den Abmessungen des Bogens und vom Durchmesser der Kugel abhängt.

Alle bisher betrachteten Rauschquellen zusammen können das zuletzt berechnete Verhältnis S/N erheblich verschlechtern; der verbleibende Wert wird in der Hauptsache von der Größe des Zusatzlichtes abhängen. Arbeitet der Lichtmodulator mit polarisiertem Licht, so geht das Zusatzlicht auf die Hälfte zurück, falls man den Analysator vor die Empfangs-Photozelle setzt.

Soll S/N größer werden als in dem obigen Beispiel, so kann dies durch folgende Mittel erreicht werden:

1. Man ersetzt die Glühlampe durch eine Hg-Hochdrucklampe, z. B. durch die Type HBO 107, deren Flächenhelligkeit $B = 10^5$ HK/cm² und deren leuchtende Fläche $0,3 \times 0,3$ mm² beträgt. Der Lichtstrom wird 70mal größer als bei der eingangs angenommenen Glühlampe. Das Rauschen steigt mit $\sqrt{70}$, also auf das 8,4fache an; S/N wird also im Verhältnis 1 : 8 besser.

2. Man verringert die Bandbreite, die im obigen Beispiel mit 10 Hz eingesetzt war, auf 1 Hz oder weniger.

3. Der Arbeitswiderstand kann vervielfacht werden, falls man eine Elektrometerröhre in der ersten Verstärkerstufe verwendet, und falls das thermische Rauschen des Widerstandes von gleicher Größenordnung wie das Stromrauschen ist.

4. Die optischen Verluste wurden eingangs mit 70% eingesetzt; sie lassen sich durch einen besseren Lichtmodulator erheblich verringern.

5. Der Durchmesser der Sende- und Empfangsspiegel kann auf 30–40 cm erhöht werden.

Die bisherigen Abschätzungen von Signal- und Rauschspannung gelten für eine Photozelle als Phasenmesser. Ähnliche Werte für S/N werden bei Transponierung der Meßfrequenz erhalten, falls ein Phasenmesser der von KRETZMER beschriebenen Art verwendet wird. Bei dieser Transponierung liegt im Photostrom oder im Ausgang des durch Sekundäremissions-Vervielfachung verstärkten Stromes ein auf die Differenzfrequenz abgestimmter Resonanzkreis. Liegt die Differenzfrequenz bei 1000 Hz, so hat der Resonanzkreis bei einem $Q = 160$ einen Resonanzwiderstand von 10^6 Ohm. Die Bandbreite beträgt 10 Hz. Die Rauschspannung nimmt mit $\sqrt{R \Delta f}$ ab; die reelle Komponente R des Kreises verringert sich auf wenige Ohm. Der niederfrequente Resonanzkreis hat eine thermische Rauschspannung, die Q -mal größer ist als die am Widerstand erzeugte Spannung, also $U_R \sim 1,2 \cdot 10^{-7}$ Volt.

Für $J_{ph} = 4 \cdot 10^{-9}$ Amp. wird der Schrotstrom

$$\bar{J}_{Schr} = 0,56 \cdot 10^{-9} \sqrt{4 \cdot 10^{-9} \cdot 10} = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ A}$$

und die Spannung an $4 \cdot 10^5$ Ohm wird

$$\bar{U}_{Schr} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ V,}$$

bzw. unter Berücksichtigung des unmodulierten Stromes in der Photozelle

$$\bar{U}_{Schr} = 10 \cdot 10^{-8} \text{ V.}$$

Mit einer Nutzspannung

$$U_S = 16 \cdot 10^{-4} \text{ V wird } S/N = \frac{16 \cdot 10^{-4}}{1,6 \cdot 10^{-7}} = 10000.$$

Beide Verfahren zur Phasenmessung erreichen bei mittleren Sichtverhältnissen für S/N Werte von 7000 bis 10000. Damit beträgt die Unsicherheit der Phasenmessung in der ersten Ordnung $1 : 10^4$. Erst in 10^{ter} Ordnung ist ein Fehler $< 1 \cdot 10^5$ zu erwarten.

Ein wesentlicher Nachteil des Resonanzkreises muß erwähnt werden: seine Phasendrehung muß während der Dauer einer Messung auf $1 : 10^5$ konstant sein. Dies setzt nicht nur eine genügende Konstanz der Modulationsfrequenz voraus, sondern auch eine Unveränderlichkeit der Kreise selbst; sie müssen u. U. in einen einfachen Thermostaten eingebaut werden. Liegen solche Resonanzkreise im Ausgang des Bezugs-Photostromes und des Meßphotostromes, und sind beide Kreise gleich aufgebaut und auf derselben Temperatur, so sind die Phasendrehungen der beiden Kreise angenähert gleich. Im übrigen braucht die Phasendrehung nicht bekannt zu sein und nur während der Dauer einer Messung innerhalb der oben genannten Meßgenauigkeit konstant zu sein.

L. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Dieser Vortrag beschränkt sich auf physikalische Probleme der elektro-optischen Entfernungsmessung. Es kam dem Vortragenden in erster Linie darauf an, auf die systematischen Fehler aller bisherigen Verfahren zur Lichtmodulation bzw. zur Licht- und Phasenmessung hinzuweisen. Nur durch eingehende Untersuchungen aller physikalischen Grundlagen kann der elektro-optische Distanzmesser die Genauigkeit erreichen, welche der Geodät von ihr erwartet. Viele Fragen optischer, hochfrequenter und meßtechnischer Art konnten nicht berührt werden.

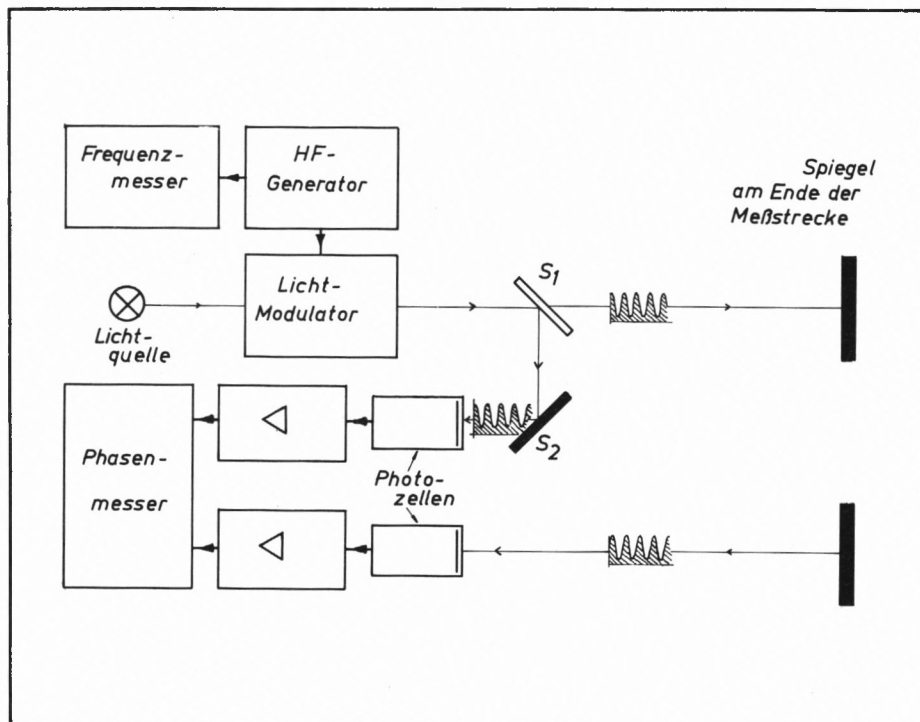
Angaben über die Abhängigkeit der elektro-optisch gemessenen Entfernung von Temperatur, Druck und Wasserdampfgehalt der Atmosphäre sind in den eingangs zitierten Berichten über die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit enthalten.

LITERATURVERZEICHNIS

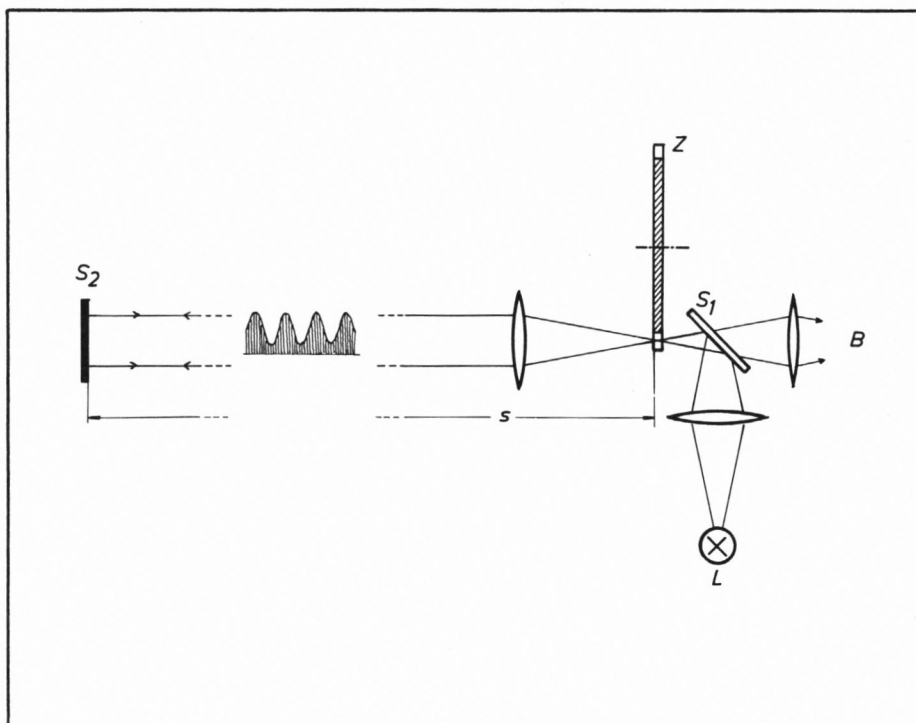
1. E. BERGSTRAND: Determination of the velocity of light. Handb. d. Phys. Bd 24, Verl. Springer, Berlin 1956.
DU MOND und COHEN: Rev. Mod. Phys. 25, 691 (1953).
U. STILLE: Physikal. Blätter 7, 260 (1951).
2. FIZEAU: Compt. R. Acad. Sci. Paris 29, 90 (1849).
FIZEAU: Pogg. Ann. 79, 167 (1850).
3. CORNU, C. R. Acad. Sci. Paris 79, 1361 (1879).
4. PERROTIN: C. R. Acad. Sci. Paris 135, 881 (1902).
5. A. KAROLUS: Verh. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig. mat. phys. Kl. Dez. 1925.
6. A. KAROLUS und O. MITTELSTÄDT: Phys. Z. 29, 698 (1928).
7. O. MITTELSTÄDT: Ann. d. Phys. (5) 2, 285 (1929).
8. A. KAROLUS: Z. f. Naturf. 6a, 411 (1951).
9. H. FISCHER: J. Opt. Soc. Am. 47, 981 (1957).
10. P. GRIVET: C. R. Acad. Sci. Paris 206, 339 (1938).
11. H. MANGOLD: E. N. T. 17, 57 (1940).
12. G. F. GARLICK: Cathodoluminescence. Advances in Electronics 2, 151 (1950).
13. ZWORYKIN und MORTON: Fluorescent Materials. Verl. J. Wiley New York 1954.
14. J. WOLF: E. N. T. 18, 204 (1941).
15. A. BRIL, J. DE GIER und H. A. KLASSENS: Phil. Techn. R. 15, 185 (1954).
16. G. SZIVESSY: Handb. d. Phys. XXI, 724 (1929).
17. P. DEBYE: Polare Molekeln. Verl. S. Hirzel Leipzig.
18. H. A. STUART: Die Struktur der freien Moleküle. Verl. Springer, Berlin 1952.
19. H. LICHTE und A. NARATH: Physik und Technik des Tonfilmes. Verl. S. Hirzel, Leipzig 1941.
20. F. SCHRÖTER: Handb. d. Bildtelegraphie und d. Fernsehens, Verl. Springer, Berlin 1932.
21. A. HÜTTEL: Ann. d. Phys. 37, 365 (1940).
22. E. BERGSTRAND: Ark. Fysik 2, 119 (1950) und 3, 479 (1951).
23. V. K. ZWORYKIN und G. A. MORTON: Television. Verl. J. Wiley u. Sons, New York 1954.

24. F. POCKELS: Gött. Abh. 39 (1894).
F. POCKELS: Lehrb. d. Kristalloptik.
25. CHR. SCHRAMM: Ann. d. Phys. 25, 309 (1936).
26. P. SCHERRER und B. ZWICKER: Helv. Phys. Act. 17, 236 (1944).
27. A. KAROLUS: Ber. d. Kongresses über Hochfrequenz-Kinematographie. Paris 1954.
28. G. D. GOTTSCHALL: Journ. S. M. P. E. 51, 13 (1948).
29. H. B. BILLINGS: Journ. Opt. Soc. Am. 39, 797 und 802 (1949).
30. KERR und GRANT: Nature Lond. 120 (1927).
31. MC. KINLEY: Journ. Roy. Astr. Soc. Canad. 44, 89 (1950).
32. E. P. TAVIL: Mesures 13, 319 (1948).
33. BJERHAMMER: Zschr. f. Vermessungswesen (1956).
34. P. DEBYE und F. W. SEARS: Proc. Nat. Acad. Sci. Wash. 18, 410 (1932).
35. R. LUCAS und P. BIQUARD: C. R. Acad. Sci. Paris 194, 2132 (1932).
36. L. BERGMANN: Ultraschall. 6. Aufl., Verl. S. Hirzel, Stuttgart, 1954.
37. E. HIEDEMANN: Grundlagen und Ergebnisse der Ultraschallforschung. Verl. W. de Gruyter, Berlin 1939.
38. A. KAROLUS: DRP. 684 230 (1932).
39. RAMAN und NAGENDRA NATH: Proc. Ind. Acad. Sci. 3, 75, 119 und 495 (1936).
40. R. BÄR: Helv. Phys. Act. 9, 654 und 678 (1936).
41. E. FOX und G. ROCK: Rev. Sci. Instr. 10, 345 (1939).
42. F. E. TERMAN und J. M. PETTIT: Electronic Measurements. Verl. Mc Grow Hill, 2. Auflage (1952).
MEINCKE und GUNDLACH: Taschenbuch d. Hochfrequenztechnik. Verl. Springer, Berlin 1957.
43. W. HARTMANN und F. BERNHARD: Fotovervielfacher. Akad. Verlag, Berlin 1957.
44. N. SCHAEETTI: Zschr. f. angew. Phys. und Math. (ZAMP) 2, 123 (1951).
45. G. A. MORTON: The Scintillation Counter. Adv. in Electronics, Bd. 4, 69 (1952).
46. R. V. SMITH: Nucleonics, Mai 1956.
47. G. A. MORTON: RCA Rev. 10, 525 (1949).
48. E. BERGSTRAND: Verl. Rickets Allmänna Kartverk, Stockholm 1951.
49. TH. P. FARNSWORTH: Journ. Frankl. Inst. 218, 411 (1934).
50. R. ORTHUBER, E. STEUDEL u. a.: Zschr. f. techn. Phys. 17, 115 (1936).
51. H. GEEST: Hochfrequ. u. El. Ak. 57, 75 (1941).
52. V. A. WELITSCHKO u. a.: Geodesia i Kartografija. Moskau 1956.
53. W. C. ANDERSON: Rev. Sci. Instr. 8, 239 (1937).
W. C. ANDERSON: Journ. Opt. Soc. Am. 31, 187 (1941).
54. E. GRANQVIST: D. Patentanmeldung (1952).
55. W. MESSERSCHMIDT: ATM, Dez. 1951 und März 1952.
56. B. CHANCE u. a.: Electronic Time Measurements, Mc. Grow Hill 1949.
57. A. v. WEEL: Phil. Techn. R. 16, 33 und 392 (1955).
58. Y. P. YU: Electronics, p. 138 (1956).
59. E. R. KRETZMER: Electronics, Okt. 1949.
60. R. A. HOUSTOUN: Proc. Roy. Soc. of Edinburgh, 63, 95 (1950).
61. H. GEEST: Hochfrequ. u. El. Ak. 54, 145 (1939).

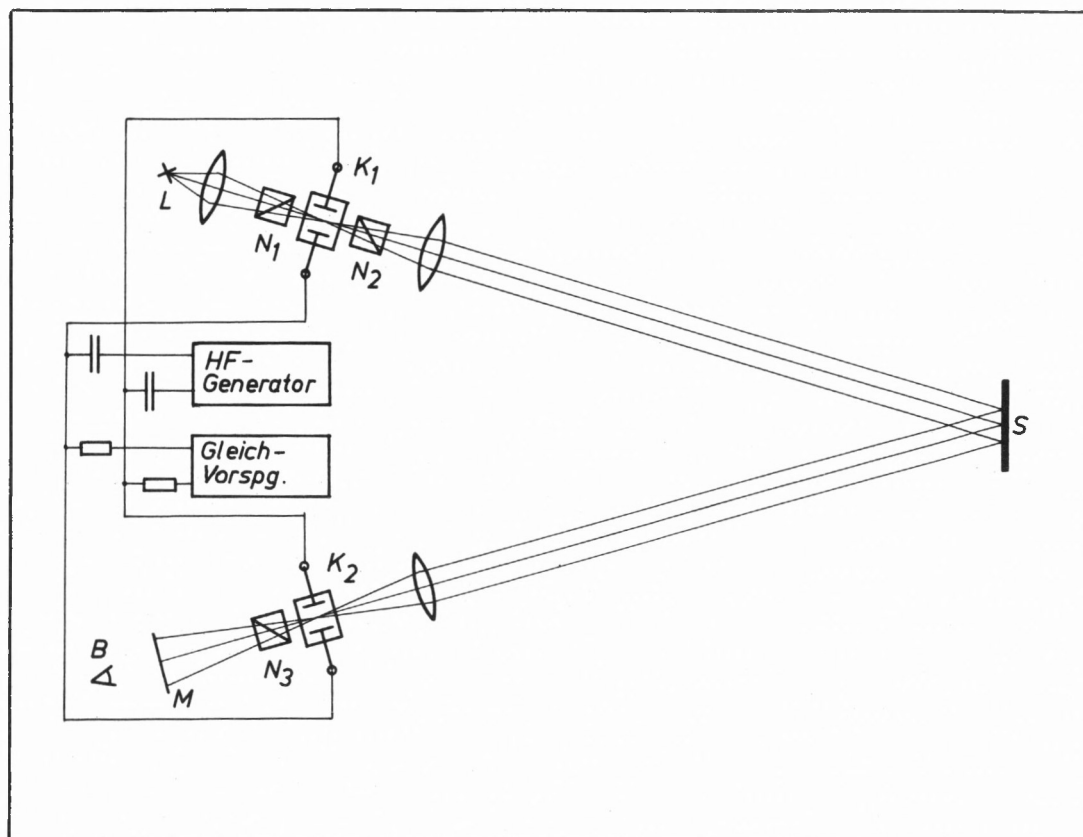
TAFELN



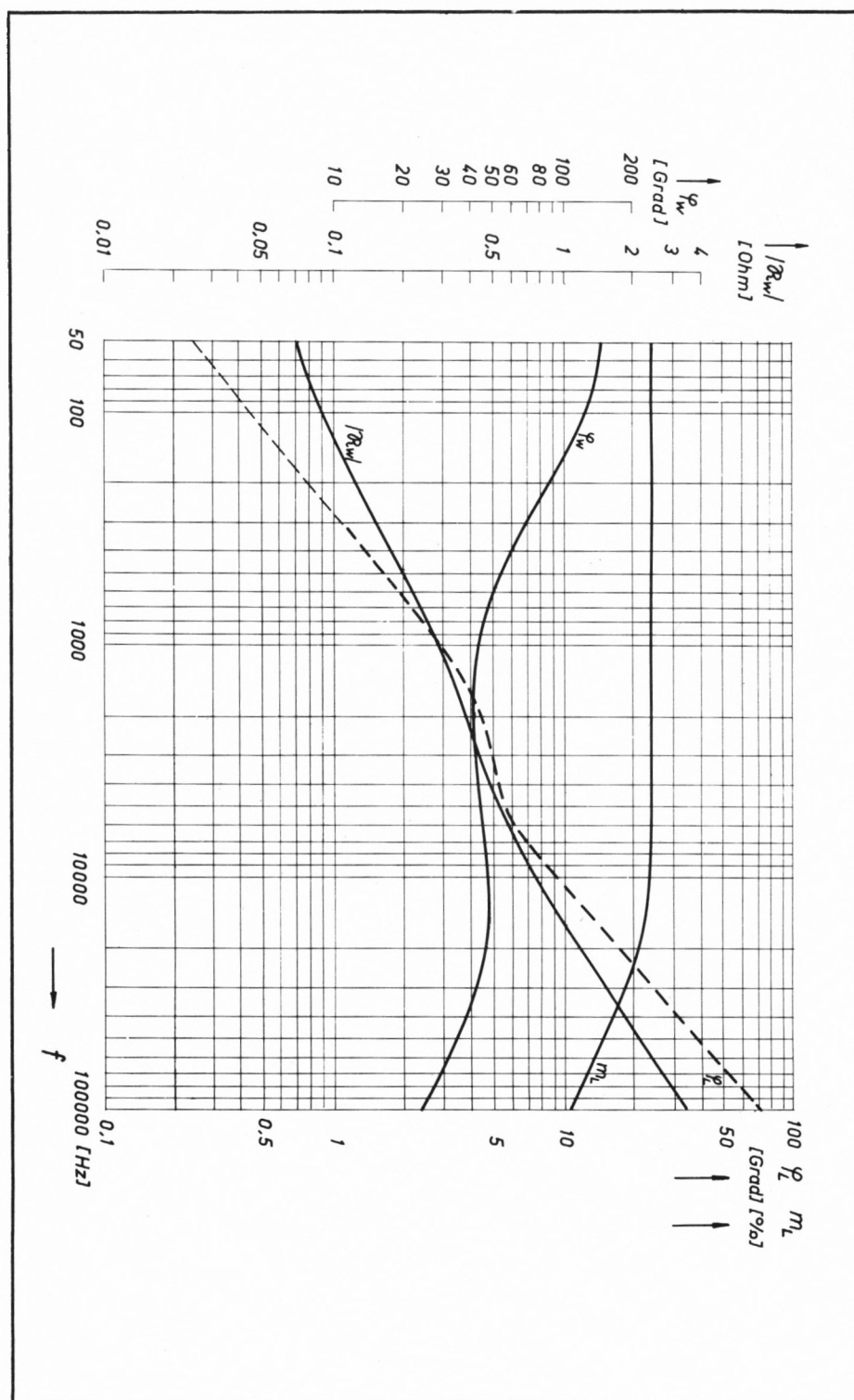
1. Allgemeines Schema eines elektro-optischen Entfernungsmessers.



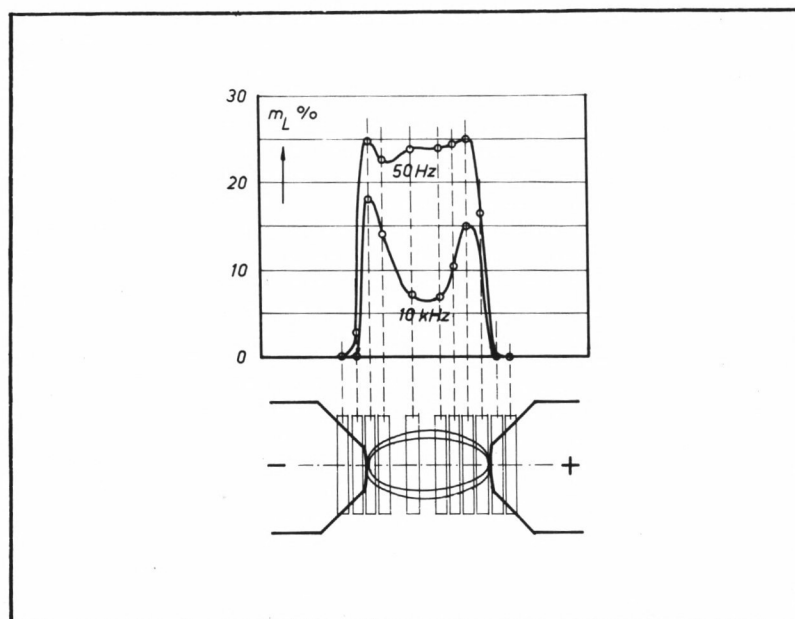
2. Die Anordnung von Fizeau zur c-Bestimmung.



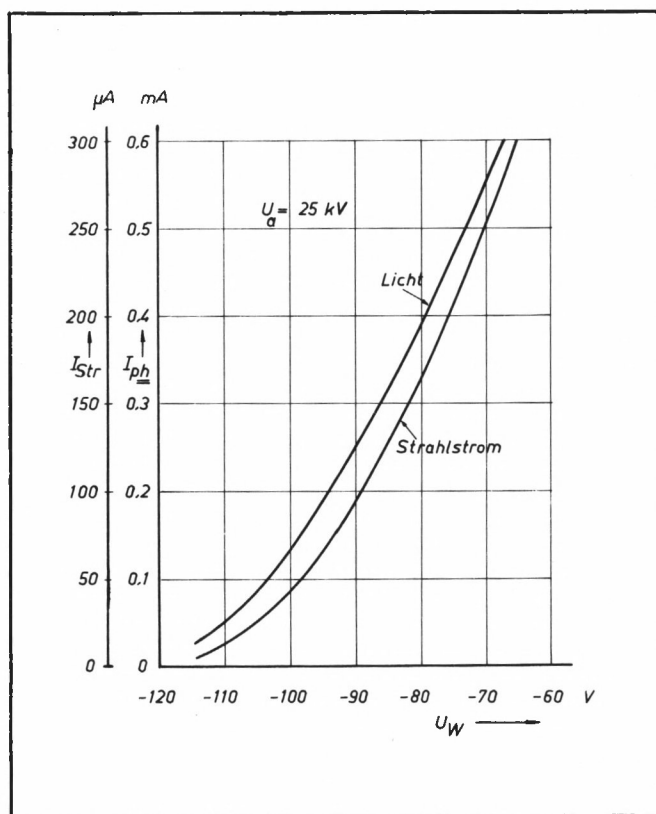
3. Die Anordnung von Karolus-Mittelstadt zur c -Bestimmung.



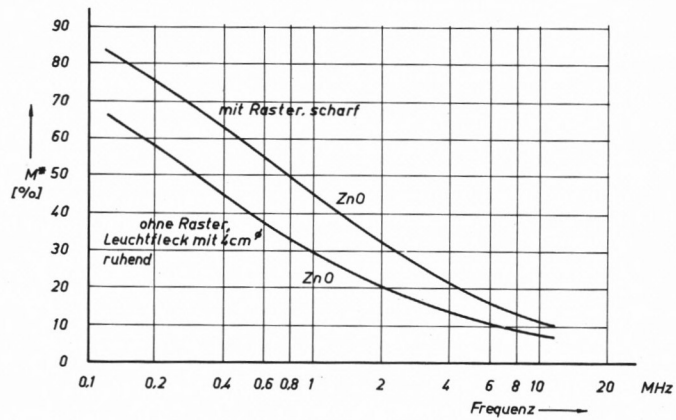
4. Elektrische Werte für eine Hg-Hochdrucklampe, Lichtmodulationsgrad und Phasenlage des Lichtes nach Messungen von Mangold.



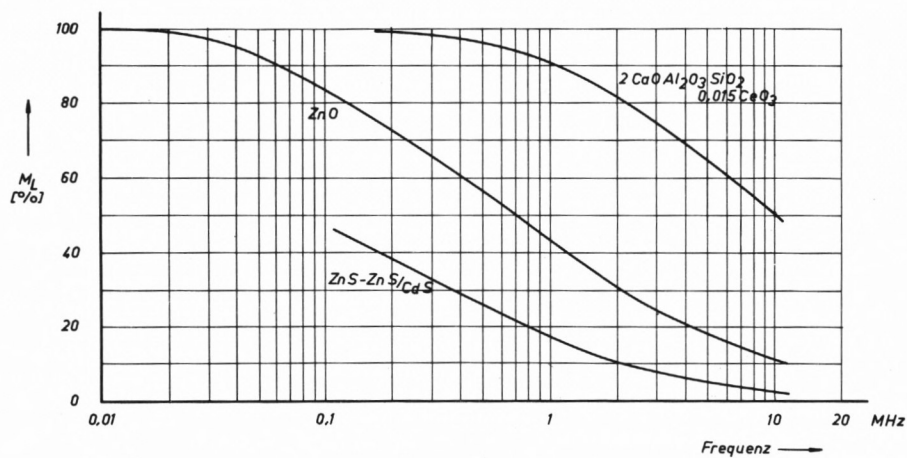
5. Örtliche Verteilung der Lichtmodulation in einem Bogen von 5 mm Länge.



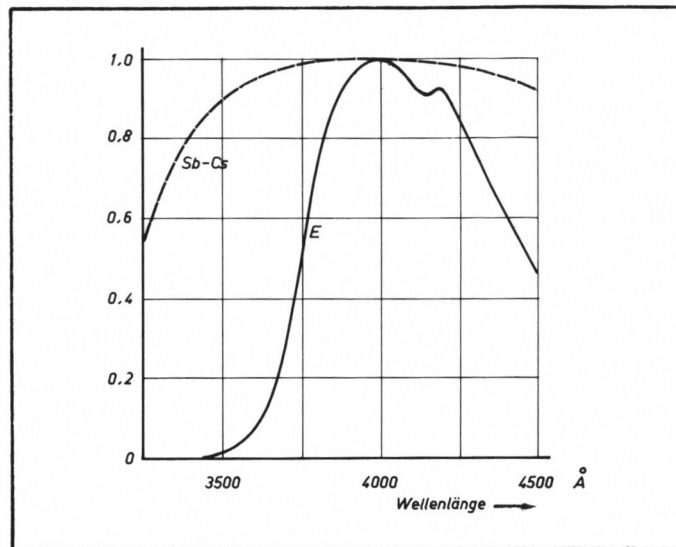
6. Strahlstrom- und Licht-Kennlinie für eine Kathodenstrahlröhre mit Zinkoxyd-Phosphor nach Messungen von Wolf.



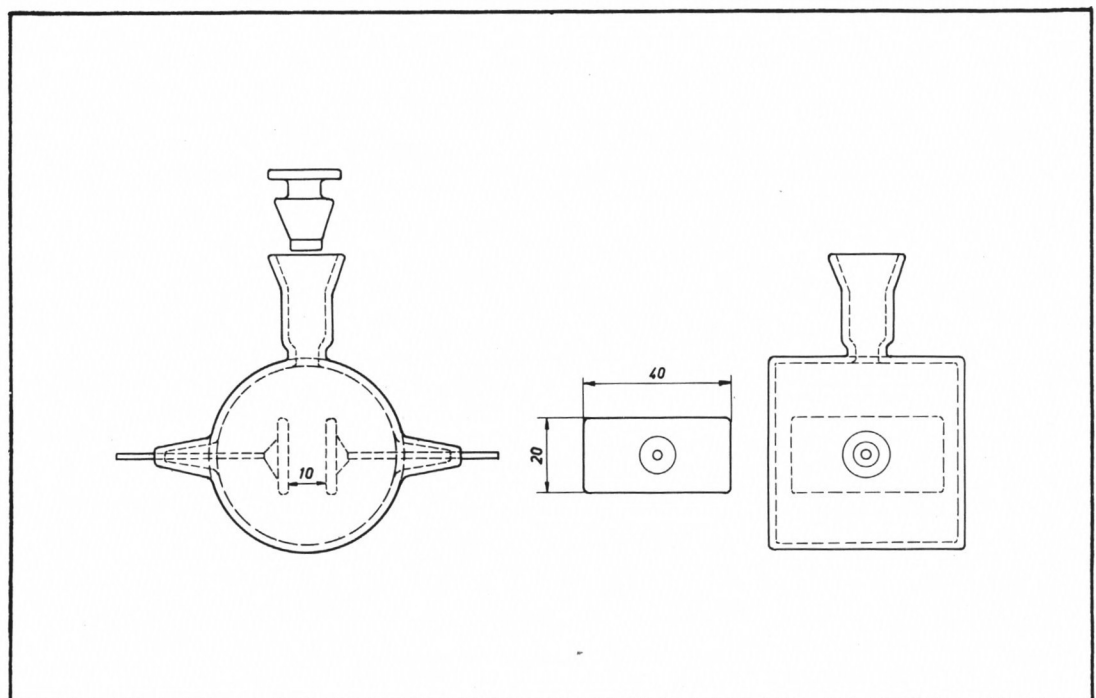
7. Frequenzgang der Modulationsfähigkeit von ZnO bei verschiedener Fokussierung.



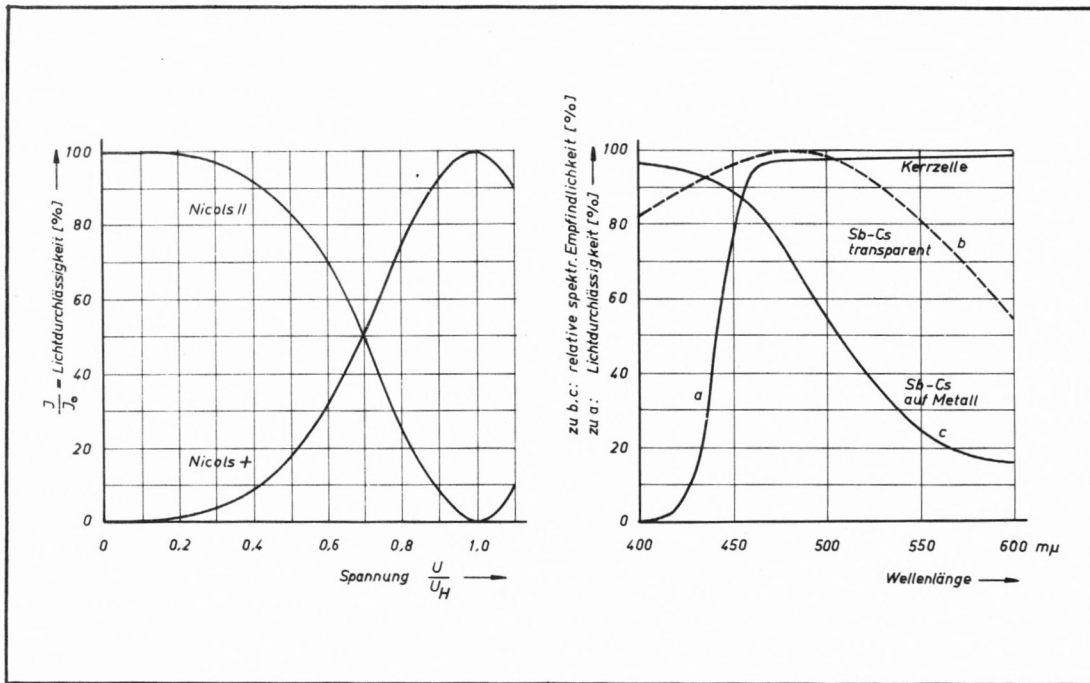
8. Frequenzgang des Modulationsgrades m_L für Zinksulfid, Zinkoxyd und Geleinit.



9. Spektrale Energieverteilung des durch Kathodenstrahlen angeregten Gehlenit (E); spektrale Empfindlichkeit einer SbCs-Schicht.



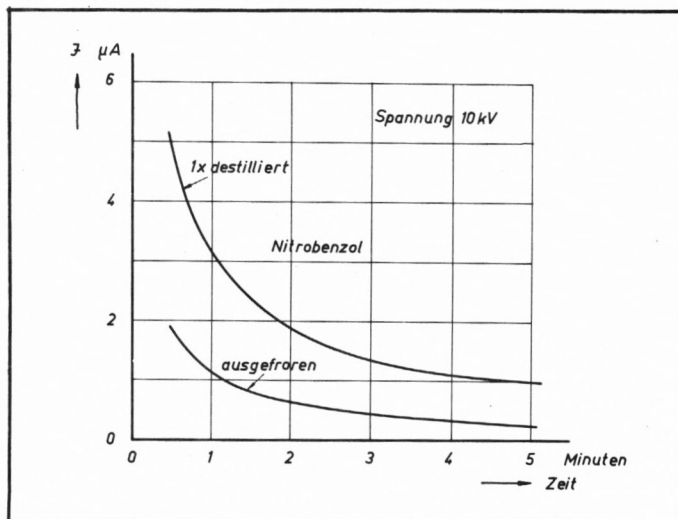
10. Kerrzelle mit eingeschmolzenen Elektroden.



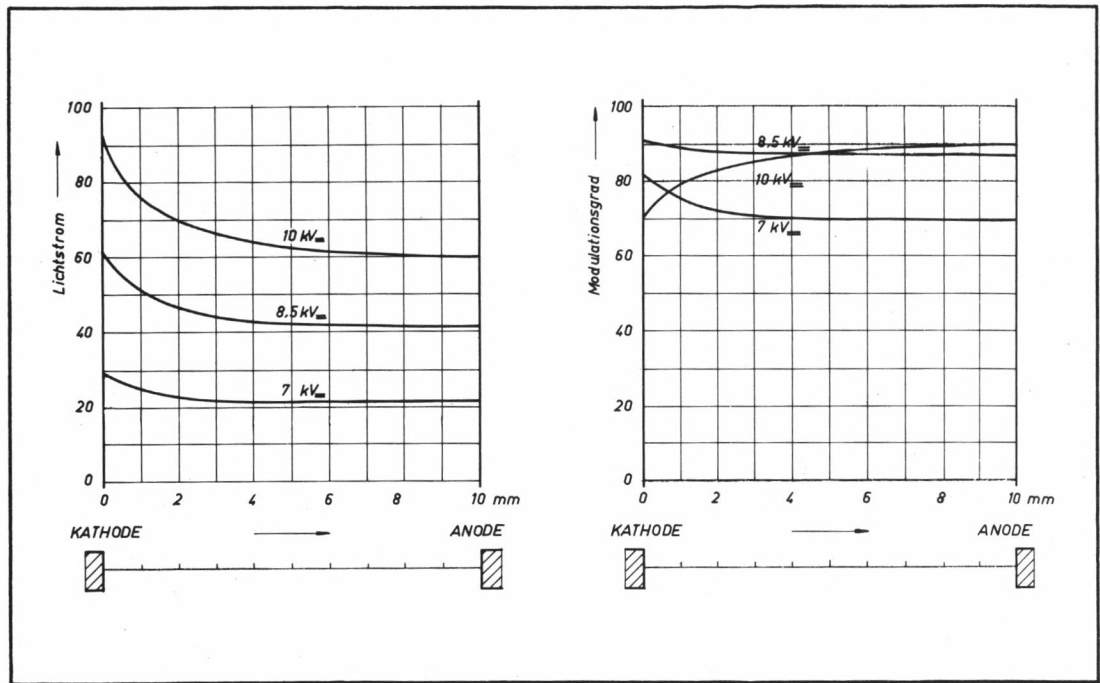
11. Kerreffekt: Lichtstrom J/J_0 als Funktion der relativen Spannung U/U_H .

12. Kerrzelle mit Nitrobenzol:

- a) Verlauf der Absorption im Gebiet von 400–600 mμ.
- b) Spektrale Empfindlichkeit einer transparenten SbCs-Schicht.
- c) Spektrale Empfindlichkeit einer SbCs-Schicht auf Metall.

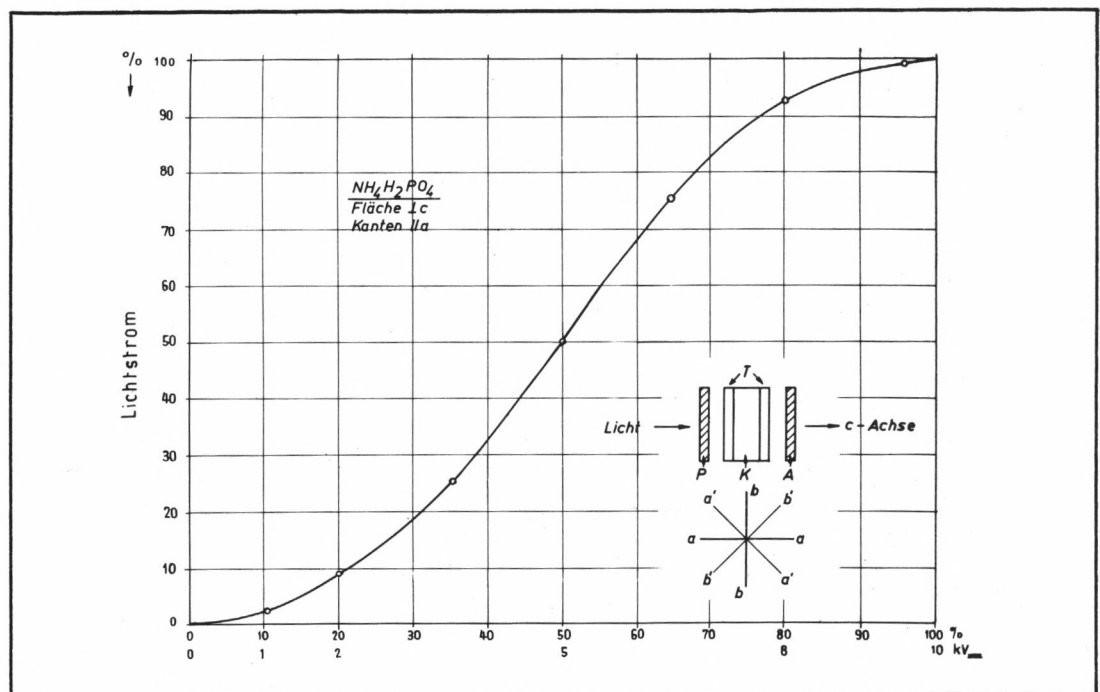


13. Strom in einer Kerrzelle mit Nitrobenzol in den ersten 5 Minuten (Polarisation).

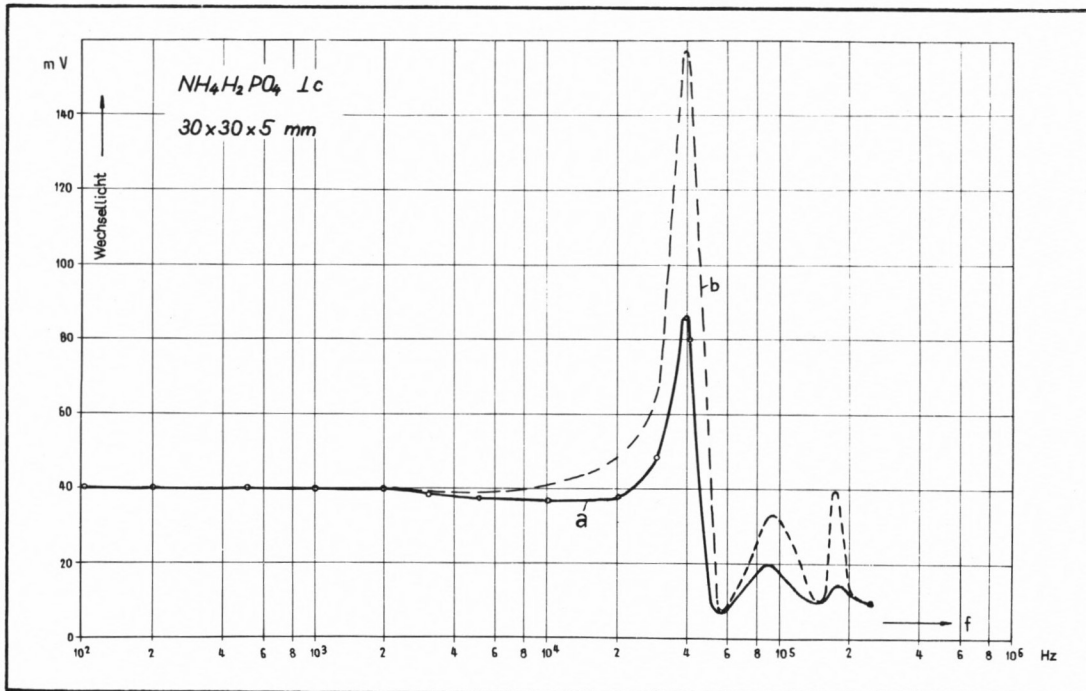


14. Feldverteilung in Nitrobenzol. Elektrodenabstand 10 mm; Spannungen 7,0, 8,5 und 10 kV.

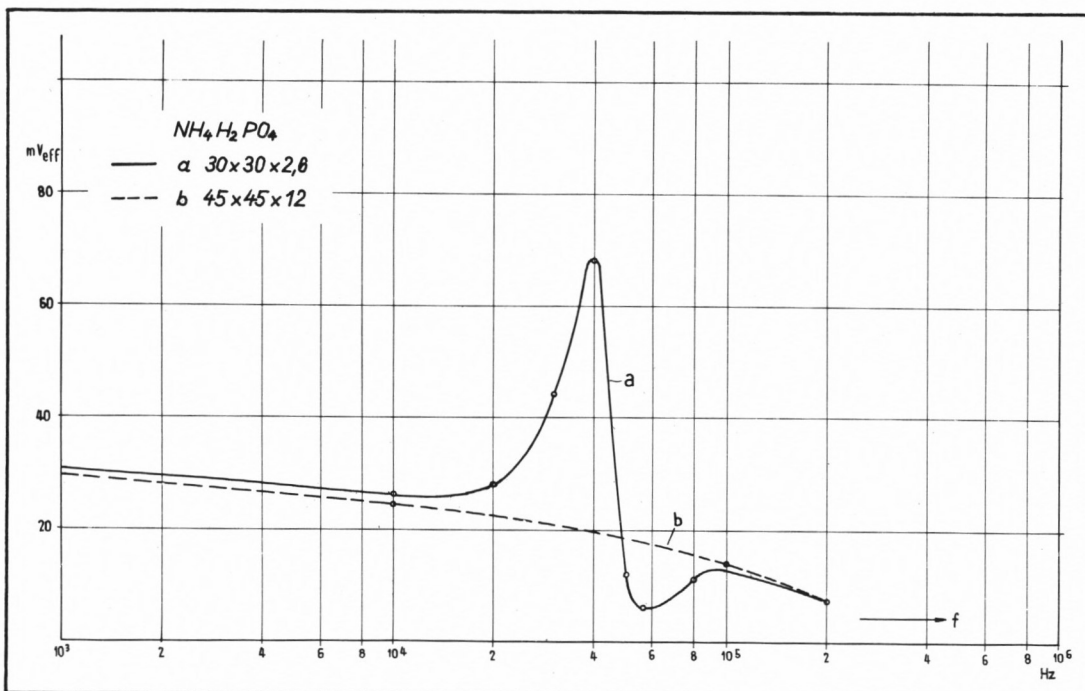
15. Örtliche Verteilung des Modulationsgrades derselben Kerrzelle.



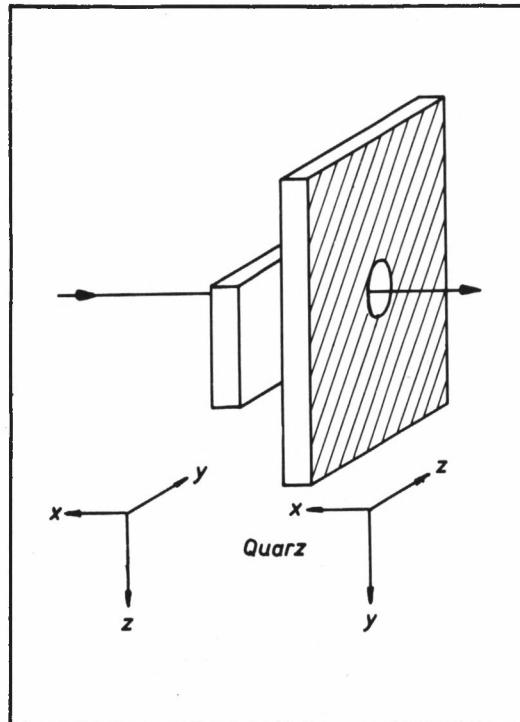
16. Lichtstrom als Funktion der Spannung für einen Kristall aus Ammoniumphosphat.



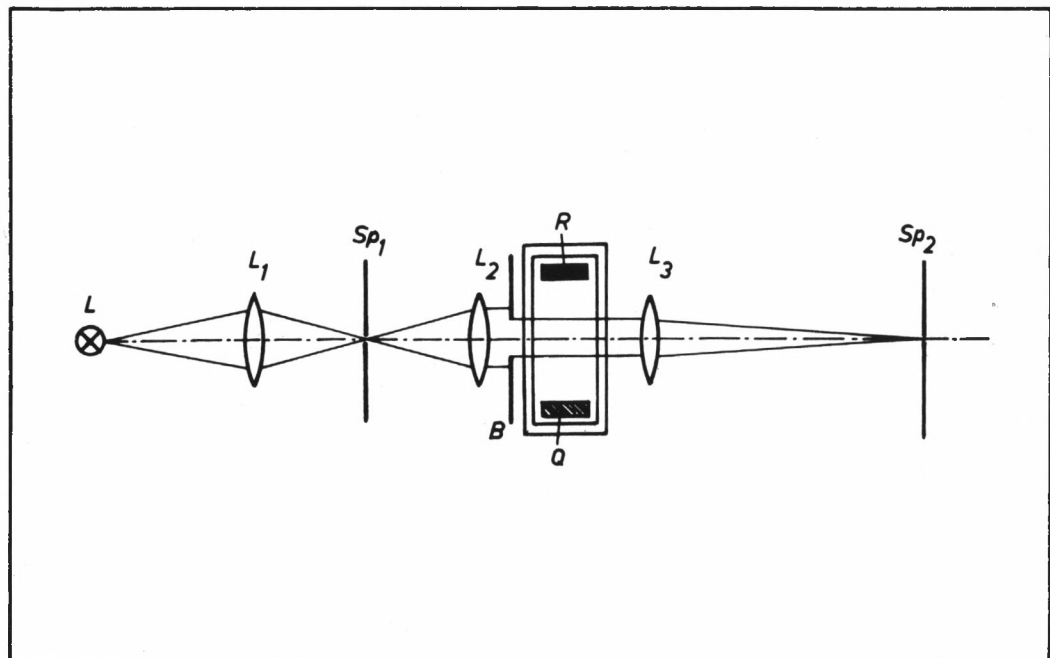
17. Frequenzabhängigkeit der Lichtmodulation für einen Kristall aus $NH_4H_2PO_4$ von $30 \cdot 30 \cdot 5$ mm
 Abmessung
 a) geringe Dämpfung,
 b) stärker gedämpft.



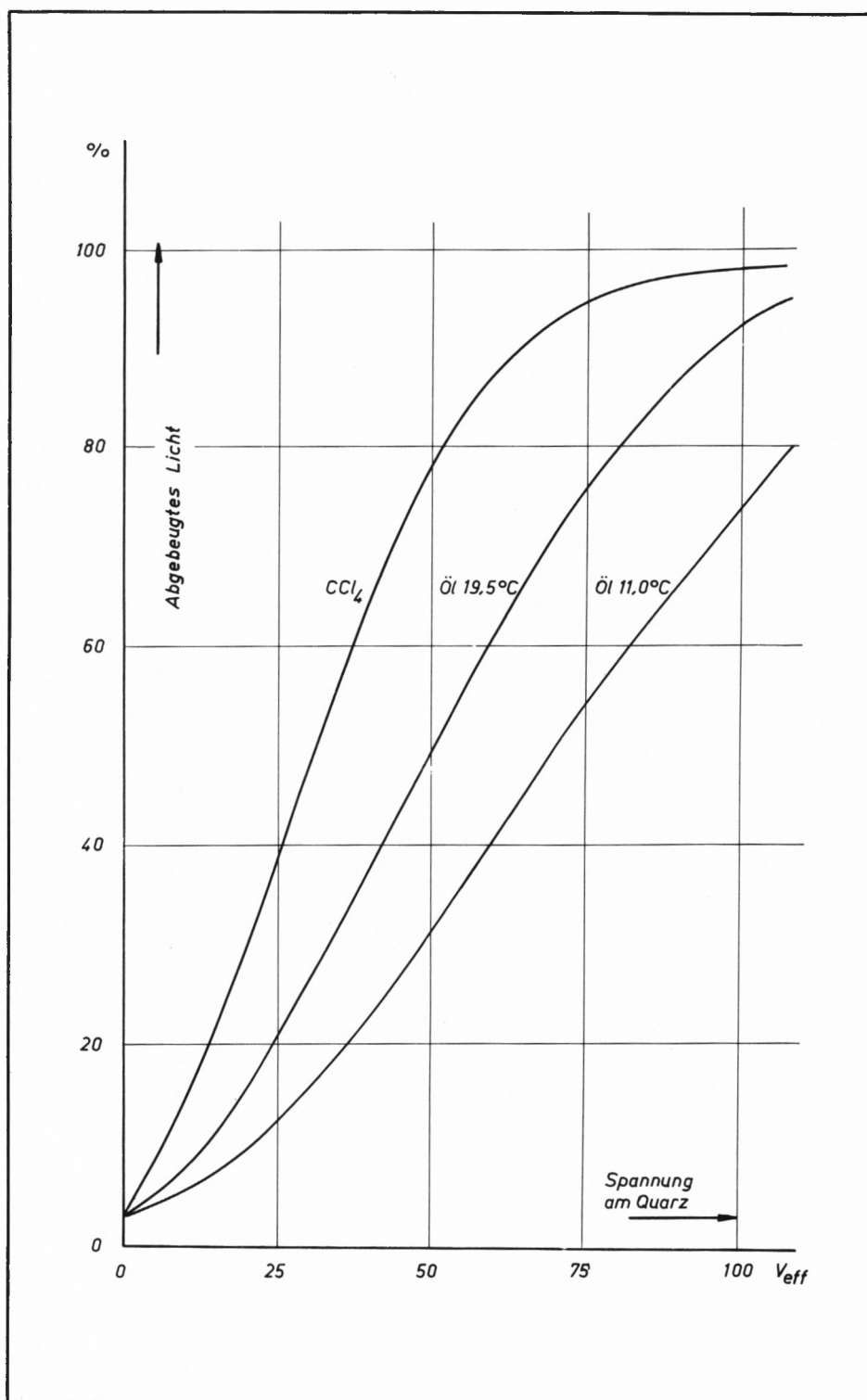
18. Frequenzabhängigkeit der Lichtmodulation für zwei Kristalle aus $NH_4H_2PO_4$ verschiedener Größe und Dämpfung.



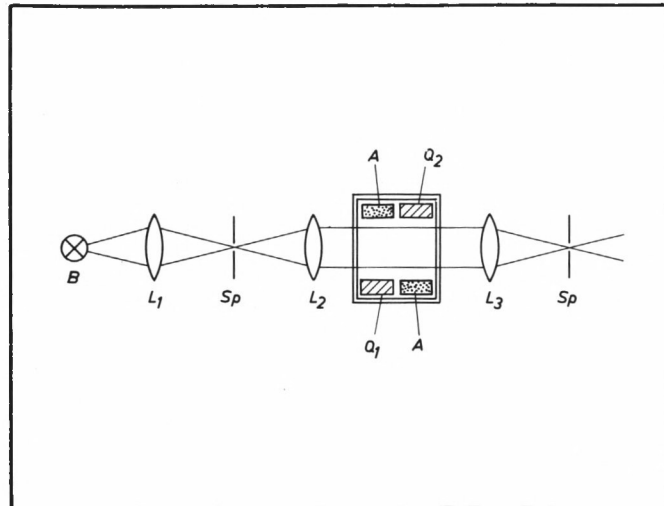
19. Lichtmodulation und schwingende Quarzkristalle nach Tavis.



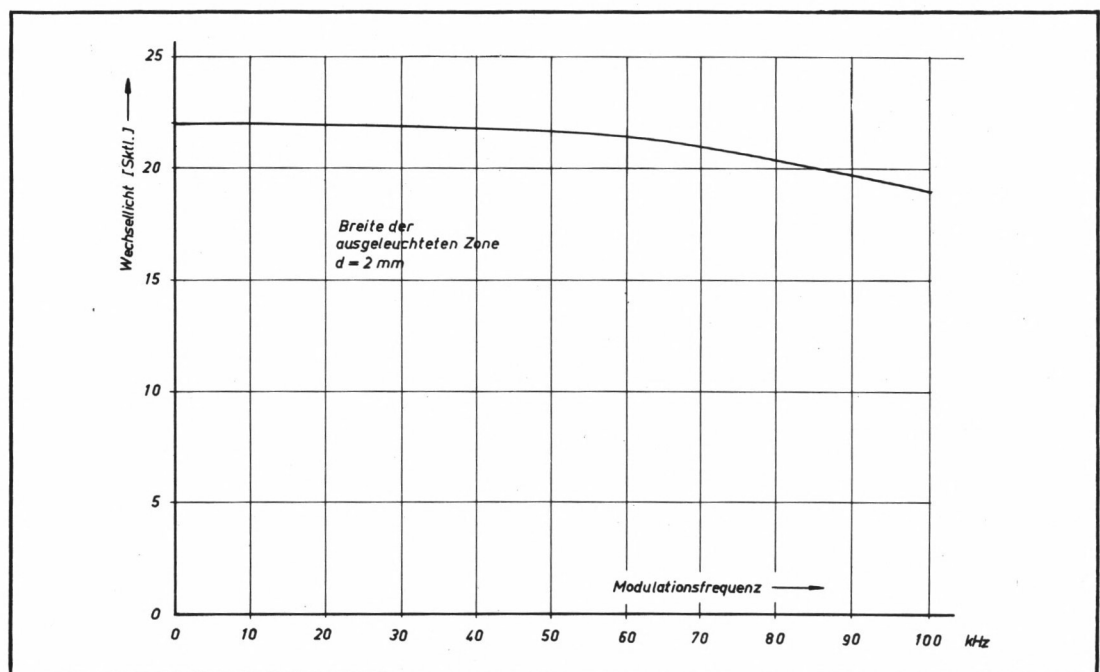
20. Ultraschall-Lichtrelais, schematisch.



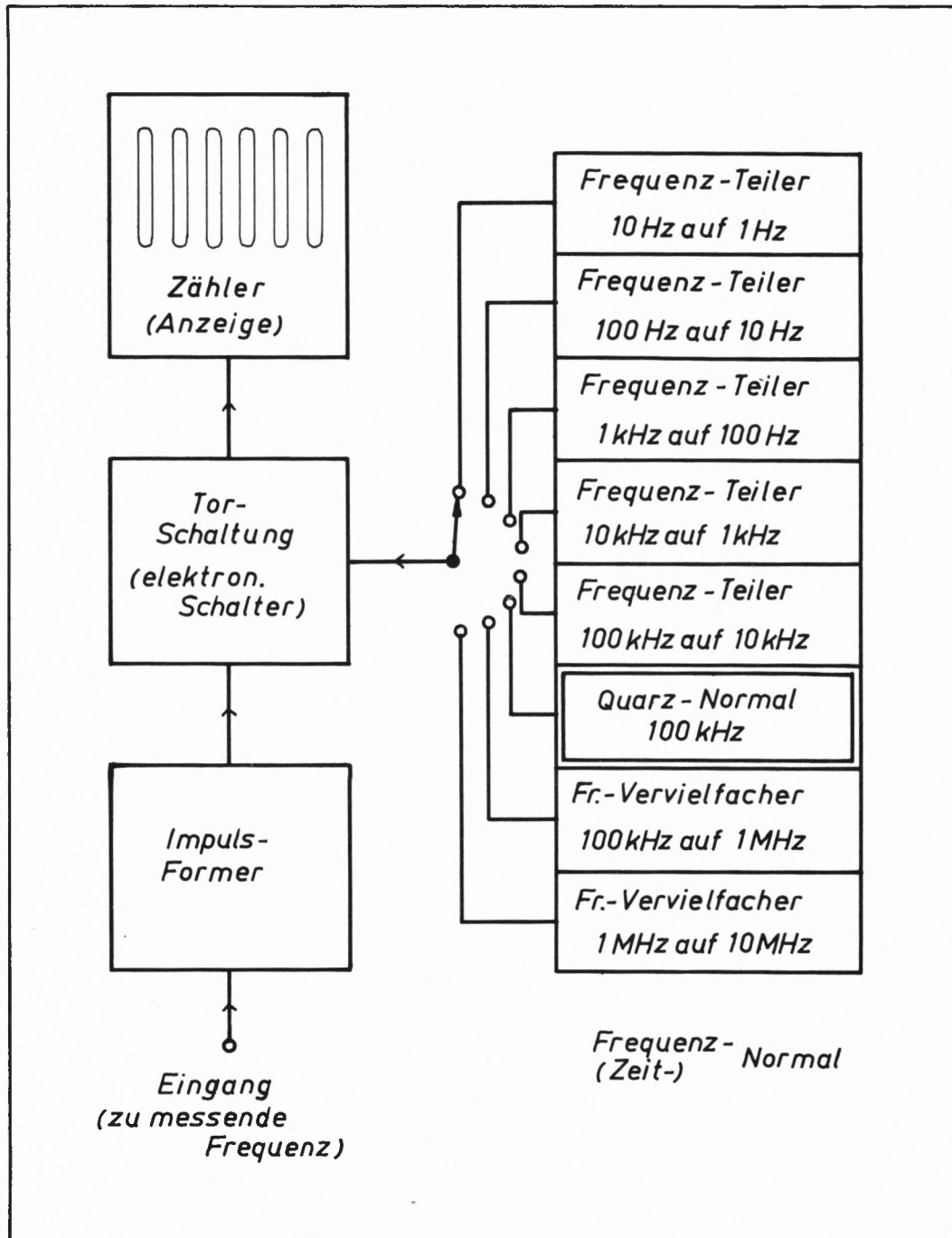
21. Abgebeugtes Licht in Funktion der Spannung an dem das Schallfeld erzeugenden Quarz in CCl_4 und Paraffinöl.



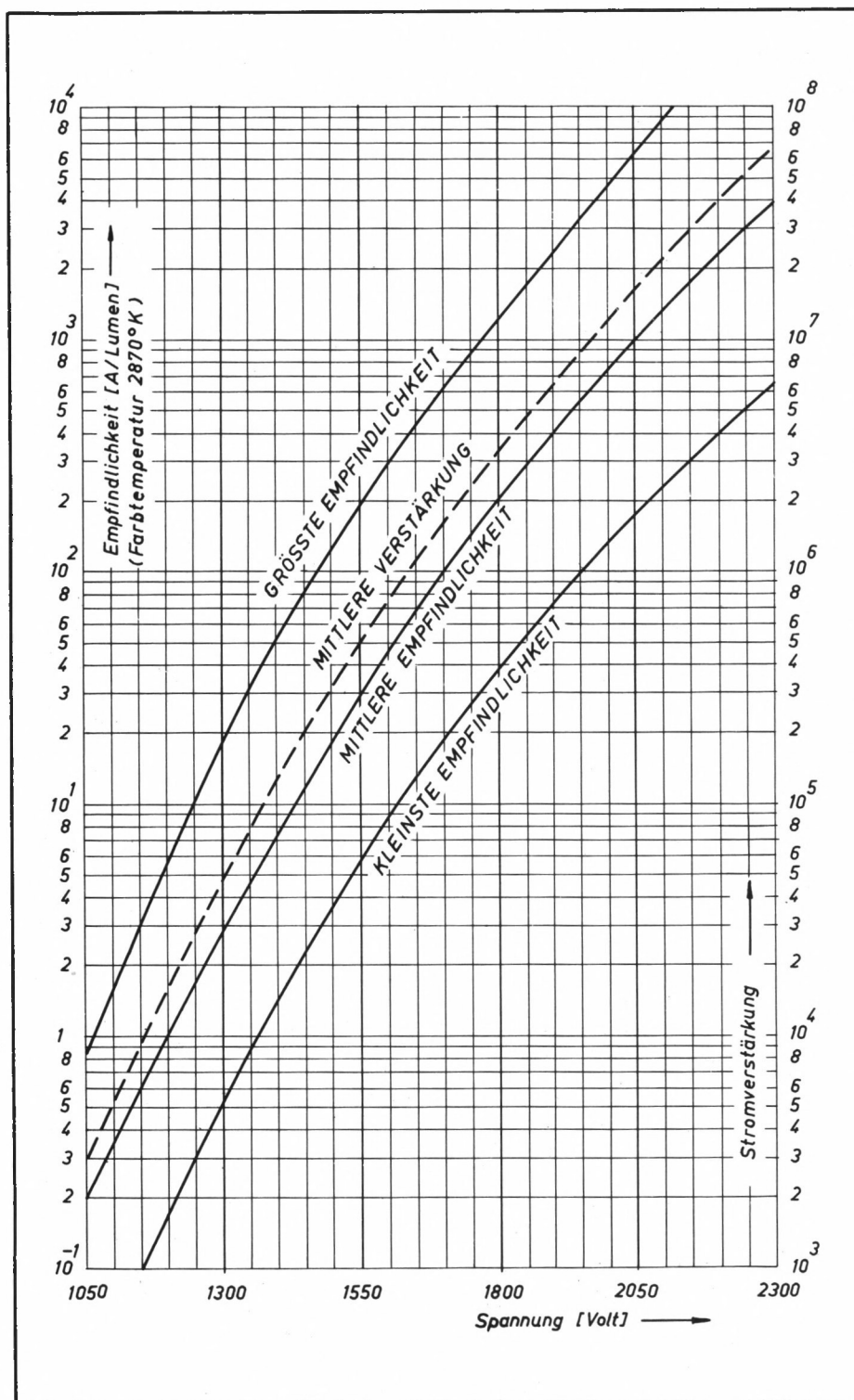
22. Anordnung zur hochfrequenten Modulation des Lichtes nach Bär.



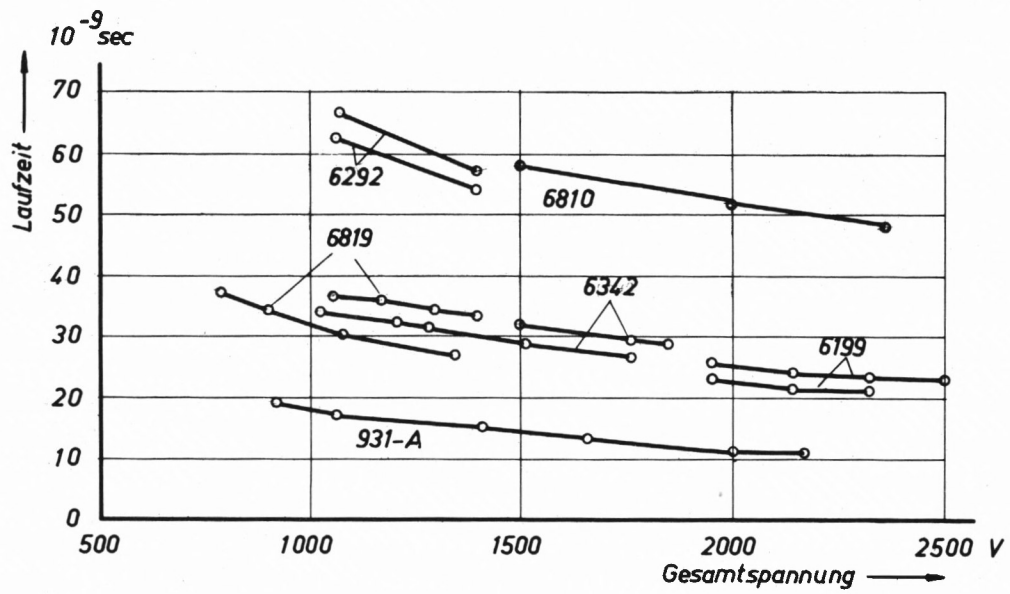
23. Das an einer fortschreitenden amplitudenmodulierten Schallwelle abgelenkte Licht für Frequenzen bis 100 kHz.



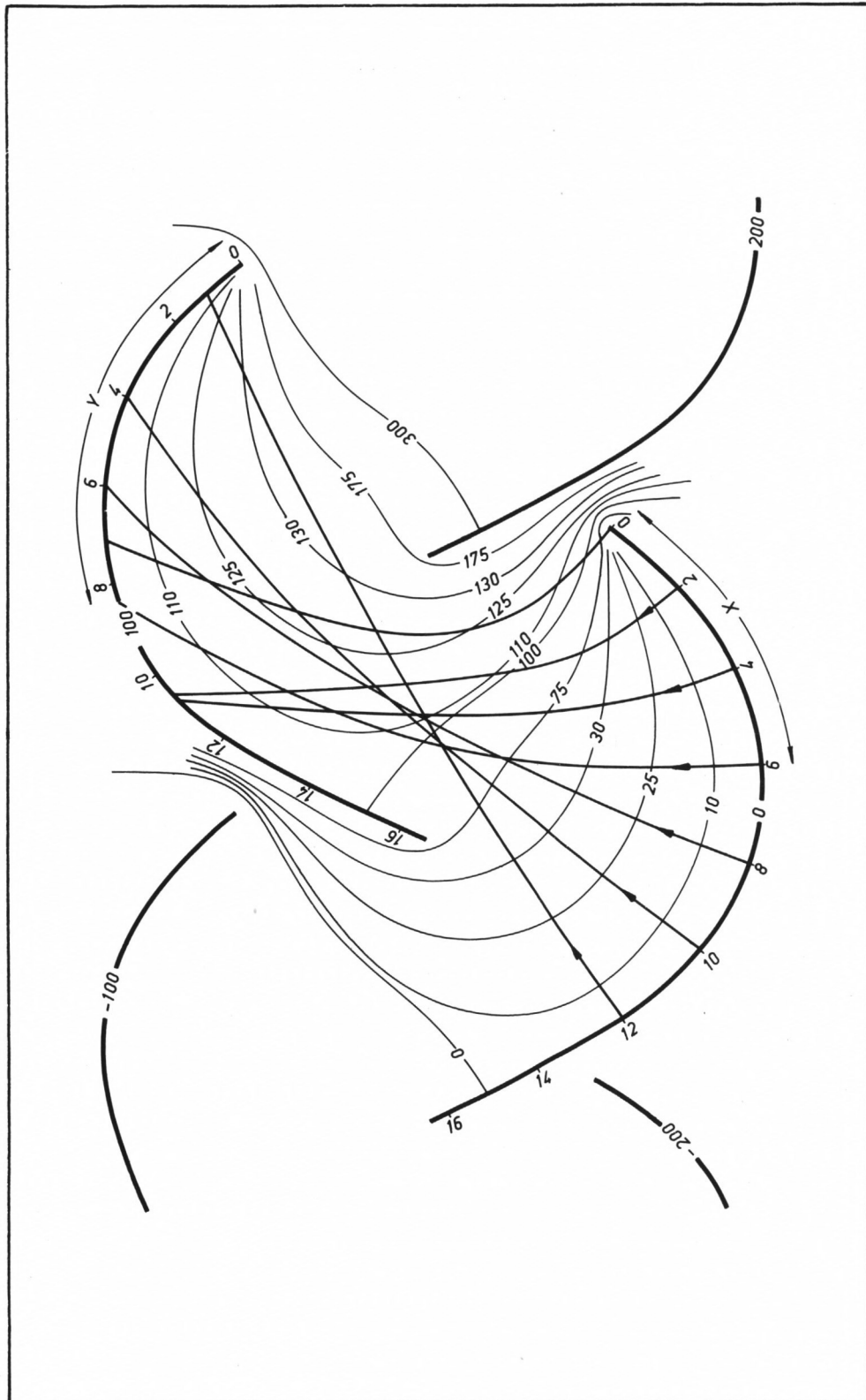
24. Messung einer Frequenz (schematisch) unter Verwendung eines Frequenz-Normales und eines elektronischen Zählers.



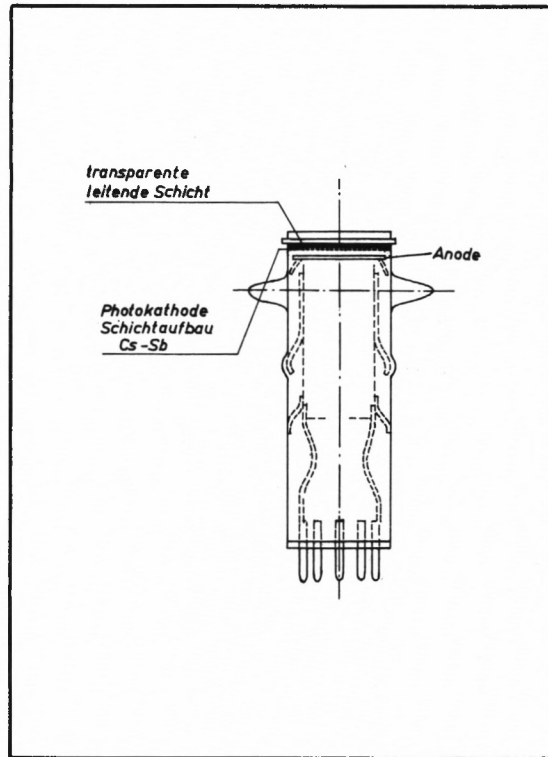
25. Photozelle mit 10-stufigem Sekundärelektronen-Vervielfacher: Verstärkung und Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Gesamtspannung.



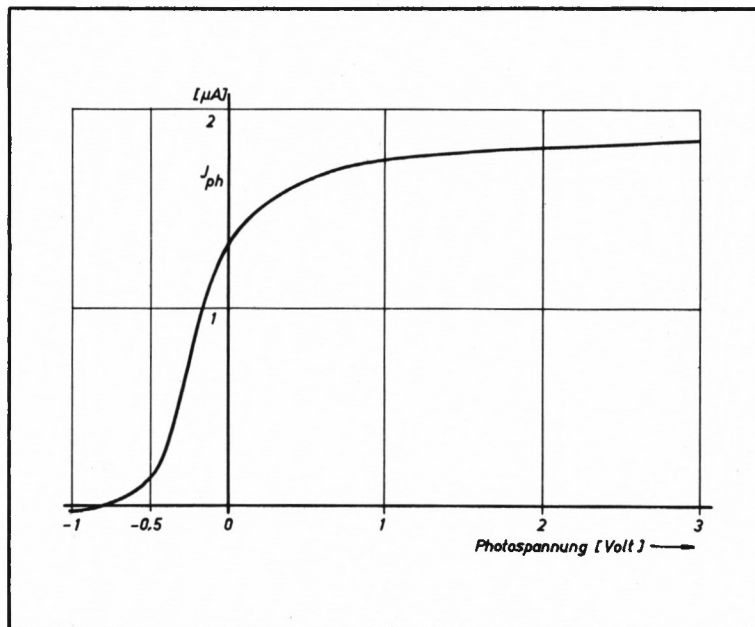
26. Laufzeiten verschiedener Photomultiplier in Funktion der Gesamtspannung.



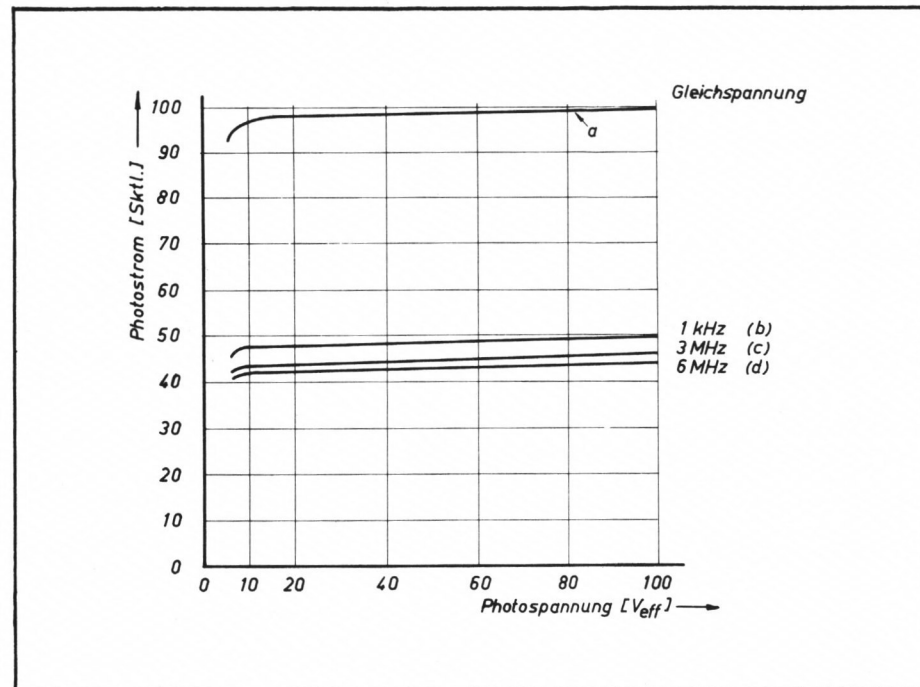
27. Feldverteilung und einige Elektronenbahnen in einem Schaufelvielfacher.



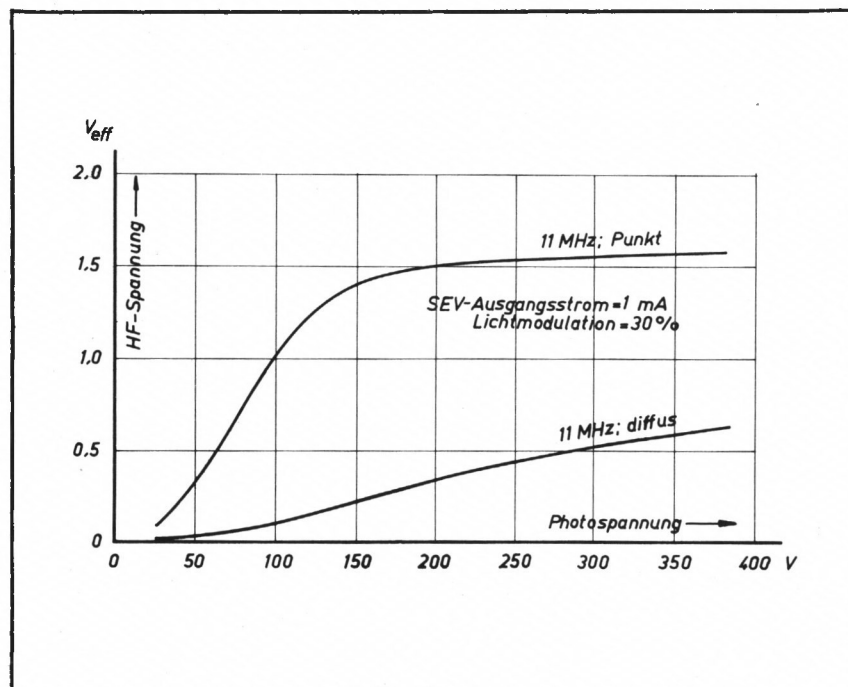
28. Photozelle mit kurzer Laufzeit und vernachlässigbarer Laufzeitstreuung.



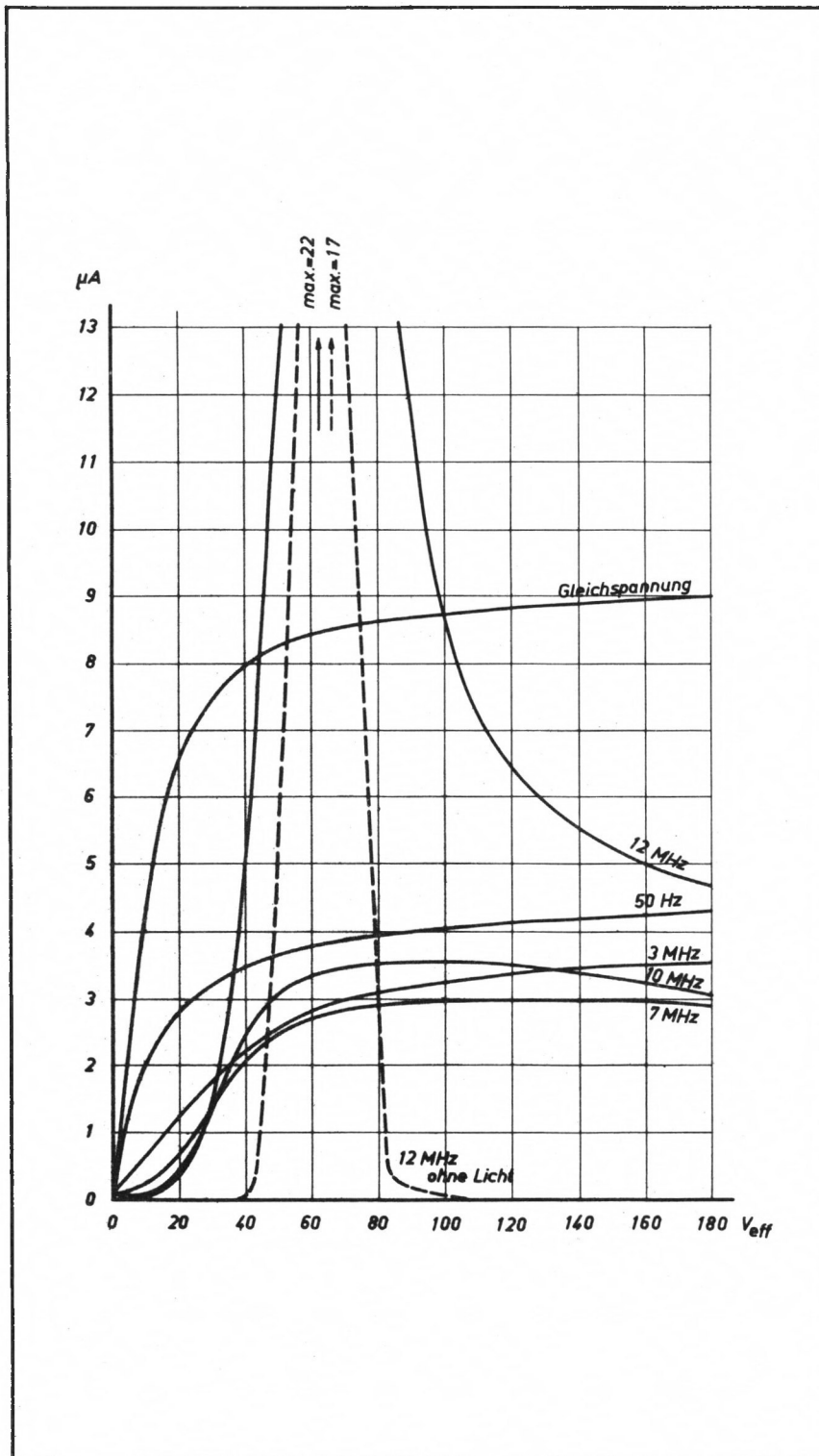
29. Kennlinie der neuen Photozelle.



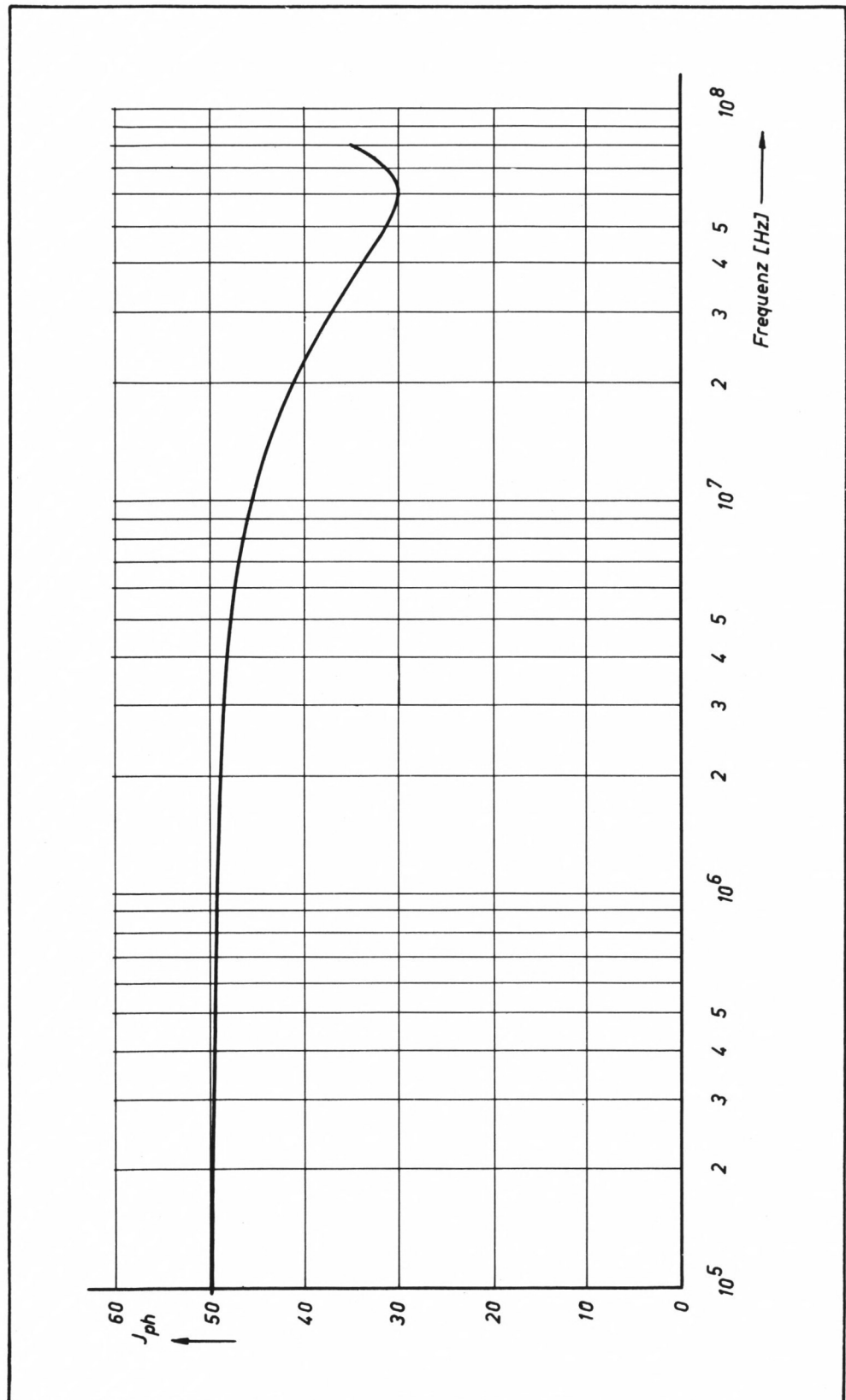
30. Photostrom der neuen Zelle für Gleichspannung und Wechselspannung von 1 kHz, 3 und 6 MHz.



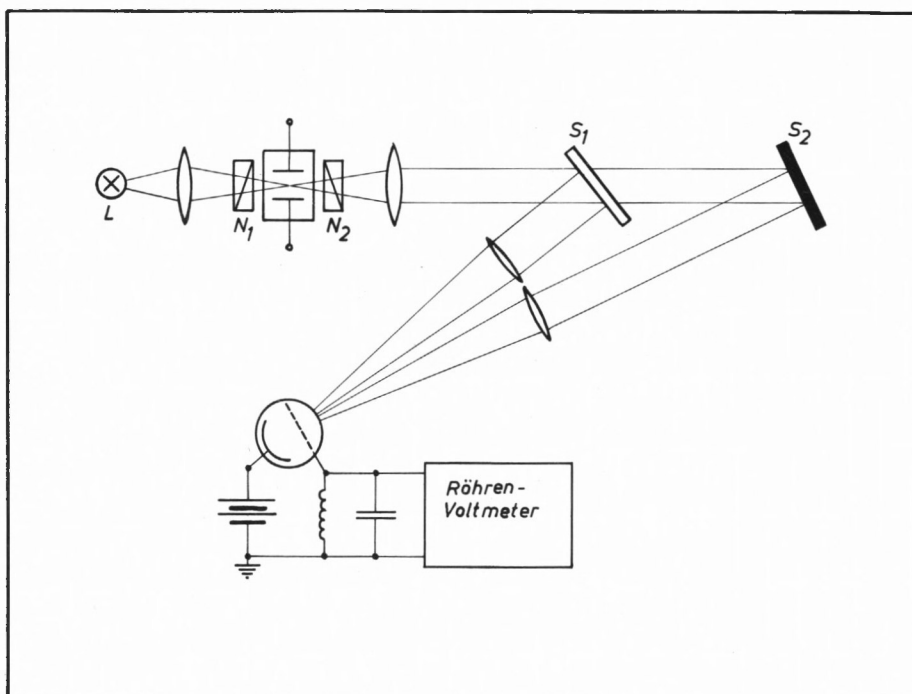
31. Abhängigkeit der Strommodulation einer kugelförmigen Photozelle ($r = 5$ cm) bei punktförmiger und diffuser Beleuchtung mit moduliertem Licht.



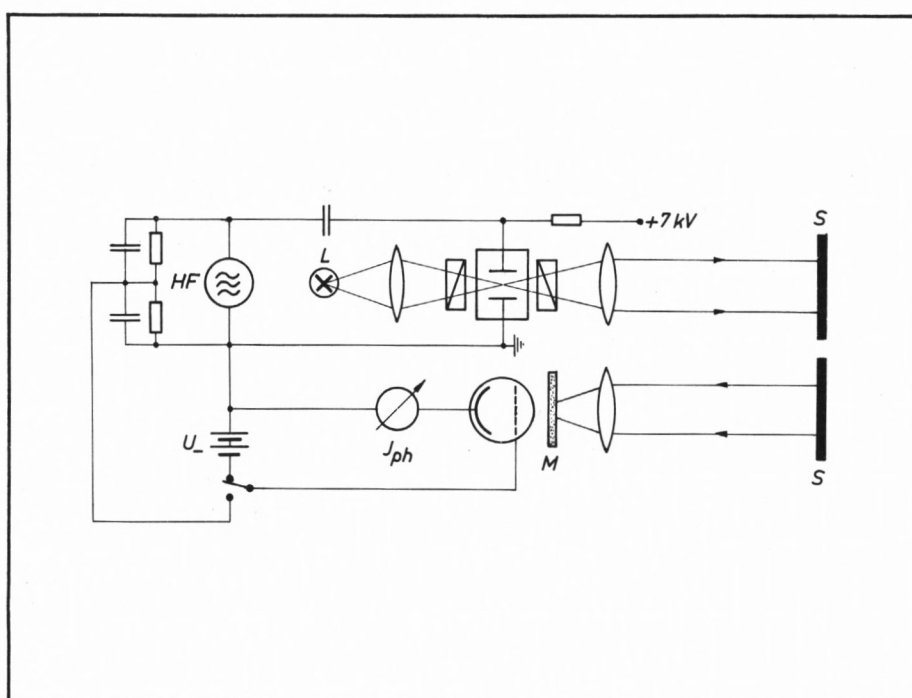
32. Kennlinie einer kugelförmigen Photozelle für Gleichspannung und Wechselspannung bis 12 MHz; dynamische Vervielfachung nach Messungen von Geest.



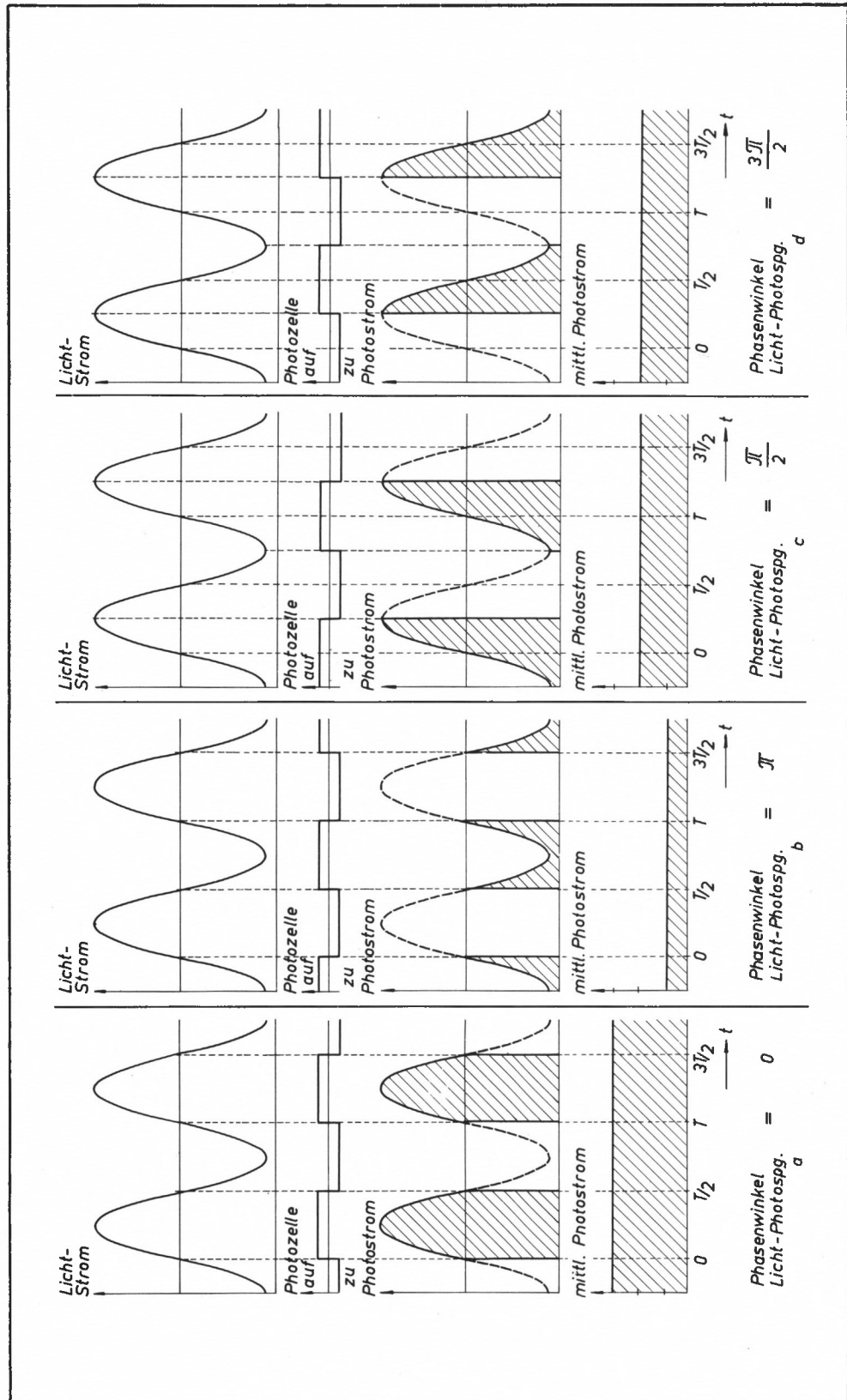
33. Frequenz-Kennlinie der neuen, in Abb. 28 gezeigten Photozelle.



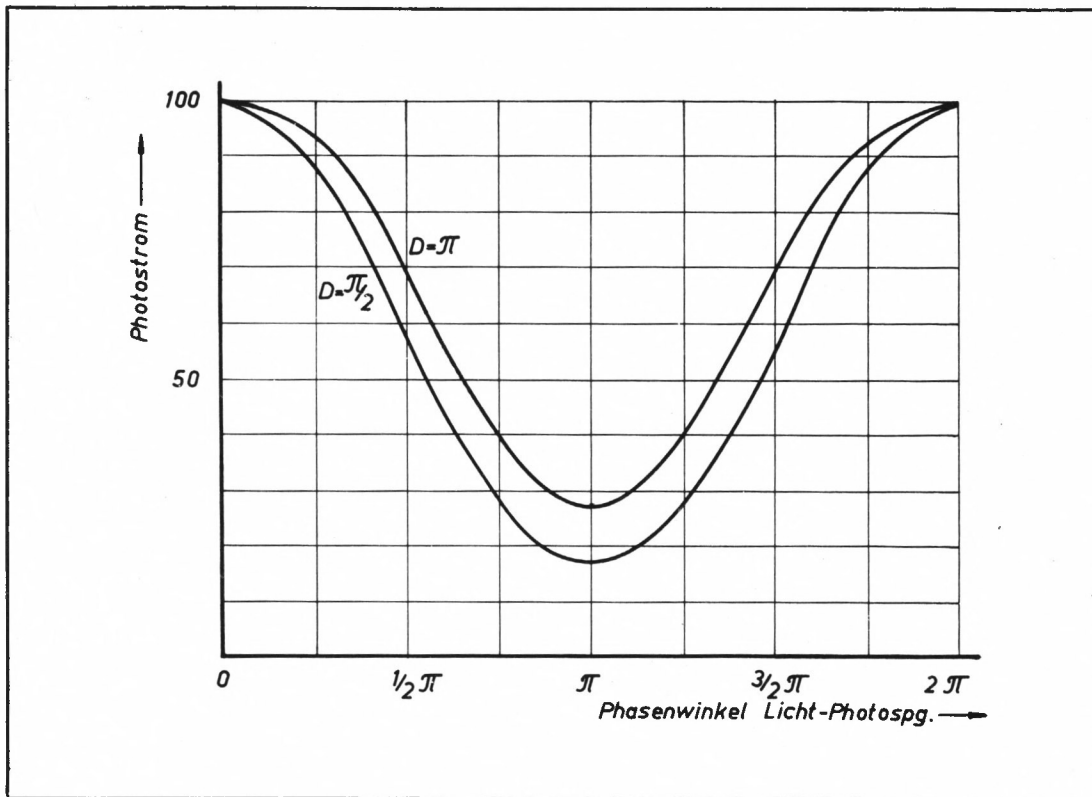
34. Anordnung von Anderson zur c-Bestimmung.



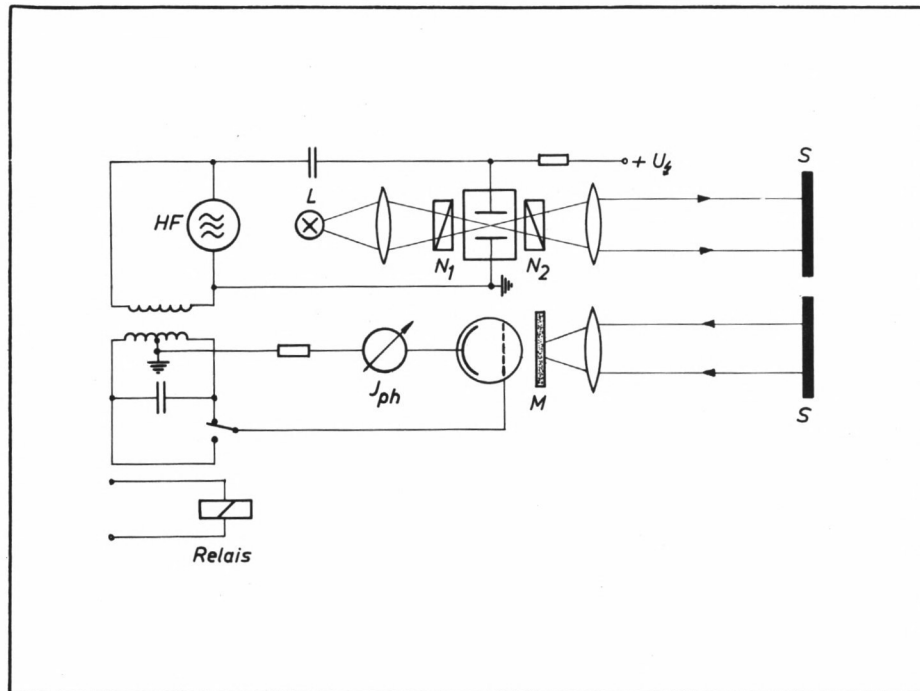
35. Anordnung von Karolus-Hüttel zur c-Bestimmung.



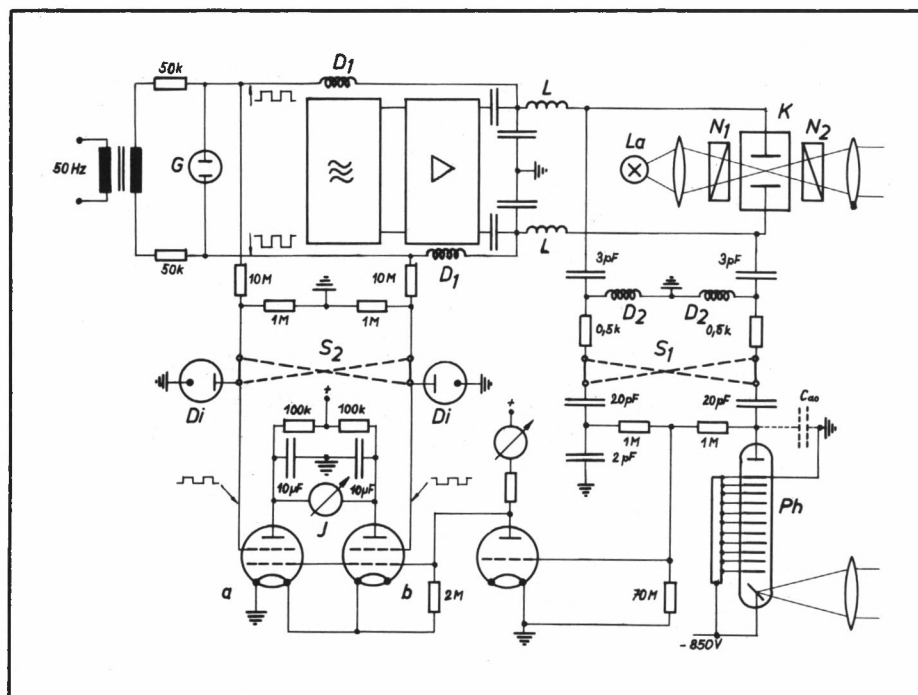
36. Licht- und Photostrom einer phasenmessenden Photozelle für verschiedene Phasenwinkel.



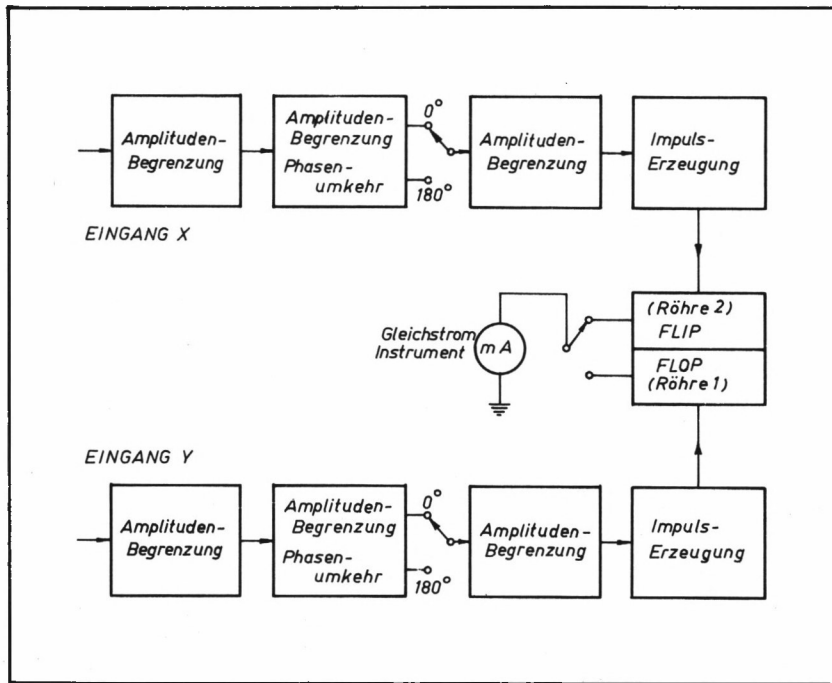
37. Mittlerer Photostrom als Funktion des Phasenwinkels zwischen Licht und Photospannung.



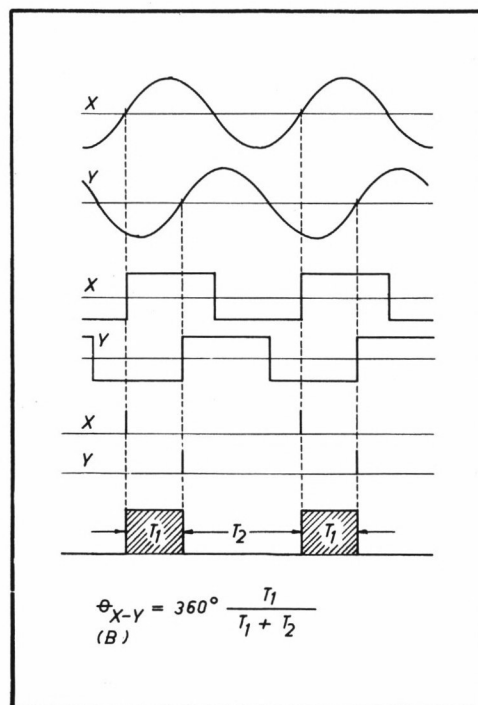
38. Anordnung von Karolus-Mende zur Lichtmodulation und Phasenmessung.



39. Elektrischer Aufbau des „Geodimeters“ nach Bergstrand (schematisch).



40. Phasenmesser mit Multivibrator nach Kretzmer.



41. Verlauf der Spannungen des Phasenmessers von Kretzmer am Eingang, nach der Begrenzung und nach der Differentiation; Stromverlauf im Flip-Flop.