

was also durch Fokussierung im Absaugfeld zustande kommen würde und nicht eine dem Emissionsakt eigentümliche Erscheinung ist. Auch die in <sup>2b)</sup> beschriebene Vergrößerung der Stromstärke durch Temperaturerhöhung, sogar im „Raumladungsgebiet“, ist eine Folge der mit der Temperaturerhöhung verbundenen Vergrößerung der Elektronenaustrittsgeschwindigkeit; das bedeutet gleichzeitig eine Verringerung der Raumladung, also eine Erhöhung der Feldstärke an der Kathode und damit größeren Emissionsstrom.

Entwicklungsabteilung der Röhrenfabrik der Siemens & Halske AG, München.

W. VEITH.

Eingegangen am 1. Dezember 1954.

<sup>1)</sup> BABCOCK, M. L., D. F. HOLSHOUSER u. H. v. FOERSTER: *Physic. Rev.* **91**, 755 (1953). — MÜLLER, G. E.: *Trans. Inst. Radio Engrs.* **1953**, 33—36.

<sup>2)</sup> a) SHELTON, H., u. L. D. SMULLIN: 14. Annual Conference of Physics and Electronics, M.I.T., 25.—27. März 1954 (1954); vgl. insbes. S. 54—57. — b) KUMPFER, B. D., u. H. BRETT: *Convent Rec. Inst. Radio Engrs.*, Teil 3, S. 66, 1954.

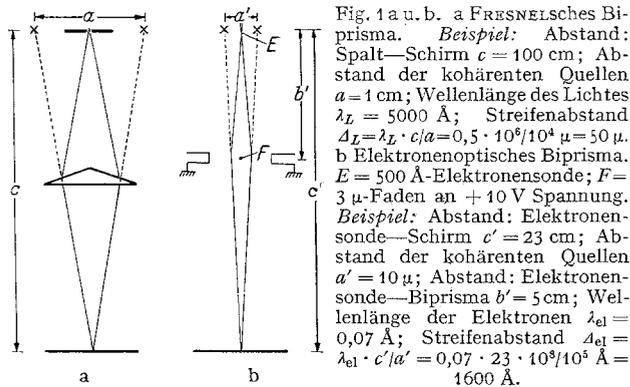
<sup>3)</sup> VEITH, W.: Im Druck.

<sup>4)</sup> BOERSCH, H.: *Naturwiss.* **40**, 267 (1953).

<sup>5)</sup> PFETSCHER, O., u. W. VEITH: *Le vide* **1954**, 52, 181.

### FRESNELScher Interferenzversuch mit einem Biprisma für Elektronenwellen.

In dem in Fig. 1 a dargestellten FRESNELSchen Interferenzversuch verwandelt das Biprisma den mit monochromatischem Licht beleuchteten Spalt in eine kohärente Doppellichtquelle.



Auf dem Beobachtungsschirm entstehen je nach Gangunterschied der beiden Wellenzüge Maxima und Minima, wobei die Interferenzfransen einen Abstand von  $\Delta_L = \lambda_L \cdot c/a$  haben. Aus geometrischen Gründen muß die Spaltbreite kleiner als  $\Delta_L$  sein.

Im folgenden wird gezeigt, daß sich dieser Interferenzversuch der Lichtoptik auch mit Elektronenwellen durchführen läßt. In Fig. 1 b ist die Versuchsanordnung für den Inter-

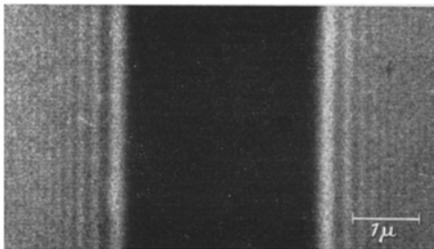


Fig. 2. Schattenwurf des 3  $\mu$ -Fadens durch die 500  $\text{\AA}$ -Elektronenquelle.

ferenzversuch mit Elektronenstrahlen skizziert. Das elektronenoptische Biprisma besteht aus einem isoliert befestigten metallisierten Quarzfaden von 3  $\mu$  Dicke und zwei Erdelektroden, die vom Faden einen Abstand von 2 mm haben. Eine Fadenspannung von etwa +10 V bewirkt bereits die gewünschte Strahlumlenkung. Für die in Fig. 1 b eingetragenen Abstände errechnet sich für 30 kV-Elektronen eine Streifenbreite von  $\Delta_{el} = \lambda_{el} \cdot c'/a' = 0,07 \cdot 23 \cdot 10^8/10^5 = 1600 \text{\AA}$ . Eine 65fache elektronenoptische Nachvergrößerung ergibt einen Streifenabstand von 10  $\mu$ , der von den üblichen, in der Elektronenmikroskopie benutzten Emulsionen noch aufgelöst wird. Die geometrische Bedingung, daß die Elektronenquelle kleiner

als der Streifenabstand von 1600  $\text{\AA}$  sein muß, wird durch zweistufige Verkleinerung einer üblichen Elektronenquelle auf etwa 500  $\text{\AA}$  erreicht.

In Fig. 2 ist der Schattenwurf des zunächst noch auf Erdoberpotential befindlichen 3  $\mu$ -Fadens durch die 500  $\text{\AA}$ -Elektronenquelle in 9000facher Vergrößerung wiedergegeben. Die 3,6fache elektronenschattenmikroskopische Vergrößerung wurde mit einer Elektronenlinse 65fach weitervergrößert und schließlich lichtoptisch 40fach nachvergrößert. Beiderseits des Fadens zeigen sich erwartungsgemäß FRESNELSche Beugungssäume. Läßt man jetzt das elektronenoptische Biprisma durch stetige Erhöhung des positiven Fadenpotentials wirksam werden, so wandern die Bildhälften übereinander. Durch diese Überlagerung der beiden kohärenten Wellenzüge erscheint deutlich ein feines äquidistantes Streifensystem. In Fig. 3 sind an die 100 Interferenzstreifen in dem oben berechneten Abstand von 1600  $\text{\AA}$  zu erkennen. Die Kohärenzlänge des Elektronenwellenzuges beträgt also mindestens  $100 \cdot \lambda = 7 \text{\AA}$ .

Das Gelingen dieses Experimentes verdient nach Meinung der Verfasser besondere Aufmerksamkeit im Hinblick auf die aktuelle Frage der Möglichkeit der Interferometrie mit Elektronenwellen. Die bisherige Aufspaltung eines Elektronenstrahls in kohärente Teilstrahlen durch BRAGGSche Reflexio-



Fig. 3. Mit dem elektronenoptischen Biprisma erzeugte Interferenzstreifen. Strahlspannung 30 kV;  $\lambda_{el} = 0,07 \text{\AA}$ . Vergrößerung 5600fach.

nen <sup>1-4)</sup> wird im elektronenoptischen Biprisma durch bequem einstellbare Potentialfelder geleistet. Über weitere Versuche wird demnächst berichtet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Firma Carl Zeiss in Oberkochen danken wir für apparative Leihgaben.

Physikalisches Institut der Universität Tübingen, Abteilung für Experimentelle und Angewandte Physik.

G. MÖLLENSTEDT und H. DÜKER.

Eingegangen am 21. Oktober 1954.

<sup>1)</sup> MITSUSHI, T., H. NAGASAKI u. R. UYEDA: *Proc. Jap. Acad.* **27**, Nr. 2 (1951).

<sup>2)</sup> MÖLLENSTEDT, G.: *Optik* **10**, 72 (1953).

<sup>3)</sup> RANG, O.: *Z. Physik* **136**, 464 (1953).

<sup>4)</sup> MARTON, L.: *Physic. Rev.* **90**, (1953).

### Über die Hyperfeinstruktur des Tm II-Spektrums und die Kernmomente von Tm<sup>169</sup>.

Die Hyperfeinstruktur des Tm-Spektrums ist bisher nur von SCHÜLER und SCHMIDT<sup>1)</sup> an einigen nicht in ein Termeschema eingeordneten Linien im Sichtbaren untersucht worden. Die Autoren fanden an 12 Linien eine Dublettstruktur mit ungefähr gleich starken Komponenten, an einer Linie darüber hinaus zwei schwache Komponenten; daraus wurde auf die Kerndrehimpulsquantenzahl  $I = \frac{1}{2}$  geschlossen. Inzwischen sind von MEGGERS<sup>2)</sup> etwa 200 Linien des Tm II-Spektrums eingeordnet worden, die von den 4 Termen des Grundzustandes  $4f^{13} 6s$  zu 66 höher liegenden Termen führen. Es erschien uns lohnend, die Hyperfeinstrukturaufspaltungen einiger dieser Linien mit einem FABRY-PEROT-Interferometer zu untersuchen, um die Kerndrehimpulsquantenzahl zu überprüfen und das bisher unbekannte magnetische Kerndipolmoment zu berechnen.

20 Linien im Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda = 4000 \text{\AA}$  und  $\lambda = 3500 \text{\AA}$  zeigen eine Dublettstruktur mit ungefähr gleich starken Komponenten, die Aufspaltungen betragen bis zu  $155 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ; an  $\lambda = 3848,01 \text{\AA}$  werden drei Komponenten beobachtet, aus deren Intensitätsverhältnis, ebenso wie aus der Dublettstruktur der übrigen Linien, auf die Kerndrehimpulsquantenzahl  $I = \frac{1}{2}$  geschlossen werden kann. Der von SCHÜLER und SCHMIDT angegebene Wert kann damit als gesichert gelten. Das magnetische Kernmoment wurde auf drei voneinander unabhängigen Wegen bestimmt: a) aus der Aufspaltung des Termes  $^3F_4^0$ , b) aus der Differenz der Aufspaltungen