

sein. Das entspricht den Messungen von BROSER und BROSER-WARMINSKY. Im Fall des blauen Zentrums ist der energetische Abstand zwischen dem Term  $n=2$  und dem Valenzband größer als der des grünen Zentrums. Dem Übergang  $n=2 \rightarrow$  Valenzband ist offensichtlich der Lumineszenzprozeß zuzuordnen.

Die Ladungsdifferenz der beiden Zentren wird durch ein — an die Schwefelfehlstelle assoziiertes bzw. von ihr dissoziiertes — Elektron hervorgerufen. Dementsprechend muß eine starke Temperaturabhängigkeit beider Lumineszenzbanden vorliegen. Dies wird auch experimentell

gefunden. Bei tiefen Temperaturen (ca. 80 °K), wenn also die Fehlstellen im Effekt einfach positiv geladen sind, tritt ausschließlich die blaue Bande auf. Entsprechendes gilt für hohe Temperaturen (ca. 400 °K) bei der grünen Bande. Durch Dissoziation sind hier die Fehlstellen im Effekt zweifach positiv geladen und die Lumineszenz enthält nur die grüne Bande. Zwischen diesen Extremen gibt es einen stetigen Übergang.

Wir werden in Kürze ausführlich hierüber in dieser Zeitschrift berichten.

## Zur Frage der Sichtbarkeit und Lage von Keilinterferenzen

VON RUDOLF LANDWEHR \*

(Z. Naturforsch. 13 a, 58—59 [1958]; eingegangen am 23. Dezember 1957)

Vor einiger Zeit veröffentlichten BRUCE<sup>1</sup> und THORNTON<sup>2</sup> einige Abhandlungen über die Wirkung schräg auffallender Lichtstrahlen bei Interferometern zur Längenmessung. Ein allgemeiner Beitrag zur Frage des Apertureinflusses stammt von SCHULZ<sup>3</sup>, der auf die Notwendigkeit von Korrekturen und das Auftreten von Schwebungen bei Keilinterferenzen hinweist. Viel früher hat sich schon v. IGNATOWSKY<sup>4</sup> sehr eingehend mit diesem Problem befaßt und dabei auch die Wirkung des Keilwinkels der jeweils vorhandenen Luftschicht berücksichtigt. Durch den Keilwinkel wird das Problem unsymmetrisch, so daß es gerade auch im Rahmen der Diskussion des Einflusses der Breite der Lichtquelle auf die Interferenzerscheinungen interessant ist. Die damit zusammenhängenden, schon von v. LAUE eingeleiteten Untersuchungen über den Grad der Kohärenz beschränkten sich bisher im allgemeinen auf symmetrische Anordnungen<sup>5</sup>.

IGNATOWSKY behandelt im besonderen die systematischen Fehler, die bei der Längenmessung von Endmaßen mit dem KÖSTERSschen Interferenzkomparator auftreten, und diskutiert entsprechend dem Bedürfnis der damaligen Zeit an einigen Beispielen die Ergebnisse für den Fall kürzerer Endmaße und kleinerer Aperturen, bei dem die durch die zunehmende Konvergenz auftretenden maximalen Phasenunterschiede

$$\frac{v}{4} = \frac{1}{2} k l r^2 / f^2$$

( $k=2\pi/\lambda$ ,  $l$  Länge der Interferenzstrecke am Meßort,  $r/f = \tan \alpha$ ,  $\alpha$  = Einfallswinkel eines vom Radius  $r$  in der Brennebene eines Objektivs mit der Brennweite  $f$  einfallenden Strahles) kleiner als  $\pi$  sind. Die Ergebnisse

sind aber natürlich durchaus nicht auf die spezielle Aufgabenstellung beschränkt. In Hinblick auf die erstgenannten Arbeiten und auf die grundlegende Wichtigkeit für die Diskussion derartiger Interferenzphänomene wurden die Rechnungen jetzt auch auf größere Phasenunterschiede ausgedehnt<sup>6</sup>.

Hier soll zunächst nur der Fall der Auswirkung einer kreisförmigen Lichtquelle, der im Hinblick auf weitere Konsequenzen bei mikroiinterferometrischen Untersuchungen von besonderem Interesse ist, kurz behandelt werden. Auf die theoretische Ableitung wird nicht weiter eingegangen. Einzelheiten darüber sowie weitere Ergebnisse folgen an anderer Stelle. Hier sei nur bemerkt, daß v. IGNATOWSKY nach dem Vorgang von LOMMEL<sup>7</sup> die Phasenverschiebung  $\varphi$  aus dem phasenabhängigen Teil des Intensitätsausdruckes mittels der Beziehung  $\tan \varphi = S/C$  berechnet hat, wobei  $S$  und  $C$  zwei Integralausdrücke sind, die auf die sogenannten LOMMELschen Integrale, in denen BESSELSche Funktionen als Faktoren vorkommen, zurückzuführen sind.

Das Ergebnis einer numerischen Durchrechnung zeigt Abb. 1a. Darin ist die Größe der resultierenden Phasenverschiebung, die sich bei Keilinterferenzen in einer Verlagerung der Interferenzstreifen äußert, als Streifenbruchteil  $\varepsilon = \varphi/2\pi$  (von  $\lambda/2$ ) in Abhängigkeit von  $v/4$  bis zu einem  $v/4 = 3\pi$  dargestellt, und zwar für zwei Wertetripel  $l\vartheta/\lambda$  ( $\vartheta$  Keilwinkel der Interferenzluftschicht,  $\lambda$  benutzte Wellenlänge). Ein evtl. an einer der reflektierenden Flächen auftretender zusätzlicher Phasensprung wurde nicht berücksichtigt. Man sieht, daß die ohne Berücksichtigung des Keilwinkels erhaltene Kurve von BRUCE und THORNTON durch den Keilwinkel mit größer werdendem  $l\vartheta/\lambda$  erheblich modifiziert wird. Zur besseren Veranschaulichung des ganzen Vorganges wurden die Sichtbarkeitskurven aus  $\sqrt{C^2 + S^2}$  berechnet und in Abb. 1b mit demselben Abszissen-Maßstab aufgezeichnet. Es kommt hier zu keiner vollständigen Umkehrung des Interferenzbildes, so daß keine negativen Werte auftreten.

\* Menden/Sauerland, Hofeskamp 29.

<sup>1</sup> C. F. BRUCE, Aust. J. Phys. 8, 224 [1955]; J. Opt. Soc. Amer. 45, 1084 [1955]; Tech. Pap. nat. Stand. Lab. Nr. 8, 3 [1956].

<sup>2</sup> B. S. THORNTON, Aust. J. Phys. 8, 241 [1955].

<sup>3</sup> G. SCHULZ, Ann. Phys., Lpz. (6) 14, 177 [1954].

<sup>4</sup> W. v. IGNATOWSKY, Einfluß der Form und der Lage der Lichtquelle bei den Messungen mit dem Interferenzkomparator nach KÖSTERS (russ.), Moskau 1935.

<sup>5</sup> Z. B. L. R. BAKER, Proc. Phys. Soc., Lond. B 66, 975 [1953].

<sup>6</sup> Nach Ann. <sup>1</sup> sind Interferenzstreifen bis  $v/4 = 5\pi$  sichtbar.

<sup>7</sup> E. LOMMEL, Abh. Bayer. Akad. Wiss. II, 15, 229 [1885].



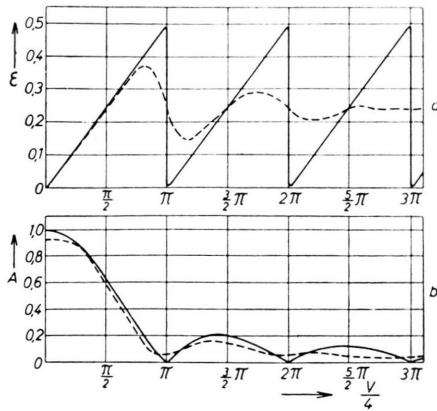


Abb. 1. Phasenverschiebung (als Streifenversetzung  $\varepsilon$ ) und Sichtbarkeit  $A$  von Keilinterferenzen in Abhängigkeit von der Konvergenz der auffallenden Strahlen.  
 —  $l\vartheta/\lambda=0,07$ ; ---  $l\vartheta/\lambda=175$ .

Man muß aber erwähnen, daß bei Benutzung einer virtuellen Vergleichsebene, wie z. B. bei dem KÖSTERS-

<sup>8</sup> Für die in Anm. <sup>1</sup> angeführten Meßwerte erhält man dann unter plausiblen Annahmen eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den gerechneten Werten als dort angegeben.

schen Interferenzkomparator, mit größer werdenden  $v/4$ -Werten auch größere Korrekturwerte vorkommen können (da dann zwei Korrekturbeträge von beiden Teilsystemen addiert werden müssen<sup>8</sup>), und daß bei exzentrischer Lage der Blendenöffnung wieder andere Korrekturwerte auftreten. Für die Mehrzahl der praktischen Fälle ist bei Berücksichtigung der schon immer — allerdings nur im Hinblick auf die Schärfe — aufgestellten Forderung nach genügender Parallelität<sup>9</sup> die in Anm. <sup>10</sup> angegebene Korrekturformel ausreichend, die sich nach Umformung für nicht zu große  $l\vartheta/\lambda$  und für  $v/4 < \pi$  als Annäherung ergibt.

Während der Fall der Endmaßmessung (große Schichtdicken und kleine Aperturen) den einen Grenzfall des Apertureinflusses bildet, stellt der Fall der mikrointerferometrischen Beobachtung (sehr dünne Schichtdicken, aber große Aperturen) den anderen Grenzfall dar. Hier befindet man sich im allgemeinen nur im ersten Teil der Kurven, der hier nur einem Umfang von wenigen Ordnungen entspricht. Doch erfahren bei großen Öffnungswinkeln die zu obiger Berechnung benutzten Formeln noch eine gewisse Änderung. Dieser Fall soll ausführlicher an anderer Stelle behandelt werden.

<sup>9</sup> E. GEHRCKE, Handb. der physikal. Optik, J. A. Barth, Leipzig 1927, Bd. I, S. 488.

<sup>10</sup> R. LANDWEHR, Z. angew. Phys. **8**, 561 [1956].

## Zur formalen Theorie des optischen Potentials

VON HORST ROLLNIK

Institut für theoretische Physik der Freien Universität Berlin  
 (Z. Naturforsch. **13 a**, 59—61 [1958]; eingegangen am 30. Oktober 1957)

Die großen Erfolge, die die Benutzung eines komplexen, lokalen Einteilchenpotentials für die Deutung der Nukleonenstreuung an Atomkernen in den letzten Jahren errungen hat, sind allgemein bekannt<sup>1</sup>. Eine ganze Reihe von Arbeiten hat sich mit verschiedenen Näherungsmethoden um ein theoretisches Verständnis des Imaginärteils des optischen Potentials bemüht<sup>2</sup>. Daraus ragen die von WATSON und Mitarbeitern<sup>2</sup> insofern heraus, als sie außer ihrer Näherungsmethode der Vielfach-Streuung — die speziell auf Mesonprozesse angewendet wird — den allgemeinen Rahmen einer exakten Theorie des komplexen Potentials enthalten. Die Verfasser denken sich die strenge Lösung des (stationären) quantenmechanischen Problems  $\Psi(x_1, \dots, x_{A+1})$  nach Produkten  $\chi_\mu(x_1, \dots, x_A) \varphi_\mu(x_{A+1})$  entwickelt. Dabei sind  $\chi_\mu(x_i)$  ein vollständiger Satz von Eigenfunktionen, die den Targetkern beschreiben,  $\varphi_\mu(x_{A+1})$  entsprechend ein vollständiges System von Einteilchenfunktionen. War der Targetkern zu Anfang im Grundzustand  $\chi_0$ , so wird durch  $\Phi_0(x_{A+1}) = (\chi_0, \Psi)$  eine Ein-

teilchenfunktion gegeben, deren auslaufende Komponenten den elastischen Wirkungsquerschnitt des durch  $\Psi$  beschriebenen Problems geben. Die Funktion  $\Phi_0(x)$  genügt einer formalen Einteilchen-SCHRÖDINGER-Gleichung mit einem Einteilchenpotential  $V_c$ , für das man mit dem WATSONschen Formalismus folgendes Gleichungssystem erhält (vgl. auch unten!):

$$V_c = \sum_\nu V_{0\nu} \omega_\nu; \quad (1)$$

$$\omega_0 = 1, \quad \omega_\nu = \frac{1}{E - E_\nu + i\eta - K - V_{\nu\nu}} \sum_{\mu \neq \nu} V_{\nu\mu} \omega_\mu \quad (\nu \neq 0).$$

Hierin bedeuten  $V_{\nu\mu}$  Einteilchenoperatoren, die man aus dem Gesamtwechselwirkungspotential  $V$  zwischen dem einfallenden Nukleon  $x_{A+1}$  und allen Kernnukleonen  $x_i$  ( $i=1, \dots, A$ ) durch Bilden der Matrixelemente hinsichtlich der Targetkernzustände erhält:

$$V_{\nu\mu} = (\chi_\nu, V \chi_\mu).$$

$E_\nu$  ist der zur Funktion  $\chi_\nu$  gehörige Energieeigenwert des Targetkerns, und  $K$  ist der Operator der kinetischen Energie des einfallenden Nukleons. Die Einteilchenoperatoren  $\omega_\mu$  werden durch das in (1) enthaltene Integralgleichungssystem bestimmt. Die infinitesimale Größe  $i\eta$  bestimmt — wie üblich — die Weise, in der man um die Nullstellen von  $E - E_\nu - K - V_{\nu\nu}$  herum

<sup>1</sup> Vgl. z. B. den zusammenfassenden Artikel von F. MEDINA u. G. SÜSSMANN, Fortschr. Phys. **4**, 297 [1956].

<sup>2</sup> A. LANE u. C. WANDEL, Phys. Rev. **98**, 1524 [1955]. — A. LANE, R. THOMAS u. E. WIGNER, Phys. Rev. **98**, 693

[1955]. — K. BRUECKNER, Phys. Rev. **103**, 172 [1956]. — A. BOHR u. B. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Med. **27**, Nr. 16 [1953]. — K. WATSON, Phys. Rev. **89**, 575 [1953]. — N. FRANCIS u. K. WATSON, Phys. Rev. **92**, 291 [1953].