

Werner B. Schneider

Ein kaum bekannter Interferenzversuch mit überraschenden Eigenschaften¹

Es wird eine Interferenzanordnung (nach Mollwo [4]) beschrieben, bei der Interferenzen gleicher Dicke an einer dünnen, durchsichtigen, aufgedampften Kristallschicht über die Streuung an Inhomogenitäten der Schicht (Streuteilchen im Interferenzfeld) sichtbar gemacht werden. Vorteile der Anordnung sind u.a. der geringe Justieraufwand, die relativ große spektrale Auflösung bei niedriger Interferenzordnung und die besonders lichtstarke, ästhetisch beeindruckende Interferenzerscheinung.

1. Einleitung

Es gibt eine Reihe von Interferenzversuchen, bei denen Streuteilchen für die Entstehung der Interferenzerscheinung entscheidend sind bzw. durch die der Nachweis der Interferenz erfolgt [1, 2, 3, 4, 5]. Leider geraten diese oft überraschenden und ästhetischen Versuche immer mehr in Vergessenheit. Als Beispiel sei hier der Versuch zu den sogenannten Quetelet'schen Ringe [1] erwähnt, bei dem die Streuteilchen wesentlich zur Entstehung der Interferenzfigur (konzentrische, farbige Ringe) beitragen.

Eine ebenso schöne und überraschende Interferenzerscheinung, bei der die Streuteilchen allerdings nur zum Nachweis der Interferenz dienen, wurde zum erstenmal von Mollwo [4] beschrieben. Die entsprechende Versuchsanordnung ist nach unserer Kenntnis wenig bekannt, obwohl sie viele Vorteile bietet. Das Kernstück der Anordnung ist eine verspiegelte Glasplatte, auf die in geeigneter Weise eine durchsichtige Kristallschicht aufgedampft ist. Das Besondere an dem Versuch ist, daß er mit streifend einfallendem Licht durchgeführt wird und dennoch eine überraschend helle und leicht zu beobachtende Interferenzerscheinung liefert. Insgesamt zeichnet er sich durch folgende Merkmale aus:

- geringer Justieraufwand,
- große spektrale Auflösung bei niedriger Interferenzordnung,
- besonders lichtstarke, ästhetisch beeindruckende und leicht zu beobachtende Interferenzerscheinung,
- Deutung als Fabry-Perot-Interferometer bei Plattenabständen im Wellenlängenbereich,
- relativ einfache Herstellung.

Aufgrund dieser vor allem für den Einsatz in der Lehre wertvollen Eigenschaften möchten wir hiermit für diesen Interferenzversuch werben und beschreiben im Folgenden die Herstellung der Aufdampfschicht und einige charakteristische Experimente mit der Interferenzanordnung. Wir beziehen uns dabei auf die Originalliteratur [4], [7] und auf eigene Erfahrungen und Deutungen [6].

¹ Herrn Prof. Dr. Gerd Koppelman, Optisches Institut, TU Berlin und Herrn Dr. Helmut Dittmann, Hans-Sachs-Gymnasium Nürnberg zum 60. Geburtstag im Jahr 1989 gewidmet.

2. Herstellung des Interferometers

Eine Floatglasplatte mit dem Durchmesser von ca. 200 mm und einer Dicke von ca. 4 mm wird gründlich gereinigt und im Hochvakuum einseitig mit einer möglichst homogenen Aluminiumschicht (Schichtdicke ca. 2 bis 3 μm) bedampft. Silber ist ebenso geeignet. Auf diese Al-Schicht wurde dann mit der in Abbildung 1 dargestellten Anordnung Lithiumfluorid (LiF) aufgedampft.

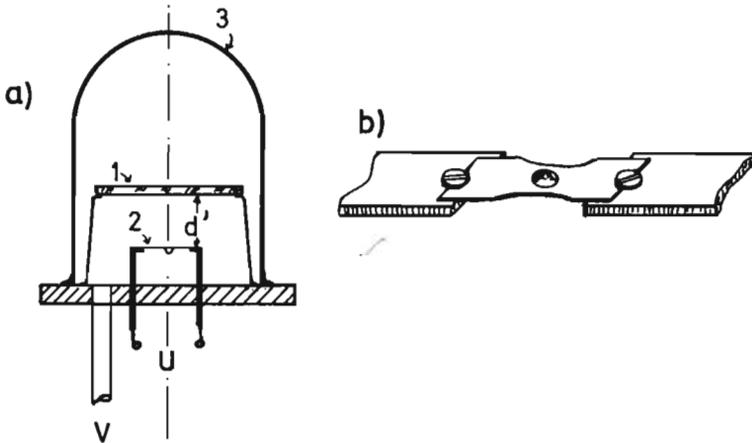


Abb. 1 Schema der Aufdampfeinrichtung zur Herstellung der Lithiumfluoridschicht.

a) Anordnung der Teile (1: Glasplatte $\varnothing \approx 200$ mm; 2: Molybdänblech; d' : Abstand zwischen Glasplatte und Mo-Blech; 3: Glasglocke V: Anschluß des Vakuumpellers an den Vakuumpumpenstand; U: Heizspannung)

b) Molybdänblech mit der Vertiefung im Zentrum ($\varnothing \approx 2$ mm); Abmessungen: 25 mm · 10 mm · 0,05 mm. Im Bereich der Vertiefung ist das Blech auf ca. 7 mm eingeebnet.

Für das Gelingen des Versuchs ist es notwendig, daß die Verdampfungsstelle für das LiF annähernd punktförmig ist. Um dies zu gewährleisten, verwendeten wir ein Molybdänblech, das die in Abbildung 1b skizzierte Form hat. Zur Aufnahme des LiF-Kristalls ist das Blech in der Mitte durch Eindrücken einer Stahlkugel ($\varnothing \approx 2$ mm) mit einer passenden Vertiefung versehen. Zur Konzentration der Stromwärme auf die Vertiefung ist dort der elektrische Widerstand erhöht, was durch eine geringere Breite des Blechs erreicht wird. Das Blech muß vor seiner endgültigen Verwendung unter Vakuum gründlich ausgeheizt werden. In die Vertiefung bringt man einen kleinen LiF-Kristall und regelt die Stromstärke auf einen Wert, bei dem der Kristall schmilzt. Es bildet sich eine kleine Perle, die annähernd wie ein punktförmiges Verdampfungszentrum wirkt, so daß die Gesetze für einen punktförmigen Strahler in guter Näherung angewendet werden können.

Zur Herstellung des gewünschten LiF-Profiles wird beim Aufdampfen ein relativ kleiner Abstand d' (ca. 40 bis 60 mm) zwischen dem Mo-Blech und der Scheibe eingestellt, damit von der punktförmigen Quelle ein möglichst großer Raumwinkelbereich ausgeleuchtet wird. Aufgrund des quadratischen Abstandsgesetzes ist dann auf der Glasscheibe mit einem kontinuierlich anwachsenden LiF-Profil zu rechnen. Liegt der Verdampfungspunkt zusätzlich

genau auf der Senkrechten durch den Mittelpunkt O der Scheibe, so stellt sich beim Aufdampfen das gewünschte, zu O rotationssymmetrische Profil ein.

Die Kontrolle des Aufdampfprozesses erfolgt von außen durch die durchsichtige Glocke (s. Abb. 1) der Aufdampfapparatur. Die Scheibe wird dazu von außen mit einer Quecksilberdampflampe beleuchtet. Das Wachsen der Schicht macht sich auf der Scheibe durch das Auftreten farbiger Ringe bemerkbar, die zunächst nur im Zentrum auftreten und mit der Zeit (wachsende Schichtdicke) nach außen wandern. Das Aufdampfen ist sofort zu unterbrechen, sobald der äußere blaue Ring bis in die Nähe des Scheibenrandes gewandert ist.

Beim Aufdampfen sollte der Druck innerhalb der Glocke im mPa-Bereich liegen. Die LiF-Schicht ist empfindlich gegen mechanische Beanspruchungen, jedoch relativ unempfindlich gegen chemische Einflüsse der umgebenden Atmosphäre.

3. Interferenzversuch

Beleuchtet man die Scheibe streifend mit linear polarisiertem Licht mit der Polarisationsrichtung E_{\perp} (senkrecht zur Einfallsebene) z.B. einer Quecksilberdampflampe, so wird man für die vorher aufgewandten Mühen durch eine besonders ästhetische und unerwartet lichtstarke Interferenzerscheinung belohnt. Blickt man senkrecht auf die Scheibenfläche, so sieht man vor dunklem Hintergrund ein System konzentrischer, scharfer und sehr heller Ringe in den Farben der markantesten, sichtbaren Hg-Linien ($\lambda = 436,0$ nm (blau), $\lambda = 546,2$ nm (grün) und $\bar{\lambda} = 578,2$ nm (gelb)), die im äußeren Bereich der Scheibe – bis auf die eng benachbarten Linien im Gelben ($\lambda = 579,2$ nm und $\lambda = 577,1$ nm, d.h. $\bar{\lambda} = 578,2$ nm)) – getrennt voneinander zu beobachten sind. Die Ringe entstehen offensichtlich in der LiF-Schicht.

Die Ringradien hängen von der Wellenlänge und der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts ab. Verwendet man unpolarisiertes Licht, so tritt eine besonders vielfältige Ringerscheinung auf, bei der jedoch das Erkennen einfarbiger Ringe fast unmöglich ist.

Zur Demonstration und zur Untersuchung des Phänomens verwendeten wir daher polarisiertes Licht mit der Polarisationsrichtung E_{\perp} (senkrecht zur Einfallsebene) oder E_{\parallel} (parallel zur Einfallsebene).

Die Schwarzweißaufnahme in Abbildung 2 kann den ästhetischen Eindruck der Interferenzerscheinung vor allem wegen der fehlenden Farbwiedergabe nur andeutungsweise vermitteln. Außerdem gibt sie den Helligkeitseindruck von den Ringen verfälscht wieder. In Abbildung 3 ist daher zur besseren Orientierung das Ringsystem in einer Zeichnung maßstabsgetreu unter Angabe der jeweiligen Farbe noch einmal dargestellt. Zum Zentrum hin wiederholen sich die Ringanordnungen. Allerdings liegen die Ringe im inneren Bereich der Scheibe so dicht, daß sie nicht mehr getrennt beobachtet werden können. Dort treten die für die Überlagerung von Spektralfarben typischen Mischfarben auf.

Verwendet man einfarbiges Licht, so tritt diese Überlagerung nicht auf und man kann bis zum Zentrum die einzelnen Ringe getrennt beobachten und die Radien ausmessen. Von besonderem Interesse ist die Untersuchung, wie die Ringradien von der Wellenlänge abhängen. Einfarbiges Licht genügender Intensität erhält man ohne allzu großen Aufwand durch die Verwendung von Interferenzfiltern, die auf die Wellenlänge der jeweiligen Hg-Linien abgestimmt sind. Ferner sendet eine Na-Dampflampe bereits nahezu monochromatisches Licht mit einer mittleren Wellenlänge von $\lambda = 589,3$ nm aus. Insgesamt stehen somit 5 Wellenlängen zur Verfügung.

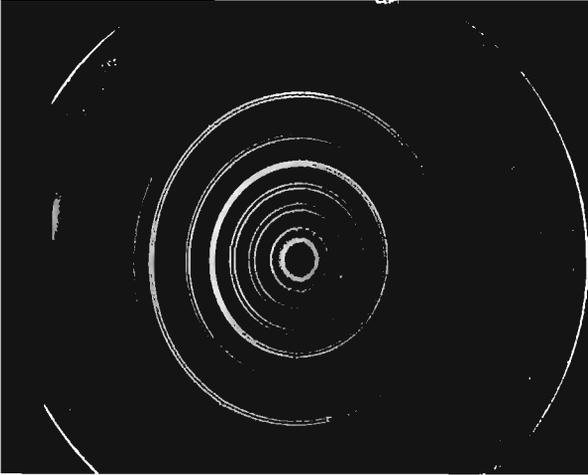
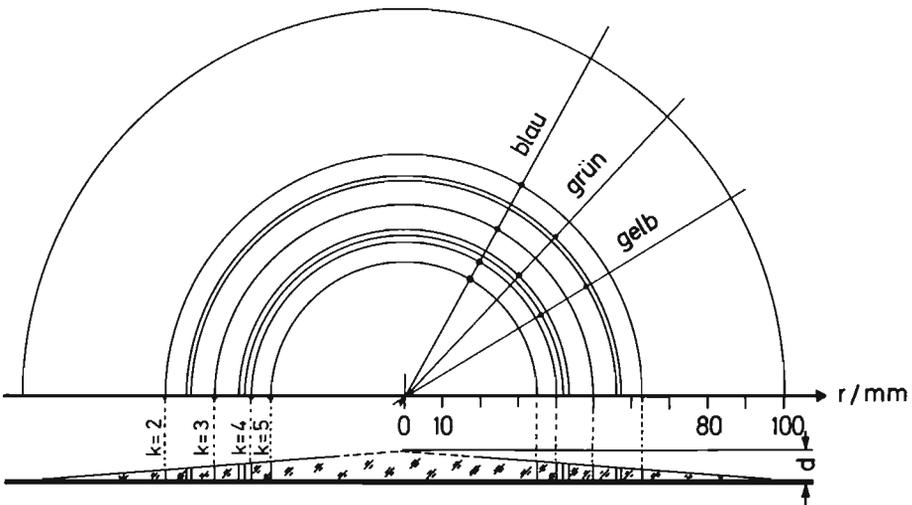


Abb. 2 Schwarzweißaufnahme des Ringsystems.

Aufnahmebedingung: streifender Lichteinfall von links; Quecksilberhochdrucklampe; Polarisationsrichtung E_{\perp} (senkrecht zur Einfallsebene); Anmerkung: die Aufnahme gibt die Intensität der Ringe nicht richtig wieder, da für die verschiedenen Farben die Filmempfindlichkeit unterschiedlich ist.

Abb. 3 Maßstabsgetreue Zeichnung des Ringsystems in Abb. 2.

Die Zuordnung der jeweiligen Farben zu den Ringen erfolgt über die Punkte auf den vom Zentrum 0 aus gezeichneten Geraden. Zusätzlich ist die jeweilige Interferenzordnung k und das Profil der LiF-Schicht schematisch angegeben. Im Zentrum beträgt die Dicke d der Schicht ca. $2 \mu\text{m}$ und am Rand ca. $0,1 \mu\text{m}$.



Die Messung der Ringradien kann direkt z.B. mit Hilfe einer unverzerrten Fotografie des Ringsystems durchgeführt werden. Wir bevorzugten den direkten Weg und bestimmten die Durchmesser mit Hilfe eines durchsichtigen Lineals, das mit entsprechender Vorsicht dicht

vor der Scheibe montiert war. Für die Polarisationsrichtung E_{\perp} und E_{\parallel} erhielten wir die in Tabelle 1 und 2 aufgeführten Radien. Der absolute Meßfehler wird wesentlich durch die Breite und Randunschärfe der Ringe bestimmt. Wir schätzen ihn auf ca. 0,5 mm. Die Breite der Ringe beträgt bei streifendem Lichteinfall im Mittel ca. 1 mm und nimmt im Bereich der inneren Ringe etwas ab. Im Fall von E_{\perp} ist nur der äußere und im Fall E_{\parallel} sind es beide äußeren Ringe, die etwas breiter sind als 1 mm. Die für die Spektroskopie wichtige Halbwertsbreite der Ringe läßt sich nicht direkt messen. Sie ist jedoch auf jeden Fall kleiner als 1 mm. Insgesamt beobachtet man, daß mit der Abnahme des Einfallswinkels (Verlassen der Bedingung des streifenden Lichteinfalls) die Breite und die Helligkeit der Ringe zunimmt, wobei die äußeren Ringe für die Polarisationsrichtung E_{\parallel} eher auf die Änderung des Einfallswinkels reagieren als im Fall E_{\perp} . Bei einer geringen Abweichung vom streifenden Einfall sind für E_{\perp} nur der äußere und für E_{\parallel} die beiden äußeren Ringe unscharf. Im Fall E_{\parallel} ist die Erscheinung nicht so lichtstark. Bei manchen Scheiben beobachtet man eine leichte Stauchung der Ringe.

Tabelle 1 Gemessene Ringradien für die verschiedenen Interferenzordnungen k und Wellenlängen der sichtbaren Hg- und Na-Linien für die Polarisationsrichtung E_{\perp} (senkrecht zur Einfallsebene). In Klammern sind die berechneten Radien angegeben;
 $\delta\lambda$: freier Spektralbereich im Wellenlängenmaßstab bezogen auf $\lambda = 436$ nm.

k	$\delta\lambda/\text{nm}$	436.0 nm	546.0 nm	578.2 nm	589.3 nm
		r/mm			
1	436	—	—	—	—
2	218	62.5	56.5 (55.9)	55.5 (54.0)	54.5 (53.4)
3	145	49.5	43.0 (42.3)	41.5 (40.2)	40.5 (39.5)
4	109	40.0	34.0 (34.5)	32.0 (32.8)	31.0 (32.3)
5	87	34.5	26.5 (25.7)	24.5 (23.1)	23.5 (22.2)
6	73	27.5	19.5 (19.2)	17.0 (16.8)	16.0 (15.9)
7	62	22.0	11.5 (11.4)	9.0 (8.3)	7.0 (7.2)
8	55	16.0	—	—	—

Tabelle 2 Ringradien für die verschiedenen Interferenzordnungen k und Wellenlängen der sichtbaren Hg- und Na-Linien für die Polarisationsrichtung E_{\parallel} (parallel zur Einfallsebene). In Klammern sind die berechneten Werte angegeben.

k	436.0 nm	546.0 nm	578.2 nm	589.3 nm
	r/mm			
1	82.5	71.5 (76.3)	70.5 (74.5)	69.0 (73.9)
2	58.0	50.5 (51.9)	49.0 (50.2)	48.0 (45.4)
3	46.0	39.0 (39.9)	37.5 (38.2)	36.5 (37.6)
4	38.0	31.0 (31.4)	29.0 (29.5)	28.0 (28.9)
5	31.5	24.0 (24.6)	21.5 (22.5)	21.0 (21.8)
6	26.0	17.0 (16.9)	14.0 (14.3)	13.0 (13.3)
7	20.0	8.0 (11.2)	— (8.6)	— (7.7)
8	15.0	—	—	—

Der Versuch überrascht insgesamt, da man bei streifendem Lichteinfall nicht mit einer so lichtstarken Interferenzerscheinung rechnet. Die Erscheinung ist sogar so hell, daß man sie einem größeren Zuschauerkreis direkt vorführen kann. Bemerkenswert ist ferner, daß keine zusätzlichen Hilfsmittel wie Spalt oder Linsen benötigt werden und daß der Justieraufwand minimal ist.

4. Deutung des Ringsystems

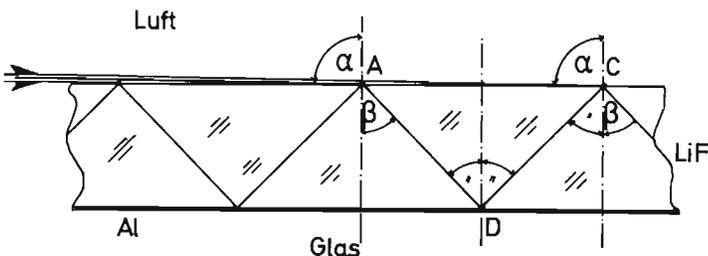
Die Bedingungen beim Aufdampfen sind so gewählt, daß die LiF-Schicht annähernd keilförmig zum Zentrum hin ansteigt und daß das keilförmige Profil rotations-symmetrisch zum Zentrum angeordnet ist. Der Anstieg des Profils erfolgt vom Rand mit der Schichtdicke $d \approx 0$ bis zum Zentrum mit $d \approx 2 \mu\text{m}$ auf der relativ langen Strecke von 100 mm (Steigungswinkel $\approx 0,001^\circ$). Ferner beträgt die Breite eines Rings bei streifendem Einfall ca. 1 mm. Diese Daten berechtigen zu der Annahme, daß auf der Scheibe im jeweiligen Ringbereich die Schichtdicke nahezu konstant ist und daß dort die Grenzschicht zur Luft parallel zur Spiegelschicht verläuft.

In Abbildung 4 ist für einen Ring ein Schichtsegment mit der Fläche von ca. 1 mm^2 vergrößert dargestellt. Das streifend einfallende Licht wird an jeder Stelle unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion ($\beta_T \approx 45^\circ$; $n_{\text{LiF}} \approx \sqrt{2}$) in die LiF-Schicht hineingebrochen. Als Beispiel ist in Abbildung 4 ein möglicher Lichtweg skizziert. Das Licht tritt im Punkt A in die LiF-Schicht (Brechungswinkel β_T) ein und wird in C an der Aluminiumschicht unter dem Winkel β_T reflektiert. Es wird anschließend im Punkt D an der Grenzschicht zur Luft total reflektiert und überlagert sich mit dem in D neu eingetretenen Licht. Anschließend wiederholt sich der Vorgang entsprechend. Die maximale Schichtdicke d wird auf $d \approx 2 \mu\text{m}$ abgeschätzt, so daß die Strecke \overline{AD} höchstens $4 \mu\text{m}$ lang ist. Innerhalb des Bereichs von einem Millimeter kann somit der skizzierte Vorgang mehrere hundertmal erfolgen, zumal die Dämpfung wegen des relativ großen Reflexionsvermögens der Al-Schicht und der totalreflektierenden Grenzschicht relativ klein ist.

Das in der LiF-Schicht verlaufende Licht hat gegenüber dem Licht, das streifend zur Oberfläche in Luft verläuft und neu in die LiF-Schicht eintritt, aufgrund der unterschiedlichen optischen Wege (s. Abb. 4) eine Phasenverschiebung erfahren. Diese Verschiebung kann bei passender Wellenlänge und Schichtdicke gerade so groß sein, daß es zur konstruktiven Interferenz in der Schicht kommen kann.

Abb. 4 Skizze zum Strahlenverlauf im Außen- und Innenbereich der LiF-Schicht.

(α : Einfallswinkel mit $\alpha \approx 90^\circ$; β : Brechungswinkel mit $\beta \approx 45^\circ$; $n_{\text{LiF}} \approx \sqrt{2}$; Al bzw. LiF: Aluminium- bzw. Lithiumfluoridschicht)



Aufgrund dieser experimentellen Fakten treffen wir folgende Annahmen:

- Innerhalb eines Flächenstücks von ca. 1 mm² stellt die LiF-Schicht mit ihren beiden Begrenzungsflächen ein „Mini“-Fabry-Perot-Interferometer dar, bei dem das Licht streifend einfällt.
- Der „Plattenabstand“ (Schichtdicke) liegt im Bereich einiger Wellenlängen.
- Die Abstimmung des Interferometers erfolgt über die Wahl des Ortes auf der Scheibe.

Die Entstehung der Ringe läßt sich damit folgendermaßen erklären: Ein Ring tritt dort auf, wo es innerhalb der LiF-Schicht zu einer konstruktiven Interferenz kommt. In dem kleinen Teilstück des Rings mit der Fläche von ca. 1 mm² kann man erwarten, daß wegen der phasenrichtigen Addition der vielen Teilbündel die elektrische Feldstärke so große Werte annimmt, daß sie von außen über die Lichtstreuung an kleinsten Streuzentren in der Schicht (z.B. lokale Schwankungen des Brechungsindex) sichtbar wird. Wegen der Rotations-symmetrie des Schichtprofils müssen die Bereiche gleicher Schichtdicke und damit die „Mini“-Fabry-Perot-Interferometer auf einem Kreis liegen. Die Bedingung des streifenden Lichteinfalls ist für alle „Mini“-Interferometer auf der Scheibe erfüllt, da der sehr kleine Anstieg des Profils hierauf keinen Einfluß hat.

Im Folgenden wird gezeigt, daß die obige Annahme anhand der in Tabelle 1 aufgeführten Messungen bestätigt werden kann.

Zur Untersuchung der Bedingung für das Auftreten einer konstruktiven Interferenz genügt die Berechnung des optischen Wegunterschieds Δs für den Lichtweg von A nach D und dem Lichtweg von A über C nach D. Dabei müssen die Phasenverschiebungen bei der Reflexion (jeweiliger Einfallswinkel: $\beta_T \approx 45^\circ$) an der Al-Schicht und an der Grenzschicht LiF-Luft berücksichtigt werden. Leider sind diese Phasenverschiebungen nur näherungsweise bekannt oder können nur grob abgeschätzt werden. Bei der Reflexion an der Al-Schicht hängt der Wert der Phasenverschiebung vom Einfallswinkel, dem Absorptionsvermögen der Al-Schicht, vom Brechungsindex und von der Polarisationsrichtung ab (z.B. nach [10], [11]). Hier stellt die aufgedampfte Al-Schicht den größten Unsicherheitsfaktor dar, da man vor allem deren Absorptionsvermögen nicht genau kennt.

Bei der Totalreflexion ist zu berücksichtigen, daß der Einfallswinkel β wegen des endlichen Öffnungswinkels des einfallenden Lichtbündels nicht genau gleich dem Winkel der Totalreflexion ist, und daß lokale, durch den Aufdampfprozeß bedingte Inhomogenitäten in der Grenzschicht die Totalreflexion und die Ausbildung der damit verbundenen inhomogenen Wellen entlang der Grenzschicht stören können. Beide Effekte bewirken Abweichungen von den aus den Fresnelschen Formeln folgenden Phasenverschiebungen.

Für die Δs -Berechnung beschränken wir uns zunächst auf die Polarisationsrichtung E \perp und erhalten mit den geometrischen Daten in Abbildung 4:

$$\Delta s = 2 d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \varphi \quad (1)$$

(n: Brechungsindex für LiF mit $n \approx \sqrt{2}$; d: Schichtdicke; λ : Wellenlänge des einfallenden Lichts; Einfallswinkel $\alpha \approx 90^\circ$; Brechungswinkel $\beta \approx \beta_T \approx 45^\circ$; β_T : Winkel der Totalreflexion; φ : Summe der Phasenverschiebung durch die Reflexionen an der Al-Schicht und an der Grenzschicht zur Luft; für Vielfachreflexionen ergeben sich entsprechend ganze Vielfache von Δs).

Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn gilt:

$$\Delta s = k\lambda \quad (\text{für } k = 1, 2, 3, \dots) \quad (2)$$

Aus Gleichung 1 und 2 erhält man die zu jeder Interferenzordnung k gehörende Schichtdicke d_k :

$$d_k = (k\lambda - \varphi)/(2\sqrt{n^2 - 1}) \approx (k\lambda - \varphi)/2 \quad (3)$$

Um zur $(k+1)$ -ten Interferenzordnung zu gelangen, ist bei gegebenem λ und k eine Zunahme der Schichtdicke d_k um $\lambda/2$ notwendig [9], was auf der Scheibe aufgrund des Keilprofils durch den Übergang auf einen weiter innen liegenden Bereich ermöglicht wird. Die Zuordnung der Ringe zur zugehörigen Interferenzordnung ist bei diesem Interferometer einfach, da wegen der geringen Schichtdicken nur niedrige Ordnungen zu erwarten sind. Eine erste Vorsortierung erfolgt mit Hilfe des sogenannten freien Spektralbereichs

$$\begin{aligned} \delta\nu &= c/\Delta s \text{ im Frequenzmaßstab; (c: Lichtgeschwindigkeit); bzw. mit Gl. 2} \\ \delta\lambda &= \lambda/k \text{ im Wellenlängenmaßstab} \end{aligned} \quad (4)$$

$\delta\lambda$ gibt den Wellenlängenbereich an, für den bei gleicher Interferenzanordnung k jede Wellenlänge (Interferenzring) zwischen der k - und $(k+1)$ -ten Ordnung der Bezugswellenlänge liegt. In unserem Fall muß mindesten gelten:

$$\delta\lambda = (\lambda_{\text{blau}} - \lambda_{\text{gelb}}) \approx 142 \text{ nm} \quad (5)$$

Mit den in Tabelle 1 angegebenen $\delta\lambda$ -Daten läßt sich k auf den Bereich zwischen $k = 1$ und $k = 3$ begrenzen. Die endgültige Zuordnung erfolgt über den Vergleich der gemessenen Ringradien mit den für $k = 1, 2, 3$ auf folgender Weise berechneten Werten. Der Rechenweg ist in Abbildung 5 erläutert. Unter der Annahme einer konstanten Steigung zwischen zwei benachbarten Interferenzordnungen erhält man:

$$r_k(\lambda) = r_k(\lambda_1) - [d_k(\lambda) - d_k(\lambda_1)] [r_k(\lambda_1) - r_{k+1}(\lambda_1)]/(\lambda_1/2) \quad (6)$$

wobei $r_k(\lambda_1)$, $r_{k+1}(\lambda_1)$ die Radien der Bezugswellenlänge λ_1 zur k - und $(k+1)$ -ten Ordnung darstellen; $r_k(\lambda)$ ist der zur Ordnung k und zur Wellenlänge λ gehörende Ringradius. Hieraus folgt mit Gleichung 3:

$$r_k(\lambda) = r_k(\lambda_1) - k \cdot ((\lambda - \lambda_1)/\lambda_1) \cdot (r_k(\lambda_1) - r_{k+1}(\lambda_1)) \quad (7)$$

Der gesuchte Radius $r_k(\lambda)$ ist glücklicherweise unabhängig von der Phasenverschiebung φ , so daß man für $k = 1, 2$ und 3 die Ringradien – ausgehend von den Radien für die Bezugswellenlänge λ_1 – berechnen kann. Wir wählten $\lambda_1 = 436 \text{ nm}$.

Die beste Übereinstimmung erhielten wir für die bereits in Tabelle 1 und 2 aufgeführte Zuordnung der Ringradien zu den Interferenzordnungen. Hierfür stimmen die in Klammern angegebenen berechneten Werte mit den gemessenen am besten überein.

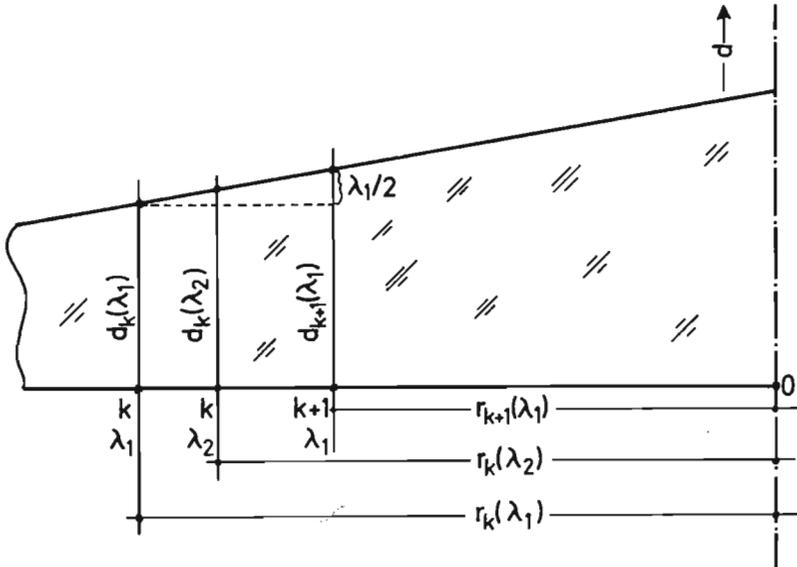


Abb. 5 Skizze zur Veranschaulichung der Berechnung der Ringradien.

(λ : Wellenlänge; k : Interferenzordnung; $r_k(\lambda)$ bzw. $d_k(\lambda)$: Ringradius bzw. Schichtdicke zur Wellenlänge λ und zur Interferenzordnung k); als Bezugswellenlänge wird λ gewählt.

Zur Absicherung der getroffenen Zuordnung wurde noch die mittlere Abweichung s_m zwischen den berechneten und gemessenen Radien bestimmt. Im Fall E_{\perp} erhielten wir für $k = 1; 2; 3$ die Werte $s_m = 1,9; 0,8; 2,5$ mm und im Fall E_{\parallel} für $k = 1; 2; 3$ entsprechend $s_m = 0,6; 1,4; 3,2$ mm. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist damit die Zuordnung eindeutig; d.h. für E_{\perp} ist $k = 2$ und für E_{\parallel} ist $k = 1$ die niedrigste beobachtete Interferenzordnung. Anzumerken ist, daß zur Berechnung der mittleren Abweichung s_m nur die Radien mit dem kleinsten relativen Fehler berücksichtigt wurden. Dies sind für E_{\perp} jeweils der zweite bis fünfte und für E_{\parallel} der dritte bis sechste Radius (von außen nach innen).

Der Tabelle 1 entnimmt man weiter, daß für $k > 3$ der freie Spektralbereich nicht mehr ausreicht, um alle Hg-Linien bei gleicher Interferenzordnung im gleichen Ringintervall erscheinen zu lassen. Für $k > 3$ fallen Ringe unterschiedlicher Ordnung in das gleiche Intervall und es kommt zu der bereits erwähnten Überlagerung der Ringe und zum Auftreten von typischen Mischfarben.

Mit den gemessenen Radien und den zugeordneten k -Werten in Tabelle 1 läßt sich nach Gleichung 3 das Schichtprofil berechnen. Hierzu wurde für die Phasenverschiebung näherungsweise $\varphi \approx \pi$ angenommen. Diese Abschätzung ist nach [10] und [11] als grobe Näherung gerechtfertigt, zumal eine kleine Abweichung von diesem Wert nur geringfügig das Profil verändert. Die Rechnung wurde mit den gemessenen Ringradien für $\lambda = 436$ nm und für E_{\perp} durchgeführt. Das so erhaltene Profil ist in Abbildung 6 dargestellt. Es entspricht dem Verlauf, der sich aufgrund des quadratischen Abstandsgesetzes (s. [4]) bei einer punktförmigen Verdampfungsstelle einstellt.

Die bei manchen Platten zu beobachtende geringe Abweichung von der Rotationssymmetrie ist vermutlich auf Justierfehler beim Aufdampfen zurückzuführen.

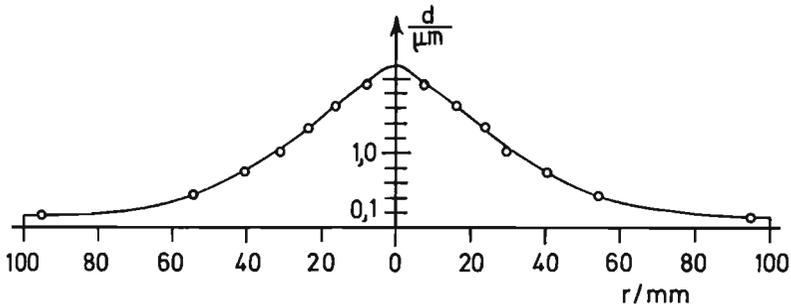


Abb. 6 Profil der aufgedampften LiF-Schicht.

Berechnet mit den Ringradien in Tabelle 1 und mit der zugehörigen Interferenzordnung für die Bezugsquellenlänge $\lambda = 436$ nm. Für die Phasenverschiebung, die bei der Reflexion an der Al-Schicht auftritt, wurde näherungsweise $\varphi \approx \pi$ gesetzt.

Mit Hilfe der lokalen „Mini“-Fabry-Perot-Interferometer lassen sich auch die relativ kleine Ringbreite und deren Zunahme mit abnehmendem Einfallswinkel des von außen in die LiF-Schicht einfallenden Lichts deuten: Im Fall des streifenden Lichteinfalls und der damit verbundenen Totalreflexion an der Grenzschicht ist ein Reflexionsvermögen für beide Reflexionen von jeweils mehr als 90% zu erwarten. Die Dämpfung ist daher im Interferometer sehr gering, und es können viele Teilbündel zur konstruktiven Überlagerung beitragen. Dies führt zur Ausbildung von scharfen Interferenzmaxima (geringe Ringbreite) und einer hohen Feldstärke in der LiF-Schicht an den Stellen der Maxima [8, 9]. Für die Polarisationsrichtung $E_{||}$ ist insgesamt das Reflexionsvermögen nach den Fresnelschen Formeln [1] kleiner als für E_{\perp} und nimmt stärker für Winkel ab, die kleiner als β_T sind. Dies erklärt die größere Breite der Linien für $E_{||}$ bei streifendem Einfall und die schnellere Zunahme der Breite mit abnehmendem Einfallswinkel α .

Insgesamt bestätigen somit die experimentellen Befunde die Annahme der lokalen „Mini“-Fabry-Perot-Interferometer, die auf der Scheibe so angeordnet sind, daß die Interferometer mit gleichem Plattenabstand auf konzentrischen Kreisen liegen und daß der Plattenabstand annähernd linear zum Zentrum hin anwächst.

5. Schlußbemerkung

Neben den überraschenden Eigenschaften des beschriebenen Interferenzversuchs sind noch folgende Punkte erwähnenswert:

Die Anordnung bietet insbesondere die Möglichkeit, sich mit den Eigenschaften eines Fabry-Perot-Interferometers vertraut zu machen, bei dem nicht wie sonst üblich durch eine Änderung des Einfallswinkels oder des Plattenabstands (z.B. [8]) die Bedingung für konstruktive Interferenz eingestellt wird, sondern durch das „Anbieten“ von vielen, lokalen „Mini“-Interferometern mit einem vom Ort auf der Scheibe abhängigen Plattenabstand. Ferner kann diese Anordnung in den Bereich von optischen Mikrostrukturen einführen, bei denen ähnliche geometrische und optische Bedingungen vorliegen. Die Herstellung der Scheibe ist mit den heute meistens an Hochschulen zur Verfügung stehenden Aufdampfapparaturen einfach durchzuführen und könnte eine Anregung für weitere Untersuchungen bzw. Prakti-

kumsversuche sein, wobei die noch ungeklärten Fragen der Phasenverschiebung bei der Reflexion an der metallischen Grenzschicht und bei der Totalreflexion an der Grenzschicht zur Luft mit der Ausbildung der inhomogenen Wellen an der LiF-Oberfläche von besonderem Interesse sein könnten.

(Anschrift des Verfassers: Prof. Dr. Werner B. Schneider, Didaktik der Physik – Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, Staudtstraße 7, 8520 Erlangen)

Eingangsdatum: 25. 1. 1990

Literatur

- [1] R.W. Pohl: Optik und Atomphysik, 10. Auflage, Springer Verlag, Heidelberg 1958
- [2] E. Hecht, A. Zajac: Optics, Verlag Addison-Wesley, Reading 1974
- [3] A.J. de Witte: Interference in Scattered Light, In: Am. J. Phys. 35 (1967) S. 301–313
- [4] E. Mollwo: Zum Nachweis von Interferenzerscheinungen durch Streuteilchen im Interferenzfeld, In: Z. Physik 120 (1943) S. 618–626
- [5] P. Selényi: Über Lichtstreuung im Raum Wienerscher Interferenzen und neue, diesen reziproken Interferenzerscheinungen, In: Ann. d. Phys. 35 (1911) S. 444–460
- [6] W.B. Schneider: Ein kaum bekanntes Interferometer mit überraschenden Eigenschaften, Didaktik der Physik, Vorträge Frühjahrstagung 1987 Berlin (W. Kuhn Hrsg.)
- [7] K. Rohn: Herstellung dünner Metall- und Salzsichten durch Aufdampfen im Vakuum, In: Z. Physik 126 (1949) S. 20–26
- [8] G. Koppelman, S. Pfaffe: Unterrichtsversuche zur modernen Optik – Ein einfaches Fabry-Perot-Interferometer zum Selbstbau, In: PhuD 2 (1985) S. 102–111
- [9] W. Demtröder: Laser Spectroscopy, Heidelberg 1982
- [10] R. Fleischmann: Interferenzverfahren zur Messung der absoluten Phasen bei der Untersuchung absorbierender Medien, In: Z. Physik 129 (1951) S. 275–284, G. Dörneburg, R. Fleischmann: Änderung des Phasensprungs bei der Reflexion an Silber in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, In: Z. Physik 129 (1951) S. 300–306
- [11] W. König: Elektromagnetische Lichttheorie, In: Handbuch der Physik, Bd. 20 (1928) (insbesondere Kapitel g) Metalloptik: S. 240–253

Einheiten und Begriffe für physikalische Größen (nach DIN-Norm)

- *Größenwert = Zahlenwert · Einheit*
- *Formelzeichen einer Größe ist kursiv zu setzen*
- *Einheitenzeichen werden senkrecht wiedergegeben*
- *Zahlenwert zum Beispiel $\frac{l}{m}$ (die Größe l für Länge, und die Einheit m)*
- *Phys. Gleichungen geben Beziehungen zwischen phys. Größen oder zwischen Einheiten oder zwischen Zahlenwerten in einer vereinbarten Schreibweise wieder. Man unterscheidet deshalb Größen \sim , Einheiten \sim und Zahlenwertgleichungen.*

(Nach: DIN-Taschenbuch 22, DIN 1313 – Phys. Größen und Gleichungen, Beuth-Verlag 1990)