

ringer Zustandsdichte an der oberen Kante erhalten. Damit wird es möglich, daß auch bei solchen Elektronenkonzentrationen noch unbesetzte d-Zustände vorhanden sind, bei denen die Zustandsdichte an der Fermi-Grenze bereits praktisch auf den niedrigen Wert des s-Bandes abgesunken ist.

Schwieriger zu interpretieren ist die Diskrepanz zwischen dem hier gefundenen Moment von $5,9 \mu_B$ und dem Wert von etwa $3 \mu_B$, wie er durch Auswertung der magnetischen Neutronenstreuung an Pd/Fe-Legierungen erhalten worden ist¹⁸⁻²⁰. Allerdings stehen die Ergebnisse der Neutronenstreuung auch noch in anderer Weise in Widerspruch zu den bisherigen Vorstellungen. So erhalten z. B. CABLE u. a.²⁰ aus der Auswertung ihrer Versuche, daß den Pd-Atomen ein eigenes magnetisches Moment zuzu-

schreiben sei, welches sich mit steigendem Fe-Gehalt der Pd/Fe-Legierungen von zunächst 0,15 auf ca. $0,4 \mu_B$ erhöht.

Wie sich diese Aussagen mit der Anschauung vereinbaren lassen, daß beim Palladium Pauli'scher Spinparamagnetismus vorliegt und dieser mit steigender Auffüllung des 4d-Bandes kontinuierlich abnimmt, bleibt eine zunächst noch offene Frage.

Wir danken Herrn Professor Dr. E. WICKE für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse an ihrem Fortgang. Herrn Professor Dr. E. VOGT, Marburg, danken wir für die uns freundlicherweise zur Verfügung gestellten Meßwerte von D. GERSTENBERG sowie für wertvolle Hinweise. — Dem Fond der Chemischen Industrie sei gedankt für die allgemeine Unterstützung der Forschungsarbeiten des Institutes, die auch der vorliegenden Untersuchung zugute kam.

¹⁸ S. J. PICKART u. R. NATHANS, J. Appl. Phys. **33**, 1336 [1962].

¹⁹ J. W. CABLE, E. O. WOLLAN u. W. C. KOEHLER, J. Appl. Phys. **34**, 1189 [1963].

²⁰ J. W. CABLE, E. O. WOLLAN u. W. C. KOEHLER, Phys. Rev. **138**, A 755 [1965].

Holographische Untersuchung von schwingenden piezoelektrischen Quarzplatten

H. D. LOHMANN und H. THOLL

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1806—1809 [1969]; eingegangen am 19. August 1969)

The application of holography to the analysis of the vibrations of piezo-electric quartz plates is demonstrated. A series of interference patterns appeared on the vibrating quartz plates as reconstructed by holograms. These patterns were photographed, and the amplitudes of vibration were determined. It is shown that the amplitude of vibration is increased as higher voltages are applied to the quartz. These results are compared with the experimental results of authors using interferometer techniques.

Wie POWELL und STETSON¹ gezeigt haben, ist es möglich, das holographische Verfahren zur Analyse von Schwingungen kleiner Amplitude zu verwenden. Sie untersuchten Eigenschwingungen einer kreisförmigen Metallplatte. Das durch das Hologramm rekonstruierte Bild des schwingenden Objektes enthält ein System von Interferenzstreifen, die Orten mit konstanter Schwingungsamplitude entsprechen und somit Aufschluß über die Form der Schwingung geben. In der vorliegenden Arbeit sind Schwingungen von piezoelektrischen Quarzplatten untersucht worden.

I. Versuchsaufbau

Zur Aufnahme der Hologramme wurde die in Abb. 1 gezeigte Anordnung gewählt. Als Lichtquelle diente ein He-Ne-Laser ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Durch ein Prisma wird der Laserstrahl geteilt. Der an der Vorderseite des Prismas reflektierte Strahl wird über die Spiegel Sp_1 und Sp_2 und durch eine aufweitende Linse L_1 als Referenzstrahl auf die Hologrammplatte H geleitet. Der durch das Prisma hindurchgehende Strahl wird über die Spiegel Sp_3 und Sp_4 umgelenkt und durch die Linse L_2 zum Objekt-

Sonderdruckanforderungen erbeten an Dr. H. THOLL, Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 11.

¹ R. L. POWELL u. K. A. STETSON, J. Opt. Soc. Am. **55**, 1593 [1965].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

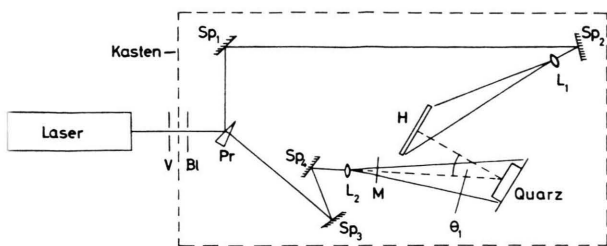


Abb. 1. Versuchsaufbau zur Holographie. V Verschuß, Bl Blende, Pr Aufspaltungsprisma, Sp₁–Sp₄ Umlenkspiegel, L₁, L₂ Strahlaufweitungs-linsen, M Mattscheibe, H Hologrammplatte; Näheres im Text.

strahl aufgeweitet. Vom diffus reflektierenden Objekt geht ein Wellenfeld mit komplizierter Amplituden- und Phasenverteilung aus, das zusammen mit dem Referenzwellenfeld auf die Photoplatte H fällt. Da das Objektwellenfeld und das Referenzwellenfeld kohärent sind, interferieren sie miteinander. Die Interferenzstruktur wird auf der Photoplatte gespeichert. Bekanntlich erhält man bei Beleuchtung der entwickelten Hologrammplatte mit einem Wellenfeld, welches die gleiche Ausbreitungsrichtung und Phasenverteilung wie das Referenzwellenfeld hat, ein abgelenktes Wellenfeld, das ein virtuelles Bild des Objektes erzeugt.

II. Zur Theorie der holographischen Analyse schwingender Objekte

Im Falle eines schwingenden Objektes ist die von jedem Objektpunkt ausgehende Lichtwelle eine Funktion der Zeit. Bei kleinen Auslenkungen eines Punktes P in Richtung der Hologrammplattnormalen (siehe Abb. 1) kann man die Amplitude der von P reflektierten Lichtwelle als zeitlich konstant ansehen. Wegen der unterschiedlichen optischen Weglängen hängt jedoch die Phase der Lichtwelle von der Zeit ab. Die mathematische Analyse zu diesem Problem wurde von POWELL und STETSON¹ durchgeführt und ergab, daß bei der Rekonstruktion des Hologramms das virtuelle Bild des Objektpunktes P gegeben ist durch das Phasenintegral

$$I(P) = I_0(P) \frac{1}{t_b} \int_0^{t_b} e^{i\varphi(t)} dt. \quad (1)$$

Hierin ist $I_0(P)$ das Bild des ruhenden Objektpunktes P, t_b die Belichtungszeit, während der das Hologramm aufgenommen wurde, und $\varphi(t)$ die zeitabhängige Phase der von P ausgehenden Lichtwelle,

über die durch das Integral während der Zeit t_b gemittelt wird.

Wenn $M(P, t)$ die momentane Auslenkung des Punktes P aus seiner Ruhelage ist, so ergibt sich durch eine einfache geometrische Überlegung:

$$\varphi(t) = (2\pi/\lambda) M(P, t) \cdot [\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2], \quad (2)$$

wobei λ die Wellenlänge des verwendeten Lichtes, Θ_1 der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der Aufnahmewelle und der Bewegungsrichtung von P (siehe Abb. 1) und Θ_2 der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung von P und der Beobachtungsrichtung bei der Rekonstruktion ist.

Für den Fall einer harmonischen Schwingung ist

$$M(P, t) = A(P) \cdot \cos[\omega t + \Phi(P)], \quad (3)$$

wobei $A(P)$ die Schwingungsamplitude von P und $\Phi(P)$ die Phase von P zur Zeit $t=0$ ist.

Aus (1), (2) und (3) erhält man mit $\tau = \omega t + \Phi(P)$ und $a = (2\pi/\lambda) A(P) \cdot [\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2]$:

$$\begin{aligned} I(P) &= I_0(P) \frac{1}{t_b} \int_0^{t_b} e^{ia \cos \tau} d\tau = I_0(P) \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{ia \cos \tau} d\tau \\ &= I_0(P) J_0(a), \end{aligned} \quad (4)$$

da bei der holographischen Aufnahme stets $t_b \gg T = 2\pi/\omega$ ist und man den Mittelwert des Integrals bereits durch Integration bis $T/2$ erhält. $J_0(a)$ ist die Bessel-Funktion nullter Ordnung.

Demnach ist die Rekonstruktion eines schwingenden Objektpunktes gegeben durch $J_0(a)$. Das Argument a ist eindeutig mit der Schwingungsamplitude $A(P)$ verknüpft. Ist a eine Nullstelle $j_{0,n}$ von $J_0(a)$, so wird der betreffende Objektpunkt nicht rekonstruiert. Aus dieser Auslöschungsbedingung folgt für die Schwingungsamplitude eines solchen Punktes:

$$A_n(P) = (\lambda/2\pi) \cdot [\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2]^{-1} \cdot j_{0,n}. \quad (5)$$

III. Versuchsergebnisse

Es wurden zwei kreisförmige Quarzplatten ($\phi = 4$ cm) untersucht, deren Resonanzfrequenz bei 1,5 MHz liegt. Sie sind mit aufmetallisierten Elektroden versehen. Mit einem HF-Sender wurden sie zu Schwingungen in der Resonanzfrequenz angeregt. Bei verschiedenen Spannungen am Quarz wurden Hologramme der schwingenden Quarzplatten aufgenommen. Die Abb. 2 zeigt Photographien der rekonstruierten virtuellen Bilder der Quarzplatten.

Mit Hilfe von (5) lassen sich diese Aufnahmen quantitativ analysieren. Aus der Versuchsanordnung

ergibt sich mit den beiden Parametern $\cos \Theta_1 = 0,87$ und $\cos \Theta_2 = 0,98$ als Bedingung für die Auslöschung eines Punktes bei der Rekonstruktion

$$A_n(P) = 0,054 \cdot j_{0,n} \mu\text{m}, \quad (6)$$

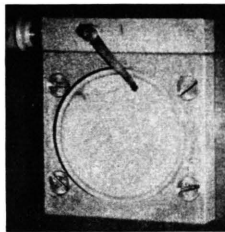
und speziell für die erste und zweite Auslöschung

$$A_1(P) = 0,13 \mu\text{m}, \quad (6a) \quad A_2(P) = 0,30 \mu\text{m}. \quad (6b)$$

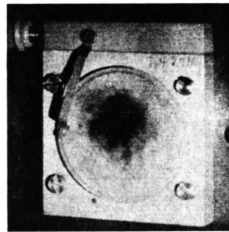
Abb. 2 a zeigt Quarz I in Ruhe. Da die Quarzoberfläche hier keine Schwingungen ausführt, wird sie mit gleichbleibender Helligkeit rekonstruiert.

Quarz I

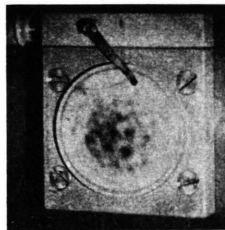
Quarz II



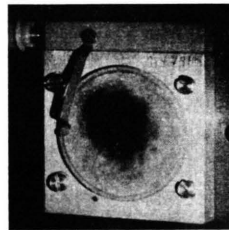
a



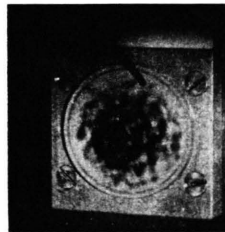
d



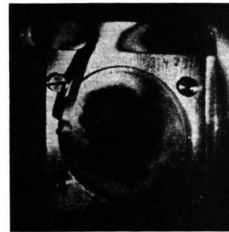
b



e



c



f

Abb. 2. Holographische Rekonstruktionen von zwei schwingenden Quarzplatten bei unterschiedlicher Anregungsspannung.

	a	b	c	d	e	f
U_{eff}	0	22	266	136	200	266 V
A_{max}	0	0,13	$\approx 0,20$	$\approx 0,13$	$\approx 0,20$	$0,30 \mu\text{m}$

Abb. 2 b zeigt Quarz I bei einer Anregungsspannung $U_{\text{eff}} = 22$ V. Es ist deutlich erkennbar, daß der Quarz am Rande mit der ursprünglichen Helligkeit des ruhenden Objektes rekonstruiert wird, dagegen befindet sich in der Mitte des Quarzes eine Region, in der einzelne Stellen mit deutlich verminderter Intensität rekonstruiert werden. Das bedeutet, daß der Quarz hier schon mit beobachtbarer Amplitude schwingt, die aber noch kleiner ist als $0,13 \mu\text{m}$, denn die erste Auslöschungsbedingung (6 a) ist noch nicht erfüllt. Dazwischen liegen Stellen, die praktisch in Ruhe sind. Nur an vier Punkten ist die Intensität der Rekonstruktion null; hier beträgt die Amplitude $0,13 \mu\text{m}$.

Abb. 2 c zeigt Quarz I bei einer höheren Spannung (266 V). Immer noch ist der Rand in Ruhe. Die Schwingungsamplituden sind jedoch insgesamt größer, entsprechend der höheren Anregungsspannung, so daß wesentlich größere Bereiche der Quarzoberfläche mit beobachtbarer Amplitude schwingen. An den vier Punkten, die bei Abb. 2 b völlig dunkel sind, ist hier eine gewisse Intensität beobachtbar. Diese helleren Stellen sind von einem dunklen Ring umgeben; ein Zeichen dafür, daß die Amplitude größer ist als $0,13 \mu\text{m}$. Sie ist aber noch kleiner als $0,30 \mu\text{m}$, da für diese Amplitude wiederum Auslöschung eintritt nach (6 b).

Die Abb. 2 d, e, f zeigen die Schwingungsform von Quarz II bei unterschiedlichen Anregungsspannungen. Hier schwingt ein annähernd kreisförmiges Gebiet etwas oberhalb der Quarzmitte. Bei einer Anregungsspannung $U_{\text{eff}} = 136$ V (Abb. 2 d) ist für den schwingenden Bereich die erste Auslöschungsbedingung (6 a) nahezu erfüllt. Bei $U_{\text{eff}} = 200$ V (Abb. 2 e) ist die Amplitude des schwingenden Bereichs an einigen Stellen bereits größer als $0,14 \mu\text{m}$. Im Falle der Abb. 2 f mit $U_{\text{eff}} = 266$ V erkennt man schließlich, daß auch der Rand Schwingungen mit $A(P) < 0,13 \mu\text{m}$ ausführt; im Gebiet des dunklen ringförmigen Streifens ist $A(P) = 0,13 \mu\text{m}$. Im Innern dieses Ringes ist wieder eine merkliche Intensität beobachtbar; hier ist $0,13 \mu\text{m} < A(P) < 0,30 \mu\text{m}$. An einem Punkt tritt bereits wieder Auslöschung ein; hier ist die Schwingungsamplitude $0,30 \mu\text{m}$ (6 b).

Die Aufnahmen der Abb. 2 haben gezeigt, daß Quarzplatten recht inhomogene piezoelektrische Schwingungen ausführen können, wie schon von

OSTERBERG^{2,3} und DYE⁴ durch interferometrische Meßverfahren festgestellt wurde.

In Abb. 3 wurden die maximalen Schwingungsamplituden A_{\max} der beiden Quarzplatten als Funktion der Anregungsspannung aufgetragen. Die Er-

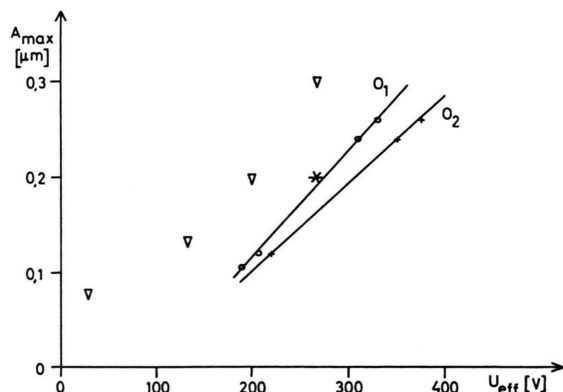


Abb. 3. Abhängigkeit der Schwingungsamplitude A_{\max} von der Anregungsspannung U_{eff} . O_1 , O_2 gemessene Werte nach OSTERBERG²; eigene Messung: * Amplitude von Quarz I, ▽ Amplitude von Quarz II.

gebnisse einer älteren interferometrischen Messung von OSTERBERG² wurden ebenfalls in Abb. 3 eingetragen. Ein Vergleich der Ergebnisse jener Untersuchungen mit den hier durchgeführten zeigt eine recht gute Übereinstimmung.

Die holographische Schwingungsanalyse bietet gegenüber der Untersuchung mit einer Interferometeranordnung gewisse Vorteile: Während man bei der interferometrischen Messung ebene spiegelnde Flächen untersuchen kann, erlaubt die Holographie die Analyse beliebig geformter und diffus reflektierender Objekte. Zudem kann man mit einer holographischen Aufnahmeanordnung verschiedene schwingende Objekte untersuchen, ohne daß jeweils eine neue optische Justierung erforderlich ist.

Herrn Professor Dr. H. RAETHER danken wir für die Überlassung von Institutsmitteln zur Durchführung dieser Untersuchung.

² H. OSTERBERG, Proc. Nat. Acad. Sci. Wash. **15**, 892 [1929].

³ H. OSTERBERG, J. Opt. Soc. Am. **22**, 19 [1932].

⁴ W. D. DYE, Proc. Roy. Soc. London A **138**, 1 [1932].

Excimerenbildung in organischen Flüssigkeiten bei Elektronenanregung

D. JONELEIT

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen *

(Z. Naturforsch. **24 a**, 1809—1820 [1969]; eingegangen am 14. August 1969)

Emission-spectra and decay-times of benzene and some of its derivatives and of α -methyl-naphthalene have been measured under electron-excitation. In most cases the spectra show a strong emission of excimers. The results can be interpreted self-consistently with a reaction-scheme used also for uv-excitation. However, this interpretation gives reaction-constants remarkably different from those measured for uv-excitation.

Seit der Untersuchung des Umschlags der Fluoreszenzfarbe von Pyren mit wachsender Konzentration durch FÖRSTER und KASPER¹ und ihrer Deutung als Übergang von der Fluoreszenz der monomeren zu der der dimeren Moleküle haben sich zahlreiche weitere Arbeiten mit diesem Phänomen beschäftigt. Insbesondere haben sich BIRKS und seine Mitarbeiter dieser Frage angenommen, und wir verdanken ihnen eine zusammenfassende Übersicht². Nach den

jetzt vorliegenden Erkenntnissen spielt die Bildung von angeregten Dimeren (auch Excimere genannt) eine wichtige Rolle bei der Fluoreszenz und Energieübertragung in reinen Flüssigkeiten^{3,4}.

Die meisten der bisherigen Messungen wurden bei Anregung mit UV-Licht vorgenommen. HÖFER⁵ und CARTER u. a.⁶ beobachteten bei der Anregung von reinem Benzol mit Elektronen ein Spektrum, das sich in charakteristischer Weise von dem bei

* Auszug aus D 26.

Sonderdruckanforderungen erbeten an Dr. D. JONELEIT, I. Physikalisches Institut der Universität Gießen, D-6300 Gießen, Leihgesterner Weg 104.

¹ TH. FÖRSTER u. K. KASPER, Z. Elektrochem. **59**, 976 [1955].

² J. B. BIRKS u. L. G. CHRISTOPHOU, Proc. Roy. Soc. London A **277**, 571 [1964].

³ J. B. BIRKS, J. M. CONTE u. G. WALKER, IEEE Trans. Nucl. Sci. USA **NS-13**, 148 [1966].

⁴ P. K. LUDWIG u. C. D. AMATA, J. Chem. Phys. **49**, 333 [1968].

⁵ G. HÖFER, Dissertation, Gießen 1963.

⁶ J. G. CARTER, L. G. CHRISTOPHOU u. M-E. M. ABUZEID, J. Chem. Phys. **47**, 3897 [1967].