

Explosion Nr.	8	9	9
Spaltmaterial	Uran-235/Uran-238	Pluton-239/Uran-238	Uran-235/Uran-238
Ausbeutequotient	gem. korrig. ber.	gem. korrig. ber.	gem. korrig. ber.
YAg-111/YZr-95	0,013	0,087	0,093
YU-237/YZr-95	0,80	5,5	5,3
YNp-239/YZr-95	1,6	11	10
Neutronenergie E_p	5 keV	2–3 keV	10 keV
Maxwell-Fluenz Φt	$3 \cdot 10^{23} \text{ n/cm}^2$	$3 \cdot 10^{23} \text{ n/cm}^2$	$3 \cdot 10^{24} \text{ n/cm}^2$
14-MeV-Fluenz $\varphi \tau$	$1 \cdot 10^{23} \text{ n/cm}^2$	$3 \cdot 10^{23} \text{ n/cm}^2$	$1 \cdot 10^{24} \text{ n/cm}^2$
$\frac{\varphi \tau}{\varphi \tau + \Phi t}$	25%	50%	25%
$\frac{N_{238}^0}{N_{235}^0 + N_{238}^0}$ bzw. $\frac{N_{239}^0}{N_{239}^0 + N_{238}^0}$	15%	40%	1%

Tab. 2. Gemessene, korrigierte und berechnete Ausbeutequotienten sowie zugehörige Lösungen der Rechnungsparameter.

daß der 9. chinesische Kernwaffentest eine Wasserstoffbombeexplosion war. Auffallend ist jedoch der extrem geringe Beitrag des ^{235}U zur Spaltungsreaktion, der weit unter dem in vorangegangenen Versuchen registrierten Beitrag liegt.

Herrn Dr. J. FAHLAND danken wir für Anregungen und nützliche Diskussionen hinsichtlich dieser Arbeit. Der Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung e.V., München, danken wir für die Finanzierung dieser Arbeit und der Lufthansa, Frankfurt/Main, für die Möglichkeit der Probeentnahme des Fallout an ihren Linienmaschinen.

Interferenzen in photographischen Schichten

D. HOESCHEN und G. VIETH

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt
Braunschweig

(Z. Naturforsch. 25 a, 1158–1159 [1970]; eingegangen am 12. Juni 1970)

Die von KIRILLOW¹ im Absorptionsspektrum dünner, Silberhalogenid enthaltender Schichten beobachtete Feinstruktur konnte von MOSER² nicht nachgewiesen werden. Zur weiteren Untersuchung des Effektes führte SEARLE³ Transmissionsmessungen an photographischen Platten aus. Er verglich die von ihm gefundene Feinstruktur mit den Bändern Kirillows und kam zu dem Schluß, daß beide Erscheinungen auf Interferenzen in dünnen Schichten zurückzuführen seien. Dieser Ansicht widersprachen kürzlich GOLDENBERG, LATYSHEV, NESTEROVSKAYA und CHIBISOV⁴ in einer ausführlichen Darstellung der bisherigen Ergebnisse.

Wenn die Feinstruktur im Spektrum des Transmissiongrades durch Interferenzen verursacht wird, so muß sie auch im Spektrum des Reflexionsgrades zu beobachten sein. Außerdem sollte sie unter sonst konstanten Untersuchungsbedingungen (z. B. spektrale Spaltbreite) mit wachsender Dicke der untersuchten Schicht zunehmend schlechter oder gar nicht aufzulösen sein und in stark streuenden oder absorbierenden Schichten nicht auftreten.

Zur Prüfung dieser Zusammenhänge wurden an photographischen Platten, deren Lichthofschutzschicht entfernt worden war, die spektrale Reflexion und die spektrale Transmission mit einem registrierenden Spektralphotometer (Beckman, DK 2) gemessen. Die spektrale Spaltbreite des Gerätes variierte dabei im Bereich von 425 nm bis 600 nm zwischen 2,2 nm und 1,2 nm. Den spektralen Reflexionsgrad einer unbelichteten Kodak High-Resolution-Platte zeigt als Beispiel die Abb. 1. In Abb. 2 sind der spektrale Reflexionsgrad und der spektrale Transmissiongrad einer unbelichteten, ausfixierten Kodak HR-Platte aufgezeichnet. Den Abbildungen läßt sich folgendes entnehmen:

1. Der spektrale Reflexionsgrad von photographischen Schichten weist unter bestimmten Bedingungen eine Feinstruktur auf, ähnlich der, die von Kirillow und Searle bei Transmissionsmessungen beobachtet wurde.

2. Ein Minimum der Transmission tritt bei der Wellenlänge eines Maximums der Reflexion und ein Minimum der Reflexion tritt bei der Wellenlänge eines Maximums der Transmission auf. Dieser experimentelle Befund wird von der Theorie der Optik dünner Schichten⁵ für Interferenzen in dünnen Schichten vorausgesagt.

3. Die Feinstruktur ist nicht an das Vorhandensein des Silberhalogenids gebunden.

4. Die Lage der Minima der Reflexion bzw. der Maxima der Transmission läßt sich entsprechend der Theo-

¹ E. A. KIRILLOW, Z. wiss. Photogr. 50, 253 [1955].

² F. MOSER, J. Opt. Soc. Amer. 51, 603 [1961].

³ R. V. G. SEARLE, J. Photogr. Sci. 12, 168 [1964].

⁴ A. B. GOLDENBERG, A. N. LATYSHEV, E. A. NESTEROVSKAYA, and K. V. CHIBISOV, J. Photogr. Sci. 16, 89 [1968].



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.

This work has been digitized 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.

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.

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.

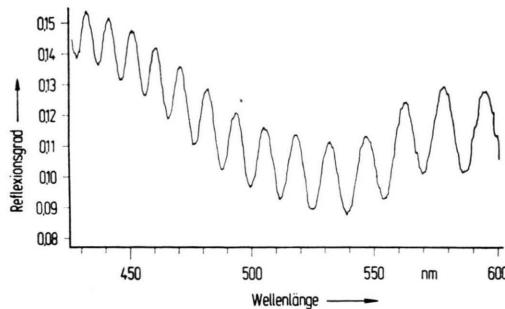


Abb. 1. Reflexionsgrad einer unbelichteten Kodak HR-Platte.

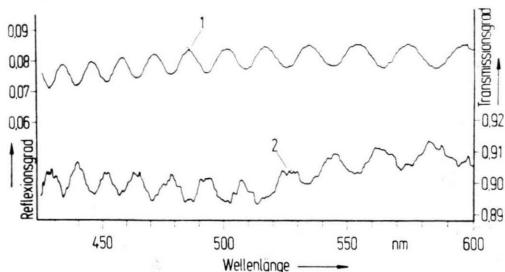


Abb. 2. Reflexionsgrad (Kurve 1) und Transmissionsgrad (Kurve 2) einer unbelichteten, ausfixierten Kodak HR-Platte.

rie der Interferenzen in dünnen Schichten durch die Gleichung

$$2n d = k \lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

beschreiben, wobei n die Brechzahl der photographischen Schicht, d die Dicke der Schicht und λ die Wellenlänge ist. Die Schichtdicke wurde mit einem Düsenmeßbügel für die unbelichtete Schicht zu $6,0 \mu\text{m}$ bestimmt.

Die Brechzahl solcher Schichten ist direkt nur schwer mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Die graphische Auswertung nach Gl. (1) ergibt eine Brechzahl von 1,73 für die unbelichtete Schicht der HR-Platte. Unter der Annahme, daß die Feinstruktur auf Interferenzen zurückzuführen ist, kann man nach Formeln von VAŠIČEK⁵ aus der Differenz des Reflexionsgrades benachbarter Minima und Maxima eine untere Grenze für die Brechzahl der Schicht errechnen. Sie beträgt $n = 1,59$; dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen (Dickenmessung, Unsicherheit etwa 5%) mit dem Wert überein, den man nach Gl. (1) erhält.

Aus den Versuchen muß geschlossen werden, daß die von uns beobachtete Feinstruktur durch Interferenzen entsteht.

Weiterhin konnte gezeigt werden, daß mit wachsender Schichtdicke (Kodak MR-Platte, ausfixierte Agfa-Scientia-Platte 44 A 56) der Abstand der Extremwerte voneinander geringer und die Auflösung der Feinstruktur schwieriger werden. Durch starke Streuung bzw. Absorption in der Schicht (unbelichtete Agfa-Scientia-Platte 44 A 56) verschwindet die Feinstruktur vollständig. Demnach sind geringe Schichtdicken und geringe Absorption sowohl für die Beobachtung der Interferenzen als auch für die Beobachtung der KIRILLOWSchen Banden^{1, 4} unumgänglich.

Da die durch Interferenzen verursachte Feinstruktur und die Kirillowschen Banden dieselbe Erscheinung bieten, beide sich durch Gl. (1) beschreiben lassen und unter denselben Voraussetzungen zu beobachten sind, muß man folgern, daß die Kirillowschen Banden durch Interferenzen verursacht worden sind.

⁵ A. VAŠIČEK, Optics of Thin Films, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1960.

Zur sehr schnellen Nachwirkung des Seignettesalzes

G. KLEIN * und G. LUTHER

Institut für Experimentalphysik II der Universität
Saarbrücken

(Z. Naturforsch. 25 a, 1159—1160 [1970]; eingegangen am 5. Juni 1970)

An Seignettesalz wurden bisher sechs verschiedene Dispersionen der Dielektrizitätskonstante ϵ^* (DK) gefunden: die eigentliche ferroelektrische Relaxation¹, der Abfall der DK durch den Piezoeffekt² und vier unterscheidbare Störstellen-Relaxationen. Die Zeitkonstanten der durch Baufehler bedingten Nachwirkungen liegen bei Zimmertemperatur ungefähr bei 2 min, 7 s,

0,5 ms³ und 0,2 μs ⁴. Die „schnelle“ (0,5 ms) und die „sehr schnelle Nachwirkung“ (0,2 μs) wurden kürzlich von UNRUH und SAILER⁵ eingehender untersucht. Wir können ihre Ergebnisse bestätigen und teilen ergänzende Messungen zur sehr schnellen Nachwirkung (SSNW) am freien und geklemmten Kristall im oberen parelektrischen Bereich mit.

Im unteren parelektrischen Bereich läßt sich die bei konstanter mechanischer Spannung auftretende SSNW durch einen Debye-Formalismus⁵

$$\epsilon^* = \epsilon' - j \epsilon'' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j \omega \tau_\epsilon} \quad (1)$$

bzw.

$$\beta^* = 1/\epsilon^* = \beta_\infty - \frac{\beta_\infty - \beta_s}{1 + j \omega \tau_\beta} \quad (2)$$

¹ W. P. MASON, Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics, van Nostrand, New York 1950.

² H.-G. UNRUH, Z. Angew. Physik 16, 315 [1963].

³ J. ALBERS, Diplomarbeit, Münster 1965.

⁴ H.-G. UNRUH u. E. SAILER, Z. Physik 224, 65 [1969].

¹ H. E. MÜSER u. J. POTTHARST, Phys. Stat. Sol. 24, 109 [1967].