

Es gilt normalerweise ganz grob

$$\hbar \nu_s / (k T) \approx 1. \quad (11)$$

Wenn $p |\eta_s|^2 \ll \hbar \nu_s / (k T)$, d. h. mit (9) und (11), wenn $p \ll N$, kann man die höheren Glieder der Reihe in der letzten Klammer von (10) neben den beiden ersten Gliedern vernachlässigen. Dann ergibt sich durch einfache Rechnung

$$\langle \chi_h^p \rangle \approx \chi_h^p \exp\{-p M_h\} = \langle \chi_h \rangle^p, \quad (12)$$

wobei $M_h = \sum_s \coth[\hbar \nu_s / (2 k T)] |\eta_s|^2 / 2$.

Die Relation (12) gilt für alle Glieder des Polynoms (5) von $I^{(l)}$, wenn der Exponent p_{\max} der höchsten Potenz für alle Zustände l die Bedingung

$$p_{\max} \ll N \quad (13)$$

erfüllt. Es folgt dann die gesuchte Relation (2).

Man kann annehmen, daß (13) unter normalen experimentellen Bedingungen stets erfüllt ist. Denn die nötige Zahl der Glieder der BORNschen Reihe (5) wird durch die Vielfachheit der elastischen Streuprozesse bestimmt, die im Kristall höchstens berücksichtigt werden muß. Zum Beispiel hat HORSTMANN⁵ gezeigt, daß für seinen Fall die zweite BORNsche Näherung, d. h. die Berücksichtigung der zweifachen Streuung ausreicht.

Bei Vorhandensein von Absorption bleibt unser Resultat auch gültig, wenn das oben erwähnte Modell der starren Ionen für die Berechnung der nunmehr als komplex zu betrachtenden Größe $\chi(\mathbf{r})$ zugrunde gelegt werden kann.

Im Fall der RÖNTGEN-Strahlen ist diese Forderung erfüllt, weil die Absorption normalerweise durch Anregung von Elektronen der innersten Schalen der Atome verursacht wird. Daß die Intensität auch für die komplexe Funktion $\chi(\mathbf{r})$ in Form eines Polynoms wie Gl. (5) geschrieben werden kann und die Bedingung (13) erfüllt ist, sieht man z. B. an der Formel von KATO¹⁴, die für dicke Kristalle lautet

$$R_H^\theta = \text{const} \exp\{-\mu_0 t_0 / \cos \vartheta_B\} |\psi_H' | I_0(2 k A).$$

Für die Bedeutung der Symbole siehe KATO¹⁴. Es geht hier darum, die modifizierte BESSELSche Funktion $I_0(2 k A)$ in eine Potenzreihe zu entwickeln und irgendwo abzubrechen. Da unter normalen experimentellen Bedingungen⁶ $2 k A \approx \mu_0 t_0 < 100$ ist, kann man abschätzen, daß die Annahme $p_{\max} = 200$ vollkommen ausreicht. (13) wird also eindeutig erfüllt.

Damit ist die experimentell⁶ festgestellte Tatsache bewiesen, daß (2) auch für komplexe Funktionen $\chi(\mathbf{r})$ gilt, d. h., daß sich die anomale Absorption durch den Ansatz

$$\mu = (\mu_0 / \cos \vartheta_B) [1 \pm (\chi_{ih} / \chi_{i0}) \exp\{-M_h\}]$$

gut erklären läßt.

Es sei hier bemerkt, daß unser Resultat für eine beliebige Kristallform und auch für den Mehrstrahlfall gültig ist. Eine Abweichung von der Formel (2) kann, wenn überhaupt, nur bei komplizierten Gitterstrukturen oder bei sehr tiefen Temperaturen erwartet werden.

¹⁴ N. KATO, J. Phys. Soc. Japan **10**, 46 [1955].

NaJ wurde in der Meßapparatur² auf dünne Kohleunterlagen bei Zimmertemperatur aufgedampft und danach untersucht. Die Dicke der Schichten wurde zu 1000 – 2000 Å abgeschätzt.

Das Energieverlustspektrum von NaJ, s. Abb. 1 a, wurde sogleich nach dem Aufdampfen, d. h. ohne vorhergehende Elektronenbestrahlung, aufgenommen. Bestrahlt man die Folie längere Zeit mit einer für normale Registrierung notwendigen Intensität (10^{-6} – 10^{-5} A/cm², Strahldurchmesser 0,1 mm), so beginnen sich bei 5,7 eV und 2,2 eV zusätzliche Maxima zu bilden. Bei Fortsetzung der Bestrahlung wird insbesondere das Maximum bei 5,7 eV immer intensiver, bis sich eine Höchstintensität einstellt.

Bildung von Alkalimetallen aus Alkalihalogeniden bei Bestrahlung mit 50 keV-Elektronen

M. CREUZBURG

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg
(Z. Naturforsch. **20 a**, 1732—1733 [1965]; eingeg. am 18. November 1965)

Im Rahmen unserer Untersuchungen der Alkalihalogenide¹ zeigte sich, daß bei der Elektronen-Bestrahlung von dünnen NaJ-Schichten zusätzliche Maxima im Energieverlustspektrum der durch die Schichten hindurchgegangenen Elektronen entstehen. Ihre Intensität hängt von der Stärke und der Dauer der Bestrahlung ab.

¹ M. CREUZBURG u. H. RAETHER, Solid State Comm. **2**, 175 [1964]; 345 [1964]; Physics Letters **18**, 231 [1965].

² J. LOHFF, Z. Physik **171**, 442 [1963], s. auch: H. RAETHER, Springer Tracts in Modern Physics, Vol. **38**, pp. 83—157.



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 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.

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.

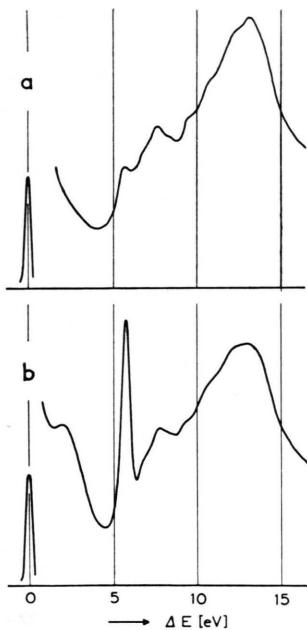


Abb. 1. Energieverlustspektren in Durchstrahlung von zwei NaJ-Schichten in Vorwärtsrichtung, a) ohne vorherige Elektronenbestrahlung, b) nach ca. 15 min Bestrahlung mit normaler Registrierintensität.

Ein dann aufgenommenes Energieverlustspektrum ist in Abb. 1 b dargestellt.

Man kann diese durch die Elektronenbestrahlung verursachte Veränderung des Energieverlustspektrums des NaJ mit der Entstehung von metallischen Natrium-Einschlüssen erklären, da der Verlust von 5,7 eV die gleiche Energie hat wie der Volumenplasmaverlust von Na³. Der zweite zusätzliche Verlust bei 2,2 eV läßt sich als Oberflächenplasmaverlust der Na-Einschlüsse interpretieren. Es ist anzunehmen, daß das Na-Metall nicht an der Oberfläche, sondern im Innern des NaJ-Kristalles gebildet wird, denn sonst würde es bei dem vorhandenen Restgasdruck ($\sim 5 \cdot 10^{-6}$ Torr) sehr schnell oxydieren. Die Energie des Oberflächenplasmaverlustes ist also wegen des umgebenden NaJ-Kristalles nicht 3,8 eV (wie bei freier Na-Schicht), sondern nur 2,2 eV.

Für die Bildung von metallischem Na unter dem Einfluß der Elektronenbestrahlung spricht auch die

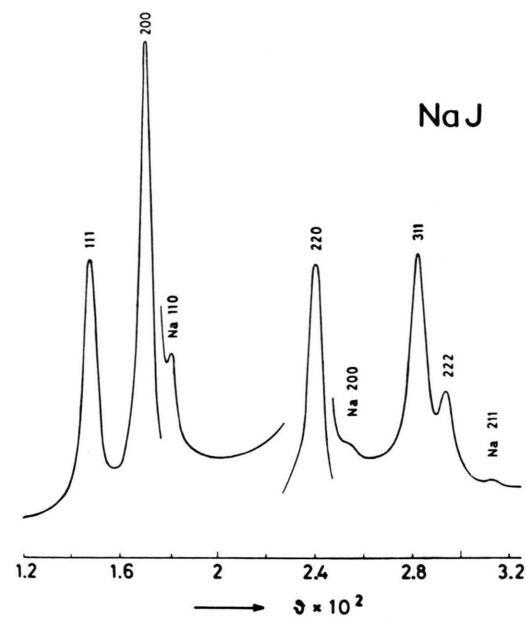


Abb. 2. DEBYE-SCHERRER-Diagramm einer bestrahlten NaJ-Schicht, deren Energieverlustspektrum Abb. 1 b zeigt. Man erkennt die Na-Zusatzzringe.

Beobachtung, daß im DEBYE-SCHERRER-Diagramm der bestrahlten NaJ-Schicht, Abb. 2, außer den NaJ-Ringen noch drei weitere schwächere Interferenzringe auftreten, die sich als Na-Ringe indizieren lassen. Die Kristallgröße der Na-Partikel wird aus der Ringbreite zu mindestens 100 Å abgeschätzt.

Dieses Ergebnis steht in Einklang mit der Beobachtung optischer Absorptionsbanden an additiv verfärbten oder mit Elektronen bestrahlten Alkalihalogeniden, die der Bildung von sogen. kolloidalen Agglomeraten des betreffenden Alkalimetalls zugeordnet werden⁴.

Analoge Beobachtungen wie an NaJ wurden bei der Bestrahlung einiger anderer Alkalihalogenide gemacht. Dabei entstand jeweils der Plasmaverlust des reinen Alkali-Metalls zusätzlich zu dem Energieverlustspektrum des Ausgangsstoffes⁵.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Förderung der Untersuchungen.

³ C. KUNZ, Physics Letters **15**, 312 [1965].

⁴ Siehe z. B. K. PRZIBRAM, „Verfärbung und Lumineszenz“, Springer-Verlag, Wien 1953, S. 80.

⁵ Ein ähnliches Verhalten fand C. KUNZ (private Mitteilung) bei Oxydationsprodukten reiner Na- und K-Schichten. Die

bei Bestrahlung entstehenden Verlustmaxima stimmten mit den von ihm an metallischen Na- und K-Schichten gefundenen Plasmaverlusten überein.