

Niveaus ⁴ lautet in der angegebenen Näherung:

$$\Delta E_{ST} = E_{JK\tau n}(\mathcal{E}) - E_{JK\tau n}(0) \quad (1)$$

$$= \pm \left(\sqrt{\frac{\Delta_{JK\tau n}^2}{4} + \left(\frac{K \mu_{||}}{J(J+1)} \right)^2 (M \mathcal{E})^2} - \frac{\Delta_{JK\tau n}}{2} \right)$$

(Das positive Vorzeichen kommt dem durch die K -Aufspaltung angehobenen, das negative dem abgesenkten Teilniveau zu.)

Für das praktisch entartete Niveau $J=4$, $K=3$ läßt sich wegen der Kleinheit von $\Delta_{JK\tau n}$ Gl. (1) vereinfachen zu:

$$\Delta E_{ST} = \pm \frac{K \mu_{||}}{J(J+1)} M \mathcal{E}, \quad (2)$$

während das Niveau $J=5$, $K=2$, wie angedeutet, eine Vereinfachung nicht mehr gestattet. Für die STARK-Aufspaltung der beiden Dublettlinien ergibt sich nach Einsetzen der Quantenzahlen (Auswahlregel $\Delta M=0$):

$$\nu_{ST} = \frac{1}{h} \Delta E_{ST} = \mp \frac{3 \mu_{||}}{20 h} \cdot M \mathcal{E}$$

$$\mp \left(\sqrt{\frac{\Delta_{JK\tau n}^2}{4 h^2} + \left(\frac{\mu_{||}}{15 h} \right)^2 (M \mathcal{E})^2} - \frac{\Delta_{JK\tau n}}{2 h} \right). \quad (3)$$

(Die negativen Vorzeichen gelten dabei für die Linie 9978,7, die positiven für 10 058,3 MHz.)

⁴ IVASH und DENNISON ³ erhielten nach offenbar andersartiger Störungsrechnung eine Formel, die — in der obigen Näherung — in dem ε -behafteten Glied eine Diskrepanz um den Faktor 4 gegenüber unserer Formel aufweist (Druckfehler?).

Die Auswertung der experimentell gefundenen STARK-Aufspaltungen nach Gl. (3) liefert für die Koeffizienten von $M \mathcal{E}$ und deren Quotient:

	$\frac{3 \mu_{ }}{20 h}$	$\frac{\mu_{ }}{15 h}$	$\frac{3 \mu_{ }}{20 h} / \frac{\mu_{ }}{15 h}$
experimentell	20,14	8,82	2,28
theoretisch	20,04	8,91	2,25
	MHz esE ²	MHz esE ²	

In der zweiten Zeile sind die mit der Parallelkomponente des Dipolmoments ³ $|\mu_{||}| = 0,885 D$ berechneten theoretischen Werte dieser Koeffizienten eingetragen, ihr Quotient ist von $\mu_{||}$ unabhängig und gleich 9/4.

Die gute Übereinstimmung der obigen aus der Auswertung eines komplizierteren STARK-Effekts gewonnenen experimentellen Zahlenwerte mit den theoretisch berechneten kann auch als erneute Bestätigung der allgemeinen Theorie und Strukturanalyse des Methanolküls von IVASH-DENNISON und BURKHARD-DENNISON gelten.

Wir danken Herrn Prof. Dr. R. MECKE für die freundliche Überlassung der Hilfsmittel des Instituts, Herrn Prof. Dr. W. MAIER, in dessen Abteilung die vorstehende Untersuchung durchgeführt wurde, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für persönliche und sachliche Unterstützung.

Besonderheiten der Temperaturabhängigkeit der Photoemission von Multialkalikathoden

VON G. FRISCHMUTH-HOFFMANN, P. GÖRLICH UND H. HORA *
Jena *

(Z. Naturforsch. 15 a, 1014—1016 [1960]; eingeg. am 11. August 1960)

Kürzlich wurde von uns über einige Messungen an Multialkalikathoden des Typs $[\text{Cs}]\text{Na}_x\text{K}_{3-x}\text{Sb}$ berichtet ¹. Bei der Fortsetzung dieser Arbeiten fanden wir an den gleichen Zellen unerwarteterweise einige Besonderheiten der spektralen Verteilung der Quantenausbeuten bei niedrigen Temperaturen.

Die Querleitfähigkeit der verwendeten Durchsichtkathoden reichte für lineare Messungen bis 93 °K bei Photoströmen $< 5 \cdot 10^{-10}$ A aus. Die lichtelektrischen Empfindlichkeiten konnten mit einem Fehler von etwa 0,5% bestimmt und die Temperaturen mit dem verwendeten Kryostaten auf 2 °C genau gehalten werden.

In den Abb. 1 und 2 sind die Temperaturabhängigkeiten der Empfindlichkeit für eine unserer kompakten Cs_3Sb -Kathoden und für eine Durchsicht-Multialkali-

Kathode gegenübergestellt. Wir wählten als Maß der Empfindlichkeit den Quotienten Quantenausbeute Q zur Quantenausbeute bei Zimmertemperatur Q_{293} . Unterschiede der beiden in den Abbildungen wiedergegebenen Kurvenscharen lassen sich in zwei Punkten konstatieren:

a) An einer Cs_3Sb -Schicht nimmt Q/Q_{293} für Photonenenergien unter 2,24 eV durchweg mit fallender Temperatur ab. Das gleiche Verhalten zeigt die Multialkalischicht nur nahe der langwelligen Grenze bei $\sim 1,5$ eV.

b) Bei höheren Photonenenergien zwischen 1,6 und 2,3 eV zeigt die Multialkalischicht nach einem leichten Anstieg und geringem Abfall steile Spitzen im Temperaturgebiet um 120 °K. Für größere Photonenenergien über 2,3 eV werden keine Spitzen mehr beobachtet, sondern nur, wie bei Cs_3Sb für Photonenenergien $> 2,24$ eV, ein leichter Anstieg und nachfolgend ein geringer Abfall mit fallender Temperatur. Scharfe Maxima sind für Cs_3Sb nicht beobachtbar.

Es scheint uns notwendig, darauf zu verweisen, daß unsere Messungen an kompakten Cs_3Sb -Schichten für Photonenenergien $> 2,5$ eV nicht exakt mit Messungen von MIYAZAWA ² übereinstimmen. MIYAZAWA gibt für kompaktes Cs_3Sb bei Photonenenergien $> 2,5$ eV mit fallender Temperatur nur Zunahme der Quantenausbeute an, während wir Zunahme und von ~ 170 °K ab wieder Abnahme feststellen mußten.

* Carl-Zeiss-Str. 1.

¹ G. FRISCHMUTH-HOFFMANN, P. GÖRLICH, H. HORA, W. HEIMANN u. H. MARSEILLE, Z. Naturforsch. 15 a, 648 [1960].

² H. MIYAZAWA, J. Phys. Soc. Japan 8, 169 [1953].



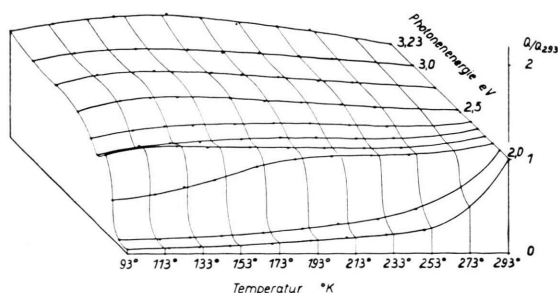


Abb. 1. Für verschiedene Photonenenergien bei verschiedenen Temperaturen gemessene Quantenausbeuten Q im Verhältnis zu den bei Zimmertemperatur gemessenen Werten Q_{293} einer kompakten Cs_3Sb -Schicht.

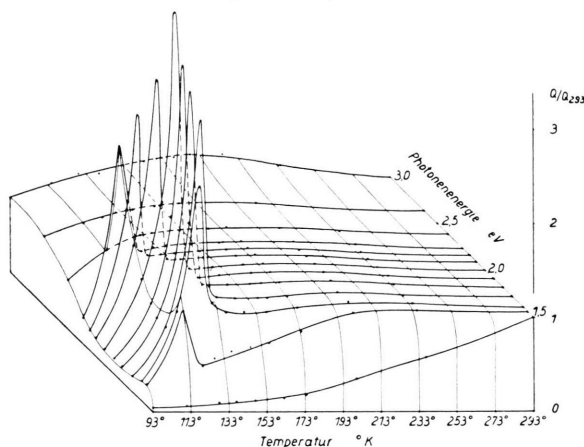


Abb. 2. Für verschiedene Photonenenergien bei verschiedenen Temperaturen gemessene Quantenausbeuten Q im Verhältnis zu den bei Zimmertemperatur gemessenen Werten Q_{293} einer Durchsicht-Multialkali-Schicht.

Die Spitzen der Multialkali-Schichten im Gebiet von 120°K waren gut reversibel meßbar, und zwar, wenn die Temperatur mit etwa $0,2^\circ\text{C}/\text{Minute}$ nach dem Eintemperieren anstieg oder abfiel. Zwischen den Kühlungen bei Zimmertemperatur bestimmte spektrale Verteilungen der Quantenausbeute zeigten Änderungen von etwa 15%. Man muß hierfür wohl Strukturänderungen verantwortlich machen. Zum Verständnis dieser Änderungen sei darauf hingewiesen, daß im Laufe von 6 Std. hintereinander bei Zimmertemperatur gemessene spektrale Verteilungen bei Belastung der Zelle unter 10^{-9} A innerhalb von 0,5% konstant waren. Es sei, weil man dies aus der Abb. 2 nicht deutlich erkennen kann, besonders vermerkt, daß für höhere Photonenenergien die Spitzen bei etwas tieferen Temperaturen auftraten. Auffallend war auch, daß an der einen Multialkali-Schicht die Spitzen generell um etwa 10°K tiefer lagen als an der anderen.

In Abb. 3 ist die spektrale Verteilung der Quantenausbeute einer Multialkali-Schicht für solche Temperaturen eingetragen, für die die Änderung gegenüber Zim-

mertemperatur besonders groß gefunden wurde. Es liegt zunächst nahe, die hier auftretenden Maxima mit bekannten Messungen der Temperaturabhängigkeit der spektralen Verteilung von Photoemissionsquantenausbeuten zu vergleichen bzw. in Zusammenhang zu bringen. An Alkalihalogeniden³ und an Bariumoxyd⁴ treten bei bestimmten Frequenzen komplizierte, durch Excitonenprozesse erklärbare Absorptionsmechanismen auf, die die Quantenausbeute stark erhöhen. Diese Prozesse finden im Ausläuferbereich der Absorption statt,

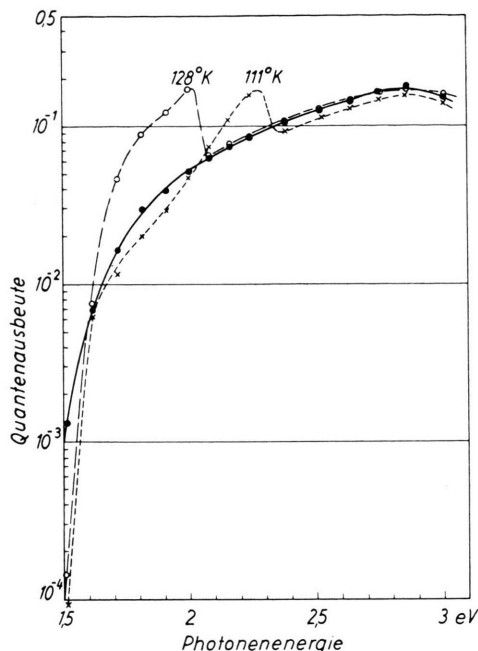


Abb. 3. Spektrale Verteilung der Quantenausbeute einer Multialkaliphotokathode $([\text{Cs}]\text{Na}_x\text{K}_{3-x})$ bei Zimmertemperatur und bei zwei Temperaturen aus dem kritischen Bereich mit auffallenden Abweichungen. ●—● 293°K , ○—○ 128°K , ×—× 111°K .

während die von uns gemessenen und in Abb. 2 dargestellten Effekte jedoch sicher im Bereich der Grundgitterabsorption, wie sich aus Photoleitungs-⁵ und Absorptionsmessungen^{1,5} ergibt, auftreten. Somit wäre ein Vergleich beider Erscheinungen offensichtlich nicht möglich. Die Empfindlichkeitsänderungen an den Multialkalikathoden sind auch von anderer Art als die genannten an Alkalihalogeniden. Während bei letzteren die Absorptionsmaxima spektral sehr schmal sind und mit sinkender Temperatur nur ganz allmählich zunehmen, fanden wir bei den Multialkalikathoden spektral sehr breite Bereiche und eine auf einen sehr engen Temperaturbereich beschränkte starke Abhängigkeit.

Man kann als entscheidende Prozesse der Photoemission den Ablösungsmechanismus der Elektronen von Bindungszentren in der Kathodenschicht, die Wechselwirkung der angeregten Elektronen mit der Gesamtheit

³ E. TAFT u. H. PHILIPP, Phys. Chem. Solids **3**, 1 [1957].

⁴ E. TAFT, H. PHILIPP u. L. APKER, Phys. Rev. **113**, 156 [1959].

⁵ W. E. SPICER, Phys. Rev. **112**, 114 [1958].

der Schicht und den Austrittsprozeß der Elektronen aus der Schicht ansehen. Letzterer wird vermutlich nicht mit der temperaturbedingten Erhöhung der Quantenausbeuten in Verbindung gebracht werden können. Weiter könnte, wenn die Erhöhung der Emission durch eine Änderung des Ablösungsmechanismus verursacht wäre, dies nur durch Erhöhung der Anregungswahrscheinlichkeit möglich sein, was eine Erhöhung der Absorption wie beim Excitonenprozeß bedingen würde. Vorläufige orientierende Messungen im kritischen Temperaturbereich haben gezeigt, daß die Absorption der Durchsichtkathode sich nicht wesentlich erhöht, daß also keine Resonanz des Anregungsprozesses vorliegen dürfte. Eine Änderung von Vorzugsrichtungen des Anregungsprozesses könnte sich in Polarisationsmessungen⁶ bemerkbar machen; eine Messung bis 100 °K zeigte allerdings — wie hier nur kurz berichtet sei — an den Multialkalkathoden keine Änderung der Polarisationsausbeutever-

hältnisse, wobei jedoch eine genauere Untersuchung des kritischen Temperaturbereiches zwischen 110° und 130 °K noch aussteht. Wenn der Ablösungsmechanismus in dem kritischen Temperaturbereich stark temperaturabhängig wäre, so würde die Vermutung verstärkt, daß die lichtelektrische Anregung in der Kathode ein mit Phononen verknüpfter Mehrteilchenprozeß ist⁶. Die Phononenverteilung dieses Bereiches würde dann eine resonanzartige Begünstigung dieses Prozesses ergeben.

Es könnte aber auch möglich sein, daß die Erhöhung der Quantenausbeute in dem kritischen Temperaturbereich durch eine Herabsetzung der Energieverluste der angeregten Elektronen in der Kathode bewirkt wird. Es kann angenommen werden, daß in ähnlichen Betrachtungen wie der Transporttheorie die hauptsächlichsten Energieverluste der Elektronen durch Streuungen an Phononen entstehen. Eine derartige resonanzartige Ausschaltung des Streuprozesses würde auch für andere Festkörperfragen von Interesse sein.

Die kürzlich mitgeteilten¹ und die hier vorliegenden Ergebnisse sind vorläufiger Art. Wir behalten uns vor, demnächst eine ausführliche Veröffentlichung über das Gesamtgebiet zu bringen.

⁶ P. GÖRLICH, Monatsber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin **2**, 69 [1960]. — P. GÖRLICH u. H. HORA, Nachr. Akad. Wiss. USSR (im Erscheinen). — H. HORA, Jenaer Jahrbuch II. Teil [1960] (im Erscheinen).

Radiation Ages of Chondrites

By JOHANNES GEISS and HANS OESCHGER

Physikalisches Institut, University of Bern, Bern/Switzerland

and PETER SIGNER

School of Physics, University of Minnesota,
Minneapolis, Minn. USA

(Z. Naturforschg. **15 a**, 1016—1017 [1960]; eingeg. am 5. September 1960)

The concentrations of tritium and of all the isotopes of helium, neon, and argon have been determined in some chondrites. The technical procedures have been described briefly in previous publications^{1,2}. The results pertinent to this note are summarized in table 1. The amount of Ramsdorf available was not sufficient for

a tritium measurement. Our rare gas results agree reasonably well with those of GOEBEL et al.⁸.

Radiation ages are calculated from He³/H³ ratios, assuming equal direct production rates for tritium and helium-3. He⁴ and A/K ages are estimated on the basis of the average contents of the elements uranium, thorium, and potassium in chondrites which are U = 1.1 · 10⁻⁸ g/g³, Th/U = 3.6⁴, and K = 0.085%^{5,6}. These ages are given in table 2, together with those from chondrites for which He³/H³ radiation ages have been published before^{1,7,8}. The results from Abee by BEGEMANN et al.⁹ are not included here, as this stone is an achondrite according to UREY and MAYEDA¹⁰.

In the histogram (Fig. 1) we have distinguished between two groups of chondrites: those with high and those with low radioactive He⁴ and A/K ages. It is remarkable that all the chondrites belonging to the first

	Benton	Kandahar	Mezel	Ramsdorf
H ³ dpm/gm	0.62	0.48	0.42	—
He ³ × 10 ⁸ cc STP/gm	48.5 ± 1.0	41	7.8 ± 0.1	6.55 ± 0.15
He ⁴ cc STP/gm	1220 ± 40	1150	340 ± 10	145 ± 6
Ar ⁴⁰ cc STP/gm	4450 ± 250	6200	2750 ± 150	160 ± 20

Table 1. Tritium and rare gas isotope contents in some chondrites.

¹ J. GEISS, B. HIRT and H. OESCHGER, *Helv. Phys. Acta* 1960 (in press).
² P. SIGNER and A. O. NIER, *J. Geophys. Res.* (in press) and P. Signer, *Z. Naturforschg.* (in press).
³ H. HAMAGUCHI, G. W. REED and A. TURKEVICH, *Geochim. Cosmochim. Acta* **12**, 337 [1957].
⁴ G. L. BATE, J. R. HUIZENGA and H. A. POTRATZ, *Geochim. Cosmochim. Acta* **8**, 171 [1959].
⁵ G. EDWARDS and H. C. UREY, *Geochim. Cosmochim. Acta* **7**, 154 [1957].

⁶ J. GEISS and D. C. HESS, *Astrophys. J.* **127**, 224 [1958].
⁷ K. GOEBEL and P. SCHMIDLIN, *Geochim. Cosmochim. Acta* **17**, 342 [1959].
⁸ K. GOEBEL, P. SCHMIDLIN and J. ZÄHRINGER, *Z. Naturforschg.* **14 a**, 996 [1959].
⁹ F. BEGEMANN, P. EBERHARDT and D. C. HESS, *Z. Naturforschg.* **14 a**, 500 [1959].
¹⁰ H. C. UREY and T. MAYEDA, *Geochim. Cosmochim. Acta* **17**, 113 [1959].