

Abb. 1. Absorption von AgJ in Abhängigkeit von der Photonenenergie.

absorption auftritt. In N_2 -Atmosphäre dagegen war der Jodverlust noch so gering, daß innerhalb der Meßzeiten bis 300 °C diese Zusatzabsorption noch nicht störte.

Das Meßverfahren beruhte — wie bei polykristallinen Proben üblich — auf einem Vergleich der spektralen Intensitäten R und R_0 , welche von dem AgJ-Pulver und einer MgO-Schicht als Standard reflektiert werden. Trägt man als Maß für die Absorption $\log R_0/R$ gegen die Photonenenergie auf, so erhält man Kurven, die im Bereich der Bandkante zu höheren Energien annähernd linear ansteigen. Die Definition der Bandkante ist bei Remissionsmessungen mit einer gewissen Willkür ver-

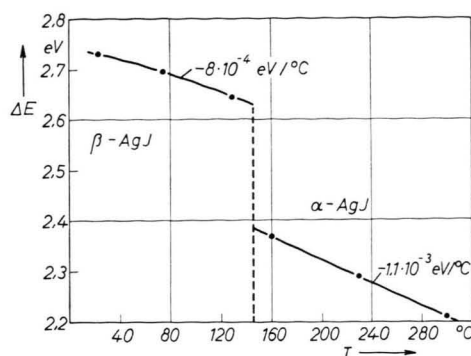


Abb. 2. Bandabstand als Funktion der Temperatur.

bunden; es erscheint sinnvoll, als Einsatzpunkt der Absorption den Schnittpunkt des extrapolierten Steilanstieges mit dem Kurvenausläufer zu definieren.

Die Ergebnisse der Remissionsmessungen sind für je drei Temperaturen bei beiden Phasen in Abb. 1 dargestellt. In Abb. 2 ist der Bandabstand (nach obiger Definition) als Funktion der Temperatur aufgetragen. Für 23 °C erhält man für β -AgJ $\Delta E = 2,73$ eV. Als Temperaturkoeffizient der Bandkante ergibt sich $d\Delta E/dT \cong -8 \cdot 10^{-4}$ eV/°C für β -AgJ und für α -AgJ ein etwas höherer Wert von $-1,1 \cdot 10^{-3}$ eV/°C. Durch Extrapolation beider Kurven auf eine mittlere Umwandlungstemperatur von 145 °C erhält man für die Änderung des Bandabstandes $\Delta E_{\beta-AgJ} - \Delta E_{\alpha-AgJ} = 0,24$ eV. Die Farbänderung des AgJ bei der Phasenumwandlung kommt also durch die verschiedenen Bandabstände der beiden Phasen zustande.

Herrn W. SIEBEL danken wir für die Hilfe bei den Messungen.

Einfluß des endlichen ausgedehnten Kerns bei inelastischer Elektronen- und Positronenstreuung am Atomkern

Von RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen *
(Z. Naturforsch. 17 a, 537—538 [1962]; eingegangen am 9. Mai 1962)

In früheren Arbeiten¹⁻³ (I, II, III) wurden die totalen bzw. differentiellen Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektronen- und Positronenstreuung am Atomkern abgeleitet. In (I. 13) wurden die Matrixelemente $u_{21}(W)$ für den (e, ν) -Prozeß angegeben analog zu der Theorie der Konversionskoeffizienten⁴, wo über die Nukleonenkoordinaten r_n nur von 0 bis R ($R = R_0 A^{1/3}$) integriert wird. Im Verhältnis der Wir-

kungsquerschnitte $R^{L, \tau}(E_1, W)$ für den (e, ν) - zum (γ, ν) -Prozeß trat zu den Elektronenmatrixelementen in (I. 23) noch die vom endlichen ausgedehnten Kern abhängige Größe $\varrho(L, \tau)$ [weiterhin mit $\varrho_A(L, \tau)$ bezeichnet], die für einen E1-Übergang in (I. 25) explizit angegeben ist, hinzu.

In dieser Notiz soll der Zusatz angegeben werden zu $\varrho_A(L, \tau)$, wenn man den Integrationsbereich von $R \leq r_n \leq \infty$ noch mit zuläßt.

Nach (I. 13) und (I. 25) ist in abgekürzter Schreibweise für $0 \leq r_n \leq R$

$$\varrho_A = \frac{\int_0^R \int_0^{r_e} e, K + \int_0^R \int_{r_e}^R e, K}{\int_0^R K} = \frac{a}{b} \quad (1)$$

* Jetzt Frankfurt/M., Institut für Theoretische Physik.

¹ R. RODENBERG, Z. Phys. **158**, 44 [1960].

² R. RODENBERG, Z. Phys. **162**, 347 [1961].

³ R. RODENBERG, Z. Phys. **166**, 439 [1962].

⁴ G. KRAMER, Z. Phys. **146**, 187 [1956].



und für $0 \leq r_n \leq \infty$

$$\varrho_B = \frac{a + \int_0^\infty e \int_R^\infty K}{b + \int_R^\infty K} \quad (2)$$

Dabei ist $\lim_{R \rightarrow 0} \varrho_{A,B} = 0$; $\int \int e, K$ bedeutet, daß zuerst über r_n , dann über r_e (Elektronenkoordinate) integriert wird, wie in (I. 13) angegeben.

Definiert man folgende Größe C

$$C = \varrho_A / \varrho_B = (1 + \alpha) / (1 + \beta)$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{\int_0^\infty K}{\int_0^R K}; \quad \beta = \frac{\int_0^R e \int_R^\infty K}{\int_0^R \int_0^{r_e} e, K + \int_0^R \int_{r_e}^R e, K} \quad (3)$$

so läßt sich C für einige Kerne leicht angeben.

Für den $\text{Be}^9 (\text{Be}_0^9 : 1 P_{3/2})$ -Kern wurden die Übergänge zu den $1 d_{3/2}$ -, $1 d_{5/2}$ - und $2 s_{1/2}$ -Niveaus (E 1-Übergänge) mit Schalenmodellfunktionen berechnet⁵. Man findet etwa für jeden Übergang ein $C(\text{Be}^9) \sim 0,98$, wenn man für $R = R_0 A^{1/3}$ setzt und die Voraussetzungen von⁵ benutzt. Dabei wurden im Grundzustand keine Konfigurationsmischungen berücksichtigt^{6, 7}. Bei Cu_{29}^{63} findet sich für den E 1-Übergang an der Riesenresonanz, wieder mit Schalenmodellfunktionen berechnet, ein $C(\text{Cu}_{29}^{63}) \sim 0,99$. Bei Ta_{73}^{181} ist $C(\text{Ta}_{73}^{181}) \lesssim 1$. Erst wieder ab Pb_{82}^{208} findet man ein $C(\text{Pb}_{82}^{208}) \lesssim 0,98$. Es wurden nur E 1-Übergänge berücksichtigt.

Eine maximale Korrektur von 2% Zunahme von ϱ_A beim Übergang zu ϱ_B zeigen offenbar nur die leichten und schweren Kerne. In der Umgebung der Massenzahl $A \sim 150$ (seltene Erden) ist $C = 1$ gut erfüllt.

Herrn Prof. F. BECK danke ich herzlich für eine kritische Bemerkung, die zu dieser Untersuchung geführt hat.

⁵ R. RODENBERG, Photonuclear Conference, Karlsruhe 1960.

⁶ E. M. HENLEY u. P. D. KUNZ, Phys. Rev. **118**, 248 [1960] und die dort zitierte Literatur.

⁷ D. T. GOLDMAN, N. C. FRANCIS u. E. GUTH, Proc. Int. Conf.

on Nuclear Structure, Kinston, Canada, 1960, S. 766 (Herrn Prof. E. GUTH, Oak Ridge National Laboratory, danke ich herzlich für die privaten Mitteilungen der Ergebnisse der Photospaltung von Be^9).