

## Die optischen Konstanten $n$ und $\kappa$ von LiF im Bereich der ultraroten Reststrahlbande

Von G. HEILMANN

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt (Main)  
(Z. Naturforschg. 13 a, 238 [1958]; eingegangen am 12. Februar 1958)

Die optischen Konstanten  $n$  und  $\kappa$  von LiF wurden im Gebiete der anomalen Dispersion ( $15-26\ \mu$ ) erstmalig ausgemessen. Dazu wurde das Reflexionsvermögen eines LiF-Einkristalles unter Einfallswinkeln von  $20^\circ$  und  $70^\circ$  mit parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierter Strahlung bestimmt.  $n$  und  $\kappa$  ließen sich dann nach einem von ŠIMON<sup>1</sup> angegebenen und für diesen speziellen Fall erweiterten graphischen Verfahren ermitteln. Die Probe befand sich in einem Ofen, der geeignet angebrachte Fenster hatte. Die Messungen erstreckten sich auf den Temperaturbereich von  $20-600^\circ\text{C}$  (Schmelzpunkt von LiF:  $842^\circ\text{C}$ ). Die optische Anordnung entspricht wesentlich der von NEUROTH<sup>2</sup> benutzten. Im Bereich von  $15-23\ \mu$  wurde ein KBr-Prisma von  $23-26\ \mu$  ein solches aus KRS 5 verwandt.

Die Reststrahlbande hat bekanntlich neben dem Hauptmaximum ein kurzwelliges Nebenmaximum<sup>3</sup>. In Abb. 1 zeigt  $\kappa$  entsprechende Maxima. Aus  $n$  kann geschlossen werden, daß neben dem Gebiet anomaler Dispersion mit der bekannten Eigenschwingung bei  $32,6\ \mu$  ein zweites Anomalie-Gebiet bei etwa  $20\ \mu$  vorliegt. Mit steigender Temperatur nimmt das Nebenmaximum von  $\kappa$  weniger ab als das Hauptmaximum. Dieses Verhal-

ten der Dispersionsgebiete deutet darauf hin, daß ihnen verschiedene Ursachen zugrunde liegen<sup>4</sup>.

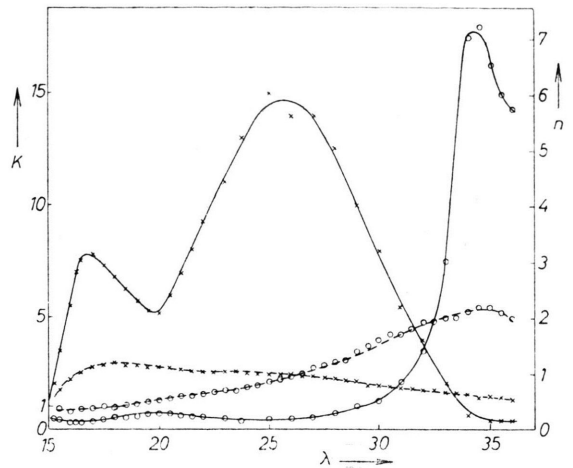


Abb. 1. Die optischen Konstanten  $n$  und  $\kappa$  von LiF bei  $20^\circ\text{C}$  (—) und  $600^\circ\text{C}$  (---).  $\times \kappa$ ,  $\circ n$ .

Was die Zuverlässigkeit der mitgeteilten Messungen anbelangt, so dürfte der wesentliche Verlauf der Kurven gesichert sein. Doch ist z. B. zu erwarten, daß wegen der begrenzten Monochromasie der Strahlung  $n$  bei  $20^\circ\text{C}$  zwischen  $30$  und  $33\ \mu$  noch steiler und auf größere Werte ansteigt.

Eine ausführliche Fassung wird noch veröffentlicht.

<sup>1</sup> J. ŠIMON, J. Opt. Soc. Amer. 41, 336 [1951].

<sup>2</sup> N. NEUROTH, Z. Phys. 144, 85 [1956], Glastechn. Ber. 28, 411 [1955].

<sup>3</sup> H. W. HOHL, Ann. Phys., Lpz. 29, 433 [1937].

<sup>4</sup> Vgl. z. B. M. LAX u. E. BURSTEIN, Phys. Rev. 97, 1 [1955].

## Hyperfeinstruktur und Struktur des Nukleons

Von E. WERNER

Institut für theoretische Physik der Universität des Saarlandes  
(Z. Naturforschg. 13 a, 238—239 [1958]; eingegangen am 24. Februar 1958)

BOHR<sup>1</sup> hat darauf hingewiesen, daß die Nukleonwellenfunktion des Deuterons und die elektromagnetische Struktur der Nukleonen einen noch meßbaren Einfluß auf die Hfs-Aufspaltung des Grundzustandes des Deuteriums haben. Der Effekt wurde von LOW<sup>2</sup> unter Annahme punktförmiger Nukleonen mit verschiedenen Ansätzen für die Kernwellenfunktion genauer berechnet. Seine Werte liegen aber außerhalb der Fehlergrenzen des Experiments.

Die Lowsche Rechnung wurde auf ausgedehnte Nukleonen erweitert. Hierzu wurde angenommen, daß Ladung bzw. magnetisches Moment des Protons und magnetisches Moment des Neutrons durch die nämliche Strukturfunktion beschrieben werden können<sup>3</sup>. Eine

mögliche Ladungsverteilung im Inneren des Neutrons wurde nicht berücksichtigt<sup>3</sup>.

Im einzelnen wurden p-n-Wechselwirkungspotential und Strukturfunktion des Nukleons bis auf die Halbwertsbreite vorgegeben. Dann wurde der mittlere quadratische Radius des Nukleons so bestimmt, daß Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert des Verhältnisses  $\Delta\nu_D/\Delta\nu_H$  der Hfs-Aufspaltung von Deuterium und leichtem Wasserstoff besteht.

Um die Ergebnisse mit aus Streuexperimenten berechneten Daten vergleichen zu können, wurden zur Beschreibung des Deuterons neben einem Potentialtopf mit hard-core zwei von McINTYRE und DHAR<sup>3</sup> bei der Interpretation von Elektron-Deuteron Streuversuchen benutzte Kernpotentiale verwendet. Für die Nukleonstrukturfunktion wurden die „hollow-exponential“-Funktion  $\rho = \rho_0 r e^{-r/a}$  und die GAUSS-Funktion  $\rho = \rho_0 e^{-r^2/a^2}$  benutzt. In der Tab. 1 sind die Ergebnisse zusammen mit den aus Elektron-Deuteron- und Elektron-Proton Streuexperimenten folgenden eingetragen.

<sup>1</sup> A. BOHR, Phys. Rev. 73, 1109 [1948].

<sup>2</sup> F. LOW, Phys. Rev. 77, 361 [1950].

<sup>3</sup> Y. A. McINTYRE u. S. DHAR, Phys. Rev. 106, 1074 [1957].

\* In  $\Delta\nu_D/\Delta\nu_H$  fallen die Strahlungskorrekturen heraus (siehe z. B. BETHE, Salpeter; Handbuch d. Physik, herausgeg. v. S. FLÜGGE, Sect. 22).



p-n-Wechselwirkungspotential	% D- Zustand	Mittlerer quadratischer Radius $\times 10^{-13}\text{cm}$			
		GAUSS-Funktion		Hollow-exponential	
		aus Hfs	aus Streu- experiment	aus Hfs	aus Streu- experiment
Potentialtopf mit hard-core $r_c = 0,5 \cdot 10^{-13}\text{cm}$	4,2%	$0,56 \pm 0,09$	—	$0,59 \pm 0,09$	—
GARTENHAUS-Potential <sup>4</sup>	6,8%	$0,69 \pm 0,08$	$0,66 \pm 0,02$	$0,76 \pm 0,08$	$0,68 \pm 0,02$
YUKAWA-Potential	4,2%	$0,47 \pm 0,09$	$0,77 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,09$	$0,80 \pm 0,02$
Elektron-Proton-Streuung <sup>5</sup>		—	$0,72 \pm 0,05$	—	$0,78 \pm 0,05$

Tab. 1.

<sup>4</sup> S. GARTENHAUS, Phys. Rev. **100**, 900 [1955].<sup>5</sup> E. E. CHAMBERS u. R. HOFSTADTER, Phys. Rev. **103**, 1454 [1957].

## Die Bildungsenthalpie, Freie Bildungsenthalpie und Dissoziationskonstante des Fluors in Abhängigkeit von der Temperatur

Von JOSEPH HIMPAN\*

(Z. Naturforschg. **13 a**, 239 [1958]; eingegangen am 6. Februar 1958)

Dem auffallend niedrigen experimentellen Wert

$$\Delta H_f^0 = 36,4 \text{ kcal/mol (298,16 } ^\circ\text{K)} \quad (1)$$

für die Bildungsenthalpie des Fluors, aus dem u. a. COLE, FABER und ELVERUM<sup>1</sup> die thermodynamischen Eigenschaften des Fluors berechnet haben, stellte SANDERSON<sup>2</sup> den Wert

$$\Delta H_f^0 = 95 \text{ kcal/mol (298,16 } ^\circ\text{K)} \quad (2)$$

entgegen, den er durch die Forderung gewonnen hat, daß sich die Eigenschaften des Fluors zwanglos in den Rahmen der Eigenschaften anderer Elemente, insbesondere der anderen Halogene, einordnen müssen.

Die Größe (2) wird von uns als weitgehend richtig angesehen. Diese bildete daher die Basis bei der strengen Neuberechnung der in Tab. 1 gebrachten thermodynamischen Größen, deren Kenntnis im Rahmen moderner Raketentreibstoffe von Wichtigkeit ist.

\* Savigny s/Orge (Seine &amp; Oise), France; 29–31, Rue Dante.

<sup>1</sup> L. G. COLE, M. FABER u. G. W. ELVERUM, J. Chem. Phys. **20**, 586 [1952].<sup>2</sup> R. T. SANDERSON, J. Chem. Phys. **22**, 345 [1954].

Tab. 1. Bildungsenthalpie  $\Delta H_f^0$ , freie Bildungsenthalpie  $\Delta G_f^0$  und Dissoziationskonstante  $K_p$  ( $K_p = (p_F)^2/p_{F_2}$  entsprechend der Gleichung  $F_2 \rightleftharpoons 2F$ ) des Fluors im idealen Gaszustand.

$T$ $^\circ\text{K}$	$\Delta H_f^0$ kcal/mol	$\Delta G_f^0$ kcal/mol	$\log_{10} K_p$
0	94,00	94,00	
298,16	95,00	86,84	— 63,6517
300	95,01	86,80	— 63,2330
400	95,32	84,01	— 45,8996
500	95,58	81,15	— 35,4692
600	95,80	78,25	— 28,5022
700	95,99	75,31	— 23,5123
800	96,16	72,36	— 19,7672
900	96,30	69,36	— 16,8427
1000	96,44	66,36	— 14,5027
1100	96,56	63,34	— 12,5842
1200	96,68	60,32	— 10,9856
1300	96,78	57,28	— 9,6295
1400	96,89	54,24	— 8,4671
1500	96,98	51,19	— 7,4583
1600	97,08	48,14	— 6,5755
1700	97,16	45,07	— 5,7940
1800	97,24	42,00	— 5,0994
1900	97,33	38,94	— 4,4790
2000	97,40	35,86	— 3,9185
2100	97,47	32,77	— 3,4103
2200	97,55	29,70	— 2,9504
2300	97,61	26,62	— 2,5294
2400	97,67	23,54	— 2,1436
2500	97,74	20,44	— 1,7868
2750	97,88	12,70	— 1,0093
3000	98,00	4,96	— 0,3613
3250	98,11	— 2,81	+ 0,1890
3500	98,21	— 10,57	+ 0,6600
3750	98,29	— 18,35	+ 1,0694
4000	98,36	— 26,13	+ 1,4276
4250	98,42	— 33,90	+ 1,7432
4500	98,46	— 41,69	+ 2,0247
4750	98,49	— 49,48	+ 2,2766
5000	98,51	— 57,26	+ 2,5028