

$$\frac{\operatorname{tg} \delta 1}{\operatorname{tg} \delta 2} = 3 \frac{e_2}{e_1} \frac{E_2}{E_1}$$

$E_2$  et  $E_1$  étant le module d'Young respectivement du support et du film.

Nous constatons que si l'on veut un rapport  $e_2/e_1$  disons de 10, à même module d'Young, il faut que le support ait un frottement interne 30 fois plus faible que l'échantillon. Le quartz, éventuellement le tungstène ou le molybdène pourrait convenir, mais il faut aussi tenir compte du frottement engendré au contact échantillon-support.

#### Références

- <sup>1)</sup> B. SECRÉTAN, B. MARTINET, B. VITTOZ, ZAMP 12, 96-99 (1962).  
<sup>2)</sup> W. BENOIT, B. SECRÉTAN, Helv. Phys. Acta 35, 521 (1963).

### High Electric Fields in NaCl Crystals

by R. WILLIAMS

(Laboratories RCA Ltd., Zurich)

Space charge polarization measurements have been done with NaCl single crystals, made photoconducting through  $F$  centers. Either a silver or an electrolyte electrode is a blocking electrode for the flow of electrons into the crystal. As current flows a space charge appears near the cathode, due to immobile ionized  $F$  centers, and given a high electric field. When the silver electrode is the cathode the field in the crystal cannot be increased beyond the value of  $1,5 \times 10^6$  V/cm. At this field a current begins to flow through the blocking electrode, apparently due to field emission of electrons. When the cathode is an electrolyte solution, higher fields may be established.

### Conduction ionique dans KI et CsI

par D. ECKLIN, C. NADLER, J. ROSSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Ce travail sera publié prochainement dans H.P.A.

### Excitation des composantes luminescentes de CsI pur par des protons de 1 MeV

par M. AEGERTER et J. ROSSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Pour compléter les informations obtenues dans des recherches précédentes par excitation de CsI pur par radiations  $\beta$  ( $\text{Sr}^{90}$ ), nous avons examiné l'effet des protons de 1 MeV en régime permanent et pulsé, sur le rendement et le déclin des composantes luminescentes  $\gamma_1$  (chaude) et  $\gamma_2$  (froide).

Le maximum de la composante  $\gamma_2$  (importante au-dessous de 150° K) passe de 3300 Å à 3800 Å et son rendement  $\eta$  présente l'allure d'une saturation à basse température. Ceci est conforme à un modèle simple où  $\eta(T) = k_1/(k_1 + k_2) = [1 + s_1/s_2 \exp(E_1 - E_2)/kT]^{-1}$  avec  $E_1 = 0$ . En excitation permanente (env.  $10^{-6}$  A/cm<sup>2</sup>), la composante froide  $\gamma_2$  est en outre fortement atténuée par rapport à  $\gamma_1$  en comparaison de l'excitation  $\beta$  (facteur  $\sim 250$ ). Cependant, en excitation pulsée, l'intensité des scintillations de  $\gamma_2$  reste supérieure à celle de  $\gamma_1$ .

La composante chaude  $\gamma_1$  est aussi déplacée spectralement, de 4300 à 4800 Å. Son rendement  $\eta(T)$  passe par un net maximum vers 190° K, et tombe rapidement vers les basses températures. Ceci confirme pour cette composante le comportement anormal déjà observé avec les  $\beta$  et s'explique si on l'associe aux lacunes libres de cations en équilibre d'association avec des ions positifs divalents<sup>1)</sup>. Avec les protons, la chute observée est plus rapide que pour les  $\beta$ ; cet effet semble indiquer qu'en plus de la diminution de leur nombre les lacunes libres ont une probabilité radiative réduite par la charge d'espace produite par l'ionisation.

Les mesures de déclin effectuées pour la composante  $\gamma_2$  avec un faisceau de protons pulsé de l'accélérateur Van de Graaff (impulsions d'une durée d'environ 5 ns contenant de 500 à 1000 protons, fréquence de répétition 100 par sec.), précisent celles déjà réalisées avec des électrons ou rayons X pulsés (2). Elles mettent en évidence deux déclins exponentiels de durée  $\tau_{(1)}$  et  $\tau_{(2)}$  qui varient avec  $T$  sensiblement comme  $1/\tau = s_1 + s_2 \exp(-E_2/kT)$ . Dans les deux cas, caractérisés par  $E_1 = 0$ , on obtient le même  $E_2$  d'environ 0,08 eV. Pour le cristal le plus pur utilisé (concentration en ions divalents  $< 3$  ppm) on trouve à la limite des basses températures  $\tau_{(1)} = 1/s_1^{(1)} = 400$  ns et  $\tau_{(2)} = 1/s_1^{(2)} = 100$  ns à comparer avec une valeur limite moyenne (doublet non résolu) obtenue pour les  $\beta$  (2) :  $\bar{\tau} = 770$  ns.

Un filtre Schott UG2 interposé entre le cristal et le photomultiplicateur (56 UVP) affaiblit le déclin le plus lent et permet de l'associer à la raie de plus grande longueur d'onde du doublet mesuré pour  $\gamma_2$ , par excitation  $\beta$ , à 3550 et 3260 Å<sup>2)</sup>). La loi de déclin observée étant exponentielle au-dessus de 30 ns déjà (pour  $T = 150^\circ$  K) on en déduit une confirmation de l'hypothèse déjà faite<sup>2)</sup> que le transfert d'énergie a lieu par exciton: le temps de diffusion ambipolaire s'estime pour notre cristal à  $10^{-6}$  s env., ce qui est nettement trop long. Le parallélisme du déclin des 2 raies du doublet renforce notre interprétation de  $\gamma_2$  comme étant dû à la recombinaison radiative d'un exciton self-trappé<sup>3)</sup> dont les caractéristiques sont sensibles à la charge d'espace environnante. La plus forte densité d'ionisation du proton et sa plus faible pénétration (18  $\mu$  au lieu de 1 mm environ pour les  $\beta$ ) peut expliquer les effets observés, en particulier l'affaiblissement de  $\gamma_2$  relativement à  $\gamma_1$  en régime permanent, par suite de l'élimination d'excitons par recombinaison dans une couche superficielle fortement perturbée.

L'interprétation similaire de GWIN et MURRAY<sup>4)</sup> qui suggèrent la capture d'un électron par un trou self-trappé (groupe  $I_2^-$ ) nous paraît pour les raisons ci-dessus moins plausible.

#### Literatur

- 1) H. BESSON, D. CHAUVY, J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* 35, 211 (1962); M. AEGERTER, A. HOFFMANN, J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* (1964) à l'impression.
- 2) H. ENZ et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* 31, 25 (1958).
- 3) D. CHAUVY et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* 32, 481 (1959).
- 4) R. GWIN et R. B. MURRAY, *Phys. Rev.* 131, 508 (1963).