

## Über Elektronenlawinen in CdS-Kristallen

M. ZELM

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. 20 a, 971 [1965]; eingegangen am 5. Juni 1965)

Es wird gezeigt, daß sich in CdS-Kristallen bei elektrischen Feldstärken von einigen  $10^4$  V/cm Stoßionisationslawinen wie in einer Gasentladung ausbilden können. Löst man zu einem Zeitpunkt  $t_0$  durch einen kurzen intensiven Lichtblitz Elektronen an der Kathode aus, so driften diese Elektronen durch den Kristall und vermehren sich durch Stoßionisation. Im Außenkreis registriert man einen Stromimpuls mit dem Oszilloskop. (Anwendung der elektrischen Methode zur Beobachtung von Elektronenlawinen in differenzierender Schaltung<sup>1</sup>.) Eine Funkenlichtquelle lieferte Lichtimpulse von 10 nsec Halbwertsbreite. Der Blitzlampe vorgeschaltet war ein Blaufilter, das Elektronenauslösung durch inneren Photoeffekt weitgehend reduziert. Die Eingangszeitkonstante der Anordnung betrug  $4 \cdot 10^{-9}$  sec. Die klar durchsichtigen Kristalle<sup>2</sup> wurden parallel zur  $c$ -Achse geschliffen und poliert. Die Dicke betrug 1 bis 1,6 mm, die Größe der polierten Flächen durchschnittlich  $5 \times 5$  mm<sup>2</sup>, auf welche im Hochvakuum Indiumelektroden aufgedampft wurden. Die Kristalle besaßen eine Dunkelleitfähigkeit entsprechend  $10^9 \Omega\text{cm}$ , belichtet ergab sich  $10^5$  bis  $10^6 \Omega\text{cm}$ .

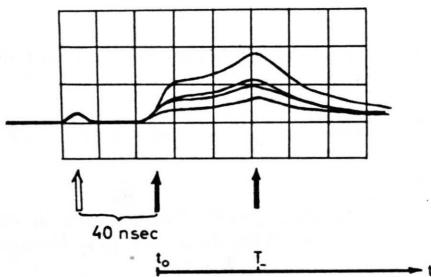


Abb. 1. Elektronenlawinen in einem CdS-Kristall der Dicke  $d = 1,6$  mm,  $U/d = 2 \cdot 10^4$  V/cm,  $t_0$  Start der Primärelektronen,  $T_-$  Ankunft der Elektronen an der Kathode, horizontale Zeitablenkung: 20 nsec/Einh., vertikaler Maßstab 5,5  $\mu\text{A}/\text{Einh.}$

Abb. 1 zeigt ein Oszillosrogramm mit dem Stromverlauf von mehreren Stoßionisationslawinen. Zur Festlegung des Zeitnullpunkts wurde ein Markierungssignal von der Blitzlampe eingekoppelt, gegen das der Lawinenimpuls durch ein Impulskabel um 40 nsec verzögert ist. Beim Auftreffen des Lichtblitzes zur Zeit  $t_0$  werden  $10^5$  bis  $10^6$  Elektronen ausgelöst. Der Strom springt auf  $i_0$ , steigt durch Stoßionisation an und erreicht ein ausgeprägtes Maximum zur Zeit  $T_-$ , wenn die Elektronenwolke in die Kathode eintaucht. Danach klingt der

<sup>1</sup> H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, London 1964.

<sup>2</sup> Wir danken Herrn Prof. Dr. I. BROSER, Max-Planck-Institut für Elektronenmikroskopie in Berlin-Dahlem, für die CdS-Kristalle.

Strom relativ langsam ab. Es treten verschiedene große Lawinen auf, da offenbar die Intensität des Lichtblitzes nicht konstant ist und die Zahl der Startelektronen  $n_0$  schwankt.

Die Elektronenflugzeit  $T_-$  ist jedoch konstant. Der Stromverlauf bis  $T_-$  läßt sich durch Stoßionisation erklären, der relativ lange Nachstrom wird wahrscheinlich durch Elektroneneinfang in flache Haftstellen und anschließende Ablösung aus diesen bestimmt. Bei umgekehrter Polung des Feldes konnte überhaupt kein Signal beobachtet werden. Wir schließen daraus, daß es sich bei den Stoßionisationslawinen um Elektronenlawinen handelt, nicht um Defektelektronenlawinen. Der Stromanstieg wird bei wachsender Feldstärke steiler, weil die Stoßionisationsausbeute zunimmt. Ebenso wird die Flugzeit kürzer. Es wurden je nach angelegter Feldstärke Flugzeiten zwischen 25 und 100 nsec gemessen. In Abb. 2 ist  $v_- = d/T_-$  für sechs verschiedene dicke Kristalle aufgetragen. Für jeden Meßpunkt wurden aus mehreren Oszillosogrammen durchschnittlich zehn Lawi-

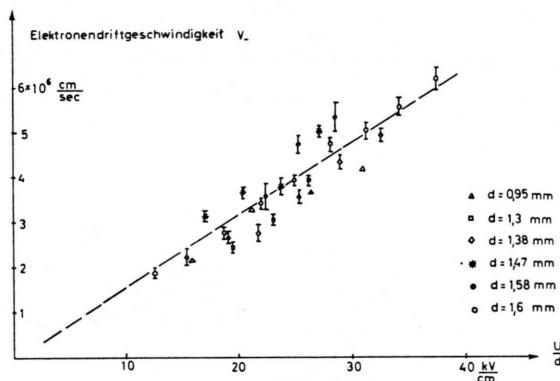


Abb. 2. Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_-$  in CdS-Kristallen, gemessen an Kristallen verschiedener Dicke  $d$ .

nen ausgewertet. Fehler in unserer Messung entstehen in erster Linie durch die inhomogene Verteilung des Feldes im Kristallvolumen und an den Elektroden. Aus der Messung der Flugzeit  $T_-$  läßt sich die Elektronenbeweglichkeit  $\mu_e = 160 \text{ cm}^2/\text{Vs} \pm 10\%$  angeben. Ähnliche Messungen nach der Flugzeitmethode, die an CdS-Kristallen mit injizierten Elektronen bei niedrigeren Feldstärken ausgeführt wurden, ergaben Werte  $\mu_e = 205$  bis  $250 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .<sup>3</sup>

Bei Annäherung an die Durchbruchsspannung nimmt die Länge des Nachstromes zu (bis 150 nsec). Der direkte Übergang einer Elektronenlawine in den elektrischen Durchbruch konnte bisher nicht beobachtet werden.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danke ich für die Anregung dieser Arbeit.

<sup>3</sup> W. E. SPEAR u. J. MORT, Proc. Phys. Soc., Lond. 81, 130 [1963].



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.