

# UNTERSUCHUNGEN AN IN VAKUUM AUFGEDAMPFTEN AMORPHEN SELENSCHICHTEN MIT LICHTSTREIFENBELICHTUNG BEI DER ABSORPTIONSKANTE

L. GOMBAY, J. LANG und J. KISPÉTER

Institut für Experimentalphysik der Attila József Universität, Szeged

(Eingegangen am 1. November 1971)

Der innere Photoeffekt von auf Grundplatten von 30 °C und -180 °C aufgedampften Selenschichten wurde bei Lichtstreifenbelichtung mit der Impulsmethode gemessen. Im Falle der Belichtung am positiven Pol wurden kleinere photoelektrische Ladungen erhalten, was durch Einfangen eines Teiles des befreiten Elektronen in Haftstellen erklärt werden kann. Aus den Messresultaten läßt sich eine „effektive“ Haftstellendichte berechnen, die unter unseren Versuchsbedingungen  $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  betrug.

## Einleitung

In einer früheren Arbeit [1], die die Photoleitung aufgedampfter, amorpher, mit Brom dotierter Selenschichten zum Gegenstand hatte, fanden wir, daß die Stärke des gemessenen inneren Photoeffektes in hohem Maße von der Wahl der Elektrode abhängt, in deren Nähe der Lichtstreifen angewendet wurde. Diese Erscheinung ist in gegenwärtiger Arbeit etwas eingehender untersucht. Dabei wurde alle absichtliche Dotierung vermieden, um auf relativ reines Selen (99,996 %) bezügliche Resultate zu erhalten. Infolgedessen war die Photoleitfähigkeit und damit das untersuchte Wellenlängenintervall kleiner, da die angewendete Meßmethode mit der bei der früheren Arbeit gebrauchten identisch war. Dagegen wurde die Untersuchung des Effektes dadurch erweitert, daß die Selenschichten auf Grundplatten von Zimmertemperatur und Temperatur der flüssigen Luft aufgedampft, und neben Goldelektroden auch Tellurelektroden angewandt wurden, und die Messungen bei kleinerer ( $1200 \text{ Vcm}^{-1}$ ) und höherer ( $3000 \text{ Vcm}^{-1}$ ) Feldstärke erfolgten.

## Experimentelles

Die Meßeinrichtung und die Meßmethode waren im wesentlichen mit den in [1] beschriebenen identisch, geringere Änderungen waren bloß infolge des erweiterten Programmes nötig. Die konstante Temperatur der Quarzplatte beim Aufdampfen bei der Temperatur der flüssigen Luft wurde dadurch gesichert, daß die Platte mit der Aufdampfmaske auf dem unteren Ende eines in den Rezipienten eingeschweißten Metallhohlzylinders angebracht wurde, der während des Aufdampfens mit flüssiger Luft gefüllt war (s. Fig. 1). Das Aufdampfen begann eine Viertelstunde nach dem Einfüllen der flüssigen Luft, um die Temperatur der 1 mm

dicken Quarzplatte für die ganze Dauer des Aufdampfens zu sichern. Die Abmessungen der Selenproben waren dieselben, wie bei den früheren Untersuchungen, der Elektrodenabstand betrug aber 1 bzw. 2 mm. Der Photoeffekt wurde auch jetzt mit der ballistischen Methode gemessen.

Um gut meßbare Photoeffekte zu erhalten, wurde die Messungen bei der kleineren Feldstärke mit 1 mm, bei der höheren mit 2 mm Elektrodenabstand durchgeführt. Die Proben wurden mit einem Lichtstreifen so belichtet, daß bei der einen Elektrode immer ein unbelichteter Probenteil verblieb. Die spektrale Spaltbreite war 6 nm. Die Belichtung in der Nähe der Elektroden verschiedenen Vorzeichens wurde dadurch verwirklicht, daß bei ungeänderter Einstellung der Probe und des Lichtstreifens die Polarität der Elektroden vertauscht wurde. In allen Untersuchungen wurden die Messungen mit Gold- und mit Tellurelektroden durchgeführt.

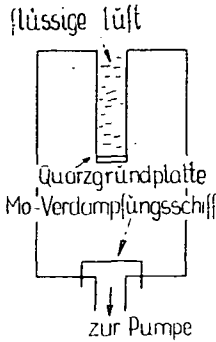


Fig. 1. Vakuum-Aufdampfleinrichtung für Aufdampfen auf Grundplatten von  $-180^{\circ}\text{C}$ .

### Meßergebnisse und ihre Deutung

Fig. 2 zeigt die Oberflächen der auf Grundplatten von zwei verschiedenen Temperaturen aufgedampften Selschichten in  $120\times$  Vergrößerung. Die feinere Struktur des auf die Grundplatte von tieferer Temperatur aufgedampften Selsens ist in der Figur gut sichtbar. Obwohl an Selenoberflächen sowohl Gold als Tellur als injektierende Kontakte bekannt sind, ergaben sich bereits in Werte der Dunkelströme erhebliche Unterschiede. Mit Tellurelektroden wurden unter sonst gleichen Bedingungen viel stärkere Dunkelströme gemessen. Eine überraschende Erscheinung war auch, daß bei den auf Grundplatten von  $-180^{\circ}\text{C}$  aufgedampften Selschichten, u. zw. sowohl bei Gold- als bei Tellurelektroden, der Dunkelstrom anfangs um

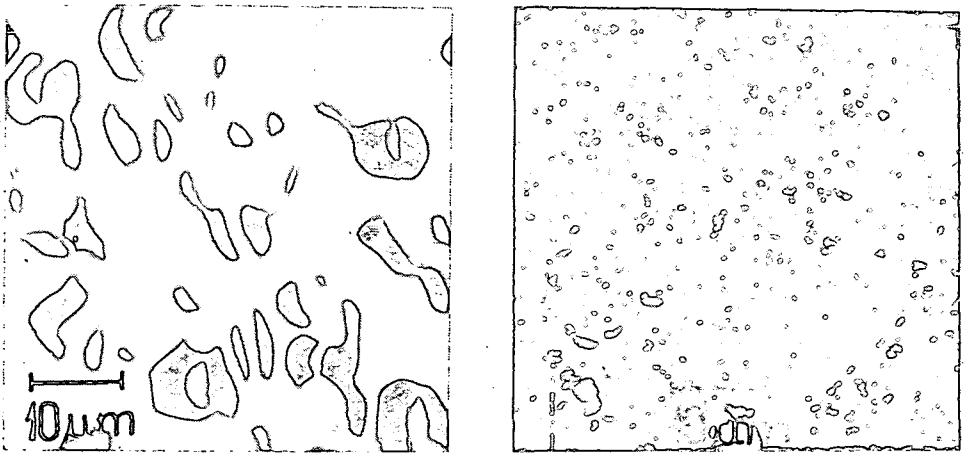


Fig. 2. Aufgedampfte Selschichten in  $120\times$  Vergrößerung: 2a auf Grundplatten von  $30^{\circ}\text{C}$ , 2b auf Grundplatten von  $-180^{\circ}\text{C}$  aufgedampft.

etwa eine Größenordnung höher war und erst nach etwa 24 stündigen Stromdurchgang im Dunkeln den Normalwert von etwa  $10^{-9}$  A erreichte. Diese Erscheinung zeigte sich qualitativ auch bei auf Grundplatten von Zimmertemperatur aufgedampften Schichten, doch in bedeutend geringerem Maße, indem der Dunkelstrom bereits nach einem halbstündigen Stromdurchgang im Dunkeln annähernd die Hälfte seines Anfangswertes betragenden Endwert annahm.

Der anfänglich starke Dunkelstrom der auf Quarzplatten von  $-180^{\circ}\text{C}$  aufgedampften Selen-schichten kann dem Umstand zugeschrieben werden, daß die bei dieser Temperatur aufgedampfte Selen-schicht nach Literaturangaben [2] hauptsächlich aus gefalteten Selenringen besteht. Während des langen Durchströms bei Zimmertemperatur werden die Ringe aufgespalten, das Selen wird vollständig Röntgen-amorph und nimmt eine dementsprechende Leitfähigkeit an. Eine mögliche Deutung ist auch darin zu finden, daß das Selenaufdampfen im verhältnismäßig schwachen Vakuum eine starke Getterwirkung ausübt und die adsorbierten Moleküle die Leitfähigkeit erhöhen, bis sie durch den Einfluß des elektrischen Stromes neutralisiert werden.

In Fig. 3 sind die in mit Goldelektroden versehenen Proben nach 0,5 s Belichtung mit verschiedenen Wellenlängen entstandenen Ladungen in elektrischen Ladungseinheiten ( $N = Q/e$ ) ausgedrückt dargestellt. (Das Spektrum ist auf das Minimum normiert.) Wie aus der Figur ersichtlich, nimmt die Ladung mit zunehmender Wellenlänge ab. Ein Vergleich der Kurven zeigt, daß sowohl die größere Feldstärke als auch die tiefe Grundplattentemperaturen die Zahl der durch die Belichtung freigesetzten Elektronen steigern, und eine Belichtung am negativen Pol unter sonst gleichen Umständen immer einen größeren Photoeffekt hervorruft.

Um die durch Belichtung an den beiden Polen entstandenen Photoeffekte vergleichen zu können, ist in Fig. 4 der Unterschied der Zahl der bei Belichtung am negativen bzw. positiven Pol entstandenen Photoelektronen,  $N_n$  bzw.  $N_p$ , in Prozenten der bei Belichtung am negativen Pol entstandenen Photoelektronen  $N_n$ , d. h. der Quotient

$$N_1 = \frac{100(N_n - N_p)}{N_n}$$

dargestellt. Aus dieser Figur ist ersichtlich, daß  $N_1$  mit Zunahme der Belichtungs-

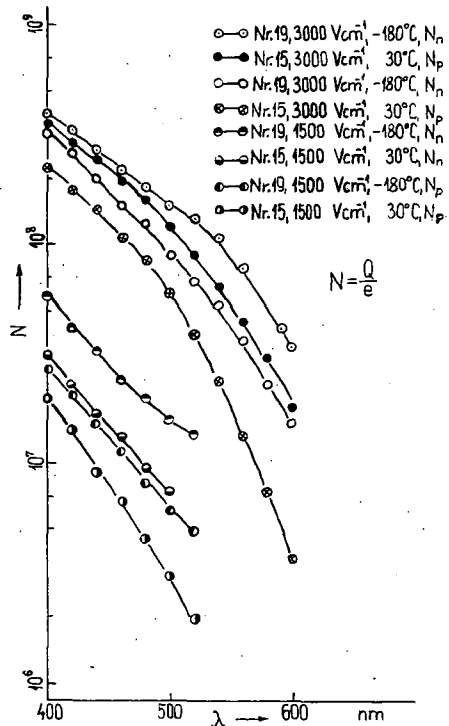


Fig. 3. Photoelektronenzahlen in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei verschiedenen Feldstärken und bei verschiedenen Grundplattentemperaturen.

wellenlänge und Abnahme der elektrischen Feldstärke\* sowie mit der Erhöhung der Temperatur der Grundplatte von  $-180^\circ\text{C}$  auf Zimmertemperatur zunimmt. Qualitativ lassen sich diese Erscheinungen dadurch erklären, daß bei Belichtung der Selen-schicht mit größeren Wellenlängen die Energie der freiwerdenden Elektronen durchschnittlich kleiner wird und in konstantem elektrischen Feld ein größerer Anteil der Elektronen von kleinerer Energie durch Haftstellen aufgenommen wird; in stärkeren elektrischen Feldern bewegen sich dagegen die mit gleicher Energie befreiten Elektronen mit größerer Geschwindigkeit, und deshalb ist die Wahrscheinlichkeit des Einfangens in Haftstellen geringer. Bei den auf Quarzplatten von  $-180^\circ\text{C}$  aufgedampften Schichten ist nicht nur der Dunkelstrom, sondern auch der Photostrom größer, bei diesen Schichten ist aber der Anteil der unter

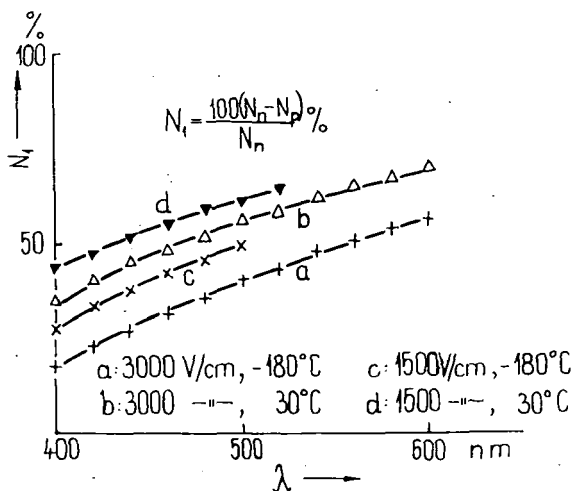


Fig. 4. Prozentueller Anteil der in der unbelichteten Selen-schicht verschwundenen Elektronen bezogen auf die bei Belichtung am negativen Pol entstehenden Elektronen bei verschiedenen Feldstärken und Grundplattentemperaturen.

gleichen Bedingungen eingefangenen Photoelektronen kleiner. Der Unterschied zwischen dem Dunkelstrom und dem Photoeffekt der während des Aufdampfens bei Zimmertemperatur und bei  $-180^\circ\text{C}$  gehaltenen Platten kann dadurch erklärt werden, daß die auf den Grundplatten bei diesen Temperaturen kondensierten amorphen Selen-schichten verschieden sind [2], u. zw. entstehen bei der Temperatur der flüssigen Luft viele gefalteten Selenringe, die bei Zimmertemperatur während der Wirkung des Dunkelstromes größtenteils aufreißen, aber die vollkommen Röntgen-amorphe Struktur der bei Zimmertemperatur aufgedampften Schichten nicht er-

reichen. (Nach einzelnen Autoren sind nur auf Grundplatten  $0-70^\circ\text{C}$  aufgedampfte Selen-schichten vollkommen Röntgen-amorph [3].) Die freie Weglänge der Ladungsträger ist in amorphem Selen sehr gering, von etwa  $10^{-7}$  cm Größenordnung [4, 5]. Deshalb werden die Photoelektronen durch das Feld zwischen den Elektroden in der durch die Lichtabsorption begrenzten Schicht fortbewegt. Wird das Volumen des belichteten Teiles zwischen den beiden Elektroden bis zur Absorptionstiefe [6] mit  $V_s$  bezeichnet, so ist der prozentuelle Anteil der in dem unbelichteten Einheitsvolumen eingefangenen Photoelektronen,

\* Als für den starken Einfluß der Feldstärke charakteristisch ist zu erwähnen, daß unter gewissen Bedingungen (kleine Feldstärke, großer Elektrodenabstand) bei Belichtung am positiven Pol kein Photoeffekt gemessen werden konnte; d. h. alle Photoelektronen verschwanden, bevor sie den anderen Pol erreicht hätten.

bezogen auf die bei Belichtung am negativen Pole mit der betreffenden Wellenlänge erzeugte Photoelektronenzahl:

$$N_2 = \frac{100(N_n - N_p)}{N_n V_s}$$

In Fig. 5 ist dieser Zusammenhang in halblogarithmischen Koordinaten dargestellt. Aus der Figur ist ersichtlich, daß bei größeren Wellenlängen ein kleinerer Anteil der Photoelektronen in unbelichteten Einheitswolumen eingefangen wird, als bei kürzeren Wellen, d. h. die von den Photonen erhaltene Energie übt, im Gegensatz zu Fig. 2, keine bestimmende Wirkung aus. Das kann dadurch erklärt werden, daß die Absorption bei kleineren Wellenlänge sehr stark abnimmt, d. h. das lichtabsorbierende Volumen sehr stark — um etwa 2 Größenordnungen — wächst.

So nimmt die Dichte der durch Photoerregung befreiten Elektronen im gleichen Maße ab, deshalb nimmt bei großen Feldstärken auch der effektive Wirkungsquerschnitt der Haftstellen stark ab. Bei geringeren Feldstärken zeigt zwar diese Erscheinung eine ähnliche Tendenz, doch ist ihre Wirkung nicht nur infolge der kleineren Feldstärke, sondern auch der kleineren Weglänge im Dunkeln verschwindend, und genügt nur, um die Wirkung der kleineren Energie der Photoelektronen zu kom-

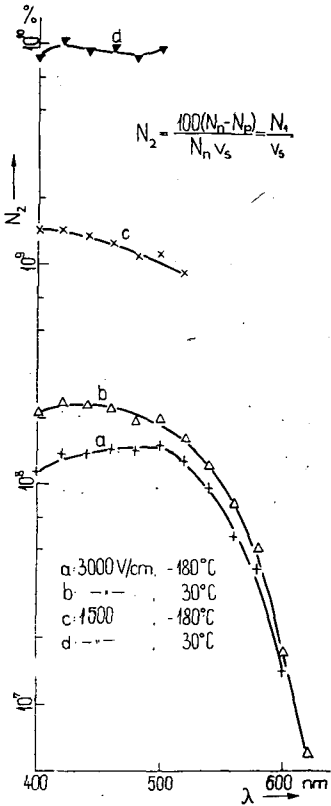


Fig. 5. Prozentueller Anteil der in Einheitsvolumen des unbelichteten Selen verschwindenen Photoelektronen bezogen auf die bei Belichtung am negativen Pol entstehenden Elektronenzahl.

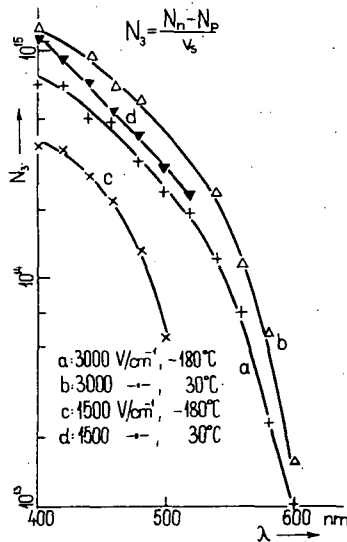


Fig. 6. Effektive Haftstellendichte des unbelichteten Selen.

pensieren. Ein Vergleich der Kurven *a* und *b* sowie *c* und *d* der Fig. 5 zeigt, daß der Anteil der pro Volumeneinheit eingefangenen Elektronen in den auf Grundplatten von tiefer Temperatur aufgedampften Selschichten bei beiden Feldstärken kleiner ist.

Mit der Annahme, daß jedes Elektron von je einer Haftstelle eingefangen wird, läßt sich eine der Haftstellendichte proportionale „effektive“ Haftstellendichte berechnen, die durch den Quotienten

$$N_3 = \frac{N_n - N_p}{V_s}$$

definiert ist. In Fig. 6 sind die von der obigen Formel gewonnenen Resultate dargestellt, nach denen die effektive Haftstellendichte in unseren Versuchen, in Abhängigkeit von der Versuchsbedingungen,  $10^{13}$ — $10^{14}$  cm<sup>-3</sup> betrug. Bei der Bewertung der Ergebnisse ist in Betracht zu ziehen, daß die Haftstellen des amorphen Selen ein breites Gebiet der verbotenen Zone mit verschiedenen Dichten überdecken [7]. Es ist charakteristisch, daß die effektiven Haftstellendichten in röntgenamorphen Schichten verhältnismäßig höher sind, als in auf Grundplatten von  $-180$  °C aufgedampften Schichten.

\*

Die Verfasser sind Herrn Professor I. KETSKEMÉTY, Direktor des Institutes, für sein förderndes Interesse zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

#### Literatur

- [1] Gombay, L., J. Lang, J. Kispéter: Acta Phys. et Chem. Szeged **16**, 141 (1970)
- [2] Grömminger, H., H. Grüninger, H. Richter: Naturwissenschaften **42**, 256 (1965).
- [3] Brehler, R.: Z. Phys. **212**, 213 (1968).
- [4] Hartke, I. L.: Phys. Rev. **125**, 1177 (1962).
- [5] Spear, W. E.: Proc. Phys. Soc. **B 70**, 669 (1957).
- [6] Gilleo, M. A.: J. Chem. Phys. **19**, 1291 (1951).
- [7] Vautier, C., D. Carles, A. Colombani: Thin Solid Film **3**, 293 (1969).

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕННЫХ В ВАКУУМЕ СЛОЕВ АМОРФНОГО СЕЛЕНА ПРИ ОСВЕЩЕНИИ УЗКОЙ ПОЛОСОЙ СВЕТА НА КРАЮ ПОГЛОЩЕНИЯ

Л. Гомбай, Я. Ланг и Й. Киспетер

Импульсным методом измерялось внутренний фотоэффект испаренных в вакууме слоев селена при температуре у основания пластинки  $30$  и  $-180$  °C. При освещении у положительного полюса фотоэлектрический заряд не получилось, что объясняется наличием ловушек носителя заряда. Из данных экспериментов рассчиталась „эффективная“ плотность ловушек, которая по нашими экспериментальными данными имеет значение порядка  $10^{13}$ — $10^{14}$  см<sup>-3</sup>.