

ÜBER EINWIRKUNG EINER SAUERSTOFFATMOSPHERE AUF DOPPELT DOTIERTE MIKROKRISTALLINE KADMIUMSULFID—PHOTOLEITER

Von L. GOMBAY, J. LANG und J. KISPÉTER

Institut für Experimentalphysik der Attila József Universität, Szeged

(Eingegangen am 15. Dezember 1965)

Es wurden nichtstationäre und stationäre Zustände von aus Kadmiumpulver gepreßten, gesinterten und mit Indium-Kammelektroden versehenen, mit Kupfer und Chlor doppelt dotierten mikrokristallinen Photoleiter in Vakuum und in Sauerstoffatmosphäre untersucht. Nach den Meßergebnissen können die An- und Abklingprozesse, in Abhängigkeit von der Dotation und der Belichtungsstärke, durch exponentielle oder hyperbolische Funktionen angenähert werden. Die Zeitkonstanten der An- und Abklingprozesse waren in allen untersuchten Fällen größer als die der Abklingprozesse, was auf die Verschiedenheit der Wirkung der in beiden Prozessen mitwirkenden Zentren hinweist. Bei gleicher Belichtung sind die Zeitkonstanten bei Grundgittererregung kleiner als bei Ausläufererregung; bei Erregung mit derselben Wellenlänge sind die Zeitkonstanten für schwache Erregung größer als die für starke Erregung. Die photostromvermindernde Wirkung der Sauerstoffatmosphäre ist von der Dotation abhängig und reversibel; diese Wirkung ist durch an der Oberfläche des Kadmiumpulvers entstehende reversible Sauerstoffhafterme zu erklären.

Einleitung

Die Photoleitung von Kadmiumpulver-Einkristallen in Dämpfen der Komponenten sowie in fremden Dämpfen und Gasen wurde von zahlreichen Forschern untersucht [1—12]. Nach ihren Ergebnissen ist die Wirkung der Fremdatmosphäre stark davon abhängig, bei welcher Temperatur und welchem Druck bzw. unter welchen anderen Bedingungen der Dampf oder das Gas auf den Kadmiumpulver-Einkristall einwirkt; z. B. wird die Photoleitung in Sauerstoffatmosphäre bei Zimmertemperatur kleiner; wenn aber der Kadmiumpulver-Einkristall einer mehrstündigen Wärmebehandlung bei 300°C unterworfen wurde, so wird die Photoleitung durch die Sauerstoffatmosphäre gesteigert und auch die langwellige Grenze erhöht [3]. Deshalb sind die auf die Wirkung verschiedener Fremdatmosphären bezüglichen Resultate nicht vollkommen übereinstimmend, da die Versuche unter stark abweichenden Bedingungen durchgeführt wurden. Noch weniger sind die Eigenschaften des mikrokristallinen Kadmiumpulver-Photoleiters in verschiedenen Atmosphären in ihren Einzelheiten bekannt, da diese Eigenschaften durch den Einfluß der Atmosphäre wesentlich verwickelter werden [16]. In vorliegender Arbeit wurde die Wirkung einer Sauerstoff-Atmosphäre auf mikrokristalline, doppelt dotierte Kadmiumpulver-Photoleiter bei Zimmertemperatur, unter nichtstationären und stationären Bedingungen untersucht, da die Kenntnis der Eigenschaften dieses Photoleiters sowohl theoretisch als praktisch von entscheidender Bedeutung ist, und zwar sowohl bei Ein- und Ausschaltung der Belichtung (nichtstationärer Zustand), als bei stationärer Belichtung (stationärer Zustand). Andererseits ist das Maß der atmosphärischen Einwirkung auf den Photoleiter in beiden Belichtungs-

zuständen stark von Art und Menge der Dotierung abhängig, deshalb wurden in dieser Arbeit die sehr häufig gebräuchlichen, mit Kupfer und Chlor in verschiedener Konzentration doppelt dotierten Kadmiumsulfid-Photoleiter untersucht.

Zur Charakterisierung der Empfindlichkeit der Photoleiter mit verschiedenen großen Oberflächen und Gitterabständen ist der Quotient

$$\frac{\Delta i}{i_0} = \frac{\Delta r}{r}$$

geeignet, falls die Photoleiter mit gleicher Energie und auf ihrer vollen Oberfläche gleichmäßig belichtet werden. In diesem Falle ist, wenn der Dunkelstrom (i_0) bzw. der Strom während der Belichtung (i) der Spannung proportional ist,

$$i_0 = \frac{V}{r_0}, \quad i = \frac{V}{r}.$$

Eine anschaulichere Photoleiter-Charakteristik kann erhalten werden, wenn die Anzahl der auf den Photoleiter einfallenden Photonen (n_1) gemessen und die Anzahl der infolge dieser Einwirkung entstehenden, den Strom erzeugenden Photoelektronen (n_2) bestimmt wird; dann gibt der Quotient die „effektive Quantenausbeute“

$$\eta = \frac{n_2}{n_1}$$

die Anzahl der durch ein einzelnes einfallendes Photon im Photoleiter erzeugten Photoelektronen an.

Wären alle einfallenden Photonen absorbiert und würden alle erzeugten Photoelektronen normal zum Photostrom beitragen, so wäre die effektive Quantenausbeute der im üblichen Sinne gebrauchten Quantenausbeute gleich. Doch ist die Anzahl der einfallenden und der absorbierten Photonen sowie die der durch Photonabsorption erzeugten und der photostromliefernden Elektronen im allgemeinen nicht gleich; so zeigt die Abweichung des Wertes η von der Einheit die Abweichung der Lichtausnützung von der Quantenausbeute. Ist z. B. $\eta > 1$, so bedeutet das, daß im Photostrom ein „Sekundärstrom“ von bedeutender Stärke fließt.

Experimentelles

Die Herstellung des mikrokristallinen Kadmiumsulfids erfolgte in ähnlicher Weise, wie es in einer unserer früheren Arbeiten [16] beschrieben ist; Form und Abmessungen des Photoleiters stimmten mit den dort angegebenen überein. Die Kupfer- bzw. Chlordotation betrug 0, 1, 2, 4, 8 Atome für je 1000 Kadmiumsulfid-Moleküle; die doppelte Dotation wurde durch alle möglichen Kombinationen dieser Werte durchgeführt. (Die Dotierung der einzelnen Proben ist durch ein in Klammern gestztes Zahlenpaar bezeichnet; die erste Ziffer gibt die Anzahl der 1000 Kadmiumsulfid-Molekülen zugefügten Kupferatome, die zweite Ziffer die der Chloratome an; z. B. Probe (2,4) enthält 2⁰/₀₀ Kupfer- und 4⁰/₀₀ Chlordotierung).

Zur monochromatischen Belichtung des Photoleiters diente ein Zeiss-scher Monochromator Typ. SPM 1 mit Glasoptik, dessen Eintrittspalte durch eine 90 W-Wolframspirallampe beleuchtet war; die bei den Messungen benutzten Spaltbreiten betragen im Intervalle 460—580 nm 0,5 mm, im Intervalle von 580—760 nm 0,2 mm und zwischen 760—1000 nm 0,1 mm. So war die durchgelassene Bandbreite $\Delta\lambda \approx 6$ nm; die spektrale Verteilung der Quantenausbeute, in Abständen von je 20 nm gemessen.

Die Eichung der zur Messung von η gebrauchten Lichtquelle erfolgte mit einem Zeiss-schen Vakuumthermoelement von der Empfindlichkeit $S_T = 1,6$ V/W und dem Eigenwiderstand $R_T = 5,74$; die Thermospannung des Thermoelements wurde mit einem Zeiss-schen Schleifengalvanometer von der Empfindlichkeit $S_g = 39,75 \cdot 10^{-9}$ V pro Skalenteil und dem Widerstand $R_g = 7,5 \Omega$ gemessen. Wenn eine Lichtenergie der Wellenlänge $\lambda(\mu)$, die an dem Thermoelement einen Ausschlag von n Skalenteilen hervorruft, die Oberfläche des Photoleiters trifft, wo sie einen Photostrom von $i(\mu A)$ erzeugt, so beträgt η

$$\eta = \frac{1,24}{S_g S_T^2 \left(1 + \frac{R_T}{R_g}\right)} \frac{i}{n\lambda} = 28,33 \frac{i}{n\lambda} \frac{\text{Elektron}}{\text{Photon}}$$

Im nichtstationären Zustände wurde die Messung mit einem Kompensationslinienschreiber der maximalen Empfindlichkeit $1 \mu V$ pro Skalenteil (bzw. 10^{-12} A pro Skalenteil) durchgeführt, und zwar bei einer Grundgittererregung von der Wellenlänge $\lambda = 460$ nm und einer Ausläufergebietserregung von $\lambda = 1000$ nm, jeweils mit schwacher Belichtung (Spaltbreite 0,05 mm) bzw. starker Belichtung (Spaltbreite 1 mm), die bei $\lambda = 460$ nm einer einfallenden Photonenanzahl von $7,6 \cdot 10^9$ pro sec bzw. $3 \cdot 10^{12}$ pro sec bei $\lambda = 1000$ nm dagegen einer solchen von $1,1 \cdot 10^{12}$ bzw. $5,6 \cdot 10^{14}$ entspricht.

Zur Untersuchung des Einflusses der Sauerstoffatmosphäre wurden die Proben zuerst 24 Stunden in einem Vakuum von 10^{-5} Torr gehalten und dann die Messungen im demselben Vakuum durchgeführt. (Das Vakuum wurde mit einer dreistufigen Leyboldschen Glasdiffusionspumpe erzeugt, und mit einem McLeod-Manometer gemessen.) Dann wurde der Photoleiter in einer Sauerstoffatmosphäre von 50 Torr untergebracht und der Photostrom nach 24 Stunden in derselben Atmosphäre gemessen. Der Sauerstoff wurde durch Elektrolyse aus einer 30%-igen KOH Lösung hergestellt, wobei Sorge getragen wurde, daß sich der Sauerstoff und der Wasserstoff nicht mischen [15]. Zwischen die den Photowiderstand umschließende Meßröhre und die Quecksilberdiffusionspumpe bzw. das Gasometer wurde die in der Fig. 1 eingezeichnete Falle angebracht, um die Quecksilber- bzw. Wasserdämpfe vom Photoleiter fernzuhalten.

Meßergebnisse und Diskussion

a) *Nichtstationärer Zustand.* Die nichtstationären Verhältnisse der Probe (1; 1) zeigt Fig. 2 in Vakuum und Fig. 3 in Sauerstoffatmosphäre. In beiden Figuren stellen die Kurven *a* bzw. *b* die An- und Abklingkurven für $\lambda = 460$ nm bzw. $\lambda = 1000$ nm bei starker Belichtung dar, während die Kurven *c* bzw. *d* die entsprechenden Kurven bei schwacher Belichtung und denselben Wellenlängen angeben (zur besseren Übersichtlichkeit sind die Kurven in beiden Figuren auf gleiche Amplituden normiert).

Die Werte der aus der Kurve mit dem Sättigungswert i_s bestimmbaren Zeitkonstanten geben, falls die Kurven exponentiell angenähert werden können, die

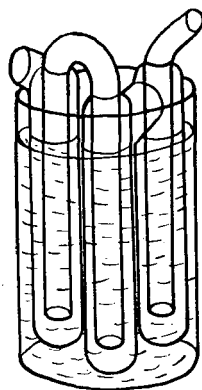


Fig. 1. Kühlfalle mit drei hintereinandergeschalteten, mit flüssiger Luft kühlabaren Elementen

Zeitdauer an, die bei Anklingprozessen zum Erreichen von $i_s(1 - 1/e)$, bei Abklingprozessen zum Erreichen von i_s/e nötig war, bei hyperbolischer Annäherung dagegen die zum Erreichen des Halbwertes nötige Zeit. Welche der beiden Annäherungen bei den einzelnen Proben anzuwenden ist, hängt von der Dotation und der Belichtung ab.

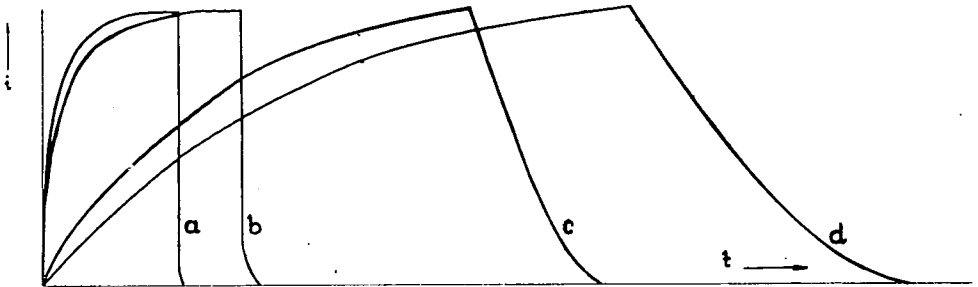


Fig. 2. An- und Abklingkurven der Probe (1; 1) in Vakuum

a bei 460 nm	} mit starker Belichtung	c „ 460 „	} mit schwacher Belichtung
b „ 1000 „		d „ 1000 „	

Für die Zeitkonstanten ergaben sich aus unseren Versuchen folgende allgemeine Gesetzmäßigkeiten:

1. Die Zeitskonstanten der Anklingprozesse sind in allen Fällen größer als die der entsprechenden Abklingprozesse, wie es aus den Kurven der Fig. 2 und 3 abzulesen ist. Dies weist darauf hin, daß die Wirkung der an den An- bzw. Abklingprozessen teilnehmenden Zentren verschieden ist.

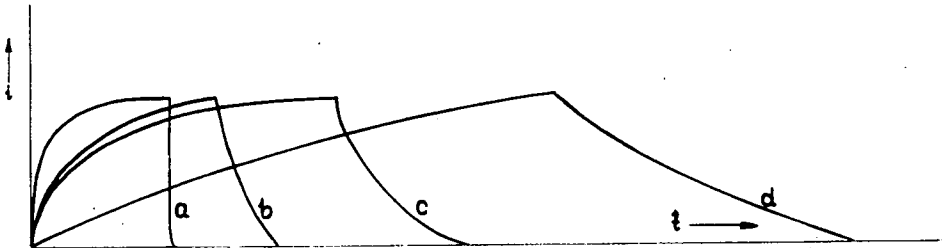


Fig. 3. An- und Abklingkurven der Probe (1; 1) in Sauerstoffatmosphäre.
Bezeichnungen wie in Fig. 2

2. Bei gleichstarker Belichtung sind die Zeitkonstanten für $\lambda = 460$ nm kleiner als diejenigen für $\lambda = 1000$ nm, sowohl in Vakuum als in Sauerstoff, wie dies aus dem Vergleich der Zeitkonstanten der Kurven $2a$ und $2b$, $2c$ und $2d$, $3a$ und $3b$, $3c$ und $3d$ hervorgeht. Zur Deutung dieser Gesetzmäßigkeit ist in Betracht zu ziehen, daß die absorbierende Schichtdicke bei der Grundgitterabsorption infolge des größeren Absorptionskoeffizienten kleiner ist als die Schichtdicke bei Ausläufergebietabsorption. Weiters kann der Umstand von Wichtigkeit sein, daß die Photonen höherer Energie auch stärker gebundene Elektronen aus den in der relativ dünnen aktiven Schicht befindlichen Zentren befreien können und die entstandenen Fehlstellen während der Abklingprozesse verhältnismäßig schnell aufgefüllt werden.

3. Bei denselben Wellenlängen sind die Zeitkonstanten für schwache Belichtung größer als diejenigen für starke Belichtung, sowohl im Vakuum als in Sauerstoffatmosphäre, wie es durch den Vergleich den Zeitkonstanten der Kurven 2a und 2c, 2b und 2d, 3a und 3c, 3b und 3d bestätigt wird. Diese Gesetzmäßigkeit weist darauf hin, daß die mittlere Lebensdauer der Ladungsträger bei schwacher Belichtung größer ist.

4. Wenn der stationäre Sättigungswert nicht von dem stationären Ruhezustand (vom stationären Dunkelstrom) ausgehend zustandekommt, so zeigen die Kurven denselben Sättigungswert, doch ist zur Sättigung eine kürzere Zeit nötig; die Zeitkonstante des Anklingprozesses ist kleiner, die Zeitkonstante des entspre-

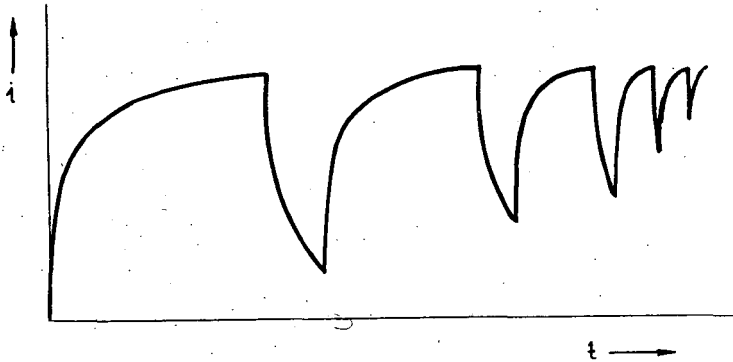


Fig. 4. An- und Abklingkurven von nichtstationären Dunkelströmen der Probe (1; 1)

chenden Abklingprozesses ist in diesem Fall ebenfalls kleiner. Diese Prozesse veranschaulicht Fig. 4. In solchen Fällen sind die Zeitkonstanten (τ) der aufeinanderfolgenden Prozesse exponentielle Funktionen des Dunkelstromes (i_0):

$$\tau = \tau_0 e^{-\frac{i_0}{i'_0}}$$

wo die Konstanten τ_0 und i'_0 von der Probe und der Belichtung abhängen; der Wert von τ_0 ist die Zeitkonstante für den Dunkelstrom $i_0=0$, und i'_0 derjenige Dunkelstromwert ($i_0=i'_0$), bei dem

$$\tau = \frac{\tau_0}{e}$$

wird.

b) *Stationärer Zustand.* Zur Untersuchung des stationären Zustandes wurde zuerst der Dunkelstrom (i_0), dann der Strom (i) bei Belichtung mit 100 Lux mittels einer Wolframlampe von 2900°K Temperatur an einer Probe von etwa 0,4 cm² effektiver Oberfläche gemessen. Beide Stromstärken wurden in Zimmeratmosphäre bei einer Feldstärke von 1000 V/cm bestimmt. Die Meßergebnisse sind in Tabelle I zusammengefaßt. Die erste Zeile eines jeden Feldes enthält das die Dotierung der betreffenden Probe bezeichnende Zahlenpaar. Die 2. und 3. Zeile geben den Dunkelstrom (i_0) bzw. den Strom bei Belichtung (i) an. In der 4. Zeile sind die Werte

$\frac{i_0 - i}{i_0} = \frac{\Delta i}{i_0}$, d. h. der auf die Einheit des Dunkelstromes entfallende Photostrom enthalten. Die Meßergebnisse der Proben (1; 0), (2; 0), (4; 0), (8; 0) zeigen, daß der Dunkelstrom mit steigender Kupferdotierung kleiner wird, was den Ergebnissen der bisherigen Untersuchungen an Kadmiumsulfid-Einkristallen entspricht [13]. Dies kann dadurch erklärt werden, daß auch die absichtlich nicht dotierten Proben verhältnismäßig viele Fremdatome des Donortyps enthalten, die bereits bei Zimmertemperatur ionisiert sind und so einen relativ starken Dunkelstrom ergeben; bei zunehmender Konzentration der Kupferdotierung wird eine wachsende Anzahl von Elektronen eingefangen und dadurch der Dunkelstromwert herabgesetzt. Der Dunkelstromwert kann in günstigen Fällen unter 10^{-9} A sinken, während der Photostrom Werte um 4mA aufweist. Wird die Chlordotierung der Probe erhöht, so steigt der Dunkelstrom nach den Meßergebnissen der Proben (0; 1), (0; 2), (0; 4), (0; 8) stark an, während der Photostrom in Verhältnis zum Dunkelstrom nur schwach zunimmt, wie es aus den Werten $\frac{\Delta i}{i_0}$ hervorgeht. Dieses Verhalten entspricht der allgemeinen Gesetzmäßigkeit, daß Photoleiter mit kleinem Dunkelstrom unter gleichen Bedingungen eine relativ höhere Photosensibilität zeigen, als diejenigen mit hohen Dunkelstromwerten.

Die Meßergebnisse der nahezu gleiche Kupfer- und Chlordotierungen enthaltenden Proben (1; 1), (2; 2), (4; 4), (8; 8) zeigen, daß eine solche Konzentration der beiden Dotierungen die günstigsten Verhältnisse für die Photostromstärke erzeugt, was mit den bisherigen Meßergebnissen ebenfalls in Einklang steht [14]. Die nicht vollkommen kompensierten Proben zeigen im allgemeinen, daß der Dunkelstrom mit der Chlorkonzentration wächst, bei wachsender Kupferkonzentration dagegen kleiner wird; die Steigerung der Kupferkonzentration übt auf die relative Stärke des Photostromes eine günstigere Wirkung aus, als die Erhöhung der Chlorkonzentration. Der exakte Vergleich der einzelnen Proben nach ihren Dotierungsgehalte wird dadurch stark erschwert, daß die Zeitdauer und Temperatur der Wärmebehandlung, sowie die Geschwindigkeit der Temperaturänderung einen starken Einfluß auf die Eigenschaften der Proben haben, und es daher sehr schwierig ist, die Wärmebehandlung unter vollkommen identischen Bedingungen durchzuführen.

Die 5. Zeilen der einzelnen Felder geben das Maximum der spektralen Verteilung der Quantenausbeute ($\eta_{v, \max}$) in Vakuum von 10^{-5} Torr. Die höchsten Werte des Maximums erscheinen bei guter Kompensation (Proben (1; 1), (2; 2), (4; 4), (8; 8)) als Zeichen dafür, daß die Verhältnisse für das Entstehen zahlreicher „Sekundärelektronen“ in diesen Fällen am günstigsten sind.

Die 6. Zeilen enthalten die Maxima der Quantenausbeute in Sauerstoffatmosphäre von 30 Torr ($\eta_{0, \max}$), welche in allen Fällen kleiner sind als die entsprechenden Werte in Vakuum.

Die 7. Zeilen zeigen die Abnahme der relativen Quantenausbeuten

$$\frac{\eta_{v, \max} - \eta_{0, \max}}{\eta_{v, \max}} = \frac{\Delta \eta}{\eta_{v, \max}}$$

Ein Vergleich der Abnahme der effektiven Quantenausbeute der bloß Kupfer bzw. bloß Chlor enthaltenden Proben zeigt, daß die mit Chlor dotierten Proben empfind-

Tabelle I

	(0; 0)	(1; 0)	(2; 0)	(4; 0)	(8; 0)
i_0 (μA)	1050	280	25	$3 \cdot 10^{-2}$	$< 10^{-3}$
i (μA)	7800	14600	7540	4580	4560
$\frac{\Delta i}{i_0}$	6,4	51	300	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^7$
$\eta_{V, \max}$	7610	12540	6250	1970	1570
$\eta_{0, \max}$	6410	11230	5730	1850	1540
$\frac{\Delta \eta}{\eta_{V, \max}}$	0,16	0,1	0,08	0,06	0,02
	(0; 1)	(1; 1)	(2; 1)	(4; 1)	(8; 1)
i_0 (μA)	2820	120	160	110	220
i (μA)	8670	46800	18600	24500	26500
$\frac{\Delta i}{i_0}$	2,1	389	115	221	119
$\eta_{V, \max}$	3680	71400	3320	4560	3210
$\eta_{0, \max}$	2250	20500	2014	4007	2910
$\frac{\Delta \eta}{\eta_{V, \max}}$	0,39	0,72	0,39	0,12	0,09
	(0; 2)	(1; 2)	(2; 2)	(4; 2)	(8; 2)
i_0 (μA)	2620	1260	35	22	40
i (μA)	5860	15800	46400	17400	26600
$\frac{\Delta i}{i_0}$	1,2	11,5	1324	789	664
$\eta_{V, \max}$	2260	6250	65800	24680	32270
$\eta_{0, \max}$	1450	4406	41300	23020	21178
$\frac{\Delta \eta}{\eta_{V, \max}}$	0,35	0,29	0,38	0,07	0,03
	(0; 4)	(1; 4)	(2; 4)	(4; 4)	(8; 4)
i_0 (μA)	4680	1100	105	20	105
i (μA)	8260	35000	26800	35200	30500
$\frac{\Delta i}{i_0}$	0,76	3,1	254	1759	289
$\eta_{V, \max}$	1460	4825	15310	35710	33380
$\eta_{0, \max}$	7350	3753	14230	1754	30340
$\frac{\Delta \eta}{\eta_{V, \max}}$	0,50	0,24	0,07	0,11	0,09
	(0; 8)	(1; 8)	(2; 8)	(4; 8)	(8; 8)
i_0 (μA)	6600	2450	54	6	$2 \cdot 10^{-2}$
i (μA)	12500	11500	3860	16600	25200
$\frac{\Delta i}{i_0}$	0,9	3,69	70,4	2765	$1,2 \cdot 10^5$
$\eta_{V, \max}$	3680	5830	2290	15090	18460
$\eta_{0, \max}$	1790	5110	2110	13280	15620
$\frac{\Delta \eta}{\eta_{V, \max}}$	0,51	0,12	0,08	0,12	0,15

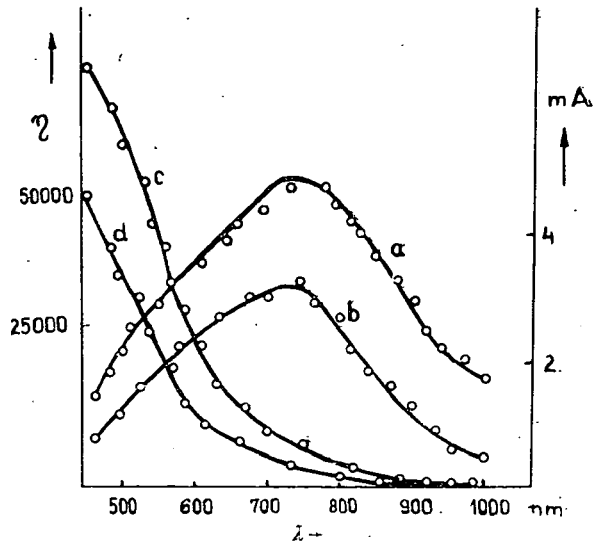


Fig. 5. Spektrale Verteilung des Photostromes von Probe (1; 1) (Kurve *a* in Vakuum, Kurve *b* in Sauerstoffatmosphäre) und des Wertes η (Kurve *c* in Vakuum, Kurve *d* in Sauerstoffatmosphäre)

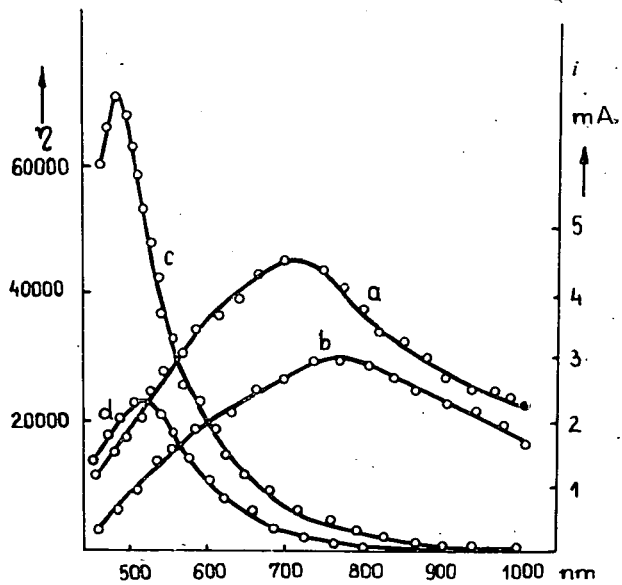


Fig. 6. Spektrale Verteilung des Photostromes und des Wertes η von Probe (2; 2). Bezeichnungen wie in Fig. 5

licher auf die Sauerstoffatmosphäre reagieren, als die bloß mit Kupfer dotierten. Dies ist mit der üblichen Annahme zu erklären, daß der absorbierte Sauerstoff an der Kadmiumsulfid-Oberfläche Haftstellen erzeugt. Daß diese Sauerstoffzentren hauptsächlich an der Oberfläche entstehen, kann aus der verhältnismäßig schnellen Reversibilität der Sauerstoffwirkung gefolgert werden. Dies äusserte sich in unseren Versuchen darin, daß bis zum Erreichen des Vakuums 10^{-5} Torr (in etwa 10 Minuten) dreiviertel der vermindernenden Sauerstoffwirkung verschwunden war, und nach 24 Stunden im Hochvakuum der ursprüngliche Zustand vollkommen wiederkehrte. Auch die gut kompensierten Proben mit maximalen Photoquantenausbeuten reagierten auf die Sauerstoffatmosphäre verhältnismäßig empfindlich, was durch die Sensibilität des Gleichgewichtes der gut kompensierten doppelten Dotierung zu erklären ist.

Die spektrale Abhängigkeit des durch die Wirkung der gleichen Lichtenergie erzeugten Photostromes und des Wertes von η ist in Fig. 5 und 6 dargestellt. Aus Fig. 5 ist ersichtlich, daß der Photostrom der Probe (1; 1) sowohl in Vakuum (Kurve *a*), als in Sauerstoffatmosphäre (Kurve *b*) bei 720 nm ein Maximum erreicht, während η mit abnehmender Wellenlänge sowohl in Vakuum (Kurve *c*), als in Sauerstoffatmosphäre (Kurve *d*) steigt. Fig. 6 zeigt dieselben Zusammenhänge für die Probe (2; 2). Ein auffallender Unterschied besteht darin, daß die η -Werte der Probe (2; 2) mit abnehmender Wellenlänge nur bis 480 nm steigen, was dadurch erklärt werden kann, daß in diesem Fall die Rekombination bei Wellenlängen unter 480 nm so stark wird, daß die Zunahme des Wirkungsgrades in Abnahme umschlägt. Weiters ist aus Fig. 6 ersichtlich, daß die den Strom stark vermindernde Wirkung des Sauerstoffes bei größeren Wellenlängen erscheint, als die dem maximalen Stromwert in Vakuum entsprechenden. Alle weiteren Proben folgen — von ihrer Dotierung abhängig — entweder den in Fig. 5 oder den in Fig. 6 dargestellten Gesetzmäßigkeiten.

* * *

Die Verfasser möchten auch an dieser Stelle Herrn Professor A. BUDÓ, dem Direktor des Instituts, für sein beförderndes Interesse ihren aufrichtigen Dank aussprechen.

Literatur

- [1] Kroeger, F. A., H. J. Vink, J. van den Boomgard: Z. Phys. Chem. 203, 1 (1954).
- [2] Bube, R. H.: J. Chem. Phys. 21, 1409 (1953).
- [3] Berger, H., K. W. Böer, E. H. Weber: Z. Phys. 158, 501 (1960).
- [4] Bube, R. H.: Phys. Rev. 101, 1668 (1956).
- [5] Kroeger, F. A., H. J. Vink, J. Volger: Philips Res. Rep. 10, 39 (1955).
- [6] Muscheid, W.: Ann. Phys. (Leipzig) 13, 305 (1953).
- [7] Liebson, S. H., E. J. West: J. Chem. Phys. 23, 1732 (1955).
- [8] de Vore, H. B.: Phys. Rev. 102, 185 (1956).
- [9] Kitamura, S. J.: J. Phys. Soc. Japan 15, 2343 (1960).
- [10] Asche, M., F. Eckart: Z. Phys. 164, 1529 (1961).
- [11] Asche, M., F. Eckart: Monatsber. Deutschen Akad. Wiss. Berlin 2, 261 (1960).
- [12] Gutjahr, H.: Z. Naturforschg. 12a, 1021 (1957).
- [13] Veit, W.: Z. angew. Phys. 7, 1 (1955).
- [14] Bube, R. H., S. M. Thomsen: J. Chem. Phys. 23, 15 (1955).
- [15] Paneth, F., K. Peters: Z. phys. Chem. 134, 365 (1928).
- [16] Gombay, L., J. Lang, J. Kispéter: Acta Phys. et Chem. Szeged 10, 23 (1964).

ДЕЙСТВИЕ КИСЛОРОДНОЙ АТМОСФЕРЫ НА МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ ФОТОПРОВОДНИК CdS

Л. Гомбай, Я. Ланг, И. Кишпетер

Изучены нестационарные и стационарные состояния фотопроводники CdS с двойным загрязнением Си и Си в высоком вакууме и в кислороде. При равносильном освещении коротковолнового возбуждения постоянные времени меньше, чем при длинноволновом возбуждении. При возбуждении равной длиной волн постоянные времени слабого возбуждения больше, чем те же у сильных возбуждений. Редуцирующая фототок роль кислорода зависит от загрязнения и объясняется с реверсибильным осадком кислорода, возникающего на поверхности фотопроводника.