

überein; außerdem kann ein Wert von HUTCHISON bestätigt werden, der nahe bei der Ionisationsgrenze ${}^2P_{1/2}$ liegt und in der vorgenannten Arbeit nicht gefunden wurde. Interessant ist, daß die erwähnten RYDBERG-Serien zwischen den Ionenzuständen ${}^2P_{3/2}$ und ${}^2P_{1/2}$ klar in unserem Experiment zu erkennen sind. Wegen der Energiebreite der eingestrahnten Photonen (2 Å) können die einzelnen Zustände nicht aufgelöst werden. Es zeigt sich aber, daß die Stärke der Absorption bei Annäherung an den Zustand ${}^2P_{1/2}$ geringer wird, was mit den Beobachtungen von BEUTLER genau übereinstimmt.

Die Ionisation setzt scharf bei einer Linie ein, deren Intensitätsmaximum in unseren Messungen bei der Wellenlänge 788 Å (15,74 eV) liegt, in guter Übereinstimmung mit dem spektroskopischen Wert⁵ 786,72 Å (15,7616 eV). Die Ionisationsgrenze ${}^2P_{1/2}$ liegt bei unseren Messungen zwischen den Linien 779 Å (15,92 eV) und 776 Å (15,98 eV), ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem spektroskopischen Wert⁵ 777,96 Å (15,9391 eV). Da das Auflösungsvermögen der Apparatur (2 Å) besser ist als es dem Abstand der beiden diskutierten Linien entspricht, ließe sich bei Anwendung einer kontinuierlichen Lichtquelle die Grenze ${}^2P_{1/2}$ noch genauer bestimmen als es dem gegenwärtig gefundenen Wert entspricht.

Zur Erklärung der oberhalb des ${}^2P_{1/2}$ -Zustandes gefundenen Anregungen kann bei den noch spärlich vorliegenden Ergebnissen nichts Abschließendes gesagt werden. Der Kurvenverlauf in Abb. 1 zeigt deutlich, daß es sich um hochangeregte Zustände des neutralen Argons handelt, die in ein Ion im ${}^2P_{1/2}$ -Zustand und ein Elektron strahlungslos zerfallen. Es könnte oberhalb der Ionisationsgrenze ${}^2P_{1/2}$ prinzipiell sowohl ein Elek-

tron der fester gebundenen M_1 -Schale (3s-Elektron) angeregt werden als auch eine Mehrfachanregung von 3p-Elektronen stattfinden. Da die Ablösung eines 3s-Elektrons erst bei einer Energie von 30 eV geschehen kann, stößt eine Prüfung zunächst auf große Schwierigkeiten.

BEUTLER hat besonders beim Xenon versucht, oberhalb ${}^2P_{1/2}$ Absorptionslinien für eine Anregung eines 5s-Elektrons zu finden, weil dieser Zustand beim Xenon bei einer niedrigeren Energie (13,44 eV) als beim Argon oder Krypton liegt. Bis zu 600 Å konnten keine Linien gemessen werden.

Die massenspektrometrische Analyse der Photoionisation ist für eine schwache Anregung in einem starken Ionisationskontinuum wesentlich empfindlicher als absorptionsspektroskopische Untersuchungen mit photographischer Aufzeichnung. Sie sollte deshalb eine gute Möglichkeit bieten, in naher Zukunft den Mechanismus aufzuklären, der den neuen Anregungszuständen des Argons zugrunde liegt.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. GROTH für die ständige Förderung unserer Arbeit und dem Cambridge Research Directorate sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Mitteln für ihre Durchführung.

An m. b. d. Korr.: Nach Fertigstellung dieser Arbeit erschienen die Meßergebnisse der Photoionisation von Argon, die von SCHÖNHEIT⁶ in Berlin durchgeführt wurden. Wir können aber den von SCHÖNHEIT vorgeschlagenen Kurvenverlauf für den Wirkungsquerschnitt nicht bestätigen. Da bei unseren Messungen bis zu 10^4 -mal höhere Ionenströme bei kleineren Drucken im Ionisationsraum erzielt wurden, ist anzunehmen, daß ihre Genauigkeit wesentlich größer ist als in der genannten Arbeit.

⁵ C. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stand. Circ. No. 467, Vol. I, 1949.

⁶ E. SCHÖNHEIT, Z. Naturforsch. **16 a**, 1094 [1961].

Elektrolytisches Ätzverfahren zur Beobachtung der räumlichen Anordnung von Versetzungen an der Oberfläche von Siliciumeisen

Von W. D. HANNIBAL

Kernforschungsanlage Jülich, Institut für Reaktorwerkstoffe
(Z. Naturforsch. **16 a**, 1397—1398 [1961]; eingeg. am 21. Oktober 1961)

Kürzlich haben wir an dieser Stelle¹ ein Ätzverfahren für Versetzungen beschrieben. Dabei waren neben den bekannten Ätzgruben noch langgestreckte Ätzzinnen zu sehen, teils regellos über die Oberfläche verteilt, teils parallel nebeneinander wie die Latten eines Zaunes.

¹ W. D. HANNIBAL, Z. Naturforsch. **15 a**, 837 [1960].

* Abb. 1 bis 4 auf Tafel S. 1396 b

² R. H. DOREMUS, Acta Met. **6**, 674 [1958].

Im folgenden wird versucht, die Entstehung dieser Gräben an Hand von elektronenmikroskopischen Aufnahmen zu erklären (Abb. 1—4 *).

Die Rinnen bestehen aus zwei Teilen: Einem Graben, der schon im Lichtmikroskop zu erkennen ist, und einer Vertiefung an einem oder an beiden Enden eines dünnen Kegels.

Für die Deutung dieser Beobachtung kann man von den beiden Sonderfällen ausgehen, bei denen die Versetzungslinie entweder lotrecht oder parallel zur geätzten Oberfläche verläuft.

Im ersten Fall wird beim Ätzen vermutlich sehr schnell ein dünner Zylinder längs der Versetzungslinie herausgelöst, und zwar wegen der viel größeren Löslichkeit der Karbidausscheidungen^{1,2} gegenüber der der Deckschicht in der weiteren Umgebung, die anschließend langsamer abgeätzt wird. Jedoch wird beim weiteren Ätzen der obere Rand des Zylinders wegen der dort höheren Feldstärke und Stromdichte bevorzugt abgetragen. Somit entsteht nach ausreichender Ätzzeit



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 digitalized 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.

eine kegelförmige Vertiefung, die im allgemeinen in der Mitte durch eine fast zylinderförmige Vertiefung mit kleinerem Durchmesser fortgesetzt wird.

Im zweiten Fall wird beim Abtragen der Oberfläche die Versetzungslinie freigelegt³. Die Korrosionsgeschwindigkeit ist in unmittelbarer Nähe der Versetzungslinie höher (s. oben), so daß hinter ihr die Oberfläche tiefer liegt als auf der ungestörten Kornfläche. Es kommt im Verlauf der Ätzung zu einer Verbreiterung des Grabens. Nach den bisher vorliegenden Ergebnissen verschwindet er selbst innerhalb einer Ätzzeit von 15 min noch nicht in der Untergrundrauigkeit.

Bei den Versetzungslinien, die unter dem Winkel φ die Oberfläche durchstoßen ($0 < \varphi < \pi/2$), wird wie bei den senkrecht stehenden Versetzungen ein langer

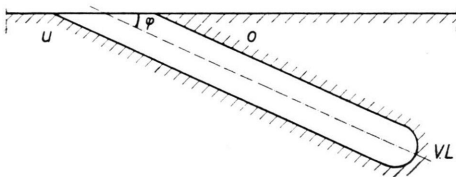


Abb. 5. Schnitt längs der Versetzungslinie (V.L.).

³ J. R. LOW JR. u. R. W. GUARD, Acta Met. 7, 171 [1959].

⁴ Gemessen als Höhendifferenz zwischen abgedeckter und un-

bedeckter Oberfläche mit dem Perth-O-Meter der Hommelwerke, Mannheim.

Zylinder um die Versetzungslinie herausgeätzt (s. schematischer Schnitt längs der Versetzungslinie, Abb. 5). Bei der weiteren Ätzung wird der rechte obere Teil (o) infolge der starken Krümmung rasch abgetragen, und auf der linken Seite (u) weitet sich der Zylinder zu einem Graben auf, an dessen unterem Ende sich eine kegelförmige Vertiefung befindet. Für den Fall, daß die Versetzungslinie gekrümmt ist, kommt es bei günstiger Lage zur Ausbildung von zwei kegelförmigen Spitzen am Anfang und Ende der sichtbaren Linie.

Zwischen der Länge des Grabens g , der mittleren Abtragung h in der Ätzzeit und dem Winkel φ besteht bei geradlinig verlaufenden Versetzungen in erster Näherung die Beziehung $g = h \cdot \cotg \varphi$.

Im Elektrolyten¹ B betrug beispielsweise die Korrosionsgeschwindigkeit für unsere Proben bei 3 V Klemmspannung $1,25 \mu\text{m}/15 \text{ min}$ ⁴. Bei einer Versetzung, die unter dem Winkel $\varphi = 5^\circ$ die Oberfläche durchstößt, hat der Graben nach 15 min Ätzzeit eine Länge g von etwa $12 \mu\text{m}$.

Ähnliche Bilder, wie sie hier gezeigt wurden, lassen sich auch bei Verwendung des Elektrolyten¹ A machen.

Es wird zur Zeit noch geprüft, ob Versetzungen mit einem Abstand von weniger als $0,1 \mu\text{m}$ getrennt werden können.

Über die Auslösung von Lawinenentladungen in Silicium-pn-Sperrschichten bei Teilcheneinstrahlung

Von I. RUGE

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 16 a, 1398—1400 [1961]; eingeg. am 16. November 1961)

Die Teilchenzählung mit Si-pn-Sperrschichten ist in letzter Zeit vielfach untersucht worden, vor allem gelang der Nachweis von Strahlung hoher Ionisierungsdichte, also von α - und β -Strahlung. Es wurden dabei einerseits herkömmliche Si-Spitzendioden¹ oder abgeätzte herkömmliche Si-Flächendioden², andererseits Si-Dioden, speziell hergestellt nach den Gesichtspunkten optimaler Strahlungsdetektion (vor allem für α -Strahlung)³, verwendet. Dabei arbeiteten die Dioden entweder als Element, wobei die Trennung nach Vorzeichen und Sammlung der Ladungsträger allein durch die Diffusionsspannung erfolgte, oder es wurde zum Zwecke einer Weitung der pn-Übergangsschicht und damit des strahlungsempfindlichen Volumens eine geringe Spannung in Sperrichtung an die Si-pn-Schicht gelegt. Die Amplituden der ausgekoppelten Leitfähigkeitsimpulse

waren dabei abhängig von dem Energieinhalt der einfallenden Partikel und betrugen durchschnittlich für α -Strahlen³ (6 MeV) 140 mV, in einem anderen Fall² für α -Strahlen (Polonium) bis 10 mV. Für β -Strahlen waren die Impulsamplituden wegen der geringeren spezifischen Ionisierungsdichte bzw. größeren Reichweite der Strahlung kleiner als die oben angegebenen Werte.

Der Nachweis von γ -Quanten gelang wegen der geringen Ionisierung der Quanten und der damit verbundenen kleinen Amplituden der Leitfähigkeitsimpulse mit diesen Methoden äußerst schlecht. In jedem Fall (also auch bei α - und β -Strahlung) mußten die Leitfähigkeitsimpulse zur Aufnahme und Registrierung verstärkt werden.

Wird dagegen die Lawinenentladung bzw. Trägermultiplikation im Durchbruchpunkt der Diodensperrschicht zur Strahlungsdetektion verwendet, so ist der Nachweis bzw. die Registrierung von α - und β -Teilchen und von γ -Quanten gleich gut möglich. Außerdem sind die ausgelösten Leitfähigkeitsimpulse unabhängig von der Art der Strahlung, ihrem Energieinhalt bzw. ihrer Härte.

Bekanntlich erfolgt der starke Anstieg des Sperrstromes im Durchbruchgebiet bei Si-Dioden mit Durchbruchspannungen $> 10 \text{ V}$ nicht auf Grund innerer Feld-

¹ C. ORMAN, H. J. FAN, G. J. GOLDSMITH u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. 78, 646 [1950].

² H. D. ENGLER, Nukleonik 2, 215 [1960].

³ S. S. FRIEDLANDER, Nucleonics 18, 54 [1960].