



Die  $\sqrt{t}$ -Abhängigkeit der Zahl der eingewanderten Leerstellen deutet auf eine diffusionsbestimmte Reaktionsgeschwindigkeit hin. Im einfachsten Fall ist nämlich die von einer ausgedehnten Leerstellenquelle in das (anfangs leere und unendlich ausgedehnt angenommene) ungestörte Metallgitter während einer Zeit  $t$  eindiffundierte Leerstellenzahl  $M$

$$M \sim \Delta R \sim C \cdot (Dt)^{1/2}, \quad (2)$$

<sup>2</sup> B. G. LAZAREV u. O. N. OVCHARENKO, Dokl. Akad. Nauk SSSR **100**, 875 [1955].

<sup>3</sup> F. ASCOLI, R. ASDENTE, E. GERMAGNOLI u. S. MANARA, J. Phys. Chem. Solids **6**, 59 [1958].

$D$  = Diffusionskoeffizient für Leerstellen,  $C$  = Leerstellenkonzentration an der Grenzfläche Quelle – ungestörtes Gitter.

$D$  und  $C$  sind temperaturabhängige Größen. Es gilt  $C \sim \exp(-\Delta H/kT)$ , mit  $\Delta H$  = Bildungsenthalpie für Leerstellen;  $D \sim \exp(-Q/kT)$ , mit  $Q$  = Aktivierungsenthalpie für Leerstellendiffusion.

Aus den Gl. (1) und (2) ist somit für die gefundene Aktivierungsenthalpie  $q$  die Beziehung zu erwarten

$$q = \Delta H + Q/2. \quad (3)$$

Von mehreren Autoren<sup>2-4</sup> wurde übereinstimmend  $\Delta H = 1,2$  eV gefunden; nach<sup>3,4</sup> ist  $Q = 1,4$  eV. Setzt man diese Werte in Gl. (3) ein, so erhält man  $q = 1,9$  eV, in vorzüglicher Übereinstimmung mit dem hier experimentell gefundenen Wert  $q = 1,95$  eV.

Der Zustand des Platins, der z. B. abhängig ist von der Vorbehandlung, insbesondere von der Ausglühdauer des ursprünglich kaltgezogenen Drahtes, hatte erheblichen Einfluß auf die Quellenstärke der Leerstellenbildung. Hierüber wird später berichtet werden.

Die oben angeführten Ergebnisse sind Messungen, die vor allem zur Klärung der Größenordnung der Einstellgeschwindigkeit der thermodynamisch geforderten Leerstellenkonzentration vorgenommen wurden. Eingehendere Untersuchungen werden nach Fertigstellung einer elektronischen Temperaturpulsregelung vorgenommen werden, die den bei der einfachen Kondensatorentladung auftretenden sägezahnförmigen Temperaturpuls durch einen zeitlich variablen Rechteckimpuls ersetzen läßt.

<sup>4</sup> G. L. BACCELLI, E. GERMAGNOLI u. S. GRANATA, J. Appl. Phys. **30**, 748 [1959].

## BERICHTIGUNG

Zu D. T. HAYES, Zur Lösung der Bethe-Goldstone-Gleichung bei nicht-verschwindendem Gesamtimpuls I, Band **18 a**, 531 [1963].

Gl. (37) ist zu ersetzen durch  $\Delta \cong 4 e^{-(\mu+1)} - \rho$ ; in der folgenden Zeile muß es heißen  $d\Delta/d\rho = -1$ . Die Diskussion der Abb. 3 muß lauten „ $\alpha$ ) Die Näherung Gl. (37) ist von  $\rho = 0$  bis fast  $\rho = \hat{\rho}$  praktisch brauchbar.“  $\beta$ ) bleibt unverändert, während  $\gamma$ ) zu streichen ist. Abb. 3 bleibt gültig.

Nachdruck — auch auszugsweise — nur mit schriftlicher Genehmigung des Verlags gestattet

Verantwortlich für den Inhalt: A. KLEMM

Gesamtherstellung: Konrad Triltsch, Würzburg



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.