

Die Sekundärelektronen-Ausbeute verschiedener Materialien bei Beschuß mit leichten Ionen hoher Energie

H. P. Beck und R. Langkau

Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Zyklotronlaboratorium, Hamburg

(Z. Naturforsch. **30 a**, 981–985 [1975]; eingegangen am 31. Mai 1975)

Secondary Electron Yield from Various Materials under the Impact of Light Ions at High Energies

The backward emission of secondary electrons from thick targets of graphite, aluminum, copper, molybdenum and tantalum under the impact of protons, deuterons, ^3He -ions and α -particles has been measured for incident energies in the MeV-range. The data are discussed within the scope of theoretical considerations based on low-energy studies taking into account the contribution due to δ -rays.

1. Einleitung

Die Emission sogenannter sekundärer Elektronen beim Beschuß von Substanzen mit Elektronen oder Ionen ist ein in vieler Hinsicht wichtiger physikalischer Effekt. Er wird einerseits in bekannter Weise meßtechnisch in Sekundärelektronen-Vervielfachern zum Nachweis von Ionen oder Photoelektronen ausgenutzt. Andererseits ist er von störendem Einfluß beispielsweise bei Problemen des Einschlusses und der Stabilität von Plasmen, der Hochspannungsfestigkeit insbesondere bei Hochleistungs-HF-Generatoren aufgrund des Effekts des sogenannten Multipactoring, der Messung von Ionen- oder Elektronenströmen u.s.w.

Zur Sekundärelektronen-Emission gibt es eine Vielzahl von Arbeiten, deren vollständige Zitierung kaum möglich ist, so daß hier auf diesbezügliche zusammenfassende Artikel verwiesen werden soll¹. Diese Untersuchungen beschränken sich fast ausschließlich auf vergleichsweise niedrige Einschußenergien bis zu wenigen MeV hinauf. Systematische Messungen bis weit in den MeV-Bereich hinein fehlen.

Im folgenden wird über Messungen der Ausbeute an Sekundärelektronen berichtet, die von dicken Proben aus Graphit, Aluminium, Kupfer, Molybdän und Tantal bei Beschuß mit Protonen (Energiebereich: 0,7 bis 28 MeV), Deuteronen (1 bis 15 MeV), ^3He -Ionen (10 bis 40 MeV) und α -Teilchen (1 bis 30 MeV) in Rückwärtsrichtung emittiert werden.

Sonderdruckanforderungen an Dr. R. Langkau, Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, D-2000 Hamburg 36, Jungiusstraße 9.

Die Ionenstrahlen wurden im oberen Energiebereich mit einem energievariablen Isochron-Zyklotron*, im unteren Energiebereich mit Van-de-Graaff-Beschleunigern** erzeugt.

Die Untersuchungen wurden durchgeführt, um einerseits Daten über den möglichen Einfluß der Sekundärelektronen-Emission bei der praktischen Strahlstrom-Messung an Teilchenbeschleunigern zu erhalten und um andererseits die aus Messungen bei niedrigen Einschußenergien abgeleiteten Vorstellungen über den Mechanismus der Sekundärelektronen-Emission im Bereich hoher Einschußenergien zu überprüfen.

2. Meßverfahren

Das verwendete einfache Meßverfahren ist in Abb. 1 skizziert: Die von der Probe P beim Auftreffen des Ionenstrahls S emittierten Sekundärelektronen können mittels einer an der Lochblende B

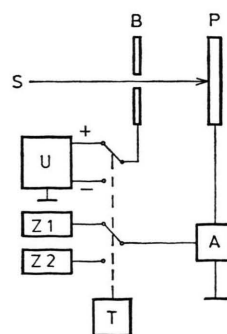


Abb. 1. Prinzip des Meßverfahrens.

* Zyklotron des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg.

** Van-de-Graaf-Beschleuniger des I. und des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg.



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.

angelegten Spannung U ausreichender Größe und umschaltbarer Polarität entweder vollständig von P abgesogen oder vollständig auf P zurückgedrückt werden. Das an P angeschlossene Amperemeter A mißt dementsprechend entweder die Summe $I_i + I_e$ aus dem auftreffenden Ionenstrom I_i und dem Sekundärelektronenstrom I_e oder den Ionenstrom I_i allein. A ist ein Stromstärke-Frequenz-Wandler, dessen Ausgangsimpulse in zwei den verschiedenen Polaritäten von U zugeordneten Zählern Z_1 und Z_2 registriert werden.

Um den Einfluß zeitlicher Schwankungen der Strahlstrom-Stärke auf die Meßergebnisse weitgehend auszugleichen, werden die Polarität von U und dazu synchron in entsprechender Weise Z_1 und Z_2 alle $\Delta t = 10$ s mittels eines elektronischen Taktgebers T umgeschaltet. Die innerhalb einer Meßdauer $t = 2n \Delta t$ von Z_1 und Z_2 gesammelten Impulszahlen N_1 und N_2 , wobei n eine ganze Zahl und $t \gg \Delta t$ ist, sind dann proportional zu den von den Strömen $I_i + I_e$, bzw. I_i innerhalb $n \Delta t$ transportierten Ladungen $Q_i + Q_e$, bzw. Q_i , also: $N_1 = K(Q_i + Q_e)$ und $N_2 = KQ_i$. Dabei ist K der Eichfaktor von A. Die Sekundärelektronen-Ausbeute γ , definiert als das Verhältnis der Anzahl N_e der emittierten Sekundärelektronen zur Anzahl N_i der auftreffenden Ionen, ergibt sich dann zu

$$\gamma = \frac{N_e}{N_i} = q \frac{Q_e}{Q_i} = q \frac{N_1 - N_2}{N_2}.$$

Hier ist q die Ladungszahl der Ionen, d. h. deren Ladung in Elementarladungen.

Ein Beispiel für den Übergang des von A angezeigten Stromes zwischen den Werten I_i und $I_i + I_e$ bei Variation von U zeigt Abb. 2 für den Beschuß von Tantal mit Deuteronen der Energie 2,9 MeV. Aus der zur vollständigen Unterdrückung von I_e nötigen negativen Minimalspannung läßt sich die Maximalenergie der Sekundärelektronen entnehmen. Sie lag bei den hier untersuchten Fällen in der Größenordnung von 10 eV.

Die Messungen wurden bei Drucken p zwischen $3 \cdot 10^{-6}$ und $2 \cdot 10^{-5}$ Torr und bei Ionenströmen I_i

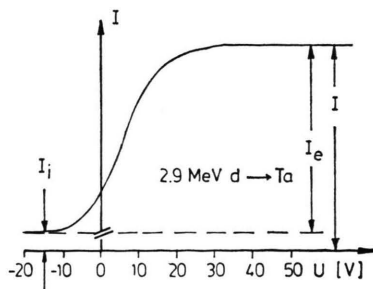


Abb. 2. Übergangsbereich des Stroms.

zwischen 100 und 600 nA durchgeführt. p und I_i können γ mittelbar beeinflussen, da von p die Gasbelegung der emittierenden Oberfläche und von I_i deren Temperatur abhängen. Zur Überprüfung dessen wurde für eine Reihe von Fällen γ als Funktion von p und I_i gemessen und die hierbei innerhalb der Meßbereiche gefundenen Abhängigkeiten im Gesamtfehler von γ berücksichtigt. Wie stark eine eventuelle Gasbelegung im Auftreffbereich des Ionenstrahls war, läßt sich nicht angeben.

Die Auswahl der Probenmaterialien wurde durch den einleitend erwähnten praktischen Grund für diese Untersuchungen bestimmt. Es sind dies sämtlich Materialien, wie sie üblicherweise als Strahlfänger in Strahlrohrsystemen von Teilchenbeschleunigungs-Anlagen verwendet werden.

3. Meßergebnisse und Diskussion

Die Abb. 3 bis 7 zeigen die für die fünf Materialien und die angegebenen vier Ionenarten erhaltenen Meßergebnisse für die Ausbeute γ in Abhängigkeit von der Ionen-Einschußenergie E .

Die Analyse der Meßdaten wurde gemäß der von Sternglass² behandelten Grundlagen auf die im folgenden skizzierte Weise durchgeführt:

Nach den Theorien von Bohr³ und Bethe⁴ geht bei ausreichend hohen Ionenenergien, d. h. in die-

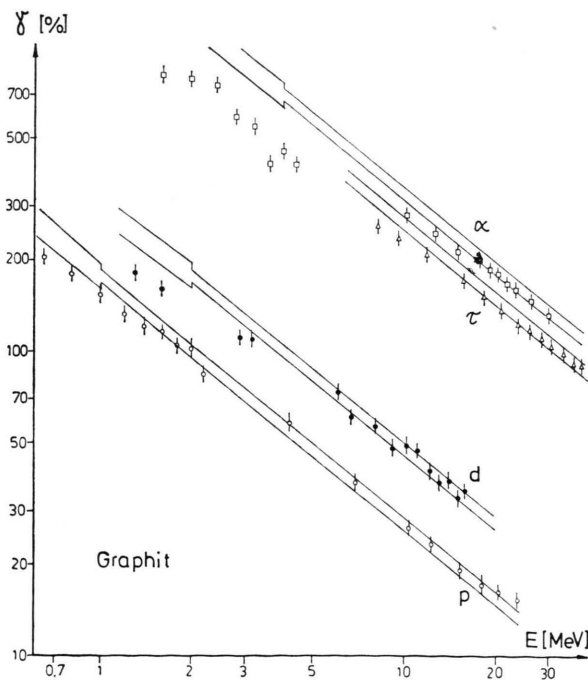


Abb. 3. Sekundärelektronen — Ausbeute von Graphit.

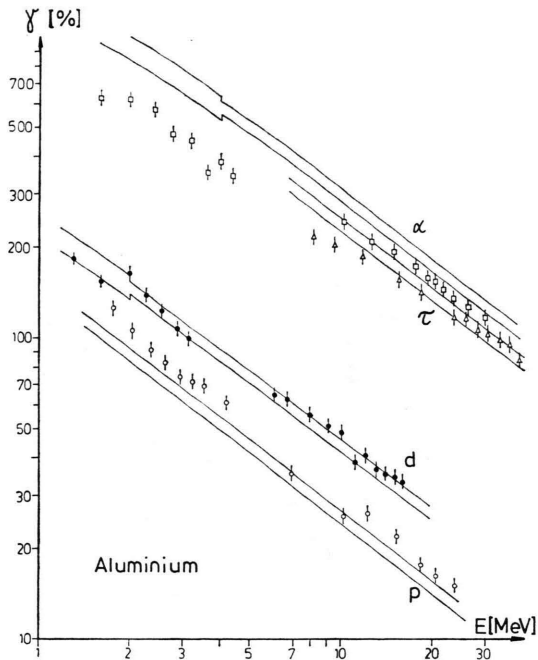


Abb. 4. Sekundärelektronen — Ausbeute von Aluminium.

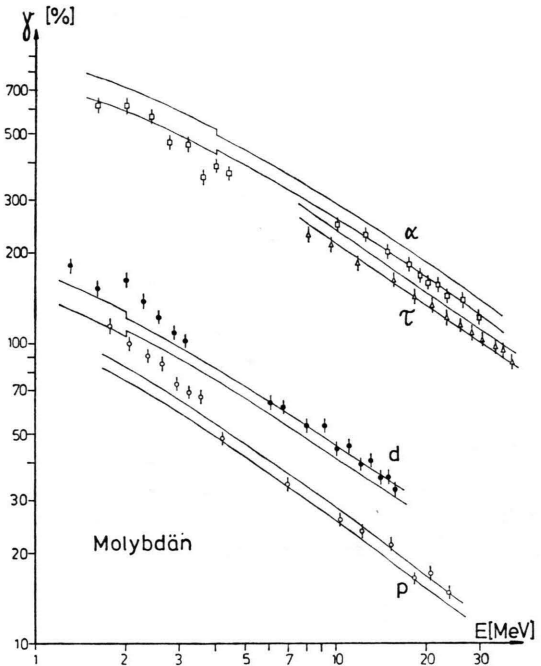


Abb. 6. Sekundärelektronen — Ausbeute von Molybdän.

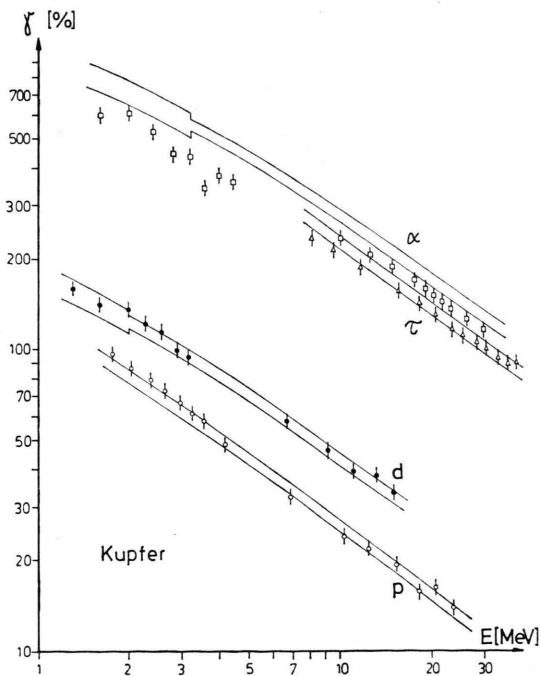


Abb. 5. Sekundärelektronen — Ausbeute von Kupfer.

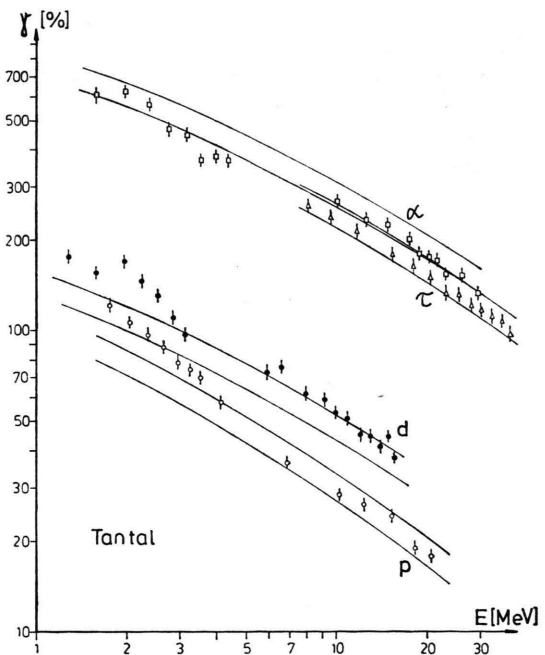


Abb. 7. Sekundärelektronen — Ausbeute von Tantal.

sem Zusammenhang beispielsweise für Protonenenergien oberhalb von 100 keV, der gesamte Energieverlust dE/dz eines Ions in Materie zu gleichen Teil-

len in die interne Freisetzung langsamer Elektronen und in die Erzeugung von δ -Strahlen. Letztere sind Elektronen, die aufgrund ihrer ausreichend großen

Energie in Folgeprozessen weitere langsame Elektronen freisetzen können.

Bei den hier verwendeten hohen Einschußenergien ist die Reichweite der Ionen im Material groß gegen die Dicke der Oberflächenschicht, aus der die Elektronen das Material verlassen können. Damit ist in guter Näherung innerhalb dieser Schicht die Ionenenergie gleich der Einschußenergie und der Energieverlust konstant. Unter dieser Voraussetzung ist die Zahl $n(x)$ der von einem Ion in der Tiefe x pro Wegelement dx erzeugten langsamen Elektronen:

$$n(x) = \frac{1}{2} \frac{dE}{dx} \frac{1}{E_0} [1 + f(x)] .$$

Hierin ist E_0 die im Mittel zur Freisetzung eines langsamen Elektrons notwendige Energie und $f(x)$ der Bruchteil des in die Erzeugung von δ -Strahlen gehenden Energieverlustes, der über Folgeprozesse zur Bildung weiterer langsamer Elektronen führt.

Der Austritt der Elektronen aus den hier untersuchten Materialien kann als diffusionsähnlicher Prozeß mit einer mit der Tiefe x exponentiell abnehmenden Austrittswahrscheinlichkeit

$$P(x) = P_0 \cdot \exp\{-x/L\}$$

beschrieben werden, wobei die „Diffusionslänge“ L eine eng mit der mittleren freien Weglänge zusammenhängende Größe ist. Damit folgt für die Sekundärelektronen-Ausbeute unter den genannten Voraussetzungen:

$$\gamma = \int_0^\infty n(x) P(x) dx = \frac{P_0}{2} \frac{dE}{dx} \frac{1}{E_0} \cdot \int_0^\infty [1 + f(x)] \cdot \exp\{-x/L\} dx .$$

Aussagen über $f(x)$ erhält man aus Betrachtungen der Diffusion der δ -Strahlen von einer in der Tiefe x liegenden Flächenquelle aus unter Berücksichtigung unterschiedlicher Diffusionslängen in Vorwärts- (L_δ) und Rückwärtsrichtung (L'_δ). Sie ergeben:

$$f(x) = 1 - \exp\{-x/L_\delta\} / (1 + L'_\delta/L_\delta) .$$

Hiermit folgt nach Ausführung der Integration für die Ausbeute:

$$\gamma = C B \left[1 + \frac{1}{1 + L'_\delta/L_\delta} \left(\frac{1}{1 + L_\delta/L} + L'_\delta/L_\delta \right) \right] .$$

Dabei ist

$$C = \varrho P_0 L / 2 E_0 \quad \text{und} \quad B = (1/\varrho) dE/dx$$

das sog. Massenbremsvermögen (ϱ = Dichte des Materials).

Aufschlüsse über die Größe der oben eingehenden Verhältnisse der beteiligten Diffusionslängen lassen sich aus theoretischen Betrachtungen über die Streuung von Elektronen, insbesondere deren Rückstreuung unter Einbeziehung entsprechender experimenteller Daten gewinnen. Werte für das Verhältnis L_δ/L wurden nach der von Sternglass² angegebenen Näherung $L_\delta/L = 5,45 E/A$ berechnet. Darin ist A die Massenzahl der eingestrahnten Ionen und E deren Energie, eingesetzt in MeV. Aus dort ebenfalls für einige Fälle angegebenen Werten für L'_δ/L_δ wurden diejenigen für die hier untersuchten Materialien durch Interpolation bestimmt. Werte für das Massenbremsvermögen B wurden den Tabellen von Williamson et al.⁵ entnommen.

Mit Hilfe der so erhaltenen Zahlenwerte und der gemessenen Ausbeuten γ wurde der Faktor C auf eventuelle systematische Abhängigkeiten hin untersucht. Es zeigte sich, daß sich C , gemittelt über die Einschußenergie E , innerhalb der Näherungs- und Meßunsicherheiten durch eine lineare Funktion des Atomgewichts A_p des Probenmaterials von der Form $C = [(0,587 \pm 0,053) + (0,00390 \pm 0,00066) \cdot A_p] \text{ g/MeV} \cdot \text{cm}^2$ darstellen ließ.

Die mit dem so empirisch bestimmten Verlauf von C berechneten Ausbeuten γ in Abhängigkeit von E sind ebenfalls in den Abbn. 3 bis 7 eingetragen. Die Breite der Kurvenbänder gibt den Fehler in den Tabellenwerten von B wieder. Die im Bereich kleiner Energien deutlich hervortretenden Abweichungen zeigen folgende Systematik: Sie werden mit wachsendem A_p und abnehmendem A immer positiver. Beim Beschuß von Graphit mit α -Teilchen beobachtet man die größten negativen, beim Beschuß von Tantal mit Protonen die größten positiven Abweichungen.

Für diese Abweichungen bieten sich verschiedene Erklärungen an: a) Bei kleinen Einschußenergien E , wenn L_δ vergleichbar mit oder kleiner als L wird, liefern die verwendeten Ansätze und Näherungen eine unzureichende Beschreibung des Beitrages der δ -Strahlen zur Ausbeute. b) Bei der hier durchgeführten Bestimmung von C bleibt eine eventuell vorhandene Abhängigkeit der Energie E_0 von E unberücksichtigt. c) Zu kleinen Energien E hin werden die Anteile der verschiedenen Wechselwirkungsmöglichkeiten am gesamten Energieverlust in zunehmendem Maße von E abhängig.

Eine eindeutige Analyse der Ursachen für die hier beobachteten Abweichungen ist im Rahmen der durchgeführten und hier beschriebenen Untersuchungen nicht möglich.

Wir danken dem Bundesministerium für Forschung und Technologie für die Bereitstellung finanzieller Mittel.

¹ M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, p. 300, Springer-Verlag, Berlin 1965.

² E. J. Sternglass, Phys. Rev. **108**, 1 [1957].

³ N. Bohr, Kgl. Danske Vidensk. Selsk., math.-fysiske Medd. **18**, 8 [1948].

⁴ H. A. Bethe, Ann. Physik **5**, 325 [1930].

⁵ C. F. Williamson et al., Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0.05 to 500 MeV, Rapport CEA-R 3042, Paris 1966.