

Abtragraten und spezifische Energieverluste von 5,6 keV-Edelgasionen an Kieselglas

H. BACH

Laboratorium der Firma Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz

(Z. Naturforsch. 27 a, 333–338 [1972]; eingegangen am 1. September 1971)

Sputtering Yields and Specific Energy-Losses of Noble Gas-Ions of 5.6 keV at SiO₂ Glass

Sputtering yields and damage depths caused in SiO₂ glass and thin SiO₂ glass-layers by Ne-, Ar-, and Xe-ions of 5.6 keV are reported for the angles of incidence 0°, 45°, and 65°. Nuclear specific energy losses are derived from the mean damage depths. The results are compared with the theory of Brandt and Laubert predicting proportionality of sputtering yield and nuclear specific energy loss. For Ar- and Xe-ions satisfactory agreement is found.

Comparison of measured sputtering yields with yields calculated from experimental specific energy losses allows for corrections of the mean damage depths as obtained with the luminescence method applied earlier.

1. Einleitung

Die Abtragraten Y , das ist die Zahl der zerstäubten Atome pro einfallendes Ion, kann nach BRANDT und LAUBERT¹ für einatomige, amorphe Festkörper aus der Beziehung

$$Y = \gamma \lambda_0 \Sigma(\epsilon)_n C \mathcal{E}[\varphi\{\epsilon, \Sigma(\epsilon)_n\} - \Delta_k] (1/U_D) \quad (1)$$

berechnet werden. Dabei ist $\Sigma(\epsilon)_n$ der reduzierte spezifische elastische Energieverlust der Ionen, U_D die Energie, die benötigt wird, ein Atom von seinem Gitterplatz irreversibel zu entfernen und $C \mathcal{E}$ eine Funktion der Massenzahlen M und Ordnungszahlen Z der am Stoß beteiligten Atome. Die Funktion $[\varphi\{\epsilon, \Sigma(\epsilon)_n\} - \Delta_k]$ berücksichtigt die unelastische Wechselwirkung der Ionen mit dem Target. γ beschreibt die Winkelabhängigkeit der Abtragraten. Zur Festlegung der Konstanten λ_0 wurden Meßwerte verschiedener Autoren an Metallen zugrunde gelegt¹.

Bei bekannter Verlagerungsenergie U_D , bei senkrechter Inzidenz der Ionen und Ionenenergien von einigen keV ist eine experimentelle Überprüfung obiger Beziehung allein durch die Bestimmung der Größen Y und $\Sigma(\epsilon)_n$ möglich. Bei diesen Energien weicht nämlich die Funktion $[\varphi\{\epsilon, \Sigma(\epsilon)_n\} - \Delta_k]$ höchstens um wenige Prozent von eins ab, und Fehler bei der Bestimmung der $\Sigma(\epsilon)_n$ von einigen 10 Prozent ergeben überdies nur kleine Änderungen dieser Funktion von höchstens 3%.

Bisher konnte gezeigt werden, daß die experimentellen Abtragraten von solchen Nichtleitern, bei denen Ausheilvorgänge an den Oberflächen während der Ionenbehandlung unterbleiben, für 5,6 keV-Ar-Ionen mit den nach (1) errechneten Werten dann

besser übereinstimmen, wenn für U_D die Bindungsenergie U_B und für $\Sigma(\epsilon)_n$, statt theoretischer Werte, aus Reichweitenmessungen ermittelte Werte eingesetzt werden²⁻⁴. Speziell für Kieselglas (HERASIL[®]) wurde bei senkrechter Inzidenz der Ionen mit $\gamma = 1$ und $\lambda_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}/4$ eine gute Übereinstimmung der gemessenen mit den errechneten Abtragraten erreicht³. Ferner konnte durch Vergleich der Abtragraten von Kieselglas und Tiefquarz die mittlere Bindungsenergie U_B pro Atom mit 45,5 eV abgeschätzt werden³.

Zur weiteren Prüfung der Theorie wurden jetzt die Abtragraten Y und die spezifischen Energieverluste $\Sigma(\epsilon)_n$ auch für Ne- und Xe-Ionen an Kieselglas bestimmt.

2. Zur Ermittlung der spezifischen Energieverluste aus Schädigungstiefenverteilungen

Die spezifischen Energieverluste der Ionen konnten aus ihren Reichweiteverteilungen mit einer Lumineszenzmethode⁵ bestimmt werden. Dazu wurden zunächst die Schädigungstiefenverteilungen (Abb. 1) und die entsprechenden mittleren Schädigungstiefen^{5a} $R_S = \int R f(R) dR / \int f(R) dR$ bei zwei Inzidenzwinkeln ($\beta_1 = 65^\circ$, $\beta_2 = 45^\circ$) in dünnen organogenen Kieselglasschichten⁶ ermittelt (Tab. 1, Spalten 1 u. 2). Daraus war es möglich, auf die Schädigungstiefe beim Ioneneinfallswinkel Null zu schließen. Nach den Meßergebnissen sind nämlich die aus dem Produkt von Abtragraten Y und mittlerer Schädigungstiefe R_S bei je zwei Inzidenzwinkeln β_1 und β_2 gebildeten Quotienten $Q = Y(\beta_1) R_S(\beta_1) / Y(\beta_2) R_S(\beta_2)$ für die verschiedenen Ionen bei gleicher Ionenenergie für SiO₂ konstant.



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.

Tab. 1. Zur Abschätzung der mittleren Schädigungstiefe bei 0°.

β	$R_S[\text{\AA}]^a$		$Y^M [\text{Atom/Ion}]^b$			$R_S[\text{\AA}]^c$ für $Q = 3,16$ 0°	$R_P[\text{\AA}]^c$ 0°	$R_M[\text{\AA}]^c$ 0°
	65°	45°	0°	45°	65°			
Ne	43	41	0,60	1,90	3,96	41	51	69
Ar	52	48	1,08	3,03	6,15	43	52	61
Xe	52	41	1,49	4,33	7,89	38	45	47

^a Die mittleren Schädigungstiefen wurden aus mindestens je 8 experimentellen Schädigungstiefenverteilungen ermittelt; der Meßfehler ist mit $\pm 8\%$ anzusetzen ⁵.

^b Die Meßwerte für die Abtragsraten sind um $\pm 5\%$ unsicher.

^c Die Quotienten R_P/R_S bzw. R_M/R_P sind nach ⁷ für Ne: 1,25 und 1,35, für Ar: 1,22 und 1,18, für Xe: 1,19 und 1,05; in ⁵ war $R_S=R_P$ gesetzt worden.

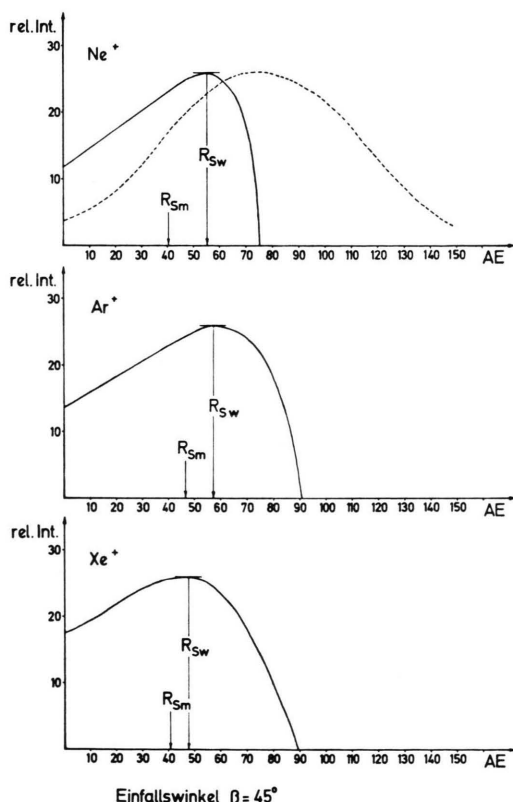


Abb. 1. Die nach ⁵ für 5,6 keV Ne-, Ar- und Xe-Ionen für den Inzidenzwinkel $\beta=45^\circ$ bestimmten Schädigungstiefenverteilungen in dünnen Kieselglasschichten ⁶ einer Dicke $D=155 \text{ \AA} \pm 5\%$.

Da die Ne-Ionen in Kieselglas wesentlich stärker als Xe und Ar gestreut werden, ist die mittlere Schädigungstiefe R_S für Ne am wenigsten winkelabhängig; vgl. Tab. 1. Näherungsweise darf man deshalb voraussetzen, daß die mittlere Schädigungstiefe für Ne-Ionen bei 0° der von 45° gleich ist. In unserem Fall errechnet man für Ne mit $\beta_1=45^\circ$ und $\beta_2=0^\circ$ $Q=3,16$ und daraus die in Tab. 1 angegebenen Werte für R_S bei 0° für Ar und Xe.

Von WINTERBON, SIGMUND und SANDERS ⁷ werden Werte für die Quotienten aus mittlerer Eindringtiefe R_P und mittlerer Schädigungstiefe R_S sowie aus mittlerer Reichweite R_M und mittlerer Eindringtiefe R_P angegeben, mit denen man aus den Meßwerten für R_S die mittlere Eindringtiefe R_P und die mittlere Reichweite R_M berechnen kann; vgl. Tab. 1. Die Autoren haben diese Quotienten mit der Näherung $f(t^{1/2}) = \lambda_m t^{1/2-m}$ für die von LINDHARD, NIELSEN und SCHARF angegebene Streufunktion ⁸ $f(t^{1/2})$ errechnet. Diese Streufunktion weicht aber für $m=1/2$ und $\lambda_{1/2}=0,327$ von der in ⁹ angegebenen Streufunktion so wenig ab, daß sie wegen unserer Meßfehler für die Reichweiten im vorliegenden Fall der Streufunktion in ⁹ gleichgesetzt werden darf (die in Tab. 1 angegebenen Quotienten nach ⁷ beziehen sich auf diese Näherung). Deshalb kann man die in ⁹ angegebene Beziehung für den Zusammenhang zwischen mittlerer Reichweite und spezifischem Energieverlust,

$$\Sigma(\varepsilon)_n = (\varepsilon R/Q E) \cdot (dE/dR) \quad (2)$$

zur Errechnung des spezifischen Energieverlustes aus den aus der Schädigungstiefenverteilung erhaltenen mittleren Reichweiten anwenden. Aus den in Tab. 1 angegebenen Werten ¹⁰ für R_M erhält man die spezifischen Energieverluste näherungsweise mit $\Delta R=R_M$ und $\Delta E=5,6 \text{ keV}$ (ε und Q sind die von LINDHARD et al. ⁹ eingeführten Energie- und Reichweiteparameter).

3. Zur Beurteilung der Ergebnisse für die mittlere Schädigungstiefe an Hand der gemessenen Abtragsraten

Die Beziehung (2) verknüpft die Abtragsraten mit den mittleren Reichweiten. Deshalb kann man aus der gleichzeitigen Messung der Abtragsraten Y

und der Bestimmung der mittleren Reichweite bei Anwendung verschiedener Ionen einerseits auf die Gültigkeit der Theorie, andererseits auf die Anwendbarkeit der Meßmethode für die Schädigungstiefenverteilung schließen. Die zu vergleichenden Größen sind:

Die aus der Theorie errechneten Werte Y^T und theoretische Werte Y^+ für die Abtragraten, zu deren Errechnung an Stelle der theoretischen Werte für $\Sigma(\epsilon)_n^T$ nach ⁹ die aus den Meßwerten für die mittleren Schädigungstiefen erschlossenen spezifischen Energieverluste $\Sigma(\epsilon)_n^+$ eingesetzt werden.

Die Meßwerte für die Abtragraten Y^M .

Aus dem Vergleich der Werte Y^T mit dem Wert Y^+ kann man Schlüsse auf die Abweichung der experimentell bestimmten mittleren Reichweiten R_M von der nach der Theorie zu erwartenden mittleren Reichweite R^T ziehen. Den experimentell erschlossenen Wert für R_M bzw. $\Sigma(\epsilon)_n^+$ kann man an Hand der jeweils gemessenen Abtragraten Y^M wegen der Beziehung (1) vergleichen. Die Abtragraten wurden durch interferometrische Vermessung des Volumens der an der Kieselglasoberfläche mit einem Ionenstrahl erzeugten zylindrischen Ätzgruben bestimmt, vgl. ³.

Bei senkrechter Incidenz, $\beta=0^\circ$, erhielten wir für 5,6 keV Ne-, Ar-, Xe-Ionen die in Tab. 2 angegebenen Werte Y^M . Für alle drei Ionen überschreiten demnach die Abweichungen von der Theorie die Meßfehler. Die gemessenen Abtragraten Y^M sind für Ne- und Ar-Ionen deutlich größer, für Xe-Ionen kleiner als die nach der Theorie errechneten ¹¹ Y^T ; vgl. Tabelle 2.

Aus diesem Vergleich von Y^T mit Y^M , Tabelle 2 [Y^T nach (1) mit $U_B = \text{const} = 45,5 \text{ eV}$], könnte man schließen: Die tatsächlichen spezifischen Energieverluste sind für Ne- und Ar-Ionen in Kieselglas größer als die nach ⁹ mit $M=20$, $Z=10$ erhaltenen;

die tatsächlichen spezifischen Energieverluste für Xe sind kleiner als nach der Theorie. Da die spezifischen Energieverluste $\Sigma(\epsilon)_n$ nach (2) umgekehrt proportional der Reichweite sind und die Ionenenergie bei unseren Messungen konstant blieb, müßten demnach die tatsächlichen mittleren Reichweiten der 5,6 keV-Ne- und Ar-Ionen merklich kleiner sein, für 5,6 keV-Xe-Ionen merklich größer sein, als von der Theorie gefordert wird.

Tatsächlich sind die Abtragraten Y^M und Y^+ für Ar- und Xe-Ionen innerhalb der Meßfehler gleich, Tab. 2, und zwar ist Y^+ für beide Ionen um etwa 4% größer. Und diese relativ gute Übereinstimmung der Abtragraten Y^M mit Y^+ stützt den für die Xe-Ionen aus Y^T mit Y^M gezogenen Schluß, daß die tatsächliche Reichweite größer ist als die nach der Theorie erhaltene. Diese nur geringfügige Erhöhung kann evtl. durch die bei der Reichweitebestimmung nicht berücksichtigten unelastischen Energieverluste verursacht werden. In Tab. 2 sind zum Vergleich die spezifischen Energieverluste nach ⁹ $\Sigma(\epsilon)_n^T$ und die daraus näherungsweise nach (2) errechneten mittleren Reichweiten R^T aufgeführt, ferner die aus den Schädigungstiefenverteilungen erhaltenen mittleren Reichweiten R_M und die daraus nach (2) errechneten spezifischen Energieverluste $\Sigma(\epsilon)_n^+$.

Eine relativ hohe Abweichung zeigen die Ergebnisse für Ne-Ionen. Für diese ist sowohl der Meßwert Y^M als auch der aus dem experimentell erschlossenen spezifischen Energieverlust errechnete Wert Y^+ wesentlich größer als der theoretische Wert Y^T . Zwar könnte man wie im Falle von Ar auf eine zu große theoretische mittlere Reichweite R_M schließen, indessen ist für Ne auch die Abweichung zwischen dem Meßwert Y^M und dem Wert Y^+ beträchtlich, und zwar beträgt Y^+ das 1,8-fache von Y^M . Aus der Schädigungstiefe wurde dementsprechend eine mittlere Reichweite von 69 Å erschlossen, der theoretische Wert beträgt 160 Å, und eine gute Anpassung an Y^M würde mit 124 Å erreicht.

Tab. 2. Zum Vergleich der an Kieselglas bei einem Ioneninzidenzwinkel von $\beta=0^\circ$ gemessenen Abtragsraten Y^M und der aus der mittleren Schädigungstiefe erschlossenen Abtragsraten Y^+ mit der Theorie Y^T .

	$Y^T[\text{Atom/Ion}]$	$Y^M[\text{Atom/Ion}]^a$	$Y^+[\text{Atom/Ion}]$	$\Sigma(\epsilon)_n^T$	$\Sigma(\epsilon)_n^+$	R^T	R_M^b
Ne	0,47	0,60	1,08	0,41	0,95	160 Å	69 Å
Ar	0,95	1,08	1,14	0,37	0,44	74 Å	61 Å
Xe	1,77	1,49	1,56	0,225	0,199	41,5 Å	47 Å

^a Die Meßwerte für die Abtragsraten sind um $\pm 5\%$ unsicher.

^b Die mittleren Reichweiten wurden aus den mittleren Schädigungstiefenverteilungen erhalten, vgl. Tab. 1 und 2; der Meßfehler ist mit $\pm 8\%$ anzusetzen ⁵.

In Abb. 1 sind für den Inzidenzwinkel von $\beta_1 = 45^\circ$ die experimentell nach ⁵ ermittelten Schädigungstiefenverteilungen wiedergegeben. Diese wären für Ar und Xe demnach so zu ergänzen, daß die mittleren Schädigungstiefen zwischen gemessener mittlerer Schädigungstiefe und der wahrscheinlichen Schädigungstiefe liegen. Für Ar und Xe würde eine Vergrößerung der mittleren Schädigungstiefe bzw. der mittleren Reichweite um 4% eine gute Annäherung von Y^+ an das Meßergebnis ergeben. Nach Abb. 1 weichen die tatsächlichen Schädigungstiefenverteilungen von Gauß-Verteilungen ab. Eine Änderung der aus der Messung ermittelten Schädigungstiefenverteilung in der Weise, daß eine Vergrößerung der mittleren Reichweite von 4% erhalten wird und gleichzeitig diese Verteilung eine Gauß-Verteilung wird, ist nicht möglich. In Abb. 1 ist in der Reichweiteverteilung für Ne-Ionen zum Vergleich eine Gauß-Verteilung (gestrichelte Kurve) eingetragen, die eine mittlere Schädigungstiefe von etwa 74 Å hat und entsprechend eine mittlere Reichweite von 124 Å, mit der ein Wert $Y^+ = 0,60$ erhalten würde, der dem Meßwert Y^M gleich ist. Die experimentell ermittelte Verteilung weicht von einer Gauß-Verteilung ebenfalls ab und ist den Reichweiteverteilungen von Ar und Xe ähnlich; vgl. Abb. 1.

4. Diskussion

Bei den in Abschn. 3 angestellten Vergleichen wurde vorausgesetzt, daß die Beziehung (1) eine gute Beschreibung der Abtragung darstellt und der oben angegebene λ_0 -Wert auch für Nichtleiter gilt. Auch die von HYLLERAAS¹² berechnete Bindungsenergie von Quarz geht mit in das Ergebnis ein, da die Bindungsenergie von Kieselglas aus dem Vergleich der Abtragraten von Kieselglas und Tiefquarz ermittelt wurde³. Ferner sind die in ⁷ angegebenen Quotienten für das Verhältnis aus Eindringtiefe und Reichweite bzw. Eindringtiefe und Schädigungstiefe verwendet worden. Außerdem haben die zur Bestimmung von $\Sigma(\epsilon)_n^+$ verwendeten dünnen SiO₂-Schichten eine um 8–10% geringere Dichte als Kieselglas⁵. Die Fehler, mit denen die angeführten Größen evtl. behaftet sind, geben aber, der relativ guten Übereinstimmung von Y^+ mit Y^M für die Behandlung von SiO₂ mit Xe- und Ar-Ionen nach zu urteilen, insgesamt keinen Beitrag, der merklich größer als der Meßfehler ist.

Zur Erklärung der Abweichung, die bei Ne-Ionen zwischen den gemessenen Abtragraten Y^M und den Abtragraten Y^+ gefunden wurden, können die Ergebnisse von WINTERBON, SIGMUND und SANDERS⁷ herangezogen werden. Sie enthalten nämlich Hinweise darauf, wie die für Ne erhaltene Abweichung erklärt werden könnte: Und zwar erleidet ein Ion im Falle $\mu = M_2/M_1 \geq 1$ (M_1 ist die Massenzahl des Ions, M_2 die des Targets) eine starke Streuung hauptsächlich schon bei den ersten Stößen, so daß schon bei diesen ein Großteil der Ionenenergie auf die Targetatome übertragen wird. Die Ausbreitung der Energiekaskade geht also von diesen ersten Stoßzentren aus und bestimmt von hier aus die Größe des Gebiets, in dem die Energie wirksam wird. Die nachfolgenden niederenergetischen Stöße relativ leichter Ionen tragen nur noch zur Reichweitenstreuung bei, ergeben aber keinen merklichen Beitrag zu einer Strahlenschädenausbreitung in Einfallrichtung, die in unserem Fall durch Lumineszenz angezeigt wird. Es könnte z. B. der Schädigungsgrad, welcher mit 5,6 keV-Ne-Ionen im Kieselglas und in der BaSF13-Unterlage erzeugt wird, nach der Abbremsung der Ionen bis unter einen gewissen Schwellenwert so klein werden, daß beim weiteren Eindringen des Ions die Leuchtanregung wegen der Abnahme der Zahl freier Targetatome weniger wahrscheinlich wird. Ein Beitrag zum Moment der Reichweitenverteilung könnte dennoch geleistet werden, d. h. der Wirkungsquerschnitt für den Stoß braucht dadurch nicht beeinflusst zu werden. In diesem Fall wäre also der Quotient aus mittlerer Reichweite und mittlerer Schädigungstiefe für Ne bei unserer Methode zur Bestimmung von R_s wesentlich größer als der in ⁷, Tab. III, für R_M/κ_s angegebene größte Wert von 1,68 ($\mu = 1$, wenn für SiO₂ $M = 20$, $Z = 10$ gesetzt wird). Die nach der Abtrate zu erwartende mittlere Reichweite wäre $R = 124$ Å; der Quotient R_M/R_s müßte in diesem Falle wesentlich größer sein als ⁷ zu entnehmen ist, und zwar $R_M/R_s = 3$ anstatt $R_M/R_s = 1,68$ (vgl. Abschnitt 2).

Eine Verkürzung der mit der Lumineszenzmethode gemessenen Schädigungstiefe könnte auch zum Teil auf einen relativ hohen Beitrag der unelastischen Wechselwirkung zwischen Ionen und Targetatomen zurückgeführt werden. Im gleichen Sinne würde auch eine Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes durch Einlagerung von Ne in das Target wirken.

wie es bei der Ionenzerstäubung von Metallen von SINHA¹³ beobachtet wurde.

Die Reichweitenstreuung, wie sie für Ne aus der Schädigungstiefenverteilung erschlossen wurde, kann aber auch durch die BaSF 13-Schichtunterlage verursacht worden sein. Die Glaszusammensetzung von BaSF 13 (Gew.-Proz. der Hauptkomponenten: SiO₂ 26,5; B₂O₃ 8,8; ZnO 3,4; BaO 26,9; PbO 21,9; CaO 4,2; TiO₂ 4,0) läßt eine relativ sehr viel stärkere Streuung der Ne-Ionen an der BaSF 13-Oberfläche und im BaSF 13-Substrat als in der Kieselglasschicht erwarten. In diesem Fall würde eine Reflexion eines großen Teils der Ne-Ionen an der Schichtunterlage erfolgen. Die reflektierten Ionen würden zwar zum Moment der Reichweitenverteilung beitragen, aber nicht zum Moment der Schädigungstiefenverteilung, weil die Schädigung der BaSF 13-Unterlage in Einfallrichtung stark reduziert wird. Die Wirkung der Streuung wäre demnach bezüglich des auftretenden Fehlers bei der Bestimmung der Schädigungstiefenverteilung äquivalent mit der oben erörterten zu geringen Schädigung im Substrat.

Um die Vermutung zu stützen, daß gerade der Einfluß des Substrats Ursache für die im Falle von Ne zu klein gemessenen Schädigungstiefen ist, wurden erste orientierende Versuche mit einem weniger stark streuenden Substrat ausgeführt. Und zwar wurde als Unterlage für eine 240 Å dicke SiO₂-Schicht eine TiO₂-Schicht von ca. 500 Å Dicke ausgewählt. Die TiO₂-Schichten zeigen eine relativ starke Lumineszenzanregung und haben einen wesentlich geringeren elastischen spezifischen Energieverlust als Kieselglas⁵, so daß sie sich für die Überprüfung des Substrateinflusses im vorliegenden Fall eignen. Die mittlere Schädigungstiefe in der 240 Å dicken SiO₂-Schicht betrug 55 Å. Dies entspricht mit den oben angegebenen Faktoren einer Reichweite $R = 92$ Å; diese ist also wesentlich größer als mit der BaSF 13-Unterlage. Daraus kann man schließen, daß der Einfluß der BaSF 13-Unterlage eine Ursache für den Fehler bei der Bestimmung der Schädigungstiefenverteilung von Ne-Ionen ist. Eine Entscheidung darüber, ob die Schädigung im BaSF 13-Substrat nicht ausreicht um Lumineszenz zu erzeugen oder ob die stärkere Streuung der Ne-Ionen an der BaSF 13-Oberfläche als Hauptursache für die stark verzerrte Wiedergabe der tatsächlichen

Reichweitenverteilung in Frage kommt, kann erst nach weiteren Untersuchungen gefällt werden. Es konnte gezeigt werden, daß im Falle der Ar-Ionen die meßbare Vergrößerung der mittleren Schädigungstiefen in SiO₂-Schichten auf TiO₂-Unterlage höchstens die Größe des Meßfehlers annimmt, so daß die in Tab. 1 angegebenen Meßwerte für Ar und Xe gültig bleiben.

Es liegt nach diesen Ausführungen nahe, die bei unseren Experimenten benutzten Oxidschichten auch für weitere Untersuchungen mit der Lumineszenzmethode nach^{5, 14} heranzuziehen. Besonders vorteilhaft ist es, daß diese Schichten ausreichend dünn und mit gleichmäßiger Schichtdicke hergestellt werden können, vgl.⁶, daß sie meist nicht kristallin sind und ferner, daß in gewissen Grenzen Mischoxide verschiedener stöchiometrischer Zusammensetzung hergestellt werden können und man Schichten mit lumineszierenden Stoffen dotieren kann. Ihre Dicke ist bei ausreichend verschiedenem Brechungsindex gegenüber dem Substrat meist bis auf $\pm 5\%$ genau bestimmbar.

Von Interesse für die Kenntnis über die bei der Ionenzerstäubung wirksamen Mechanismen ist die Begründung der starken Zunahme der Abtragraten mit dem Ioneneinfallswinkel, vgl.^{2, 15}. Diese kann nach unseren Ergebnissen nicht mit einer Vergrößerung der spezifischen Energieverluste bei größerem Ioneneinfallswinkel erklärt werden. Denn die spezifischen Energieverluste sind bei den von uns angewandten Ionen bei einem Inzidenzwinkel von 65° kleiner oder höchstens gleich denen bei 45°. Keinesfalls aber wächst der spezifische Energieverlust mit größerem Einfallswinkel, wie weitere orientierende Messungen mit anderen Substraten ergaben. Dieser Befund ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die Winkelabhängigkeit der Abtragraten in hohem Maße durch die Orientierung des Impulsvektors der Ionen zur Oberfläche beeinflusst wird².

Herrn Professor Dr. H. SCHRÖDER, Mainz, danke ich für die Anregung zu den Untersuchungen und die Herstellung der dünnen Metalloxidschichten, den Mitarbeitern unseres Labors, insbesondere Herrn H.-P. LÖHR, für die Hilfe bei den Experimenten. — Die diesem Bericht zugrunde liegenden Arbeiten wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft der Bundesrepublik Deutschland im Rahmen des Technologieprogramms gefördert.

¹ W. BRANDT u. R. LAUBERT, Nucl. Instrum. Methods **47**, 201 [1967].

² H. BACH, Naturwiss. **55**, 439 [1968].

³ H. BACH, Nucl. Instrum. Methods **84**, 4 [1970].

⁴ Für das Target wurde in der Funktion $C \xi$ für SiO_2 eine mittlere Massenzahl von $M=20$ und eine mittlere Ordnungszahl von $Z=10$ eingesetzt ³.

⁵ H. BACH, Z. Angew. Phys. **28**, 239 [1970].

^{5a} Der angewendeten Methode liegt die Annahme zugrunde, daß die Schädigungstiefe gleich der Projektion des ersten Teilweges im Target auf die Normalenrichtung ist, bei dessen Durchlaufen die Ionenenergie noch so groß ist, daß Lumineszenz angeregt wird und daß diese proportional der Zahl der Ionen ist.

⁶ H. SCHRÖDER, Physics of Thin Films, Vol. V, Hrsg. G. HASS u. R. E. THUN, Academic Press, New York, London 1969, S. 87–141.

⁷ K. B. WINTERBON, P. SIGMUND u. J. B. SANDERS, Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd. **37** (14), 1 [1970].

⁸ Nach ⁹ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Energieübertragung

$$d\sigma = \pi \cdot a^2 [f(t^{1/2})/2 t^{2/5}] \quad \text{mit} \quad t = \frac{E a^2 M_2}{(2 Z_1 Z_2 e^2)^2 M_1} T,$$

wobei

$$T = T_m \cdot \sin \Theta/2 \quad \text{und} \quad T_m = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0$$

die maximal durch Stoß übertragbare kinetische Energie E ist. M_1, Z_1 und M_2, Z_2 sind die Massen- und Ordnungszahlen des Ions bzw. des Targets, a ist eine Abschirmkonstante für den Stoß ⁹, e die Elementarladung.

⁹ J. LINDHARD, V. NIELSEN u. M. SCHARFF, Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd. **10**, 1 [1968].

¹⁰ Diese Werte R_M können bei den hier angewandten Ionenenergien bis maximal 13% (für Ne) zu klein bestimmt werden, da bei dem angewandten Meßverfahren die zusätzliche Verkürzung der mittleren Schädigungstiefe bzw. der mittleren Reichweite durch unelastische Wechselwirkung nicht getrennt erfaßt werden kann, vgl. ⁵.

¹¹ Für $[\varphi\{\varepsilon, \Sigma(\varepsilon)_n\} - \Delta k]$ wurden in dieser sowie in den folgenden angeführten Berechnungen von Y^+ bzw. Y^T nach Gl. (1) für Ne-, Ar- und Xe-Ionen jeweils die Werte 0,88, 0,91 und 0,94 eingesetzt.

¹² E. A. HYLLERAAS, Z. Phys. **44**, 871 [1927].

¹³ M. K. SINHA, J. Appl. Phys. **39**, 2150 [1968].

¹⁴ H. BACH, IX. Internat. Glaskongreß, Versailles 1971, Vol. I, S. 155.

¹⁵ H. BACH, J. Non-Crystall. Sol. **3**, 1 [1970].