

sionskoeffizienten“ auf andere Uranproben wird daher nur dann zulässig sein, wenn bei den anderen Proben das Verhältnis zwischen äußeren Dimensionen und mittlerer Korngröße sowie die Korngrößenverteilung eine ähnliche ist wie bei den hier benutzten Proben. Der gefundene Wert von 2,6 eV für die Aktivierungsenergie ist dagegen von dem Verhältnis zwischen Proben- und Korngröße unabhängig und charakterisiert den beobachteten Diffusionsprozeß. Für die Aktivierungsenergie gilt andererseits folgende Einschränkung:

2. Es ist mit den vorliegenden Versuchen noch nicht sichergestellt, daß der durch die gefundene Aktivierungsenergie gekennzeichnete Diffusionsprozeß die Volumendiffusion von Xenonatomen im ungestörten Urangitter ist. Dies deshalb, weil nur ein kleiner Bruchteil der gesamten Xenonmenge (max. rund 3% bei den 1000° C-Versuchen) während der Versuchszeiten herausdiffundierte. Der weitaus größte Teil der Xenonatome wird natürlich im homogenen Urangitter gebildet (etwa 1 Xe-Atom auf 10<sup>6</sup> U-Atome). Einige Prozent der Xenonatome könnten sich aber in stark gestörten Gitterbereichen mit wesentlich höherem Diffusionskoeffizienten und geringerer Aktivierungsenergie befinden. Weitere Versuche mit länger ausgedehnten Versuchszeiten, in denen ein größerer Teil der insgesamt vorhandenen Xenonatome herausdiffundiert, können diese Frage entscheiden, und es ist beabsichtigt, die Versuche mit verbesserter Meßmethodik fortzusetzen.

Das praktische Ergebnis der vorliegenden Versuche für die Reaktortechnik ist, daß die bei der

Spaltung gebildeten Xenonatome unterhalb des Schmelzpunktes des Urans nur sehr langsam durch Diffusion zu entfernen sind. Mit dem aus Abb. 2 für z. B. 1000° C abgelesenen Diffusionskoeffizienten von  $1,8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{s}$  berechnet man [mit Hilfe von Gl. (11) der früheren Arbeit<sup>2</sup>], daß aus den benutzten Uranproben 80% der Xenonmenge erst in 490 Tagen herausdiffundieren würde. Selbst für eine Temperatur dicht unterhalb des Schmelzpunktes von 1133° C ergibt sich, wenn man Abb. 2 extrapoliert, für den gleichen Effekt noch eine Zeit von 55 Tagen.

SPEDDING und Mitarbeiter<sup>6</sup> haben schon vor Jahren die Diffusion von Spaltprodukten, darunter auch der Edelgase, aus Uran untersucht. Sie fanden dabei, daß aus zylindrischen Uranstäben von 1,4 cm Durchmesser und 1 cm Länge die Xenonisotope bei 1000° C in 30 Stunden zu 2,12% herausdiffundieren. Daraus errechnet sich mit unserer Gl. (1) ein Diffusionskoeffizient von  $D = 1,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{s}$ , was überraschend gut übereinstimmt mit unserem Meßwert von  $4,2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{s}$  (vgl. auch Abb. 2). Dagegen hat REYNOLDS<sup>7</sup> kürzlich Messungen der Krypton-Diffusion aus Uran durchgeführt und dabei völlig andere Resultate erhalten, nämlich vernachlässigbar geringe Diffusion unterhalb von 1000° C und bei höherer Temperatur keine Proportionalität mit  $\sqrt{t}$ , sondern ein unregelmäßiges Ansteigen der Gasaktivität mit der Zeit. Eine Deutung dieser widersprechenden Ergebnisse steht noch aus.

Die Arbeit wurde von der AB Atomenergi, Stockholm, unterstützt.

<sup>6</sup> F. H. SPEDDING et al., The diffusion of fission products from cast uranium at 1000° C. USAEC-Bericht CC-594, April 1943. Vgl. auch die Berichte CC-327, CC-354 und CC-390.

<sup>7</sup> M. B. REYNOLDS, The diffusion of fission krypton from metallic uranium, Nuclear Sci. Eng. 1, 374 [1956].

## NOTIZEN

### Ein elektrostatisches Energiefilter

Von R. TAUBERT

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (Z. Naturforsch. 12 a, 167–171 [1957]; eingegangen am 5. Januar 1957)

Das Prinzip des periodischen Wechsels von Fokussierung und Defokussierung (sog. „starke“ Fokussierung) wurde vor einiger Zeit von PAUL und STEINWEDEL<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> W. PAUL u. H. STEINWEDEL, Z. Naturforsch. 8 a, 448 [1953].

<sup>2</sup> W. PAUL u. M. RAETHER, Z. Phys. 140, 262 [1955].

zum Bau eines lichtstarken elektrischen Massenfilters benutzt. Eine einfache Überlegung zeigt nun, daß man durch den Übergang von der von PAUL und STEINWEDEL benutzten zeitlichen Periodizität zu einer räumlichen Periodizität fokussierender und defokussierender Bereiche ein elektrostatisches Energiefilter erhält, das den üblichen Energiefiltern mit räumlicher Dispersion in elektrischen und magnetischen Feldern auf Grund der zu erwartenden größeren Lichtstärke überlegen sein dürfte.

Beim Massenfilter ist die von außen angelegte Frequenz der HF-Amplitude entscheidend dafür, ob für



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 digitized 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 bestimmte Masse Stabilität der Bahn vorliegt oder nicht. Bei räumlicher Periodizität wird diese Frequenz des Fokussierungswechsels durch die Geschwindigkeit der Ladungsträger festgelegt. Für Teilchen einer bestimmten Masse wird man Stabilität daher nur für eine bestimmte kinetische Energie erwarten.

Bei der Anordnung a, Abb. 1, wechselt das Vierpolpotential

$$V = \pm \frac{U_0}{r_0^2} (y^2 - x^2)$$

periodisch das Vorzeichen, so daß wir näherungsweise

$$V = \frac{U_0}{r_0^2} (y^2 - x^2) p_L(z)$$

setzen können, wobei  $p_L(z)$  eine periodische Funktion von  $z$  mit der Periode  $L$  sein soll, z. B. also

$$V = \frac{U_0}{r_0^2} (y^2 - x^2) \cos \frac{2\pi z}{L}.$$

Unter der Annahme, daß für die kinetische Energie, mit der die Ladungsträger in das Filter eingeschossen werden

$$e U_e \gg e U_0$$

gilt, kann die Geschwindigkeit in  $z$ -Richtung als konstant angesehen werden. Mit den Substitutionen

$$\dot{z} = v, \quad \tau = \frac{\pi v t}{L}, \quad v = \sqrt{\frac{2 e U_e}{m}}$$

erhält man dann die Bewegungsgleichungen in  $x$  und  $y$

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{L^2}{r_0^2} \frac{U_0}{U_e} \frac{1}{\pi^2} x \cos(2\tau) &= 0, \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} - \frac{L^2}{r_0^2} \frac{U_0}{U_e} \frac{1}{\pi^2} y \cos(2\tau) &= 0. \end{aligned}$$

Durch Vergleich mit der Normalform der MATHIEUSCHEN Differentialgleichung

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} + [a - 2q \cos(2\tau)] y = 0$$

findet man

$$a = 0, \quad q = \pm \frac{L^2}{r_0^2} \frac{U_0}{U_e} \frac{1}{2\pi^2}.$$

Wie aus der Bedeutung von  $q$  zu ersehen ist, stellt eine solche Anordnung ein Energiefilter dar, da nur für bestimmte Zahlenwerte  $q$  eine stabile Bahn existiert. Die Stabilitätsgrenze und damit die Durchlaßbereiche des Filters sind für die ersten beiden Bereiche in Tab. 1 wiedergegeben.

Das Auftreten mehrerer Durchlaßbereiche ist nicht kritisch, da die zu filternde Energieverteilung im allgemeinen schmal sein wird bzw. mit einfachen Mitteln eingeengt werden kann. Für die praktische Anwendung wesentlich wäre aber eine Möglichkeit zur willkürlichen Einengung des Durchlaßbereiches. Das können wir erreichen, wenn wir in Analogie zum Massenfilter die Potentialgebung der Abb. 1 b wählen. Das Vierpolpotential wechselt jetzt zwischen

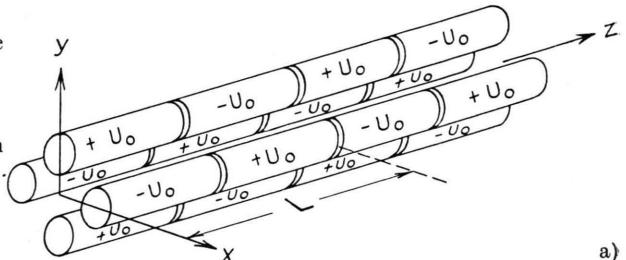
$$V(z=nL) = \frac{U_G + U_0}{r_0^2} (y^2 - x^2)$$

und

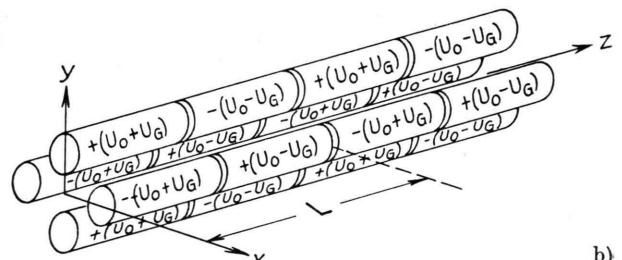
$$V[z=(n+\frac{1}{2})L] = \frac{U_G - U_0}{r_0^2} (y^2 - x^2).$$

n ganzzahlig

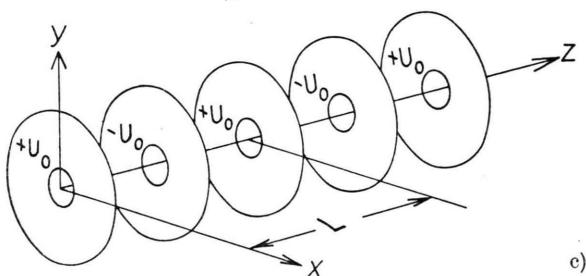
$$V = \left( U_G + U_0 \cos \frac{2\pi z}{L} \right) \left( \frac{y^2 - x^2}{r_0^2} \right).$$



a)



b)



c)

Abb. 1. Mögliche Potentialanordnungen eines Energiefilters. Das Vierpolpotential kann in der Umgebung der  $z$ -Achse hinreichend genau durch zylindrische Elektroden erzeugt werden.

Dieses Potential führt auf die MATHIEUSCHE Differentialgleichung mit  $a \neq 0$ . Analog zum Verfahren von PAUL und STEINWEDEL kann jetzt auch im ersten Bereich gearbeitet werden. Für die Bewegung in  $x$  und  $y$  gelten die Differentialgleichungen

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{L^2}{r_0^2 \pi^2 U_e} [U_G + U_0 \cos(2\tau)] x = 0,$$

$$\frac{d^2y}{d\tau^2} - \frac{L^2}{r_0^2 \pi^2 U_e} [U_G + U_0 \cos(2\tau)] y = 0,$$

$$ax = -ay = \frac{L^2}{r_0^2 \pi^2} \frac{U_G}{U_e}.$$

Durch geeignete Wahl von  $U_G/U_0$  kann jetzt aus dem in Tab. 1 angegebenen Bereich 1 ein kleinerer Bereich  $q_1 < q < q_2$  ausgewählt werden, in dem auch für nicht

verschwindendes  $a_x$  und  $a_y$  gleichzeitig für beide Koordinaten Stabilität herrscht. Dieser Durchlaßbereich kann durch passende Wahl von  $U_G$  beliebig schmal gemacht werden. Dann ist  $q_1 = q_2 = q_{\text{grenz}} = 0,706$  (siehe Tab. 1). Für eine ausführliche Begründung sei auf die Arbeit von PAUL und STEINWEDEL<sup>1</sup> oder PAUL und RAETHER<sup>2</sup> verwiesen.

Legen wir für ein mögliches Filter den Innenradius  $r_0 = 0,2$  cm und ein Potentialverhältnis  $U_e/U_0 = 4$  zugrunde und soll ferner das gesamte System aus mindestens 20 Perioden bestehen, so ergeben sich die Periodenlänge  $L$  und die Gesamtlänge  $l = 20L$ , wie in Tab. 2 angegeben. Im 1. Bereich ist dabei  $q_{\text{grenz}}$ , im zweiten die Bereichsmitte der Rechnung zugrunde gelegt.

Aus Tab. 2 ist zu ersehen, daß der erste Bereich nicht nur wegen der Möglichkeit einer willkürlichen Eingrenzung des Durchlaßbereiches vorzuziehen ist: Die Länge des Filters würde für den zweiten und erst recht für alle höheren Bereiche untragbar groß werden.

Bereich 1	Bereich 2	$q_{\text{grenz}}$
$0 < q < 0,92$	$7,50 < q < 7,52$	0,706

Tab. 1. Erster und zweiter Stabilitätsbereich der MATHIEUSchen Differentialgleichung.

	$L$ (cm)	$l$ (cm)
Bereich 1	1,5	30
Bereich 2	4,8	97

Tab. 2.

Legt man den Rechnungen statt der MATHIEUSchen Gleichung die MEISNERSche<sup>3</sup> Gleichung zugrunde, die aus der MATHIEUSchen Gleichung hervorgeht, indem man  $\cos 2\tau$  durch eine Rechteckfunktion mit den Amplituden  $\pm 1$  ersetzt, so verschieben sich die Stabilitätsbereiche etwas. Für das mittlere  $q$  des zweiten Bereiches mit  $a=0$  erhält man  $q_2 = 4,6$  und für den ersten Bereich  $q_{\text{grenz}} = 0,57$  gegenüber 7,51 und 0,71 bei der MATHIEU-Gleichung. Die entsprechenden Längenabmes-

<sup>3</sup> E. MEISNER, Schweiz. Bauztg. 1918, S. 95; ferner M. J. O. STRUTT, Physica, 7, 265 [1927].

sungen der Filteranordnung werden dadurch etwas kleiner. Die in Abb. 1 a und b wiedergegebene Anordnung liegt zwischen diesen beiden Grenzfällen, da die Rechteckfunktion infolge des Durchgriffs nicht verifiziert werden kann.

Im Prinzip ist man nicht auf das Vierpolfeld beschränkt. Jedes in  $z$  periodische Potential, das in erster Näherung quadratisch in  $x$  und  $y$  verläuft, müßte als Filteranordnung wirksam sein, so z. B. eine Folge von Schlitz- und Lochblenden (Abb. 1 c). Wie eine genauere Überlegung zeigt, führen solche Potentiale näherungsweise immer auf die MATHIEUSche Differentialgleichung mit  $a=0$ , so daß der erste Stabilitätsbereich für die Filterung ausfällt. In einer Voruntersuchung haben wir eine solche Schlitzblenden-Anordnung durch ein Gummituch-Modell dargestellt und die Filterwirkung mit kleinen Stahlkugeln untersucht, die in einer schrägen Lauftrinne herabrollend je nach Ablaufhöhe mit verschiedener Geschwindigkeit in die Filteranordnung „eingeschossen“ werden konnten. Abb. 2 gibt die Durch-

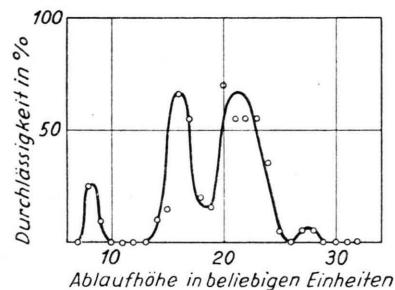


Abb. 2. Durchlässigkeit eines Filtermodells. Für jeden Meßpunkt wurden 20 Stahlkugeln in die Filteranordnung „eingeschossen“. Die Durchlässigkeit ist dann definiert durch die Beziehung  $D = \frac{\text{Zahl der nicht ausgeblendeten Kugeln}}{20} \cdot 100\%$ .

lässigkeit in Abhängigkeit von der Ablaufhöhe für eine aus 14 Perioden bestehende Anordnung wieder. Es sind deutlich drei getrennte Durchlaßbereiche zu unterscheiden.

Ich danke den Herren Dr. O. OSBERGHAUS und Dr. H. STEINWEDEL für wertvolle Diskussionen.

kraft, bis bei Temperaturen des flüssigen Wasserstoffs ein Maximum erreicht wird. Die entsprechenden Thermokraftwerte liegen um eine Größenordnung über den bisher bekannten  $Q$ -Werten nicht entarteter kovalenter Halbleiter. Im allgemeinen hängt die Größe des Effektes und seine Temperaturabhängigkeit nach den experimentellen Untersuchungen von GEBALLE und HULL<sup>1</sup> wesentlich von der Konzentration der Ladungsträger und damit von der Störstellen-Konzentration ab.

Die physikalische Deutung dieser experimentellen Befunde haben unabhängig voneinander FREDERIKSE<sup>2</sup>

<sup>1</sup> T. H. GEBALLE u. G. W. HULL, Phys. Rev. 94, 1134 [1954]; 98, 940 [1955].

## Zur magnetischen Thermokraftänderung von Ge-Einkristallen bei tiefen Temperaturen

Von J. ERDMANN, H. SCHULTZ und J. APPEL

OSRAM-Studiengesellschaft, Augsburg

(Z. Naturforsch. 12 a, 171—174 [1957]; eingegangen am 1. Februar 1957)

Die differentielle Thermokraft  $Q$  von Germanium ist zwischen Zimmertemperatur und dem Siedepunkt der flüssigen Luft annähernd konstant. Bei tieferen Temperaturen beobachtet man in hinreichend reinen Germanium-Einkristallen einen starken Anstieg der Thermo-