

hinter dem Objekt um den gleichen Winkel mit, ohne daß sich sonst etwas an den Beträgen der Erregungen ändert.

Bekanntlich aber liegen im Elektronenmikroskop bei der Durchstrahlung dicker Einkristalle andere Verhältnisse vor: Wenn die Strahlneigung kontinuierlich verändert wird, treten nur bei ganz bestimmten Winkeln  $\alpha$  (BRAGGSche) Reflexionen mit erheblicher Intensität auf, während bei anderen Winkeln die Erregung hauptsächlich in Durchstrahlungsrichtung weitergeht. Dieses Verhalten wird in Abb. 1 c und d veranschaulicht.

Die optische Übertragungstheorie in der bisherigen Form ist für Flächengitterinterferenzen entwickelt worden. Die Beugung an dicken Kristallen ist aber im wesentlichen eine Raumgitterinterferenz. Für abnehmende Kristalldicke bis zu einer Atomlage geht diese selbstverständlich in die Flächengitterinterferenz über. Sehr dünnen Objekten kann also eine Transparenz in der üblichen Weise zugeordnet werden. Für dicke Objekte müßte der Transparenzbegriff so modifiziert werden, daß er neben der Wellenlängenabhängigkeit die geforderte Winkelabhängigkeit mit einbezieht.

## Mehrfachbeschleunigung und Reflexion von Plasmoiden

H. SCHINDLER

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,  
Erlangen

(Z. Naturforschg. 20 a, 973—974 [1965]; eingegangen am 5. Juni 1965)

Induziert man in der Mittelebene eines Cusp-Magnetfeldes einen azimutal gerichteten Plasmaringstrom, so entsteht durch dessen Wechselwirkung mit der Radialkomponente des Magnetfeldes eine LORENTZ-Kraft in axialer Richtung. Außerdem bewirkt der Ringstrom zusammen mit der axialen Magnetfeldkomponente eine radiale Kompression des Plasmas. Ein Beschleuniger, der nach diesem Prinzip arbeitet, wurde in einer früheren Arbeit<sup>1</sup> beschrieben. Er besitzt den Vorteil, daß das Cusp-Feld auf beiden Seiten für ein- und austretendes Plasma frei zugänglich ist. Deshalb besteht die Möglichkeit, zwei oder mehrere gleichartige Beschleunigerstufen hintereinanderzuschalten, um so eine Mehrfachbeschleunigung oder Reflexion von Plasma zu erreichen. Das Prinzip eines zweistufigen Beschleunigers zeigt Abb. 1. Die Spulen 1, 3 und 5 erzeugen ein quasistationäres Magnetfeld, das im Spuleninnern axial gerichtet und homogen ist und dazwischen jeweils eine Cusp-Geometrie aufweist. An dieser Stelle befinden sich die Spulen 2 und 4. Sie bestehen je aus einer einzigen Windung und sind über Schaltfunkenstrecken mit induktionsarmen Kondensatoren verbunden. Der induktionsarme Aufbau ist nötig, um einen schnellen Stromanstieg zu gewährleisten. Das Beschleunigungsrohr, um das alle Spulen gewickelt sind, ist auf ca.  $10^{-6}$  Torr evakuiert.

Beim Betrieb der Anlage wird zuerst durch ein schnellöffnendes Ventil an der linken Stirnfläche des Rohres ca.  $1 \text{ cm}^3$  Wasserstoffgas eingelassen. Dieses breitet sich längs des Rohres aus. Ist es am Ort der Spule 1 angekommen, wird durch 6 ein Kondensator entladen. Die dabei induzierte Feldstärke führt zu einer Vorionisation des Gases. Wenn das Plasma die erste Cusp erreicht hat, erfolgt die Kondensatorentladung durch die Spule 2. Die Richtungen der induzierten Feldstärke, der für die Axialbeschleunigung wirksamen

Magnetfeldkomponente und der resultierenden Geschwindigkeit sind aus Abb. 1 \* ersichtlich. Das Plasma bewegt sich schließlich im Feld der Spule 3, welches nun als Führungsfeld dient und die Diffusion des Plasmas zur Rohrwand hemmt. Für die Nachbeschleunigung in der zweiten Stufe sind zwei Mechanismen denkbar. Im ersten Fall wird das von der ersten Stufe kommende Plasma weiterbeschleunigt, bevor es im Cusp-Feld der zweiten Stufe merklich abgebremst wird. Da das Plasmoid jedoch länger als die Axialausdehnung der Cusp ist, kann auf diese Art nur ein Teil des Plasmas nachbeschleunigt werden. Die zweite Methode besteht darin, das von der ersten Stufe emittierte Plasmoid im Cusp-Feld der zweiten Stufe aufzufangen und kurze Zeit zu speichern. Dies hat einen Anstieg der elektrischen Leitfähigkeit zur Folge. Deshalb können in der zweiten Cusp größere Ströme induziert werden, wodurch die LORENTZ-Kraft und somit auch die Beschleunigung ansteigen. Bei dieser zweiten Methode handelt es sich also um eine Wiederbeschleunigung des Plasmas. Da es jedoch in jedem Falle zu einer Geschwindigkeitserhöhung durch die folgende Stufe kommt, sollen beide Methoden als Nachbeschleunigung von Plasma bezeichnet werden. Eine Reflexion des Plasmas ist ebenfalls möglich, nur muß zur Richtungsumkehr der LORENTZ-Kraft die Stromrichtung in der Spule 4 umgedreht werden.

Ein Beispiel für die Nachbeschleunigung nach der zweiten Methode zeigt Abb. 2. Es handelt sich dabei um Trommelkameraaufnahmen, side-on durch Beobachtungsschlitz längs des Entladungsrohres und end-on durch einen Schlitz längs des Rohrdurchmessers. Man erkennt, wie nach dem Zünden der ersten Stufe das Plasma mit einer Geschwindigkeit von  $1,5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  zur zweiten Stufe fliegt und in deren Cusp-Feld einige Mikrosekunden zusammengehalten wird. Dann erfolgt die Zündung der zweiten Stufe. Die Geschwindigkeit des nunmehr emittierten Plasmas ist auf etwas über  $10^7 \text{ cm/s}$  angestiegen. Da der Spulenstrom in der zweiten Halbwelle seine Richtung umkehrt, das quasistationäre Magnetfeld sich aber nicht ändert, dreht sich die Richtung der Axialkomponente der LORENTZ-Kraft um, d. h. zurückgebliebenes oder inzwischen angekommenes Plasma fliegt zur ersten Stufe zurück. Die dritte Halbwelle verläuft analog der ersten, nur erreicht man

<sup>1</sup> W. HERTZ, A. KOLLER, A. MICHEL u. H. SCHINDLER, Z. Naturforschg. 18 a, 1237 [1963].

\* Abb. 1 und 2 auf Tafel S. 972 b.



wegen der Dämpfung der Schwingung keine so hohen Geschwindigkeiten wie in der ersten Halbwelle.

Die entsprechende end-on-Aufnahme (2 b) zeigt, wie nach der in jeder Halbwelle stattfindenden Kompression ein wesentlicher Teil des Plasmas vom Führungsfeld in Achsen Nähe zusammengehalten wird.

Die Geschwindigkeit des von der zweiten Stufe emittierten Plasmoids wurde nicht nur aus Trommelkameraaufnahmen, sondern auch aus Messungen mit einer elektrischen Sonde bestimmt. Sie besteht aus mehreren voneinander isolierten Elektroden, die mit einer Gleichspannungsquelle in der Art eines Plattenkondensators verbunden sind. Die Ladungsträger des ankommenden Plasmas geben unter der Einwirkung der Saugspannung ihre Ladung an die Elektroden ab. Der gemessene Strom ist ein relatives Maß für die Menge des Plasmas, das pro Zeiteinheit die Sonde erreicht. Aus den Flugzeiten des Plasmas bei verschiedener Entfernung der

Sonde vom Beschleunigungszentrum läßt sich die Axialgeschwindigkeit der Plasmoids als Funktion dieses Abstandes ermitteln. Dabei zeigte sich, daß die Geschwindigkeit längs des gesamten Führungsfeldes konstant bleibt. Mit 15 kV, 15  $\mu$ F-Kondensatoren für die Spulen 2 und 4 (Abb. 1) wurden  $2 \cdot 10^7$  cm/s erreicht. Bei Verwendung von 20 kV, 1  $\mu$ F-Kondensatoren konnte die Geschwindigkeit hinter der zweiten Stufe auf  $6 \cdot 10^7$  cm/s gesteigert werden.

Nach dem positiven Ergebnis des Nachbeschleunigungsexperiments mit zwei Stufen wird der Beschleuniger um eine dritte Stufe erweitert.

Am Aufbau der Anlage und an den Messungen war Herr F. POHL wesentlich beteiligt. — Zur Durchführung der in diesem Bericht mitgeteilten Arbeiten sind Zuschüsse des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung verwendet worden.

### Einfluß der Adduktbildung auf die Phosphoreszenz von Gd-Chelaten

K. KREHER und E. BUTTER

Institut für anorganische Chemie und Physikalisches Institut  
der Universität Leipzig

(Z. Naturforschg. 20 a, 974—975 [1965]; eingegangen am 16. Juni 1965)

In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> berichteten wir über die Verstärkung der Fluoreszenz von Eu-Chelaten durch Adduktbildung mit Phenanthrolin und führten diese Verstärkung auf eine Abschirmung des fluoreszierenden Ions gegenüber Wechselwirkungen mit der Umgebung zurück. Da für die Erklärung der Fluoreszenzeigenschaften der Triplettzustand eine entscheidende Rolle spielt, ist es wichtig, seine Beeinflussung durch Adduktbildung zu untersuchen.

Die Bestimmung der Energie des Triplettzustandes erfolgt aus dem Phosphoresenzspektrum der Gd-Chelate, da die stark fluoreszierenden Eu- und Tb-Chelate nicht phosphoreszieren. Die Verhältnisse bei Chelaten mit anderen SE-Zentralionen dürften jedoch zumindest qualitativ gleichartig sein.

Die Chelate wurden nach dem in<sup>1</sup> beschriebenen Verfahren hergestellt. Angaben über Analysenwerte und Absorptionsspektren werden in einer folgenden Arbeit<sup>2</sup> mitgeteilt.

Als Lösungsmittel diente ein Gemisch aus Dimethylformamid (DMFA) und Aceton (1 : 1), das bei der Meßtemperatur von 77 °K zu einem festen Glas erstarrt. Die Konzentration betrug  $5 \cdot 10^{-4}$  Mol/l; die Anregung erfolgte mit der Quecksilberlinie 365 nm.

Die gemessenen Triplettenergien sind in Tab. 1 zusammengestellt. Man erkennt deutlich ein Absinken des Triplettzustandes mit zunehmender aromatischer Resonanz des Moleküls.

Chelatbildner	Tris-Chelat · H <sub>2</sub> O cm <sup>-1</sup>	Phen-Addukt cm <sup>-1</sup>	$\Delta E$ cm <sup>-1</sup>
BenzAc	21 050	21 260	210
Dib	20 450	20 550	100
NaphtAc	19 800	19 900	100
BenzNapht	19 570	19 550	-20
DiNapht	19 300	19 300	0
AcInd	20 020	20 390	370
BenzInd	19 300	19 330	30

Tab. 1. Triplettenergien verschiedener Gd-Chelate in DMFA.  $\Delta E$  ist die Verschiebung des Triplettzustandes des Phen-Addukts gegenüber dem des DMFA-Addukts. Phen = Ortho-Phenanthrolin, BenzAc = Benzoylaceton, Dib = Dibenzoylmethan, NaphtAc =  $\beta$ -Naphthoylacetylmethan, BenzNapht =  $\beta$ -Naphthoylbenzoylmethan, DiNapht =  $\beta\beta'$ -Dinaphthoylmethan, AcInd = 2-Acetylindanon-1, BenzInd = 2-Benzoylindanon-1.

Beim Vergleich der Werte für die Tris-Chelate und die entsprechenden Phenanthrolin-Addukte ist zu berücksichtigen, daß DMFA ein relativ guter Koordinationspartner ist, so daß ebenso wie bei den von BRECHER u. a.<sup>3</sup> untersuchten Eu-Chelaten nicht die reinen Tris-Chelate, sondern die DMFA-Addukte vorliegen dürften. Trotzdem sind deutliche Unterschiede der DMFA-Addukte gegenüber den Phenanthrolinaddukten festzustellen. Qualitativ gleiche Ergebnisse wurden für Gd(BenzAc)<sub>3</sub> und Gd(Dib)<sub>3</sub> und die zugehörigen Phenanthrolin-Addukte auch bei Verwendung eines Methanol-Äthanol-Gemisches (1 : 3) gefunden.

Der Triplett-Zustand der Phen-Addukte liegt sowohl in dem Methanol-Äthanol-Gemisch als auch in dem DMFA-Aceton-Gemisch höher als der der Tris-Chelate bzw. der DMFA-Addukte, dabei sind die Energiedifferenzen um so kleiner, je niedriger der Triplettzustand liegt, d. h. je größer der aromatische Teil der Ligan-

<sup>1</sup> E. BUTTER u. K. KREHER, Z. Naturforschg. 20 a, 408 [1965].

<sup>2</sup> E. BUTTER u. K. KREHER, Wiss. Z. Karl-Marx-Universität Leipzig, im Druck.

<sup>3</sup> C. BRECHER, H. SAMELSON u. A. LEMPICKI, J. Chem. Phys. 42, 1081 [1965].