

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium II der Siemenswerke.)

Über die Feldelektronenemission an dünnen Isolatorschichten vom Typus $\text{Al—Al}_2\text{O}_3\text{—Cs}_2\text{O}$.

Von **J. Mühlenpfordt** in Berlin-Siemensstadt.

Mit 14 Abbildungen. (Eingegangen am 28. Januar 1938.)

Es wird gezeigt, daß geschichtete Feldkathoden vom Aufbau $\text{Al—Al}_2\text{O}_3\text{—Cs}_2\text{O}$ im Hochvakuum außer durch schnelle Elektronen auch durch positive Gasionen angeregt werden können. — Durch Einlassen von Edelgas läßt sich die Erscheinung des abklingenden Malter-Stromes in eine Spritzentladung überführen, und umgekehrt geht aus dieser Entladung durch Abpumpen des Gases der Malter-Strom hervor. In Argon und Helium wurden zwei Spritzentladungstypen bei Drucken zwischen 10^{-4} und 1 Torr beobachtet, deren eine mit niedriger Brennspannung ohne Funkeln auf der Kathode und deren andere bei höherer Brennspannung mit Funkeln auf der Kathode brennt. — Die Emission der Feldkathoden erweist sich als stark temperaturabhängig. Mit steigender Temperatur nimmt die Emission stark ab und gleichzeitig nimmt die Abnahmegeschwindigkeit des abklingenden Malter-Stromes zu. — Aus den Vorgängen bei der Aktivierung der Malter-Kathode und ihrer Entaktivierung durch Sauerstoff wird auf den Aufbau der Kathodenschicht geschlossen.

1. Einführung und Problemstellung.

Auf der Suche nach zusammengesetzten Schichten von hohem Sekundäremissionskoeffizienten stieß Malter¹⁾ bei Schichten vom Typus $\text{Al—Al}_2\text{O}_3\text{—Cs}_2\text{O}$ auf das Phänomen der Feldemission an dünnen Isolatorschichten. Es handelte sich um dünne Al_2O_3 -Schichten auf Aluminium, die durch elektrolytische Oxydation hergestellt wurden. Auf diese wurde Caesium aufgedampft und mit Sauerstoff zu Caesiumoxyd oxydiert. Wurden diese Schichten im Hochvakuum mit Elektronen von einigen 100 Volt beschossen, so erwies sich der auf einem Kollektor aufgefangene Sekundärelektronenstrom um Größenordnungen größer als der Primärelektronenstrom. Der Emissionsstrom der Schichtelektrode folgte Veränderungen des Primärelektronenstromes mit einer gewissen Trägheit, insbesondere sank er nach vollständiger Abschaltung der Primärelektronenquelle nur langsam auf Null ab. Dieser Abfall wurde durch Belichtung beschleunigt. Piore²⁾ hat diese Erscheinungen an dünnen mit Caesiumoxyd aktivierten Quarz- oder BaOB_2O_3 -Schichten beobachtet. Elektronenoptische Bilder, die Mahl³⁾ von Schichtkathoden gemacht hat, zeigen, daß nur wenige kleine

¹⁾ L. Malter, Phys. Rev. **49**, 879, 1936. — ²⁾ E. R. Piore, ebenda **51**, 1111, 1937. — ³⁾ H. Mahl, Naturwiss. **25**, 459, 1937.

Flecken an der Emission beteiligt sind. Die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen soll mit der von Müller¹⁾ für die von einer feinen Spitze emittierten Feldelektronen festgestellten Geschwindigkeitsverteilung im Sinne des Tunneleffektes Ähnlichkeit haben. Koller und Johnson²⁾ haben ebenfalls die Verteilung der Emission über eine Malter-Kathode auf elektronenoptischem Wege untersucht und finden, daß unter Umständen auch größere Teilflächen der Kathode gleichmäßig emittieren.

Nach Malter macht man sich über den Mechanismus der Elektronenemission die folgende Vorstellung. Durch auf die mit Caesiumoxyd besetzte Aluminiumoxydoberfläche auftreffende Elektronen von genügender Geschwindigkeit werden mehr Elektronen ausgelöst als primär auftreffen. Wegen der ausgezeichneten Isolatoreigenschaften des Aluminiumoxyds bildet sich eine positive Aufladung der Vorderfläche gegenüber dem Aluminium—Muttermetall aus. Mahl³⁾ hat das Vorderflächenpotential gegen das Aluminium gemessen und Werte zwischen + 10 und + 40 Volt gefunden. Das hierdurch bedingte elektrische Feld im Inneren des Isolators ist so stark, daß unter seiner Wirkung aus dem Aluminium Elektronen austreten, den Isolator durchfliegen und in das Vakuum übertreten.

Der Güntherschulzeschen Spritzentladung liegt wahrscheinlich ein ähnlicher Feldemissionsmechanismus zugrunde [vgl. hierzu z. B. die Arbeit von Güntherschulze und Bär⁴⁾]. Die Spritzentladung zeichnet sich vor der normalen Glimmentladung durch das Fehlen des Kathodenfallraumes aus. Die Kathode (Metall- oder Halbleiter) ist mit einer dünnen Isolatorschicht (Aluminiumoxyd) bedeckt, die auf ihrer Oberfläche eine positive Ladung trägt, die durch positive Ionen der Entladung erzeugt und erhalten wird. Diese Ladung bedingt ein starkes elektrisches Feld im Isolator, das Elektronen aus der Unterlage auslöst, die durch den Isolator hindurch in die Entladung eintreten.

Für beide Emissionsvorgänge ist Voraussetzung, daß die Elektronen sich in der Isolierschicht mit überthermischer Geschwindigkeit bewegen und vorbei an den positiven Ladungen in das Vakuum bzw. in den Gasraum treten können. Diese Erscheinung wurde schon früher beobachtet.

An gewissen Halbleitern stellte Rebol⁵⁾ bei Anlegen eines elektrischen Feldes erstens das Auftreten einer langwelligen Röntgenbremsstrahlung und zweitens die Emission schneller Elektronen durch die gitterförmige

¹⁾ E. Müller, ZS. f. Phys. **102**, 734, 1936. — ²⁾ L. R. Koller u. R. P. Johnson, Phys. Rev. **52**, 519, 1937. — ³⁾ H. Mahl, Naturwiss. **25**, 459, 1937. — ⁴⁾ A. Güntherschulze u. W. Bär, ZS. f. Phys. **106**, 662, 1937. — ⁵⁾ G. Rebol, Journ. de Phys. et le Radium **7**, 275, 1926.

Anode fest. Lossew¹⁾ hat in Karborundkristallen bei Anlegen einer hohen elektrischen Spannung eine Lichterscheinung beobachtet. Weiter läßt die bei der elektrolytischen Oxydation von Aluminium auftretende Lichterscheinung auf die Existenz von Elektronen überthermischer Geschwindigkeit schließen [vgl. hierzu z. B. die Arbeit von Betz²⁾].

Die für den oben beschriebenen Feldemissionsmechanismus benutzte Annahme großer Elektronenbeweglichkeit im Isolator muß auch zur Erklärung dieser Effekte herangezogen werden, weil nur dann die Elektronen genügende kinetische Energie im elektrischen Felde sammeln können, um eine Röntgenbremsstrahlung zu emittieren oder den Isolator bzw. eingebaute Emissionszentren zur Lichtemission anzuregen.

In folgendem sollen Versuche beschrieben werden, die sich mit dem Malter-Effekt und der Spritzentladung sowie dem Übergang zwischen beiden beschäftigen.

2. Herstellung der Feldkathoden und Vakuumtechnik.

Die Kathoden wurden aus 0,1 mm starken Aluminiumfolien von hohem Reinheitsgrad geschnitten, in kochender, 1 n KOH-Lösung abgeätzt und sofort in den Elektrolyten zur anodischen Oxydation eingesetzt. Die Elektrolyse wurde bei Zimmertemperatur in einer Zitronensäurelösung vorgenommen. Die Gleichspannung am Bade wurde langsam bis zur Formierungsspannung U_f erhöht, wobei die Stromdichte $0,5 \text{ mA/cm}^2$ nicht überschritt. Bei der Formierungsspannung wurde noch 24 Stunden lang formiert, bis die Stromdichte etwa $1 \mu\text{A/cm}^2$ für $U_f = 120 \text{ Volt}$ betrug. Die folgenden Untersuchungen sind an Kathoden durchgeführt, die bei 120 Volt formiert waren. Nach der von Güntherschulze und Betz³⁾ angegebenen Beziehung berechnet sich die Dicke dieser homogenen Al_2O_3 -Schichten zu

$$U_f \cdot 1,70 = 120 \cdot 1,70 = 204 \text{ m}\mu.$$

Nach der Formierung wurden die Bleche gründlich abgespült, längere Zeit in destilliertem Wasser gewässert und dann im Exsikkator getrocknet.

Nach Einbau der Kathoden in die Rohre wurden diese bei 480 bis 500° C etwa 4 Stunden lang ausgeheizt, während der Caesiumansatz in einem kleinen Ansatzofen auf nur 250° C erhitzt wurde. Der Caesiumansatz enthielt in einer kleinen Tasche aus Nickelblech ein Gemisch von einem Teil Caesiumbichromat und vier Teilen Zirkon. Das Caesium wurde durch

¹⁾ O. W. Lossew, Phys. ZS. **32**, 692, 1931. — ²⁾ H. Betz, ZS. f. Phys. **95**, 189, 1935. — ³⁾ A. Güntherschulze u. H. Betz, ZS. f. Elektrochem. **37**, 726, 1931.

Erhitzen der Nickeltasche mit dem Glühender entwickelt und dann die Rohre abgezogen. Das Ausglühen der Metallteile der Rohre mit dem Glühender erfolgte schon vor dem Einbau der Schichtkathoden, um die Aluminiumoxydschichten nicht zu verderben.

Zum Übertreiben des Caesiums aus dem Caesiumansatz in die abgezogenen Rohre wurden diese in einem elektrischen Ofen 30 Minuten lang auf 200°C erwärmt, wobei der Caesiumansatz ebenfalls auf 200°C durch einen Ansatzofen erhitzt wurde. Nach Ablauf dieser 30 Minuten wurde der große Ofen abgeschaltet, der Ansatzofen fortgenommen und derart das überschüssige Caesium aus dem Rohr in den schnell gekühlten Ansatz gezogen. Daraufhin wurden die Rohre wieder an die Pumpe gesetzt und nach Öffnen eines Trümmerventils das Caesium durch Einlassen von Sauerstoff von etwa 0,8 Torr oxydiert. Nach 30 Sekunden wurde der Sauerstoff wieder abgepumpt. Die Rohre blieben während der Messungen an der Pumpe.

Als Hochvakuumpumpe diente eine einstufige, lichtbogengeheizte Hg-Diffusionspumpe, an die die Quecksilberfalle und die Versuchsrohre samt Ionisationsmanometer ohne einen zwischengeschalteten Hahn angesetzt wurden. Das Vorvakuum dieser Pumpe wurde durch eine normale dreistufige Hg-Diffusionspumpe und deren Vorvakuum durch eine rotierende Ölpumpe geschaffen. Kleine Drucke wurden mit dem Ionisationsmanometer, größere als 10^{-4} Torr mit dem McLeod bei ausgeschalteter Lichtbogenpumpe gemessen. Vor Ansetzen der flüssigen Luft und Aufschlagen des Trümmerventils wurde die Hochvakuumleitung, das Ionisationsmanometer und die Quecksilberfalle gründlich ausgeheizt. Derart wurde ein Vakuum von 10^{-8} Torr erreicht.

Gasfüllungen von beliebigem, im Bereich von 10^{-8} bis 10^{-5} Torr veränderlichen Druck wurden dadurch hergestellt, daß man bei geschlossenem Hahn zwischen den beiden Diffusionspumpen etwas Gas, z. B. Argon oder Sauerstoff in das Vorvakuum der Lichtbogenpumpe einließ. Durch Veränderung der Lichtbogenstromstärke konnte die Pumpleistung der Hochvakuumpumpe und damit der Druck im Hochvakuumteil in weiten Grenzen willkürlich verändert werden.

3. Überführung des Malter'schen Hochvakuumeffektes in eine Spritzenladung.

Diese Untersuchungen sind in Rohren von dem folgenden Aufbau angestellt (vgl. die Fig. 1 und das Schaltbild in Fig. 2). Die zylinderförmige Schichtkathode von der Fläche F ist auf ein Glasrohr vom Durchmesser 20 mm, das in die Röhre hineinragt, mit Molybdänfedern aufgespannt

Dieses Einsatzrohr wird während der Messungen von einem stetigen Kühlwasserstrom durchflossen und dadurch die Schichtkathode auf konstanter Temperatur gehalten. Diese Temperatur $\omega^{\circ}\text{C}$ wird an einem Hg-Thermometer, das in dem Einsatzrohr steht, abgelesen. Diese Maßregel ist notwendig, weil die Elektronenemission der Schichtkathode, wie in Abschnitt 7 gezeigt wird, stark von der Temperatur abhängig ist.

Die Schichtkathode ist von einem Nickelnetzzyylinder vom Durchmesser 55 mm, der Anode, umgeben. Unterhalb dieser Anordnung befindet sich

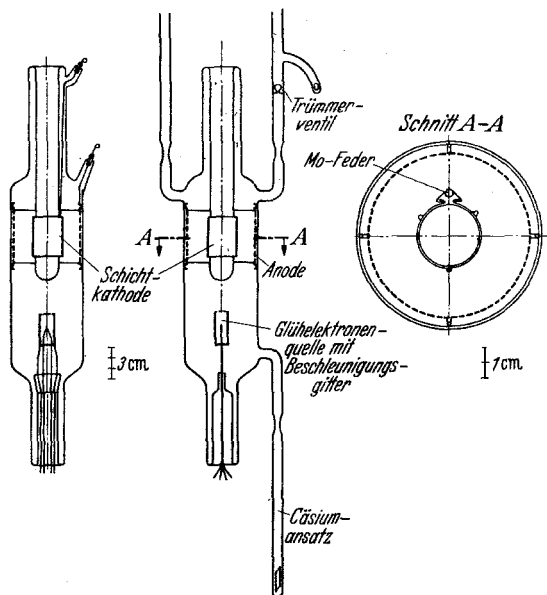


Fig. 1. Das Versuchsrohr.

eine Glühelktronenquelle, ein thoriertes Wolframdraht mit einem Beschleunigungsgitter. Das Beschleunigungsgitter ist um die Spannung U_1 und die Anode um die Spannung U_2 positiv gegenüber der Glühkathode. Die Schichtkathode ist um die Spannung U negativ gegen die Anode. Diese Spannung wird durch ein Potentiometer eingestellt und mit dem Instrument U_3 gemessen. Der Emissionsstrom I der Schichtkathode wird mit dem Lichtzeigerinstrument I gemessen. Außerdem liegt in dem Stromkreis ein Schutzwiderstand R . Die Spannung U wird aus der Teilspannung am Potentiometer U_3 und der Stromstärke I nach der Beziehung $U = U_3 - R \cdot I$ berechnet. Die Gesamtemission der Glühkathode wird mit dem Instrument I_p gemessen. Die von der Glühkathode emittierten Elektronen werden bis zum Gitter auf die Voltgeschwindigkeit U_1 beschleunigt. Ein

kleiner Teil tritt durch das Gitter hindurch und trifft zum größeren Anteil mit der Voltgeschwindigkeit U_2 auf die Anode und mit der Voltgeschwindigkeit $U_2 - U$ (vor Ausbildung der positiven Oberflächenladung) auf die Schichtkathode. Die Kenntnis der Größe des primär auf die Schichtkathode auftreffenden Elektronenstromes ist für die folgenden Untersuchungen unwesentlich.

Im Hochvakuum werden die folgenden Beobachtungen gemacht. Nach dem ersten Einschalten der Glühkathode ($U_1 = U_2 = 300$ Volt, $I_p = 1$ mA und $U_3 = 70$ Volt) steigt der von der Schichtkathode ausgehende Emissionsstrom I zunächst langsam an, um erst nach einer Zeit von 5 bis 10 Minuten einen

konstanten Wert von einigen Milliampere zu erreichen. Dieser erstmalige Vorgang, die Aktivierung, bedeutet offenbar eine Veränderung im Aufbau der Schichtkathode, die jetzt erst den Malter-Effekt zeigt. Nach Abschalten der Glühkathode sinkt I langsam auf Null

ab. Wiederholt man die Elektronenbeschleunigung der Schichtkathode, so erfolgt der Anstieg der Emission innerhalb weniger Sekunden auf den Grenzwert (vgl. hierzu den Abschnitt 6).

Überraschend ist das Verhalten der aktivierten Schichtkathoden in einem Edelgas bei Drucken von etwa 10^{-4} bis 1 Torr. Hier erhält man eine stabile Gasentladung von sehr niedriger Brennspannung. Die Entladung wird bei kleinen Gasdrucken durch schnelle Glühelektronen, bei hohen Gasdrucken durch eine selbständige Entladung, die bei Anlegen der hohen Beschleunigungsspannung U_2 entsteht, gezündet.

Es werden zwei deutlich voneinander verschiedene Entladungsformen beobachtet. Beiden Formen fehlt der Kathodenfallraum, was sich auch in den kleinen Brennspannungen ausdrückt (Spritzentladung).

1. *Die normale Entladung.* In Argon z. B. ist der Entladungsraum von einer gleichmäßigen, weißlich blauen Leuchterscheinung erfüllt. In unmittelbarer Nähe der Kathodenoberfläche ist die Leuchterscheinung nahezu weiß. Die Stromspannungscharakteristik $I = \Phi(U)$ steigt sehr steil an (vgl. Kurve I in Fig. 3). Mit steigender Belastung der Kathode nehmen größere Teile der Kathodenoberfläche an der Emission teil, was daran zu

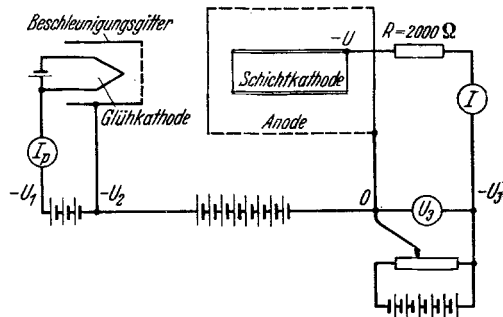


Fig. 2. Schaltung des Versuchsrohres.

erkennen ist, daß sich die Ansatzfläche der Entladung auf der Kathode ausdehnt. Häufig wird beobachtet, daß bei konstanter Belastung die Ansatzfläche der Entladung auf der Kathodenoberfläche herumwandert.

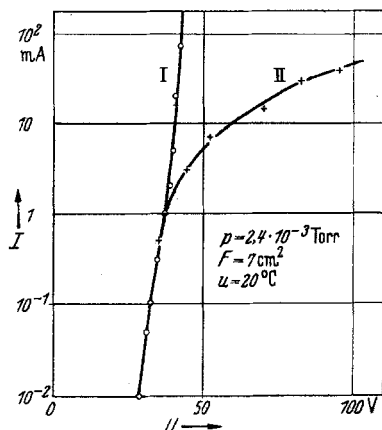


Fig. 3. Charakteristiken der Entladungsformen I und II.

Die Fig. 4 gibt die Druckabhängigkeit der Entladungsbrennspannung wieder. Es wurden Stromspannungscharakteristiken bei den verschiedensten Drucken für Argon und Helium aufgenommen, aus diesen Kurvenscharen die Spannungen U_{10} , die einer Stromstärke von 10 mA entsprechen, herausgezogen, und als Funktion des Gasdruckes aufgetragen. Ein niedrigster Wert U_{10} wurde in Argon von 0,12 Torr, nämlich 24,5 Volt erreicht. Die Brennspannungen in Helium sind höher. Bei Abnahme des Gasdruckes steigt die Brennspannung. Eine stabile Entladung ist in Argon noch bei $6 \cdot 10^{-5}$ Torr und $U_{10} = 58$ Volt beobachtet. Bei kleineren Drucken, d. h. höheren

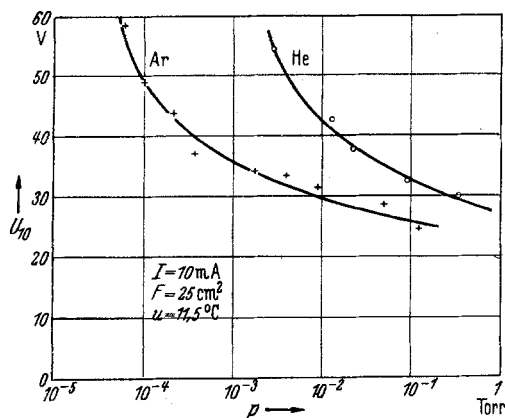


Fig. 4. Die Druckabhängigkeit der Entladungsbrennspannung für die Entladungsform I.

Spannungen, wird die Entladung dadurch gestört, daß die entsprechend gesteigerte Potentialdifferenz in der Aluminiumoxydschicht sich in Form von Durchschlägen durch diese Isolierschicht ausgleicht.

II. Die anomale Entladung. In diese geht die normale Entladung bei Überlastung der Kathode über. In Argon ist die Entladung gleichmäßig tiefblau gefärbt und die Kathodenoberfläche funkelt stark wegen der dauernden Durchschläge durch die Aluminiumoxydschicht. Die Stromspannungscharakteristik zeigt den Verlauf II in der Fig. 3, sie kann durch Spannungserniedrigung wieder in die Form I der normalen Entladung übergeführt werden. Man sieht, daß die Charakteristik II weniger steil

Die Fig. 4 gibt die Druckabhängigkeit der Entladungsbrennspannung wieder. Es wurden Stromspannungscharakteristiken bei den verschiedensten Drucken für Argon und Helium aufgenommen, aus diesen Kurvenscharen die Spannungen U_{10} , die einer Stromstärke von 10 mA entsprechen, herausgezogen, und als Funktion des Gasdruckes aufgetragen. Ein niedrigster Wert U_{10} wurde in Argon von 0,12 Torr, nämlich 24,5 Volt erreicht. Die Brennspannungen in Helium sind höher. Bei Abnahme des Gasdruckes steigt die Brennspannung.

Eine stabile Entladung ist in Argon noch bei $6 \cdot 10^{-5}$ Torr und $U_{10} = 58$ Volt beobachtet. Bei kleineren Drucken, d. h. höheren

Spannungen, wird die Entladung dadurch gestört, daß die entsprechend gesteigerte Potentialdifferenz in der Aluminiumoxydschicht sich in Form von Durchschlägen durch diese Isolierschicht ausgleicht.

II. Die anomale Entladung. In diese geht die normale Entladung bei Überlastung der Kathode über. In Argon ist die Entladung gleichmäßig

ansteigt als die Charakteristik I, also bei höheren Spannungen verläuft. Diese höheren Brennspannungen und die vielen Durchschläge in der Isolierschicht bedingen eine schnelle Zerstörung der Kathode.

Schwierig ist der für beide Entladungsformen gemeinsame Verlauf der Charakteristik bei kleinen Spannungen und Stromstärken zu übersehen, weil hier die im nächsten Abschnitt besprochenen Verzögerungserscheinungen in der Entladung so groß sind, daß sie von den Alterungserscheinungen der Kathode nicht zu trennen sind. Jedenfalls läßt sich unterhalb der Ionisierungsspannung des verwendeten Edelgases eine stabile Entladung nicht aufrecht erhalten. Die Kathode besitzt auch in der Niederspannungsentladung nur eine beschränkte Lebensdauer von einigen Stunden. Die Alterung äußert sich dadurch, daß bei konstanter Spannung die Entladungsstromstärke langsam absinkt und die Entladung I leichter in die Form II übergeht.

4. Die Trägheit der Entladung.

Der Entladungsstrom, d. h. im wesentlichen die Emission der Schichtkathode, ist eine Funktion der an der Aluminiumoxydschicht liegenden Potentialdifferenz, zu deren Veränderung gewisse Elektrizitätsmengen der durch die Isolierschicht gegebenen Kapazität zugeführt oder entzogen werden müssen. Infolgedessen ist der Entladungsmechanismus mit einer gewissen Trägheit behaftet.

Einer Spannungserhöhung folgt der Entladungsstrom mit einer besonders bei kleinen Anfangsstromstärken deutlichen Trägheit. Bei

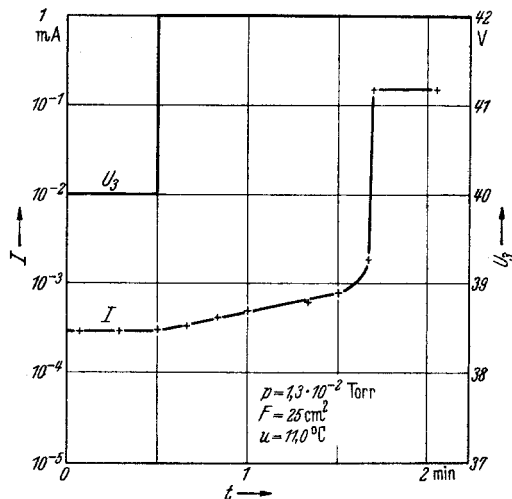


Fig. 5. Stromanstieg nach Spannungserhöhung. Entladungsform I in Argon.

diesem Vorgang muß die Vorderflächenladung durch positive Gasionen vergrößert werden, was um so langsamer erfolgt, je kleiner die Ionenkonzentration ist, also bei kleiner Entladungsstromstärke. Fig. 5 zeigt, mit welcher zeitlichen Verzögerung der Entladungsstrom einer Erhöhung der Spannung U_3

von 40 auf 42 Volt folgt. Auch macht sich die Verzögerung ausgeprägter bemerkbar, wenn die Spannungserhöhungen nur klein sind, weil dann bei der kleinen Potentialdifferenz zwischen Kathodenvorderfläche und der Anode

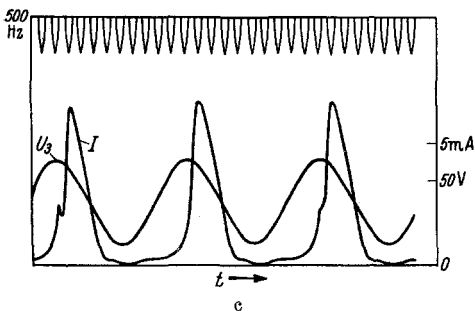
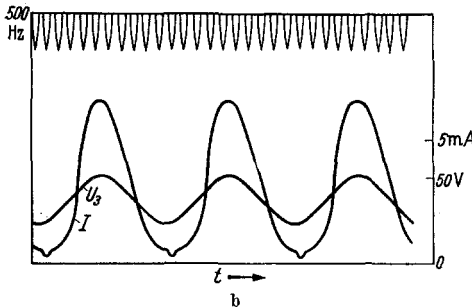
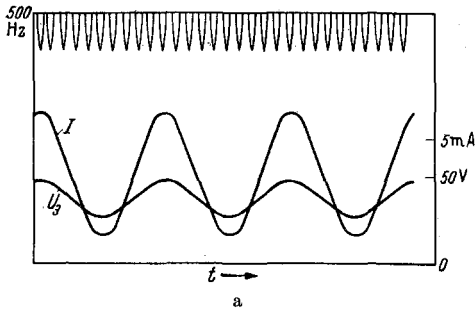


Fig. 6. Entladungsstrom bei pulsierender Gleichspannung. Entladungsform I in Argon.

der Ionentransport verhältnismäßig langsamer erfolgt, als wenn die Spannungserhöhung größer gewählt wird. Bei kleinen Entladungsbrennspannungen, d. h. großen Gasdrücken, kann man wohl annehmen, daß das Potential der Anode nicht wesentlich über dem der Kathodenvorderfläche liegt. Obwohl bei diesem Einstellvorgang die Feldstärke im Raum zwischen Anode und Kathodenoberfläche durch die Erhöhung des Vorderflächenpotentials mit der Zeit abnimmt, steigt die Stromstärke anfangs langsam und allmählich immer schneller an, weil erstens die Ionenkonzentration vor der Kathode zunimmt und zweitens nach dem Feldemissionsgesetz die Emission der Kathode äußerst stark mit dem Potential der Vorderfläche anwächst.

Eine ähnliche Stromanstiegskurve wie in Fig. 5 erhält man, wenn die Spannung U_3 für maximal 2 Minuten von der Entladung vollkommen abgeschaltet und dann wieder eingeschaltet wird. Der anfangs sehr kleine Strom von einigen μA steigt zunächst sehr langsam und zuletzt sehr schnell zum stabilen Endwert an. Die Kathode bewahrt also ihren angeregten Zustand eine gewisse Zeit, auch wenn der Entladungsmechanismus ruht. Im Hochvakuum beobachtet man für den abklingenden Malter-Strom

diese Erscheinung nicht; hier fehlen die Gasionen, die eine etwaige Restemission verstärken könnten.

Einer Spannungserniedrigung folgt der Entladungsstrom momentan, was man wahrscheinlich dadurch erklären kann, daß dann, solange das Vorderflächenpotential der Kathode noch nicht entsprechend abgesenkt ist, dieses über dem Anodenpotential liegt, so daß eine Kompensation positiver Vorderflächenladungen durch langsame aus dem Entladungsraum zurückkehrende Elektronen begünstigt wird.

Für höhere Stromstärken ist der Verzögerungseffekt kleiner, weil bei höherer Ionendichte die positive Aufladung der Aluminiumoxydoberfläche den Spannungsschwankungen schneller folgen kann. So folgte der Entladungsstrom Spannungsschwankungen, die dadurch hervorgerufen wurden, daß einer Gleichspannung eine Wechsellspannung von 50 Hertz überlagert wurde, ohne erkennbare Verzögerung. Strom und Spannung wurden von einem Schleifenoszillographen aufgezeichnet (vgl. die Fig. 6 a, b, c). Ein Verzögerungseffekt tritt auf, wenn das Minimum der Spannung einen gewissen Wert von etwa 26 Volt unterschreitet. Der Entladungsstrom, der sonst nahezu sinusförmigen und konphasen Verlauf hat wie die Spannung (Fig. 6 a), sinkt in dem Zeitbereich, in dem die Spannung klein ist, un stetig zu ganz kleinen Werten ab und bleibt dann bei wieder ansteigender Spannung erheblich hinter der durch die statische Charakteristik gegebenen Sollkurve zurück (Fig. 6 b). Bei dem in Fig. 6 c gegebenen Spannungsverlauf springt der Strom erst wieder in die Sollkurve ein, nachdem die Spannung ihr Maximum überschritten hat. Bei weiterer Vergrößerung der Wechsellspannungskomponente, also Verkleinerung des resultierenden Spannungsminimums, erlischt die Entladung. In den Intervallen abnehmender Spannung ist keine Verzögerung des Entladungsstromes zu erkennen.

5. Die Emissionsanregung der Feldekathode im Hochvakuum durch positive Gasionen.

Es ist fraglich, ob die positiven Gasionen, die jedenfalls in der beschriebenen Spritzentladung die positive Oberflächenladung der Feldekathode erzeugen und damit die Kathode zur Emission anregen, auch im Hochvakuum, also für den Malter-Effekt einen wesentlichen Beitrag zur Emissionsanregung liefern. Die folgenden Beobachtungen machen es wahrscheinlich, daß auch bei sehr niedrigen Drucken ($< 10^{-5}$ Torr) die Oberflächenladung der Kathode hauptsächlich durch positive Gasionen und nicht allein durch schnelle Glühelektronen im Sinne der Malter'schen Darstellung erzeugt wird.

Man kann durch Abpumpen des Edelgases aus dem Entladungsrohr bei gleichzeitiger Erhöhung der Spannung U_3 das Phänomen des abklingenden Malter-Stromes hervorrufen. Und umgekehrt kann durch Einlassen von Edelgas bei gleichzeitiger Spannungserniedrigung der abklingende Malter-Strom in die stabile Niederspannungsentladung übergeführt werden.

Die starke Abhängigkeit der Abklinggeschwindigkeit des im Hochvakuum abklingenden Malter-Stromes von der Anodenspannung U kann durch die Wirkung der positiven Gasionen erklärt werden. Fig. 7 zeigt das Abklingen des Malter-Stromes bei verschiedenen Anodenspannungen,

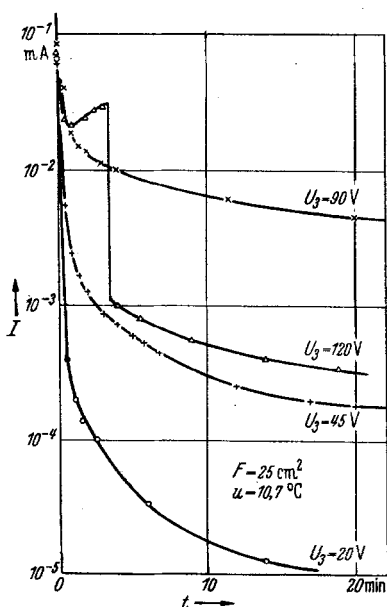


Fig. 7. Abklingen des Malter-Stromes bei verschiedenen Anodenspannungen, aber gleichen Anregungsbedingungen.

wobei für jede dieser Messungen bei der Anregung der Emission dieselben Strom- und Spannungswerte eingehalten wurden und erst nach Abschalten der Glühelektronenquelle zur Zeit $t = 0$ eine beliebige Spannung U_3 gewählt wurde. Die Anzahl der positiven Gasionen, die von den Elektronen durch Stoß erzeugt werden und die Transportgeschwindigkeit zur Kathode wachsen mit der Spannung U , so daß die positive Aufladung der Kathodenoberfläche wegen der Ergänzung durch diese positiven Ionen länger erhalten bleibt. Von einem gewissen Wert U an steigt der Malter-Strom sogar nach der Zeit $t = 0$, um aber plötzlich gänzlich oder wenigstens auf einen kleinen Bruchteil zusammenzubrechen, nachdem ein Ladungsausgleich unter Funkenbildung durch

die Aluminiumoxydschicht erfolgt ist. Eine vollkommene Stabilisierung des Malter-Stromes unter Verwendung geeigneter Spannungen und Ballastwiderstände ist bei Drucken von weniger als 10^{-5} Torr noch nicht gelungen.

Erhöht man während des Abklingens eines im Hochvakuum angeregten Malter-Stromes für kurze Zeit den Gasdruck durch Einlassen von etwas Edelgas, so erfährt der Malter-Strom während dieser Druckerhöhung eine erhebliche Verstärkung, um nach dem Abpumpen des Gases wieder stetig abzusinken. Aus Fig. 8 geht hervor, welchen Einfluß eine derartige Druck-

erhöhung von $2 \cdot 10^{-7}$ Torr auf 10^{-5} Torr auf die Emission der Schichtkathode hat.

Besonders deutlich wird die Bedeutung der positiven Gasionen im Hochvakuum durch folgenden Versuch gezeigt, in dem die Elektrodenpotentiale so gewählt sind, daß keine Elektronen, sondern nur die durch schnelle Elektronen im Hochvakuum erzeugten positiven Gasionen auf die Schichtkathode treffen können. Die Glühkathode liegt auf dem Potential der Anode, so daß die durch das Gitter beschleunigten Glühelektronen

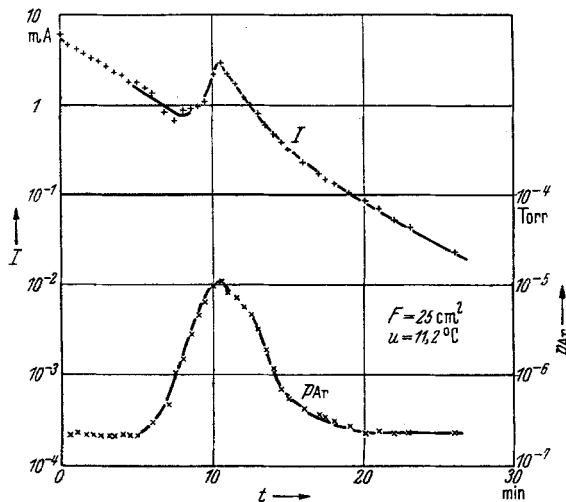


Fig. 8. Anstieg des abklingenden Malter-Stromes bei Vakuumverschlechterung.

wohl mit einer gewissen Geschwindigkeit in den Raum zwischen Schichtkathode und Anode eintreten, hier positive Gasionen erzeugen, aber nicht auf die Schichtkathode fallen können, weil diese um die Spannung U negativer als die Glühkathode und die Anode ist. Die positiven Gasionen treffen auf die Schichtkathode und erzeugen so einen kleinen Strom I . Steigert man langsam den Gasdruck p durch Einlassen von Edelgas (vgl. Fig. 9), ausgehend von $2 \cdot 10^{-7}$ Torr auf $1,5 \cdot 10^{-5}$ Torr, so beobachtet man zunächst einen dem p proportionalen Anstieg von I als reinen Ionenstrom (vgl. Fig. 10), bis bei etwa $7,5 \cdot 10^{-6}$ Torr I schnell um sechs Zehnerpotenzen ansteigt, während sich p nur noch verdoppelt (vgl. Fig. 11). Wird jetzt die Glühkathode abgeschaltet und das Gas abgepumpt, erhält man den abklingenden Malter-Strom. Bei $7,5 \cdot 10^{-6}$ Torr ist der Ionenstrom bereits

groß genug, um das freie Potential der Kathodenoberfläche so zu erhöhen, daß die Feldemission einsetzt. Von diesem Augenblick an folgt I den Druck-

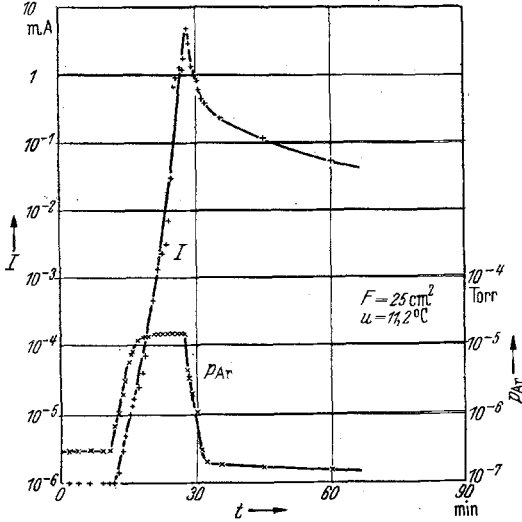


Fig. 9. Emissionsanregung im Hochvakuum nur durch positive Gasionen.

tragen, ist deshalb wahrscheinlich, weil sich auch in einem guten Hochvakuum von 10^{-8} Torr der Malter-Strom in kurzer Zeit ausbildet.

änderungen und eventuellen Änderungen des Glühelektronenstromes nicht mehr trägheitslos.

Daß in der normalen Anordnung, in der die Glühelektronen mit einer gewissen Geschwindigkeit auf die Schichtkathode auftreffen, auch diese Primärelektronen wesentlich zur Ausbildung einer positiven Oberflächenladung durch Sekundäremission und damit zur Feldemissionsanregung der Schichtkathode beitragen,

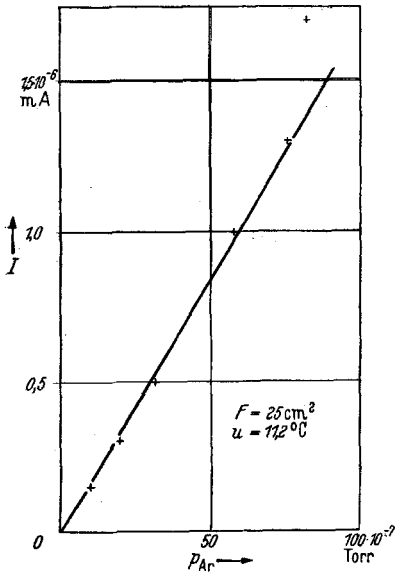


Fig. 10. Reiner Ionenstrom vor Einsatz der Elektronenemission.

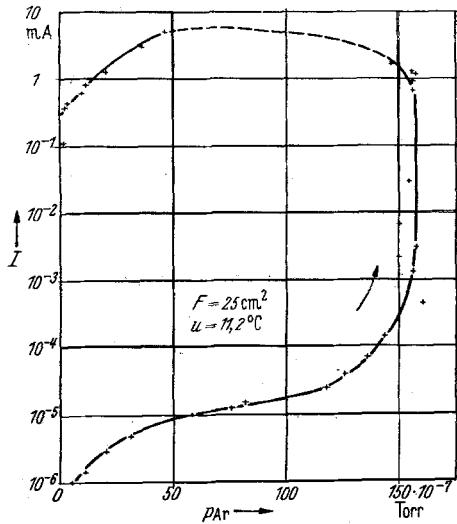


Fig. 11. Anstieg des Stromes mit Zunahme des Gasdruckes.

6. Die Einwirkung von Sauerstoff auf die Feldkathoden.

Durch die Einwirkung von Sauerstoff wird die Kathode entaktiviert, d. h. sie zeigt den Malter-Effekt erst wieder nach einer längeren Beschießung mit schnellen Elektronen. Fig. 12 zeigt, wie ein im Hochvakuum durch Elektronenbeschuß bis zur Zeit $t = 0$ angeregter Malter-Strom zunächst stetig absinkt, aber bei Einlassen von Sauerstoff bis zu etwa 10^{-5} Torr plötzlich um drei Größenordnungen absinkt und nach Abpumpen des Sauerstoffs nicht wieder ansteigt. Durch Sauerstoff von wenig höherem Druck können die Kathoden gänzlich entaktiviert werden. Der Aktivierungsprozeß beruht wahrscheinlich auf der Reduktion des auf der Aluminiumoxydoberfläche adsorbierten Caesiumoxyds zu metallischem Caesium.

Wenn man annimmt, daß metallisches Caesium auf der Oberfläche des Aluminiumoxyds für den Feldemissionsmechanismus notwendig ist, hätte die Oxydation des Caesiums nach dem Aufdampfen keinen Sinn. Und doch ist dieses wichtig, weil anderenfalls die Caesiumschicht durch feine Löcher in

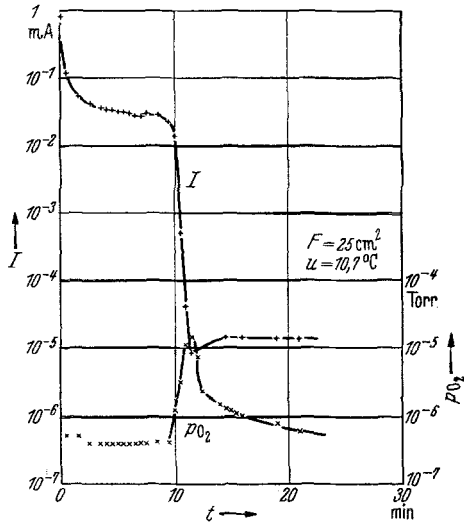


Fig. 12. Entaktivierung der Kathode durch Sauerstoff.

der Aluminiumoxydschicht mit der Aluminiumunterlage in metallischer Verbindung stände, so daß eine Oberflächenaufladung sich nicht ausbilden könnte. Diese Kurzschlüsse werden durch die Oxydation aufgehoben und bei der Elektronenbeschießung wird nur oberflächlich Caesium gebildet.

7. Die Temperaturabhängigkeit des Malter-Effektes.

Nach den in der Einleitung dargestellten Annahmen über den Mechanismus der Feldelektronenemission an dünnen Isolierschichten liegt es nahe zu vermuten, daß die elektrische Leitfähigkeit der Isolierschicht wesentlichen Einfluß auf die Größe der positiven Aufladung und damit auf die Emission der Kathode hat. Die Vorherflächenladung der Kathode wird durch einen Elektronenstrom thermischer Geschwindigkeit vom Aluminium zur Oberfläche der Isolierschicht verkleinert. Diese Leitfähigkeit der Aluminiumoxydschicht wird als Halbleiterleitfähigkeit mit Erniedrigung

der Temperatur der Schicht stark abnehmen und umgekehrt mit zunehmender Temperatur ansteigen. Diese Temperaturabhängigkeit ließ sich für den Malter-Effekt auf folgende Weise unter Benutzung der in Abschnitt 3 beschriebenen Rohre nachweisen. Der im Hochvakuum abklingende Malter-Strom wurde bei verschiedenen Temperaturen der Kathode beobachtet, wobei jedesmal die Anregung zur Emission in derselben Weise geschah, also bei konstanten Parametern U_1 , U_2 , U_3 und I_p . Die Kathode wurde durch elektrische Heizung des mit Öl gefüllten Einsatzrohres, das

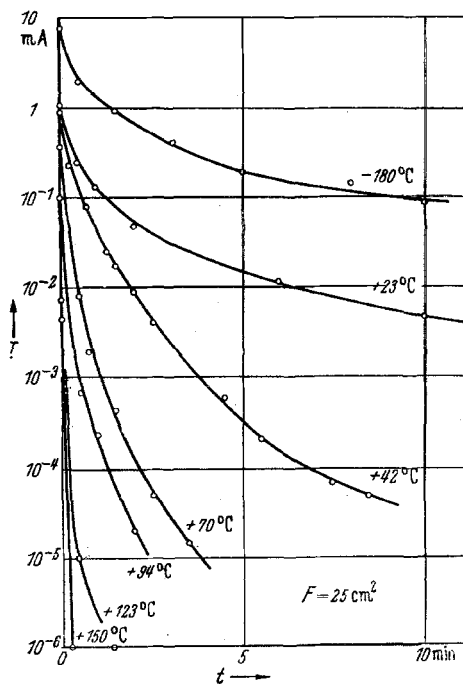


Fig. 13. Temperaturabhängigkeit der Abklingfunktion des Malter-Stromes.

die Kathode trägt, erwärmt und die Temperatur u° C mit einem in Öl stehenden Hg-Thermometer gemessen. Zur Messung bei tiefer Temperatur wurde die Kathode durch flüssige Luft gekühlt, wobei die Kathodentemperatur zu -180° C angenommen wurde.

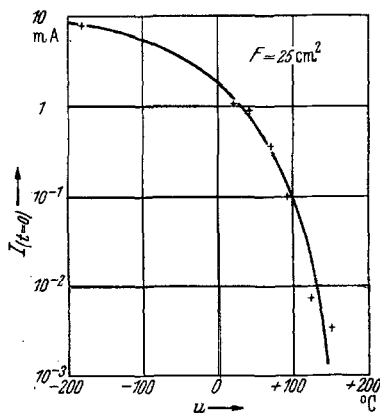


Fig. 14. Temperaturabhängigkeit des Malter-Stromes bei konstanter Anregung.

Erwartungsgemäß ist die stationäre Emission bis zum Aufhören der Anregung um so höher und die Emission klingt um so langsamer ab, je niedriger die Kathodentemperatur ist (vgl. hierzu die Fig. 13). Das Meßergebnis ist dasselbe, ob man die Messungen mit der höchsten oder mit der niedrigsten Temperatur beginnt. Die Temperaturabhängigkeit der stationären Emission bei konstanter Anregung ist in Fig. 14 dargestellt. Für Kathodentemperaturen über 150° C verschwindet der Malter-Effekt vollkommen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die Emissionsanregung geschichteter Feldkathoden vom Aufbau $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Cs}_2\text{O}$, die zuerst von Malter beschrieben wurden, nicht nur durch schnelle Elektronen, sondern auch bei Drucken unter 10^{-5} Torr durch positive Gasionen erfolgt.

Durch Einlassen von Edelgas läßt sich die Erscheinung des abklingenden Malter-Stromes in eine Spritzentladung überführen und umgekehrt geht aus dieser Entladung durch Abpumpen des Gases der Malter-Strom hervor. In Argon und Helium wurden zwei Spritzentladungstypen bei Drucken zwischen 10^{-4} und 1 Torr beobachtet, deren eine mit niedriger Brennspannung ohne Funkeln auf der Kathode und deren andere bei höherer Brennspannung mit Funkeln auf der Kathode brennt. Die Niederspannungsentladung wurde näher untersucht auf ihre Druckabhängigkeit und die Trägheit, mit der der Entladungsstrom Spannungsänderungen folgt.

Weil der aktive Zustand erst nach einer längeren ersten Elektronenbeschießung erreicht wird und Sauerstoff die Kathoden entaktiviert, wird die Vermutung ausgesprochen, daß die aktive Feldkathode auf ihrer Oberfläche neben Caesiumoxyd auch metallisches Caesium trägt. Eine erste Oxydation des aufgedampften Caesiums ist notwendig, um Kurzschlüsse durch das in Löcher der Aluminiumoxydschicht eingedampfte Caesium aufzuheben.

Die Emission der Schichtkathoden erweist sich als stark temperaturabhängig. Die Emission fällt stark mit einer Erhöhung der Temperatur und gleichzeitig nimmt die Abnahmegeschwindigkeit des abklingenden Malter-Stromes zu. Dieses wird durch den positiven Temperaturkoeffizienten der Halbleiterleitfähigkeit des Aluminiumoxyds erklärt. Mit höherer Temperatur nimmt die Leitfähigkeit des Aluminiumoxyds zu und damit auch der Verluststrom zwischen dem Aluminium und der Kathodenoberfläche, so daß diese nur einen kleineren Aufladungszustand erreichen kann, der nach Aufhören der Anregung schneller abklingt.