Über die Wirkungsweise des Funkenzählers

Autor(en): **Stuber, Rudolf**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **12 (1939)**

Heft II

PDF erstellt am: **28.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110935

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über die Wirkungsweise des Funkenzählers

von **Rudolf Stuber.**

(8. II. 39.)

Zusammenfassung. Es wird eine Funkenzähleranordnung mit Registriervorrichtung beschrieben. Untersucht wurde zunächst der Spannungszählbereich in Abhängigkeit von der Form, Grösse, von Material und Oberflächenbeschaffenheit der Funkenelektroden. Unter geeigneten Bedingungen kann der Zählbereich bis über 1000 Volt betragen. Dabei gibt es stets einen unteren Zählbereich von etwa 150 Volt, innerhalb dessen nur die stark ionisierenden α-Teilchen Funken auslösen. Auch eine durch den Funkenübergang bewirkte Änderung des Zählbereichs wurde festgestellt. Eine Nachwirkung nach Funkenübergang tritt jedoch nicht ein. Auch ist die Zahl der natürlichen Stösse sehr klein. Die Untersuchung des Zähleffektes in Abhängigkeit von Druck und Natur des Gases führte zur Feststellung, dass etwa unterhalb 20 Torr keine Zählung mehr eintritt. Analog verschwindet diese auch bei grösserem Elektrodenabstand.

Das Zählvolumen wurde eingehend nach Höhen- und Breitenausdehnung untersucht. Es ergibt sich verschieden je nach der Art der verwendeten Strahlung (α-Strahlen, *U. V.*). Es hat die Form eines stumpfen Kegels und ist bei kleinem Funkenabstand von der Grössenordnung 0,1 mm^3. Es nimmt jedoch mit dem Elektrodenabstand und auch mit der Betriebsspannung zu. Daher Abhängigkeit der registrierten Teilchenzahl von dieser Spannung. Durch Koinzidenzversuche liess sich feststellen, dass auch jedes in den Zählraum eintretende α-Teilchen gezählt wird. Der Potentialsturz, der nach dem Funkenübergang eintritt, wurde mittels eines Kathodenstrahloszillographen untersucht. Es wurden Senkungen bis zu 80% der Betriebsspannung gefunden. Das aus diesen Messergebnissen berechnete Auflösungsvermögen des Zählers ergab sich in guter Übereinstimmung mit den Werten, welche direkte Messungen lieferten. Der Einfluss, den der Widerstand eingeschalteter Registrierinstrumente ausübt, wurden im besonderen untersucht. Eine Änderung des Zählbereiches durch die Einwirkung eines Magnetfeldes liess sich nicht feststellen.

Zum Schluss wird die Frage der Herabsetzung des Funkenpotentials durch ionisierende Teilchen diskutiert und wird auf eine Erklärungsmöglichkeit hingewiesen. Voraussetzung für eine Zählwirkung ist die Heraufsetzung des Funkenpotentials durch die Herstellung glatter und sauberer Oberflächen. Jedes in die Funkenstrecke gelangende Teilchen hebt diese Erhöhung vorübergehend auf, wobei (nach GREINACHER) der Funke entweder durch die direkt oder indirekt aus der Kathode ausgelösten Elektronen gezündet wird.

Einleitung.

Über die Beeinflussung der Funkenbildung durch ionisierende Strahlen liegen viele Untersuchungen vor. Wie schon WARBURG 1901[31]) beobachtete, tritt bei Bestrahlung einer Funkenstrecke mit ultraviolettem Licht eine Herabsetzung der Funkenverzögerung ein; jedoch wurde keine Veränderung der Durchschlagsspannung beobachtet. Es ist daher üblich geworden, bei Untersuchungen des Funkenpotentials, die Funkenstrecke zu bestrahlen.

Wie jedoch HERWEG[20]) erstmals feststellte, kann auch eine Erniedrigung der Zündspannung auftreten. So ergaben sich bei Bestrahlung mit Röntgen- und Kathodenstrahlen folgende Resultate:

Gasdruck $p = 0{,}93$ Torr:

Funkenpot. ohne Röntgenstrahlen 520 Volt.
„ mit Röntgenstrahlen 511 Volt.

Gasdruck $p = 0{,}44$ Torr:

Funkenpot. ohne Kathodenstrahlen 562 Volt.
„ mit Kathodenstrahlen 417 Volt.

Die Erniedrigungen betrugen somit 9 bzw. 145 Volt.

Später fand HERWEG[21]) auch bei Atmosphärendruck eine Herabsetzung durch Bestrahlung. Bei Verwendung von Zinkkugeln von 0,3 cm Radius und einem Elektrodenabstand von 1 mm ergab sich für das Funkenpotential ohne Kathodenstrahlen 4800 Volt, für das Funkenpotential mit Kathodenstrahlen 2500 Volt, also eine Erniedrigung von 2300 Volt. Versuche mit Pb, Al und Messing als Plattenelektroden ergaben keinen Einfluss des Elektrodenmaterials auf die Herabsetzung des Funkenpotentials. Bei Verwendung von Kugelelektroden zeigte indessen Messing eine etwas grössere Herabsetzung als Blei. In Kohlensäure beobachtete HERWEG eine kleinere, in Wasserstoff eine grössere Senkung als in Luft.

Viel später fand MASCH[24]) auch bei Bestrahlung einer Plattenfunkenstrecke von 1 cm Elektrodenabstand mit einer Quarzlampe eine Erniedrigung der Zündspannung um max. 3%.

Auch VAN CAUWENBERGHE und MARCHAL[3]) stellten bei Bestrahlung mit einer Quecksilberdampflampe eine Erniedrigung von 9,62%, bei Bestrahlung mit einem starken Radiumpräparat (10 mg Ra) 11,8% Erniedrigung fest.

WHITE[33]) bestrahlte eine Funkenstrecke mit dem *UV* einer zweiten Funkenstrecke. Hierbei ergaben sich Herabsetzungen des Funkenpotentials von ca. 10% bei grössern Werten des Gasdruckes und ca. 5% bei kleineren Werten. WHITE beobachtete sodann einen Einfluss der Bestrahlungsintensität auf die Senkung. Bei inten-

siver Bestrahlung erfolgte nämlich eine starke Zunahme der Herabsetzung.

Versuche von ROGOWSKI und WALLRAFF[28]) bestätigten die Abhängigkeit der Zündspannungserniedrigung von der Bestrahlungsintensität. Bei Bestrahlung mit dem *UV* einer Hilfsfunkenstrecke aus kleinerer Entfernung wurden Herabsetzungen bis 20% gemessen.

Im Jahre 1934 hat nun GREINACHER[10]) [11]) [12]) gezeigt, dass man unter geeigneten Bedingungen durch einzelne Korpuskeln und Strahlquanten Funken auslösen kann und zwar tritt die Wirkung bei allen Arten ionisierender Strahlen und auch durch photoelektrisch ausgelöste Elektronen ein. Diese Herabsetzung des Funkenpotentials durch elementare Ionisierungsprozesse erwies sich als so bedeutend, dass sich hierauf ohne weiteres ein neues elektrisches Zählverfahren für Korpuskeln gründen liess. In der Folge hat GREINACHER[13]) [14]) [15]) [16]) [17]) [18]) eine Reihe verschiedener Ausführungsformen für diese neuen Zähler entwickelt und dafür den Namen „Funkenzähler" vorgeschlagen[14]). Die Funkenzähler können wie folgt klassifiziert werden:

1. der gewöhnliche Funkenzähler (feste, metallische Elektroden);
2. die hydroelektrischen Funkenzähler:

a) der hydrostatische Funkenzähler, bei dem als eine Elektrode eine ruhende Flüssigkeit verwendet wird;

b) der hydraulische Funkenzähler, bei dem als eine Elektrode ein Flüssigkeitsstrahl verwendet wird, dessen Bewegung beim Funkenübergang nun direkt oder indirekt beobachtet wird.

Allen diesen Zählern ist gemeinsam, dass meist mit kleinem Elektrodenabstand gearbeitet wird, dass eine Elektrode eine genügende Krümmung aufweist und dass in Serie zur Funkenstrecke ein Hochohmwiderstand mit parallel geschalteter Kapazität liegt. An der gekrümmten Elektrode liegt mit Vorteil der + Pol der Spannungsquelle. Betreffs der Details und der bereits erzielten Ergebnisse sei auf die erwähnten Arbeiten von GREINACHER verwiesen.

Das Ziel vorliegender Arbeit war es nun, die Wirkungsweise des Funkenzählers unter verschiedenen veränderten Versuchsbedingungen eingehender zu studieren und die günstigste Anordnung zu finden, andererseits die Vorgänge bei der Zählung und die Leistungsfähigkeit des Funkenzählers in Bezug auf Konstanz, Selektivität und Auflösungsvermögen genauer zu untersuchen.

Alle Versuche wurden am gewöhnlichen Funkenzähler mit festen Elektroden und zumeist in atmosphärischer Luft ausgeführt.

Die im folgenden verwendeten Bezeichnungen seien hier kurz zusammengestellt:

V_f = Funkenpotential
V_0 = Betriebsspannung des Funkenzählers
V_a = Restspannung nach erfolgter Funkenentladung
$V_{\min}$ = kleinste Spannung, bei der Funkenzählung eintritt
δ = Elektrodenabstand
R = Radius der Kugelelektrode
a = Abstand des Präparates von der Funkenstrecke
W = Hochohmwiderstand im Funkenkreis
C = Parallelkapazität zum Hochohmwiderstand
τ = Auflösungsvermögen (kleinste Zeit zwischen zwei Funken)
τ_0 = maximales Auflösungsvermögen
Z_α = totaler Spannungs-Zählbereich für α-Teilchen
Z_β = totaler Spannungs-Zählbereich für β-Strahlen
Z_{UV} = totaler Spannungs-Zählbereich für Ultraviolett (Photoelektronen)
$Z_{(\alpha)}$ = Bereich, in dem ausschliesslich α-Teilchen gezählt werden.

§ 1. Versuchsanordnung.

In Fig. 1 ist das Schaltschema der Versuchsapparatur ersichtlich. Links befindet sich der Funkenzähler mit der Funkenstrecke F und dem Hochohmwiderstand W mit Parallelkapazität C und rechts die Registriervorrichtung. Als Spannungsquelle für den Funkenzähler diente in bekannter Weise[17]) ein Kondensator, der durch einen Einweg-Röhrengleichrichter aufgeladen wurde. Der Hochspannungstransformator war ein Öltransformator für 10,000 Volt Effektivspannung bei max. 30 mA Belastung, der Kondensator ein XAMAX Ölkondensator von 1 mF Kapazität, Prüfspannung 15,000 Volt. Die Gleichrichterröhre war eine alte Philips Hochvacuummröhre Type ZG V. Die Regelung der Betriebsspannung erfolgte mittels eines primärseitig am Hochspannungstransformator angeschalteten Potentiometers. Die Betriebsspannung konnte an einem Wulf'schen Hochspannungselektrometer E_1 (E. Leybold's Nachfolger A.-G.) dauernd kontrolliert werden. Anfänglich waren in den Zuleitungen zum Zählkreis Schutzwiderstände von 0,1 Megohm eingebaut, die dann aber entfernt werden mussten, weil sie die Messresultate, infolge Spannungsabfalles während des Funken-

stromes, beeinflussten. C war ein Drehkondensator mit grossem Plattenabstand und Calitisolation (Grössenordnung 100 pF). W bestand aus auswechselbaren Siemens- Hochohmwiderständen. In Serie zur Funkenstrecke liegt die Primärwicklung eines Niederfrequenztransformators T, wie er für Radiozwecke gebraucht wird, Übersetzungsverhältnis 1:6, Ohm'scher Widerstand der Primärwicklung ca. 500 Ohm. Die Sekundärwicklung dieses Transformators ist an den Gitterkreis eines Quecksilberdampfrelais R (Thyratronröhre) geschaltet. Gute Ergebnisse ergab eine Röhre der Standard Telephones and Cables Ltd. London, Type 4039-A. Im Anodenkreis der Röhre liegt ein gewöhnlicher Telephon-Gesprächszähler GZ (1000 Ohm 30 mA oder 500 Ohm 60 mA). Um ein einwandfreies Arbeiten mit dieser Anordnung zu erzielen, müssen die der Röhre zugeführten Spannungen konstant gehalten werden, was durch

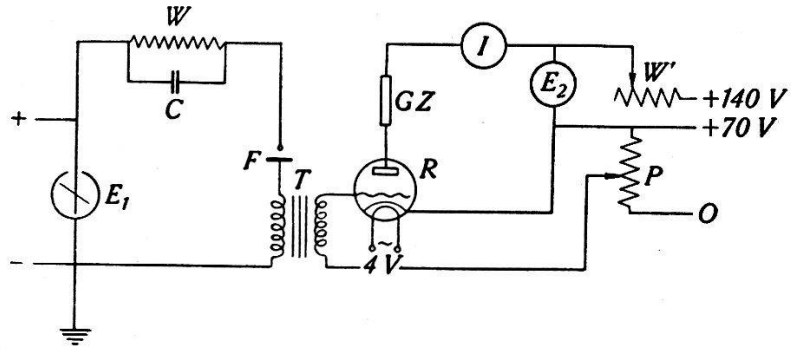

Fig. 1.

Verwendung eines besondern Gleichrichters mit Stabilisatorröhre erreicht wurde. W' ist ein veränderlicher Widerstand von 0–500 Ohm. er dient zur Begrenzung des Anodenstromes der Relaisröhre. Mittels Potentiometer P wurde die Gittervorspannung der Relaisröhre eingestellt. I und E_2 sind Drehspulmessinstrumente zur Kontrolle des Anodenstromes, bzw. der Anodenspannung.

Die Registriervorrichtung arbeitet folgendermassen: Die Relaisröhre erhält eine so hohe negative Gittervorspannung, dass sie gerade noch nicht zündet. Wenn nun bei der Funkenstrecke F ein Funke übergeht, wird dem Gitter der Röhre ein Impuls zugeführt, die Röhre zündet. Wie man allgemein annimmt, kann die Zündung nur dadurch aufgehoben werden, dass man die Anodenspannung auf Null erniedrigt. Durch geeignete Wahl der Anodenspannung (im vorliegenden Falle 70 Volt) und der Gittervorspannung, ferner richtiger Polung der Primärseite des Transformators T lässt sich erreichen, dass die Röhre nach jedem an F übergehenden Funken zündet und sogleich wieder löscht und dass dabei der Gesprächszähler GZ einmal anspricht. Sowohl Röhre als Zähler

funktionierten nach über 200,000 registrierten Funken noch einwandfrei. Auch ist die Registriergeschwindigkeit bedeutend, liessen sich doch maximal etwa 1200 Funken pro Minute (bei regelmässiger Funkenfolge) registrieren.

§ 2. Zählbereich und Elektrodenverhältnisse.

a) Abhängigkeit von der Form und Grösse der Elektroden.

Unter Zählbereich des Funkenzählers ist derjenige Spannungsbereich (unterhalb des Funkenpotentiales) verstanden, innerhalb welchem durch Bestrahlung Funken ausgelöst werden. Da dieser Bereich je nach der Art der Bestrahlung verschieden ausfällt, sei weiter unterschieden zwischen einem Zählbereich für α-Teilchen Z_α, einem Zählbereich für β-Strahlen Z_β, einem Zählbereich für

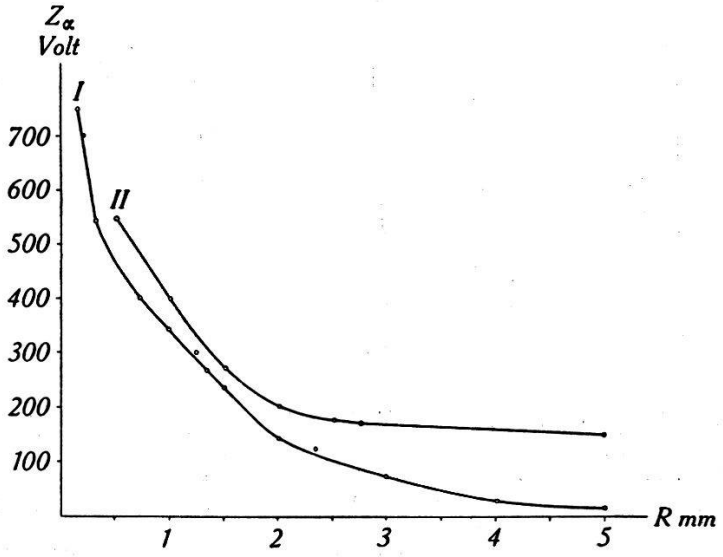

Fig. 2.

$Z_\alpha = f(R)$ I Stahlkugel-Eisenplatte $V_f = 3000$ V $\delta = 0{,}5$ mm
II Messingkugel-Messingplatte $V_f = 3000$ V $\delta = 0{,}3$ mm

Ultraviolett (Photoelektronen) Z_{UV}, etc., sowie einem Zählbereich $Z_{(\alpha)}$ in welchem ausschliesslich α-Teilchen gezählt werden können. Eine weitere Unterscheidung etwa von $Z_{(\alpha)}$ und $Z_{(H)}$ für Protonen ist nicht erforderlich, da Versuche mit solchen Strahlen nicht ausgeführt wurden.

Wie Greinacher[16]) schon gezeigt hat, können beim Funkenzähler die verschiedensten Elektrodenanordnungen verwendet werden. Bedingung ist, dass mindestens eine Elektrode eine genügende Krümmung aufweist. Bei den hier besprochenen Untersuchungen wurde zuerst mit einer Anordnung Spitze-Platte gearbeitet. Da es jedoch sehr schwierig ist, bei Spitzen reproduzierbare Verhältnisse

zu erhalten und andererseits die Spitzen durch die Funkenentladungen rasch zerstört werden, so wurde in der Folge ausschliesslich die Anordnung Kugel-Platte verwendet; und zwar bestanden die im folgenden als Kugelelektroden bezeichneten Elektroden einfach aus Draht mit halbkugeligen Enden.

Es wurde die Abhängigkeit des Zählbereiches vom Kugelradius (Drahtradius) untersucht. Fig. 2 zeigt die Funktion $Z_\alpha = f(R)$ für eine Funkenstrecke bestehend aus einer Stahlkugel (+) variabeln Durchmessers und einer Eisenplatte (—), sowie dieselbe Funktion für die Anordnung Messingkugel (+) und Messingplatte (—). Der Zählbereich nimmt bei wachsendem Kugeldurchmesser anfänglich sehr schnell, dann etwas langsamer ab. Im ersten Falle war der Zählbereich für $R = 20$ mm, im zweiten Falle für $R = 36$ mm gleich null.

b) *Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit.*

Die Messresultate erwiesen sich als weitgehend reproduzierbar, sofern man vor Messbeginn eine Anzahl Funken übergehen liess. Immerhin entsteht durch die allmähliche Änderung der Oberfläche eine gewisse Streuung (siehe § 2, d). Da die Oberflächenbeschaffenheit eine grosse Rolle spielt, ist es auch zu verstehen, warum verschiedene, anscheinend auf gleiche Weise hergestellte Elektroden desselben Materials schwankende Werte ergeben konnten. Um über die Streuungen Aufschluss zu erhalten, wurden für je 8 Stahl- und Kupferelektroden der Zählbereich bestimmt. Die Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

$V_0 = 3000$ Volt $\delta = 0{,}5$ mm $R = 0{,}5$ mm.

Kathode und Anode gleiches Material.

Elektrode No.	Z_α für Stahl-Elektroden geschmirgelt	Z_α für Cu-Elektroden geschmirgelt
1	400	450
2	450	500
3	450	550
4	400	500
5	400	300
6	450	350
7	450	400
8	450	350

Man sieht hieraus, dass bei Stahl die Streuung innerhalb 10% liegt und bedeutend geringer ist als bei Kupfer. Wie sich in der

Folge herausstellte, liefern Stahl und Messing besonders gut reproduzierbare Werte.

Die Plattenelektroden wurden entweder abgedreht oder geschmirgelt. Anfänglich wurden die Platten auf der Polierscheibe poliert, um Hochglanz zu erhalten, doch zeigte es sich, dass die Rückstände der Poliermasse eine Erniedrigung des Funkenpotentiales und eine Herabsetzung des Zählbereiches verursachten. Als günstigste Behandlung erwies sich das Schmirgeln mit feinstem Schmirgelpapier (6/0).

Die Kugelelektroden wurden auf der Drehbank abgedreht und ebenfalls geschmirgelt.

Auch das Reinigen der Elektroden mit Alkohol, Tetrachlorkohlenstoff, etc. wurde versucht, eine Erhöhung des Zählbereiches wurde aber nicht beobachtet.

Tabelle 2 möge die Abhängigkeit des Zählbereiches von der verschiedenen Art der Behandlung der Plattenelektrode zeigen. Man ersieht, dass sowohl die obere Grenze des Zählbereiches ($= V_f$) als auch die untere Grenze von der Art der Behandlung abhängt. Durch Verunreinigungen (Versuch Nr. 6) kann unter Umständen das Funkenpotential und damit auch der Zählbereich stark herabgesetzt werden.

Tabelle 2.

$\delta = 0{,}5$ mm Kathode: Messingplatte; Anode: Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm.

Versuch No.	V_f	Z_α	Z_β	Z_{UV}	Aufeinanderfolgende Behandlung ein und derselben Kathode
1	3150	710	560	550	auf der Drehbank poliert
2	3190	720	530	520	geschmirgelt, mit feinstem Schmirgelpapier 6/0
3	3110	580	430	420	hochglanz poliert auf der Polierscheibe
4	3190	490	320	310	mit Wienerkalk gereinigt
5	3150	680	510	500	mit CCl_4 gereinigt
6	2650	180	10	—	in 3 cm Entfernung ein kleines Stück Campher angebracht

c) *Polarität der Elektroden.*

Wie Greinacher[13]) schon erwähnt hat, arbeitet der Funkenzähler nicht nur bei positiver sondern auch, wenn auch weniger gut, bei negativer Kugelelektrode und zwar in gleicher Weise für alle Strahlenarten.

Orientierende Messungen ergaben, dass das Funkenpotential V_f bei negativer Kugelelektrode etwas höher, der Zählbereich jedoch 10—20% geringer ist als bei positiver Kugelelektrode. In Tabelle 3 sind einige Messresultate zusammengestellt.

Tabelle 3.

Elektroden: Messingplatte-Messingkugel $\delta = 0{,}5$ mm, $R = 0{,}5$ mm.

Polarität	V_f	Z_α	Z_β	Z_{UV}
Kugel+ . .	3360	730	610	600
Kugel− . .	3390	590	540	540

Ferner treten bei grössern Elektrodenabständen und negativer Kugelelektrode an Stelle der Funkenentladung häufig andere Entladungsformen auf (siehe auch § 6). Aus diesen Gründen wurden alle Untersuchungen auf die Anordnung positive Kugel- negative Platte beschränkt.

d) *Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial.*

Es wurde der Zählbereich sowohl bei Änderung des Kathoden- als des Anodenmaterials, sowie bei verschiedener Elektrodenanordnung untersucht. Im ganzen wurden Messungen an 15 Kathoden- und 20 Anodenmaterialien (ca. 600 Kombinationen) durchgeführt. Die Oberflächen waren möglichst gut poliert, da wie schon GREINACHER[18]) erwähnte, eine glatte Oberfläche für eine gute Zählwirkung günstig ist. Die Politur wurde je nach dem Material durch verschiedene Behandlung erreicht. Von einer Mitteilung der Messresultate soll jedoch Umgang genommen werden, da nachträglich gefunden wurde, dass diese stark von der Behandlung der Elektroden abhängen. In der Folge wurden daher alle Metalle gleich behandelt (siehe § 2 b). So ergaben sich nach Wiederholung der Messungen die in Tabelle 4 und 5 zusammengestellten Werte. Bemerkt sei, dass man vor jeder Messung erst 5000 Funken übergehen liess, da nach frisch hergestellter Oberfläche häufig noch keine gut reproduzierbaren Werte erhalten werden konnten (siehe § 2 b). Tabelle 4 gibt zunächst die Zählbereiche für α- und β-Strahlen sowie für UV-Belichtung für verschiedene Kathodenmaterialien an. Bei allen Messungen wurde als Anode ein Pt-Draht verwendet, der am Ende halbkugelig abgedreht und geschmirgelt war. Man ersieht, dass Messing den grössten Zählbereich ergab. Sehr nahe steht der Oerstit-Stahl, der für Zählzwecke sich am besten geeignet

Tabelle 4.

Zählbereich nach 5000 Funken für verschiedene Kathodenmaterialien
$\delta = 0{,}5$ mm $R = 0{,}57$ mm Anode: Pt-Kugel.

Kathodenmetall	V_f	Z_α	Z_β	Z_{UV}	$Z_{(\alpha)}$
Messing	3660	1150	1000	990	150
Oerstit-Stahl	3610	1140	970	960	170
W	3540	1120	970	960	150
Mo	3480	1060	900	890	160
Fe	3330	860	690	680	170
Cd	3330	860	690	680	170
Pt	3020	600	430	430	170
Cu	3020	550	380	370	170
Co	3020	550	400	390	150
Ni	2930	420	290	280	180
Cr	2890	420	240	220	180
Ag	2850	320	160	140	160
Au	2850	280	130	110	150
Zn	2760	170	20	15	150
Al	2670	160	20	10	140
Mg	2590	150	30	10	120

Tabelle 5.

Zählbereich nach 5000 Funken für verschiedene Anodenmaterialien
$\delta = 0{,}5$ mm $R = 0{,}5$ mm Kathode: Oerstit-Stahl.

Anodenmetall	V_f	Z_α	Z_β	Z_{UV}	$Z_{(\alpha)}$
Pt	3480	1080	910	900	170
Mo	3420	1070	910	900	160
Pb	3190	770	610	600	160
Messing	2850	480	320	310	160
Cu	2890	420	250	240	170
Stahl	2930	410	260	250	150
Ag	2740	290	110	90	180
Al	2760	290	130	120	160
Cd	2680	260	110	100	150
Neusilber	2740	210	60	50	150
Mg	2650	210	20	10	190
Zn	2630	210	50	40	160
Ni	2740	210	40	30	170
Elektron	2650	180	20	10	160
Au	2680	170	20	10	150
Sn	2590	150	—	—	150
Konstantan	2590	150	—	—	150
Nickelin	2660	150	—	—	150

erwies, da er sich an der Luft bedeutend weniger ändert als Messing. Es folgen dann als weitere günstige Materialien W, Mo und Pt. Co zeigt die gute Eigenschaft auch in funkenkorrodiertem Zustande noch eine sehr gute Zählwirkung zu besitzen.

In Tabelle 5 sind nun analog die Zählbereiche für 18 verschiedene Anodenmaterialien bei gleichbleibender Oerstit-Stahl-Kathode zusammengestellt. An erster Stelle stehen hier Pt und Mo; bemerkenswert ist der grosse Zählbereich für Pb. Erwähnt sei, dass als untere Grenze für die Zählwirkung ($V_{\min}$) bei allen untersuchten Materialien ein Wert zwischen 2350 Volt und 2530 Volt gefunden wurde (im Mittel 2470 Volt). Das jeweilige Funkenpotential erhält man daher durch Addition des Zählbereiches für α-Strahlen zu $V_{\min}$. Der Zählbereich ist wie schon GREINACHER[18]) feststellte, je nach der Art der Bestrahlung verschieden. Besonders gross ist er für die am stärksten ionisierenden α-Strahlen, während für β- und UV-Bestrahlung nahezu gleiche Werte gefunden werden. Die Erniedrigung des Funkenpotentiales nimmt also mit dem Ionisierungsvermögen der Korpuskeln zu. Bezeichnet man daher mit V_f, V_α, V_β, V_{UV} die Funkenpotentiale ohne Bestrahlung, ferner mit Bestrahlung durch α-, β- oder UV-Strahlen, so gilt:

$$V_f > V_{UV} > V_\beta > V_\alpha.$$

Es existiert daher ein Spannungsbereich, innerhalb dessen nur α-Teilchen gezählt werden. $Z_{(\alpha)}$ ergibt sich praktisch als Differenz aus $Z_\alpha - Z_\beta$ und beträgt in allen Fällen etwa 150 Volt.

e) *Beeinflussung durch den Funkenübergang.*

WHITE[33]) beobachtete, dass bei Verwendung einer frisch gereinigten Kathode und Bestrahlung der Funkenstrecke mit dem UV einer Hilfsfunkenstrecke, das Funkenpotential bei einer Folge von mehreren Funken etwas ansteigt. Eine Untersuchung der Kathode ergab, dass der erste Funke nahe beim Zentrum überging und sich die nachfolgenden Funken um den ersten herum gruppierten. WHITE[33]) vermutet, dass die partielle Oxydation der Kathode an der Stelle wo der Funke überging, die Photo-Emission herabsetzt und diese Stelle daher für einen zweiten Funken ungünstig macht. Da der zweite Funke infolgedessen einen etwas grösseren Weg benötigt, erklärt sich damit die beobachtete Spannungserhöhung. Tatsächlich beobachtete WHITE bei Bestrahlung der Funkenstrecke mit einer Quecksilberdampflampe keine solche Erhöhung des Funkenpotentiales; denn jetzt gingen alle Funken an derselben Stelle über.

Zahlreiche Messungen ergaben folgendes Resultat: Bei frischen Elektroden ist das Funkenpotential etwas geringer und steigt dann nach Durchgang von einigen, durch Bestrahlung ausgelösten Funken etwas an, um nach etwa 1000 Funken ein Maximum zu erreichen; dann nimmt das Funkenpotential wieder langsam ab, um bei 5000 Funken einen ziemlich konstanten Wert anzunehmen. Bei Cu- und Au-Kathoden wurde kein Maximum nach 1000 Funken beobachtet, sondern ein langsamer Anstieg bis zu einem konstanten Wert. Im Gegensatz zu WHITE machte sich keine Abhängigkeit von der Art der Bestrahlung bemerkbar. In Tabelle 6 sind einige Resultate zusammengestellt.

Tabelle 6.

Kathode Co-Platte; Anode Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm $\delta = 0{,}5$ mm

	V_f	$V_{\min}$	Z_α
frische Elektroden . .	2850	2440	410
nach 1000 Funken . .	3190	2530	660
nach 5000 Funken . .	3190	2470	720
nach 10000 Funken .	3190	2470	720

Mit den Änderungen der elektrischen Daten waren auch sichtbare Veränderungen an der Oberfläche verknüpft. Auch diese wurden mikroskopisch näher verfolgt. Um einigermassen vergleichbare Resultate zu erhalten, wurden alle Materialien zu Beginn und nach erfolgtem Durchgang von je 5000 durch α-Bestrahlung ausgelösten Funken untersucht. Dabei konnten an den anodischen Kugelelektroden keine Veränderungen beobachtet werden. Fig. 3 zeigt die Photographie einer Pt-Kugel nach Durchgang von 5000 Funken. Diese und die folgenden Aufnahmen wurden mit einer Busch-Mikrokamera mit Vertikalbeleuchtung gemacht. Es wurden Agfa-Isopan-Platten verwendet, Belichtungszeit 1 Sekunde. Die Vergrösserung war 20-fach.

Merkliche Veränderungen konnten jedoch an den kathodischen Elektroden beobachtet werden. Es treten an den Überschlagsstellen Hofbildungen auf, die je nach Material verschieden sind. Es handelt sich hier offenbar um eine Selbstbestäubung der Kathode. Eingehende Untersuchungen zur Frage der Selbstbestäubung der Kathode in der Glimmentladung wurden von GÜNTHERSCHULZE[19]), BLECHSCHMIDT[1]) und A. VON HIPPEL[22]) und neuerdings auch von FISCHER[6]) durchgeführt. Alle Autoren finden, dass der Rückfluss der Zerstäubung nach der Kathode bedeutend ist. Fig. 4—6

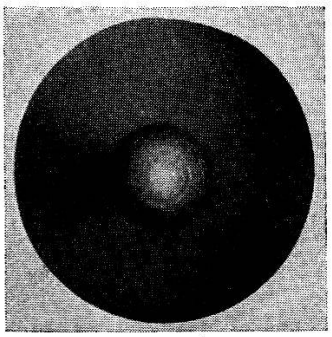

Fig. 3.
Pt-Kugelelektrode nach 5000 Funken, Vergrösserung 10-fach. α-Bestrahlung.

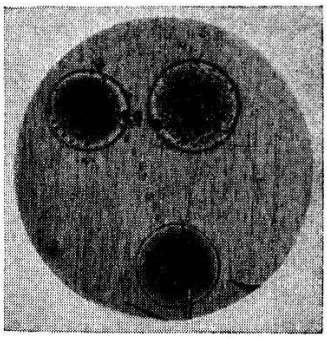

Fig. 4.
Ag-Platte mit drei Überschlagsstellen von je 5000 Funken. Vergrösserung 10-fach. α-Bestrahlung.

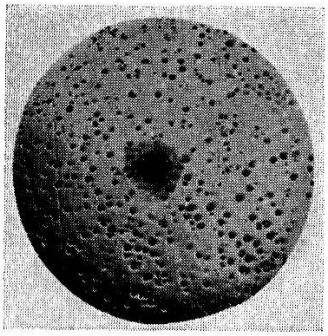

Fig. 5.
Co-Platte mit Überschlagsstelle von 5000 Funken. Vergrösserung 10-fach. α-Bestrahlung,

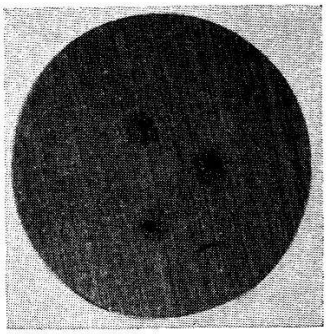

Fig. 6.
Oerstit-Stahl-Platte mit drei Überschlagsstellen von je 5000 Funken; oben *UV*-, Mitte β- und unten α-Bestrahlung.

Tabelle 7.

Anode: Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm; $\delta = 0{,}5$ mm; $V_0 = 2700$ Volt.

Kathoden-material	Beobachtung
Messing	Zentraler brauner Fleck von 0,2 mm Durchmesser, anschliessend bläulicher Ring von 0,1 mm Breite, darum herum orangefarbiger Hof mit einzelnen braunen Punkten, totaler Durchmesser 0,4 mm.
Oerstit-Stahl	Zentraler brauner Fleck von ca. 0,1 mm Durchmesser, umgeben von einigen braunen Punkten, totaler Durchmesser 0,4 mm.
Fe	Zentraler brauner Fleck von 0,15 mm Durchmesser, darum herum einige braune Punkte, totaler Durchmesser 0,35 mm.
Cd	Brauner Fleck von 0,3 mm Durchmesser, dann blanke Stelle von etwa 0,02 mm, dann schwarzer Kreis, dann blanke Stelle etwa 0,05 mm breit, darum herum bläulicher Ring, ca. 0,05 mm breit, dann dünner orangefarbiger Hof, totaler Durchmesser 0,6 mm.
Pt	Brauner Fleck von 0,25 mm Durchmesser ohne Hof.
Cu	Zentraler dunkelbrauner Fleck von 0,4 mm, darum herum orangefarbiger Hof von 0,1 mm Breite mit einzelnen braunen Stellen, totaler Durchmesser 0,5 mm.
Co	Zentraler brauner Fleck von 0,1 mm Durchmesser, darum herum bläulicher Ring, darum ca. 0,2 mm breiter orangefarbiger Hof.
Ni	Brauner Fleck von 0,4 mm Durchmesser, kein Hof.
Cr	Zentraler brauner Fleck von 0,1 mm Durchmesser, darum herum bläulicher Ring, darum herum orangefarbiger Hof, ca. 0,2 mm breit.
Ag	Brauner zentraler Fleck von 0,4 mm Durchmesser mit einigen weissen Punkten, darum brauner Hof, ca. 0,2 mm breit, dann zwei feine ca. $^1/_{100}$ mm dicke orangefarbige Linien (Kreise) im Abstand von ca. $^1/_{100}$ mm. Totaler Durchmesser 0,8 mm.
Au	Zentraler brauner Fleck von 0,3 mm Durchmesser, darum herum bläulicher Ring ca. 0,1 mm breit, dann brauner Ring, ca. 0,1 mm, dann orangefarbiger Hof, totaler Durchmesser 0,4 mm.
Zn	Zentraler schwarzer Fleck von 0,1 mm Durchmesser, Hof ringförmig orangefarbig, totaler Durchmesser 0,4 mm.
Al	Brauner Fleck von 0,1 mm Durchmesser, darum weisser Hof, totaler Durchmesser 0,3 mm.
Mg	Brauner Fleck von 0,1 mm Durchmesser, darum 0,2 mm breiter orangefarbiger Hof, totaler Durchmesser 0,6 mm.

sind photographische Aufnahmen von Co, Ag und Oerstit-Stahl Kathoden, nach erfolgtem Durchgang von 5000 Funken.

Tabelle 7 enthält die Beobachtungen an verschiedenen Kathoden-Materialien. Die Reihenfolge der Metalle ist dieselbe wie in Tabelle 4. Als Anode wurde wieder eine Pt-Kugel von 0,57 mm Radius verwendet, der Elektrodenabstand war 0,5 mm, die Betriebsspannung $V_0 = 2700$ Volt. Bestrahlt wurde mit α-Strahlen; die Beobachtung erfolgte unmittelbar nach dem Durchgang von 5000 Funken.

§ 3. Nachwirkung und natürliche Stösse.

a) *Nachwirkung nach Bestrahlung.*

Es wurde untersucht, ob der Funkenzähler eine Nachwirkung zeigt, d. h. ob nach erfolgtem Durchgang einer gewissen Anzahl durch Bestrahlung ausgelösten Funken noch weitere Funken auftreten können, wenn die Bestrahlung unterbrochen wird. Zu diesem Zwecke wurde die Funkenstrecke intermittierend bestrahlt und nachgeprüft, ob die Funkenzahl proportional mit dem Ver-

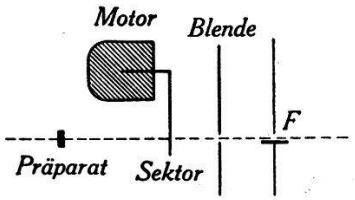

Fig. 7.
Versuchsanordnung. Intermittierende Bestrahlung.

hältnis der Belichtungszeit zur Gesamtzeit zunimmt. Fig. 7 zeigt die gewählte Versuchsanordnung. Vor einer Blende befand sich ein in der Grösse verstellbarer rotierender Sektor, der mit einer

Tabelle 8.

Messingelektroden; $\delta = 0{,}4$ mm; $R = 1$ mm; $V_0 = 3670$ Volt.

Sektor	n/Min. gemessen	n/Min. berechnet
ohne	42	—
90°	31,9	31,5
135°	24,5	26,25
180°	22,2	21

Geschwindigkeit von 1 Umdrehung pro Minute an der Blende vorbei bewegt werden konnte. Bestrahlt wurde mit dem *UV* einer Gasflamme. Zwischen Gasflamme und Funkenstrecke war eine Revolverblende angebracht. Es wurde nun ohne Sektor und mit verschieden grossem Sektor je 10 Minuten lang bestrahlt und die Zahl der durchgehenden Funken gemessen. Andererseits

wurde die Funkenzahl berechnet, die nach dem Verhältnis des Sektorwinkels zu 360° zu erwarten war. Wie man aus Tabelle 8 ersieht, stimmen die beiden Werte gut überein. Die Abweichungen sind durch die statistische Strahlenverteilung erklärlich, so dass keine merkliche Nachwirkung nachzuweisen ist. Bestrahlung mit einem Po-Präparat ergab dasselbe Resultat.

Um jedoch die Frage der Nachwirkung noch genauer abzuklären, wurde direkt die Zahl der Funken bestimmt, die nach Durchgang einer durch Bestrahlung ausgelösten Funkenfolge innerhalb 10 sek. nach Aufhören der Bestrahlung registriert werden konnte. Die Messresultate sind in Tabelle 9 zusammengestellt.

Tabelle 9.

Funken-folge	Zahl der Funken in 10 Sekunden nach Aufhören der Bestrahlung
50	1
100	—
150	—
200	1
250	—

Man sieht auch hier, dass eine Nachwirkung nicht besteht, es treten nur Funken auf, die durch Bestrahlung ausgelöst werden.

b) *Natürliche Stösse.*

Von Interesse musste noch sein, auch die Funkenübergänge ohne Bestrahlung, die sogenannten natürlichen Stösse zu messen. Zu diesem Zwecke wurde die Zahl der in einer Stunde bei unbestrahlter Funkenstrecke übergehenden Funken registriert. Die Messungen sind in Tabelle 10 wiedergegeben.

Tabelle 10.

Kathode: Co-Platte; Anode: Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm; $\delta = 0{,}5$ mm; $V_0 = 2760$ Volt.

	Zahl der natürlichen Stösse
1. Stunde . .	2
2. Stunde . .	5
3. Stunde . .	7
4. Stunde . .	4
5. Stunde . .	1
6. Stunde . .	2

Es treten also natürliche Funkenübergänge nur sehr selten und, wie zu erwarten war, in statistischer Verteilung auf. Die kleine Zahl erklärt sich durch das kleine Zählvolumen (siehe § 5).

Beim Spitzenzähler muss bekanntlich die Zahl der sogenannten „natural disturbances" immer bestimmt und in Rechnung gestellt werden. Hier sind die auftretenden natürlichen Stösse so selten, dass man sie in der Regel vernachlässigen darf.

§ 4. Zählbereich für verschiedene Gase und Drucke.

Die Messungen beschränken sich auf Luft und CO_2, für welche Gase der Zählbereich in Abhängigkeit vom Druck bestimmt wurde. Die Funkenstrecke befand sich in einem Glasgefäss. Als Anode wurde eine Stahlspitze verwendet, die durch einen Schliff S_1 leicht ausgewechselt werden konnte. Als Kathode diente eine Messing-

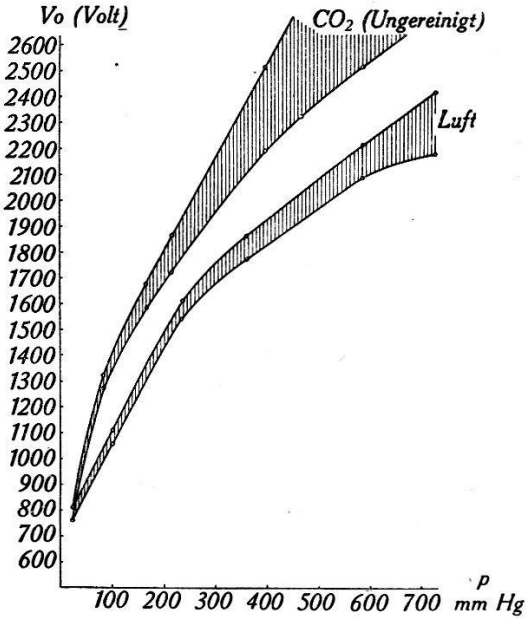

Fig. 8.

platte. Der Elektrodenabstand betrug 0,5 mm, konnte jedoch durch Drehen eines zweiten Schliffes S_2 leicht verändert werden. Durch einen dritten Schliff wurden die verschiedenen Präparate in den Glaskolben gebracht. Es wurde jedoch zumeist mit einem Ra-Präparat bestrahlt, das sich in ca. 10 cm Entfernung von der Funkenstrecke befand.

Die Messergebnisse sind in Fig. 8 eingetragen. Die Kurven für CO_2 liegen entsprechend dem grössern Funkenpotential oberhalb derjenigen für Luft. Wie ersichtlich, ist der Zählbereich für CO_2 grösser als für Luft. Bei beiden Gasen wächst er in erster Annäherung proportional mit dem Gasdruck an. Bei kleineren

Drucken (unterhalb 20 Torr) tritt jedoch überhaupt keine Funkenzählung mehr ein.

Diesen Messungen kommt nur orientierender Charakter zu, da sie nicht weiter, insbesondere nicht auf reine Gase ausgedehnt wurden.

§ 5. Das Zählvolumen des Funkenzählers.

Wie GREINACHER[17]) schon anführt, müssen die ionisierenden Strahlen sozusagen in die Funkenbahn hineingelangen, um einen Funken auszulösen. Der Raum, in den die Strahlen eindringen müssen, damit sie gezählt werden, ist daher sehr klein. Die Begrenzung und Grösse dieses Zählvolumens zu bestimmen, war nun die Aufgabe der folgenden Versuche.

a) *Höhenausdehnung.*

In einem Messingzylinder (Fig. 9) von 13 mm Durchmesser und 1 mm Wandstärke befindet sich ein mit Polonium belegtes Pt-Scheibchen von 2 mm Durchmesser. Das Präparat war im Februar 1938 vom Wiener Radium-Institut bezogen und besass zur Zeit dieser Messungen nach Rechnung etwa 1690 e. s. E.

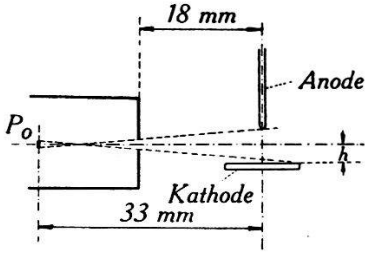

Fig. 9.
Versuchsanordnung.

Durch eine kreisförmige Öffnung von 1,2 mm Durchmesser gelangen die α-Strahlen in die Funkenstrecke. Der Präparatabstand beträgt 33 mm (Reichweite ca. 42 mm), während der Messingzylinder 18 mm entfernt ist. Aus diesen Angaben berechnet sich die Streuung des Strahlenkegels in der Funkenstrecke zu 4,5 mm. Der Abstand: Achse des Strahlenkegels-Kathodenoberfläche ist in der Folge mit h bezeichnet. Dieser Abstand h wurde nun mittels mikrometrischer Vertikalverschiebung des Messingzylinders geändert, wobei jeweils die pro Minute gezählten α-Teilchen gemessen wurden (n_α).

Fig. 10 stellt die Funktion $n_\alpha = f(h)$ bei verschiedenen Elektrodenabständen und Messingelektroden, Fig. 11 bei einem Elektrodenabstand und verschiedenem R mit Messingelektroden und

Fig. 12 dasselbe bei Verwendung von Eisenelektroden dar. Aus Fig. 10 ist zunächst ersichtlich, dass bei gegebenem h n_α mit dem Elektrodenabstand ansteigt. Dies hängt nicht nur mit der Ver-

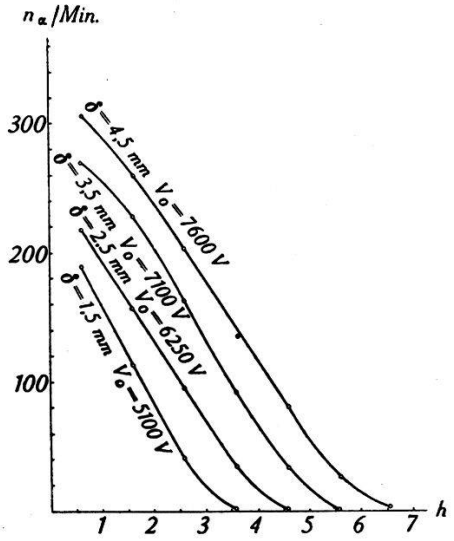

Fig. 10.
$n_\alpha = f(h)$ Messingelektroden.

grösserung der Höhenausdehnung des Zählvolumens als ebenso mit der Verbreiterung (§ 5b) desselben zusammen. Dann aber erkennt man das annähernd lineare Absinken mit zunehmendem h

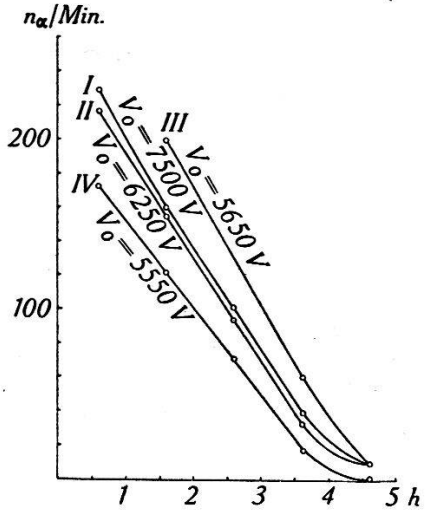

Fig. 11.
$n_\alpha = f(h)$ Messingelektroden.
I $\delta = 2{,}5$ mm; $R = 1{,}5$ mm
II $\delta = 2{,}5$ mm; $R = 1{,}0$ mm
III $\delta = 2{,}5$ mm; $R = 0{,}75$ mm
IV $\delta = 2{,}5$ mm; $R = 0{,}75$ mm

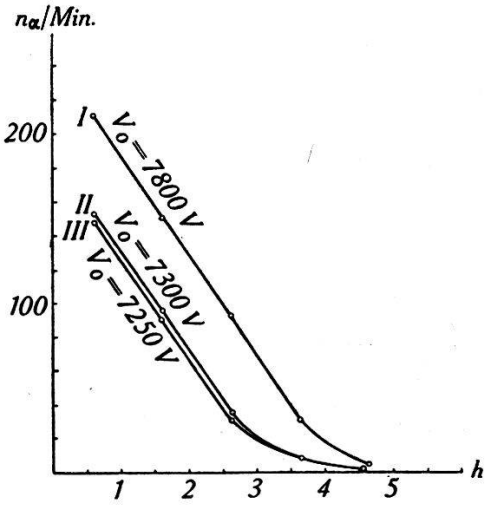

Fig. 12.
$n_\alpha = f(h)$ Eisenelektroden.
I $\delta = 3$ mm; $R = 1{,}5$ mm
II $\delta = 2{,}5$ mm; $R = 1{,}5$ mm
III $\delta = 2{,}5$ mm; $R = 1$ mm

für sämtliche δ. n_α wird praktisch gleich 0 bei $h = 3{,}6$, 4,6, 5,6 bzw. 6,6 mm. Die untere Grenze des Strahlenkegels ergibt sich durch Subtraktion von 4,5/2 zu 1,35, 2,35, 3,35, bzw. 4,35 mm.

Dies entspricht aber ziemlich genau den entsprechenden Elektrodenabständen 1,5, 2,5, 3,5 bzw. 4,5 mm. Es kann also hieraus geschlossen werden, dass Strahlen, die oberhalb dem Anodenende verlaufen, nicht mehr gezählt werden. Die Höhe des Zählvolumens ist also gleich dem Elektrodenabstand. Fig. 11 und 12 lassen erkennen, dass das Elektrodenmaterial und auch die Grösse der Anode keinen Einfluss auf dieses Resultat haben. Erwähnt sei noch, dass bei obigen Versuchen die δ-Strahlen mitregistriert wurden.

b) *Breite des Zählvolumens.*

Um die Breite des Zählvolumens festzustellen, erwies es sich als notwendig, das Strahlenbündel schärfer auszublenden. Das geschah durch eine Versuchsanordnung gemäss Fig. 13. Die Bestrahlung der Funkenstrecke erfolgte mit demselben starken Poloniumpräparat durch einen vertikalen Spalt von 0,05 mm Breite

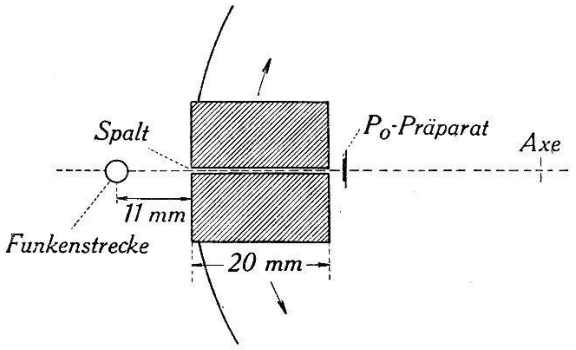

Fig. 13.

Breite des Zählvolumens. Versuchsanordnung.

und 20 mm Länge. Die Spaltvorrichtung war so an einem Goniometer (Ablesegenauigkeit 1/6′) befestigt, dass sie in der Horizontalen beliebig gedreht werden konnte. Die Breite des α-Strahles an der Funkenstrecke berechnete sich zu 0,11 mm. Die Betriebsspannung stellte man zunächst so ein, dass nur α-Teilchen gezählt wurden. In Fig. 14 ist die Funktion $n_\alpha = f(\varphi)$ dargestellt. φ bedeutet die seitliche Abdrehung des Spaltes (Ablesung des Goniometers). Nimmt man für den registrierten Bereich eine Breite von $\varphi = 40'$ an, so ergibt sich als Breite des Zählvolumens 0,72 mm + 0,11 mm = 0,83 mm. Bei jeder Goniometereinstellung wurde 5 Minuten lang registriert und das Resultat durch 5 dividiert, um einen Mittelwert für n_α zu erhalten, bei dem die statistischen Schwankungen nicht mehr so stark in Erscheinung treten.

Die Betriebsspannung wurde nun erhöht, so dass auch δ-Strahlen mitregistriert wurden. Wie Fig. 15 zeigt, ergab sich

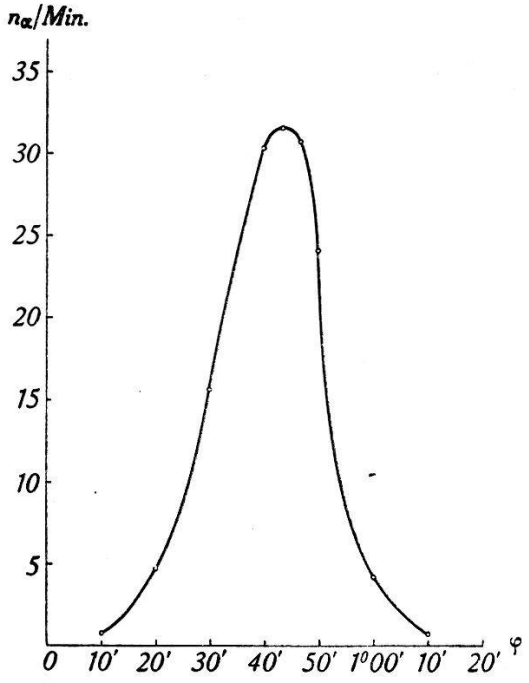

Fig. 14.
Breite des Zählvolumens bei α-Bestrahlung. Präparat 1690 e. s. E. Co-Platte, Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm, $\delta = 0{,}5$ mm, $V_0 = 2590$ V.

nun ein bedeutend grösserer Wert für den Winkelbereich. Nimmt man hierfür $2^0\,20'$ an, so erhält man als Breite 2,52 mm + 0,11 mm

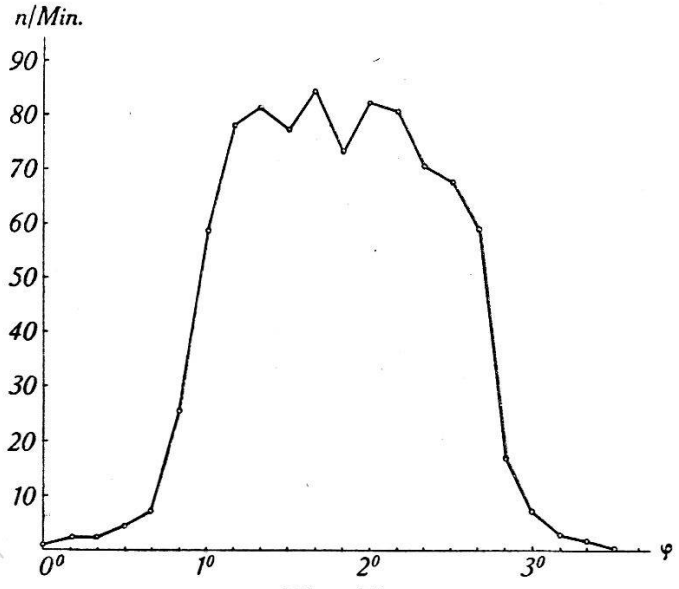

Fig. 15.
Breite des Zählvolumens bei $\alpha + \delta$-Bestrahlung. Präparat 1690 e. s. E. Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm, $\delta = 0{,}5$ mm, $V_0 = 2700$ V.

= 2,63 mm, gegenüber 0,83 mm bei reiner α-Bestrahlung. Die Ursache dieser Verbreiterung des Zählvolumens ist nicht nur in

der Erhöhung der Betriebsspannung zu suchen. Sie liegt vielmehr darin, dass auch α-Teilchen mitgezählt werden, die neben dem Zählvolumen vorbeifliegen, indem die von ihnen erzeugten Sekundär-(δ)Strahlen in die Funkenstrecke gelangen. (Siehe auch GREINACHER[18]).)

Eine Bestätigung dieser Erklärung lieferte der folgende Versuch. Bei derselben Betriebsspannung wurde nun mit *UV* bestrahlt (Quarzlampe). Wie aus Fig. 16 ersichtlich, ergibt sich das Zählvolumen nun wieder wesentlich schmaler. Der Wert $\varphi = 54$ Minuten ergibt umgerechnet eine Breite von 0,99 mm + 0,11 mm = 1,1 mm. Die Erhöhung der Betriebsspannung um 110 Volt

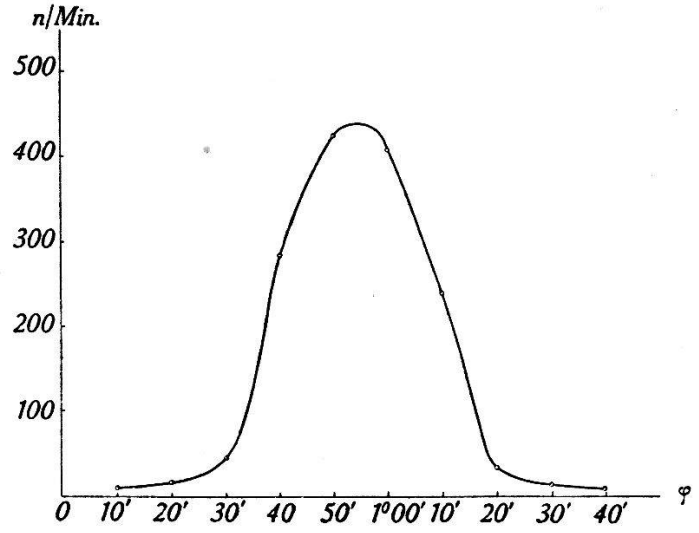

Fig. 16.
Breite des Zählvolumens bei *UV*-Bestrahlung mit Quarzlampe Co-Platte, Pt-Kugel. $R = 0{,}57$ mm. $\delta = 0{,}5$ mm. $V_0 = 2700$ V.

bewirkte demzufolge eine Verbreiterung des Zählraumes um 0,27 mm.

Nach den Versuchen des Abschnitt a) und b) ist anzunehmen, dass das Zählvolumen ein Kegel ist, dessen Spitze an der Anode und dessen Basis auf der Kathode liegt, und dass die Basisbreite mit der Betriebsspannung zunimmt.

c) *Abhängigkeit von der Betriebsspannung.*

Da, wie eben gezeigt, die Basis des Zählvolumens mit wachsender Betriebsspannung zunimmt, so muss auch die Zahl der registrierten Strahlquanten grösser werden. Fig. 17 zeigt, wie bei gleichbleibender Bestrahlung die Funkenzahl mit der Spannung zunimmt. Der anfänglich langsame Anstieg der Kurve lässt sich so deuten, dass im untersten Teil des Zählbereiches nicht alle Teilchen gezählt werden. Es folgt sodann ein sehr rascher An-

stieg, der indessen wieder langsamer wird; das Umbiegen der Kurve findet etwa bei der Spannung statt, wo auch β-Zählung beginnt. Die starke Spannungsabhängigkeit bedingt naturgemäss die Forderung, dass die Betriebsspannung sehr konstant gehalten werden muss, wenn eine konstante Messempfindlichkeit erzielt werden soll.

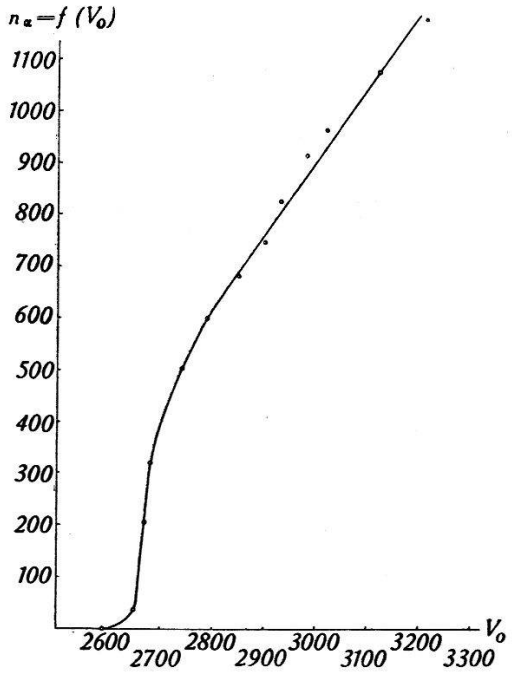

Fig. 17.

$n_\alpha = f(V_0)$. Oerstit-Stahl-Platte, Pt-Kugel. $R = 0{,}57$ mm, $\delta = 0{,}5$ mm

d) *Koinzidenzversuche.*

Es war wichtig zu wissen, ob jedes in den Zählraum gelangende Teilchen gezählt wird. War es doch immerhin denkbar, dass nicht jedes Strahlenteilchen, das durch das Zählvolumen hindurchfliegt, auch einen Funken auslöst, dass dies vielmehr, wie auch die gewöhnliche Funkenbildung, statistischen Schwankungen unterworfen ist. Um die Frage zu beantworten, wurden Koinzidenzversuche ausgeführt.

Aus Fig. 18 ist die Versuchsanordnung ersichtlich. Es sind zwei Funkenstrecken im Abstand von 26 mm hintereinander angeordnet. Die Funkenstrecken haben eine gemeinsame Messingkathode. Die Messinganoden hatten einen Radius von 0,5 mm, der Elektrodenabstand betrug 0,7 mm und die Betriebsspannung $V_0 = 3000$ Volt. Zwischen beiden Anoden befindet sich eine Abschirmwand aus Messing mit einem kleinen, ca. 3 mm^2 grossen Fensterchen aus Al-Folie (5 μ). Die Abschirmwand war notwendig, um eine gegenseitige elektrostatische Beeinflussung der

Elektroden zu vermeiden. Die Bestrahlung erfolgte mittels des starken Po-Präparates dermassen, dass α-Teilchen, die an der ersten Funkenstrecke gezählt wurden, durch das Fensterchen auch in die zweite Funkenstrecke gelangten. Wenn nun jedes α-Teilchen im Zählvolumen gezählt wurde, so mussten stets beide Funkenstrecken gleichzeitig ansprechen. Im andern Falle mussten zwar beide Zähler im Mittel gleich viel Teilchen registrieren, die Zahl der Koinzidenzen musste aber kleiner ausfallen als die Zahl der Einzelregistrierungen an F_1 oder an F_2.

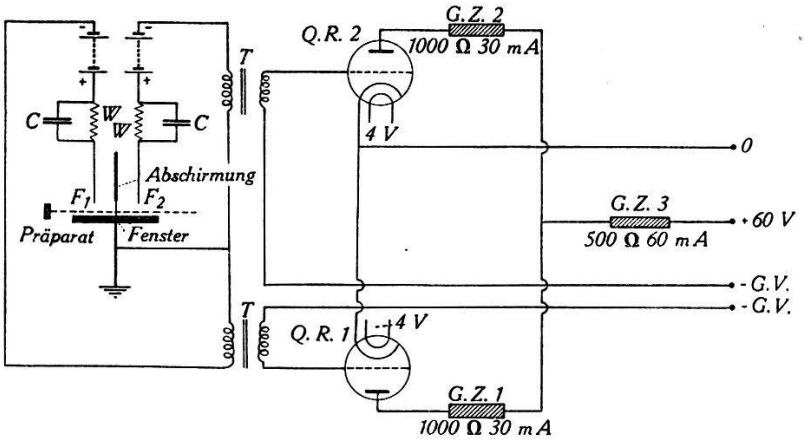

Fig. 18.
Versuchsapparatur.

Bei den ersten Versuchen wurde die Betriebsspannung für die beiden Funkenstrecken derselben Spannungsquelle entnommen. Es zeigte sich aber, dass die eingebauten Sicherungswiderstände von 10^5 Ohm schon hinreichten, die Betriebsspannung nach jedem Funken merkbar herabzusetzen. Wenn dieses Absinken auch nur sehr kurz dauerte, so traf ein durch die Funkenstrecke F_1 hindurchfliegendes Teilchen im selben Moment darauf die Funkenstrecke F_2 bei verminderter Betriebsspannung, sodass die zweite Registrierung zumeist unterblieb.

Die Registrierung der Koinzidenzen wurde zunächst mit Hilfe des Funkenlichtes (siehe GREINACHER[17])) vorgenommen. Da sich aber nach diesem Verfahren die zeitliche Übereinstimmung noch nicht mit der genügenden Schärfe feststellen liess, wurde gemäss der Anordnung der Fig. 18 ein elektrisches Zählverfahren angewendet. In jedem Funkenkreis war ein Transformator eingebaut, dessen Sekundärseite mit den Relaisröhren QR 1 und QR 2 und den Gesprächszählern GZ 1 und GZ 2 verbunden war. Die letzteren besitzen einen Widerstand von 1000 Ohm und werden mit etwa 30 mA betrieben. Ausserdem ist noch ein Zähler GZ 3 mit einem Widerstand von 500 Ohm und 60 mA Betriebs-

strom derart eingeschaltet, dass er nur dann anspricht, wenn die beiden andern Zähler gleichzeitig arbeiten.

Mit dieser Anordnung liess sich nun sehr schön feststellen, dass bei hinreichend kleiner Entfernung des Po-Präparates immer beide Funkenstrecken gleichzeitig ansprachen. Dies besagt, dass wirklich jedes in den Zählraum gelangende Teilchen registriert wird. Wurde jedoch das Präparat soweit entfernt, dass sich F_2 ausserhalb der Reichweite befand, so sprach nur noch F_1 an. Bemerkenswert war das Verhalten der Zähler, wenn die Al-Folie des Fensterchens entfernt wurde; dann erhielt man nämlich, auch wenn die α-Teilchen nur F_1 erreichten, stets an F_1 und F_2 gleichzeitig Funken. Dies hängt nicht mit der mangelhaften elektrischen Abschirmung zusammen, sondern ist dem Umstande zuzuschreiben, dass F_2 dann durch das Funkenlicht von F_1 bestrahlt wird! Man muss daher bei Koinzidenzmessungen für geeignete Abschirmung des Funkenlichtes besorgt sein.

Es wurde anfänglich auch versucht, die Messungen so durchzuführen, dass die an einem Funkenzähler registrierten α-Teilchen in einem dahinter angebrachten Spitzenzähler ein zweites Mal registriert werden sollten. Der Spitzenzähler war über einen dreistufigen Widerstandsverstärker mit einem Zählwerk verbunden. Die vom Funkenzähler ausgehenden elektromagnetischen Wellen beeinflussten jedoch den Verstärker (Audionwirkung der Eingangsröhre) dermassen, dass das Zählwerk des Spitzenzählers bei jedem (auch nicht durch Bestrahlung ausgelösten) Funken ansprach, sodass diese Methode nicht verwendet werden konnte.

Abschliessend sei festgestellt, dass alle α-Teilchen, die in das Zählvolumen gelangen, registriert werden. Dies dürfte mit aller Wahrscheinlichkeit auch für die H-Strahlen, die ja ein ähnliches Ionisierungsvermögen besitzen, gelten. Ob indessen dies auch für die viel schwächer ionisierenden β-Strahlen zutrifft, dürfte noch zweifelhaft sein.

§ 6. Zählbereich und Elektrodenabstand.

Von besonderem Interesse musste es sein, die Zählwirkung bei sehr kleinen und dann bei grösseren Elektrodenabständen zu untersuchen. Es war zu erwarten, dass es eine obere Grenze gibt, oberhalb welcher eine Zählung nicht mehr stattfindet. Wäre eine Zählwirkung bei grösseren Funkenabständen vorhanden, so wäre sie ja sicherlich schon lange entdeckt worden. Untersucht wurde die Abhängigkeit des Zählbereiches vom Elektrodenabstand sowohl für α- als auch für β-Strahlen, in letzterem Falle sowohl

für Messing- als für Eisenelektroden. Ferner wurden je 3 Messreihen für drei Drahtstärken R= 0,5, 1,0 und 1,5 mm ausgeführt.

Aus Fig. 19 geht nun hervor, dass der Messbereich für kleine δ erst zunimmt, dann aber nahezu konstant bleibt und unabhängig vom Drahtradius R immer ungefähr denselben Wert annimmt. Bei einem bestimmten Wert von δ bzw. V hört indessen die Zählwirkung auf. An Stelle der Funken entstehen dann andere Entladungsformen (Glimm- und Büschelentladung). Diese Grenze wird bei um so höherem δ erreicht je grösser R ist. So betrug die Zählgrenze bei R = 1,5 mm etwa δ = 5,5 mm.

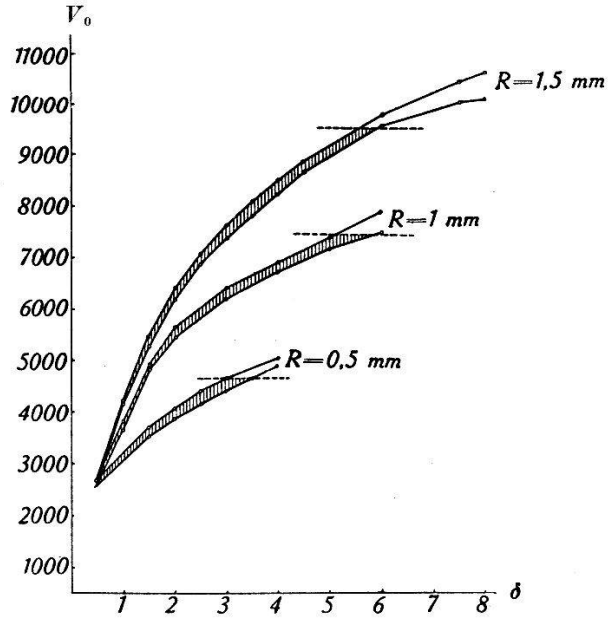

Fig. 19.

Zählbereich für α-Teilchen in Abhängigkeit von δ und R. Messingelektroden.

Ähnliche Resultate erhielt man nach Fig. 20 und 21 auch für β-Strahlen. Hier nimmt allerdings der Zählbereich mit zunehmendem Elektrodenabstand ab und erreicht für alle Drahtdicken schliesslich den Wert 0. Die günstigste Spannung für die Registrierung von β-Strahlen liegt in der Gegend von 3000 Volt. Ähnliches dürfte auch bei der Registrierung von Photoelektronen gelten, da die Zählbereiche allgemein praktisch dieselben sind (siehe Tab. 5).

Allgemein kann gesagt werden, dass der Funkenzähler zweckmässigerweise mit Spannungen zwischen 2000 und 4000 Volt betrieben wird. Es ist notwendig, in demjenigen Spannungsbereich zu arbeiten, wo die Funkenspannung mit der „Anfangsspannung" zusammenfällt. Nach Toepler[30]) versteht man unter Anfangsspannung die kleinste Elektrodenspannung, bei welcher eine mit Leuchten verbundene Entladung stattfindet. Bei kleinem

δ fällt die Anfangsspannung mit der Funkenspannung zusammen, bei mittlerem δ geht der Funkenentladung eine Glimmentladung voraus, bei grossem δ entsteht aus der Glimmentladung eine Büschelentladung, welche bei der Büschelgrenzspannung in die Funkenentladung übergeht. Massgebend für das Auftreten der Funkenentladung ist das Verhältnis δ/R. Nach TOEPLER ist das kleinste Verhältnis δ/R, für welches schon öfter, d. h. in etwa 5% der Fälle bei Überschreiten der Anfangsspannung an Stelle der Funken andere Entladungsformen auftreten, für den Fall, dass eine Kugel einer grossen Platte gegenübersteht:

bei positiver Kugel	3,4
bei negativer Kugel	1,8

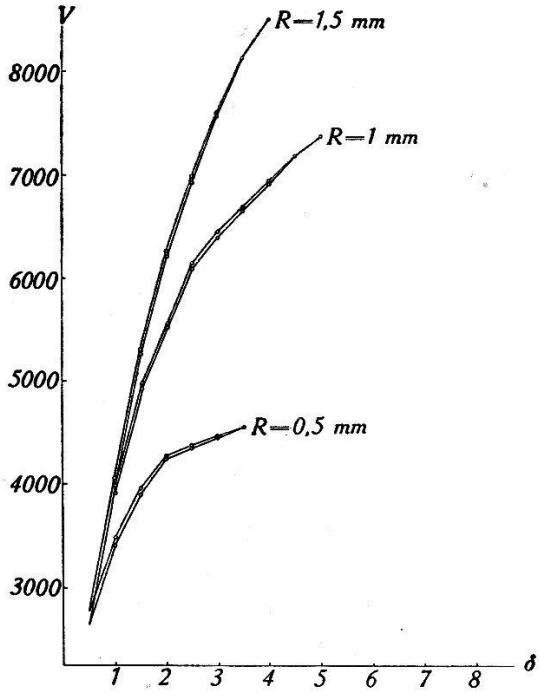

Fig. 20.

Zählbereich für β-Strahlen in Abhängigkeit von δ und R. Messingelektroden.

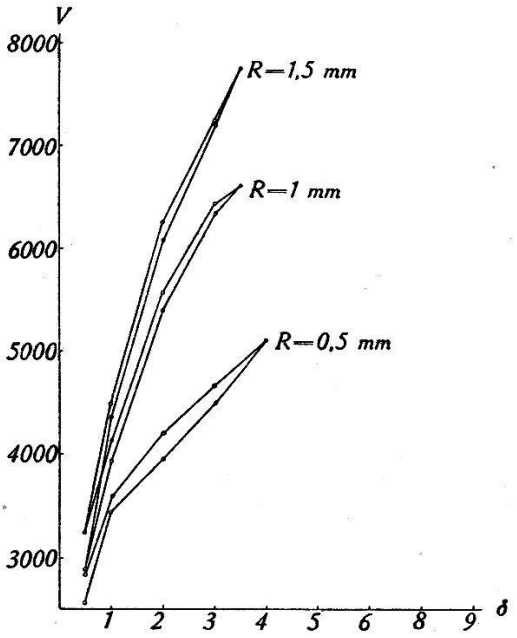

Fig. 21.

Zählbereich für β-Strahlen in Abhängigkeit von δ und R. Fe-Elektroden.

Man wird daher beim Funkenzähler auf alle Fälle ein wesentlich kleineres Verhältnis δ/R wählen, um mit Sicherheit eine Übereinstimmung zwischen Anfangsspannung und Funkenspannung zu erhalten. Aus obigem ersieht man ferner, dass es ungünstig ist, mit negativer Kugelelektrode zu arbeiten, weil schon bei sehr kleinem Verhältnis δ/R (z. B. für $\delta = 1$ mm, $R = 0{,}5$ mm, $\delta/R = 2$) nicht mehr mit reiner Funkenentladung gerechnet werden kann.

§ 7. Der Spannungssturz an den Elektroden des Funkenzählers.

Wie schon GREINACHER[17]) feststellte, findet infolge des Funkenüberganges ein sehr bedeutender Spannungssturz an den Elektroden statt. Ursprünglich war beabsichtigt, den ganzen Spannungsverlauf zu untersuchen. Da dies aber infolge der kurzen Funkenzeit mit Schwierigkeiten verbunden war, beschränkte man sich auf die Messung des Potentialsturzes an den Elektroden.

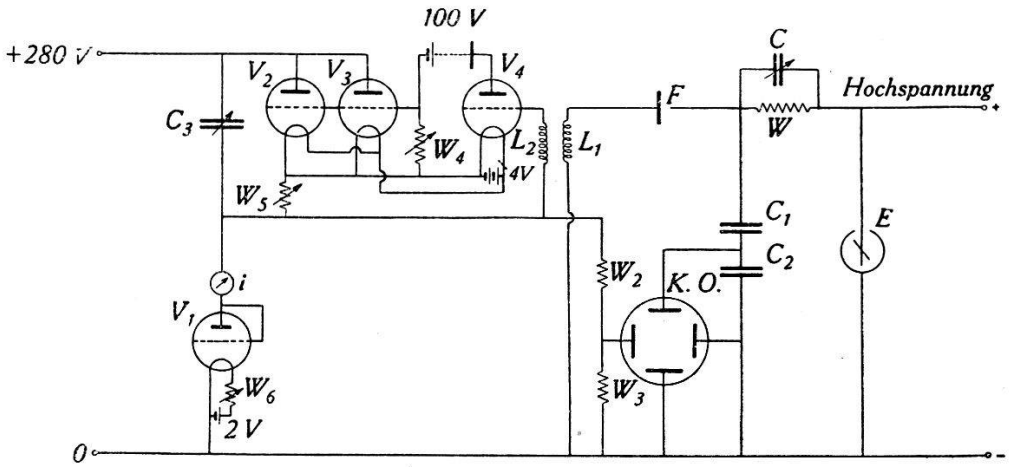

Fig. 22.
Messung des Spannungssturzes. Versuchsapparatur.

In Fig. 22 ist das gesamte Schaltschema der zur Aufnahme des Spannungssturzes an den Elektroden verwendeten Apparatur ersichtlich.

Die zu untersuchende Spannung wurde dem Kathodenstrahloscillographen K. O. über einen kapazitiven Spannungsteiler $C_1 C_2$ zugeführt. Zur Zeitablenkung diente ein Kippgerät, das in der sogenannten Kallirotron-Schaltung von TURNER arbeitet und von BRENZINGER[2]) ausführlich beschrieben worden ist. Die Synchronisierung wurde durch den Hochfrequenztransformator $L_1 L_2$ erzielt. Jeder an der Funkenstrecke übergehende Funke bewirkte ein einmaliges Kippen der Apparatur. Die Röhre V_1 ist eine alte Röhre mit Wolframkathode, welche schwach geheizt wird, um schon bei geringer Anodenspannung Sättigung zu erhalten. Über diese Röhre wird der Dekadenkondensator C_3 auf die volle Spannung von 280 Volt aufgeladen. Der Anodenstrom der Röhre V_4 (RE 084) erzeugt an W_4 einen Spannungsabfall, der als negative Gittervorspannung der parallel geschalteten Röhren V_2 und V_3 (RE 134) dient. Sobald dem Gitter von V_4 über den Hochfrequenztransformator ein Spannungsstoss erteilt wird, so sperrt V_4, der Spannungsabfall an W_4 verschwindet und der Kondensator C_3 wird über die Röhen V_2 und V_3, die nun leitend sind, entladen. Bei fortschrei-

Tabelle 11.

Experimentelle Bestimmung von $V_0 - V_a$ bei variablem C.
Co-Platte (−), Pt-Kugel (+), $R = 0{,}57$ mm, $W = 1{,}25 \times 10^8$ Ohm.

δ = mm	C pF	V_0 gemessen	$V_{\min}$ gemessen	$V_0 - V_a$ gemessen	V_a berechnet
0,5	34	2830	2260	2340	490
0,5	77	2830	2260	2340	490
0,5	133	2830	2260	2270	560
0,5	191	2830	2260	2200	630
0,5	248	2830	2260	2140	690
0,5	300	2830	2260	2140	690
0,6	34	3050	2600	2480	570
0,6	77	3050	2600	2340	710
0,6	133	3050	2600	2340	710
0,6	191	3050	2600	2270	780
0,6	248	3050	2600	2200	850
0,6	300	3050	2600	2140	910
0,7	34	3170	2920	2550	620
0,7	77	3170	2920	2480	690
0,7	133	3170	2920	2450	720
0,7	191	3170	2920	2420	750
0,7	248	3170	2920	2420	750
0,7	300	3170	2920	2420	750

Tabelle 12.

Experimentelle Bestimmung von $V_0 - V_a$ bei variablem C.
Co-Platte (−), Pt-Kugel (+) $R = 0{,}57$ mm, $W = 1{,}17 \times 10^9$ Ohm.

δ = mm	C pF	V_0 gemessen	$V_{\min}$ gemessen	$V_0 - V_a$ gemessen	V_a berechnet
0,6	34	2920	2320	2060	860
0,6	77	2920	2320	2060	860
0,6	133	2920	2320	1940	980
0,6	191	2920	2320	1940	980
0,6	248	2920	2320	1860	1060
0,6	300	2920	2320	1790	1130
0,5	34	2830	2260	2060	770
0,5	77	2830	2260	2000	830
0,5	133	2830	2260	1940	890
0,5	191	2830	2260	1940	890
0,5	248	2830	2260	1860	970
0,5	300	2830	2260	1860	970

tender Entladung sinkt der Entladestrom und damit der Spannungsabfall am Widerstand W_5, die Röhre V_4 wird wieder leitend, die Röhren V_2 und V_3 werden wieder gesperrt und der Kondensator C_3 lädt sich auf.

Als Kathodenstrahl-Oscillograph wurde für visuelle Beobachtungen eine Röhre mit grünem Fluoreszenzschirm (Philips DG9-3) und für photographische Aufnahmen eine solche mit blauem Fluoreszenzschirm (Philips DB9-3) verwendet. Die Kathodenstrahlröhre wurde zusammen mit dem dazugehörigen Hochspannungsgleichrichter in einen Kasten aus 2 mm starkem Eisenblech eingebaut. Ausserdem hatte die Röhre noch eine besondere Abschirmung aus ebenfalls 2 mm starkem Blech. Dadurch war das Gerät gegen äussere magnetische und elektrische Einflüsse geschützt. Die photographischen Aufnahmen erfolgten mit einer Kamera mit doppeltem Auszug und in der Grösse 1 : 1.

In Tabelle 11 und 12 sind die Messergebnisse zusammengestellt. Es sind hierin die gemessenen Werte von V_0 und $(V_0 - V_a)$ verzeichnet, und zwar für verschiedene Elektrodenabstände (δ) und verschieden grosse Parallelkapazitäten bzw. Funkenintensitäten (C). Ferner sind mit Rücksicht auf die Frage des Auflösungsvermögens (siehe § 8) auch die für $V_{\min}$ gemessenen Werte eingetragen. Eine Kolonne gibt die für V_a abgeleiteten Zahlenwerte.

Wie aus den Tabellen ersichtlich, beträgt der Potentialsturz an den Elektroden bis ca. 80% der Betriebsspannung; er ist kleiner bei grösseren Werten der Kapazität C und auch bei grösserem W.

§ 8. Das Auflösungsvermögen des Funkenzählers.

Nach Greinacher[17]) ist das Auflösungsvermögen des Funkenzählers gegeben durch die Beziehung:

$$\tau = CW \ln \frac{V_0 - V_a}{V_0 - V_{\min}}$$

wo τ die kleinste Zeitdauer zwischen zwei aufeinanderfolgenden Funken bedeutet. Den kleinsten Wert für τ[18]) erhält man für $V_0 = V_f$, da $V_f > V_0$ und ausserdem mit zunehmendem V_0 der Ausdruck $\frac{V_0 - V_a}{V_0 - V_{\min}}$ abnimmt.

$$\tau_{\min} = CW \ln \frac{V_f - V_a}{V_f - V_{\min}}.$$

Da die Grössen $V_0 - V_a$ und $V_0 - V_{\min}$ bestimmt wurden, kann τ bzw. $\tau_{\min}$ ohne weiteres berechnet werden.

Es war nun von Interesse, das Auflösungsvermögen auch direkt experimentell zu bestimmen und mit den errechneten Werten zu vergleichen. Dies konnte ohne weiteres mit Hilfe des Kippgerätes bzw. der in § 7 beschriebenen Versuchsapparatur ausgeführt werden. Man erzeugte eine maximale und regelmässige Funkenfolge. Dies geschah durch sehr starke Bestrahlung der Funkenstrecke mit einem Ra-Präparat, da dann die statistischen Schwankungen der Strahlung nicht mehr in Erscheinung treten. Entsprechend der regelmässigen Funkenfolge liess sich nun durch geeignete Wahl des Aufladekondensators im Kippgerät auf dem Leuchtschirm des Kathodenstrahloscillographen ein stehendes Bild erzeugen. Die Kippfrequenz ist durch die einfache Beziehung gegeben:

$$f = \frac{i}{C_3 \cdot E_D}$$

wo i der zeitliche Mittelwert des Aufladestroms des Kondensators im Kippgerät, C_3 die Kapazität desselben und E_D die Ablenkspannung bedeutet. i wurde mittels eines Drehspulmilliampèremeters gemessen. C_3 konnte am Dekadenkondensator bequem eingestellt und abgelesen werden. E_D wurde auf dem Leuchtschirm mit dem Masstab gemessen.

Da jeder Funke ein einmaliges Kippen der Apparatur verursacht, so ist

$$\tau = 1/f.$$

Wir geben die Messergebnisse, sowie die nach dem direkten und indirekten Verfahren gefundenen τ-Werte tabellarisch wieder (Tabelle 13). Dabei ist τ_1 der aus dem Potentialsturz berechnete

Tabelle 13.

Anode Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm; Kathode Co-Platte; $W = 1{,}25 \cdot 10^8$ Ohm.

V_0 (Volt) . . .	3090	3070	3090	3090	3080	3070
V_{min} (Volt) .	3010	3010	3010	3010	3010	3010
$V_0 - V_a$ . . .	2480	2480	2480	2480	2480	2480
$\ln \frac{V_0 - V_a}{V_0 - V_{min}}$.	3,43	3,74	3,43	3,43	3,56	3,74
C pF	34	77	133	191	248	300
τ_1 berechnet .	0,015	0,036	0,057	0,084	0,112	0,141
i A	$6 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
C_3 pF	$9 \cdot 10^{-9}$	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$	$1{,}5 \cdot 10^{-9}$	$1{,}5 \cdot 10^{-9}$	$1{,}5 \cdot 10^{-9}$	$1{,}5 \cdot 10^{-9}$
E_D (Volt) . .	242	231	228	224	221	218
f	27,5	15,5	11,7	10,4	9,5	6,2
τ_2 gemessen .	0,036	0,064	0,086	0,112	0,132	0,164
τ_1' berechnet .	0,038	0,059	0,079	0,104	0,133	0,164

Wert, τ_2 der auf oben erwähnte Weise gefundene experimentelle Wert. Die Übereinstimmung ist eine befriedigende. Jedoch ist τ_2 überall etwas grösser als der berechnete (τ_1). Berücksichtigt man jedoch die Eigenkapazität des Widerstandes W und die Kapazität der Zuleitungen und setzt dafür 50 pF, so erhält man die Werte τ_1', die mit den experimentell bestimmten Werten τ_2 sehr gut übereinstimmen.

Um ein möglichst grosses Auflösungsvermögen zu erhalten, ist nach der obigen Formel CW möglichst klein zu wählen. Der Kondensator C kann unter Umständen überhaupt weggelassen werden, es bleibt dann noch die Eigenkapazität des Hochohmwiderstandes, sowie der Zuleitungen. Bei kleinem C wird jedoch die Funkenintensität stark herabgesetzt, was für verschiedene Registriermethoden nicht angängig ist. Auch W darf nicht beliebig klein gewählt werden. Als kleinster Wert kann etwa 10^7 Ohm gelten. Bei kleinerem W (10^6 Ohm) wurde eine oscillierende Entladung beobachtet, die zur Funkenzählung nicht geeignet ist. Der günstigste Wert für W ist etwa 10^8 Ohm.

§ 9. Einfluss des Entladungswiderstandes im Funkenkreis.

In der Regel wird der Funkenstrom selbst zur Registrierung benützt (Telephon, Galvanometer, etc.). In diesem Falle spielt der Widerstand der Registriervorrichtung eine gewisse Rolle. Es

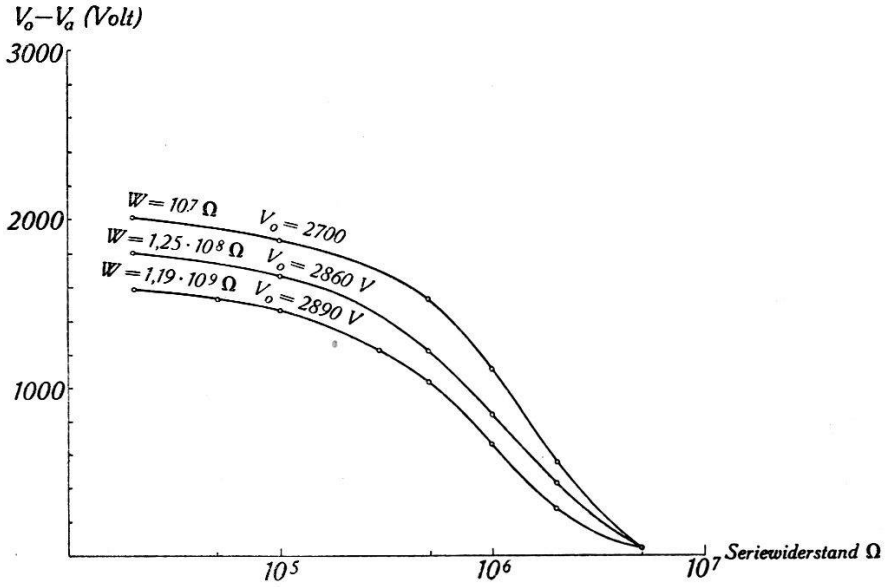

Fig. 23.

Einfluss des Entladewiderstandes auf den Spannungssturz.

sollte nun der Einfluss eines solchen Entladungswiderstandes auf den Zählvorgang näher untersucht werden. Einmal interessierte

die Intensität der Stromstösse, dann der Spannungssturz an der Funkenelektrode im Zusammenhang mit dem Auflösungsvermögen.

Es wurde nun für 3 verschiedene Hochohmwiderstände (Grössenordnung 10^7, 10^8 und 10^9 Ohm), aber konstante Parallelkapazität von 300 pF, die Abhängigkeit vom Entladungswiderstand untersucht. Fig. 23 gibt zunächst den Verlauf des Spannungssturzes als Funktion eines Ableitwiderstandes. Man erkennt, dass der Potentialsturz um so grösser, je kleiner der Zuleit- Hochohmwiderstand ist. Ferner zeigt sich in allen 3 Fällen ein ähnlicher Verlauf, d. h. $V_0 - V_a$ nimmt erst nur wenig, dann immer stärker ab und für Ableitwiderstände gegen 10^7 Ohm tendiert er gegen null. Indem man parallel zum Ableitwiderstand den Kathodenstrahloscillographen anschloss, konnte man gleichzeitig auch den maximalen beim Funkenstoss auftretenden Spannungsabfall

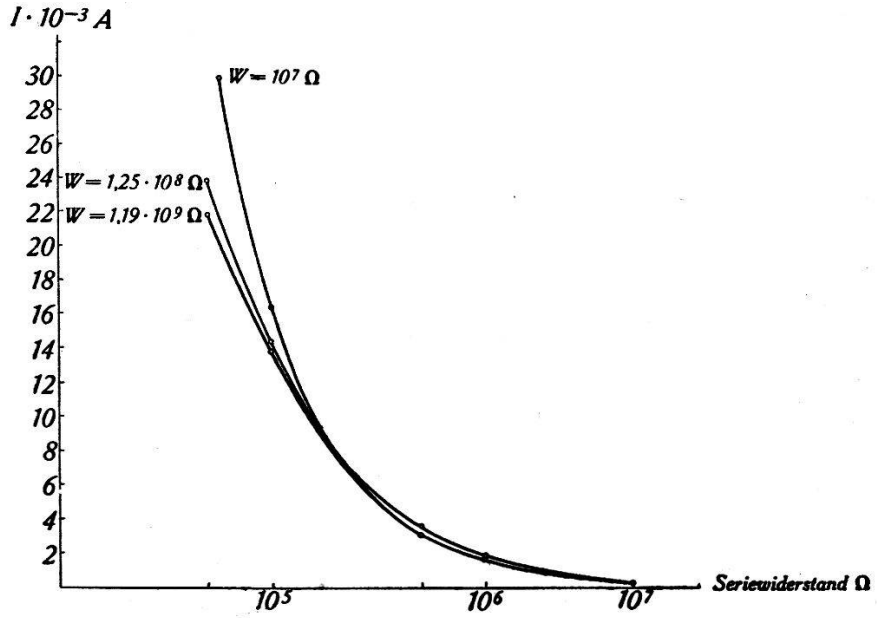

Fig. 24.
Einfluss des Entladewiderstandes auf den Funkenstrom.

messen. Der Quotient ergibt die maximalen Momentwerte der Funkenstromstärke. Die erhaltenen Werte sind in Fig. 24 wiedergegeben. Die Kurven für die drei Hochohmwiderstände verlaufen ziemlich gleich, woraus hervorgeht, dass die Funkenstromstärke in erster Linie nicht vom Zuleitwiderstand, sondern von der stromliefernden Parallelkapazität abhängt. Ferner nimmt, wie ebenfalls zu erwarten, die Funkenintensität bei grösseren Ableitwiderständen sehr stark ab. Beachtenswert sind die grossen Momentanwerte (ca. 20 mA), die z. B. noch bei $0{,}5 \cdot 10^5$ Ohm Ableitung vorhanden sind.

*

Aus Fig. 23 geht hervor, dass das Auflösungsvermögen (da τ mit $V_0 - V_a$ wächst) bei grösseren Ableitwiderständen (etwa von 10^5 Ohm an) zunimmt. Andererseits zeigt Fig. 24, dass der Funkenstrom und damit die Registrierintensität abnimmt. Man wird also im allgemeinen niederohmige Telephone, bzw. Transformatoren zur Registrierung verwenden. Für die Beurteilung ist hierbei der induktive Widerstand massgebend.

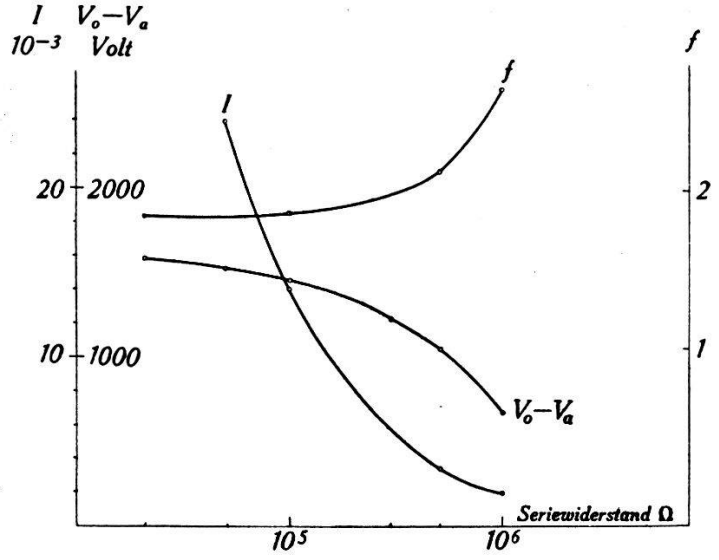

Fig. 25.

Spannungssturz, Funkenstrom und Frequenz in Abhängigkeit des Entladewiderstandes. $W = 1{,}19 \cdot 10^9\ \Omega$. $C = 300 \cdot 10^{-12}$ F. $V_0 = 2890$ V.

In Fig. 25 sind noch die Resultate in Zusammenhang mit dem Verlaufe des Auflösungsvermögens, bzw. der Frequenz $f = 1/\tau$ dargestellt. τ ist nach der früher erwähnten Methode experimentell bestimmt. Man ersieht unmittelbar, dass Ableitwiderstände von 10^5 Ohm und darüber noch keinen nennenswerten Einfluss auf die Funkenfrequenz f haben.

§ 10. Einfluss eines transversalen Magnetfeldes.

Untersuchungen über den Einfluss eines Magnetfeldes auf das Funkenpotential sind von verschiedener Seite ausgeführt worden ([9]), [23]), [25]), [32])). Es musste nun interessieren, ob auch bei der für den Funkenzähler gewählten Anordnung ein solcher vorhanden ist und insbesondere, ob eine Beeinflussung des Zählvorganges stattfindet. Die ausgeführten Versuche beziehen sich auf ein transversales Magnetfeld.

Die Funkenstrecke befand sich zwischen den Polen eines starken Elektromagneten mit Wasserkühlung nach Prof. Weiss (Firma Max Kohl). Die Pole hatten einen Durchmesser von

100 mm, waren aber kegelförmig abgestumpft und besassen eine Endfläche von $\varnothing = 10$ mm, der Polabstand betrug 14,5 mm. Bei einem Magnetisierungsstrom von 10 Ampère liess sich so ein Feld von 13,000 Gauss erzielen.

Bei der Anordnung der Funkenstrecke wurde peinlich auf die Verwendung unmagnetischer Bestandteile geachtet, da schon die geringsten Verschiebungen bei den kleinen Elektrodenabständen stark stören müssten. Aus dem gleichen Grunde wurden die Versuche mit einer Co-Kathode auch noch mit einer Messingkathode wiederholt. Als Anode wurde ein Pt-Draht verwendet. Der Elektrodenabstand betrug bei allen Versuchen 0,5 mm.

Vorerst wurde der Zählbereich für α-Teilchen, β-Strahlen und UV ohne Magnetfeld und mit Magnetfeld bei verschiedenen Feldstärken bis 13,000 Gauss bestimmt. Der Zählbereich war in allen Fällen gleich. Einige Messresultate sind aus Tabelle 14 ersichtlich.

Tabelle 14.

Unveränderter Zählbereich bei Feldstärken zwischen 0 und 13,000 Gauss
Pt-Kugel $R = 0{,}57$ mm; $\delta = 0{,}5$ mm; $C = 162$ pF; $W = 1{,}25 \cdot 10^8$ Ohm.

Kathode	Z_α	Z_β	Z_{UV}
Co-Platte	540	390	380
Messing-Platte . .	920	760	750

Hierauf wurde die Zahl der in 5 Minuten bei α-Bestrahlung (schwaches Po-Präparat) gezählten Teilchen bei verschiedenen Feldstärken registriert. Die Betriebsspannung wurde dabei konstant auf 2680 Volt gehalten. Die Resultate sind in Tabelle 15

Tabelle 15.

α-Bestrahlung $\delta = 0{,}5$ mm Pt-Anode; $R = 0{,}57$ mm; Co-Kathode $V_0 = 2680$ Volt.

Feldstärke (Gauss)	n/5 Min.
0	103
6'300	100
7'500	98
8'700	104
9'900	100
11'300	89
12'300	114
13'200	104

zusammengestellt. Man sieht, dass ein deutlicher Einfluss des Magnetfeldes nicht zu konstatieren ist, da die beobachteten Abweichungen keinen Gang zeigen, vielmehr statistischer Natur sind.

§ 11. Zur Frage der Herabsetzung des Funkenpotentiales durch Bestrahlung.

Die Auslösung von Funken durch einzelne Korpuskeln hat, wie schon GREINACHER[18]) feststellt, ihren Grund in der Herabsetzung des Funkenpotentiales unter den gegebenen Verhältnissen durch die momentane Ionisierung in der Funkenstrecke. Es dürfte angezeigt sein, diese Erscheinung im Zusammenhang mit den früheren Beobachtungen über die Herabsetzung des Funkenpotentiales, die man bei Dauerbestrahlung erhielt, zu betrachten. HERWEG[21]) suchte eine Erklärung seiner Beobachtungen in der Annahme eines Einflusses von Raumladungen zu finden. Diese bildete dann den Ausgangspunkt für alle späteren Theorien, und in diesem Sinne musste auch die Townsend'sche Theorie erst erweitert werden. Der Weg zur Behandlung der Frage der Zündspannungserniedrigung durch Bestrahlung wurde erstmalig von ROGOWSKI[26]) angegeben. Im Anschluss daran erfolgten verschiedene Berechnungen. v. ENGEL und STEENBECK[5]) geben eine Herabsetzung proportional $i_f^{2/3}$ an, wo i_f die Fremdstromdichte bedeutet. FUCKS[7]) findet eine Erniedrigung proportional $i_f^{1/2}$, bei grossem δ einen linearen Zusammenhang. Aus der Rechnung von ROGOWSKI und FUCKS[27]) ergibt sich ebenfalls ein Wert proportional $i_f^{1/2}$. Experimentelle Untersuchungen von ROGOWSKI und WALLRAFF[28]) bestätigen, dass die Absenkung des Funkenpotentiales durch Fremdionisierung anfänglich dem Wurzelgesetz von ROGOWSKI und FUCKS folgt. Für sehr hohe Fremdionisierungen wächst jedoch die Senkung langsamer an und nimmt schliesslich mit der vierten Wurzel aus der Fremdstromdichte zu. Beobachtungen von WHITE[33]), DEIMEL[4]) und FUCKS und SEITZ[8]) haben das Wurzelgesetz ebenfalls bestätigt. Eine sehr gute Übereinstimmung ergab sich auch bei den Versuchen von SCHADE[29]), die an Argon und Neon bei niedrigen Drucken ausgeführt wurden.

Auch beim Funkenzähler beobachtet man eine gewisse Abhängigkeit der Erniedrigung des Funkenpotentiales von der Ionisierungsstärke. Indessen ist der Zählbereich für die α-Strahlen nur etwa 20% grösser als der für die ausserordentlich viel schwächer ionisierenden β-Strahlen. Ein unmittelbarer Vergleich mit den früheren Versuchen ist natürlich nicht möglich, da beim Funkenzähler ein stark inhomogenes Feld vorhanden ist, während bei den erwähnten Berechnungen das Feld als homogen angenommen ist. Im übrigen wurde festgestellt, dass auch beim Funkenzähler noch eine weitere Senkung des Funkenpotentiales erfolgt, sofern die Funkenstrecke nicht mit einzelnen α-Teilchen (schwaches Prä-

parat), sondern direkt mit einem starken Poloniumpräparat bestrahlt wurde.

Nach den gemachten Erfahrungen lässt sich abschliessend etwa folgendes sagen: Durch passende Behandlung der Elektrodenoberflächen (insbesondere der Kathode) kann bei sonst gleichbleibenden Verhältnissen das Funkenpotential erhöht werden. Dies geschieht durch Herstellung einer möglichst glatten und sauberen Oberfläche. In diesem Falle erzeugt jedes in das Zählvolumen eintretende Korpuskel eine Herabsetzung des Funkenpotentiales auf einen tieferen Wert, sodass bei einer Betriebsspannung zwischen diesen Werten ein Funke ausgelöst wird. Wahrscheinlich wird durch die Funken selbst die Fläche rein erhalten, sodass die Zählwirkung lange Zeit fortbestehen kann. In diesem Zusammenhange dürfte es von Interesse sein, festzustellen, dass der neue Effekt gerade an einem Material von sicher glatter und reiner Oberfläche, nämlich an einem Wasserstrahl als Kathode, entdeckt wurde und dass als erste Form des Funkenzählers der hydraulische Zähler entwickelt wurde.

Was den Vorgang der Funkenauslösung durch ionisierende Korpuskeln selbst anbelangt, so hat Greinacher[17]) folgende Erklärungsmöglichkeit gegeben. Ausgehend von der Tatsache, dass in allen Fällen, also sowohl bei intensiver Ionisierung als durch Auslösung einzelner Photo-Elektronen gleich starke Funken ausgelöst werden, wird angenommen, dass auch die Auslösung stets auf gleiche Weise erfolgt. Es besteht tatsächlich die Möglichkeit, dass die Funken stets durch Elektronen aus der Kathode ausgelöst werden. Solche kommen bei Belichtung direkt aus der Kathode, sie können aber auch sekundär ausgelöst werden, wenn die durch die Korpuskeln erzeugten + Ionen auf die Kathode zustürzen. Die oben beschriebenen Versuche stehen mit dieser Auffassung nicht in Widerspruch; doch reichen sie zu einer Entscheidung in dieser Frage noch nicht aus.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Greinacher im Physikalischen Institut der Universität Bern ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. H. Greinacher für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und seine vielfache Unterstützung meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

Literatur.

[1]) E. Blechschmidt, Ann. d. Phys. **81**, 999 (1926).
[2]) Brenzinger, Arch. f. Elektrot. **24**, 80 (1930).
[3]) R. van Cauwenberghe und G. Marchal, Revue Gén. de l'Electr. **27**, 331 (1930).
[4]) C. Deimel, Phys. Zeitschr. **37**, 610 (1936).
[5]) A. von Engel und M. Steenbeck, Elektr. Gasentladungen S. 53.
[6]) H. Fischer, Zeitschr. f. Phys. **108**, 500 (1938).
[7]) W. Fucks, Zeitschr. f. Phys. **92**, 467 1934).
[8]) W. Fucks und W. Seitz, Zeitschr. f. Phys. **103**, 1 (1936).
[9]) H. Greinacher, Verh. der Deut. Phys. Ges. XVII, Nr. 8.
[10]) H. Greinacher, H.P.A. **7**, 360 (1934).
[11]) H. Greinacher, H.P.A. **7**, 514 (1934).
[12]) H. Greinacher, Naturw. **22**, 761 (1934).
[13]) H. Greinacher, H.P.A. **8**, 89 (1935).
[14]) H. Greinacher, H.P.A. **8**, 265 (1935).
[15]) H. Greinacher, Naturw. **23**, 755 (1935).
[16]) H. Greinacher, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 165 (1935).
[17]) H. Greinacher, H.P.A. **9**, 590 (1936).
[18]) H. Greinacher, Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 132 (1938).
[19]) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **38**, 583 (1926).
[20]) J. Herweg, Ann. der Phys. **19**, 333 (1906).
[21]) J. Herweg, Ann. der Phys. **24**, 326 (1907).
[22]) A. von Hippel, Ann. der Phys. **81**, 1067 (1926).
[23]) J. Kohn, Verh. d. Deut. Phys. Ges. XXI, Nr. 13/14.
[24]) K. Masch, Arch. f. Elektrot. **24**, 561, 1930.
[25]) E. Meyer, Ann. d. Phys. **58**, 297 (1919).
[26]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. **26**, 648 (1932).
[27]) W. Rogowski und W. Fucks, Arch. f. Elektrot. **29**, 326 (1935).
[28]) W. Rogowski und A. Wallraff, Zeitschr. f. Phys. **97**, 758 (1935).
[29]) R. Schade, Zeitschr. f. Phys. **105**, 595 (1937).
[30]) M. Toepler, Elektrot. Zeitschr. **28**, 998 (1907).
[31]) E. Warburg, Ann. d. Phys. **5**, 811 (1901).
[32]) M. Wehrli, Ann. d. Phys. **69**, 285 (1922).
[33]) H. J. White, Phys. Rev. **48**, 113 (1935).