# Messungen über das Funkenpotential in Deuterium und Wasserstoff

Autor(en): **Leemann, A.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

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

Heft V

PDF erstellt am: **28.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110946

**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**

# Messungen über das Funkenpotential in Deuterium und Wasserstoff

von **A. Leemann.**

(24. VI. 39.)

## I. Einleitung.

Bekanntlich ist das Minimum des Funkenpotentials eines Gases in erster Näherung gleich dem entsprechenden normalen Kathodenfall[1][2]). Nachdem GÜNTHERSCHULZE[3]) eine deutliche Verschiedenheit des normalen Kathodenfalles in Wasserstoff und Deuterium festgestellt hatte, erschien es daher von Interesse, nun auch das Funkenpotential in diesen beiden Gasen zu untersuchen. Die im Folgenden beschriebenen Versuche schliessen sich eng an die entsprechenden Messungen, die E. MEYER und seine Schüler im hiesigen Institut ausgeführt haben: Es wurde das Funkenpotential der beiden Gase untersucht im homogenen elektrischen Feld bei Elektrodenabständen von etwa 2,5 bis 5 mm und in einem Druckgebiet von etwa 2 bis 30 mmHg. Das entspricht einem Druck · Abstand-Bereich von $p \cdot l = 6{,}5$ bis 145 mmHg · mm.

## II. Die Versuchsanordnung.

Die Apparatur ist im wesentlichen die gleiche wie sie schon E. MEYER[4]) benutzt hatte. Sie besteht aus der Funkenstrecke, der Glasapparatur zum Einlassen des Gases und Messen des Druckes und dem elektrischen Teil zum Einstellen und Messen der nötigen Spannung.

### § 1.

Die *Funkenstrecke* war für die ersten Vorversuche gleich aufgebaut wie die von E. MEYER benutzte: Zwei Messing-Elektroden werden bis auf die ebene Vorderfläche ganz in Ebonit eingebettet und durch einen Ring aus Ebonit sowohl parallel als auch in definiertem Abstand gehalten. Später wurde zur Distanzierung ein Ring aus amorphem Quarz verwendet. Bei dieser Anordnung wa-

[1]) H. STÜCKLEN, Phys. Zeitschr. **25**, 401, 1924. Dort auch alle älteren Zitate.
[2]) W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrot. **25**, 571, 1931.
[3]) A. GÜNTHERSCHULZE und H. SCHNITGER, Zeitschr. f. Phys. **103**, 491, 1936.
[4]) E. MEYER, Ann. d. Phys. **58**, 297, 1919.

*

ren dann die Elektroden nicht mehr von Ebonit umgeben, sondern ein gut passendes Glasrohr wurde über beide Elektroden und den Quarzring geschoben, um auch jetzt bei kleineren $p \cdot l$-Werten messen zu können als dem Minimumpotential entspricht.

Die Hauptmessungen wurden jedoch aus noch zu besprechenden Gründen ohne Ring ausgeführt. Die Elektroden erhielten dafür ein Profil nach Rogowski[1][2][3]. Die Elektrodenflächen sind dabei nichts anderes als geeignet gewählte Äquipotentialflächen eines Plattenkondensators, wie sie schon von Maxwell berechnet wurden[4]. Die Äquipotentialflächen ergeben sich dort in Abhängigkeit von einem Parameter $\psi$, der alle Werte annehmen kann zwischen $-\pi$ und $+\pi$. Nach Rogowski hat nun die elektrische Feldstärke auf einer solchen Niveaufläche ein Maximum in der Nähe des Randes solange $|\psi| > \pi/2$ ist. Unsere Messungen beziehen sich auf Entladungen im homogenen elektrischen Feld, welches nur in der Mitte der Elektroden vorhanden ist. Der Funke wird aber nur dann mit Sicherheit in der Mitte einsetzen, wenn nirgends eine wesentlich grössere Feldstärke vorhanden ist. Da für $\psi = 90^0$ das Maximum gerade verschwindet, d. h. die Feldstärke von der Mitte aus immer abnimmt, wurde die Fläche $\psi = 90^0$ für die Elektroden gewählt und für einen Abstand von 5 mm berechnet. Rengier[3]) hatte zwar $\psi = 120^0$ als elektrisch gleichwertig aber bequemer vorgeschlagen, doch beziehen sich seine experimentellen Unterlagen auf viel höhere $p \cdot l$-Werte. Wird der berechnete Elektrodenabstand unterschritten, dann fällt die Feldstärke gegen den Rand rascher ab. Kleine Abweichungen von der berechneten Elektrodenform spielen dann eine geringere Rolle. Deshalb wurde als Abstand nicht 5 mm wie berechnet, sondern nur 2,42—4,63 mm verwendet. Die berechnete Elektrodenfläche wäre an sich unendlich gross. Sie muss daher abgebrochen werden, wofür folgende Forderungen massgebend waren: 1. der Raum, innerhalb dessen die elektrische Feldstärke nicht mehr als 0,1% vom Feld des unendlich grossen Plattenkondensators abweicht, soll etwa 10 mm Durchmesser haben, und 2. soll am Rand die Feldstärke auf den zehnten Teil ihres Wertes in der Elektrodenmitte gesunken sein.

Die so berechnete Profilkurve wurde in 10-facher Vergrösserung auf ein 3 mm dickes Messingblech aufgezeichnet, möglichst genau ausgefeilt und dann mit Hilfe einer Graviermaschine eine

---

[1]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. **12**, 1, 1923.

[2]) W. Rogowski und H. Rengier, Arch. f. Elektrot. **16**, 73, 1926.

[3]) H. Rengier, Arch. f. Elektrot. **16**, 76, 1926.

[4]) J. Cl. Maxwell, Lehrbuch d. Elektr. u. d. Magn. Übersetzt von Weinstein, 1883, I, 294.

Schablone der gewünschten Grösse hergestellt[1]). Die Elektroden selbst wurden aus Messing gedreht und fein geschmirgelt, wobei diese Schablone als Lehre diente. Da, wo die berechnete Profilkurve abbricht, wurde die Rundung willkürlich fortgesetzt. Die fertigen Elektroden hatten einen Durchmesser von 26 mm und waren 11,5 mm dick. Vgl. Fig. 1.

§ 2.

Für die *Halterung* der Elektroden waren folgende Gesichtspunkte massgebend: 1. möglichst geringe Abmessungen, damit das Funkengefäss klein und somit der Verbrauch an Deuterium gering wurde, 2. möglichst exakte Justierung der Elektroden sowohl in bezug auf Parallelität als auch gut definierten Abstand, und 3. Vermeidung von organischen Stoffen als Isoliermaterial, um Austausch-

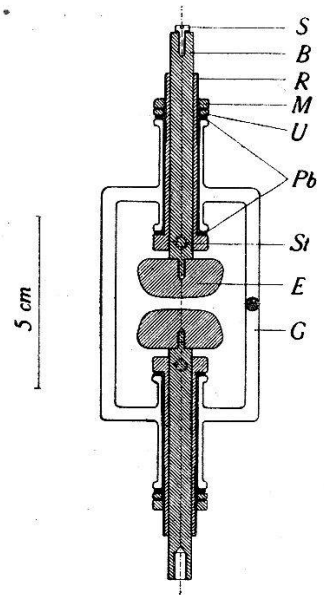


Fig. 1.
Elektrodenhalterung.

reaktionen mit Deuterium auszuschliessen. Alle diese Forderungen wurden gut erfüllt durch die Anordnung, welche in Fig. 1 massstäblich dargestellt ist. Zwei Glasrohre von ca. 10 mm lichter Weite werden an beiden Enden umgebördelt, plangeschliffen und mit 4 mm dicken Glasstäben zu einem Rahmen *G* verblasen. Zwei in die Glasrohre passende Messingrohre *R* haben auf der einen Seite einen Ansatz mit der Stellschraube *St*, während am anderen Ende ein feines Gewinde eingeschnitten ist. Mit Hilfe der Mutter *M* wird das Messingrohr fest an das Glasrohr angepresst. Das Glasrohr ist dabei durch den Bleiring *Pb* gegen ungleichmässige Be-

[1]) Freundlicherweise von der Fa. „Albiswerk Zürich A. G." besorgt.

lastung durch kleine Unebenheiten geschützt. *U* ist eine Unterlagscheibe. Die eigentlichen Träger der Elektroden *E* sind die beiden Messingbolzen *B*, welche in der Bohrung von *R* leicht verschiebbar, aber ohne Spielraum nach der Seite, eingepasst sind. Damit die beiden Bohrungen von *R* genau in einer Achse stehen, wurde der Glasrahmen durch Erhitzen weich gemacht und durch beide Rohre *R* ein passender langer Stab gesteckt, der nach dem Abkühlen wieder entfernt wurde. Die auf die Bolzen *B* aufgeschraubten Elektroden stehen dann sehr gut parallel und koaxial zueinander. Zur Einstellung des Abstandes *l* der beiden Elektroden werden die Stellschrauben *St* gelöst, ein planparalleles Glasplättchen entsprechender Dicke zwischen die Elektroden eingelegt, die Elektroden fest angedrückt und die Schrauben wieder angezogen, worauf dann schliesslich das Glasplättchen wieder entfernt wurde. Die Dicke des Justierplättchens wurde mit dem Zeiss'schen Dickenmesser bestimmt. Kontrollmessungen mit dem Kathetometer und mit einer besonderen Lehre zeigten, dass *l* auf diese Weise etwa auf 0,01 mm genau definiert und konstant ist.

## § 3.

Das *Funkengefäss* ist ein Glaszylinder von 50 mm Durchmesser und 12 cm Länge, der oben durch einen Schliff von gleichem Durchmesser abgeschlossen wird. Am unteren Ende ist ein 6 mm weites Glasrohr angesetzt, in das ein passender Messingstab eingekittet wurde. Auf diesen Stab, der zugleich elektrische Zuleitung für die untere Elektrode ist, wird der Halter mit den fertig justierten Elektroden aufgeschraubt. Die obere Elektrode erhält ihre Spannung durch einen eingekitteten dünnen Kupferdraht, der unter die Schraube *S* geklemmt wird.

## § 4.

Fig. 2 zeigt schematisch die *Glasapparatur*. Sie besteht aus dem Elektrolyse-Apparat *E* zur Gewinnung des Deuteriums, den Vorratsgefässen $V_1$ und $V_2$ mit eingebauten Palladiumröhrchen *Pd* und elektrischer Heizvorrichtung, dem *Mc.* Leod und den Pumpen. Unmittelbar vor dem Funkengefäss *F* befindet sich noch ein grosses *U*-Rohr *U*, welches in flüssige Luft getaucht werden kann. Mit Ausnahme der Elektrolysierzelle und den Palladium-Einschmelzungen besteht die ganze Glasapparatur aus Siborglas, welches durch Auskochen unhygroskopisch gemacht wurde[1]). Die Verbindung mit den Teilen aus gewöhnlichem Glas vermitteln mit Piceïn gekittete Schliffe.

---

[1]) E. Warburg und T. Imhori, Wied. Ann. **27**, 481, 1886.

§ 5.

Der Elektrolyse-Apparat wurde derart gebaut, dass man mit geringen Mengen von schwerem Wasser[1]) auskommt und den Apparat bequem auspumpen kann. Er besteht (vgl. Fig. 2) aus einem kurzen $U$-Rohr von 6 mm Weite, an das sich 12 mm weite Rohre anschliessen, welche die Elektroden enthalten. Sie können beim Evakuieren durch den Hahn $H_1$ miteinander verbunden werden. Ein kleiner Ansatz (nicht eingezeichnet) mit einem Schliff als Verschluss diente zum Einfüllen des $D_2O$. Zur Vergrösserung der Leitfähigkeit wurde dem schweren Wasser KOD zugesetzt, welches aus vakuumdestilliertem Kalium und $D_2O$ her-

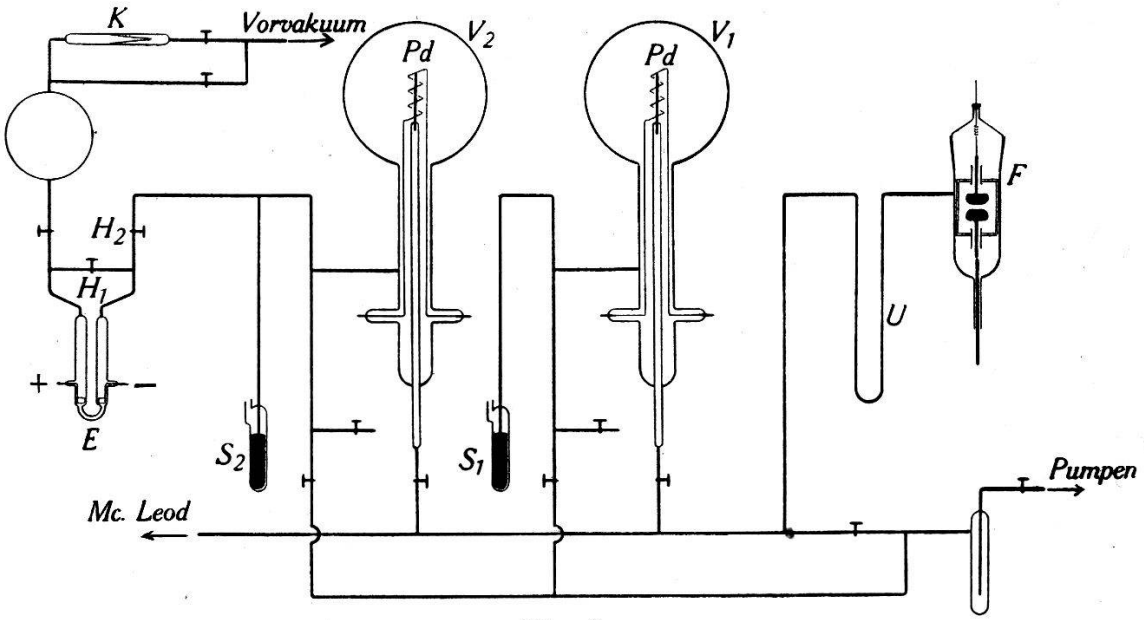


Fig. 2.
Glasapparatur.

gestellt wurde. Die Elektroden sind 1 cm hohe Blechzylinder, und zwar aus $Pt$ an der Anode und $Ni$ an der Kathode. Das entwickelte Deuterium gelangte über einen Hahn $H_2$ in das Vorratsgefäss $V_2$ von 1,5 l Inhalt. Der Sauerstoff sammelte sich in einem Kolben von etwa 0,75 l, so dass der Druck auf beiden Seiten der Elektrolysierzelle immer ungefähr gleich blieb. Mit Hilfe der Kapillaren $K$ konnte, wenn nötig, etwas Luft eingelassen oder abgesaugt werden, um kleine Störungen im Druckgleichgewicht auszugleichen. Eine besondere Regulierelektrode war daher überflüssig. Ebenso konnte auch eine Spülelektrode[2]) entbehrt werden, da das Deuterium noch durch Palladium gereinigt wurde.

[1]) $D_2O$ von 99,6% wurde von der „Norsk Hydroelektrisk Kvaestfaktieselskab" in Rjukan, Norwegen, bezogen.

[2]) W. Gaede, Ann. d. Phys. **41**, 302, 1913.

§ 6.

Die elektrischen Öfen zum Heizen der *Pd*-Röhrchen sollen wegen ihrer Einfachheit noch kurz beschrieben werden. Das Palladiumröhrchen von 2 mm Durchmesser ist einseitig verschlossen und am offenen Ende in ein Glasrohr eingeschmolzen. Über das *Pd*-Rohr ist zur Isolation ein dünnes Quarzrohr geschoben, welches die Heizwicklung aus 0,5 mm dickem Chromnickeldraht trägt. Zur Wärmeisolation nach aussen musste aus dem gleichen Grunde wie schon bei der Elektrodenhalterung auf die Verwendung von anorganischen Stoffen geachtet werden. Keramische Perlen, wie sie zur Isolation von elektrischen Leitungen verwendet werden, eignen sich sehr gut. Der ganze Ofen ist etwa 4 cm lang. Er steht senkrecht und wird etwa 1 cm oberhalb der Einschmelzstelle von einem kleinen Messingtischchen getragen, so dass die Einschmelzung nicht zu heiss werden konnte.

§ 7.

Der in Fig. 2 angedeutete Rundkolben (Vorratsgefäss $V_2$) ist in genügender Entfernung vom Ofen mit Hilfe eines Schliffes auf den Sockel mit den Einschmelzungen für die Heizung aufgesetzt. In ganz gleicher Weise ist $V_1$, das Vorrats- und Einfüllgefäss für $H_2$, gebaut. $V_1$ wurde aus einer Stahlflasche mit Wasserstoff gefüllt. Beide Vorratsgefässe sind mit Überlauffallen $S_1$ bzw. $S_2$ versehen, welche das Auftreten von Überdruck verhinderten.

§ 8.

Das Manometer nach Mc. Leod war, genau so wie das von E. Meyer (l. c.) benutzte, mit einem Kompensationsrohr versehen und gestattete etwa 40-fache Kompression. — Zum Evakuieren diente eine einstufige Hg-Diffusionspumpe mit vorgeschalteter Kapselpumpe. Das erreichte Vakuum war bei Verwendung von flüssiger Luft etwa $10^{-6}$ mmHg.

§ 9.

Im *elektrischen* Teil der Versuchsanordnung diente als Spannungsquelle ein Netzanschlussgerät für 1100 V. Die Netzspannung von 110 V $\sim$ wird transformiert, gleichgerichtet, gut geglättet und durch vier in Serie geschaltete Stabilisatorröhren STV 280/80 der „Stabilovolt GmbH Berlin" konstant gehalten. Nach einer Einbrennzeit von etwa einer Stunde waren die Spannungsschwankungen kleiner als $\pm$ 0,1%. Die Spannung ist in Stufen von je 70 V abgreifbar. Durch ein Potentiometer, das zwei Teilspannungen

überbrückt und am Mittelabgriff geerdet ist, kann jeder beliebige Zwischenwert der Spannung eingestellt werden. Die übrige Schaltung deckt sich fast vollständig mit der von E. MEYER (l. c.) angegebenen Anordnung. Der nicht geerdete, positive Abgriff der Spannungsquelle führt über die Funkenstrecke, Blockkondensator und Galvanometer zur Erde. Gleichzeitig wird sein Potenial gegen Erde — und damit auch die Spannung an der Funkenstrecke — mit einem Präzisionsvoltmeter gemessen. Der Blockkondensator bestand aus zwei Glimmerkapazitäten von je 0,01 $\mu F$, wie sie E. MEYER verwendete, die wahlweise in Serie, parallel und einzeln eingeschaltet werden konnten. Ausserdem konnte dieser Kondensator kurzgeschlossen oder mit $10^8$ $\Omega$ überbrückt werden. Das benutzte Galvanometer hatte eine ballistische Empfindlichkeit von $1{,}18 \cdot 10^{-9}$ Coul/mm, der Schutzwiderstand hatte $4 \cdot 10^6$ $\Omega$.

## III. Die Versuche.

### § 10.

Obwohl die Messmethode weitgehend die gleiche war wie bei ZUBER[1]), sei sie doch der Vollständigkeit halber hier nochmals angeführt: Nach dem Einsetzen der Elektroden wurde das Funkengefäss evakuiert und erst nach etwa 12 Stunden mit den Messungen begonnen. Während dieser Zeit und auch während den Messungen wurde in das Funkengefäss selbst ein kleines Näpfchen mit $P_2O_5$ gestellt oder das $U$-Rohr in flüssige Luft getaucht. Vor jeder Einzelmessung wurde immer wieder ausgepumpt und erst dann mit Hilfe des Palladiumröhrchens frisches Gas eingelassen. Nach einer Wartezeit von zwei Minuten wurde der Gasdruck $p$ gemessen und nach weiteren 5 Minuten Spannung an die Funkenstrecke gelegt. Bei vorsichtiger Steigerung der Spannung tritt plötzlich ein Stromstoss im Galvanometer auf, der aber infolge der Blockkapazität nur von kurzer Dauer ist (vgl. MEYER, l. c.). Die Spannung, bei welcher der Stromstoss erfolgte, also die Entladung in der Funkenstrecke zündete, wird am Voltmeter abgelesen. Darauf wird die Spannung um 10 Volt erniedrigt, die Blockkapazität kurzgeschlossen, 30 Sekunden gewartet und das Ganze so lange wiederholt, bis die Einsatzspannung einigermassen konstant bleibt. Nach MEYER wird als Funkenpotential der niedrigste gemessene Wert angenommen. In gleicher Weise wurde dann noch mit kommutierter Spannung gemessen. Das Mittel aus den beiden Einzelmessungen wurde dann schliesslich als Funkenpotential für den betreffenden

[1]) K. ZUBER, Ann. d. Phys. **12**, 665, 1932.

$p \cdot l$-Wert angesprochen. Zum Schluss wurde der Druck $p$ nochmals kontrolliert. Bei den Hauptmessungen wurden alle Drucke auf 20° C umgerechnet, da es eigentlich nicht auf den Druck, sondern auf die Dichte ankommt. Tab. I gibt einen Auszug aus dem

**Tabelle I.**

*Auszug aus dem Versuchsprotokoll.*

3. III. 1938. Elektroden: Messing, gedreht, mit Ebonit geschützt.
Distanzring: Ebonit, 1 = 5,00 mm.
Trockenmittel: flüssige Luft.

| Gas | $p$ | $p \cdot l$ mmHg · mm | $V$ Volt | Galv. ballist. Ausschlag | $t$ | Bemerkungen |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $H_2$ | $9{,}8_2$ | 49,1 | 420 | 37 | 21° C | negativ oben C = 0,005 $\mu$F |
| | | | 409,5 | 18 | | |
| | | | 411 | 18 | | |
| | | | 406 | 18 | | |
| | | | **405,5** | 18 | | |
| | | | 410 | 18 | | |
| | | | **405,5** | 18 | | |
| | | | 427,5 | 54 | | negativ unten |
| | | | 409 | 18 | | |
| | | | **406,5** | 18 | | |
| | | | **406,5** | 18 | | |
| | $9{,}8_4$ | 49,3 | **406,5** | 18 | | |
| $D_2$ | $1{,}9_3$ | $9{,}6_5$ | 281,8 | 26 | 21° C | negativ oben C = 0,02 $\mu$F |
| | | | 278 | 3 | | |
| | | | 277,6 | 3 | | |
| | | | 278 | 2 | | |
| | | | 278,4 | 5 | | |
| | | | **277,6** | 1 | | |
| | | | 278,4 | 2 | | negativ unten |
| | | | 278 | 2 | | |
| | | | **278** | 2 | | |
| | | | 278,4 | 2 | | |
| | | | 278,4 | 3 | | |
| | $1{,}9_3$ | $9{,}6_5$ | **278** | 1 | | C kurzgeschlossen |

Messprotokoll. — Die Grösse des Blockkondensators $C$ wurde so gewählt, dass der ballistische Ausschlag des Galvanometers etwa 10—20 mm betrug. Nach grösseren Ausschlägen wurde 1 Minute gewartet, während bei ganz kleinen Stromstössen (unterhalb von $(p \cdot l)_{\min}$) der Kondensator $C$ auch während der Messung kurzgeschlossen blieb. Mit Hilfe des in § 9 erwähnten Überbrük-

kungswiderstandes von $10^8\ \Omega$ konnte $C$ auch unmittelbar unterhalb der Einsatzspannung gefahrlos entladen werden, falls eine Aufladung infolge des Townsendstromes befürchtet wurde. — Die Funkenverzögerung wurde durch ein Präparat von 5 mg $RaBr_2$ aufgehoben, welches sich in etwa 2—3 cm Abstand von der Funkenstrecke befand.

§ 11.

Die ersten orientierenden Messungen wurden mit Wasserstoff, eingebetteten Elektroden und Ebonitring gemacht (vgl. ZUBER, l.c.). Die Feuchtigkeit wurde durch $P_2O_5$ absorbiert. Die bei ZUBER erwähnten Besonderheiten wurden alle auch beobachtet und innerhalb der Messgenauigkeit von etwa $\pm 1\%$ konnte die Zuber'sche Kurve exakt reproduziert werden.

§ 12.

Nach diesem Ergebnis wurde eine Messreihe in Deuterium aufgenommen. Zur Vermeidung von Austauschreaktionen im Ebonit wurde jetzt aber die in § 1 erwähnte Anordnung mit einem Quarzring verwendet. Ferner wurde bei allen Messungen mit Deuterium das $U$-Rohr in flüssige Luft getaucht und dafür kein $P_2O_5$ mehr verwendet. Obschon nun genau in gleicher Weise gemessen wurde, wie bei den so gut reproduzierten Wasserstoff-Messungen, zeigte sich folgender überraschende Effekt: Jede Messreihe ergab ohne weiteres eine glatte Kurve für $V$ als Funktion von $p \cdot l$, doch deckten sich die einzelnen Kurven nicht, wenn die Elektroden in der Zwischenzeit frisch abgedreht worden waren. Es gelang leider nicht, für diese Erscheinung, die mit Quarzring auch bei Wasserstoff auftritt, eine befriedigende Erklärung zu finden.

§ 13.

Trotzdem sollen die diesbezüglichen Versuche kurz mitgeteilt werden: Es wurden insgesamt 18 Kurven in Wasserstoff und 23 Kurven in Deuterium mit Ringen gemessen, und zwar hauptsächlich im Bereich von etwa $0{,}8 \cdot \pi_{min}$ bis $3 \cdot \pi_{min}$ ($\pi = p \cdot l$ mmHg $\cdot$ mm). Für diese $p \cdot l$-Werte sind die beobachteten Abweichungen der einzelnen Messreihen voneinander am grössten, nämlich etwa $\pm 10$ V für jedes Gas. Da die grösste Differenz der einander entsprechenden Werte für Wasserstoff und Deuterium etwa 20 V beträgt, überlappen sich die beiden Streubereiche noch ein wenig. Allerdings ergaben aufeinanderfolgende Messungen $H_2 - D_2 - H_2$ für das Funkenpotential in $D_2$ immer einen merklich

höheren Wert als in $H_2$, wenn die Elektroden in der Zwischenzeit nicht herausgenommen wurden.

Eigentümlicherweise geben hochglanzpolierte Elektroden mit Quarz- oder Ebonitring gleiche, besonders niedrige, und gut reproduzierbare Werte für das Funkenpotential. Es dürfte jedoch kaum zweifelhaft sein, dass die Versuchsbedingungen für nichtpolierte Elektroden und Quarzring sauberer sind: Ebonit gibt auch nach wochenlangem Liegen im Vakuum immer noch Spuren von Gas ab, welches dann in dem kleinen Volumen von nur etwa 0,2 $cm^3$, in dem die Entladung stattfindet, leicht eine merkliche Konzentration erreichen kann. Die Verbindung dieses Raumes mit der übrigen Apparatur besteht ja nur in einem feinen Kanal von 0,5 mm Durchmesser und 11 mm Länge. Für diese Auffassung spricht auch die Tatsache, dass es nicht genügte, wenn sich einige Ebonitstücke im Funkengefäss befanden, um eine reproduzierbare Kurve zu erhalten. Es war hierfür vielmehr notwendig, einen Ebonitring zu benutzen, der den ganzen eigentlichen Messraum umschloss. Ähnlich verhält es sich auch mit dem Quarzring aber polierten Elektroden, wo das Poliermittel, eine fettige Masse, sich ohne Ausglühen kaum wird völlig entfernen lassen. — Es wäre denkbar, dass ein vorhandener Einfluss der Elektrodenbeschaffenheit durch die erwähnten Verunreinigungen überdeckt wird. E. Meyer und seine Schüler haben immer mit Ebonitringen gemessen und erhielten deshalb auch stets reproduzierbare Kurven.

Messungen mit ausgeglühten Elektroden wurden keine gemacht, da zu diesem Zwecke die Funkenstrecke ganz anders hätte aufgebaut werden müssen.

## § 14.

Alle Messreihen mit Ringen lassen sich mit der von Zuber (l.c.) angegebenen halblogarithmischen Darstellung sehr gut durch eine Gerade approximieren, deren Schnitt mit der $\pi$-Achse den Wert für $\pi_{min}$ richtig ergibt (vgl. § 18). Es stimmen aber bei gleichem Gasinhalt der Funkenstrecke die Neigungen der einzelnen Geraden nicht miteinander überein. Nach Zuber sollte diese Neigung für jedes Gas einen konstanten Wert haben. Nimmt man aber, wie wir es im vorigen Paragraphen getan haben, an, dass der Gas-Austausch durch den engen Kanal des Ringes ungenügend ist, dann könnte man vielleicht die beobachteten Unterschiede mit Quarzring und nicht polierten Elektroden doch wenigstens plausibel machen. Es müssten dann die im Innern und an der Oberfläche der Elektroden absorbierten Gase, die beim Evakuieren

teilweise frei werden, den Effekt verursachen. — Es erschien jedoch nicht lohnend, diesen Dingen weiter nachzugehen, da die Messungen ohne Distanzring zu befriedigenden Ergebnissen führten.

## § 15.

Wenn man schon mit der Möglichkeit rechnet, dass bei Messungen mit Ebonitring oder polierten Elektroden Verunreinigungen eine wesentliche Rolle spielen könnten, darf man wegen der Gefahr von Austauschreaktionen trotz der reproduzierbaren Kurven diese Methode nicht für die definitiven Messungen in Deuterium benutzen. Es wurden daher mehrere Messreihen ohne Distanzring aufgenommen. Für die ersten Messungen ohne Ring wurde eine ganz provisorische Halterung ohne exakte Justierungsmöglichkeit verwendet. Dafür konnte man aber den Einfluss von Glaswänden usw. in der Nähe der Elektroden untersuchen, was für die Konstruktion der endgültigen in § 2 beschriebenen Halterung sehr wichtig war.

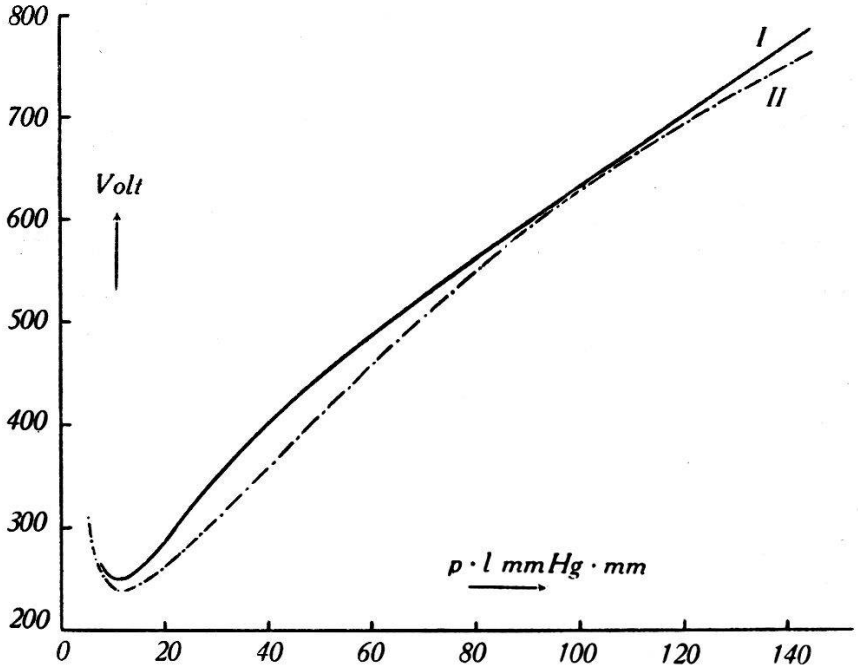


Fig. 3.
Funkenpotential in $H_2$ mit (I) und ohne (II) Ring.

Die Elektroden aus Messing hatten eine plangedrehte Fläche von etwa 21 mm Durchmesser bei einem Gesamtdurchmesser von 26 mm. Der Rand war willkürlich abgerundet. Bei diesen Messungen ergab sich für jedes der beiden Gase eine merkliche Streuung von etwa $\pm$ 5 V nur in unmittelbarer Nähe des Minimumpotentials. Ungefähr von $\pi = 20$ mmHg · mm bis zu den höchsten gemessenen Werten von 150 mmHg · mm stimmten die verschiedenen Messreihen (im ganzen 6) auf $\pm$ 1% miteinander überein. Dazu ist

noch zu bemerken, dass beim Minimumpotential der Einsatz des Funkens kaum zu erkennen ist, so dass dort die Messungen etwas unzuverlässig sind. Wichtig ist aber, dass kein Unterschied des Funkenpotentials festgestellt werden konnte, ob die Messung in einem kugelig aufgeblasenen Gefäss gemacht wurde, oder ob ein eng anliegender Glaszylinder über die Elektroden geschoben wurde. Ferner konnte, wie Kontrollmessungen ergaben, ohne Ring auch darauf verzichtet werden, jedes Mal frisches Gas zu verwenden. Fig. 3 zeigt die Kurve ohne Ring für $H_2$ (I) im Vergleich mit der Zuber'schen Kurve (II). Man erkennt eine deutliche Abweichung auch in der Form, während sämtliche Kurven mit Ring alle ungefähr gleiche Gestalt haben, aber gegenseitig verschoben sind.

## § 16.

Wie schon in § 1 auseinandergesetzt, besteht bei Elektroden, deren Abrundung willkürlich ist, die Gefahr, dass die Entladung nicht in der Elektrodenmitte einsetzt. Es ist leicht möglich, dass die in der Nähe oder gar unterhalb $\pi_{min}$ beobachteten Unregelmässigkeiten darauf zurückzuführen sind, dass die Entladung zuerst am Rand einsetzt. Bei der von Rogowski angegebenen Elektrodenform, deren Herstellung oben ausführlich beschrieben wurde, tritt dieser Nachteil nicht auf. Die endgültigen Messungen wurden daher mit solchen Elektroden gemacht. Der Verlauf der so gewonnenen Kurve ist praktisch gleich wie bei Messung mit willkürlich abgerundeten Elektroden, aber wie erwartet, zeigen sich jetzt keine Schwierigkeiten mehr in der Nähe des Minimumpotentials.

# IV. Ergebnisse.

## § 17.

Die Messresultate sind in Tab. II eingetragen. In der Spalte „$l$" bedeuten dabei: I: $l = 2{,}42$ mm, II: $l = 2{,}96$ mm, III: $l = 4{,}63$ mm. — Fig. 4 und 5 stellen die selben Daten graphisch dar. In Fig. 4 ist wie üblich als Ordinate das Funkenpotential $V$ in Volt aufgetragen und als Abszisse $\pi = p \cdot l$ in mmHg · mm. Für Fig. 5 wurde die von Zuber vorgeschlagene halblogarithmische Darstellung gewählt (Abszisse $\log \pi$, Ordinate $\pi/V$). Die beiden Messreihen mit Wasserstoff und Deuterium sind dabei abwechslungsweise aufgenommen worden, d. h. mit identischen Elektroden wurde $H_2 - D_2 - H_2$ oder $D_2 - H_2 - D_2$ gemessen, wobei die erste und dritte Messung stets gut übereinstimmten. Ferner wurden die Elektroden mehrmals

**Tabelle 2.**

*Deuterium.*

| $l$ | $\pi$ mmHg · mm für 20° C | $V$ Volt | $\frac{\pi}{V} \cdot 10^4$ | $l$ | $\pi$ mmHg · mm für 20° C | $V$ Volt | $\frac{\pi}{V} \cdot 10^4$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| II | 6,4 | 291 | 220 | II | 44,7 | 405 | 1103 |
| I | 7,9 | 287 | 275 | I | 45,9 | 410 | 1120 |
| II | 9,4 | 278 | 338 | III | 46,6 | 417 | 1117 |
| II | 9,6 | 273 | 352 | II | 47,5 | 420 | 1130 |
| I | 9,9 | 274 | 361 | II | 49,6 | 427 | 1161 |
| I | 10,4 | 273 | 381 | II | 50,1 | 428 | 1171 |
| II | 10,5 | 272 | 386 | II | 51,5 | 433 | 1190 |
| I | 10,9 | 268 | 407 | I | 52,6 | 436 | 1207 |
| II | 12,0 | 268 | 448 | II | 54,4 | 445 | 1222 |
| II | 12,1 | 269 | 450 | I | 57,2 | 451 | 1270 |
| I | 12,3 | 267 | 461 | II | 58,6 | 456 | 1285 |
| II | 12,3 | 268 | 458 | I | 63,5 | 475 | 1338 |
| II | 12,9 | 267 | 483 | III | 64,9 | 482 | 1346 |
| I | 13,8 | 268 | 515 | II | 65,4 | 481 | 1360 |
| II | 14,5 | 273 | 531 | II | 68,0 | 490 | 1388 |
| II | 15,3 | 273 | 561 | II | 68,5 | 490 | 1398 |
| III | 15,4 | 275 | 560 | II | 69,1 | 492 | 1405 |
| I | 15,5 | 273 | 568 | I | 71,1 | 498 | 1428 |
| I | 16,4 | 278 | 590 | II | 75,5 | 512 | 1475 |
| III | 17,6 | 283 | 622 | II | 77,7 | 523 | 1486 |
| I | 19,2 | 288 | 666 | II | 82,3 | 540 | 1525 |
| II | 19,7 | 291 | 678 | II | 83,6 | 541 | 1547 |
| II | 20,0 | 292 | 685 | I | 88,0 | 558 | 1578 |
| I | 21,7 | 300 | 723 | II | 88,7 | 563 | 1577 |
| II | 22,4 | 304 | 737 | II | 96,9 | 589 | 1647 |
| I | 23,4 | 308 | 760 | I | 99,5 | 596 | 1750 |
| I | 23,8 | 311 | 765 | II | 104,7 | 613 | 1708 |
| II | 24,0 | 314 | 765 | II | 106,7 | 615 | 1733 |
| II | 24,9 | 318 | 783 | II | 108,7 | 628 | 1730 |
| I | 25,6 | 323 | 793 | I | 109,7 | 626 | 1750 |
| I | 26,9 | 328 | 820 | II | 113,6 | 640 | 1775 |
| I | 28,3 | 336 | 840 | II | 118,0 | 654 | 1805 |
| II | 28,9 | 339 | 853 | III | 119,0 | 656 | 1815 |
| I | 29,6 | 340 | 871 | II | 125,1 | 678 | 1848 |
| II | 31,6 | 352 | 898 | II | 127,2 | 684 | 1862 |
| III | 33,0 | 359 | 920 | II | 134,2 | 708 | 1895 |
| I | 33,8 | 361 | 937 | II | 135,9 | 710 | 1915 |
| I | 36,9 | 375 | 984 | II | 140,7 | 729 | 1930 |
| II | 39,1 | 389 | 1005 | II | 145,5 | 741 | 1960 |
| II | 40,2 | 391 | 1028 | | | | |
| I | 40,5 | 391 | 1036 | | | | |

**Tabelle 2.** (Fortsetzung.)

*Wasserstoff.*

| $l$ | $\pi$ mmHg · mm für 20° C | $V$ Volt | $\frac{\pi}{V} \cdot 10^4$ | $l$ | $\pi$ mmHg · mm für 20° C | $V$ Volt | $\frac{\pi}{V} \cdot 10^4$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| III | 8,0 | 259 | 309 | I | 45,8 | 432 | 1061 |
| II | 8,6 | 254 | 339 | II | 46,2 | 430 | 1075 |
| I | 9,5 | 251 | 379 | I | 47,1 | 434 | 1086 |
| III | 10,3 | 251 | 410 | II | 47,7 | 437 | 1092 |
| II | 11,0 | 249 | 442 | II | 51,9 | 456 | 1138 |
| I | 11,8 | 251 | 470 | II | 52,2 | 456 | 1145 |
| II | 12,3 | 251 | 490 | III | 53,6 | 463 | 1157 |
| III | 12,8 | 255 | 502 | II | 55,1 | 466 | 1182 |
| II | 14,0 | 258 | 543 | I | 55,3 | 467 | 1185 |
| I | 14,7 | 260 | 565 | III | 56,5 | 472 | 1198 |
| II | 15,8 | 266 | 594 | II | 58,2 | 483 | 1205 |
| III | 16,8 | 271 | 620 | II | 58,8 | 482 | 1220 |
| II | 18,1 | 277 | 653 | II | 59,2 | 482 | 1228 |
| I | 18,4 | 280 | 657 | III | 60,0 | 488 | 1228 |
| I | 18,8 | 284 | 662 | II | 66,2 | 509 | 1300 |
| II | 19,4 | 285 | 680 | I | 69,0 | 519 | 1330 |
| III | 20,3 | 291 | 698 | III | 70,7 | 525 | 1348 |
| I | 21,8 | 297 | 734 | I | 71,8 | 527 | 1363 |
| II | 22,3 | 305 | 731 | III | 72,6 | 532 | 1365 |
| II | 22,4 | 303 | 739 | I | 72,7 | 535 | 1360 |
| I | 22,9 | 306 | 748 | I | 73,4 | 535 | 1372 |
| III | 24,4 | 315 | 775 | II | 74,0 | 542 | 1365 |
| II | 27,0 | 329 | 820 | II | 74,9 | 542 | 1382 |
| I | 28,4 | 340 | 835 | II | 75,8 | 545 | 1391 |
| II | 28,6 | 340 | 842 | III | 81,0 | 566 | 1442 |
| II | 29,1 | 344 | 845 | II | 84,2 | 577 | 1460 |
| III | 29,4 | 345 | 853 | II | 85,8 | 580 | 1480 |
| I | 30,2 | 351 | 860 | I | 89,6 | 593 | 1512 |
| II | 31,6 | 359 | 880 | I | 91,7 | 600 | 1529 |
| III | 34,1 | 371 | 920 | III | 95,6 | 616 | 1552 |
| III | 35,1 | 376 | 933 | II | 96,8 | 620 | 1562 |
| I | 35,4 | 378 | 937 | III | 106,1 | 651 | 1630 |
| II | 35,9 | 385 | 933 | I | 106,7 | 657 | 1623 |
| II | 36,3 | 384 | 945 | II | 106,9 | 655 | 1631 |
| II | 37,2 | 390 | 954 | I | 112,0 | 672 | 1669 |
| III | 38,7 | 396 | 978 | II | 114 | 677 | 1684 |
| III | 42,2 | 412 | 1024 | II | 124 | 715 | 1735 |
| III | 43,9 | 419 | 1048 | III | 133 | 745 | 1786 |
| I | 44,3 | 420 | 1056 | II | 136 | 753 | 1808 |
| III | 45,0 | 425 | 1059 | II | 140,6 | 770 | 1827 |

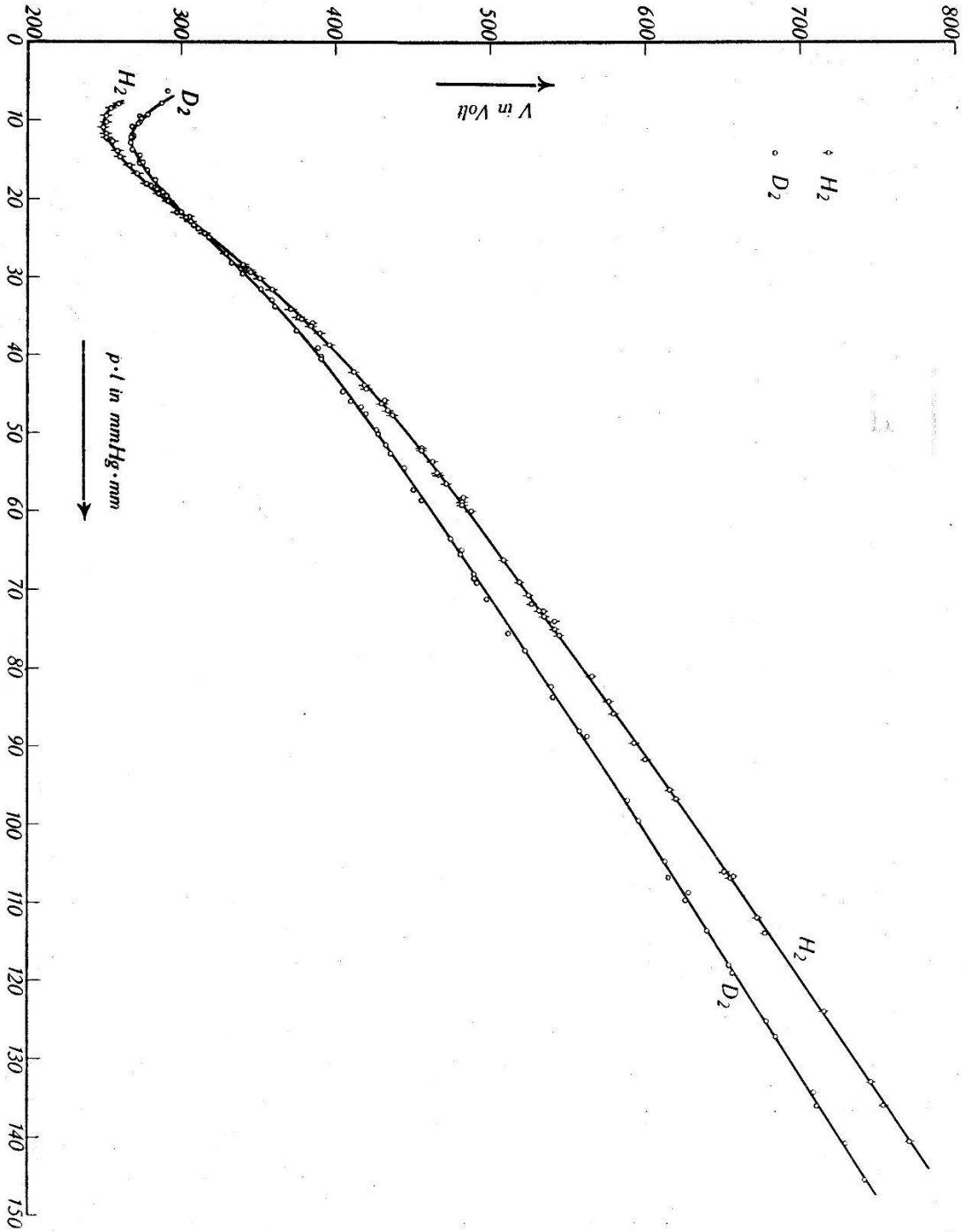


Fig. 4. Funkenpotential in Wasserstoff und Deuterium.

frisch überdreht und auch bei drei verschiedenen Abständen $l$ gemessen. Wie Fig. 4 und 5 zeigen, ist die Reproduzierbarkeit jetzt sehr gut. Die gemessenen Werte für das Funkenpotential streuen nur um etwa $\pm$ 2 V.

## § 18.

Wie Zuber gezeigt hat, ist seine halblogarithmische Darstellungsweise besonders gut geeignet, um aus verhältnismässig wenig Messpunkten den Wert von $\pi_{\min}$ genau zu bestimmen, ohne im Minimum selbst noch messen zu müssen. Approximiert man näm-

lich die Messpunkte durch eine Gerade, dann ist deren Abschnitt auf der Abszissenachse gleich $\pi_{min}/e$. Es ergibt sich daher aus Fig. 5: $\pi_{min} = 10{,}5$ mmHg · mm für $H_2$ und $\pi_{min} = 12{,}3$ für $D_2$. ZUBER erhielt für Wasserstoff $\pi_{min} = 12{,}2$.

Da unsere Messpunkte bis zu $0{,}8 \cdot \pi_{min}$ noch gut auf der Geraden liegen, ist dieses ein Beweis dafür, dass die Entladung, selbst bei etwas kleineren Werten von $p \cdot l$ als dem Minimum entspricht,

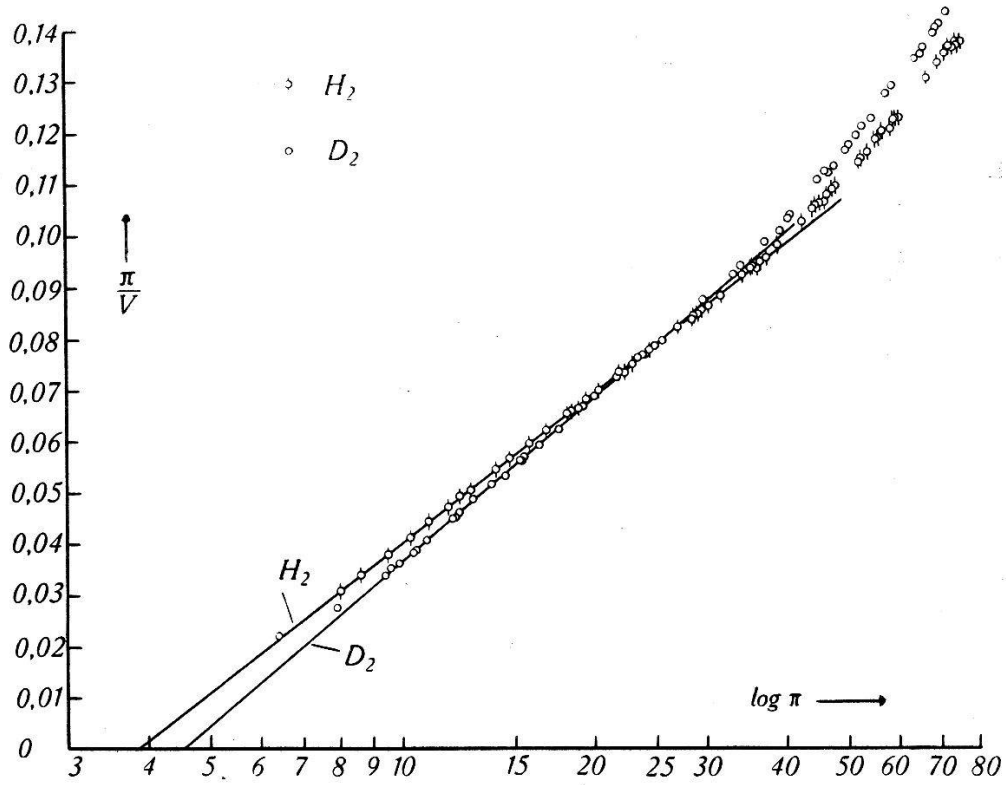


Fig. 5.
Funkenpotential in Wasserstoff und Deuterium.

noch in der Elektrodenmitte eingesetzt hat, denn die Zuber'schen Überlegungen gelten nur für ein homogenes elektrisches Feld. Der Gültigkeitsbereich der Zuber'schen Formel nach höheren $\pi$-Werten ist aber bedeutend kleiner als nach den früheren Messungen mit Ringen angenommen werden konnte. Schon bei etwa $3 \cdot \pi_{min}$ beginnt unsere Kurve von der Geraden abzuweichen.

## § 19.

Nach ZUBER kann man aus der halblogarithmischen Darstellung der Messungen noch eine weitere interessante Folgerung ziehen. Stellt man nämlich den Townsend'schen Ionisierungskoeffizienten $\alpha$ für Elektronen in der von SCHUMANN angegebenen Form

$$\alpha = p \cdot c_1 \cdot e^{-\frac{\pi}{V} c_2}$$

dar, dann ist die Konstante $c_2 = (V/\pi)_{\min}$. Es lässt sich also $c_2$ ohne weiteres aus Fig. 4, oder besser aus Fig. 5, entnehmen. ZUBER hat aus seinen Messungen in Wasserstoff $c_2 = 19{,}55$ erhalten. Aus Fig. 5 ergibt sich $c_2 = 23{,}8$ für $H_2$, und $c_2 = 21{,}9$ für $D_2$.

Rechnet man aus den in der Literatur angegebenen direkt gemessenen Kurven für $\alpha$ das $c_2$ aus, so ist aber ein Vergleich dieses Wertes mit dem von uns gefundenen nicht möglich, da in die betreffenden Messungen die speziellen Versuchsbedingungen eingehen, wie insbesondere aus neueren Arbeiten von BOWLS[1]) und HALE[2]) hervorgeht.

## § 20.

Die Werte für $V_{\min}$ entnimmt man am besten aus Fig. 4 und erhält $V_{\min} = 249$ V für $H_2$ und $V_{\min} = 268$ V für $D_2$. ZUBER gibt für Wasserstoff an $V_{\min} = 239$ V.

Vergleicht man mit unseren $V_{\min}$-Werten die Messungen des normalen Kathodenfalles von GÜNTHERSCHULZE (l. c.), $V_n = 260$ V in $H_2$ und $V_n = 284$ V für $D_2$, dann ergibt sich:

$$\left(\frac{V_{H_2}}{V_{D_2}}\right)_{\min} = \frac{249}{268} = 0{,}93, \text{ während GÜNTHERSCHULZE findet: } \left(\frac{V_{H_2}}{V_{D_2}}\right)_n = \frac{260}{284} = 0{,}92.$$

Eine Übereinstimmung der Absolutwerte ist nicht zu erwarten wegen der in beiden Fällen (Messung $V_n$ und $V_{\min}$) wesentlich verschiedenen Raumladungsverhältnisse.

## § 21.

Aus Fig. 4 und 5 ist ferner noch ersichtlich, dass sich die beiden Kurven für Wasserstoff und Deuterium etwa bei $p \cdot l = 25$ mmHg · mm unter einem sehr kleinen Winkel schneiden. Für höhere $\pi$-Werte ist also das Funkenpotential in Deuterium etwas niedriger als in Wasserstoff.

Nach einer Notiz von HEALEA[3]) scheint der Townsendkoeffizient $\gamma$ (die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein positives Ion an der Kathode ein Elektron auslöst) für Deuterium etwas kleiner zu sein als für Wasserstoff. Das hätte zur Folge, dass eine Erhöhung des Funkenpotentials in $D_2$ gegenüber $H_2$ eintreten würde derart, dass diese Erhöhung mit wachsendem $p \cdot l$ abnimmt. Da aber aus unseren Messungen eindeutig hervorgeht, dass sich die beiden Kurven *schneiden*, genügt diese Veränderung von $\gamma$ allein nicht, um das beobachtete Verhalten der beiden Gase zu erklären.

---

[1]) W. E. BOWLS, Phys. Rev. **53**, 293, 1938.
[2]) H. HALE, Phys. Rev. **55**, 815, 1939.
[3]) M. HEALEA, Phys. Rev. **55**, 984, 1939.

*

Es erscheint aber vielleicht verfrüht, diesen Schluss zu ziehen, bevor weitere experimentelle Unterlagen über die Townsend-Koeffizienten in Deuterium bekannt sind. Die erwähnten Messungen von HEALEA über $\gamma$ in $D_2$ und $H_2$ beziehen sich nämlich auf Nickelkathoden und wesentlich grössere Ionengeschwindigkeiten als bei unseren Versuchen vorkommen, so dass die Anwendung seiner Ergebnisse auf unsere Messungen sehr unsicher ist.

## § 22.

Nach Abschluss der vorliegenden Arbeit erschien eine vorläufige Mitteilung in der Nature von F. L. JONES[1]), der ebenfalls das Funkenpotential in Deuterium und Wasserstoff gemessen hat. Die Ergebnisse stehen, soweit man aus der Notiz entnehmen kann, mit den unsrigen nicht in Widerspruch. Zwar gibt JONES für $V_{min}$ höhere Werte an als wir gefunden haben, doch beziehen sich seine Messungen auf ausgeglühte Elektroden. Er erwähnt ausdrücklich, dass das Funkenpotential niedriger ist, wenn man mit nicht ausgeglühten Elektroden misst, wie wir es getan haben.

Es sei noch bemerkt, dass *vielleicht* eine Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von JONES und uns besteht. JONES sagt (l. c.): „but that when the spark parameter $p \cdot d$ was about 5 (mmHg · cm) the sparking potential $V$ of the two gases was the same". Das könnte so verstanden werden, als ob bei höheren $p \cdot l$-Werten $D_2$ und $H_2$ immer dasselbe Funkenpotential hätten, während nach unseren Versuchen dann das Funkenpotential in $D_2$ *kleiner* ist als in $H_2$.

Zum Schlusse möchte ich noch meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER, für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie sein stets förderndes Interesse, das er ihrem Fortgange entgegenbrachte, meinen herzlichsten Dank aussprechen. Ferner fühle ich mich Herrn Prof. Dr. K. ZUBER für seine stete Hilfsbereitschaft und viele wertvolle Diskussionen zu grossem Dank verpflichtet. Den Herren Dr. B. FREY und Dr. F. LEVI danke ich ebenfalls für manche Hilfe und Ratschläge.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

[1]) F. LLEWELLYN JONES, Nature, **143**, 854, 1939.