

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 1 (1928)  
**Heft:** III

**Artikel:** Über den Zusammenhang von Funkenpotential und Voltaeffekt  
**Autor:** Bär, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-109166>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 19.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Über den Zusammenhang von Funkenpotential und Voltaeffekt

von R. Bär.

(1. II. 28.)

Inhalt: Es wird experimentell der Zusammenhang zwischen Funkenspannung und Voltapotential untersucht und zwar in Neon für Magnesium- und Silber-elektroden, die vermittelst einer Wechselstromglimmentladung durch Kathodenzerstäubung gereinigt werden. Es zeigt sich, dass das Mg sich im allgemeinen bei der Entladung negativ auflädt, wodurch eine Polarisation der Funkenstrecke von einigen (bis ca. 10) Volt erzeugt wird. Der zwischen Funkenspannung und Voltapotential gefundene Zusammenhang wird verständlich unter Zugrundelegung der von Millikan verallgemeinerten Einsteinschen Beziehung zwischen langwelliger Grenze des Photoeffektes und Voltapotential. Es wird darauf hingewiesen, dass die negative Ladung, welche die Polarisation hervorruft, nicht *auf* der Mg-Oberfläche sitzt, sondern sich so tief in das Metallinnere hinein erstreckt, dass der Entstehungsort der Photoelektronen und der durch den Stoss der positiven Jonen erzeugten Primärelektronen der Funkenentladung auf der äussern, d. h. der der Metalloberfläche zugekehrten Seite der polarisierenden Ladungsschicht liegt; denn nur dann lässt sich die beobachtete Einwirkung der polarisierenden Schicht auf langwellige Grenze, Funkenspannung und Voltapotential verstehen.

Vor einigen Jahren wurde über Versuche berichtet, die den Einfluss des Kathodenmaterials auf das Funkenpotential nachweisen sollten<sup>1)</sup>. Ein solcher Einfluss ist bekanntlich in Edelgasen (namentlich in Neon) durch die schönen Untersuchungen von HOLST und OOSTERHUIS<sup>2)</sup> sichergestellt: das Funkenpotential ist hier um so höher, je grösser die RICHARDSON-LANGMUIR'sche Austrittsarbeit ist, die die Elektronen beim Verlassen des betr. (Kathoden-)Materials leisten müssen. Es lassen sich daher die untersuchten Metalle sowie Kohle in eine Funkenspannungsreihe einordnen. Die erwähnten, hierdurch angeregten eigenen Versuche zeigten dann zweierlei: 1. Werden durch Abfeilen mit feinen Feilen möglichst auf Hochglanz polierte Elektroden aus Magnesium oder Silber in ein Entladungsgefäß gebracht und wird dasselbe hierauf evakuiert und dann mit Neon gefüllt, so ist ein Einfluss des Kathodenmaterials auf die Funkenspannung entweder gar nicht oder doch nur andeutungsweise sichtbar. Auch tagelanges Heizen des evakuierten Gefäßes auf 3—400° C hilft nur wenig. Dagegen tritt der Materialeinfluss sehr stark

<sup>1)</sup> R. BÄR, Arch. sci. phys. et nat. **7**, 213, 1925.

<sup>2)</sup> G. HOLST u. E. OOSTERHUIS, Physica **1**, 78, 1921 u. Phil. Mag. **46**, 1117, 1923.

hervor, wenn man nur wenige Minuten lang die Wechselstromglimmentladung eines kleineren Induktoriums zwischen den Elektroden übergehen lässt. Es wird dann das Funkenpotential bei Verwendung einer Mg-Kathode viel kleiner als bei Verwendung einer Ag-Kathode. Offenbar befreit die mit der Entladung verbundene Kathodenzerstörung die Elektroden von einer Oberflächenschicht, so dass erst jetzt die Materialeigenschaften deutlich zutage treten. 2. Wird aus einem Entladungsgefäß mit derart „gereinigten“ Elektroden das Neon weggepumpt und Luft (oder Stickstoff) statt dessen eingelassen, so zeigt sich auch hier eine starke Abhängigkeit der Funkenspannung vom Kathodenmaterial. Dieselbe hängt aber, wie spätere, noch nicht publizierte Messungen zeigten, in hohem Masse von der Trockenheit des Füllgases ab, derart, dass sich in ganz trockener Luft sogar die Reihenfolge von Magnesium und Silber in der Funkenspannungsreihe gegenüber der Spannungsreihe für Neon umkehrten kann. Letzteres Ergebnis wurde in der Folge auch durch Versuche von B. FREY<sup>1)</sup> in Stickstoff bestätigt.

Nachdem der enge Zusammenhang zwischen Funkenpotential und Elektronenaustrittsarbeit nachgewiesen ist, lag es nahe, die beobachtete Veränderung der Elektrodenoberfläche durch eine Wechselstromglimmentladung auch noch am Voltaeffekt, der ja auch von der Austrittsarbeit der Elektronen abhängt, nachzuprüfen. Bedeuten  $\Phi_a$  und  $\Phi_b$  die Elektronenaustrittsarbeiten für zwei Leiter der Elektrizität  $a$  und  $b$ , so ist bekanntlich die zwischen ihnen entstehende Voltaspannung  $V_{ba} = \Phi_a - \Phi_b$ , wobei für  $\Phi_a > \Phi_b$   $b$  positiv und  $a$  negativ geladen ist, was durch Umkehrung der Indizes auf der linken Seite der Gleichung ausgedrückt wird. Da nun einerseits die Funkenspannung um so grösser ist, je grösser das  $\Phi$  des betr. Materials ist, und da anderseits die Unterschiede der Funkenspannungen für Mg und Ag als Kathodenmaterial erst bei „gereinigten“ Elektroden sehr grosse Beträge erreichen, so war zu erwarten, dass auch die Elektronenaustrittsarbeiten  $\Phi_a$  und  $\Phi_b$  für die gereinigten Elektroden grössere Unterschiede zeigen als für die ungereinigten, d. h. also, dass die Voltaspannung der gereinigten Elektroden sehr viel grösser ist als die der ungereinigten. Statt dessen zeigte sich, dass der Zusammenhang zwischen Funkenspannung und Voltapotential wesentlich komplizierter ist, als aus diesen Überlegungen folgen würde. Da die Versuchsergebnisse immerhin einige Aussagen über die Erscheinungen in Entladungsrohren zu machen gestatten, so soll im folgenden über diese Experimente kurz berichtet werden.

<sup>1)</sup> B. FREY, Ann. d. Phys., im Druck.

Die Versuchsanordnung zur Messung des Voltapotentials war die von Lord KELVIN<sup>1)</sup> herrührende: die beiden Metallplatten, deren Spannungsdifferenz gemessen werden soll, werden in möglichst kleinem Abstand einander parallel justiert, so dass sie einen Luftkondensator bilden. Wird dann durch plötzliches Auseinanderziehen der Platten die Kapazität des Kondensators verkleinert, so wird eine Elektrizitätsmenge frei, deren Vorzeichen elektrometrisch bestimmt wird. Die Voltapotentialdifferenz kann auch quantitativ gemessen werden, indem noch eine variable Hilfsspannung der Voltaspannung entgegengeschaltet wird. Man stellt dann auf diejenige Spannung ein, bei der der Elektrometerausschlag sein Vorzeichen umkehrt. Falls man aber nur das Vorzeichen des Voltaeffektes bestimmen will, kann man die Hilfsspannung auch weglassen und die beiden Metallplatten bis zur Berührung einander nähern. Hierdurch wird die beim Auseinanderziehen frei werdende Elektrizitätsmenge so vergrössert, dass das Elektrometer ganz entbehrlich wird. Man kann dann eine „Röhrenelektrometeranordnung“ verwenden, d. h. man leitet die beim Auseinanderziehen der Platten frei werdende Elektrizitätsmenge auf das Gitter einer Elektronenröhre und misst die hierdurch hervorgerufene, natürlich nur kurze Zeit dauernde Änderung des Anodenstromes nach einer Kompensationsmethode.

Die Versuche wurden nun in der Weise angestellt, dass das Vorzeichen des Voltaeffektes zwischen Magnesium- und Silber-elektroden in Neon gemessen wurde, und zwar zuerst vor und dann nach einer einige Minuten dauernden „Reinigung“ der Elektroden durch eine Wechselstromglimmentladung. Dabei zeigte sich das unerwartete Ergebnis, dass der Voltaeffekt, der bei neuen Elektroden vor dem Übergang der Glimmentladung immer normal war (d. h. Ag negativ gegenüber Mg; die Elektronenaustrittsarbeit beträgt bei Mg 2,7 und bei Ag 4,1 Volt<sup>2)</sup>), bei gereinigten Elektroden im allgemeinen (vgl. die Bemerkung am Ende) das umgekehrte Vorzeichen hatte. Nun wurde eine Hilfselektrode in das Entladungsgefäß eingesetzt, welche es ermöglichte, die Wechselstromentladung zwischen dieser Elektrode einerseits und der Mg- oder Ag-Platte anderseits übergehen zu lassen. Dabei zeigte sich, dass der inverse Voltaeffekt nur auftrat, wenn der Stromübergang beim Mg erfolgte. Hierauf wurde versucht, denselben Effekt auch noch durch eine Gleichstromglimmentladung zu erzeugen. Dies gelang in der Tat, wenn die Mg-Platte Anode

<sup>1)</sup> Lord KELVIN, Phil. Mag. **46**, 117, 1898.

<sup>2)</sup> Vergl. die Tabelle bei G. HOLST und E. OOSTERHUIS, Physica **1**, 78, 1921.

war, dagegen genügte schon ein Stromübergang von wenigen Sekunden Dauer in der entgegengesetzten Richtung, um wieder den normalen Effekt herzustellen. Es war nun klar, dass der inverse Voltaeffekt durch eine negative Aufladung der Mg-Elektrode hervorgerufen wird.

Tabelle.

Voltaeffekt	Funkenspannung in Ne mit			$\psi$ Mg
	Kathode=Mg	Kathode=Ag	Differenz	
normal verkehrt	193 <sub>5</sub> Volt	193 <sub>5</sub> Volt	0 Volt	10 Volt
	187 <sub>5</sub> „	207 „	19 <sub>5</sub> „	
normal verkehrt	168 Volt	192 Volt	24 Volt	8 Volt
	162 „	202 <sub>5</sub> „	40 <sub>5</sub> „	
normal verkehrt	160 <sub>5</sub> Volt	186 Volt	25 <sub>5</sub> Volt	4,5 Volt
	156 „	190 <sub>5</sub> „	34 <sub>5</sub> „	
normal verkehrt	165 Volt	180 Volt	15 Volt	4 Volt
	163 <sub>5</sub> „	186 „	22 <sub>5</sub> „	

Was jetzt den Zusammenhang zwischen Funkenspannung und Voltaeffekt betrifft, so sind einige Versuchsresultate, die bei verschiedenen Gasdrucken erhalten wurden, sich aber ausserdem auch in bezug auf die Reinheit des verwendeten Neons noch relativ stark unterscheiden (bei allen Versuchen strömte das Ne durch ein mit Kokosnusskohle gefülltes Glasrohr, das in flüssige Luft tauchte), in der Tabelle zusammengestellt. Man sieht, dass die Funkenpotentiale, wenn das eine Mal Mg und das andere Mal Ag Kathode ist, gerade dann einen besonders grossen Unterschied zeigen, wenn der Voltaeffekt das umgekehrte Vorzeichen hat. Diese auf den ersten Blick merkwürdige Erscheinung wird sofort verständlich unter Zugrundelegung der von MILLIKAN<sup>1)</sup> angegebenen verallgemeinerten EINSTEIN'schen Beziehung zwischen Voltaspannung und langwelliger Grenze des lichtelektrischen Effektes. Da es scheint, dass diese Arbeit, wohl infolge der knappen Schreibweise, nicht überall richtig verstanden wurde, mag es erlaubt sein, hier statt eines einfachen Hinweises den Gedankengang, soweit er auf unsere Versuche Bezug hat, nochmals darzustellen: Bezeichnen  $\nu_a$  und  $\nu_b$  die langwelligen Grenzen (in Schwingungszahlen) zweier Metalle  $a$  und  $b$ , so lautet bekanntlich die ursprüngliche EINSTEINSche Gleichung:

$$h(\nu_b - \nu_a) = e(\Phi_b - \Phi_a) = e \cdot V_{ab}.$$

Bei der Aufstellung dieser Beziehung wird vorausgesetzt, dass die Austrittsarbeit der lichtelektrischen Elektronen, nämlich  $h\nu_a$  bzw.  $h\nu_b$  gleich ist derjenigen  $e\Phi_a$  bzw.  $e\Phi_b$  der (Leitungs-)

<sup>1)</sup> R. A. MILLIKAN, Phys. Rev. **7**, 18, 1916 und **18**, 236, 1921.

Elektronen, welche die Voltaspannung verursachen. Dies ist nun nach MILLIKAN nicht mehr der Fall, wenn auf einem der beiden Metalle, z. B. auf  $a$ , eine Schicht negativer Elektrizität sitzt. Infolge der polarisierenden Wirkung dieser Schicht auf das Metallinnere entsteht dort eine positive Elektrizitätsschicht, im ganzen also eine elektrische Doppelschicht, welche die Oberfläche des Metalls um den Betrag  $\psi_a$  gegen das Innere negativ auflädt. Infolgedessen ist die VOLTA'sche Spannungsdifferenz zwischen  $a$  und  $b$  jetzt

$$V'_{ab} = \Phi_b - \Phi_a - \psi_a = V_{ab} - \psi_a.$$

Werden nun die beiden Metalle nicht direkt miteinander verbunden, sondern wird eine Batterie von der Spannung  $B$  dazwischen geschaltet, so ist die wirkliche zwischen den beiden Metalloberflächen herrschende Spannungsdifferenz

$$B_{ab}^* = B + V'_{ab}.$$

Was nun die Photoelektronen betrifft, so soll nach MILLIKAN erstens die langwellige Grenze des Metalls  $a$  durch das Vorhandensein der elektrischen Doppelschicht auf  $a$  nicht verschoben werden, und es soll zweitens auch die kinetische Energie, mit der die Photoelektronen (die durch Licht der Frequenz  $\nu$  aus dem Metall losgelöst werden), die Metalloberfläche verlassen, ungeändert bleiben. Wird daher zwischen ein drittes Metall  $c$  (Faradayzylinder) und das Metall  $a$  eine solche Batteriespannung  $B_{ac}$  geschaltet, dass die wirkliche Spannung  $B_{ac}^*$  zwischen  $a$  und  $c$  gerade entgegengesetzt gleich der Voltgeschwindigkeit der aus dem Metall  $a$  abgelösten Photoelektronen ist, so muss

$$h(\nu - \nu_a) = e B_{ac}^* = e (B_{ac} + V_{ac} - \psi_a)$$

sein. (Hierbei ist  $\psi_c = 0$  vorausgesetzt.) Analog gilt zwischen  $b$  und  $c$  (wobei auch  $\psi_b = 0$  sein soll)

$$h(\nu - \nu_b) = e B_{bc}^* = e (B_{bc} + V_{bc}).$$

Also wird

$$h(\nu_b - \nu_a) = e (B_{ac} - B_{bc}) + e V'_{ab}.$$

Dies ist die von MILLIKAN verallgemeinerte EINSTEIN'sche Gleichung, welche an Stelle der EINSTEIN'schen zu treten hat, wenn zu dem innern, dem Metall eingeprägten Voltapotential  $\Phi_a$  noch ein unechtes (spurious) Oberflächenpotential  $\psi_a$  hinzukommt. Welche Aussagen man über die Beschaffenheit einer solchen Doppelschicht machen kann, damit sie in der angegebenen Weise auf Voltapotential, langwellige Grenze und Austrittsgeschwindigkeit der Photoelektronen einwirkt, soll unten kurz besprochen werden.

Was jetzt die Einwirkung der Doppelschicht auf die Funkenspannung  $F_{ab}$  ( $a$  = Kathode,  $b$  = Anode) betrifft, so ist klar, dass nicht die zwischen die Platten  $a$  und  $b$  geschaltete Batteriespannung  $F_{ab}$  wirksam ist, sondern die wirkliche, zwischen  $a$  und  $b$  vorhandene Spannung  $F_{ab}^* = F_{ab} + V'_{ab}$ . Wird also das eine Mal  $a$  zur Kathode gemacht und  $b$  zur Anode, und das zweite Mal  $b$  zur Kathode und  $a$  zur Anode, und wird das erste Mal die Batteriespannung  $F_{ab}$  als scheinbare Funkenspannung gemessen und das zweite Mal  $F_{ba}$ , so ist

$$\begin{aligned} F_{ab}^* &= F_{ab} + V'_{ab} = F_{ab} + V_{ab} - \psi_a \\ F_{ba}^* &= F_{ba} + V'_{ba} = F_{ba} - V_{ab} + \psi_a \end{aligned}$$

Also wird die wirkliche Differenz der Funkenspannungen gleich  $F_{ab}^* - F_{ba}^* = F_{ab} - F_{ba} + V'_{ab} - V'_{ba} = F_{ab} - F_{ba} + 2V_{ab} - 2\psi_a$ . Da man nun weiss, dass die Funkenspannungen der Metalle dieselbe Reihenfolge haben wie die langwelligen Grenzen (in Schwingungszahlen gemessen), so machen wir die Annahme, dass die wirkliche Funkenspannung  $F_{ab}^*$  durch das Vorhandensein der elektrischen Doppelschicht nicht beeinflusst wird, weil ja nach Milikan auch die langwellige Grenze unbeeinflusst bleibt. Dann ist also, wenn bei zwei Versuchen das erste Mal  $\psi_a \neq 0$  und das zweite Mal  $\psi_a = 0$  ist, doch  $(F_{ab}^*)_1 = (F_{ab}^*)_2$  und  $(F_{ba}^*)_1 = (F_{ba}^*)_2$ , und der scheinbar gemessene Unterschied wird

$$(F_{ab} - F_{ba})_1 - (F_{ab} - F_{ba})_2 = 2\psi_a.$$

$\psi_a$  wird (vergl. Tabelle) von der Grössenordnung 3—10 Volt.

Über die polarisierende Doppelschicht kann man jetzt folgende Aussagen machen: Eine erste wesentliche Annahme der angegebenen Erklärung des beobachteten Zusammenhangs zwischen Funkenspannung und Vorzeichen des Voltaeffektes ist die, dass die Austrittsarbeit der zur Funkenentladung nötigen Elektronen aus der Kathode durch die auf derselben sitzende, aussen negative Doppelschicht zum mindesten nicht vergrössert wird. Diese Annahme, die mit der MILLIKAN'schen bezüglich der langwelligen Grenze übereinstimmt, ist durchaus notwendig; denn jede Vergrösserung dieser Austrittsarbeit hätte ja eine Erhöhung des Funkenpotentials zur Folge. Man muss also annehmen, dass es in der Metalloberfläche, auf (oder richtiger: in) welcher die polarisierende Doppelschicht sitzt, zweierlei Elektronen gibt: 1. Photoelektronen, die das Metall gerade so leicht verlassen können, wie wenn keine solche Schicht vorhanden wäre (Austrittsarbeit =  $\Phi$ ), und 2. die die Doppelschicht (Potentialsprung =  $\psi$ ) erzeugenden Polarisationselektronen. Deren Austrittsarbeit beträgt

$\Phi + \psi$ , d. h. sie ist um den Betrag  $\psi$  grösser als die der Photoelektronen. Ferner sieht man, dass schon die äussere, negativ geladene Belegung der Doppelschicht nicht nur ganz aussen auf der Metalloberfläche sitzen kann, sondern noch eine gewisse Tiefenausdehnung in das Metallinnere besitzen muss: denn es wird bei der Rechnung zweitens angenommen, dass 1. der Entstehungsort der Photo- (bezw. Funkenpotential-) elektronen im Metall schon das Potential  $\Phi + \psi$  der Metalloberfläche hat. Dies ist besonders plausibel, wenn man bedenkt, dass die Polarisations elektronen mit beträchtlichen Voltgeschwindigkeiten auf die Metalloberfläche aufprallen, also voraussichtlich tiefer in das Metallinnere eindringen als das die Photoelektronen erzeugende Licht.

Schliesslich sei noch bemerkt, dass der beobachtete umgekehrte Voltaeffekt mit zunehmender Reinheit des Füllgases kleiner wird, so dass bei alleräusserster Reinheit des Gases und der Elektroden nur noch eine Abnahme des normalen Voltaeffektes, aber keine Vorzeichenumkehr mehr nach dem Übergang der Wechselstromglimmentladung bemerkbar war. Dies stimmt mit Beobachtungen von MILLIKAN überein, dass an ganz reinen Metallen keine negative Oberflächenentladung auftritt.

Zürich, 1. Februar 1928, Physikal. Institut der Universität.

---