

**6. Ueber die Wirkung  
der Strahlung auf die Funkenentladung;  
von E. Warburg.<sup>1)</sup>**

---

§ 1. Hr. Swyngedauw<sup>2)</sup> hat kürzlich meine Erklärung von der Wirkung der Strahlung auf die Funkenentladung<sup>3)</sup> für falsch erklärt. Er gründet diese Behauptung auf einen Versuch, dessen Klarstellung der Hauptzweck dieser Mitteilung ist. Doch erlaube ich mir, meine Anschauungen von der Sache im Zusammenhang darzulegen, da es zur Zeit möglich ist, dieselben schärfer, als in meiner ersten diesbezüglichen Mitteilung zu präzisieren.

§ 2. Es ist zweckmässig, zwei Fälle zu unterscheiden. Die Funkenstrecke bestehe aus zwei blanken Metallkugeln *A* und *B*, *A* sei zur Erde abgeleitet, *B* werde zu wachsendem Potential geladen.

I. Fall: das Potential von *B* wird langsam erhöht.

Ist 1. die Funkenstrecke gegen wirksame Strahlen geschützt, so macht die Verzögerung — d. h. das Zeitintervall zwischen dem Anlegen des Potentials und dem Auftreten des Funkens — wenn gross, wie bei den meisten trockenen Gasen und kleinen Schlagweiten, die exacte Bestimmung des Funkenpotentials schwer bez. unmöglich.

Steht dagegen 2. die Funkenstrecke unter dem Einfluss von wirksamen Strahlen — ultravioletten, Röntgen-<sup>4)</sup> oder Becquerelstrahlen<sup>5)</sup> — hinreichender Intensität, so wird eine Verzögerung nicht beobachtet, d. h. der Funke tritt ein,

---

1) Aus den Verhandl. der Deutschen Physik. Gesellsch. 2. p. 212. 16. Nov. 1900. Versuche, welche den § 4—6 beschriebenen sehr ähnlich sind, hat Hr. Pellat am 13. Mai 1901 der französischen Akademie vorgelegt. (H. Pellat, Sur une expérience d'oscillation électrique, Compt. rend. 132. p. 1187. 1901.)

2) R. Swyngedauw, Journal de physique 9. p. 488. 1900. Vgl. auch E. Bichat et R. Swyngedauw, Sur les phénomènes actinoélectriques produits par les rayons violets. Rapport pour le congrès international de physique, Paris 1900.

3) E. Warburg, Wied. Ann. 59. p. 1. 1896.

4) H. Starke, Wied. Ann. 66. p. 1009. 1898.

5) J. Elster, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 1. p. 7. 1900.

sobald das Potential von  $B$  auf einen gewissen, mit grosser Schärfe bestimmbaren Wert gesteigert ist, und dieser Wert ist unabhängig von der Natur der angewandten Strahlung.

3. In einigen Fällen findet man das Funkenpotential ein wenig kleiner mit als ohne Bestrahlung, wie z. B. in Luft bei kleinen Schlagweiten, in anderen Fällen verschwindet diese Differenz gänzlich, wie z. B. nach Versuchen des Hrn. Orgler in Wasserstoff bei 660 mm Druck und 6 mm Schlagweite. Daraus schliesse ich, dass diese Differenz keine grössere Bedeutung hat als der Unterschied, welchen man zwischen dem Schmelz- und Erstarrungspunkt bei unterkühlbaren Flüssigkeiten beobachten kann, und ich betrachte die bei bestrahlter Funkenstrecke gefundenen Werte des Funkenpotentials als die normalen, d. h. von passiven Widerständen nicht beeinflussten Werte dieser Grösse.

Nach diesen Auseinandersetzungen ist in dem vorliegenden Fall I die einzige Wirkung der Bestrahlung die Aufhebung der Verzögerung, eine Herabsetzung des Funkenpotentials durch die Bestrahlung findet nicht statt.

§ 3. Anders verhält es sich *scheinbar* in gewissen Fällen, in welchen (Fall II) das Potential der Elektrode  $B$  schnell gesteigert wird, wie z. B., wenn sie, vorher an Erde gelegt, plötzlich mit der inneren Belegung einer geladenen Flasche verbunden wird. Man findet in diesem Falle unter Umständen, dass bei ultravioletter Bestrahlung der Funke bereits eintritt, wenn das Flaschenpotential erheblich kleiner ist, als das nach I bestimmte Funkenpotential.<sup>1)</sup> Hr. S. Wyngedauw erklärt diese Erscheinung nach dem von ihm aufgestellten Satze, dass durch die ultraviolette Bestrahlung das Funkenpotential herabgesetzt werde, und zwar um so mehr, je schneller es beim Anlegen erhöht werde.

Doch muss man in Betracht ziehen, dass bei diesen Versuchen die Funkenstrecke sich beim Anlegen an die Flasche unter gedämpften Oscillationen lädt, bei welchen die Potentialdifferenz der Elektroden zeitweise einen höheren Wert als das Flaschenpotential annimmt. Kann die Capacität der Funkenstrecke gegen die der Flasche und für die erste Halbschwingung

---

1) E. Warburg, l. c. Die dort gegebene Erklärung im Anschluss an einen von Hrn. Jaumann ausgesprochenen Satz trifft nicht zu.

auch die Dämpfung vernachlässigt werden, so ist die maximale erreichte Potentialdifferenz geradezu doppelt so gross als das Flaschenpotential. Von vornherein bleibt also die Möglichkeit offen, dass die von Hrn. Swyngedauw angenommene Herabsetzung des Funkenpotentials nur eine scheinbare ist, indem die Potentialdifferenz der Elektroden zeitweise auf einen Wert steigt, welcher das normale Funkenpotential thatsächlich erreicht oder überschreitet. Dass die Sache sich wirklich so verhält, zeigen die folgenden Versuche.

§ 4. Zwei Flaschen, eine grosse  $J_1$  (Capacität 0,0067 Mf.) und eine kleine  $J_2$  (Capacität 0,000328 Mf.) sind mit ihren äusseren zur Erde abgeleiteten Belegungen verbunden. In diese Leitung kann ein regulirbarer elektrolytischer Widerstand und eine Inductionsspule vom Selbstpotential 42100 cm eingeschaltet werden. Die innere Belegung von  $J_2$  ist zunächst an Erde gelegt; durch Auslösen einer Feder wird sie isolirt und an die innere Belegung von  $J_1$  angelegt. Mit den Belegungen von  $J_2$  sind die Metallkugeln<sup>1)</sup> der Funkenstrecke verbunden, welche in der Regel durch Bogenlicht, das durch Quarzlin sen concentrirt ist, bestrahlt wird.

Ist

$$(1) \quad w^2 < 4 L \cdot (\kappa_1 + \kappa_2),$$

wo  $w$  den Widerstand,  $L$  das Selbstpotential des Kreises bezeichnet,  $\kappa_1$  und  $\kappa_2$  die reciproken Werte der Capacitäten der Flaschen 1 und 2 vorstellen, so läst sich 2 unter gedämpften Oscillationen, und zwar ist<sup>2)</sup>

---

1) Ich benutzte Eisen-, Messing- und Zinkkugeln von 2,6 cm Durchmesser; sie wurden zuerst mit Putzpomade, dann mit Wiener Kalk und Alkohol behandelt. Die Ergebnisse wurden durch das Material wenig beeinflusst, Zink eignet sich vielleicht am besten.

2) Seien  $V_1, V_2$  die Potentialdifferenzen zwischen innerer und äusserer Belegung von 1 bez. 2,  $i$  die Stromstärke, so ist

$$(1) \quad i \cdot w = V_1 - V_2 - L \cdot \frac{di}{dt}.$$

Ferner

$$(2) \quad i = - \frac{1}{\kappa_1} \frac{dV_1}{dt} = + \frac{1}{\kappa_2} \cdot \frac{dV_2}{dt}$$

und zu jeder Zeit

$$(3) \quad -\frac{V_1}{\kappa_1} + \frac{V_2}{\kappa_2} = \bar{V} \left( \frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right).$$

Setzt man

$$(2) \quad V_2 = \bar{V}_2 \left\{ 1 - e^{-\frac{t}{\theta}} \left( \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{T}{\theta} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t \right) \right\},$$

wo

$$\theta = \frac{2L}{w}, \quad T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\kappa_1 + \kappa_2}{L} - \frac{w^2}{4L^2}}}.$$

 $\bar{V}_2$  ist der Endwert von  $V_2$ ,

$$(3) \quad \bar{V}_2 = V \cdot \frac{\kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2},$$

wo  $V$  das Potential ist, auf welches 1 ursprünglich geladen war. Der grösste Wert, welchen  $V_2$  annimmt,  $V_{2, \max.}$ , wird zur Zeit  $T/2$  erreicht, und ist

$$(4) \quad V_{2, \max.} = \bar{V}_2 \left( 1 + e^{-\frac{T}{2\theta}} \right).$$

Sind Spule und elektrolytischer Widerstand ausgeschaltet, so besteht die Leitung aus ungefähr 5 m 0,7 mm starken Kupferdrahtes und besitzt, als gerader Draht betrachtet, nach Lord Rayleigh und Stefan ein Selbstpotential gleich 6270 cm

$$(4) \quad V_1 - V_2 = U,$$

so ergibt (2)

$$(\kappa_1 + \kappa_2) \cdot i = - \frac{dU}{dt},$$

was in (1) substituiert die bekannte Gleichung der oscillatorischen Entladung liefert:

$$(5) \quad \frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{2}{\theta} \cdot \frac{dU}{dt} + n^2 \cdot U = 0,$$

wo

$$n^2 = \frac{\kappa_1 + \kappa_2}{L}.$$

Nimmt man nun für  $t = 0$  an:

$$V_1 = V, \quad V_2 = 0, \quad \frac{dV_1}{dt} = \frac{dV_2}{dt} = 0,$$

also

$$U = V, \quad \frac{dU}{dt} = 0,$$

so liefert (5), unter diesen Bedingungen integrirt:

$$(6) \quad U = V \cdot e^{-\frac{t}{\theta}} \cdot \left( \cos \frac{2\pi}{T} \cdot t + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{T}{\theta} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \cdot t \right).$$

Eliminirt man aus (6)  $V_1$  mittels (4) und (3), so entsteht die Gleichung (2) des Textes.

für schnelle Oscillationen. Daraus ergibt sich die Schwingungszahl pro Secunde

$$m = \frac{1}{T} = 3,6 \cdot 10^6 ;$$

der Widerstand für diese Schwingungen

$$w = 1,2 \Omega^1), \quad \frac{T}{\theta} = 0,0265, \quad \frac{V_{2, \max.}}{V_2} = 1,99.$$

§ 5. Mit dieser Anordnung machte ich folgende Versuche, bei welchen Eisenkugeln verwandt wurden. Zink und Messing ergaben entsprechende Resultate.

1. Spule und Widerstand sind ausgeschaltet, das nach § 2 bestimmte normale Funkenpotential ist 4190. Es genügt nun,  $J_1$  auf 2920 Volt zu laden, damit beim plötzlichen Anlegen an  $J_2$ , wie vorhin beschrieben, die Flaschen sich durch die bestrahlte Funkenstrecke entladen. In der That ist in diesem Falle

$$\bar{V}_2 = \frac{\kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2} \cdot V = 0,95 V = 0,95 \cdot 2920 = 2770 \text{ Volt.}$$

$$V_{2, \max.} = 1,99 \cdot 2770 = 5500 \text{ Volt,}$$

um 1310 Volt höher als das normale Funkenpotential.

2. Ich brachte nun durch Einschalten von elektrolytischem Widerstand den Widerstand des Kreises auf 306  $\Omega$ . In diesem Fall vollzog sich die Ladung von  $J_2$  aperiodisch, da die Ungleichung (1) bereits für  $w = 283 \Omega$  zu bestehen aufhört. Nunmehr musste ich  $J_1$  auf 4365 Volt laden, wenn beim Anlegen an  $J_2$  Entladung durch die bestrahlte Funkenstrecke eintreten sollte.

In der That ist der hier nicht überschrittene Endwert von  $V_2$

$$\bar{V}_2 = 0,95 \cdot 4365 = 4150 \text{ Volt,}$$

innerhalb der Fehlergrenzen gleich dem normalen Funkenpotential. Gleichwohl vollzog sich die Ladung der Flasche  $J_2$  auch in diesem Falle ausserordentlich schnell, man kann berechnen, dass beim Beginn der aperiodischen Ladung, welchem man hier nahe ist, der definitive Wert  $\bar{V}_2$  bereits nach 3 Millionstel Secunde bis auf 1 Proc. erreicht ist. Nach dem § 3 citirten

---

1) Für constanten Strom ist der Widerstand 0,218  $\Omega$ .

Satz des Hrn. Swyngedauw hätte also die Funkenentladung bereits für ein Potential von  $J_1$  kleiner als 4365 Volt eintreten müssen.

3. Darauf wurde auch die Inductionsspule hinzugeschaltet und dadurch die Selbstinduction des Kreises auf 48400 cm gesteigert, infolge dessen man trotz des Widerstandes von  $306 \Omega$  wieder in das Gebiet der Oscillationen zurückkehrte. Es genügte nun,  $J_1$  auf 3950 Volt zu laden, um beim Anlegen an  $J_2$  einen Funken in der bestrahlten Funkenstrecke zu erzielen. Hier ist

$$m = \frac{1}{T} = 1,19 \cdot 10^6,$$

$$\Theta = 3,16 \cdot 10^{-7},$$

$$\frac{V_{2, \text{max.}}}{\bar{V}_2} = 1,264,$$

$$\bar{V}_2 = 3950 \cdot 0,95 = 3760,$$

$$V_{2, \text{max.}} = 4750,$$

600 Volt höher als das normale Funkenpotential.

4. Eine Herabsetzung des Funkenpotentials durch die Bestrahlung findet also auch in dem Fall II, in welchem die Potentialdifferenz der Elektroden schnell gesteigert wird, nicht statt. Als ich aber die Bestrahlung durch Bogenlicht wegliess, blieb in der Regel<sup>1)</sup> auch die Funkenentladung aus, solange der Endwert  $\bar{V}_2$  der Potentialdifferenz der Elektroden das normale Funkenpotential nicht erreichte. Das entspricht ganz den Angaben des Hrn. Bjerknes<sup>2)</sup>, welcher bei Hertz'schen Schwingungen das zeitweise Eintreten einer Potentialdifferenz von 7000 Volt nötig fand, um eine Funkenentladung herbeizuführen, für deren Einleitung 2080 Volt unter gewöhnlichen statischen Verhältnissen genügt hätten.

Also auch in dem Fall II setzt die Bestrahlung lediglich die Verzögerung herab, welche hier zur Funkenbildung kleiner als die Zeit sein muss, während deren die das Funkenpoten-

1) Nur bei frisch geputzten Zinkkugeln trat auch ohne Bestrahlung die Funkenentladung schon bei etwas kleineren Werten von  $\bar{V}_2$  ein.

2) V. Bjerknes, Bihang till Kongl. svenska Vetenskabs. Akademiens Handlingar 20. p. 1894/95.

tial übersteigende Potentialdifferenz der Elektroden besteht, also kleiner als ungefähr  $\frac{1}{2}$  Millionstel Secunde.

§ 6. Ich verzeichne hierunter noch die Ergebnisse einiger Versuche mit verschiedenen Widerständen des Kreises.  $V$  bedeutet immer das kleinste Potential der Flasche 1, welches zur Funkenbildung hinreichte.

$$L = 48\,400 \text{ cm}, \quad x_1 + x_2 = 32 \cdot 10^{17}, \quad \frac{x_2}{x_1 + x_2} = 0,95, \quad V_0 = 4130 \text{ Volt.}$$

$w$ in $\Omega$	$m \cdot 10^{-6}$	$\theta \cdot 10^6$	$\frac{V_{2, \max.}}{\bar{V}_2}$	$V$ (Volt)	$\bar{V}_2$	$V_{2, \max.}$	$V_{2, \max.} - V_0$
254	1,22	0,381	1,343	3730	3540	4740	610
152	1,27	0,637	1,538	3410	3240	4990	860
48	1,29	2,02	1,826	3190	3030	5540	1410

Der maximale, bei den Oscillationen erreichte Potentialunterschied  $V_{2, \max.}$  ist also stets grösser, als das normale Funkenpotential  $V_0$ , die Differenzen  $V_{2, \max.} - V_0$  sind so gross, dass sie Beobachtungsfehlern nicht zugeschrieben werden können.

Daraus habe ich bei der ersten Veröffentlichung dieser Versuche (l. c.) geschlossen, dass auch bei der angewandten ultravioletten Bestrahlung eine Verzögerung übrig blieb, welche nicht kleiner war, als 0,4 Millionstel Secunde. Die nachfolgende Untersuchung des Hrn. Guthe hat diesen Schluss nicht bestätigt, vielmehr eine andere Erklärung der Differenz  $V_{2, \max.} - V_0$  wahrscheinlich gemacht, nach welcher selbst bei den hier auftretenden schnellen Oscillationen durch die ultraviolette Bestrahlung die Verzögerung vollständig aufgehoben zu werden scheint.

§ 7. Als Gesamtergebnis dieser Versuche kann man hinstellen, dass die Wirkung der ultravioletten Strahlen auf die Funkenentladung lediglich in einer Herabsetzung der Verzögerung, nicht in einer Herabsetzung des Funkenpotentials besteht, mag die Potentialdifferenz langsam oder schnell an die Funkenstrecke angelegt werden. Dieses Ergebnis steht in vollem Gegensatz zu den Behauptungen des Hrn. Swyngedauw.

Berlin, Physik. Institut, im November 1900.

(Eingegangen 10. Juni 1901.)