

Über die Berechnung der Austrittsarbeit im Richardson-Effekt nach einer Methode von O. Scherzer

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

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **7 (1934)**

Heft [2]: **Supplementum 2. La théorie des électrons dans les métaux**

PDF erstellt am: **23.04.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110410>

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.

Über die Berechnung der Austrittsarbeit im Richardson-Effekt nach einer Methode von O. Scherzer

von A. Sommerfeld (München).

Man denke sich die Ionenladung gleichmässig verschmiert und unbeweglich. Wenn man auch die Elektronen *pulverisiert* denkt und sie nach dem Vorbilde des Fermischen Atommodelles behandelt, so findet man als Lösung der betreffenden Differentialgleichung eine Elektronendichte, die erst im Unendlichen asymptotisch zu Null geht, in Analogie zum neutralen Fermi-Atom. Man schliesst daraus: Wäre die Elektronenladung e unendlich klein, so wäre die Austrittsarbeit null; es gäbe keine neutralen Metalle. Jedes Metall müsste sich spontan *positiv aufladen*.

Man versteht dies, wenn man als Grund für die Austrittsarbeit die *Bildkraft* ansieht. Diese verschwindet bei unendlich kleiner Ladung von zweiter Ordnung. Mit der Bildkraft kann man quantitativ nicht operieren, weil die Verhältnisse an der Oberfläche völlig undurchsichtig sind. Um davon frei zu werden, verfährt SCHERZER so, dass er das Elektron im Innern des Metalls *in unendlich kleinen Schritten abbaut* und im Äusseren wieder aufbaut.

Die im Aufbau begriffene Ladung ausserhalb des Metalles wird sehr weit vom Metallrand entfernt gedacht. In ihrer Umgebung herrscht daher merklich Coulombsches Potential. Der Ladungsrest im Metallinnern, der ebenfalls weit vom Metallrand entfernt sein soll, ist von einem kugelförmigen Gebiet umgeben, in das die umgebenden Elektronen nach der Fermischen Potentialgleichung nicht eindringen können. Im Innern dieses Gebietes befindet sich ausser der im Aufbau begriffenen Ladung nur die gleichmässig verschmierte Ionenladung. Ausserhalb der von Elektronen freien Kugel ist die (kugelsymmetrisch verteilte) Elektronendichte durch die Fermische Potentialgleichung bestimmt. Löst man diese Gleichung näherungsweise auf und fordert man, dass das Potential nebst seiner Ableitung an der Übergangsstelle zwischen elektronenfreiem und elektronenerfülltem Gebiet stetig sein soll, so erhält man eine kubische Gleichung für den Radius der elektronenfreien Kugel. Durch diesen Radius ist das Potential am Ort der abzubauenen Ladung und damit auch der Potentialunterschied zwischen abzubauenen und aufzubauenen Ladung bestimmt. Dieser Potentialunterschied entspricht der Arbeit, die

man bei der Überführung eines einzelnen Ladungselementes zu leisten hat. Durch Integration von Null bis zur Elektronenladung erhält man daraus die Arbeit, die zur Entfernung des Elektrons aus dem Metall erforderlich ist, in der Form:

$$W = \frac{3}{10} e^2 (36 \pi n)^{1/3} (1 + 2 a n^{1/3}). \quad (1)$$

Dabei ist a der Wasserstoffradius $0,53 \cdot 10^{-8}$ cm, n die Zahl der „freien“ Elektronen pro Kubikzentimeter. Der angeschriebene Ausdruck für W ist der Anfang einer semikonvergenten Entwicklung nach steigenden Potenzen von $n^{1/3}$.

Zieht man von W die theoretisch bekannte „innere Austrittsarbeit“

$$\zeta = \frac{h^2}{2 m} \left(\frac{3 n}{8 \pi} \right)^{2/3} = \frac{\pi}{2} e^2 a (9 \pi n^2)^{1/3} \quad (2)$$

ab, so erhält man für die Alkalien, bei denen man mit gutem Recht *ein* freies Elektron pro Atom annehmen darf, nach Umrechnung in Volt:

$$w = W - \zeta = 17,6 \left(\frac{D}{M} \right)^{1/3} - 10,7 \cdot \left(\frac{D}{M} \right)^{2/3}, \quad (3)$$

wo $M/D =$ Atomvolumen. Man berechnet hieraus:

	Na	Cs
beob.	1,8	1,4
ber. nach (3)	5,0	3,7
ber. nach TAMM u. BLOCHINZEV ¹⁾	3,1	1,5

Wir schliessen mit einer Bemerkung über den Koeffizienten A im Richardsonschen Gesetz:

$$J = A T^2 e^{-\frac{w}{T}}.$$

REIMAN (Nature, Juni 1934) und BECKER-BRATTAIN (Phys. Rev. 45) haben darauf hingewiesen, dass die Temperaturabhängigkeit von w den theoretischen Wert von $A = 120,4$ Amp/cm² fälschen muss. Diese Temperaturabhängigkeit lässt sich aus Formel (3) berechnen. Sie rührt wesentlich von der thermischen Expansion (Abnahme von D mit T) her.

Die Ableitung der hier mitgeteilten Resultate soll in der Dissertation von Herrn E. BARTELINK gegeben werden.

¹⁾ J. TAMM und D. BLOCHINZEV, Zeitschr. f. Ph. **77**, 774, 1932. Die Zahlen sind korrigiert nach H. BETHE, Hdb. d. Physik Bd. XXIV/2, 2. Aufl. S. 426.