6. *Über die absolute Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Grund der Alkalimetallspektren, über die Strahlung der Hefnerlampe und des Osmiums;*

von F. Leder.

(Auszug aus der gleichnamigen Kieler Dissertation.[1])

Schon Kirchhoff und Bunsen[2]) haben bemerkt, daß die Spektren der Alkalien außer den hellen Linien auch kontinuierliches Licht von oft nicht unbeträchtlicher Helligkeit aufweisen; doch hat das größere Interesse an den Linien lange Zeit die genauere Untersuchung dieses Lichtes zurückgehalten. Hr. Lecoq de Boisbaudran[3]) stellt zuerst sorgfältig in Zeichnung und Beschreibung die Helligkeitsverteilung in den Bunsenflammenspektren von K-, Rb- und Cs-Salzen dar, wie sie direkt dem Auge erscheinen. Hr. Gouy[4]) vergleicht später photometrisch die kontinuierliche Helligkeitsverteilung in den Spektren einer Kochsalzflamme und einer leuchtenden Gasflamme. Weit ins Ultraviolett reichende photographische Darstellungen der Bunsenflammenspektren der Alkalimetalle, die allerdings durch die spektrale Empfindlichkeitsverteilung der benutzten Plattensorten wesentlich modifiziert sind, finden sich bei Eder und Valenta[5]) und Konen und Hagenbach.[6])

Das gesamte kontinuierliche Spektrum der Alkalimetalle ist nach diesen Beobachtungen, wie schon von Gouy hervorgehoben wird, aufzufassen als eine Übereinanderlagerung zweier

---

1) Der philosophischen Fakultät vorgelegt am 2. August 1907.

2) G. Kirchhoff u. R. Bunsen, Pogg. Ann. **110.** p. 161. 1860 und **113.** p. 337. 1861.

3) Lecoq de Boisbaudran, „Spectres Lumineux". Paris 1874.

4) M. Gouy, Ann. de Chim. et Phys. (5) **18.** p. 1. 1879.

5) J. M. Eder u. E. Valenta, Beiträge zur Photochemie u. Spektralanalyse. Wien 1904. Im Kommissionsverlag bei Knapp, Halle a. S.

6) A. Hagenbach u. H. Konen, Atlas der Emissionszentren der meisten Elemente. G. Fischer, Jena 1905. Tafel I u. II.

verschiedener Teile, der spektralen Höfe der Hauptserienlinien und eines mit diesen Höfen und Linien in keinem unmittelbaren Zusammenhang stehenden Restes des kontinuierlichen Spektrums, das speziell als kontinuierlicher Grund bezeichnet werden soll. Daß auch dieser zusammen mit den Spektrallinien als charakteristisch für das betreffende Metall anzusehen ist, wird durch diese Untersuchungen wahrscheinlich gemacht, wenn sie auch keinen endgültigen Beweis hierfür geben.

Als Resultat besonderer hierauf bezüglicher Beobachtungen von Hrn. Lenard[1]) findet sich, daß jedem Metall eine besondere Helligkeitsverteilung des kontinuierlichen Grundes entspricht, die von der Säure des eingeführten Salzes selbst unabhängig und ebensowenig einem gemeinsamen Bestandteil aller Salzflammen zuzuschreiben ist. Die weitere Tatsache, daß das Auftreten des kontinuierlichen Grundes an dieselben Flammenteile gebunden ist, wie dasjenige der Nebenserien, und daß bei denjenigen Alkalien — Rb und Cs —, welchen ein verstärktes Auftreten der Nebenserienlinien im inneren Flammenmantel eigen ist, auch verstärktes Auftreten des Grundes daselbst konstatiert wird, deutet auf einen inneren Zusammenhang zwischen den beiden genannten Emissionen hin. Es wird dies noch besonders wahrscheinlich gemacht durch Beobachtungen elektrischer Art, welche für beide — Grund und Nebenserien — die gleichen Emissionszentren — nämlich positiv geladene Metallatome — nachweisen. Dies gestattet, zusammen mit der spektralen Verteilung des Grundes bei allen fünf Alkalien, den Grund als das Resultat starker Verbreiterung und Hofbildung der Nebenserienlinien aufzufassen.

Diesen Zusammenhang möglichst genau quantitativ zu prüfen durch photometrische Ausmessung des Intensitätsverlaufes des kontinuierlichen Grundes im gesamten sichtbaren Spektrum und besonders in der Umgebung der Nebenserienlinien, war die Absicht der vorliegenden Arbeit. Der Zusammenhang findet sich, soweit im sichtbaren Gebiet zu urteilen ist, bestätigt. Die Arbeit behält jedoch auch un-

---

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **9.** p. 642. 1902; **11.** p. 649. 1903; **17.** p. 197. 1905. (Im weiteren als l. c. 02. bzw. 03 ... 05 zitiert.)

abhängig hiervon ihren Wert als erste quantitative Durchmessung der genannten Spektren.

Daneben ließ die notwendig gewordene Vergleichung der Strahlung einer aus praktischen Gründen als erstes Vergleichslicht für die Ausmessung des Grundes benutzten Osmiumlampe mit der Strahlung des schwarzen Körpers einige neue Kenntnis über die Strahlung des Osmiums im allgemeinen gewinnen.

Besondere, an der Hefnerlampe ausgeführte photometrische Strahlungsmessungen schließlich lieferten eine gute Bestätigung der von K. Ångström gemachten Angaben.

Methode der Untersuchung.

Zur Ausmessung der spektralen Helligkeitsverteilung des kontinuierlichen Grundes diente ein von Hilger (London) nach dem von Hüfner[1]) angegebenen Prinzip gebautes Spektrophotometer. Als erstes Vergleichslicht wurde eine mit konstant gehaltener Spannung von 36 Volt brennende Osmiumlampe benutzt, deren Strahlung mit Hilfe eines die eine Spalthälfte bedeckenden totalreflektierenden Prismas in den Apparat gespiegelt wurde. Die Intensität dieses durch ein vor dem Spalt befindliches Nicolsches Prisma polarisierten Lichtes war durch ein zweites im Beobachtungsfernrohr angebrachtes drehbares Polarisationsprisma in beliebiger, genau meßbarer Weise veränderlich. Die spektrale Zerlegung geschah durch ein vierseitiges Hilgersches Prisma, das durch Drehung um eine Vertikalachse mit Hilfe einer Mikrometerschraube mit Trommelteilung jede beliebige, an der geeichten Teilung direkt ablesbare Wellenlänge unter dem Minimum der Ablenkung in einen Okularspalt des Beobachtungsfernrohrs einzustellen gestattete. Die Dispersion des Prismas ließ die D-Linien noch deutlich getrennt erscheinen.

Untersucht wurde der kontinuierliche Grund der leuchtenden Dämpfe des Natriums, Kaliums, Rubidiums und Cäsiums, die durch Einführung geeigneter Salze dieser Metalle in die Bunsenflamme erhalten wurden. Zur Erreichung möglichster Intensität des Grundes wurden die Salze in ein oder zwei

1) Hüfner, Zeitschr. f. physik. Chemie 3. p. 562. 1889.

länglichen Platinschiffchen von der breiten Seite her in den äußeren Flammenmantel gebracht, der durch einen auf den Brenner aufgesteckten Aufsatz mit spaltförmiger, 44 mm langen und 2,5 mm weiten Öffnung flach geformt war und mit seiner Längsrichtung in der Achse des Kollimatorrohres stand.[1]) Durch den unmittelbar vor dem Spalt befindlichen Hüfnerschen Glaskörper wurde es ermöglicht, daß beide Spektren mit scharfer Kante ohne dunkle Trennungslinie aneinanderstießen und der Vergleichung ihrer beiden Intensitäten daher keinerlei Schwierigkeit entgegenstand.

Die Genauigkeit dieser Intensitätsvergleichung hängt von der Erfüllung der Forderung ab, daß einerseits einer kleinen Winkeländerung des analysierenden Prismas eine relativ möglichst kleine Intensitätsänderung entspreche, daß andererseits aber auch diese kleine Winkel- bzw. Intensitätsänderung vom Auge möglichst deutlich wahrgenommen werde. Das erstere ist bei sehr kleinen, das andere bei sehr großen Winkeln der Fall — die Winkel immer von der Parallelstellung beider Nicols aus gerechnet —, während bei mittleren Winkellagen beiden Forderungen gleich gut genügt wird, und die Meßgenauigkeit hier infolgedessen ein Optimum hat.

Zur Erreichung derartiger Winkellagen im ganzen Gebiet des auszumessenden Spektrums wurde das Vergleichslicht durch rotierende Sektoren in passender und zugleich meßbarer Weise, wo nötig, geschwächt.

Eine weitere Bedingung für genaue Messung war die Konstanz der Lichtquellen. Für die Osmiumlampe war diese durch Spannungskontrolle leicht zu erreichen. Bei den salzhaltigen Flammen dagegen mußte das Meßergebnis durch geeignete Beobachtungsweise von der unvermeidlichen zeitlichen Intensitätsabnahme der Metalldampfemission infolge der allmählichen Verdampfung des Salzes unabhängig gemacht werden.

Es wurden zunächst mit einer ersten Beschickung der Platinschiffchen etwa drei herausgewählte Spektralstellen (Fig. 1) *a*, *b*, *c* der Reihe nach mehrmals hin und zurück photometriert und dann unter Zugrundelegung eines Intensitätswertes — etwa *a* — die anderen Intensitäten mit Hilfe der Mittelwerte ihrer Ver-

1) Das Licht der glühenden Schiffchen war natürlich abgeblendet.

hältniszahlen angeschlossen. Darauf wurde mit einer zweiten Beschickung eine der soeben gewählten Spektralstellen — etwa *c* — zusammen mit einigen neu herausgesuchten — *d* und *e* — in gleicher Weise kombiniert und durch Benutzung des Verhältnisses der beiden für *c* gefundenen Intensitätswerte an die erste Gruppe angeschlossen. Durch diese Beobachtungsweise, für welche die Dissertation nähere Beispiele gibt, war die gesamte relative Intensitätsverteilung des kon-

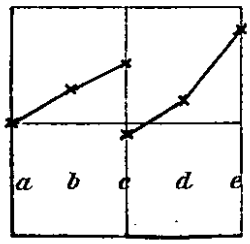

Fig. 1.

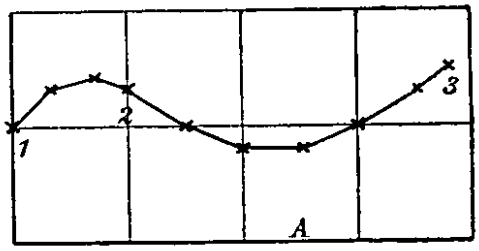

Fig. 2.

tinuierlichen Grundes, unabhängig von etwaigen Variationen der Flammenhelligkeit, zu gewinnen.

Infolge großer Häufung der notwendigen Anschlüsse konnte dabei allerdings die Lage der entfernteren Teile ungenau werden. Es wurden deshalb in einer zweiten unabhängigen Versuchsreihe mehrere der vorher indirekt angeschlossenen, entfernter liegenden Spektralstellen 1, 2, 3 (Fig. 2) durch direkten photometrischen Vergleich mit einem geeignet gewählten Fixpunkte, etwa *A*, verbunden. Die Abschwächung des Vergleichslichtes durch Sektoren konnte bei den einzelnen Versuchsreihen und auch für Punkte innerhalb derselben Reihe eine verschiedene sein; sie ließ sich immer durch Benutzung des bekannten Sektorenverhältnisses in Rechnung ziehen.

Für jedes der untersuchten Alkalimetalle wurde in der soeben beschriebenen Weise eine größere Zahl unabhängiger Versuchsreihen ausgeführt und die so für jede Spektralstelle gewonnenen Einzelwerte der Intensität mit Benutzung ihrer in der üblichen Weise berechneten Gewichte zu einem Mittelwert vereinigt. Das Kontinuum aller dieser Mittelwerte stellt dann den endgültigen relativen Intensitätsverlauf im ausgemessenen Spektrum dar, die Intensitäten zunächst immer bezogen auf die Helligkeitsverteilung im Spektrum der benutzten Vergleichslampe. In der Kolumne $\frac{J_{\text{Alkali}}}{J_{\text{Osmium}}}$ der folgen-

den Tab. 1 Na bis Tab. 4 Cs sind diese relativen Werte verzeichnet.

Mit Berücksichtigung der im folgenden mitzuteilenden absoluten Helligkeitsverteilung im Spektrum dieser Vergleichslampe lassen sich schließlich alle relativen Angaben für die kontinuierlichen Gründe in absolutem Maße ausdrücken.

Dem in der Einleitung Erwähnten entsprechend waren für die photometrische Ausmessung neben dem allgemeinen Verlauf der Helligkeitsverteilung und der Ausbildung der Höfe um die Hauptserienlinien besonders die in der Nähe der Nebenserienlinien und ihrer Grenze[1]) im Spektrum liegenden Gebiete von Interesse.

Es mußte vermieden werden, in eine Linie selbst hinein zu messen [wie es zuweilen den Anschein hat, da bei der gewählten Verkleinerung die Metallinien zu breit gezeichnet sind], weil nicht vorauszusehen war, in welcher Weise ihre Intensität sich im Verhältnis zu der des Grundes mit der Helligkeit der Flamme ändere. Um aber eine eventuelle Hofbildung der Nebenserienlinien aufzufinden, mußte möglichst in ihrer unmittelbaren Nähe und mit tunlichst engem, nur etwa 1—3 $\mu\mu$ — je nach der Dispersion und Helligkeit — ausblendenden Okularspalt gemessen werden.

Absolute Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Grund der Alkalimetallspektren.

Das Ergebnis aller Messungen sei für jedes der untersuchten Alkalien im folgenden getrennt verzeichnet.

a) Natrium.

Als Salz wurde das Bromid verwendet, das leicht flüchtig und sehr rein von fremden Beimengungen ist.[2]) Die Helligkeit des erhaltenen Spektrums war sehr befriedigend, so daß die gelbe Gruppe bei $\lambda = 568$ $\mu\mu$ deutlich als eine unscharfe Linie zu erkennen war. Dieselbe scheint in der Natriumflamme des Bunsenbrenners bisher noch nicht bemerkt worden zu sein; in der Leuchtgas-Sauerstofflamme ist sie durch Konen und Hagenbach photographiert worden.

1) Nach den Angaben von H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie 2. p. 520ff. 1902.

2) P. Lenard, l. c. 05. p. 202.

Tabelle 1. Na.

λ in $\mu\mu$	Proz. Genauigkeit	$\frac{J_{Na} + J_{Bunsenfl.}}{J_{Osmium}}$	$\frac{J_{Bunsenfl.}}{J_{Osmium}}$	$\frac{J_{Na}}{J_{Os}}$	J_{Os} abs.	J_{Na} abs.
650	2,88	0,006403	—	0,006403	935,0	5,99
640	0,71	0,007311	—	0,007311	857,5	6,27
630	1,27	0,009562	—	0,009562	792,4	7,58
620	1,42	0,013911	—	0,013911	728,0	10,13
610	0,75	0,022361	—	0,022361	665,2	14,87
592,8	5,91	0,141761	—	0,141761	563,4	79,87
587,8	2,36	0,120400	—	0,120400	534,7	64,38
585,8	3,04	0,074102	—	0,074102	523,5	38,79
580	1,10	0,033090	—	0,033090	492,0	16,28
573	1,03	0,019446	—	0,019446	454,6	8,84
571,5	1,42	0,019612	—	0,019612	447,2	8,77
570	1,69	0,017399	—	0,017399	437,5	7,61
565	1,02	0,015859	—	0,015859	414,0	6,57
563	1,83	0,014379	—	0,014379	403,8	5,81
560	2,09	0,012695	—	0,012695	388,0	4,93
558	1,14	0,012266	—	0,012266	379,2	4,65
556	2,15	0,012244	—	0,012244	369,0	4,52
555	1,12	0,011812	—	0,011812	364,5	4,31
554	1,73	0,012315	—	0,012315	359,5	4,42
551	1,70	0,012575	—	0,012575	345,0	4,34
550	1,35	0,011459	—	0,011459	339,8	3,89
549	1,83	0,011427	—	0,011427	335,4	3,83
546	2,20	0,011179	—	0,011179	321,4	3,59
540	1,65	0,010627	0,000005	0,010622	297,0	3,16
530	1,83	0,009317	0,000040	0,009277	259,0	2,40
520	2,71	0,009528	0,000120	0,009408	224,3	2,11
508	2,19	0,010336	0,000325	0,010011	189,0	1,89
500	2,28	0,011604	0,000503	0,011101	167,1	1,86
485	2,41	0,016817	0,000925	0,015892	128,8	2,05
(480)	5,29	0,015182	0,001060	0,014122	118,3	(1,67)
470	1,95	0,023593	0,001360	0,022233	98,5	2,19

Der ermittelte absolute Intensitätsverlauf ist in der Tab. 1 zahlenmäßig gegeben und in Fig. 3 graphisch dargestellt; die letztere enthält gleichzeitig sämtliche im betrachteten Gebiet bekannten Metallinien nach den Angaben von Saunders.[1])

1) F. A. Saunders, Astrophys. Journ. **20.** p. 188. 1904.

Die der reinen Bunsenflamme angehörige Intensitätsverteilung, wie sie die Kolumne 4 $\left(\frac{J_{\text{Bunsen}}}{J_{\text{Osmium}}}\right)$ der Tab. 1 enthält, war in Abzug zu bringen.

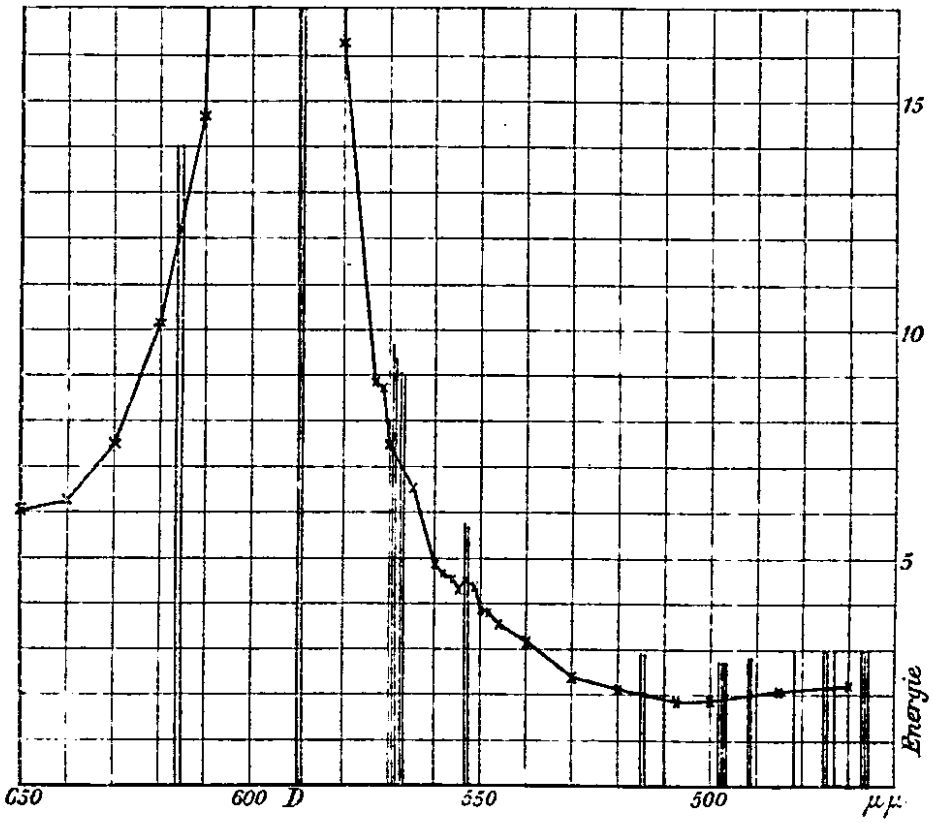

Fig. 3. Natrium.

Im Spektrum des Natriums ist der Hof der D-Linien bei weitem vorherrschend, wie bereits bei Hrn. Lenard[1]) hervorgehoben. Nach der Seite des Grün zu ist der Intensitätsabfall desselben so stark, daß eine Hofbildung bei der sichtbaren Nebenseriengruppe 568 für das Auge hierdurch offenbar verdeckt worden ist. Eine solche Hofbildung ist deutlich merkbar bei dem Linienpaar 553, und auch der merkliche Anstieg des Grundes nach dem Gebiet großer Häufung der Nebenserienlinien gegen die Grenze derselben zu weist auf einen deutlichen Zusammenhang zwischen Grund und Nebenserien hin, da der Anstieg jedenfalls nicht einer schon hier merklichen Hofbildung des zweiten Hauptlinienpaares bei 330 $\mu\mu$ zugeschrieben werden kann.

Die beobachtete unsymmetrische Ausbildung des Hofes

1) P. Lenard, l. c. 05. p. 209 und p. 211.

der D-Linien würde der schon von H. Ebert[1]) konstatierten unsymmetrischen Verbreiterung der D_1-Linie nach Rot hin entsprechen.

b) Kalium.

Zur Verwendung kam das sehr flüchtige und reine Jodid. Zu sehen waren im Spektrum außer den roten und violetten Hauptserienlinien die gelbe Gruppe bei 580 $\mu\mu$, die nächste grüne Gruppe 534 und zuweilen diejenige bei 510 $\mu\mu$; ferner trat stets das rote Band bei 692 auf. Alle diese Linien sind auch von Lecoq in der Bunsenflamme direkt gesehen und von Eder und Valenta photographiert[2]) worden, während Konen und Hagenbach nur die Hauptserienlinien gesehen zu haben scheinen.[3])

Als deutliche Verunreinigung traten nur die Natriumlinien auf, deren Einfluß auf den kontinuierlichen Grund merkbar ist. Den Verlauf des letzteren im absoluten Maße gibt die nachstehende Tab. 2 und Fig. 4.

Tabelle 2. K.

λ in $\mu\mu$	Proz.	$\frac{J_K}{J_{Os}}$	J_K abs.	λ in $\mu\mu$	Proz.	$\frac{J_K}{J_{Os}}$	J_K abs.
630	4,7	0,00853	6,76	536,5	1,4	0,02270	6,45
620	2,7	0,00965	7,03	531	1,5	0,02322	6,11
610	1,5	0,01171	7,79	530	1,6	0,02260	5,85
600	2,2	0,01301	7,87	529	1,8	0,02265	5,78
587	1,5	0,01745	9,28	528	1,9	0,02197	5,47
585,5	1,6	0,01333	6,95	520	2,4	0,02298	5,15
584	1,6	0,01312	6,73	505	4,0	0,02802	5,04
576	2,3	0,01558	7,32	500	2,8	0,03152	5,27
574	0,6	0,01554	6,67	491	3,8	0,03949	5,62
572	1,5	0,01548	6,94	480	2,5	0,06343	7,50
570	2,6	0,01614	7,06	470	3,7	0,08338	8,21
560	1,4	0,01637	6,37	460	3,7	0,11801	9,51
550	1,3	0,02072	7,04	450	2,6	0,15170	10,08
540	1,4	0,02110	6,27	440	3,7	0,20058	10,85
538	1,5	0,02173	6,37	430	3,0	0,26089	11,73

1) H. Ebert, Wied. Ann. **34.** p. 72 ff. 1888; vgl. auch H. Kayser, l. c. II. p. 298.

2) J. M. Eder u. E. Valenta, l. c. p. 90.

3) A. Hagenbach u. H. Konen, l. c. p. 16.

Der der photometrischen Ausmessung gut zugängliche Teil des kontinuierlichen Grundes enthält keine Hauptserienlinien des Kaliums, und es war deshalb hier die Ausmessung der Umgebung der Nebenserienlinien besonders vorteilhaft. Es macht sich zunächst auch hier ein schwacher Hof der als Verunreinigung auftretenden *D*-Linien des Natriums und ein deutlicher Einfluß der Nebenseriengruppe $\lambda = 568$ des Natriums auf die Intensität des Grundes, der, wie beim Natrium schon erwähnt, dort, weil offenbar verdeckt, nicht beobachtet wurde, merkbar, obwohl die Liniengruppe selbst hier nicht direkt zu sehen ist.

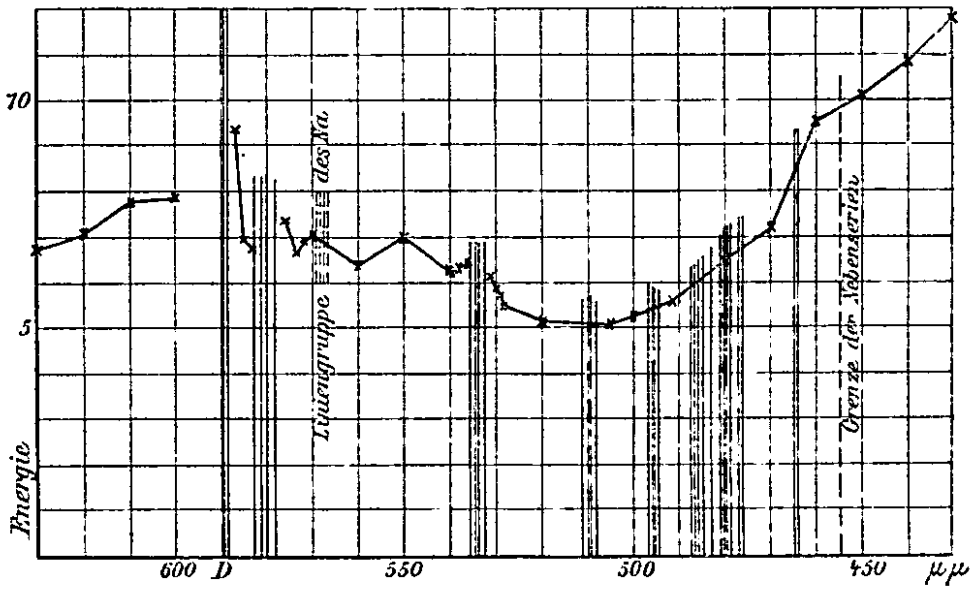

Fig. 4. Kalium.

Der Zusammenhang der Nebenserienlinien des Kaliums mit dessen kontinuierlichem Grund geht hier deutlich hervor aus den Messungen in der Umgebung der Liniengruppen bei $\lambda = 580$ und 535. Der starke Anstieg der Intensität gegen das kurzwellige Ende des sichtbaren Spektrums ist offenbar ebenfalls dem Einfluß der gegen die Grenze der Nebenserien sich häufenden Linien zuzuschreiben, während der weitere Anstieg als Anfang einer Hofbildung der violetten Hauptlinien bei 404 $\mu\mu$ aufzufassen ist, der beispielsweise in den Photographien von Eder und Valenta deutlich auftritt.

c) Rubidium.

Am geeignetsten erwies sich das Fluorid, welches von Merck in Darmstadt in hervorragender Reinheit geliefert wurde;

als Verunreinigung zeigten sich nur die D-Linien und, wenn auch nicht besonders stark, so doch deutlich merkbar, $I_{n=5}$ des Cäsiums bei $\lambda = 672$.

An Linien des Rubidiums wurden gesehen: $\lambda = 795$; 780; 775*; 762*; 630; 621; 616; 607; 572; 565; 558*; 543, teilweise mehr, als von Lecoq beobachtet, was auf gute Helligkeit des Spektrums schließen läßt. Die mit * bezeichneten scheinen von anderen Beobachtern in der Bunsenflamme noch nicht gesehen worden zu sein. Tab. 3 und Fig. 5 geben wieder den Verlauf des Rubidiumgrundes.

Tabelle 3. Rb.

λ in $\mu\mu$	Proz.	$\frac{J_{Rb}}{J_{Os}}$	J_{Rb}	λ in $\mu\mu$	Proz.	$\frac{J_{Rb}}{J_{Os}}$	J_{Rb}
651,1	3,8	0,005309	4,95	550	1,0	0,019705	6,70
641	2,2	0,005761	4,95	529	1,4	0,027654	7,05
626,7	1,9	0,007171	5,49	510,5	2,1	0,035540	6,91
611,5	1,8	0,008951	6,29	500	2,5	0,044193	7,39
606	1,3	0,007934	5,08	480	1,8	0,065793	7,78
603,5	1,6	0,009252	5,77	475	1,6	0,075490	8,14
601,8	1,8	0,009617	5,92	470	2,6	0,083156	8,19
578	2,3	0,013920	6,70	465	2,4	0,10046	8,94
576	3,2	0,014167	6,65	460	3,5	0,11252	9,08
574	3,9	0,017574	8,07	450	2,5	0,17179	11,41
570,4	1,8	0,015345	6,77	440	3,6	0,20418	11,04
568,8	1,7	0,015424	6,69	430	7,2	0,25087	11,28
566,9	1,8	0,018051	7,62	423,7	3,1	0,37041	14,89
557,7	1,7	0,016893	6,38	418,2	5,1	0,45700	16,45
556,6	1,3	0,017287	6,43				

Die Intensität des kontinuierlichen Grundes steigt hier ständig von Rot nach dem violetten Ende zu. Der Anstieg von 650 bis 610 ist jedenfalls auf die kräftigen dort liegenden Nebenserienlinien zurückzuführen, da, wie aus dem Abfall zwischen 600 und 606 hervorgeht, der Hof der D-Linien offenbar dort keinen Einfluß mehr hat. Die unsymmetrische Verteilung der Intensität zu beiden Seiten der Linie 607, die in ähnlicher Weise bei der Linie 573 auftritt, dürfte vielleicht einer nach Rot stärker ausgeprägten und daher unsymmetrischen

Verbreiterung der betreffenden Linien mit wachsender Dampfmenge, wie dies für zahlreiche Linien[1]) bekannt ist, zurückzuführen sein. Eine direkte Verbreiterungserscheinung in der unmittelbaren Nähe der roten Nebenserienlinien war wegen der für das Auge noch sehr geringen Intensität des Grundes allerdings nicht vorteilhaft feststellbar. Deutlich wird der

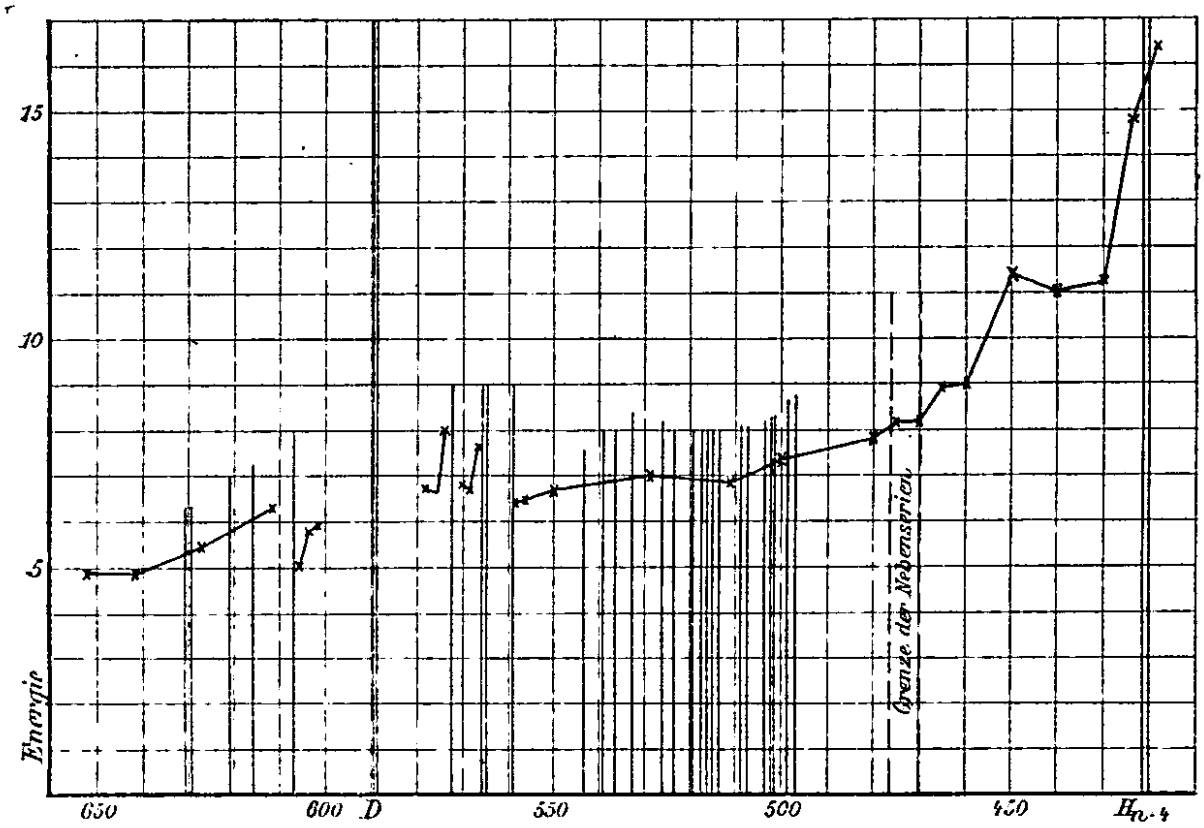

Fig. 5. Rubidium.

Einfluß der Nebenserienlinien in der Umgebung der Linie 573, und auch der allgemeine Anstieg gegen das Ende der Nebenserien ist in seinem ersten Verlauf zweifellos auf Häufung dieser Linien zurückzuführen, während weiter im Violett der deutliche Hof des Paares $H_{n=4}$ auftritt.

d) Cäsium.

Das benutzte Cäsiumbromid zeigte außer der D-Linie keine merkliche Verunreinigung. Gesehen wurden außer den Hauptlinienpaaren 895 und 460 noch die Linien bei 697, 672, 636, 521, 601, 584,5, 566, 564 und 557, die auch von Lecoq in der Bunsenflamme beobachtet worden sind. Den Verlauf des kontinuierlichen Grundes geben Tab. 4 und Fig. 6.

1) H. Kayser, l. c. 2. p. 296.

Tabelle 4. Cs.

λ in $\mu\mu$	Proz.	$\frac{J_{Cs}}{J_{Os}}$	J_{Cs} abs	λ in $\mu\mu$	Proz.	$\frac{J_{Cs}}{J_{Os}}$	J_{Cs} abs.
653	2,3	0,00602	5,70	553,5	2,1	0,01253	4,47
639,5	2,1	0,00717	6,11	526	2,9	0,02117	5,17
627	1,7	0,00691	5,34	510	10,0	0,03143	6,11
625,5	3,6	0,00776	5,92	505	3,3	0,03535	6,36
620,3	4,1	0,00726	5,29	500	2,0	0,04039	6,75
612	2,7	0,00816	5,52	496	3,1	0,04569	6,50
605,4	5,2	0,00900	6,49	490	1,5	0,04722	6,63
577,5	1,6	0,01048	5,02	480	1,1	0,04895	5,82
572,5	1,3	0,01085	4,91	470	4,4	0,08989	8,85
570	2,6	0,01037	4,53	450	2,2	0,14380	9,55
568,5	2,4	0,01366	5,89	440	2,9	0,16772	9,07
562	2,6	0,01112	4,43	430	9,9	0,23282	10,46
559,5	1,6	0,01088	4,20				

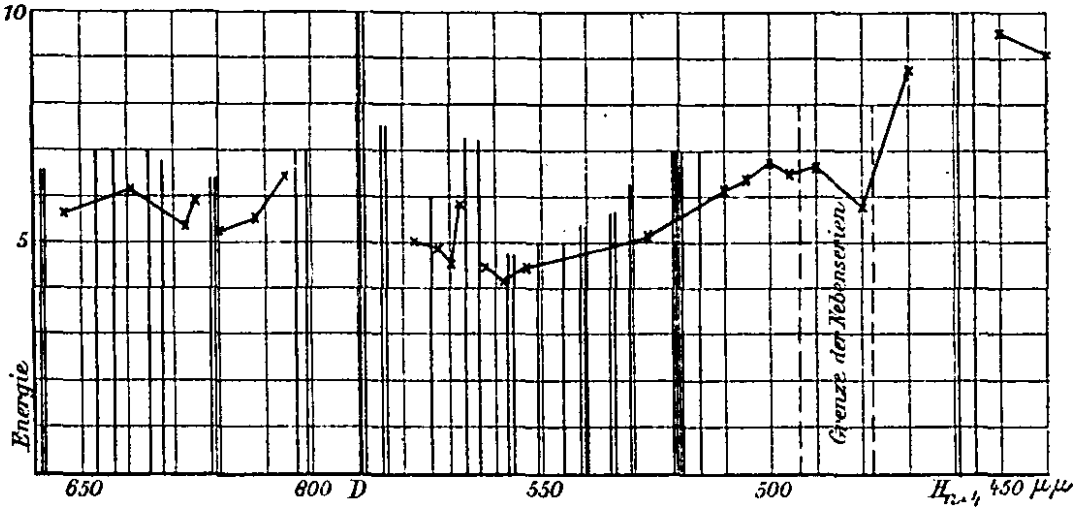

Fig. 6. Cäsium.

Im Spektrum des Cäsiums ist die Abhängigkeit des kontinuierlichen Grundes von den Nebenserienlinien recht gut zu bemerken. Die Gesamtintensität nimmt nach Violett hin zu, und zeigt, wie beim Rubidium, einen deutlichen Absatz an der Stelle, von wo an der Hof der $H_{n=4}$ deutlich auftritt.

Hofbildung ist zu beobachten zwischen λ 575 und 566, und von 562 nach 559,5, sowie von 625 nach 627. Der Anstieg von 611,5 nach 605 ist durch den Hof der D-Linien verstärkt worden, der auf der Strecke von 611,5 nach 620 eine eventuelle Hofbildung der Gruppe bei 621 überstrahlt.

Zusammenfassend läßt sich die im Gegensatz zu allen bisherigen Beobachtungen unabhängig von den spektralen Empfindlichkeitsunterschieden des Auges[1]) und der spektralen Verteilung des benutzten Vergleichslichtes gewonnene absolute Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum der untersuchten Alkalimetalle — das Lithium würde infolge seines sehr schwachen Grundes nicht sehr vorteilhaft ausmeßbar gewesen sein — in Übereinstimmung mit den schon von Hrn. Lenard geäußerten Vorstellungen ansehen als eine Übereinanderlagerung stark ausgeprägter Höfe der Hauptserienlinien und des eigentlichen kontinuierlichen Grundes, für welchen die mitgeteilten Beobachtungen einen deutlichen Zusammenhang mit den Nebenserienlinien erkennen lassen. Die gut meßbaren Intensitätsanstiege in der Umgebung vieler Linien, insbesondere die Steigerung des kontinuierlichen Grundes gegen die Stellen starker Häufung von Nebenserienlinien lassen unzweifelhaft den kontinuierlichen Grund in dem von Hrn. Lenard schon geäußerten Sinn als das Resultat starker Verbreiterung und Hofbildung der Nebenserienlinien ansehen. Der Intensitätsabfall im Hof der Hauptserienlinien, der mit besonders guter Genauigkeit für die *D*-Linien, dann auch bei den Linien des Rubidiums und Cäsiums meßbar war, erfolgt in ähnlicher Weise, wie er für die Intensitätsverteilung im Innern einer Spektrallinie von Lord Rayleigh[2]) angegeben ist, etwa nach einer *e*-Funktion — rascher Abfall in der unmittelbaren Nähe der Linien und dann langsamere Abnahme nach der Breite. Wenn wir voraussetzen, daß in gleicher Weise die Hofbildung der Nebenserienlinien statthat, was den Beobachtungen selbst mit wenig großer Genauigkeit entnommen werden kann, wäre es wohl berechtigt, die merkliche Intensität des Grundes in den Zwischenräumen zwischen einzelnen Nebenserienlinien als Verbreiterung dieser Linien auch dann anzusehen, wenn ein starker Anstieg gegen die Linien bei der Unmöglichkeit genügend großer Annäherung nicht immer deutlich beobachtet werden konnte.

---

1) Hierdurch werden wesentlich die von Lecoq gemachten Angaben (l. c. p. 45, 47, 48) beeinflußt.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) 27. p. 298. 1889; vgl. auch H. Kayser, l. c. 2. p. 343.

Die Strahlung der Hefnerlampe, verglichen mit derjenigen des schwarzen Körpers.

Die erstrebte Zurückführung des Intensitätsverlaufes im kontinuierlichen Grund der Alkalimetalldämpfe auf absolutes Maß machte den Vergleich der Strahlung der Osmiumlampe mit derjenigen des schwarzen Körpers erforderlich. Zur genügend vollständigen Durchführung dieses Vergleiches wurde als Bezugslicht die Hefnerlampe gewählt, deren Strahlung mit sehr großer Genauigkeit reproduzierbar und in absolutem Maße durch die Untersuchungen von K. Ångström im sichtbaren Gebiet bekannt ist. Nach den bolometrischen Messungen von K. Ångström[1]) läßt sich nämlich die Abhängigkeit der Energie von der Wellenlänge im sichtbaren Gebiet darstellen durch die Gleichung

$$E = 0{,}0160\,\lambda^{-5} e^{-\frac{7{,}85}{\tau}}.$$

Die Strahlung der Hefnerlampe wäre danach identisch mit derjenigen eines schwarzen Körpers von der Temperatur 1809° abs. — wenn für die Konstante c_2 der Wienschen Formel der neuerdings von Holborn und Valentiner[2]) gegegebene Wert 14200 gesetzt wird; Ångström gibt mit Benutzung des älteren Wertes 14440 für c_2 die Temperatur 1830° abs.

Da die gegenwärtige Versuchsanordnung einen direkten photometrischen Vergleich der Hefnerlampenstrahlung mit derjenigen des schwarzen Körpers leicht möglich erscheinen ließ, so wurde die absolute Intensitätsverteilung der Hefnerlampe auf diesem Wege neu ausgemessen. Die Lampe wurde zu diesem Zweck an die Stelle der früheren Bunsenflamme gesetzt, während der schwarze Körper an die Stelle der Osmiumlampe trat.

Benutzt wurde der elektrisch geheizte schwarze Körper von Lummer und Kurlbaum in der Form, wie er von diesen Beobachtern früher[3]) beschrieben worden ist. Zur Temperatur-

---

1) K. Ångström, L'Énergie dans le spectre visible de l'étalon Hefner. Upsala, Berling. 1903.

2) L. Holborn u. S. Valentiner, Ann. d. Phys. 22. p. 1. 1907.

3) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. 5. p. 829. 1901.

messung diente ein in den innersten, wirksamen Hohlraum eingeführtes Thermoelement aus Platin–Platinrhodium, das von der Physikalischen Reichsanstalt geeicht worden war. Seine Enden lagen in schmelzendem Eis, und durch passende Nebenschlüsse wurde festgestellt, daß Kurzschlüsse im Element etwa durch die den Strahlungsraum schwärzenden Oxyde nicht auftraten.

Photometrische Vergleiche wurden vorgenommen bei zwei verschiedenen schwarzen Temperaturen, bei 1452° abs. und 1616° abs., die gut auf etwa 3° während der Versuchsdauer konstant zu halten waren. Die Intensitätsmessungen ergeben dann mit Hilfe der für die genannten Temperaturen aus der Planckschen Formel berechneten Energiewerte der schwarzen Strahlung — es handelt sich hier nur um relative Werte für die verschiedenen Wellenlängen — den Intensitätsverlauf im Spektrum der Hefnerlampe in absolutem Maße.

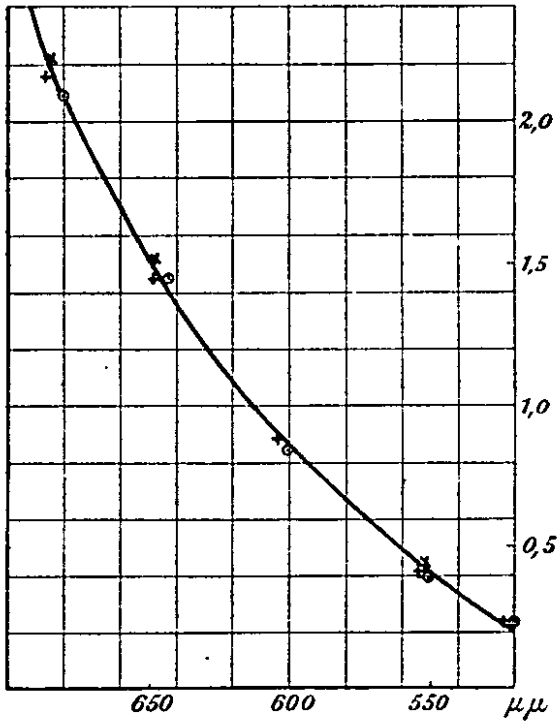

Fig. 7. $\frac{\text{Hefnerlampe}}{\text{Schwarzer Körper}}$.

Die Fig. 7 und die folgende Tab. 5 (Hefnerlampe) enthalten die gefundenen Resultate. Mit + sind die bei 1452°, mit × die bei 1610° abs. des schwarzen Körpers erhaltenen Hefnerlampenwerte verzeichnet, während die von Ångström gegebenen Daten — derart durch einen Faktor reduziert, daß

beide Intensitäten für 680 $\mu\mu$ zur Koinzidenz kommen — durch ⊙ bezeichnet sind.

Tabelle 5. Hefnerlampe.

λ	Ångström	Leder	
		E^+ aus 1452° abs.	$E^\times$ aus 1610° abs.
684,4		2,179	
683,5			2,212
680	2,111		
646,7		1,438	
645,6			1,498
643	1,437		
602,9		0,877	
600	0,847		
552,1		0,410	
551,3			0,425
550	0,398		
521,9		0,223	
521,1			0,223
520	0,231		

Man entnimmt sorgfältiger graphischer Darstellung der einzelnen Fälle, daß zwischen den neu gefundenen und den Ångströmschen Werten für die Hefnerlampe — die letztere war derjenigen von Ångström nach Mitteilung von Siemens genau nachgebildet — keine Abweichungen bestehen, die außerhalb der Fehlergrenzen der Beobachtung liegen würden, so daß es für den Verlauf im sichtbaren Gebiet jedenfalls berechtigt erscheint, die Strahlung der Hefnerlampe mit derjenigen des schwarzen Körpers von 1809° abs. zu identifizieren. Über die wahre Temperatur der leuchtenden Teilchen in der Flamme ist damit allerdings nichts ausgesagt.

Die absolute Strahlung des Osmiums.

Der direkte Vergleich der Hefner- und der Osmiumlampe miteinander läßt nach der soeben gewonnenen Kenntnis für

die Strahlung der Hefnerlampe die direkte Ermittelung der Energiestrahlung des glühenden Osmiums zu. Die nachstehende Fig. 8 gibt zunächst für eine Reihe untersuchter Wellenlängen das beobachtete Verhältnis zwischen der Intensität der Hefnerlampe zu derjenigen des Osmiums, gewonnen aus einer Reihe von Mittelwerten in ähnlicher Weise, wie dies bei der Fest-

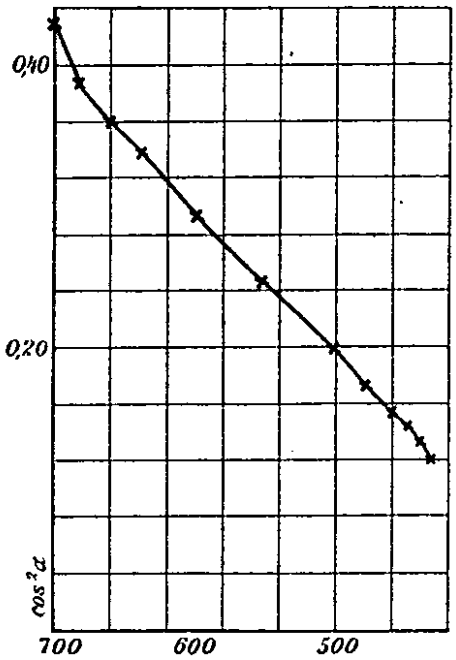

Fig. 8. $\frac{J_{\text{Hefnerlampe}}}{J_{\text{Osmium}}}$.

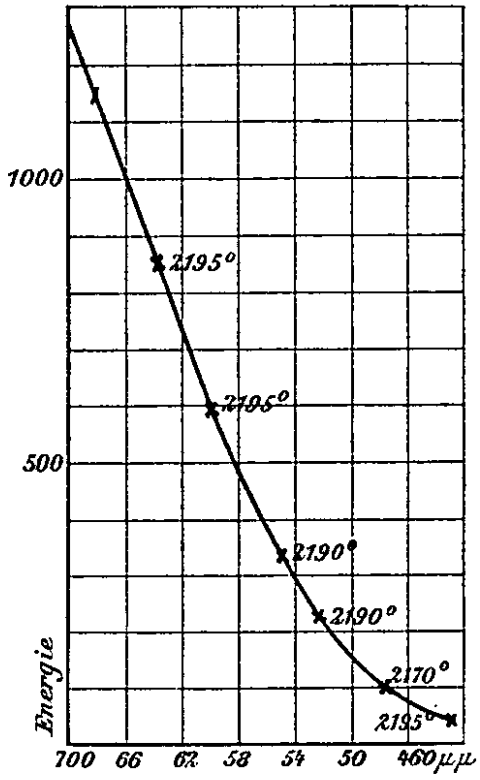

Fig. 9. Osmium.

Tabelle 6. Os.

λ	$\cos^2\alpha = \frac{\text{Hefnerlampe}}{\text{Osmium}}$	$E_{Os} = \frac{\text{Hef}}{\cos^2\alpha}$
700	0,4246	1266,6
680	0,3876	1154,8
660	0,3617	1011,0
640	0,3430	857,5
600	0,2963	605,2
550	0,2482	339,4
500	0,1996	167,1
480	0,1756	118,3
460	0,1571	80,7
450	0,1456	66,4
440	0,1343	54,1
430	0,1197	44,95

stellung der kontinuierlichen Gründe geschehen war. Der hieraus zu berechnende *absolute* Intensitätsverlauf der Osmiumstrahlung ist in der vorstehenden Tab. 6, Os — hier noch zusammen mit den *relativen* Werten — und in der Fig. 9 dargestellt. Bedeutung hat hierbei nur der relative Verlauf für die einzelnen Wellenlängen, während über die absoluten Intensitäten der Osmiumstrahlung ebensowenig wie bei der Hefnerlampe die photometrische Beobachtung etwas aussagt.

Aus dem Verlauf der gefundenen Osmiumkurve läßt sich für jede Wellenlänge die schwarze Temperatur des unter den besonderen Versuchsbedingungen — eine Lampe der Auer-Glühlichtgesellschaft für 25 Kerzen und 40 Volt bei 36 Volt und 1,21 Amp., d. h. 43,56 Watt Energieverbrauch brennend — strahlenden Osmiums ermitteln. Dieselbe ist:

$$S^0_{\text{abs.}} = \frac{14200 \dfrac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \cdot \lambda_2}}{\log \text{nat} \left\{ \dfrac{i_1}{i_2} \cdot \left(\dfrac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right\}},$$

wo i_1 und i_2 die beiden für die Wellenlängen λ_1 und λ_2 beobachteten Intensitäten bedeuten, deren absolute Größe nicht bekannt ist. Für mehrere Wellenlängen sind diese schwarzen Temperaturen S in der Kurve angegeben.

Man erkennt, daß der gesamte Intensitätsverlauf im sichtbaren Spektrum sehr nahe identisch ist mit demjenigen eines schwarzen Körpers von 2195° abs. und daß dieser Wert daher eine untere Grenze für die wahre Temperatur des erhitzten Osmiums darstellt, die von dessen Schmelztemperatur nicht sehr entfernt sein dürfte. Genauere Angaben für die wahre Temperatur selbst lassen sich allerdings aus den mitgeteilten Beobachtungen nicht ableiten, da eine Untersuchung über das Emissions- oder auch Reflexionsvermögen des Osmiums fehlt. Immerhin können einige Anhaltspunkte gewonnen werden für die ungefähre Größe des Emissionsvermögens und damit auch über diejenige der wahren Temperatur, wenn wir für die letztere sukzessive einige Werte substituieren und mit deren Hilfe aus dem Kurvenverlauf die Emissionsvermögen des Osmiums berechnen. Die folgende Tab. 7 enthält einige derartige Werte für E_m/E_s, das Verhältnis der Strahlung des

Osmiums bei beliebig gewählter wahrer Temperatur zu der Strahlung des schwarzen Körpers bei derselben Temperatur, für verschiedene Wellenlängen. Gleichzeitig sind die von Holborn und Henning[1]) aus den von ihnen direkt experimentell ermittelten wahren und schwarzen Temperaturen einiger anderer Metalle gewonnenen Emissionsvermögen beigefügt.

Tabelle 7.

	Angenommene bzw. gemessene wahre Temperatur	$E_m : E_s$			
		$\lambda = 643$	550	474	430
Os	2200° abs.	0,980	0,944	0,931	0,971
	2250 „	0,784	0,719	0,677	—
	2300 „	0,633	0,570	0,517	0,508
	2400 „	0,424	0,357	0,302	0,278
	2500 „	0,293	0,233	0,181	0,161
	2600 „	0,208	0,153	0,115	0,096
Pt	1975 „	0,319	0,340	0,368	—
Au	1337 „	0,127	0,258	—	—
Ag	1231 „	0,080	0,071	—	—

Wenn auch für die wahre Temperatur des strahlenden Osmiums keine näheren Anhaltspunkte gegeben sind, so dürfte doch nach der Tabelle anzunehmen sein, daß das Emissionsvermögen des Osmiums ein relativ hohes ist und dasjenige von Gold oder Silber jedenfalls beträchtlich übersteigt, und vielleicht auch noch merklich größer ist als dasjenige des Platins. Es ist jedenfalls sehr unwahrscheinlich, daß die Schmelztemperatur des Osmiums 2600° abs. betragen sollte, ein Wert, der zudem in unserem Falle nicht erreicht war, da die Lampe nicht bei voller zulässiger Belastung (40 Volt) brannte. Der günstige Nutzeffekt der Osmiumlampen für die Beleuchtung würde dieser Vorstellung entsprechen. Die Abhängigkeit des Emissionsvermögens des Osmiums von der Wellenlänge ist derjenigen bei Platin entgegengesetzt.

1) L. Holborn u. F. Henning, Berl. Ber. 12. p. 311. 1905.

Die vorstehende Arbeit wurde im physikalischen Institut der Universität Kiel ausgeführt. Dem Direktor desselben, Hrn. Geheimrat Prof. Dr. Lenard sage ich herzlichsten Dank für die Anregung und liebenswürdige Förderung dieser Arbeit.

Hr. Privatdozent Dr. A. Becker hat gleichfalls bereitwilligst die mancherlei Schwierigkeiten dieser Untersuchung überwinden helfen und so fördernd zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Ich bleibe auch Hrn. Dr. Becker zu dauerndem Danke verpflichtet.

Kiel, den 1. August 1907.

(Eingegangen 11. September 1907).