

D 15

**Über die Lichtanregung  
durch homogene Korpuskularstrahlen  
von niederer Geschwindigkeit**

Von

**Friedrich Engelmann**  
aus Leipzig

---

Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1 9 3 9

*Meinen lieben Eltern  
in Dankbarkeit gewidmet*

ISBN 978-3-662-28087-4      ISBN 978-3-662-29595-3 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-662-29595-3

**Sonderabdruck aus „Zeitschrift für Physik“, Band 113, Heft 7/8**  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

Die Kapillationenquelle und die Erzeugung von Ionenstrahlen von 1 bis 10 kV. Die günstigsten Betriebsbedingungen. Anwendung dieser Ionenquelle für die Lichtanregung durch Ionen- und Atomstoß. Die Lichtanregung beim Stoß von Wasserstoffatomen und -ionen auf Helium. Die Lichtanregung beim Stoß von Heliumatomen und Argonatomen auf Wasserstoff und Deuterium.

#### *A. Einleitung.*

Bekanntlich sind die Lichtanregungserscheinungen beim Atom- und Ionenstoß noch recht wenig geklärt. Die Dinge liegen weder in theoretischer noch in experimenteller Beziehung einfach<sup>1)</sup>. Da eine umfassende mathematisch-theoretische Behandlung des Problems immer noch aussteht, ist man auf das Beobachtungsmaterial angewiesen. Doch treten auch beim Experimentieren gewisse charakteristische Schwierigkeiten auf, nicht zuletzt wegen der großen Mannigfaltigkeit des Stoßes korpuskularer Teilchen.

Als Quelle für die stoßenden Korpuskeln wurde bisher auf diesem Gebiet fast ausschließlich das gewöhnliche Wiensche Kanalstrahlrohr benutzt. Die Teilchen werden hier in einer Glimmentladung mittels der gleichen Spannung erzeugt und beschleunigt. Der Aufbau und die Handhabung einer solchen Anlage sind relativ einfach, und die Zahl der zu überwachenden Betriebsvariablen ist gering, doch liegt ungünstigerweise der optimale Arbeitsbereich verhältnismäßig hoch, etwa zwischen 15 und 50 kV. Bei Spannungen unter 10 kV wird die Intensität des Kanalstrahlleuchtens sehr gering, außerdem wird der Strahl mit kleiner werdender Spannung seiner Energieverteilung nach immer inhomogener, so daß die gewonnenen Ergebnisse nur noch orientierenden Charakter haben können. Aus diesen Gründen ist der Bereich von 1 bis 10 kV noch nicht genauer durchforscht worden, obwohl auch hier aufschlußreiche Ergebnisse zu erwarten sind. Es wurde deshalb in der vorliegenden Arbeit versucht, zum Korpuskularstoßproblem bei diesen niederen Spannungen einen experimentellen Beitrag zu liefern.

---

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu die zusammenfassende Darstellung von W. Maurer, Phys. ZS. 40, 161, 1939. (Hier auch ausführliche Literatur.)

Da sich für einigermaßen saubere Messungen die Verwendung eines gewöhnlichen Kanalstrahlrohres von selbst verbot, mußte man sich nach anderen geeigneten Quellen für die korpuskulare Strahlung umsehen. Nun stellt jede *Bogenentladung* wegen der großen Bogenströme eine hochintensive Quelle für Gasionen dar, wobei sich die Ionendichte örtlich durch Verwendung von sogenannten Bogenkapillaren oder durch andere Kunstgriffe noch wesentlich steigern läßt. Es hat sich nun gezeigt, daß man tatsächlich durch geeignete Anordnung elektrischer Felder Ionenströme von der Größenordnung Milliampere aus dem Bogen herausziehen kann und auf diese Weise einen intensiven Kanalstrahl erhält. Auch gelingt es, den so erhaltenen Ionenstrahl durch Nachbeschleunigung weitgehend zu homogenisieren.

Auf Grund dieses Prinzips wurden in den letzten Jahren in Amerika Apparaturen entwickelt, die „Kapillar-Ionenquellen“ genannt wurden und ursprünglich als Hilfsanlagen für die Atomzertrümmerung gedacht waren. Als Grundlage dieser Arbeit diente das Kapillarprinzip von Tuve, Dahl und Hafstad<sup>1)</sup>. Es war eine wesentliche Teilaufgabe der Arbeit, die Tuvesche Apparatur auf ihre Brauchbarkeit für die Zwecke der Lichtanregung (besonders bei niederen Spannungen) zu prüfen und gegebenenfalls den besonderen Erfordernissen anzupassen.

Die Anlage, mit welcher dann die Lichtanregung durch Atom- und Ionenstoß mit verschiedenen Stoßpartnern untersucht wurde, war für eine Endbeschleunigung von maximal 12 kV eingerichtet und lieferte einen Korpuskularstrahl von ausreichender Energiehomogenität. Obwohl auf die Erreichung höchster Lichtintensität verzichtet wurde, um möglichst saubere Versuchsbedingungen zu erhalten, waren die Belichtungszeiten nicht unerträglich lang. Da der Strahl beim Eintritt in den Beobachtungsraum im allgemeinen neutrale und geladene Teilchen enthielt, wurde er elektrisch bzw. magnetisch zerlegt. Es wurden H-, He- und Ar-Strahlen in He, H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> geschossen, die Anregungsverhältnisse qualitativ untersucht und die Anregungsfunktionen verschiedener Spektrallinien gemessen. Bei der Diskussion der Versuchsergebnisse wurde vor allem die Arbeitshypothese, die Döpel über den Korpuskularstoß aufgestellt hat, geprüft.

---

<sup>1)</sup> M. A. Tuve, O. Dahl u. L. R. Hafstad, Phys. Rev. **48**, 241, 1935. Vgl. auch E. S. Lamar u. O. Luhr, ebenda **46**, 87, 1934; Lamar, E. W. Samson u. K. T. Compton, ebenda **48**, 886, 1935; ferner G. Timoshenko, Rev. Scient. Instr. **9**, 187, 1938.

Für Anregungszwecke ist die Kapillar-Ionenquelle in einfacherer Ausführung bereits von Kotecki<sup>1)</sup> im hiesigen Institut benutzt worden. Neuerdings hat auch Billing<sup>2)</sup> eine solche für Interferenzversuche am Kanalstrahlleuchten verwandt.

### B. Apparatur.

Der Hauptteil der Apparatur, nämlich der Bogenraum mit dem sich anschließenden Beschleunigungsrohr und Beobachtungsraum, ist in der

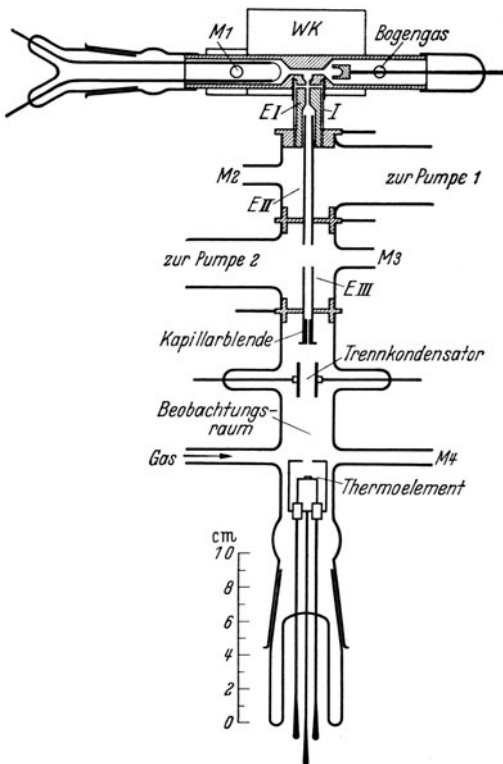


Fig. 1. Kanalstrahlapparat.

Fig. 1 in einem halbschematischen Schnitt dargestellt. Einzelheiten der Bogenkapillare und des Ionenaustritts sind aus Fig. 2 zu ersehen.

a) *Bogenraum.* Der stählerne Bogenraum (Fig. 1 oben) gleicht im wesentlichen der Koteckischen Anordnung. Nur war hier die Bogenkapillare 4 mm im Durchmesser und 20 mm lang, was eine etwas bessere Ionenausbeute bewirkte. Die Anode *A* wurde durch einen kleinen becherförmig ausgehöhlten Stahlzylinder gebildet. Die Kathode *K* bestand aus Platinfolie von 0,02 mm Dicke, 4 mm Breite und 8 bis 10 mm wirksamer Länge, die an Nickeldrähte angeschweißt war. Sie wurde mit einer Oxydpaste (BaO, SrO in Amylzetat) bedeckt und durch Ausglühen im Vakuum formiert und entgast. Eine so vorbehandelte Glühkathode emittierte im Dauerbetrieb viele Stunden lang gleichmäßig, wenn die Flächenbelastung einen Wert von etwa 3 Amp/cm<sup>2</sup> nicht überschritt und die Bogenspannung unter 100 Volt blieb. Anode und Kathode waren je 5 bis 6 mm von den Enden der Bogen-

<sup>1)</sup> A. Kotecki, ZS. f. Phys. **108**, 640, 1938. — <sup>2)</sup> H. Billing, Ann. d. Phys. **32**, 577, 1938.

kapillare entfernt. Die Heizung der Kathode erfolgte durch einen Trafo von 0,5 kVA Leistung, der Heizstrom betrug gewöhnlich 10 Amp.

Das Bogengas (stoßende Korpuskel) strömte anodenseitig durch einen Stutzen dauernd dem Bogenraum zu und durch die Austrittsöffnung unterhalb der Bogenkapillare zur Pumpe 1 ab. Hier arbeitete eine vierstufige Quecksilberdiffusionspumpe, die Hg-Dämpfe wurden wie üblich durch flüssige Luft ausgefroren. An einen weiteren, kathodenseitigen Stutzen war ein McLeod-Manometer von 500 ccm zur Messung des Druckes im Bogenraum angeschlossen. Die Druckreduktion geschah durch ein Schraubventil. Der gesamte Bogenraum war zur Abführung der Bogenwärme mit einer Wasserkühlung (WK) umgeben.

b) *Beschleunigungsrohr.* Dieses schloß sich nach unten an den Bogenraum an. Die erste Beschleunigungselektrode  $E I$ , an welcher der negative Pol der Vorbeschleunigungsspannung  $U I$  (0,3 bis 2 kV) lag, wurde durch einen Stahlzylinder  $Z$  gebildet. Die Isolation geschah durch ein Glasrohr  $I$ , welches in eine Aussparung auf der Unterseite des Bogengehäuses paßte und dort auf dem Kühlmantel festgekittet war (mit Picein). Der Ionenaustritt auf der Unterseite der Kapillare war oben 5 mm weit und verengte sich stufenweise auf 4,0 und 2,5 mm. Der vorbeschleunigte Ionenstrahl durchlief dann einen 10 mm langen und 2,2 mm weiten Kanal im Stahlzylinder  $Z$  von  $E I$ . Dieser enge Kanal stellte einen hohen gaskinetischen Widerstand für das zur Pumpe abströmende Bogengas dar und diente so zur Aufrechterhaltung eines möglichst hohen Vakuums in den unteren Teilen des Beschleunigungsrohres.

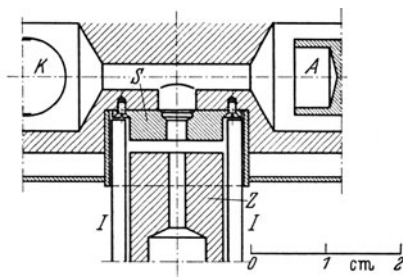


Fig. 2. Einzelheiten der Kapillar-Ionenquelle.

Bei der von Kotecki (a. a. O.) verwandten Anordnung mit nur *einer* Beschleunigungsspannung läßt sich nicht vermeiden, daß manche Ionen nur einen Teil der angelegten Spannung durchlaufen, der Ionenstrahl also nicht homogen ist. Hier wurden deswegen zwei Beschleunigungsstufen verwandt. Durch die zweite Elektrode  $E II$ , ein 4 mm weites Stahlrohr, wurde der Ionenstrahl im guten Vakuum auf die volle Spannung  $U 2$  nachbeschleunigt. Das Stahlrohr war des besseren Abpumpens wegen noch mit seitlichen Löchern versehen.

Bei der von Kotecki (a. a. O.) verwandten Anordnung mit nur *einer* Beschleunigungsspannung läßt sich nicht vermeiden, daß manche Ionen nur einen Teil der angelegten Spannung durchlaufen, der Ionenstrahl also nicht homogen ist. Hier wurden deswegen zwei Beschleunigungsstufen verwandt. Durch die zweite Elektrode  $E II$ , ein 4 mm weites Stahlrohr, wurde der Ionenstrahl im guten Vakuum auf die volle Spannung  $U 2$  nachbeschleunigt. Das Stahlrohr war des besseren Abpumpens wegen noch mit seitlichen Löchern versehen.

Durch die Elektrode  $E III$ , die das gleiche Potential hatte wie  $E II$ , strömte das Gas des Beobachtungsraumes herauf und wurde im wesentlichen

durch die zweistufige Pumpe 2 abgeführt. Wegen des doppelten Abpumpens war der Druck im Beschleunigungsrohr genügend klein. Bei *M 2* wurde mit dem MacLeod maximal ein Druck von  $5 \cdot 10^{-3}$  mm, bei *M 3* unter optimalen Bedingungen sogar nur  $1 \cdot 10^{-4}$  mm gemessen.

Bei diesen Drucken und den gewählten geometrischen Konfigurationen der Elektroden war die freie Weglänge der Umladung genügend klein gegen die Beschleunigungsstrecken, also die Vorbedingung für eine wirksame Homogenisierung des Ionenstrahles gegeben.

c) *Beobachtungsraum*. An das Beschleunigungsrohr schloß sich der eigentliche Beobachtungsraum an, in den der Strahl durch eine Kapillarblende von 15 mm Länge und rechteckigem Querschnitt ( $1,5 \times 2,5$  mm) eintrat. Diese diente zur Abgrenzung eines scharfen Strahles, was für die elektrische Zerlegung unerlässlich war, und ferner bewirkte sie, daß trotz des relativ hohen Beobachtungsdruckes von 0,02 mm Hg ein sehr gutes Vakuum im Beschleunigungsrohr erhalten blieb.

Nach dem Austritt aus der Blende durchlief der Strahl das Feld des Trennkondensators, dessen Platten 10 mm Abstand hatten. Hier wurden die geladenen Teilchen von den neutralen getrennt; die letzteren hatten sich beim Durchlaufen des Beschleunigungsrohres und beim Zusammenstoß mit dem Fremdgas in der Kapillarblende gebildet. Beide Strahlanteile wurden hinsichtlich ihrer Lichtanregung stets getrennt untersucht. Die eigentliche Beobachtungsstelle lag dicht unterhalb des Kondensators.

Schließlich traf der Kanalstrahl auf ein Thermoelement aus Manganin-Konstantan (0,02 mm dick), welches sich in einem Nickelgehäuse befand. Der Strahl gelangte durch ein 3 mm Loch in das Gehäuse. Das Element diente zur Bestimmung der relativen Teilchenzahlen.

Dicht oberhalb des Thermoelements wurde durch einen seitlichen Rohrstützen das anzuregende Gas zugeleitet, auf der anderen Seite war bei *M 4* der Mac-Leod angeschlossen. Der Druck im Beobachtungsraum wurde mit einem Schraubventil reguliert.

d) *Schaltung*. In Fig. 3 ist das gesamte Schaltbild der Anlage gezeichnet, wobei nebensächliche Einzelheiten fortgelassen worden sind. Die Bogenentladung wurde aus dem 220 Volt-Gleichstromnetz gespeist. Die Bogenstromstärke  $i_B$ , mittels Widerstandes  $R I$  eingestellt, betrug maximal 1 Amp. Der Spannungsabfall  $e_B$  am Bogen nahm je nach Gasart und Bogenstromdruck Werte zwischen 25 und 100 Volt an. Über ein Potentiometer  $P$  erhielt der den Bogen umgebende Stahlkörper etwa die Hälfte der Bogenstromspannung; unter diesem Potential floß ein „Hilfsbogenstrom“  $i_{HB}$  von einigen Milliamp. Die Beschleunigungsspannungen  $U 1$  (max. 2 kV) und  $U 2$



(max. 12 kV) wurden Gleichrichteranlagen entnommen.  $U_2$  wurde mit einem elektrostatischen Starke-Schröder-Voltmeter dauernd überwacht. Aus dem ersten Gleichrichter wurden bis 1 mA, aus dem zweiten bis 0,2 mA entnommen. Die zur elektrischen Zerlegung erforderliche Spannung von max. 1,6 kV wurde von Anodenbatterien geliefert. Um Aufladungen zu vermeiden, mußte ein Pol der Ablenkspannung sowie ein Pol des Thermoelements samt dessen Gehäuse auf Hochspannung gegen Erde gelegt

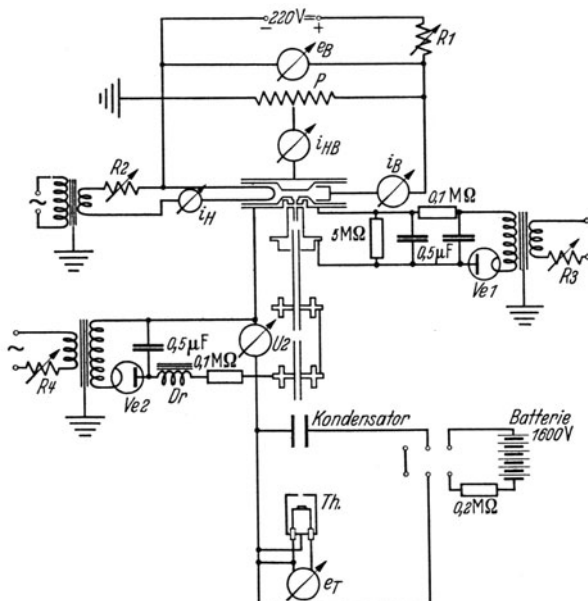


Fig. 3. Elektrische Schaltung.

werden. Deshalb wurde die Ablenkbatteie und der Thermostromkreis samt allen Schaltelementen isoliert aufgestellt, die Bedienung der Schalter erfolgte mit einer isolierten Handhabe. Bei der Messung der gesamten Teilchenzahl war der Ablenkcondensator kurzgeschlossen. Legte man nun die Ablenkspannung mittels des Umschalters an, so fiel nur der neutrale Anteil auf das Thermoelement. Der Thermostrom wurde über einen (nicht eingezeichneten) Kommutator geleitet und mit einem niederohmigen Spiegelgalvanometer  $e_T$  gemessen. Besondere Abschirmung der Zuleitungen erwies sich als unnötig.

e) *Spektrale Meßmethode, Fehlergrenzen.* Die Bestimmung von Anregungsfunktionen aus der photographisch-photometrischen Intensität  $J$  und aus der mit Thermoelement gemessenen relativen Teilchenzahl  $n$  ist

bei Kotecki und anderen<sup>1)</sup> beschrieben. Die Größe  $J$  wurde mit einem Zeisschen Dreiprismen-Spektrographen gemessen. Ein Stück des Kanalstrahles wurde mit einer achromatischen Linse von 5 cm Brennweite etwas verkleinert auf den Spektrographenspalt (0,7 mm) abgebildet. Es kamen Agfa Spektralblau-Rapid-Platten (Empf. 18/10 DIN) zur Verwendung, die in Metol-Hydrochinon Agfa in Verdünnung 1 : 5 bei 18° C 5 Minuten lang entwickelt wurden. Die Belichtungszeiten beliefen sich auf 1 bis 4 Stunden. Im ganzen wurden etwa 100 Spektrogramme zur Auswertung herangezogen.

Um die Schwärzungskurven der Platten ermitteln zu können, wurde auf diese ein fünfstufiges Dorgelo-Filter mit monochromatischem blauen und violetten Licht aufgedruckt. Das Schwarzschild-Gesetz brauchte nicht angewandt zu werden, da für jede Platte alle Belichtungszeiten gleich gehalten wurden.

Für die geschilderte Meßmethode muß ein relativer Fehler von 20 % der Anregungsfunktionen als möglich zugelassen werden.

### C. Betrieb und Betriebsvariable.

Da die Apparatur mit verhältnismäßig vielen Betriebsvariablen arbeitet, sollen die hier beobachteten Erscheinungen kurz zusammengestellt werden.

a) *Eigenschaften der Bogenentladung.* Wenn die Kathode angeheizt war und Bogengas zugeleitet wurde, so zündete beim Einschalten der Bogen-spannung zunächst nur ein Hilfsbogen zwischen der Kathode und dem den Bogenraum einschließenden Stahlkörper. Wegen des geringen Durchgriffs des Feldes durch die enge Bogenkapillare zündete der Hauptbogen meist nicht spontan, sondern erst dann, wenn die Anode mit dem Stahlgehäuse momentan kurzgeschlossen wurde.

Der Charakter der Bogenentladung war bei einer bestimmten Gasart durch den Bogenndruck  $p_B$ , die Bogenndspannung  $e_B$  und den Bogenndstrom  $i_B$  bestimmt. Der Betriebswert des Bogenndrucks sollte mit Rücksicht auf das Vakuum im Beschleunigungsrohr so niedrig als möglich sein, dabei aber konstantes Brennen gewährleisten. Das letztere war, wie sich zeigte, nur oberhalb einer gewissen Grenze möglich. Die nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Betriebswerte.

Bei sonst konstanten Daten erwies sich die Bogenndspannung als guter Anzeiger für den Druck  $p_B$ . Doch wurde die absolute Größe von  $p_B$  öfters mit dem MacLeod nachgemessen. Erwähnenswert scheint noch die Tat-

<sup>1)</sup> A. Kotecki, a. a. O.; R. Junkelmann, ZS. f. Phys. **107**, 561, 1937

Tabelle 1. Übersicht über die Bogen-Betriebswerte.

Gas	$p_B$ in $10^{-2}$ mm	$e_B$ in Volt	Druck bei $M 3$ in $10^{-3}$ mm	Gasverbrauch pro Std. in ccm
H . . . . .	2	80	1	etwa 15
H . . . . .	10	65	5	„ 100
He . . . . .	12	80	4,5	„ 100
Ar . . . . .	2	25	1	„ 15

sache, daß schon geringe zusätzliche Verunreinigung der Bogengase mit Wasserdampf oder Luft den Entladungscharakter erheblich beeinflussen konnten. Der Bogenstrom  $i_B$  konnte mit dem Vorschaltwiderstand  $R I$  in weiten Grenzen variiert werden. Bei sonst konstanten Daten waren Stromwerte um 1 Amp. herum für den Betrieb am günstigsten. Die Teilchenausbeute war eine Funktion der Stromstärke, doch stieg die Ausbeute beim Übergang von 1 auf 2 Amp. nicht mehr wesentlich an. Die Teilchenzahl wurde auch durch die Höhe des Bogen drucks beeinflußt. Die Ausbeute war im allgemeinen um so besser, je geringer der Bogen druck war.

b) *Einflüsse der Betriebsvariablen auf Intensität des Kanalstrahlleuchtens und auf die Homogenität des Strahles.* Bei der Wahl aller Betriebsvariablen war in erster Linie eine genügende Homogenität, in zweiter eine ausreichende Leuchtintensität des Kanalstrahles anzustreben. Nun ist die Intensität des Stoßleuchtens, abgesehen von der Stoßgeschwindigkeit bzw. -energie, gegeben durch die Zahl der stoßenden Partikel und durch den Druck im Beobachtungsraum. Durch die Wahl des letzteren hat man es bis zu einem gewissen Grade in der Hand, die Leuchtstärke möglichst groß zu machen, doch treten bei zu hohem Druck störende Sekundäreffekte (Stöße zweiter Art, Anregung durch Sekundärelektronen) auf. Von diesen wird man nach Döpel<sup>1)</sup> erst dann weitgehend frei, wenn der Beobachtungsdruck unter etwa 0,05 mm Hg bleibt. Andererseits konnte man hier den Beobachtungsdruck außer aus Intensitätsgründen auch deswegen nicht beliebig klein machen, weil stets ein gewisser Gasrest im Beobachtungsraum vorhanden war, der vom Bogenraum in den Beobachtungsraum herunterdiffundierte. Man hatte also beispielsweise beim Stoß von H auf He auch gleichzeitig einen solchen von H auf H<sub>2</sub>, und mußte nun die Zahl der He-Atome wesentlich größer machen als die Zahl der herabdiffundierten H<sub>2</sub>-Moleküle. Dieser Anforderung war bei dem schließlich gewählten Beobachtungsdruck von 0,02 mm weitgehend Genüge getan. Trotzdem war die Anregung des „Restgases“ in jedem Falle durch Kontrollaufnahmen zu berücksichtigen.

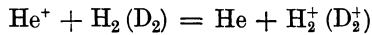
<sup>1)</sup> R. Döpel, Ann. d. Phys. 16, 1, 1933.

Die andere wichtige Komponente, welche die Lichtintensität bestimmt, ist die Zahl der stoßenden Korpuskel pro Zeiteinheit. Die Einflüsse der Bogenvariablen auf diese Anzahl wurden bereits erwähnt. Des weiteren hatte man es durch die Wahl der Vorbeschleunigungsspannung  $U_1$  bis zu einem gewissen Grade in der Hand, die Intensität und auch die Homogenität zu beeinflussen. Im Interesse der letzteren wäre es zweckmäßig gewesen, die Spannung  $U_1$  so niedrig als möglich zu nehmen, andererseits mußte sie einen gewissen Mindestwert haben, damit man überhaupt nennenswerte Ionenausbeuten erhielt. Weiter zeigte sich, daß bei einem bestimmten Verhältnis von  $U_1 : U_2$ , welches von der Geometrie der Elektrodenanordnung abhing, sowohl für den Atomstrahl als auch für den Gesamtstrahl ein maximaler Thermoauschlag resultierte. Dies war offenbar dann der Fall, wenn die geladenen Korpuskeln in den Zwischenräumen zwischen den Elektroden, die als elektrostatische Ionenlinsen wirkten, auf das Thermoelement fokussiert wurden. Es war zweckmäßig, die Wahl von  $U_1$  für das jeweils vorgegebene  $U_2$  nach diesem Gesichtspunkt vorzunehmen. Das Verhältnis  $U_1 : U_2$  war dann 1 : 4 bis 1 : 6.

c) *Thermospannung, Ionenströme.* Die Änderung der Thermospannung mit den Beschleunigungsspannungen ließ auf die Energiehomogenität des Korpuskularstrahles schließen. Setzte man nämlich die aus dem Bogen gezogene Anzahl von Teilchen als in erster Näherung proportional der Querspannung  $U_1$  an, wurden ferner alle Teilchen auch wirklich auf die volle Spannung  $U_2$  nachbeschleunigt (was man ja gerade prüfen wollte), so mußte das Produkt  $U_1 \times U_2$  ein ungefähres Maß für die kinetische Energie des Strahles  $neU$ , also für den zu erwartenden Thermoauschlag sein. In Wirklichkeit wuchs nun die Ionenausbeute in dem untersuchten Bereich stärker als nur proportional  $U_1$  an, wie die unmittelbare Ausmessung der Ionenströme in Abhängigkeit von  $U_1$  ergab. Infolgedessen stieg auch der Thermoauschlag bei stets eingestellter optimaler Fokussierung noch stärker als nur linear mit  $U_1 \times U_2$  an. Im übrigen war die Homogenität des von der Kapillarquelle gelieferten Kanalstrahles durch Messungen anderer Autoren genügend sichergestellt.

Die Messung der Absolutgröße der Ionenströme, die das Thermoelement trafen bzw. die in den Beobachtungsraum gelangten, hatte nur bei Wasserstoffstrahlen Sinn, da bei Helium- und Argonbetrieb fast nur *neutrale* Atome aus der Kapillarblende austraten, wenn Fremdgas im Beobachtungsraum vorhanden war. Die Ionenströme bei Wasserstoff betragen einige Mikroampere. — Die Bildung intensiver He- und Ar-Atomstrahlen ist einfach zu erklären. Bei He-Betrieb war einmal das Vakuum

nicht so gut wegen des notwendig höheren Bogendrucks. Hierzu kommt, daß Heliumionen im eigenen Gas stark umladen, so daß eine größere Anzahl bewegter neutraler Heliumatome schon im Beschleunigungsrohr entstand. Schließlich traf der Heliumstrahl auf Wasserstoff. Nun verläuft aber der Vorgang



exotherm, also mit guter Ausbeute, so daß auch hier nochmals beträchtliche Umladungen zu erwarten waren. Ganz ähnlich lagen die Verhältnisse bei Argonstoß.

#### D. Experimentelle Ergebnisse und deren Diskussion.

##### 1. Stoß von Wasserstoff auf Helium.

a) *Frühere Untersuchungen.* Die Lichtanregung beim Stoß von Wasserstoff auf Helium ist bereits von verschiedener Seite untersucht worden. So fand Döpel<sup>1)</sup> beim Stoß neutraler H-Atome auf He Anregung der Balmer-Serie auch bei den kleinsten erreichbaren Spannungen (Einsatz noch unter 500 Volt), während die stärkste Heliumlinie 3889 Å ( $2^3S - 3^3P$ ) erst oberhalb 2 kV effektiver Spannung erschien. Die geladenen H-Teilchen (Protonen) regten bei 30 kV überhaupt nicht an. Des weiteren untersuchte auch Kotecki (a. a. O.) den Stoß  $\text{H} \rightarrow \text{He}$  mit einer Kapillarionenquelle im Bereich von 2 bis 5 kV. Er beobachtete hier im allgemeinen visuell und fand, daß der im Trennkondensator abgelenkte geladene Strahl stark He anregte, während der neutrale Strahl vor allem die Wasserstofflinien aussandte. Kotecki stellte eine deutlich sichtbare verschiedene Färbung beider Strahlen fest. Die Resultate Döpels und Koteckis, die sich z. T. zu widersprechen schienen, ließen eine wichtige Frage jedenfalls ungeklärt: *Inwiefern besteht ein Unterschied in der Anregung durch neutrale und durch geladene Wasserstoffteilchen?* Um die bisherigen Stoßerfahrungen mit Wasserstoff abzurunden, war ein Beitrag zu diesem Problem für kleinere Stoßgeschwindigkeiten erwünscht. Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurden nun der neutrale und der geladene Wasserstoffstrahl im Bereich von 1 bis 12 kV getrennt spektrographisch untersucht.

b) *Neutraler Strahl.* Auf allen Platten fand man, in Übereinstimmung mit den obengenannten Autoren, Anregung der Balmer-Serie bis herab zu 1000 Volt. Sicher wurde der Wasserstoff auch bei noch kleineren Spannungen angeregt, doch konnte aus Intensitäts- und Betriebsgründen nicht unter 1 kV heruntergegangen werden. Weiter wurde wie bei Döpel ab

<sup>1)</sup> R. Döpel, Ann. d. Phys. **16**, 1, 1933.

etwa 2000 Volt Helium angeregt. Wegen der Glasoptik des Spektrographen erschien hier nicht 3889, sondern 4471 Å ( $2^3P - 4^3D$ ) am stärksten, deren nahezu linear ansteigende Anregungsfunktion in Fig. 4 und 5 dargestellt ist.

Die Ordinaten der Kurven sind in beliebigem Maße gezeichnet, die Kurven sind also nicht miteinander vergleichbar. Die Heliumkurve wurde auf Intensität Null extrapoliert, wodurch man eine „praktische“ Einsatzspannung von 1,7 kV erhält. Diese Einsatzspannung besitzt natürlich keine physikalische Realität, sie hat nur eine gewisse praktische Bedeutung, indem man sagen kann, daß etwa in diesem Punkte die Anregung merklich

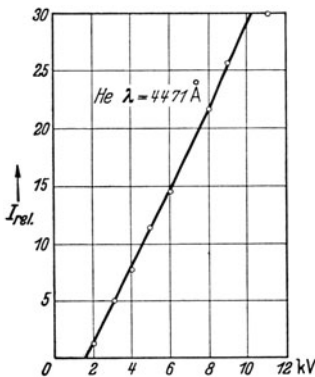


Fig. 4. Anregungsfunktion der Heliumlinie 4471 Å beim Stoß *neutraler* H-Teilchen auf Helium.

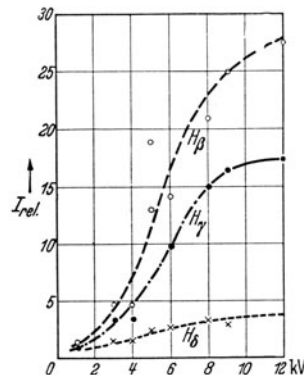


Fig. 5. Anregungsfunktionen der Balmer-Linien  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  und  $H_\delta$  beim Stoß *neutraler* Wasserstoffteilchen auf Helium.

zu werden beginnt, während sie unterhalb zwar auch vorhanden, aber wesentlich geringer ist. Die wahre Einsatzspannung, deren Größe man auf Grund der Energie des Impulssatzes ausrechnen kann, liegt erheblich tiefer als die praktische Einsatzspannung. Diese Zusammenhänge sind ausführlich von Maurer<sup>1)</sup> dargestellt. Mit Hilfe der von Massey und Smith<sup>2)</sup> eingeführten „Aktivierungsenergie“ kann man die Existenz der praktischen Einsatzspannung verstehen.

Die Anregung im neutralen Strahl erfolgt durch H-Atome und  $H_2$ -Moleküle ( $H_3$ -Moleküle kommen nicht vor, da sie instabil sind). Für die Existenz von  $H_2$ -Molekülen im neutralen Strahl spricht die Tatsache, daß bei höheren Spannungen Teile des Molekülspektrums angeregt wurden, wie der Vergleich mit dem Spektrum eines Geissler-Rohres von Wasserstoff zeigt. Es dürfte

<sup>1)</sup> W. Maurer, Phys. ZS. **40**, 161, 1939. — <sup>2)</sup> H. S. W. Massey u. R. A. Smith, Proc. Roy. Soc. London (A) **142**, 142, 1933.

aus Intensitätsgründen kaum möglich sein, die Anregung durch Atome und Moleküle zu trennen.

c) *Geladener Strahl.* Der von Kotecki visuell festgestellte Färbungsunterschied zwischen den beiden Strahlen war auch hier deutlich zu bemerken. Während der neutrale Strahl in dem fahlen bläulich-rötlichen Licht des Wasserstoffs erschien, emittierte der geladene bei mittleren Spannungen sehr intensiv das bekannte gelbliche Heliumleuchten. Die Spektrogramme zeigten schon bei 3 kV die He-Linie 4471 Å verhältnismäßig intensiv, ab 5 kV konnte man auch die 3889 und die von Kotecki

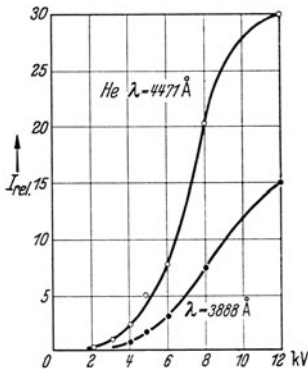


Fig. 6. Anregungsfunktionen der Orthoheliumlinien 4471 Å und 3889 Å beim Stoß geladener Wasserstoffkorpuskeln auf Helium.

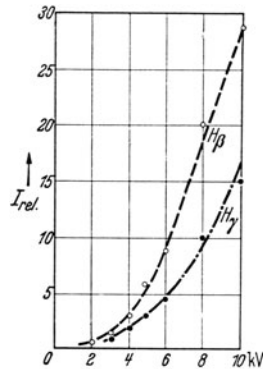


Fig. 7. Anregungsfunktionen der Balmer-Linien  $H_\beta$  und  $H_\gamma$  beim Stoß geladener Wasserstoffkorpuskeln auf Helium.

gemessene Parheliumlinie 5016 Å ( $2^1S - 3^1P$ ) sehen. Auch Balmer-Linien traten auf. In den Fig. 6 und 7 sind die ermittelten Anregungsfunktionen dargestellt, und zwar in völlig beliebigem Maße. Jedoch war ein Vergleich der Ausbeuten im neutralen und im geladenen Strahl für ein und dieselbe Linie natürlich möglich. So ergab sich, daß die Heliumanregung im neutralen Strahl bei 4 kV etwa zehnmal geringer war als im geladenen.

Bei der Spektrographie des geladenen Strahles wurde so verfahren, daß der Spektrograph gemäß dem Wege des abgelenkten Strahles schief gestellt wurde. Wie eine einfache Rechnung zeigt, blieb der Ablenkungswinkel bei den verschiedenen Beschleunigungsspannungen dann erhalten, wenn das Verhältnis Beschleunigungsspannung  $U_2$ : Ablenkspannung  $V$  konstant gehalten wurde. Es brauchte also der einmal justierte Spektrograph nicht wieder verändert zu werden, wenn  $V$  jeweils mit  $U_2$  variiert wurde.

*α) Zusammensetzung des Ionenstrahles.* Bei der Deutung der Versuchsergebnisse innerhalb des geladenen Strahles war nun weiter die Frage zu klären, welche Wasserstoffionen für die gefundene starke He-Anregung verantwortlich waren. Bekanntlich gibt es drei Arten von positiven H-Ionen, nämlich  $H_1^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ . Diese drei Komponenten des geladenen Strahles können vermittels elektrischer Ablenkung nicht getrennt werden. Tu ve und Mitarbeiter wiesen bei ihrer Ionenquelle die Wasserstoffionen verschiedener Masse nach, indem sie magnetische Aufspaltung des Ionenstrahles durchführten und die einzelnen Teilchenströme mit einem Elektrometer registrierten. Da unsere Betriebsbedingungen in den wesentlichen Punkten mit den Tu veschen übereinstimmten, mußten auch wir jedenfalls mit der Existenz von Ionen verschiedener Massen, also verschiedener Geschwindigkeiten im geladenen Strahl rechnen. Infolgedessen war die Zuordnung der He-Anregung nicht sicher, und es bedurfte dieser Umstand noch weiterer Untersuchung.

Es hätte an sich nun nahegelegen, auch zur Untersuchung der Lichtanregung durch die drei Ionenarten eine magnetische Analyse anzuwenden. Doch ist eine magnetische Ablenkung experimentell um eine Größenordnung schwieriger zu handhaben als z. B. die elektrische, so daß aus diesen Gründen zunächst Überlegungen angestellt wurden, ob man noch auf andere und einfachere Weise die eventuell vorhandenen einzelnen Ionenarten des Wasserstoffs hinsichtlich ihrer Anregungsfähigkeit getrennt voneinander untersuchen könnte.

Zu diesem Zweck mußte man sich etwas näher mit der Frage befassen wie die von der Quelle gelieferten einzelnen Ionenanteile von den sonstigen Betriebsbedingungen, vor allem vom Entladungsdruck im Bogenraum, abhängen. Solche Messungen sind unmittelbar an der Ionenquelle noch nicht gemacht worden, so daß auf ältere Resultate von Harn well zurückgegangen werden mußte. Dieser untersuchte die Ionisationsprodukte einer Wasserstoffentladung und fand eine z. T. beträchtliche Abhängigkeit der einzelnen Ionenanteile vom Entladungsdruck. Aus den Harnwellschen Kurven<sup>1)</sup> kann man schließen, daß bei unserem normalen Bogendruck von 0,02 mm Hg jedenfalls mit allen drei Ionenarten zu rechnen war, während aber bei höherem Druck (0,1 mm Hg) das  $H_3^+$ -Ion bei weitem überwog. Natürlich mußte man bei der Übertragung dieser Ergebnisse auf eine Kapillationenquelle die nötige Vorsicht walten lassen, doch zeigten die Messungen anderer Autoren, daß starke  $H_3^+$ -Bildung auch eine wesentliche Eigenschaft der

<sup>1)</sup> Vgl. bei Billing (a. a. O.).



Kapillarquelle ist. So ergaben z. B. die obenerwähnten Messungen von Tuve, die leider nur bei *einem* Entladungsdruck gemacht waren, daß trotz sehr niederen Bogendrucks der Kanalstrahl etwa  $1/4$  an  $H_3^+$ -Ionen enthielt.

Es ist also möglich, bei hohem Druck praktisch nur aus  $H_3^+$  bestehende Kanalstrahlen zu erhalten, wobei als begünstigendes Moment noch die Tatsache hinzukommt, daß nach Beobachtung von Kallmann und anderen das  $H_3^+$ -Ion sehr stabil ist, also viele Stöße ohne Zerfall übersteht.

$\beta$ ) *Versuche bei höherem Bogendruck (Frage der Anregung durch  $H_3^+$ )*. Es wurde nun die Anregung im geladenen Strahl bei einem höheren Bogendruck untersucht, und zwar wurde  $p_B = 0,1$  mm Hg gewählt. Bei diesem Druck genügte das Vakuum im Beschleunigungsrohr noch und besteht der Strahl zu 95 % aus  $H_3^+$ -Ionen. Schon visuell war festzustellen, daß die Leuchtintensität im Verhältnis zu den früheren Beobachtungen viel geringer war, allerdings war auch die Stoßteilchenzahl gesunken. Auf den Platten fand sich bei gleicher Belichtung wie früher gar nichts, auch bei verdoppelter Belichtung nichts. Erst bei 10 kV war eine schwache Andeutung von Balmer-Linien zu sehen. Diese Anregung war wohl darauf zurückzuführen, daß eine geringe Anzahl von Ionen bei der Umladung und dem damit verbundenen Zerfall H-Atome lieferte.

Für die starke He-Anregung waren also die dreiatomigen Ionen nicht verantwortlich, was durch ihre geringe Geschwindigkeit erklärt werden kann. Es kamen also nur noch die Protonen oder die  $H_2^+$ -Ionen in Frage.

$\gamma$ ) *Magnetische Aufspaltung des Ionenstrahles*. Zur weiteren Klärung, wie weit die Anregung durch  $H^+$  und durch  $H_2^+$  erfolgt, war eine magnetische Analyse nicht mehr zu umgehen. Es soll zunächst kurz auf die apparativen und experimentellen Schwierigkeiten eingegangen werden. Ein hauptsächliches Hindernis besteht darin, daß, um eine genügend scharfe und weite Aufspaltung zu erhalten, die wirksame Länge des Magnetfeldes klein sein soll gegen die freie Weglänge der Umladung, dabei die Feldstärke aber hohe Werte erreichen muß. Als weitere Schwierigkeit bei der visuellen Beobachtung kommt noch die Tatsache hinzu, daß die Polschuhe des Magneten die Sicht nehmen. Endlich hat man die übrige Apparatur sorgfältig gegen das Streufeld zu schützen.

Bekanntlich ist der Krümmungsradius einer Teilchenbahn im Magnetfeld gegeben durch

$$r = \frac{m \cdot v}{e \cdot H},$$

wobei noch

$$\frac{m}{2} v^2 = e U$$

ist. Aus einfachen geometrischen Beziehungen erhält man unter Vernachlässigung kleiner Größen für die Ablenkung  $s$  beim Austritt des Teilchens aus dem Feld die Beziehung

$$s \sim \sqrt{\frac{1}{m}} \quad (m = \text{Teilchenmasse}).$$

Bezeichnet man die Ablenkung der Protonen willkürlich mit 1,00, so war für  $\text{H}_2$  bzw. für  $\text{H}_3$  die resp. Ablenkung 0,71 und 0,58 zu erwarten.

Zur Verwendung gelangte ein Elektromagnet (Jochquerschnitt  $20 \text{ cm}^2$ , max.  $500 \text{ Amp.W/cm}$ ), dessen zylindrische Polschuhe von  $5 \text{ cm}$  Durchmesser senkrecht auf der Richtung des früher benutzten elektrischen Trennfeldes standen. Um nun die Verhältnisse, die bei der Spektrographie des Strahles geherrscht hatten, reproduzieren zu können, wurde an der Apparatur zunächst nichts geändert. Infolgedessen bedingte der Durchmesser des Beobachtungsraumes eine Spaltbreite von  $40 \text{ mm}$ , bei der eine Feldstärke von  $1000 \text{ Gauß}$  (gemessen mit einer Wismutspirale) gerade noch erreicht werden konnte. Dieses Feld mußte bei mittleren Beschleunigungsspannungen eine deutlich erkennbare Aufspaltung bewirken. Die Abschirmung der übrigen Apparatur gegen das Streufeld erfolgte mittels Weißblech. Beim Einschalten des Magneten war nichts von einer dreifachen Aufspaltung des Ionenstrahles zu sehen, sondern nur *ein* sehr lichtschwacher abgelenkter Strahl sichtbar. Da die visuelle Beobachtung der Aufspaltung in dieser Weise offenbar nicht möglich war, wurde die Methode etwas abgeändert, die es gleichzeitig auch ermöglichte, mit schwächeren Magnetfeldern auszukommen.

An Stelle des Beobachtungsraumes wurde ein kegelförmiges Gefäß mit einem Leuchtschirm (Willemit) angesetzt. Der Schirm war etwa  $30 \text{ cm}$  vom Strahlaustritt entfernt, so daß auf ihm auch mit kleineren Magnetfeldern eine genügende Ablenkung erzielbar sein mußte. Nun hätten bei allmählicher Steigerung des Magnetfeldes die Komponenten des geladenen Strahles, angefangen mit den Protonen, seitlich aus dem mittleren Leuchtfleck, der durch den neutralen Strahl gebildet wurde, herauswandern müssen. Es erschien aber bei Anwesenheit von Helium nur *ein* solcher wandernder Fleck. Zu seiner Hervorbringung genügte sogar schon ein permanenter Hufeisenmagnet mittlerer Größe, die Ablenkungsrichtung entsprach positiver Teilchenladung.

Auch diese Versuchsanordnung führte leider keine eindeutige Klärung herbei. Zunächst war nicht klar, welche Teilchen den wandernden Leuchtfleck hervorriefen. Wegen der Kleinheit des benötigten Ablenkfeldes hätten

es am ehesten Protonen sein können, doch ergab die Bestimmung der Teilchenmasse mit Hilfe eines bekannten Magnetfeldes, daß diese dem Wert 2 näher lag. Weiterhin zeigte der magnetisch abgelenkte Strahl merkwürdigerweise gar nicht die stark hervortretende Heliumanregung. Endlich war es auch unerklärlich, weshalb nicht drei oder wenigstens zwei Leuchtflecke entsprechend verschiedenen Ionenarten auftraten.

Eine eindeutige Zuordnung der *Heliumanregung* konnte auf Grund des Versuchsmaterials nicht gegeben werden. Um in dieser Frage weiter experimentell vorzudringen, hätte es wesentlicher apparativer Abänderungen und Erweiterungen bedurft.

d) *Diskussion der Ergebnisse.* α) *Neutraler Strahl.* Die stärkere *Anregung des H* beim Stoß *neutraler H-Atome* auf He läßt sich nach den Anschauungen von Döpel und der Theorie von Massey und Smith zwanglos erklären. Wasserstoff wird wegen seiner kleineren Anregungsenergie zuerst angeregt, Helium später.

β) *Geladener Strahl.* αα) *Ruhende Teilchen.* Wie verhält es sich nun mit der Anregungsfähigkeit der Wasserstoffionen? Dempster fand, daß Protonen von 14 bis 900 Volt Helium ohne Anregung durchfliegen. Döpel beobachtete dasselbe bei 30 kV. Hiernach könnte man vermuten, daß die Anregungsfunktion für Protonen in dem Zwischengebiet ein Maximum hat und die hier beobachtete starke Heliumanregung von Protonen herrührt. Dem steht aber nach Massey und Smith der Umstand entgegen, daß nach dem Spinerhaltungssatz eine Triplettanregung nicht möglich ist, sondern nur eine Anregung der Parheliumterme. Die Protonen können also nur Singulettlinien anregen. Die Triplettlinien müßten durch  $H_2^+$ -Ionen angeregt werden.

ββ) *Bewegte Teilchen.* Das Auftreten von *Balmer-Linien* im Spektrum des geladenen Strahles muß ebenfalls durch Molekülionen erklärt werden. Stößt ein  $H_2^+$ -Ion auf ein Heliumatom, so ist Stoßdissoziation möglich, so daß ein gewisser Teil der Ionen in H-Atome und Protonen zerfallen wird. Die so entstandenen Atome werden natürlich auch angeregt und sind wohl in erster Linie für das Auftreten der Balmer-Linien verantwortlich. Ähnliches geschieht mit den  $H_3^+$ -Ionen.

## 2. Stoß von Helium und Argon auf leichten und schweren Wasserstoff.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Anregung durch Stoß von He und Ar im Bereich von 1 bis 10 kV auf  $H_2$  und  $D_2$  untersucht. Der Heliumstrahl enthielt fast nur neutrale Atome. Die geringe Zahl ge-

ladener Teilchen wurde bei allen Messungen durch ein elektrisches Feld aus dem Strahl ausgeschieden. Bei Argon störte sehr die Zerstäubung der Metallteile, wodurch sich die oberen Glasteile des Beschleunigungsrohres beschlugen und die Isolation mehr und mehr nachließ. Das Rohr mußte daher oftmals geöffnet und gereinigt werden.

Bei der Auswertung der ersten Meßreihe stellte sich heraus, daß bei höheren Spannungen die Anregung von  $D_2$  stärker war, als die von  $H_2$ . Nun entstanden aber Zweifel an der Reellität des Effektes, vor allem wegen der eventuell verschiedenen Breite des Strahles in  $H_2$  und  $D_2$ , bedingt durch verschiedenartige Streuung, und wegen der damit verbundenen Unsicherheit der Teilchenzahlbestimmung mit dem Thermoelement. Um von diesen Einflüssen freizukommen, wurden die Aufnahmen wiederholt, wobei das Thermoelement durch eine Kleinoberflächen-Thermosäule von Kipp & Zonen ersetzt wurde, die den gesamten Strahlquerschnitt erfaßte. Weiterhin wurde der Spektrographenspalt entfernt und der Strahl, der durch eine Kapillarblende von 1 mm Durchmesser genügend scharf ausgeblendet war, unmittelbar photographiert. Die Schärfe war dann zur Trennung aller auftretenden Linien völlig ausreichend. Bei der Auswertung wurde über die gesamte auf den Photometerblättern erscheinenden Schwärzungsflächen integriert. Leider kam durch den Nulleffekt der empfindlichen Thermosäule wieder eine gewisse Unsicherheit in die Teilchenzahlbestimmung.

Beim Stoß von Helium auf Wasserstoff ergab sich zunächst qualitativ das folgende Bild. Bis herab zu den niedrigsten Spannungen waren die Balmer-Linien  $H_\beta$ ,  $D_\beta$  und  $H_\gamma$ ,  $D_\gamma$  zu sehen, bei höheren Spannungen auch  $H_\delta$  und  $D_\delta$ . Bei etwa 4 kV setzte sichtbar Heliumanregung ein (Linie 4471 Å). Da für die Anregung im wesentlichen die relative Geschwindigkeit der Stoßpartner maßgebend ist, sollte die Anregung beim Stoß von He auf  $H_2$  erst bei einer etwa viermal größeren Spannung einsetzen, wie beim Stoß von H auf He. Dies ist nicht der Fall und mag durch die Anwesenheit von metastabilen Heliumatomen im Kanalstrahl erklärt werden, deren Neuanregung nur wenige Elektronenvolt erfordern würde; hierfür scheint auch zu sprechen, daß Parheliumlinien nicht beobachtet wurden.

Das quantitative Ergebnis der Messungen zeigt Fig. 8 bis 11. Sowohl die Anregung der Wasserstoff- wie der Heliumlinien ist beim Stoß auf schweren Wasserstoff größer als auf leichten. Allerdings laufen bei kleinen Geschwindigkeiten die Anregungskurven zusammen. Bei Argonstoß war kein Unterschied festzustellen. Vielleicht liegt dies daran, daß die Geschwindigkeit der Argon-Kanalstrahlen auch bei den höchsten hier vor-

handenen Spannungen so klein ist wie die der Helium-Kanalstrahlen in dem Bereich, in welchem kein Unterschied zwischen  $H_2$ - und  $D_2$ -Stoß bemerkbar war.

Kann man einen Unterschied der Anregung beim Stoß auf leichten und schweren Wasserstoff verstehen? Die Theorie von Massey und Smith ergibt zwar für den Stoß auf  $H_2$  und  $D_2$  verschiedene Einsatzspannungen,

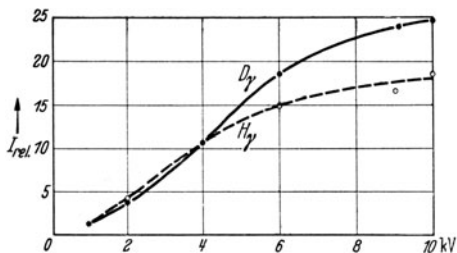


Fig. 8. Anregung der Balmer-Linien  $H_\gamma$  und  $D_\gamma$  durch Helium-Stoß (neutrale Atome).

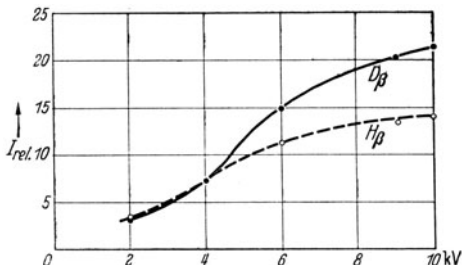


Fig. 9. Anregung der Linien  $H_\beta$  und  $D_\beta$  beim Stoß neutraler Helium-Atome.

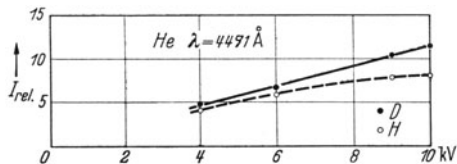


Fig. 10. Anregung der Helium-Linie  $4471 \text{ \AA}$  durch Stoß von He auf  $H_2$  und  $D_2$ .

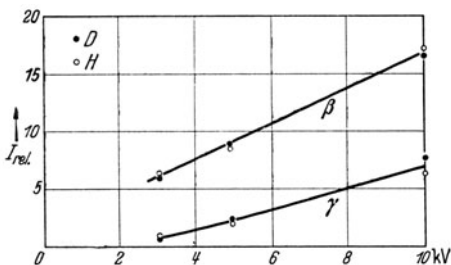


Fig. 11. H- und D-Anregung beim Stoß neutraler Argon-Atome.

weil die reduzierte Masse des Systems darin vorkommt, und diese Einsatzspannungen sind aber (s. d. Anm. S. 159 der Arbeit von Massey und Smith) auf die kinetische Energie im Schwerpunktsystem bezogen. Dies wurde z. B. in dem zusammenfassenden Bericht von Maurer <sup>1)</sup> über die Anregung durch Atomstoß nicht bedacht. Bildet man nun das Verhältnis von Einsatzspannung zu der Energie des Systems (beide im Schwerpunktsystem), so fällt die reduzierte Masse heraus. Die Anregung sollte also beim Stoß auf leichten und schweren Wasserstoff nach der Theorie von Massey und Smith gleich sein. Allerdings gilt diese Theorie eigentlich nur für Stoß von Wasserstoffteilchen. Für andere Atome ist die Theorie noch nicht entwickelt.

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu die zusammenfassende Darstellung von W. Maurer, Phys. ZS. 40, 161, 1939. (Hier auch ausführliche Literatur.)

Die Überlegungen von Döpel<sup>1)</sup> geben einen Unterschied der Anregung von  $H_2$  und  $D_2$ . Die „übertragbare Energie“ ist nach Döpel

$$W_{1 \rightarrow 2} = \frac{1}{2} m v^2 + k \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \frac{1}{2} v^2,$$

worin  $v$  die Geschwindigkeit des stoßenden Teilchens,  $m$  die Elektronenmasse,  $M_1$  und  $M_2$  die Massen der Stoßpartner und  $k$  eine von den Bindungsenergien abhängige Konstante bedeutet. Demnach ist beim Stoß von Helium auf  $H_2$

$$W_{He \rightarrow H} = \frac{1}{2} m v^2 + k \cdot \frac{4 \cdot 1}{4 + 1} \cdot \frac{1}{2} v^2$$

und beim Stoß von Helium auf  $D_2$

$$W_{He \rightarrow D} = \frac{1}{2} m v^2 + k \cdot \frac{4 \cdot 2}{4 + 2} \cdot \frac{1}{2} v^2$$

und da

$$W_{He \rightarrow H} < W_{He \rightarrow D}$$

wird, sollte also die Anregung beim Stoß auf schweren Wasserstoff größer als beim Stoß auf leichten Wasserstoff sein. Aber erstens sieht man nicht ein, warum bei kleinen Geschwindigkeiten die Anregung gleich ist und zweitens gelten dieselben Überlegungen für den Stoß von Argon auf  $H_2$  und  $D_2$ , wobei aber experimentell kein Unterschied gefunden wurde (siehe Fig. 11).

#### E. Zusammenfassung.

1. Es wird eine Kanalstrahlapparatur beschrieben, welche es ermöglicht, die Lichtanregung beim Stoß zweier korpuskularer Partner im Bereich niederer Spannungen zu untersuchen (Arbeitsgebiet 1 bis 10 kV). Die Erzeugung der Stoßteilchen geschieht in einer Bogenentladung. Durch mehrfache Beschleunigung der Bogenionen erhält man einen energetisch sehr homogenen Kanalstrahl. Die Homogenität des Strahles und die Ausbeute an Stoßteilchen sind wesentlich besser als bei einem gewöhnlichen Wienschen Kanalstrahlrohr.

2. Der Stoß von Wasserstoffatomen und -ionen auf Helium wird untersucht.

Beim Stoß neutraler Wasserstoffteilchen findet man im ganzen Spannungsbereich Anregung der Balmer-Linien, während Heliumanregung erst bei 2000 Volt einsetzt.

<sup>1)</sup> R. Döpel, Ann. d. Phys. 16, 1, 1933.

Beim Stoß von Wasserstoffionen wird in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich starke Heliumanregung beobachtet. Um die Wirkung der einzelnen Ionenarten des Wasserstoffs voneinander zu trennen, wurden Versuche bei höherem Bogendruck ( $H_3^+$ ) unternommen sowie magnetische Analysen angewandt. Aus experimentellen Gründen erhält man hier kein eindeutiges Ergebnis, doch ist sehr wahrscheinlich, daß die starke Heliumanregung durch Protonen verursacht wird. Dies wäre mit anderen Beobachtungen und mit den theoretisch begründeten Erwartungen im Einklang.

3. Es wird vergleichsweise die Anregung untersucht, die leichter und schwerer Wasserstoff durch Heliumstoß erfährt. Man findet in einem gewissen Bereich eine etwas stärkere Anregung des schweren Wasserstoffs.

Beim Argonstoß ist die Deuteriumanregung im Gegensatz hierzu innerhalb der Fehlergrenze gleich der H-Anregung. Doch könnte das Ausbleiben des Effektes aus der zu kleinen Geschwindigkeit der Argonteilchen erklärt werden.

4. Die hier gewonnenen Stoßerfahrungen sind im wesentlichen in Übereinstimmung mit einer von Döpel aufgestellten Arbeitshypothese über den Korpuskularstoß.

Die vorliegende Arbeit wurde 1937/38 im Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt. Herrn Prof. Dr. W. Hanle bin ich für die Anregung und seine ständige Hilfsbereitschaft zu stetem Dank verpflichtet, Herrn Prof. Dr. G. Hoffmann für die Überlassung von Institutsmitteln und sein Interesse an meinen Arbeiten, Herrn Prof. Dr. R. Döpel für viele anregende Diskussionen und Ratschläge. Der Firma Linde A.-G. danke ich bestens für die mir überlassenen Edelgase, der Firma Osram für eine Hg-Lampe und der Helmholtz-Gesellschaft für die Herrn Prof. Hanle zur Verfügung gestellten Apparate.

## Lebenslauf

Am 1. Juni 1914 wurde ich, Friedrich Paul Ernst Engelman, zu Colditz in Sachsen als erster Sohn des Lehrers Paul Engelman und seiner Ehefrau Elsa, geb. Böhme, geboren. Von 1920 bis 1924 besuchte ich die Volksschule und seit Ostern 1924 das Städtische Thomasingymnasium (Deutsche Oberschule) zu Leipzig, wo ich zu Ostern 1933 die Reifeprüfung ablegte. Seit dem Sommersemester 1933 widmete ich mich dem Studium der Physik, Mathematik und Geophysik an der Universität Leipzig. Hier verblieb ich, abgesehen von einer halbjährigen Unterbrechung zur Ableistung des Freiwilligen Arbeitsdienstes, bis zum Abschluß meiner Arbeiten im Wintersemester 1938/39. Den Herren Professoren Debye, Hanle, Heisenberg, E. und O. Hölder, Hoffmann, Hund, Karolus, Kirchner, Koebe, Schnee, Trost, van der Waerden und Weickmann, die in dieser Zeit meine Lehrer waren, bin ich zu aufrichtigem Dank verpflichtet.