

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 43.

1. *Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. I. Quereffekt;*¹⁾ von J. Stark.

Inhalt: § 1. Problem. — § 2. Verfahren zur Herstellung eines starken elektrischen Feldes in einem leuchtenden Gas. — § 3. Weitere Methoden. — § 4. Der Effekt bei den Wasserstofflinien H_β und H_γ . — § 5. Der Effekt im Heliumspektrum. — § 6. Abhängigkeit des Effektes von der Feldstärke. — § 7. Abhängigkeit des Effektes von der Wellenlänge und der Serienzugehörigkeit. — § 8. Neue Aufgaben.

§ 1. *Problem.* Das Problem des Einflusses eines elektrischen Feldes auf Spektrallinien ist wohl schon seit der Entdeckung der Drehung der Polarisationssebene des Lichtes durch Faraday, ferner seit der Auffindung des Kerreffektes und des Zeemaneffektes von vielen Forschern erwogen worden. Es sind sogar einige Mitteilungen erschienen, nach welchen eine Wirkung des Feldes auf die Polarisierung des in ihm emittierten Lichtes vorhanden sein sollte; jedoch hielten derartige Angaben einer kritischen Prüfung nicht stand. W. Voigt²⁾ hat sich eingehender mit der theoretischen Seite des Problems befaßt und auf Grund gewisser Voraussetzungen Formeln für die Zerlegung von Spektrallinien durch ein elektrisches Feld abgeleitet.

Bei meinen nachstehenden Untersuchungen über den in Rede stehenden Effekt habe ich nicht an die vorausgehenden Versuche anderer Forscher angeknüpft, sondern habe Gedanken-

1) Aus den Sitzungsberichten der Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss., Sitzung vom 20. Nov. 1913. Obwohl die vorliegende Abhandlung in einigen Punkten eine Verbesserung durch die späteren Untersuchungen erfahren hat, möchte ich sie bis auf die Berichtigung der Angaben über die Schwingungsrichtung der elektrischen Komponenten unverändert abdrucken lassen, da in ihr das Gewicht auf die methodische und prinzipielle Seite gelegt ist.

2) W. Voigt, Ann. d. Phys. 4. p. 197. 1901.

gänge verfolgt, welche mich zu meinen spektralanalytischen Untersuchungen an Kanalstrahlen geführt haben. In einem zusammenfassenden Bericht¹⁾ über diese kam ich zu der Folgerung, daß die Änderung des elektrischen Zustandes eines Atoms infolge Ionisierung eine Änderung seiner optischen Frequenzen zur Folge hat. Dieses Resultat ermutigte mich, das Problem der Änderung der optischen Frequenzen eines Atoms durch ein von außen her auf seine elektrischen Ladungen wirkendes elektrisches Feld ernsthaft experimentell in Angriff zu nehmen. Zwar die Methode, die ich mit Erfolg hierbei angewendet habe, hatte ich mir schon seit Jahren ausgedacht. Da indes in ihr die Kanalstrahlen zur Erzeugung der Lichtemission benutzt werden, so schob ich die geplanten Untersuchungen so lange hinaus, bis ich an einer Reihe von Elementen die Emission von ruhenden und bewegten Linien eingehend zergliedert hatte. Nachdem diese Untersuchungen einen gewissen Abschluß erreicht haben, habe ich nunmehr eine Reihe von Untersuchungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien in Aussicht genommen.

Die vorliegende erste Abhandlung hierüber hat den Zweck, zunächst die Methode zu beschreiben, welche eine erfolgreiche Lösung des aufgeworfenen Problems ermöglicht, sodann als Beispiele einige vorläufige Resultate über den neuen Effekt mitzuteilen. Es kann natürlich nicht die erste Aufgabe beim Eindringen in ein neues Gebiet sein, sofort mit Präzisionsvermessungen Schritt für Schritt vorwärtszugehen; es handelt sich vielmehr zunächst darum, durch orientierende Beobachtungen von günstig gewählten Stellen aus den Charakter und die Ausdehnung des neuen Gebietes zu überblicken. Wenn ich also im Nachstehenden Angaben über die Art und Größe der Zerlegung einer Spektrallinie durch ein elektrisches Feld mache, so sollen sie nur vorläufig sein. Es ist nötig, sie durch Anwendung größerer Dispersion oder eines stärkeren elektrischen Feldes zu verbessern oder zu erweitern. In einer späteren Abhandlung gedenke ich genaue und umfassende Messungen mit verbesserten und größeren Mitteln sowie Abbildungen meiner Spektrogramme mitzuteilen.

1) J. Stark, Die Atomionen chemischer Elemente und ihre Kanalstrahlenspektren. Verlag von Julius Springer, Berlin 1913.

§ 2. *Verfahren zur Herstellung eines starken elektrischen Feldes in einem leuchtenden Gas.* Leuchtet ein Gas in Serienlinien, so ist es ionisiert, da ja in weitaus den meisten Fällen die Träger der Serienlinien positiv geladene Atome oder Moleküle sind. Will man also in einem serienleuchtenden Gas ein elektrisches Feld herstellen, so muß man mit der von ihm hervorgebrachten Strömung rechnen.

In der positiven Säule des Glimmstromes und Lichtbogens ist gleichzeitig Strömung, elektrisches Feld und Lichtemission vorhanden. Indes ist hier die elektrische Feldstärke relativ klein; steigert man sie durch Erhöhung des Gasdruckes, so wird in ihr infolge der größeren spezifischen elektrischen Leistung die Temperatur höher, und es stellt sich eine störende Verbreiterung ein, welche die Untersuchung des optischen Effektes des elektrischen Feldes zum mindestens sehr erschwert.

Günstiger bereits liegen die Verhältnisse in der ersten Kathodenschicht des Glimmstromes. Hier bewirken die Kathodenstrahlen und vor allem die auf die Kathode zu beschleunigten Kanalstrahlen Lichtemission, und gleichzeitig ist hier eine beträchtliche Feldstärke vorhanden; indes variiert diese im allgemeinen von der Kathode weg bis zur negativen Glimmschicht in schwer kontrollierbarer Weise, insofern der Kathodenfall auf der Strecke zwischen Kathode und negativer Glimmschicht liegt. Auch läßt sie sich nur schwer durch Erniedrigung des Gasdruckes beträchtlich vergrößern, da sich ja dann der größere Kathodenfall auf eine größere Dunkelraumlänge legt. Bei konstantem Gasdruck läßt sich die Feldstärke in der ersten Kathodenschicht durch Vergrößerung der Stromstärke erhöhen. Indes kommt man hier bald an eine Grenze wegen der beschränkten Leistungsfähigkeit der Stromquellen und der Haltbarkeit der Stromröhre.

Eine große elektrische Feldstärke, eine kleine Stromstärke und gleichzeitig eine einigermaßen intensive Lichtemission in demselben Gasraum läßt sich nach folgendem Prinzip gewinnen. Man benutzt die Kanalstrahlen eines Glimmstromes hinter dessen Kathode zur Anregung der Lichtemission in dem Gasraum unmittelbar hinter der Kathode und legt auf diesen Gasraum eine unselbständige Strömung mit großer Elektrodenspannung, indem man für diese die Glimmstromkathode als

eine Elektrode, eine Hilfselektrode, die unabhängig vom Glimmstrom ist, als zweite Elektrode benutzt. Den Abstand der Hilfselektrode von der Glimmstromkathode, ferner den Gasdruck bemißt man so, daß die Kathodendunkelraumlänge sehr viel größer ist als jener Abstand. Dann vermag die große Spannungsdifferenz in dem Feld zwischen diesen zwei Elektroden keine selbständige Strömung zu erzwingen, sondern hält nur eine unselbständige Strömung durch das von den Kanalstrahlen ionisierte Gas aufrecht, die erlischt, sobald der Kanalstrahlenstrom (Glimmstrom) aufhört.

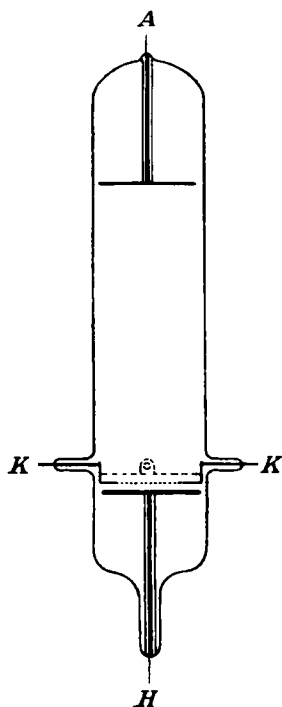


Fig. 1.

Das vorstehende methodische Prinzip habe ich in folgender Ausführung bei meinen Untersuchungen verwendet. In einer zylindrischen Röhre (Fig. 1) wurde einer scheibenförmigen Kathode, die mit vielen 1 mm weiten Löchern versehen und in drei Punkten durch Stifte befestigt war, auf der ebenen Rückseite eine nichtdurchlöchernte Scheibe als Hilfselektrode in 2,6 oder 1,1 mm Abstand gegenübergestellt. Der Glimmstrom zwischen der Anode (A) und der Kathode (K) wurde mit einem großen Induktorium (Rotaxunterbrecher, Ventilröhre) hergestellt. An die Hilfs-

elektrode (H) und die Kathode (K) wurde unter Vorschaltung eines Widerstandes eine Gleichstromquelle so gelegt, daß H mit ihrem negativen Pol, die Glimmstromkathode mit ihrem positiven Pol verbunden war. Die Elektrode K war also für den Glimmstrom Kathode, für die unselbständige Strömung die Anode.

Der Gasdruck wurde so niedrig gewählt, daß die Dunkelraumlänge des Glimmstromes 5—10 cm betrug, daß sich also zwischen H und K im „Spannungsfeld“ kein Glimmstrom herzustellen vermochte. Die unselbständige Strömung in ihm erlosch, sowie der Glimmstrom zwischen A und K unterbrochen wurde.

Bei der vorstehenden Schaltung werden die aus dem Glimmstromfeld kommenden Kanalstrahlen nach ihrem Eintritt in das Spannungsfeld von neuem in ihrer Richtung beschleunigt. Außerdem werden die von ihnen durch Stoß gebildeten positiven Ionen und negativen Elektronen vom Spannungsfeld stark beschleunigt und zu Kanal- und Kathodenstrahlen gemacht. Die Kathodenstrahlen werden aus dem Spannungsfeld in das Glimmstromfeld durch die Kathodenkanäle hindurchgeworfen. Die neuen Kanalstrahlen dagegen verlaufen im Spannungsfeld bis zur Oberfläche in der Hilfskathode (H) und tragen ihrerseits neben den Glimmstromkanalstrahlen zur Erregung der Lichtemission bei. Diese Verhältnisse habe ich bereits an einer anderen Stelle¹⁾ eingehend zergliedert.

Als Quelle für die Herstellung des konstanten Spannungsfeldes stand mir eine Dynamo von 4500 Volt und eine Akkumulatorenbatterie von 3800 Volt zur Verfügung. In den ersten Versuchen wurden die zwei Spannungsquellen hintereinandergeschaltet an die Pole des Spannungsfeldes gelegt; als die Dynamo infolge einer Beschädigung des Ankers unbrauchbar geworden war, wurde das Spannungsfeld allein von der Akkumulatorenbatterie bedient.

Es ist wohl zu beachten, daß die Aufrechterhaltung des Spannungsfeldes im Moment des Aufleuchtens die Herstellung einer Stromstärke im Spannungsfeld verlangt. Diese Stromstärke betrug unter den von mir gewählten Bedingungen 1—4 Milliampere. Für die Erhaltung des Spannungsfeldes schied also selbst eine zwanzigplattige Influenzmaschine aus, da deren Stromstärke beträchtlich kleiner ist. Auch ein zweites Induktorium, das eine andere sekundäre Wickelung als das Induktorium für den Glimmstrom besaß, kam nicht in Betracht. Denn obwohl ich die zwei Induktorien mit demselben Primärstrom betrieb, erhielt ich mit ihnen nicht den Effekt wie mit der Akkumulatorenbatterie; dies erklärt sich eben daraus, daß der Glimmstrom, den das eine Induktorium lieferte, nicht in gleicher Phase mit dem Strom war, den das andere Induktorium im Spannungsfelde unterhalten sollte.

1) J. Stark, *Physik. Zeitschr.* 11. p. 171. 1910.

§ 3. *Weitere Methoden.* In der von mir benutzten Anordnung wird die von den Kanalstrahlen hervorgebrachte Lichtemission der Einwirkung eines elektrischen Feldes unterworfen. Diese Lichtemission rührt zum Teil¹⁾ von ruhenden Atomen her, die von den Kanalstrahlen gestoßen werden; die Linien dieses Teiles (ruhende Linien) zeigen für alle Winkel zwischen Seh- und Kanalstrahlenrichtung dieselbe Lage. Der andere Teil der emittierten Linienintensität, diejenige der Kanalstrahlen selber (bewegte Intensität), zeigt gemäß dem Dopplerschen Prinzip eine spektrale Verschiebung für eine Sehrichtung in der Achse ihrer Geschwindigkeit. Um unabhängig von dieser Dopplerschen Verschiebung beobachten zu können, stellte ich die Sehrichtung senkrecht zur Achse der Kanalstrahlen, also auch senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien in dem Spannungsfeld. Ruhende und bewegte Intensität fielen demnach in scharfen unverschobenen Linien dauernd zusammen, und der an ihnen beobachtete Effekt des elektrischen Feldes war ein Transversaleffekt relativ zur Achse des elektrischen Feldes.

Es sei daran erinnert, daß die Kanalstrahlen in reinem Wasserstoff überwiegend bewegte Intensität liefern, daß sie dagegen in reinem Helium, wie ich es verwendete, den ruhenden He-Linien eine sehr große Intensität im Verhältnis zu den bewegten Streifen verleihen. Die nachstehenden Beobachtungen wurden demnach im Falle des Wasserstoffs an der bewegten Intensität der Kanalstrahlen selbst, im Falle des Heliums an ruhenden Linien der von den Kanalstrahlen gestoßenen He-Atome ausgeführt. Aus dem Umstand, daß in beiden Fällen eine elektrische Zerlegung von Serienlinien beobachtet wurde, ist zu folgern, daß Bewegung der emittierenden Teilchen keine notwendige Bedingung für ihr Zustandekommen ist.

Bei der ersten Aufnahme wurde der Spalt unmittelbar an das Kanalstrahlenrohr herangerückt, so daß die Achse des Kollimatorrohres mitten durch das Spannungsfeld senkrecht durch seine Symmetrieachse lief.

Um über die Schwingungsrichtung der durch das Feld erzwungenen Komponenten einer Linie Aufschluß zu erhalten,

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 42. p. 163. 1913.

wurde in den weiteren Versuchen folgende Anordnung benutzt. Der Spektrograph wurde von dem Kanalstrahlenrohr zurückgeschoben; auf seinen Spalt wurde mit einem Zeißtessar (1 : 3,5, Brennweite 5 cm) das leuchtende Spannungsfeld abgebildet; zwischen diesem und dem Tessar war eine parallel zur Achse geschnittene Kalkspatplatte so eingeschoben, daß die zwei durch die Doppelbrechung entstehenden Bilder vertikal übereinander lagen.

Für die photographischen Aufnahmen stand mir der vorzügliche lichtstarke Spektrograph zur Verfügung, den ich für meine Untersuchungen¹⁾ an Kanalstrahlen zusammengebaut habe. Die Expositionszeiten betrugen 25 Minuten bis 8 Stunden. Während ihrer Dauer wurde die Feldstärke im leuchtenden Spannungsfeld mit Hilfe des an diesem liegenden Elektrometers ständig kontrolliert und, falls die von diesem angezeigte Spannung um 100 Volt infolge der Selbstevakuation gestiegen war, wieder auf seinen Anfangswert gebracht, indem in die Kanalstrahlenröhre vorsichtig Gas nachgefüllt wurde. Die untersuchten Gase wurden nach den Methoden, die ich in meinen früheren Arbeiten über Kanalstrahlen angewendet habe, hergestellt und in die Kanalstrahlenröhre eingeführt.

§ 4. *Der Effekt bei den Wasserstofflinien H_β und H_γ .* An H_β wurden zunächst okulare Beobachtungen über den Einfluß des elektrischen Feldes ausgeführt. Die Intensität dieser ohne Feld scharfen Linie war zwar schwach, beim Anlegen des Feldes war indes eine deutliche Verbreiterung wahrzunehmen, die beim Abschalten des Feldes wieder einer scharfen Linie Platz machte.

Ich sehe ab von der Beschreibung der Spektrogramme, welche ohne Zerlegung der untersuchten Emission durch die Kalkspatplatte erhalten wurden, und teile gleich die mit deren Hilfe erhaltenen Resultate mit.

H_β (Dispersion 1 : 23,3 mm : Å.) und H_γ (Dispersion 1 : 11,9 mm : Å.) werden durch ein elektrisches Feld im Transversaleffekt in fünf Komponenten zerlegt, von diesen schwingen (elektrischer Vektor) die drei mittleren senkrecht, die zwei

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 40. p. 507. 1913.

äußeren Komponenten parallel zum elektrischen Feld. Die mittlere Komponente des parallel schwingenden Triplets fällt spektral nahezu, aber nicht genau¹⁾, mit der unzerlegten Linie zusammen. Die Figg. 2 und 3 geben einen Überblick über die Art und die Größe der Zerlegung in Wellenlängen (\AA -Ström) für ein Feld von $13000 \text{ Volt} \times \text{cm}^{-1}$. Die Intensität der Komponenten ist in rohem Maß der Breite der Striche

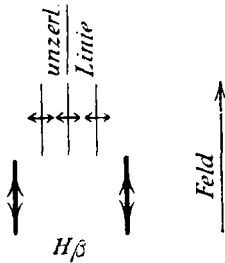


Fig. 2.

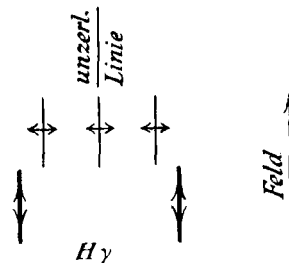


Fig. 3.

proportional gesetzt; 1 mm Abstand zwischen ihnen entspricht $0,25 \text{ \AA}$. Der in der Fig. 3 gezeichnete Abstand der äußeren Komponenten beträgt demnach für die angegebene Feldstärke $5,2 \text{ \AA}$. Der Abstand der zwei *D*-Linien beträgt bekanntlich 6 \AA .

§ 5. *Der Effekt im Heliumspektrum.* Helium besitzt als „Helium“ eine Hauptserie und zwei Nebenserien, als „Parhelium“ ebenfalls eine Hauptserie und zwei Nebenserien. Wie ich zusammen mit A. Fischer und H. Kirschbaum²⁾ nachweisen konnte, wird die Seriengruppe des „Heliums“ von dem einwertigen Heliumatomion emittiert, die Seriengruppe des „Parheliums“ von dem positiv zweiwertigen Heliumatomion. Von allen diesen sechs Serien konnte ich mindestens je eine Linie im elektrischen Felde untersuchen.

1) Sie erscheint gegenüber der unzerlegten Linie um einen kleinen Betrag nach längeren Wellen verschoben. Die Zerlegung der Linien H_β und H_γ erfolgt also nicht genau symmetrisch. Bemerkenswert ist weiter, daß sowohl im senkrecht zum Feld schwingenden Triplet wie im parallel dazu schwingenden Duplet die Komponente der größten Wellenlänge intensiver ist als die Komponente kleinerer Wellenlänge.

2) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, *Ann. d. Phys.* 40, p. 507. 1913.

Die Linie λ 3889 Å. aus der einwertigen scharfen Hauptserie des Heliums erschien bei einem Feld von 13000 Volt \times cm $^{-1}$ jedenfalls nicht in intensive gleich starke Komponenten zerlegt. Da sie indes nur in geringer Intensität herauskam, so ist möglich, daß schwache seitliche Komponenten infolge Unterbelichtung unsichtbar blieben. Das vorstehende Resultat bedarf also der Nachprüfung.

Die Linien λ 4472 und 4026 Å. der einwertigen diffusen (ersten) Nebenserie des Heliums werden in drei parallel dem Feld schwingende Komponenten und in drei senkrecht zum Feld schwingende Komponenten zerlegt. Die Fig. 4 gibt über die Art und die Größe der Zerlegung der Linie λ 4026 Å. eine Übersicht. Für λ 4026 Å. betrug die Dispersion 1:6,2 mm:Å., für die andere Linie 1:14,2 mm:Å. Bei einer

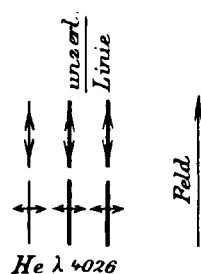


Fig. 4.

Feldstärke von 13000 Volt \times cm $^{-1}$ waren die zwei rechtsstehenden intensiven Komponenten der Linie λ 4472 Å. noch nicht getrennt, sondern erst eben angedeutet bei einer Feldstärke von 31000 Volt \times cm $^{-1}$.

Die Linie λ 4713 Å. (Dispersion 1:19 mm:Å.) der scharfen (zweiten) Nebenserie des Heliums zeigt auf meinen Spektrogrammen keine merkbare Zerlegung. Dasselbe ist der Fall bei der nur schwach herauskommenden Linie λ 4121 Å. derselben Nebenserie. Vielleicht ergibt aber eine größere Lichtstärke, Dispersion und Feldstärke ein positives Resultat bei diesen Linien.

An der Linie λ 5016 Å. der zweiwertigen scharfen Hauptserie des „Parheliums“ ist bei einer Feldstärke von 13000 Volt \times cm $^{-1}$ auf meinen Spektrogrammen noch keine Zerlegung merkbar; bei 31000 Volt \times cm $^{-1}$ Feldstärke erscheint indes das parallel dem Feld schwingende Kalkspatbild der Linie (Dispersion 1:26 mm:Å.) um einen sehr kleinen Betrag nach kürzeren Wellen verschoben, während das andere Kalkspatbild (normal zum Feld schwingend) unverschoben erscheint. Größere Dispersion, als sie mir zur Verfügung stand, im Verein mit größerer Feldstärke muß die Zerlegung der Linie λ 5016 Å. erneut untersuchen.

Die Linien $\lambda 4922$ und 4388 \AA . der zweiwertigen diffusen (ersten) Nebenserie werden bereits durch eine Feldstärke von 13000 Einheiten in relativ weit auseinanderliegende Komponenten zerlegt. Für $\lambda 4388 \text{ \AA}$. (Dispersion $1:12,7 \text{ mm}:\text{\AA}$.) gibt die Fig. 5 eine Übersicht über die Zerlegung. Es ist möglich, daß einzelne der Komponenten bei Anwendung einer noch größeren Dispersion noch weiter zerlegt werden. $\lambda 4922 \text{ \AA}$.

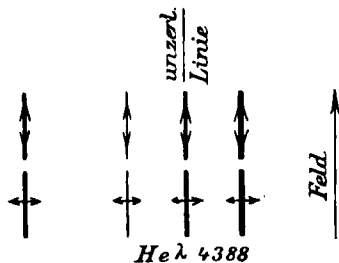


Fig. 5.

erscheint auf dem Spektrogramm als ein Duplet aus einer intensiven und einer schwachen Komponente; es sind bei ihr offenbar infolge der kleinen Dispersion ($1:24,5 \text{ mm}:\text{\AA}$.) die drei rechtsstehenden Komponenten in Fig. 5 in eine einzige Linie zusammengefloßen. Die zu derselben Serie gehörende Linie

$\lambda 4144 \text{ \AA}$. wird durch das elektrische Feld ebenfalls zerlegt. Dies ist aus folgendem Verhältnis zu schließen. Auf den Spektrogrammen ohne Feld erscheint sie ebenso intensiv wie $\lambda 4121 \text{ \AA}$., auf denjenigen mit Feld dagegen fehlt sie; es sind ihre Komponenten infolge von Unterbelichtung offenbar unsichtbar geblieben.

Die Linie $\lambda 4438 \text{ \AA}$. der zweiwertigen scharfen (zweiten) Nebenserie erscheint auf meinen Spektrogrammen nicht merklich zerlegt.

Es fällt auf, daß bei allen untersuchten elektrisch zerlegten He-Linien die parallel dem Feld schwingenden Komponenten fast durchweg scheinbar dieselbe spektrale Lage wie die normal dazu schwingenden Komponenten haben. Bei einigen Komponenten ist allerdings eine geringe Verschiebung gegeneinander auf meinen Spektrogrammen angedeutet. Bei größerer Dispersion und stärkerem Feld mögen die parallel und normal schwingenden Komponenten auseinandertreten und zum Teil selbst wieder zerlegt erscheinen.

§ 6. *Abhängigkeit des Effektes von der Feldstärke.* Auf die wichtige Frage nach der Abhängigkeit des neuen Effektes von der Feldstärke wage ich noch keine endgültige Antwort zu

geben; ich kann das nachstehende Resultat nur als wahrscheinlich oder vorläufig bezeichnen.

Wie ich nämlich oben dargelegt habe, hat das Vorhandensein des elektrischen Feldes in dem leuchtenden Gas eine unselbständige Strömung durch dieses zur Voraussetzung. Ist also der Glimmstrom, welcher die Licht emittierenden Kanalstrahlen ins Spannungsfeld liefert, nicht konstant, sondern wird er von einem Induktorium während der kurzen Zeitdauer der Unterbrechung des Primärstromes hergestellt, so ist nur während des Moments des Aufleuchtens im Spannungsfeld Strom in diesem vorhanden. Und die Spannungsdifferenz zwischen den Enden des Feldes ist während dieses Moments kleiner als während der Stromlosigkeit im statischen Zustand. Ein im Kreis der unselbständigen Strömung liegendes Ampere-meter, ferner das Elektrometer an den Enden des Spannungsfeldes zeigt bei stationärem Betrieb zwar einen konstanten Ausschlag; in Wirklichkeit schwanken jedoch Stromstärke bzw. Spannungsdifferenz rasch zwischen Null und einem Maximalwert bzw. zwischen der Spannungsdifferenz im statischen Zustand und derjenigen im Moment des Aufleuchtens auf und nieder. Die vom Elektrometer angezeigte Spannungsdifferenz ist darum nicht diejenige, welche im Moment des Leuchtens vorhanden ist, sondern etwas größer. Sie ist um so größer, je größer der Vorschaltwiderstand und derjenige der Stromquelle ist, wie leicht zu sehen ist. In meinen Beobachtungen war die mittlere Stärke der unselbständigen Strömung zwar klein; ihre momentane Stärke konnte aber doch Werte annehmen, welche auf den Ohmschen Widerstand des Kreises außerhalb des Spannungsfeldes einen erheblichen Spannungsabfall legten. Dies ist schon daraus zu schließen, daß das Elektrometer im statischen Zustand des Spannungsfeldes eine größere Spannungsdifferenz (3700—3800 Volt) anzeigte als im stationären Betrieb (3450—3600 Volt).

Die oben angegebenen Werte der elektrischen Feldstärke, die aus der stationären Spannungsdifferenz und der Länge des Spannungsfeldes berechnet wurden, sind darum etwas zu groß. Zum Zweck einer genauen Messung der elektrischen Feldstärke im leuchtenden Spannungsfeld wird es notwendig sein, den Glimmstrom, welcher die Licht erregenden Kanal-

strahlen in das Spannungsfeld liefert, mit einer Gleichspannungsquelle zu erzeugen. Sowie ich in den Besitz weiterer Hochspannungsbatterien und Dynamomaschinen gelangt bin, werde ich meine Angaben über die elektrische Feldstärke für bestimmte Zerlegungen verbessern.

Ein weiteres Bedenken mag dem Leser die Frage nach der Homogenität des elektrischen Feldes zwischen der Hilfskathode (*H*) und der Glimmstromkathode (*K*) in Fig. 1 erwecken. Ist denn die Feldstärke entlang dem Spannungsfeld und besonders in der Nähe der zwei Elektroden konstant? Krümmen sich denn die elektrischen Kraftlinien nicht nach den Rändern der Löcher in der Glimmstromkathode ab? Im statischen Zustand, in welchem das Gas zwischen den zwei Elektroden und in den Kathodenkanälen ein Dielektrikum ist, trifft dies sicherlich zu. Im Zustand der Ionisierung durch die Kanalstrahlen ist indes das Gas im Spannungsfeld und in den Kathodenkanälen ein Leiter. Ob in diesem Falle das elektrische Feld zwischen den zwei Elektroden *H* und *K* homogen

Stromquelle	Elektroden- spannung	Elektroden- abstand	Feldstärke	Zerlegung	Zerlegung Feldstärke	Bemerkung
	Volt	mm		Å.		
Batterie	3500	2,6	18000	3,6	$2,7 \cdot 10^{-4}$	H β 4861 Å.
Batterie u. Dynamo	7600	2,6	29000	7,0	2,4	Der Abstand zwischen d. äußeren Komponenten.
Batterie	3450	1,1	31000	8,5	2,7	
Batterie	3500	2,6	18000	2,1	1,6	He 4472 Å. Abstand zwischen d. dritten Komponenten u. der Mitte zwischen der ersten und zweiten.
Batterie u. Dynamo	7600	2,6	29000	3,3	1,2	
Batterie	3450	1,1	31000	3,4	1,1	

ist oder nicht, läßt sich nur durch eine experimentelle Untersuchung entscheiden. Hierzu kann die Zerlegung von Spektrallinien durch eben dieses Feld selbst dienen. Ist nämlich dieses inhomogen, so müssen die Komponenten der von ihm zerlegten Spektrallinien stark verbreitert sein oder in der einen Richtung geneigt nach der unzerlegten Linie zu verlaufen. Sind sie indes relativ scharf und parallel der unzerlegten Linie, dann darf man

folgern, daß das sie beeinflussende elektrische Feld homogen war. Dies zeigte sich nun bei allen meinen Aufnahmen sowohl für 2,6 wie für 1,1 mm Abstand der zwei Elektroden H und K .

Nach dieser Zergliederung seien nun die von mir in der besprochenen Hinsicht gewonnenen Resultate mitgeteilt. In der vorstehenden Tabelle sind Beobachtungen an der Wasserstofflinie H_β und solche für die Heliumlinie λ 4472 Å. zusammengestellt.

Es scheint gemäß dieser Tabelle, daß die elektrische Zerlegung einer Spektrallinie (Komponentenabstand), gemessen in Wellenlängen, in erster Annäherung proportional der ersten Potenz der Feldstärke ist.

§ 7. *Abhängigkeit des Effektes von der Wellenlänge und der Serienzugehörigkeit.* Durch die bis jetzt gewonnenen Resultate ist folgender Satz, wenn auch noch nicht endgültig, bewiesen, so doch wahrscheinlich gemacht: Die Glieder derselben Serie zeigen denselben Effekt des elektrischen Feldes, was die Zahl, Schwingungsrichtung und das Intensitätsverhältnis ihrer Komponenten betrifft. Beispiele hierfür sind die Linien H_β und H_γ der diffusen Wasserstoffnebenseerie, die Linien λ 4472 und 4026 Å. der diffusen Nebenseerie des einwertigen Heliumatomions, die Linien λ 4922 und 4388 Å. der diffusen Nebenseerie des zweiwertigen Heliumatomions. Wird eine Linie einer Serie für die angewandte Feldstärke und Dispersion nicht merklich zerlegt, so ist dies auch bei anderen Linien derselben Serie der Fall (He λ 4713 und 4121 Å.). Verschiedene Serien desselben Atoms zeigen dagegen, wie das Beispiel des Heliums lehrt, im allgemeinen eine verschiedene Zerlegung.

Will man darum die Größe des neuen Effektes in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge prüfen, so kann hierfür nur der Vergleich von Linien derselben Serie in Frage kommen. Ich teile im folgenden Messungen für eine Feldstärke von 13000 Volt \times cm⁻¹ mit.

Der Abstand der äußersten Komponenten der zerlegten Linie H_β λ 4861 Å. beträgt 3,6 Å., derjenige dieser Komponenten bei der Linie H_γ λ 4341 Å. beträgt 5,2 Å. Hier nimmt also die Größe des Effektes mit abnehmender Wellenlänge beträchtlich zu. Dasselbe gilt für die inneren Komponenten der zwei Linien, ihre Abstände betragen 1,77 Å. für H_β 3,77 Å. für H_γ .

Der Abstand der schwächeren Komponente der He-Linie λ 4472 Å. von der Mitte zwischen den zwei stärkeren Komponenten beträgt 2,1 Å.; bei der Linie λ 4026 Å. beträgt derselbe Abstand 2,1 Å. Hier ändert sich also die Größe der Zerlegung, wenn überhaupt, nur wenig mit der Wellenlänge.

Bei der He-Linie λ 4388 Å. ist die zweite Komponente (gezählt von längeren nach kürzeren Wellen) von der vierten Komponente 5,3 Å. entfernt; bei der Linie λ 4922 Å. beträgt dagegen dieser Abstand nur 2,4 Å. In diesem Falle nimmt also die Größe des Effektes wieder beträchtlich mit abnehmender Wellenlänge zu.

Dem Leser wird bereits das Zusammengehen der Worte diffuse Serie und Zerlegung aufgefallen sein. Es scheint in der Tat folgende Regel eine allgemeine Gültigkeit zu besitzen: An Linien, welche zu diffusen Serien gehören, bringt das elektrische Feld eine große Zerlegung hervor, während die Linien scharfer Haupt- und Nebenserien für die von mir benutzten Hilfsmittel keinen merkbaren oder einen nur sehr viel kleineren Effekt zeigen. Hierbei habe ich die Bezeichnungen diffus und scharf nach dem Vorgang von Rydberg angewendet. Die Linien der diffusen Serien erfahren nämlich bei Erhöhung der Gasdichte zumeist eine erhebliche Verbreiterung, während diejenigen der scharfen Serien hierbei weniger von der Verbreiterung betroffen werden.

Es scheint gemäß dem Vorstehenden ein Zusammenhang zwischen der Verbreiterung von Linien durch Erhöhung der Gasdichte und der Größe des Effektes eines elektrischen Feldes auf sie zu bestehen. Bereits vor mehreren Jahren¹⁾ habe ich die Vermutung geäußert, daß jene Art von Linienverbreiterung durch den Einfluß bewirkt wird, welchen die elektrischen Felder von Atomen auf benachbarte leuchtende Atome ausüben.

§ 8. *Neue Aufgaben.* Durch die Auffindung des neuen Effektes werden der experimentellen und theoretischen Forschung mehrere neue umfassende Aufgaben gestellt.

Zunächst wird es nötig sein, die oben mitgeteilten vorläufigen Beobachtungen nachzuprüfen, zu verbessern und zu erweitern. Dann muß für eine große Zahl von Spektrallinien

1) J. Stark, Ann. der Phys. 21. p. 422. 1906.

verschiedener Elemente ihr Transversalaffekt von Seite eines elektrischen Feldes unter sachgemäßer Wahl von dessen Stärke und mit geeigneter Dispersion untersucht werden. An anderer Stelle werde ich eine Methode mitteilen, um ein beliebiges Element in den Kanalstrahlen zum Leuchten zu bringen.

Eine wichtige Aufgabe ist weiter die Untersuchung des Longitudinaleffektes eines elektrischen Feldes. Es erscheint ja leicht, auf Grund des Transversaleffektes die Zerlegung und Polarisation im Longitudinaleffekt vorherzusagen. Sind die Komponenten in diesem unpolarisiert oder unerwarteterweise zirkular polarisiert für gewisse Linien, so wird damit ein Licht auf die Natur des elektrischen Feldes im Verhältnis zu dem magnetischen geworfen. Freilich bietet die Untersuchung des Longitudinaleffektes große Schwierigkeiten; nicht allein stört hierbei das Dazwischentreten des Kanalstrahlen-Dopplereffektes, es macht auch das aus dem Raum vor der Kathode durch deren Kanäle gelangende Licht neben demjenigen aus dem Spannungsfeld Schwierigkeiten. Gleichwohl haben Hr. Dr. Wendt und ich Beobachtungen über den Longitudinal-effekt vorbereitet und hoffen, die entgegenstehenden Schwierigkeiten überwinden zu können.

Nachdem einmal ein Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien für eine große Stärke desselben festgestellt ist, wird es wohl bei Anwendung ausreichender Dispersion gelingen, ihn auch für das schwächere Feld in der ersten Kathodenschicht und in der positiven Säule des Glimmstromes oder Lichtbogens nachzuweisen. Es wird sich zeigen lassen, daß bei beträchtlicher Erhöhung der elektrischen Feldstärke in diesen Stromgebieten gewisse, für den neuen Effekt besonders empfindliche Spektrallinien in den Komponenten zerlegt werden.

Und es mag sein, daß der Einfluß des elektrischen Feldes auf gewisse, dafür sehr empfindliche Spektrallinien bereits in die eine oder andere Untersuchung über den Zeemaneffekt dieser Linien hineingespielt hat, wenn die positive Säule des Glimmstromes oder Lichtbogens als Lichtquelle diente. Denn steht die positive Säule senkrecht zum magnetischen Feld, so wird durch dessen ablenkende Wirkung ihr Quer-

schnitt stark verringert, und gleichzeitig steigt dann die elektrische Feldstärke in ihr außerordentlich an. Sie erreicht zwar noch nicht die hohen von mir in dieser Untersuchung benutzten Werte; indes verlangt die Messung des Zeemaneffektes eine große Dispersion. Für diese mag dann wohl die beim Einschalten des magnetischen Feldes sich einstellende Erhöhung der elektrischen Feldstärke ausreichend sein, die Zeemankomponenten weiter zu zerlegen oder dissymmetrisch zu verschieben, nicht bei allen Linien, wohl aber bei elektrisch besonders empfindlichen („diffusen“). Und werden mit ansteigender magnetischer Feldstärke die Zeemankomponenten proportional mit ihr verschoben, so können sie durch die gleichzeitig ansteigende elektrische Feldstärke ebenfalls verschoben und zerlegt werden. Werden hierbei verschiedene Zeemankomponenten derselben Linie elektrisch verschieden beeinflußt, in mehr oder weniger Komponenten zerlegt, so können kuriose scheinbare Änderungen der Intensitätsverhältnisse der Zeemankomponenten in starken magnetischen Feldern sich einstellen. Sollten derartige Vorgänge in die wechselseitige Beeinflussung von Zeemankomponenten der Komponenten einer Linie in einem starken magnetischen Feld hineinspielen, eine Erscheinung, die zuerst von G. Wendt¹⁾ beobachtet und dann von anderen Autoren eingehend untersucht wurde? Es ist jedenfalls möglich, daß dies der Fall war. Darum erscheint es notwendig, nachzuprüfen, ob der neue Effekt die Beobachtung des Zeemaneffektes in einzelnen Fällen nicht störte.

Weiter liegt es nahe, zu untersuchen, ob nicht das elektrische Wechselfeld eines intensiven Lichtbündels an den Spektrallinien eines von ihm durchstrahlten Gases eine Verbreiterung hervorbringt. Dieses ist nämlich unter der Voraussetzung zu erwarten, daß die Zeit für die Herstellung einer Atomdeformation (Eigenperiode der Deformationsschwingung) durch das elektrische Feld, welche die Linienzerlegung bedingt, klein ist im Verhältnis zu den Perioden in dem beleuchtenden Lichtbündel. Besteht eine merkliche Trägheit des Effektes für ausgewählte Bedingungen nicht, so läßt sich an

1) G. Wendt, Ann. d. Phys. 37. p. 535. 1912; 40. p. 607. 1913.

der Größe der Linienverbreiterung prüfen, ob in einem Lichtbündel Stellen großer Energiekonzentration im Verhältnis zur mittleren Energiedichte vorkommen.

Wie Hr. Rubens mir gegenüber mit Recht bemerkt hat, ist mit der Möglichkeit zu rechnen, daß sich der neue Effekt auch an Spektrallinien gewisser Stellen der Sonnenatmosphäre beobachten läßt analog dem Zeemaneffekt auf der Sonne. Wenn gemäß diesem Effekt auf der Sonne magnetische Felder von 3000 Gauß vorkommen sollen, warum sollen nicht auch elektrische Felder von $300\text{--}3000 \text{ Volt} \times \text{cm}^{-1}$ in der Sonnenatmosphäre auftreten? Eine Feldstärke von $3000 \text{ Volt} \times \text{cm}^{-1}$ bringt die äußeren Komponenten von H_γ auf einen Abstand von 1,2 Å., während der Abstand der äußeren Komponenten des normalen Zeemantriplets bei 3000 Gauss und λ 4000 Å. erst 0,05 Å. beträgt.

Die beschriebene Zerlegung von Spektrallinien durch ein elektrisches Feld stellt auch die Theorie vor eine große neue Aufgabe. Sie hat auf gewissen Voraussetzungen, die nach den Fingerzeigen der experimentellen Resultate über den neuen Effekt sachgemäß gewählt sind, wenigstens eine qualitativ richtige, quantitativ angenäherte analytische Formulierung zu finden.

Der Vergleich des neuen Effektes mit dem Zeemaneffekt liegt nahe. Der Umstand, daß hier das magnetische, dort das elektrische Feld eine Spektrallinie in Komponenten zerlegt, ist die einzige Analogie zwischen den zwei Erscheinungen; im übrigen sind sie in allen Einzelheiten voneinander verschieden. Die elektrischen Zerlegungen sind für verschiedene Serienlinien um eine Größenordnung voneinander verschieden, die magnetische Zerlegung ist für alle Serienlinien von derselben Größenordnung. Der Abstand der Zeemankomponenten einer Linie innerhalb einer Serie ist proportional dem Quadrat ihrer Wellenlänge, der Abstand ihrer Komponenten im elektrischen Feld nimmt wenigstens für zahlreiche Linien mit abnehmender Wellenlänge zu. Homologe Serienlinien verschiedener chemischer Elemente zeigen in zahlreichen Fällen denselben Zeemaneffekt unter gewissen Einschränkungen: So werden die Linien der Heliumserien transversal magnetisch in normale Triplets zerlegt, ebenso wie die Linien der Wasserstoffserie. Im neuen

Effekt zeigen dagegen die Linien der zwei Elemente ein gänzlich verschiedenes Verhalten. Diejenigen des Wasserstoffs werden ganz anders als diejenigen des Heliums zerlegt.

Sollte in dem Effekt des elektrischen Feldes auf die Spektrallinien eines chemischen Elementes die Eigenheit seiner elektrischen Atomstruktur, durch welche es sich von einem anderen Element unterscheidet, zum Ausdruck kommen? Sollte es nicht gelingen, aus der Änderung der optischen Dynamik des Atominneren durch ein äußeres elektrisches Feld, in dessen Zwang es gespannt wird, im Zusammenhalt mit seiner optischen Dynamik im magnetischen Feld und unter Heranziehung der Rydbergschen Serienlehre die relative Anordnung und Bewegung seiner Teile zu konstruieren? Eine so hochgespannte Hoffnung wird in naher Zeit wohl kaum in Erfüllung gehen, aber vielleicht bringt uns die eingehende Untersuchung des Einflusses des elektrischen Feldes auf die Spektrallinien der chemischen Elemente doch einen Schritt vorwärts in der Entwicklung der Atomdynamik.

Am Schlusse dieser Mitteilung möchte ich meinem Assistenten Hrn. Kirschbaum auch an dieser Stelle meinen Dank für seine Unterstützung bei den vorstehenden Untersuchungen zum Ausdruck bringen. Ohne sein Geschick und seine unermüdliche Ausdauer bei den langfristigen Expositionen wäre es mir unmöglich gewesen, in verhältnismäßig kurzer Zeit meine Untersuchungen durchzuführen.

Aachen, Physikal. Institut d. Techn. Hochschule,
5. Nov. 1913.

(Eingegangen 10. Februar 1914.)
