Über den anomalen Zeemaneffekt einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E. II. Teil, Die - Komponenten

Autor(en): **Žvironas, Anton**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

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

Heft VII

PDF erstellt am: **20.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110394

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über den anomalen Zeemaneffekt einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E.

II. Teil: Die σ-Komponenten

von **Anton Žvironas.**

(21. VII. 34.)

Unsere Versuche[1]) mit dem gefilterten π-Lichte der Hyperfeinstrukturkomponente[2]) $-25{,}4$ der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E. haben gezeigt, dass die experimentellen Resultate mit dem theoretischen Aufspaltungsbild nach INGLIS[3]) übereinstimmen, soweit bei den speziellen Versuchsbedingungen ein Vergleich überhaupt möglich war. Ausserdem konnte INGLIS auf Grund unserer Messungen eine feine Korrektur am Strukturbild von SCHÜLER und KEYSTON[4]) anbringen.

Um das von SCHÜLER und KEYSTON[4]) angegebene Strukturbild der Linie weiterzuprüfen, war es wünschenswert, die Versuche auch mit dem σ-Lichte dieser Hyperfeinstruktur auszuführen. Als Versuchsmethode wird, wie in der Arbeit I, eine Kombination des Filtrierungsverfahrens nach MROZOWSKI[5]) und der magnetischen Verstimmungsmethode der Absorptionslinien von MALINOWSKI[6])-SCHEIN[7]) verwendet. Das Verfahren von MROZOWSKI gestattet, einzelne Komponenten der Hyperfeinstruktur auszufiltern. Die Methode von MALINOWSKI-SCHEIN besitzt ein so grosses Auflösungsvermögen, wie es mit spektroskopischen Methoden nicht zu erreichen ist.

---

[1]) A. ŽVIRONAS, Helv. Ph. Acta VII, 224, 1934. Diese Arbeit wird weiter im Text mit I bezeichnet.

[2]) Wir beziehen uns auf die folgenden, von MACNAIR Phys. Rev. **31**, 986, 1928, gefundenen Abstände der Hyperfeinstrukturkomponenten der Hg-Linie 2537 Å.E. von der mittleren Null-Komponente: $-25{,}4$; $-10{,}4$; 0; $+11{,}5$ und $+21{,}5$ Milli-Å.E.

[3]) D. R. INGLIS, Z. f. Phys. **84**, 466, 1933.

[4]) H. SCHÜLER und J. E. KEYSTON, Z. f. Phys. **72**, 423, 1931.

[5]) S. MROZOWSKI, Bull. Accad. Pol. I, November-Dezember, 464, 1930; ebenda, II, Juni, 489, 1931.

[6]) A. v. MALINOWSKI, Ann. d. Phys. **44**, 935, 1914.

[7]) M. SCHEIN, Ann. d. Ph. **85**, 257, 1928.

Versuchsanordnung.

Die in dieser Arbeit verwendete Messmethode ist fast dieselbe wie in der Arbeit I. Die etwas veränderte Versuchsanordnung ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

Zur Erregung der Resonanzstrahlung wurde eine wagrecht brennende, in fliessendes Wasser eingetauchte Quecksilberbogenlampe *HgB* benutzt. Das schwache Feld eines Hufeisenmagnets presste den Bogen an die obere Wandung. Je nach den Anforderungen an die Intensität wurde der Bogen mit einem Strom von 3,6 bis zu 4,2 Amp. betrieben. Der emittierende Teil des Bogens

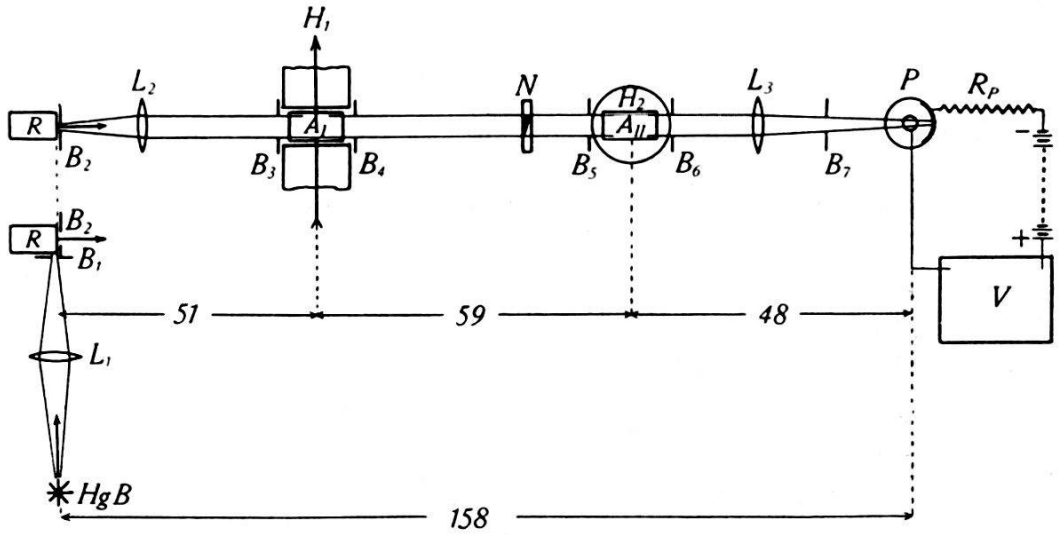

Fig. 1.
Schema der Versuchsanordnung.
Seitenansicht des Strahlenganges von der Bogenlampe bis zur Resonanzlampe.
Aufsicht im oberen Teil der Figur.

ist von unten vermittelst der Linse L_1 auf die Resonanzlampe R abgebildet. Eine unten an die Resonanzlampe angebrachte rechteckige Blende B_1 definiert eine leuchtende Schicht in R von 7 mm Breite. Die Resonanzstrahlung wird in senkrechter Richtung zum Strahlengang des Hg-Bogens mit den Linsen L_2 und L_3 auf die im Institut aus Quarz hergestellte und mit Helium gefüllte photoelektrische Kaliumhydrürzelle P fokussiert. Letztere steht mit einer Verstärkeranordnung V in Verbindung. Als Verstärkerröhre dient eine Doppelgitterröhre (Röntgendosimeterröhre von Siemens & Halske) in einer Schaltung nach ZUBER[1]), die ausführlich in der Arbeit I auseinandergesetzt ist. In den Strahlengang zwischen den Linsen L_2 und L_3 sind Absorptionsgefässe A_{I} und A_{II} eingeschaltet. Beide Absorptionsgefässe A_{I}

[1]) K. ZUBER, Helv. Phys. Acta **6**, 495, 1933.

und A_{II} befinden sich in den Magnetfeldern H_I bzw. H_{II}, deren Richtungen senkrecht zum Strahlengang sind. Die Richtung von H_I liegt in der Zeichnungsebene, diejenige von H_{II} verläuft bei einem Teil der Versuche senkrecht, bei einem andern Teil parallel zur Richtung von H_I. Zwischen A_I und A_{II} befindet sich ein ultraviolettdurchlässiges Nicol (Glansches Prisma) N von 12 mm Durchmesser. Der Strahlengang ist durch die Blenden B_i definiert und lichtdicht eingebaut. Die Entfernung zwischen der Resonanzlampe und Photozelle beträgt 158 cm.

Die übrigen Einzelheiten der Apparatur und Versuchsmethode sind ausführlich in der Arbeit I beschrieben worden.

Messergebnisse.

1. Die Versuche mit dem σ-Lichte der Komponente — 25,4.

Lässt man das Licht der Hg-Linie 2537 aus der Resonanzlampe R (Fig. 1) auf das Absorptionsgefäss A_I von 81,5 mm Länge, welches sich in einem Magnetfelde H_I von 3600 Gauss befindet, fallen, so wird, wie das MROZOWSKI[1]) gezeigt hat, das π-Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten $-10{,}4$; 0; $+11{,}5$ und $+21{,}5$ von den entsprechenden unverschobenen π-Komponenten absorbiert, und nur das π-Licht der Hyperfeinstrukturkomponente $-25{,}4$ durchgelassen. Hinter dem Nicol N, der so eingestellt ist, dass dieses π-Licht durchgelassen wird, bekommt man das gefilterte π-Licht der Komponente $-25{,}4$ allein. Dieses Licht fällt auf das Absorptionsgefäss A_{II} von 41,0 mm Länge und kann hier, da bei diesem Versuch H_{II} senkrecht zu H_I steht, nur von σ-Komponenten absorbiert werden. Die Messmethode besteht darin, dass man die Intensität des durchgelassenen Lichtes als Funktion von H_{II} bestimmt.

Die Messungen wurden während des Sommers ausgeführt. Da wegen der feuchten Luft die Verstärkeranordnung nicht gut funktionierte, so musste man das Arbeitszimmer dauernd heizen. Die Ansatzröhren beider Absorptionsgefässe und der Resonanzlampe, die Quecksilber enthielten, waren in Wasser eingetaucht, dessen Temperatur bei diesen Messungen etwa 27° C war. Dieser Temperatur entspricht ein Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes von 0,0023 mm Hg.

---

[1]) S. MROZOWSKI, loc. cit.

Der stark gekühlte Quecksilberbogen brannte nicht lange Zeit konstant genug, um eine vollständige Intensitätskurve für Felder H_{II} von 0 bis zu 7700 Gauss in einer einzigen Messreihe aufnehmen zu können. Deswegen wurden die Messungen stufenweise für verschiedene Feldbereiche durchgeführt. Als Anschlusspunkte dieser verschiedenen Messreihen dienten entweder die anfängliche Intensität ($H_{II} = 0$) oder die Intensitäten der Minima. Die Lage der Minima bzw. Maxima und die Intensitäten an diesen Stellen wurden möglichst genau bestimmt. Die gemessenen Intensitäten der verschiedenen Messreihen sind aufeinander so um-

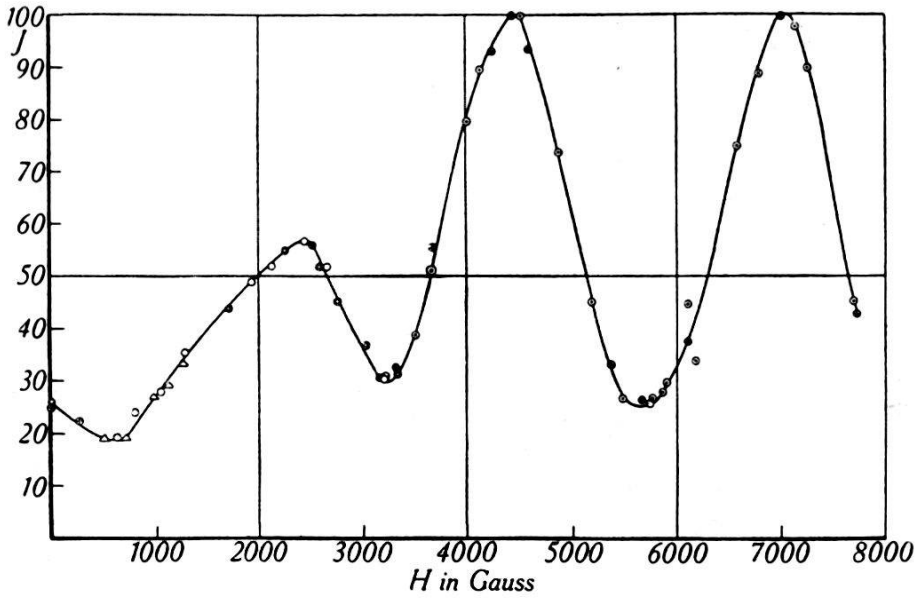

Fig. 2.

Die Intensitätskurve für das σ-Licht der Komponente $-25{,}4$.
$J = f(H_{II})$: $H_I = 3600$ Gauss, $A_I = 81{,}5$ mm, $A_{II} = 41$ mm.

gerechnet, dass man den maximalen Wert der Intensität (bei H_{II} von 4450 Gauss) gleich 100 setzte.

In der Tabelle 1 sind die erhaltenen Messresultate für 8 Messreihen wiedergegeben. Alle Messpunkte lassen sich schön zu einer Kurve (Fig. 2) vereinigen.

Ausser diesen Versuchen mit einem Absorptionsgefäss A_{II} von 41,0 mm Länge, wurde noch ein längeres Absorptionsgefäss A_{II} von 71 mm Länge genommen und die analogen Messungen durchgeführt. Die Tabelle 2 enthält die Resultate von 7 Messreihen. Fig. 3 gibt die so entstandene Kurve an. Bei diesen Versuchen war die Zimmertemperatur 30° C, was einem Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes in den Absorptionsgefässen A_I und A_{II} von 0,0029 mm Hg entspricht.

Tabelle 1.

1		2		3		4		5		6		7		8	
H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I
0	24	0	24	0	25	0	24	0	25	0	26	5750	27	Minima	
250	22,5	620	19	1700	44	250	22,5	3200	31	3150	30,8	5850	28	0	25
510	19,5	770	24	2250	55	510	19,5	3500	39	3300	32,5	6100	45	3200	30
700	19,5	1040	28	2570	52	700	19,5	3660	51	3660	56	6570	75	5700	26
900	27	1280	35,5	2750	45,5	900	27	4000	79,5	4220	93	6780	89	Maxima	
1100	29	1930	49	3020	37	1100	29	4120	89	4430	100	7000	100	0	25
1250	33,5	2120	52	3200	30,4	1250	33,5	4520	100	4570	93,5	7120	98	2450	56
2520	56	2450	56,5	3330	31,5	2520	56	4870	74	5350	33,5	7230	90	4450	100
		2630	52					5170	45,5	5650	26,5	7700	45	7000	100
		3200	30,5					5480	27	6100	38			7000	98,5
								5730	26	7000	100				
								5900	30	7730	43				
								6170	34						

Tabelle 2.

1		2		3		4		6		5		7	
H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I
0	22,5	0	23,5	3200	25	3200	25	5770	26	5750	26	Minima	
650	17	700	17,5	4000	79	3780	50	5970	29	6150	34	0	23
1150	17	1400	17,5	4350	98	4170	93	6500	73	6500	70	3200	24
1870	22	1800	20,5	4570	97	4400	100	6980	96	6830	92	5750	24
2450	45	2200	37,5	4760	82	4720	82,5	7330	76	7500	60	Maxima	
		2450	45	5620	28	5120	43	7650	35	7750	30	2450	45
		2800	33,5			5420	30					4450	100
		3200	24			5730	25					7000	95
						5800	25					7000	96

2. Die Versuche mit dem ungefilterten σ-Lichte der Hyperfeinstruktur.

Das Absorptionsgefäss A_I wird aus dem Strahlengang herausgenommen und das Magnetfeld H_I ausgeschaltet (Fig. 1). In dem variablen Felde H_{II} befindet sich ein Absorptionsgefäss A_{II} von 41,0 mm Länge. Die Schwingungsrichtung des Nicols steht senkrecht zu den Feldlinien von H_{II}, so dass das π-Licht der Resonanzlampe vom Nicol absorbiert wird. Auf das Absorptionsgefäss A_{II} fällt also das σ-Licht aller Hyperfeinstrukturkomponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E. Um die durch das Absorptionsgefäss A_{II} durchgelassene Intensität in dem Bereiche zu

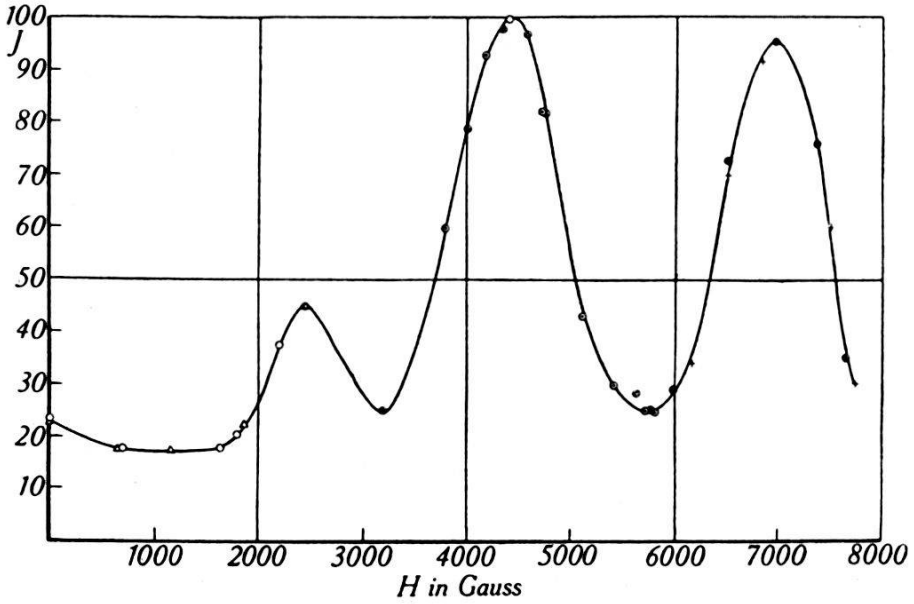

Fig. 3.
Wie in Fig. 2, nur $A_{II} = 71$ mm.

haben, in welchem Proportionalität zwischen Photostrom und Galvanometerausschlag besteht[1]), wird der Strom im Quecksilberbogen auf 3,6 Amp. herabgesetzt (in den vorhergehenden Versuchen 4,2 Amp.). Zimmertemperatur 27° C.

Die Messung verläuft in der oben besprochenen Weise. Acht Messreihen geben die Messresultate für die verschiedenen Bereiche des Magnetfeldes (Tab. 3). Die bei einem Felde von 6450 Gauss maximal erreichte Intensität setzt man gleich 100. Als weitere Anschlusspunkte für die verschiedenen Messungen dienen die Intensitäten am Anfang ($H_{II} = 0$) und an der Stelle der Minima. Die Lagen der Minima und Maxima werden aus speziell vielen Messungen (letzte Vertikalkolonne der Tab. 3) ermittelt.

---

[1]) A. Žvironas, I, Verstärkeranordnung.

In der Fig. 4 sind als Abszissen die Feldstärken in Gauss und als Ordinaten die umgerechneten Intensitäten des durchgelassenen σ-Lichtes der Hyperfeinstruktur dargestellt.

3. Die Versuche mit dem σ-Lichte der Komponenten 0 und + 11,5.

Der folgende Versuch wurde mit der Versuchsanordnung der Arbeit I (I, Fig. 1) ausgeführt, bei der H_I und H_{II} parallelgerichtet sind. Das Nicol wurde so eingestellt, dass seine Schwingungsrichtung senkrecht zu den Feldlinien war. In den Feldern H_I und H_{II} befanden sich die Absorptionsgefässe A_I und A_{II} von

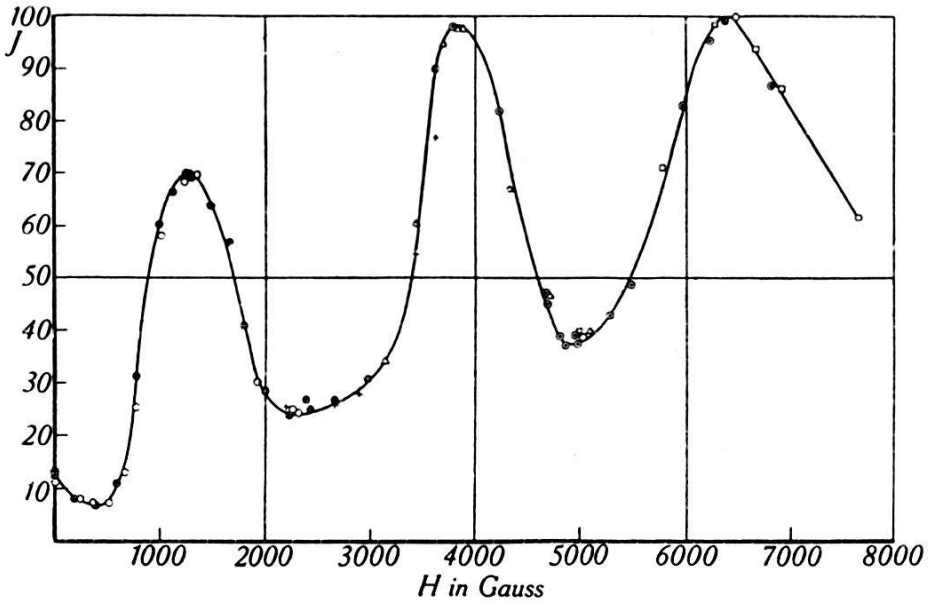

Fig. 4.

Die Intensitätskurve für das ungefilterte σ-Licht der Hyperfeinstruktur. $J = f(H_{II})$: $H_I = 0$, A_I ausgeklappt, $A_{II} = 41$ mm.

81,5 mm bzw. 41,5 mm Länge. Die Zimmertemperatur betrug 20° C, was einem Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes von 0,0013 mm Hg entspricht.

Legt man an das Absorptionsgefäss A_I ein konstantes Magnetfeld H_I von 1150 Gauss, so wird das σ-Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten $-25{,}4$; $-10{,}4$ und $+21{,}5$ von den entsprechenden anomalen Zeemankomponenten absorbiert und nur das σ-Licht der Komponenten 0 und $+11{,}5$, welche nur normale σ-Komponenten besitzen, durchgelassen. Hinter dem Nicol, welches das π-Licht absorbiert und nur das σ-Licht durchlässt, ist dann das σ-Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten 0 und $+11{,}5$ allein vorhanden. Die Intensität dieses nach dem Verfahren von Mro-

Tabelle 3.

1		2		3		4		5		6		7		8		9	
H	I	H	I	H	I	H	I	H	I	H	I	H	I	H	I	H	I
0	13	0	12	2200	25,5	0	11	4670	47,5	3780	98	4970	40	2240	25	Minima	
230	8	170	8	2310	24,3	1250	70	4810	39	4220	82	5770	71	3140	33,5	0	13
350	7	380	6,5	2470	25	1800	41	4950	39,5	4670	45	6250	98,5	3430	61	2250	25
510	7	570	11	2670	25,8	2000	28,5	5030	39	4840	37	6480	100	3680	94,5	4950	39
650	13	770	31,5	2900	28	2220	24	5270	43	4970	37,5	6660	94	3820	98	Maxima	
770	25,5	1000	60,5	3370	54,5	2310	25			5480	49	6900	86,5	3870	98	1300	69
1030	58	1150	66,5	3610	77	2420	25			5980	83	7640	62	4300	77	3800	98
1230	68,5	1280	69	3830	97,5	2650	27			6230	95,5			4710	47	3850	98,5
1250	68,5	1480	64			2980	31			6370	99			5100	40	6450	100
1280	69	1650	57			3600	90			6480	100						
1380	69,5	2400	27							6810	87						
1930	30,5																

Tabelle 4.

1		2				1		2			
H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I	H_{II}	I
0	17	0	16	2960	33	610	37	1560	69,5	4570	39,5
130	14,5	820	82,5	3080	50	780	58,5	1850	27,5	4870	21
180	12	1030	99,5	3330	86,5	930	90	1930	18,3	5150	34
260	10,5	1170	100	3580	90,5	1040	100	2090	16	5720	54
370	14,5	1280	93	3830	88	1130	97	2570	14,5	6200	75
520	20,5	1410	82,5	4430	54			2800	21		

zowski gefilterten σ-Lichtes zweier Komponenten kann dann mit unserer Methode des variablen Magnetfeldes H_{II} untersucht werden.

Die Messergebnisse findet man in der Tabelle 4 und Fig. 5.

Auswertung der Messergebnisse.

1. Das Aufspaltungsbild des σ-Komponenten der Hyperfeinstruktur.

Die Ergebnisse der von MacNair[1]) in Emission durchgeführten Untersuchungen der σ-Komponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 in den Feldern von 0 bis zu 7000 Gauss sind

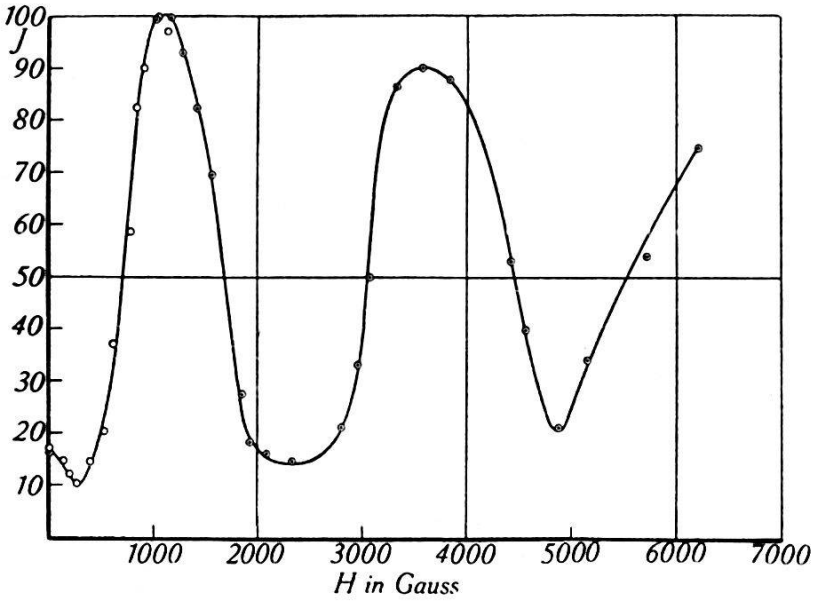

Fig. 5.

Die Intensitätskurve für das σ-Licht der Komponenten 0 und + 11,5. $J = f(H_{II})$: $H_I = 1150$ Gauss, $A_I = 81{,}5$ mm, $A_{II} = 41{,}5$ mm.

in der Fig. 6 zusammengestellt. Die ausgezogenen Linien entsprechen den Beobachtungen, die gestrichelten bedeuten den wahrscheinlichen Verlauf der Zeemankomponenten in dem Gebiete, wo sie der Beobachtung entgangen waren.

Aus der Fig. 6 erkennt man, dass alle Hyperfeinstrukturkomponenten normale σ-Komponenten mit der Aufspaltung 3/2 besitzen, und dass drei von ihnen ausserdem noch anomale Aufspaltung zeigen. Durch Extrapolation der Richtung auf das Feld Null und mit dem Anschluss an die entsprechenden normalen Komponenten konnte MacNair den Wert für die anomalen Aufspaltungen angeben. Für die anomale Komponente von — 25,4

[1]) W. A. MacNair, loc. cit.

ergab sich die Aufspaltung zu 0,56, für diejenige von — 10,4 zu 0,48; die anomale kurzwellige Komponente von + 21,5 besitzt eine Aufspaltung von 0,78 und die langwellige von 1,08 (alles in Lorentz-Einheiten).

MROZOWSKI[1]) liess das Licht aus einem Quecksilberbogen auf ein Absorptionsgefäss von 8 cm Länge fallen, welches sich in einem variablen Magnetfelde befand. Die Beobachtungsrichtung lag senkrecht zu den Feldlinien. Nach Passieren eines Nicols, dessen Schwingungsrichtung senkrecht zu den Feldlinien eingestellt war, und eines Hilgerschen Monochromators wurde das durchgelassene σ-Licht der Quecksilberlinie 2537 mit Hilfe von gekreuzten Lummer-Gehrke-Platten als Funktion des Feldes untersucht. Mit dieser Anordnung konnte MROZOWSKI das Ver-

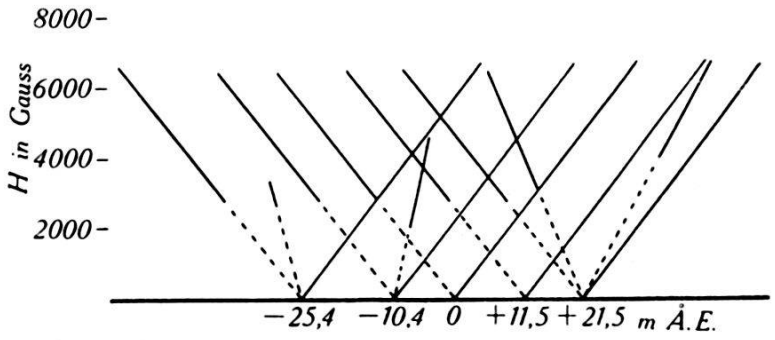

Fig. 6.

Das σ-Aufspaltungsbild der Hyperfeinstruktur nach den Ergebnissen von MACNAIR.

schwinden und Wiederauftreten des σ-Lichtes einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten in Feldern von 0 bis zu 8000 Gauss verfolgen und den Intensitätsverlauf für diese Komponenten wenigstens qualitativ bestimmen (Fig. 3 seiner Arbeit I). Die komplizierte σ-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur hat er auf Grund des von MACNAIR angegebenen Schemas gedeutet (Fig. 6 seiner Arbeit I). Seine Beobachtungen fand er mit denjenigen von SCHEIN[2]) in grossen Zügen in Übereinstimmung. Ein weiterer wichtiger Schritt in dieser Frage bedeutet die von SCHÜLER und seinen Mitarbeitern durchgeführte Analyse der Hyperfeinstruktur einiger Spektrallinien. Das von ihm und KEYSTON[3]) angegebene Strukturbild der Quecksilberlinie 2537 ist in Fig. 7 wiedergegeben.

Auf Grund dieses Strukturbildes hat INGLIS[4]) die magnetische Aufspaltung des $^3P_1$-Termes für das Dublett von Hg_{199} und für das Triplett von Hg_{201} ausgerechnet, der $^1S_0$-Term bleibt unauf-

[1]) S. MROZOWSKI, loc. cit., I.
[2]) M. SCHEIN, loc. cit.
[3]) H. SCHÜLER und I. E. KEYSTON, loc. cit.
[4]) D. R. INGLIS, loc. cit.

gespalten (Fig. 1 und 2 seiner Arbeit). Aus dem Vergleich seiner Rechnungen mit unseren Messungen[1]) der ersten Arbeit konnte er schliessen, dass die Linie B (Hg_{199}) relativ zu der Linie c (H_{201}) um $20 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} ($1{,}3 \cdot 10^{-3}$ Å.E.) nach längeren Wellenlängen hin verschoben ist. Bevor wir das Ausspaltungsbild der σ-Komponenten für die gesamte Hyperfeinstruktur aufzustellen versuchen,

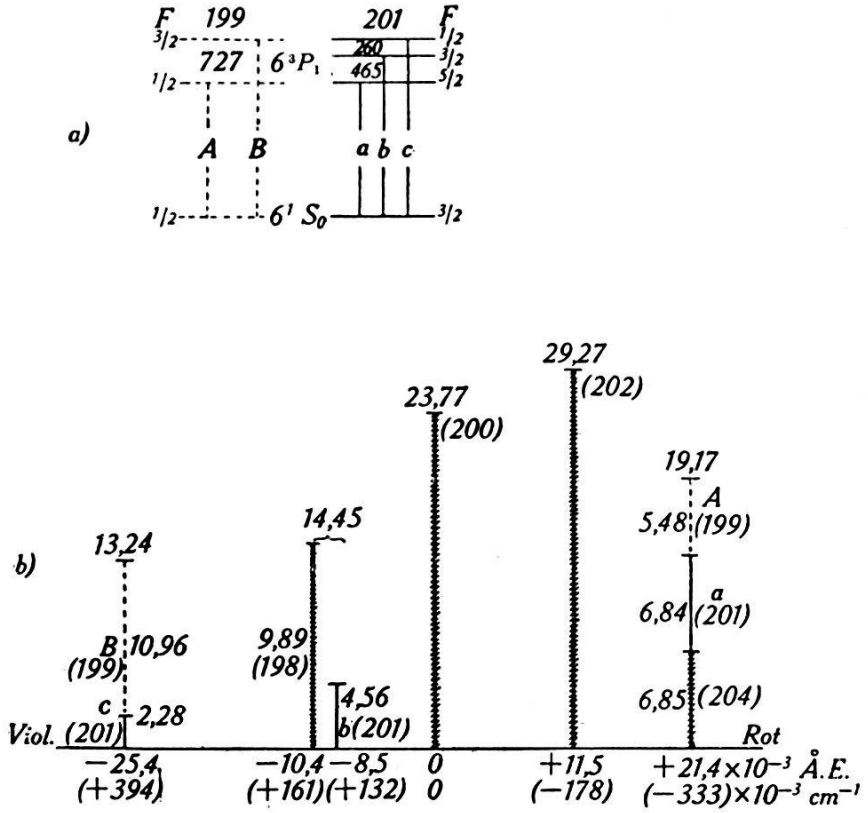

Fig. 7.

Das Strukturbild der Hg-Linie 2537 nach Schüler und Keyston.

a) Die Termaufspaltung für Hg_{199} und Hg_{201}: F die magnetischen Quantenzahlen, die Termabstände sind in 10^{-3} cm^{-1} ausgedrückt.

b) Die ausgezogenen Linien beziehen sich auf das Hg_{201}, die gestrichelten auf das Hg_{199} und die schraffierten auf die geraden Isotope. Die Zahlen über den Komponenten bedeuten die Intensitäten in % der Gesamtintensität der Linie. Die Zahlen in Klammern bedeuten die Atomgevierte der Isotopen. Die Komponentenabstände sind in 10^{-3} cm^{-1} und in 10^{-3} Å.E. angegeben.

ist noch die Lage einiger Hyperfeinstrukturkomponenten näher zu betrachten.

Die Lage der mittleren Linie des Tripletts von Hg_{201} — der Linie b — zeichnet Schüler und Keyston von der Lage der dem Isotop 198 zugeordneten Komponente $-10{,}4$ um $29 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} (oder $1{,}9 \cdot 10^{-3}$ Å.E.) nach längeren Wellenlängen

[1]) A. Žvironas, I.

verschoben. MROZOWSKI[1]) hat eine Reihe von Versuchen ausgeführt, in denen er die Trennung dieser beiden Linien feststellen konnte. Es ergab sich ein Abstand zwischen der Komponente $-10{,}4$ und der Linie b von $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ Å.E. Unsere früheren Messungen (Arbeit I) bestätigen die relative Lage der Komponente $-25{,}4$ und der Linie b, wie sie nach der Intervallregel zu berechnen ist.

Nach den Angaben von SCHÜLER und KEYSTON hat der Abstand zwischen den äussersten Komponenten des Tripletts von Hg_{201} und des Dupletts von Hg_{199} den Wert von 725 bzw.

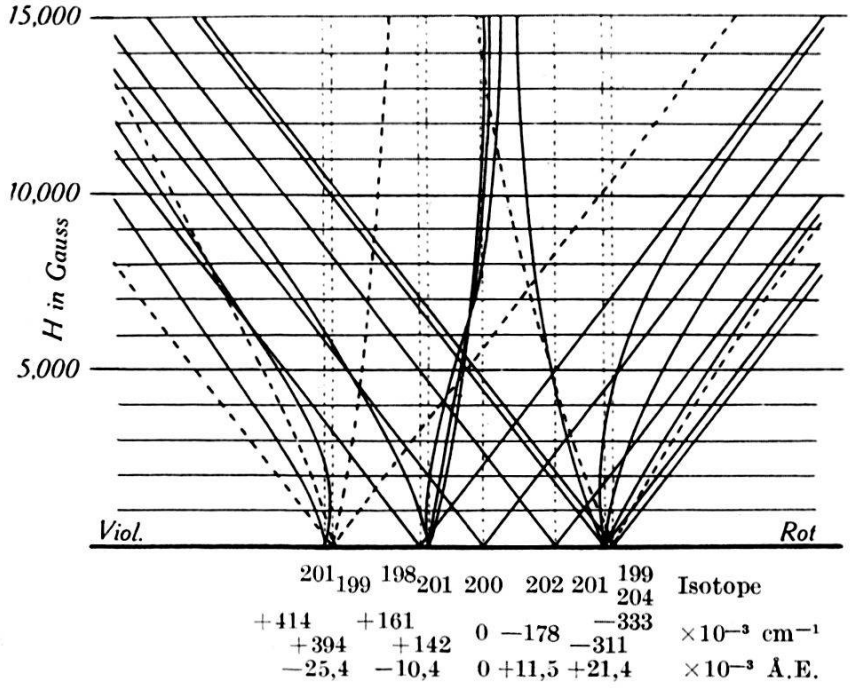

Fig. 8.

Das theoretische σ-Aufspaltungsbild der Hyperfeinstruktur.

$727 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} (Fig. 7). Die Abstände zwischen den Komponenten des Tripletts, wie man sie exakt nach der Intervallregel berechnet (und wie es INGLIS bei seinen Rechnungen getan hat), sind folgende: der Abstand zwischen c und b beträgt 272 (statt 262 wie von SCHÜLER und KEYSTON angegeben) und derjenige zwischen b und a 453 (statt 465) $\cdot 10^{-3}$ cm^{-1}. Trägt man die Komponenten des Tripletts und des Dupletts nach diesen Werten ein und berücksichtigt man gleichzeitig die oben erwähnte Korrektur in der Lage der Linien B und c, wie auch die entsprechende Trennung der Linien A und a, so bekommt man ein korrigiertes Bild der Hyperfeinstruktur, dessen Aufspaltung der σ-Komponenten in Fig. 8 dargestellt ist. Hier ist noch angenommen, dass die

[1]) S. MROZOWSKI, Z. f. Phys. **78**, 826, 1932.

Linie A von Hg_{199} mit der langwelligsten Komponente von Hg_{204}. (Fig. 8) zusammenfällt. Die Lage der geradzahligen Isotopen relativ zur Lage von Hg_{204} ist von SCHÜLER und KEYSTON übernommen. Im Gegensatz zum Feinstrukturbild von SCHÜLER und KEYSTON sind die Linien der kurzwelligsten und langwelligsten Hyperfeinstrukturkomponenten um 20 bzw. $22 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} (rund $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ Å.E.) getrennt; die Linie b erscheint relativ zu der Linie von Hg_{198} um $19 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} (nach SCHÜLER und KEYSTON ist es $29 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} oder $1{,}9 \cdot 10^{-3}$ Å.E. und nach MROZOWSKI um $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ Å.E.) nach längeren Wellenlängen verschoben. Der Abstand zwischen den Schwerpunkten der äussersten Komponenten beträgt also $723 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} oder $46{,}5 \cdot 10^{-3}$ Å.E. Die eingeführte Korrektur widerspricht dem Strukturbilde der Fig. 7 nicht, weil nach SCHÜLER und KEYSTON eine Änderung von $30 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} in der relativen Lage der äussersten Linien von Hg_{199} und Hg_{201} noch möglich ist. Die ausgezogenen und gestrichelten Linien haben dieselbe Bedeutung wie in der Fig. 7; die normalen σ-Komponenten der geradzahligen Isotope sind auch durch ausgezogene Linien dargestellt. Im Fall unserer Absorptionsversuche bedeuten die Zeemankomponenten absorbierende Linien und die vertikalen punktierten Linien das einfallende σ-Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten.

Im folgenden vergleichen wir unsere experimentellen Ergebnisse mit dem Aufspaltungsbild der Fig. 8.

Vorher sollen aber noch die Messergebnisse von MACNAIR (Fig. 6) mit unserem korrigierten Aufspaltungsbild verglichen werden.

Die normalen σ-Komponenten aller Hyperfeinstrukturkomponenten sind tatsächlich beobachtet. Von den vierzehn anomalen Komponenten von Hg_{199} und Hg_{201} sind von MACNAIR nur vier beobachtet. Die kurzwellige Komponente von $-25{,}4$ der Fig. 6 (beobachtete Aufspaltung 0,56) gehört zu der Komponente von B (Fig. 8) mit der Aufspaltung von 0,50. Die drei fast zusammenfallenden Komponenten von $-8{,}5$ (Linie b von Hg_{201}) sind von MACNAIR als eine Linie mit der Aufspaltung 0,48 aufgefasst und zu der Komponente $-10{,}4$ zugeordnet. Die kurzwellige Komponente von $+ 21{,}5$ (Fig. 6, Aufspaltung 0,78) ist wahrscheinlich identisch mit der entsprechenden der Linie A von Hg_{199} (Aufspaltung 1,0). Die langwelligere Komponente von $+ 21{,}5$ (Aufspaltung 1,08) entspricht den zwei zusammenfallenden Komponenten der Linie A von Hg_{199} (Aufspaltung 1,0) und der Linie a von Hg_{201} (Aufspaltung 0,9) der Fig. 8.

2. *Die Versuche mit dem σ-Lichte der Komponente — 25,4 (Fig. 2 und 3).*

Beim Felde H_{II} gleich Null wird das gefilterte σ-Licht der Komponente — 25,4 von den Quecksilberatomen im Absorptionsgefäss A_{II} absorbiert und nur das Licht des Untergrundes, welches zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten und in der Nähe der Linie 2537 liegt, durchgelassen. Dies Letztere bedingt die anfängliche Intensität der Kurve. Beim Anlegen des Feldes H_{II} spalten die Zeemankomponenten der Hyperfeinstruktur auf (Fig. 8) und absorbieren denjenigen Teil des Untergrundes, welcher die Frequenzen der Zeemankomponenten besitzt. Bei nicht zu grossen Feldern sind immer noch genügend Atome im Absorptionsgefäss A_{II} vorhanden, um das Resonanzlicht von — 25,4 zu absorbieren. Deshalb nimmt die gesamte Menge des in die Photozelle gelangenden Lichtes ab und die Kurve zeigt anfänglich eine Senkung. Bei grösseren Feldern werden die Frequenzen der Quecksilberatome in A_{II} gegen diejenigen des einfallenden Lichtes so stark verstimmt, dass das σ-Licht von — 25,4 zum Teil durchgelassen wird. Von diesen Feldern ab (etwa 600 Gauss in Fig. 2) nimmt die Intensität des durchgelassenen Lichtes zu und die Kurve steigt an.

Eine qualitative Betrachtung des Anstieges der Kurve (Fig. 2) zeigt, dass er mit dem Aufspaltungsbild der kurzwelligsten Hyperfeinstrukturkomponente (Fig. 8) recht gut übereinstimmt. Wären die Linien B und c nicht getrennt (Fig. 8), sondern würden sie nach Fig. 7 zusammenfallen, dann würde die langwelligere σ-Komponente von c beim Felde von ca. 2000 Gauss über die Emissionslinie — 25,4 wandern. An dieser Stelle müsste in unserem Versuche eine merkliche Absorption eintreten. Dagegen steigt die Intensitätskurve (Fig. 2) von 600 Gauss ab praktisch gleichmässig an und erreicht bei etwa 2500 Gauss ihren maximalen Wert. Im korrigierten Aufspaltungsbilde (Fig. 8) ist dieser Widerspruch nicht mehr vorhanden. Es scheint also zu folgen, dass auch dieser Versuch die von Inglis aus unserem früheren Versuche (I) geschlossene Trennung in der Lage der Linien B und c bestätigt. Die Erklärung der Tatsache, dass die analoge Kurve für das π-Licht (I, Fig. 8) beim grösseren Felde (1000 Gauss) anzusteigen beginnt, beruht wahrscheinlich darauf, dass die Intensität der absorbierenden σ-Komponenten der Linien B und c (Fig. 8), welche in schwachen Feldern in die Nähe der Emissionslinie von — 25,4 gelangen, kleiner als diejenige der π-Komponenten (I, Fig. 13) zu erwarten ist. (Einen ähnlichen Unterschied in den Intensitäten

der π- und σ-Komponenten findet K. Darwin[1]) für die Aufspaltung des Tripletts $^3P_2$—$^3S_1$).

Beim ersten Minimum (bei H_{II} von 3230 Gauss) wandert die kurzwellige normale Zeemankomponente von Hg_{198} über die Emissionslinie — 25,4. Unter der berechtigten Annahme, dass die Aufspaltung $^3/_2$ Lorentz-Einheiten für die σ-Komponenten der geradzahligen Isotope (Kernmoment Null) beträgt, berechnet sich der Abstand der Komponente Hg_{198} vom Schwerpunkt der kurzwelligsten Komponente, welche aus den Linien B und c besteht, zu $14{,}5 \cdot 10^{-3}$ Å.E.[2])

Das zweite Minimum ($H_{II} = 5700$ Gauss) ist durch das Zusammenwirken der normalen Zeemankomponente von Hg_{200} und der anomalen von b bestimmt. Da die Intensität der kurzwelligen σ-Komponente von Hg_{200} an der Stelle des Minimums mindestens fünfmal grösser als diejenige von b zu schätzen ist (Fig. 7), so liegt der Schwerpunkt beider Absorptionslinien (bei 5700 Gauss) in der Nähe derjenigen von Hg_{200}. Wenn die Lage dieses Minimums durch die normale σ-Komponente von Hg_{200} allein hervorgerufen würde, so berechnete sich der Abstand zwischen der Komponente Hg_{200} und dem Schwerpunkt von —25,4 zu $25{,}65 \cdot 10^{-3}$ Å.E. Durch die Anwesenheit der σ-Komponente von b erklärt sich die grössere Breite dieses Minimums verglichen mit derjenigen des ersten Minimums, welches durch die normale σ-Komponente allein hervorgerufen ist. Aus der Fig. 8 ist es ersichtlich, dass dasjenige Intensitätsminimum bei dem analogen Versuche mit dem π-Lichte (I, Fig. 8), welches durch die anomale π-Komponente der Linie b allein bedingt ist (I, Fig. 13), bei etwas grösserem Felde eintreten muss. In der Tat liegt es bei einem Felde H_{II} von 5850 Gauss. Die kleinere Einsenkung im Fall des π-Lichtes (30% der maximalen Intensität, I, Fig. 8) weist auf die kleinere Intensität der π-Komponente von b (I, Fig. 13) relativ zu derjenigen der σ-Komponenten von b und Hg_{200} zusammen (Fig. 8) hin.

Die Kurve für ein Absorptionsgefäss A_{II} von 71 mm Länge (Fig. 3) ist analog jener für das A_{II} von 41 mm Länge (Fig. 2). Die Lagen der Minima und Maxima sind dieselben. Die Kurve hat im allgemeinen den Charakter einer stärkeren Absorption als die Kurve von Fig. 2. Der anfängliche Anstieg beginnt beim Felde von etwa 1500 Gauss. Die Intensität des ersten Maximums beträgt 45% (statt 56% für das A_{II} von 41 mm Länge) der maxi-

[1]) K. Darwin, Proc. Roy. Soc. **118**, 264, 1928.

[2]) Die Linie Hg_{198} wäre somit in der Fig. 8 etwas nach links verschoben zu zeichnen.

malen Intensität. Die Intensität des dritten Maximums scheint etwas kleiner als die des zweiten zu sein. Von 7000 Gauss ab beginnt bei beiden Kurven eine Absorption, die offenbar durch die normale absorbierende Zeemankomponente des stärksten Isotopes Hg_{202} bestimmt ist.

In der Arbeit I hatten wir die Möglichkeit diskutiert, dass durch das in einem konstanten Felde von 3600 Gauss sich befindende Absorptionsgefäss A_I nicht nur das π-Licht der Komponente $-25{,}4$ allein, sondern auch dasjenige von Hg_{198} teilweise durchgelassen werden könnte. Dies schien daher möglich zu sein, weil das π-Licht der Linie b von Hg_{201} in diesem Felde nur von der benachbarten unverschobenen π-Absorptionskomponente von Hg_{198} absorbiert werden kann und dies auch bei einer Länge von A_I von 81,5 mm nicht vollständig geschehen könnte (s. Aufspaltungsbild der π-Komponenten, I, Fig. 13). Unsere Versuche mit den σ-Absorptionslinien ermöglichen es, diese Vermutung zu prüfen. Wenn nämlich etwas derartiges der Fall wäre, dann müsste das auf A_{II} einfallende σ-Licht der Linie b bei Feldern $H_{II} \approx 2000$, 3500, 5000 und 7000 Gauss von einzelnen σ-Komponenten absorbiert werden (Fig. 8), und die Intensitätskurven müssten an diesen Stellen Einsenkungen zeigen, was aber nicht der Fall ist (Fig. 2 und 3) bis auf die etwas kleinere Intensität an Stelle des dritten Maximums ($H_{II} = 7000$ Gauss) für das Absorptionsgefäss von 71 mm Länge (Fig. 3), die vielleicht durch stärkere Absorption des Untergrundes zu erklären ist. Mit einiger Sicherheit kann man daher annehmen, dass man bei den jetzigen Versuchen ebenso wie auch bei denjenigen der Arbeit I nur das Licht der Komponente $-25{,}4$ hatte.

3. Die σ-Kurve der Komponenten 0 und + 11,5 (Fig. 5).

Nachdem das Licht der Resonanzstrahlung das Absorptionsgefäss A_I, welches sich in einem konstanten Felde von 1150 Gauss befindet, passiert hat, muss man, wie Mrozowski photographisch nachgewiesen hat, hinter dem Nicol, welches nur σ-Licht durchlässt, das σ-Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten 0 (Hg_{200}) und + 11,5 (Hg_{202}) allein bekommen. Tatsächlich erkennt man auch aus der Fig. 8, dass bei diesem Felde das σ-Licht der übrigen Hyperfeinstrukturkomponenten von einzelnen anomalen Zeemankomponenten praktisch völlig absorbiert wird. Die Fig. 5 stellt also den Intensitätsverlauf des gefilterten σ-Lichtes dieser zwei Komponenten als Funktion des Feldes H_{II}, dessen Feldlinien parallel denjenigen von H_I liegen (I, Fig. 1), dar.

Die anfängliche Intensität und die darauffolgende Senkung sind genau so wie bei den Kurven der Fig. 2 und 3 zu erklären. Wegen der grossen Aufspaltung der normalen σ-Komponenten von 0 und + 11,5 steigt die Kurve der Fig. 5 schon beim Felde H_{II} von 300 Gauss an und erreicht bei 1100 Gauss ihr erstes Maximum. Das breite erste Minimum, dessen tiefster Punkt bei etwa 2500 Gauss liegt, ist durch die sich an den Stellen 0 und + 11,5 m Å.E. durchkreuzenden Zeemankomponenten der Linien von Hg_{198} und Hg_{202} einerseits und den Linien von Hg_{200}, Hg_{204} und Hg_{201} andererseits bedingt (Fig. 8). Die Intensität des zweiten Maximums (bei 3580 Gauss) erreicht den Wert des ersten nicht, weil bei diesem Felde das σ-Licht von + 11,5 m Å.E. teilweise von den kurzwelligeren anomalen Zeemankomponenten von Hg_{199} und Hg_{201} absorbiert wird. Beim Felde von etwa 4800—4900 Gauss wandern die kurzwelligeren normalen σ-Komponenten von Hg_{204} und Hg_{201} über die Emissionslinie von 0 und die anomalen σ-Komponenten von Hg_{199} und Hg_{201} über die Emissionslinie von + 11,5. Dies bedingt das zweite Minimum der Kurve. Bei den grösseren Feldern steigt die Kurve wieder an.

Aus dem Verlauf der Kurve bei Feldern über 5000 Gauss könnte man einige Schlüsse über die Lage der drei anomalen langwelligeren σ-Komponenten von b (Hg_{201}) und damit auch der Komponente b selbst relativ zu der Komponente von Hg_{200} einerseits und der anomalen kurzwelligeren Komponenten von A (Hg_{199}) und a (Hg_{201}) relativ zu der Komponente von Hg_{202} andererseits ziehen. Dazu fehlen aber vorläufig nicht nur genauere experimentelle Messungen, sondern auch die Kenntnis der Intensitäten der einzelnen Zeemankomponenten. Zusammenfassend kann man sagen, dass der Verlauf der Intensitätskurven mit dem in Fig. 8 gegebenen Aufspaltungsbild qualitativ übereinstimmt.

4. Die σ-Kurve der ungefilterten Hyperfeinstruktur (Fig. 4).

Schein[1]) liess das Licht der Quecksilberlinie 2537 aus der Resonanzlampe in Richtung der Feldlinien eines mit durchbohrten Polschuhen versehenen Weissschen Elektromagneten auf eine Photozelle fallen. Im Strahlengang zwischen den Polschuhen befand sich ein Absorptionsgefäss. Das durchgelassene Licht der Resonanzstrahlung wurde als Funktion des Magnetfeldes gemessen. Die ausgezogene Kurve (Fig. 9) gibt die Scheinschen Messergebnisse wieder: die Kurve AB bezieht sich auf ein Absorptionsgefäss von 11 mm Länge für die Felder von Null bis zu 13000 Gauss

[1]) M. Schein, loc. cit.

(Fig. 9 von SCHEIN), die Kurve *CD* bezieht sich auf Messungen mit einem Absorptionsgefässe von 4,2 mm Länge für die Felder von 12600 bis zu 18000 Gauss (Fig. 10 von SCHEIN).

Die Versuchsanordnung von SCHEIN und von uns, wie sie für die Messergebnisse der Fig. 4 angewandt worden ist, ist im Grunde genommen dieselbe. In beiden Fällen gelangt in die Photozelle das durch das Absorptionsgefäss durchgelassene σ-Licht der Hyperfeinstruktur allein: im Fall der longitudinalen Anordnung von SCHEIN ist in der Beobachtungsrichtung überhaupt nur das

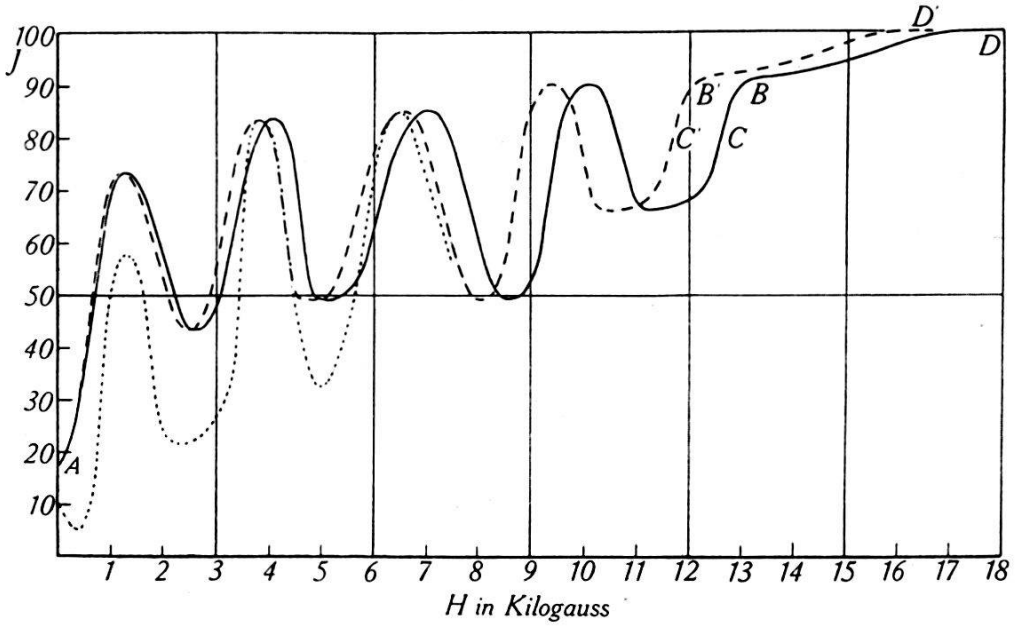

Fig. 9.

Die Intensitätskurven für das ungefilterte σ-Licht der Hyperfeinstruktur: die ausgezogene Kurve (*A B C D*) bedeutet die Scheinsche Kurve, die gestrichelte Kurve (*A C' B' D'*) abgeänderte Scheinsche Kurve und die punktierte Kurve unsere reduzierte Kurve der Fig. 4.

σ-Licht wirksam; in unserer Versuchsanordnung (Fig. 1: H_I ausgeschaltet, A_I ausgeklappt) wird vom Nicol das π-Licht absorbiert und nur das σ-Licht durchgelassen.

Die puntierte Kurve (Fig. 9) stellt unsere Messergebnisse der Fig. 4 für das Absorptionsgefäss von 41 mm Länge dar. Um beide Kurven vergleichbar zu machen, wird die Intensität beim dritten Maximum unserer Kurve gleich 85, wie bei SCHEIN, gesetzt.

Es ist auffallend, dass die Minima bzw. Maxima unserer Kurve gegenüber jenen von SCHEIN nach kleineren Feldern verschoben sind. Die Grösse der Verschiebung nimmt mit wachsenden Feldern zu. Für das zweite Maximum, welches nach SCHEIN bei 7000 Gauss eintritt, beträgt diese Verschiebung 500 Gauss oder rund 7%. Eine eingehende Prüfung unserer Magnetfeld-Eichung ergab, dass diese auf $\pm$ 1% genau ist. Diese Fehler sind also nicht ge-

nügend gross, um die Unstimmigkeit zwischen den Angaben von SCHEIN und denen von uns erklären zu können.

Multipliziert man aber die von SCHEIN angegebenen Werte für die Feldstärke (seine Tab. 5 und 6) mit dem Faktor 0,93, so bekommen wir eine neue Scheinsche Kurve (gestrichelte Kurve der Fig. 9), in welcher die Lage der Maxima bzw. Minima mit denen unserer Kurve recht gut übereinstimmen. Ausserdem steht sie in Einklang, wie es sich zeigen wird, mit dem Aufspaltungsbild (Fig. 8). In den folgenden Ausführungen wollen wir uns nur noch auf unsere (punktierte) Kurve und auf die neue Scheinsche (gestrichelte) Kurve allein beziehen.

Bei dem von SCHEIN benützten kurzen Absorptionsgefäss (Länge 11 mm) tritt schon bei den kleinsten Feldern das Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten auf, da die absorbierenden Zeemankomponenten relativ schmal sind, und es steigt die Intensitätskurve an, ohne die für unsere Versuche charakteristische Einsenkung zu zeigen. Aus demselben Grunde liegt unsere Kurve für das Absorptionsgefäss von 41 mm Länge) unter derjenigen von SCHEIN; besonders tief liegen die Minima und das erste Maximum. In unserem Versuche wird das eigentliche Licht der Hyperfeinstrukturkomponenten erst im Felde von 400 Gauss durchgelassen. Bei den kleineren Feldern wird das Licht des Untergrundes von einzelnen Zeemankomponenten mehr und mehr absorbiert, so dass im Felde von 400 Gauss diese Absorption 40% der im Felde Null durchgelassenen Intensität beträgt. Im Fall des analogen Versuches mit dem π-Lichte (I, Fig. 8) beträgt die maximale Absorption an der Einsenkungsstelle 25% der anfänglichen Intensität; der tiefste Punkt der Einsenkung selbst tritt bei 700 Gauss auf. Dies scheint wiederum für unsere Hypothese über die Natur des Lichtes, welches in den Absorptionsversuchen die anfängliche Intensität bedingt, und über das Zustandekommen der anfänglichen Einsenkung (bei Verwendung von relativ langen Absorptionsgefässen) zu sprechen, und zwar in folgender Weise:

Der Betrag der Absorption des Hintergrundes, welcher nach unserer Annahme zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten und in der Nähe der Linie 2537 liegt, hängt ab von der Anzahl und der Intensität der absorbierenden Zeemankomponenten, die die Frequenzen des Untergrundes besitzen, von deren Breite, die durch die Länge der absorbierenden Schicht bedingt ist, und schliesslich von den Aufspaltungen der Zeemankomponenten[1]).

[1]) Wenn die Aufspaltungen klein sind, dann überdecken sich die Zeemankomponenten bis zu gewissen Feldern und absorbieren deshalb wenig Licht vom Untergrund.

Aus den Aufspaltungsbildern der Fig. 8 und Fig. 13 der Arbeit I erkennt man, dass die Aufspaltungen sämtlicher anomaler π-Komponenten in schwachen Feldern stets weniger als $^3/_2$ sind, und dass die Zahl der π-Komponenten kleiner ist, als diejenige der σ-Komponenten. Es ist ersichtlich, dass bei derselben Länge des Absorptionsgefässes die Einsenkung für die σ-Komponenten daher steiler und deutlicher als diejenige für die π-Komponenten sein muss, was der Fall ist, wie ein Vergleich von Fig. 4 und Fig. 8 (Arbeit I) zeigt. Was die verschiedenen Werte für die Feldstärken (700 bzw. 400 Gauss), bei welchen das Auftreten des π- bzw. σ-Lichtes der Hyperfeinstruktur beginnt, anbetrifft, so liegt die Erklärung hierfür einerseits in dem verschiedenen Aufspaltungsschema für die beiden Arten der Zeemankomponenten und andererseits in den relativ verschiedenen Intensitäten der π- und σ-Komponenten für das betreffende Feld.

Die Intensitätskurve für das ungefilterte Licht der Hyperfeinstruktur (Fig. 9) stellt gleichsam eine Resultierende der Intensitätskurve einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten dar (Fig.8). Da wir nur den Intensitätsverlauf der Komponente $-25{,}4$ und zweier Komponenten 0 und $+11{,}5$ kennen, so ist eine genaue quantitative Deutung der komplizierten Kurven der Fig. 9 auf Grund unserer Messungen an einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten unmöglich.

Die Lage der Maxima und Minima, wie sie aus der unveränderten Scheinschen Kurve (die ausgezogene Kurve der Fig. 9) abzulesen ist, scheint dem Aufspaltungsbilde (Fig. 8) zu widersprechen. Es stimmt das von Schein angegebene Auftreten des dritten und vierten Maximums bei Feldstärken von 7000 bzw. 10200 Gauss mit dem Aufspaltungsbilde kaum überein. Besonders die Lage des letzten Minimum, welches nach Schein im Felde über 11000 Gauss liegt, widerspricht zweifellos diesem Bilde[1]).

Das letzte Minimum der abgeänderten (gestrichelten) Scheinschen Kurve liegt etwa bei 10500 Gauss. Bei diesem Felde rücken auch nach der Fig. 8 die inneren normalen Zeemankomponenten der äussersten Hyperfeinstrukturkomponenten $-25{,}4$ und $+21{,}4$ aus dem Bereich der Hyperfeinstruktur hinaus. Hier besteht also Übereinstimmung zwischen den abgeänderten Resultaten von Schein und der Theorie. Auch die Lage der übrigbleibenden Minima und Maxima lässt sich recht gut, wenigstens qualitativ, auf Grund des Aufspaltungsbildes (Fig. 8) erklären.

---

[1]) Wir haben die Absicht, unsere Versuche bei grösseren Feldern fortzusetzen und damit die erwähnte Unstimmigkeit experimentell zu prüfen.

5. *Die magnetische Umwandlung der Hyperfeinstruktur in Feldern von 10000 bis zu 16500 Gauss.*

Die abgeänderte Scheinsche Kurve beginnt mit Feldern grösser als 10500 wieder anzusteigen. Die relativ grosse Breite des letzten Minimums weist auf die vielfache Struktur der äussersten Komponenten und vielleicht auch auf die getrennte Lage der Linien der Isotope 201 und 204 hin.

Nach der Fig. 8 wird im Felde von 12000 Gauss das σ-Licht der vier äusseren Hyperfeinstrukturkomponenten völlig durchgelassen. Auf die Linie 0 dagegen rücken schon bei 7000 Gauss drei fast zusammenfallende anomale Zeemankomponenten von *b* (Hg_{201}). Der flache Anstieg des Endes der Kurve von SCHEIN (Fig. 9) kann daher durch das allmähliche Herauswandern dieser Zeemankomponenten aus dem Bereiche der Emissionslinie 0 gedeutet werden. Die Erscheinung wird allerdings dadurch noch komplizierter, dass die kurzwelligere Zeemankomponente der Linie *A* (Hg_{199}) sich von 12000 Gauss ab der Hyperfeinstrukturkomponente 0 nähert und im Felde von 14000 Gauss über diese wandert, wodurch die Absorption wieder vergrössert wird. Es zeigt der Verlauf der Scheinschen Intensitätskurve im Bereiche von 12000 bis zu 16000 Gauss eine schwache Einbuchtung, die somit auf den Paschen-Back-Effekt hinweist, welcher zwischen den Zeemankomponenten des Tripletts von Hg_{201} nach Fig. 8 stattfindet.

Aus den zwei Messpunkten in den Feldern von 15500 und 16700 Gauss (korrigierte Werte) hat SCHEIN geschlossen, dass die Intensität in diesem Bereiche konstant bleibt und dass also alle absorbierenden Zeemankomponenten sich in diesen Feldern ausserhalb des wirksamen Bereiches der Emissionslinie befinden. Dies widerspricht, wie wir gesehen haben, dem Aufspaltungsbilde der Fig. 8. Da die Länge des von SCHEIN verwendeten Absorptionsgefässes nur 4,2 mm betrug und die Intensität der Emissionslinie des starken Isotops Hg_{200} relativ zu derjenigen der absorbierenden Zeemankomponenten von *b* und *A* gross ist, so ist es möglich, dass die Zunahme der Intensität der 0-Komponente für die Versuchsbedingungen von SCHEIN in den Feldern über 15000 Gauss zu gering war und deshalb praktisch nicht beobachtet werden konnte.

6. *Die Abstände zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten.*

Es ist nicht ohne Interesse, eine Übersicht über die bisherigen Untersuchungen der spektroskopischen Auflösung der Quecksilberlinie 2537 zu machen.

Tabelle 5.

Die Abstände zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten.

	Autor	Jahr	Methode	Abstände in Milli-Å				
1	Nagaoka, Sugiura und Mishima[1])	1923	Lummer-Gehrcteplatten . . .	−24,4	− 9,8	0	+10,6	+21,7
2	Wood[2])	1925	,, . . .	−24	−10	0	+11	+22
3	Schrammen[3])	1927	,, . . .	−24,3	−10,2	0	+11,1	+21,5
4	MacNair[4])	1928	Lummer-Gehrcteplatten und Soleil-Babinet-Kompensator	$-25{,}4 \pm 0{,}3$	$-10{,}4 \pm 0{,}2$	0	$+11{,}5 \pm 0{,}2$	$+21{,}5 \pm 0{,}6$
5	Schüler u. Keyston[5]) .	1931	Perot-Fabry-Etalon	−25,4	−10,4 − 8,5	0	+11,5	+21,4
6	Murakawa[6])	1931	Konkavgitter	−25,0	−10,0	0	+10,0	+21,0

[1]) Nagaoka, Sugiura und Mischima, Jap. Journal of Ph. **2**, 127, 1923.

[2]) R. W. Wood, Phil. Mag. **50**, 761, 1925.

[3]) A. Schrammen, Ann. d. Phys. **83**, 1161, 1927.

[4]) W. A. MacNair, Phys. Rev. **31**, 986, 1928.

[5]) H. Schüler und I. E. Keyston, Z. f. Phys. **72**, 423, 1931.

[6]) K. Murakowa, Z. f. Phys. **73**, 366, 1931.

In der Tab. 5 sind die verschiedenen Messergebnisse zusammengestellt. Die letzte vertikale Reihe gibt die Abstände der Hyperfeinstrukturkomponenten von der mittleren 0-Komponente an. Die Zahlen mit dem positiven bzw. negativen Zeichen beziehen sich auf die langwelligeren bzw. kurzwelligeren Komponenten.

Die erste spektroskopische Zerlegung der Hg-Linie 2537 in die Komponenten ist von Nagaoka, Sugiura und Mischima durchgeführt worden. Sie haben aber mit einer stark selbst umgekehrten Linie gearbeitet und sind deswegen zu dem fehlerhaften Schluss gelangt, dass die Struktur sechsfach sei. Die in der Tab. 5 angegebenen Zahlen sind aus dem Vergleich der Beobachtungen von Nagaoka und Mitarbeiter mit denjenigen von Wood, wie dies von Ruark[1]) ausgeführt worden ist, gewonnen.

Wood hat für seine Untersuchungen die scharfe Linie, die aus einer Resonanzlampe kam, benutzt, seine Messungen sind die ersten zuverlässigen Resultate. Spätere mit verschiedenen Methoden durchgeführte Untersuchungen der Hyperfeinstruktur der Hg-Linie 2537 stützen sich im Wesentlichen auf die Resultate von Wood. Bei der Analyse der Hyperfeinstrukturen des Quecksilbers haben Schüler und Keyston ein Perot-Fabry-Etalon benutzt, welches hinreichende Auflösung nur im Sichtbaren bis etwa 4000 Å besitzt. Die von ihnen angegebenen Abstände zwischen den Komponenten der Hg-Linie 2537 sind aus ihren eigenen Untersuchungen der Hg-Linien 4078 und 4358, welche mit der Linie 2537 den gemeinsamen 6 $^3P_1$-Term besitzen, und aus den Angaben von Wood gewonnen. Die Resultate von Schrammen, MacNair und Schüler und Keyston zeigen relative Abweichungen von höchstens 0,4 m Å, ausser bei der kurzwelligsten Komponente, welche nach Schrammen relativ zu den Angaben von MacNair und Keyston, um 1 m Å nach längeren Wellenlängen verschoben ist. Die Angaben der zuletzt genannten Autoren stimmen bis auf 0,1 m Å miteinander überein.

Einen besonderen Wert haben die Messungen von MacNair. Aus vielen sorgfältig durchgeführten Messreihen hat er für die relative Lage einzelner Komponenten das arithmetische Mittel und die mittleren Abweichungen von diesen angegeben. Es ist auffallend, dass die grösste Abweichung sich für die Lage der langwelligsten Komponente ergibt. Bemerkenswert ist auch die Tatsache, dass der Abstand dieser Komponente von der 0-Komponente, wie er von MacNair aus den Untersuchungen mit dem π-Lichte gefunden worden ist, 22,1 m Å beträgt, während der-

[1]) A. E. Ruark, Phil. Mag. **1**, 977, 1926.

jenige, ermittelt aus den Untersuchungen mit dem σ-Lichte, gleich 21,0 m Å ist. Die Erklärung dieser Unstimmigkeit findet MacNair hauptsächlich in dem Umstande begründet, dass die äussersten Komponenten sich mit gewissen benachbarten Komponenten des nächsten Interferenzbildes teilweise überdecken und deswegen nicht genügend scharf in der photometrischen Kurve erscheinen (Fig. 4 seiner Arbeit). Es ist nicht unwahrscheinlich, dass ausser diesem Faktor noch dazukommt, dass diese Linien, wie auch die Linie $-25{,}4$, aus verschiedenen, nicht genau zusammenfallenden Anteilen besteht, sodass sie im Interferenzbild nicht so scharf erscheint. Dies müsste sich am deutlichsten für die Komponente $+21{,}5$ zeigen, weil sie aus drei annähernd gleich intensiven Linien besteht (Fig. 7) und nach Fig. 8 zum mindesten doppelte Struktur besitzt.

Nach unseren Messungen (Fig. 2) beträgt der Abstand der Komponente Hg_{198} von der kurzwelligsten Komponente (d. h. vom Schwerpunkte der Linien B und c) 14,5 m Å. Der Abstand der Linie b des Tripletts Hg_{201} von derselben Komponente, wie er aus der Intervallregel folgt und durch unsere Messungen und die Rechnungen von Inglis bestätigt ist (I), beträgt 16,4 m Å (Fig. 8). Daraus ergibt sich die Lage der Linie b relativ zu derjenigen der Komponente von Hg_{198} um 1,9 m Å nach längeren Wellenlängen verschoben.

Zusammengefasst bekommt man folgende Angabe für den Abstand der Linie b von der Linie Hg_{198}:

1.	Schüler und Keyston	1,9 m Å
2.	Mrozowski	1,6 „
3.	Žvironas	1,9 „

Der Abstand der Linien A und a ist gleich dem Abstand von B und c (1,3 m Å.E.), da nach Schüler und Keyston[1]) die gesamte Aufspaltung des 6 $^3P_1$-Terms für die Isotope 199 und 201 von gleicher Grösse ist. Über die Lage der den geradzahligen Isotopen zugeordneten Komponenten lässt sich aus unsern Versuchen vorläufig nichts genaues sagen. Dazu wäre eine quantitative Auswertung des Verlaufes der Intensitätskurven notwendig, wie sie von Inglis[2]) für die π-Kurve der ersten Arbeit ausgeführt wurde.

Zusammenfassung.

1. Die durch die Kombination des Filtrierungsverfahrens nach Mrozowski und der Resonanzkurvenmethode nach Malinowski-Schein gewonnene Methode wird auf die Untersuchung

[1]) H. Schüler und J. E. Keyston, l. c.
[2]) D. R. Inglis, l. c.

der σ-Komponenten einzelner Hyperfeinstrukturkomponente der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E. angewendet.

2. Es werden die Absorptionskurven: a) für das gefilterte σ-Licht der Komponente $-25{,}4$, b) für dasselbe Licht der Komponenten 0 und $+11{,}5$ und c) für das ungefilterte σ-Licht der Hyperfeinstruktur bis zu Feldern von 7500 Gauss aufgenommen.

3. Aus den Messungen wird geschlossen, dass das von Schüler und Keyston angegebene Strukturschema der Quecksilberlinie 2537 und das von Inglis ausgerechnete Aufspaltungsbild der σ-Komponenten, soweit es der Beobachtung zugänglich war mit den experimentellen Ergebnissen recht gut übereinstimmt.

4. Die von Inglis aus unserer Arbeit I geschlossene Trennung in der Lage der Linie B von Hg_{199} und der Linie c von Hg_{201} um $20 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1} (oder 1,3 m Å) findet eine Bestätigung auch in diesen Versuchen.

5. Unter der Annahme, dass die normale Aufspaltung für die geradzahligen Isotope $^3/_2$ (Lorentz-Einheiten) beträgt, ergibt sich der Abstand der Komponente Hg_{198} vom Schwerpunkt der Linien B von Hg_{199} und c von Hg_{201} zu 14,5 m Å.

6. Die Lage der Linie b von Hg_{201} berechnet sich relativ zu derjenigen der Linie von Hg_{198} zu 1,9 m Å nach längeren Wellenlängen verschoben.

7. In voller Übereinstimmung mit den Rechnungen von Inglis wird aus der Scheinschen Intensitätskurve auf einen Paschen-Back-Effekt geschlossen, welcher in Feldern von 12000 bis zu 16000 Gauss zwischen den Zeemankomponenten des Tripletts von Hg_{201} stattfindet.

8. Es werden die von verschiedenen Autoren durchgeführten Messungen der Abstände zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten zusammengestellt, diskutiert, und soweit dies möglich ist, mit unsern Ergebnissen verglichen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Zürich ausgeführt. Ich bin Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer zu grösstem Danke für die Anregung zu dieser Arbeit wie für die bereitwillige Überlassung seiner Institutsmittel verpflichtet. Ebenso danke ich herzlichst Herrn Privatdozenten Dr. K. Zuber für Beratung und dauernde freundschaftliche Hilfsbereitschaft. Der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Kaunas (Litauen), welche die Durchführung sowohl dieser wie auch der Arbeit I ermöglichte, sei auch an dieser Stelle der Dank ausgesprochen.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.