

Magnetorotation bei schnellen Feldänderungen

Autor(en): **Bretscher, Egon**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **9 (1936)**

Heft I

PDF erstellt am: **13.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110618>

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.

Magnetorotation bei schnellen Feldänderungen

von Egon Bretscher.

(1. I. 36.)

1. Fragestellung.

Unter der Einwirkung eines elektrischen oder magnetischen Feldes werden bekanntlich die Lichtemissionsvorgänge von Atomen und Molekülen und die Absorption beim Durchgang von Licht durch Materie in weitem Masse beeinflusst. Dies liegt unter anderem daran, dass die Energieniveaus, die ursprünglich entartet waren, durch die äusseren Felder aufgespalten werden in mehrere neue Zustände, die bei Übergängen zu neuen Linien, resp. Absorptionsstellen Anlass geben. Die Dispersionserscheinungen, die durch die Absorptionsstellen bestimmt werden, zerfallen dann noch in Longitudinal resp. Transversaleffekte, je nachdem das äussere Feld parallel resp. senkrecht zur Strahlrichtung steht. Während im Falle des elektrischen Feldes bei transversaler Beobachtung der Kerreffekt auftritt (ein longitudinaler Effekt existiert nicht), wurde für magnetische Felder der Longitudinaleffekt schon von FARADAY beobachtet und die viel kleinere transversale magnetische Doppelbrechung von COTTON-MOUTON untersucht. In allen diesen Fällen äussert sich das Auftreten neuer Absorptionsstellen in der Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichtes von dessen Polarisationsrichtung, bezogen auf die Feldrichtung im transversalen Fall und vom Drehsinn der zirkularen Welle im Longitudinaleffekt. Im letzten Fall spricht etwa die Linkswelle nur auf die durch das Magnetfeld hervorgebrachte Absorptionsstelle $\omega - \Omega$, die Rechtswelle auf $\omega + \Omega$ an, sodass eine Differenz der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der beiden zirkularen Wellen entsteht, die ihrerseits eine Drehung der Polarisationsebene des Lichtes zur Folge hat.

Man kann sich nun die Frage stellen, wie sich diese Vorgänge verhalten, wenn das elektrische oder magnetische Feld nicht zeitlich konstant ist, sondern sich rasch ändert. Dabei zeigt es sich, dass die Aufschlüsse, die man durch solche Untersuchungen gewinnt, sehr aufklärend über die Natur des betreffenden Effektes sind. Beispielsweise erfährt man, dass der Kerreffekt einer Flüssig-

keit Zeit braucht, um sich auszubilden, und dass diese Zeit umso grösser ist, je grösser die Teilchen sind, je viscoser die Flüssigkeit und je tiefer die Temperatur ist. Ähnlich erhält man über die Linienbreite¹⁾ der Resonanzstrahlung des Hg-dampfes Auskunft, wenn man dessen Depolarisationsgrad hervorgebracht durch ein rasch wechselndes Magnetfeld in Abhängigkeit von der Feldfrequenz und dem Gasdruck untersucht.

In der vorliegenden Arbeit habe ich mir die Aufgabe gestellt, das Verhalten der gewöhnlichen diamagnetischen Drehung der Polarisationssebene zu untersuchen für den Fall, dass kein konstantes magnetisches Feld, sondern ein mit hoher Frequenz periodisch veränderliches verwendet werde. Zu dieser Fragestellung kann man etwa so geführt werden:

Man kann auf verschiedene Weise z. B. etwa mittels der Adiabatenhypothese zeigen, dass die Einwirkung eines Magnetfeldes auf die Elektronenbahn (wenigstens für zentralsymmetrisches Kraftfeld) zu einer Präzession derselben um die Magnetfeldachse führt. Die dieser Präzession entsprechende Frequenz ergibt sich klassisch zu $\Omega = \frac{1}{2} \frac{e}{\mu} \frac{H}{c}$. Da bei dieser Berechnung vorausgesetzt wurde, dass das Magnetfeld „langsam“ eingeschaltet wurde, ist es eine berechtigte Fragestellung, ob der Vorgang noch „quasistatisch“ verläuft, wenn sich das Feld „schnell“ ändert. Falls dies nicht eintritt, könnte man an einer dem oben angeführten Zeemaneffekt entsprechenden Dispersionserscheinung, etwa der magnetischen Drehung der Polarisationssebene des Lichtes, eine Verminderung der Verdet'schen Konstanten erwarten. Es kommt also darauf an nachzusehen, ob sich die Drehung in ihrer vollen Grösse einstellt, auch wenn man das Feld in Zeiten $\tau \sim 1/\Omega$ merklich ändert.

Während der Durchführung dieser Versuche sind von zwei Seiten ganz ähnliche Fragestellungen geprüft worden. Dabei hat es sich gezeigt, dass es ganz vom speziellen Fall abhängt, ob die Grösse $1/\Omega$ kritisch oder unwesentlich für den betreffenden Vorgang ist.

Das Verhalten des Starkeffektes bei schnellen Feldänderungen wurde von RAUSCH v. TRAUBENBERG und R. GEBAUER experimentell und von SCHRÖDINGER theoretisch untersucht²⁾. Dazu wurde die Lichtemission eines Wasserstoffkanalstrahles beim Durchgang desselben durch ein inhomogenes elektrisches Feld spektroskopisch beobachtet. Die Geschwindigkeit der H -teilchen war dabei so

¹⁾ Zeitschr. f. Physik **33**, 246, 1925.

²⁾ Zeitschr. f. Physik **78**, 309, 1933.

gross, dass sich das Feld merklich änderte während einer Stark-effektperiode:

$$\tau = \frac{8 \pi^2 \cdot \mu \cdot e}{3 h n F}$$

(F = Feldstärke, n = Hauptquantenzahl)

Der Feldraum, in dem der Kanalstrahl lief, war auf den Spektrographen so abgebildet, dass die Grösse der Aufspaltung an jeder Feldstelle beobachtet werden konnte. Als Resultat wurde gefunden, dass die Aufspaltung, die einer Feldstärke von 3000 V entspricht, in sicher weniger als $2 \cdot 10^{-11}$ Sekunden zustande kam, während τ selbst $4.3 \cdot 10^{-11}$ sec. betrug. Die Ausbildung des Stark-effektes hatte sich also in einer Zeit vollzogen, die kleiner ist als die zugehörige Starkeffektperiode. Eine den vorliegenden Versuchsverhältnissen angepasste Theorie bestätigte die Resultate vollkommen.

Das magnetische Verhalten von Atomstrahlen in einem zeitlich veränderlichen Feld untersuchten STERN und PHIPPS, FRISCH und SEGRÉ experimentell und GÜTTINGER theoretisch. Dabei wurde gefunden, dass in einem magnetischen Drehfeld der Frequenz n die Einstellung der Achsen der Atome dem Felde noch folgt, wenn die Frequenz $n \ll g \cdot \omega$ (ω Larmorfrequenz, g Landéscher Aufspaltungsfaktor). Bei $n \sim g \cdot \omega$ treten aber durch Schüttelwirkung Übergänge von $m = +1$ nach $m = -1$ auf. Dies wurde so beobachtet, dass ein Atomstrahl durch ein inhomogenes Magnetfeld zuerst aufgespalten wurde, und der eine abgelenkte Atomstrahl (der nur Atome mit gerichteten Feldachsen enthält) durch das zeitlich veränderliche Magnetfeld geschickt wurde. Darauf wurde durch ein zweites inhomogenes magnetisches Feld, das als Analysator wirkte, die Orientierung der Atome festgestellt. Die Larmorfrequenz bestimmt also in diesem Falle das Auftreten der Umklapprozesse.

Die diamagnetische Magnetorotation in Gasen bei schnellen Wechselfeldern haben DECK und ich¹⁾ und etwas später HANLE²⁾ nach derselben Methode untersucht: Polarisiertes Licht wird durch Na- resp. Hg-dampf von kleinem Druck geschickt und verlässt die Apparatur durch ein zum ersten senkrecht gestelltes zweites Nicolsches Prisma. Die der Eigenfrequenz ω_0 benachbarten Wellenlängen ω erfahren eine Drehung α von der Grösse

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \frac{N c^3}{\mu^2 c^2 n_0} \cdot \frac{1}{[(\omega_0 - \omega)^2 - \Omega^2]} \cdot H \cdot l.$$

¹⁾ BRETSCHER und DECK, Helv. Phys. Acta **6**, 229, 1933.

²⁾ HANLE, Z. Physik **88**, 304—9, 1933.

Dieser Dreheffekt hat eine Aufhellung des Gesichtsfeldes hinter dem Analysator zur Folge, die ein Mass für die Grösse der Drehung ist. Wir haben festzustellen versucht, ob diese Aufhellung wirklich unabhängig von der Frequenz n des Magnetfeldes ist, auch wenn die Magnetfeldfrequenz n grösser als die Larmorfrequenz wird.

$$n > \Omega = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{\mu} \frac{H_0}{C}$$

(gemeint sind nur Grössenordnungen, denn sonst müsste man zwischen g_1 und g_2 unterscheiden, wobei g_1 und g_2 die Landéfaktoren der beiden D -linien sind). Die Aufhellung ist in allen Fällen als unabhängig von der Magnetfeldfrequenz gefunden worden und damit war wohl die Trägheitslosigkeit der diamagnetischen wenigstens plausibel gemacht.

Gleichzeitig mit den Versuchen an Na-dampf habe ich direkte Messung der Drehungsamplitude¹⁾ nach einer andern gänzlich neuen Methode durchgeführt. Es schien mir nicht sicher genug, nur einen summarischen quadratischen Effekt (siehe unten) zu beobachten, denn eine kleine Abnahme wäre bei dieser Methode wahrscheinlich übersehen worden. Ferner wollte ich wissen, ob es etwas ausmacht, wenn man in der Nähe einer Eigenfrequenz des drehenden Mediums arbeitet oder im durchsichtigen Gebiet. Ich habe daher die neuen Versuche an Flüssigkeiten weit von den im u. v. liegenden Absorptionsgebieten angestellt. Der Umstand, dass trotz der grösseren Dichte die Drehungen bei den verwendeten kleinen Feldern sehr gering sind, hat die Messungen sehr erschwert.

2. Vorläufige Versuchsanordnung.

Die einfachste Methode eine Drehung der Polarisationssebene des Lichtes festzustellen beruht darauf, dass man die drehende Substanz zwischen zwei gekreuzte Nicols bringt, und die Aufhellung des Gesichtsfeldes beobachtet, die eintritt, wenn ein longitudinales Magnetfeld angelegt wird. Wir wollen zuerst abschätzen wie gross die zu erwartende Aufhellung wird unter möglichen experimentellen Annahmen. Das Wechselfeld, das für die Drehung notwendig ist, werde durch eine Spule hervorgebracht, die mit einem Kondensator zusammen einen Schwingungskreis bildet. Derselbe soll durch einen Röhrengenerator angeregt werden. Eine solche Anlage arbeitet noch bequem im Frequenzgebiet

¹⁾ Nature 132, 856.

von 10^5 — 10^7 c. p. s. Wir verlangen, dass die Magnetfeldfrequenz n vergleichbar mit derjenigen Larmorfrequenz sei, die dem maximalen Magnetfeldwert H_0 entsprechen soll, (da $H = H_0 \sin nt$) d. h.

$$n = \Omega = \frac{1}{2} \frac{e}{\mu} \frac{H_0}{c}$$

($\frac{e}{\mu}$ spez. Ladung des Elektrons.)

Mit $n = \frac{1}{2} \cdot 10^6$ wird $H = 0,35$ Gauss. Die Drehung, die diese Feldstärke hervorruft, ist:

$$\alpha = K^T(\lambda) H \cdot l, \text{ wobei } K^T(\lambda)$$

die Verdet'sche Konstante für die Lichtwellenlänge λ und die Temperatur T und l die Länge des durchlaufenen Lichtweges bedeutet. Für den stark drehenden Schwefelkohlenstoff wird also die Drehung (in Winkelsekunden) bei einem Lichtweg von $l = 10$ cm und Na-licht:

$$\alpha = 2,49'' \cdot 0,35 \cdot 10 = 8,8'' = 4 \cdot 10^{-5}.$$

Die durch das Analysatornicol hindurchtretende Lichtmenge ist

$$J(\alpha) = J_0 \sin^2 \alpha = J_0 \cdot 16 \cdot 10^{-10}.$$

Lässt man nun das durchtretende Licht auf eine Photozelle fallen, so ist der Photostrom proportional zur Beleuchtung und man erhält

$$i(\alpha) = i_0 16 \cdot 10^{-10},$$

wobei i_0 den Photozellenstrom bei entferntem Analysator darstellt und zu $1 \cdot 9 \cdot 10^{-6}$ Amp. für eine gegebene Anordnung gefunden wurde. Das wegen der Drehung durch das Feld 0,35 Gauss durchtretende Licht verursacht also nur einen Photostrom von $1 \cdot 9 \cdot 10^{-6} \cdot 16 \cdot 10^{-10} \sim 30 \cdot 10^{-16}$ Amp. Dieser Strom könnte wohl gemessen werden, aber praktisch ist das Streulicht von den Wänden des Nicols, von den Unreinigkeiten im Kalkspath und der unvollkommenen Oberfläche so viel stärker, dass bei orientierenden Versuchen trotz Kompensation der Schwankungen der Lichtquelle durch eine zweite Photozelle der erwartete Effekt nicht gefunden werden konnte. Ich habe daher eine andere Methode entwickelt, die für kleine Drehungen weit besser geeignet ist.

3. Endgültig verwendete Methode.

Es soll angenommen werden, dass zwischen Polarisator und Analysator, deren Durchlassrichtungen den Winkel ε bilden, eine Drehung der Polarisationssebene des durchgehenden Lichtes von der Grösse $\Delta\alpha$ stattgefunden hat. Diese hat eine Intensitätsänderung zur Folge, die sich berechnet zu:

$$\Delta J = J_0 \sin 2\varepsilon \cdot \Delta\alpha.$$

Daraus ersieht man, dass die „Empfindlichkeit“ der Anordnung:

$$\frac{\partial J}{\partial \alpha}$$

ein Maximum hat, wenn die beiden Nicols in der 45° Stellung stehen. Ist, wie beim vorliegenden Versuch, $\Delta\alpha$ eine mit der Zeit periodische Grösse $\Delta\alpha = \alpha_0 \sin nt$, so wird der Zeitmittelwert $\overline{\Delta J} = 0$ d. h. die Helligkeit des Gesichtsfeldes hinter dem Analysator wird durch das magnetische Wechselfeld im Mittel nicht beeinflusst. Dagegen sind die durch die kleinen Drehungen hervorgerufenen Intensitätsänderungen ΔJ ein Maximum (während sie in der früher benutzten Anordnung ein Minimum sind).

Diesen Umstand habe ich benützt, um die Grösse der Lichtschwankungen und damit die Drehungen mit Photozelle und Hochfrequenzverstärker zu messen. Man kann nun einfach so vorgehen, dass man das hochfrequent modulierte Licht auf eine Photozelle fallen lässt, in deren Stromkreis sich ein Resonanzkreis vorfindet, der auf die Frequenz n des Magnetfeldes abgestimmt ist. Der hochfrequente Photostrom ruft dann im Resonanzkreis eine Spannung hervor, die die erste Verstärkerröhre steuert. Nach verschiedenen Zwischenstufen wird der Anodenruhestrom einer Endröhre sorgfältigst mittels eines Mikroampèremeters und einer Hilfsstromquelle auf Null kompensiert. Die Ausschläge, die das Mikroampèremeter bei Belichtung der Zelle mit moduliertem Licht zeigt, sind ein Mass für die Modulationsamplitude und damit für die Drehung der Polarisationssebene. Es ist klar, dass der Kompensationsausschlag an sich noch nichts besagt, wenn man Drehungsmessungen bei verschiedenen Magnetfeldfrequenzen vergleichen will, denn die Verstärkung einer solchen Anordnung hängt ja sehr von der Frequenz und von der Genauigkeit der Einstellung ab. Die Verstärkungsziffer ist gross für die mittleren Frequenzen des untersuchten Gebietes, fällt aber gegen hohe Frequenzen wesentlich ab wegen der zunehmenden dielektrischen und Wirbelstromverluste und den sich mit steigender Frequenz bemerkbar

machenden kapazitiven Nebenschlüssen. Daher habe ich zur Eichung der Apparatur noch eine Kerrzelle gesteuert (siehe unten) und deren Licht abwechselungsweise mit dem Magnetfeldlicht auf die Zelle fallen lassen. Unbedingt notwendig war, dass die Frequenz des Magnetfeldkreises mit jener des Kerrzellenkreises vollständig übereinstimmte, da sonst bei der geringsten Abweichung von der Resonanzlage der Verstärkungsgrad für beide Vorgänge verschieden gewesen wäre. Zur Messung der Spannung an der Kerrzelle wurde ein Peakvoltmeter verwendet. Die Versuchsanordnung ist aus nachstehender Figur zu ersehen:

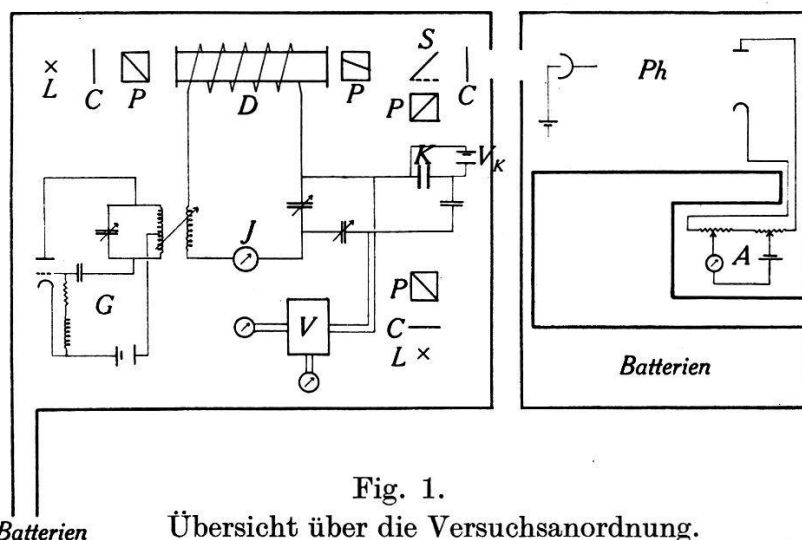


Fig. 1.

Übersicht über die Versuchsanordnung.

- | | |
|-------------------------------|---------------------------------------|
| L = Lichtquelle | S = Umlenkspiegel |
| C = Linsen | V_K = Kerrzellenvorspannung |
| P = Nicolsche Prismen | D = Gefäß mit drehender Flüssigkeit |
| J = Hochfrequenzampèremeter | Ph = Photozellenverstärker |
| G = Hochfrequenzgenerator | A = Kompensationskreis mit Mikro- |
| V = Peakvoltmeter | ampèremeter |
| K = Kerrzelle | |

a) Magnetfeld- und Kerrzellenkreis.

Als Stromquelle zur Erregung des magnetischen Wechselfeldes wurde ein 10 Watt Röhrengenerator gebaut mit einer Philips TC 04/10 Senderöhre, die mit maximal 500 V Spannung betrieben wurde. Variabel angekoppelt an den Generator war ein Resonanzkreis, der eine Spule enthielt, in deren Achse die Flüssigkeitsküvette lag. Ausserdem war ein Hochfrequenzampèremeter in den Resonanzkreis eingeschaltet, das den Magnetfeldstrom und damit das Magnetfeld festzustellen gestattete. Parallel zur Kapazität des Schwingungskreises liegen in Serie geschaltet ein Drehkondensator, ein Glimmerkondensator von $0,01 \mu F$. und die Kerrzelle. Da die Kerrzelle eine Kapazität von 140 cm hatte,

konnten durch kapazitive Spannungsteilung mittels des Drehkondensators von 500 cm verschiedene Spannungen an dieselbe gelegt werden. Da es sich gezeigt hatte, dass mindestens 300 V Vorspannung für die Kerrzelle notwendig waren, um genügende Empfindlichkeit zu erreichen, wurde der übrige Teil der Apparatur durch den Glimmerkondensator abgeriegelt. Zur Spannungsmessung an der Kerrzelle wurde ein Peakvoltmeter verwendet, das empfindlich gemacht wurde, indem ein Hartmann-Braun Tischgalvanometer (1 Skt = $4 \cdot 10^{-6}$ Amp.) als Nullinstrument diente. Das Peakvoltmeter war besonders geeignet, da sich die Kerrzellenwechselspannungen auf ca. 100 V beliefen und durch geeignete Leitungsführung der Gitteranschlüsse auf möglichst kleine Kapazität gegen die übrigen Schaltelemente gesehen wurde. Die Empfindlichkeit der Spannungsmessung war mindestens ein Viertel Volt und konnte nur ausgenützt werden, indem der Spannungsteilerkondensator mit Feintrieb ausgestattet wurde. Es versteht sich von selbst, dass die Versuchsanordnung nur dann zuverlässig arbeitete, wenn alle Batterien aufs sorgfältigste konstant blieben.

b) *Optische Anordnung.*

Für beide Lichtquellen (für die Magnetorotation und den Kerreffekt) wurden Autoscheinwerferlampen verwendet, die von einem gemeinsamen Akkumulatorenaggregat gespeist wurden, so dass das unvermeidliche Absinken der Spannung beide Lichtquellen gleichmässig betraf. Das Licht passiert nacheinander: Kondensator, Nicol, Drehrohr, resp. Kerrzelle, dann wieder ein Nicolsches Prisma, das im ersten Fall unter 45° , im zweiten unter 90° zum Analysator und unter 45° zu den Platten der Kerrzelle stand. Darauf wurde mittels einer Linse die Lichtquelle so auf die Empfängerphotozelle abgebildet, dass diese völlig von Licht ausgefüllt war. Ferner hatte ich noch einen schwenkbaren Spiegel so in den Strahlengang eingebaut, dass nach Belieben das Kerrzellenlicht oder das Magnetfeldlicht auf die Photozelle fiel.

c) *Die Empfängeranlage.*

Die Empfangsanlage hatte die Aufgabe, die Intensitätsschwankungen des „Magnetfeldlichtes“ und des durch die Kerrzelle modulierten Lichtes zu vergleichen und zwar im Bereiche der Wellenlängen 1000 — 60 m. Die Grösse des hochfrequenten Photostromes bestimmten die Anforderungen an den Verstärker¹⁾.

¹⁾ Herrn Dipl. El. Ing. H. BAUMGARTNER bin ich für seine tätige Mithilfe beim Bau des Verstärkers sehr zu Dank verpflichtet.

Um erstere abzuschätzen verwende ich folgende den Versuchen entnommene Daten: Strom in der Magnetfeldspule = 300 Milliampère, $H_0 = 0,32$ Gauss. Zur genauen Berechnung der durch das Feld entstehenden Drehung braucht man die Verdettsche Konstante als Funktion der Wellenlänge, um aus der Beziehung $\alpha = K(\lambda) \cdot H \cdot 1$ die Drehung α zu berechnen. Nun liegen sowohl das Maximum der Intensität der Lichtquelle, als auch die Farbe

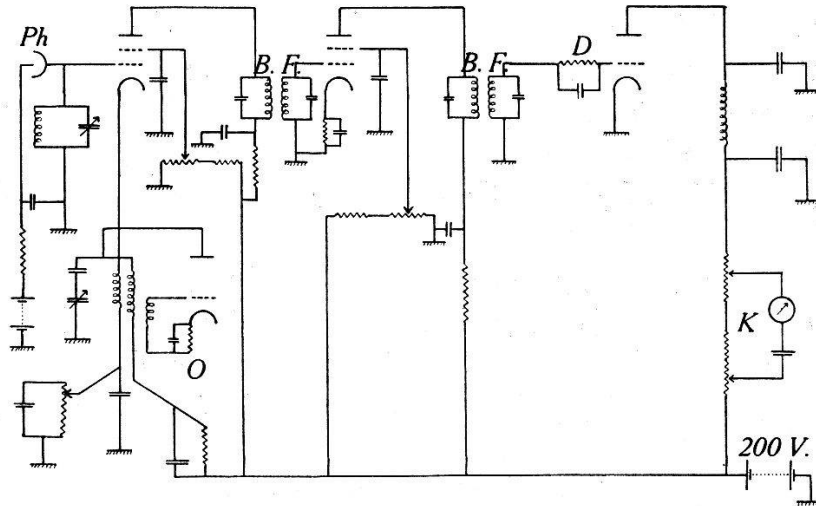


Fig. 2.

Schaltskizze des Photozellenverstärkers.

Ph = Photozelle O = Überlagerungsoszillator
 B.F. = Bandfilter D = Detektor
 K = Kompensation

grösster Empfindlichkeit der verwendeten Zäsium vacuum Photozelle im nahen Ultrarot. Nach INGERSOLL nimmt die Verdettsche Konstante mit zunehmender Wellenlänge ab, wie man an den nebenstehenden Werten für die Verdettsche Konstante für Benzol $K(\lambda)$ (in Minuten) sieht:

λ in μ	$K(\lambda)$
0,6	0,0281'
0,8	0,0153'
1,0	0,0095'
1,5	0,0039'
2,0	0,0022'

Der Grund dieser Abnahme liegt bekanntlich darin, dass die ultraroten Schwingungen wegen der grossen Masse der schwingenden Teilchen durch das Magnetfeld nur unwesentlich beeinflusst werden. Rechnet man daher mit einer mittleren effektiven Wellen-

länge von $\lambda = 0,8 \mu$ und einem K von 0,015, so erhält man die Drehung in Winkelsekunden bei einem optischen Weg von $l = 20 \text{ cm}$:

$$\alpha = K \cdot H \cdot l = 0,015' \cdot 60 \cdot 0,32 \cdot 20 = 5 \cdot 8'' = 2 \cdot 8 \cdot 10^{-5}.$$

Die Amplitude des Photozellenwechselstromes wird dann: $i = i_0 \Delta \alpha = 2 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 8 \cdot 10^{-5} = 5 \cdot 6 \cdot 10^{-11} \text{ Amp.}$ Dieser Photostrom erzeugt am Eingangsresonanzkreis eine Spannung von ca. 10^{-5} V , wenn man den Wechselstromwiderstand bei Resonanz auf ca. $2 \cdot 10^5 \Omega$ veranschlagt. Eine genaue Bestimmung der Impedanz habe ich nicht durchgeführt, weil es mir ja nur auf eine Überschlagsrechnung ankam, um zu sehen, ob es überhaupt möglich ist, diesen Effekt zu messen.

Die am Resonanzkreis auftretende Spannung direkt weiter zu verstärken erwies sich als unvorteilhaft, weil bei kurzen Wellen direkte Hochfrequenzverstärker schlecht arbeiten und sehr zur Selbsterregung neigen. Ich habe daher die Hochfrequenzspannung (n_1) an der ersten Röhre gleichgerichtet unter gleichzeitiger Überlagerung einer benachbarten Frequenz (n_2) von grosser Amplitude. Bekanntlich resultiert dann ein Anodenwechselstromgemisch, das u. a. auch Komponenten der Frequenz $n_1 - n_2$ enthält, und eine Amplitude besitzt, die proportional ist zu $V_1 V_2 T$, (V_1 Photozellenwechselspannung, V_2 Überlagerungsspannung, T Krümmung der Charakteristik am Arbeitspunkt). $n_1 - n_2$ wurde zu $1 \cdot 5 \cdot 10^5$ gewählt und zur weitem Verstärkung Bandfilter benutzt. Die Bandfilter habe ich auf maximale Wirkung eingestellt, indem nach Anlegen einer kleinen Wechselspannung der Frequenz $1 \cdot 5 \cdot 10^5$ ans Eingangsgitter der Röhre die Zusatzkondensatoren und die gegenseitige Kopplung so verändert wurden, bis die maximale Spannung an den Sekundärklemmen des in den Anodenkreis geschalteten Bandfilters gefunden war. (Die Spannungsmessung wurde mit einem Röhrenvoltmeter durchgeführt.) Pro Stufe habe ich eine Verstärkung von 160 erhalten unter Verwendung einer Schirmgitterröhre Mazda AC/S2. Die am zweiten Bandfilter liegende Spannung wurde einem Audion zugeführt. In seinem Anodenkreis lag eine Kompensationsanordnung, die als Indikatorinstrument ein Mikroampèremeter enthielt. (1 Skt = $0.5 \cdot 10^{-6}$ Ampère.) Es ist klar, dass an die Batterien sowohl für die Heizung als auch für die Anodenspannungen, Schirmgitter und Gitterspannungen, sowie an die Kompensationsspannung grosse Anforderungen in bezug auf Konstanz gestellt wurden, wenn man bedenkt, dass der Anodenruhestrom ca. 5 Milliampère betrug, so-

dass die zufälligen Stromschwankungen nicht mehr als der 10^{-4} te Teil des Ruhestromes betragen dürfen. Ganz besonders unangenehm haben sich mechanische Erschütterungen bemerkbar gemacht, indem durch Schwingen der Kondensatorplatten plötzliche Frequenzschwankungen und damit Stromstösse von beträchtlicher Grösse im Kompensationskreis auftraten.

d) *Abschirmung.*

Es ist von vornherein klar, dass der sehr empfindliche Empfänger aufs Beste von der Sendeanlage von 10 Watt Leistung abgeschirmt sein muss, da beide Apparate räumlich nur wenig voneinander entfernt sind²⁾. Der Verstärker, dessen Batterien, und die Kompensationsanlage waren in sorgfältig verschlossenen Metallgehäusen untergebracht. Der Generator und die ganze optische Apparatur samt Zubehör waren in einer grossen Eisenkiste untergebracht, die mit zwei Überfangdeckeln verschlossen wurde. Als absolut unerlässlich hat es sich erwiesen, zwischen die Auflageflächen des Deckels feines Kupfernetz zu legen, um metallische Berührung längs des ganzen Deckels zu sichern. Nur auf diese Weise können sich abschirmende Wirbelströme ausbilden, die bei mangelndem Kontakt wegen der grossen Widerstände fehlen. Dass Eisen in bezug auf Güte der Abschirmung seiner grossen Permeabilität wegen dem Kupfer nicht unterlegen ist, trotzdem es schlechter leitet, hat kürzlich KING¹⁾ in eingehenden Rechnungen gezeigt. Der Nachteil der Eisenabschirmung liegt nur in den grösseren Verlusten, die es in der Nähe von Hochfrequenzfeldern bewirkt. Die Einstellung der Drehkondensatoren, der Sender-Magnetfeldkreiskopplung und der im Peakvoltmeter eingebauten Potentiometer wurden durch Fernsteuerung von aussen betätigt; die Instrumente im Kasten durch Kupferdrahtnetz verschlossene Öffnungen abgelesen.

4. **Ausführung einer Messung.**

Die Aufgabe lautet: Es soll die Drehamplitude der Magneto-rotation als Funktion der Frequenz des Magnetfeldes verfolgt werden. Dazu wird der Magnetfeldkreis auf Resonanz des Senders gestellt und durch geeignete Wahl der Kopplung auf eine vorgefasste Hochfrequenzstromstärke eingestellt. Nachdem der Photzellenverstärker auf Resonanz eingestellt war, wurde durch Variation des Spannungsteilerkondensators das Kerrzellenwechsel-

¹⁾ Phil. Mag. (7) 15, 203, 1933.

²⁾ ca. 3 m.

potential so reguliert, dass der Ausschlag des Mikroampèremeters des Kompensationskreises des Verstärkers gleich blieb, wenn das Magnetfeldlicht durch das Kerrlicht ersetzt wird. Die für die in Frage stehende Frequenz und Stromstärke charakteristische Kerrzellenwechselspannung wurde am Peakvoltmeter festgestellt. Der Vorgang wurde nun für alle interessierenden Frequenzen wiederholt. Durch geeignete Wahl von Selbstinduktion, Kapazität und Ankopplung liess sich stets ein Hochfrequenzstrom von 300 Milliampère bis 5 Amp. Stromstärke im Resonanzkreis erhalten. Da bei grossen Strömen die Spannung klein war, wurde durch die Kerrzellenvorspannung die Empfindlichkeit geeignet eingestellt. Als Resultat einer Messreihe lagen dann die Kerrzellenspannungen als Funktion der Frequenzen vor. Dieselben sind ein Mass für die Grösse der Amplituden der Magnetorotation, da sie gleichen Effekten am Kompensationsinstrument und damit gleichen Lichtmodulationsamplituden entsprechen.

5. Grenze der Versuchsanordnung.

Zunächst könnte man denken, dass bei genügender Verstärkung beliebig kleine Drehungen gemessen werden könnten. Die Methode hat aber ihre Grenze im Photozellenschroteffekt, der von der Körnigkeit des primären Photozellenruhestromes herrührt. (Die Hälfte des Lichtes vor dem Analysator geht ja wegen der 45° Stellung der Nicolprismen auf die Photozelle.) Der Photozellengleichstrom, der den Eingangsresonanzkreis durchfliesst, besteht aus einer Überlagerung des vom Lichtstrom herrührenden mittleren Gleichstromes und ganz zufälligen statistischen Schwankungen, die dadurch zustande kommen, dass auch bei vollständig konstantem Lichtquantenstrom zufällige Schwankungen der Emission auftreten. Man kann zeigen, dass das Fourierspektrum eines solchen Stromes während der Beobachtungszeit T dargestellt

wird durch die Fourierreihe $\sum_1^{\infty} n C_n \sin 2\pi n t/T$ mit der konstanten Amplitude $4ei_0/T$, wobei e die Elektronenladung bedeutet. Diejenigen Frequenzen nun, die in der Nähe der Eigenfrequenz des Resonanzkreises liegen, regen denselben zu Schwingungen an und bewirken dadurch das Auftreten einer Spannung an der Spule des Kreises und damit am Gitter der ersten Röhre. Bei konstanter Belichtung wird also das Kompensationsinstrument einen Ausschlag anzeigen, als ob das Primärlicht moduliert wäre. Man kann ganz grob abschätzen, wie gross die minimale Drehung ist, damit sie einen dem Störpegel gleichgrossen Ausschlag an der

Kompensation gibt: Dazu wollen wir annehmen, dass das mittlere Spannungsquadrat des Schroteffektes (V_s) am Gitter der ersten Röhre gleich dem Quadrat der Wechselspannung sei, die durch die minimale Drehung am Schwingungskreis zustande kommt. Dieses Vorgehen ist insofern nicht ganz einwandfrei, als man beim Schroteffekt eigentlich den Verstärkungsgang der Empfangsapparatur berücksichtigen müsste. Da sich dies aber für eine einfache Abschätzung nicht lohnt, habe ich diesen Umstand nicht berücksichtigt. Die Spannung, die durch die wechselnde Drehung $\alpha = \alpha_0 \sin nt$ zustande kommt, ist gleich:

$$V_D = \frac{1}{W} \cdot \frac{1}{\omega^2 C^2} i_0 \alpha_0,$$

wenn W den gesamten Verlustwiderstand repräsentiert. Die Schroteffektspannung ist: (nach HULL)¹⁾

$$\overline{V^2} = \frac{e \cdot i}{2 \omega^2 C^3 W}.$$

Falls $V_D^2 = \overline{V_s^2}$ wird

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{\omega^2 \cdot C \cdot e \cdot W}{2 i_0}} \sim 1,5 \cdot 10^{-5} \sim 1^{1/4}'' ,$$

wobei für $e = 1.59 \cdot 10^{-19}$ Coul. die Elektronenladung

$i_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ amp. den Photozellenruhestrom

$\omega = 2 \pi n = 6 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

$C = 300 \text{ cm} = 1/3 \cdot 10^{-9}$ Farad.

$W = \frac{1}{2}$ Ohm (entspr. einem Hochfrequenzwiderstand von $5 \cdot 10^5$ Ohm)

als den tatsächlichen Verhältnissen entsprechende Grössen eingesetzt sind. D. h. diejenige Drehung, die den gleichen mittleren Ausschlag wie der Schroteffekt hervorbringt, ist von der Grössenordnung 1 Winkelsekunde. Bei den Messungen mit den kleinen Stromstärken hat sich in der Tat der Schroteffekt schon recht störend bemerkbar gemacht.

6. Messresultate.

Die Messergebnisse sind in nachstehender Figur eingetragen. Horizontal läuft die Frequenz n des Magnetfeldes und vertikal diejenige Kerrzellenwechselspannung, die notwendig war, um den gleichen Kompensationsausschlag zu erhalten, wie er für das

¹⁾ A. W. HULL and N. H. WILLIAMS, Phys. Rev. **25**, 147, 1923. — W. SCHOTTKY, Ann. **57**, 541, **68**, 157, 1923. — Hdb. Exp.physik **13** (2), S. 173. Formel 134 ist unrichtig.

Magnetfeldlicht beobachtet wurde, wenn die Feldamplitude H_0 konstant blieb bei variablem n . Die obere Kurve bezieht sich auf ein Magnetfeld von $H_0 = 1,06$ Gauss, die untere auf 0,35 Gauss. Da, wie wir früher gesehen haben, bei letzterem Versuch die Drehung von der Grössenordnung einiger Sekunden ist, macht sich der Schroteffekt nach oben stehender Rechnung sehr störend bemerkbar. Dies drückt sich in der verhältnismässig starken Streuung der Messpunkte aus. Man sieht also: Es macht für die

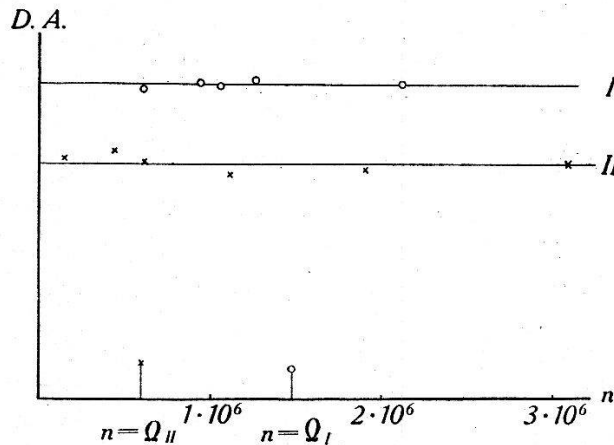


Fig. 3.

Drehungsamplitude (in Einheiten des Kompensationsausschlages) als Funktion der Magnetfeldfrequenz n .

I. $H_0 = 1,06$ Gauss, $\Omega_I = 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

II. $H_0 = 0,32$ Gauss, $\Omega_{II} = 2\pi \cdot 0,45 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

magnetische Drehung nichts aus, wenn sich das Feld ändert in einer Zeit, die klein ist gegen jene, die das Elektron braucht, um einen Präzessionsumlauf auszuführen. Die Magnetorotation folgt dem Felde augenblicklich.

7. Theoretische Übersicht.

Eine Drehung der Ebene linear polarisierten Lichtes kann bekanntlich dargestellt werden durch eine Überlagerung einer links und einer rechts zirkularpolarisierten Welle verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Heissen die zu den beiden Geschwindigkeiten v^- und v^+ gehörigen Brechungsindices n^- und n^+ , so ist die Drehung α bei einem durchlaufenen Lichtweg l für Licht der Wellenlänge λ :

$$\alpha = \frac{\pi(n^- - n^+) l}{\lambda}. \quad (1)$$

Nun hängen die Brechungsindices n nach der Maxwell'schen Theorie

mit der durch die Lichtwelle erzeugten Polarisation P folgendermassen zusammen:

$$P = \frac{n^2 - 1}{4\pi} E \quad (2)$$

(beschränkt auf Gase)

wodurch die Drehung sich ergibt:

$$\alpha = \frac{4\pi^2 l}{2n_0 \lambda} (p^- - p^+) \quad (3)$$

p^- und p^+ bedeutet das durch die zirkularpolarisierte Welle der Stärke 1 erzeugte Moment, das sich zusammensetzt aus den Beiträgen aller in der Volumeneinheit enthaltenen elementaren Teilchen. Zur Berechnung des absoluten Wertes sowie der Abhängigkeit der Drehung von der Wellenlänge muss man die p -Werte kennen. Es hat sich gezeigt, dass für Untersuchungen der Dispersion im optischen Gebiet das klassische Modell einer elektromagnetischen Lichtquelle, der harmonische Oszillator, weitgehend geeignet ist. Derselbe wird bekanntlich definiert als ein um eine Ruhelage schwingender, mit der Ladung e und der Masse m versehener Punkt, auf den eine Kraft wirkt, die proportional der Verrückung des Punktes ist. Auf denselben sollen in Hinsicht auf den vorliegenden Fall folgende Kräfte wirken:

a) ein periodisch veränderliches Magnetfeld der Frequenz n :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \cos nt$$

b) ein zirkular polarisiertes elektrisches Wechselfeld:

$$E_x = E_0 \cos \omega t, \quad E_y = \pm E_0 \sin \omega t$$

c) ein elektrisches Wechselfeld der Frequenz n , das durch das Magnetfeld entsprechend der Gleichung MAXWELLS erzeugt wird:

$$\vec{H} = -c \operatorname{rot} \vec{E}'. \quad (4)$$

Zur Berechnung von E' berücksichtigen wir, dass \vec{H} und \vec{E} sich aus dem Vektorpotential \vec{A} ableiten:

$$(5) \quad \vec{H} = \operatorname{rot} \vec{A} \quad E' = -1/c \dot{\vec{A}} \quad (6)$$

Wir wollen annehmen, dass das auf den Oszillator wirkende Magnetfeld homogen ist und können deshalb schreiben:

$$\vec{A} = \frac{1}{2} [\vec{H} \vec{r}]. \quad (6)$$

Daraus berechnet sich die induzierte Feldstärke nach (6) zu:

$$E' = \frac{1}{2c} n [\vec{H} \vec{r}] \sin nt. \quad (7)$$

Die Bewegungsgleichungen des Oszillators heissen daher:

$$m \ddot{x} + m \omega_0^2 x - \frac{e}{c} \dot{y} H_0 \cos nt - \frac{1}{2} \frac{e}{c} y \cdot n \sin nt = e \cdot E_0 \cos \omega t \quad (8)$$

$$m \ddot{y} + m \omega_0^2 y + \frac{e}{c} H_0 \dot{x} \cos nt + \frac{1}{2} \frac{e}{c} x n \sin nt = e E_0 \sin \omega t. \quad (9)$$

Wir wollen voraussetzen, dass die Magnetfeldfrequenz n klein sei gegen die Frequenz des Lichtes ω . Deshalb wird das Glied, das n enthält, klein gegen das dritte, das wegen \dot{y} von der Grössenordnung ωy wird, da die gestörte Bewegung die gleiche Frequenz wie das Licht hat. Aus diesem Grunde darf man die vom Induktionseffekt herrührende Grösse weglassen. Durch Division beider Gleichungen mit m , Multiplikation der untern mit i , Addition und Ersetzen von $x + iy = z$ erhält man:

$$\ddot{z} + \omega_0^2 z + 2i \Omega \cos nt \cdot \dot{z} = \frac{e}{m} E_0 e^{i\omega t} \quad (10)$$

wobei

$$\Omega = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H}{c} \quad (11)$$

gesetzt ist.

Falls $n = 0$ wird, d. h. das Magnetfeld konstant ist, führt die Gleichung auf den üblichen Fall und hat die Lösung:

$$Z^\pm = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 \mp 2\Omega\omega} E_0 e^{\pm i\omega t}. \quad (12)$$

Ist $n \neq 0$, so kann die inhomogene Gleichung nicht einfach gelöst

werden. Wir berechnen daher die angenäherte Lösung durch Störungsrechnung:

$$z = z_0 + z_1$$

wobei z_0 die Lösung für $\Omega = 0$ darstellt. Aus (12) sieht man, dass

$$z_0 = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 e^{i\omega t}. \quad (13)$$

Wird z in die Differentialgleichung eingesetzt, so ergibt sich zur Bestimmung von z_1 die Gleichung:

$$\ddot{z}_1 + \omega_0^2 z_1 = \frac{e/m \cdot \Omega \cdot \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cdot (e^{i(\omega+n)t} + e^{i(\omega-n)t}) \quad (14)$$

falls das Glied 2. Ordnung Ωz_1 vernachlässigt wird. Daraus und mit Berücksichtigung von (13) erhält man für z :

$$z = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 e^{i\omega t} \left\{ 1 + \frac{\Omega \omega^{in t}}{\omega_0^2 - (\omega+n)^2} + \frac{\Omega \omega e^{-int}}{\omega_0^2 - (\omega-n)^2} \right\}. \quad (14)$$

Multipliziert man beide Seiten mit der Elektronenladung e , summiert über alle Teilchen in der Volumeneinheit, und bezieht das so resultierende Moment auf das Feld 1, so erhält man die in 3 benötigte Grösse p^- . Durch Vertauschen von $+\omega$ mit $-\omega$ und Differenzbildung erhält man $p^- - p^+$ und damit wird die Drehung nach Gleichung (3):

$$\alpha = \frac{2\pi^2 \cdot c \cdot \omega \cdot l}{m \cdot c \cdot n_0} \sum_k \frac{N_k}{(\omega_k^2 - \omega^2)} \left\{ \frac{1}{\omega_k^2 - (\omega+n)^2} + \frac{1}{\omega_k^2 - (\omega-n)^2} \right\} \Omega \cos nt. \quad (15)$$

Die Gültigkeit der Ableitung beschränkt sich auf Licht der Frequenzen ausserhalb der Zeemanaufspaltung. Die beiden ersten Glieder von 10 und das Störungsglied sind von derselben Grössenordnung, während das durch das Magnetfeld hervorgebrachte Zusatzglied $\Omega \dot{z} \cos nt$ die Grössenordnung $\Omega \omega$ hat, da z stets von der Periodizität ω sein wird. Ist dagegen $\Omega \sim |\omega_0 - \omega|$ so können die beiden ersten Glieder zusammengenommen von der Grössenordnung $\Omega \omega$ werden, sodass das dritte Glied nicht klein ist gegen die beiden ersten. Da aber die Versuche stets im durchsichtigen

Gebiet durchgeführt wurden, ($\omega \neq \omega_0$) ist die Rechnung genügend genau. Man sieht aus der Gleichung folgendes:

1) Die Drehung folgt dem Magnetfeld völlig und ohne Phasenverschiebung.

2) Für $n = 0$ geht die Formel in die bekannte Dispersionsformel des Faradayeffektes über.

3) Für $\omega \sim \omega_0 \pm n$ wird die Amplitude der Drehung abhängig von der Magnetfeldfrequenz n ($n > \Omega$).

Dieser interessante Effekt wird jedoch nur zu beobachten sein, wenn n grösser als die Dopplerbreite der Absorptionslinie des drehenden Dampfes ist. Es ist z. B. für Cs-dampf von 200° die Dopplerbreite $\Delta v = 4 \cdot 10^8 \text{ sec.}^{-1}$, d. h. das Magnetfeld müsste durch Schwingungen der Wellenlänge ca. $\frac{3}{4} \text{ m}$ hervorgebracht werden. Das Auftreten der Resonanznenner

$$\frac{1}{\omega_k^2 - (\omega \pm n)^2}$$

lässt sich leicht verstehen, wenn man das der magnetischen Drehung entsprechende Emissionsphänomen, den Zeemaneffekt, auf sein Verhalten im Wechselfeld prüft. Man braucht dazu nur nach dem Spektrum eines sich in einem periodisch veränderlichen Magnetfeld befindenden emittierenden Atomes zu fragen. Dazu hat man einfach die Lösung der homogenen Gleichung (10) ($E = 0$) auf ihre Periodizität zu untersuchen:

$$\ddot{z} + \omega_0^2 z + 2 \cdot i \Omega \cdot \dot{z} \cos nt = 0. \quad (16)$$

Man erhält daraus in gleicher Annäherung

$$z(t) = P_0 e^{i\omega t} \pm P_0 \cdot \frac{1}{2} \frac{\Omega}{n} e^{i(\omega \pm n)t} \quad (17)$$

d. h. die Frequenz ω_0 erscheint im Wechselfeld aufgespalten in 2 Komponenten $\omega_0 + n$ und $\omega_0 - n$, die mit der Stärke

$$\left| \frac{1}{2} \frac{\Omega}{n} \right|^2$$

vertreten sind, wenn man sie auf die Intensität der unverschobenen Frequenz bezieht.

Der Vollständigkeit halber soll noch kurz darauf hingewiesen werden, was man in diesem Falle nach der Wellenmechanik erhält.

Die Schrödingergleichung des Zeemaneffektes im Wechsel-
feld heisst (bei Vernachlässigung des Induktionseffektes):

$$\Delta u + \frac{2\pi i e H_0}{h \cdot c} \cos nt \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{4\pi i \mu}{h} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{8\pi^2 \mu}{h^2} V u = 0. \quad (18)$$

Für die Zeitabhängigkeit setzt man:

$$u = \sum c_i(t) \psi_i e^{\frac{2\pi i E_i t}{h}} \quad \text{mit} \quad \psi_i = Q_i(\delta, r) e^{i m \varphi}$$

wobei die E_i Energiewerte des ungestörten Atomes sind. Daraus
erhält man für die c_i folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d c_i}{d t} = i \Omega m \cos nt \cdot c_i$$

falls

$$\Omega = \frac{1}{2} \frac{e}{\mu} \frac{H_0}{c}$$

und m die magnetische Quantenzahl ist. Sie hat die Lösung:

$$c_i = e^{i \frac{\Omega}{n} m \sin nt}$$

womit man für die Funktion u erhält

$$u = \sum_i \psi_i e^{\frac{2\pi i E_i}{h} t + i \frac{\Omega m}{n} \sin nt}. \quad (19)$$

Um festzustellen, welcher Art das vom Atom ausgesandte Licht
ist, muss das zeitlich veränderliche elektrische Moment $M_{ik}(t)$
durch eine Fourieranalyse in seine einzelnen Frequenzen zerlegt
werden:

$$\begin{aligned} m(t) &= e \int u_i q u_k^* d\tau = e \int \psi_i q \psi_k^* e^{i \omega_{ik} t + i \frac{\Omega}{n} \sin nt} d\tau \\ &= P_{ik} e^{i \omega_{ik} t \pm i \frac{\Omega}{n} \sin nt} \end{aligned} \quad (20)$$

wobei zur Abkürzung folgende Bezeichnungen eingeführt sind und
von der Auswahlregel für die magnetische Quantenzahl $m \rightarrow m \pm 1$
Gebrauch gemacht ist:

$$\frac{2\pi(E_i - E_k)}{h} = \omega_{ik}, \quad P_{ik} = e \int \psi_i q \psi_k^* d\tau.$$

Dabei bestimmt $|P_{ik}|^2$ die Stärke der Ausstrahlung des Überganges vom Zustand der Energie E_i zum Zustand E_k , der Faktor $e^{i\omega_{ik}t}$ drückt die Frequenz der Emission des ungestörten Atomes aus und $e^{i\frac{\Omega}{n}\sin nt}$ berücksichtigt den zeitlich veränderlichen Einfluss des Magnetfeldes. Die Fourierzerlegung des zweiten Gliedes ergibt:

$$e^{i\frac{\Omega}{n}\sin nt} = \frac{1}{2}c_0 + c_1 \sin nt - c_2 \cos 2nt - c_3 \sin 3nt + c_4 \cos 4nt \dots$$

wobei die Fourierkoeffizienten c_p mit den Besselschen Zylinderfunktionen erster Art zusammenhängen nach der Beziehung:

$$c_p = I_p \cdot 2 \cdot i^p. \quad (21)$$

Die Analyse des von einem Atom im magnetischen Wechselfeld ausgestrahlten Lichtes ergibt daher folgende Frequenzen und Intensitäten:

$$\begin{aligned} M(t) = P_{ik} \{ & I_0 e^{i\omega_{ik}t} + I_1 (e^{i(\omega_{ik}+n)t} - e^{i(\omega_{ik}-n)t}) \\ & + I_2 (e^{i(\omega_{ik}+2n)t} + e^{i(\omega_{ik}-2n)t}) + I_3 (e^{i(\omega_{ik}+3n)t} - e^{i(\omega_{ik}-3n)t}) \\ & + I_4 (e^{i(\omega_{ik}+4n)t} + e^{i(\omega_{ik}-4n)t}) \} \end{aligned} \quad (22)$$

wobei $|I_p \left(\frac{\Omega}{n}\right)|^2$ die Intensität der Frequenz $\omega_{ik} \pm pn$ darstellt. Für grosse Werte von n , d. h. kleine Argumente $\frac{\Omega}{n}$ ergibt sich aus der Reihenentwicklung der I_p :

$$\begin{aligned} m(t) = P_{ik} \left\{ & e^{i\omega_{ik}t} - \frac{1}{2} \frac{\Omega}{n} (e^{i(\omega_{ik}+n)t} - e^{i(\omega_{ik}-n)t}) \right. \\ & \left. + \frac{1}{8} \left(\frac{\Omega}{n}\right)^2 e^{i(\omega_{ik}+2n)t} + e^{i(\omega_{ik}-2n)t} \right\} \end{aligned} \quad (23)$$

d. h. die Intensität des ersten Seitenmaximums ist gleich $\frac{1}{4} \left(\frac{\Omega}{n}\right)^2$ verglichen mit der Stärke der Hauptlinie ω_{ik} , in Übereinstimmung mit der klassischen Theorie; die höheren Intensitäten werden immer kleiner.

Für den statischen Fall ergibt sich aus (20) direkt die gewöhnliche Zeemanaufspaltung $\omega_{ik} \pm \Omega$. Im Übergangsbereich $\Omega \sim n$ ändern sich die einzelnen I_p -Werte mit dem Argument ziemlich rasch, z. B. hat für $\frac{\Omega}{n} = 1,85$ I_1 den Wert 0,5819 (Maximum), während $I_1(1) = 0,4401$ ist ($\Omega = n$). Wegen der Nullstellen der I_p erscheinen daher mit wachsendem n die Komponenten ($\omega_{ik} \pm pn$) und verschwinden wieder periodisch.

Zusammenfassend kann man sagen, dass der Zeemaneffekt und die Magnetorotation in der Nähe einer Spektrallinie von der Magnetfeldfrequenz beeinflusst werden, dass aber im durchsichtigen Gebiet davon nichts zu spüren ist. Auf Grund meiner Messungen und vorstehender Überlegungen ist es wohl sicher, dass die bekannte von F. ALLISON¹⁾ als „Time lag“ des Faradayeffektes interpretierten Erscheinungen auf andere Ursachen zurückgeführt werden müssen.

Herrn Prof. SCHERRER bin ich für sein Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat, sehr zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. V. WEISSKOPF bin ich für liebenswürdige Diskussionen sehr verbunden.

¹⁾ F. ALLISON and J. W. BEAMS, Phys. Rev. **29**, 161, 1927. — F. ALLISON, Phys. Rev. **30**, 66, 1927; Phys. Rev. **31**, 313, 1928. — SNODDY, Phys. Rev. **44**, 691, 1933. — Dagegen: J. S. WEBB and MOREY, Phys. Rev. **44**, 589, 1933. — G. P. HARNWELL, W. BLEAKNEY, S. N. VAN VOORKIS and J. B. H. KUPER, Phys. Rev. **44**, 785, 1933.