

A9

ZEEMANEFFEKT

MÅLSÄTTNING:

Laborationen påvisar Zeemaneffekten, som ger en god illustration av många viktiga fenomen inom atomfysiken, såsom impulsmomentvantisering, impulsmomentkoppling, elektronens anomala magnetiska moment samt polarisations- och impulsmomentegenskaper hos elektromagnetisk strålning. Laborationen ger också möjlighet att bekanta sig med den mycket användbara Fabry-Perot-interferometern, här använd som högupplösande spektrometer.

FÖRBEREDELSE:

Du bör förstå upphovet till Zeemaneffekten, samt känna till LS-koppling och vad som menas med "rörelsekonstanter".

Namn.....	Kurs.....
Utförd den.....	Handledare.....
Godkänd den.....	av.....

I. INLEDNING

Vid slutet av 1800-talet upptäckte Zeeman att då man placerar en linjeljuskälla i ett magnetiskt fält så splittras spektrallinjerna upp i ett antal linjekomponenter med något olika våglängder. De olika komponenterna är dessutom polariserade på ett karaktäristiskt sätt. Hela fenomenkomplexet kallas sedan dess zeemaneffekt. Ända från början har zeemaneffekten haft mycket stor betydelse för den teoretiska atomfysikens utveckling. Vid denna tid hade man tämligen dimmiga begrepp om materiens uppbyggnad. Thomson hade just framlagt sin "plumpuddingmodell" för atomen: han antog att den positiva laddningen var jämnt utbredd inom atomens hela volym och att den negativa laddningen var bunden till de ännu hypotetiska partiklarna elektronerna (man hade nyligen upptäckt katodstrålarna men att dessa skulle bestå av partiklar var ännu bara en hypotes) som vibrerade kring atomen centrum under inverkan av den elektrostatiska attraktionen och därvid emitterade ljus med samma frekvens som vibrationsfrekvensen.

Teoretiska beräkningar av Lorentz visade nu att vibrationsfrekvenserna för dessa elektroner i thomsonatomen förändrades på så sätt, att de förut enkla spektrallinjerna splittras upp i tre komponenter, just vad Zeeman observerat. Den experimentellt funna storleken hos uppsplittringen var också exakt den som Lorentz beräknat under antagandet att e/m , förhållandet mellan elektronens laddning och massa, var detsamma som man uppmätt för katodstrålarna. Och dessutom stämde de tre komponenternas polarisation med Lorentz beräkningar. Zeemaneffekten blev ett mycket starkt stöd dels för elektronteorin, dels för hypotesen, att ljusemissionen berodde på elektronernas rörelse inom atomen.

Mycket snart fann man emellertid att denna "normala" zeemaneffekt, dvs uppsplittringen i en lorentztriplett, bara förekom i vissa spektrallinjer. I andra linjer fann man fler komponenter än tre och uppsplittringens storlek varierade inom vida gränser. Denna "anomala" zeemaneffekt förblev en ständig huvudvärk för fysikerna under ett kvartssekel. Först då man infört elektronens spinn i teorin och upptäckt att elektronens magnetiska moment är dubbelt så stort som det borde vara enligt klassisk fysik (elektronens moment benämns ännu i dag "anomalt!"), först då fick man äntligen överensstämmelse mellan teori och experiment. Omvänt utgjorde denna överensstämmelse ett av fundamenten för elektronspinnhypotesen.

Zeemaneffekten har sedan länge förlorat sin betydelse för den teoretiska fysikens utveckling och studeras inte längre för dess egen skull. Den är emellertid fortfarande ett viktigt hjälpmedel inom atomspektroskopin och spektralanalysen, eftersom zeemaneffekten i en spektrallinje ger direkt information om karaktären av de båda tillstånd mellan vilka den optiska övergången sker.

II. TEORI

a) Inledning

P g a elektronernas ban- och spinnrörelser får en atom ett magnetiskt moment $\underline{\mu}_J$. I ett magnetfält med fältstyrkan \underline{B} blir atomens magnetiska energi

$$E_m = -\underline{\mu}_J \cdot \underline{B} \quad (1)$$

Vi skall beräkna storleken av E_m . Därvid skall vi använda oss av den halvklassiska vektormodellen då denna dels är åskådlig, dels ger det korrekta resultatet på ett matematiskt enklare sätt än en fullständig kvantmekanisk härledning.

P g a sin banrörelse har elektronen ett banimpulsmoment \underline{l} och därmed även ett magnetiskt moment $\underline{\mu}_l$. Klassiskt är dessa relaterade enligt

$$\underline{\mu}_l = -\frac{e}{2m} \underline{l} = -\frac{\mu_B}{\hbar} \underline{l} \quad (2)$$

där $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$, bohrmagnetonen, är den inom atomfysiken brukliga enheten för magnetiskt moment. Ekvation (2) gäller även kvantmekaniskt.

Spinnrörelsen ger också upphov till ett magnetiskt moment $\underline{\mu}_s$ som klassiskt sett borde vara relaterat till spinnimpulsmomentet \underline{s} på samma sätt som $\underline{\mu}_l$ till \underline{l} . Emellertid finner man experimentellt (den teoretiska bakgrunden framträder först i Diracs relativistiska kvantteori) att $\underline{\mu}_s$ är två gånger "för stort" dvs

$$\underline{\mu}_s = -\frac{2\mu_B}{\hbar} \underline{s} \quad (3)$$

Atomens totala magnetiska moment $\underline{\mu}_J$ är vektorsumman av alla elektronernas ban- och spinnmagnetiska moment. Bidrag till det magnetiska momentet erhålles endast från elektroner i de ofyllda skalerna. De fyllda skalerna ger inget bidrag eftersom summan av momenten inom ett fyllt skal är noll.

b) Impulsmomentkoppling

För att kunna beräkna $\underline{\mu}_J$ måste vi först studera hur alla elektronernas olika impulsmoment skall adderas. Eftersom den fria atomen är ett isolerat system är dess totala impulsmoment \underline{J} en rörelsekonstant, dvs i varje stationärt tillstånd för atomen är \underline{J} -vektorns längd konstant liksom dess projektion J_z på kvantiseringsriktningen. Men p g a elektronernas inbördes växelverknings och

rörelser relativt varandra är de enskilda elektronernas impulsmoment i allmänhet inte konstanta utan tumlar om varandra på ett komplicerat sätt dock så att summorna $|\mathbf{J}|$ och $h J_z$ hela tiden är exakt konstanta. Kalkylen blir alltså i det allmänna fallet mycket komplicerad. Under vissa bestämda betingelser blir emellertid problemet avsevärt förenklat av att vissa delresultanter av de inblandade impulsmomenten blir rörelsekonstanter, som vi skall se i det följande.

Vi vet att $|\mathbf{s}|$ för varje elektron är en rörelsekonstant: s-quanttalet är alltid $1/2$. Vi vet dessutom att banimpulsmomentet för en partikel i en sfäriskt symmetrisk potential är en rörelsekonstant. Potentialen i en atom är också ungefärligen sfäriskt symmetrisk, vilket leder till att $|\mathbf{l}|$ för de enskilda elektronerna blir konstanta med mycket god approximation. Vi skall i fortsättningen förutsätta att $|\mathbf{l}|$ är konstant eller, som man säger, att l är ett gott kvanttal. Men potentialen är inte exakt sfärisk. Det tillkommer dels spinnbanväxelverkan, dels den elektrostatiska repulsionen mellan elektronerna. Dessa växelverkningar bestämmer hur de olika impulsmomenten riktar in sig relativt varandra.

Om spinnbanväxelverkan är mycket stark jämfört med repulsionen så kopplar \mathbf{l} och \mathbf{s} för varje enskild elektron ihop till en resultant \mathbf{j} av konstant längd, dvs $|\mathbf{j}|$ är en rörelsekonstant och totala impulsmomentet \mathbf{J} kan beräknas som vektorsumman av alla \mathbf{j} -na. Detta kopplingsfall kallas jj-koppling.

I det motsatta fallet, att spinnbanväxelverkan är mycket svag jämfört med repulsionen, blir delresultanterna $\mathbf{L} = \sum \mathbf{l}_i$ och $\mathbf{S} = \sum \mathbf{s}_i$ konstanta till sin längd (men ej riktning). $|\mathbf{L}|$ och $|\mathbf{S}|$ är rörelsekonstanter och \mathbf{J} fås som summan av \mathbf{L} och \mathbf{S} . Detta kopplingsfall kallas LS-koppling eller Russel-Saunderskoppling.

Villkoren för jj-koppling är väl uppfyllda för elektroner i inre ska särskilt i tyngre atomer medan villkoren för LS-koppling föreligger i de yttersta skalerna, särskilt i lätta atomer. I verkligheten föreligger förstås alltid både spinnbanväxelverkan och elektrostatisk repulsion så någon matematiskt exakt LS-resp jj-koppling får vi inte. Dessa båda ideala kopplingsfall är emellertid av stor betydelse, dels därför att de ger en approximativt riktig beskrivning i många fall, dels därför att de gör problemet matematiskt hanterligt och kan tas till utgångspunkt för en fullständigare behandling.

c) Magnetisk uppsplittring av atomära energinivåer

I den fortsatta behandlingen skall vi förutsätta att LS-koppling föreligger. De optiska spektrerna härrör ju från de yttersta elektronernas rörelser. Vi skall nu med hjälp av vektormodellen, illustrerad i figur 1, beräkna μ_J . \mathbf{S} och \mathbf{L} är obestämda till sina riktningar i den grad som är förenligt med kravet att deras resultant \mathbf{J} skall ha konstant längd. Man kan tänka sig detta som att \mathbf{S} och \mathbf{L} roterar kring \mathbf{J} som antytts i figuren. Därvid kommer också μ_J att rotera kring \mathbf{J} . (Lägg märke till att μ_J inte faller längs \mathbf{L} beroende på μ_S :s anomala längd.

Detta är orsaken till den anomala zeemaneffekten. Om $\underline{\mu}_S$ varit "normal" skulle $\underline{\mu}_J$ falla längs \underline{J} och vi skulle aldrig observera annat än lorentztripletter) Den mot \underline{J} vinkelräta komponenten av $\underline{\mu}_J$ ger inget nettobidrag till energin p g a att tidsmedelvärdet av denna komponent blir noll. I uttrycket för energin, ekv. (1), kan vi alltså ersätta $\underline{\mu}_J$ med $\bar{\underline{\mu}}_J =$ tidsmedelvärdet av $\underline{\mu}_J =$ projektionen av $\underline{\mu}_J$ på \underline{J} ($\underline{J}/|\underline{J}|$ är enhetsvektorn längs \underline{J}):

$$\bar{\underline{\mu}}_J = \frac{\underline{\mu}_J \cdot \underline{J}}{|\underline{J}|} \frac{\underline{J}}{|\underline{J}|} = \frac{\underline{\mu}_J \cdot \underline{J}}{J^2} \underline{J} = \frac{(\underline{\mu}_L + \underline{\mu}_S) \cdot \underline{J}}{J^2} \underline{J}$$

Med (2) och (3) fås

$$\underline{\mu}_L = \Sigma \underline{\mu}_L = - \frac{\mu_B}{\hbar} \Sigma \underline{L} = - \frac{\mu_B}{\hbar} \underline{L}$$

$$\text{och } \underline{\mu}_S = \Sigma \underline{\mu}_S = - \frac{2\mu_B}{\hbar} \Sigma \underline{S} = - \frac{2\mu_B}{\hbar} \underline{S},$$

där summorna tas över alla elektronerna i de icke fyllda skalerna.

$$\therefore \bar{\underline{\mu}}_J = - \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{(\underline{L} + 2\underline{S}) \cdot \underline{J}}{J^2} \underline{J} = - \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\underline{L} \cdot \underline{J} + 2\underline{S} \cdot \underline{J}}{J^2} \underline{J} \quad (4)$$

För att få $\underline{L} \cdot \underline{J}$ och $\underline{S} \cdot \underline{J}$ utnyttjas identiteterna

$$\underline{S}^2 = (\underline{J} - \underline{L})^2 = J^2 + L^2 - 2\underline{L} \cdot \underline{J}$$

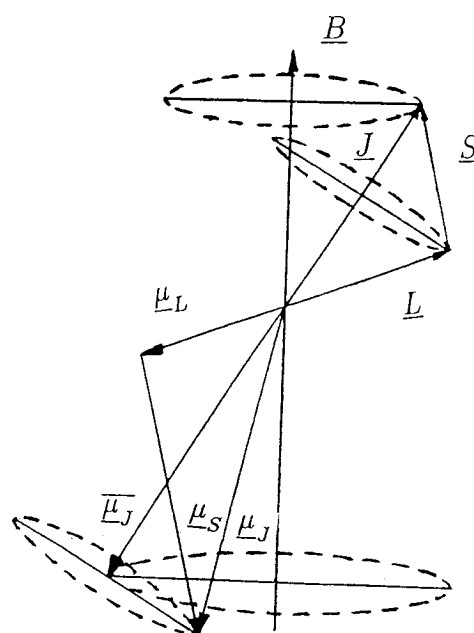
$$\text{och } \underline{L}^2 = (\underline{J} - \underline{S})^2 = J^2 + S^2 - 2\underline{S} \cdot \underline{J}$$

vilka ger

$$\underline{L} \cdot \underline{J} = \frac{1}{2} (J^2 + L^2 - S^2)$$

$$\text{och } \underline{S} \cdot \underline{J} = \frac{1}{2} (J^2 + S^2 - L^2)$$

Insatt i (4) ger detta



Figur 1.

$$\bar{\underline{\mu}}_J = \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{3J^2 - L^2 + S^2}{2J^2} \underline{J} = - \frac{\mu_B}{\hbar} \left[1 + \frac{J^2 - L^2 + S^2}{2J^2} \right] \underline{J}$$

Efter insättning av de "kvantmekaniska kvadraterna" $J^2 = J(J + 1)\hbar^2$ osv fås slutligen den magnetiska energin:

$$E_m = - \bar{\underline{\mu}}_J \cdot \underline{B} = \frac{\mu_B}{\hbar} \left[1 + \frac{J(J + 1) - L(L + 1) + S(S + 1)}{2J(J + 1)} \right] \underline{J} \cdot \underline{B}$$

Men $\underline{J} \cdot \underline{B} = J_z B = m\hbar B$

$$\therefore E_m = \mu_B B m \left[1 + \frac{J(J + 1) - L(L + 1) + S(S + 1)}{2J(J + 1)} \right]$$

eller

$$E_m = \mu_B B g_J m \quad (5)$$

$$\text{där } g_J = 1 + \frac{J(J + 1) - L(L + 1) + S(S + 1)}{2J(J + 1)} \quad (6)$$

Detta är Landés formel och g_J kallas Landés g -värde. Magnetfältet splittrar alltså upp en nivå med kvanttalet J i $2J + 1$ st nivåer med energiseparationen $\Delta E_m = \mu_B B g_J$, oberoende av m . Lagg speciellt märke till, att för alla nivåer med $S = 0$, dvs singlettnivåer, är $J = L$ varför bråket i (6) blir noll och $g_J = 1$: singlettnivåerna uppvisar "normal" zeemaneffekt.

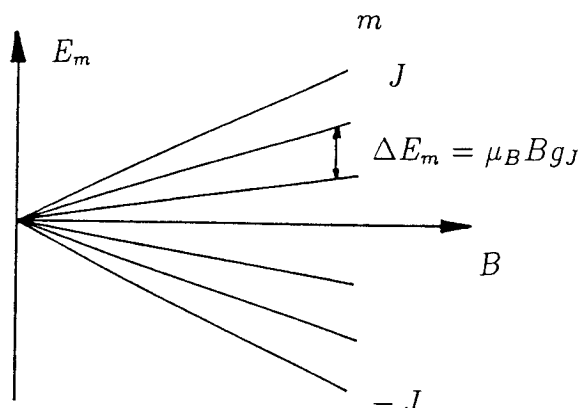
d) Spektrallinjernas magnetiska uppsplittring

Vi skall nu studera hur den spektrallinje som emitteras då atomen gör en övergång mellan två tillstånd med kvanttalen J och J' splittras upp av magnetfältet. Antag att vågtalet (= inversa våglängden) utan fält är σ_0 och betrakta övergången mellan tillstånden $|Jm\rangle$ och $|J'm'\rangle$. Vågtalet för denna

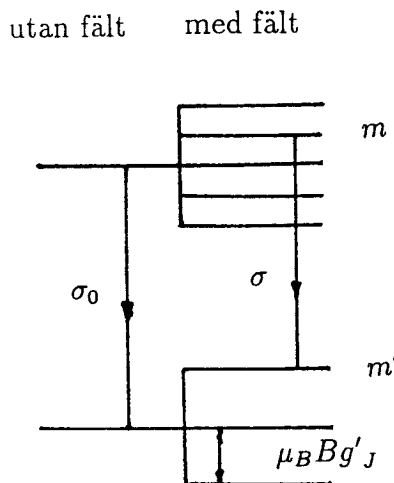
komponent blir $\left(\text{vågtalet} = \frac{\text{energi}}{hc} \right)$:

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{E_m}{hc} - \frac{E'_m}{hc} = \sigma_0 + \frac{\mu_B B}{hc} (g_J m - g'_J m') \quad (7)$$

Tillåtna enligt urvalsreglerna är endast övergångar med $\Delta m = 0, \pm 1$. Betrakta först π -övergångarna, för vilka $\Delta m = 0$.



Figur 2.



Figur 3.

Av (7) framgår, att för varje övergång $m \rightarrow m'$ finns en övergång $-m \rightarrow -m'$ med lika stor förskjutning fast åt motsatt håll. π -komponenterna bildar alltså ett symmetriskt mönster kring $\sigma = \sigma_0$.

Övergångar med $\Delta m = \pm 1$ benämns σ -övergångar (har inget med beteckningen för vågtal att göra). Inspektion av (7) visar även här att varje övergång $m \rightarrow m' = m - 1$ har en symmetrisk belägen partner på andra sidan om σ_0 , nämligen $-m \rightarrow -(m - 1)$. Även σ -komponenterna bildar alltså ett kring $\sigma = \sigma_0$ symmetriskt mönster.

e) Polarisation och relativa intensiteter

För att identifiera de olika komponenterna i de zemanmultipler vi skall studera experimentellt skall vi utnyttja deras polarisation och intensitet. Dessa bestäms av den elektriska dipoloperatorns egenskaper men vi skall här bara ge resultaten utan härledning, eftersom en sådan är ganska krånglig.

Det visar sig att π -komponenterna vid transversell observation, alltså i riktning vinkelrätt mot magnetfältet, är linjärt polariserade med polarisationsvektorn parallell med magnetfältet (därav namnet: $\pi = p$ i parallell) medan σ -komponenterna är linjärt polariserade med polarisationsvektorn vinkelrätt mot fältet ($\sigma = s$ i tyska senkrecht = vinkelrätt). Genom polarisationsanalys av det emitterade ljuset kan vi alltså bestämma vilka komponenter som är π resp σ .

Vid analysen av en zemanmultiplätt måste vi emellertid också kunna identifiera de olika σ -komponenterna inbördes, dvs bestämma vilken -komponent som emitterats vid övergång mellan vilka m-nivåer i vilka J-tillstånd. Detta gör

vi med hjälp av intensitetsmätningar. Intensiteterna I ges av följande formler ($C = \text{konst.}$):

$$\text{för } \Delta J = 0: \quad \begin{cases} I(Jm \rightarrow Jm) = Cm^2 & (\pi) \\ I(Jm \rightarrow Jm \mp 1) = \frac{C}{4} (j \pm m)(J \mp m + 1) & (\sigma) \end{cases}$$

$$\text{för } \Delta J = 1: \quad \begin{cases} I(Jm \rightarrow J-1 m) = C(J^2 - m^2) & (\pi) \\ I(Jm \rightarrow J-1 m \mp 1) = \frac{C}{4} (J \pm m)(J \pm m - 1) & (\sigma) \end{cases}$$

Dess formler visar för övrigt vid närmare betraktande, att zeemanmultipletterna är symmetriska även vad beträffar intensiteterna.

III EXPERIMENTELLT

a) Ljuskällan

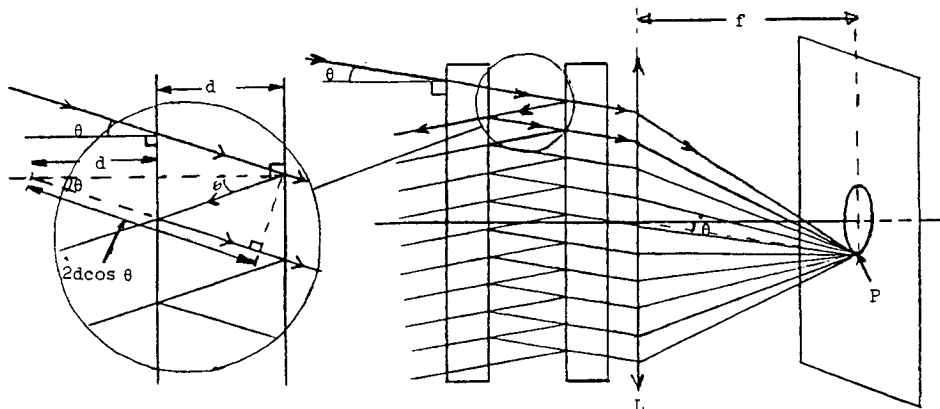
Vid laborationen skall vi studera zeemaneffekten i några linjer i kvicksilveratomens spektrum. För att producera Hg-spektrum används en spektrallampa som innehåller argongas med ett tryck av 10 torr, samt något milligram kvicksilver. Vid rumstemperatur har kvicksilver ett mättnadsångtryck om några millitorr. Då ström passerar genom gasen, exciteras i första hand Ar-atomerna, men genom kollisioner mellan Ar- och Hg-atomer överförs excitationens energi nästan fullständigt till Hg-atomerna, och vi får ett praktiskt taget rent Hg-spektrum. Naturligt kvicksilver består av ett flertal isotoper, av vilka ett par stycken uppvisar stora hyperfinstrukturer i sina spektrallinjer p g a växelverkan mellan elektronerna och atomkärnans magnetiska moment. För att slippa ifrån denna komplikation, används här en lampa innehållande endast isotopen Hg^{198} , som har kärnspinnets noll och därför saknar hyperfinstruktur. Vid zeemaneffekt-mätningen placeras lampan i polgapet till en elektromagnet.

b) Spektrometern

Ekv (7) visar, tillsammans med ekv (6), att vid de magnetfältstyrkor vi har disponibla i laboratoriet (≤ 10000 Gauss), så kommer hela zeemanmultipletten för en linje i synliga området att uppta ett våglängdsintervall om blott ett par tiondels ångström. Redan för att över huvudtaget upplösa så tätliggande linjer

måste upplösningsförmågan hos spektrometern vara tämligen god. Då vi inte bara vill upplösa multipletten, utan även mäta de inbördes avstånden mellan komponenterna med god noggrannhet, är det uppenbart att det ställs högre krav på vår spektrometer än vad som i allmänhet kan uppfyllas av ens mycket stora gitterspektrografer. Vid denna laboration skall vi använda en Fabry-Perot-interferometer som spektrometer.

FP-interferometern är i princip ytterst enkelt uppbyggd. Den består helt enkelt bara av två plana parallella glasskivor, var och en på en sida belagd med ett speglande skikt med hög reflektionsförmåga men ändå något ljusgenomsläppligt. Låt oss först betrakta rent kvalitativt vad som händer då ljus infaller mot interferometern. På grund av speglarnas höga reflektans kommer det ljus som sluppit igenom den första spegeln att undergå ett stort antal multipla reflektioner fram och tillbaka mellan speglarna. Vid varje reflektion transmitteras en viss, liten bråkdel, och vi får därför ett stort antal transmitterade delvågor. Det stora antalet medför, att varje delvåg bara behöver vara en liten aning ur fas med den föregående, för att de alla tillsammans skall interferera destruktivt. Endast om de alla är mycket nära i fas med varandra, får vi konstruktiv interferens, dvs transmission genom interferometern. Detta innebär att interferensfransarna blir mycket smala jämfört med bredden på mellanrummet mellan fransarna eller annorlunda uttryckt, att interferometern transmittar ljus endast inom mycket smala frekvensband. Denna höga frekvensskärpa är karaktäristisk för alla typer av multipelstråleinterferometrar och är grunden till att de kan användas som spektrometrar.



Figur 4.

Vi skall nu göra en kvantitativ härledning av vissa av FP-interferometerns egenskaper. Antag, att avståndet mellan speglarna är d , att brytningsindex för mediet mellan dem är n , samt att ljus av våglängden λ infaller mot interferometern under alla möjliga infallsvinklar (utbredd ljuskälla). Betrakta en "stråle" (för att göra figuren mer åskådlig, representerar vi vågfronter med strålar) med infallsvinkeln θ enligt figur 4. Optiska vägskillnaden mellan successiva transmitterade strålar blir $2 \cdot n d \cdot \cos\theta$. De parallella strålarna möts i oändligheten, där de interfererar, konstruktivt om optiska vägskillnaden är ett helt antal våglängder:

$$2 \cdot nd \cdot \cos \theta = k \cdot \lambda \quad (8)$$

Då det är litet avigt att ha interferensmönstret ända borta i oändligheten, förflyttar vi det utifrån kylan in i vår mysiga laborationslokal med hjälp av objektivet L, som ger en reell bild av mönstret i sitt fokalplan - parallella strålar samlas ju av L till en punkt i fokalplanet. Om nu ekv (8) är satisfierad för en stråle med infallsvinkeln θ så är den det förstås för alla strålar med lika stor infallsvinkel, dvs i L:s fokalplan får vi konstruktiv interferens inte bara i punkten P utan på en hel cirkel med centrum i L:s fokus. Men uppenbarligen har (8) inte bara en utan oändligt många lösningar. För varje par (θ, k) som uppfyller (8) får vi en ljus ring. Det totala interferensmönstret blir alltså ett system av smala koncentriskt ljusa ringformade interferensfransar, åtskilda av breda mörka band.

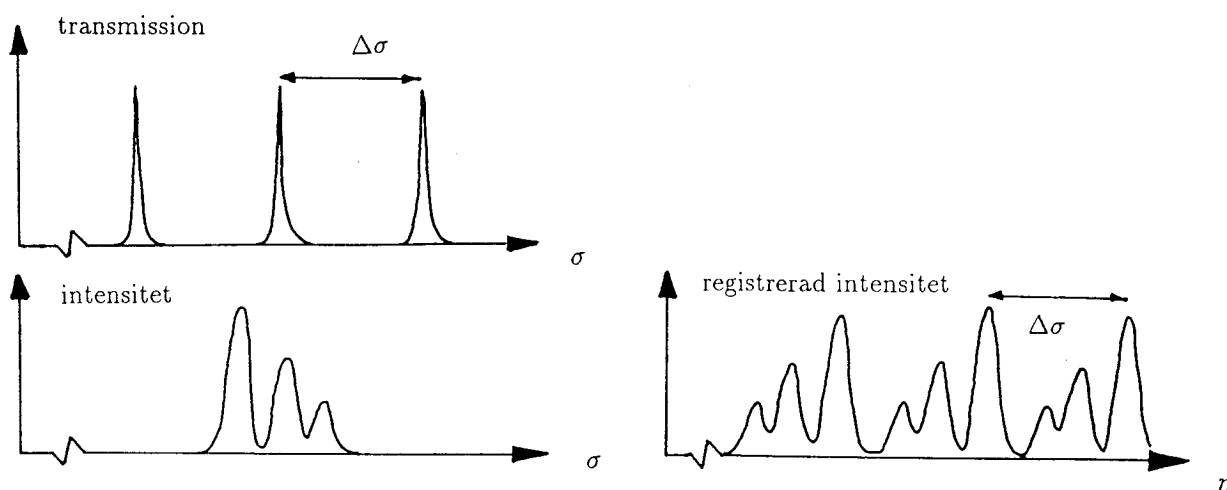
Vi förutsatte ovan att ljuset var monokromatiskt, dvs had en väl bestämd våglängd. Om det i stället innehåller flera våglängder gäller emellertid resonemanget för var och en: om ljuset kommer från en linjeljuskälla, kommer varje spektrallinje att producera sitt fullständiga ringsystem. Ringarna för olika spektrallinjer kommer att vara förskjutna relativt varandra i radiell led enligt ekv, (8), och ur förskjutningens storlek kan vi med hjälp av (8) beräkna våglängdsdifferenserna mellan de olika linjerna. Den här beskrivna metoden utnyttjas vid fotografisk registrering. Plåten exponeras i L:s fokalplan och ringarnas radier på den framkallade plåten mäts upp med komparator.

Vi skall emellertid vid laborationen utnyttja ringsystemets utseende endast för att med blotta ögat skaffa oss en kvalitativ bild av spektrums karaktär. För själva mätningen skall vi istället utnyttja fotoelektrisk registrering. Vi placerar då i L:s fokalplan en skärm med ett litet hål i L:s fokus och intensiteten för det ljus som passerar genom hålet registreras med en fotomultiplikator. Här gäller att $\theta \approx 0$ och $\cos \theta \approx 1$, varför ekv (8) förenklas till

$$2 nd = k\lambda \quad (9)$$

Ekv (9) ger alltså de λ som kan nå detektorn för givna värden på n och d . Transmissionsfunktionen för interferometer plus hål kommer att se ut som övre vänstra kurvan i fig 5. Om vi nu vill registrera ett aktuellt spektrum, t ex det i mitten av fig 5, så måste vi på något sätt förskjuta topparna i transmissionskurvan så att de passerar över spektrallinjerna vilka därvid i tur och ordning registreras av detektorn. Inspektion av ekv (9) visar att vi kan göra detta genom att variera vakuum antingen n eller d . Vid den aktuella interferometern varieras n på så sätt, att gstrycket mellan speglarna varieras. Interferometern är placerad i en kammare, som först evakueras varefter luft långsamt släpps in genom en läckventil, varvid n ökar proportionellt mot trycket. Enl (9) förskjuts då hela transmissionskurvan mot längre våglängd dvs mot mindre vågtal och dess toppar kommer successivt att passera över vårt spektrum. Samtidigt registreras strömmen (proportionell mot ljusintensiteten)

från fotomultiplikatorn på en skrivare. Det registrerade spektrum kommer att se ut som högra kurvan i figur 5.



Figur 5.

Avståndet $\Delta\sigma$, fria spektralområdet, mellan topparna i transmissionskurvan beräknas ur ekv (9) genom att vi löser ekvationssystemet

$$\left. \begin{aligned} 2nd &= k/\sigma \\ 2nd &= (k+1)/(\sigma + \Delta\sigma) \end{aligned} \right\}$$

med lösningen $\Delta\sigma = \frac{1}{2nd}$. Då n , brytningsindex för luft, avviker från 1 först i fjärde decimalen, kan vi med tillräcklig noggrannhet sätta

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2d} \quad (10)$$

Vi behöver alltså inte ha några bekymmer med skalan på vårt registrerade spektrum. Helt oberoende av med vilken hastighet vi ökar n så vet vi att spektrum upprepar sig med perioden $\Delta\sigma$. Registreringskurvan utgör alltså själv "skalstreck". $\Delta\sigma$ bestäms enl. (10) helt enkelt genom att vi mäter avståndet mellan speglarna.

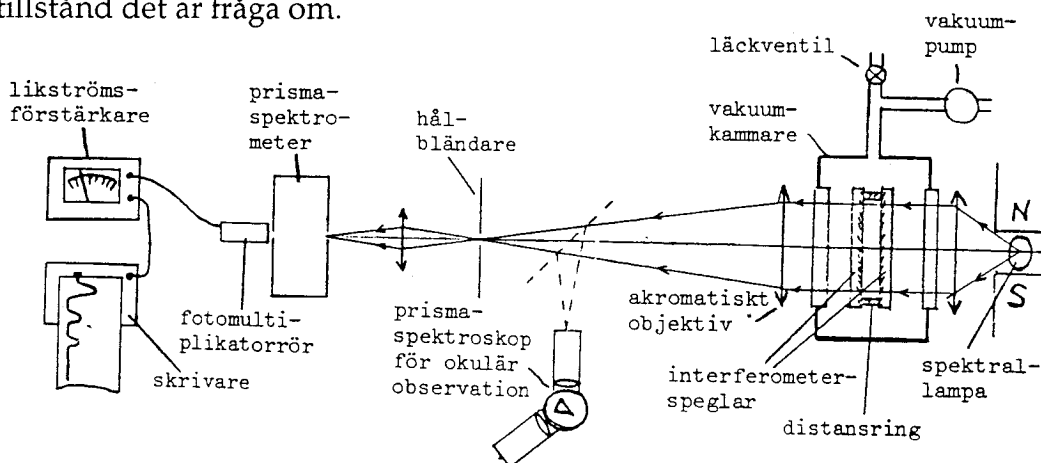
En komplikation återstår, nämligen problemet med överlappande ordningar. Då vi vill upplösa zeemanmönstret i en spektrallinje så bra som möjligt, väljer vi d så att $\Delta\sigma$ är något större än multipllettens bredd. Som tidigare sades, rör sig denna vid 10000 G om några tiondels ångström för en linje i synliga området (dvs c:a 1 cm^{-1} , vilket motsvarar $d = 5 \text{ mm}$ enl ekv (10)). Men ljuskällan emitterar ju en mängd olika spektrallinjer med vitt skilda våglängder. Om alla tillåts nå detektorn kommer vårt registrerade spektrum att bli ett fullständigt

överskådligt virvarr av överlappande linjer. Vi måste alltså se till att detektorn endast kan nås av ljus inom ett så smalt spektralinter-vall att alla ovidkommande linjer blockeras, men tillräckligt brett för att hela zeemanmultipletten i den intressanta linjen kan passera. Detta åstadkommer vi genom att före detektorn låta ljuset passera genom en vanlig prismaspektrometer, vars bandbredd genom lämpligt val av spalternas bredd fås att uppfylla dessa kriterier.

c) Mätningar

Studera med en Hg^{198} -lampa okulärt zeemaneffekten i de starkaste linjerna. Undersök hur ringmönstret förändras med trycket i vakuumkammaren. Observera också polarisationen hos de olika komponenterna. Bestäm antalet π - och σ -komponenter i ett par av de starkaste linjerna och beräkna därut J- kvanttalen för de tillstånd som ger upphov till dessa linjer.

Tag upp zeemanspektra i ett par linjer fotoelektriskt. Identifiera de olika komponenterna med hjälp av deras relativa intensiteter. Mät upp avstånden mellan lämpligt valda komponenter och beräkna därur gj-faktorerna för de tillstånd som ger upphov till linjerna. Bestäm härur gj-faktorerna för de tillstånd som ger upphov till linjerna. Bestäm härur och med hjälp av Landés formel vilka LS-tillstånd det är fråga om.



Schematisk skiss över experimentuppställningen.

INSTUDERINGSFRÅGOR

1. Kviksilver har grundkonfigurationen $6s^2$. Vilken (vilka) term (termer) erhålles vid LS-koppling?
2. Vilka termer erhålles vid LS-koppling från en $nln'l'$ konfiguration då $l = 0$ och $l' = 0$ resp 1 ?
3. Beräkna Landés g-faktor för termerna i föregående uppgift.

4. Vågtalet för övergångarna vid zeemaneffekt ges av ekv (7) i handledningen. Hur många linjekomponenter erhålls om vi antar att $g_J = g'_J$?
5. Hur många π resp σ -komponenter erhålles vid zeemanövergång mellan tillstånd som båda har $J = 1$?

APPENDIX

UTVÄRDERING LAB. A9 I KVANTFYSIK F3

Ringa in!

- | | | | |
|--|-----|-------|--------|
| 1. Följer Du föreläsningarna i kvantfysik | Ja | Nej | |
| 2. Hade Du läst igenom Lab-PM när Du kom hit | Ja | Nej | |
| 3. Läste Du motsvarande avsnitt i kursboken | Ja | Nej | |
| 4. Hur var Lab-PM | Bra | Medel | Dåligt |
| 5. Hur var den laborativa delen | Bra | Medel | Dålig |
| 6. Hur var handledaren | Bra | Medel | Dålig |
| 7. Tycker Du laborationen belyser ett väsentligt avsnitt i kvantfysiken? | Ja | Nej | |
| 8. Övriga synpunkter..... | | | |