

# **NOVA** **DIDACTA**

*Sistemas Didáticos*



**PHYWE**

## **Estrutura Física da Matéria**

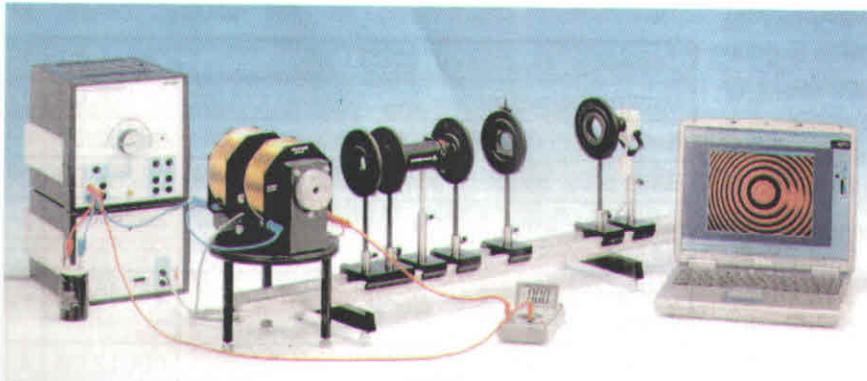
**Efeito Zeeman / Versão Normal e Anômala**

**P2511005**

# MANUAL DO USUÁRIO

*Soluções Tecnológicas*

## Efeito Zeeman / versão normal e anômala



### O que você pode aprender...

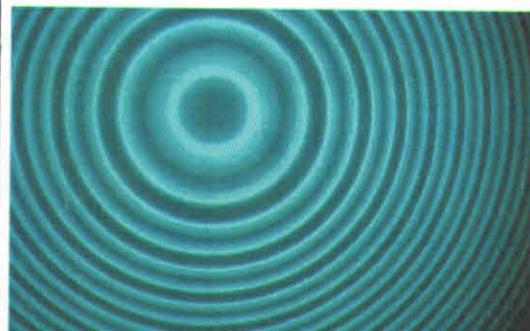
- Modelo atômico de Bohr
- Quantização dos níveis de energia
- Spin do Electron
- Magneton de Bohr
- Interferência das ondas eletromagnéticas
- Interferômetro de Fabry-Perot

O que você vai necessitar:

✓	P2511005 com Eletromagneto			
✓	P2511007 com sistema magnético, variável			
✓	Interferômetro de Fabry-Perot	✓	09050.02	1 1
✓	Lâmpada de cádmio para efeito Zeeman	✓	09050.20	1 1
✓	Eletromagneto sem sapatas polares	✓	06480.01	1 1
✓	Terminais, perfurados, cônicos	✓	06480.03	1 1
✓	Mesa rotativa para cargas pesadas	✓	02077.00	1 1
✓	Sistema magnético, variável	✓	06327.00	1 1
✓	Fonte de alimentação para lâmpadas espectrais	✓	13662.97	1 1
✓	Transformador variável 25 V~/20 V-, 12 A	✓	13531.93	1 1
✓	Capacitor, eletrolítico, 22000 mic-F	✓	06211.00	1 1
✓	Multímetro Digital 2010	✓	07128.00	1 1
✓	Banco óptico de perfil, l = 1000mm	✓	08282.00	1 1
✓	Base para banco óptico de perfil, ajustável	✓	08284.00	2 2
✓	Cavalete para banco óptico, h = 30 mm	✓	08286.01	6 5
✓	Cavalete para banco de perfil óptico, h = 80 mm	✓	08286.02	2 2
✓	Suporte para lente	✓	08012.00	4 4
✓	Lente, com cavalete, f = +50 mm	✓	08020.01	2 2
✓	Lens, com cavalete, f = +300 mm	✓	08023.01	1 1
✓	Diafragma íris	✓	08045.00	1 1
✓	Filtro polarizador, em haste	✓	08610.00	1 1
✓	Amostra de polarização, mica	✓	08664.00	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 250 mm, vermelho	✓	07360.01	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 250 mm, azul	✓	07360.04	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 500 mm, vermelho	✓	07361.01	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 500 mm, azul	✓	07361.04	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 750 mm, vermelho	✓	07362.01	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 1000 mm, vermelho	✓	07363.01	1 1
✓	Cabo de conexão, 32 A, l = 1000 mm, azul	✓	07363.04	1 1
✓	Câmera CCD Moticam 352 para PC, 0.3 megapixels	✓	88037.01	1 1
✓	PC, Windows® XP ou superior	✓		
✓	Conjunto Completo de Equipamento, Manual em CD-ROM incluso Efeito Zeeman P25110 05/07	✓		

### Princípio

O "Efeito Zeeman" é a divisão das linhas espectrais dos átomos dentro de um campo magnético. A mais simples é a divisão de uma linha espectral em três componentes chamadas "Efeito Zeeman normal". Normalmente, o fenômeno é mais complexo e a linha central se divide em muito mais componentes. Este é o "Efeito Zeeman anômalo". Os dois efeitos podem ser estudados usando uma lâmpada de



Anéis de interferência com o efeito Zeeman anômalo cádmio como amostra. A lâmpada de cádmio é submetida a diferentes densidades de fluxo magnético e a divisão da linha vermelha do cádmio (efeito Zeeman normal) e a da linha verde do cádmio (efeito Zeeman anômalo) é pesquisado usando um interferômetro de Fabry-Perot. A avaliação dos resultados leva a um valor razoavelmente preciso para o magneton de Bohr.

### Tarefas

1. Usando o interferômetro de Fabry-Perot e um telescópio autoconstruído, a divisão das linhas centrais em linhas diferentes é medida em números de onda como função da densidade de fluxo magnético.
2. A partir dos resultados do ponto 1. é avaliado um valor para o magneton de Bohr.
3. A luz emitida dentro da direção do campo magnético é investigada qualitativamente.

**Tópicos relacionados**

A quantização dos níveis de energia, modelo atômico de Bohr, modelo vetorial de estados atômicos, momento angular orbital, spin de elétron, magneton de Bohr, interferência de ondas eletromagnéticas, interferômetro de Fabry-Perot.

**Princípio**

O "Efeito Zeeman" é o deslocamento em energia dos estados atômicos causados por um campo magnético. O deslocamento é devido ao acoplamento do momento angular orbital do elétron ao campo magnético externo. O efeito Zeeman normal ocorre quando não há momento magnético de spin - são necessários estados com spin zero. Em sistemas singletos os spins dos elétrons cancelam-se mutuamente, isto é, somam zero. O deslocamento em energia dos estados atômicos em um campo magnético externo podem ser observados pelo deslocamento do comprimento de onda da radiação emitida nas transições atômicas entre estes estados.

Geralmente, não há apenas um momento magnético da órbita do estado de um elétron, mas também um momento magnético do spin do elétron. Isto leva a um comportamento mais complicado dos estados atômicos em um campo magnético externo. Isto é chamado de Efeito Zeeman Anômalo e pode ser observado em transições atômicas onde estados não singletos estão envolvidos.

**Equipamento**

Interferômetro de Fabry-Perot para 643.847 nm e 508.588 nm	09050.02t	1
Lâmpada de cádmio para efeito Zeeman	09050.20	1
Eletromagneto sem terminais	06480.01	1
Terminais, perfurados, cônicos	06480.03	1
Mesa rotativa para cargas pesadas	02077.00	1
Fonte de alimentação para lâmpadas espectrais	13662.97	1
Transformador variável, 25 V AC/20 V DC, 12 A	13531.93	1

Capacitor, eletrolítico, 22000 JF	06211.00	1
Multímetro digital	07128.00	1
Banco óptico de perfil, 1 = 1000 mm	08282.00	1
Base para banco óptico de perfil, ajustável	08284.00	2
Cavalete para banco óptico de perfil, h=30 mm	08286.01	5
Cavalete para banco óptico de perfil, h=80 mm	08286.02	2
Suporte para lente	08012.00	4
Lente, com cavalete, f = +50 mm	08020.01	2
Lens, com cavalete, f = +300 mm	08023.01	1
Diafragma íris	08045.00	1
Filtro polarizador, em haste	08610.00	1
Amostra de polarização, mica	08664.00	1
Cabo de conexão, 1 = 25 cm, 32 A, vermelho	07360.01	1
Cabo de conexão, 1 = 25 cm, 32 A, azul	07360.04	1
Cabo de conexão, 1 = 50 cm, 32 A, vermelho	07361.01	1
Cabo de conexão, 1 = 50 cm, 32 A, azul	07361.04	1
Cabo de conexão, 1 = 75 cm, 32 A, vermelho	07362.01	1
Cabo de conexão, 1 = 100 cm, 32 A, vermelho	07363.01	1
Cabo de conexão, 1 = 100 cm, 32 A, azul	07363.04	1
Câmera CDC para PC incl. software de medição*	88037.00	1
PC com interface USB, Windows®98SE / Windows®Me / Windows®2000 / Windows®XP		
*Para a versão clássica do Efeito Zeeman (P2511001), alternativa à Câmera CCD inclusa. software de medição:		
Dispositivo deslizante, horizontal	08713.00	1
Braço oscilante	08256.00	1
Suporte de placa com mola de tensão	08288.00	1
Anteparo, com orifício e escala	08340.00	1

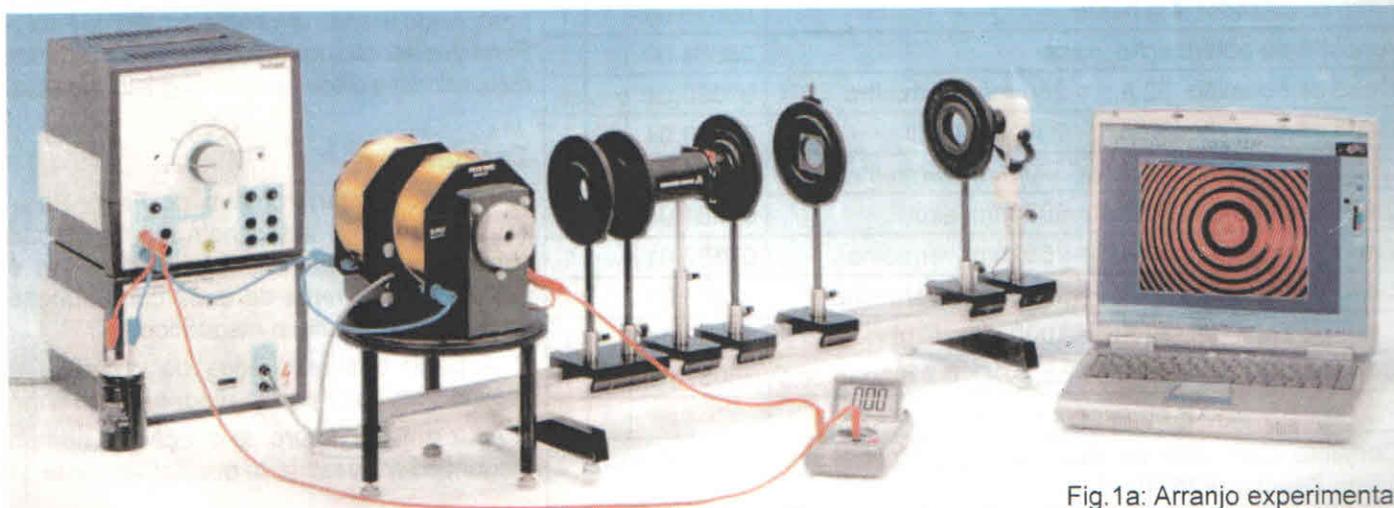


Fig. 1a: Arranjo experimental

**Tarefas**

- 1a. Efeito Zeeman Normal: observação transversal e longitudinal da divisão da linha vermelha 643.847 nm do Cd no campo magnético mostrando o efeito Zeeman normal.
- 1b. Efeito Zeeman Anômalo: observação transversal e longitudinal da divisão da linha verde 508.588 nm do Cd no campo magnético mostrando o efeito Zeeman anômalo.
2. Observação do efeito do filtro de polarização e do filtro de polarização combinado com placa de  $\lambda/4$  para as linhas verde e vermelha divididas na direção transversal e longitudinal.
3. Medição do deslocamento da frequência com auxílio da câmera CCD e a medição propiciada pelo software ou com o anteparo com escala e o dispositivo deslizante na versão clássica para ambas as linhas espectrais acima mencionadas.

**Montagem e Procedimento**

O eletromagneto é colocado na mesa rotativa para cargas pesadas e montado com os dois terminais com orifícios, de modo que sobre um espaço suficientemente largo para a lâmpada de Cd (9-11 mm). Os terminais devem estar bem apertados!! A lâmpada de Cd é introduzida no espaço sem tocar os terminais conectados à fonte de alimentação para lâmpadas espectrais. As bobinas do eletromagneto são conectadas em paralelo e, por meio de um amperímetro, conectadas à fonte de alimentação variável de até 20 VDC, 12 A. Um capacitor de 22 000  $\mu\text{F}$  está em paralelo com a saída da fonte para suavizar a tensão DC.

O banco óptico para investigação da divisão de linha leva os seguintes elementos (a posição aproximada deles em cm em colchetes):

- (80) Câmera CDC
- (73)  $L_3 = +50$  mm
- (68) Anteparo com escala (apenas na versão clássica)
- (45) Analisador
- (39)  $L_2 = +300$  mm
- (33) Étalon de Fabry-Perot
- (25)  $L = +50$  mm
- (20) Diafragma Íris
- (20) Terminais perfurados
- (0) Lâmpada espectral de Cd em mesa rotativa

- (20) Diafragma Íris
- (20) Terminais perfurados
- (0) Lâmpada espectral de Cd em mesa rotativa

O ajuste inicial e observação do efeito Zeeman longitudinal é feito sem o diafragma íris. Durante a observação do efeito Zeeman transversal, o diafragma íris é iluminado pela lâmpada de Cd e atua como uma fonte de luz. A lente  $L_1$  e a lente de  $f = 100$  mm, incorporadas ao étalon criam um feixe de luz quase paralelo, o qual é necessário ao étalon Fabry-Perot para produzir um padrão próprio de interferência.

Para a observação do efeito Zeeman normal, o filtro de cor vermelha deve ser introduzido no suporte do étalon. Para a observação do efeito Zeeman anômalo, o filtro de cor vermelha deve ser removido do étalon e o filtro de interferência de 508 nm deve ser preso no suporte da lente de +300 mm  $L_2$  abaixo da lente (de modo que haja menos reflexões de perturbação entre o interferômetro de Fabry-Perot e o filtro de interferência).

O étalon produz um padrão de interferência de anéis que pode ser observado através do telescópio formado por  $L_2$  e  $L_3$ . Os diâmetros de anel podem ser medidos usando a câmera CCD e o software fornecido com ela. Na versão clássica, o padrão de interferência é produzido dentro do plano do anteparo com uma escala montada em um cavalete que pode ser deslocada lateralmente com uma precisão de um centésimo de mm. A medição aqui pode ser feita deslocando-se a barra representando o "0" da escala.

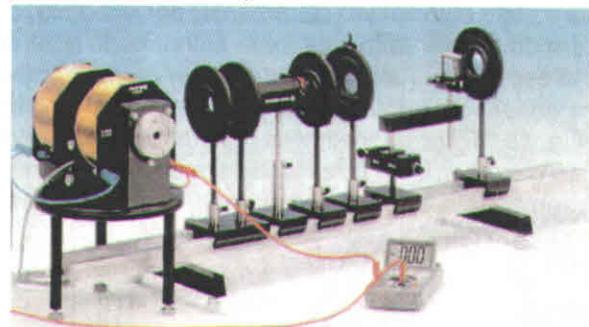


Fig.1b: Arranjo para a versão clássica do experimento.

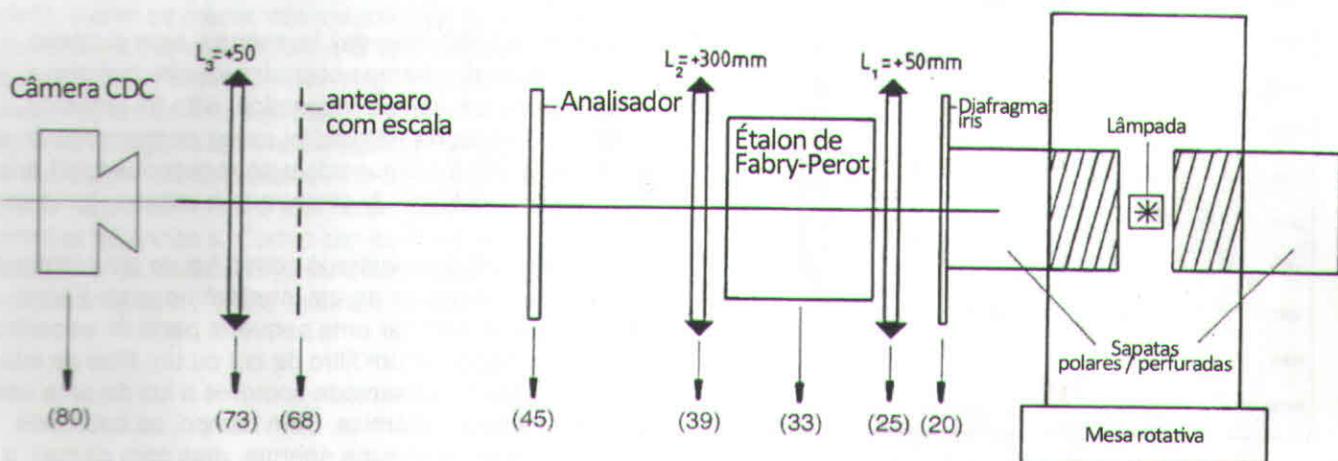
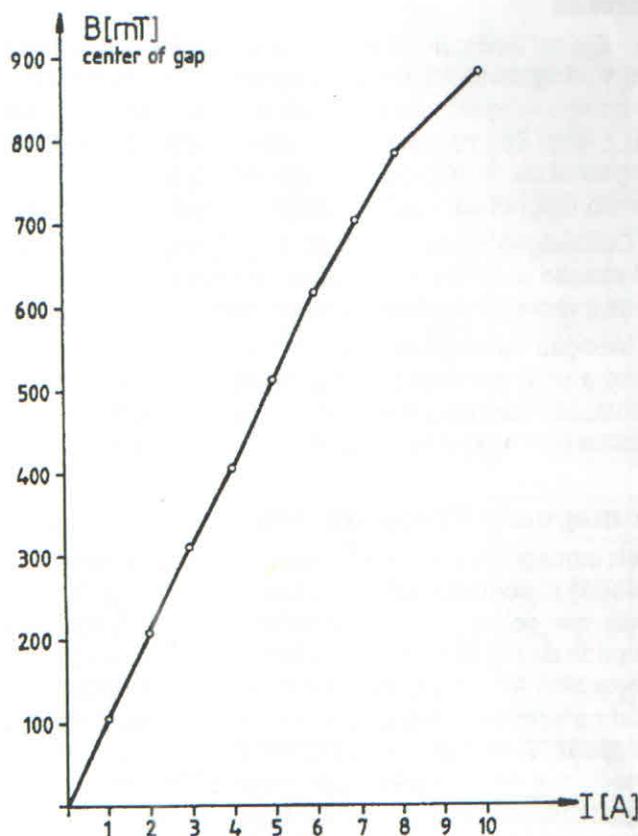


Fig. 2: Organização dos componentes ópticos.

Ajuste inicial: a mesa rotativa é ajustada de modo que os centros dos furos nos terminais perfurados se encontrem cerca de 28 cm acima da mesa. O banco óptico com todos os elementos montados (exceto o diafragma íris e a câmera CCD), é então aproximado do eletromagneto, de modo que um dos orifícios de saída dos terminais coincida com a posição anterior do diafragma íris. L1 é então ajustada de maneira que o orifício de saída esteja dentro do seu plano focal. Em seguida, todos os outros elementos ópticos da Fig. 2 são reajustados com relação à altura deles.

A corrente das bobinas é ajustada para 5 A (aumento na intensidade da luz da lâmpada de Cd!) e o padrão do anel de interferência na direção axial é observado pelo olho através de L3. A divisão da linha deve estar bem visível. O padrão deve estar centrado e nítido, o que é finalmente obtido por um último e ligeiro movimento do étalon (para a direita ou para a esquerda) e pelo deslocamento de L2 (verticalmente e horizontalmente) e de L3. Finalmente, a câmera CCD é focalizada de modo que lá longe as coisas estejam nítidas e montadas no banco óptico e ajustadas na posição horizontal e vertical, assim como na inclinação, até que uma imagem nítida do padrão do anel seja visível na tela do computador. Para instalação e uso da câmera e do software, consulte por favor o manual fornecido com a câmera.

Na versão clássica, o anteparo com escala é deslocado de uma maneira que a barra representando o "0" da escala é visto coincidindo claramente, por exemplo, com o centro do interior razoavelmente brilhante do anel. A própria escala deve ser capaz de mover-se horizontalmente ao longo do diâmetro do padrão de anel. (Arranjo veja Fig. 1b.) Dica: os melhores resultados são obtidos quando o experimento é realizado em uma sala escura. O eletromagneto é agora girado de 90° e o diafragma íris é introduzido para observação transversal.



A densidade de fluxo magnético B no centro do espaço sem a lâmpada de Cd (largura do espaço: 9 mm) como função da corrente na bobina.

Observação: Para avaliações posteriores, a curva de calibração da densidade de fluxo magnético versus a corrente na bobina tem que ser registrada previamente. Isto pode ser feito se houver disponível um teslâmetro. Caso contrário, os resultados da Fig. 3, podem ser usados. A curva da Fig. 3 foi registrada pela medição da densidade de fluxo no centro do espaço na ausência da lâmpada de Cd. Para as avaliações, estes valores do centro foram aumentados em 3.5% para explicar a distribuição não uniforme do fluxo dentro do espaço.

#### Teoria

Nos idos de 1862, Faraday investigou, sem sucesso, se o espectro de chamas coloridas se alterava sob a influência de um campo magnético. Não foi antes de 1885 que Fievez da Bélgica foi capaz de demonstrar um efeito, mas isto foi esquecido e só redescoberto 11 anos depois por Dutchman Zeeman, que o estudou junto com Lorentz.

Aqui, o efeito é demonstrado com a luz de uma lâmpada de Cádmio e o auxílio de um interferômetro de Fabry-Perot para determinar uma pequena parte do espectro pré-selecionado por um filtro de cor ou um filtro de interferência, assim é observada somente a luz de uma única linha de transição atômica. Sem campo, os subníveis magnéticos têm a mesma energia, mas com campo, a degeneração dos níveis com diferentes mJ é cancelada e

a linha é dividida. O cádmio tem a distribuição de elétrons (Kr) 4d<sup>10</sup> 5s<sup>2</sup>, isto é, a camada mais externa que participa das transições ópticas é composta pelos dois elétrons 5s<sup>2</sup> que completaram a camada de elétrons. ((Kr) = 1s<sup>2</sup> 2s<sup>2</sup> 2p<sup>6</sup> 3s<sup>2</sup> 3p<sup>6</sup> 3d<sup>10</sup> 4s<sup>2</sup> 4p<sup>6</sup>.) Isto é semelhante à distribuição de elétrons mais externa do Hélio, mas também do Mercúrio. Um esquema de níveis de energia do Cd é mostrado na Fig. 4. Numa camada completa em seu estado fundamental, os spins de elétron sempre compensam-se mutuamente - eles são antiparalelos. Se o spin de elétron total for zero, o momento magnético associado ao spin de elétron também é zero. Estados atômicos com spin total nulo são chamados estados singletos. Portanto, em transições entre diferentes estados singletos, o momento magnético de spin não desempenha nenhum papel, como é o caso do efeito Zeeman normal. A radiação de dipolo elétrico como nas transições ópticas comuns não altera o spin de elétron, exceto em átomos pesados com acoplamento jj, assim transições estão normalmente entre estados diferentes no sistema de mesma multiplicidade. Mas a Fig. 4 mostra que há algum acoplamento jj no Cádmio.

A transição usada para demonstrar o efeito Zeeman normal é 3 1

D<sub>2</sub> — 2 1P<sub>1</sub> com 643.847 nm e a transição usada para demonstrar o efeito Zeeman anômalo é 2 3S<sub>1</sub> — 2 3P<sub>2</sub> com 508.588 nm.

Em um termo como 2 3S<sub>1</sub> o primeiro número "2" denota o número quântico principal do elétron que irradia, com respeito ao estado fundamental do átomo (que é contado como "1"), aqui esta é realmente a 6a camada s, pois 5s<sup>2</sup> é o estado fundamental. (É por isto que

2 estados 2P estão abaixo dos estados 2P, 2 3P<sub>2</sub> denota a 5a camada p, já que o Kriptônio tem 4p<sup>6</sup>.) O "3" de cima denota a multiplicidade, que é 2s+1 com s aqui sendo o número quântico de spin. O "1" de baixo denota o número quântico / do momento angular total, isto é, l = l+s, l+s-1, ..., l-s com l sendo o número quântico do momento angular da órbita. "S", "P", "D", "F" denotam o valor real de l, isto é "S" significa l = 0, "P" significa l = 1,

3 1D<sub>2</sub> — 2 1P<sub>1</sub> é uma transição dentro do sistema singleto, assim os momentos magnéticos de spin não têm efeito. Mas na transição 2 3s<sub>1</sub> — 2 3p<sub>2</sub> os estados tripleto estão envolvidos e o momento magnético de spin não se anula em todos os sub-estados.

A regra de seleção para transições ópticas é Δm<sub>J</sub> = 0, ±1 e a radiação pertencente às transições com Δm<sub>J</sub> = 0 são chamadas de linhas p e aquelas com Δm<sub>J</sub> = ±1 são chamadas de linhas s. Com o campo magnético ativo na ausência do analisador, três linhas podem ser vistas simultaneamente no efeito Zeeman normal.

na observação transversal. No caso do efeito Zeeman anômalo, três grupos de três linhas aparecem. Introduzindo o analisador no efeito Zeeman normal, duas linhas s podem ser observadas se o analisador estiver na posição vertical, enquanto somente a linha p aparece se o analisador estiver virado na posição horizontal (efeito Zeeman transversal). No efeito Zeeman há dois grupos de três linhas s na polarização vertical e um grupo de três linhas p na polarização horizontal. Girando o eletromagneto de 90°, a luz oriunda da lâmpada espectral paralela à direção do campo (longitudinal) também pode ser estudada através dos orifícios nos terminais. Pode-se mostrar que esta é uma luz com polarização circular (efeito Zeeman longitudinal). A Fig. 5 resume os fatos. Uma placa lambda/4 é usada geralmente para converter luz com polarização elíptica em linear. Neste experimento, a placa lambda/4 é usada na maneira oposta. Com a placa lambda/4 introduzida antes do analisador, a luz do efeito Zeeman longitudinal é investigada. Se o eixo óptico da placa lambda/4 coincidir com a vertical, observa-se que alguns anéis desaparecem se o analisador estiver em um ângulo de +45° com a vertical, enquanto outros anéis desaparecem para uma posição de -45°. O que significa que a luz do efeito Zeeman longitudinal tem polarização circular (modo oposto). As linhas p não são longitudinalmente observáveis.

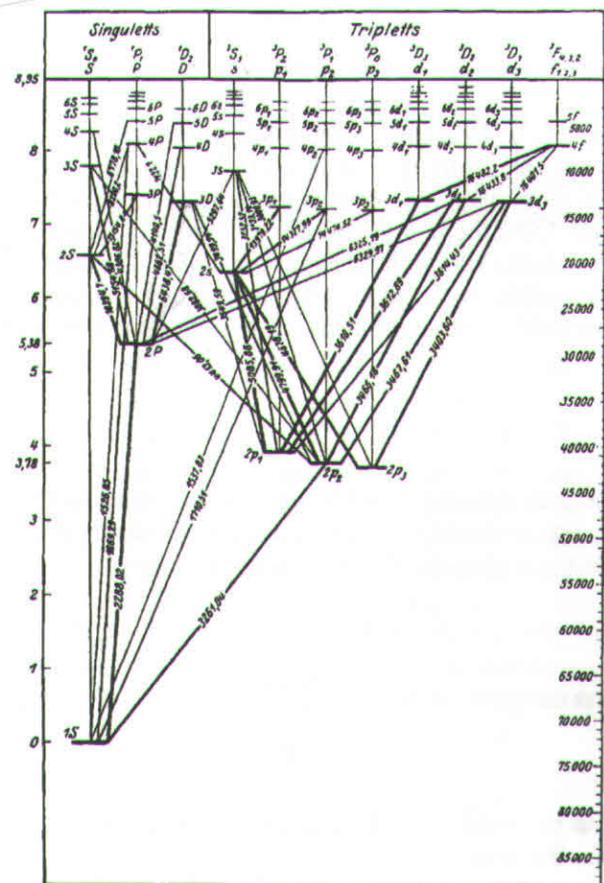


Fig. 4: Os estados atômicos do Cádmio, comprimento de onda em Å = 0.1 nm

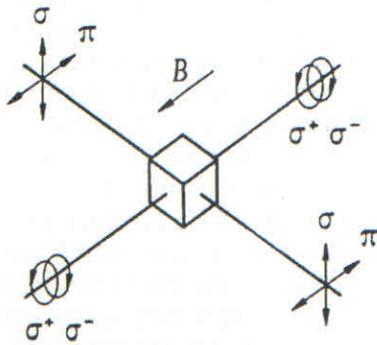


Fig. 5: Efeito Zeeman longitudinal e transversal.

No efeito Zeeman normal com a transição 3 1D2 S 2 1P1 com 643.847 nm os spins de elétron se cancelam nos estados inicial e final e a energia de um estado atômico em um campo magnético depende somente dos momentos magnéticos da órbita do elétron.

O momento magnético do momento angular orbital é

$$\vec{\mu}_l = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} = -g_l \mu_B \frac{\vec{L}}{\hbar} \quad (*)$$

com magneton de Bohr

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$$

e o fator giromagnético do momento angular orbital  $g_l = 1$ .

No modelo vetorial do átomo, o deslocamento em energia pode ser calculado. Supõe-se que os momentos angulares e momentos magnéticos podem ser tratados como vetores. O momento angular e o momento magnético a ele associado são antiparalelos, por causa da carga negativa do elétron. O valor do momento magnético orbital do momento angular orbital  $|\mu_l|$ , com número quântico  $l$  tal que

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \text{ is: } \mu_l = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

No caso do acoplamento LS (acoplamento Russel-Saunders, acoplamento spin-órbita) para sistemas de muitos elétrons é o valor do momento angular total

$$|\vec{J}| = |\vec{L} + \vec{S}| = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad \vec{S} = \sum \vec{s}_i$$

a soma de spins de elétrons únicos e

$$\vec{L} = \sum \vec{l}_i$$

a soma dos momentos angulares de órbita dos elétrons únicos. Eis aqui

$$\vec{S} = 0, \\ |\vec{J}| = |\vec{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}$$

O valor do componente do momento magnético correspondente  $\mu_J$  na direção de  $J$  é:

$$|(\vec{\mu}_J)_J| = |\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$$

com  $g_J = 1$ .

Somente a projeção do momento magnético é observável em  $J$

$$(\vec{\mu}_J)_J = -g_J \mu_B \frac{J}{\hbar}$$

com sua quantização com relação ao eixo  $z$

$$(\vec{\mu}_J)_{J,z} = -m_J g_J \mu_B$$

com o número quântico magnético  $m_J$  com  $m_J = J, J-1, \dots, -J$

A energia de interação com o campo magnético externo  $B_0$  ao longo do eixo  $z$  é então

$$V_{m_J} = -m_J g_J \mu_B B_0$$

Aqui a transição usada para o efeito Zeeman normal é  $3D_2 \text{ s } 2P_1$ .

Assim, no estado inicial é  $L = 2, S = 0$  e  $J = 2$ .  $m_J$  pode ter os valores  $m_J = -2, -1, 0, 1, 2$ . O fator giromagnético é  $g_J = 1$  e a diferença de energia entre dois subestados vizinhos do estado inicial é então  $\Delta E = -1\text{MBB}_0$ .

No estado final é  $L = 1, S = 0$  e  $J = 1$ .  $m_J$  pode ter os valores  $m_J = -1, 0, 1$ . O fator giromagnético é  $g_J = 1$  e a diferença de energia entre dois sub-estados vizinhos do estado final é então  $\Delta E = -1\text{MBB}_0$ , também, isto é, para transições com o mesmo  $\Delta m_J$  entre estado inicial e final o deslocamento de energia para o estado inicial e final é o mesmo - assim eles têm totalmente a mesma frequência. A Fig. 6 mostra o diagrama da transição resultante.

Para transições de dipólo elétrico a regra da seleção determina  $\Delta m_J = 1, 0, -1$ .

O deslocamento em energia de uma transição entre estado inicial com  $m_{Ji}$  e  $g_{Ji}$  e estado final com  $m_{Jf}$  e  $g_{Jf}$  é então

$$V_{m_{Jf}} - V_{m_{Ji}} = (m_{Jf} g_{Jf} - m_{Ji} g_{Ji}) \mu_B B_0$$

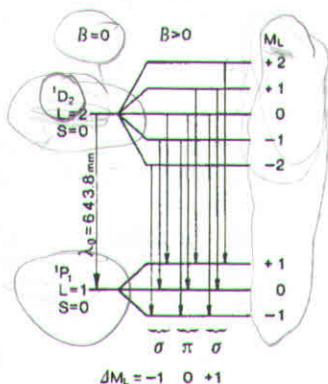


Fig. 6: Deslocamento em energia dos estados atômicos

e aqui os valores de  $(m_{Jf} g_{Jf} - m_{Ji} g_{Ji})$  são simplesmente iguais a  $\Delta m_J$ . Assim, no caso do acoplamento LS no efeito Zeeman normal, esperam-se três linhas equidistantes nesta transição com uma distância na frequência ou número de onda proporcional à intensidade do campo magnético. A polarização das transições com  $\Delta m_J = 0$  na observação transversal é paralela ao campo magnético (aqui horizontal) e das outras transições a polarização é perpendicular àquela.

O efeito Zeeman anômalo é o caso mais geral, em que os spins de elétron não se cancelam mutuamente e a energia de um estado atômico em um campo magnético depende dos momentos magnéticos do elétron e do spin do elétron. O momento magnético do momento angular orbital  $L$  é como acima (veja (\*)) e o momento magnético de spin  $s$  é

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{2m_e} \hbar \vec{S} = -g_s \mu_B \frac{\vec{S}}{\hbar}$$

com o fator giromagnético do momento angular orbital  $g_s = 2.0023$ .

Além do momento magnético orbital do momento angular orbital  $L$  o valor do momento magnético de spin do spin  $S$ , com número quântico  $s$  tal que

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

tem que ser levado em conta:

$$\mu_B = | -g_s \mu_B \sqrt{s(s+1)} |$$

No caso do acoplamento LS (acoplamento Russell-Saunders, acoplamento spin-órbita) para sistemas de muitos elétrons, o valor do momento angular total é

$$|\vec{J}| = |\vec{L} + \vec{S}| = \hbar \sqrt{J(J+1)} \text{ with } \vec{S} = \sum \vec{s}_i$$

a soma dos spins dos elétrons únicos e

$$\vec{L} = \sum \vec{l}_i$$

a soma dos momentos angulares de órbita dos elétrons únicos. No modelo vetorial, supõe-se que os momentos angulares e os momentos magnético e de spin podem ser tratados como vetores. Assim, a regra do cosseno se aplica para a soma dos dois vetores com um ângulo entre eles. O valor do componente do momento magnético correspondente— $J$  na direção de  $J$  é com a aproximação  $g_s = 2$ :

$$\begin{aligned} |(\vec{\mu}_J)_J| &= |\vec{\mu}_L| \cos(\vec{L}, \vec{J}) + |\vec{\mu}_S| \cos(\vec{S}, \vec{J}) \\ &= \mu_B \left( \sqrt{L(L+1)} \cos(\vec{L}, \vec{J}) + 2\sqrt{S(S+1)} \cos(\vec{S}, \vec{J}) \right) \end{aligned}$$

$$|(\vec{\mu}_J)_J| = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} \mu_B$$

$$= g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$$

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

Somente a projeção do momento magnético é observável em J

$$(\vec{\mu}_J)_J = -g_J \mu_B \frac{\vec{J}}{\hbar}$$

com sua quantização com relação ao eixo z

$$(\vec{\mu}_J)_{Jz} = -m_J g_J \mu_B$$

com o número quântico magnético  $m_J$  com  $m_J = J, J-1, \dots, -J$

A energia de interação com o campo magnético externo  $B_0$  ao longo do eixo z é então

$$V_{m_J} = -m_J g_J \mu_B B_0$$

Aqui, para o efeito Zeeman anômalo a transição usada é  $2\ 3S_1 - 2\ 3P_2$ .

Assim, no estado inicial é  $L = 0, S = 1/2 + 1/2 = 1$  e  $J = 1 + 0 = 1$ .  $m_J$  pode ter os valores  $m_J = -1, 0, 1$ . O fator giromagnético é

$$g_i = 1 + \frac{1(1+1) + (1+1) - 0(0+1)}{2 \cdot 1(1+1)} = 2$$

e a diferença de energia entre sub-estados vizinhos do estado inicial é então

$$\Delta E = -2\mu_B B_0$$

No estado final é  $L = 1, S = 1$  e  $J = 2$ .  $m_J$  pode ter os valores  $m_J = -2, -1, 0, 1, 2$ . O fator giromagnético é

$$g_f = 1 + \frac{2(2+1) + (1+1) - 1(1+1)}{2 \cdot 2(2+1)} = \frac{3}{2}$$

e a diferença de energia entre sub-estados do estado final é então

$$\Delta E = -\frac{3}{2} \mu_B B_0$$

A Fig. 7 mostra o diagrama de transição resultante

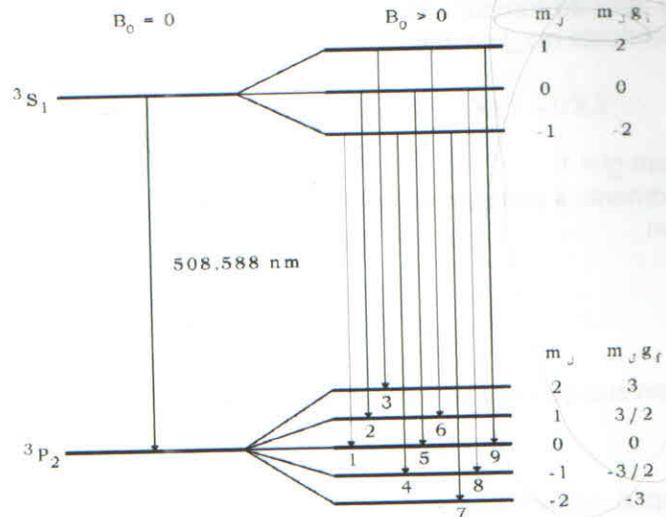


Fig. 7: Deslocamento em energia dos estados atômicos

Para transições de dipolo elétrico, a regra de seleção determina  $\Delta m_J = 1, 0, -1$ .

O deslocamento em energia de uma transição entre estado inicial com  $m_{Ji}$  e  $g_{Ji}$  e estado final com  $m_{Jf}$  e  $g_{Jf}$  é então

No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\Delta m_J$	1	1	1	0	0	0	-1	-1	-1
$m_{Jf} g_{Jf} - m_{Ji} g_{Ji}$	-2	-3/2	-1	-1/2	0	1/2	1	3/2	2

Assim, no caso do acoplamento LS no efeito Zeeman anômalo, esperam-se nove linhas equidistantes nesta transição em vez de três sem magnetismo de spin. A polarização das transições com  $\Delta m_J = 0$  na observação transversal é paralela ao campo magnético (aqui horizontal) e a polarização das outras transições é perpendicular ao campo magnético.

Ao observar as linhas s do efeito Zeeman transversal é fácil ver que o valor da divisão aumenta com o aumento da intensidade do campo magnético. Para uma medição quantitativa desta divisão em termos de números de comprimento de onda, um interferômetro Fabry-Perot é usado, cujo funcionamento deve ser explicado:

O étalon Fabry-Perot tem uma resolução de aproximadamente 400000. O que significa que uma mudança de comprimento de onda de menos que 0.002 nm ainda pode ser detectada.

O étalon consiste de uma placa de vidro de quartzo de 3 mm de espessura revestida dos dois lados com uma camada parcialmente refletora (90% de reflexão, 10% de transmissão). Consideremos as duas superfícies parcialmente transmissoras (1) e (2) na Fig. 8 separadas por uma distância t. Um raio incidente formando um ângulo com a normal da placa será dividido nos raios AB, CD, EF, etc. A diferença de caminho entre as frentes de onda de dois raios adjacentes (ex: AB e CD) é

$$\delta = \mu \cdot (BC + CK)$$

onde BK é definido como normal à CD e  $m$  é o índice de refração do quartzo em 509 nm,  $m = 1.4519$ . Em 644 nm é  $m = 1.4560$ . Com

$$CK = BC \cos 2\theta$$

e

$$BC \cdot \cos \theta = t$$

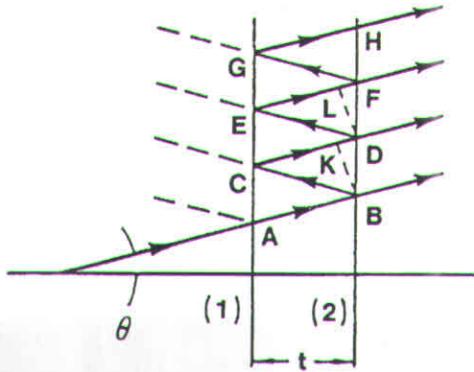


Fig. 8: Raios refletidos e transmitidos nas superfícies paralelas (1) e (2) do étalon. O espaçamento do étalon é  $t = 3 \text{ mm}$ .

obtemos

$$\begin{aligned} \delta &= \mu \cdot BCK = \mu \cdot BC(1 + \cos 2\theta) \\ &= 2\mu \cdot BC \cos^2 \theta = 2\mu \cdot t \cdot \cos \theta \end{aligned}$$

e para interferência construtiva ele é:

$$n\lambda = 2\mu \cdot t \cdot \cos \theta \quad (1)$$

onde  $n$  é um inteiro e  $\lambda$  o comprimento de onda da luz.. A Equação (1) é equação básica do interferômetro. Sejam os raios paralelos B, D, F, etc. colocados em um foco usando uma lente de distância focal  $f$  como mostrado na Fig. 9.

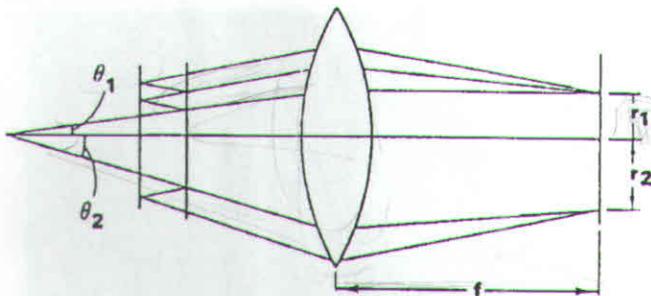


Fig. 9: Focalização da luz saindo do étalon de Fabry-Pérot. A luz entrando no étalon em um ângulo  $U$  é focalizada em um anel de raio  $r = fU$  onde  $f$  é a distância focal da lente.

Para  $U$  satisfazendo a equação (1) anéis brilhantes vão aparecer no plano focal com o raio

$$r_n = f \tan(\theta_n) \approx f\theta_n \quad (2)$$

para pequenos valores  $U_n$ , por exemplo, raios quase paralelos ao eixo óptico. Como

$$n = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda} \cos \theta_n = n_0 \cos \theta_n = n_0 \left( 1 - 2\sin^2 \frac{\theta_n}{2} \right)$$

com

$$n_0 = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda}$$

Obtemos finalmente

$$n = n_0 \left( 1 - \frac{\theta_n^2}{2} \right)$$

or

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}} \quad (3)$$

Se  $U_n$  corresponde a uma franja brilhante,  $n$  é um inteiro. No entanto  $n_0$  é a condição de interferência para o centro (para  $U = 0$ ) geralmente não um inteiro.

Se  $n_1$  é a ordem de interferência do primeiro anel, ele é  $n_1 < n_0$  como  $n_1 = n_0 \cos U_n$ . Fazemos então

$$n_1 = n_0 - \varepsilon; \quad 0 < \varepsilon < 1$$

onde «1» é o inteiro mais próximo de  $n_0$  (menor do que  $n_0$ ). Em geral, para o  $p$ -ésimo anel do padrão, medido a partir do centro, vale o seguinte:

$$n_p = (n_0 - \varepsilon) - (n_p - 1) \quad (4)$$

Combinando a equação (4) com as equações (2) e (3), obtemos para os raios dos anéis, escrevendo  $r_p$  para  $r_n$ ,

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \cdot \sqrt{(p-1) + \varepsilon} \quad (5)$$

Notamos que a diferença entre os quadrados dos raios dos anéis adjacentes é uma constante:

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (6)$$

e pode ser determinado graficamente traçando  $r_p^2$  versus  $p$  e extrapolando para  $r_p = 0$ .

Agora, se houver dois componentes de uma linha espectral (divisão de uma linha central em duas componentes) com comprimentos de onda  $\lambda_a$  e  $\lambda_b$ , os quais são muito próximos entre si, eles terão ordens fracionárias no centro  $e_a$  e  $e_b$ :

$$e_a = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda_a} = -n_{1,a} = 2\mu \cdot t \cdot k_a - n_{1,a}$$

$$e_b = \frac{2\mu \cdot t}{\lambda_b} = -n_{1,b} = 2\mu \cdot t \cdot k_b - n_{1,b}$$

onde  $k_a$  e  $k_b$  são os números de onda correspondentes e  $n_{1,a}$ ,  $n_{1,b}$  é a ordem de interferência do primeiro anel. Portanto, se os anéis não se sobrepuserem de uma ordem inteira, então  $n_{1,a} = n_{1,b}$  e a diferença em números de onda entre as duas componentes é

$$\Delta k = k_a - k_b = \frac{\varepsilon_a - \varepsilon_b}{2\mu \cdot t} \quad (7)$$

Usando as equações (5) e (6), obtemos

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \varepsilon \quad (8)$$

Aplicando a equação (8) aos componentes a e b, resulta

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - p = \varepsilon_a$$

$$\frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - p = \varepsilon_b$$

Substituindo estas ordens fracionárias na equação (7), obtemos para a diferença dos números de onda:

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu \cdot t} \left( \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_p^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right) \quad (9)$$

Da equação (6) obtemos a diferença entre os quadrados dos raios do componente a:

$$\Delta_a^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}}$$

isto é igual a (dentro de uma pequena parte) a mesma diferença para a componente b

$$\Delta_b^{p+1,p} = r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}$$

Portanto supomos

$$\Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p}$$

para todos os valores de p. Analogamente, todos os valores

$$\delta_{a,b}^p = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2$$

deve ser igual, independente de p (a ordem de interferência) e sua média deve ser tomada como pode ser feito para os diferentes valores  $\Delta$ . Com S (a diferença de quadrados de raios de diferentes linhas da mesma ordem de interferência) e A (diferença de quadrados de raios de diferentes ordens) como valores médios obtemos para a diferença de números de onda dos componentes a e b:

$$\Delta k = \frac{1}{2\mu \cdot t} \cdot \frac{\delta}{\Delta} \quad (10)$$

Observação: A Equação (10) mostra que  $\Delta k$  não depende das dimensões usadas na medição dos raios do sistema de anéis.

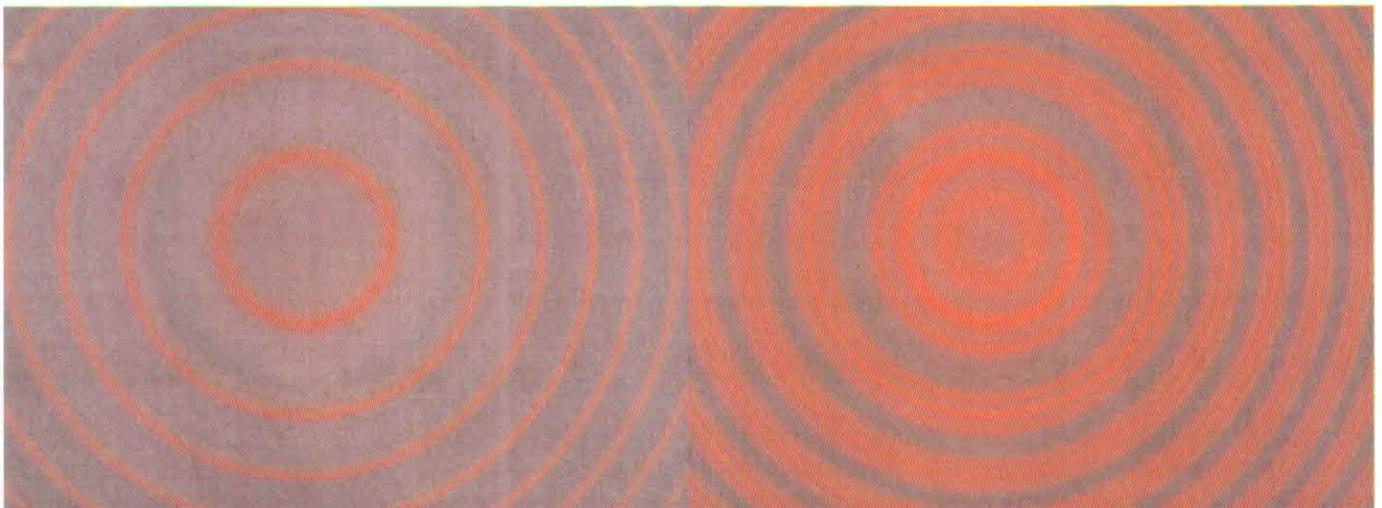


Fig.10: Efeito Zeeman Normal: Padrão de interferência sem filtro de polarização para bobina sem corrente e para bobina com corrente de 5 A. À esquerda há um anel por ordem de interferência, à direita há três anéis por ordem de interferência

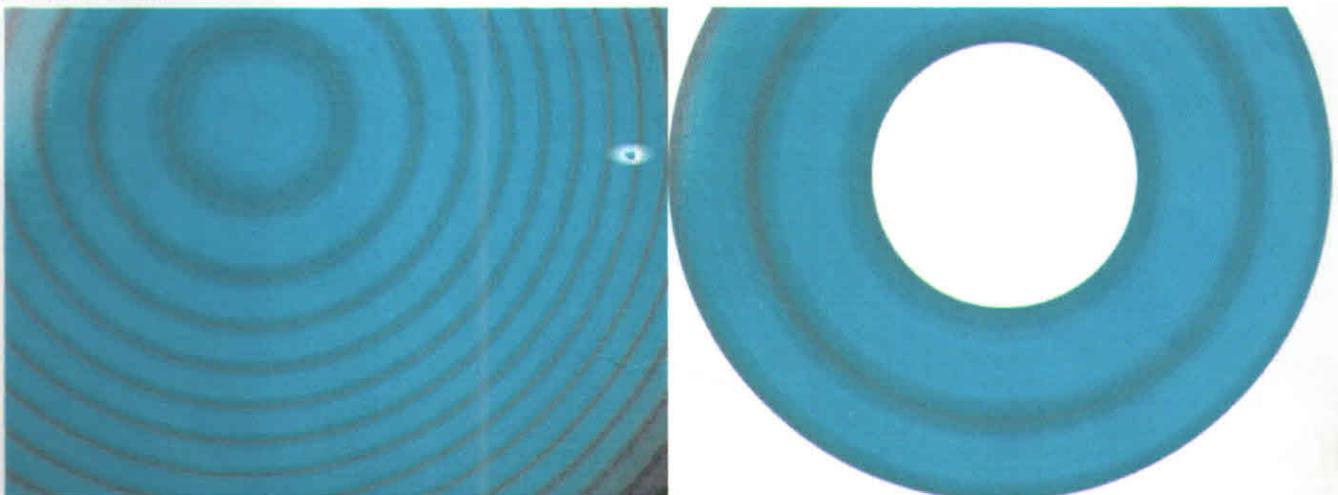


Fig.11: Efeito Zeeman Anômalo: Padrão de interferência sem filtro de polarização e recorte amplificado das duas primeiras ordens de interferência completamente visíveis