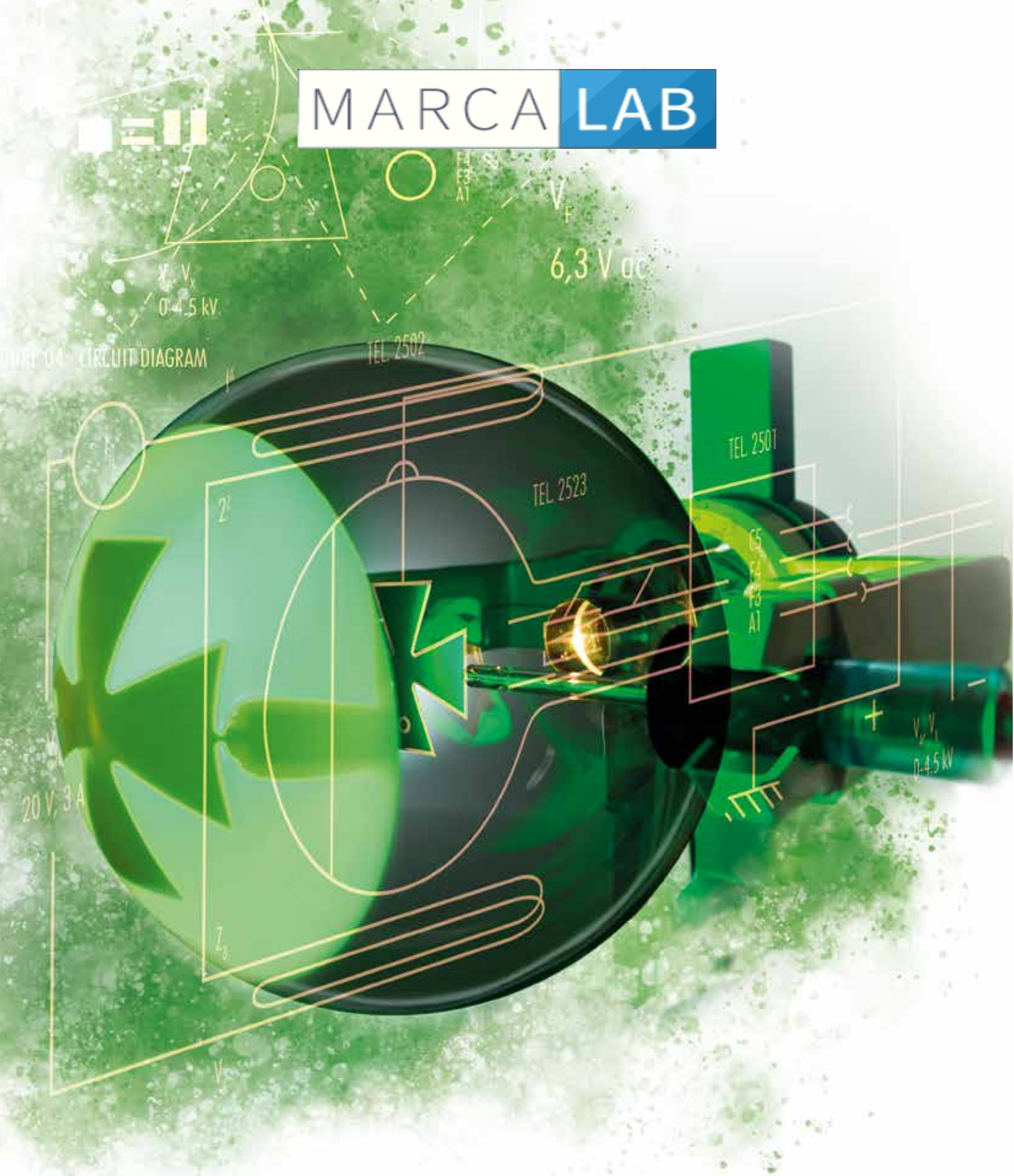


MARCA LAB



EXPERIMENTOS DE FÍSICA E ENGENHARIA

Mecânica | Térmica | Elétrica | Ótica | Física atômica e moderna | Biofísica e física médica

PREZADO/A CLIENTE



Dr. Johannes Recht

O catálogo revisado de Experimentos de Física e Engenharia agora contém mais de 135 experimentos para um moderno laboratório de física. Essa coleção intuitiva cobre todo o espectro da física, da clássica à moderna. Cada experimento inclui:

- Objetivos
- Ilustrações fáceis de seguir da configuração experimental
- Introdução do fundamentos teóricos e experimentais
- Resumo dos resultados esperados dos experimentos
- Lista detalhada de equipamentos necessários

Nosso site www.3bscientific.com fornece a você informações detalhadas e especificações completas dos produtos

Muitos dos experimentos são compatíveis com nosso sistema de registro de dados, VinciLab ou WiLab. O poderoso software de avaliação Coach7 permite que você registre e analise os dados de medição e que realize análises de vídeo e modelagem computacional.

Além disso, temos o orgulho de apresentar o novo capítulo de Biofísica e Física Médica.

Os destaque cobrem os seguintes assuntos:

- Mecânica de fluidos
- Efeito Zeeman
- Instalação e otimização de sistemas fotovoltaicos
- Velocidade do som em sólidos
- Neurofisiologia

Se você precisar de conjuntos personalizados, podemos montá-los para você mediante solicitação. Nós damos o nosso melhor para criar experimentos para todas as suas necessidades pedagógicas e de aprendizado e estamos disponíveis para debatê-las com você. Você pode nos contatar por telefone, e-mail ou pelo nosso website 3bscientific.com. Manuais de instrução e informações completas de produtos podem ser baixadas do website em formato PDF.

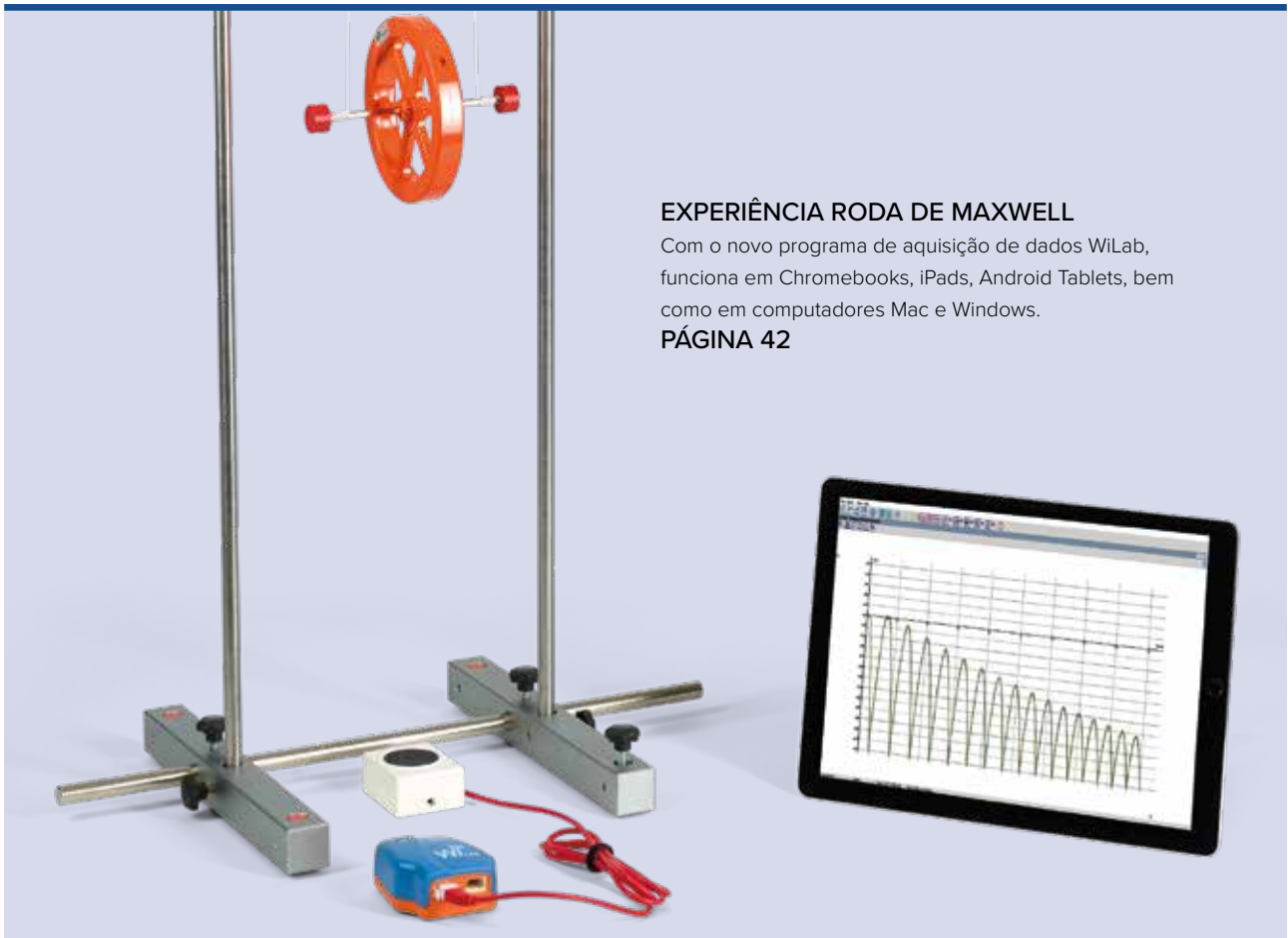
Continuaremos sendo seu parceiro no que se trata de equipar o seu laboratório ou sala de aula.

Atenciosamente

Dr. Johannes Recht | Diretor de Negócios de Ciências Naturais



Copyright © 2020 3B Scientific GmbH, Hamburg.
É proibida a reprodução e publicação não autorizada do conteúdo do(s) catálogo(s).

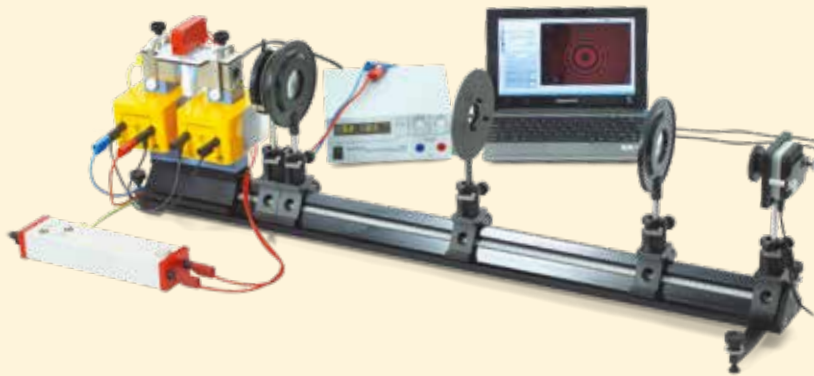


EXPERIÊNCIA RODA DE MAXWELL

Com o novo programa de aquisição de dados WiLab, funciona em Chromebooks, iPads, Android Tablets, bem como em computadores Mac e Windows.

PÁGINA 42

NOVA EXPERIÊNCIA EFEITO ZEEMAN PÁGINA 244



NOVA EXPERIÊNCIA SONOGRAFIA DE DOPPLER PÁGINA 276



MECÂNICA

Métodos de medição

Esferômetro.....	6
Comprimento e volume	8
Constante gravitacional	10

Forças

Lei de Hooke.....	12
Alavanca de um e de dois lados	14
Mesa de forças	16
Plano inclinado.....	18
Fricção estática e dinâmica	20

Movimento ascensional

Princípio de Arquimedes	22
-------------------------------	----

Movimentos de translação

Movimentos uniformemente acelerados.....	24
Movimento uniformemente acelerado.....	26
Leis de colisões	28
Queda livre.....	30
Parábola	32
Choques bidimensionais	34

Movimentos rotativos

Movimentos rotativos acelerados uniformemente.....	36
--	----

Movimentos de rotação

Momento de inércia I.....	38
Momento de inércia II.....	40
Roda de Maxwell.....	42

Movimentos de giroscópio

Precessão e nutação de um giroscópio.....	44
--	----

Oscilações

Oscilações harmônicas de pêndulo suspenso por fio.....	46
Oscilações elípticas de pêndulo suspenso por fio.....	48
Pêndulo gravitacional variável.....	50
Pêndulo reversível de Kater.....	52
Pêndulo de Foucault.....	54
Oscilações harmônicas.....	56
Pêndulo giratório segundo Pohl I.....	58
Pêndulo giratório segundo Pohl II.....	60
Oscilações acopladas	62

Oscilações e ondas

Ondas mecânicas	64
-----------------------	----

CONTENUTO

ACÚSTICA

Comprimento de onda e velocidade do som

Velocidade do som no ar I.....	66
Velocidade do som no ar II.....	68
Propagação do Som em Hastes	70
Propagação do som em corpos sólidos... ..	72
Efeito Debye-Sears	74

AERODINÂMICA E HIDRODINÂMICA

Viscosidade

Viscosímetro de queda de esfera.....	76
--------------------------------------	----

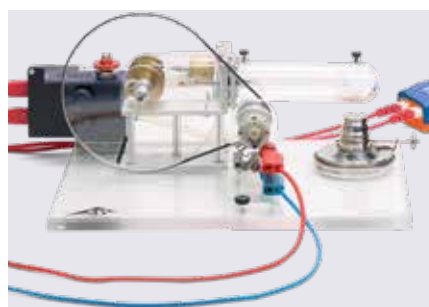
MECÂNICA

Mecânica dos líquidos e gases

Tensão Superficial.....	78
-------------------------	----

Deformação de sólidos

Arqueamento de barra.....	80
Torsão de hastes circulares.....	82



TERMODINÂMICA

Expansão Térmica

Expansão térmica de corpos sólidos	84
--	----

Dilatação térmica

Anomalia da Água	86
------------------------	----

Transmissão de calor

Condução de calor.....	88
Cubo de Leslie.....	90

Energia interna

Aumento da energia interna através de trabalho mecânico	92
--	----

Energia interna

Energia interna e trabalho elétrico.....	94
--	----

Leis dos gases

Lei de Boyle-Mariotte.....	96
Lei de Amonton	98
O coeficiente adiabático do ar	100
Gás real e ponto crítico	102

Motor de ar quente

Motor de Stirling D.....	104
Motor de Stirling G.....	106
Bomba térmica.....	108



LEIS DA ELÉTRICA

Eletrostática

Campo Elétrico em capacitor de placa.....	110
Tensão no Condensador de Placa.....	112

Transporte de carga e corrente

Gotas de água carregadas	114
Condutividade elétrica	116
Ponte de medição de "Wheatstone"	118
Lei de Ohm.....	120
Regras de Kirchhoff.....	122
Divisor de tensão	124
Eletrólise	126

Campo magnético

Força de Lorentz	128
Balança Elétrica	130
Campo magnético de uma bobina cilíndrica	132
Campo magnético terrestre	134
Lei da indução de Faraday	136

Indução

Indução de um circuito condutor móvel.....	138
Indução Por Campo Magnético Variável... ..	140

Indução eletromagnética

Pêndulo de Waltenhofen.....	142
Transformadores	144

Circuitos de corrente contínua e alternada

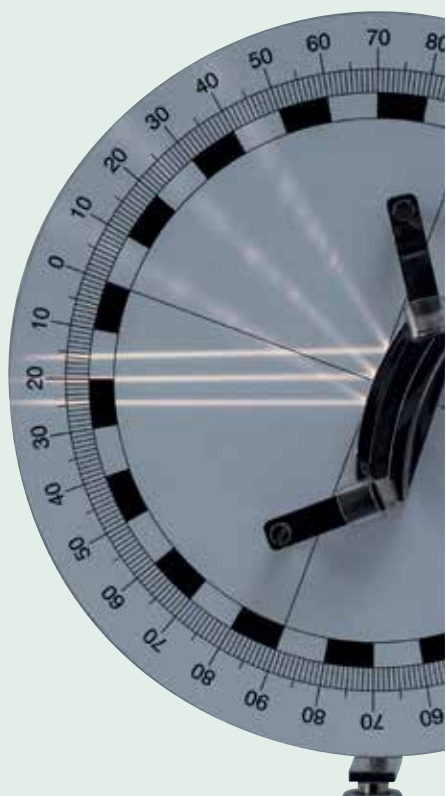
Carga e descarga de um capacitor I.....	146
Carga e descarga de um capacitor II.....	148
Resistência de um capacitor no circuito de corrente alternada	150
Carga e descarga de uma bobina.....	152
Resistência de uma bobina no circuito de corrente alternada	154
Resistências de corrente alternada I.....	156

Corrente contínua e alternada

Resistências de corrente alternada II.....	158
Resistências de corrente alternada III.....	160
Circuito LC oscilante	162
Óptica ondulatória com microondas	164
Tubo diodo	166
Tubo tríodo	168
Tubos de sombra cruzada	170
Tubos de Perrin.....	172
Tubos de Thomson.....	174
Tubo de raios de feixe estreito.....	176
Osciloscópio para o ensino I.....	178
Osciloscópio para o ensino II.....	180

Eletrônica

Transistor bipolar.....	182
Transistor de efeito	184



ÓTICA

Ótica geométrica

Reflexão no espelho	186
Refração da luz	188
Equação das lentes	190

Cores

Espectros de transmissão	192
--------------------------------	-----

Ótica de Ondas

Difração em fenda única	194
Difração em fendas múltiplas e grades	196
Biprisma de Fresnel	198
Anéis de Newton	200

Interferômetro

Interferômetro de Michelson	202
-----------------------------------	-----

Ótica das ondas

Interferômetro de Mach-Zehnder	204
--------------------------------------	-----

Polarização

Lei de Malus	206
Atividade ótica	208
Efeito de pockels	210
Efeito de Faraday	212

Intensidade de radiação

Lei do inverso do quadrado	214
Lei de Stefan-Boltzmann	216

Velocidade da luz

Determinação da Velocidade da Luz	218
---	-----

Física do laser

Laser Nd:YAG	220
Comutação Q de Laser	222
Laser Nd:YAG	224

Espectrometria

Espectrômetro De Prisma	226
-------------------------------	-----



FÍSICA ATÔMICA E NUCLEAR

Experiências introdutórias à física atômica

Constante de Planck	228
Experiência De Millikan	230

Base da física atômica

Difração de elétrons	232
----------------------------	-----

Envoltório do átomo

Espectros de linhas I	234
Espectros de linhas II	236
Experiência de Franck-Hertz com mercúrio	238
Experiência de Franck-Hertz com néon	240
Potenciais Críticos	242

Camada de elétrons

Efeito Zeeman normal	244
----------------------------	-----

Ressonância magnética

Ressonância Paramagnética Eletrônica	246
Ressonância magnética nuclear	248

FÍSICA DE SÓLIDOS

Fenômenos de condução

Condução de eletricidade em semicondutores	250
Efeito Hall em semicondutores	252
Fotocondutividade	254
Efeito de Seebeck	256

FÍSICA DOS RAIOS X

Física dos raios X

Difração de Bragg	258
-------------------------	-----

Espectroscopia energética

Fluorescência dos raios X	260
---------------------------------	-----



ENERGIA E MEIO AMBIENTE

Fotovoltaicos

Instalações fotovoltaicas	262-267
---------------------------------	---------



BIOFÍSICA

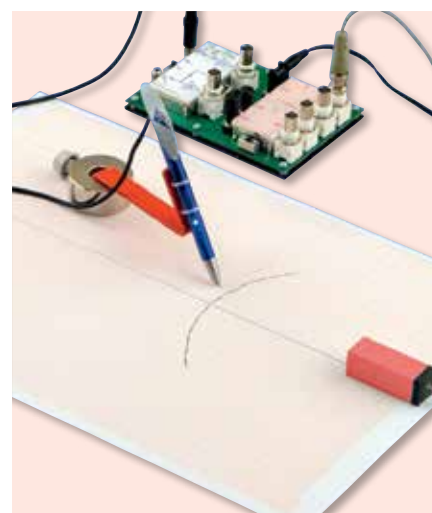
Neurofisiologia

Neurofisiologia	268
-----------------------	-----

FÍSICA MÉDICA

Ultrassom

Biometria ultrassônica	270
Tomografia computadorizada ultrassônica	272
Mecânica dos fluidos	274
Sonografia de Doppler	276

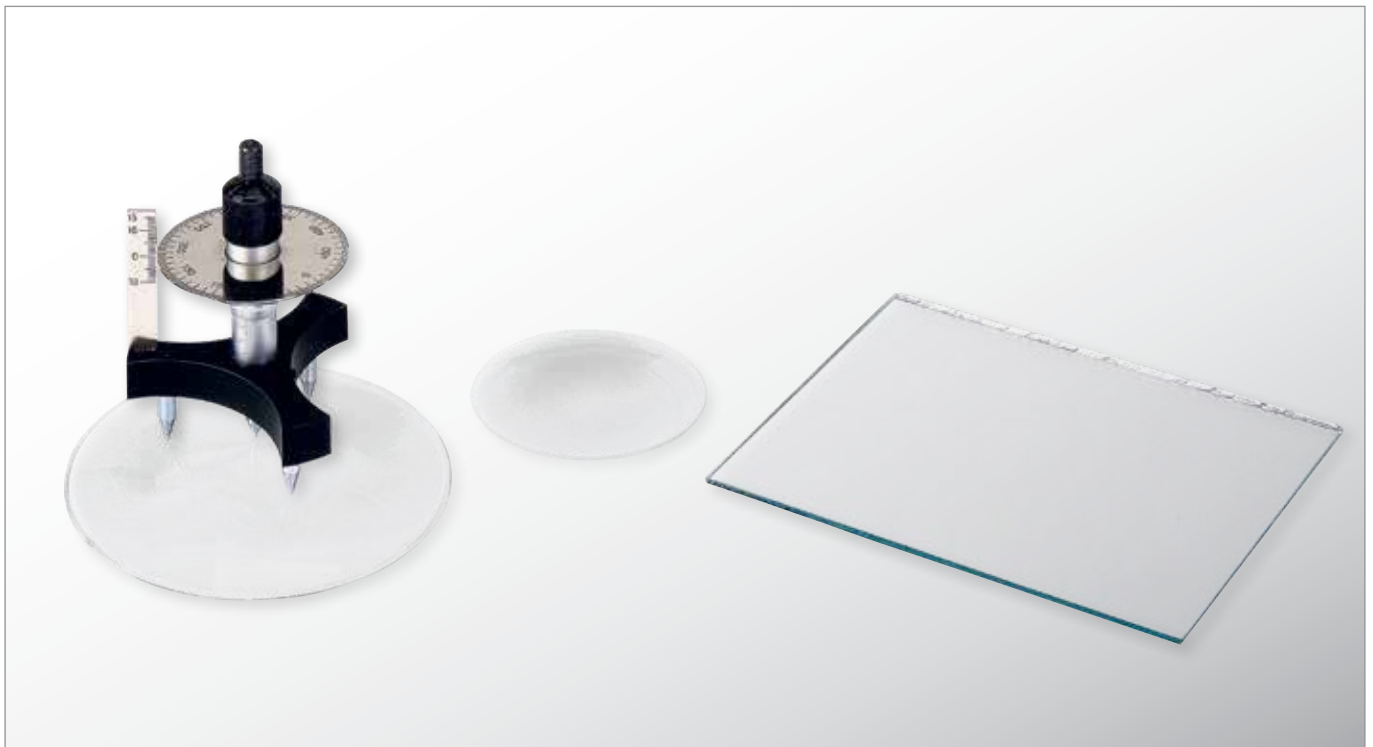


EXPERIÊNCIAS DIDÁTICAS

Kit de experimentos escolares

Oscilações e ondas mecânicas	278
Ondas ultrassônicas	280
Óptica de Kröncke	282
Eletricidade e magnetismo	284
Elétrica	286
Energia solar	288
Propagação do som em corpos sólidos	290

UE1010100 | ESFERÔMETRO



> TAREFAS

- Medição das alturas h de duas lentes de relógio, dada a distância s entre as pontas dos pés do esferômetro.
- Cálculo dos raios de curvatura R de ambas as lentes do relógio.
- Comparação dos métodos de medição para curvaturas convexas e côncavas.

OBJETIVO

Determinação de raios de curvatura de lentes de relógio.

RESUMO

A partir da altura de curvatura h da superfície de uma esfera em relação a um plano definido pelos ângulos de um triângulo equilátero, é possível determinar o raio de curvatura R da superfície da esfera.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Esferômetro de precisão	1002947
1	Espelho plano	1003190
1	Conjunto de 10 lentes de relógio, 80 mm	1002868
1	Conjunto de 10 lentes de relógio, 125 mm	1002869

FUNDAMENTOS GERAIS

O esferômetro consiste num tripé com três pontas de aço que agem como pés, formando um triângulo equilátero de 50 mm de lado. Um parafuso de micrométrico com uma ponta de medição é introduzido no centro do tripé. Uma escala vertical indica a altura h da ponta de medição por cima ou por baixo do plano definido pelas pontas dos pés. O deslocamento da ponta de medição pode ser lido com precisão de até $1 \mu\text{m}$, graças à escala que se encontra sobre um disco que gira junto com o parafuso micrométrico.

Entre a distância r das pontas dos pés do centro do esferômetro, o raio de curvatura R procurado e a altura de curvatura h existe a relação

$$(1) \quad R^2 = r^2 + (R-h)^2$$

Após reformulação, resulta para R :

$$(2) \quad R = \frac{r^2 + h^2}{2 \cdot h}$$

A distância r calcula-se a partir do comprimento de lado s do triângulo equilátero formado pelas pontas dos pés:

$$(3) \quad r = \frac{s}{\sqrt{3}}$$

A equação para determinar R é então:

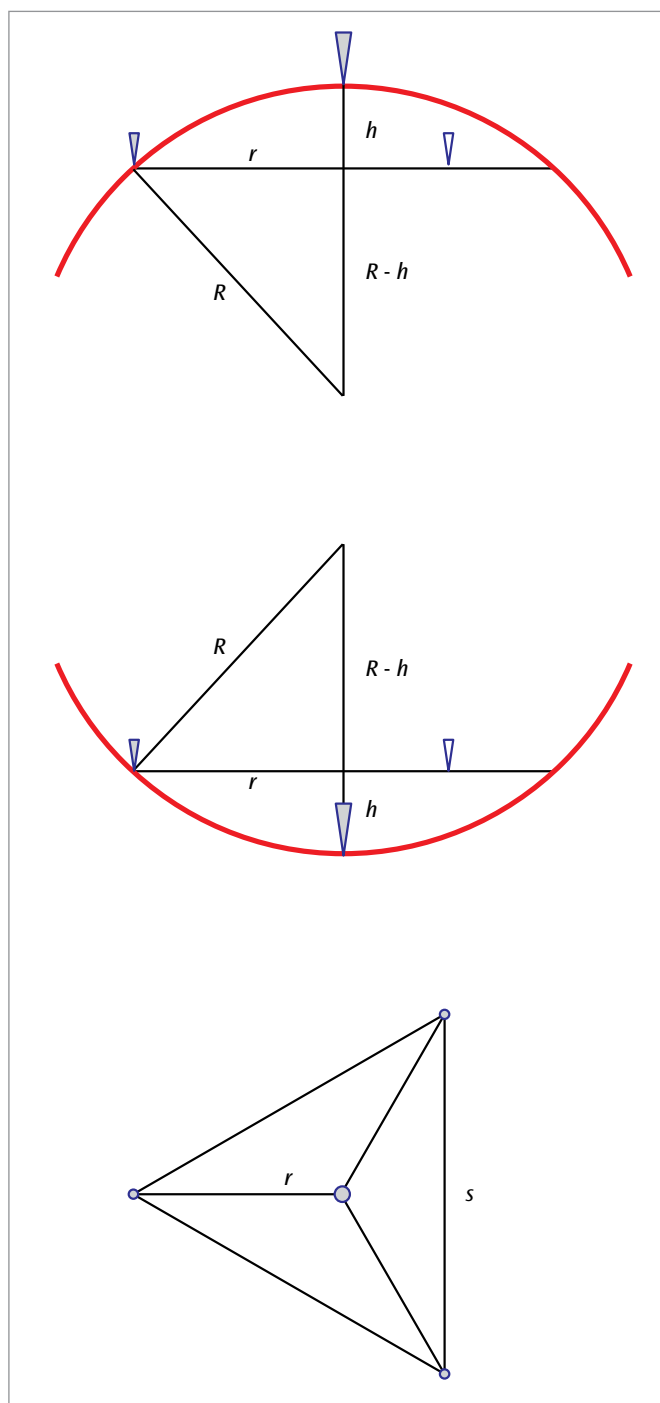
$$(4) \quad R = \frac{s^2}{6 \cdot h} + \frac{h}{2}$$

ANÁLISE

A distância entre os pés s do esferômetro utilizado é de 50 mm. Para alturas de curvatura pequenas h pode-se assim simplificar (4) em

$$R = \frac{s^2}{6 \cdot h} = \frac{2500\text{mm}^2}{6 \cdot h} \approx \frac{420\text{mm}^2}{h}$$

Na escala do esferômetro são legíveis as alturas de curvatura entre 10 mm e $1 \mu\text{m}$ com uma precisão de $1 \mu\text{m}$. Assim, podem ser determinados raios de curvatura de aproximadamente 40 mm até aproximadamente 400 m.



Representação esquemática da medição do raio de curvatura com um esferômetro

Acima: Corte vertical para objeto de medição com superfície convexa

Meio: Corte vertical para objeto de medição com superfície côncava

Abaixo: Visão de cima

UE1010200 | COMPRIMENTO E VOLUME



> TAREFAS

- Determinação das medidas externas de um corpo de forma irregular.
- Determinação das medidas internas de um corpo de forma irregular.
- Determinação das medidas de profundidade de um corpo de forma irregular.
- Cálculo e medição do volume.

OBJETIVO

Medição de um corpo de forma irregular

RESUMO

Para a medição precisa de comprimentos não muito grandes, são empregados os paquímetros. Estes são adequados para a determinação de medidas externas, internas e de profundidade, como demonstrado no exemplo de um corpo de forma irregular. O cálculo do volume do corpo a partir dos dados obtidos é trabalhoso na comparação. Uma determinação mais simples é obtida com o método de transbordamento.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Paquímetro, 150 mm	1002601
1	Objetivo para exercícios de medição	1006889
Recomendação suplementar:		
1	Recipiente para transbordar, transparente	1003518
1	Cilindro de medição, 100 ml	1002870
1	Laborboy II	1002941
1	Corda para experiências	1001055
1	Conjunto de 10 copos, forma alta	1002873

FUNDAMENTOS GERAIS

Para a medição precisa de comprimentos não muito grandes, são empregados paquímetros. Eles geralmente possuem dois grandes encostos para determinação de medidas externas, duas orelhas cruzadas para determinação de medidas interiores e uma haste de profundidade para determinar a profundidade de perfurações e recessos.

Para evitar erros sistemáticos de medição, o paquímetro deve ser posicionado, em todos os casos, da forma menos inclinada possível. A precisão de leitura, classicamente, é aumentada pelo chamado nônio a frações de milímetros. Os milímetros cheios são lidos à esquerda da marca zero do nônio. As posições após a vírgula são encontradas quando uma graduação do nônio se alinha com uma graduação da escala milimétrica.

Se um recipiente de transbordamento estiver à disposição, o volume poderá ser determinado pelo método de transbordamento. O corpo é mergulhado no recipiente de transbordamento cheio de água, do qual a água deslocada transborda para um cilindro de medição. O volume transbordado corresponde ao volume V do corpo.

ANÁLISE

Geralmente, uma medida é tomada múltiplas vezes e a média dos valores lidos é calculada.

Para o cálculo do volume, o volume é dividido em volumes parciais que são somados, ou, por exemplo, no caso de perfurações, subtraídos.

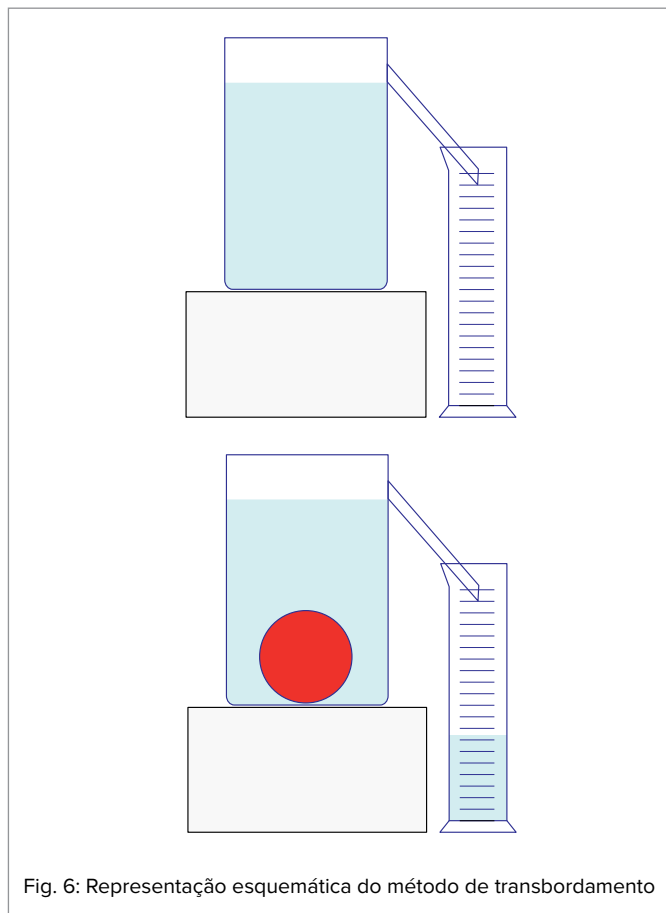


Fig. 6: Representação esquemática do método de transbordamento

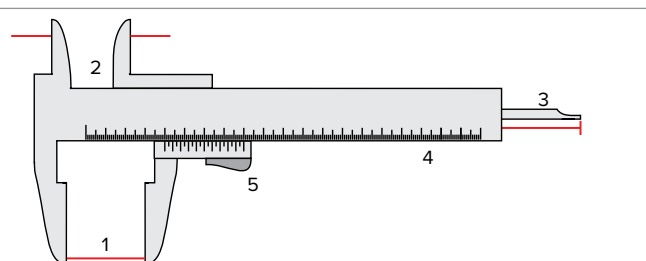


Fig. 1: Braço medidor para medidas externas (1), orelhas cruzadas para medidas internas (2), haste para medição de profundidade (3), escala milimétrica (4), cursor com nônio (5), medição de degraus (6)

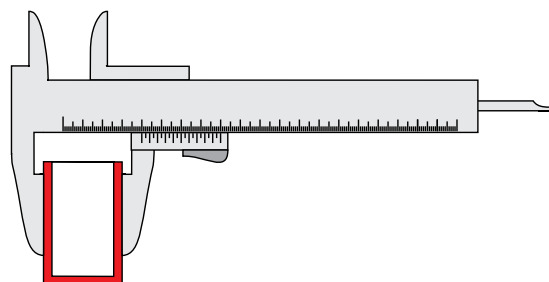


Fig. 2: Determinação de medida externa

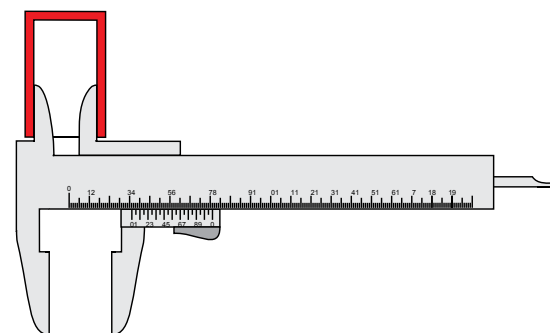


Fig. 3: Determinação de medida interna

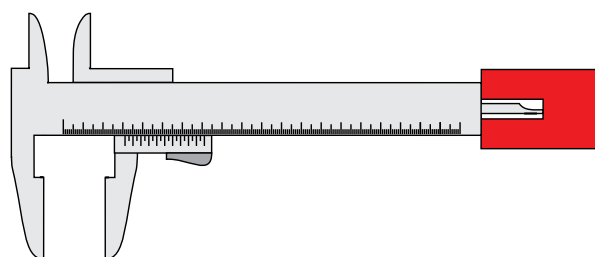


Fig. 4: Determinação de profundidade de perfuração

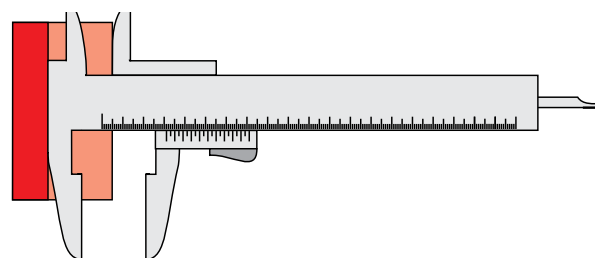


Fig. 5: Determinação de altura de degrau

UE1010300 | CONSTANTE GRAVITACIONAL



> TAREFAS

- Determinação da posição de equilíbrio inicial do pêndulo de torção.
- Registro da oscilação do pêndulo de torção ao redor da posição de equilíbrio final e determinação da duração de oscilação.
- Determinação da posição de equilíbrio final.
- Cálculo da constante gravitacional G .

OBJETIVO

Medição da força gravitacional e determinação da constante gravitacional com a balança de torção de Cavendish

RESUMO

O cerne da balança de torção de Cavendish é um pêndulo de torção sensível apoiado sobre um par de pequenas esferas de chumbo. Estas são atraídas por um par de esferas grandes de chumbo. Daí, a posição das esferas grandes de chumbo determina a posição de equilíbrio do pêndulo de torção. Se as esferas grandes são levadas a uma segunda posição, em posição espelhada em relação à primeira relativamente às massas pequenas, o pêndulo de torção assume, após um procedimento de oscilação, uma nova posição de equilíbrio. A partir das duas posições de equilíbrio e das medições geométricas da disposição, pode-se definir a constante gravitacional. Nisto, o equilíbrio entre a força gravitacional e o torque de redefinição do fio de torção é decisivo. As oscilações do pêndulo de torção são medidas com um sensor diferencial capacitivo, que suprime amplamente as partes de ruído e vibração do sinal. O fio de tungstênio do pêndulo de torção é selecionado tão fino que a duração da oscilação do pêndulo de torção está no âmbito de poucos minutos, de forma que dentro de uma hora possam ser observadas múltiplas oscilações ao redor da posição de equilíbrio.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Balança de torção de Cavendish	1003337
1	Díodo laser, vermelho 230V	1003201 ou
	Díodo laser, vermelho 115V	1022208
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Manga universal	1002830
1	Vara de apoio, 100 mm	1002932
Exigência complementar:		
1	Paquímetro, 150 mm	1002601
1	Balança eletrônica 5200 g	1022587

FUNDAMENTOS GERAIS

Na medição das forças gravitacionais entre duas massas na experiência de laboratório, em princípio, todas as massas ambientes têm influência perturbadora. Na balança de torção de Cavendish, este problema é amplamente contornado, pois são realizadas duas medições com posições espelhadas das massas.

O cerne da balança de torção de Cavendish é um pêndulo de torção sensível apoiado sobre um par de pequenas esferas de chumbo. Estas são atraídas por um par de esferas grandes de chumbo. Daí, a posição das esferas grandes de chumbo determina a posição de equilíbrio do pêndulo de torção. Se as esferas grandes são levadas a uma segunda posição, em posição espelhada em relação à primeira relativamente às massas pequenas, o pêndulo de torção assume, após um procedimento de oscilação, uma nova posição de equilíbrio. A partir das duas posições de equilíbrio e das medições geométricas da disposição, pode-se definir a constante gravitacional. Nisto, o equilíbrio entre a força gravitacional e o torque de redefinição do fio de torção é decisivo.

A força gravitacional é dada por

$$(1) \quad F = G \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{d^2}$$

G : constante gravitacional,

m_1 : massa de uma esfera pequena de chumbo,

m_2 : massa de uma esfera grande de chumbo,

d : distância entre esfera de chumbo

pequena e grande na posição de medição

Ela desvia o pêndulo de torção da posição zero quando as duas esferas grandes de chumbo se encontram na posição de medição. Para o torque desviante, vale

$$(2) \quad M_1 = 2 \cdot F \cdot r$$

r : distância da esfera pequena de chumbo

em relação à suspensão da viga de suporte

Se o pêndulo de torção é desviado por um ângulo φ , age o torque de redefinição

$$(3) \quad M_2 = D \cdot \varphi$$

D : grandeza de orientação angular do fio de tungstênio

Do fio fino de tungstênio em que é pendurada a viga de suporte do pêndulo de torção. Na posição de equilíbrio, M_1 e M_2 se equivalem.

A grandeza de orientação angular D pode ser determinada a partir da duração da oscilação T com que o pêndulo de torção oscila ao redor de sua posição de equilíbrio.

$$(4) \quad D = J \cdot \frac{4\pi^2}{T^2}$$

Nisto, o momento de inércia J é composto do momento de inércia J_1 das duas esferas pequenas de chumbo e do momento de inércia J_K da viga de suporte

$$(5) \quad J = 2 \cdot m_1 \cdot r^2 + \frac{m_b}{12} \cdot (a^2 + b^2)$$

m_b : massa da viga de suporte

a, b : comprimento e largura da viga de suporte.

Para as duas esferas grandes de chumbo, são previstas duas posições espelhadas de medição, às quais pertencem dois ângulos de desvio φ e φ' , assim como dois torques desviantes, que são opostamente iguais. De (2) e (3) conclui-se, assim, no equilíbrio.

$$(6) \quad 4 \cdot F \cdot r = D \cdot (\varphi - \varphi') = D \cdot \Delta\varphi$$

Na experiência, as oscilações do pêndulo de torção são medidas com um sensor diferencial capacitivo, que suprime amplamente as partes de ruído e vibração do sinal. O fio de tungstênio do pêndulo de torção é selecionado tão fino que a duração da oscilação do pêndulo de torção está no âmbito de poucos minutos, de forma que dentro de uma hora possam ser observadas múltiplas oscilações ao redor da posição de equilíbrio.

Um espelho fixado ao pêndulo de torção pode ser empregado para montagem de um indicador luminoso, que torne as oscilações rastreáveis a olho nu. Desta forma, o ajuste e a calibração necessários da balança de torção são significativamente facilitados.

ANÁLISE

A partir das equações (1), (4), (5) e (6), obtém-se, após conversão:

$$G = \frac{\Delta\varphi}{m_2} \cdot \frac{d^2 \cdot \pi^2}{T^2} \cdot \left(2 \cdot r + \frac{1}{12} \cdot \frac{m_b}{m_1} \cdot \frac{a^2 + b^2}{r} \right)$$

Nisto ainda não está considerado que cada uma das esferas pequenas de chumbo também é atraída pela esfera grande de chumbo mais distante e que, assim, o torque sobre o pêndulo de torção resulta um pouco menor que o calculado até então. Uma correção correspondente da equação (2) é facilmente possível, pois todas as distâncias são conhecidas.

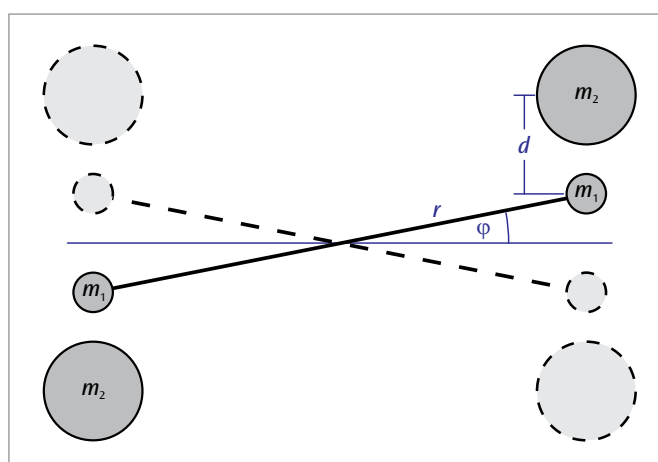


Fig. 1: Representação esquemática da disposição de medição na balança de torção de Cavendish

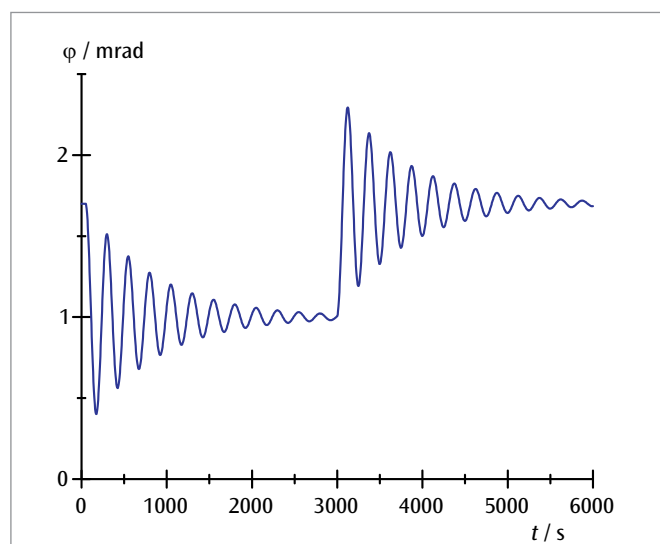


Fig. 2: Ângulo de desvio do pêndulo de torção em dependência do tempo com troca dupla da posição de medição para as esferas grandes de chumbo



OBJETIVO
Confirmação da Lei de Hooke para molas helicoidais de tração

▶ TAREFAS

- Confirmação da Lei de Hooke e determinação da constante de mola para cinco molas helicoidais diferentes.
- Comparação das constantes de mola medidas com as calculadas.

RESUMO

Em um corpo elástico, a expansão e a tensão são proporcionais uma em relação à outra. Esta relação, descoberta por Robert Hooke, é frequentemente analisada em uma mola helicoidal com um peso. A alteração do comprimento da mola helicoidal é proporcional ao peso suspenso F . Na experiência cinco diferentes molas helicoidais são medidas, cujas constantes de mola se diferenciam graças à seleção apropriada de diâmetro do arame e das espiras, para diferenciar, no total, uma grandeza. Em todos os casos, a validade da Lei de Hooke para forças acima da tensão prévia é confirmada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Kit de molas helicoidais para a lei de Hooke	1003376
1	Conjunto de pesos de entalhe 20 – 100 g	1003226
1	Medidor de alturas, 1 m	1000743
1	Conjunto de indicadores para o metro	1006494
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Vara de apoio, 1000 mm	1002936
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Manga com gancho	1002828
Recomendação suplementar:		
1	Paquímetro, 150 mm	1002601
1	Micrômetro de rosca com arco	1002600

FUNDAMENTOS GERAIS

Em um corpo elástico, a expansão e a tensão são proporcionais uma em relação à outra. Esta relação, descoberta por *Robert Hooke*, descreve bem o comportamento de muitos materiais com deformação suficientemente pequena. Para melhor visualização, sua lei é frequentemente analisada em mola helicoidal com um peso. A alteração do comprimento da mola helicoidal, aqui, é proporcional ao peso suspenso F .

Mais exatamente, deve-se considerar a tensão prévia que a mola helicoidal pode apresentar segundo seu processo de fabricação. Ela precisa ser compensada por um peso F_1 , que estende a mola a partir do comprimento sem carga s_0 para o comprimento s_1 . Para pesos acima de F_1 , vale a Lei de Hooke na forma

$$(1) \quad F - F_1 = k \cdot (s - s_1)$$

enquanto o comprimento s da mola esticada não fique grande demais. A constante da mola k depende do material e das dimensões geométricas. Para uma mola helicoidal cilíndrica com n espiras e diâmetro constante D , vale

$$(2) \quad k = G \cdot \frac{d^4}{D^3} \cdot \frac{1}{8 \cdot n}$$

d : Diâmetro do arame da mola

O módulo de cisalhamento G , com arames de mola de aço, é de 81,5 GPa.

Na experiência, cinco diferentes molas helicoidais de tração são medidas, cujas constantes de mola se diferenciam graças à seleção apropriada de diâmetro do arame e das espiras, para diferenciar, no total, uma grandeza. Em todos os casos, a validade da Lei de Hooke para forças acima da tensão prévia é confirmada.

AVALIAÇÃO

A força do peso F é calculada com precisão suficiente a partir da massa m conforme

$$F = m \cdot 10 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

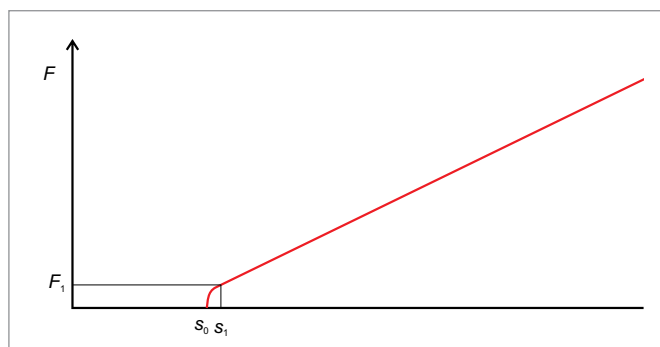


Fig. 1: Linha característica esquemática de mola helicoidal de tração com comprimento s com tensão prévia

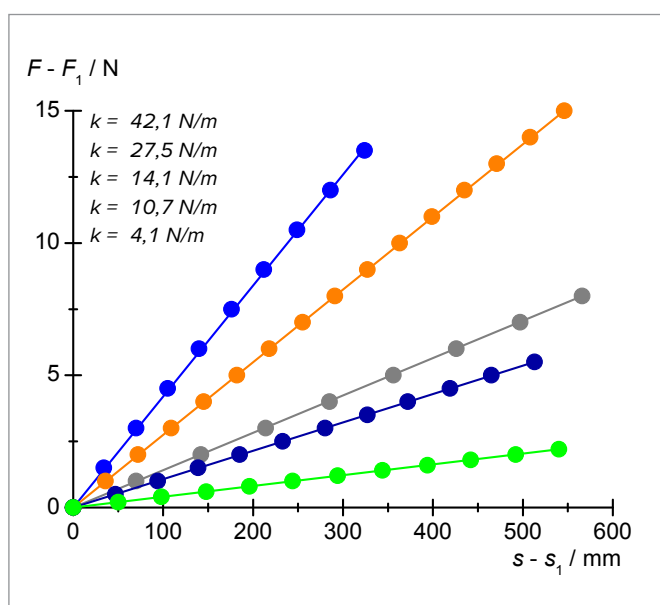


Fig. 2: Carga como função da alteração do comprimento

UE1020200 | ALAVANCA DE UM E DE DOIS LADOS



> TAREFAS

- Medição da força F_1 conforme a carga F_2 do braço de carga x_2 e do braço de força x_1 na alavanca de um lado.
- Medição da força F_1 conforme a carga F_2 do braço de carga x_2 e do braço de força x_1 na alavanca de dois lados.

OBJETIVO

Confirmação da lei de alavanca

RESUMO

A lei de alavanca resulta do equilíbrio dos torques, que tem validade tanto para a alavanca de um lado quanto para a alavanca de dois lados. Ela demonstra o fundamento físico para a transmissão mecânica de forças de todos os tipos.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Braço de alavanca	1008539
1	Dinamômetro de precisão 2 N	1003105
1	Dinamômetro de precisão 5 N	1003106

FUNDAMENTOS GERAIS

Uma alavanca é um corpo rígido posicionado sobre um eixo fixo de forma que possa girar, que serve para a elevação e deslocamento de cargas. Os braços da alavanca são as distâncias entre torque e ataque da força ou da carga. Por isso, são chamadas de braço de força ou braço de carga. Na alavanca de um lado, a força F_1 e a carga F_2 agem no mesmo lado do eixo de rotação em direções opostas. Na alavanca de dois braços, a força F_1 e a carga F_2 atacam em lados diferentes do eixo de rotação na mesma direção.

$$(1) \quad F_1 \cdot x_1 = F_2 \cdot x_2$$

Ela demonstra o fundamento físico para a transmissão mecânica de forças de todos os tipos.

ANÁLISE

Dos valores de medição, respectivamente os produtos

$$F_1 \cdot x_1 \text{ e } F_2 \cdot x_2$$

são calculados e comparados entre si.

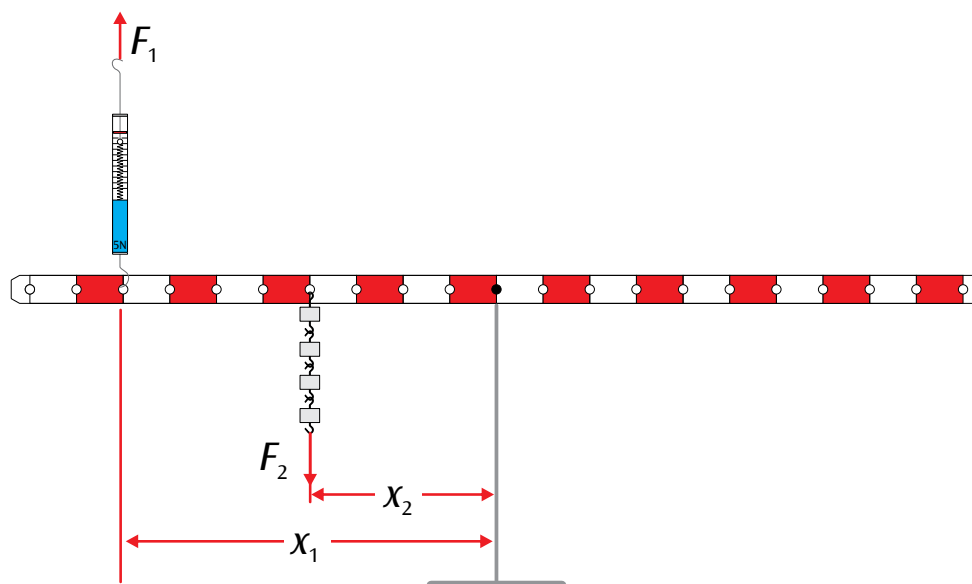


Fig. 1: Alavanca de um lado

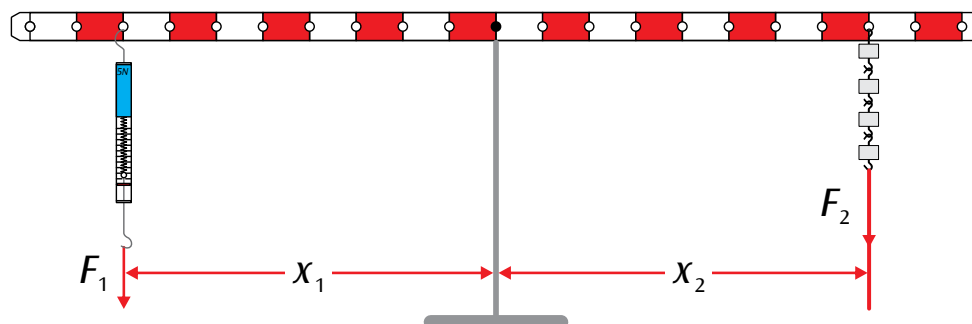


Fig. 2: Alavanca de dois lados

UE1020300 | MESA DE FORÇAS



▶ TAREFAS

- Exame gráfico do equilíbrio de quaisquer três forças individuais.
- Exame analítico do equilíbrio em arranjo simétrico F_1 e F_2 .

OBJETIVO

A pesquisa experimental de adição de vetores de forças

RESUMO

Na mesa de forças, pode ser examinada a adição de vetores de forças de forma simples e compreensível. Para isto o ponto de começo de três forças individuais no equilíbrio de forças esta situado exatamente no meio. Determinam-se os valores das forças individuais a partir das massas penduradas e se faz a leitura da sua direção em forma de ângulo sobre a escala de ângulos. A interpretação dos resultados experimentais pode resultar de forma gráfica ou analítica.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Mesa de forças	1000694

FUNDAMENTOS GERAIS

Forças são vetores, ou seja, elas são somadas segundo as regras da adição de vetores. Para a adição, interpretada graficamente, se coloca o ponto do começo do segundo vetor ao ponto de término do primeiro vetor. A seta do ponto de partida do primeiro vetor até o ponto terminal do segundo vetor representa o vetor resultante. Considerando os dois vetores como sendo os lados de um paralelogramo, o vetor resultante é a diagonal (ver Fig. 1).

Sobre a mesa de forças, pode ser examinada a soma de vetores de forças de forma simples e compreensível. Para isto, o ponto de começo de três forças individuais em equilíbrio de forças está situado exatamente no centro. Determinam-se os valores das forças individuais a partir das massas penduradas e se faz a leitura da sua direção em forma de ângulo sobre a escala de ângulos.

No equilíbrio de forças a soma das forças individuais é

$$(1) \quad F_1 + F_2 + F_3 = 0$$

Portanto a força $-F_3$ é a soma das forças individuais F_1 e F_2 (ver Fig. 2):

$$(2) \quad -F_3 = F = F_1 + F_2$$

Para a soma F de componentes vetoriais paralelos vale

$$(3) \quad -F_3 = F = F_1 \cdot \cos \alpha_1 + F_2 \cdot \cos \alpha_2$$

E para a componente vertical a isso

$$(4) \quad 0 = F_1 \cdot \sin \alpha_1 + F_2 \cdot \sin \alpha_2$$

As eq. (3) e (4) descrevem a adição de vetores analiticamente. Para o exame experimental é conveniente colocar a força F_3 sobre o ângulo 0.

Alternativamente à observação analítica pode-se examinar o equilíbrio de forças em forma gráfica. Para isso, se desenham primeiro todas as três forças iniciais saindo a partir do ponto de começo central com a sua quantia e o seu ângulo. Seguidamente se deslocam paralelamente as forças F_2 e F_3 , até que o ponto inicial esteja situado no fim do vetor precedente. Como resultado se espera o vetor resultante 0 (ver Fig. 3). Isto vai ser repetido em experiência para quaisquer três forças individuais que mantenham o equilíbrio.

A observação analítica se limita na experiência no caso especial, em que ambas as forças F_1 e F_2 estão colocadas simetricamente para F_3 .

ANÁLISE

No caso simétrico ($F_1 = F_2$ e $\alpha_1 = -\alpha_2$) a equação (4) está realizada em forma trivial. Na eq. (3) é usado o gráfico 4 para a descrição dos dados de medição utilizados para a eq. determinada para a soma de forças.

$$F = 2 \cdot F_1 \cdot \cos \alpha_1$$

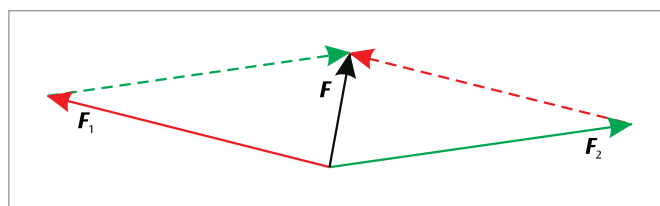


Fig. 1: Adição de vetores de forças (Paralelogramo de forças)

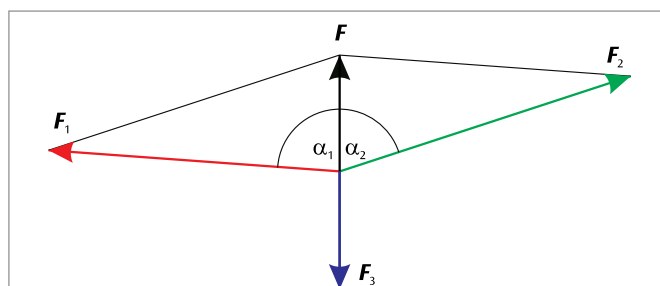


Fig. 2: Determinação da soma de vetores de duas forças F_1 e F_2 desde a força equilibrada F_3

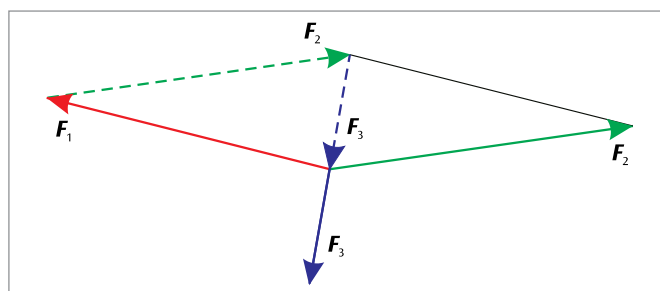


Fig. 3: Exame gráfico do equilíbrio de três forças individuais direcionadas à vontade

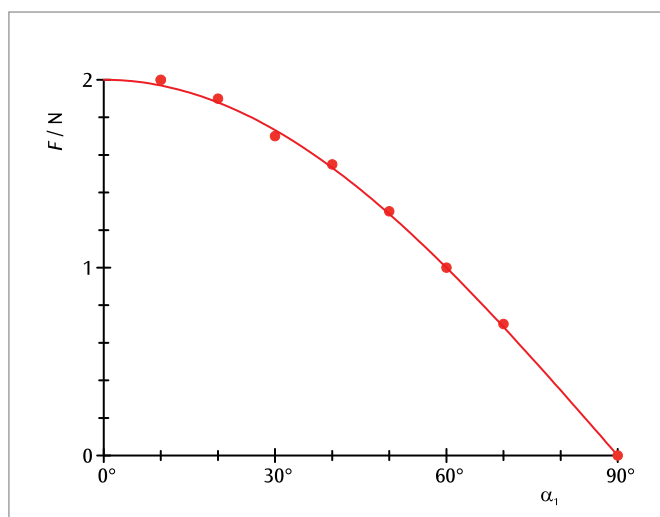


Fig. 4: A soma medida e calculada de duas forças simétricas em dependência do ângulo de abertura α_1

UE1020400 | PLANO INCLINADO



> TAREFAS

- Medição da força de encosta F_1 de um corpo de acordo com o ângulo de inclinação α sobre o plano inclinado.
- Demonstração da relação entre a força de encosta F_1 e o peso G conforme $\sin \alpha$.

OBJETIVO

Determinação da força de encosta

RESUMO

Se um corpo tiver que ser puxado para cima no plano inclinado, não é o peso G do corpo, mas a força de encosta F_1 que tem que ser vencida. Ela age paralelamente ao plano e é menor em valor que o peso. Isto vale ainda mais quanto menor o ângulo de inclinação α do plano.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Plano inclinado	1003213
1	Dinamômetro de precisão 5 N	1003106
1	Conjunto de pesos de 1 g a 500 g	1010189

FUNDAMENTOS GERAIS

Se um corpo tiver que ser puxado para cima no plano inclinado, não é o peso G do corpo, mas a força de encosta F_1 que tem que ser vencida. Ela age paralelamente ao plano e é menor em valor que o peso. Como diferença vetorial entre peso e força de encosta, resta a força normal F_2 agindo perpendicularmente ao plano, vide fig. 1.

Para os valores das forças, vale:

$$(1) \quad F_1 = G \cdot \sin \alpha$$

e

$$(2) \quad F_2 = G \cdot \cos \alpha$$

A força de encosta, assim, é menor quanto menor o ângulo de inclinação α do plano.

Na experiência, o corpo pende em um fio que é passado sobre uma polia. A força de encosta é compensada pelo peso de pedaços de massa que são pendurados na outra extremidade do fio sobre um prato. Como o atrito do corpo sobre o plano inclinado é importante, toma-se como valor de medição para a força de encosta a média de ambos os valores-limite que não deixam o corpo rolar para baixo ou não o puxam para cima. O peso do corpo G é determinado antes com o dinamômetro. O peso do prato também entra no cálculo. O ângulo de inclinação α pode ser lido na escala de ângulos.

ANÁLISE

Para avaliação, as forças de encosta F_1 encontradas para vários ângulos de inclinação α são colocadas em relação com o peso G do corpo e registradas em um diagrama contra $\sin \alpha$. Os valores de medição estão, no âmbito da precisão de medição, sobre uma reta através da origem.

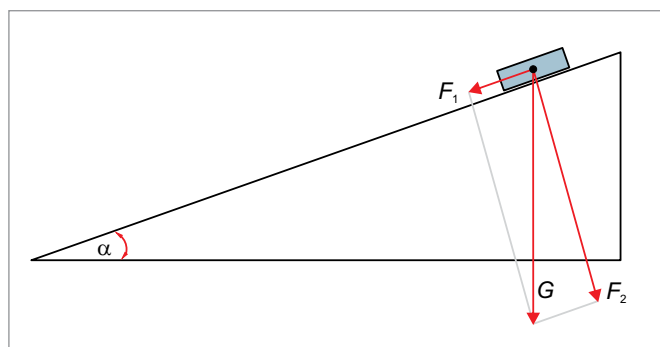


Fig. 1: Decomposição vetorial do peso G na força de encosta F_1 e na força normal F_2

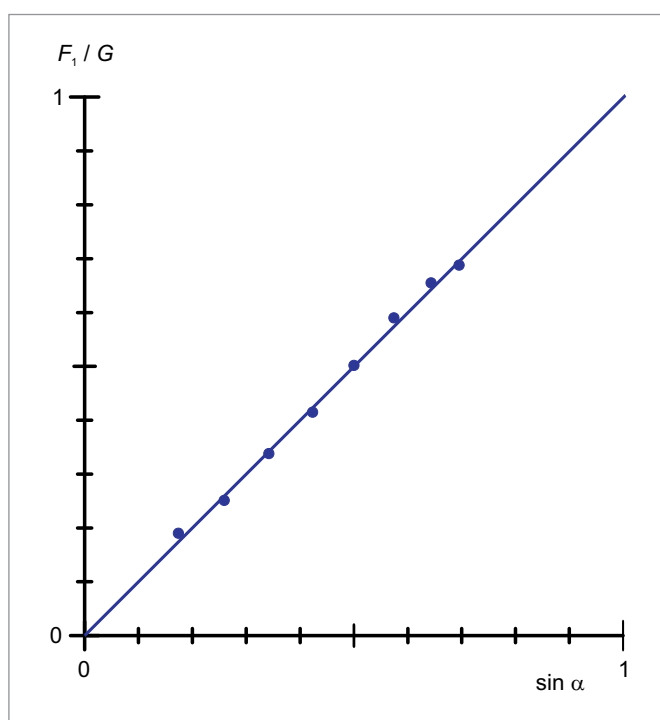
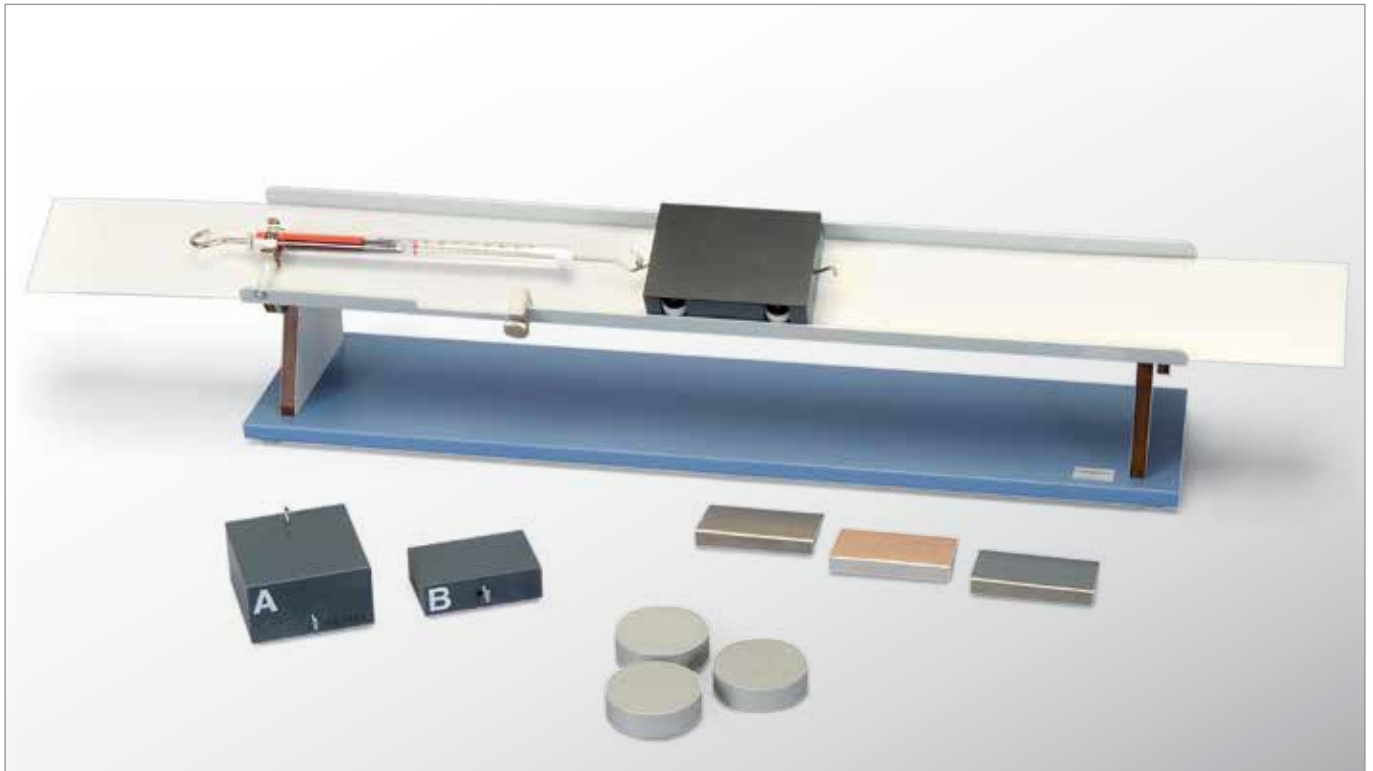


Fig. 2: A relação entre a força de encosta F_1 e o peso G em função de $\sin \alpha$

UE1020500

FRICÇÃO ESTÁTICA E DINÂMICA



> TAREFAS

- Comparativo da fricção estática e fricção dinâmica.
- Medição da força de fricção estática dependente da superfície de apoio.
- Medição da força de fricção dinâmica dependente da combinação de materiais.
- Medição da força de fricção dinâmica dependente da força de imposição.

OBJETIVO

Medir as forças de fricção

RESUMO

Para se medir a força de fricção dinâmica, utiliza-se um aparelho de medição de fricção com palheta móvel que se encontra na parte inferior do objeto e interligada com um medidor de força, que é puxado com uma velocidade igual à do deslocamento do objeto. Para uma variação da força de pressão a pista de fricção pode ser inclinada no seu eixo longitudinal.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho medidor de atrito	1009942

FUNDAMENTOS GERAIS

Para se mover um corpo em estado de repouso sobre uma superfície regular, é necessário sobrepor uma força estática, a qual é realizada através de uma fricção estática do objeto sobre a superfície.

Caso o deslocamento do objeto seja contínuo com movimentos, deve ser aplicada uma força F_{Dyn} para compensar a fricção do movimento. Esta força é menor que a exercida para sobrepor a força de fricção estática necessária F_{Stat} , uma vez que a superfície de contato do objeto em movimento é menos intensiva.

Ambas as forças são independentes do tamanho da superfície de apoio e são determinadas pelo tipo de material e aspereza da superfície de contato. Além disso, elas são proporcionais à força de imposição F_N , com a qual o objeto pressiona a base. Coloca-se então o número da fricção estática μ_{Stat} e o número da fricção dinâmica μ_{Dyn} e escreve-se:

$$(1) \quad F_{Stat} = \mu_{Stat} \cdot F_N \quad \text{ou seja} \quad F_{Dyn} = \mu_{Dyn} \cdot F_N$$

Para se medir a força de fricção dinâmica utiliza-se, um aparelho de medição de fricção com palheta de fricção móvel, que se encontra na parte inferior do objeto e interligada com um medidor de força, que é puxado com uma velocidade igual à do deslocamento do objeto.

As medições são realizadas para diferentes tipos de combinação de materiais e superfícies. Para uma variação da força de pressão a pista de fricção, sem graduação, pode ser inclinada no seu eixo longitudinal.

ANÁLISE

Se a pista de fricção for inclinada no ângulo α , a força de imposição para um objeto friccionado com uma massa m é:

$$F_N = m \cdot g \cdot \cos \alpha$$

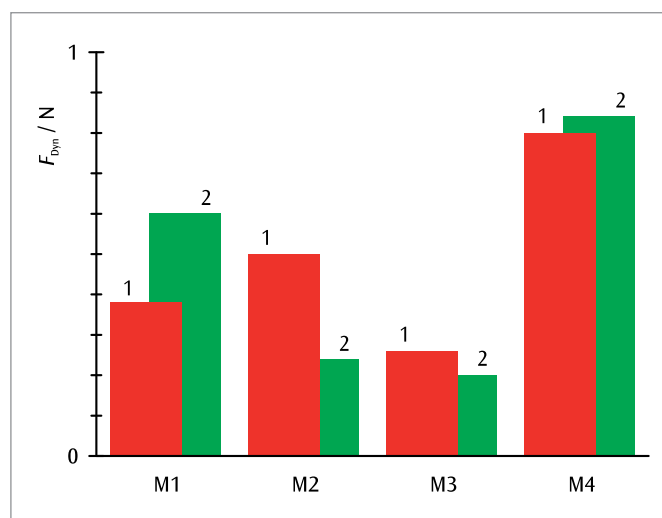


Fig. 1: Força de fricção dinâmica F_{Dyn} para quatro materiais diferentes em uma superfície lisa (1) e áspera (2)

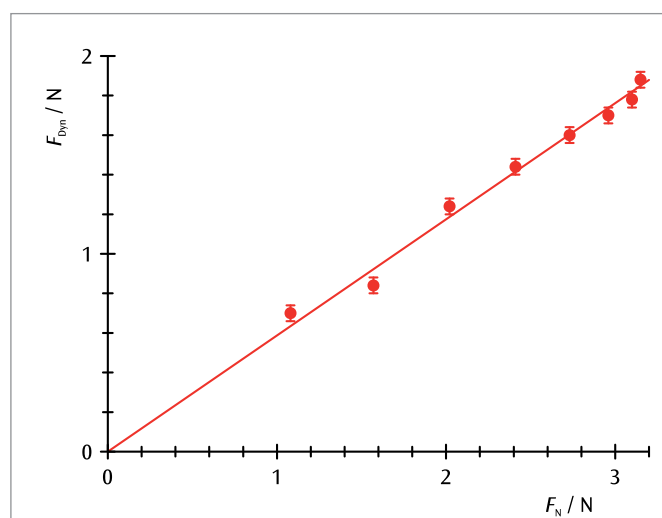


Fig. 2: Força de fricção dinâmica F_{Dyn} dependente da força de imposição F_N

UE1020850 | PRINCÍPIO DE ARQUIMEDES



OBJETIVO

Determinação da força ascensional conforme a profundidade de imersão

RESUMO

Sobre um corpo imerso em líquido, de acordo com o Princípio de Arquimedes, age uma força ascensional F_G , que corresponde ao peso do líquido deslocado. Para um corpo regular, a força ascensional é proporcional à profundidade de imersão h , desde que esta seja menor que a altura H do corpo.

TAREFAS

- Medição da força sobre um corpo imerso em água.
- Determinação da força ascensional para confirmação da proporcionalidade entre força ascensional e profundidade de imersão.
- Determinação da densidade da água.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Corpo de imersão Al 100 cm ³	1002953
1	Dinamômetro de precisão 5 N	1003106
1	Paquímetro, 150 mm	1002601
1	Conjunto de 10 copos, forma alta	1002873
1	Laborboy II	1002941
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 750 mm	1002935
1	Manga com gancho	1002828

FUNDAMENTOS GERAIS

Sobre um corpo imerso em líquido, de acordo com o Princípio de Arquimedes, age uma força ascensional F_G . Seu valor corresponde ao peso do líquido deslocado.

Para um corpo imerso regular com área de perfil A e altura H , imerso até a profundidade h , vale

$$(1) \quad F_G = \rho \cdot g \cdot A \cdot h, \text{ para } h < H$$

e

$$(2) \quad F_G = \rho \cdot g \cdot A \cdot H, \text{ para } h > H$$

Na experiência, é empregado um sólido com o peso F_0 . Ele puxa com a força

$$(3) \quad F(h) = F_0 - F_G(h)$$

no dinamômetro, enquanto imerge até a profundidade h em água.

ANÁLISE

Os valores de medição para a força ascensional em função da profundidade relativa de imersão h/H estão sobre uma reta de origem com a inclinação

$$a = \rho \cdot g \cdot A \cdot H$$

Da inclinação, se pode, assim, calcular a densidade da água.

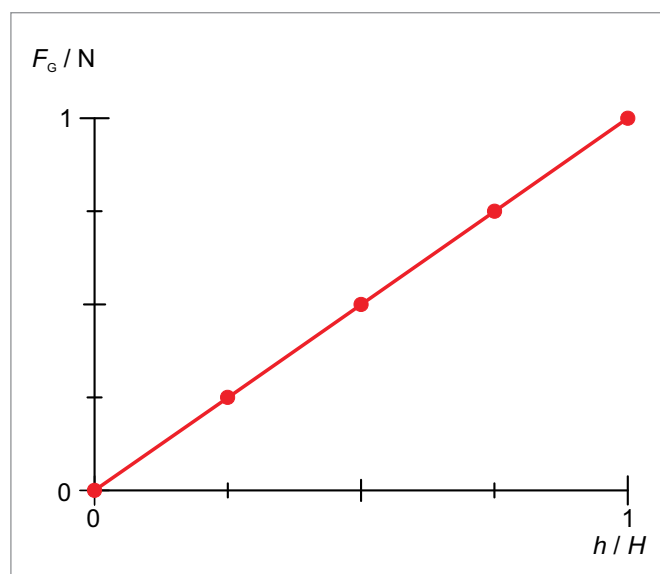


Fig. 1: Força ascensional F_G em função da profundidade relativa de imersão h/H

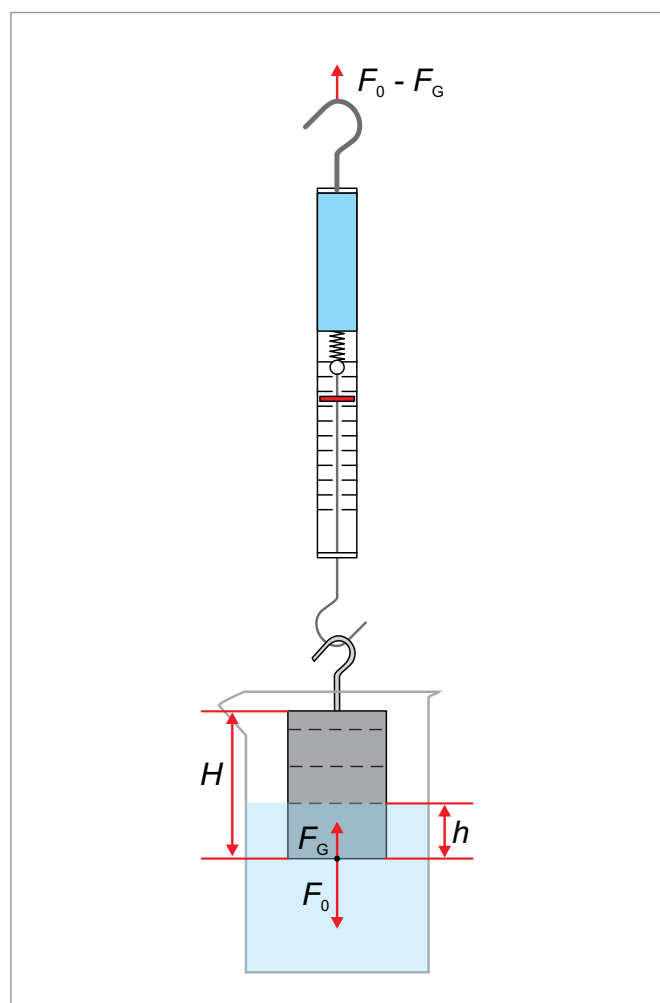
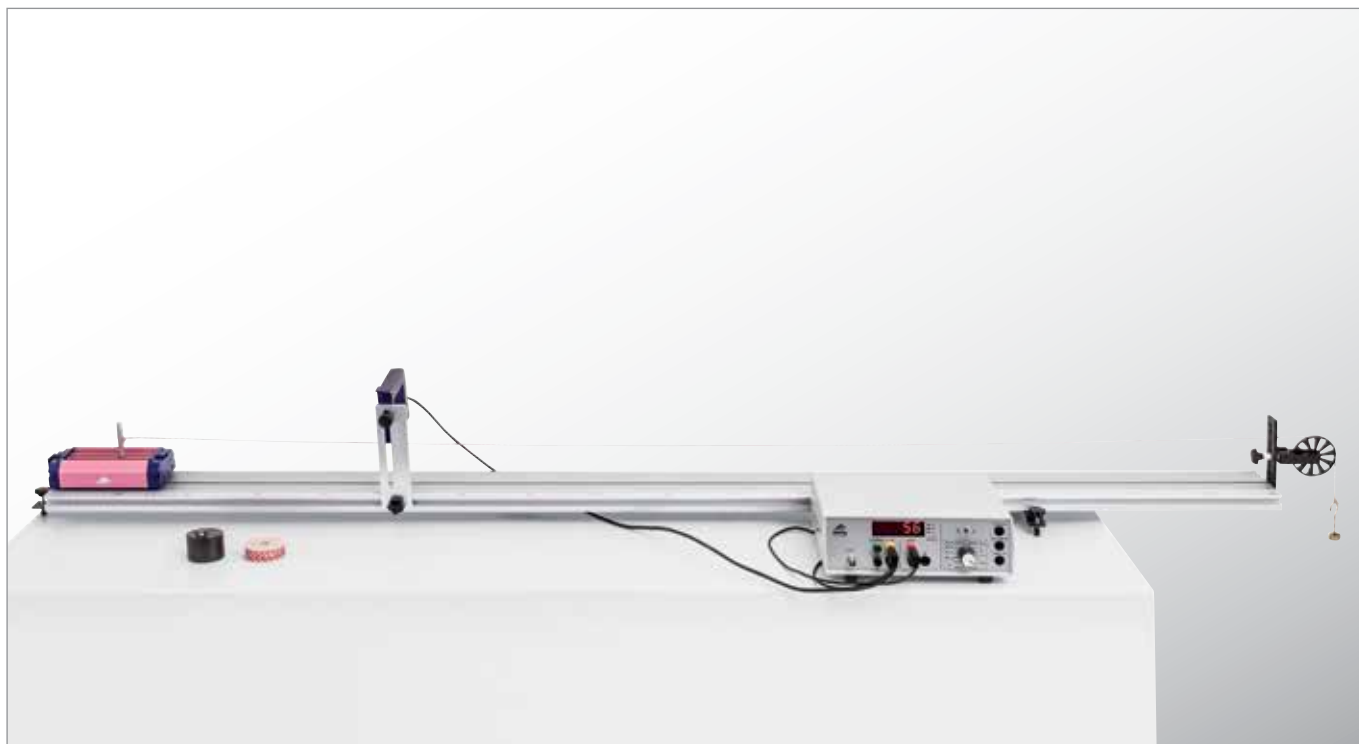


Fig. 2: Representação esquemática

UE1030250

MOVIMENTOS UNIFORMEMENTE ACELERADOS



> TAREFAS

- Exame de movimentos uniformemente acelerados conforme a massa aceleradora.
- Exame de movimentos uniformemente acelerados conforme a massa acelerada.

OBJETIVO

Medição da velocidade momentânea conforme a distância percorrida

RESUMO

Num movimento uniformemente acelerado a velocidade momentânea é maior quanto mais longa for a distância percorrida. A partir do fator de proporcionalidade entre o quadrado da velocidade e da distância, pode-se calcular a aceleração. Isto será examinado, na experiência, em um carro sobre uma pista de rolagem. Para a medição da velocidade momentânea, um interruptor de largura conhecida afixado ao carro aciona uma fotocélula. O tempo de interrupção é medido com um contador digital.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Trilho de rolagem	1018102
1	Barreira luminosa	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Conjunto de pesos de entalhe 10 x 10 g	1003227
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849
1	Corda, 100 m	1007112

FUNDAMENTOS GERAIS

Em aceleração constante, a velocidade momentânea v e a distância percorrida s aumentam com o decorrer do tempo t . Portanto, a velocidade é maior, quanto mais longa a distância percorrida.

Após o decurso do tempo t , a velocidade momentânea é de

$$(1) \quad v(t) = a \cdot t$$

e a distância percorrida é

$$(2) \quad s(t) = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

Então

$$(3) \quad v(s) = \sqrt{2 \cdot a \cdot s}$$

ou

$$(4) \quad v^2(s) = 2 \cdot a \cdot s$$

Para a medição da velocidade momentânea

$$(5) \quad v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

um interruptor de largura conhecida Δs afixado ao carro aciona uma fotocélula. O tempo de interrupção Δt é medido com um contador digital.

ANÁLISE

Se aplicarmos os quadrados das velocidades momentâneas determinadas a partir dos tempos de interrupção contra as distâncias percorridas, então, a uma velocidade constante, conforme equação 4, é de se esperar uma relação linear. A inclinação da reta de origem a ser adequada corresponde ao dobro da aceleração.

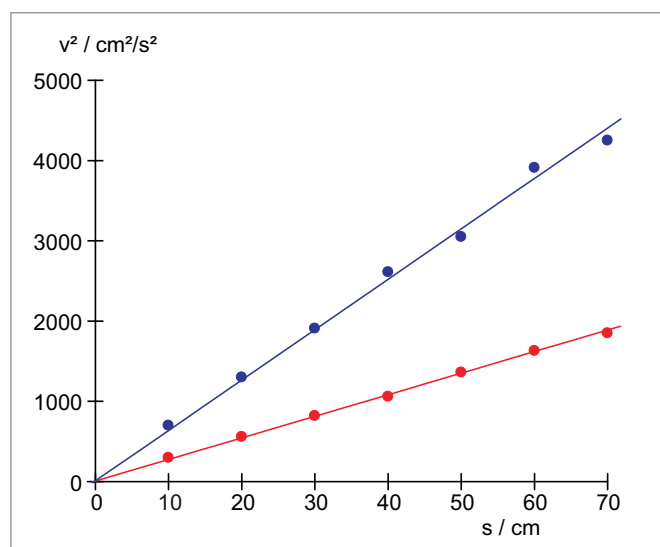


Fig. 2: Diagrama v^2 - s para $m_2 = 500 \text{ g}$. $m_1 = 10 \text{ g}$ (vermelho), 20 g (azul)

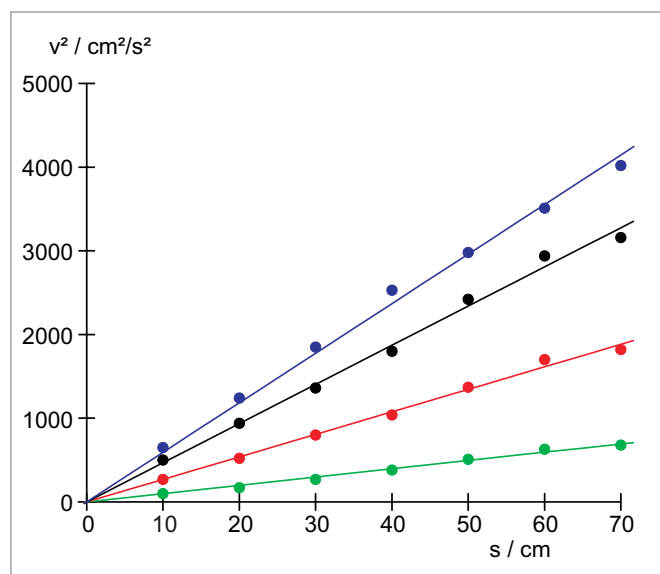


Fig. 3: Diagrama v^2 - s para $m_2 = 1000 \text{ g}$. $m_1 = 10 \text{ g}$ (verde), 20 g (vermelho), 30 g (preto), 40 g (azul)

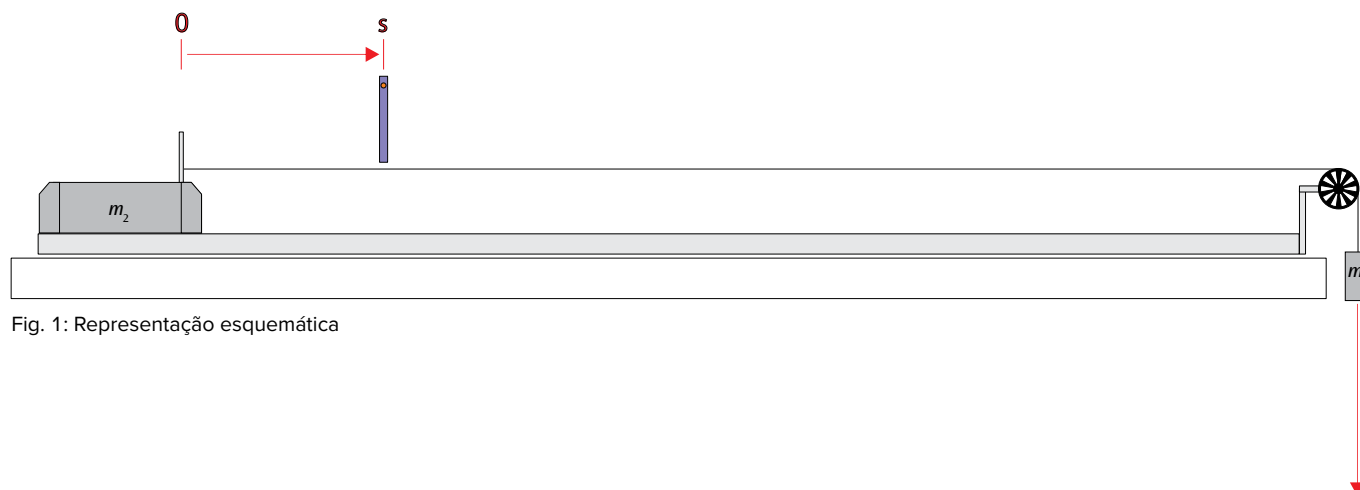
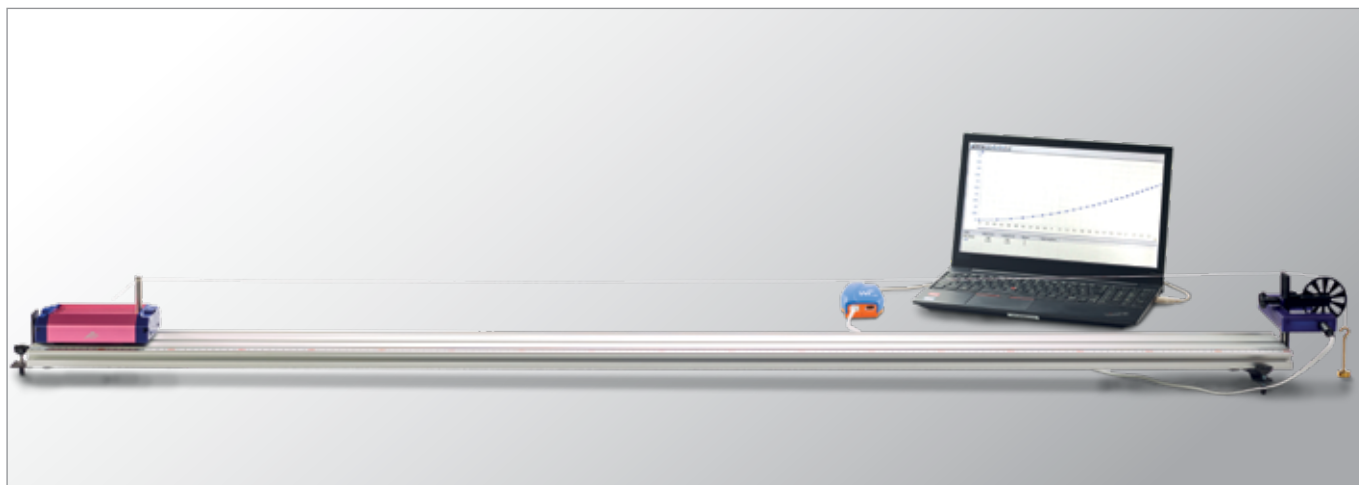


Fig. 1: Representação esquemática



> TAREFAS

- Registro do caminho como função do tempo.
- Determinação da velocidade momentânea como função do tempo.
- Determinação da aceleração momentânea como função do tempo.
- Determinação da aceleração média como parâmetro de adaptação e comparação com o quociente de força e massa.

OBJETIVO

Registro e avaliação de movimentos uniformemente acelerados na pista de rolagem

RESUMO

Em um movimento uniformemente acelerado, a velocidade momentânea depende do tempo de forma linear e o caminho percorrido de forma quadrática. Estas relações são analisadas na experiência em movimentos sobre a pista de rolagem que podem ser registrados com uma combinação de uma roda de raios como rolo de desvio e uma fotocélula.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Trilho de rolagem	1018102
1	WiLab*	1022284
1	Cabo de conexão miniDIN8 – BT	1021688
1	Barreira luminosa	1000563
1	Corda, 100 m	1007112
1	Conjunto de pesos de entalhe 10 x 10 g	1003227

Adicionalmente necessário:

1	Licença Coach 7	
---	-----------------	--

Recomendação suplementar:

1	Balança de Laboratório 610	1003419
---	----------------------------	---------

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

A velocidade momentânea v e a aceleração momentânea a de um ponto de massa são definidas como derivações de primeira e segunda ordem do caminho percorrido s depois do tempo t . Estas definições podem ser comprovadas experimentalmente, ao observar os quocientes de diferença correspondentes ao invés das derivações e ao subdividir o caminho percorrido em uma grade fina para medir os tempos t_n correspondentes aos pontos s_n na grade. Com isto, obtém-se os pré-requisitos para, por exemplo, analisar experimentalmente o decurso temporal de movimentos uniformemente acelerados.

Com aceleração constante a , a velocidade momentânea v diminui proporcionalmente ao tempo t , desde que o ponto de massa esteja em repouso no início:

$$(1) \quad v = a \cdot t$$

O caminho percorrido s cresce proporcionalmente pelo quadrado do tempo:

$$(2) \quad s = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

A causa de uma aceleração constante é uma força aceleradora F constante, caso a massa acelerada m também não se altere:

$$(3) \quad a = \frac{F}{m}$$

Estas relações são examinadas, na experiência, em um carro sobre uma pista de rolagem. O carro experimenta uma aceleração uniforme, pois um fio o puxa com força constante. Esta força é o peso de uma massa anexada, vide Fig. 1. O rolo de desvio para o fio é disposto como roda de raios, que interrompe, com seus raios, uma fotocélula. Uma interface de medição conectada mede os tempos t_n da interrupção e envia os dados para avaliação a um computador. O software de avaliação calcula o caminho percorrido no tempo t_n , assim como os valores pertinentes para a velocidade momentânea e para a aceleração momentânea

$$(4a) \quad s_n = n \cdot \Delta$$

$$(4b) \quad v_n = \frac{\Delta}{t_{n+1} - t_{n-1}}$$

$$(4c) \quad a_n = \frac{\frac{\Delta}{t_{n+1} - t_n} - \frac{\Delta}{t_n - t_{n-1}}}{\frac{t_{n+1} - t_{n-1}}{2}}$$

$\Delta = 20$ mm: Distância entre os raios

As medições são realizadas para diferentes combinações de força aceleradora F e massa acelerada m .

ANÁLISE

Com o software de avaliação, as três grandezas s , v e a são representadas como função do tempo t . A validade das equações (1) e (2) é verificada através da adaptação das funções correspondentes, em que a aceleração a é incluída como parâmetro.

Seja m_1 a massa do carro e m_2 a massa pendurada no fio. Como a massa m_2 também é acelerada, a equação (3) é:

$$F = m_2 \cdot g \quad \text{e} \quad m = m_1 + m_2$$

Disto, se conclui:
$$a = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot g$$

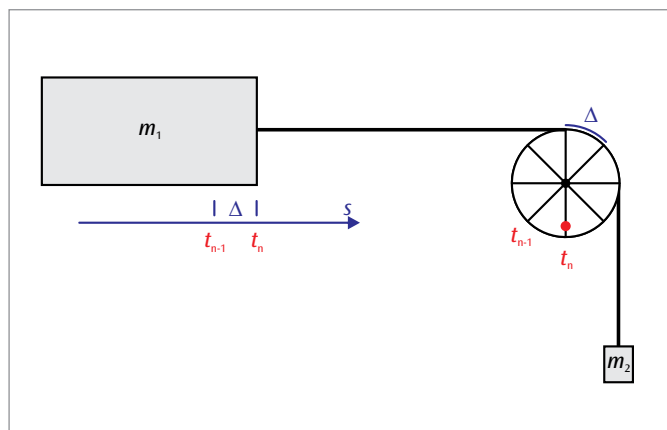


Fig. 1: Representação esquemática do princípio de medição

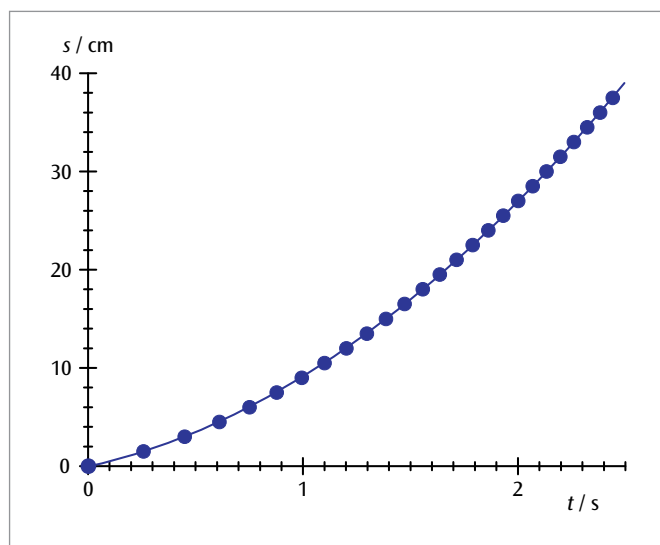


Fig. 2: Caminho em dependência do tempo

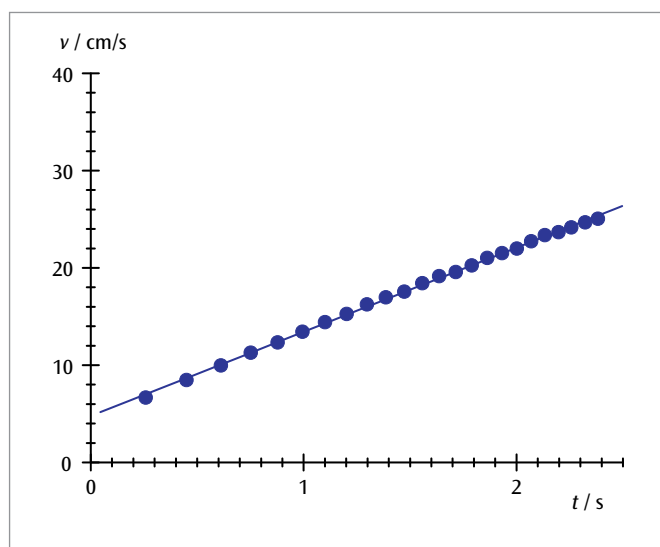


Fig. 3: Velocidade em dependência do tempo

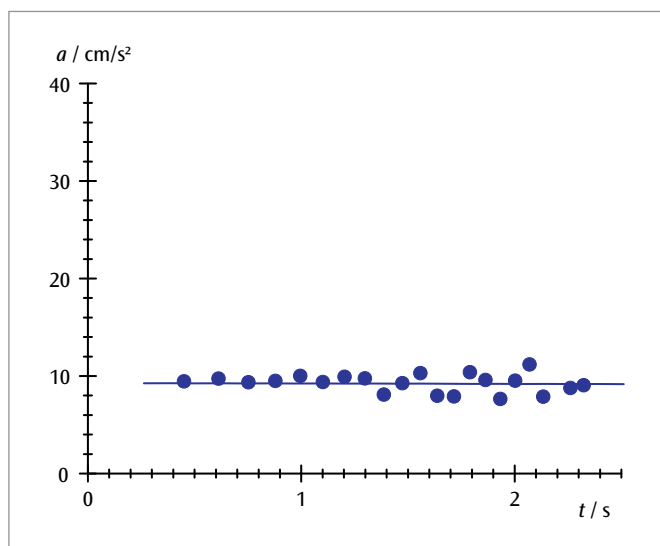


Fig. 4: Aceleração em dependência do tempo

UE1030280 | LEIS DE COLISÕES



OBJETIVO

Análise de colisões unidimensionais na trilha de colchão de ar

RESUMO

Uma consequência importante do terceiro axioma de Newton é a manutenção do impulso em caso de colisão de dois corpos. Ela pode ser verificada, por exemplo, por meio de análise de colisões unidimensionais de dois sólidos deslizando sobre uma pista de jatos de ar. Fala-se em colisões elásticas quando toda a energia cinética é mantida e em colisões inelásticas quando somente a energia cinética do centro comum de gravidade é mantida. Na experiência, as velocidades de cada sólido deslizando são determinadas pelos tempos de interrupção de uma fotocélula e daí, os impulsos são calculados.

TAREFAS

- Análise da colisão elástica e inelástica de dois sólidos deslizando sobre trilha de colchão de ar.
- Comprovação da manutenção do impulso na colisão elástica e na colisão inelástica e observação dos impulsos individuais na colisão elástica.
- Análise dos balanços de energia na colisão elástica e na colisão inelástica.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Trilha de colchão de ar	1021090
1	Gerador de corrente de ar (230 V, 50/60 Hz)	1000606 ou
	Gerador de corrente de ar (115 V, 50/60 Hz)	1000605
1	WiLab*	1022284
2	Cabo de conexão miniDIN8 – BT	1021688
2	Barreira luminosa	1000563
2	Base em tonel 1000 g	1002834
2	Manga universal	1002830
2	Vara de apoio, 470 mm	1002934
Exigência complementar:		
1	Licença Coach 7	
Recomendação suplementar:		
1	Balança de Laboratório 610	1003419

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

Uma consequência importante do terceiro axioma de Newton é a manutenção do impulso em caso de colisão de dois corpos. Ela pode ser verificada, por exemplo, por meio de análise de colisões unidimensionais de dois sólidos deslizando sobre uma pista de jatos de ar.

No sistema de relações do centro comum de gravidade, o impulso total dos dois sólidos deslizando com as massas m_1 e m_2 antes e depois da colisão é zero.

$$(1) \quad \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 = 0$$

\vec{p}_1, \vec{p}_2 : Impulsos individuais antes da colisão, \vec{p}'_1, \vec{p}'_2 : Impulsos individuais depois da colisão.

A energia cinética dos dois corpos deslizando neste sistema de relações

$$(2) \quad \vec{E} = \frac{\vec{p}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{p}_2^2}{2m_2}$$

pode, conforme o tipo da colisão, ser transformada parcial ou integralmente em outras formas

de energia. Fala-se em colisão elástica quando a energia cinética se mantém integralmente no sistema de centro de gravidade e em colisão inelástica quando ela é completamente transformada. No sistema de relações da pista, a manutenção de impulso é

$$(3) \quad p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2 = p = \text{const.}$$

p_1, p_2 : Impulsos individuais antes da colisão,
 p'_1, p'_2 : Impulsos individuais depois da colisão.

Como consequência da manutenção do impulso, a velocidade

$$(4) \quad v_c = \frac{p}{m_1 + m_2}$$

e a energia cinética

$$(5) \quad E_c = \frac{m_1 + m_2}{2} \cdot v_c^2$$

do centro de gravidade também são mantidas. Isto vale tanto para colisões elásticas quanto para inelásticas.

Na experiência, o segundo sólido deslizante repousa antes da colisão. A manutenção do impulso (eq. 3), portanto, é

$$(6) \quad p = m_1 \cdot v_1 = m_1 \cdot v'_1 + m_2 \cdot v'_2$$

sendo que v'_1 e v'_2 assumem valores diferentes após uma colisão elástica, mas coincidem após uma colisão inelástica. Na colisão elástica, um pilão plano do primeiro sólido deslizante se choca com um elástico bem esticado do segundo sólido deslizante, na colisão inelástica, um pilão longo e pontiagudo é capturado em uma massinha. Para a variação da massa, podem ser aplicados pesos adicionais. Depois de uma colisão elástica, vale

$$(7) \quad p'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot p, \quad p'_2 = \frac{2 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \cdot p$$

e

$$(8) \quad E = \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{2} \cdot v_1'^2 + \frac{m_2}{2} \cdot v_2'^2$$

Na colisão inelástica, somente a energia cinética do centro de gravidade é mantida. Para ela, se calcula, a partir de (4), (5) e (6)

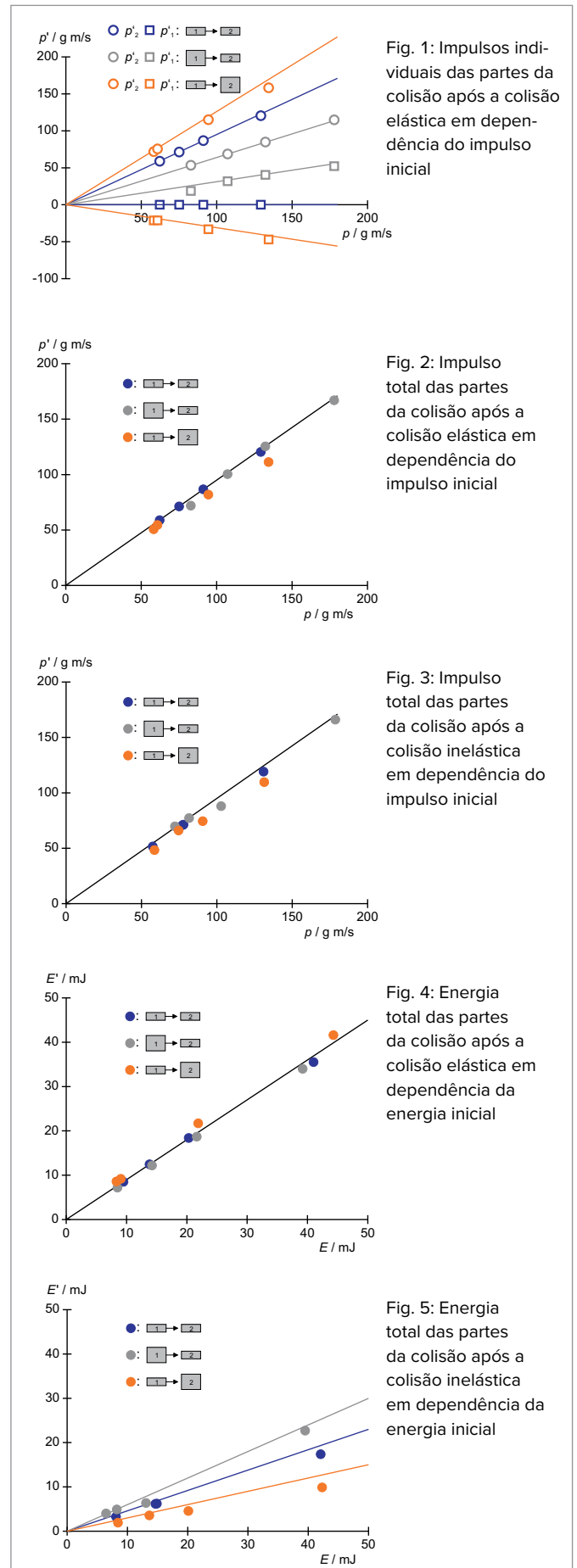
$$(9) \quad E_c = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot E$$

AVALIAÇÃO

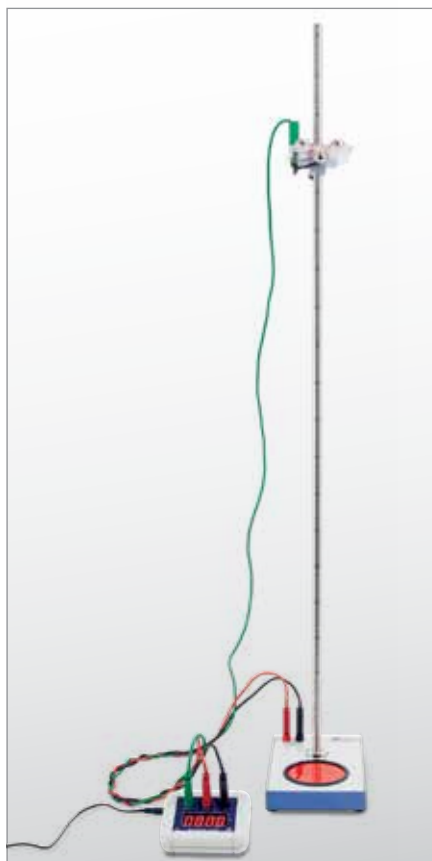
Os intervalos de tempo t registados pelo software devem ser comparados com os procedimentos experimentais. Para as velocidades dos sólidos deslizantes vale

$$v = \frac{25 \text{ mm}}{\Delta t}$$

Em observação mais precisa do balanço de energia e impulso, as perdas com atrito também devem ser consideradas. Elas são, nos impulsos determinados, de cerca de 5% e 10% dos valores de energia, vide Fig. 1 até 5.



UE1030300 | QUEDA LIVRE



> TAREFAS

- Medição do tempo de queda t de uma bola em função da distância h entre o dispositivo de lançamento e o prato de recepção.
- Registro pontual do diagrama percurso tempo de um movimento em aceleração constante.
- Confirmação da proporcionalidade entre a distância de queda e o quadrado do tempo de queda.
- Determinação da aceleração da gravidade g .

OBJETIVO

Determinação da aceleração da gravidade

RESUMO

Na queda livre, a altura de queda h é proporcional ao quadrado do tempo de queda t . A partir do fator de proporcionalidade pode-se calcular a aceleração da gravidade.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho de queda livre	1000738
1	Contador de milissegundos (230 V, 50/60 Hz)	1012832 ou
	Contador de milissegundos (115 V, 50/60 Hz)	1012833
1	Conjunto de 3 cabos de segurança para experiências	1002848

FUNDAMENTOS GERAIS

Se um corpo no campo de gravitação da Terra cai de uma altura h sobre o chão, este sofrerá uma aceleração constante g , sempre que a velocidade de queda seja pequena e o atrito possa portanto ser desprezado. Este movimento de queda é chamado de „queda livre“.

Na experiência, uma bola de aço é pendurada num dispositivo de lançamento. Ao lançar-se a queda livre, a medição eletrônica de tempo simultaneamente é iniciada. Após percorrer a distância de queda h a bola cai sobre um dispositivo de recepção e interrompe a medição do tempo de queda t .

Sendo que a bola é lançada no momento $t_0 = 0$ com uma velocidade inicial $v_0 = 0$, a distância percorrida no tempo t é igual a

$$(1) \quad h = \frac{1}{2} \cdot g \cdot t^2$$

ANÁLISE

Primeira variante:

Os tempos de queda se comportam conforme 2 : 1 quando as alturas de queda correspondem a 4 : 1. A altura de queda é portanto proporcional ao tempo de queda ao quadrado.

Segunda variante:

Os resultados de medição para as diferentes alturas de queda são inscritas como pares de valores num diagrama percurso-tempo. A altura de queda h percorrida não é uma função linear do tempo t , como o confirma a concordância de uma reta e uma parábola nos valores medidos. Para a linearização, a altura de queda é inscrita como função do quadrado do tempo de queda. Confirmar a concordância das retas originárias adaptadas com os valores medidos (1). A velocidade de queda pode ser calculada a partir da inclinação das retas.

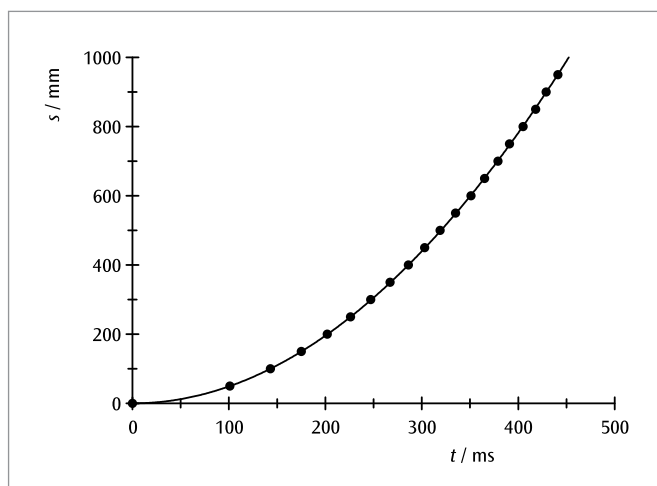


Fig. 1: Diagrama percurso-tempo da queda livre

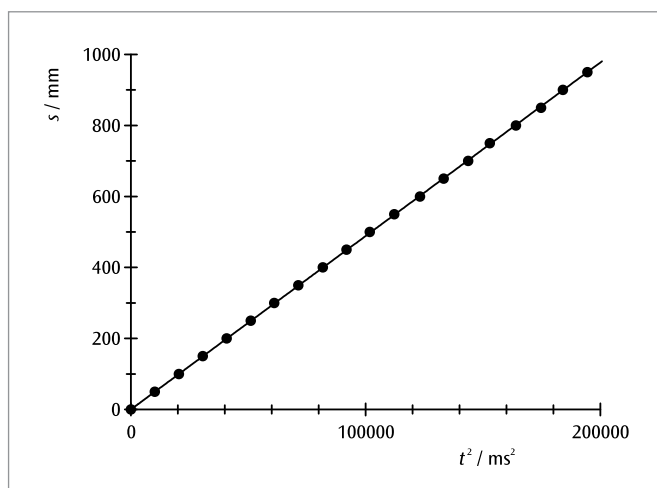
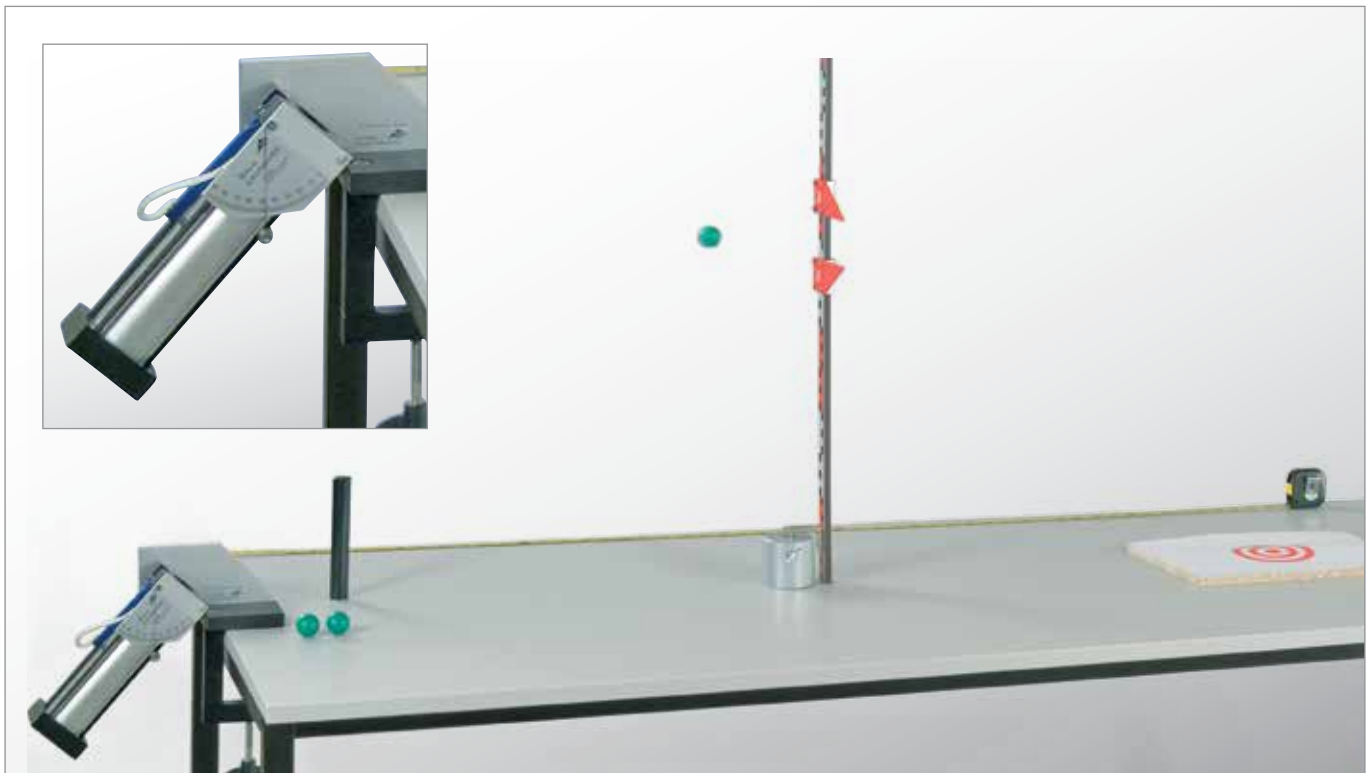


Fig. 2: Percurso da queda como função do quadrado do tempo de queda

UE1030400 | PARÁBOLA



➤ TAREFAS

- Determinar o comprimento do arremesso em função do ângulo e da velocidade.
- Cálculo da velocidade do arremesso em função do máximo comprimento.
- Esboço pontual da “Parábola” em função do ângulo e da velocidade.
- Confirmação do Princípio da Superposição.

OBJETIVO

Esboço pontual da “Parábola”

RESUMO

O movimento da bola, que sofre ação de um campo gravitacional em relação ao horizonte, segue uma curva no ar em forma de parábola, cuja altura e comprimento dependem do ângulo e da velocidade de arremesso. Com uso de uma barra de medição de altura com dois ponteiros, ela vai levantar pontualmente a topografia.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho de lançamento	1002654
1	Suporte para o dispositivo de lançamento	1002655
1	Medidor de alturas, 1 m	1000743
1	Conjunto de indicadores para o metro	1006494
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Fita métrica, 2 m	1002603

FUNDAMENTOS GERAIS

O movimento da bola, que sofre ação de um campo gravitacional sob um ângulo horizontal, se comporta de acordo com o princípio da superposição no movimento com velocidade constante na direção do arremesso e no movimento de queda também. Isso resulta numa curva em forma de parábola, cuja altura e comprimento são dependentes do ângulo α e da velocidade v_0 .

Para calcular a curva de forma simplificada, deixa-se a origem do sistema de coordenadas no ponto referente ao centro da bola e nele o instante inicial e despreza-se a resistência do ar. Então a bola se mantém na direção horizontal, mantém sua velocidade inicial

$$(1) \quad v_x(0) = v_0 \cdot \cos \alpha$$

e chega no instante t o deslocamento horizontal.

$$(2) \quad x(t) = v_0 \cdot \cos \alpha \cdot t$$

Na direção vertical, a bola percorre sob ação do campo gravitacional à aceleração da gravidade g . No instante t , mantém a sua velocidade

$$(3) \quad v_y(t) = v_0 \cdot \sin \alpha - g \cdot t$$

e o deslocamento vertical.

$$(4) \quad y(t) = v_0 \cdot \sin \alpha \cdot t - \frac{1}{2} \cdot g \cdot t^2$$

A curva da bola tem como forma uma parábola, que é definida pela equação.

$$(5) \quad y(x) = \tan \alpha \cdot x - \frac{1}{2} \cdot \frac{g}{(v_0 \cdot \cos \alpha)^2} \cdot x^2$$

No instante

$$(6) \quad t_1 = \frac{v_0 \cdot \sin \alpha}{g}$$

a bola chega ao ponto mais alto da parábola e no instante

$$(7) \quad t_2 = 2 \cdot \frac{v_0 \cdot \sin \alpha}{g}$$

novamente à altura inicial 0. A altura da parábola é

$$(8) \quad h = y(t_1) = \frac{v_0^2}{2 \cdot g} \cdot \sin^2 \alpha$$

e o comprimento

$$(9) \quad s = x(t_2) = 2 \cdot \frac{v_0^2}{g} \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha$$

No experimento, as curvas de uma bola de madeira sob uso de uma barra com dois ponteiros, farão o levantamento da topografia a partir do ângulo de lançamento e da velocidade.

ANÁLISE

Com ângulo de lançamento $\alpha = 45^\circ$ o comprimento máximo s_{\max} de qualquer curvatura será calculado. A partir daí, a velocidade será calculada. De acordo com a eq. 9 têm-se

$$v_0 = \sqrt{g \cdot s_{\max}}$$

Uma análise exata dos dados medidos mostra que até a resistência do ar deve ser incluída e a curvatura diverge independentemente da forma da parábola.

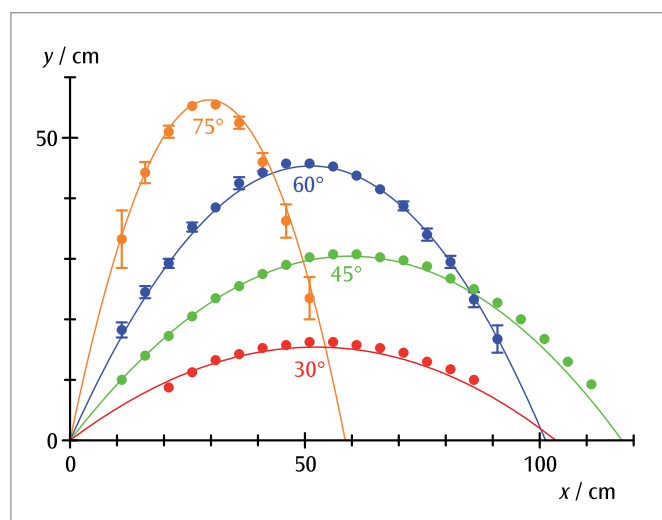


Fig. 1: Parábola medida e com a inclusão da resistência do ar pela velocidade mínima e em diferentes ângulos de lançamento

UE1030600 | CHOQUES BIDIMENSIONAIS



➤ TAREFAS

- Determinação das velocidades antes e após um choque.
- Confirmação da conservação do impulso em choques elásticos e inelásticos.
- Confirmação da conservação da energia em choques elásticos e inelásticos.
- Análise da movimentação do centro de gravidade do sistema.

OBJETIVO

Análise de choques elásticos e inelásticos entre dois corpos no plano

RESUMO

No choque entre dois corpos, os participantes do choque estão sujeitos à conservação da energia e do impulso. Com auxílio destas grandezas de conservação, é possível descrever a movimentação dos corpos após o choque. No caso de plano, as velocidades e impulsos dos corpos em choque devem ser descritos vetorialmente. A alteração para o sistema de centro de gravidade possibilita uma descrição especialmente simples. Na experiência, dois discos de massa são levados à colisão sobre uma mesa aérea e as velocidades são então gravadas e analisadas usando marcação a jato de tinta ou rastreamento de vídeo.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Mesa de ar com discos de jato de tinta	1021623
Exigência complementar:		
1	Balança de laboratório 610	1003419
1	Régua, 50 cm	
1	Câmera de vídeo	
1	Software de análise de vídeo, por exemplo, Coach 7	

FUNDAMENTOS GERAIS

Um choque descreve uma interação de curta duração entre dois corpos. Nisto se assume que a interação ocorre somente por um período concreto e curto e que os corpos não se influenciam de outra forma. Na ausência de forças adicionais, ambos os corpos se movimentam, antes e depois do choque, com velocidade constante. Como os dois corpos podem ser observados como sistema fechado, o processo está sujeito à conservação de impulso e energia.

As velocidades dos corpos 1 e 2 antes do choque são descritas com os vetores v_1 e v_2 ; depois do choque, com v'_1 e v'_2 . Os impulsos, correspondentemente, com p_i e p'_i ($i = 1, 2$). As massas são constantes referente ao tempo e são descritas com m_1 e m_2 .

Com base na conservação do impulso, vale

$$(1) \quad m_1 \cdot v_1 + m_2 \cdot v_2 = m_1 \cdot v'_1 + m_2 \cdot v'_2$$

Além disso, em choques elásticos, a totalidade da energia cinética do sistema se conserva:

$$(2) \quad \frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v_1^2 + \frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v_2^2 = \frac{1}{2} \cdot m_1 \cdot v_1'^2 + \frac{1}{2} \cdot m_2 \cdot v_2'^2$$

Se o corpo 2 estiver em repouso antes do choque, então se pode selecionar o sistema de coordenadas sem restrição da generalidade de forma que o corpo 1 se movimenta ao longo do eixo x ($v_{1y} = 0$). Inicialmente, observamos um choque central com $d = 0$, vide Fig. 1. Aqui, os corpos se movimentam ao longo do eixo x e, para as velocidades após o choque, vale

$$(3) \quad v_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot v_1$$

$$(4) \quad v_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \cdot v_1$$

Com massas iguais $m_1 = m_2$, obtém-se

$$(5) \quad v_1' = 0$$

e

$$(6) \quad v_2' = v_1$$

Em choques não centrais, vale, para o caso de massas iguais, que os corpos se distanciam em ângulo reto; então

$$(7) \quad \theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$$

Adicionalmente, conclui-se de (1) com $v_{1y} = 0$ e $m_1 = m_2$

$$(8) \quad v_1'_{1y} = -v_2'_{2y}$$

O vetor local do centro de gravidade é

$$(9) \quad \mathbf{r}_s = \frac{m_1 \cdot \mathbf{r}_1 + m_2 \cdot \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}$$

Como o impulso total é conservado, a velocidade do centro de gravidade é

$$(10) \quad \mathbf{v}_s = \frac{m_1 \cdot \mathbf{v}_1 + m_2 \cdot \mathbf{v}_2}{m_1 + m_2}$$

constante. O impulso total corresponde ao impulso de uma massa $m_s = m_1 + m_2$, que se movimenta com a velocidade do centro de gravidade.

Frequentemente é útil transformar o sistema do centro de gravidade: Ali, ambas as massas se movimentam uma em direção da outra antes do choque de forma que o impulso total é zero. Após um choque elástico, elas se distanciam uma da outra de forma que o impulso total permaneça zero e, depois de um choque completamente inelástico, elas giram, aderentes uma à outra, ao redor do centro de gravidade. Nisto, a energia cinética do sistema é conservada.

Na experiência, dois discos de massa são levados à colisão sobre uma mesa aérea e seu movimento registrado com auxílio de um gerador de faíscas.

ANÁLISE

O cálculo da energia cinética indica que alguma energia é perdido. Isto deve-se à ligeira deformação dos corpos quando colidem e à rotação intrínseca dos pucks, que não foi tida em conta.

O valor da velocidade é calculado com

$$v = \Delta \cdot f$$

Δ : distância entre dois pontos,
 f : frequência da plotter

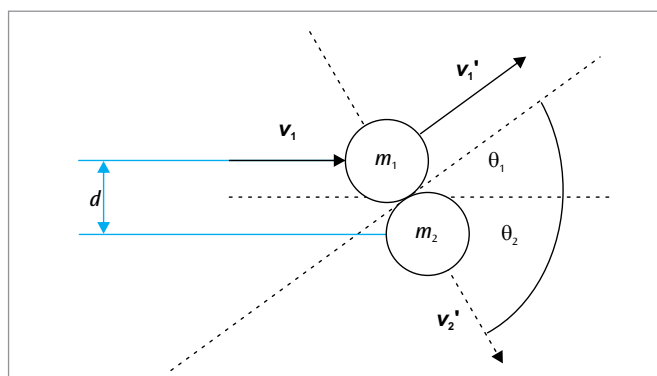


Fig. 1: Representação esquemática do choque não central de duas massas

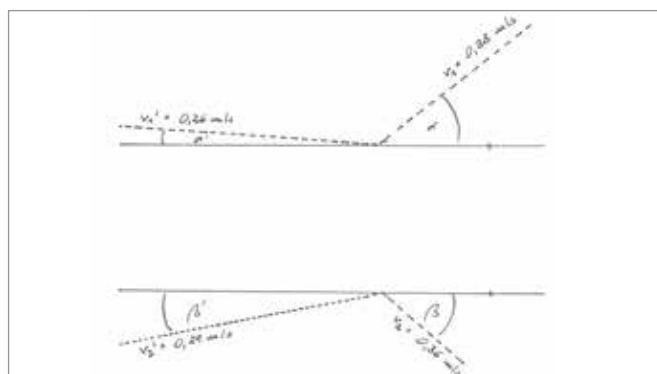


Fig. 2: Registro e avaliação de um choque não central de duas massas desiguais com velocidades iniciais $v_1 \neq 0$ e $v_2 \neq 0$

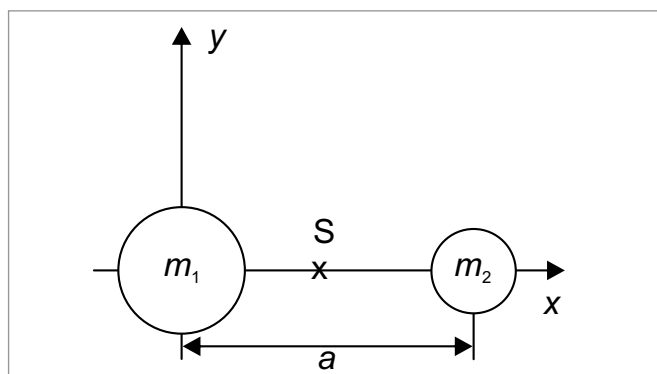


Fig. 3: Posição do centro de gravidade S da massa

UE1040101 | MOVIMENTOS ROTATIVOS ACELERADOS UNIFORMEMENTE



> TAREFAS

- Anotação ponto a ponto do diagrama tempo-ângulo de um movimento rotativo acelerado uniformemente.
- Confirmação da proporcionalidade entre ângulo de rotação e quadrado do tempo.
- Determinação da aceleração angular em dependência do momento de torque acelerado e a confirmação da equação de movimento de Newton.
- Determinação da aceleração angular em dependência do momento de inércia e da confirmação da equação do movimento de Newton.

OBJETIVO

Confirmação da equação dos movimentos de Newton

RESUMO

O ângulo de giro ϕ de um corpo rotativo acelerado em torno de um eixo rotativo aumenta proporcionalmente ao quadrado do tempo t . Pelo fator de proporcionalidade pode ser calculada a velocidade angular α , que por sua vez depende da equação dos movimentos de Newton, do momento de torque acelerado e do momento de inércia do corpo rígido.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Sistema rotativo de apoio pneumático (230 V, 50/60 Hz)	1000782 ou
	Sistema rotativo de apoio pneumático (115 V, 50/60 Hz)	1000781
1	Sensor de reflexão laser	1001034
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GERAIS

A rotação de um corpo rígido em torno de um eixo fixo pode ser descrita analogamente aos movimentos de translação mono dimensionais. Substitui-se o percurso s pelo ângulo de giro φ , a velocidade v pela velocidade angular ω , a aceleração a pela aceleração angular α , a força acelerada F pelo momento de torque atuante sobre o corpo rígido M e a massa inercial m pelo momento de inércia J do corpo rígido em torno do eixo de rotação.

A analogia para a equação de Newton de movimentos para movimentos de translação vale: um corpo rígido apoiado em condições de girar com o momento de inércia J experimenta a aceleração angular α , quando sob efeito do momento de torque.

$$(1) \quad M = J \cdot \alpha$$

Havendo atuação de um momento de torque constante, o corpo completará um movimento rotativo com aceleração angular uniforme. Na experiência isto será examinado num sistema rotativo apoiado num "filme de ar" e, portanto, de atrito muito reduzido. Terá início no momento $t_0 = 0$ com velocidade angular $\omega = 0$ e girará durante o tempo t em torno do ângulo

$$(2) \quad \varphi = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot t^2$$

O momento de torque M resulta do peso de uma massa acelerada m_M , que numa distância r_M para o eixo de rotação atua sobre o corpo.

$$(3) \quad M = r_M \cdot m_M \cdot g$$

$$g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} : \text{Aceleração da gravidade}$$

Se colocarmos na barra transversal do sistema rotativo suplementarmente duas massas m_J numa distância fixa r_J para o eixo de rotação, então o momento de inércia aumentará conforme

$$(4) \quad J = J_0 + 2 \cdot m_J \cdot r_J^2$$

J_0 : Momento de inércia sem massas suplementares

Tanto para a aceleração como para a ampliação da inércia respectivamente, existem várias unidades de massas disponíveis. Além disso, as distâncias r_M e r_J podem ser variadas. Assim pode ser examinada a aceleração angular para confirmação da (1) dependência do momento de inércia e do momento de torque.

ANÁLISE

A proporcionalidade do ângulo de rotação para o quadrado do tempo será ilustrada pela medição dos tempos pertinentes aos ângulos de giro de 10° , 40° , 90° , 160° e 250° .

Para medição da aceleração angular α em dependência dos parâmetros M e J mede-se respectivamente o tempo necessário para uma rotação de 90° ($t(90^\circ)$). Neste caso vale

$$\alpha = \frac{\pi}{t(90^\circ)^2}$$

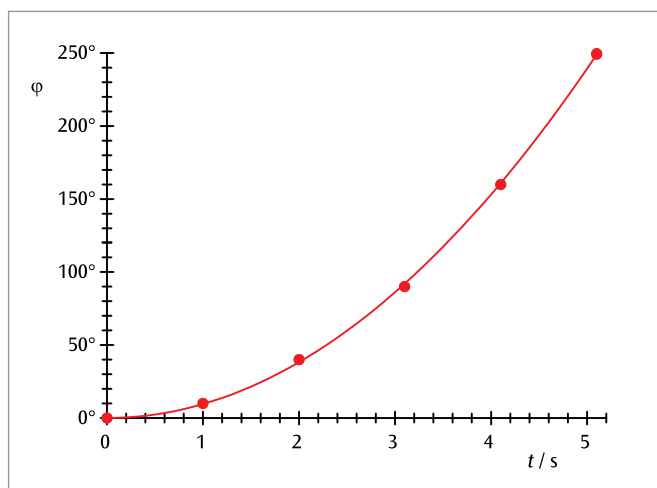


Fig. 1: Diagrama ângulo de rotação-tempo de um movimento rotativo acelerado uniformemente

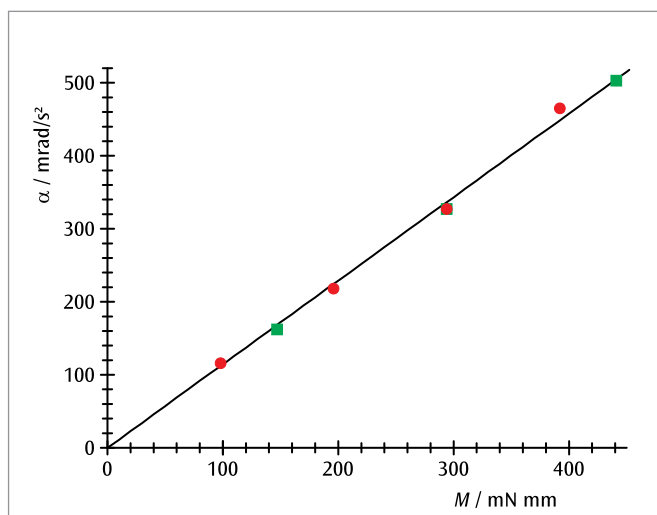


Fig. 2: Aceleração angular α em dependência do momento de torque M

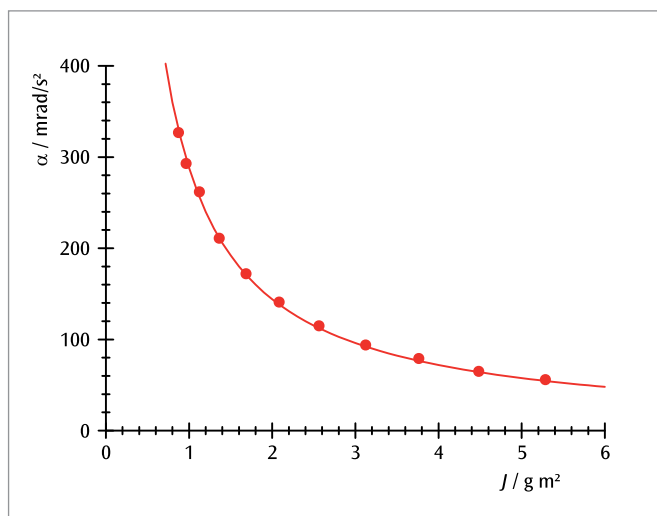


Fig. 3: Aceleração angular α em dependência do momento de inércia J

UE1040201 | MOMENTO DE INÉRCIA I



> TAREFAS

- Determinação da grandeza de ângulo teórica D_r da mola de acoplamento.
- Determinação do momento de inércia J em dependência da distância r das unidades de massa para o eixo de rotação.
- Determinação do momento de inércia J em dependência das massas m das unidades de massa.

OBJETIVO

Determinação do momento de inércia de uma barra-alavanca com massas suplementares

RESUMO

O momento de inércia de um corpo em torno do seu eixo depende da distribuição das massas desse corpo em relação ao eixo. Isso pode ser examinado em uma barra-alavanca, na qual estão colocadas duas unidades de massa simétricas ao eixo de rotação. A duração do período de oscilação de uma barra-alavanca ligada por uma mola de acoplamento é tanto maior quanto maior for o momento de inércia da barra-alavanca determinado pelas massas suplementares e a distância entre elas.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Sistema rotativo de apoio pneumático (230 V, 50/60 Hz)	1000782 ou
	Sistema rotativo de apoio pneumático (115 V, 50/60 Hz)	1000781
1	Conjunto complementar para o sistema rotativo de apoio pneumático	1000783
1	Sensor de reflexão laser	1001034
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GERAIS

A inércia de um corpo rígido frente a uma alteração do seu movimento rotativo em torno de um eixo fixo é indicada pelo momento de inércia J . Ela depende da distribuição das massas no corpo em relação ao eixo de rotação e é tanto maior quanto maior forem as distâncias para o eixo de rotação.

Isso pode ser examinado em experiência mediante o exemplo de um disco rotativo com barra-alavanca, na qual numa distância simétrica r para o eixo de rotação são dispostas duas unidades de massa m . Nesse caso o momento de inércia é da ordem de

$$(1) \quad J = J_0 + 2 \cdot m \cdot r^2$$

J_0 : Momento de inércia sem unidades de massa

Se o disco rotativo for acoplado elasticamente com uma mola espiral num suporte, o momento de inércia pode ser determinado pelo período de oscilação do disco rotativo até a sua posição de repouso. Vale

$$(2) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D_r}}$$

D_r : Grandeza teórica do ângulo da mola espiral

Isso significa que o período de oscilação T é tanto maior quanto maior for o momento de inércia J do disco rotativo com a barra-alavanca determinado pela massa m e a distância r .

ANÁLISE

Do (2) resulta a equação determinante para o momento de inércia:

$$J = D_r \cdot \frac{T^2}{4\pi^2}$$

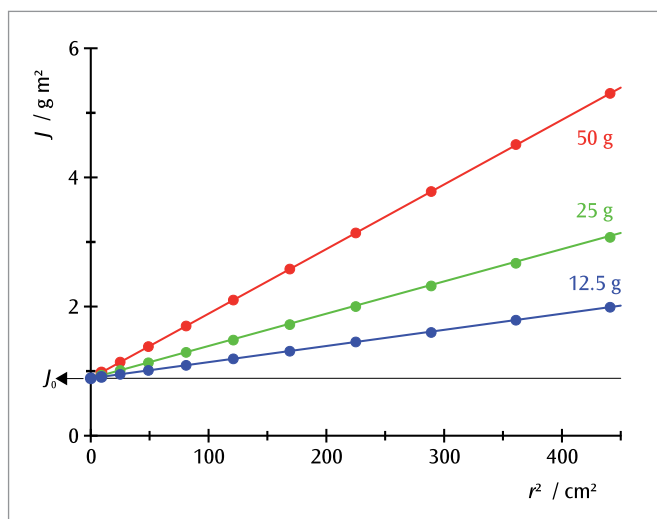
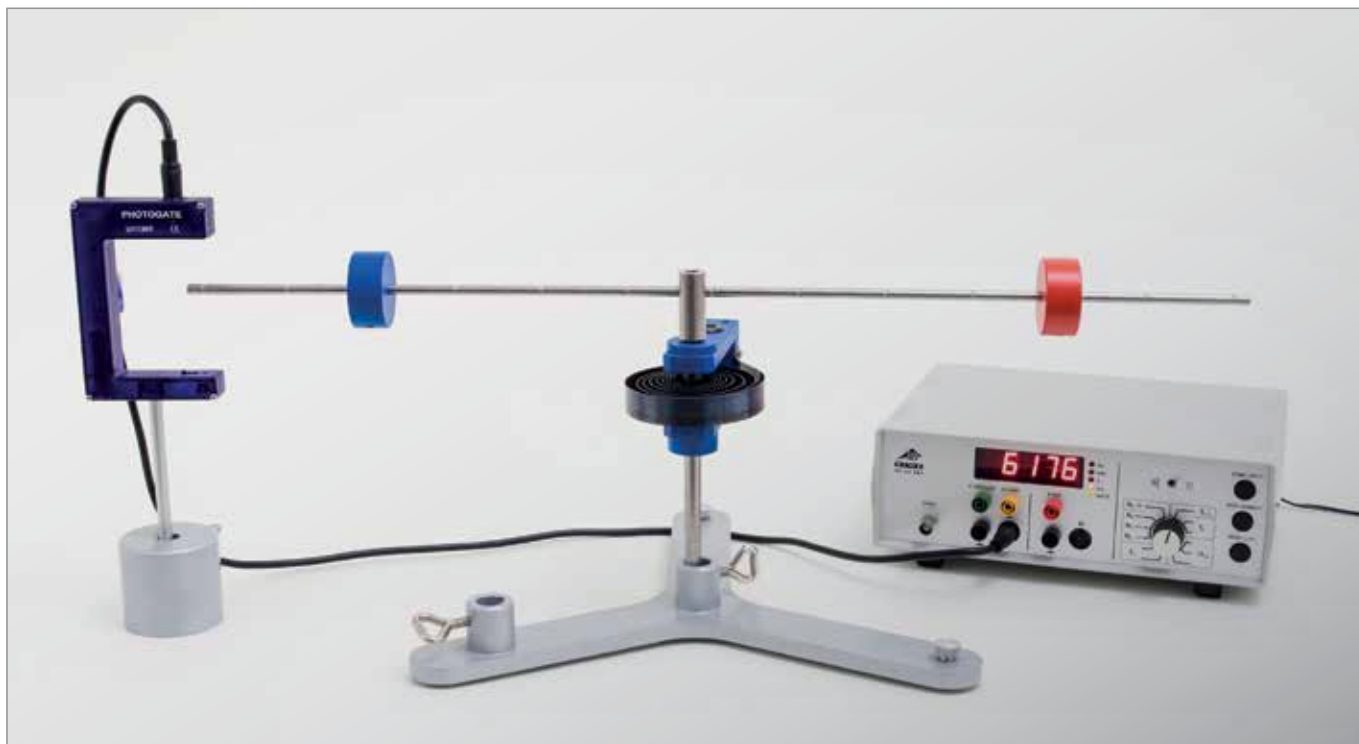


Fig. 1: Momento de inércia J do disco rotativo com barra-alavanca para três diferentes massas suplementares m em dependência do quadrado da distância r para o eixo de rotação

UE1040205 | MOMENTO DE INÉRCIA II



> TAREFAS

- Determinação da grandeza de orientação angular D_t da mola de acoplamento.
- Determinação do momento de inércia J da barra sem corpos de massa.
- Determinação do momento de inércia J em dependência da distância r dos corpos de massa em relação ao eixo de rotação.
- Determinação do momento de inércia J para um disco circular e um de madeira, uma esfera de madeira, assim como um cilindro maciço e um oco.

OBJETIVO

Determinação do momento de inércia de diferentes corpos de teste

RESUMO

O momento de inércia de um corpo ao redor de seu eixo de rotação depende da distribuição da massa no corpo em relação ao eixo. Isto é analisado para uma barra em que dois corpos de massa são dispostos simetricamente ao eixo de rotação, para um disco circular e de madeira, uma esfera de madeira e um cilindro maciço e um oco. A duração da oscilação dos corpos de teste depende da distribuição da massa e de seus raios.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Eixo de torção	1008662
1	Barreira luminosa	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Tripé 185 mm	1002836
1	Dinamômetro de precisão 1 N	1003104
1	Conjunto de corpos de amostra para o eixo de torção	1021752

FUNDAMENTOS GERAIS

A inércia de um corpo sólido perante uma alteração de seu movimento de rotação ao redor de um eixo fixo é dada pelo momento de inércia J . Ele depende da distribuição da massa no corpo relativa ao eixo de rotação e é tanto maior quanto maior for a distância para o eixo de rotação.

Em geral, o momento de inércia é definido pelo integral do volume:

$$(1) \quad J = \int_V r_s^2 \cdot \rho(r) \cdot dV$$

r_s : Parte de r perpendicular ao eixo de rotação
 $\rho(r)$: Distribuição da massa do corpo

Para o exemplo de uma barra, em que são dispostos dois corpos de massa com a massa m simetricamente na distância r para o eixo de rotação, o momento de inércia é de:

$$(2) \quad J = J_0 + 2 \cdot m \cdot r^2$$

J_0 : momento de inércia da barra sem corpos de massa

Agora, os diferentes corpos de teste podem ser afixados ao eixo de rotação. Para a duração de oscilação T de um período, vale:

$$(3) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D_r}}$$

D_r : Grandeza de orientação angular da mola espiral

Ou seja, a duração de oscilação T é tanto maior quanto maior o momento de inércia J .

A grandeza de orientação angular da mola espiral pode ser determinada com auxílio de um dinamômetro:

$$(4) \quad D_r = \frac{F \cdot r}{\alpha}$$

α : Deslocamento da posição de equilíbrio

ANÁLISE

De (3) resulta a equação de determinação para o momento de inércia:

$$J = D_r \cdot \frac{T^2}{4\pi^2}$$

Para a montagem com a barra, deve ser subtraído adicionalmente o momento de inércia da haste:

$$J(\text{massas}) = J(\text{hastes} + \text{massas}) - J(\text{haste})$$

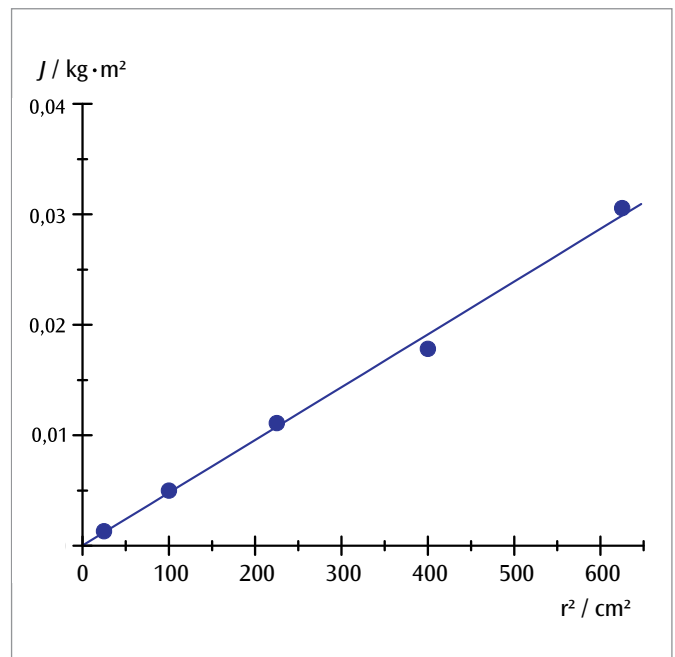


Fig. 1: Momento de inércia J dos corpos de massa em dependência do quadrado da distância r das massas

UE1040320 | RODA DE MAXWELL



OBJETIVO

Confirmação da conservação de energia com auxílio de uma Roda de Maxwell

RESUMO

A Roda de Maxwell é suspensa em ambos os lados de seu eixo em um fio, no qual ela sobe e desce. Nisto, a energia potencial é transformada em energia cinética e vice-versa. O processo de desenrolar e enrolar novamente é repetido até que a energia determinada pela altura inicial é completamente perdida por perdas por atrito e reflexão. Nesta experiência, o movimento da roda de Maxwell é registrado com um sensor de movimento ultra-sônico. A partir do deslocamento resultante comparado ao diagrama temporal, a velocidade momentânea da roda pode ser determinada e sua energia cinética calculada.

› TAREFAS

- Elaboração dos diagramas percurso-tempo e velocidade-tempo do primeiro movimento descendente.
- Determinação da aceleração e do momento de inércia.
- Determinação das energias cinética e potencial durante os movimentos de descida e subida.
- Confirmação da conservação da energia sob consideração das perdas por atrito e reflexão.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Roda de Maxwell	1000790
1	WiLab*	1022284
1	Sensor de movimento para WiLab*	1022288
1	Pé de apoio em H	1018874
2	Vara de apoio, 1000 mm	1002936
2	Manga universal	1002830
Exigência complementar:		
1	Licença Coach 7	
Recomendação suplementar:		
1	Balança eletrônica 5200 g	1022587
1	Paquímetro, 150 mm	1002601

* Alternativa: 1 €Motion 1021673 ou 1 VinciLab 1021477 e 1 Sensor de Movimento 1021683

FUNDAMENTOS GERAIS

A Roda de Maxwell é suspensa em ambos os lados de seu eixo em um fio, no qual ela sobe e desce. Nisto, a energia potencial é transformada crescentemente em energia cinética de rotação. Assim que o fio estiver completamente desenrolado, a roda continua a girar com alta energia de rotação, enrola o fio do outro lado e se movimenta para cima, em transformação da energia cinética de volta em energia potencial, até que a energia cinética esteja completamente transformada de volta. Depois, o desenrolar e enrolar se repete até que a energia determinada pela altura inicial seja completamente perdida por atrito e reflexão.

No desenrolar e enrolar, a roda se movimenta lentamente para cima e para baixo com a velocidade v . A velocidade está em relação firme

$$(1) \quad v = \omega \text{ com } r: \text{raio do eixo}$$

com a velocidade angular ω , com a qual a roda gira em torno do próprio eixo. A energia total, portanto, é de

$$(2) \quad E = m \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \cdot I \cdot \omega^2 + \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \\ = m \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{I}{m \cdot r^2} + 1 \right) \cdot v^2$$

m : Massa,

I : Momento de inércia,

h : Altura sobre o ponto de retorno inferior,

g : Aceleração da gravidade

Ela descreve um movimento de translação com a aceleração direcionada para baixo

$$(3) \quad \dot{v} = a = \frac{g}{\frac{I}{m \cdot r^2} + 1}$$

Esta aceleração é determinada, na experiência, a partir do percurso percorrido no tempo t

$$(4) \quad s = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

respectivamente, da velocidade momentânea alcançada no tempo t

$$(5) \quad v = a \cdot t$$

Nesta experiência, o movimento da roda de Maxwell é registado com um sensor de movimento ultra-sónico. A partir do deslocamento resultante comparado ao diagrama temporal, a velocidade momentânea da roda pode ser determinada e sua energia cinética calculada.

AVALIAÇÃO

Com massa m e raio de eixo r conhecidos, pode ser calculado o momento de inércia a partir da aceleração a . Por conta de (3) vale

$$I = m \cdot r^2 \cdot \left(\frac{g}{a} - 1 \right)$$

A velocidade instantânea v pode ser determinada derivando o deslocamento em comparação com o diagrama de tempo. As energias cinéticas E_{kin} são calculadas da seguinte forma:

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{I}{m \cdot r^2} + 1 \right) \cdot v^2$$

Para a energia potencial, vale

$$E_{\text{pot}} = m \cdot g \cdot h$$

As perdas claramente reconhecíveis na Fig. 3 no balanço energético podem ser bem descritos por assunção de atrito constante em direção contrária ao movimento e por uma perda de energia não desprezível na mudança de direção no ponto inferior de retorno.

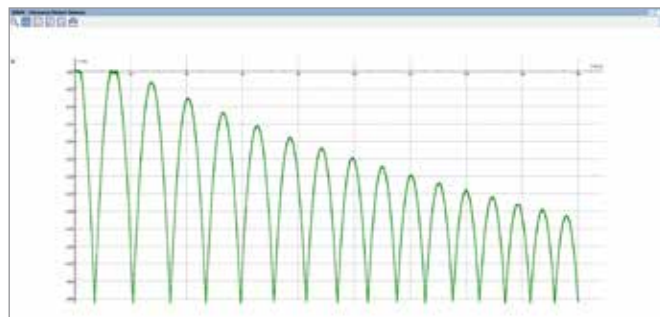


Fig. 1: Representação esquemática da montagem da experiência

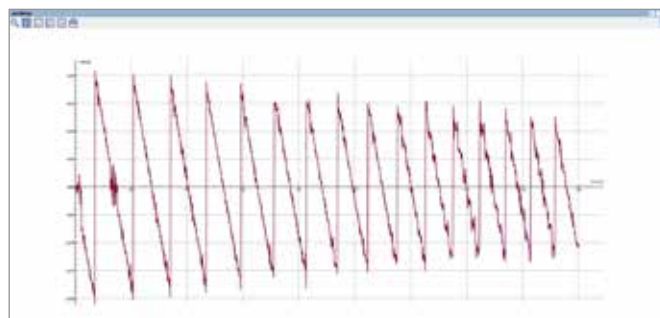


Fig. 2: Diagrama percurso-tempo do primeiro movimento descendente

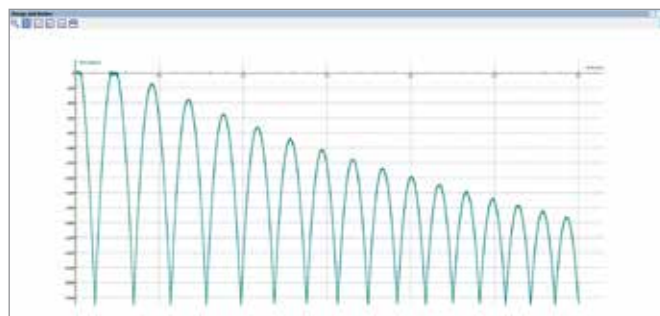
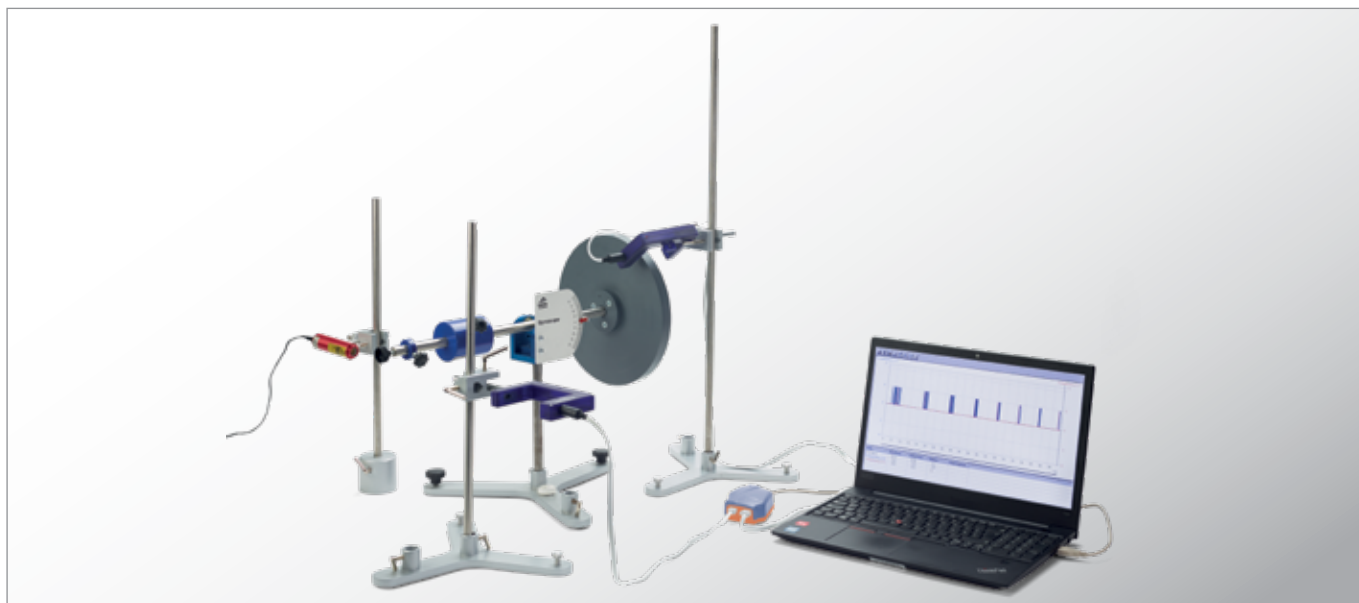


Fig. 3: Diagrama velocidade-tempo do primeiro movimento descendente



➤ TAREFAS

- Confirmação da proporcionalidade entre a frequência de rotação f_R do disco em rotação e o tempo T_p de uma precessão do giroscópio e determinação do momento de inércia da aplicação gráfica $f_R(T_p)$.
- Confirmação da proporcionalidade entre frequência de rotação f_R e frequência de nutação f_N através da aplicação gráfica $f_N(f_R)$ e dos tempos correspondentes $T_R(T_N)$.

OBJETIVO

Análise experimental da precessão e nutação de um giroscópio e determinação do momento de inércia

RESUMO

Um giroscópio realiza, além de sua movimentação de rotação, uma movimentação de precessão e nutação, conforme o caso se uma força externa e, com ela, um torque adicional age sobre o eixo de rotação ou se o eixo de rotação do giroscópio em rotação sofre desvio de sua posição de equilíbrio. Nisto, o período de precessão é inversamente proporcional ao período de rotação e o período de nutação é diretamente proporcional ao período de rotação. A dependência do período de precessão do período de rotação permite a determinação do momento de inércia do disco em rotação.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Giroscópio	1000695
2	Barreira luminosa	1000563
1	Díodo laser, vermelho 230V	1003201 ou
	Díodo laser, vermelho 115V	1022208
1	WiLab*	1022284
2	Cabo de conexão miniDIN8 – BT	1021688
3	Tripé 150 mm	1002835
3	Manga universal	1002830
3	Vara de apoio, 750 mm	1002935

Exigência complementar:

1	Licença Coach 7
---	-----------------

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

Um giroscópio é um corpo sólido que gira ao redor de um eixo fixado em um ponto. Se uma força externa atinge o eixo, então o torque causa uma alteração do impulso de rotação. O giroscópio se movimenta, então, na direção perpendicular ao eixo de forma e à força incidente. Este movimento é chamado de precessão. Se um giroscópio em rotação sofre colisão contra seu eixo de rotação, ele realiza movimentos de tombamento, chamados de nutação. Ambos os movimentos se sobrepõem, em geral.

Na experiência, é usado um giroscópio cujo disco circular grande gira com pouco atrito ao redor de um eixo posicionado sobre um ponto de apoio. Um contrapeso é ajustado de forma que o ponto de apoio corresponda ao centro de gravidade. Se o giroscópio estiver em equilíbrio e o disco de rotação é colocado em rotação, um impulso de rotação L constante age:

$$(1) \quad L = I \cdot \omega_R$$

I : momento de inércia, ω_R : velocidade angular

O momento de inércia do disco em rotação do giroscópio é dado por:

$$(2) \quad I = \frac{1}{2} \cdot M \cdot R^2$$

M : massa do disco, R : raio do disco

Se o disco de rotação recebe o peso de uma massa adicional m , então isto gera, através do torque τ causado pelo peso adicional, uma alteração do impulso de rotação:

$$(3) \quad \tau = m \cdot g \cdot r = \frac{dL}{dt}$$

r : distância do ponto de suporte do eixo de rotação até o ponto de ataque da massa adicional

O eixo de rotação se move, então, conforme Fig. 2, pelo ângulo

$$(4) \quad d\phi = \frac{dL}{L} = \frac{m \cdot g \cdot r \cdot dt}{L}$$

e precessa. Daí se conclui, para a velocidade angular do movimento de precessão:

$$(5) \quad \omega_p = \frac{d\phi}{dt} = \frac{m \cdot g \cdot r}{L} = \frac{m \cdot g \cdot r}{I \cdot \omega_R}$$

$$\text{e com } \omega = 2\pi/T = 2\pi f$$

$$(6) \quad \frac{1}{T_R} = f_R = \frac{m \cdot g \cdot r}{I} \cdot T_p$$

Se o disco de rotação é posto em rotação sem torque externo adicional e o eixo de rotação é levemente golpeado lateralmente, o giroscópio realiza movimentos de nutação. A velocidade angular da nutação é diretamente proporcional à velocidade angular da rotação:

$$(7) \quad \omega_N = C \cdot \omega_R \quad \text{ou} \quad T_R = C \cdot T_N$$

C : constante

Este experimento envolve a corrida de movimentos rotacionais, precessivos e nutativos com a ajuda de barreiras fotoelétricas de luz, onde a forma como os pulsos mudam ao longo do tempo é registrada e exibida por uma interface e seu software.

ANÁLISE

Os períodos de rotação, precessão e nutação são determinados pelos percursos temporais registrados dos pulsos. Conforme equação (6), o período de precessão é inversamente proporcional ao período de rotação e, conforme equação (7), o período de nutação é diretamente proporcional ao período de rotação. Nos diagramas correspondentes, os valores de medição, portanto, estão, no âmbito da precisão de medição, localizados sobre uma reta de origem. A partir da inclinação de uma reta adaptada aos pontos de medição $f_R(T_p)$, o momento de inércia do disco giratório do giroscópio pode ser determinado experimentalmente e comparado com o momento de inércia calculado teoricamente a partir da equação (2).

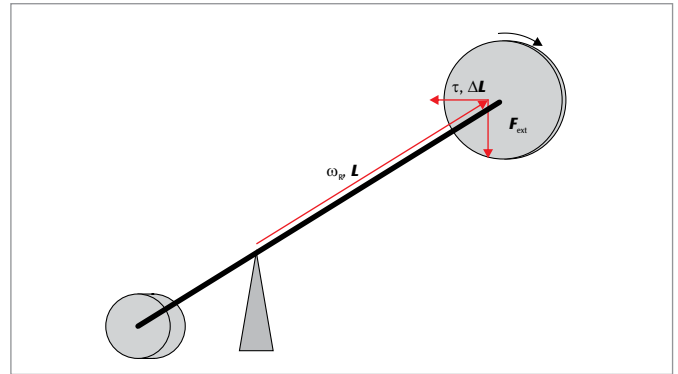


Fig. 1: Desenho esquemático do giroscópio para a precessão

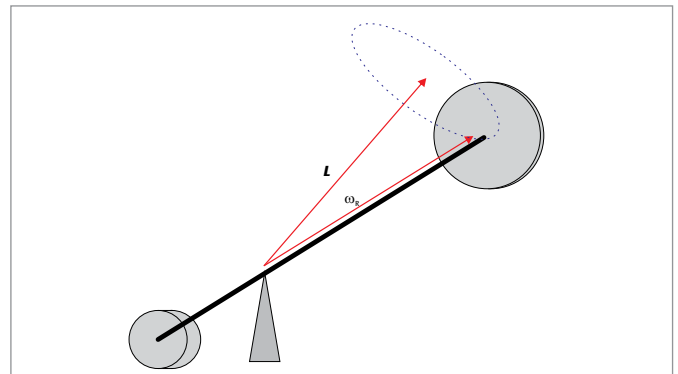


Fig. 2: Desenho esquemático do giroscópio para a nutação

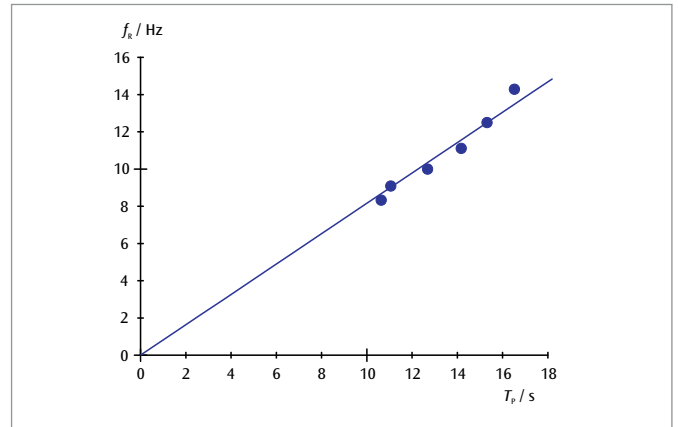


Fig. 3: Frequência de rotação f do disco giratório em dependência do tempo de precessão T_p .

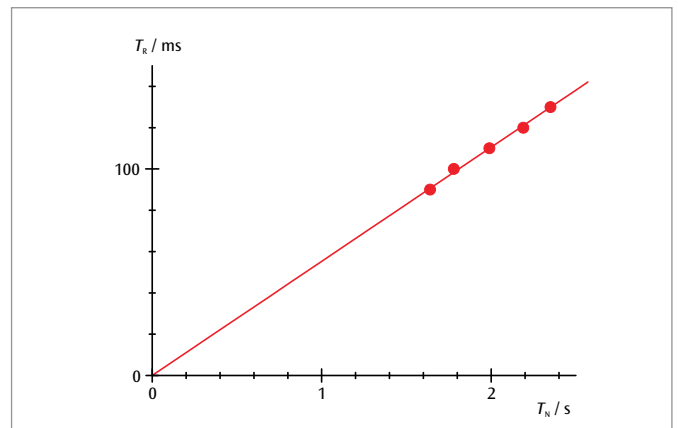
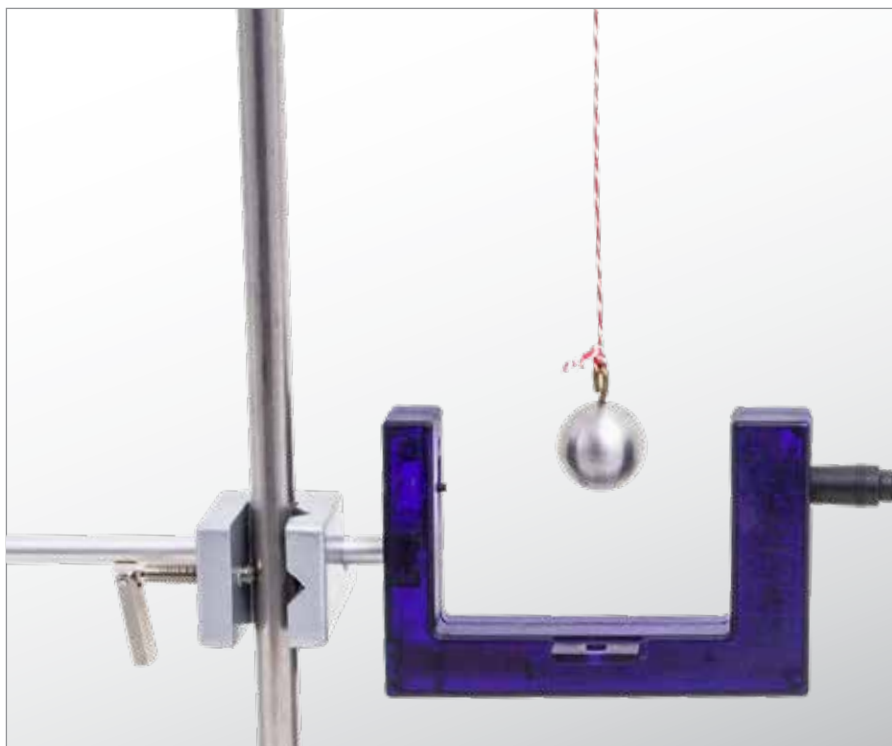


Fig. 4: Tempo de rotação T_R em dependência do tempo de nutação T_N

UE1050101 | OSCILAÇÕES HARMÔNICAS DE PÊNDBULO SUSPENSO POR FIO



> TAREFAS

- Medição da duração da oscilação T de um pêndulo suspenso por fio na dependência do comprimento do pêndulo L .
- Medição da duração da oscilação T de um pêndulo suspenso por fio na dependência da massa do pêndulo m .
- Determinação da aceleração da gravidade g .

OBJETIVO

Medição da duração da oscilação de um pêndulo suspenso por fio para diferentes massas de pêndulo

RESUMO

A duração da oscilação T de um pêndulo suspenso por fio depende do comprimento do pêndulo L , mas é independente da massa do pêndulo m . Isto é confirmado por uma série de medições, nas quais a duração da oscilação de um pêndulo suspenso por fio é medido com uma fotocélula conectada a um contador digital.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Conjunto de 4 esferas de pêndulo	1003230
1	Corda para experiências	1001055
1	Tripé 185 mm	1002836
1	Vara de apoio, 1500 mm	1002937
1	Vara de apoio, 100 mm	1002932
1	Manga com gancho	1002828
2	Manga universal	1002830
1	Barreira luminosa	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Fita métrica, 2 m	1002603
1	Balança eletrônica 220 g	1022627

FUNDAMENTOS GERAIS

Um pêndulo suspenso por fio com massa do pêndulo m e comprimento do fio L oscila harmonicamente em torno de seu ponto de repouso, enquanto o desvio de seu ponto de repouso não for grande demais. A duração da oscilação T , ou seja, o tempo de um movimento completo de ida e volta ao redor do ponto de repouso, depende somente do comprimento do pêndulo L , mas não da massa m .

Se o pêndulo for desviado do repouso pelo ângulo φ , então a força restauradora será

$$(1a) \quad F_1 = -m \cdot g \cdot \sin\varphi$$

ou, em boa aproximação para ângulos φ pequenos

$$(1b) \quad F_1 = -m \cdot g \cdot \varphi$$

A inércia da massa acelerada é

$$(2) \quad F_2 = m \cdot L \cdot \ddot{\varphi}$$

Ambas as forças são iguais, portanto resulta a equação do movimento do oscilador harmônico

$$(3) \quad \ddot{\varphi} + \frac{g}{L} \cdot \varphi = 0$$

e, para a duração da oscilação T , obtém-se

$$(4) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{L}{g}}$$

Na experiência, a duração da oscilação para diferentes comprimentos e massas de pêndulo é medida com uma fotocélula conectada a um contador digital. O contador digital está programado internamente de forma que pare a medição de tempo sempre depois de uma oscilação completa do pêndulo.

ANÁLISE

Os valores de medição são representados em um diagrama T - L e em um diagrama T - m . Os diagramas comprovam a dependência esperada da duração da oscilação em relação ao comprimento do pêndulo e a independência em relação à massa do pêndulo.

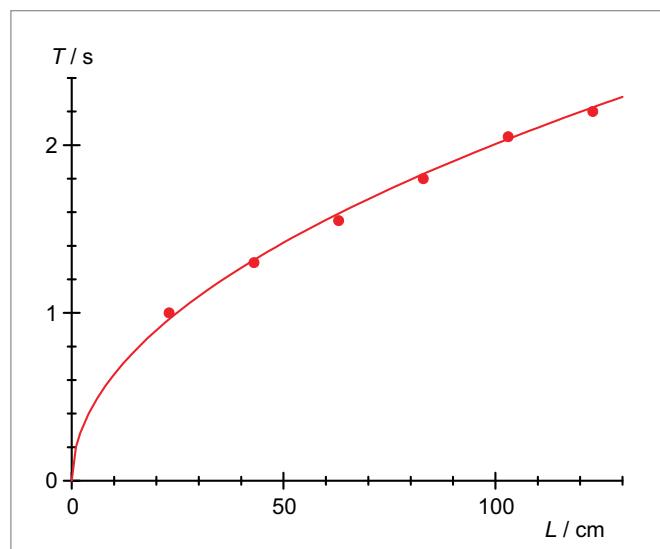


Fig. 1: Período de oscilação T em dependência do comprimento de pêndulo L

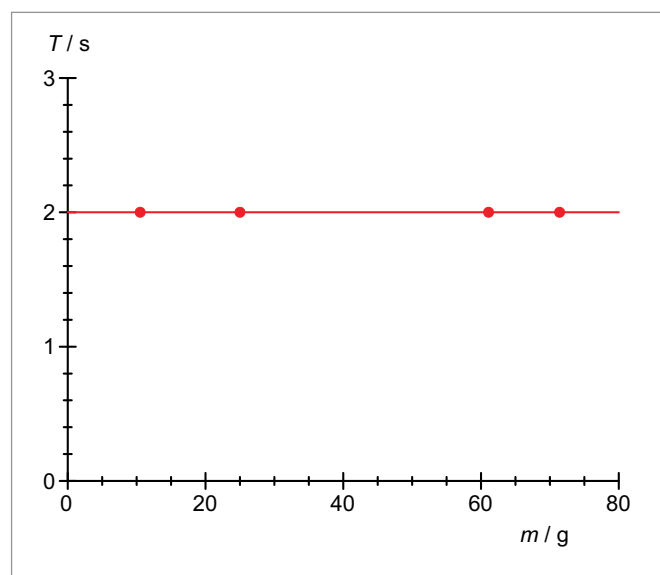
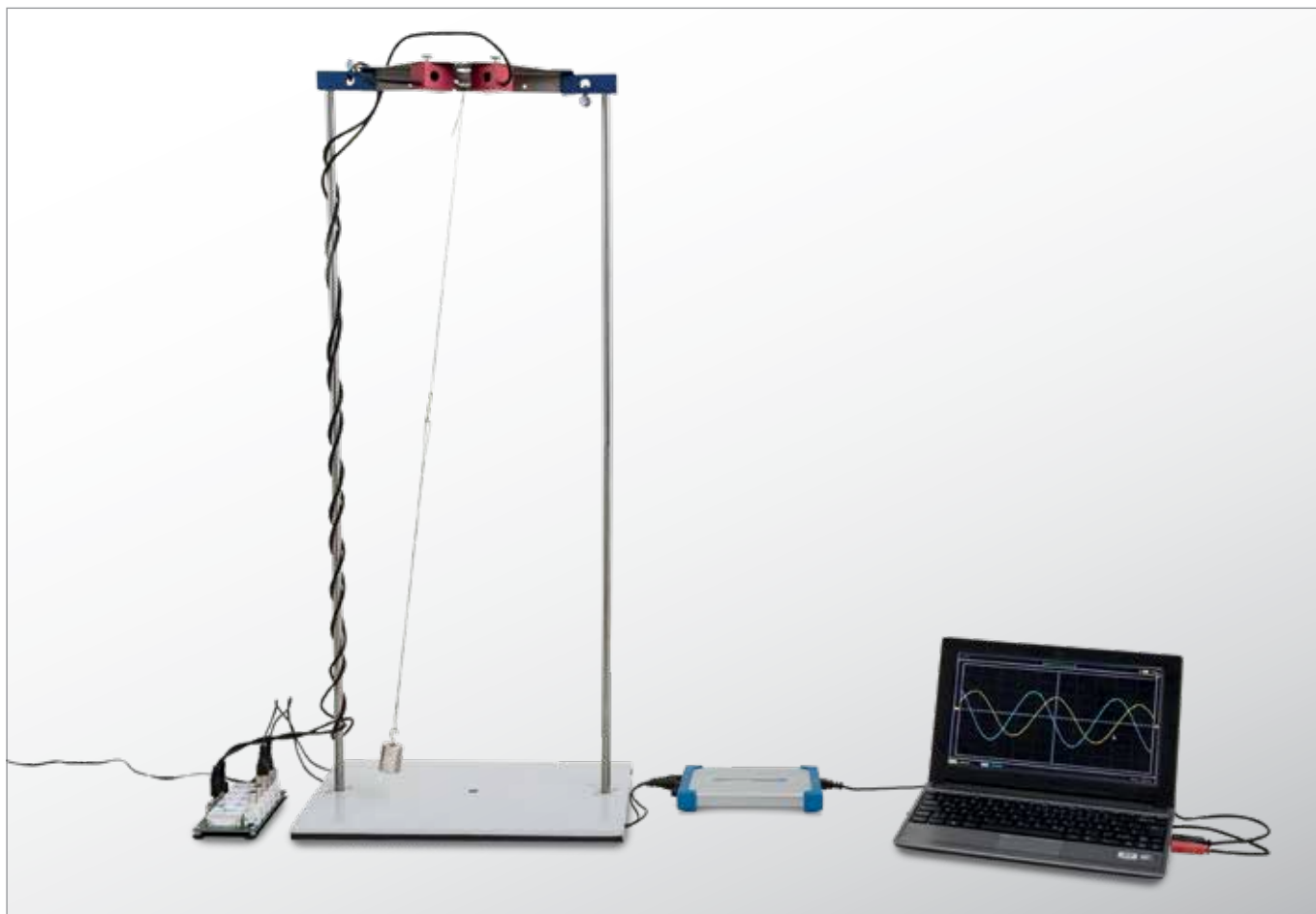


Fig. 2: Período de oscilação T em dependência da massa do pêndulo m

UE1050121 | OSCILAÇÕES ELÍPTICAS DE PÊNDBULO SUSPENSO POR FIO



➤ TAREFAS

- Registro das oscilações elípticas de um pêndulo suspenso por fio como dois componentes perpendiculares um ao outro para diferentes condições iniciais.

OBJETIVO

Descrição das oscilações elípticas de um pêndulo suspenso por fio como sobreposição de dois componentes mutuamente perpendiculares

RESUMO

Segundo a condição inicial, um pêndulo adequadamente suspenso por fio oscila, para pequenos desvios, de forma que o corpo do pêndulo descreve uma elipse. Se este movimento for decomposto em dois componentes perpendiculares um ao outro, então haverá uma diferença de fases entre os componentes. Na experiência, esta relação é demonstrada por medição das oscilações com dois sensores de força dinâmicos perpendiculares um em relação ao outro. As amplitudes dos componentes e sua diferença de fases são avaliadas.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Conjunto complementar "Pêndulo de fio"	1012854
1	Material de suporte Oscilações mecânicas	1012849
1	Sensores "Oscilações mecânicas" (230 V, 50/60 Hz)	1012850 ou
	Sensores "Oscilações mecânicas" (115 V, 50/60 Hz)	1012851
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857

FUNDAMENTOS GERAIS

Segundo a condição inicial, um pêndulo adequadamente suspenso por fio oscila, para pequenos desvios, de forma que o corpo do pêndulo descreve uma elipse. Se este movimento for decomposto em dois componentes perpendiculares um ao outro, então haverá uma diferença de fases entre os componentes.

Na experiência, esta relação é demonstrada por medição das oscilações com dois sensores de força dinâmicos perpendiculares um em relação ao outro. O deslocamento das fases se torna imediatamente evidente com a representação das oscilações em um osciloscópio de dois canais.

Três casos especiais são esclarecedores:

- Se o pêndulo oscilar no bissetor entre os sensores de força, então o deslocamento de fases será de $\varphi = 0^\circ$.
- Para oscilações perpendiculares ao bissetor, valerá $\varphi = 180^\circ$.
- Se o corpo do pêndulo descrever trajetória circular, então será $\varphi = 90^\circ$.

ANÁLISE

As oscilações são registradas e congeladas com o osciloscópio de memória. As amplitudes dos componentes e sua diferença de fases são avaliadas.

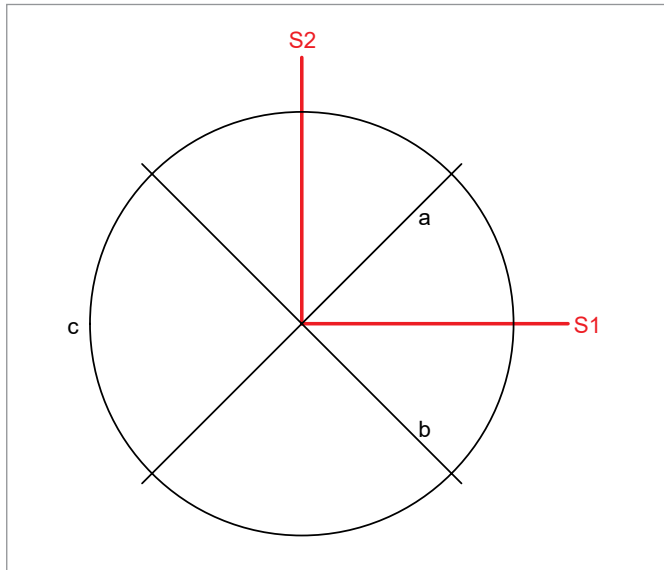


Fig. 1: Orientação dos sensores S_1 e S_2 e direções de oscilação analisadas do pêndulo suspenso

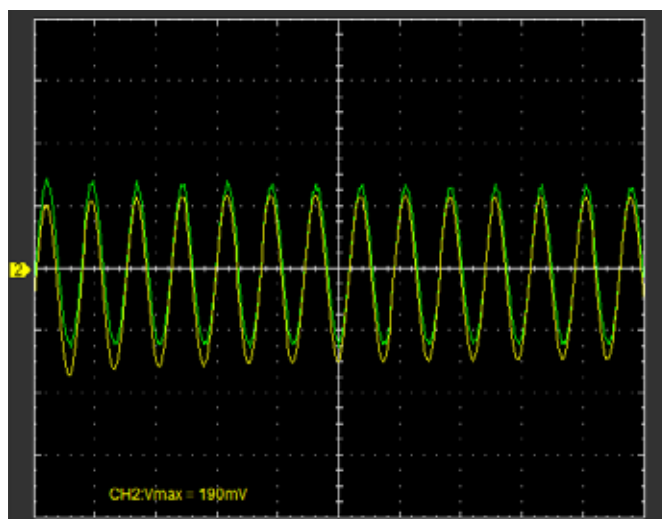


Fig. 2: Componentes de oscilação do pêndulo suspenso por fio em oscilação "sobre o bissetor"

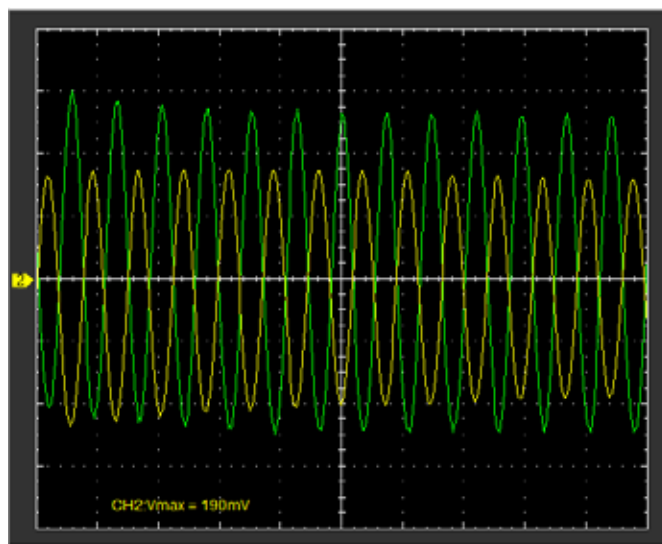


Fig. 3: Componentes de oscilação do pêndulo suspenso por fio em oscilação "perpendicular ao bissetor"

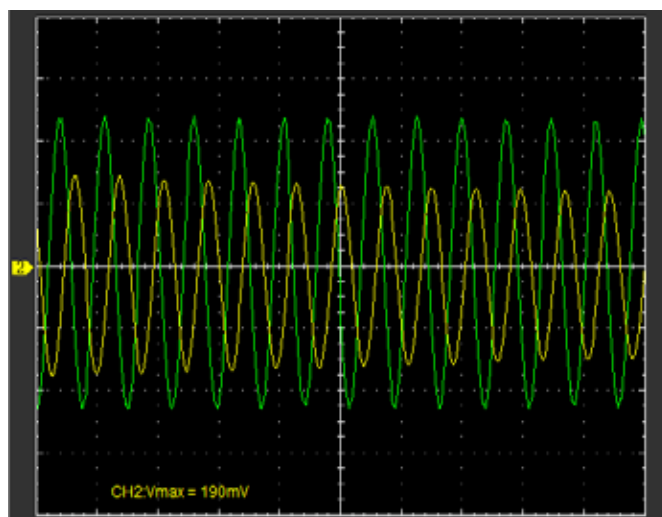


Fig. 4: Componentes de oscilação do pêndulo suspenso por fio em oscilações circulares

UE1050201 | PÊNULO GRAVITACIONAL VARIÁVEL



› TAREFAS

- Medição da duração de oscilação T em relação à componente ativa da aceleração da gravidade g_{eff}
- Medição da duração de oscilação T para diversos comprimentos de pêndulo L .

OBJETIVO

Medição da duração da oscilação de um pêndulo em relação à componente ativa da aceleração da gravidade

RESUMO

A duração da oscilação de um pêndulo é ampliada pela inclinação do eixo de rotação na horizontal, já que a componente ativa da aceleração da gravidade diminui.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Pêndulo g variável	1000755
1	Suporte de barreira luminosa ao pêndulo	1000756
1	Barreira luminosa	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 470 mm	1002934

FUNDAMENTOS GERAIS

A duração da oscilação de um pêndulo matemático é determinada pelo comprimento de pêndulo L e a aceleração da gravidade g . A influência da aceleração da gravidade pode ser demonstrada quando o eixo de rotação em torno do qual o pêndulo oscila se encontra inclinado em relação à horizontal.

Com o eixo de rotação inclinado a componente g_{par} da aceleração da gravidade g que percorre paralela ao eixo de rotação é compensada pelo suporte do eixo de rotação (ver Fig. 1). A componente ativa restante g_{eff} tem o valor:

$$(1) \quad g_{\text{eff}} = g \cdot \cos \alpha$$

α : Ângulo de inclinação do eixo de rotação contra a horizontal.

Após a inclinação do pêndulo num ângulo φ a partir do ponto de repouso, é exercida uma força contrária sobre a massa pendurada m de um valor igual a:

$$(2) \quad F = -m \cdot g_{\text{eff}} \cdot \sin \varphi$$

Para pequenos desvios, a equação de movimento do pêndulo é portanto:

$$(3) \quad m \cdot L \cdot \ddot{\varphi} + m \cdot g_{\text{eff}} \cdot \varphi = 0$$

O pêndulo oscila então com a frequência circular:

$$(4) \quad \omega = \sqrt{\frac{g_{\text{eff}}}{L}}$$

ANÁLISE

De (4) resulta para a duração da oscilação do pêndulo

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g_{\text{eff}}}}$$

A duração da oscilação é portanto menor quanto mais curto for o pêndulo e é maior quando a componente ativa da aceleração da gravidade é reduzida.

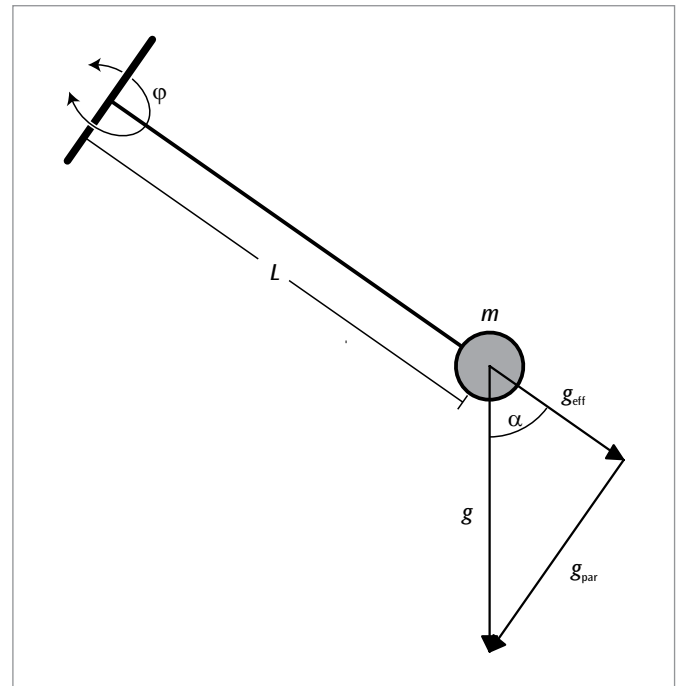


Fig. 1: Pêndulo gravitacional variável (representação esquemática).

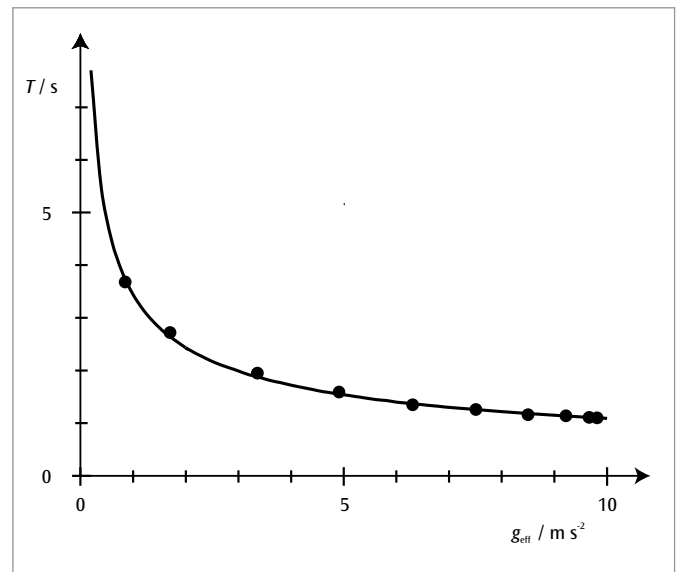


Fig. 2: Duração de oscilação do pêndulo em função da componente ativa da aceleração da gravidade
Linha contínua calculada para $L = 30 \text{ cm}$

UE1050221 | PÊNDBULO REVERSÍVEL DE KATER



➤ TAREFAS

- Ajuste de pêndulo de reversão para duração de oscilação igual ao redor de ambos os pontos de suspensão.
- Determinação da duração da oscilação e cálculo da aceleração da queda local.

OBJETIVO

Determinação da aceleração da queda local com pêndulo de reversão

RESUMO

O pêndulo de reversão é uma construção especial do pêndulo físico. Opcionalmente, ele oscila ao redor de dois pontos de suspensão e pode ser disposto de forma que a duração da oscilação seja a mesma em ambos os casos. O comprimento reduzido do pêndulo confere, então com a distância entre ambos os pontos de suspensão. Isto facilita a determinação da aceleração da queda local a partir da duração da oscilação e do comprimento reduzido do pêndulo. O que se obtém é a sincronia do pêndulo de reversão na experiência por meio de deslocamento adequado de um peso entre os pontos de suspensão, enquanto um contrapeso um pouco maior permanece fixado do lado de fora.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Pêndulo reversível de Kater	1018466
1	Barreira luminosa	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GERAIS

O pêndulo de reversão é uma construção especial do pêndulo físico. Opcionalmente, ele oscila ao redor de dois pontos de suspensão e pode ser disposto de forma que a duração da oscilação seja a mesma em ambos os casos. O comprimento reduzido do pêndulo confere, então com a distância entre ambos os pontos de suspensão. Isto facilita a determinação da aceleração da queda local a partir da duração da oscilação e do comprimento reduzido do pêndulo.

Se um pêndulo físico oscila com pequenos deslocamentos φ livremente ao redor de seu repouso, a equação do movimento é

$$(1) \quad \frac{J}{m \cdot s} \cdot \ddot{\varphi} + g \cdot \varphi = 0$$

J : Momento de inércia ao redor do eixo da oscilação,

g : Aceleração da queda, m : Peso do pêndulo,

s : Distância entre o eixo de oscilação e o centro de gravidade

A grandeza

$$(2) \quad L = \frac{J}{m \cdot s}$$

é o comprimento reduzido de um pêndulo físico. Um pêndulo matemático deste comprimento oscila com a mesma duração de oscilação.

Para o momento de inércia, vale, segundo o Teorema de Steiner

$$(3) \quad J = J_s + m \cdot s^2$$

J_s : Momento de inércia ao redor do eixo do centro de gravidade

A um pêndulo de reversão com dois pontos de suspensão com distância d , portanto, devem ser atribuídos os dois comprimentos reduzidos de pêndulo

$$(4) \quad L_1 = \frac{J_s}{m \cdot s} + s \quad \text{e} \quad L_2 = \frac{J_s}{m \cdot (d-s)} + d - s$$

Eles são iguais quando o pêndulo de reversão estiver ajustado de forma que a duração da oscilação ao redor de ambos os pontos de suspensão é a mesma. Então, vale

$$(5) \quad s = \frac{d}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \frac{J_s}{m}}$$

e

$$(6) \quad L_1 = L_2 = d$$

A duração da oscilação T , neste caso, é de

$$(7) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{d}{g}}$$

O que se obtém é a sincronia do pêndulo de reversão na experiência por meio de deslocamento adequado de um peso $m_2 = 1$ kg entre os pontos de suspensão, enquanto um contrapeso um pouco maior permanece fixado do lado de fora $m_1 = 1,4$ kg. A medição da duração da oscilação é feita eletronicamente, enquanto a extremidade de baixo do pêndulo interrompe periodicamente uma fotocélula. Desta forma, são medidas as durações de oscilação T_1 e T_2 a serem atribuídas aos comprimentos de pêndulo reduzidos L_1 e L_2 em dependência da posição x_2 do peso m_2 .

AVALIAÇÃO

Ambas as curvas de medição $T_1(x_2)$ e $T_2(x_2)$ interseccionam duas vezes no valor $T = T_1 = T_2$, sendo que, para a determinação exata das interseções, interpola-se entre os pontos de medição. A partir do valor encontrado, calcula-se

$$g = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot d, \quad d = 0,8 \text{ m}$$

com precisão relativa de 0,3 por mil.

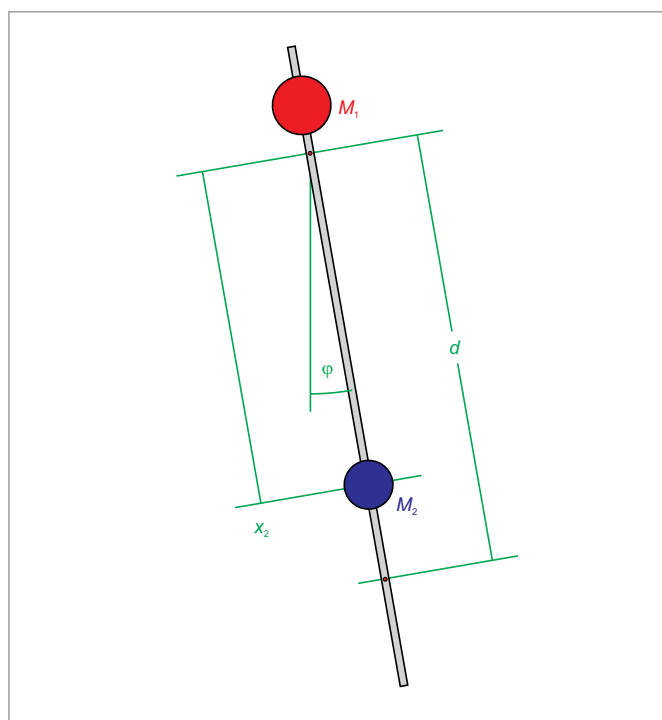


Fig. 1: Representação esquemática do pêndulo de reversão

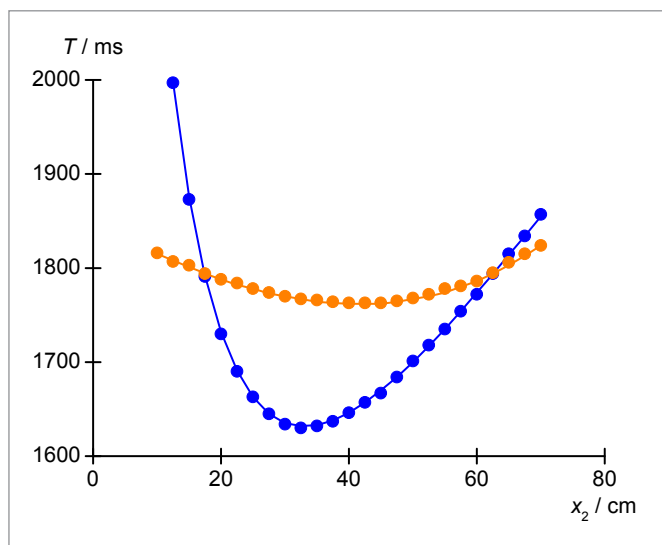


Fig. 2: Durações de oscilação T_1 e T_2 medidas em dependência da posição do peso 2.

UE1050250 | PÊNULO DE FOUCAULT



OBJETIVO

Comprovação da rotação da terra com um pêndulo de Foucault

RESUMO

Um pêndulo de Foucault é um pêndulo de fio longo com grande massa de pêndulo, com cujo auxílio a rotação da terra pode ser demonstrada. Na experiência, é usado um pêndulo com 1,2 m de comprimento, cuja direção de oscilação pode ser determinada com muita precisão através de uma projeção de sombras. Para um tempo de observação mais extenso, o abafamento da oscilação pode ser compensado por uma estimulação eletromagnética infinitamente ajustável.

➤ TAREFAS

- Medição da direção da oscilação como função do tempo.
- Determinação da velocidade de rotação.
- Determinação da latitude geográfica.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Pêndulo de Foucault (230 V, 50/60 Hz)	1000748 ou
	Pêndulo de Foucault 115 V, 50/60 Hz)	1000747
1	Cronômetro digital	1002811

FUNDAMENTOS GERAIS

Um pêndulo de Foucault é um pêndulo de fio longo com grande massa de pêndulo, com cujo auxílio a rotação da terra pode ser demonstrada. Ele remete a *Jean Foucault*, que, em 1851, descobriu em um pêndulo de 2 m de comprimento, que a direção da oscilação se alterava com o passar do tempo. Mais tarde, a experiência foi sendo repetida com pêndulos cada vez mais longos e pesados.

Como a terra gira ao redor de seu próprio eixo, uma força de Coriolis age em relação ao sistema de coordenadas fixo da terra do pêndulo oscilante.

$$(1) \quad \mathbf{F} = 2 \cdot m \cdot \boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v}$$

m : Massa do corpo do pêndulo
 $\boldsymbol{\Omega}_0$: Vetor da velocidade angular da terra
 \mathbf{v} : Vetor de velocidade do pêndulo oscilante

transversalmente à direção da oscilação. Ela causa uma rotação do plano de oscilação com uma frequência circular que depende da latitude geográfica φ do ponto de suspensão.

Para que o pêndulo de Foucault seja deslocado apenas por pequenos ângulos α , o corpo do pêndulo se move exclusivamente no plano horizontal estendido, na Fig. 1 entre o eixo que aponta para o norte N e o eixo apontando para o leste E . Somente são observados deslocamentos na horizontal, pois o corpo do pêndulo está suspenso por um fio. Por este motivo, somente o componente vertical

$$(2) \quad \Omega(\varphi) = \Omega_0 \cdot \sin\varphi$$

do vetor $\boldsymbol{\Omega}_0$ é relevante. Por isto, a equação do movimento do pêndulo de Foucault oscilante é

$$(3) \quad \frac{d^2\alpha}{dt^2} \cdot \mathbf{e}_p + 2 \cdot \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot \frac{d\alpha}{dt} \cdot \mathbf{e}_v + \frac{g}{L} \cdot \alpha \cdot \mathbf{e}_p = 0$$

L : Comprimento do pêndulo, g : Aceleração da gravidade

\mathbf{e}_p : Vetor unitário horizontal paralelo à direção atual de oscilação

\mathbf{e}_v : Vetor unitário horizontal perpendicular à direção atual de oscilação

Sua solução pode ser dividida em uma solução para o ângulo de deslocamento α e uma solução par o vetor unitário giratório \mathbf{e}_p paralelo à direção atual de oscilação:

$$(4a) \quad \alpha(t) = \cos(\omega \cdot t + \beta) \quad \text{com} \quad \omega = \sqrt{\frac{g}{L}}$$

$$(4b) \quad \mathbf{e}_p(t) = \mathbf{e}_E \cdot \cos(\psi(t)) + \mathbf{e}_N \cdot \sin(\psi(t)) \quad \text{com}$$

$\psi(t) = \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot t + \psi_0$: Direção da oscilação
 \mathbf{e}_E : Vetor unitário horizontal para leste
 \mathbf{e}_N : Vetor unitário horizontal para norte

O plano de oscilação, portanto, gira, com o decorrer do tempo, com a frequência dada na equação (2). No hemisfério norte, a rotação ocorre para a direita e, no hemisfério sul, para a esquerda. Nisto, a velocidade de rotação é máxima nos polos, enquanto não há deslocamento no Equador.

Na experiência, é usado um pêndulo de fio com 1,2 m de comprimento. Para evitar oscilações elípticas, o fio do pêndulo se choca, a cada deslocamento, contra um anel de Charon. A direção da oscilação é lida através de uma projeção de sombra do fio com alta precisão sobre uma escala angular. Já depois de poucos minutos, a rotação do plano de oscilação pode ser observada. Para um tempo de observação mais extenso, o abafamento da oscilação pode ser compensado por uma estimulação eletromagnética infinitamente ajustável.

ANÁLISE

O ângulo de direção φ do plano de oscilação depende linearmente do tempo, vide Fig. 2. A inclinação da reta através dos pontos de medição é o valor $\Omega(\varphi)$ procurado.

Calcula-se a latitude geográfica em graus conforme transformação da equação (2).

$$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \cdot \arcsin\left(\frac{86400 \text{ s}}{360 \text{ grad}} \cdot \Omega(\varphi)\right)$$

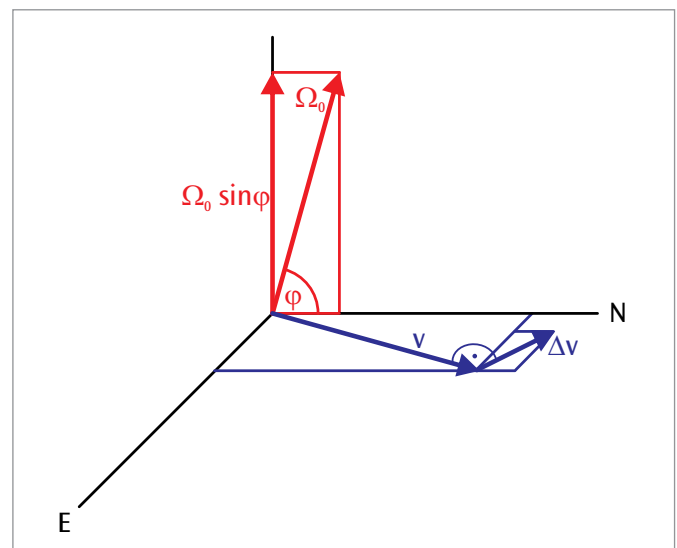


Fig. 1: Representação no sistema de coordenadas fixo da terra do pêndulo de Foucault

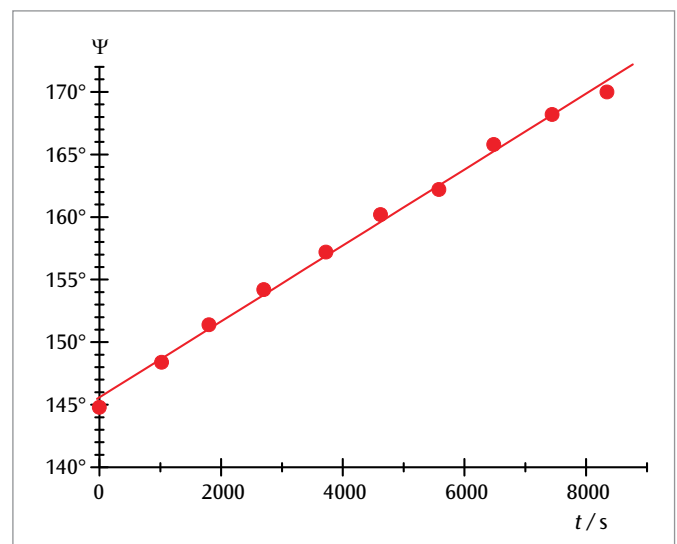


Fig. 2: Curva de medição registrada na latitude geográfica $\varphi = 50^\circ$

UE1050311 | OSCILAÇÕES HARMÔNICAS



▶ TAREFAS

- Registro da oscilação harmônica de um pêndulo de mola helicoidal em dependência do tempo com um sensor de ultrassom.
- Determinação da duração da oscilação T para diferentes combinações de constante de mola k e massa m .

OBJETIVO

Medição das oscilações de um pêndulo de mola helicoidal com sensor de movimento de ultrassom

RESUMO

As oscilações de um pêndulo de mola helicoidal são exemplo clássico de oscilação harmônica. Elas são registradas, na experiência, com um sensor de ultrassom, que capta a distância entre o peso pendurado no pêndulo e o sensor.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Kit de molas helicoidais para a lei de Hooke	1003376
1	Conjunto de pesos de entalhe 10 x 10 g	1003227
1	Conjunto de pesos de entalhe 5 x 50 g	1003229
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 1000 mm	1002936
1	Manga com gancho	1002828
1	€Motion*	1021673
1	Trena, 2 m	1002603
Exigência complementar:		
1	Coach 7 Licença de uso	

* Alternativas: 1 WiLab 1022284 / 1 Detector de movimentos 1022288 ou
1 VinciLab 1021477 / 1 Detector de movimentos 1021683

FUNDAMENTOS GERAIS

Oscilações são geradas quando um sistema retirado da situação de equilíbrio é retornado à situação de equilíbrio por uma força. Fala-se em oscilações harmônicas quando a força de retorno do sistema ao repouso é proporcional ao desvio do repouso em todos os momentos. As oscilações de um pêndulo de mola helicoidal são exemplo clássico disto. A proporcionalidade entre o deslocamento e a força de retorno é descrita pela Lei de Hooke.

Entre o deslocamento x e a força de retorno F , vale, portanto, a relação

$$(1) \quad F = -k \cdot x \text{ com} \\ k: \text{ constante de mola}$$

Para um peso m pendurado à mola helicoidal, vale, portanto, a equação de movimento

$$(2) \quad m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + k \cdot x = 0$$

enquanto a massa da própria mola, bem como uma eventual força de atrito contrária, pode ser negligenciada.

As soluções desta equação de movimento têm a forma geral

$$(3) \quad x(t) = A \cdot \sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}} \cdot t + \varphi\right)$$

como é confirmado na experiência através do registro das oscilações harmônicas de um pêndulo de mola helicoidal como função do tempo com o sensor de movimento de ultrassom e adaptação de uma função senoidal aos dados de medição.

O sensor de movimento de ultrassom mede a distância entre o peso pendurado ao pêndulo e o sensor. A grandeza de medição corresponde, assim, com exceção um deslocamento de ponto zero compensável por função de tara, imediatamente à grandeza $x(t)$ observada na equação 3.

Define-se a duração da oscilação T como a distância entre duas passagens por zero da função senoidal na mesma direção e se obtém, de (3),

$$(4) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}}$$

Para a confirmação de (4), as medições para diferentes combinações de peso m e constante de mola k são realizadas e, a cada vez, é determinada a duração da oscilação a partir da distância das passagens por zero nos dados registrados.

ANÁLISE

Da equação 4, conclui-se que:

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{k} \cdot m.$$

Os dados de medição são, portanto, representados, para diferentes constantes de mola k , como parâmetro em um diagrama T^2 - m . Eles se encontram no âmbito da precisão de medição sobre retas de origem cujas inclinações são avaliadas em um segundo diagrama.

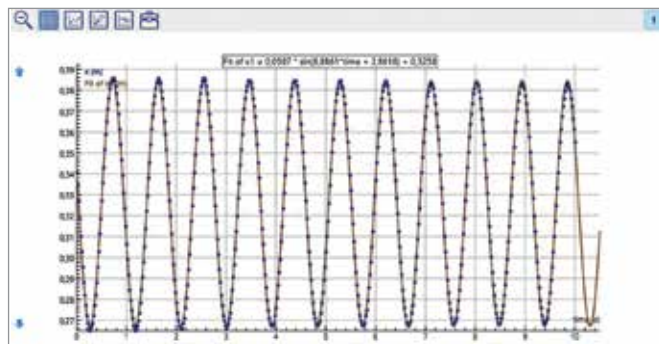


Fig. 1: Dados de oscilações registrados após adaptação de função senoidal

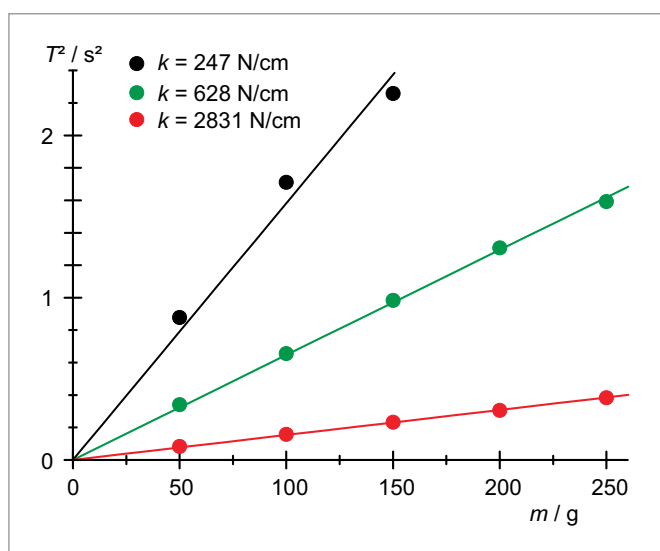


Fig. 2: T^2 como função de m

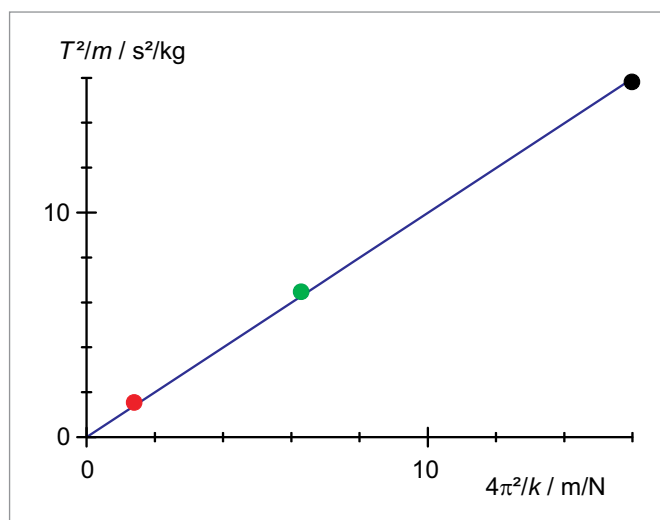


Fig. 3: $\frac{T^2}{m}$ como função de $\frac{4\pi^2}{k}$

UE1050500

PÊNDULO GIRATÓRIO SEGUNDO POHL I



> TAREFAS

- Medição da duração da oscilação T para diferentes desvios iniciais e velocidades iniciais.
- Determinação da constante de abafamento δ do pêndulo giratório abafado.

OBJETIVO

Medição e análise de oscilações giratórias harmônicas livres

RESUMO

Com o pêndulo giratório segundo Pohl, podem ser analisadas oscilações giratórias harmônicas livres. Nisto, agem sobre o pêndulo giratório apenas o torque regressivo de uma mola helicoidal e o torque de abafamento de um freio a corrente de Foucault com corrente ajustável. Na experiência, a independência da duração da oscilação do desvio inicial e da velocidade inicial é comprovada e o abafamento das amplitudes de oscilação é analisado.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Pêndulo de torção segundo Pohl	1002956
1	Cronômetro mecânico, 15 min	1003369
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Com o pêndulo giratório segundo Pohl, podem ser analisadas oscilações giratórias harmônicas livres. Nisto, agem sobre o pêndulo giratório apenas o torque regressivo de uma mola helicoidal e o torque de abafamento de um freio a corrente de Foucault com corrente ajustável.

A equação de movimento para o ângulo de deslocamento φ de uma oscilação abafada livre do pêndulo giratório é:

$$(1) \quad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2 \cdot \delta \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \omega_0^2 \cdot \varphi = 0$$

$$\text{com } \delta = \frac{k}{2J}, \quad \omega_0^2 = \frac{D}{J}$$

J : Momento de inércia

D : Constante da mola

k : Coeficiente de abafamento

Enquanto o abafamento não for grande demais e a condição $\delta < \omega_0$ for satisfeita, a solução da equação de movimento é

$$(2) \quad \varphi(t) = \varphi_0 \cdot e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega \cdot t + \psi)$$

$$\text{com } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

A amplitude inicial φ_0 e o ângulo da fase ψ são, aqui, parâmetros à escolha que dependem do deslocamento e da velocidade do pêndulo giratório no tempo $t = 0$. O pêndulo, portanto, oscila com a duração de oscilação

$$(3) \quad T = \frac{2\pi}{\omega}$$

para lá e para cá. Nisto, a amplitude da oscilação diminui com o decorrer do tempo conforme

$$(4) \quad \hat{\varphi}(t) = \varphi_0 \cdot e^{-\delta t}$$

Na experiência, são analisadas oscilações com diferentes abafamentos que são determinados pela força ajustável da corrente do freio a corrente de Foucault. A duração da oscilação é medida com auxílio de um cronômetro. Nisto se mostra que a duração da oscilação com abafamento dado não depende do desvio inicial nem da velocidade inicial.

Para a determinação do abafamento, os desvios minguantes do pêndulo para a direita e para a esquerda são registrados, sendo o pêndulo iniciado, para simplificar, sem velocidade inicial.

ANÁLISE

Na equação (4), a amplitude da oscilação é definida como grandeza positiva. É considerado o valor dos desvios para a direita e para a esquerda. Aplicando-se o logaritmo natural destes desvios contra o tempo, obtém-se uma reta com inclinação $-\delta$. De fato, são observados desvios do comportamento linear, pois o atrito não é – como presumido – exatamente proporcional à velocidade.

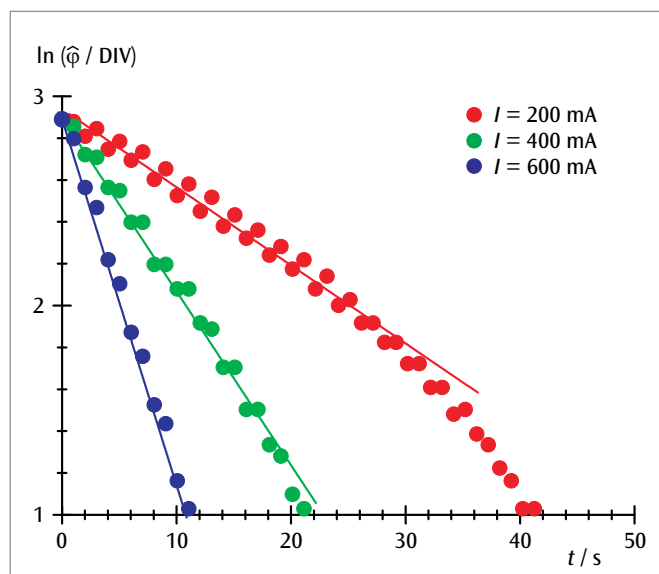
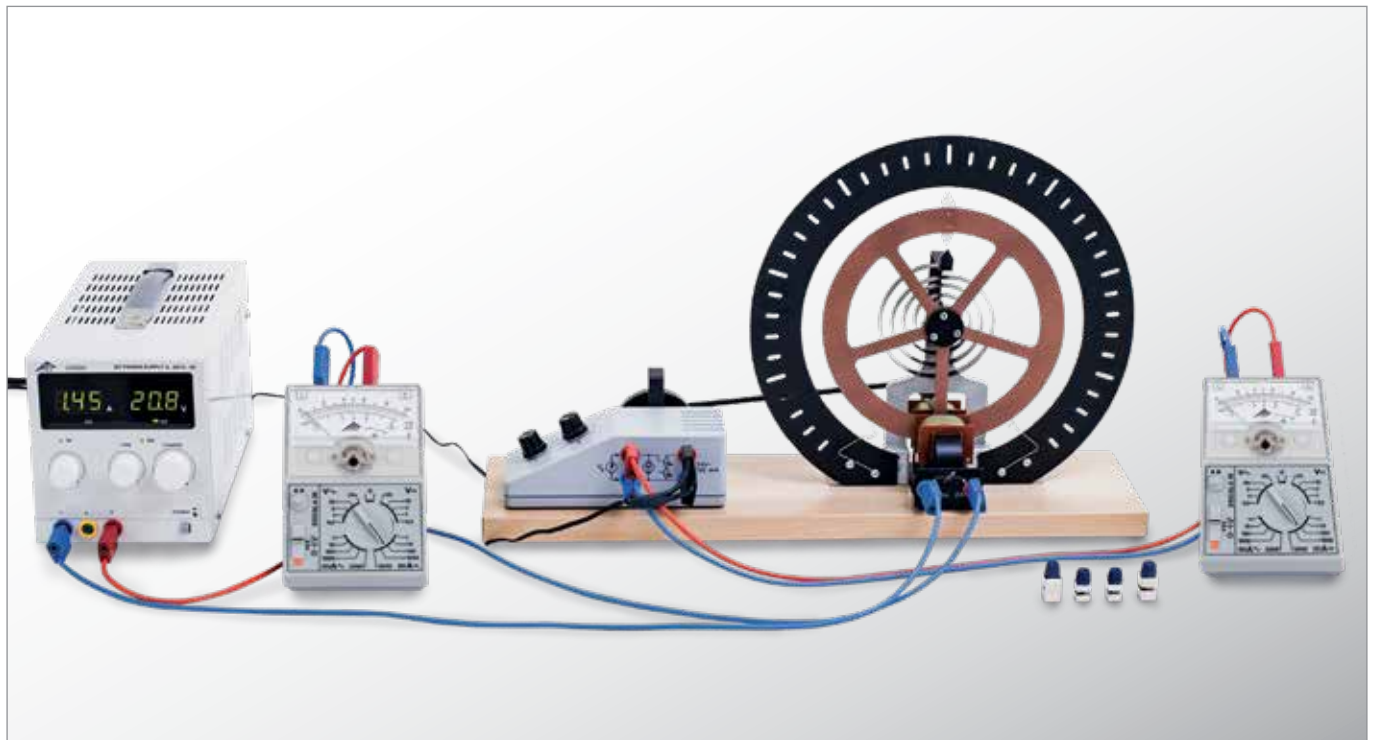


Fig. 1: $\ln(\hat{\varphi})$ como função do tempo com diferentes abafamentos

UE1050550

PÊNDULO GIRATÓRIO SEGUNDO POHL II



> TAREFAS

- Medições da amplitude de oscilações forçadas em dependência da frequência de excitação para diferentes abafamentos.
- Observação do deslocamento de fase entre excitação e oscilação para frequências de excitação muito pequenas e muito grandes.

OBJETIVO

Medição e análise de oscilações forçadas

RESUMO

O pêndulo giratório segundo Pohl também é adequado para a análise de oscilações forçadas. Para isto, o sistema oscilante é conectado a um sistema de alavancas de excitação impulsivo por um motor de corrente contínua com rotação ajustável e que expande e comprime periodicamente a mola helicoidal reajustável. Na experiência, a amplitude é medida em dependência da frequência de excitação para diferentes abafamentos e o deslocamento de fase entre excitação e oscilação é observado.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Pêndulo de torção segundo Pohl	1002956
1	Cronômetro mecânico, 15 min	1003369
1	Fonte de alimentação 24 V, 700 mA (230 V, 50/60 Hz)	1000681 ou
	Fonte de alimentação 24 V, 700 mA (115 V, 50/60 Hz)	1000680
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico AM50	1003073
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

O pêndulo giratório segundo Pohl também é adequado para a análise de oscilações forçadas. Para isto, o sistema oscilante é conectado a um sistema de alavancas de excitação impulsionado por um motor de corrente contínua com rotação ajustável e que expande e comprime periodicamente a mola helicoidal reajustável.

A equação do movimento deste sistema é

$$(1) \quad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2 \cdot \delta \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \omega_0^2 \cdot \varphi = A \cdot \cos(\omega_E \cdot t).$$

$$\text{com } \delta = \frac{k}{2J}, \quad \omega_0^2 = \frac{D}{J}, \quad A = \frac{M_0}{J}$$

J : Momento de inércia

D : Constante da mola

k : Coeficiente de abafamento

M_0 : Amplitude do torque externo

ω_E : Frequência circular do torque externo

A solução desta equação de movimento se compõe de uma parte homogênea e uma parte não homogênea. A parte homogênea corresponde à oscilação livre abafada analisada na experiência UE1050500. Ela diminui exponencialmente com o tempo e é desprezível perante a parte não homogênea após o chamado tempo de transição.

Por outro lado, a parte não homogênea é

$$(2) \quad \varphi(t) = \varphi_E \cdot \cos(\omega_E \cdot t - \psi_E)$$

ligada ao torque externo e é conservada exatamente pelo tempo que este age. Sua amplitude

$$(3) \quad \varphi_E = \frac{A_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_E^2)^2 + 4 \cdot \delta^2 \cdot \omega_E^2}}$$

é maior quanto mais perto a frequência de excitação ω_E estiver da frequência própria ω_0 do pêndulo giratório. No caso de $\omega_E = \omega_0$, fala-se em ressonância.

O deslocamento de fase

$$(4) \quad \psi_E = \arctan\left(\frac{2 \cdot \delta \cdot \omega_E}{\omega_0^2 - \omega_E^2}\right)$$

indica que os desvios do pêndulo seguem a excitação. Ela é próxima de zero para frequências muito pequenas, cresce com o aumento da frequência e alcança 90° na frequência de ressonância. Com frequências de excitação muito grandes, excitação e oscilação ficam finalmente deslocadas em 180° .

ANÁLISE

As amplitudes medidas das oscilações abafadas são aplicadas contra a frequência de excitação. Resultam diferentes curvas de medição que podem ser descritas pela equação (4), se for selecionado o parâmetro de abafamento δ correto.

Nisto, surgem pequenos desvios dos valores encontrados na experiência UE1050500 para o abafamento. Isto pode ser finalmente derivado do fato que o atrito não é – como presumido – exatamente proporcional à velocidade.

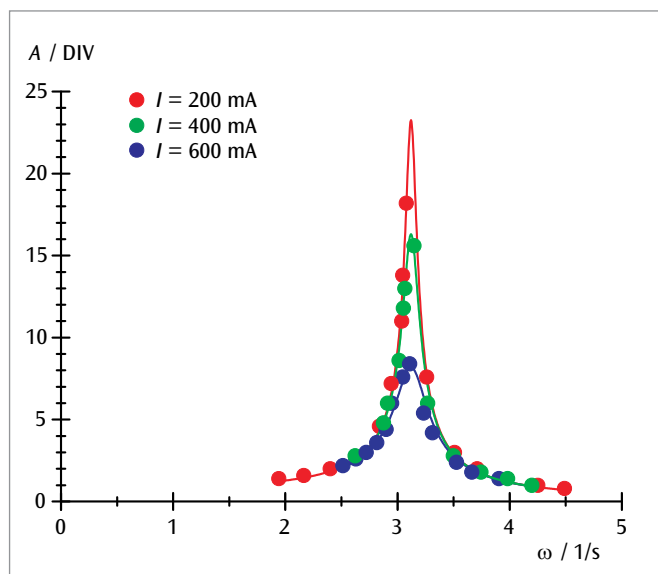


Fig. 1: Curvas de ressonância com diferentes abafamentos

UE1050600 | OSCILAÇÕES ACOPLADAS



OBJETIVO

Registro e análise das oscilações de dois pêndulos idênticos e acoplados

RESUMO

A oscilação de dois pêndulos idênticos e acoplados pode ser caracterizada pela duração da oscilação e da duração da suspensão. Sendo que a duração da duração da suspensão é a distância entre dois pontos no tempo nos quais um pêndulo oscila em cada caso com a amplitude mínima. As duas grandezas podem ser calculadas a partir das durações de ambas as oscilação próprias para a oscilação em fase ou afásica dos pêndulos acoplados.

TAREFAS

- Registro da oscilação em fase e determinação da sua duração de oscilação T_+ .
- Registro da oscilação afásica e determinação da sua duração de oscilação T_- .
- Registro de uma oscilação acoplada e determinação da sua duração de oscilação T assim como da duração de suspensão T_Δ .
- Comparação dos valores medidos com os valores calculados a partir da duração de oscilação própria T_+ e T_- .

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
2	Pêndulo de vara com registrador de ângulo (230 V, 50/60 Hz)	1000763 ou
	Pêndulo de vara com registrador de ângulo (115 V, 50/60 Hz)	1000762
1	Mola helicoidais 3,0 N/m	1002945
2	Fixador de mesa	1002832
2	Vara de apoio, 1000 mm	1002936
1	Vara de apoio, 470 mm	1002934
4	Manga universal	1002830
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002750
1	WiLab*	1022284
2	Sensor de voltagem 500 mV, diferencial	1021681
2	Cabo de sensor	1021514
Exigência complementar:		
1	Coach 7 Licença de uso	

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

Durante a oscilação de dois pêndulos acoplados, a energia de oscilação é transferida entre os ambos pêndulos de um lado para o outro. Se os dois pêndulos são idênticos e a sua oscilação é lançada de modo que no começo um dos pêndulos se encontra em posição de repouso enquanto que o outro oscila, assim a transferência de energia é até mesmo completa. Ou seja, a cada vez um dos pêndulos chega a posição de repouso total, enquanto

que o outro oscila na sua amplitude máxima. O tempo transcorrido entre dois pontos de repouso de um dos pêndulos, ou em geral entre dois momentos nos quais o pêndulo oscila com a mínima amplitude, é chamado T_{Δ} .

As oscilações de dois pêndulos matemáticos idênticos e acoplados podem ser descritas como a superposição de duas oscilações próprias. Estas oscilações próprias podem ser observadas quando os pêndulos são levados a oscilar em fase ou de modo afásico. No primeiro caso os pêndulos oscilam sem influência do acoplamento com a frequência do pêndulo não acoplado, no segundo caso, eles oscilam com a influência máxima do acoplamento com uma frequência própria maior. Todas as outras oscilações podem ser representadas como sobreposições destas duas oscilações. A equação de movimento dos pêndulos tem a forma:

$$(1) \quad \begin{aligned} L \cdot \varphi_1 + g \cdot \varphi_1 + k \cdot (\varphi_1 - \varphi_2) &= 0 \\ L \cdot \varphi_2 + g \cdot \varphi_2 + k \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) &= 0 \end{aligned}$$

g : Aceleração da gravidade, L : Comprimento do pêndulo, k : Constante de acoplamento.

Para as grandezas auxiliares (primeiro introduzidas de forma aleatória) $\varphi_+ = \varphi_1 + \varphi_2$ e $\varphi_- = \varphi_1 - \varphi_2$ resultam então as equações de movimento:

$$(2) \quad \begin{aligned} L \cdot \varphi_+ + g \cdot \varphi_+ &= 0 \\ L \cdot \varphi_- + (g + 2k) \cdot \varphi_- &= 0 \end{aligned}$$

Cujas soluções

$$(3) \quad \begin{aligned} \varphi_+ &= a_+ \cdot \cos(\omega_+ t) + b_+ \cdot \sin(\omega_+ t) \\ \varphi_- &= a_- \cdot \cos(\omega_- t) + b_- \cdot \sin(\omega_- t) \end{aligned}$$

Com as frequências circulares

$$(4) \quad \begin{aligned} \omega_+ &= \sqrt{\frac{g}{L}} \\ \omega_- &= \sqrt{\frac{g + 2k}{L}} \end{aligned}$$

correspondentes às oscilações próprias descritas com excitação em fase ou afásica (é válido $\varphi_+ = 0$ no caso da oscilação afásica e $\varphi_- = 0$ no caso da oscilação em fase).

Os balanços do pêndulo podem ser calculados a partir da soma ou da diferença das duas grandezas auxiliares, e assim obtém-se a solução

$$(5) \quad \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{1}{2} \cdot (a_+ \cdot \cos(\omega_+ t) + b_+ \cdot \sin(\omega_+ t) + a_- \cdot \cos(\omega_- t) + b_- \cdot \sin(\omega_- t)) \\ \varphi_2 &= \frac{1}{2} \cdot (a_+ \cdot \cos(\omega_+ t) + b_+ \cdot \sin(\omega_+ t) - a_- \cdot \cos(\omega_- t) - b_- \cdot \sin(\omega_- t)) \end{aligned}$$

Sendo que aqui, os parâmetros a_+ , a_- , b_+ e b_- são primeiramente grandezas aleatórias que podem ser calculadas a partir do estado de oscilação de ambos pêndulos no momento $t = 0$. O seguinte caso

é o mais fácil de interpretar, sendo que é dado quando o pêndulo 1 no momento 0 a partir da posição zero ganha um ângulo inicial de velocidade ψ_0 , enquanto o pêndulo 2 na posição zero encontra-se em repouso.

$$(6) \quad \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\psi_0}{\omega_+} \cdot \sin(\omega_+ t) + \frac{\psi_0}{\omega_-} \cdot \sin(\omega_- t) \right) \\ \varphi_2 &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\psi_0}{\omega_+} \cdot \sin(\omega_+ t) - \frac{\psi_0}{\omega_-} \cdot \sin(\omega_- t) \right) \end{aligned}$$

Então é válido para as velocidades de ambos pêndulos:

$$(7) \quad \begin{aligned} \dot{\varphi}_1 &= \frac{\psi_0}{2} \cdot (\cos(\omega_+ t) + \cos(\omega_- t)) \\ \dot{\varphi}_2 &= \frac{\psi_0}{2} \cdot (\cos(\omega_+ t) - \cos(\omega_- t)) \end{aligned}$$

Após uma reformulação matemática obtém-se

$$(8) \quad \begin{aligned} \varphi_1 &= \psi_0 \cdot \cos(\omega_{\Delta} t) \cdot \cos(\omega t) & \text{com (9) } \omega_{\Delta} &= \frac{\omega_- - \omega_+}{2} \\ \varphi_2 &= \psi_0 \cdot \sin(\omega_{\Delta} t) \cdot \cos(\omega t) & \omega &= \frac{\omega_+ + \omega_-}{2} \end{aligned}$$

Isto corresponde à oscilação de ambos pêndulos com a mesma frequência circular ω , sendo que as suas velocidades de amplitude ψ_1 e ψ_2 são moduladas com a frequência circular ω_{Δ} :

$$(10) \quad \begin{aligned} \psi_1(t) &= \psi_0 \cdot \cos(\omega_{\Delta} t) \\ \psi_2(t) &= \psi_0 \cdot \sin(\omega_{\Delta} t) \end{aligned}$$

ANÁLISE

A partir de (4) podem ser calculadas as durações de oscilação T_+ e T_- das oscilações próprias em fase e afásicas:

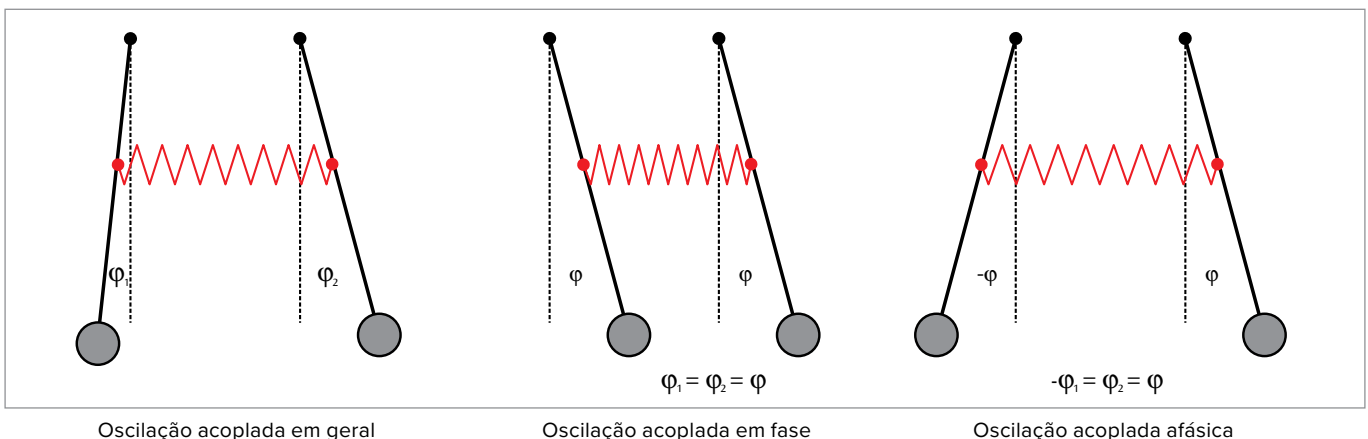
$$T_+ = \frac{2\pi}{\omega_+} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad \text{e} \quad T_- = \frac{2\pi}{\omega_-} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g + 2k}}$$

Para duração de oscilação T da oscilação acoplada é válido por causa de (9):

$$\frac{2\pi}{T} = \omega = \frac{\pi}{T_+} + \frac{\pi}{T_-} \quad \text{e portanto} \quad T = 2 \cdot \frac{T_+ \cdot T_-}{T_+ + T_-}$$

As modulações de amplitude descritas em (10) é normalmente caracterizada por meio da duração de suspensão T_{Δ} , sob a qual entendem-se dois momentos de repouso dos pêndulos:

$$\frac{2\pi}{2T_{\Delta}} = \omega_{\Delta} = \frac{\pi}{T_-} - \frac{\pi}{T_+} \quad \text{e portanto} \quad T_{\Delta} = \frac{T_+ \cdot T_-}{T_+ - T_-}$$



Oscilação acoplada em geral

Oscilação acoplada em fase

Oscilação acoplada afásica

UE1050700 | ONDAS MECÂNICAS



➤ TAREFAS

- Geração de ondas longitudinais estáticas em uma mola espiral e de ondas transversais estáticas em uma corda.
- Medição das frequências próprias f_n em dependência do número n de nós.
- Determinação dos comprimentos de onda λ_n pertinentes e da velocidade de onda c .

OBJETIVO

Análise de ondas estáticas sobre uma mola espiral tensionada e uma corda tensionada

RESUMO

Ondas mecânicas surgem, por exemplo, em uma mola espiral tensionada como ondas longitudinais ou em uma corda tensionada como ondas transversais. Em ambos os casos, formam-se ondas estáticas quando o meio portador é firmemente fixado em uma extremidade, pois a onda incidente e a onda refletida na extremidade fixa se sobrepõem com amplitude e comprimento de onda iguais. Se a outra extremidade também for fixada, as ondas somente podem espalhar-se se as condições de ressonâncias forem satisfeitas. Na experiência, a mola espiral ou a corda é fixada em uma extremidade. Na distância L em relação a ela, a outra extremidade é ligada a um gerador de vibrações que é operado por um gerador de funções para gerar oscilações com baixa amplitude e frequência f ajustável. Esta extremidade também pode ser observada como extremidade fixa para aproximação. As frequências próprias são medidas em dependência do número dos nós das ondas estáticas. A partir destes dados, a velocidade da onda é calculada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Acessórios para oscilações de molas	1000703
1	Acessório para ondas em cordas	1008540
1	Gerador de vibrações	1000701
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Dinamômetro de precisão, 2 N	1003105
1	Fita métrica, 2 m	1002603
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718

FUNDAMENTOS GERAIS

Ondas mecânicas surgem, por exemplo, em uma mola espiral tensionada ou em uma corda tensionada. Na mola espiral, fala-se em ondas longitudinais, pois o deslocamento ocorre paralelamente à direção de propagação. Ondas na corda, por outro lado, são ondas transversais. Em ambos os casos, formam-se ondas estáticas quando o meio portador é firmemente fixado em uma extremidade, pois a onda incidente e a onda refletida na extremidade fixa

se sobrepõem com amplitude e comprimento de onda iguais. Se a outra extremidade também for fixada, as ondas somente podem espalhar-se se as condições de ressonâncias forem satisfeitas.

Seja $\xi(x,t)$ o deslocamento longitudinal, respectivamente transversal no local x ao longo do meio portador no tempo t . Então, vale

$$(1) \quad \xi_1(x,t) = \xi_0 \cdot \cos\left(2\pi \cdot f \cdot t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right)$$

uma onda senoidal correndo sobre o meio portador para a direita. A frequência f e o comprimento de onda λ são aqui interligados pela relação

$$(2) \quad c = f \cdot \lambda$$

c: Velocidade da onda

Se esta onda for refletida vindo da esquerda em $x = 0$ em uma extremidade fixa, então se formará a onda correndo para a esquerda

$$(3) \quad \xi_2(x,t) = -\xi_0 \cdot \cos\left(2\pi \cdot f \cdot t + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right)$$

Ambas as ondas se sobrepõem para a onda estática

$$(4) \quad \xi(x,t) = 2\xi_0 \cdot \sin\left(2\pi \cdot f \cdot t\right) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right)$$

Estas reflexões valem completamente independentemente do tipo de onda e do meio portador.

Se a segunda extremidade também for fixada e isto estiver em $x = L$, para todos os tempos, a condição de ressonância

$$(5) \quad \xi(L,t) = 0 = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot L\right)$$

tem que ser satisfeita. Disto se conclui, para o comprimento de onda

$$(6a) \quad \frac{2\pi}{\lambda_n} \cdot L = (n+1) \cdot \pi \quad \text{ou} \quad \lambda_n = 2 \cdot \frac{L}{n+1}$$

$$\text{ou} \quad L = (n+1) \cdot \frac{\lambda_n}{2}$$

e, conforme equação (2) para a frequência

$$(6b) \quad f_n = (n+1) \cdot \frac{c}{2 \cdot L}$$

Ou seja, a condição de ressonância (5) demanda que o comprimento L seja exatamente um múltiplo inteiro da metade do comprimento de onda. A frequência de ressonância tem que se adequar a este comprimento de onda. n é aqui o número de nós de oscilação. Ele é zero, quando se formar somente um ventre na oscilação básica (vide Fig. 2). Na experiência, o meio portador – uma mola espiral ou uma corda – é fixado em uma extremidade. Na distância L em relação a ela, a outra extremidade é ligada a um gerador de vibrações que é operado por um gerador de funções para gerar oscilações com baixa amplitude e frequência f ajustável. Esta extremidade também pode ser observada como extremidade fixa para aproximação.

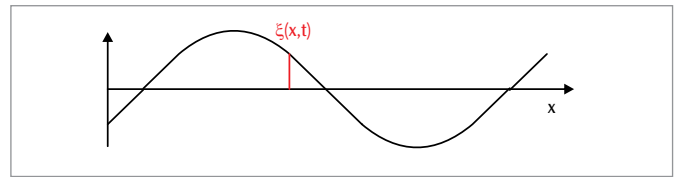


Fig. 1: Representação para definição do deslocamento local $\xi(x,t)$

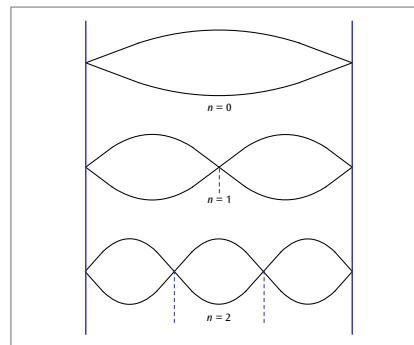


Fig. 2: Ondas estáticas

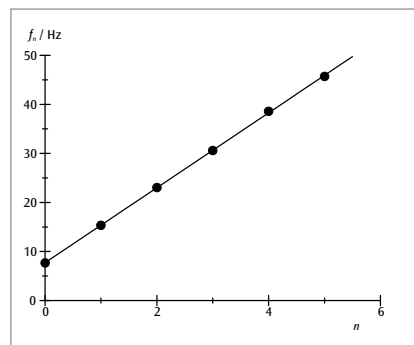


Fig. 3: Frequência de ressonância em dependência do número de nós para as ondas na mola espiral

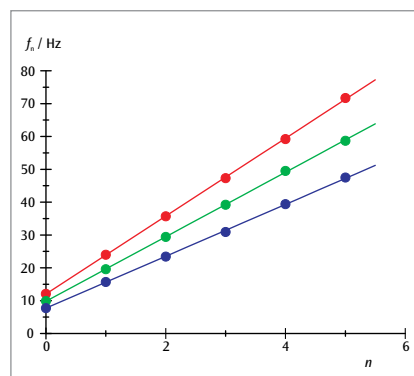


Fig. 4: Frequência de ressonância em dependência do número de nós para as ondas na corda

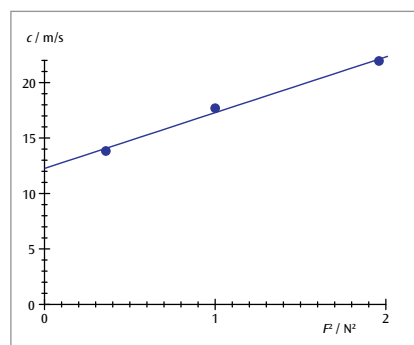


Fig. 5: Velocidade de onda c das ondas n corda em dependência de F^2

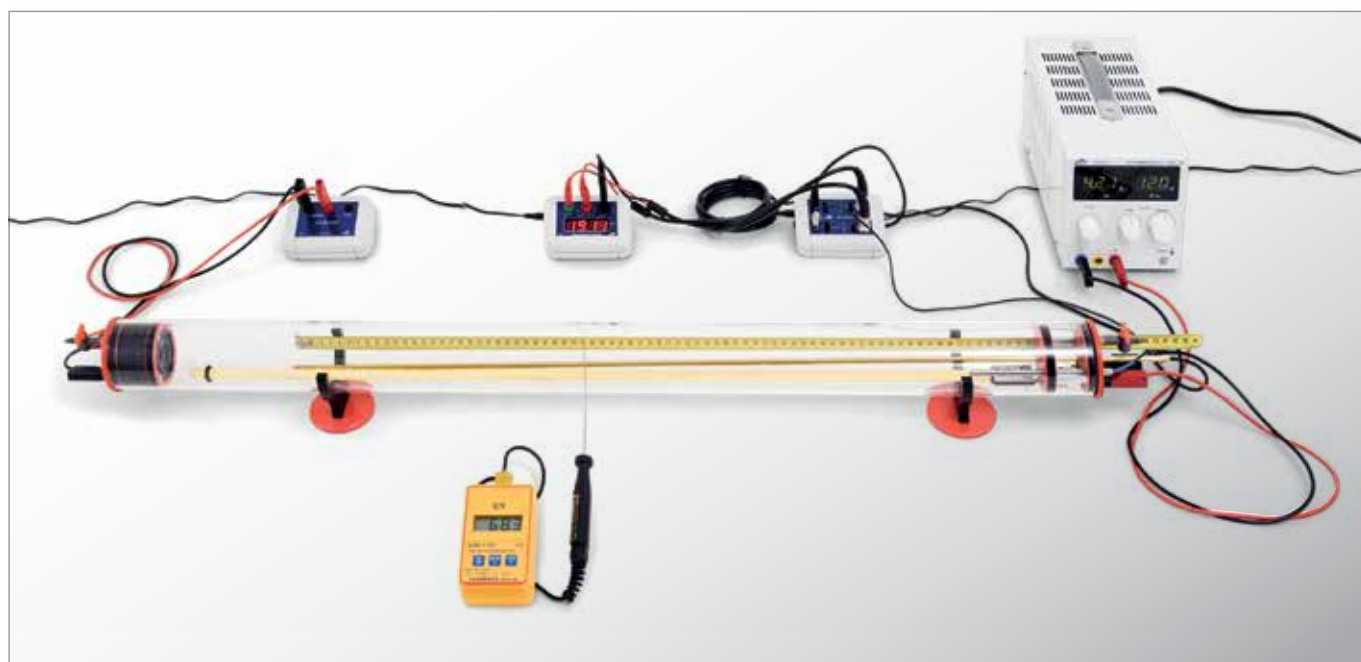
ANÁLISE

Se se aplicar a frequência de ressonância contra o número de nós de oscilação, os pontos de medição estarão em uma reta com a inclinação

$$\alpha = \frac{c}{2 \cdot L}$$

A partir disto, se pode calcular a velocidade da onda c com comprimento L conhecido. Ela depende, com os outros parâmetros iguais, da força de tensão F , como comprovado pela Fig. 5 para as ondas na corda.

UE1070310 | VELOCIDADE DO SOM NO AR I



▶ TAREFAS

- Medição do tempo de percurso t de um impulso sonoro no ar à temperatura ambiente em dependência da distância s entre duas sondas microfones.
- Confirmação da relação linear entre s e t .
- Medição do tempo de percurso t de um impulso sonoro no ar à temperatura T à distância fixa entre duas sondas microfones.
- Determinação da velocidade do som (velocidade de grupo) em dependência da temperatura.
- Comparação com o resultado da derivação de Laplace.

OBJETIVO

Medição dos tempos de percurso de impulsos sonoros em tubo de Kundt

RESUMO

As ondas sonoras se espalham em gases como ondas longitudinais. A velocidade do grupo corresponde à velocidade da fase. Na experiência, o tempo de percurso de um impulso sonoro no tubo de Kundt entre duas sondas microfones é medido e daí é calculada a velocidade do som. Entre a temperatura ambiente e 50°C, a dependência da temperatura da velocidade do som é verificada. O resultado da medição confere com o resultado da derivação de Laplace.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo de Kundt E	1017339
1	Caixa de impulso K	1017341
1	Sonda microfone, longa	1017342
1	Sonda microfone, curta	4008308
1	Caixa de microfone (230 V, 50/60 Hz)	1014520 ou
	Caixa de microfone (115 V, 50/60 Hz)	1014521
1	Contador de microssegundos (230 V, 50/60 Hz)	1017333 ou
	Contador de microssegundos (115 V, 50/60 Hz)	1017334
1	Haste de aquecimento K	1017340
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Termômetro de bolso digital de segundos	1002803
1	Sensor de imersão NiCr-Ni tipo K, -65 – 550°C	1002804
2	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849

Exigência complementar:

Diferentes gases técnicos

FUNDAMENTOS GERAIS

Ondas sonoras são ondas elásticas em meios deformáveis. Sua velocidade de onda depende das características elásticas do meio. Em gases simples, elas se espalham exclusivamente em ondas longitudinais, a velocidade de grupo corresponde à velocidade de fase.

Em uma derivação segundo Laplace, as ondas sonoras em gases são observadas como alterações adiabáticas de pressão ou densidade. Para a velocidade do som, obtém-se

$$(1) \quad c = \sqrt{\frac{C_p \cdot p}{C_v \cdot \rho}}$$

p : Pressão, ρ : Densidade,
 C_p, C_v : Capacidades térmicas do gás

Para um gás ideal com a temperatura absoluta T , vale

$$(2) \quad \frac{p}{\rho} = \frac{R \cdot T}{M}$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{Mol} \cdot \text{K}}: \text{Constante universal de gás,}$$

M : Peso molecular

Então, sua velocidade do som é dada por

$$(3) \quad c = \sqrt{\frac{C_p \cdot R \cdot T}{C_v \cdot M}}$$

Para diferenças de temperatura ΔT não muito grandes em comparação com uma temperatura de referência T_0 , a velocidade do som depende linearmente da alteração da temperatura ΔT :

$$(4) \quad c = \sqrt{\frac{C_p \cdot R \cdot T_0}{C_v \cdot M}} \cdot \left(1 + \frac{\Delta T}{2 \cdot T_0}\right)$$

Para ar seco como gás ideal, encontra-se, portanto, frequentemente o dado a seguir para a velocidade do som

$$(5) \quad c(T) = \left(331,3 + 0,6 \cdot \frac{\Delta T}{\text{K}}\right) \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$T_0 = 273,15 \text{ K} = 0^\circ\text{C}$$

Na experiência, o tempo de percurso t de um impulso sonoro no tubo de Kundt entre duas sondas microfones com a distância s é medido. O impulso sonoro ocorre por conta de um movimento repentino de uma membrana de alto-falante, que é controlada por um impulso de tensão com flanco íngreme. A medição de alta resolução do tempo de percurso com um contador de microssegundos se inicia quando o impulso sonoro alcançar a primeira sonda microfona e para quando a segunda sonda microfona à distância s é alcançada.

Com uma haste aquecedora, o ar no tubo de Kundt é aquecido até 50°C para medições de tempo de percurso em dependência da temperatura. No processo de esfriamento, a distribuição da temperatura é suficientemente homogênea. Portanto, é suficiente medir a temperatura em um ponto no tubo de Kundt.

Através de uma entrada de mangueira, também podem ser inseridos outros gases técnicos diferentes de ar no tubo de Kundt.

ANÁLISE

A velocidade do som é calculada a partir do quociente da distância percorrida s e do tempo de percurso t :

$$c = \frac{s}{t}$$

Na fig. 2, ela é o valor inverso da inclinação da reta.

A dependência da temperatura da velocidade do som pode ser descrita pela equação 3 com os parâmetros

$$M = 28,97 \frac{\text{g}}{\text{Mol}}, \quad \frac{C_p}{C_v} = \frac{7}{5}$$

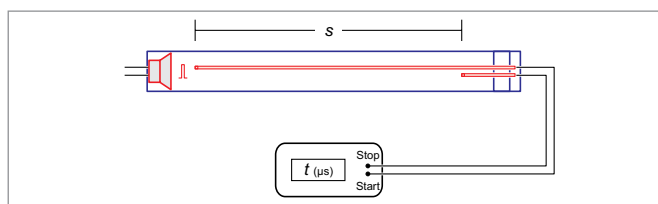


Fig. 1: Representação esquemática da montagem da experiência

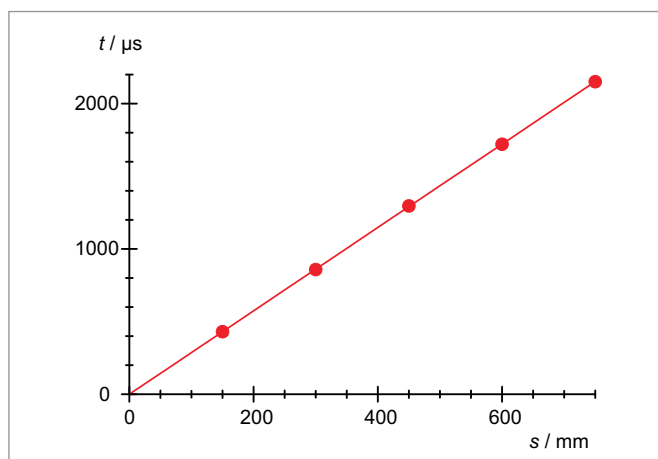


Fig. 2: Tempo de percurso do som t no ar em dependência da distância de percurso s à temperatura ambiente

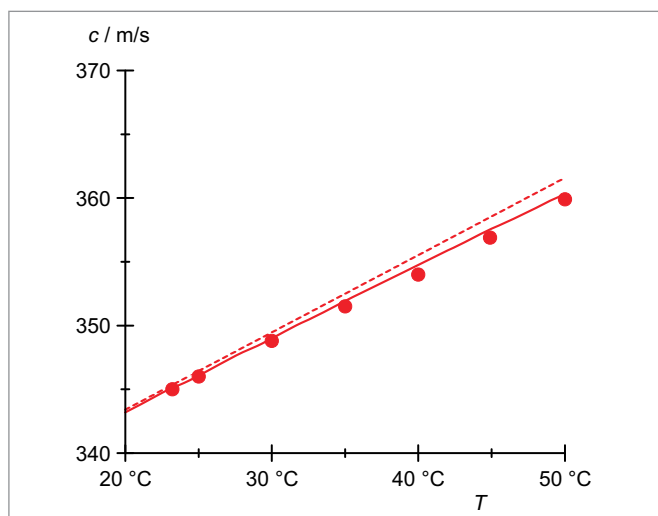
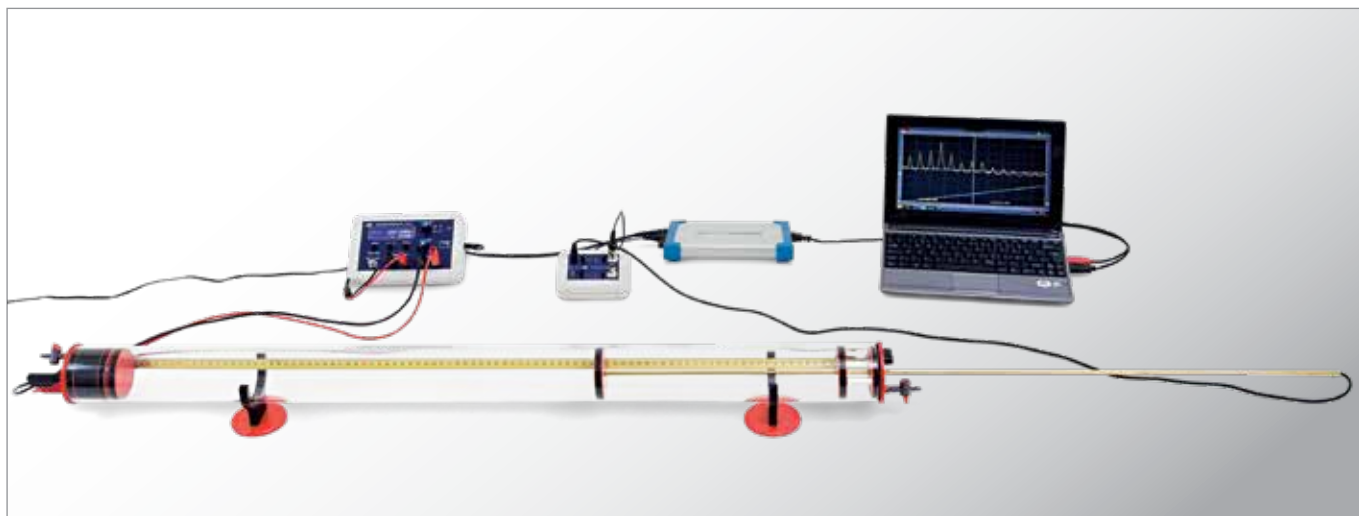


Fig. 3: Velocidade do som c no ar em dependência da temperatura T
 Linha sólida: calculada conforme equação 3
 linha tracejada: calculada conforme equação 5

UE1070320 | VELOCIDADE DO SOM NO AR II



> TAREFAS

- Geração de ondas sonoras estáticas em tubo de Kundt com ambas extremidades fechadas.
- Medição da frequência fundamental em dependência do comprimento do tubo de Kundt.
- Medição das frequências de oscilações fundamentais e superiores com comprimento fixo.
- Determinação da velocidade de onda a partir das frequências de ressonância.

OBJETIVO

Geração e medição de ondas sonoras estáticas em tubo de Kundt

RESUMO

As ondas sonoras se espalham em gases como ondas longitudinais. A velocidade do grupo corresponde à velocidade da fase. Na experiência, são geradas ondas estáticas no tubo de Kundt com ambas extremidades fechadas e a frequência fundamental é medida em dependência do comprimento do tubo, assim como as frequências da oscilação fundamental e superior com comprimento fixo do tubo. A velocidade das ondas é calculada a partir das frequências de ressonância e representada graficamente.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo de Kundt E	1017339
1	Sonda microfone, longa	1017342
1	Caixa de microfone (230 V, 50/60 Hz)	1014520 ou
	Caixa de microfone (115 V, 50/60 Hz)	1014521
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Cabo BNC/4mm 0,5 m	4008293
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849
1	Cabo HF	1002746

FUNDAMENTOS GERAIS

Em um tubo de Kundt, podem ser geradas ondas estáticas, gerando-se ondas sonoras com frequência sonora adequada com auxílio de um alto-falante em uma extremidade do tubo que são refletidas na outra extremidade em uma parede. Com comprimento conhecido do tubo, pode-se determinar a velocidade da onda a partir da frequência de ressonância e do número das harmônicas.

Ondas sonoras espalham-se no ar e em outros gases como rápidas alterações de pressão e densidade. Elas são descritas mais simplesmente com auxílio da pressão sonora, que é sobreposta à pressão atmosférica. Alternativamente à pressão sonora p também pode ser utilizada, para a descrição da onda sonora, a velocidade do som v , ou seja, a velocidade média das partículas no local x no meio oscilante no momento t . Pressão sonora e velocidade do som são conectadas, por exemplo, pela equação de movimento de Euler

$$(1) \quad -\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \cdot \frac{\partial v}{\partial t}$$

ρ_0 : densidade do gás.

No tubo de Kundt, as ondas sonoras se espalham ao longo do tubo. Elas podem, assim ser descritas com auxílio de uma equação de onda unidimensional, que vale tanto para a pressão sonora quanto para a velocidade sonora:

$$(2) \quad \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2}$$

ou

$$\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2}$$

C: velocidade do som

Na experiência, são observadas ondas harmônicas refletidas na extremidade do tubo de Kundt. Como soluções da equação de ondas, devem ser, assim, observadas as sobreposições de ondas de partida e de regresso:

$$(3) \quad p = p_{0>} \cdot e^{2\pi i \left(ft - \frac{x}{\lambda} \right)} + p_{0<} \cdot e^{2\pi i \left(ft + \frac{x}{\lambda} \right)}$$

$p_{0>}, v_{0>}$: amplitudes da onda de partida,
 $p_{0<}, v_{0<}$: amplitudes da onda de regresso
 f : frequência, λ : comprimento de onda,

Sendo

$$(4) \quad f \cdot \lambda = c$$

Colocando-se estas soluções na equação (1), obtém-se, com observação separada de ondas de partida e de regresso, a relação

$$(5) \quad p_{0>} = v_{0>} \cdot Z \text{ e } p_{0<} = v_{0<} \cdot Z$$

A grandeza

$$(6) \quad Z = c \cdot \rho_0$$

é chamada de impedância acústica característica e corresponde à resistência das ondas do meio. Ela tem papel importante na observação das reflexões de uma onda sonora em uma parede com impedância de parede W . Vale

$$(7) \quad r_v = \frac{v_{0<}}{v_{0>}} = \frac{Z-W}{Z+W} \text{ e } r_p = \frac{p_{0<}}{p_{0>}} = \frac{1 - \frac{1}{Z}}{1 + \frac{1}{W}}$$

Na experiência, W é substancialmente maior que Z , portanto, $r_v = 1$ e $r_p = -1$.

Se imaginarmos, para simplificar, a parede como $x = 0$, então, a partir de (3) resulta, para a parte espacial da onda sonora:

$$(8) \quad p = p_{0>} \cdot \left(e^{-2\pi i \frac{x}{\lambda}} + e^{+2\pi i \frac{x}{\lambda}} \right) \cdot e^{-2\pi i f t}$$

$$= 2 \cdot p_{0>} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right) \cdot e^{-2\pi i f t}$$

e

$$v = v_{0>} \cdot \left(e^{-2\pi i \frac{x}{\lambda}} - e^{+2\pi i \frac{x}{\lambda}} \right) \cdot e^{-2\pi i f t}$$

$$= -2 \cdot i \cdot v_{0>} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right) \cdot e^{-2\pi i f t}$$

Somente as partes reais destes termos têm realidade física. Elas correspondem a ondas sonoras estáticas, cuja pressão sonora apresenta um ventre de oscilação na parede (ou seja, em $x = 0$), enquanto a velocidade sonora tem ali um nó de oscilação. Além disso a velocidade

ultrapassa a pressão por um deslocamento de fase de 90°.

Na distância L em relação à parede, as ondas sonoras são geradas com auxílio de um alto-falante, que oscila com a frequência f . Ali, também se forma um ventre de oscilação da pressão e um nó de oscilação da velocidade sonora. Estas condições acessórias somente podem ser satisfeitas se L for um múltiplo inteiro da metade do comprimento da onda:

$$(9) \quad L = n \cdot \frac{\lambda_n}{2}$$

Por conta de (3), as frequências devem então satisfazer a condição de ressonância

$$(10) \quad f_n = n \cdot \frac{c}{2 \cdot L}$$

Na experiência, a frequência f do alto-falante é variada continuamente, enquanto uma sonda microfona mede a pressão sonora na parede de reflexão. A ressonância é alcançada quando o sinal do microfona apresentar amplitude máxima.

ANÁLISE

Conforme (9), pertencem às frequência de ressonância f_n a serem determinadas, os comprimentos de onda

$$\lambda_n = \frac{2 \cdot L}{n}$$

Para a confirmação de (3) e para a determinação da velocidade das ondas, estes valores são representados em um diagrama $f \cdot \lambda$.

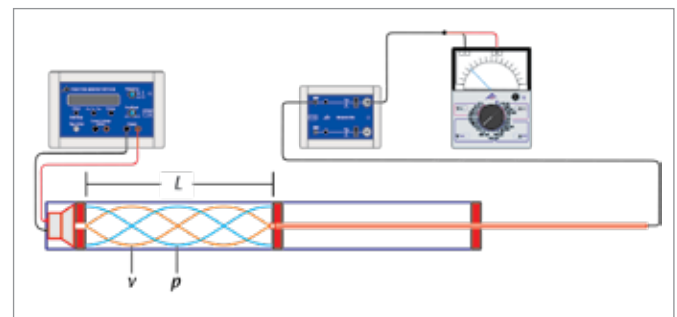


Fig. 1: Representação esquemática da montagem da experiência

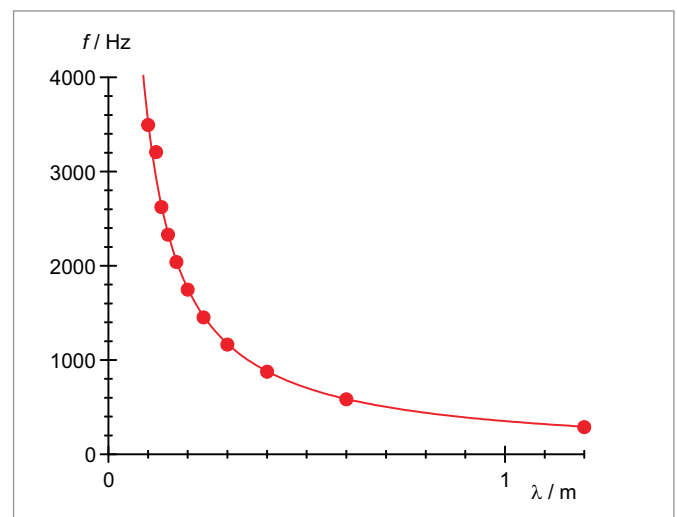
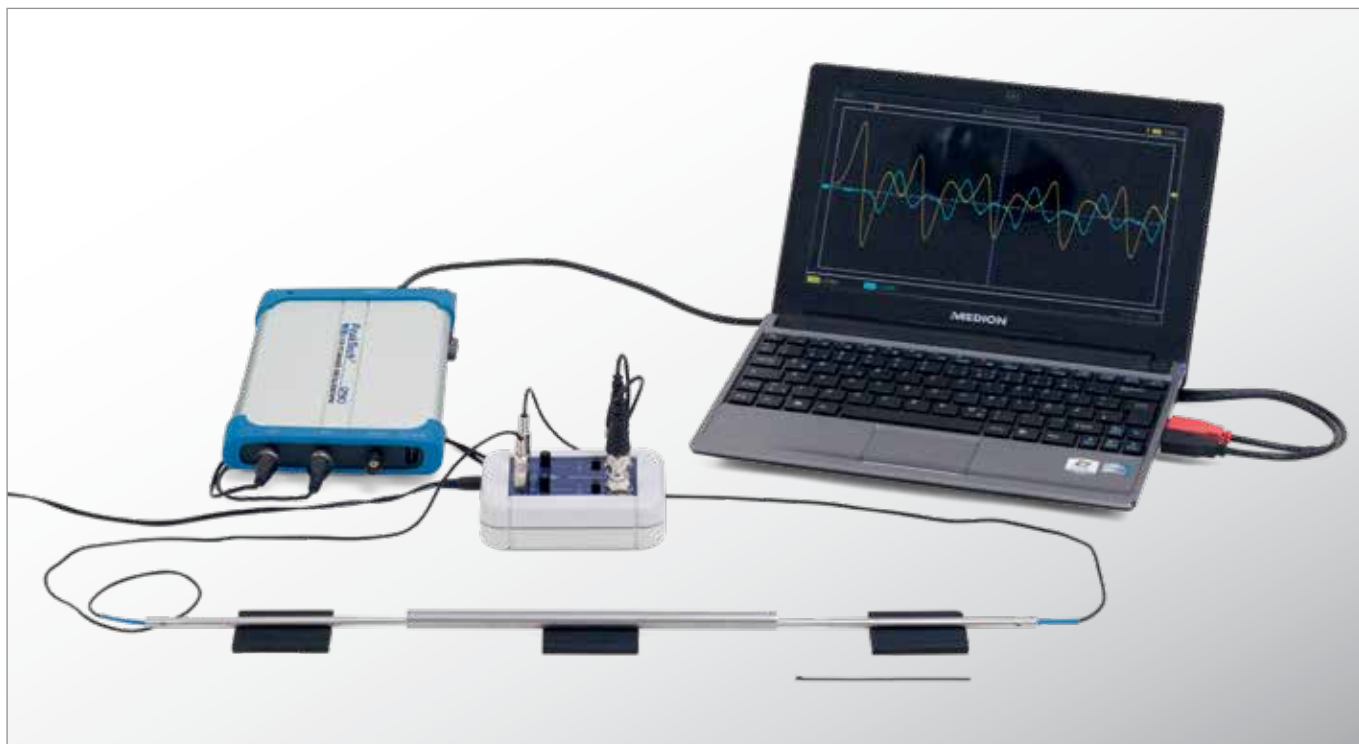


Fig. 2: Diagrama frequência-comprimentos de onda

UE1070410 | PROPAGAÇÃO DO SOM EM HASTES



> TAREFAS

- Excitação por impulso de ondas sonoras longitudinais em hastes e detecção com duas sondas microfone.
- Análise dos impulsos sonoros em dependência do material e do comprimento das hastes com osciloscópio.
- Determinação das velocidades longitudinais do som dos materiais a partir dos tempos de passagem dos impulsos sonoros.
- Determinação dos módulos de elasticidade dos materiais a partir das velocidades longitudinais do som de das densidades.

OBJETIVO

Análise de ondas sonoras longitudinais e determinação da velocidade longitudinal do som

RESUMO

As ondas sonoras podem propagar-se em ondas longitudinais, transversais, de expansão ou de torção em sólidos. Uma onda longitudinal elástica se propaga em uma haste por meio de uma sequência periódica de expansão e tensão na direção longitudinal da haste. A velocidade da propagação só depende do módulo de elasticidade e da densidade do material quando o diâmetro da haste é claramente menor que seu comprimento. Ela é determinada, na experiência, a partir dos tempos de passagem dos impulsos sonoros após excitação por impulso.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Conjunto de aparelhos "Propagação do som em hastes" (230 V, 50/60 Hz)	1018469 ou
	Conjunto de aparelhos "Propagação do som em hastes" (115 V, 50/60 Hz)	1018468
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857

FUNDAMENTOS GERAIS

Ondas sonoras podem propagar-se não somente em gases ou líquidos, mas também em sólidos. Em sólidos, podem surgir ondas longitudinais, transversais, de expansão ou de torção. Uma onda longitudinal elástica se propaga em uma haste por meio de uma sequência periódica de expansão e tensão na direção longitudinal da haste. A expansão é causada por um deslocamento periódico dos átomos do repouso. Em uma haste cujo diâmetro é claramente menor que seu comprimento, a contração transversal é desprezível, ou seja, para o coeficiente de Poisson, vale, em boa aproximação, $\mu = 0$.

A relação entre as alterações temporais e espaciais da tensão σ e do deslocamento ξ é descrita, neste caso, pelas equações a seguir:

$$(1) \quad \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial v}{\partial t} \text{ e } \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{E} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} \text{ com } v = \frac{\partial \xi}{\partial t}$$

ρ : densidade do material da haste,

E : módulo de elasticidade do material da haste

Disto, resultam as equações de onda

$$(2) \quad \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} \text{ e } \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

com a velocidade longitudinal do som

$$(3) \quad c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Na experiência, ondas sonoras longitudinais são geradas em uma extremidade de hastes de materiais e comprimentos diferentes por excitação por impulso, detectadas com sondas microfona na extremidade excitada e na extremidade oposta da haste e representadas em osciloscópio. As extremidades das hastes representam zonas limítrofes reverberantes, entre as quais os impulsos sonoros vão e vêm. A partir dos oscilogramas, são determinados os tempos de passagem dos impulsos sonoros.

Em hastes longas, os impulsos sonoros diversas vezes refletidos estão claramente separados temporalmente, em hastes curtas, elas podem sobrepor-se para formar “ondas estáticas”.

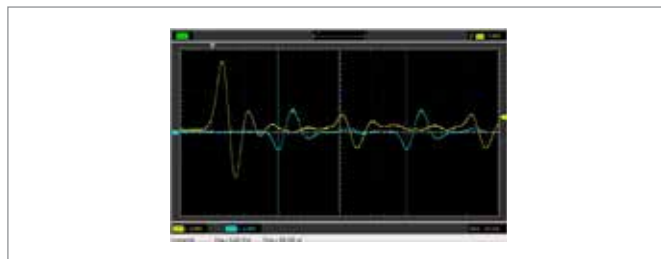


Fig. 1: Propagação de impulso sonoro, sinal na extremidade excitada (amarelo) (haste de aço inox, 400 mm)

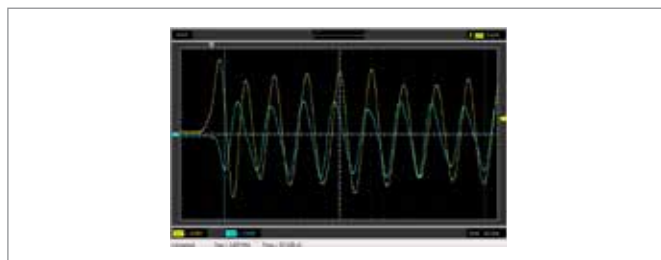


Fig. 2: Onda estática, sinal na extremidade excitada (amarelo) (haste de aço inox, 100 mm)



Fig. 3: Propagação de impulso sonoro, (em cima: haste de PVC, 200 mm, em baixo: haste de vidro, 200 mm), sinal na extremidade oposta à excitação da haste (ciano)

AVALIAÇÃO

A partir dos tempos de passagem dos impulsos sonoros, são determinadas as velocidades longitudinais do som conforme

$$(4) \quad c_l = \frac{2 \cdot L}{T}, \text{ L: comprimento da haste}$$

pois o impulso sonoro passa pela haste duas vezes no tempo T .

A partir das velocidades do som detectadas e das densidades dos materiais determinadas por pesagem, os módulos de elasticidade são calculados segundo (3).

Tab. 1: Velocidades do som longitudinais c_l , densidades ρ e módulos de elasticidade E para diferentes materiais.

Material	c_l (m / s)	ρ (g / cm ³)	E (m / s)
Vidro	5370	2,53	73
Alumínio	5110	2,79	73
Madeira (faia)	5040	0,74	19
Aço inoxidável	4930	7,82	190
Cobre	3610	8,84	115
Latão	3550	8,42	106
Acrílico	2170	1,23	6
PVC	1680	1,50	4

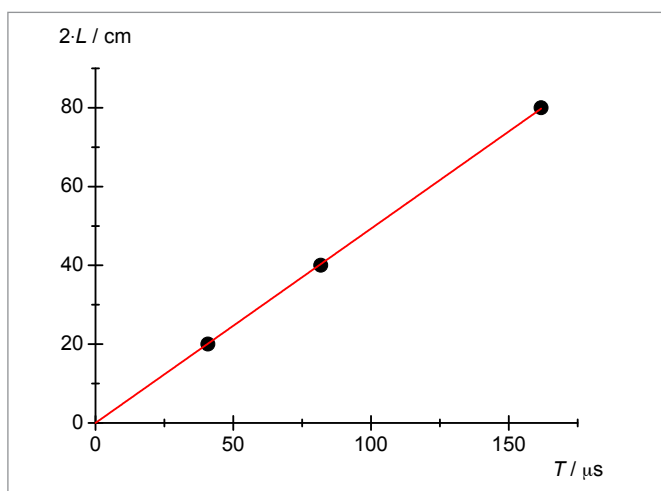
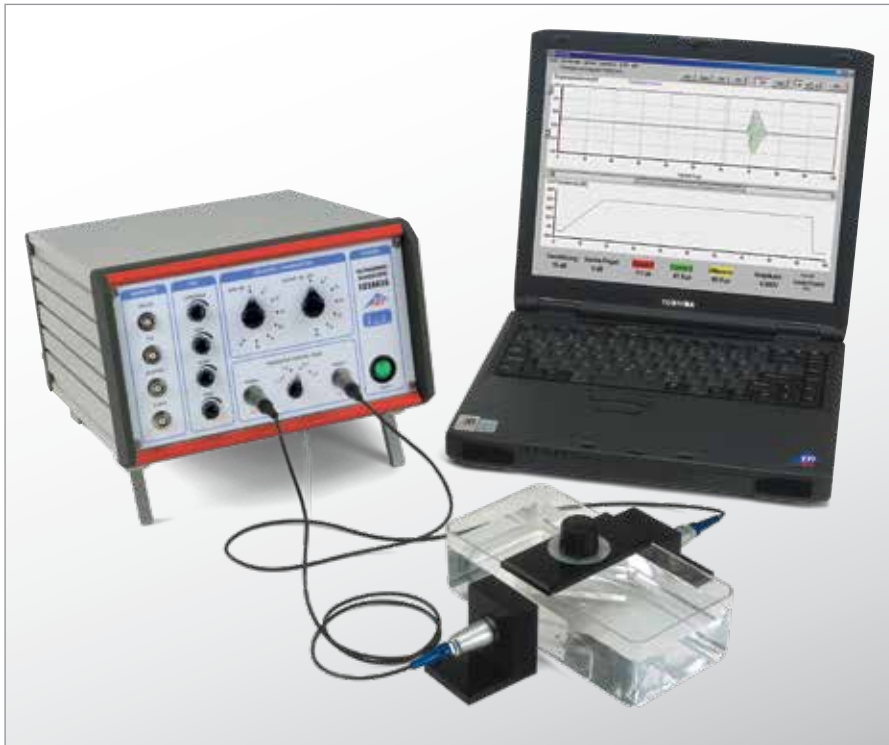


Fig. 4: Comprimento dobrado da haste $2 \cdot L$ em dependência dos tempos de passagem T para as hastes de aço inox.

UE1070530 | PROPAGAÇÃO DO SOM EM CORPOS SÓLIDOS



OBJETIVO

Determinação da velocidade do som para as ondas longitudinais e transversais em corpos sólidos

RESUMO

O som se propaga em corpos sólidos em forma de ondas longitudinais e transversais. A velocidade do som de ambas as ondas se diferenciam consideravelmente, devido que a velocidade de som longitudinal é determinada pelo módulo de elasticidade do corpo sólido, em quanto à velocidade de som transversal é dependente do módulo de desvio. Mediante a medição de ambas as velocidades de som podem-se determinar as constantes elásticas do corpo sólido.

TAREFAS

- Determinação da velocidade de som para ondas longitudinais em 'poliacrílico' (Poliacryl) pelos tempos de transmissão de um sinal de ultra-som.
- Medição da transmissão de ondas de som longitudinais e transversais no corpo sólido mediante uma placa inclinada, paralela ao plano.
- Determinação da velocidade de som para ondas longitudinais e transversais a partir dos ângulos limites da reflexão total.
- Determinação do módulo de elasticidade E , do módulo de desvio G e do coeficiente Poisson μ do corpo sólido de ambas as velocidades de som.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Ecoscópio ultra-sônico GS200	1018616
2	Sonda ultra-sônica 1 MHz, GS200	1018617
1	Conjunto "ultra-som em corpos sólidos"	1002584
1	Placa de alumínio em suporte para amostra com escala angular	1002585
1	Kit de 3 cilindros	1002588
1	Gel de contato para ultra-som	1008575

FUNDAMENTOS GERAIS

Em gases e líquidos o som se propaga exclusivamente em forma de ondas longitudinais. Nisto a pressão oscila em volta de um valor de equilíbrio e produz zonas oscilantes com concentração e diluição. Através de corpos sólidos o som também penetra em forma de ondas transversais, nas quais a tensão de desvio oscila. Elas podem-se estender num corpo sólido, porque aí se encontram as forças elásticas de empurre necessárias para a sua transmissão.

As ondas longitudinais e as ondas transversais têm velocidades de som diferentes. Estas dependem da densidade ρ e as constantes elásticas do corpo sólido. Nisto a velocidade de som da onda longitudinal é

$$(1) \quad c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}}$$

E : Módulo de elasticidade, μ : Coeficiente Poisson

maior do que a onda transversal

$$(2) \quad c_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

G : Módulo de desvio

O módulo de elasticidade E e o módulo de desvio G de um corpo sólido estão ligados, um com o outro, pelo coeficiente Poisson μ :

$$(3) \quad \frac{E}{G} = 2 \cdot (1 + \mu)$$

Por isso podem-se calcular todas as grandezas elásticas, quando ambas as velocidades de som c_L e c_T são conhecidas.

Na experiência, primeiro se anotam num diagrama $s-t$ (ver Fig. 1) os tempos de transmissão t da passagem dum sinal de ultra-som de 1-MHz, medidos a través de três cilindros de poliacryl com comprimentos diferentes. A velocidade longitudinal em poliacryl resulta da subida da reta adaptada aos pontos de medição.

A seguir se coloca uma bacia cheia com água na passagem do raio e se mede o tempo da passagem. Este será encurtado pela adição suplementar, paralela ao plano na entrada do raio, de uma placa fina de poliacryl ou de alumínio, devido a que o som se propaga mais rápido no material da placa do que na água. agora mais preciso, atrás da bacia com água, dois sinais separados de ultra-som, que se podem atribuir ao transcurso de tempo diferenciado da velocidade de som longitudinal e transversal no corpo sólido (ver Fig. 2).

Se a placa esta num ângulo α oblíquo para o raio incidente, este será quebrado, segundo a lei de Snellius, em dois raios nos ângulos β_L e β_T (ver Fig. 3).

$$(4) \quad \frac{c}{\sin \alpha} = \frac{c_L}{\sin \beta_L} = \frac{c_T}{\sin \beta_T}$$

c : Velocidade do som na água

Como ambas as velocidades de som do corpo sólido c_L e c_T são maiores do que a velocidade c na água, aparece conclusivamente, para as ondas longitudinais e transversais em separado, o fenômeno da reflexão total, no qual desaparecem completamente os sinais transmitidos. Dos dois ângulos limites α_L para as ondas longitudinais e α_T para as ondas transversais, podem-se calcular as velocidades de som:

$$(5) \quad c_L = \frac{c}{\sin \alpha_L} \quad \text{e} \quad c_T = \frac{c}{\sin \alpha_T}$$

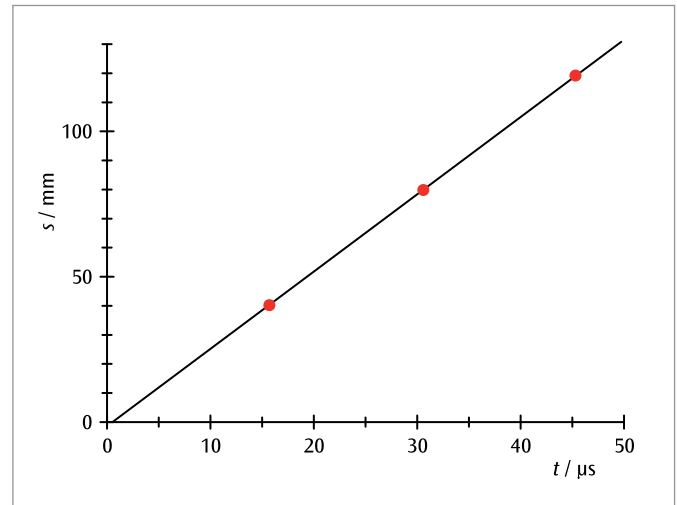


Fig. 1: Diagrama $s-t$ do sinal de ultra-som em poliacryl

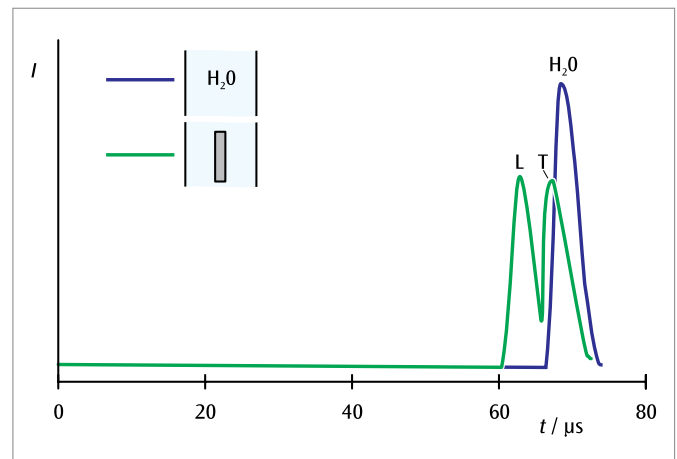


Fig. 2: Sinal de ultra-som após passagem pela bacia de água (azul: sem placa paralela ao plano, verde: com placa paralela ao plano)

ANÁLISE

- Os pontos de medição obtidos na primeira parte de medições dos tempos de transmissão no diagrama $s-t$ não estão colocados sobre uma reta de origem, devido que o tempo de transmissão do sinal a través da camada de ajuste e proteção dos transdutores de ultra-som é medido sistematicamente junto.

- Das eq. 1 até 3 resulta a equação de determinação do coeficiente Poisson μ

$$\mu = \frac{\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{c_L}{c_T} \right)^2 - 1}{\left(\frac{c_L}{c_T} \right)^2 - 1}$$

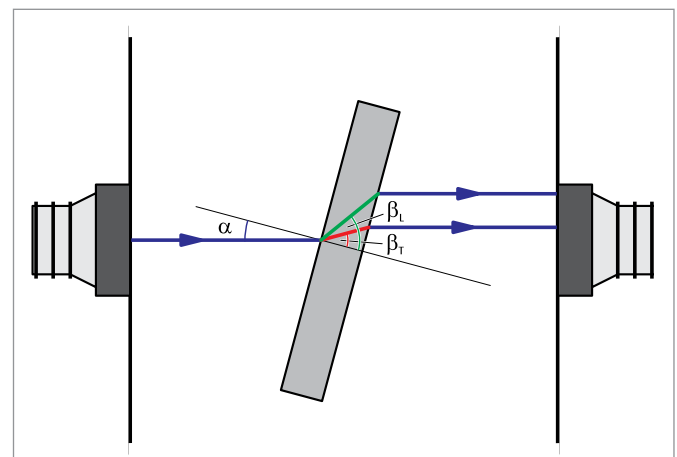
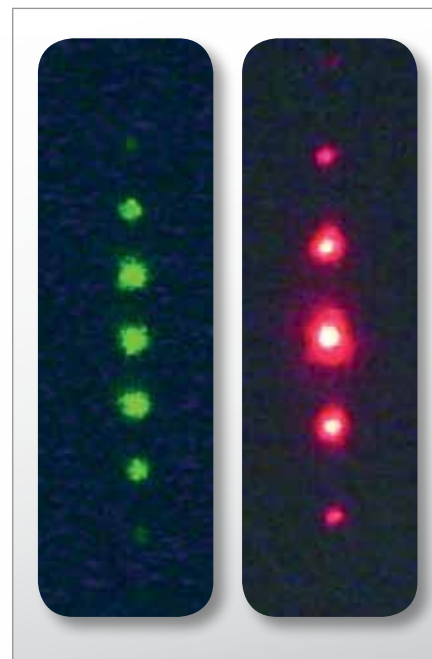


Fig. 3: Arranjo de medição para a determinação das velocidades longitudinais e transversais dum corpo sólido a partir dos ângulos limites da reflexão total

UE1070550 | EFEITO DEBYE-SEARS



> TAREFAS

- Observação do exemplo da difração para uma frequência de ultra-som fixa para dois comprimentos de ondas luminosas.
- Observação de exemplo de difração para diversas frequências de ultra-som entre 1 e 12 MHz.
- Determinação dos comprimentos de ondas sonoras pertinentes e da velocidade do som.

OBJETO

Determinação da velocidade das ondas de ultra-som em líquidos

RESUMO

As alterações de densidade periódicas de uma onda de ultra-som dentro de um líquido parado são usadas como grade ótica para difração de um raio de luz paralelo monocromático, que se propaga verticalmente para a onda de ultra-som. Com o exemplo da difração é possível levantar o comprimento de onda sonora dentro do líquido mediante comprimento de onda conhecido, e aproveitá-lo para o cálculo da velocidade do som.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Gerador ultra-sônico cw com sonda	1002576
1	Recipiente para amostras, completo	1002578
1	Diodo laser para a experiência do efeito Debye-Sears, vermelho	1002577
1	Diodo laser para a experiência do efeito Debye-Sears, verde	1002579
1	Fita métrica, 2 m	1002603
1	Gel de contato para ultra-som	1008575

FUNDAMENTOS GERAIS

A difração da luz em ondas de ultra-som dentro de líquidos foi prevista em 1922 por Brillouin e em 1932 por Debye e Sears e confirmada por experiências de Lucas e Biquard. Esta é fundamentada na alteração periódica do índice de refração no líquido, que é provocado por uma onda de ultra-som. Sobre uma onda luminosa penetrante verticalmente esta disposição atua como grade de fases, que se desloca com velocidade do som. A sua constante de grade corresponde ao comprimento de onda das ondas de ultra-som e assim depende da sua frequência e da velocidade do som do meio atravessado pelos raios. O movimento da grade de fases durante a observação pode ser desprezado num painel de projeção muito distante.

Na experiência um conversor alinhado verticalmente acopla ondas de ultra-som mediante frequências entre 1 e 12 MHz para dentro do líquido da experiência. Um feixe de luz paralelo monocromático atravessa o líquido em sentido horizontal e é difracionado na grade de fases. O exemplo de difração contém várias máximas de difração em distâncias regulares entre elas.

Para o ângulo α_k do máximo de difração da ordem k vale

$$(1) \quad \tan \alpha_k = k \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda_S}$$

λ_L : Comprimento de onda luminosa,
 λ_S : Comprimento de onda sonora

Por isto o comprimento de onda sonora λ_S pode ser determinado pelas distâncias da máxima de difração. Além disso, de acordo com

$$(2) \quad c = f \cdot \lambda_S$$

é possível calcular a velocidade do som c dentro do líquido, pois também são conhecidas as frequências f das ondas sonoras.

ANÁLISE

Mede-se a distância s entre o conversor de ultra-som e a imagem da difração bem como a distância x_{2k} entre o máximo de difração $-k$ e o máximo de difração $+k$ ambos os valores entram no cálculo do ângulo k para o máximo de difração da ordem k .

$$\tan \alpha_k = \frac{x_{2k}}{2 \cdot s}$$

Deste modo a equação para determinar o comprimento de onda sonora λ_S significa

$$\lambda_S = \frac{2 \cdot k \cdot s}{x_{2k}} \cdot \lambda_L$$

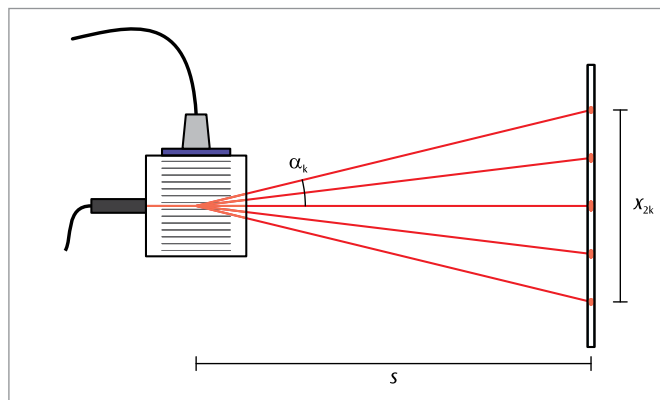


Fig. 1: Representação esquemática da difração da luz numa grade de fases gerada com ondas de ultra-som dentro de um líquido (Efeito Debye-Sears)

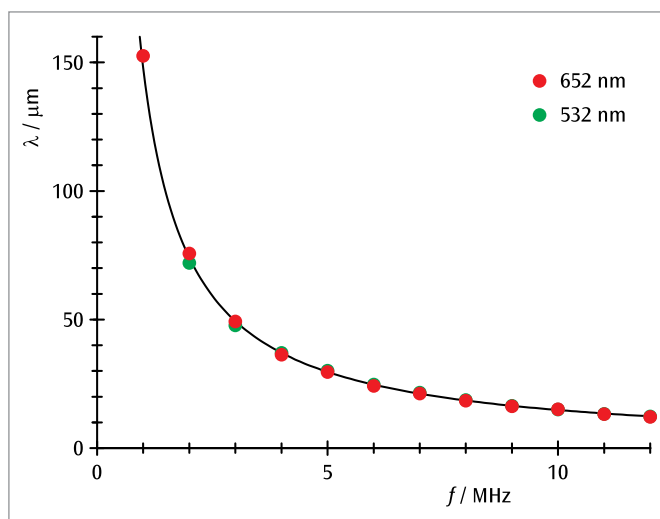


Fig. 2: O comprimento de onda sonora λ_S na água em dependência da frequência f

UE1080350 | VISCOSÍMETRO DE QUEDA DE ESFERA



> TAREFAS

- Medição dos tempos de queda de uma esfera em uma solução aquosa de glicerina em dependência da temperatura.
- Determinação da viscosidade dinâmica e comparação com dados de literatura.
- Comparação da dependência da temperatura da viscosidade dinâmica com a relação Arrhenius-Andrade e determinação da energia de troca de lugar.

OBJETIVO

Determinação da viscosidade dinâmica de uma solução aquosa de glicerina

RESUMO

A viscosidade dinâmica, o fator de proporcionalidade entre o gradiente de velocidade e tensão de cisalhamento em um líquido caracteriza a resistência de um líquido. Ela pode ser medida com um viscosímetro de queda de esfera segundo Höppler. Em conexão com um termostato circulador, também são possíveis medições dependentes de temperatura. Elas são realizadas, na experiência, em uma solução aquosa de glicerina. Aqui, a dependência da temperatura da viscosidade pode ser descrita pela relação Arrhenius-Andrade.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Viscosímetro de queda livre (esfera)	1012827
1	Cronômetro digital	1002811
1	Banho e termostato de circulação (230 V; 50/60 Hz)	1008654 o
	Banho e termostato de circulação (115 V; 50/60 Hz)	1008653
2	Mangueira de silicone 6 mm	1002622
1	Glicerina, 85%, 250 ml	1007027
Recomendação suplementar:		
1	Conjunto de 10 copos, forma baixa	1002872
2	Cilindro de medição, 100 ml	1002870
	Água destilada, 5l	

FUNDAMENTOS GERAIS

A resistência de um líquido pode ser derivada da ligação recíproca das partículas do líquido. Com força crescente da ligação, a mobilidade das partículas diminui. Para formação de um gradiente de velocidade em um perfil de fluxo, é necessária uma tensão de cisalhamento maior. O fator de proporcionalidade entre o gradiente de velocidade e a tensão de cisalhamento é uma medida para a resistência do líquido e é denominado viscosidade dinâmica. Líquidos cuja viscosidade dinâmica não depende da tensão de cisalhamento são denominados líquidos newtonianos.

A viscosidade dinâmica η da maioria dos líquidos diminui com o aumento da temperatura. A redução pode frequentemente ser descrita com a relação Arrhenius-Andrade.

$$(1) \quad \eta = \eta_0 \cdot \exp\left(\frac{E_A}{R \cdot T}\right)$$

E_A : Energia de ativação ou de troca de lugar das partículas do líquido
 T : Temperatura absoluta

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}: \text{Constante geral do gás}$$

Para a medição da viscosidade dinâmica, frequentemente é observada uma esfera que desce sob influência da gravidade no líquido. Sua queda é freada pela força de atrito de Stokes

$$(2) \quad F_1 = \eta \cdot 6\pi \cdot r \cdot v$$

r : Raio da esfera

por isto, ela cai com velocidade constante v . A influência da força da gravidade é reduzida pela fluatibilidade da esfera no líquido:

$$(3) \quad F_2 = \frac{4\pi}{3} \cdot r^3 \cdot (\rho_0 - \rho) \cdot g$$

ρ_0 : Densidade da esfera
 ρ : Densidade do líquido analisado
 g : Aceleração da gravidade

Daí se conclui, a partir do equilíbrio entre as forças F_1 e F_2 :

$$(4) \quad \eta = \frac{2}{9} \cdot r^2 \cdot g \cdot (\rho_0 - \rho) \cdot \frac{t}{s}$$

s : Percurso de medição,

t : Tempo de queda para o percurso de medição dado

A equação (2) descreve, de fato, a força de atrito sobre a esfera somente para os casos em que o diâmetro do tubo de medição preenchido com o líquido de teste for substancialmente maior que o diâmetro da esfera. Isto exigiria, porém, uma grande quantidade de líquido de teste. Na prática, se utiliza, por isto, para a medição da viscosidade, um viscosímetro de queda de esfera segundo Höppler com um tubo de medição inclinado contra a vertical, em que a esfera desliza e rola pela parede do tubo. A equação de determinação para a viscosidade dinâmica é, neste caso,

$$(5) \quad \eta = t \cdot (\rho_0 - \rho) \cdot K$$

O fator de calibragem K é informado individualmente para cada esfera fornecida pelo fabricante. Para evitar eventuais erros sistemáticos, o tubo de medição pode ser girado e o tempo de queda também pode ser medido para a volta.

Na experiência, é analisada glicerina comum, que, observada mais precisamente, é uma solução aquosa de glicerina com teor de glicerina de aprox. 85%. A diluição é utilizada de forma orientada, pois a viscosidade de glicerina pura é alta demais para muitas aplicações. A viscosidade é medida em dependência da temperatura. Para tanto, o viscosímetro de queda de esfera é ligado a um termostato circulador. Através da diluição orientada da solução de glicerina com água

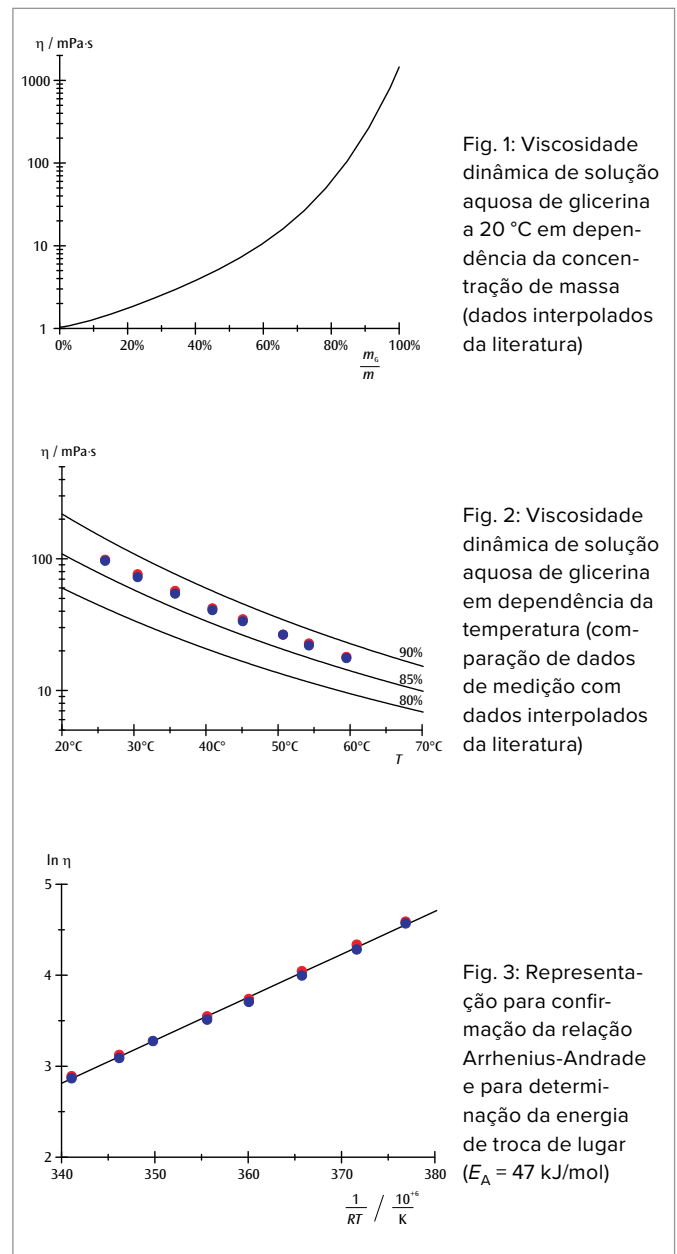
destilada, a dependência da concentração da viscosidade também pode ser analisada.

ANÁLISE

Uma comparação da viscosidade medida com dados da literatura confirma os dados de concentração do fabricante. A equação (1) pode ser transcrita para a forma

$$\ln \eta = \ln \eta_0 + E_A \cdot \frac{1}{R \cdot T}$$

Assim, aplica-se $y = \ln \eta$ contra $x = \frac{1}{R \cdot T}$ e se determina o intervalo entre bandas E_A a partir da inclinação da reta resultante.



UE1080400 | TENSÃO SUPERFICIAL



OBJETIVO

Medição da tensão superficial segundo método de seccionamento

RESUMO

Para a determinação da tensão superficial de um líquido, mergulha-se uma lâmina horizontalmente num líquido e devagar, sob medição da força de tração, puxa-se a mesma para cima e para fora do líquido. A película de líquido que se formar na lâmina é seccionada, assim que uma força característica for ultrapassada. Dessa força e comprimento da lâmina, podemos calcular a tensão superficial.

> TAREFAS

- Produção de uma película de líquido entre uma lâmina circular e o líquido da superfície através do levantamento devagar da lâmina de dentro do líquido.
- Medição da força de tração pouco antes do seccionamento da lâmina de líquido.
- Determinação da tensão superficial pela medição da força de tração.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Anel para a tensão de superfície	1000797
1	Dinamômetro de precisão 0,1 N	1003102
1	Conjunto de 10 copos, forma baixa	1002872
1	Laborboy II	1002941
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 750 mm	1002935
1	Manga com gancho	1002828
1	Paquímetro, 150 mm	1002601

FUNDAMENTOS GERAIS

A tensão superficial de um líquido é uma propriedade da superfície divisória entre o líquido e o ar que a circunda. Ela resulta do fato que cada molécula de líquido na superfície só pode agir sobre a molécula vizinha pela lateral, enquanto que numa molécula imersa no líquido, as forças podem agir de todos os lados (ver Fig. 1). Por essa razão uma força vertical dentro do líquido, em relação à superfície age sobre a molécula na superfície. E para aumento da superfície e trazer outras moléculas para a superfície, deverá haver um acréscimo de energia.

O quociente

$$(1) \quad \sigma = \frac{\Delta E}{\Delta A}$$

define a tensão superficial ou também a densidade de energia superficial, obtido a partir da energia ΔE acrescentada e da mudança da área superficial ΔA , à temperatura constante.

Para demonstrar esta definição, podemos, por exemplo, usar uma lâmina em forma anelar, que inicialmente é imersa totalmente em um líquido. Quando se puxa lentamente a lâmina do líquido, sobe uma película de líquido do lado inferior da lâmina (ver Fig. 2).

A superfície desta película, do lado interno e externo da lâmina

$$(2) \quad \Delta A = 4 \cdot \pi \cdot R \cdot \Delta x$$

R : Raio do anel

Para isto, uma força tem que ser aplicada.

$$(3) \quad F_0 = \frac{\Delta E}{\Delta x}$$

Se a força F_0 de suspender a lâmina for ultrapassada, a película de líquido se rompe.

Na experiência, um anel metálico com uma face afiada é pesado em uma balança de precisão.

O anel metálico é então imerso completamente em um líquido, por exemplo, água e a seguir lentamente puxado em retirada para cima do líquido. A película se quebra, quando a força adicional F ultrapassa o valor limite F_0 .

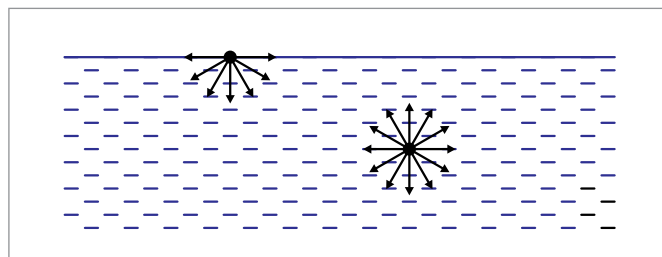


Fig. 1: Forças de ação de mudança de uma molécula líquida na superfície e uma molécula no interior de um líquido exercidas por moléculas vizinhas

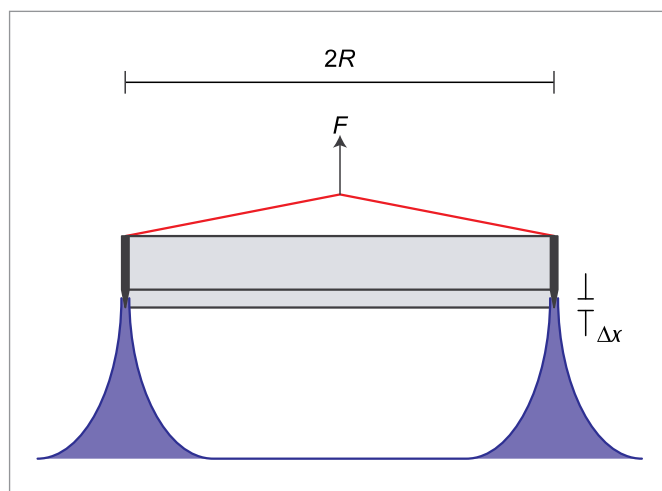


Fig. 2: Demonstração esquemática

ANÁLISE

De (1), (2) e (3) obtém-se:

$$F_0 = \frac{\Delta E}{\Delta x} = 4 \cdot \pi \cdot R \cdot \sigma$$

A igualdade é também:

$$\sigma = \frac{F_0}{4 \cdot \pi \cdot R}$$

UE1090200 | ARQUEAMENTO DE BARRA



OBJETIVO

Medição da deformação de barra chata com apoios em ambos os lados e determinação de módulo de elasticidade

RESUMO

A resistência de uma barra chata contra o arqueamento causado por força externa pode ser calculada analiticamente quando a deformação é claramente menor que o comprimento da barra. Ela é proporcional ao módulo de elasticidade E do material da barra. Na experiência, o módulo de elasticidade do aço e do alumínio é determinado por meio da medição da deformação por força conhecida.

TAREFAS

- Medição do perfil de deformação com carga cêntrica e excêntrica.
- Medição da deformação em dependência da força.
- Medição da deformação em dependência do comprimento, da largura, da espessura e do material e determinação do módulo de elasticidade.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelhagem de medição módulo de elasticidade	1018527
1	Conjunto de extensão módulo de elasticidade	1018528
1	Fita métrica, 2 m	1002603
1	Micrômetro de rosca com arco	1002600

FUNDAMENTOS GERAIS

A resistência de uma barra chata contra o arqueamento causado por força externa pode ser calculada analiticamente quando a deformação é claramente menor que o comprimento da barra. Ela é proporcional ao módulo de elasticidade E do material da barra. Portanto, é possível determinar o módulo elástico a partir da deformação da barra com força conhecida.

Para o cálculo, divide-se a barra em fibras paralelas que, em caso de arqueamento, são comprimidas no lado de dentro e dilatadas no lado de fora. A fibra neutra não é comprimida nem dilatada, enquanto a dilatação ou compressão relativa ϵ das demais fibras e a tensão relacionada σ dependem da distância z em relação à fibra neutra:

$$(1) \quad \epsilon(z) = \frac{s + \Delta s(z)}{s} = \frac{z}{\rho(x)} \quad \text{e} \quad \sigma(z) = E \cdot \epsilon(z)$$

$\rho(x)$: raio local de curvatura do arqueamento

Para a curvatura, portanto, o momento de torção local

$$(2) \quad M(x) = \int_A \sigma(z) \cdot z \cdot dA = \frac{1}{\rho(x)} \cdot E \cdot I$$

precisa ser aplicado ao $I = \int_A z^2 \cdot dA$: momento de inércia.

Como alternativa para o raio de curvatura $\rho(x)$, na experiência, é medido o perfil de deformação $w(x)$ da fibra neutra a partir do repouso, o que pode ser calculado conforme segue. Enquanto as alterações $dw(x) / dx$ da deformação forem suficientemente pequenas, vale a relação:

$$(3) \quad \frac{d^2 w}{dx^2}(x) = \frac{1}{\rho(x)} = \frac{M(x)}{E \cdot I}$$

a partir do qual se obtém o perfil de deformação por integração dupla. Um exemplo típico é a observação de uma barra apoiada em ambas as extremidades com comprimento L , puxada para baixo por uma força F para baixo. No ponto de equilíbrio, a soma de todas as forças de ataque é zero:

$$(4) \quad F_1 + F_2 - F = 0$$

O mesmo vale para a soma de todos os momentos que agem em local aleatório x da barra:

$$(5) \quad M(x) - F_1 \cdot x - F_2 \cdot (L - x) + F \cdot (a - x) = 0$$

Nas extremidades da barra, não são causadas curvaturas nem deformações, portanto, vale $M(0) = M(L) = 0$ e $w(0) = w(L) = 0$. Com isto, $M(x)$ está plenamente determinado:

$$(6) \quad M(\zeta) = \begin{cases} F \cdot L \cdot (1 - \alpha) \cdot \zeta; & 0 \leq \zeta \leq \alpha \\ F \cdot L \cdot \alpha \cdot (1 - \zeta); & \alpha < \zeta \leq 1 \end{cases}$$

com $\zeta = \frac{x}{L}$ e $\alpha = \frac{a}{L}$

E, por meio de integração dupla, obtém-se o perfil de deformação

$$(7) \quad w(\zeta) = \frac{F \cdot L^3}{E \cdot I} \cdot \left[(1 - \alpha) \cdot \frac{\zeta^3}{6} - \left(\frac{\alpha^3}{6} - \frac{\alpha^2}{2} + \frac{\alpha}{3} \right) \cdot \zeta \right]$$

$$\frac{F \cdot L^3}{E \cdot I} \cdot \left[\frac{\alpha^3}{6} - \left(\frac{\alpha^3}{6} + \frac{\alpha}{3} \right) \zeta + \frac{\alpha}{2} \cdot \zeta^2 - \frac{\alpha}{6} \zeta^3 \right]$$

Seu curso é comprovado na experiência com carga cêntrica ($\alpha = 0,5$) e excêntrica ($\alpha < 0,5$).

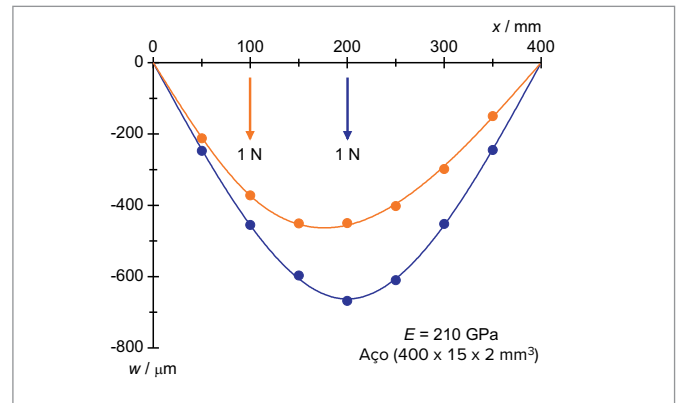


Fig. 2: Perfil de deformação medido e calculado com carga cêntrica e excêntrica

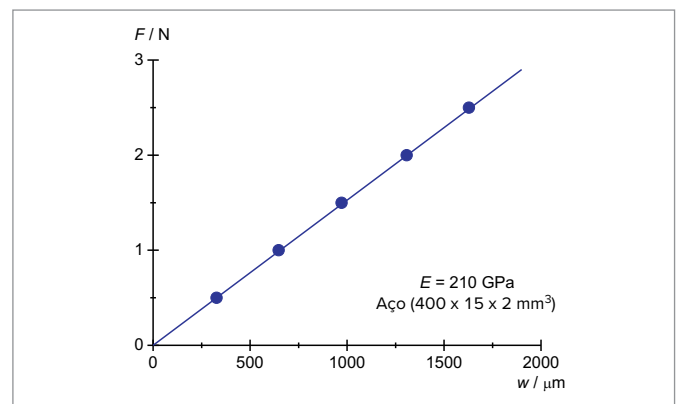


Fig. 3: Confirmação da Lei de Hooke

AVALIAÇÃO

$$w(x = \frac{L}{2}, a = \frac{L}{2}) = -\frac{F \cdot L^3}{48 \cdot E \cdot I}$$

Com carga cêntrica, vale

Para um retângulo de largura b e altura d , calcula-se

$$I = \int_A z^2 \cdot dA = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} z^2 \cdot b \cdot dz = \frac{d^3}{12} \cdot b$$

Então, vale

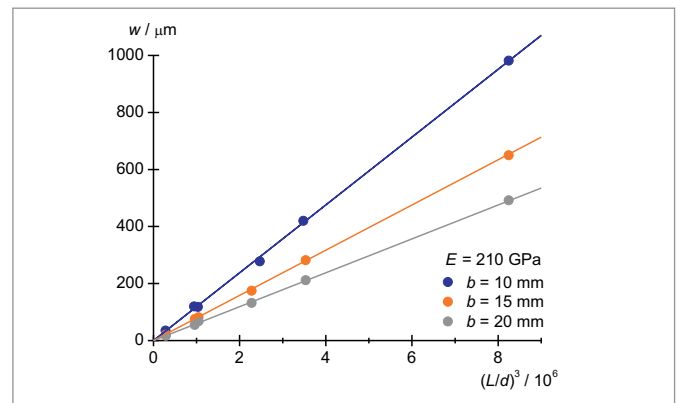
$$w(x = \frac{L}{2}, a = \frac{L}{2}) = -\frac{1}{4} \cdot \frac{F}{E} \cdot \frac{L^3}{d^3} \cdot \frac{1}{b}$$


Fig. 4: Dependência da deformação de $(L/d)^3$

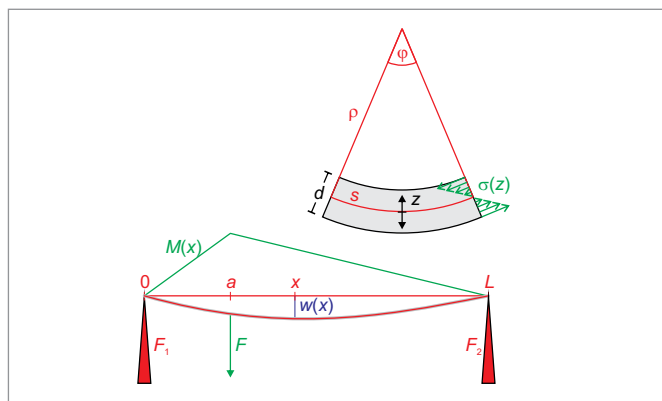


Fig. 1: Esboço do perfil de deformação

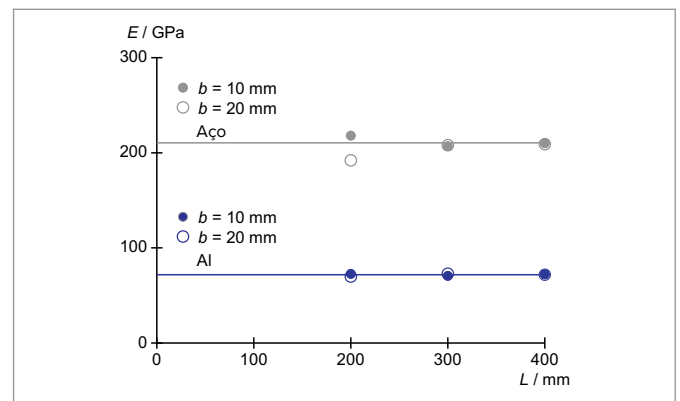


Fig. 5: Módulo de elasticidade do aço e alumínio

UE1090300 | TORSÃO DE HASTES CIRCULARES



OBJETIVO

Determinação da grandeza de orientação angular e do módulo de cisalhamento

RESUMO

Para a deformação de um sólido, é necessária uma força externa. Contra ela, age a resistência à deformação do sólido dependente do material e da geometria do sólido, bem como da direção da força de ataque. A deformação é reversível e proporcional à força de ataque, desde que esta não seja grande demais. Um exemplo frequentemente analisado é a torção de uma haste circular homogênea unilateralmente tensionada. Sua resistência à deformação pode ser calculada analiticamente e determinada por construção de um sistema oscilante de haste e disco de pêndulo por meio da medição da duração da oscilação.

> TAREFAS

- Determinação da grandeza de orientação angular de hastes circulares em dependência do comprimento.
- Determinação da grandeza de orientação angular de hastes circulares em dependência do diâmetro.
- Determinação da grandeza de orientação angular de hastes circulares de diferentes materiais e determinação do módulo de cisalhamento.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de torção	1018550
1	Conjunto de extensão do aparelho de torção	1018787
1	Barreira luminosa	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 ou
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GERAIS

Para a deformação de um sólido, é necessária uma força externa. Contra ela, age a resistência à deformação do sólido dependente do material e da geometria do sólido, bem como da direção da força de ataque. A deformação é elástica, portanto reversível e proporcional à força de ataque, desde que esta não seja grande demais.

Um exemplo frequentemente analisado é a torção de uma haste circular homogênea unilateralmente tensionada, pois sua resistência à deformação pode ser calculada analiticamente. Para tanto, divide-se a haste circular por seções radiais e cilíndricas em pedaços com comprimento de haste L . Por meio da torção da haste na extremidade livre por um pequeno ângulo ψ , todos os pedaços com raio r são cisalhados pelo ângulo

$$(1) \quad \alpha_r = \frac{r}{L} \cdot \psi$$

(vide Fig. 1). Para isto, a tensão de cisalhamento

$$(2) \quad \tau_r = \frac{dF_{r,\varphi}}{dA_{r,\varphi}} = G \cdot \alpha_r$$

G : módulo de cisalhamento do material da haste precisa ser aplicada, por meio do ataque da força parcial $dF_{r,\varphi}$ em direção tangencial na área fronal

$$(3) \quad \Delta A_{r,\varphi} = r \cdot d\varphi \cdot dr$$

do pedaço. Obtém-se

$$(4) \quad dF_{r,\varphi} = G \cdot \frac{r^2}{L} \cdot \psi \cdot d\varphi \cdot dr$$

e, a partir daí, calcula-se facilmente a força dF_r necessária para a torção de todo o cilindro oco com raio r pelo ângulo ψ e o torque pertinente dM_r :

$$(5) \quad dM_r = r \cdot dF_r = G \cdot 2\pi \cdot \frac{r^3}{L} \cdot \psi \cdot dr$$

Para a torção do cilindro sólido com raio r_0 , vale, correspondentemente

$$(6) \quad M = \int_0^{r_0} dM_r = D \cdot \psi \quad \text{com} \quad D = G \cdot \frac{\pi \cdot r_0^4}{2 \cdot L}$$

A proporcionalidade entre o torque M e o ângulo de torção ψ é satisfeita, ou seja, a grandeza de orientação angular D é constante, enquanto o torque M não ficar forte demais. Com valores grandes demais, a deformação é plástica e irreversível.

Na experiência, para a determinação da grandeza de orientação angular, um disco de pêndulo é acoplado à extremidade livre da haste e oscila, com deslocamentos não muito grandes com duração de oscilação

$$(7) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D}}$$

J : momento de inércia do disco de pêndulo ao redor do eixo de torção. A partir da duração da oscilação, pode-se calcular a grandeza de orientação angular com momento de inércia conhecido. Mais precisamente, divide-se o momento de inércia no momento de inércia J_0 do disco de pêndulo e o momento de inércia de dois pesos adicionais m , que são dispostos no raio R ao redor do eixo de torção:

$$(8) \quad J = J_0 + 2 \cdot m \cdot R^2$$

e se mede a duração de oscilação T para o disco de pêndulo com peso adicional, bem como a duração de oscilação T_0 para o disco de pêndulo sem pes adicional.

AVALIAÇÃO

Para a grandeza de orientação angular, calcula-se, de (7) e (8), a equação de determinação

$$D = 4\pi^2 \cdot \frac{2 \cdot m \cdot R^2}{T^2 - T_0^2}$$

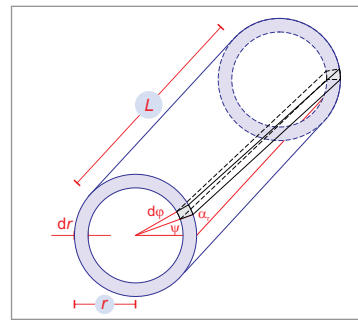


Fig. 1: Representação esquemática para o cálculo do torque dM_r necessário para a torção de um cilindro oco com comprimento L , raio r e parede dr .

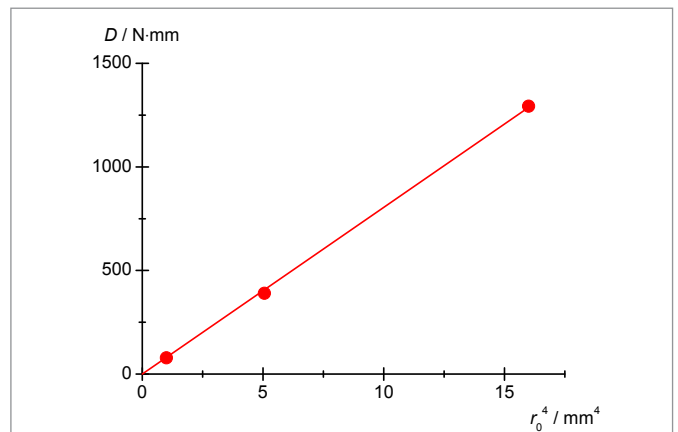


Fig. 2: Grandeza de orientação angular de hastes de alumínio com comprimento de 500 mm em dependência de r_0^4

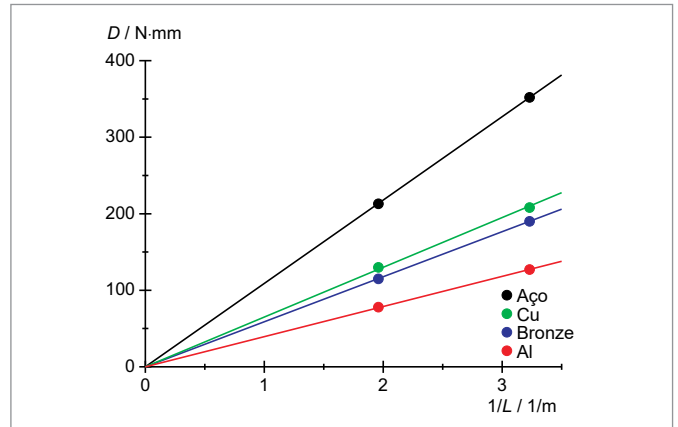


Fig. 3: Grandeza de orientação angular de hastes circulares em dependência de $1/L$

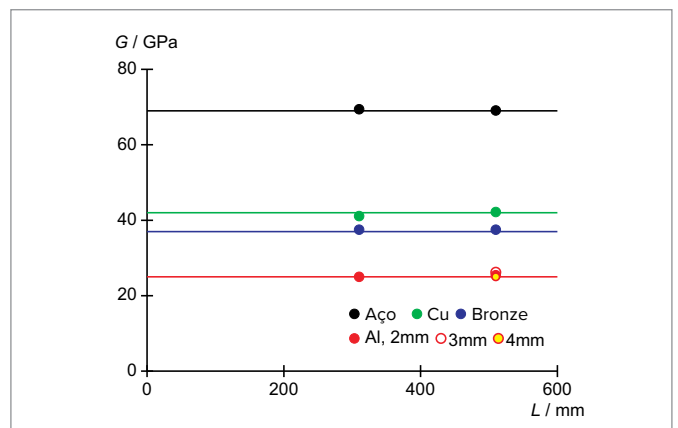


Fig. 4: Módulo de cisalhamento G das hastes em função de L



› TAREFAS

- Medição da expansão térmica do comprimento respectivamente de um tubo de latão, de aço e de vidro.
- Determinação dos coeficientes lineares de expansão destes materiais em comparação com os valores de literatura.

OBJETIVO

Determinação do coeficiente de expansão de latão, aço e vidro

RESUMO

Quando sólidos são levados a temperaturas mais altas, eles se expandem, em geral, com intensidade maior ou menor. Na experiência, deixa-se fluir água quente através de tubos finos de latão, aço e vidro. A medição da expansão do comprimento ocorre com um indicador. A partir da alteração do comprimento, o coeficiente linear de expansão é determinado para os três materiais.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de dilatação do comprimento D	1002977
1	Banho e termostato de circulação (230 V; 50/60 Hz)	1008654 ou
	Banho e termostato de circulação (115 V; 50/60 Hz)	1008653
1	Relógio de medição com adaptador	1012862
2	Mangueira de silicone 6 mm	1002622

OBSERVAÇÃO

Se for suficiente analisar a diferença de comprimento entre a temperatura ambiente e a temperatura do vapor de água, pode ser usado, ao invés de um termostato imerso/circulante, um gerador de vapor (vide Fig. 3).

FUNDAMENTOS GERAIS

Em um corpo sólido, cada átomo oscila ao redor de sua posição de equilíbrio. A oscilação não é harmônica, pois a energia potencial aumenta mais intensamente quando dois átomos se aproximam da posição de equilíbrio do que quando se afastam um do outro. Com temperatura mais alta e, com isto, maior energia de oscilação, os átomos, portanto, oscilam de forma que a distância média entre dois átomos avizinados seja maior que a distância do ponto de equilíbrio. Este efeito aumenta com o aumento da temperatura, por isto, o corpo sólido se expande cada vez mais intensamente com o aumento da temperatura. É comum, neste contexto, observar alterações relativas de comprimento e calcular, a partir delas, as alterações de volume.

O coeficiente de expansão linear é definido como

$$(1) \quad \alpha = \frac{1}{L(\vartheta)} \cdot \frac{dL}{d\vartheta}$$

L : Comprimento

ϑ : Temperatura em °C

Ele é altamente dependente do material e, geralmente, depende pouco da temperatura. Daí se conclui

$$(2) \quad L(\vartheta) = L_0 \cdot \exp(\alpha \cdot \vartheta)$$

$$L_0 = L(0 \text{ °C})$$

ou seja, com temperaturas não muito altas

$$(3) \quad L(\vartheta) = L_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \vartheta)$$

Na experiência, são realizadas medições em tubos finos de aço, latão e vidro, através dos quais é passada água quente para o aquecimento. Um termostato circulante provê temperatura constante ajustável da água. Como os tubos estão fixados unilateralmente no aparelho de expansão de comprimento, a expansão do comprimento pode ser lida, por meio do indicador, na outra extremidade perante a temperatura ambiente como temperatura de referência.

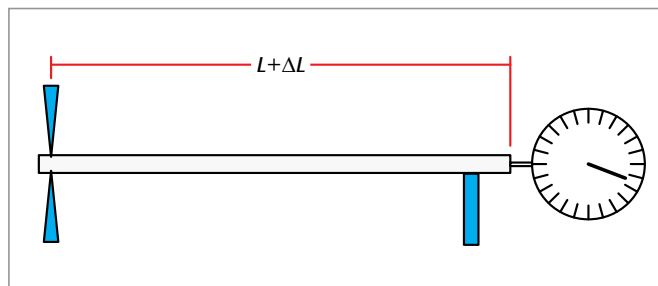


Fig. 1: Representação esquemática da disposição de medição

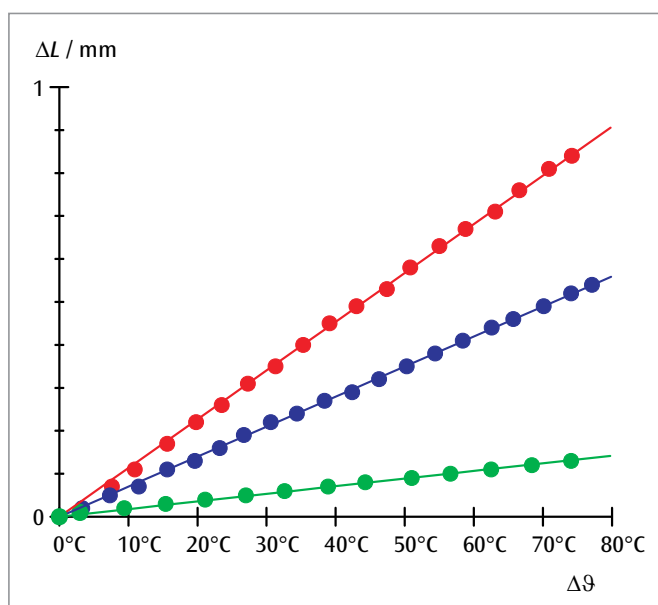


Fig. 2: Alteração do comprimento de latão (vermelho), aço (azul) e vidro (verde) em dependência da diferença da temperatura

ANÁLISE

No âmbito de temperatura analisado, vale $\alpha \cdot \vartheta \ll 1$.

Ou seja, a equação (3) pode ser modificada

$$\Delta L = L(\vartheta_1) \cdot \alpha \cdot \Delta \vartheta \quad \text{com } \Delta \vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1, L(\vartheta_1) = 600 \text{ mm}$$

Os coeficientes lineares de expansão buscados podem, portanto, ser determinados a partir da inclinação da reta de origem na Fig. 1.

A derivação da equação (3) é, de resto, desnecessária, quando se observa também altas temperaturas. Então, α se apresenta não como constante, mas dependente da temperatura. Este é – em observação mais precisa – também o caso no âmbito de temperatura analisado aqui. Como as alterações de comprimento são medidas com um resolução de 0,01 mm, uma análise exata de dados mostra, em especial para latão, que os valores de medição não decorrem de forma exatamente linear e que o coeficiente de expansão aumenta levemente com o aumento da temperatura.



Fig. 3: Montagem com gerador de vapor

UE2010301 | ANOMALIA DA ÁGUA



> TAREFAS

- Medição da dilatação térmica da água na faixa de temperatura entre 0°C e 15°C.
- Comprovação da anomalia térmica.
- Determinação da temperatura de densidade máxima.

OBJETIVO

Determinação da temperatura de densidade máxima da água

RESUMO

O volume da água primeiro reduz-se com um aumento da temperatura entre 0°C e cerca de 4°C e, em seguida, dilata-se ao atingir temperaturas superiores. A densidade da água atinge, portanto, o seu valor máximo a aproximadamente 4°C.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Anomalia da água, aparelho para a	1002889
1	Bacia de matéria plástica	4000036
1	Misturador magnético	1002808
1	Termômetro digital, 1 canal	1002793
1	Sensor de imersão NiCr-Ni tipo K, -65 – 550°C	1002804
Recomendação suplementar:		
1	Mangueira de silicone 6 mm	1002622
1	Vara de apoio, 470 mm	1002934
1	Suporte fixador com manga	1002829
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Funil	

FUNDAMENTOS GERAIS

A água apresenta uma particularidade em relação à maioria dos outros materiais. Até temperaturas de aproximadamente 4°C ela se contrai ao ser aquecida e, em seguida, se dilata ao atingir temperaturas superiores. Já que a densidade corresponde ao recíproco do volume da quantidade de matéria, a água atinge portanto a sua densidade máxima em aproximadamente 4°C.

Na experiência, a dilatação da água é medida em um recipiente com tubo de ascensão. Para tanto, mede-se a altura de ascensão h em relação à temperatura da água ϑ . Se for desprezado o fato de que o recipiente também se dilata ao aquecer-se, o volume total da água no recipiente e no tubo de ascensão é dada por:

$$(1) \quad V(\vartheta) = V_0 + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)$$

d : Diâmetro interno do tubo de ascensão,
 V_0 : Volume do recipiente

Se for levada em conta a dilatação do recipiente, altera-se então (1) para

$$(2) \quad V(\vartheta) = V_0 \cdot (1 + 3 \cdot \alpha \cdot \vartheta) + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)$$

$\alpha = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$: Coeficiente linear de dilatação do vidro

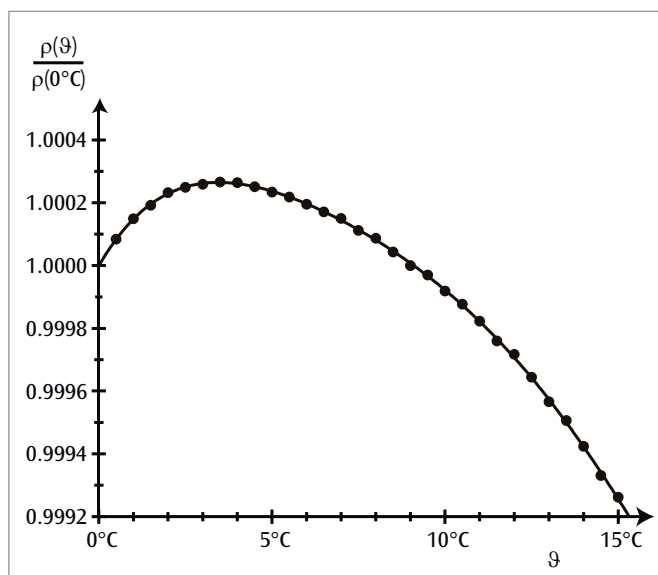


Fig. 1: Densidade relativa da água em relação à temperatura

ANÁLISE

Para a densidade ρ a água é portanto válido resultando de (1) e (2)

$$\frac{\rho(\vartheta)}{\rho(0^\circ\text{C})} = \frac{V_0 + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(0^\circ\text{C})}{V_0 \cdot (1 + 3 \cdot \alpha \cdot \vartheta) + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)}$$

O máximo dessa relação encontra-se, conforme os dados da tabela, em $\vartheta = 3,9^\circ\text{C}$.

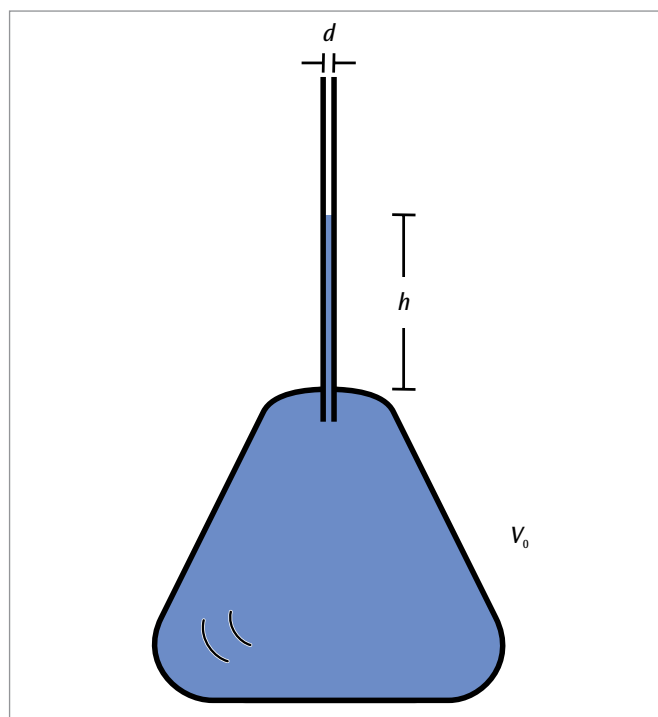


Fig. 2: Recipiente com tubo de ascensão

UE2020100 | CONDUÇÃO DE CALOR



› TAREFAS

- Medição do percurso da temperatura ao longo de hastes metálicas aquecidas unilateralmente e esfriadas unilateralmente em estado não estacionário e estacionário.
- Medição do fluxo de calor no estado estacionário.
- Determinação da condutibilidade térmica do material da haste.

OBJETIVO

Medição da condução de calor em hastes de metal

RESUMO

Na condução do calor, o calor é transmitido de uma região mais quente para uma mais fria através da interação entre átomos ou moléculas avizinados, sem que estes sejam, eles mesmos, transportados. Em uma haste metálica cilíndrica, cujas extremidades são mantidas em temperaturas diferentes, instala-se, depois de algum tempo, um gradiente de temperatura ao longo da haste, de forma que a temperatura diminui por igual na direção da extremidade mais fria e um fluxo constante de calor se constitui. A transição do estado não estacionário para o estacionário é observado por repetidas séries de medição, nas quais a temperatura é determinada nos locais de medição. As hastes de metal são aquecidas eletricamente, daí se pode determinar o fluxo térmico no estado estacionário a partir da potência elétrica.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Conjunto de aparelhos condução de calor	1017329
1	Haste de condução de calor de alumínio	1017331
1	Haste de condução de calor de cobre	1017330
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Termômetro de bolso digital de segundos	1002803
1	Sensor de imersão NiCr-Ni tipo K, -65 – 550°C	1002804
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718
1	Conjunto de 10 copos, forma baixa	1002872

FUNDAMENTOS GERAIS

O calor pode ser transmitido por condução térmica, irradiação térmica e convecção de uma área mais quente para uma mais fria. Na condução térmica, este transporte de energia ocorre pela interação entre átomos ou moléculas avizinados, sem que estes sejam, eles mesmos, transportados. No aquecimento, por exemplo, de uma haste metálica, os átomos oscilam mais fortemente na extremidade quente, ou seja, com uma energia maior que na extremidade fria. A energia é passada aos átomos avizinados por choques e, assim, conduzida pela haste. Os metais são condutores de calor especialmente bons, pois ainda são adicionados choques entre elétrons e átomos livres.

Em uma haste com área de perfil A , cujas extremidades são mantidas em temperaturas diferentes, instala-se, depois de algum tempo, um gradiente de temperatura ao longo da haste, de forma que a temperatura T diminui por igual na direção da extremidade mais fria. Nisto, em um tempo dT , uma quantidade de calor dQ flui pelo perfil da haste, e um fluxo constante de calor P_Q se constitui:

$$(1) \quad P_Q = \frac{dQ}{dt} = \lambda \cdot A \cdot \frac{dT}{dx}$$

P_Q : Fluxo de calor (medido em Watt)

A : Área do perfil da hastes

λ : Condutibilidade térmica do material da haste

T : Temperatura, x : Coordenada local ao longo da haste

Antes que o gradiente constante de temperatura seja alcançado, a haste tem, no tempo t , uma distribuição de temperatura $T(x,t)$, que se aproxima gradativamente do estado estacionário. Vale a equação diferencial

$$(2) \quad \lambda \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x,t) - c \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = 0$$

c : Calor específico e ρ : Densidade do material da haste

No caso estacionário, vale, em conformidade com a equação (1)

$$(3) \quad \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = 0 \quad e \quad \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}(x,t) = const. = \frac{P_Q}{A}$$

Na experiência, a haste é aquecida eletricamente em uma extremidade. Uma fonte de calor regulada eletronicamente alimenta a haste de condução de calor com um fluxo de calor, que pode ser determinado como potência elétrica

$$(4) \quad P_{el} = U \cdot I$$

através da medição da tensão de aquecimento U e da corrente de aquecimento I . A regulação eletrônica da corrente faz com que a extremidade da haste alcance muito rapidamente uma temperatura de cerca de 90°C, que, então, é mantida constante.

Através das lamelas de esfriamento, o calor é dissipado, na outra extremidade da haste, para água gelada ou simplesmente água em temperatura ambiente. A potência térmica dissipada pode, assim, ser determinada calorimetricamente.

Uma bucha de isolamento reduz a perda de calor da haste de condução de calor para o ambiente e melhora a linearidade do perfil de temperatura no estado estacionário. Com um termômetro eletrônico com velocidade de segundos, as temperaturas são medidas nos locais de medição previstos ao longo da haste. Uma haste de cobre e uma haste de alumínio estão à disposição.

ANÁLISE

O fluxo de calor P_Q corresponde à potência elétrica P_{el} , subtraído de uma dissipação reduzida P_I : $P_Q = P_{el} - P_I$

$$\text{Então:} \quad \lambda = \frac{P_{el} - P_I}{A} \cdot \frac{L}{T(0) - T(L)}$$

(L : Distância entre os pontos selecionados de medição de temperatura)

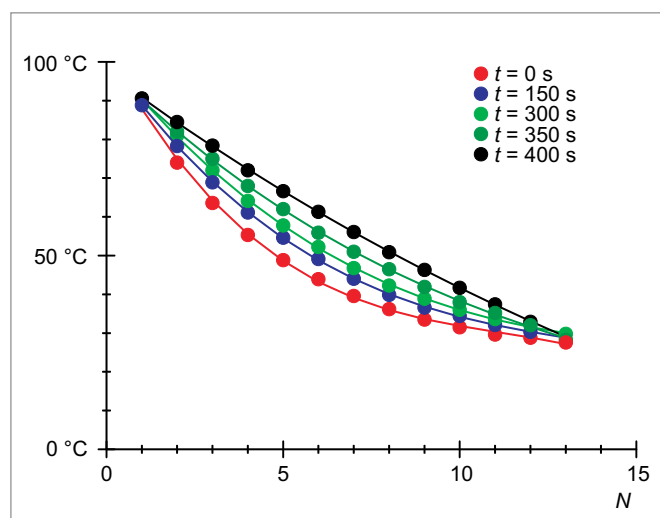


Fig. 1: Temperaturas ao longo da haste de alumínio em cinco sequências de medição com intervalo de tempo de 150 s

UE2020200 | CUBO DE LESLIE



> TAREFAS

- Comprovação da irradiação de calor de um cubo de Leslie com uma termopilha de Moll.
- Medição relativa da intensidade irradiada das quatro diferentes superfícies em dependência da temperatura.
- Conformação da dependência T^4 da intensidade irradiada.

OBJETIVO

Medição da irradiação de calor de um cubo de Leslie

RESUMO

A radiação emitida por um corpo depende da temperatura do corpo e das características de sua superfície. A Lei de Kirchhoff determina, mais precisamente, que, para todos os corpos, em temperatura dada, a relação entre a capacidade de emissão e a capacidade de absorção é igual e corresponde à capacidade de emissão E_{SB} do corpo negro nesta temperatura. Na experiência, um cubo de Leslie é aquecido através do enchimento com água a temperaturas de até 100°C e a intensidade irradiada é medida em medição relativa com uma termopilha de Moll.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Cubo de Leslie	1000835
1	Base giratória para cubos de Leslie	1017875
1	Coluna térmica segundo Moll	1000824
1	Amplificador de medição U (230 V, 50/60 Hz) Amplificador de medição U (115 V, 50/60 Hz)	1020742 ou 1020744
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Termômetro de bolso digital de segundos	1002803
1	Sensor de imersão NiCr-Ni tipo K, $-65 - 550^\circ\text{C}$	1002804
2	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849
2	Base em tonel, 500 g	1001046
1	Fita métrica, 2 m	1002603

FUNDAMENTOS GERAIS

A troca de calor de um corpo com o ambiente também ocorre por emissão e absorção de irradiação de calor. A irradiação depende da temperatura do corpo e das características de sua superfície, como pode ser mostrado com um cubo de Leslie.

A intensidade irradiada é descrita pela capacidade de emissão E do corpo. A capacidade de absorção A é a relação entre intensidade de radiação absorvida e incidente. Mostra-se, então, que a capacidade de absorção é especialmente alta quando isto valer também para a capacidade de emissão. A Lei de Kirchoff determina, mais precisamente, que, para todos os corpos, em temperatura dada, a relação entre a capacidade de emissão e a capacidade de absorção é igual e corresponde à capacidade de emissão E_{SB} do corpo negro nesta temperatura:

$$(1) \quad \frac{E(T)}{A} = E_{SB}(T) = \sigma \cdot T^4$$

σ : constante de Stefan-Boltzmann
 T : temperatura em Kelvin

Uma dependência da temperatura da capacidade de absorção pode, em geral, ser desprezada. Assim, a capacidade de emissão do corpo é de

$$(2) \quad E(T) = A \cdot \sigma \cdot T^4.$$

Se o corpo tiver a mesma temperatura T_0 que o ambiente, então ele irradiará para o ambiente com intensidade igual

$$(3) \quad E(T_0) = A \cdot \sigma \cdot T_0^4$$

à intensidade com que absorve do ambiente. Se sua temperatura for maior, nada se altera na intensidade de radiação absorvida do ambiente, enquanto a temperatura ambiente se mantiver constante. Portanto, a produção de energia mensurável com um detector de radiação do corpo, por área e tempo, é de

$$(4) \quad \Delta E(T) = A \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4).$$

Na experiência, um cubo de Leslie com uma superfície branca, uma negra, uma fosca e uma brilhante é aquecido através do enchimento com água a temperaturas de até 100°C e a intensidade irradiada é medida em medição relativa com uma termopilha de Moll. Os valores de medição para as quatro diferentes superfícies são acompanhados durante todo o processo de esfriamento até a temperatura ambiente.

ANÁLISE

Depois de aplicar os valores de medição contra a grandeza $x = T^4 - T_0^4$ obtém-se quatro retas de origem, cujas inclinações correspondem à capacidade diferenciada de absorção das superfícies.

No âmbito de temperatura examinado até 100 °C, não se percebe grande diferença entre a superfície negra e a branca, assim como entre a superfície fosca e a brilhante, apesar da diferença ser nítida para o olho humano. As superfícies claramente não se diferenciam substancialmente uma da outra no âmbito dos comprimentos de onda infravermelhos.

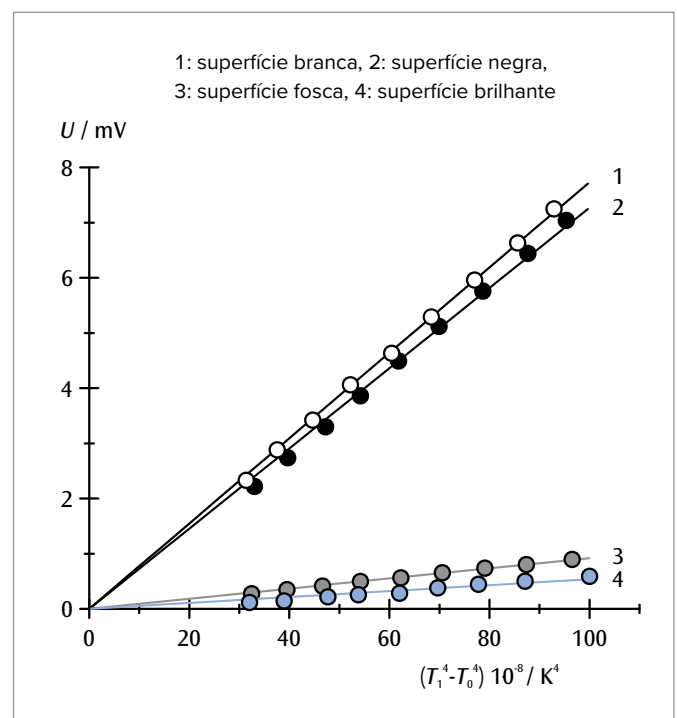


Fig. 1: Intensidade irradiada do cubo de Leslie em dependência de $x = T^4 - T_0^4$

UE2030300 | AUMENTO DA ENERGIA INTERNA ATRAVÉS DE TRABALHO MECÂNICO



OBJETIVO

Verificação do 1º enunciado da termodinâmica

TAREFAS

- Medição da temperatura do corpo de alumínio em relação do número de rotações debaixo do fio de fricção.
- Verificação da proporcionalidade entre modificações da temperatura e do trabalho de fricção e confirmação do 1º enunciado.
- Determinação da capacidade específica de calor do alumínio.

RESUMO

Examina-se o aumento da energia interna através da fricção exercida sobre um corpo de alumínio. O aumento pode ser verificado através de sua alteração proporcional da temperatura do corpo, tendo em vista que não houve modificação das condições do agregado nem reação química. Para se evitar ao máximo uma troca de calor do corpo de alumínio com o ambiente, a continuidade de medição deverá ser iniciada um pouco abaixo da temperatura ambiente e terminar numa temperatura que esteja compatível com a mesma observada, apenas um pouco acima da temperatura inicial.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho para o equivalente térmico	1002658
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm, vermelho/azul	1017718

FUNDAMENTOS GERAIS

A modificação ΔE da energia interna de um sistema é, segundo o 1º enunciado da termodinâmica igual à soma do trabalho executado ΔW e calor transposto ΔQ . Ela pode ser verificada pela modificação proporcional ΔT da temperatura do sistema, caso nenhuma alteração da condição do agregado e nenhuma reação química tenha ocorrido.

Durante a experiência o aumento da energia interna de um corpo de alumínio é examinada através de trabalho mecânico. Para tanto, o corpo cilíndrico é girado com uma manivela manual sobre seu próprio eixo e aquecido através da fricção sobre sua superfície com o deslizamento de um fio. A força de fricção F corresponde ao peso de uma massa afixada numa das pontas do fio de fricção, que através da força de fricção é mantida na posição oscilante. Em n voltas do corpo, portanto, o trabalho de fricção ocorre.

$$(1) \quad \Delta W_n = F \cdot \pi \cdot d \cdot n$$

d : Diâmetro do corpo

Através do trabalho de fricção a temperatura do corpo será elevada do valor inicial T_0 para o valor final T_n . Ao mesmo tempo, a energia interna e o valor aumenta.

$$(2) \quad \Delta E_n = m \cdot c_{Al} \cdot (T_n - T_0)$$

m : Massa do corpo
 c_{Al} : Capacidade específica de calor do alumínio.

Para se evitar ao máximo uma troca de calor com o ambiente, o corpo deverá ser resfriado antes do início da medição numa temperatura inicial de T_0 , que deverá estar apenas um pouco abaixo da temperatura ambiente. Além disso, a medição deverá ser encerrada assim que a temperatura final T_n seja atingida, que deverá estar na mesma medida ou apenas um pouco acima da temperatura ambiente. Com isso será assegurado que a modificação da energia interna com o trabalho executado está compatível. Por isso é válido

$$(3) \quad \Delta E_n = \Delta W_n$$

ANÁLISE

Das eq. 2 e 3 podemos concluir dessa relação:

$$T_n = T_0 + \frac{1}{m \cdot c_{Al}} \cdot \Delta W_n$$

É importante, assim, relacionar as temperaturas medidas T_n com o trabalho executado ΔW_n (ver Fig. 1).

Os valores medidos nas proximidades da temperatura ambiente estão localizados numa reta, cujo aumento deverá determinar a capacidade de calor do alumínio. Abaixo da temperatura ambiente as temperaturas medidas aumentam mais rapidamente do que aquelas que correspondem à subida em relação a uma reta, pois o corpo de alumínio absorve calor do ambiente.

Acima da temperatura ambiente acontece o contrário, doa-se calor a temperatura ambiente.

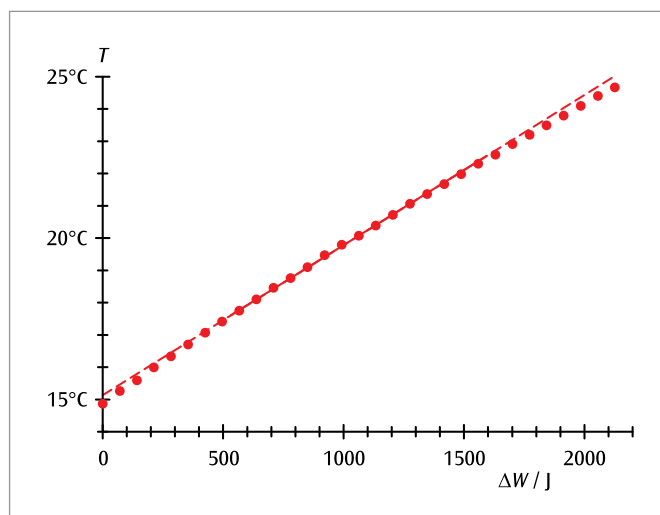


Fig. 1: Temperatura do corpo de alumínio em relação ao trabalho de fricção executado

UE2030400

ENERGIA INTERNA E TRABALHO ELÉTRICO



> TAREFAS

- Medição da temperatura de um calorímetro de alumínio e de um calorímetro de cobre em dependência do trabalho elétrico realizado.
- Verificação da proporcionalidade entre alteração de temperatura e trabalho elétrico e confirmação da 1ª lei.
- Determinação da capacidade térmica específica do cobre e do alumínio.

OBJETIVO

Aumento da energia interna através de trabalho elétrico

RESUMO

O aumento da energia interna de um calorímetro de cobre e de um calorímetro de alumínio através de trabalho elétrico é analisado. Se o estado físico não for alterado e não houver reação química, a alteração da energia interna pode ser lida no aumento proporcional a ela da temperatura do sistema. Para evitar uma troca de calor do calorímetro com o ambiente, a sequência de medições sempre é iniciada um pouco abaixo da temperatura ambiente e concluída a uma temperatura apenas um pouco acima da temperatura ambiente.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Calorímetro de cobre	1002659
1	Calorímetro de alumínio	1017897
1	Sensor de temperatura	1017898
1	Par de cabos adaptadores com conectores de segurança de 4 mm / conector de 2 mm	1017899
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

FUNDAMENTOS GERAIS

A energia interna de um sistema pode ser aumentada por trabalho elétrico ao invés de trabalho mecânico. Também nesse caso, a temperatura do sistema se eleva linearmente com o trabalho realizado se não houver alteração do estado do agregado nem reação química.

Na experiência, é analisado o aumento da energia interna de um calorímetro de cobre e de um calorímetro de alumínio através de trabalho elétrico. Esta é proporcional à tensão aplicada U à corrente I e ao tempo de medição t .

$$(1) \quad \Delta W_{\text{e}}(t) = U \cdot I \cdot t$$

Através do trabalho elétrico, a temperatura do calorímetro é aumentada do valor inicial T_0 para o valor final T_n . A energia interna, portanto, aumenta pelo valor

$$(2) \quad \Delta E(t) = m \cdot c \cdot (T(t) - T_0)$$

m : massa do calorímetro

c : capacidade térmica específica do material

Para evitar ao máximo uma troca de calor com o ambiente, o calorímetro é esfriado para uma temperatura inicial T_0 antes do início da medição, que está apenas um pouco abaixo da temperatura ambiente. A medição é concluída assim que uma temperatura final T_n for alcançada que igualmente está apenas um pouco acima da temperatura ambiente.

Sob estas condições, a alteração da energia interna corresponde ao trabalho realizado, e vale:

$$(3) \quad \Delta E(t) = \Delta W_{\text{e}}(t)$$

ANÁLISE

Para a medição da temperatura T , é usado um sensor de temperatura NTC e sua resistência depende da temperatura é medida. Vale

$$T = \frac{217}{R^{0,13}} - 151$$

As temperaturas determinadas assim são representadas em dependência do trabalho elétrico. A partir da inclinação da reta, podem ser determinadas as capacidades térmicas dos calorímetros e, com massa conhecida, calculadas as capacidades térmicas específicas.

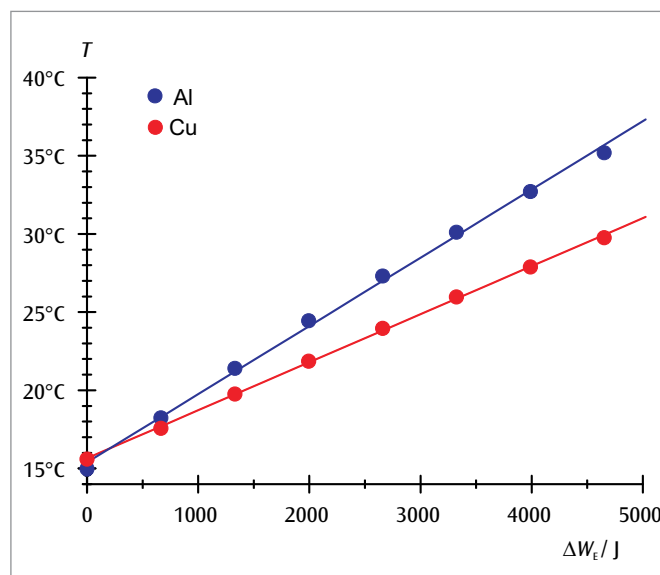


Fig. 1: Temperatura dos calorímetros em dependência do trabalho elétrico

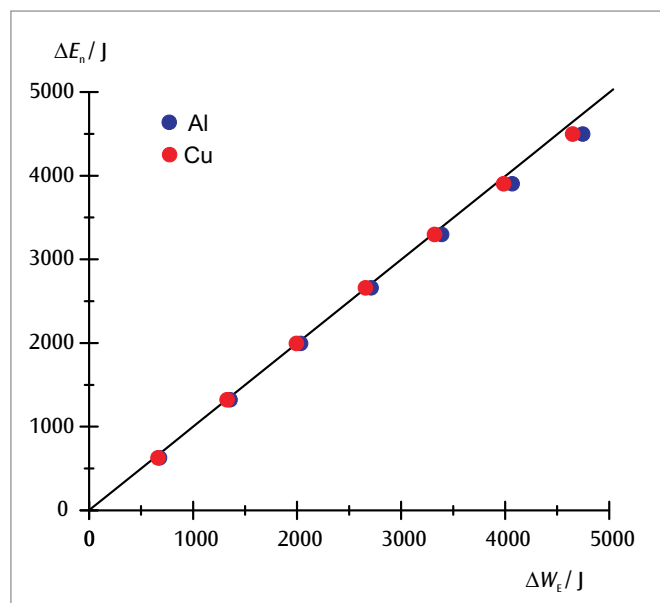


Fig. 2: Alteração da energia interna em dependência do trabalho elétrico realizado

UE2040100 | LEI DE BOYLE-MARIOTTE



> TAREFAS

- Medição ponto a ponto da pressão p do ar encerrado à temperatura ambiente em relação da posição da coronha s.
- Representação dos valores de medição para três diferentes quantidades de substâncias em um diagrama p - V .
- Confirmação da Lei de Boyle-Mariotte.

OBJETIVO

Medição do ar na temperatura ambiente

RESUMO

A validade da Lei de Boyle-Mariotte para gases ideais é demonstrada na temperatura ambiente no ar. Para tanto, o volume é introduzido num recipiente cilíndrico através do deslocamento de uma coronha e ao mesmo tempo, a pressão do ar preso é medido.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho Boyle-Mariotte	1017366

FUNDAMENTOS GERAIS

O volume de uma quantidade de gás depende da pressão sob a qual o gás se encontra e de sua temperatura. Quando a temperatura é mantida, geralmente o produto do volume e a pressão são constantes. Essa regularidade encontrada por *Robert Boyle* e *Edme Mariotte* vale para todos os gases em condições ideais, isso quer dizer, quando a temperatura dos gases está muito acima do valor da temperatura tida como crítica.

A Lei encontrada por Boyle e Mariotte

$$(1) \quad p \cdot V = \text{const.}$$

é um caso especial que é válido para todos os gases ideais em geral, e é a temperatura relacionada ao absoluto ponto zero T e a quantidade da substância n que é descrita por um gás:

$$(2) \quad p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} : \text{Constante universal do gás}$$

Geralmente através da equação válida (2) podemos considerar o caso especial (1) sob a condição de que, a temperatura T e o volume (substância) encerrado n não se alteram.

Na experiência a validade da Lei de Boyle-Mariotte em temperatura ambiente no ar como gás ideal fica demonstrado. O volume V é introduzido num recipiente cilíndrico através do deslocamento e ao mesmo tempo a pressão p do ar encerrado é medida. A quantidade da substância encerrada depende n do volume de saída V_0 , na qual o ar entrou, antes do início da experiência, com a válvula aberta.

ANÁLISE

Como a secção da superfície A do pistão é constante, o volume permite V que o ar encerrado seja facilmente calculado em relação ao percurso de deslocamento do pistão s . Para uma análise precisa dos dados, o ar contido no manômetro também deveria ser considerado, como volume excedente V_1 .

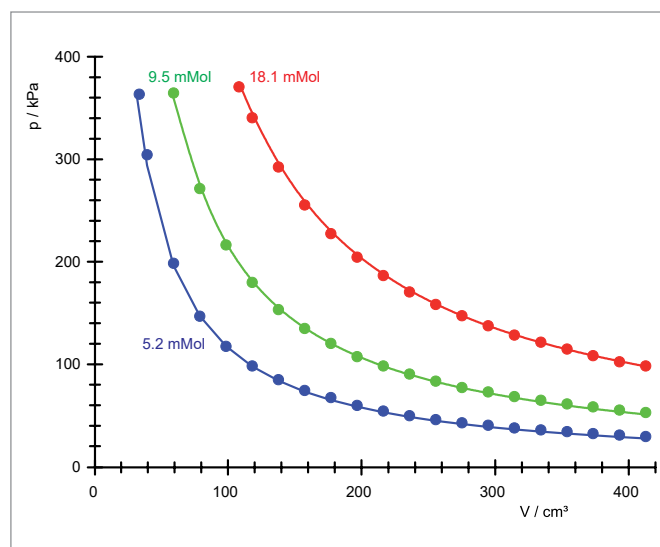


Fig. 1: Diagrama-volume-pressão de ar na temperatura ambiente, em relação a três diferentes quantidades de substâncias

UE2040120 | LEI DE AMONTON



> TAREFAS

- Medição pontual da pressão p do ar confinado em dependência da temperatura T .
- Representação dos valores de medição em diagrama $p-T$.
- Confirmação da lei de Amonton.

OBJETIVO

Confirmação da relação linear entre pressão e temperatura de um gás ideal

RESUMO

A validade da lei de Amonton para gases ideais é demonstrada com o ar. Para isto, o ar que se encontra no volume confinado de uma esfera oca de metal é aquecido com auxílio de um banho de água e, ao mesmo tempo, a temperatura e a pressão são medidas.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Esfera de gás de Jolly	1012870
1	Misturador magnético com aquecedor (230 V, 50/60 Hz)	1002807 ou
	Misturador magnético com aquecedor (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Termômetro de bolso digital de segundos	1002803
1	Sensor de imersão NiCr-Ni tipo K, -65 – 550°C	1002804
1	Conjunto de 10 copos, forma baixa	1002872
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 250 mm	1002933
1	Manga dupla	1002827
1	Fixador universal	1002833

FUNDAMENTOS GERAIS

O volume de uma quantidade de gás depende da pressão à qual o gás está submetido e da sua temperatura. Com volume constante e quantidade de matéria igual, o quociente entre pressão e temperatura é constante. Esta lei, descoberta por *Guillaume Amonton* vale para gases em estado ideal, ou seja, quando a temperatura do gás está muito acima da chamada temperatura crítica.

A lei encontrada por Amonton

$$(1) \quad \frac{p}{T} = \text{const.}$$

é um caso especial para a lei de gases geral válida para todos os gases ideais, que descreve a relação entre a pressão p , o volume V a temperatura absoluta relativa ao ponto zero absoluto T e da quantidade de matéria n de um gás:

$$(2) \quad p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} : \text{constante gasosa universal}$$

A partir da equação (2), válida em geral, pode ser derivado o caso especial (1) sob a condição de que o volume V e a quantidade de matéria confinada n não se alterem.

Na experiência, a validade da lei de Amonton é demonstrada com o ar como gás ideal. Para isto, o ar que se encontra no volume confinado de uma esfera oca de metal é aquecido com auxílio de um banho de água. Ao mesmo tempo, a temperatura ϑ em °C é medida com termômetro digital e a pressão p é medida com um manômetro ligado à esfera oca.

AVALIAÇÃO

A relação linear entre pressão e temperatura é confirmada pela adaptação de uma reta

$$(3) \quad p = a \cdot \vartheta + b$$

aos pontos de medição. Por meio da extrapolação da pressão p até o valor 0, o ponto zero absoluto da temperatura pode ser determinado.

$$(4) \quad \vartheta_0 = -\frac{b}{a} \text{ [}^\circ\text{C]}$$

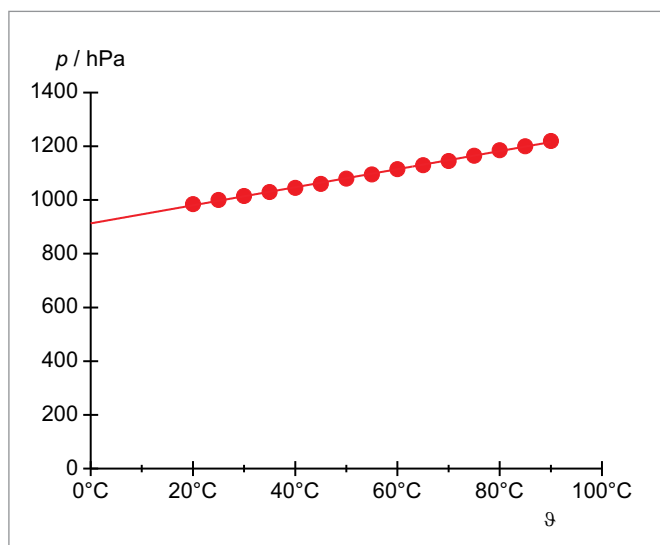


Fig. 1: Diagrama pressão-temperatura de ar com volume e quantidade de matéria constantes

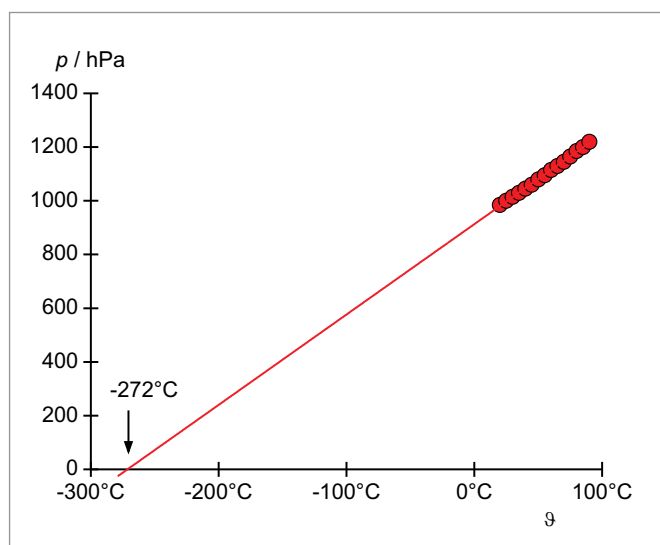


Fig. 2: Extrapolação da pressão até o valor $p = 0$

UE2040200 | O COEFICIENTE ADIABÁTICO DO AR



OBJETIVO

Determinação do coeficiente adiabático C_p/C_v do ar segundo Rüchardt

RESUMO

Na experiência, um êmbolo de alumínio em um tubo de vidro de precisão, colocado perpendicularmente sobre uma garrafa de vidro, realiza oscilações harmônicas sobre a almofada de ar formada pelo volume de ar aprisionado. A partir da duração da oscilação do êmbolo de alumínio, pode-se calcular o coeficiente adiabático.

TAREFAS

- Medição da duração da oscilação do êmbolo de alumínio.
- Determinação da pressão de equilíbrio no volume de ar aprisionado
- Determinação de expoentes adiabáticos do ar em comparação com o valor da literatura.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Garrafa de Mariotte	1002894
1	Tubo de oscilações	1002895
1	Cronômetro mecânico, 15 min	1003369
1	Bomba manual de vácuo	1012856
Recomendação suplementar:		
1	Paquímetro, 150 mm	1002601
1	Balança eletrônica 220 g	1022627
1	Barômetro	

FUNDAMENTOS GERAIS

Em um arranjo clássico segundo Rüchardt, o coeficiente adiabático do ar pode ser determinado a partir das oscilações verticais de um êmbolo, que repousa em um tubo com perfil constante sobre um volume de ar e o encerra na parte superior. Um desvio do êmbolo do repouso gera uma pressão positiva ou negativa no volume de ar, que leva o êmbolo de volta à posição de repouso. A força de retorno é proporcional ao desvio do repouso; portanto, o êmbolo oscila harmonicamente.

Por não haver troca de calor com o ambiente, as oscilações estão ligadas a alterações adiabáticas de estado. Entre a pressão p e o volume V do ar aprisionado, existe a relação

$$(1) \quad p \cdot V^\gamma = \text{const.}$$

O expoente adiabático γ , portanto, é a relação das capacidades térmicas específicas com pressão C_p constante e com volume C_v constante:

$$(2) \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

De (1) resultam as alterações de pressão e de volume Δp e ΔV

$$(3) \quad \Delta p + \gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot \Delta V = 0.$$

Através da utilização da área do perfil interno A do tubo, pode-se calcular a força de retorno ΔF a partir da alteração da pressão e, a partir da alteração do volume, pode-se calcular o deslocamento Δs do êmbolo a partir do repouso.

Assim, resulta

$$(4) \quad \Delta F = -\gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot A^2 \cdot \Delta s = 0.$$

e, finalmente, como equação de movimento para o êmbolo oscilante

$$(5) \quad m \cdot \frac{d^2 \Delta s}{dt^2} + \gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot A^2 \cdot \Delta s = 0$$

m : massa do êmbolo

As soluções desta clássica equação de movimento de um oscilador harmônica são oscilações com a duração de oscilação

$$(6) \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{V}{p} \cdot \frac{m}{A^2}}$$

a partir da qual se pode calcular o coeficiente adiabático, se todas as outras grandezas forem conhecidas.

Na experiência, coloca-se um tubo de vidro de precisão com um pequeno perfil A perpendicularmente na rolha de borracha perfurada de uma garrafa de vidro com volume V grande e deixa-se deslizar um êmbolo de alumínio adequado de massa m conhecida para dentro do tubo de vidro. O êmbolo de alumínio realiza oscilações harmônicas sobre a almofada de ar criada pelo volume de ar aprisionado. A partir da duração da oscilação do êmbolo de alumínio, pode-se calcular o expoente adiabático.

ANÁLISE

Para a determinação do expoente adiabático, conclui-se de (6):

$$\gamma = \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 \cdot \frac{m}{A^2} \cdot \frac{V}{p}$$

O volume V de equilíbrio corresponde ao volume da garrafa de gás, pois o tubo de vidro de precisão pode ser desprezado. A pressão p de equilíbrio resulta da pressão externa do ar p_0 e da pressão que o êmbolo de alumínio em repouso causa sobre o ar aprisionado:

$$p = p_0 + \frac{m \cdot g}{A}, \quad g: \text{aceleração da gravidade}$$

Espera-se, como resultado, o valor $\gamma = \frac{7}{5} = 1,4$, pois o ar se constitui, em essência, de moléculas de dois átomos com 5 graus de liberdade para a absorção da energia térmica.

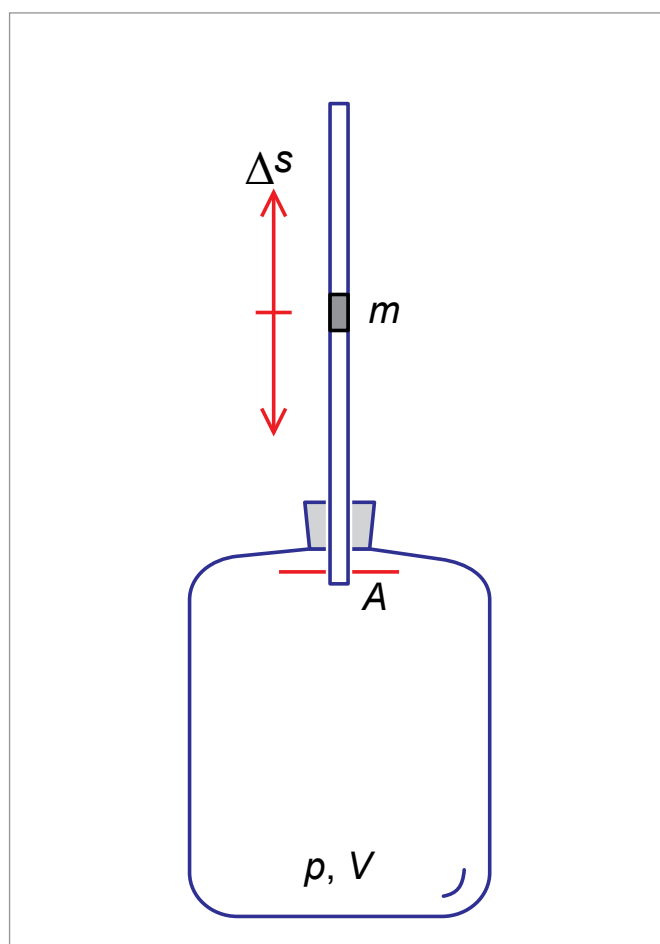


Fig. 1: Esquema da montagem da experiência

UE2040300 | GÁS REAL E PONTO CRÍTICO



> TAREFAS

- Observação dos estados líquido e gasoso do hexafluoreto de enxofre.
- Obtenção das isotermas no diagrama p - V e no diagrama p - V - p .
- Observação dos desvios dos gases reais do estado do gás perfeito (ou ideal).
- Determinação do ponto crítico.
- Obtenção das curvas de pressão do vapor saturado.

OBJETIVO

Pesquisa quantitativa de um gás real e descrição do ponto crítico

RESUMO

Em uma célula de medição com volume morto mínimo, estuda-se o hexafluoreto de enxofre (SF_6) como gás real. O hexafluoreto de enxofre é especialmente adequado para isso, pois sua temperatura crítica ($T_C = 319$ K) e sua pressão crítica ($p_C = 37,6$ bar) são comparativamente baixas. Além disso, é um gás não venenoso e pode ser usado sem problemas no laboratório ou em sala de aula.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho de ponto crítico	1002670
1	Banho e termostato de circulação (230 V; 50/60 Hz)	1008654 ou
	Banho e termostato de circulação (115 V; 50/60 Hz)	1008653
1	Termômetro de bolso digital de segundos	1002803
1	Sensor de imersão NiCr-Ni tipo K, -65 – 550°C	1002804
2	Mangueira de silicone 6 mm	1002622

Exigência complementar:

Hexafluoreto de enxofre (SF_6)

NOTA

De acordo com as normas de uma “boa prática laboratorial”, recomenda-se, especialmente na utilização freqüente do equipamento de ponto crítico, a obtenção de gás por um encanamento fechado. Para se conectar uma garrafa de gás adequada, pode-se utilizar a conexão fornecida para 1/8" (SW 11).

FUNDAMENTOS GERAIS

O ponto crítico de um gás real é identificado a partir da temperatura crítica T_c , da pressão crítica p_c e da densidade crítica ρ_c . Abaixo da temperatura crítica, em grande volume a substância está na forma de gás, e em pequeno volume é líquida. Entre essas formas existe uma mistura de gás e líquido, cuja parte gasosa aumenta consideravelmente com a mudança das isotermas, enquanto a pressão permanece constante. Como líquido e vapor têm densidades diferentes, a gravidade os mantém separados. Se a temperatura sobe, a densidade do líquido diminui e a do gás aumenta, até que ambas as densidades alcancem o valor da densidade crítica. Acima da temperatura crítica não há mais condensação. Mas o gás somente segue as variações de estado isotérmicas da Lei de Boyle-Mariott quando está acima da temperatura crítica.

O hexafluoreto de enxofre (SF_6) é especialmente adequado para pesquisas das características de gases reais, pois sua temperatura crítica ($T_c = 319\text{ K}$) e sua pressão crítica ($p_c = 37,6\text{ bar}$) são comparativamente baixas. Além disso, é um gás não venenoso e pode ser utilizado sem problemas no laboratório ou em sala de aula. O equipamento para a pesquisa do ponto crítico é composto de uma célula de medição transparente de constituição especialmente densa e resistente à pressão. O volume na célula de medição pode ser modificado quando se gira uma alavanca de medição precisa, com a qual é possível detectar alterações de volume com uma precisão de 1/1000 do volume máximo. A elevação da pressão acontece por meio de um sistema hidráulico com óleo de rícino, com uma qualidade equivalente à existente nas utilizações medicinais. A célula de medição e o sistema hidráulico são separados por uma vedação cônica de borracha, que se enovela quando há alteração de volume. Com essa constituição, a diferença de pressão entre a célula de medição e o compartimento do óleo é praticamente desprezível. Um manômetro mede, assim, em vez da pressão do gás, a pressão do óleo, desprezando um volume morto no compartimento do gás. A célula de medição é envolta por uma câmara de água transparente. Com um equipamento com termostato (banho-maria), pode-se ajustar uma temperatura constante com alta precisão, medindo-se e controlando-se a temperatura com um termômetro digital. Quando se observam as transições da fase gasosa para a fase líquida e viceversa, pode-se observar, graças ao mínimo volume morto, tanto a formação da primeira gota de líquido como o desaparecimento da última bolha de gás.

ANÁLISE

Em temperatura constante, a pressão é medida pontualmente em relação ao volume, e o resultado é mostrado em um diagrama p - V (diagrama de Clapeyron) e em um diagrama pV - p (diagrama de Amegat). Aqui, a variação de estado em relação ao gás ideal chama a atenção. A partir da demonstração gráfica, os parâmetros do ponto crítico podem ser facilmente calculados, e uma verificação acessível pode ser realizada.

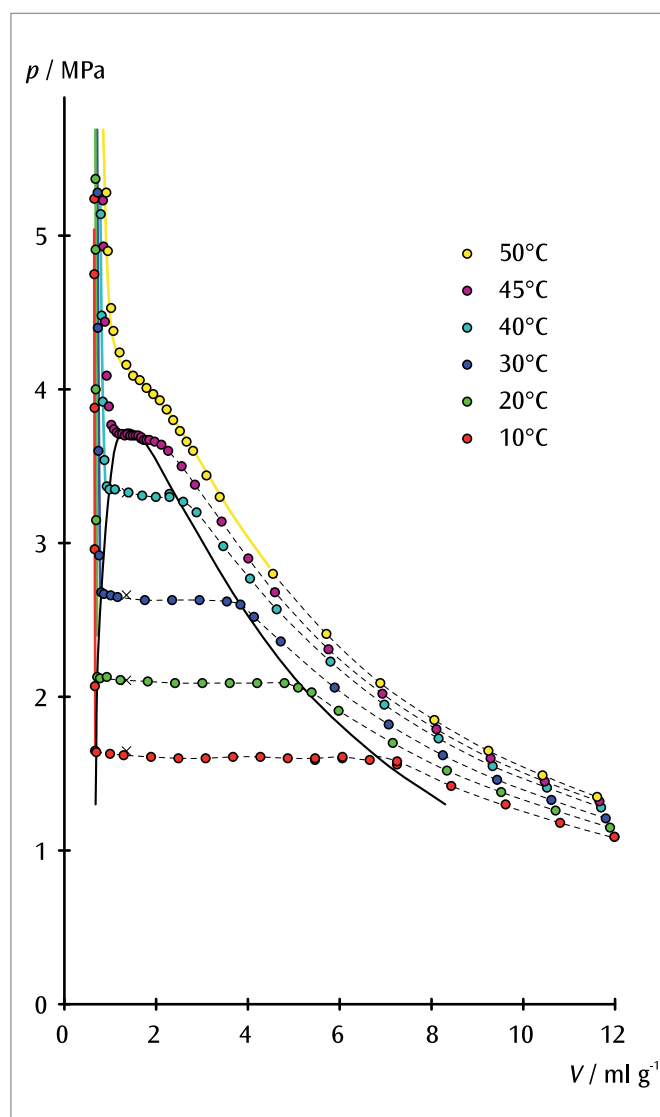
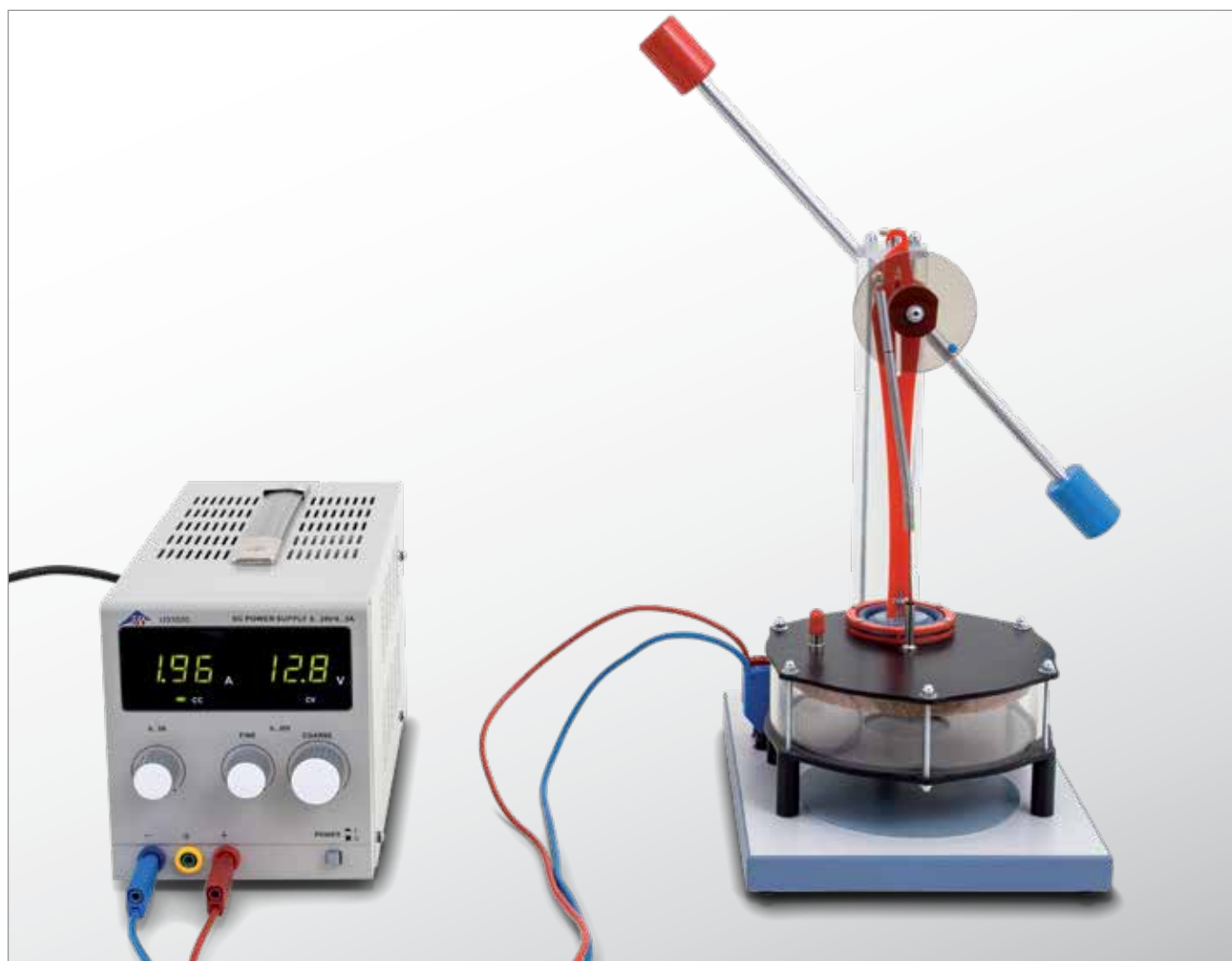


Fig. 1: Diagrama p - V do hexafluoreto de enxofre

UE2060100 | MOTOR DE STIRLING D



> TAREFAS

- Inicialização do motor de ar quente como máquina termodinâmica.
- Demonstração da transformação da energia térmica em energia mecânica.
- Medição do número de rotações livres em relação à capacidade de aquecimento.

OBJETIVO

Operação de um modelo funcional de motor de Stirling como máquina termodinâmica

RESUMO

O motor de ar quente é um clássico exemplo de máquina termodinâmica. Num processo cíclico termodinâmico é, introduzida energia térmica num reservatório de alta temperatura e logo é transformada em parte em energia mecânica útil. O restante da energia térmica é recolhido num reservatório de baixa temperatura.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Motor de Stirling D	1000817
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718
1	Cronômetro mecânico, 15 min	1003369

FUNDAMENTOS GERAIS

O processo cíclico termodinâmico do motor de ar quente (R. Stirling, 1816) permite uma divisão simplificada dos processos em aquecimento, expansão, transmissão de calor e compressão. Estes estão representados de forma esquemática na Fig. 1-4 para o modelo funcional estudado.

Se o motor de ar quente é operado sem carga mecânica, então ele roda com um número de rotações livres que é limitado pelo atrito interno à máquina e que é dependente da quantidade de calor fornecido. O número de rotações reduz-se assim que é aproveitado o desempenho mecânico. Isto pode ser facilmente demonstrado criando atrito com a manivela.

ANÁLISE

Ganho de calor:

Para o fornecimento de calor o êmbolo de impulso move-se para frente e empurra o ar para baixo na área aquecida do cilindro grande. O êmbolo de trabalho encontra-se enquanto isso na posição inferior já que o êmbolo de impulso tem 90° de avanço com relação ao êmbolo de trabalho.

Expansão:

O ar aquecido se expande e empurra o êmbolo de trabalho para cima. Assim, é transmitido trabalho mecânico para barra de impulso através da manivela.

Perda de calor:

Quando o êmbolo de trabalho se encontra no ponto morto superior, o êmbolo de impulso move-se para baixo empurrando o ar para a parte superior do cilindro grande onde o ar perde calor para o meio ambiente.

Compressão:

O ar esfriado é comprimido pelo êmbolo de trabalho que se move para baixo. O trabalho mecânico é fornecido aqui pela vara de balanço.

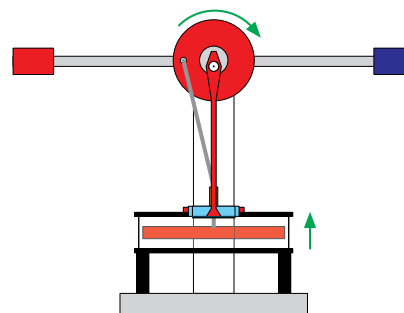


Fig. 1: Ganho de calor

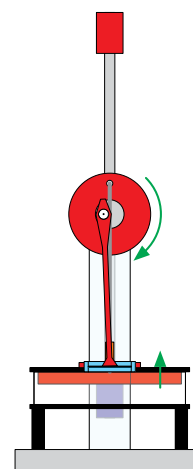


Fig. 2: Expansão

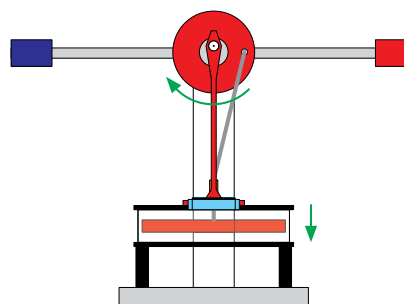


Fig. 3: Perda de calor

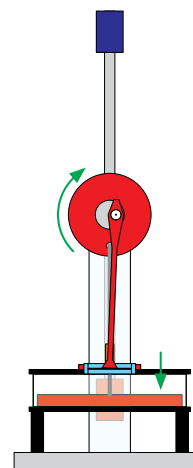
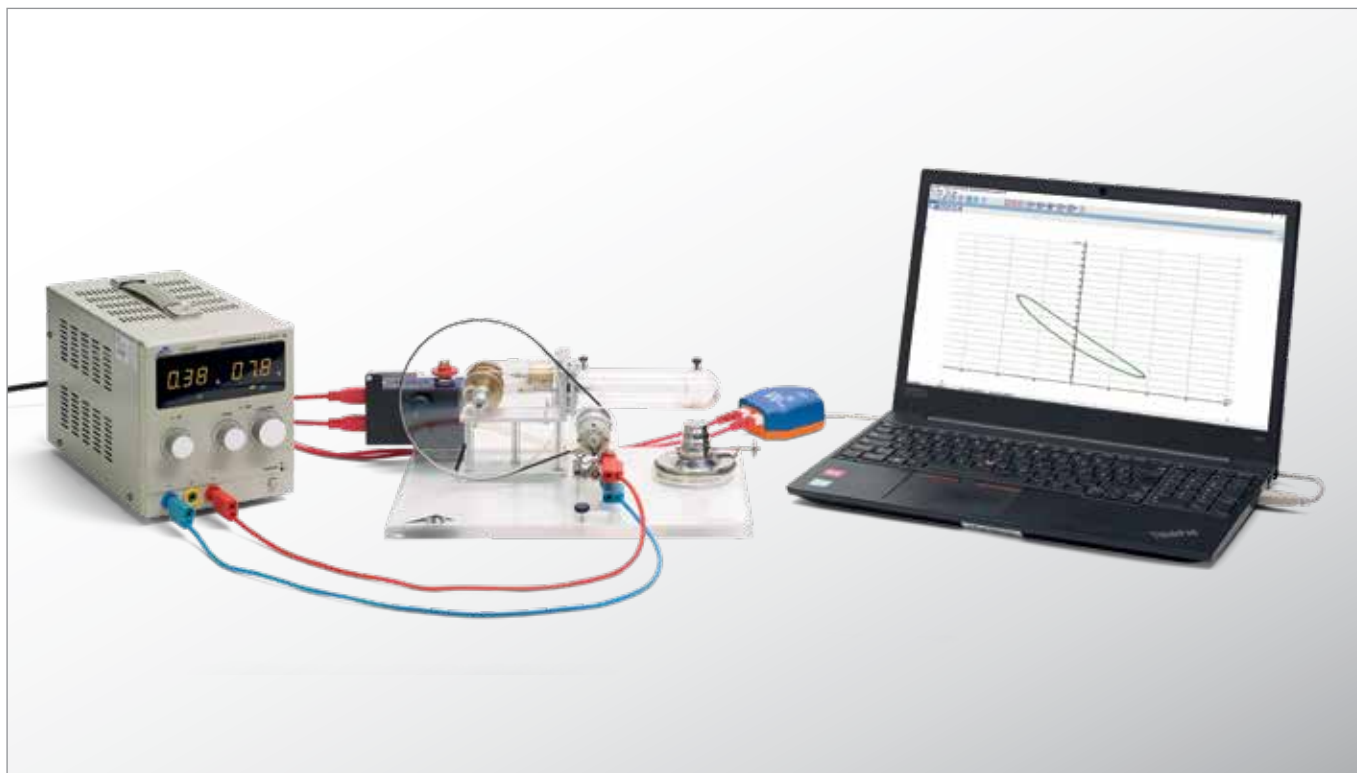


Fig. 4: Compressão

UE2060250 | MOTOR DE STIRLING G



> TAREFAS

- Registro do diagrama p - V .
- Determinação da potência mecânica para um ciclo completo e cálculo do trabalho mecânico.

OBJETIVO

Registro do diagrama p - V

RESUMO

Ciclos termodinâmicos podem ser representados como uma curva fechada no diagrama p - V . A área abrangida pela curva corresponde ao trabalho mecânico obtido do sistema. Como alternativa, pode-se também determinar a potência mecânica para um ciclo completo e, dela, o trabalho mecânico pode ser calculado por integração temporal. Isto é analisado, na experiência, no exemplo de um motor Stirling.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Motor Stirling G	1002594
1	Suporte de sensores para o motor de Stirling G	1008500
1	Sensor de distância FW	1021534
1	Sensor de pressão relativa FW \pm 1000 hPa	1021533
2	Cabos de sensor	1021514
1	WiLab*	1022284
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718

Exigência complementar:

1	Licença Coach 7
---	-----------------

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

Ciclos termodinâmicos podem ser representados como uma curva fechada no diagrama p - V . A área abrangida pela curva corresponde ao trabalho mecânico W obtido do sistema. Como alternativa, pode-se também determinar a potência mecânica P para um ciclo completo e, dela, o trabalho mecânico pode ser calculado por integração temporal.

Assim, vale

$$(1) \quad W = \oint_V p dV$$

ou

$$(2) \quad W = \int_{t_1}^{t_2} P dt \quad \text{com} \quad P(t) = p \frac{dV}{dt}$$

Na experiência, é selecionada a segunda variante para determinar o trabalho mecânico executado por um motor Stirling de vidro otimizado para fins didáticos. Para obtenção da pressão p no cilindro de trabalho, um sensor de pressão relativa é conectado, que determina a diferença de pressão em relação ao ambiente. O volume V é calculado a partir do caminho s percorrido pelo pistão de trabalho e sua área média A . O pistão de trabalho, para isto, é conectado a um medidor de percurso.

ANÁLISE

Para verificação do ciclo, os valores de medição são representados em um diagrama p - V ; para determinação da potência mecânica, também em um segundo diagrama adicional em função do tempo. No segundo diagrama, os ciclos são fáceis de identificar. Isto é importante para a seleção dos limites de integração para cálculo do trabalho mecânico por ciclo, vide (2).

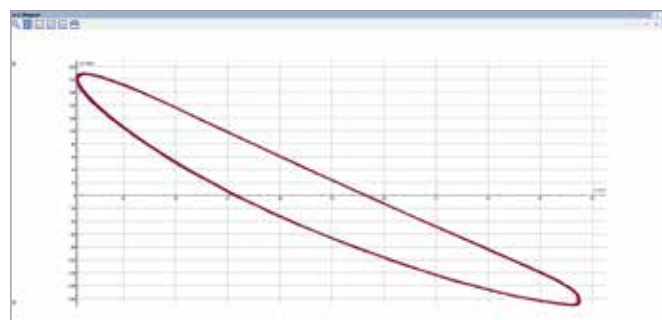


Fig. 1: Diagrama p - V do motor Stirling G

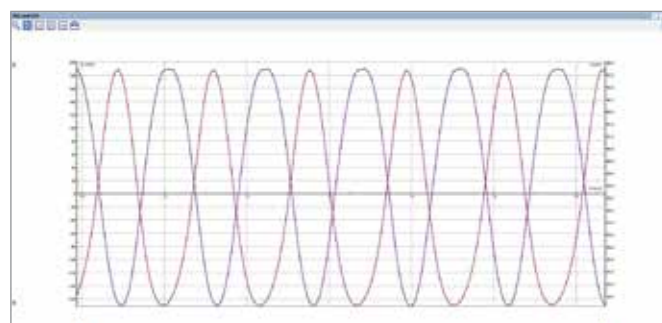


Fig. 2: Diagrama $V(t)$ e $p(t)$ do motor Stirling G

UE2060300 | BOMBA TÉRMICA



OBJETIVO

Registro e avaliação do diagrama de pressão-entalpia de uma bomba térmica de compressão

> TAREFAS

- Demonstração do funcionamento de uma bomba térmica de compressão elétrica.
- Análise quantitativa do processo cíclico pertinente.
- Registro e avaliação do diagrama de pressão-entalpia.

RESUMO

Uma bomba térmica de compressão elétrica é constituída de um compressor com motor de acionamento, um condensador, uma válvula de expansão e um vaporizador. Sua forma de funcionamento baseia em processo de ciclo com transição de fase que é percorrido pela substância de trabalho na bomba e que pode ser dividido, de forma idealizada, nos quatro passos compressão, condensação, distensão restrita e evaporação. O número teórico de potência do processo cíclico idealizado pode ser calculado a partir das entalpias específicas h_1 , h_2 e h_3 lidas em um diagrama de Mollier. Se as entalpias h_2 e h_3 do processo cíclico idealizado, assim como a quantidade de calor ΔQ_2 adicionada ao reservatório de água por intervalo de tempo Δt , forem determinadas, é possível estimar o fluxo de massa da substância de trabalho.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Bomba de calor D (230 V, 50/60 Hz)	1000820 ou
	Bomba de calor D (115 V, 50/60 Hz)	1000819
4	Sensor de temperatura NTC com pregador de medição	1021797
1	VinciLab	1021477
Exigência complementar:		
1	Licença Coach 7	

FUNDAMENTOS GERAIS

Uma bomba térmica de compressão elétrica é constituída de um compressor com motor de acionamento, um condensador, uma válvula de expansão e um vaporizador. Sua forma de funcionamento baseia em processo de ciclo com transição de fase que é percorrido pela substância de trabalho na bomba e que pode ser dividido, de forma idealizada, nos quatro passos compressão, condensação, distensão restrita e evaporação.

Para a compressão, a substância de trabalho em estado gasoso é sugada pelo compressor, comprimida, sem alteração de entropia ($s_1 = s_2$), de p_1 para p_2 e sobreaquecida neste processo, vide Fig. 1 e Fig. 2. A temperatura, portanto, aumenta de T_1 para T_2 . Por unidade de massa, é realizado o trabalho mecânico de vedação $\Delta w = h_2 - h_1$.

No condensador, a substância de trabalho resfria fortemente e condensa. O calor liberado (calor de sobreaquecimento e de condensação) é, por unidade de massa, $\Delta q_2 = h_2 - h_3$. Ele aquece o reservatório ao redor.

A substância de trabalho condensada chega à válvula de expansão, para ali ser distendida de forma restrita (ou seja, sem trabalho mecânico) para uma pressão menor. Nisto, a temperatura também diminui, pois precisa ser realizado trabalho contra as forças de atração moleculares na substância de trabalho (efeito Joule-Thomson). A entalpia permanece constante ($h_4 = h_3$).

No vaporizador, a substância de trabalho evapora completamente mediante absorção de calor. Isto leva ao esfriamento do reservatório ao redor. Por unidade de massa, o calor absorvido é $\Delta q_1 = h_1 - h_4$. Para a representação do processo cíclico de uma bomba térmica de compressão, utiliza-se frequentemente o diagrama de Mollier da substância de trabalho. Nele a pressão p é aplicada contra a entalpia específica h da substância de trabalho (a entalpia é uma medida para o conteúdo de calor da substância de trabalho, ela geralmente aumenta com o aumento da pressão e com parte gasosa crescente).

Além disso, são dados os isoterms ($T = \text{const.}$) e isoentrópicos ($S = \text{const.}$), assim como a parte relativa da massa da fase líquida da substância de trabalho. À esquerda da chamada linha de ebulição, a substância de trabalho está completamente condensada. À direita da chamada linha de descongelamento, a substância de trabalho existe como vapor sobreaquecido e, entre as duas linhas, como mistura de líquido e gás. Ambas as linhas se tocam no ponto crítico.

Para a representação no diagrama de Mollier, pode-se determinar o processo cíclico idealizado descrito acima pela medição das pressões p_1 e p_2 depois e antes da válvula de distensão e da temperatura T_1 antes do compressor e T_3 antes da válvula de expansão.

Na experiência, os componentes são conectados com tubulação de cobre para formar um sistema fechado e montados sobre uma placa de base. Eles podem, graças à disposição visível, ser colocados em conexão imediatamente com a sequência das alterações de estado no processo cíclico da bomba térmica. Vaporizador e condensador são ilustrados como serpentinas de cobre e são imersas cada qual em um recipiente com água, que serve como reservatório para determinação do calor absorvido ou irradiado. Dois manômetros grandes mostram as condições de pressão da substância de resfriamento em ambos os trocadores de calor. Dois termômetros analógicos permitem a medição da temperatura em ambos os recipientes com água. Para a medição das temperaturas nos tubos de cobre antes do compressor e antes da válvula de expansão, são inseridos sensores de temperatura com grampo de medição acoplado.

O número teórico de potência do processo cíclico idealizado pode ser calculado a partir das entalpias específicas h_1 , h_2 e h_3 lidas no diagrama de Mollier:

$$(1) \quad \eta_{\text{th}} = \frac{\Delta q_2}{\Delta w} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1}$$

Se as entalpias h_2 e h_3 do processo cíclico idealizado, assim como a quantidade de calor ΔQ_2 adicionada ao reservatório de água por intervalo de tempo Δt , forem determinadas, é possível estimar o fluxo de massa da substância de trabalho.

$$(2) \quad \frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{\Delta Q_2}{\Delta t} \cdot \frac{1}{h_2 - h_3}$$

ANÁLISE

T_1 e p_1 determinam o ponto 1 no diagrama de Mollier. O ponto de interseção dos isoentrópicos pertinentes com a p_2 horizontal = const. resulta no ponto 2. O ponto de interseção da horizontal com a linha de ebulição leva ao ponto 3 e a perpendicular a p_4 horizontal = const., ao ponto 4.

A medição adicional da temperatura T_3 resulta em uma visão ampliada dos processos que se dão na bomba térmica: A T_3 não corresponde à temperatura lida na escala de temperatura do manômetro pertinente. Esta escala de temperatura se baseia na curva de pressão do vapor da substância de trabalho. Assim, a medição mostra que a substância de trabalho antes da válvula de distensão não é uma mistura de líquido e gás, mas é totalmente líquida.

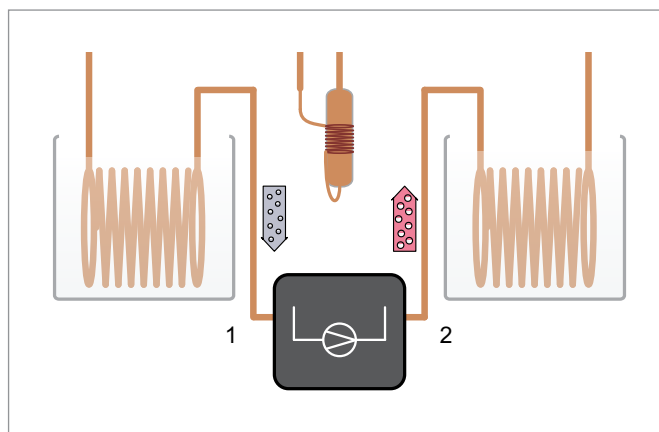


Fig. 1: Representação esquemática da bomba térmica com compressor (1, 2), condensador (2, 3), válvula de distensão (3, 4) e vaporizador (4, 1)

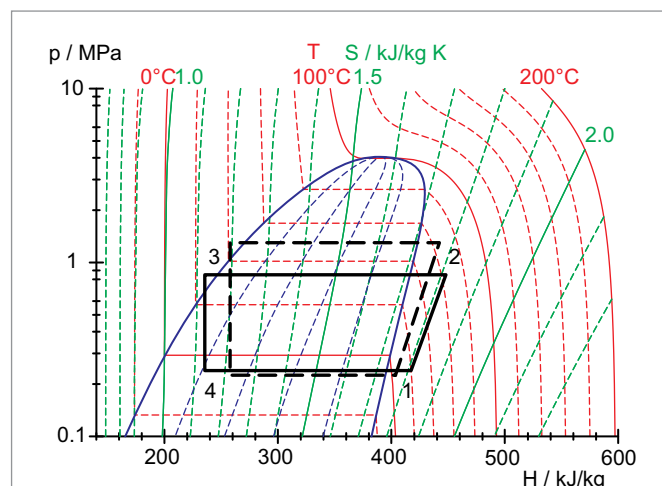


Fig. 2: Representação do processo cíclico idealizado da bomba térmica no diagrama de Mollier

UE3010700

CAMPO ELÉTRICO EM CAPACITOR DE PLACA



> TAREFAS

- Medida do campo elétrico em um capacitor de placas em função da distância das placas.
- Medida do campo elétrico em um capacitor de placas em função da tensão aplicada.

OBJETIVO

Medição do campo elétrico em um capacitor de placas com o medidor de campo E

RESUMO

Com o medidor, o campo elétrico pode ser diretamente medido em um capacitor de placas. Para isso, desenergiza-se uma placa rotacional de fluxo elétrico por uma placa de indução, que faz parte do capacitor de placas. Então, os impulsos de tensão gerados serão adicionados à tensão de saída e retificados, cuja magnitude que é proporcional à tensão da placa de indução do campo elétrico E ativo.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Medidor de campo E (230 V, 50/60 Hz)	1021405 ou
	Medidor de campo E (115 V, 50/60 Hz)	1021406
1	Fonte de alimentação DC 450 V (230 V, 50/60 Hz)	1008535 ou
	Fonte de alimentação DC 450 V (115 V, 50/60 Hz)	1008534
1	Multímetro digital E	1018832
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Com o medidor de campo, os campos elétricos podem ser medidos diretamente: ante uma placa de indução com quatro setores radiais, rotaciona-se uma placa de mesma forma. Ela desenergiza permanentemente o fluxo elétrico e atrai cargas de indução, que descarregam sobre uma alta resistência ôhmica. Então, os impulsos de tensão gerados serão adicionados a tensão de saída e retificados, cuja magnitude é proporcional ao campo elétrico E ativo.

No experimento, a força elétrica é medida

$$(1) \quad E = \frac{U}{d}$$

em um capacitor de placas com o medidor de ampo. Então por um lado, o campo fica dependente a tensão aplicada U e por outro lado da distância d das placas.

ANÁLISE

Pelo uso da equação é pra se considerar, que a placa de indução em oposição aos condensadores plano-paralelos posicionados é deslocada para baixo cerca de 1 mm. Então, a eq. 1 deve ser substituída pela equação

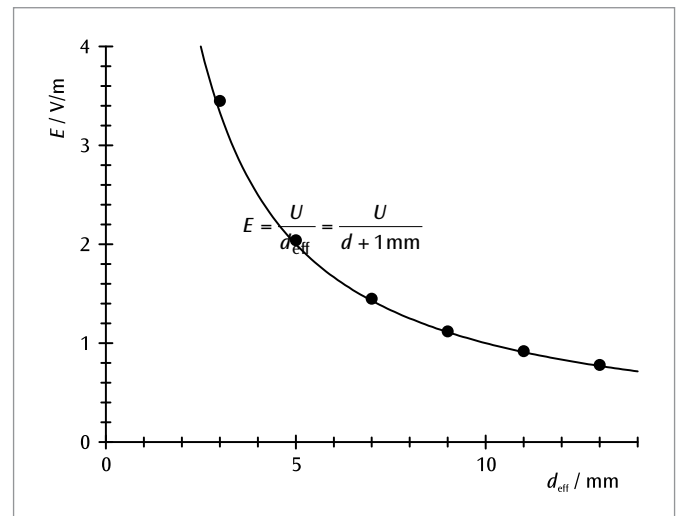


Fig. 1: Campo elétrico no capacitor de placas em função da distância efetiva entre as placas

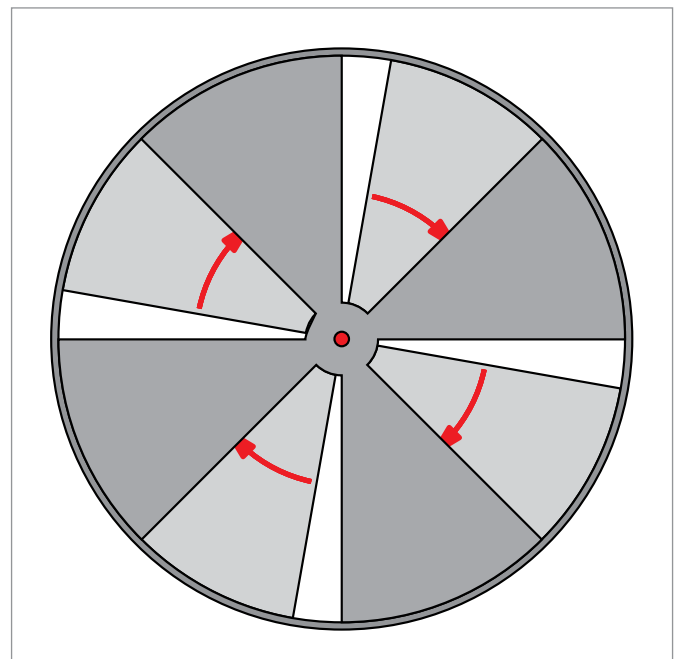


Fig. 2: Placa rotacional de medidor de campo E

UE3010800

TENSÃO NO CONDENSADOR DE PLACA



> TAREFAS

- Medição estática da tensão em um capacitor de placas em relação à distância das placas.
- Confirmação da proporcionalidade entre tensão e distancia das placas para pequenas distâncias de placas.

OBJETIVO

Medição estática da tensão em relação à distância da placa

RESUMO

Para aumentar a distância entre o carregado e cada transmissão das placas separadas de um capacitor de placas é necessário se executar trabalho mecânico. Podemos testar esse procedimento mediando com um voltímetro estático como aumento da tensão entre as placas.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Medidor de campo E (230 V, 50/60 Hz)	1021405 ou
	Medidor de campo E (115 V, 50/60 Hz)	1021406
1	Capacitor de placas D	1006798
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841

FUNDAMENTOS GERAIS

As placas carregadas de um capacitor de placas exercem uma força de atração uma sobre a outra. Para aumento da distância de placas de um carregado e de cada transmissão de capacitor de placas separados é necessário executar-se trabalho mecânico. A energia transmitida dessa maneira ao condensador pode ser chamada de aumento da tensão entre as placas, sendo assegurado, portanto, que durante a medição da tensão não haverá fluxo de corrente entre as placas.

Para uma descrição mais minuciosa das inter-relações, observa-se o campo elétrico homogêneo E entre as cargas Q e $-Q$ placas de suporte dos condensadores. Assim vale:

$$(1) \quad E = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{A}$$

A : Superfície das placas,

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}} : \text{Constante de eletricidade do vácuo}$$

Caso durante uma modificação da distância de placas d não será possível fluir corrente, a carga Q e em decorrência também o campo elétrico E ficará inalterado.

Para pequenas distâncias, cujo campo elétrico pode ser chamado de homogêneo, vale para a tensão U no condensador e o campo elétrico E

$$(2) \quad U = E \cdot d$$

d : Distância entre placas

quer dizer: a tensão U é proporcional à distância das placas d .

Isso pode ser testado na experiência como o medidor de campo E com o voltímetro estático. Assim fica certo, que nenhuma corrente fluirá sobre o voltímetro entre as placas de capacitor e que a carga Q ficará inalterada sobre as placas de capacitor.

ANÁLISE

Eq. 2 é de se esperar em diagrama $U(d)$ uma reta original através dos pontos de medição, cujo aumento corresponde a constante do campo elétrico E . Desvios desse procedimento devem ser reportados ao fato de que a homogeneidade dos campos elétricos, com o aumento do distanciamento das placas não é mais possível.

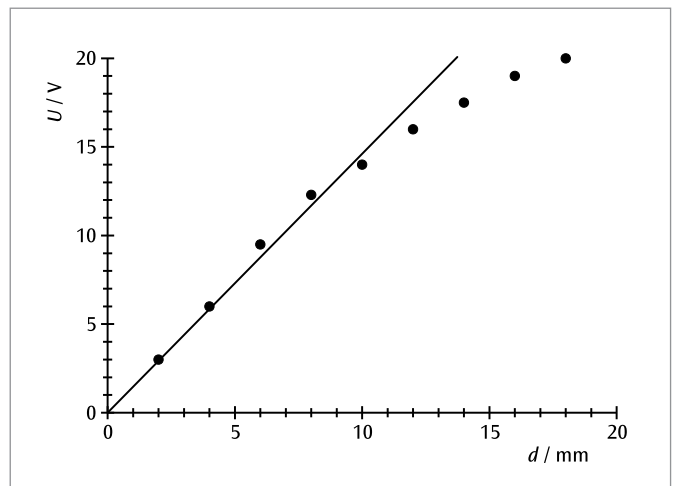


Fig. 1: Tensão U no capacitor de placas em relação à distância das placas d

UE3020100 | GOTAS DE ÁGUA CARREGADAS



OBJETIVO

Comprovação da corrente elétrica gerada por gotas de água movimentadas e carregadas

RESUMO

Uma corrente elétrica é gerada por cargas transportadas em um intervalo de tempo. Um fluxo de corrente pode ser facilmente ilustrado com o auxílio de gotas de água carregadas. Para a medição, são usados uma bureta e um copo de Faraday conectado a um eletrômetro. A carga acumulada no copo de Faraday em um determinado tempo é medida com auxílio da tensão elétrica que recai sobre um capacitor. Daí, são determinadas a carga por gota e a corrente.

> TAREFAS

- Medição da carga que é transportada por gotas de água carregadas de uma bureta em dependência do tempo em um copo de Faraday.
- Determinação da corrente elétrica gerada por gotas de água movimentadas e carregadas.
- Determinação da carga por gota.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Eletrômetro (230 V, 50/60 Hz)	1001025 ou
	Eletrômetro (115 V, 50/60 Hz)	1001024
1	Assessórios para o eletrômetro	1006813
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Bureta DIN-B, 10 ml	1018065
1	Fio, constantin 0,2 mm / 100 m	1000955
1	Fonte de alimentação DC 450 V (230 V, 50/60 Hz)	1008535 ou
	Fonte de alimentação DC 450 V (115 V, 50/60 Hz)	1008534
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cronômetro digital	1002811
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 1000 mm	1002936
2	Manga universal	1002830
1	Fixador universal	1002833
1	Conjunto de 10 pregadores 4 mm, sem isolamento	1019219
1	Conjunto de 3 cabos de segurança para experiências com o aparelho de queda-livre	1002848
2	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718
1	Propipeta, padrão	1013392
1	Conjunto de 10 copos, forma baixa	1002872
Recomendação suplementar:		
1	WiLab*	1022284
1	Sensor de voltagem 10 V, diferencial	1022539
1	Cabos de sensor	1021514
1	Licença Coach 7	

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

Uma corrente elétrica é gerada por uma quantidade de carga transportada em um intervalo de tempo. Um fluxo de corrente pode ser facilmente ilustrado com o auxílio de gotas de água carregadas.

Na experiência, um número N de gotas de água carregadas cai a uma taxa constante de cerca de uma gota por segundo de uma bureta para um copo de Faraday conectado a um eletrômetro com capacitor. Através da carga Q acumulada no copo de Faraday, o capacitor é carregado e a corrente elétrica que recai sobre o capacitor é observada e medida, com auxílio de um multímetro analógico, por um tempo t determinado. A entrada de alta impedância do amplificador de operação no eletrômetro garante que o capacitor não descarregue no processo.

A observação do multímetro analógico mostra que a tensão sobre o condensador aumenta com cada gota de água carregada captada pelo copo de Faraday pelo mesmo valor, ou seja, cada gota de água carrega aproximadamente a mesma carga

$$(1) \quad q = \frac{Q}{N}$$

A corrente transportada é

$$(2) \quad I = \frac{Q}{t}$$

Opcionalmente, a tensão no condensador pode ser registrada utilizando uma interface e um sensor de tensão em função do tempo t e apresentada sob a forma de um diagrama.

ANÁLISE

A carga Q acumulada no copo de Faraday é determinada lendo-se a tensão U e calculando-se Q a partir dela:

$$Q = C \cdot U \text{ com } C = 1 \text{ nF: Capacidade do capacitor}$$

Com a ajuda de uma interface, o curso temporal $Q(t)$ pode ser medido. Ele se apresenta em degraus e cada degrau marca a carga q que é adicionada por cada gota por intervalo de tempo Δt . O fato de cada gota de água carregar aproximadamente a mesma carga é espelhado por uma altura constante dos degraus.

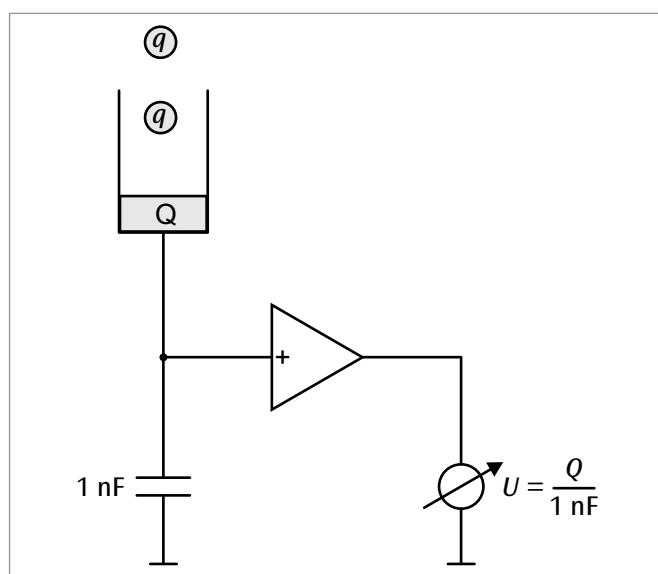


Fig. 1: Representação esquemática para explicação do princípio de medição

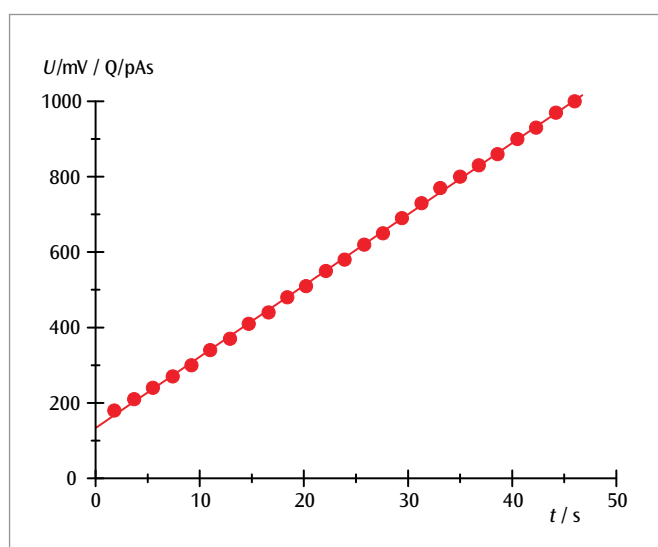


Fig. 2: Carga Q acumulada como função do tempo t

UE3020200 | CONDUTIVIDADE ELÉTRICA



> TAREFAS

- Medição da queda da tensão U em dependência da distância d entre os pontos de contato com corrente fixa I .
- Medição da queda da tensão U em dependência da corrente I com distância d fixa entre os pontos de contato.
- Determinação das condutividades elétricas de cobre e alumínio e comparação com os valores de literatura.

OBJETIVO

Determinação da condutividade elétrica de cobre e alumínio

RESUMO

A condutividade elétrica de uma matéria é uma grandeza altamente dependente do material. Ela é definida como fator de proporcionalidade entre a densidade da corrente e o campo elétrico na matéria analisada. Na experiência, ela é determinada em uma medição de quatro condutores de corrente e tensão em hastes metálicas com perfil e comprimento conhecidos.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Haste de condução de calor de alumínio	1017331
1	Haste de condução de calor de cobre	1017330
1	Fonte de alimentação DC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
1	Fonte de alimentação DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
1	Amplificador de medição U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
1	Amplificador de medição U (115 V, 50/60 Hz)	1020744
2	Multímetro digital E	1018832
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841

FUNDAMENTOS GERAIS

A condutividade elétrica de uma matéria é uma grandeza altamente dependente do material. Ela é definida como fator de proporcionalidade entre a densidade da corrente e o campo elétrico na matéria analisada. Em metais, ela é determinada pela densidade numérica e pela mobilidade dos elétrons na faixa de condução e depende da temperatura.

Da relação

$$(1) \quad j = \sigma \cdot E$$

j : Densidade da corrente, E : Campo elétrico
segue, para um condutor metálico longo com perfil A e comprimento d , uma relação entre a corrente I pelo condutor e a tensão decrescente U ao longo da distância d :

$$(2) \quad I = j \cdot A = A \cdot \sigma \cdot \frac{U}{d}$$

Esta relação é utilizada, na experiência, para a determinação da condutividade de hastes metálicas em medição de quatro condutores. Para tanto, uma corrente I é aplicada por dois condutores eferentes e a queda de tensão U resultante entre dois pontos de contato com distância d é medida. Como o perfil A é conhecido, σ pode ser calculado. Na experiência, são utilizadas as mesmas hastes metálicas em que a condução de calor foi analisada na experiência UE2020100. Com duas pontas medidoras, a queda de tensão é medida entre os pontos de medição, que também podem ser usados para medição de temperatura ao longo das hastes.

OBSERVAÇÃO

Através da comparação dos valores de medição com os valores obtidos na experiência UE2020100 para a condutividade de calor, a lei de Wiedemann-Franz pode ser confirmada. Ela descreve a proporcionalidade da condutividade do calor e da condutividade elétrica de metais com um fator de proporcionalidade universal dependente da temperatura.

ANÁLISE

Os valores medidos com corrente fixa I são representados em um diagrama $U-d$. Tensões de contato entre ponta de medição e haste metálica se tornam perceptíveis, se for o caso, como deslocamento da reta da origem. A inclinação da reta resultante é, segundo (2)

$$\alpha = \frac{I}{A \cdot \sigma}$$

Como I e A são conhecidos, a condutividade pode ser calculada:

$$\sigma = \frac{I}{A \cdot \alpha}$$

Nos diagramas $U-I$, a inclinação é

$$\beta = \frac{d}{A \cdot \sigma}$$

e, assim,

$$\sigma = \frac{d}{A \cdot \beta}$$

Uma comparação dos resultados com os valores de literatura para cobre e alumínio puros mostra que as hastes metálicas usadas não são de material puro, mas de ligas de cobre e de alumínio, respectivamente.

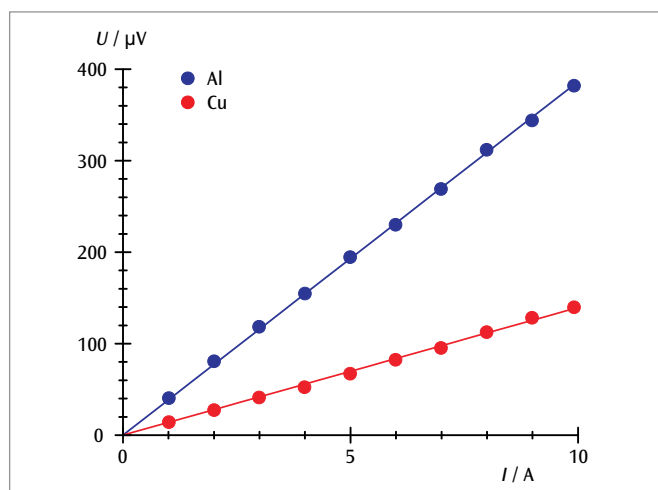


Fig. 1: Diagrama $U-I$ para cobre e alumínio

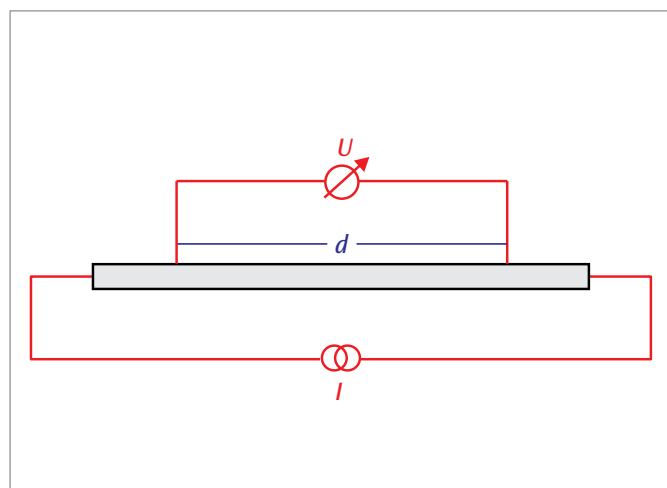


Fig. 3: Representação esquemática de medição de quatro condutores

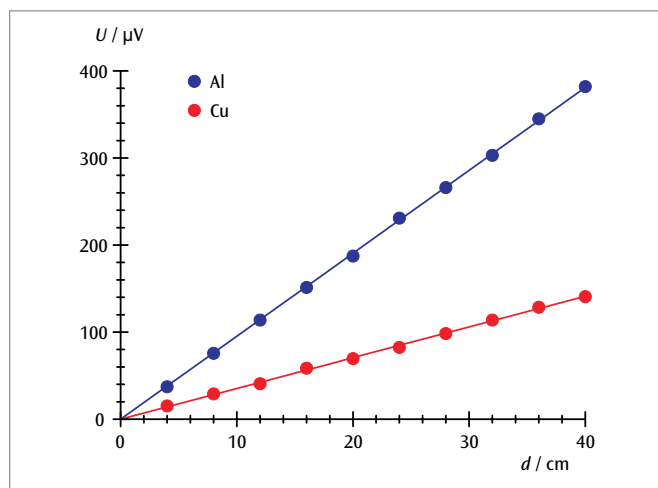
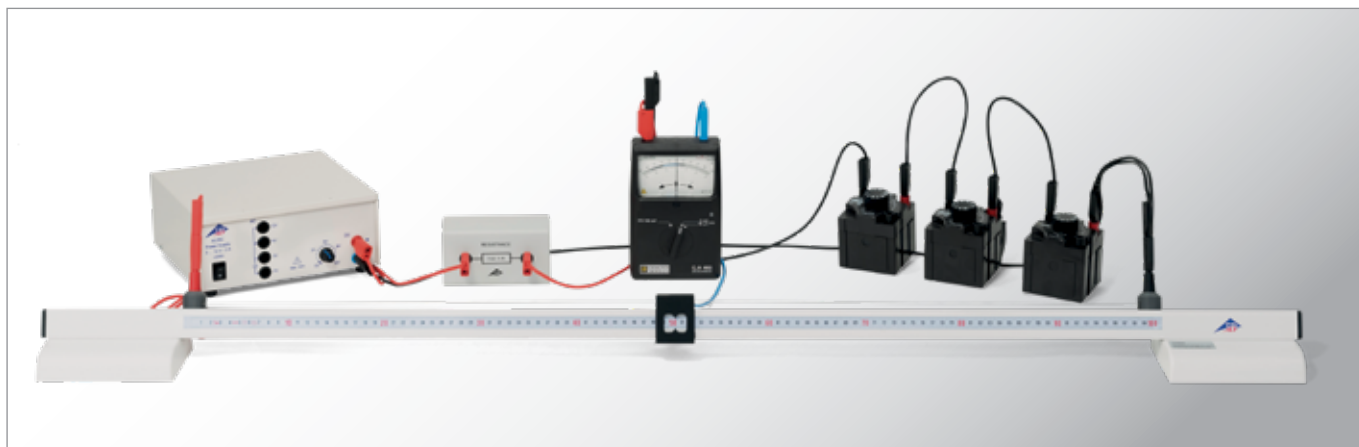


Fig. 2: Diagrama $U-d$ para cobre e alumínio

UE3020300

PONTE DE MEDIÇÃO DE “WHEATSTONE”



> TAREFAS

- Determinação de resistências ôhmicas numa ponte de medição de Wheatstone.
- Avaliação da precisão de medição.

OBJETIVO

Determinação das resistências ôhmicas

RESUMO

Resistências ôhmicas são determinadas numa ligação em paralelo de dois condutores de tensão, que são ligados a uma mesma fonte de tensão. O primeiro divisor de tensões é constituído pela resistência a ser medida e uma resistência de referência, a segunda por um fio resistente de 1 m de comprimento, que por um contato deslizante é dividido em duas unidades parciais. A relação destes é alterada até que a corrente transversal entre ambos os divisores de tensões seja equalizada em zero.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Ponte para a medição de resistência	1009885
1	Fonte de alimentação AC/DC 0–12V, 3A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 ou
	Fonte de alimentação AC/DC 0–12V, 3A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
1	Galvanômetro neutro CA 403	1002726
1	Década resistiva 100 Ω	1002732
1	Década resistiva 10 k Ω	1002733
1	Década resistiva 1 k Ω	1002734
1	Resistor de precisão 100 Ω	1009886
1	Resistor de precisão 1 k Ω	1009887
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Resistências ôhmicas são determinadas classicamente numa ponte de medição de equalização denominada de *Ch. Wheatstone* por meio da comparação com uma resistência de referência. Para isto é montado um esquema em paralelo de dois divisores de tensões ligados a mesma fonte de tensão contínua. O primeiro divisor de tensões é constituído da resistência a ser medida R_x e a resistência de referência R_{ref} e a segunda das resistências R e R_2 , cuja soma permanece inalterada durante a equalização (ver Fig. 1).

A relação das resistências R_1 e R_2 e – desde que necessário – também a resistência de referência R_{ref} são modificadas até que a corrente transversal esteja equalizada em zero. Esse é exatamente o caso quando as relações de resistência de ambos os divisores de tensões forem iguais. Dessa condição de equalização resulta a resistência desconhecida R_x para

$$(1) \quad R_x = R_{ref} \cdot \frac{R_1}{R_2}$$

A exatidão do resultado depende da exatidão da resistência de referência R_{ref} e da relação de resistência R_1/R_2 e da sensibilidade do galvanômetro neutro.

Na experiência o segundo divisor de tensões é formado por um fio de resistência de 1 m de comprimento, que por um contato deslizante é repartido em duas unidades parciais de comprimentos s_1 e s_2 . Sendo a soma $R_1 + R_2$ constante, a resistência de referência é escolhida preferencialmente de modo que ambas as unidades parciais tenham o mesmo comprimento e, assim, também tenham a mesma resistência.

ANÁLISE

Sendo ambas as resistências R_1 e R_2 representadas pelas unidades parciais do fio de resistência, o (1) é transformado em

$$R_x = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{s_2} = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{1m - s_1}$$

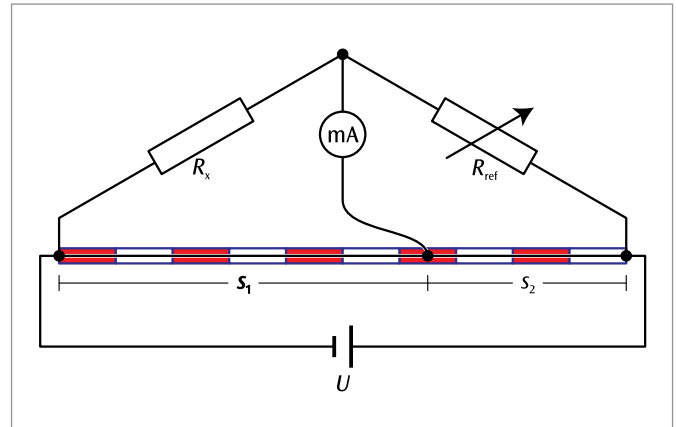
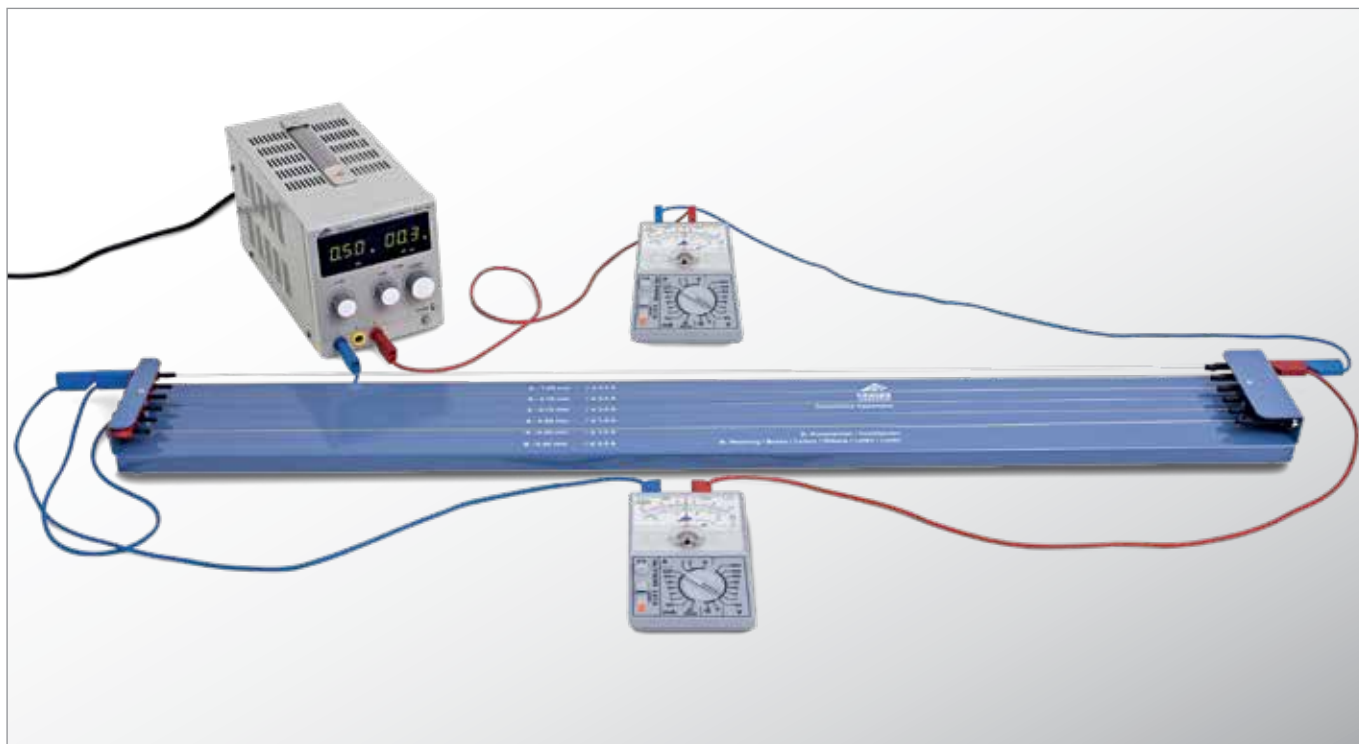


Fig. 1: Representação esquemática da ponte de medição de Wheatstone

UE3020320 | LEI DE OHM



> TAREFAS

- Confirmação da Lei de Ohm para um fio de constantan e um de latão.
- Confirmação da Lei de Ohm para fios de constantan de comprimentos diferentes.
- Confirmação da Lei de Ohm para fios de constantan de espessuras diferentes.

OBJETIVO

Confirmação da Lei de Ohm

RESUMO

Em condutores elétricos simples, a corrente I através do condutor é proporcional à tensão U aplicada. A constante de proporcionalidade, a resistência ôhmica R , depende do comprimento x do condutor, de sua área de perfil A e do tipo do material. Esta relação é verificada em fios de constantan e em fios de latão.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de resistência	1009949
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Georg Simon Ohm mostrou pela primeira vez, em 1825, que a corrente que corre por condutores elétricos simples é proporcional à tensão aplicada.

Ou seja, vale a Lei de Ohm

$$(1) \quad U = R \cdot I$$

com a constante de proporcionalidade R , a resistência do condutor. Em um fio metálico com o comprimento x e a área de perfil A , a resistência R é dada por

$$(2) \quad R = \rho \cdot \frac{x}{A}$$

Sendo a resistência específica ρ dependente do material do fio.

Para confirmação destas relações fundamentais, a proporcionalidade entre corrente e tensão para fios metálicos de espessuras, comprimentos e materiais diferentes é analisada na experiência. Além disso, a resistência específica é determinada e comparada com os valores da literatura.

ANÁLISE

A área de perfil A é calculada a partir da espessura d do fio:

$$A = \frac{\pi}{4} \cdot d^2$$

Os valores de medição são representados em diagramas $U-I$, nos quais respectivamente uma das três grandezas ρ , x e d é variada como parâmetro.

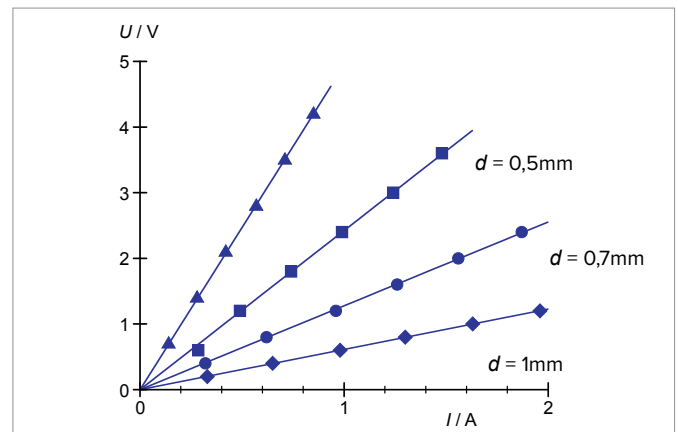


Fig. 3: Diagrama $U-I$ para fios de constantan de espessuras diferentes

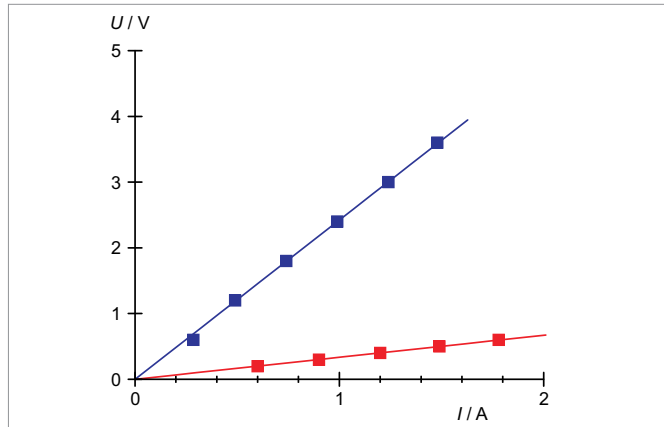


Fig. 1: Diagrama $U-I$ para fio de constantan (azul) e de latão (vermelho)

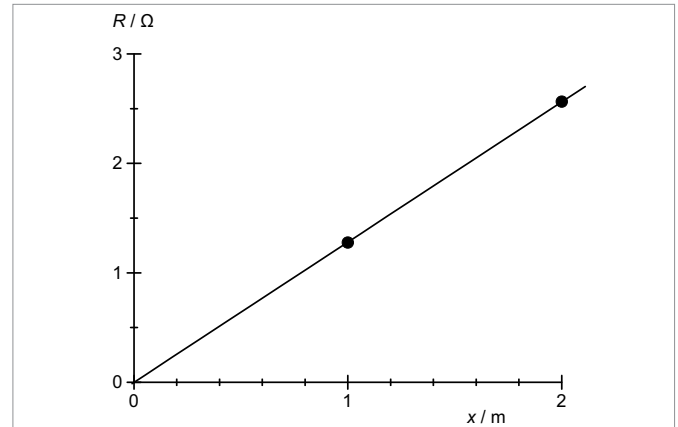


Fig. 4: Resistência R como função do comprimento

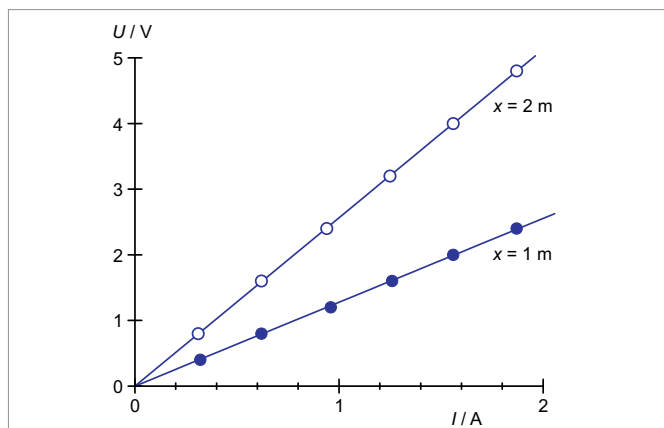


Fig. 2: Diagrama $U-I$ para fios de constantan de comprimentos diferentes

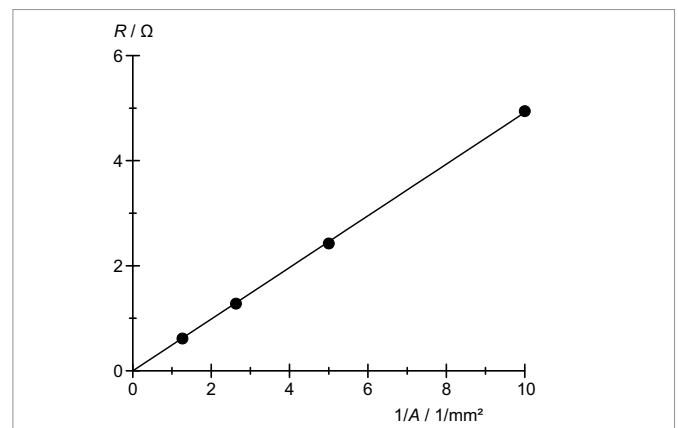
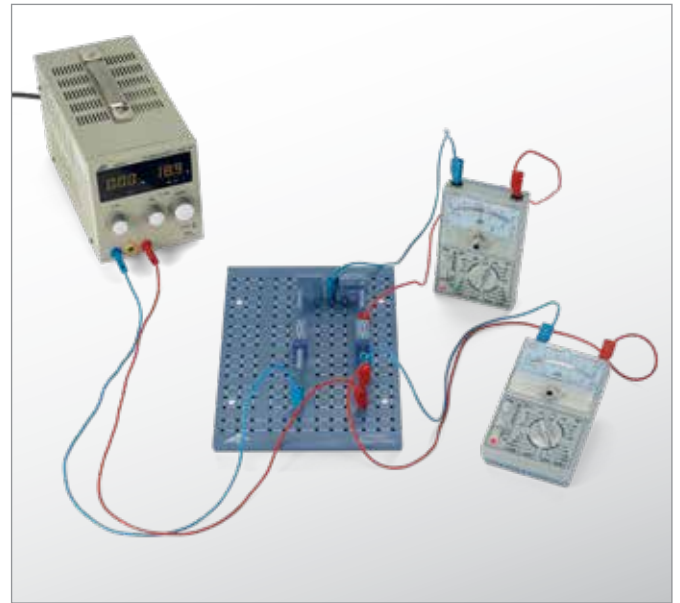
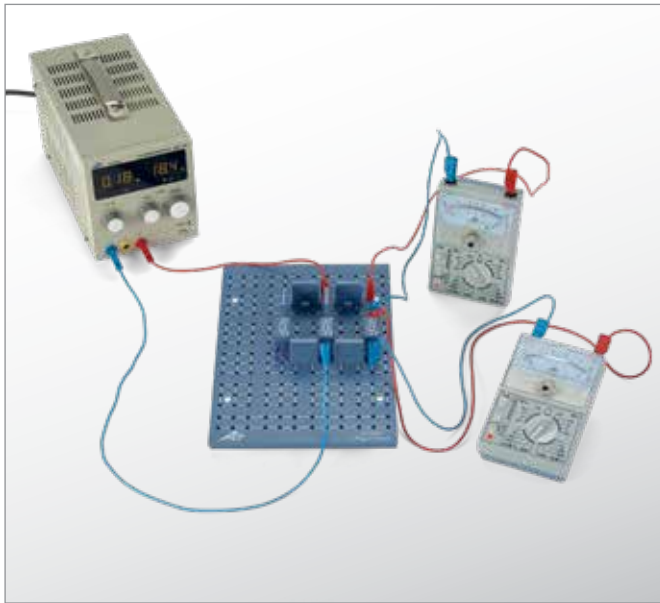


Fig. 5: Resistência R como função do valor inverso da área de perfil A

UE3020330 | REGRAS DE KIRCHHOFF



> TAREFAS

- Confirmação das Regras de Kirchhoff em ligação em série de resistores.
- Determinação da resistência total da ligação em série.
- Confirmação das Regras de Kirchhoff em ligação em paralelo de resistores.
- Determinação da resistência total da ligação em paralelo.

OBJETIVO

Medições de tensão e corrente em ligações em série e em paralelo de resistores

RESUMO

As Regras de Kirchhoff são de importância fundamental para o cálculo de correntes e tensões parciais em circuitos elétricos ramificados. Nesta experiência, as Regras de Kirchhoff são comprovadas por medições de correntes parciais e tensão parcial de resistores ligados em série e em paralelo.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe p. elementos de montag.	1012902
1	Resistor 220 Ω , 2 W, P2W19	1012912
1	Resistor 330 Ω , 2 W, P2W19	1012913
1	Resistor 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Resistor 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistor 6,8 k Ω , 2 W, P2W19	1012921
1	Resistor 10 k Ω , 0, 5 W, P2W19	1012922
1	Resistor 100 k Ω , 0, 5 W, P2W19	1012928
1	Kit de 10 plugues de tiras, P2W19	1012985
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Gustav Robert Kirchhoff formulou regras, em 1845, que descrevem a relação entre correntes e tensões em circuitos elétricos compostos de vários circuitos parciais. Sua regra de junções estabelece que, em cada ponto de ramificação de um circuito elétrico, a soma das correntes afluentes é igual à soma das correntes efluentes. A regra das malhas estabelece que, em cada circuito parcial fechado – em cada malha de uma rede – a soma das tensões parciais nos condutores é igual à tensão total da fonte de tensão. Para as malhas, é definido um sentido de percurso. Correntes que correm no sentido de percurso e tensões que originam correntes no mesmo sentido, são consideradas positivas. Caso contrário, são consideradas negativas. Estas regras podem ser aplicadas, por exemplo, em ligações em série ou em paralelo de resistores.

Em uma ligação em série de n resistores, a força I da corrente é a mesma em todos os pontos do circuito elétrico. Conforme a regra de malhas, a soma das tensões parciais nos resistores é igual à tensão da fonte de tensão conectada.

$$(1) \quad U = U_1 + \dots + U_n$$

Para a resistência total R_{ser} conclui-se daí:

$$(2) \quad R_{\text{ser}} = \frac{U}{I} = \frac{U_1 + \dots + U_n}{I} = R_1 + \dots + R_n$$

Em uma ligação em paralelo de resistores, surgem as chamadas junções da corrente elétrica. Medições nas junções demonstram que a soma das correntes afluentes é igual à soma das correntes efluentes. A tensão em cada junção é a mesma. Com a regra de junções, podem ser calculadas correntes desconhecidas em uma junção. A soma das correntes parciais por cada resistor é igual à corrente total I , e vale:

$$(3) \quad I = I_1 + \dots + I_n$$

Para a resistência total R_{par} , vale, correspondentemente:

$$(4) \quad \frac{1}{R_{\text{par}}} = \frac{I}{U} = \frac{I_1 + \dots + I_n}{U} = \frac{1}{R_1} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

Na experiência, são analisadas uma ligação em série e uma ligação em paralelo de três resistores. Para a confirmação das Regras de Kirchhoff, a corrente total e as correntes parciais, assim como a tensão total e as tensões parciais, são medidas.

ANÁLISE

A partir dos valores medidos da ligação em paralelo e em série, a respectiva resistência total R é calculada e comparada com o valor teórico das equações (2) e (4).

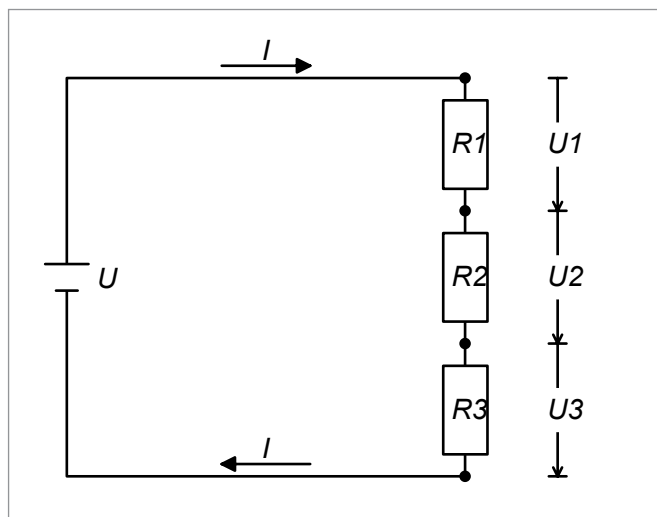


Fig. 1: Representação esquemática das Regras de Kirchhoff para uma ligação em série de resistores

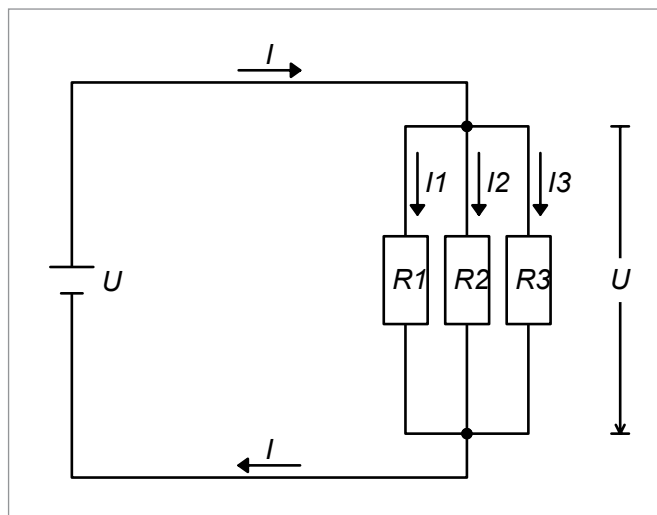
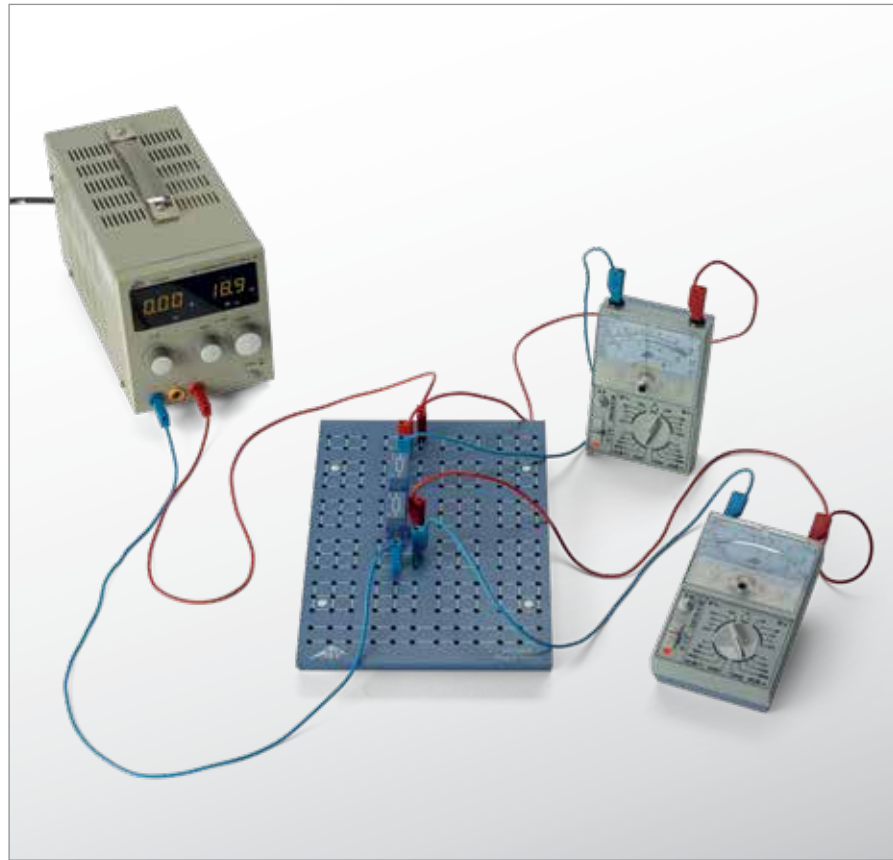


Fig. 2: Diagrama de ligações para ligação em paralelo de resistores

UE3020340 | DIVISOR DE TENSÃO



OBJETIVO

Medições de tensão e corrente em divisor de tensão sem e com carga

RESUMO

Um divisor de tensão constitui-se, no caso mais simples, de uma ligação em série de dois resistores ôhmicos, dos quais se divide a tensão total em duas tensões parciais. Fala-se de um divisor de tensão com carga quando uma resistência de carga adicional deve ser observada. Calcula-se as correntes e as tensões parciais como em toda ligação em série e em paralelo mediante aplicação das leis de Kirchhoff. Para o divisor de tensão sem carga, a tensão parcial varia conforme resistência parcial entre o valor zero e a tensão total. Uma diferença significativa existe no divisor de tensão com carga com resistências de carga muito pequenas. Aqui, a tensão parcial assume valores muito baixos, independentemente da resistência parcial.

> TAREFAS

- Medições de tensão e de corrente no divisor de tensão sem carga em dependência de uma resistência parcial R_2 .
- Medições de tensão e de corrente no divisor de tensão sem carga com resistência total $R_1 + R_2$ constante.
- Medições de tensão e de corrente no divisor de tensão com carga em dependência da resistência com carga R_L .

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe para componentes	1012902
1	Resistor 47 Ω , 2 W, P2W19	1012908
2	Resistor 100 Ω , 2 W, P2W19	1012910
1	Resistor 150 Ω , 2 W, P2W19	1012911
1	Resistor 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Potenciômetro 220 Ω , 3 W, P4W50	1012934
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Um divisor de tensão constitui-se, no caso mais simples, de uma ligação em série de dois resistores ôhmicos, dos quais se divide a tensão total em duas tensões parciais. Fala-se de um divisor de tensão com carga quando uma resistência de carga adicional deve ser observada. Calcula-se as correntes e as tensões parciais como em toda ligação em série e em paralelo mediante aplicação das leis de Kirchhoff.

No divisor de tensão sem carga, a resistência total é dada por (vide fig. 1)

$$(1) \quad R = R_1 + R_2$$

Por ambas as resistências, flui a mesma corrente

$$(2) \quad I = \frac{U}{R_1 + R_2}$$

U : Tensão total

Na resistência Parcial R_2 , portanto a tensão parcial cai

$$(3) \quad U_2 = I \cdot R_2 = U \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

Para o divisor de tensão com carga, deve-se observar adicionalmente a resistência de carga R_L (vide fig. 2) e substituir, nas equações acima, a resistência R_2 por

$$(4) \quad R_p = \frac{R_2 \cdot R_L}{R_2 + R_L}$$

Para a tensão parcial U_2 , vale, agora,

$$(5) \quad U_2 = I \cdot R_p = U \cdot \frac{R_p}{R_1 + R_p}$$

Na experiência, o divisor de tensão sem carga é construído de resistores discretos R_1 e R_2 , sendo empregados valores diferentes para R_2 . Alternativamente, um componente de potenciômetro é empregado, em que a resistência total $R_1 + R_2$ é forçosamente constante e a resistência parcial R_2 é determinada pela posição do seletor do meio. A fonte de tensão fornece uma tensão constante U , que permanece inalterada em toda a experiência. São medidas as tensões e correntes parciais, respectivamente.

ANÁLISE

No divisor de tensão sem carga, a tensão parcial U_2 atinge a tensão total U se R_2 for significativamente maior que R_1 e ela alcança o valor zero se R_2 ficar muito baixa.

No divisor de tensão com carga com grandes resistências de carga, a resistência paralela é $R_p = R_2$ e a tensão parcial U_2 resulta de (3). Há uma diferença significativa em relação ao divisor de tensão sem carga no caso de resistências de carga muito pequenas. Aqui, vale: $R_p = R_L$, pois a corrente flui principalmente através da resistência de carga, e a tensão parcial U_2 assume valores muito pequenos, independente de R_2 .

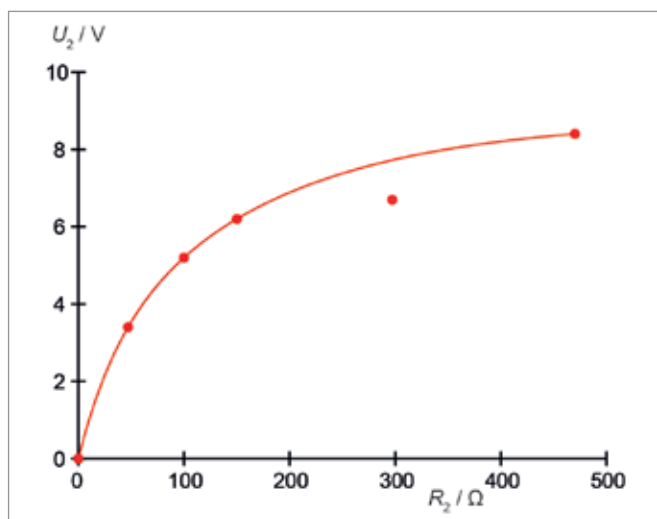


Fig. 3: Tensão parcial U_2 em dependência da resistência parcial R_2 no divisor de tensão sem carga

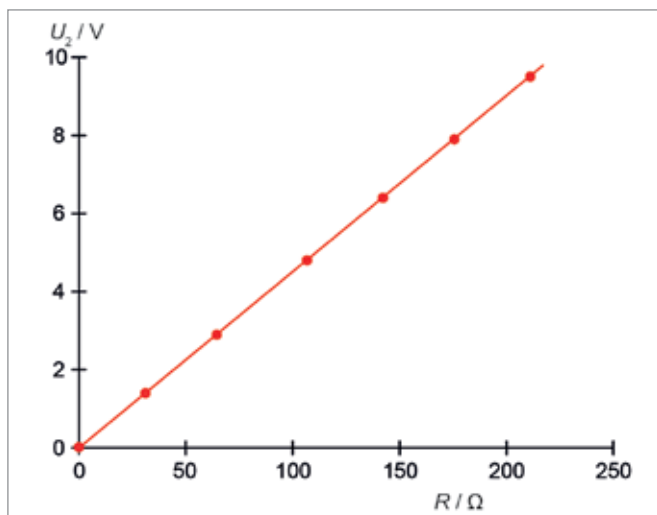


Fig. 4: Tensão parcial U_2 em dependência da resistência parcial R_2 no divisor de tensão sem carga com resistência total $R_1 = R_2$ constante

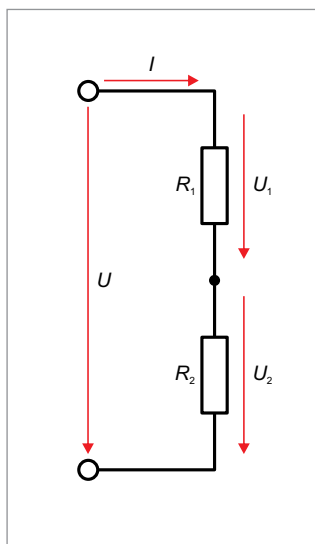


Fig. 1: Diagrama do divisor de tensão sem carga

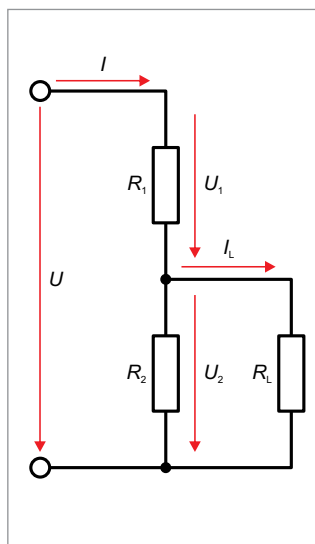


Fig. 2: Diagrama do divisor de tensão com carga

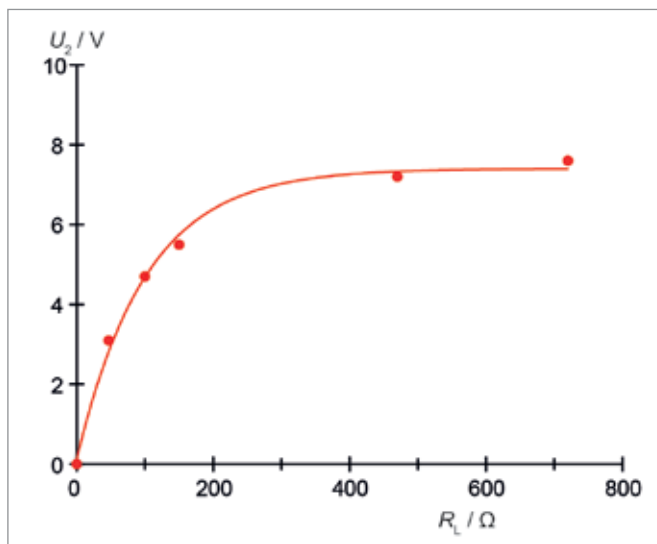


Fig. 5: Tensão parcial U_2 em dependência da resistência de carga R_L no divisor de tensão com carga

UE3020700 | ELETRÓLISE



➤ TAREFAS

- Criação de hidrogênio através de eletrólise e mensuração do volume de hidrogênio V .
- Mensuração da exata tensão U_0 e do trabalho elétrico W necessário.
- Cálculo da constante de Faraday F .

OBJETIVO

Confirmação da constante de Faraday

RESUMO

A confirmação da constante de Faraday se dará através da eletrólise da água, com a criação de uma quantidade exata de hidrogênio e oxigênio e a mensuração carga até aqui transportada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Voltâmetro de Hofmann	1002899
1	Multímetro digital P3415	1008631
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

Exigência complementar:

Ácido sulfúrico, 1 mol/l

FUNDAMENTOS GERAIS

Eletrólise é denominada como a quebra de uma ligação química sob o impacto de uma corrente elétrica. A corrente elétrica é também associada à separação de substâncias, em que a carga transportada Q e a quantidade de substância separada n são proporcionais entre si. A constante de proporcionalidade é chamada de constante de Faraday e é uma constante natural universal.

Igualmente se considera, na proporcionalidade entre a carga Q e a taxa de mols n da substância separada, a valência z dos íons separados. Segundo a fórmula

$$(1) \quad Q = F \cdot n \cdot z$$

A constante de Faraday também pode confirmar, se a valência for conhecida, a medida da carga Q e da taxa de mols n de um processo eletrolítico.

No experimento, haverá a criação de uma quantidade exata de hidrogênio e oxigênio através da eletrólise da água. Para confirmação da carga transportada Q o trabalho elétrico W será

$$(2) \quad W = Q \cdot U_0$$

medido, que será mantido a uma tensão U_0 para a eletrólise.

A taxa de mols n_H dos íons de hidrogênio separados é confirmada pela temperatura da sala T e pela pressão externa p junto com o volume de hidrogênio V_{H_2} . Porém, deve-se considerar aqui que o hidrogênio foi coletado na forma molecular e, para cada molécula coletada de hidrogênio, dois íons de hidrogênio foram separados.

A partir da fórmula do estado dos gases ideais chega-se a:

$$(3) \quad n_H = 2 \cdot \frac{p \cdot V_{H_2}}{R \cdot T}$$

$$R = 8.314 \frac{J}{mol \cdot K} : \text{Constante universal dos gases}$$

ANÁLISE

Como valência para os íons de hidrogênio tem-se $z_H = 1$. A partir das fórmulas (1), (2) e (3) obtém-se a fórmula para confirmação.

$$F = \frac{W}{U_0} \cdot \frac{R \cdot T}{2 \cdot p \cdot V_{H_2} \cdot n_H} = \frac{W}{U_0} \cdot \frac{R \cdot T}{2 \cdot p \cdot V_{H_2}}$$

Para efeito de comparação, o volume V_{O_2} do oxigênio coletado também pode ser determinado. É tão somente a metade do volume do hidrogênio, já que a cada molécula de água quebrada, são liberados dois íons de hidrogênio e um de oxigênio. Sendo assim, a valência dos íons de oxigênio é $z_O = 2$.

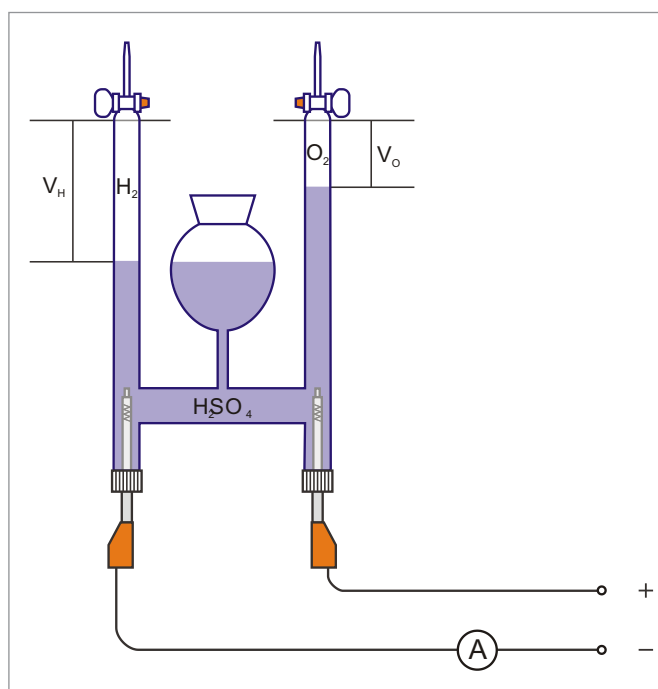


Fig. 1: Exposição esquemática

UE3030300 | FORÇA DE LORENTZ



> TAREFAS

- Determinação da direção da força de Lorentz.
- Determinação da força em dependência da corrente.
- Determinação da força em dependência do comprimento eficiente do condutor.
- Determinação da força em dependência da distância da sapata polar do magneto permanente.

OBJETIVO

Medição da força sobre um condutor de corrente elétrica dentro de um campo magnético

RESUMO

A força de Lorentz é medida sobre uma barra de cobre que conduz corrente, que está pendurada horizontalmente como um balanço em duas fontes verticais de corrente, dentro de um campo magnético. Após ligar a corrente, o balanço é virado da vertical num ângulo, do qual se pode calcular a força de Lorentz. A corrente é variada pelo condutor, o campo magnético e o comprimento eficiente do condutor.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Conjunto de aparelhos eletromagnetismo	1002661
1	Ímã permanente com distância entre pólos ajustável	1002660
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718

FUNDAMENTOS GERAIS

Elétrons, que se movem num campo magnético, são desviados verticalmente e em direção do movimento. A força desviadora – a força de Lorentz – sobre um único elétron é sem dúvida, mensurada tecnicamente, apenas perceptível, visto que, inclusive em forte campo magnético e em alta velocidade do elétron, é tão só muito pequena. Diferente é a situação, quando se traz um condutor de corrente elétrica para um campo magnético homogêneo. No condutor movem-se numerosos portadores de carga com a mesma velocidade de deriva v . Sobre o condutor atua uma força, que resulta da soma de todas as forças de Lorentz sobre os portadores de carga individuais.

Quando os elétrons se movem com uma velocidade de deriva v , num condutor reto de corrente com o comprimento L e o plano de corte transversal A ,

$$(1) \quad N = n \cdot A \cdot L$$

n : Densidade das quantidades

A corrente a través do condutor é

$$(2) \quad I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

e : Carga de elementares

Se o condutor se encontra num campo magnético B , assim atua sobre todos os elétrons “em deriva” juntos a força de Lorentz.

$$(3) \quad F = N \cdot e \cdot v \times B$$

Se o condutor é direcionado verticalmente para o campo magnético, pode-se simplificar a equação (3) para

$$(4) \quad F = m \cdot g \cdot \tan \varphi$$

no qual F esta direcionado verticalmente para o condutor e verticalmente para o campo magnético.

No experimento mede-se a força de Lorentz F sobre uma barra de cobre que conduz corrente, a qual esta pendurada horizontalmente em forma de balanço em duas fontes de corrente verticais dentro de um campo magnético (ver Fig. 1).

Depois de conectada a corrente, o balanço é virado por um ângulo φ pela força de Lorentz F da verticalidade, por isso F vale pela equação de determinação

$$(5) \quad F = I \cdot B \cdot L$$

$m = 6,23$ g: Massa da barra de cobre

O campo magnético B é provocado por um magneto permanente, cuja distância de sapata polar d pode ser variada para a mudança de B . Mediante rotação das sapatas polares em 90° pode ser alterado, além disso, a sua largura em direção condutiva b e com isto o comprimento eficiente L do condutor imerso no campo magnético. O comprimento eficiente L do condutor é um pouco maior do que a largura b das sapatas polares, devido a que o campo magnético não-homogêneo “brota” das margens das sapatas polares, tanto mais, quanto maior for a distância d das sapatas polares. Em boa aproximação vale

$$(6) \quad L = b + d$$

ANÁLISE

O ângulo φ poderá ser obtido do comprimento do pêndulo s e da direção horizontal x da barra de cobre:

$$\frac{x}{\sqrt{s^2 - x^2}} = \tan \varphi$$

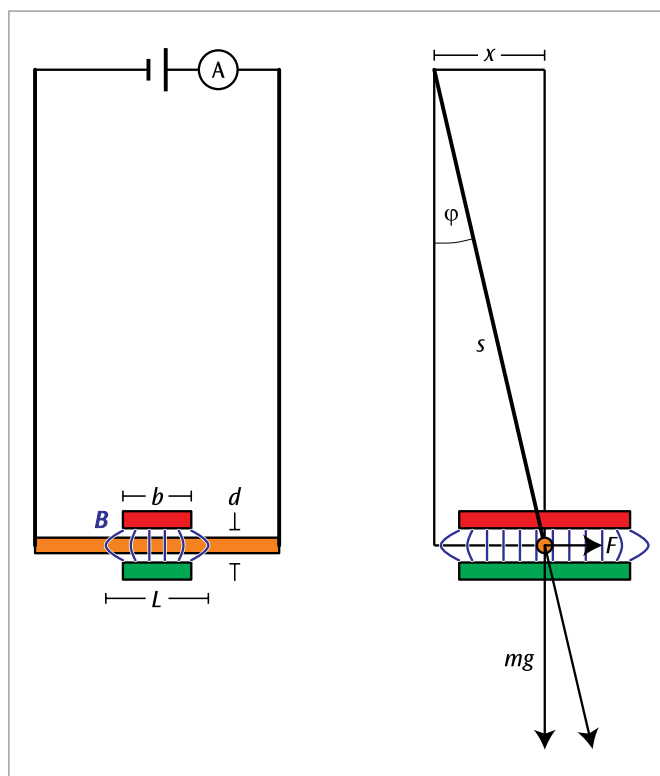


Fig. 1: Arranjo de medição visto de lado e de frente

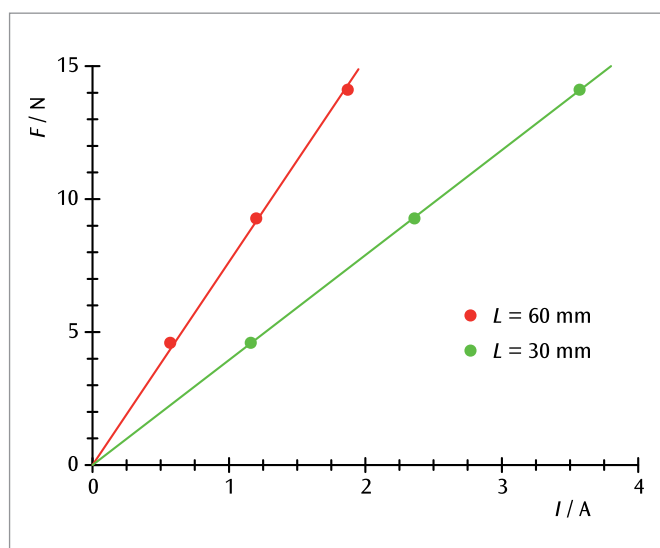


Fig. 2: A força sobre um condutor de corrente em dependência da potencia da corrente I para dois comprimentos de condutor diferentes L . As subidas das retas de origem desenhadas são proporcionais a L .

UE3030350 | BALANÇA ELÉTRICA



> TAREFAS

- Medição da força sobre um condutor de corrente em campo magnético em dependência da força da corrente.
- Medição da força sobre um condutor de corrente em campo magnético em dependência do comprimento.
- Calibragem do campo magnético.

OBJETIVO

Medição da força sobre um condutor de corrente em campo magnético

RESUMO

A balança elétrica baseia nas experiências de André-Marie Ampère com eletricidade. Ela mede a força de Lorentz sobre um condutor de corrente em um campo magnético com auxílio de uma balança. Nesta experiência, o condutor de corrente está suspenso em suspensão rígida e exerce uma força igual em valor contrária à força de Lorentz sobre o ímã permanente que gera o campo magnético. Isto altera aparentemente o peso do ímã permanente.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Conjunto de aparelhos balança elétrica	1021822
1	Balança eletrônica Scout SKX 420 g	1020859
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Vara de apoio, 250 mm	1002933
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Comutador bipolar	1018439
3	Par de cabos para experiências, 75 cm	1002850

FUNDAMENTOS GERAIS

A balança elétrica baseia nas experiências de André-Marie Ampère com eletricidade. Ela mede a força sobre um condutor de corrente em um campo magnético com auxílio de uma balança. Na experiência, uma balança de precisão moderna mede o peso de um ímã permanente. O peso se altera conforme a 3ª lei de Newton, quando é exercida uma força de Lorentz sobre um condutor de corrente submerso pelo campo magnético.

$$(1) \quad \mathbf{F}_L = N \cdot e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

e : carga elementar,

N : Número total de todos os elétrons envolvidos na condução da corrente

A velocidade média de deriva v é maior quanto maior a corrente I através do condutor:

$$(2) \quad I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

n : densidade numérica de todos os elétrons envolvidos na condução de corrente,

A : área de perfil do condutor

$$(3) \quad N = n \cdot A \cdot L$$

L : comprimento do condutor

Por conta de

$$(4) \quad \mathbf{F}_L = I \cdot \mathbf{L} \cdot e \times \mathbf{B}$$

obtém-se, no total

$$(5) \quad F_L = I \cdot L \cdot B$$

como o vetor de unidade e que aponta na direção do condutor está perpendicular ao campo magnético. Segundo a segunda lei de Newton, é exercida sobre o ímã permanente uma força contrária F de igual intensidade. Conforme o sinal, o peso G do ímã permanente na balança é aumentado ou diminuído. Graças à função de tara da balança, o peso G pode ser compensado eletronicamente, de forma que a balança indique imediatamente a força contrária F .

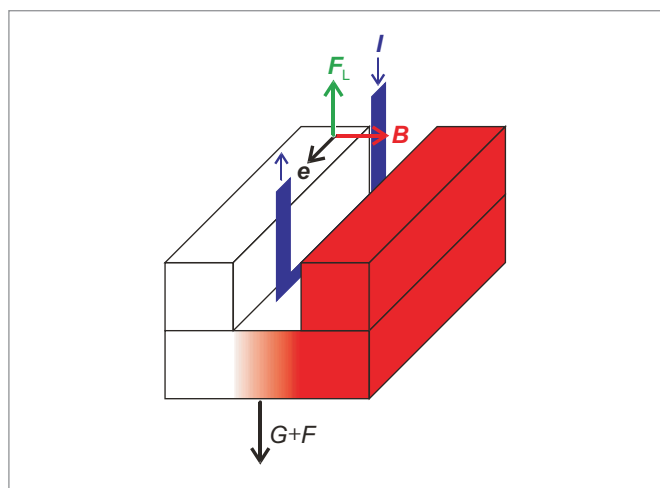


Fig. 1: Representação esquemática da força de Lorentz F_L sobre o condutor de corrente e da força total $G + F$ sobre a balança.

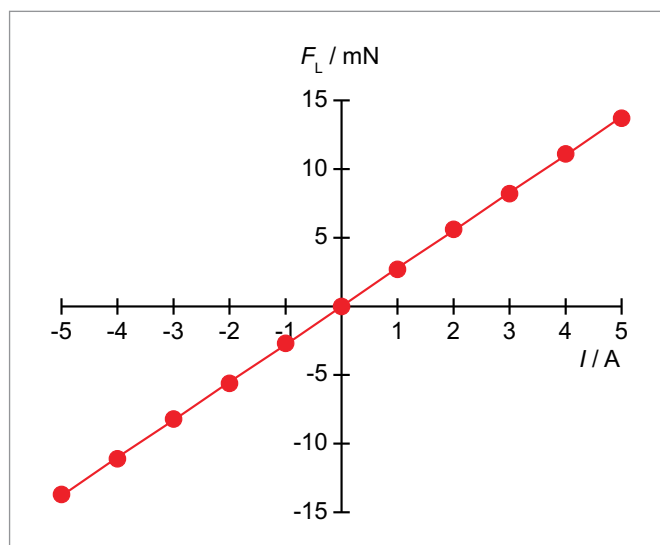


Fig. 2: Força F_L em dependência da força da corrente I

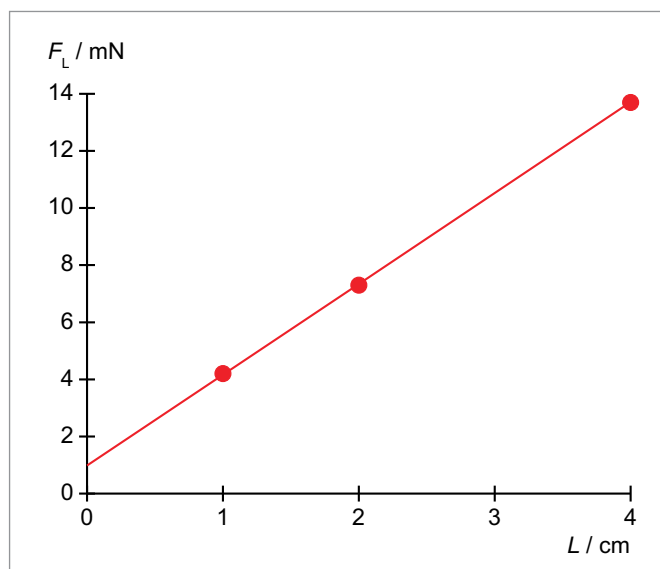
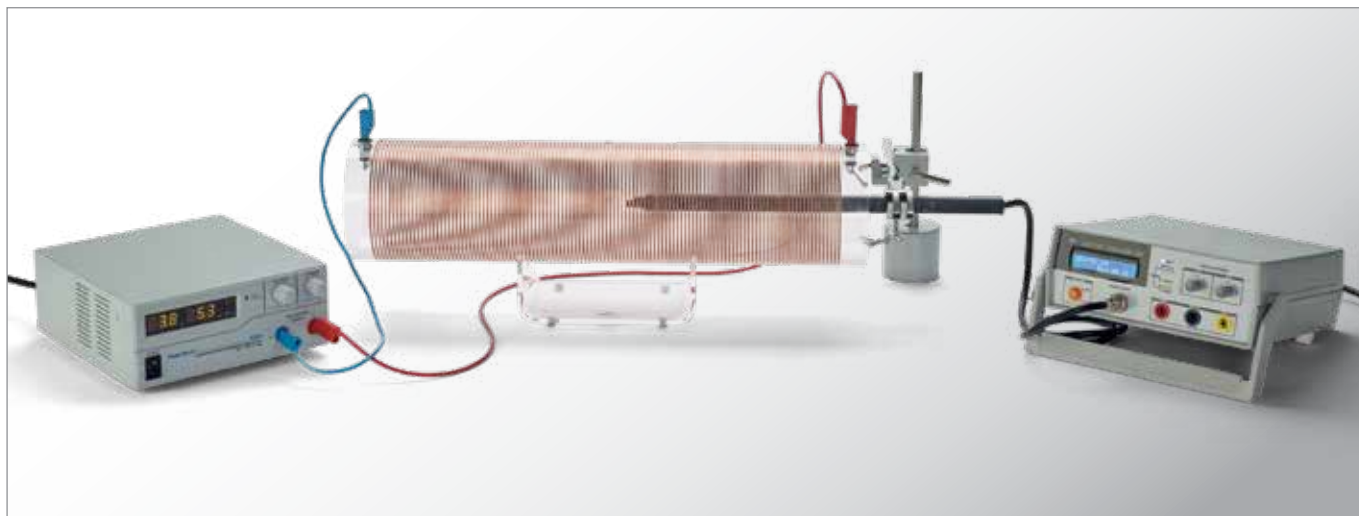


Fig. 3: Força F_L em dependência do comprimento do condutor L

ANÁLISE

É mostrado que a dependência da corrente da força de Lorentz pode ser bem descrita por uma reta de origem (Fig. 2). Na dependência do comprimento, este não é o caso (Fig. 3), pois aqui os efeitos colaterais nas extremidades do condutor têm papel importante. O campo magnético do ímã permanente totalmente carregado é calculado a partir das inclinações das retas $a_2 = B L$ na Fig. 2 e $a_3 = B I$ na Fig. 3.

UE3030500 | CAMPO MAGNÉTICO DE UMA BOBINA CILÍNDRICA



> TAREFAS

- Determinação da densidade do fluxo magnético B em uma bobina cilíndrica em dependência da intensidade da corrente I .
- Medição da densidade do fluxo magnético B em uma bobina cilíndrica com densidade de espiras variável em dependência da intensidade da corrente I .
- Confirmação da proporcionalidade em relação à densidade das espiras para grandes comprimentos.

OBJETIVO

Determinação do campo magnético de bobinas cilíndricas de diferentes comprimentos

RESUMO

A densidade de fluxo magnético no interior de uma bobina cilíndrica longa é diretamente proporcional à corrente na bobina e à densidade do número de espiras, porém independente do raio da bobina, enquanto o comprimento da bobina for substancialmente maior que seu diâmetro. Isto é verificado na experiência com duas bobinas de diâmetros diferentes, assim como com uma bobina de densidade de espiras variável.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Bobina de campo 100 mm	1000591
1	Bobina de campo 120 mm	1000592
1	Bobina com mudança na espessura de enrolamento	1000965
1	Suporte para bobinas cilíndricas	1000964
1	Teslâmetro N (230 V, 50/60 Hz)	1021669 ou
	Teslâmetro N (115 V, 50/60 Hz)	1021671
1	Fonte de alimentação DC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
	Fonte de alimentação DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Vara de apoio, 250 mm	1002933
1	Manga universal	1002830
1	Fixador universal	1002833

FUNDAMENTOS GERAIS

A lei de Biot-Savart descreve a relação entre a densidade de fluxo magnético B e a corrente elétrica I através de um condutor de geometria variável. São calculados os valores de pedaços infinitesimalmente pequenos do condutor em relação à densidade total de fluxo magnético. Todo o campo é calculado através da integração pela geometria do condutor. Em alguns casos, por exemplo, uma bobina cilíndrica longa, é possível indicar uma solução analítica simples.

Um pedaço infinitesimal de condutor ds transpassado por uma corrente I , gera, de acordo com Biot-Savart, no local r a densidade de fluxo magnético

$$(1) \quad dB(r) = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot ds \times r}{4\pi r^3}$$

B : Densidade de fluxo magnético

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am} : \text{Permeabilidade do vácuo}$$

No interior da bobina cilíndrica, a densidade do fluxo magnético é disposta paralelamente ao eixo do cilindro e totaliza

$$(2) \quad B = \mu_0 \cdot \frac{N}{L} \cdot I$$

N : Número de espiras, L : Comprimento da bobina enquanto o comprimento da bobina for substancialmente maior que seu raio. A densidade de fluxo magnético é, portanto, independente do diâmetro da bobina e proporcional à densidade de espiras, ao número de espiras por unidade de comprimento e à corrente que atravessa a bobina.

Na experiência, a densidade do fluxo magnético é medida no centro de bobinas longas com um teslâmetro axial a correntes de até 20 A. São comprovadas a independência do diâmetro da bobina, assim como a proporcionalidade em relação à corrente e à densidade de espiras. Para esta última, uma bobina com densidade variável de espiras está à disposição.

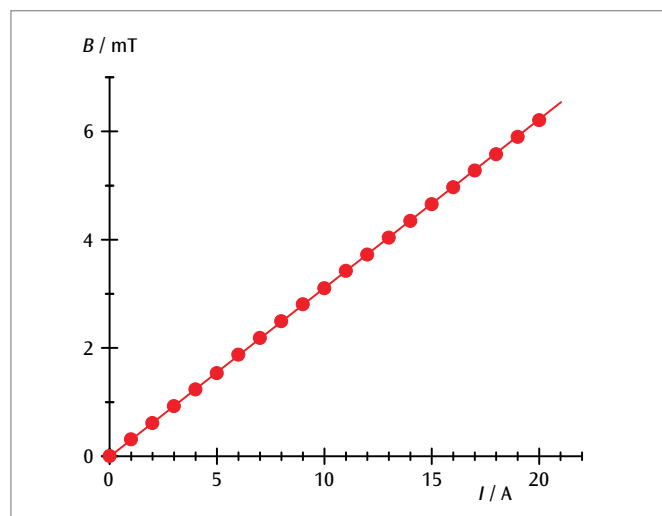


Fig. 2: Densidade de fluxo magnético B em dependência da corrente I

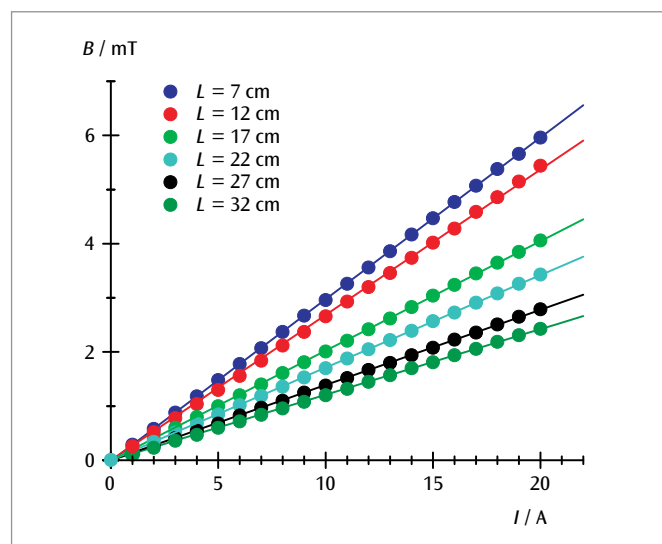


Fig. 3: Densidade do fluxo magnético B em dependência da corrente I para a bobina com densidade de espiras variável para diferentes comprimentos de bobina L

ANÁLISE

As medições comprovam, em todos os casos, a proporcionalidade da densidade do fluxo magnético B em relação à corrente I através da bobina.

A proporcionalidade em relação à densidade das espiras se confirma enquanto o comprimento da bobina foi maior que o triplo do raio da bobina.



Fig. 1: Bobina com densidade de espiras variável

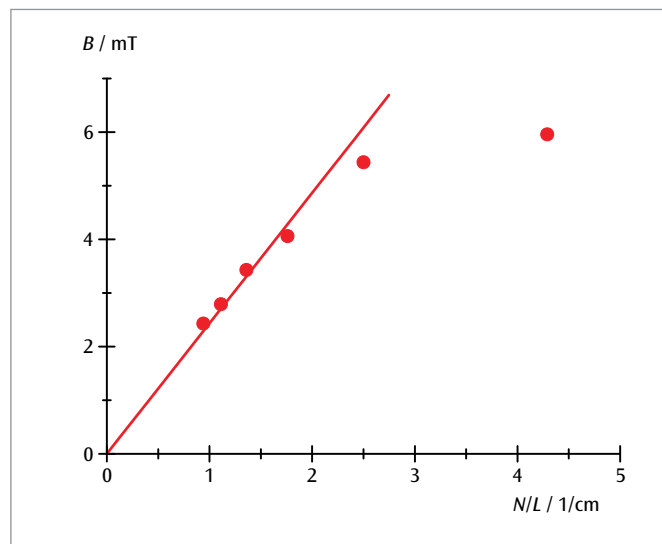


Fig. 4: Densidade do fluxo magnético B em dependência da densidade de espiras N/L com $I = 20$ A

UE3030700 | CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE



> TAREFAS

- Medição do ângulo de rotação de uma agulha de bússola disposta paralelamente ao componente horizontal do campo magnético terrestre com sobreposição do campo magnético horizontal de um par de bobinas de Helmholtz.
- Determinação do componente horizontal do campo magnético terrestre.
- Medição da inclinação e determinação do componente vertical e do valor total do campo magnético terrestre.

OBJETIVO

Determinação do componente horizontal e vertical do campo magnético terrestre

RESUMO

Na experiência, são determinados a inclinação e o valor, assim como o componente horizontal e vertical do campo magnético terrestre no local de medição. O componente horizontal do campo magnético terrestre é determinado pela rotação de uma agulha de bússola com sobreposição do campo magnético de um par de bobinas Helmholtz. Após a medição do ângulo de inclinação, o componente vertical e o valor total do campo magnético terrestre também podem ser calculados.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Bobinas de Helmholtz 300 mm	1000906
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Inclinatório E	1006799
1	Resistor ajustável 100 Ω	1003066
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

A terra é envolta de um campo magnético, gerado pelo chamado geodínamo. Próximo à superfície terrestre, ele é similar ao campo magnético de um dipolo magnético, em que as linhas de campo saem do hemisfério sul da terra e entram novamente no hemisfério norte. O ângulo entre a direção do campo magnético terrestre e a horizontal é chamado de inclinação. O componente horizontal do campo magnético terrestre decorre, em essência, paralelamente à direção norte-sul geográfica. Como a crosta terrestre é infinitamente magnetizada, surgem desvios locais, chamados de declinação.

Na experiência, são determinados a inclinação e o valor, assim como o componente horizontal e vertical do campo magnético terrestre no local de medição.

Vale a relação

$$(1) \quad B_v = B_h \cdot \tan \alpha$$

α : Inclinação

B_h : Componente horizontal

B_v : Componente vertical

e

$$(2) \quad B = \sqrt{B_h^2 + B_v^2}$$

Então, basta determinar as grandezas B_h e α , pois as duas outras podem ser calculadas.

A inclinação α é determinada com um inclinômetro. Para a determinação do componente horizontal, o mesmo inclinômetro é disposto na horizontal de forma que sua agulha, ajustada paralelamente ao componente horizontal, aponta para 0° . Um par de bobinas de Helmholtz gera um campo magnético horizontal adicional B_{HH} perpendicular a B_h e, assim, gira a agulha da bússola por um ângulo β . Conforme Fig. 1, vale

$$(3) \quad \frac{B_{HH}}{B_h} = \tan \beta$$

Esta medição é realizada para melhora da precisão para diferentes ângulos β .

ANÁLISE

De (3), conclui-se:

$$B_{HH} = B_h \cdot \tan \beta.$$

O componente horizontal B_h é, portanto, a inclinação de uma reta de origem através dos pontos de medição em um diagrama B_{HH} - $\tan \alpha$.

O campo magnético B_{HH} do par de bobinas de Helmholtz pode ser determinado facilmente. Ele é muito homogêneo no interior do par de bobinas e proporcional à potência da corrente I através de uma única bobina:

$$B_{HH} = k \cdot I \text{ com}$$

$$k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

$N = 124$: Número de espiras, $R = 147,5$ mm: Raio

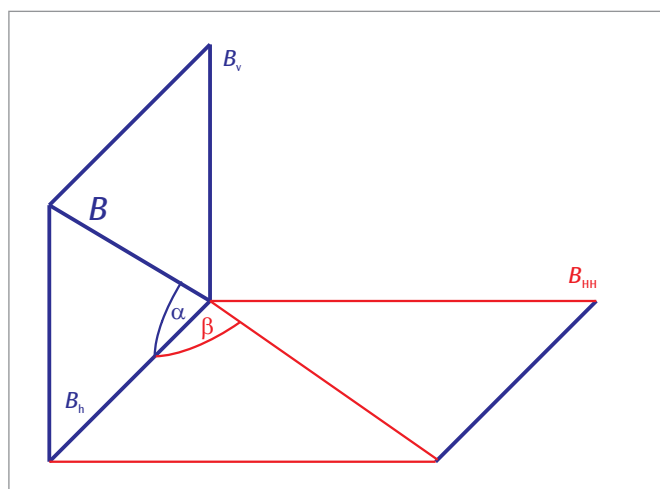


Fig. 1: Representação dos componentes dos campos magnéticos observados na experiência e definição dos ângulos pertinentes

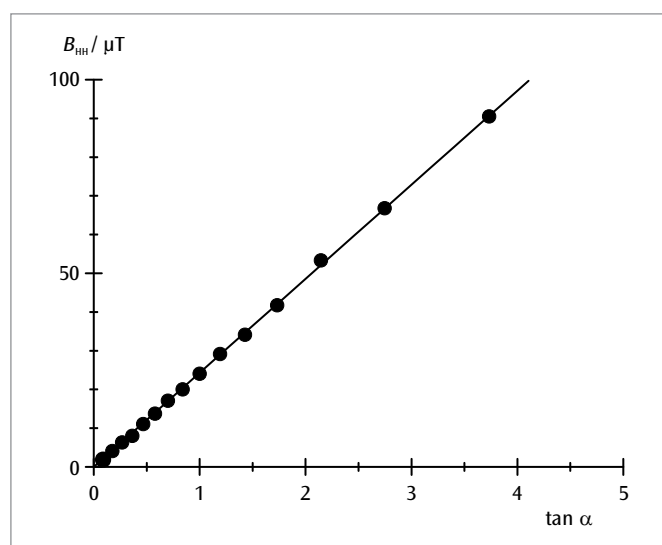
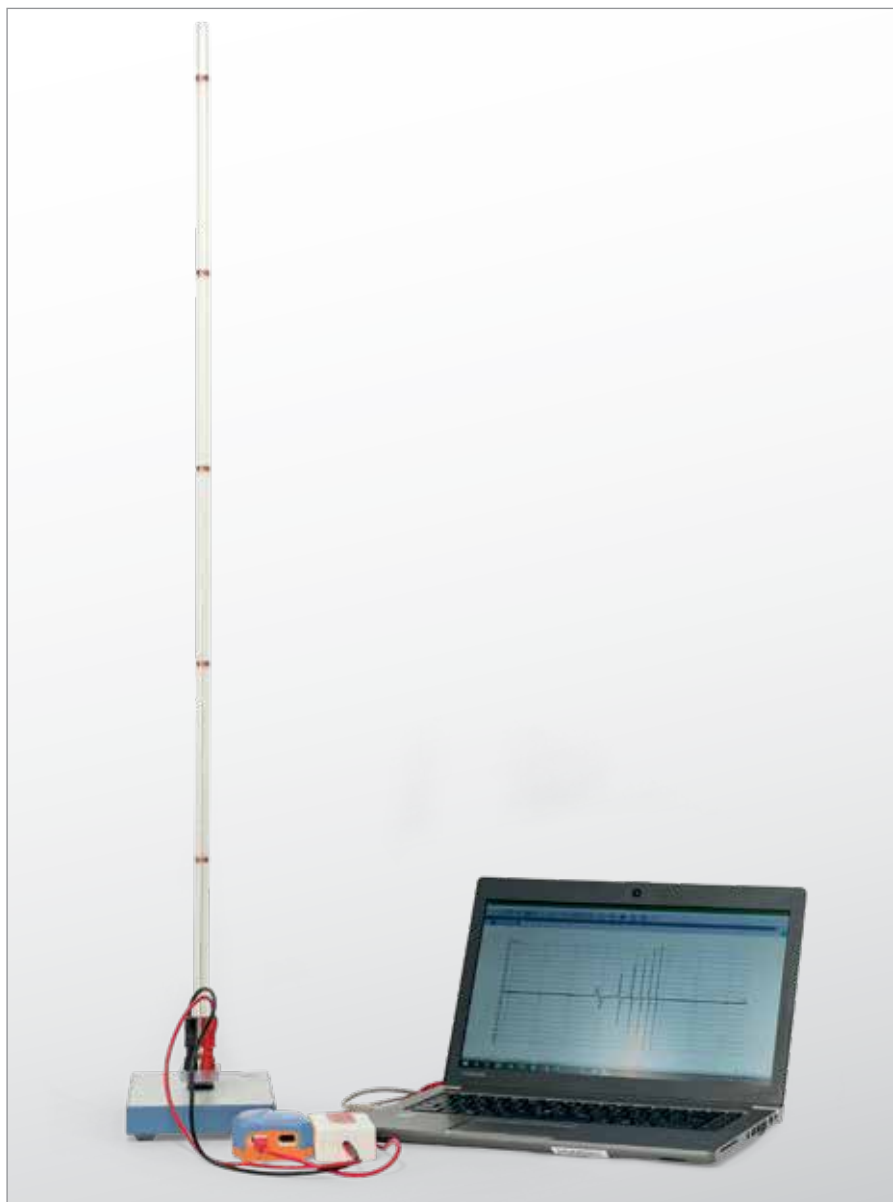


Fig. 2: Diagrama B_{HH} - $\tan \alpha$ para determinação do componente horizontal do campo magnético terrestre

UE3040100 | LEI DA INDUÇÃO DE FARADAY



OBJETIVO

Produção de um aumento abrupto da tensão elétrica em um laço condutor com auxílio de um ímã permanente móvel

RESUMO

Se ímãs permanentes caem um após o outro através de bobinas de indução idênticas, conectadas em série, então em cada bobina é induzida uma tensão. A amplitude dessa tensão torna-se maior de bobina para bobina, pois a velocidade do ímã sempre aumenta. O fluxo magnético, calculável por integração da tensão medida, alcança, mesmo assim, um valor igual para todas as bobinas.

> TAREFAS

- Observação do movimento de um ímã permanente através de várias bobinas de indução conectadas em série.
- Medição da progressão no tempo da tensão induzida.
- Cálculo da progressão no tempo do fluxo magnético.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo com 6 bobinas de indução	1001005
1	WiLab*	1022284
1	Sensor de voltagem 500 mV, diferencial	1021681
1	Cabos de sensor	1021514
Exigência complementar:		
1	Licença Coach 7	

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

Cada modificação do fluxo magnético através de um laço condutor fechado induz nesse laço uma tensão elétrica. Uma modificação assim é provocada, por exemplo, quando um ímã permanente é movimentado através de um laço condutor fixo.

Neste caso, é instrutivo observar, além da tensão induzida dependente do tempo,

$$(1) \quad U(t) = -\frac{d\Phi}{dt}(t)$$

Φ : Fluxo magnético

também o aumento abrupto da tensão.

$$(2) \quad \int_{t_1}^{t_2} U(t) \cdot dt = \Phi(t_1) - \Phi(t_2)$$

Ele está relacionado com a diferença do fluxo magnético no início (t_1) e no final (t_2) de uma ação observada.

No experimento, um ímã permanente cai através de um tubo com seis bobinas idênticas conectadas em série. O curso temporal da tensão induzida é anotado (ver Fig. 1). A amplitude dessa tensão aumenta de bobina para bobina, à medida que o movimento avança, pois a velocidade do ímã sempre cresce.

As superfícies sob todos os sinais de tensão positivos e negativos são de mesmo valor. Elas correspondem ao fluxo máximo Φ do ímã permanente no interior de uma única bobina.

ANÁLISE

O sinal da tensão é determinado quando uma tensão negativa é induzida durante a fase de queda do ímã na bobina condutora.

A tensão induzida volta a zero quando o ímã alcança o centro da bobina e, portanto, o fluxo magnético atinge seu valor máximo. Durante a fase final de saída do ímã, uma tensão positiva é induzida.

A partir da tensão medida é possível, com a utilização de eq. 2 por integração, calcular o fluxo magnético no tempo t :

$$\Phi(t) = \Phi(0) - \int_0^t U(t') \cdot dt'$$

Ele alcança o mesmo valor para todas as bobinas nos limites da precisão de medição (ver Fig. 2).

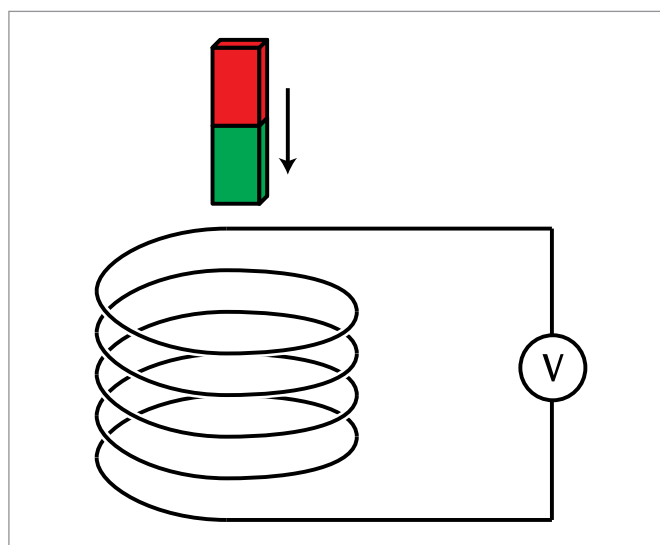


Fig. 1: Princípio para a medição



Fig. 2: Curso temporal do fluxo magnético

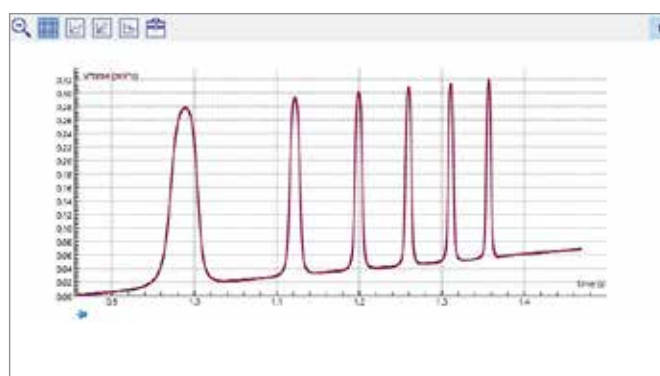
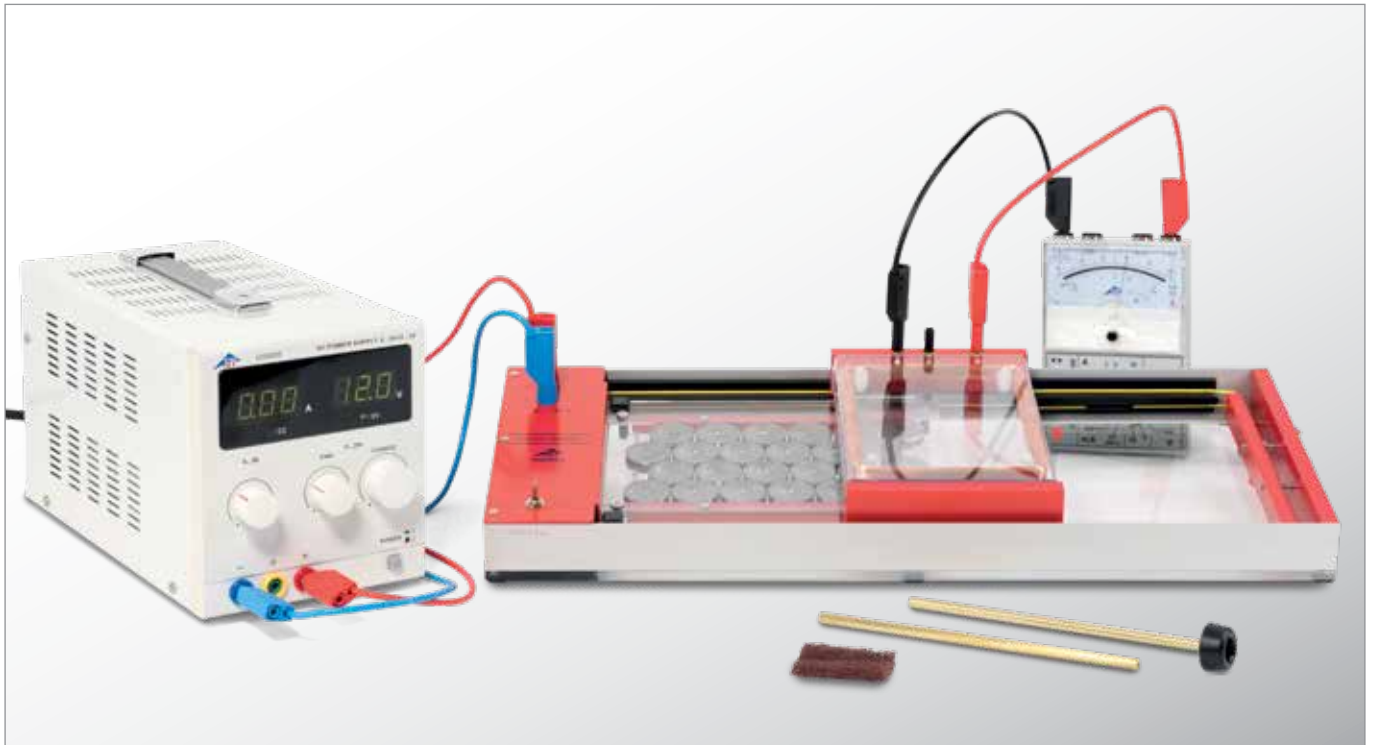


Fig. 3: Fluxo magnético Φ em função do tempo

UE3040200

INDUÇÃO DE UM CIRCUITO CONDUTOR MÓVEL



> TAREFAS

- Medição da tensão de indução em dependência da velocidade do circuito condutor.
- Medição da tensão de indução em dependência do número de espiras do circuito condutor.
- Comparação do sinal da tensão de indução ao introduzir ou extrair o circuito condutor.
- Comparação do sinal da tensão de indução mediante alteração do sentido da movimentação.
- Medição da tensão de indução num circuito condutor de superfície variável e uma espira.

OBJETIVO

Medição da tensão indução num circuito condutor movido através de um campo magnético

RESUMO

A alteração de fluxo necessária para a indução de uma tensão num circuito condutor pode resultar do movimento do circuito condutor. Essa situação é atingida quando introduzirmos ou extraírmos do campo magnético com velocidade constante um circuito condutor posicionado perpendicularmente para um campo magnético homogêneo. No primeiro caso o fluxo magnético terá seu valor aumentado e no segundo caso terá seu valor diminuído. Por isso a tensão induzida troca o seu sinal.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de indução	1000968
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843
1	Cronômetro mecânico com adição	1002810
Recomendação suplementar:		
1	Amplificador de medição U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificador de medição U (115 V, 50/60 Hz)	1020744

FUNDAMENTOS GERAIS

Entende-se por indução eletromagnética a constituição de uma tensão elétrica ao longo de um circuito condutor pela alteração do fluxo magnético que transpassa o circuito condutor. A alteração de fluxo pode resultar de uma alteração do campo magnético ou um movimento do circuito condutor.

Para derivação de contextos, freqüentemente observa-se um circuito condutor em forma de U, posicionado perpendicularmente para um campo magnético B homogêneo (ver Fig. 1). O fluxo magnético limitado pela superfície da barra transversal é

$$(1) \quad \Phi = B \cdot a \cdot b$$

a : Largura, b : Comprimento do circuito

Se a barra transversal for movida com a velocidade v , então o fluxo magnético se alterará porque o comprimento do circuito condutor se alterará. O índice de alteração

$$(2) \quad \frac{d\Phi}{dt} = B \cdot a \cdot v$$

pode ser medido na experiência como tensão

$$(3) \quad U = -B \cdot a \cdot v$$

na faixa μV , se for empregado o amplificador de medição recomendado suplementarmente.

A tensão induzida será consideravelmente maior se movimentarmos um circuito condutor com numerosas espiras através do campo magnético sobre um quadro. Enquanto o quadro mergulha somente parcialmente no campo magnético, permanece a situação representada na Fig. 1. A movimentação do circuito condutor leva a uma alteração do fluxo

$$(4) \quad \frac{d\Phi_1}{dt} = B \cdot N \cdot a \cdot v$$

N : Número de espiras que pode ser medida como que pode ser medida como tensão induzida.

$$(5) \quad U_1 = -B \cdot N \cdot a \cdot v$$

Desde que o circuito condutor mergulhe completamente no campo magnético, a tensão volta para zero. Isso se altera somente quando o circuito condutor sai novamente do campo magnético. Então o fluxo magnético diminui e a tensão induzida em comparação com a situação inicial modifica o seu sinal. Ocorre também uma troca de sinal quando for modificado o sentido do movimento do circuito condutor. Na experiência, varia-se a tensão de alimentação do motor, que puxa o circuito condutor. Deste modo são reguladas diversas velocidades constantes. Suplementarmente pode ser invertido o sentido de movimentação do motor.

Além disso, existe a disposição uma tomada intermediária para assim ser medida a tensão induzida para três quantidades diferentes de espiras N .

ANÁLISE

Com o tempo t que o circuito condutor necessita para uma passagem completa e o comprimento de percurso pertinente L , calcula-se a velocidade

$$v = \frac{L}{t}$$

Esta velocidade e a tensão induzida são registradas no diagrama U - v . Aqui os valores medidos formam uma linear desde a origem (ver Fig. 2).

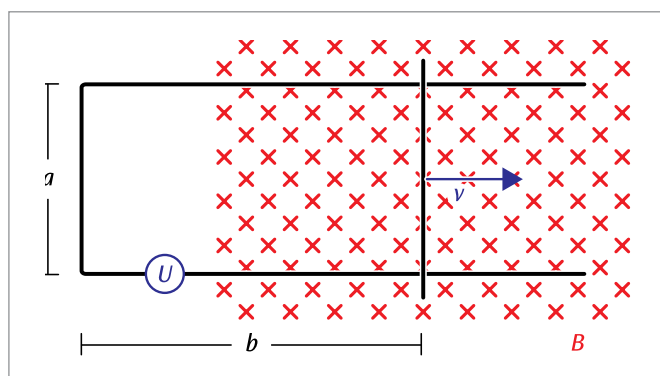


Fig. 1: Alteração do fluxo magnético por modificação da superfície do circuito

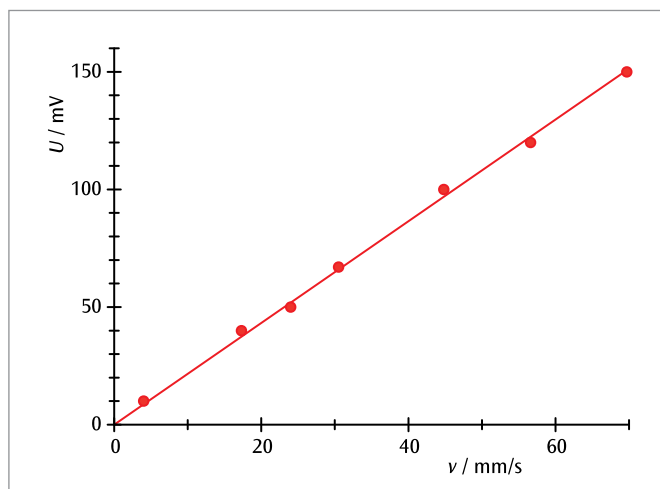
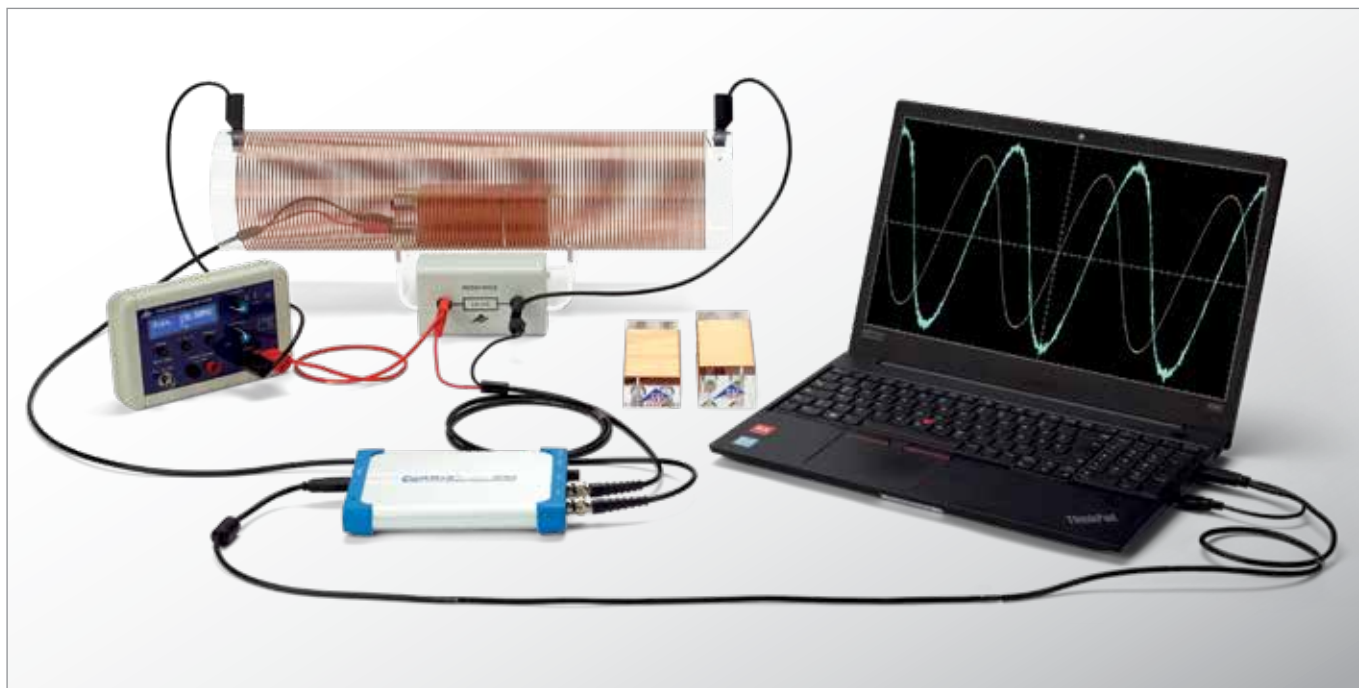


Fig. 2: Tensão induzida em dependência da velocidade do circuito condutor

UE3040300

INDUÇÃO POR CAMPO MAGNÉTICO VARIÁVEL



> TAREFAS

- Medição da tensão de indução em dependência do número de espiras N na bobina de indução.
- Medição da tensão de indução em dependência da área de perfil A na bobina de indução.
- Medição da tensão de indução em dependência da amplitude I_0 da corrente alternada indutora.
- Medição da tensão de indução em dependência da frequência f da corrente alternada indutora.
- Medição da tensão de indução em dependência da forma de sinal da corrente alternada indutora.

OBJETIVO

Medição da tensão de indução em bobina de indução

RESUMO

Se um anel condutor fechado se encontra com N espiras em uma bobina cilíndrica, através da qual flui uma corrente alternada, então uma tensão elétrica é induzida pelo fluxo magnético alternante em função do tempo através do anel condutor. Esta tensão de indução depende do número de espiras e da área de perfil do anel condutor, bem como da frequência, da amplitude e da forma de sinal da corrente alternada aplicada na bobina de indução. Estas dependências são analisadas e comparadas com a teoria.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Conjunto de três bobinas de indução	1000590
1	Bobina de campo 120 mm	1000592
1	Suporte para bobinas cilíndricas	1000964
1	Resistor de precisão $1\ \Omega$	1009843
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718

PRINCÍPIOS GERAIS

Qualquer alteração no fluxo magnético através de um loop de condutor fechado com N voltas induz uma tensão elétrica. Tal alteração é, e, causada quando o circuito do condutor está em uma bobina cilíndrica através da qual uma corrente alternada flui.

Para a tensão induzida, dependente do tempo, vale, segundo a lei de indução de Faraday:

$$(1) \quad U(t) = -N \cdot \frac{d\Phi}{dt}(t)$$

O fluxo magnético Φ por uma área A é dado por

$$(2) \quad \Phi = B \cdot A$$

B : Densidade do fluxo magnético

se a densidade do fluxo magnético B transpassar a área A perpendicularmente. Com isto, resulta, da equação (1):

$$(3) \quad U(t) = -N \cdot A \cdot \frac{dB}{dt}(t)$$

A bobina de indução gera no anel condutor a densidade de fluxo magnético:

$$(4) \quad B = \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot I$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$: permeabilidade do vácuo, N_F : número de espiras da bobina de indução, L_F : comprimento da bobina de indução, I : corrente através da bobina de indução

Com isto, resulta, da equação (3):

$$(5) \quad U(t) = -\mu_0 \cdot N \cdot A \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot \frac{dI}{dt}(t)$$

Na experiência, com auxílio de um gerador de funções, é aplicado inicialmente um sinal senoidal à bobina de indução. A amplitude I_0 da corrente $I(t)$ através da bobina de indução é determinado com auxílio de uma resistência ligada em série no meio. A amplitude U_0 da tensão de indução $U(t)$ é medida em dependência do número de espiras N e das áreas de perfil A da bobina de indução, bem como da frequência f do sinal senoidal e da amplitude I_0 da corrente através da bobina de indução. Além do sinal senoidal, também são aplicados, para uma bobina de indução com número fixo de espiras e área de perfil fixa, bem como frequência fixa, um sinal triangular e um retangular na bobina de indução e feitas as respectivas fotos da tela.

AVALIAÇÃO

Para a corrente sinusoidal $I = I(t) = I_0 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)$

é $U(t) = U_0 \cdot [-\cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)]$

com $U_0 = 2 \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot N \cdot A \cdot I_0 \cdot f$

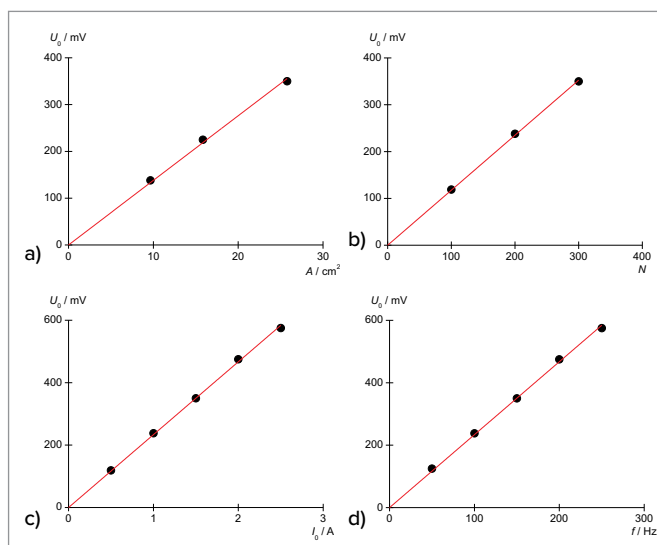


Fig. 1: Amplitude da tensão de indução em dependência do número de espiras e da área de perfil da bobina de indução, da amplitude da corrente através da bobina de indução e da frequência do sinal senoidal aplicado à bobina de indução.

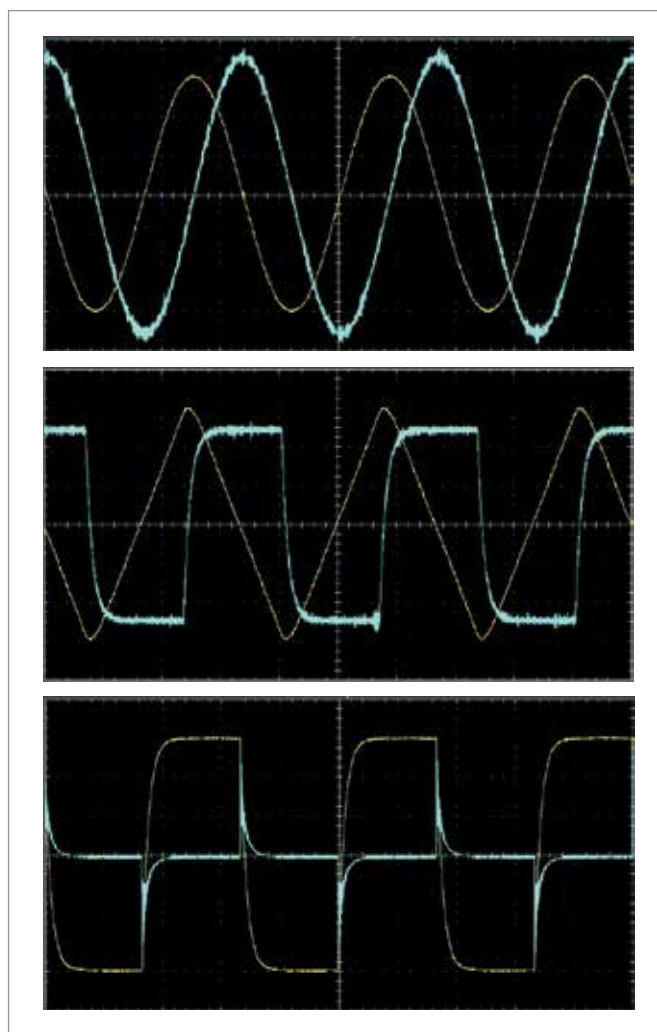


Fig. 2: Fotos da tela do curso temporal da tensão de indução para um sinal senoidal (acima, à esquerda), triangular (acima, à direita) e retangular (em baixo).

UE1234567 | PÊNULO DE WALTENHOFEN



> TAREFAS

- Pesquisa da redução de correntes em redemoinhos num pêndulo de Waltenhofen num campo não homogêneo.
- Comprovação da redução de corrente de Foucault num disco raiado.

OBJETIVO

Demonstração e estudo do modo de funcionamento de um freio eletromagnético de correntes de Foucault

RESUMO

Correntes de Foucault são induzidas num disco de metal que se move num campo magnético não homogêneo. O campo magnético não homogêneo exerce uma força sobre essas correntes que interfere no movimento do disco.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Pêndulo de Waltenhof	1000993
1	Tripé 150 mm	1002835
1	Vara de apoio, 750 mm	1002935
1	Manga universal	1002830
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Núcleo em U	1000979
1	Par de sapatas polares	1000978
1	Par de tensores	1000977
2	Bobina D com 1200 espiras	1000989
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Quando um disco de metal se move num campo magnético não homogêneo, então o fluxo magnético se altera constantemente em qualquer seção do disco e na área de uma seção é induzida uma tensão circular. Por isso correntes de Foucault fluem em todo o disco metálico. Estes sofrem a ação de forças Lorentz nas forças magnéticas que inibem o movimento do disco em geral. As correntes de Foucault são drasticamente reduzidas quando são criadas fendas no disco de modo que a corrente só possa fluir de um ponto ao outro por desvios. Neste caso, o movimento do disco só é levemente inibido.

O surgimento e a redução de correntes de Foucault podem ser demonstradas de forma clara através de um pêndulo de Waltenhofen. Trata-se de um disco metálico parcialmente fendido que oscila num campo magnético não homogêneo.

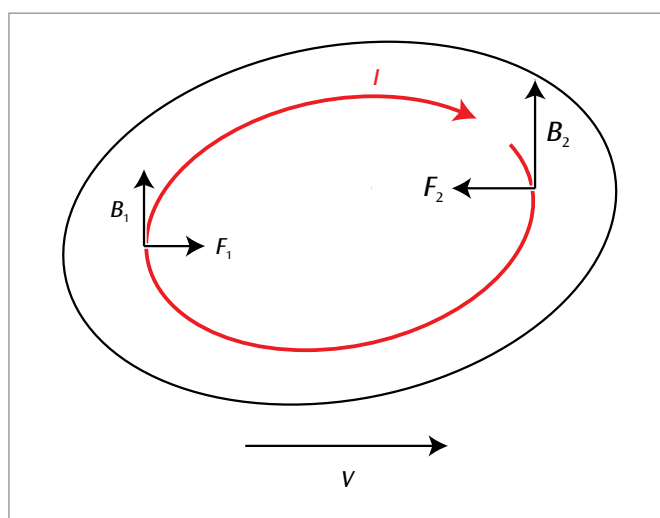
I (A)	Número de espiras	
	Lado sem fenda	Lado fendido
0,25	21	90
0,5	6	59
0,75	3	46
1	2	37
1,25	1	30

Tab 1. : Número de oscilações do disco de alumínio no campo magnético após o embalo para fora do ponto de repouso com uma distância entre as sapatas polares de 8 mm e um percurso de aproximadamente 7 cm.

ANÁLISE

Se o lado não raiado do disco metálico oscila através do campo magnético não homogêneo, as oscilações são reduzidas. A redução aumenta em função da força do campo magnético. Correntes de Foucault são induzidas no interior do disco metálico. O campo magnético não homogêneo exerce em geral uma força em contra do movimento (compare com a regra de Lenz).

Caso o lado raiado do disco metálico oscile através do campo magnético, a redução é fraca, já que aqui as correntes de Foucault só se constituem de modo fraco.



Correntes de Foucault I num disco metálico em movimento com velocidade v através de um campo magnético não homogêneo B_1 , B_2 e forças de Lorentz F_1 e F_2 nos dois ramos da corrente de Foucault. A força dirigida contra o movimento é maior do que força na direção do movimento.

UE3040500 | TRANSFORMADORES



> TAREFAS

- Medição da tensão secundária em dependência da tensão primária em vazio com número fixo de espiras.
- Medição da corrente primária em dependência da corrente secundária em curto-circuito e número fixo de espiras.
- Medição da tensão primária, da corrente primária, da tensão secundária e da corrente secundária com resistência à carga dada.
- Determinação da potência de perda e do grau de ação.

OBJETIVO

Medição em transformador carregado e descarregado

RESUMO

Transformadores são conversores de tensão baseados na lei de indução de Faraday. Eles são empregados em especial na transmissão de potência elétrica sobre grandes distâncias para minimizar, através de uma transformação, prejuízos de condução com as mais altas tensões possíveis e as correntes correspondentemente baixas. Na experiência, são verificadas, a partir das correntes e tensões medidas em vazio, em curto-circuito e sob carga, a proporcionalidade respectivamente direta e inversa da relação respectivamente da tensão e da corrente relativas à relação de números de espiras, assim como a potência de perda e o grau de ação.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Bobina D com 600 espiras	1000988
1	Bobina D com 1200 espiras	1000989
1	Núcleo de transformador D	1000976
1	Transformador com retificador 2/ 4/ 6/ 8/ 10/ 12/ 14 V, 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003558 ou
	Transformador com retificador 2/ 4/ 6/ 8/ 10/ 12/ 14 V, 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003557
2	Multímetro digital P3340	1002785
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Transformadores são conversores de tensão baseados na lei de indução de Faraday. Eles são empregados em especial na transmissão de potência elétrica sobre grandes distâncias para minimizar, através de uma transformação, prejuízos de condução com as mais altas tensões possíveis e as correntes correspondentemente baixas.

Um transformador é constituído, no caso mais simples, de duas bobinas acopladas, a bobina primária com o número de espiras N_1 e a bobina secundária com o número de espiras N_2 , que encerram um núcleo comum de ferro. Nisto, o fluxo magnético Φ_1 da bobina primária percorrida pela corrente I_1 atravessa completamente a bobina secundária.

A seguir, o transformador ideal, ou seja, livre de perda, é observado. Com o transformador descarregado, não flui corrente no circuito secundário, ou seja, $I_2 = 0$. Se for aplicada uma tensão alternada U_1 na bobina primária, a corrente em vazio I_1 flui, gerando um fluxo magnético Φ_1 e, assim induzindo uma tensão U_{ind} . Esta tensão de indução é, por conta da regra de malha de Kirchhoff $U_1 + U_{ind} = 0$, inversamente igual a U_1 :

$$(1) \quad U_{ind} = -L_1 \cdot \frac{dI_1}{dt} = -N_1 \cdot \frac{d\Phi_1}{dt} = -U_1$$

L_1 : Indutividade da bobina primária

Φ_1 : Fluxo magnético gerado por I_1

Como o fluxo magnético atravessa a bobina secundária completamente, uma tensão

$$(2) \quad U_2 = -N_2 \cdot \frac{d\Phi_1}{dt}$$

é induzida ali. De (1) e (2), conclui-se, enfim:

$$(3) \quad \frac{U_2}{U_1} = -\frac{N_2}{N_1}$$

O sinal negativo indica que U_1 e U_2 estão deslocadas em fase no mesmo sentido do enrolamento em 180° , respectivamente estão em fase no sentido contrário ao enrolamento.

Com o transformador carregado, uma corrente $I_2 = U_2 / R$ flui na bobina secundária, onde R é a resistência ôhmica do consumidor. Esta corrente gera um fluxo magnético, que, com base na regra de Lenz, geralmente está em sentido contrário do fluxo magnético gerado pela corrente primária. Como a tensão primária U_1 se mantém constante, a corrente primária I_1 aumenta. Na situação ideal, a potência P_2 fornecida pela bobina secundária é igual à potência P_1 recebida pela bobina primária:

$$(4) \quad P_1 = U_1 \cdot I_1 = U_2 \cdot I_2 = P_2$$

Juntamente com (3), conclui-se daí:

$$(5) \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1}$$

Na experiência, inicialmente é conectado um aparelho de medição de tensão no lado secundário e é medida, em vazio ($I_{20} = 0$), a tensão secundária U_{20} em dependência da tensão primária U_{10} para uma relação de número de espiras fixa $N_1/N_2 = 1/2$. Então o lado secundário é colocado em curto circuito por um aparelho de medição de corrente ($U_{2c} = 0$) e a corrente primária I_{1c} é medida em dependência da corrente secundária I_{2c} para uma relação de número de espiras fixa $N_1/N_2 = 1/2$. Por fim, uma resistência de carga é conectada no lado secundário e a tensão primária U_1 , a corrente primária I_1 , a tensão secundária U_2 e a corrente secundária I_2 são medidas para uma relação de número de espiras fixa $N_1/N_2 = 1/2$.

ANÁLISE

Da equação (3), conclui-se, para os valores das tensões,

$$U_2 = \frac{N_2}{N_1} \cdot U_1$$

e, da equação (5), correspondentemente, para as correntes,

$$I_1 = \frac{N_2}{N_1} \cdot I_2$$

Por isto, as inclinações das retas nos diagramas das Figuras 2 e 3 são determinadas pela relação dos números de espiras.

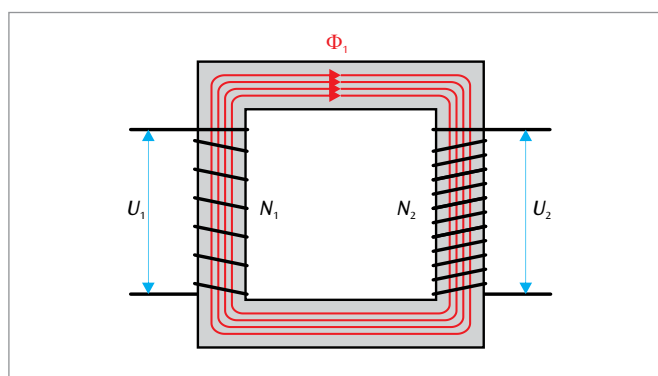


Fig. 1: Representação esquemática do transformador

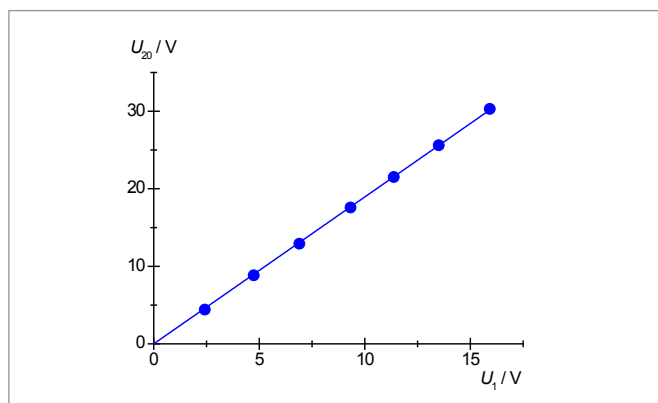


Fig. 2: Tensão secundária U_{20} em dependência da tensão primária U_{10} em vazio ($I_{20} = 0$), $N_1 = 600$, $N_2 = 1200$

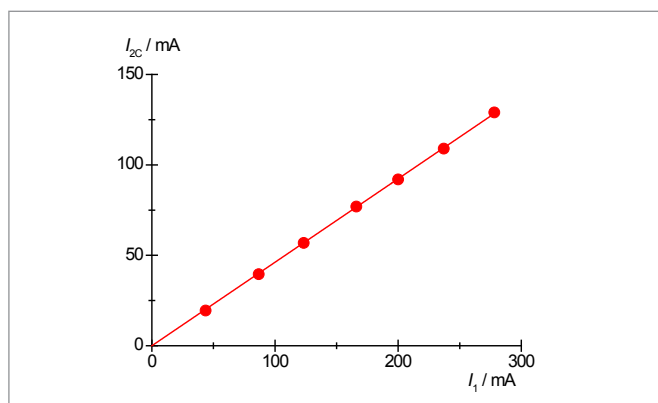
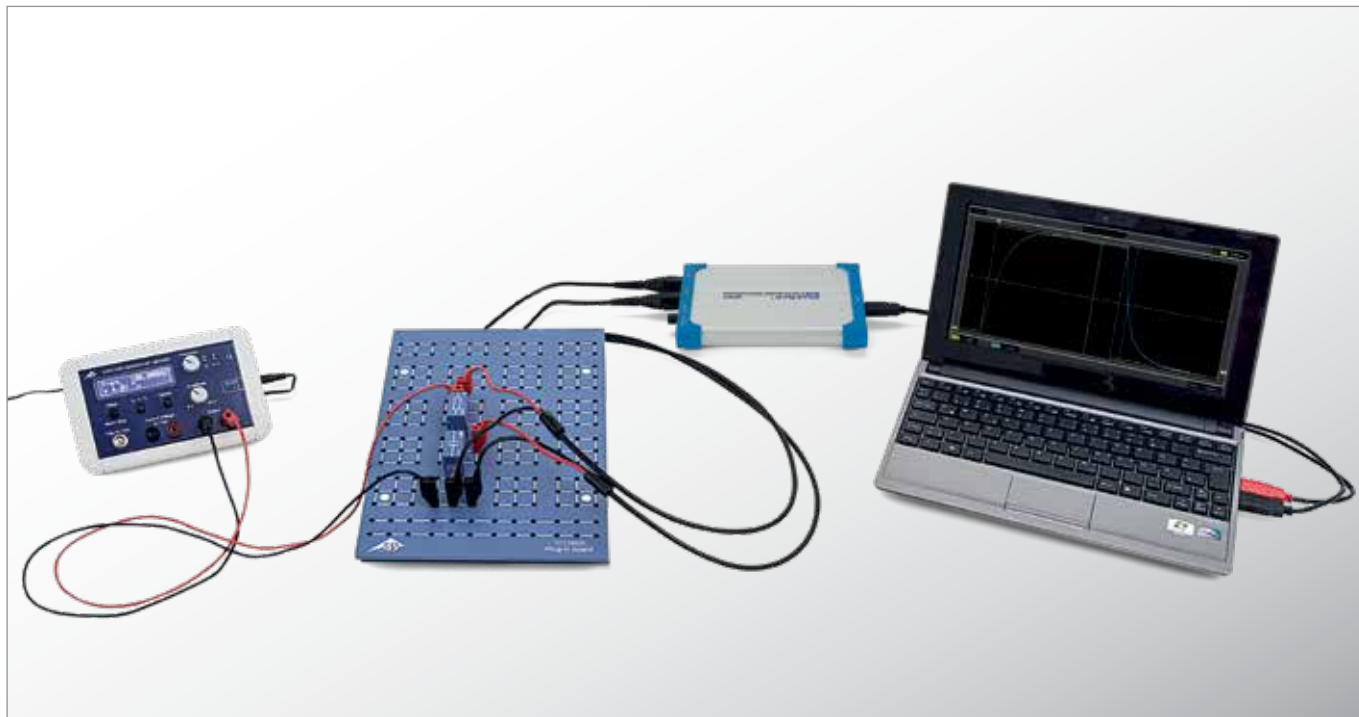


Fig. 3: Corrente primária I_{1c} em dependência da corrente secundária I_{2c} em curto-circuito ($U_{2c} = 0$), $N_1 = 600$, $N_2 = 1200$

UE3050101

CARGA E DESCARGA DE UM CAPACITOR I



> TAREFAS

- Medição da tensão do capacitor ao carregar e descarregar ligando e desligando uma tensão contínua.
- Determinação da meia-vida ao carregar e descarregar.
- Análise da dependência da meia-vida em relação à capacidade e à resistência.

OBJETIVO

Análise do percurso da tensão do capacitor ao carregar e descarregar um capacitor

RESUMO

Num circuito de corrente contínua, a corrente somente passa pelo capacitor durante procedimentos de ligar ou desligar. Através da corrente, o capacitor é carregado ao ligar, até que a tensão aplicada seja atingida, e descarregado ao desligar, até que seja alcançada a tensão zero. O percurso da corrente do capacitor pode ser representado como função exponencial, ou seja, dentro da meia-vida $T_{1/2}$, a corrente do capacitor diminui pela metade. O mesmo tempo passa para a diminuição da metade para um quarto e de um quarto para um oitavo. Ao mesmo tempo, a meia-vida é proporcional à capacidade e à resistência.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Placa de encaixe p. elementos de montag.	1012902
1	Resistor 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Resistor 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistor 2,2 k Ω , 2 W, P2W19	1012918
3	Capacitor 1 μ F, 100 V, P2W19	1012955
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Kit de 10 plugues de tiras, P2W19	1012985

FUNDAMENTOS GERAIS

Num circuito de corrente contínua, a corrente somente passa pelo capacitor durante procedimentos de ligar ou desligar. Através da corrente, o capacitor é carregado ao ligar, até que a tensão aplicada seja atingida, e descarregado ao desligar, até que seja alcançada a tensão zero. O percurso da tensão do capacitor pode ser representado como função exponencial.

Para um circuito de corrente contínua com capacidade C , resistência R e tensão contínua U_0 , vale, ao ligar

$$(1) \quad U(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}})$$

e, ao desligar,

$$(2) \quad U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}}$$

com

$$(3) \quad T_{1/2} = \ln 2 \cdot R \cdot C$$

$T_{1/2}$ é a meia-vida; ou seja, no período de tempo $T_{1/2}$, a corrente do capacitor diminui pela metade. O mesmo tempo passa para a diminuição da metade para um quarto e de um quarto para um oitavo. Na experiência, esta relação é verificada. Para isto, o tempo de percurso da corrente do capacitor é registrado por um osciloscópio de memória. Como a tensão contínua U_0 está fixada em 8 V, a metade, um quarto e um oitavo deste valor podem ser lidos facilmente.

ANÁLISE

A correspondência dos valores determinados de diferentes partes da curva de carga e de descarga para a meia-vida confirma o percurso exponencial esperado, vide (1) e (2). A representação dos tempos de meia-vida obtidos em dependência da resistência ou da capacidade mostra que os valores de medição podem ser adaptados por uma reta de origem, vide (3).

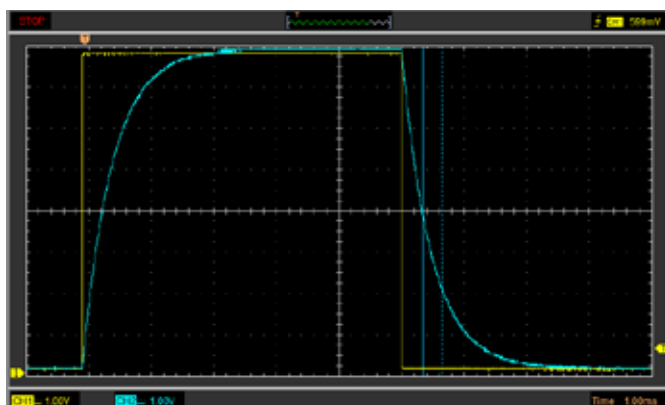


Fig. 1: Traços de tensão através de um capacitor durante o carregamento e descarga gravada com um osciloscópio

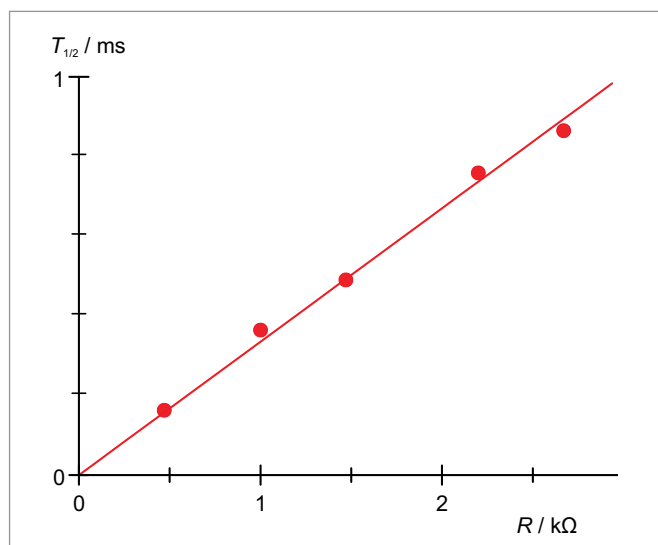


Fig. 2: Meia-vida $T_{1/2}$ em dependência da resistência R

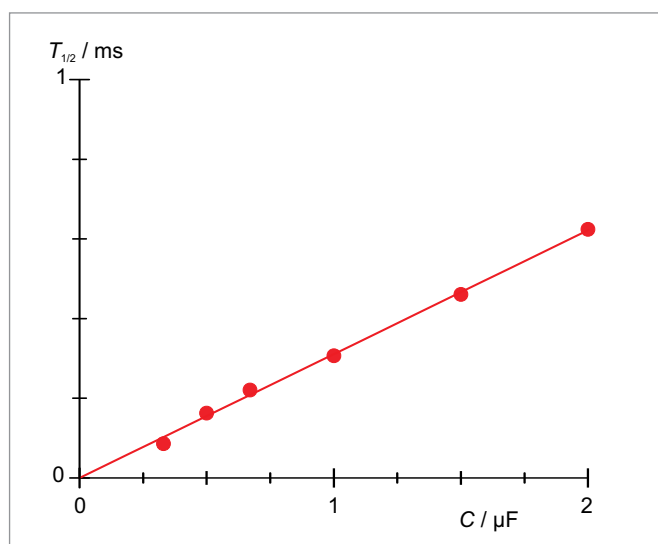


Fig. 3: Meia-vida $T_{1/2}$ em dependência da capacidade C

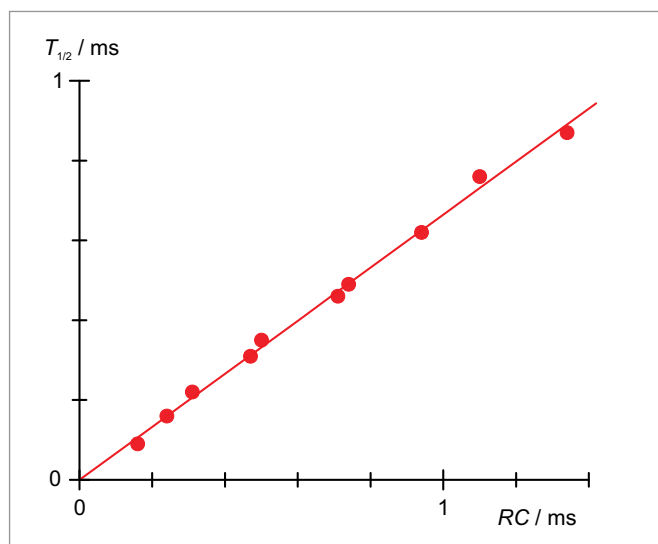


Fig. 4: Meia-vida $T_{1/2}$ em dependência do produto $R \cdot C$

UE3050105

CARGA E DESCARGA DE UM CAPACITOR II



> TAREFAS

- Registro pontual do percurso da tensão do capacitor ao carregar um capacitor por meio da medição dos tempos de carga.
- Registro pontual do percurso da tensão do capacitor ao descarregar um capacitor por meio da medição dos tempos de descarga.
- Determinação das resistências e capacidades internas por medição do tempo de carga ou de descarga em comparação com parâmetros externos conhecidos.

OBJETIVO

Medição dos tempos de carga e descarga

RESUMO

A curva de descarga de um capacitor é investigada pontualmente através da medição dos tempos de carga até a obtenção de tensões equivalentes indicadas. A curva de carga também é medida da mesma forma. A partir das medições, os dados das resistências e dos capacitores envolvidos são determinados.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de carga e descarga (230 V, 50/60 Hz)	1017781 ou
	Aparelho de carga e descarga (115 V, 50/60 Hz)	1017780
1	Capacitor 1000 μ F, 16 V, P2W19	1017806
1	Resistor 10 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012922
Exigência complementar:		
1	Multímetro digital P1035	1002781

FUNDAMENTOS GERAIS

Num circuito de corrente contínua, a corrente somente passa pelo capacitor durante procedimentos de ligar ou desligar. Através da corrente, o capacitor é carregado ao ligar, até que a tensão aplicada seja atingida, e descarregado ao desligar, até que seja alcançada a tensão zero.

Para um circuito de corrente contínua com capacidade C , resistência R e tensão contínua U_0 , vale, ao ligar

$$(1) \quad U(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

e, ao desligar,

$$(2) \quad U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

com a constante temporal

$$(3) \quad \tau = R \cdot C$$

Para verificação desta relação, na experiência são medidos os tempos necessários para alcançar tensões equivalentes previamente selecionadas. Para isto, o cronômetro é iniciado com o processo de carga ou de descarga e, em seguida, parado por um circuito comparador, assim que a tensão equivalente é alcançada. Através da medição para diferentes tensões equivalentes, a curva de carga ou de descarga é investigada pontualmente.

Na prática, o tempo também é interessante

$$(4) \quad t_{5\%} = -\ln(5\%) \cdot R \cdot C \approx 3 \cdot R \cdot C$$

em que a tensão do capacitor atinge 5% do valor inicial U_0 na descarga e, na carga, em que ela chega a 5% do valor final U_0 . Através da medição de $t_{5\%}$ podem ser determinados, por exemplo, os parâmetros R e C .

ANÁLISE

Com resistência externa R_{ext} conhecida, a capacidade externa C_{ext} é calculada de acordo com (4) a partir do tempo $t_{5\%}$:

$$C_{\text{ext}} = \frac{t_{5\%}}{3 \cdot R_{\text{ext}}}$$

A capacidade externa descoberta desta forma é conectada em paralelo com a capacidade interna C_{int} desconhecida, para descobrir a mesma em uma comparação dos tempos de carga e de descarga.

Finalmente, obtém-se as três resistências internas $R_{\text{int}, i}$ dos tempos de carga e de descarga pertinentes:

$$R_{\text{int}, i} = \frac{t_{5\%, i}}{3 \cdot C_{\text{int}}} \quad \text{com } i = 1, 2, 3$$

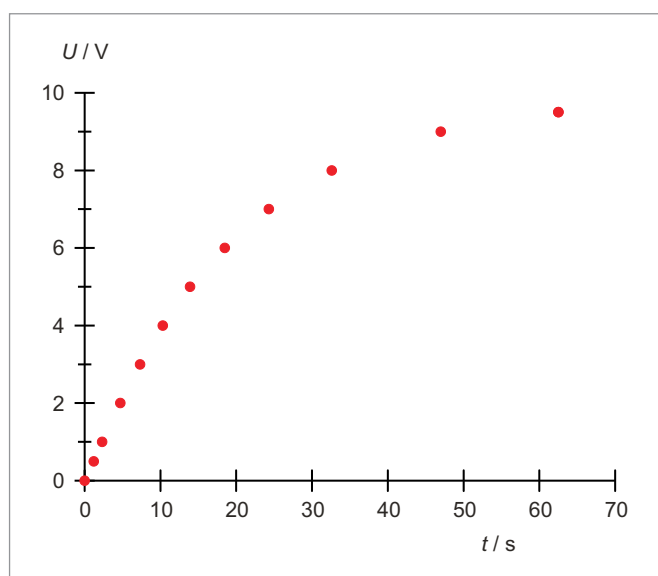


Fig. 1: Curva de carga de par RC interno

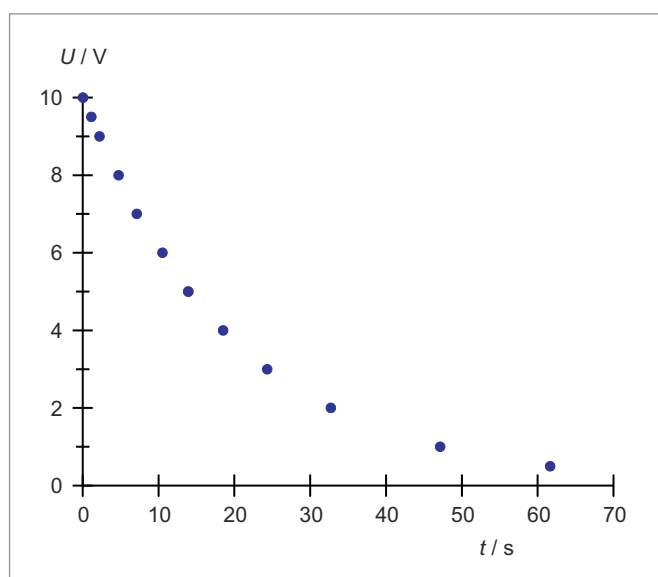
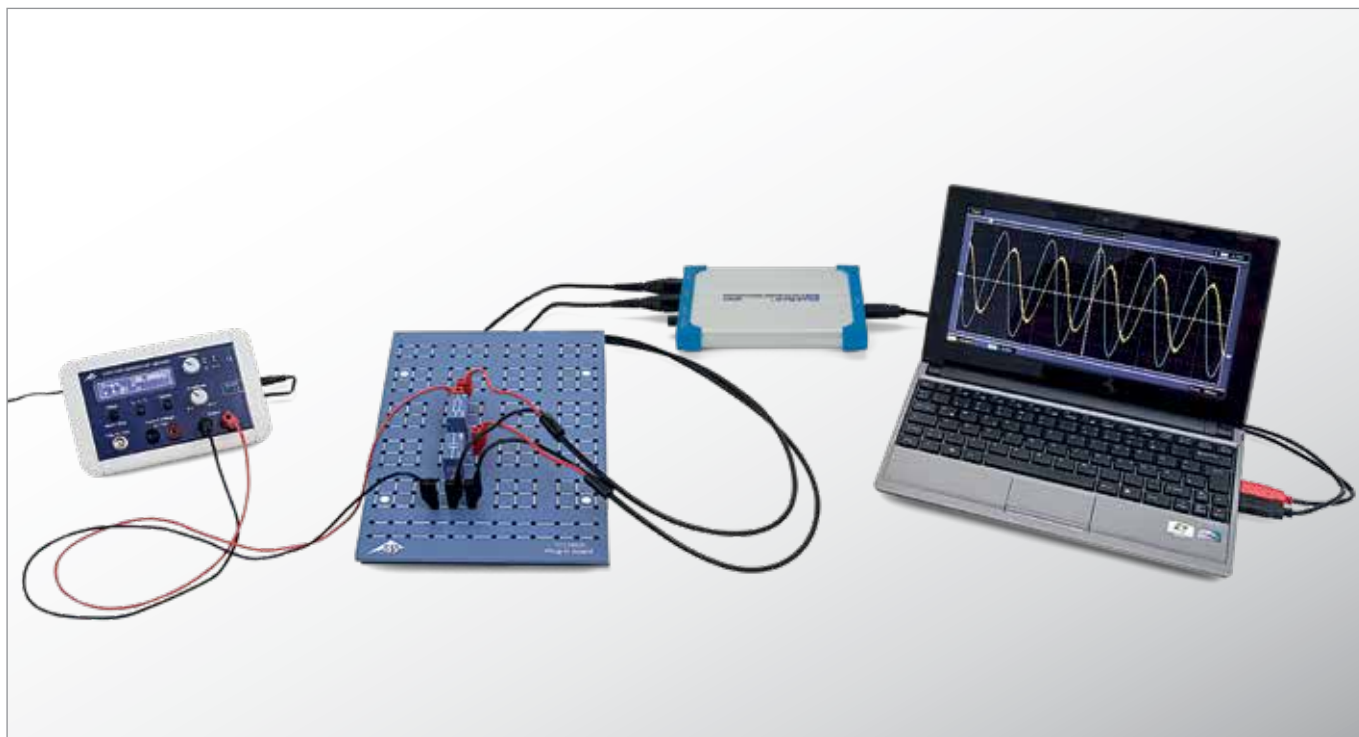


Fig. 2: Curva de descarga de par RC interno

UE3050111 | RESISTÊNCIA DE UM CAPACITOR NO CIRCUITO DE CORRENTE ALTERNADA



> TAREFAS

- Determinação da amplitude e da fase da resistência capacitiva em dependência da capacidade.
- Determinação da amplitude e da fase da resistência capacitiva em dependência da frequência.

OBJETIVO

Determinação da resistência capacitiva em dependência da capacidade e da frequência

RESUMO

Cada alteração da tensão num capacitor causa uma corrente através do capacitor. Caso seja aplicada tensão alternada, então corrente alternada fluirá com um deslocamento de fase em relação à tensão. Na experiência, um gerador de função fornece tensão alternada com frequências de até 3 kHz. Um osciloscópio de dois canais registra corrente e tensão, de forma que a amplitude e a fase de ambas as grandezas sejam investigadas. A corrente através do capacitor corresponde à queda de tensão através de um resistor de medição, cujo valor é desprezível em relação à resistência capacitiva.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe para componentes.	1012902
1	Resistor 1 Ω , 2 W, P2W19	1012903
1	Resistor 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
3	Capacitor 1 μF , 100 V, P2W19	1012955
1	Capacitor 0,1 μF , 100 V, P2W19	1012953
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Cada alteração da tensão num capacitor causa uma corrente através do capacitor. Caso seja aplicada tensão alternada, então corrente alternada fluirá com um deslocamento de fase em relação à tensão.

Matematicamente, esta relação pode ser descrita da forma mais simples quando se utiliza corrente, tensão e resistência como grandezas complexas e se observa suas partes reais.

A partir da equação do capacitor, obtém-se imediatamente

$$(1) \quad I = C \cdot \frac{dU}{dt}$$

I : corrente, U : tensão, C : capacidade

A aplicação de uma tensão

$$(2) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

causa, então a corrente

$$(3) \quad I = i \cdot \omega \cdot C \cdot U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

e se pode atribuir à capacidade C a resistência complexa

$$(4) \quad X_c = \frac{U}{I} = \frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot C}$$

A parte real de cada uma das grandezas é mensurável, então

$$(5a) \quad U = U_0 \cdot \cos \omega t$$

$$(6a) \quad I = 2\pi \cdot f \cdot C \cdot U_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$= I_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$(7a) \quad X_c = \frac{U_0}{I_0} = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$$

Na experiência, um gerador de função fornece tensão alternada com frequências de até 3 kHz. Um osciloscópio de dois canais registra corrente e tensão, de forma que a amplitude e a fase de ambas as grandezas sejam investigadas. A corrente através do capacitor corresponde à queda de tensão através de um resistor de medição, cujo valor é desprezível em relação à resistência capacitiva.

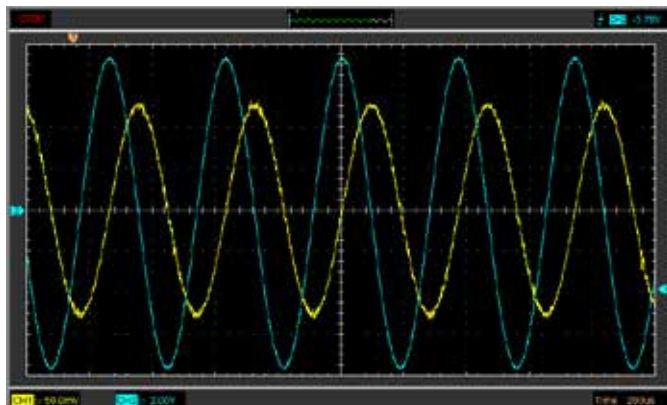


Fig. 1: Capacitor no circuito de corrente alternada: Percurso da corrente e da tensão

ANÁLISE

De acordo com a equação (4), a resistência capacitiva X_c é proporcional ao valor inverso da frequência f e ao valor inverso da capacidade C . Nos diagramas correspondentes, os valores de medição estão, assim, no âmbito da precisão de medição, em uma reta de origem.

A corrente através do capacitor precede a tensão no condensador na fase por 90° , pois a corrente de carga (sinal positivo) e a corrente de descarga (sinal negativo) são máximas, se a tensão atingir seu ponto zero.

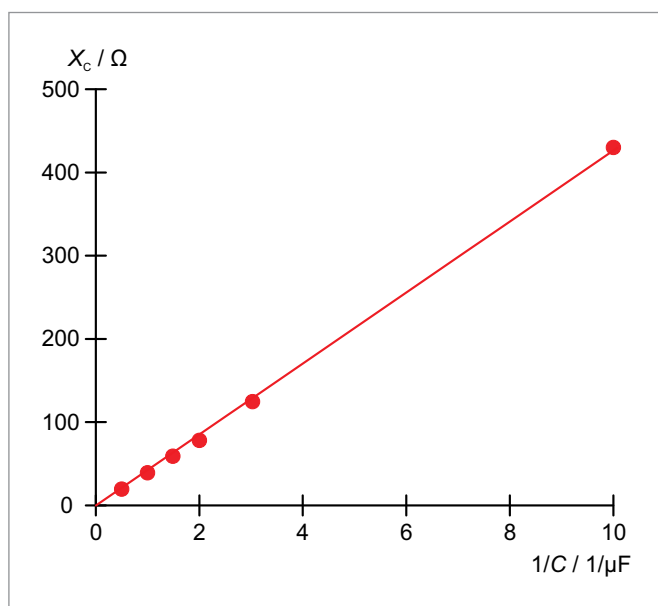


Fig. 2: Resistência capacitiva X_c como função do valor inverso da capacidade C

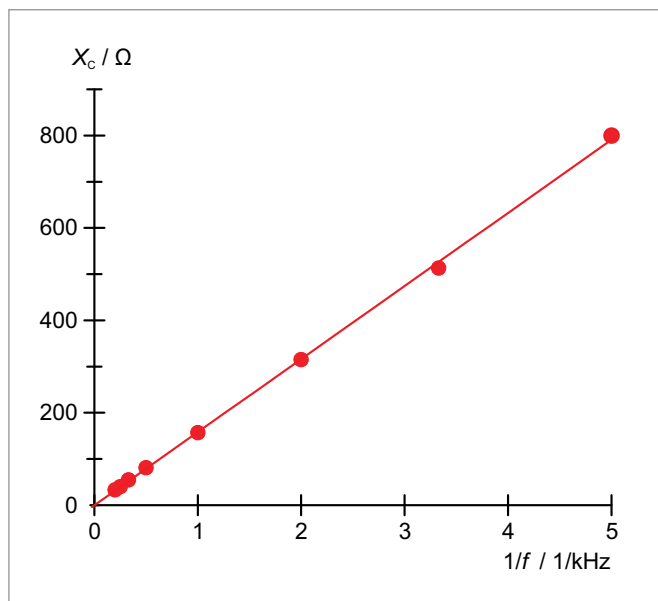
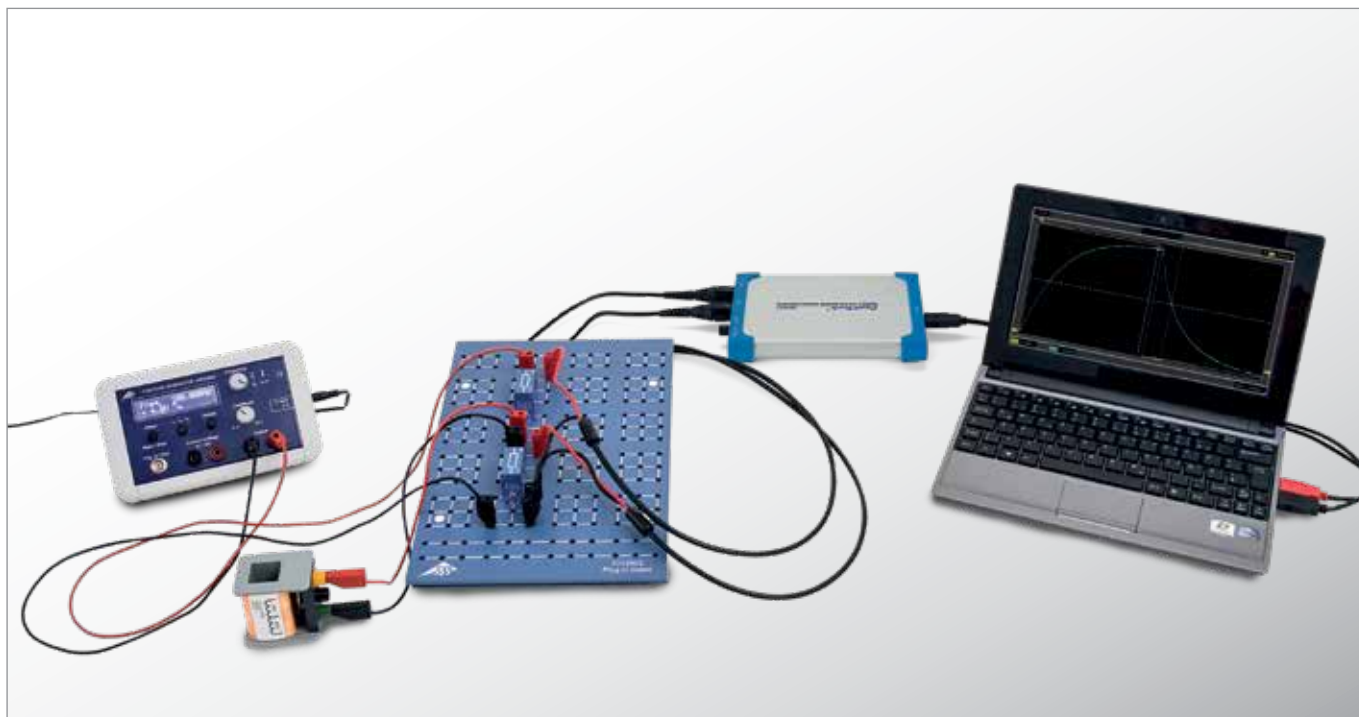


Fig. 3: Resistência capacitiva X_c como função do valor inverso da frequência f

UE3050201

CARGA E DESCARGA DE UMA BOBINA



> TAREFAS

- Medição da corrente da bobina ao ligar e desligar de tensão contínua.
- Determinação da meia-vida ao ligar e desligar de tensão contínua.
- Análise da dependência da meia-vida em relação à indutividade e à resistência.

OBJETIVO

Exame do percurso da corrente da bobina ao ligar e desligar uma tensão contínua

RESUMO

O comportamento de uma bobina num circuito de corrente contínua se altera conforme a tensão contínua é ligada e desligada. A alteração da corrente é retardada por autoindução na bobina, até que o valor máximo ao ligar e o valor zero ao desligar seja alcançado. O percurso da corrente da bobina pode ser representado como função exponencial, ou seja, dentro da meia-vida $T_{1/2}$, a corrente da bobina diminui pela metade. O mesmo tempo passa para a diminuição da metade para um quarto e de um quarto para um oitavo. Ao mesmo tempo, a meia-vida é proporcional à indutividade e à resistência.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Placa de encaixe para componentes.	1012902
1	Resistor 1 Ω , 2 W, P2W19	1012903
1	Resistor 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
1	Resistor 22 Ω , 2 W, P2W19	1012907
1	Resistor 47 Ω , 2 W, P2W19	1012908
1	Resistor 150 Ω , 2 W, P2W19	1012911
1	Kit de 10 plugues de tiras, P2W19	1012985
2	Bobina S com 1200 espiras	1001002
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

O comportamento de uma bobina num circuito de corrente contínua se altera conforme a tensão contínua é ligada e desligada. A alteração da corrente é retardada por autoindução na bobina, até que o valor máximo ao ligar e o valor zero ao desligar seja alcançado. O percurso da corrente da bobina pode ser representado com função exponencial.

Para um circuito de corrente contínua com indutividade L , resistência R e tensão contínua U_0 , vale, ao ligar

$$(1) \quad I(t) = I_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}})$$

e, ao desligar,

$$(2) \quad I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}}$$

com

$$(3) \quad T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{L}{R}$$

$T_{1/2}$ é a meia-vida; ou seja, no período de tempo $T_{1/2}$, a corrente da bobina diminui pela metade. O mesmo tempo passa para a diminuição da metade para um quarto e de um quarto para um oitavo.

Na experiência, esta relação é verificada. Para isto, o tempo de percurso da corrente da bobina é registrado por um osciloscópio de memória. A corrente é medida como diminuição de tensão em um resistor de medição R_M ligado em série. A corrente I_0 é selecionada de forma que a metade, um quarto e um oitavo deste valor seja fácil de ler.

ANÁLISE

A correspondência dos valores determinados de diferentes partes da curva de carga e de descarga para a meia-vida confirma o percurso exponencial esperado, vide (1) e (2). A representação dos tempos de meia-vida obtidos em dependência da resistência ou da indutividade mostra que os valores de medição podem ser adaptados por uma reta de origem, vide (3).

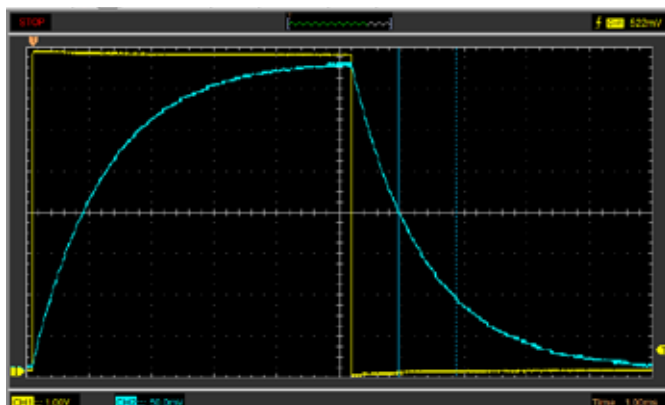


Fig. 1: Corrente da bobina registrada no osciloscópio na carga e descarga

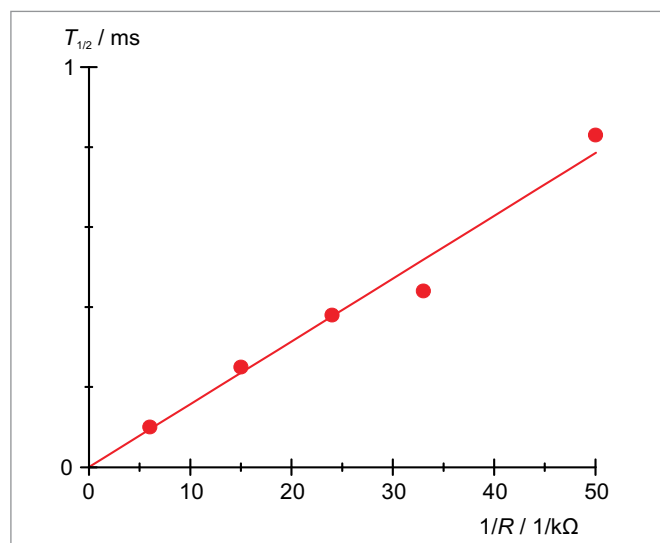


Fig. 2: Meia-vida $T_{1/2}$ como função do valor recíproco da resistência R

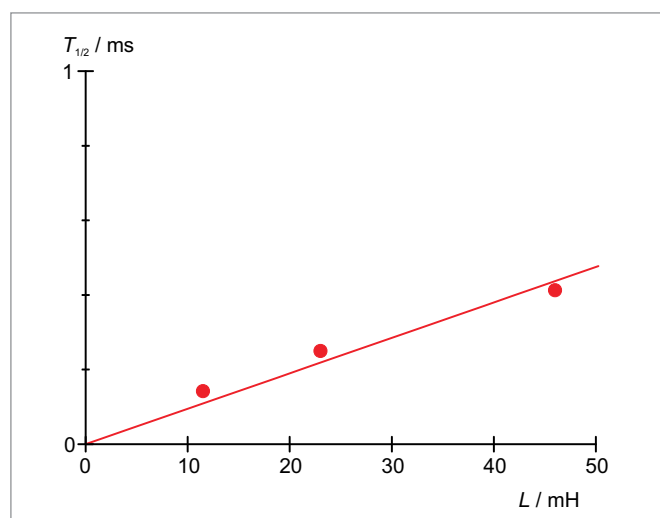


Fig. 3: Meia-vida $T_{1/2}$ em dependência da indutividade L

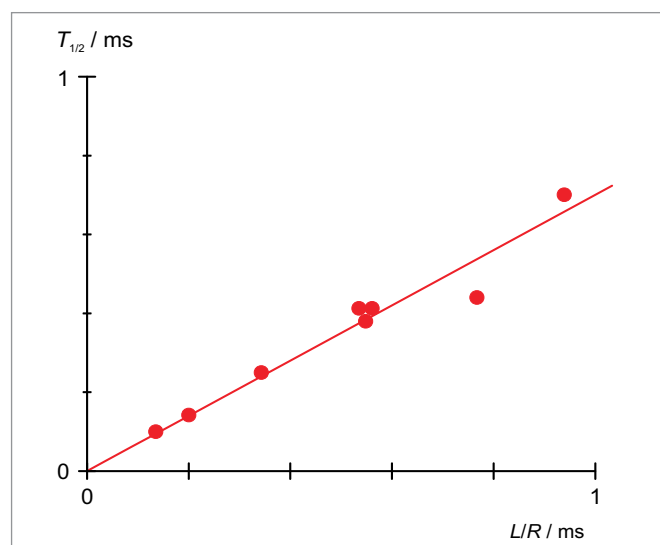
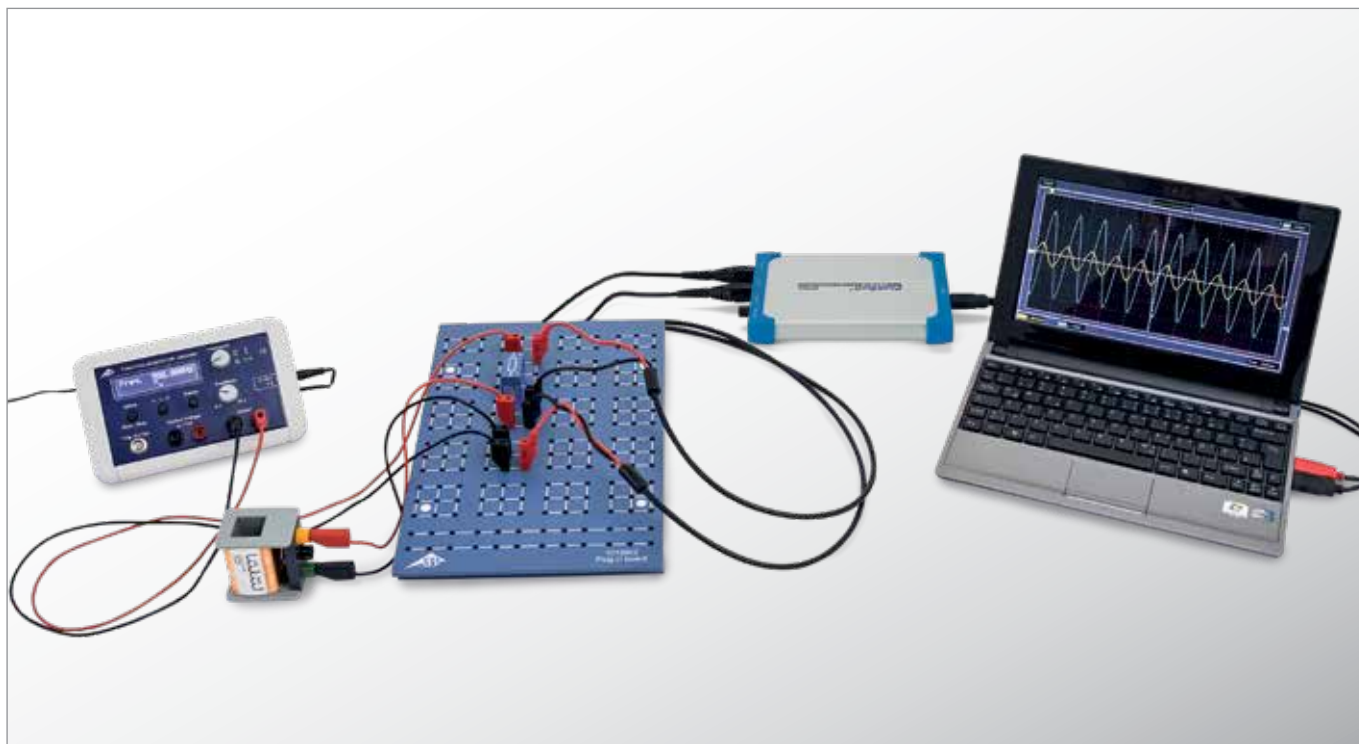


Fig. 4: Meia-vida $T_{1/2}$ em dependência da indutividade $\frac{L}{R}$

UE3050211 | RESISTÊNCIA DE UMA BOBINA NO CIRCUITO DE CORRENTE ALTERNADA



> TAREFAS

- Determinação da amplitude e da fase da resistência indutiva em dependência da indutividade.
- Determinação da amplitude e da fase da resistência indutiva em dependência da frequência.

OBJETIVO

Determinação da resistência indutiva em dependência da indutividade e da frequência

RESUMO

Cada alteração da corrente por uma bobina induz uma tensão. Caso a corrente seja alternada, então é induzida tensão alternada com um deslocamento de fase em relação à corrente. Matematicamente, esta relação pode ser descrita da forma mais simples quando se utiliza corrente, tensão e resistência como grandezas complexas e se observa suas partes reais. Na experiência, um gerador de função fornece tensão alternada com frequências de até 2 kHz. Um osciloscópio de dois canais registra corrente e tensão, de forma que a amplitude e a fase de ambas as grandezas sejam investigadas. A corrente através da bobina corresponde à queda de tensão através de um resistor de medição, cujo valor é desprezível em relação à resistência indutiva.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe para componentes.	1012902
2	Bobina S com 1200 espiras	1001002
1	Resistor 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Cada alteração da corrente por uma bobina induz uma tensão contrária, que age contra a alteração da corrente. Em circuitos de corrente alternada, portanto, a tensão na bobina corre antes da corrente através da bobina. Matematicamente, esta relação pode ser descrita da forma mais simples quando se utiliza corrente, tensão e resistência como grandezas complexas e se observa suas partes reais.

A relação corrente-tensão para uma bobina é

$$(1) \quad U = L \cdot \frac{dI}{dt}$$

I : corrente, U : tensão, L : indutividade

Com uma tensão de

$$(2) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

a corrente então é dada por

$$(3) \quad I = \frac{U_0}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L} \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

Dá-se se pode atribuir a resistência complexa à indutividade L

$$(4) \quad X_L = \frac{U}{I} = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

A parte real de cada uma das grandezas é mensurável, então

$$(5a) \quad U = U_0 \cdot \cos \omega t$$

$$(6a) \quad I = \frac{U_0}{2\pi \cdot f \cdot L} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \\ = I_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$(7a) \quad X_L = \frac{U_0}{I_0} = 2\pi \cdot f \cdot L$$

Na experiência, um gerador de função fornece tensão alternada com frequências de até 2 kHz. Um osciloscópio de dois canais registra corrente e tensão, de forma que a amplitude e a fase de ambas as grandezas sejam investigadas. A corrente através da bobina corresponde à queda de tensão através de um resistor de medição, cujo valor é desprezível em relação à resistência indutiva.

ANÁLISE

De acordo com a equação (4), a resistência indutiva X_L é proporcional à frequência f e à indutividade L . Nos diagramas correspondentes, os valores de medição estão, assim, no âmbito da precisão de medição, em uma reta de origem. A corrente através da bobina corre atrás da tensão na bobina na fase por 90° , pois cada alteração da corrente induz uma tensão contrária.

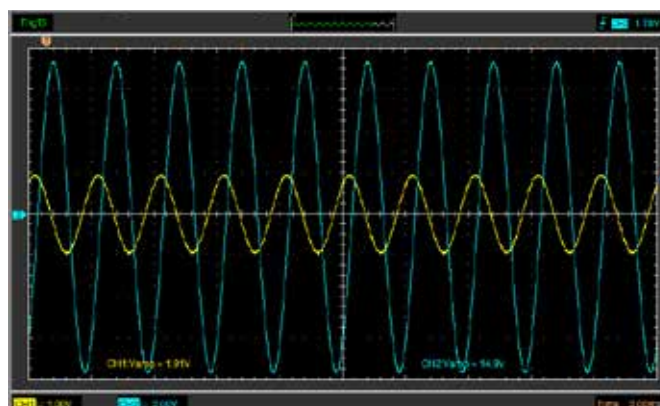


Fig. 1: Bobina no circuito de corrente alternada: Percurso da corrente e da tensão

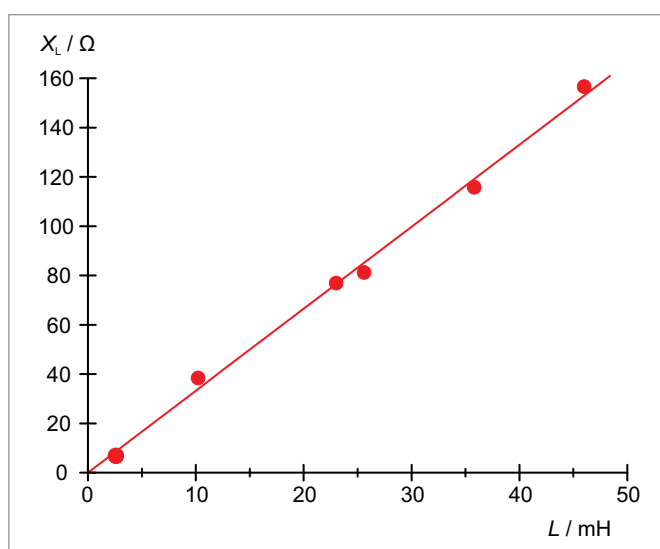


Fig. 2: Resistência indutiva X_L como função da indutividade L

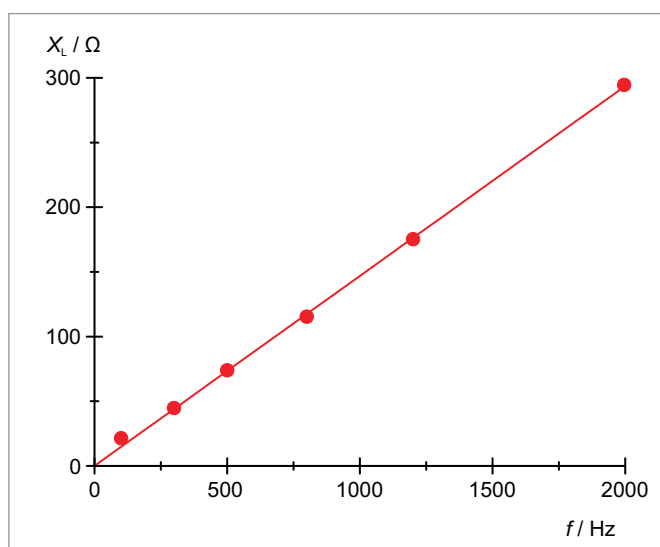
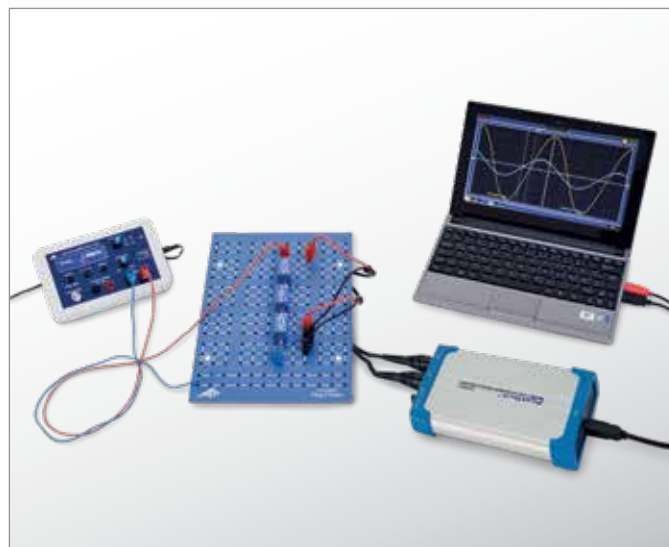


Fig. 3: Resistência indutiva X_L como função da frequência f

UE3050301

RESISTÊNCIAS DE CORRENTE ALTERNADA I



> TAREFAS

- Determinação da amplitude e da fase da resistência total em dependência da frequência com ligação em série.
- Determinação da amplitude e da fase da resistência total em dependência da frequência com ligação em paralelo.

OBJETIVO

Determinação da resistência de corrente alternada em um circuito com resistência capacitiva e ôhmica

RESUMO

Em circuitos de corrente alternada, podem ser observadas resistências capacitivas, além das ôhmicas. A combinação de ambas pode ser conectada em série ou em paralelo. Disto dependem as amplitudes, assim como a fase da corrente e da tensão. Na experiência, isto é examinado com um osciloscópio. Para isto, um gerador de funções fornece tensões alternadas entre 50 e 2000 Hz.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe para componentes.	1012902
1	Resistor 1 Ω , 2 W, P2W19	1012903
1	Resistor 100 Ω , 2 W, P2W19	1012910
1	Capacitor 10 μF , 35 V, P2W19	1012957
1	Capacitor 1 μF , 100 V, P2W19	1012955
1	Capacitor 0,1 μF , 100 V, P2W19	1012953
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Em circuitos de corrente alternada, resistências complexas são atribuídas a ligações com capacidades, para simplificar, pois aqui, além das amplitudes de corrente e tensão, também devem ser observadas as relações de fase entre ambas. Ligações em série e em paralelo de resistências capacitivas e ôhmicas podem então ser descritas de forma muito simples. Tensão e corrente também são observadas como grandezas complexas. Mensurável é a respectiva parte real.

A resistência capacitiva complexa de um capacitor com capacidade C em um circuito de corrente alternada com a frequência f é

$$(1) \quad X_c = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C}$$

com $\omega = 2\pi \cdot f$

Por conta disto, a ligação em série do capacitor com resistência ôhmica R tem a resistência geral

$$(2) \quad Z_s = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C} + R$$

enquanto à ligação em paralelo, pode ser atribuída a resistência total

$$(3) \quad Z_p = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C + \frac{1}{R}}$$

Na formulação convencional

$$(4) \quad Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \varphi)$$

torna-se

$$(5) \quad Z_s = \frac{\sqrt{1 + (\omega \cdot C \cdot R)^2}}{\omega \cdot C} \cdot \exp(i \cdot \varphi_s)$$

com $\tan \varphi_s = -\frac{1}{\omega \cdot C \cdot R}$

e

$$(6) \quad Z_p = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega \cdot C \cdot R)^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_p)$$

com $\tan \varphi_p = -\omega \cdot C \cdot R$

Na experiência, um gerador de funções gera tensões alternadas com frequências ajustáveis f entre 50 e 2000 Hz. Tensão U e corrente I são representadas em um osciloscópio; nisto, I corresponde à perda de tensão em uma resistência de trabalho pequena. Assim, são medidas as partes reais de uma tensão localizada na respectiva resistência Z

$$(7) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t)$$

e da corrente gerada

$$(8) \quad I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi))$$

$$= I_0 \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi))$$

São lidas no osciloscópio, respectivamente, as amplitudes I_0 e U_0 , assim como o desvio de fase φ .

ANÁLISE

O valor da resistência total $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$ é representado em dependência da frequência f ou na dependência da resistência capacitiva $X_c = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$. Para frequências baixas, a ligação em série assume o valor da resistência capacitiva e a ligação em paralelo, o valor da resistência ôhmica.

O desvio de fase fica entre 0° e -90° e totaliza -45° , quando a resistência ôhmica for igual à capacitiva.

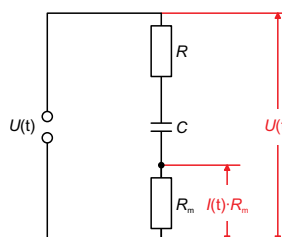


Fig. 1: Desvio de fase entre corrente alternada e tensão alternada

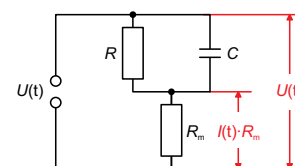


Fig. 2: Disposição de medição para ligação em série

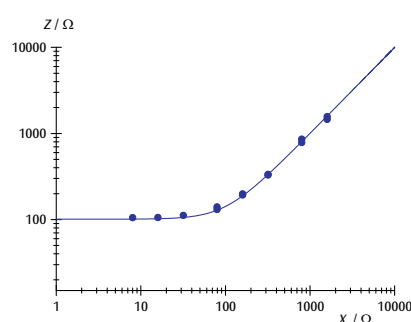


Fig. 3: Disposição de medição para ligação em paralelo

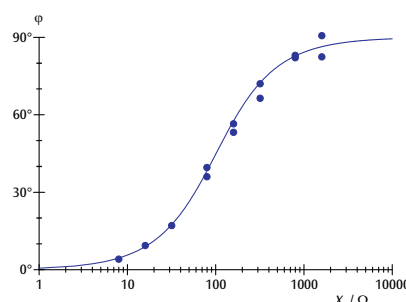


Fig. 4: Resistência total para ligação em série

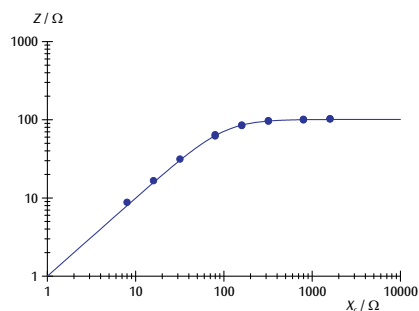


Fig. 5: Desvio de fase para ligação em série

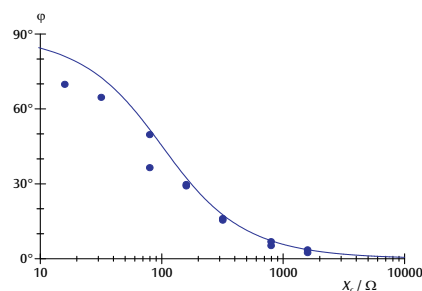
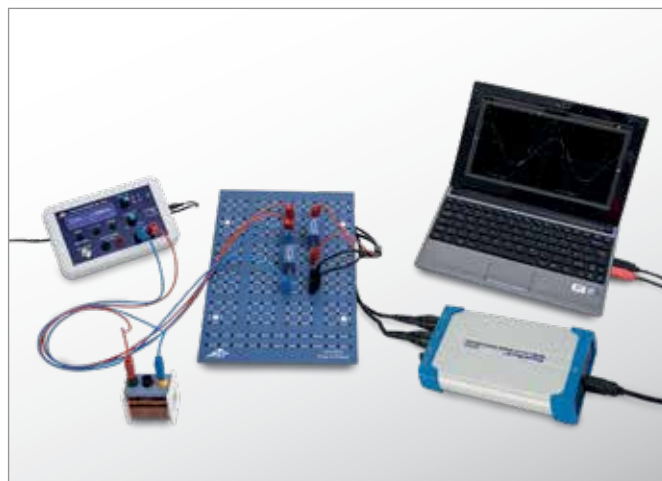
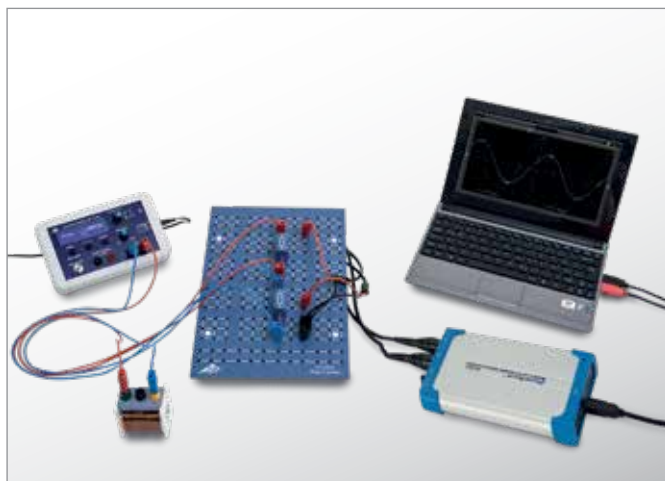


Fig. 6: Resistência total para ligação em paralelo



> TAREFAS

- Determinação da amplitude e da fase da resistência total em dependência da frequência com ligação em série.
- Determinação da amplitude e da fase da resistência total em dependência da frequência com ligação em paralelo.

OBJETIVO

Determinação da resistência de corrente alternada em um circuito com resistência indutiva e ôhmica

RESUMO

Em circuitos de corrente alternada, podem ser observadas resistências indutivas, além das ôhmicas. A combinação de ambas pode ser conectada em série ou em paralelo. Disto dependem as amplitudes, assim como a fase da corrente e da tensão. Na experiência, isto é analisado com um osciloscópio, para isto, um gerador de funções fornece correntes alternadas entre 50 e 10000 Hz.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe para componentes.	1012902
1	Resistor 1 Ω, 2 W, P2W19	1012903
1	Resistor 100 Ω, 2 W, P2W19	1012910
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio USB 2x50 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Bobina S com 600 espiras	1001001
1	Bobina S com 1200 espiras	1001002

FUNDAMENTOS GERAIS

Em circuitos de corrente alternada, resistências complexas são atribuídas a ligações com indutâncias, para simplificar, pois aqui, além das amplitudes de corrente e tensão, também devem ser observadas as relações de fase entre ambas. Ligações em série e em paralelo de resistências indutivas e ôhmicas podem então ser descritas de forma muito simples. Tensão e corrente também são observadas como grandezas complexas. Mensurável é a respectiva parte real.

A resistência complexa de uma bobina com a indutância L em um circuito de corrente alternada com a frequência f é

$$(1) \quad X_L = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

com $\omega = 2\pi \cdot f$

Por conta disto, a ligação em série da bobina com resistência ôhmica R tem a resistência geral

$$(2) \quad Z_s = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L + R$$

enquanto à ligação em paralelo, pode ser atribuída a resistência total

$$(3) \quad Z_p = \frac{1}{\frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L} + \frac{1}{R}}$$

Na formulação convencional

$$(4) \quad Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \varphi)$$

torna-se

$$(5) \quad Z_s = \sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2} \cdot \exp(i \cdot \varphi_s)$$

com e

$$\tan \varphi_s = \frac{2\pi \cdot f \cdot L}{R}$$

$$(6) \quad Z_p = \frac{2\pi \cdot f \cdot L \cdot R}{\sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_p)$$

com

$$\tan \varphi_p = \frac{R}{2\pi \cdot f \cdot L}$$

Na experiência, um gerador de funções gera tensões alternadas com frequências ajustáveis f entre 50 e 10000 Hz. Tensão U e corrente I são representadas em um osciloscópio; nisto, I corresponde à perda de tensão em uma resistência de trabalho pequena. Assim, são medidas as partes reais de uma tensão localizada na respectiva resistência Z

$$(7) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

e da corrente gerada

$$(8) \quad I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \varphi)) \\ = I_0 \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \varphi))$$

São lidas no osciloscópio, respectivamente, as amplitudes I_0 e U_0 , assim como o desvio de fase φ .

ANÁLISE

O valor da resistência total $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$ é representado em dependência da frequência f ou na dependência da resistência indutiva $X_L = 2\pi \cdot f \cdot L$. Para alta resistência indutiva, a ligação em série assume o valor da resistência indutiva e a ligação em paralelo, o valor da resistência ôhmica. O desvio de fase fica entre 0° e 90° e totaliza 45° , quando a resistência ôhmica for igual à indutiva.

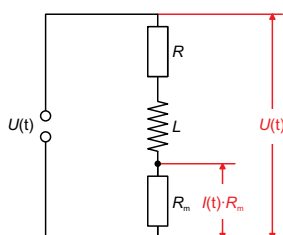


Fig. 1: Desvio de fase entre corrente alternada e tensão alternada

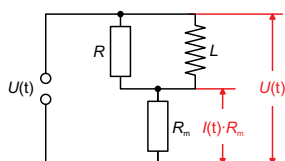


Fig. 2: Disposição de medição para ligação em série

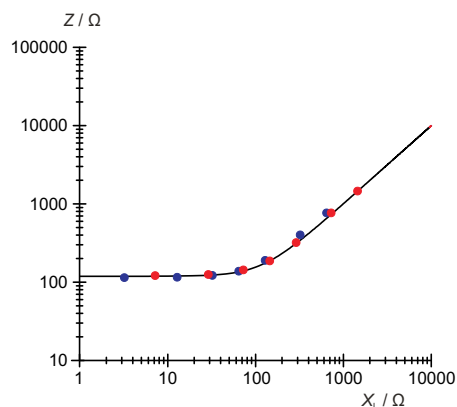


Fig. 3: Disposição de medição para ligação em paralelo

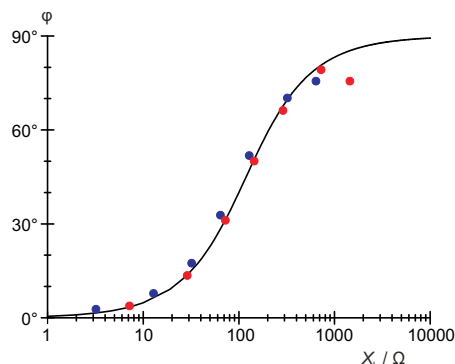


Fig. 4: Resistência total para ligação em série

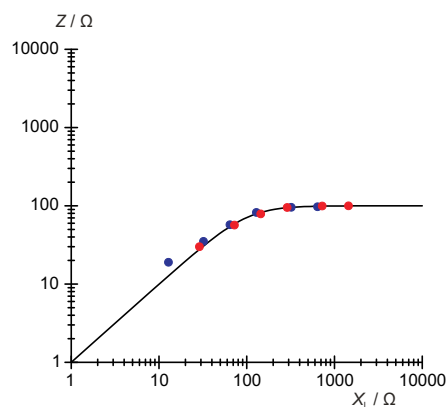


Fig. 5: Desvio de fase para ligação em série

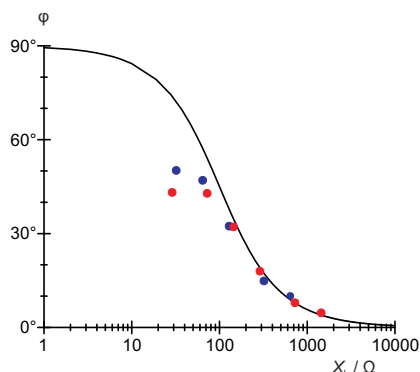
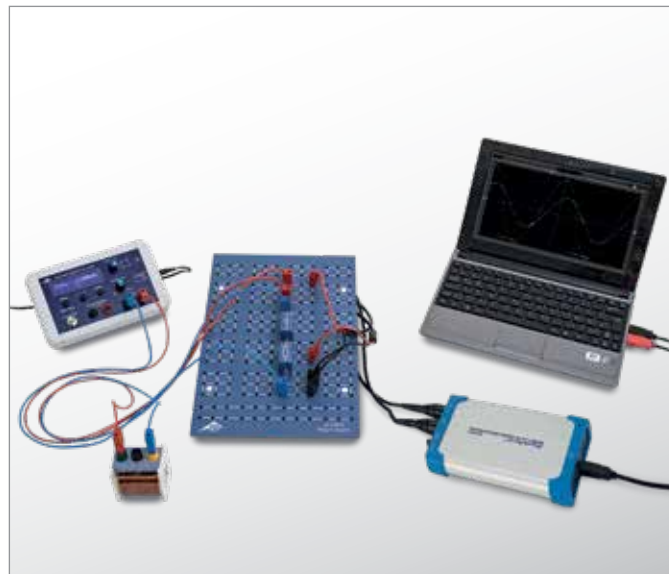
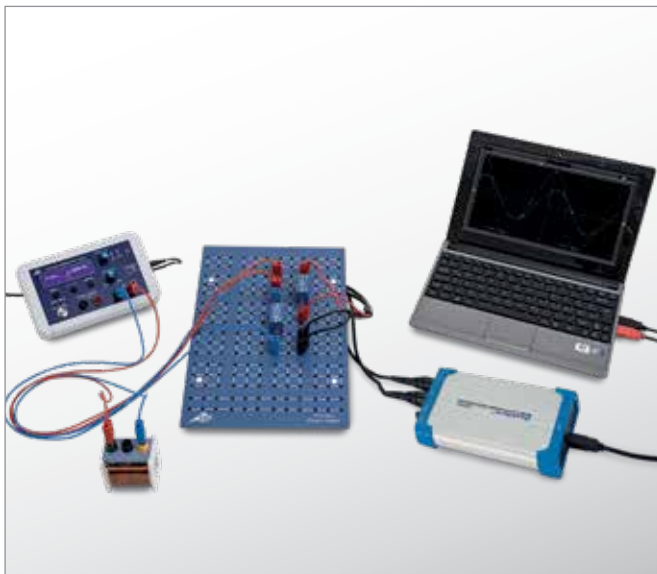


Fig. 6: Resistência total para ligação em paralelo



> TAREFAS

- Determinação da resistência do circuito de corrente alternada em ligação em série e paralela de resistência capacitiva e indutiva em dependência da frequência
- Determinação da frequência de ressonância em dependência de indutividade e capacidade.
- Observação da alteração do deslocamento de fases entre corrente e tensão na frequência de ressonância.

OBJETIVO

Determinação da resistência de corrente alternada em um circuito com resistência indutiva e capacitiva

RESUMO

Circuitos de corrente alternada com resistências indutivas e capacitivas demonstram comportamento de ressonância. Na frequência de ressonância, a resistência da ligação em série de resistência indutiva e capacitiva é zero, a resistência da ligação em paralelo, por outro lado, é infinita. Na experiência, isto é analisado com um osciloscópio, para isto, um gerador de funções fornece correntes alternadas entre 50 e 20000 Hz.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Placa de encaixe para componentes.	1012902
1	Capacitor 1 μ F, 100 V, P2W19	1012955
1	Capacitor 4,7 μ F, 63 V, P2W19	1012946
1	Bobina S com 800 espiras	1001001
1	Bobina S com 1200 espiras	1001002
1	Resistor 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Resistências indutivas em circuitos de corrente alternada aumentam com a frequência ascendente da corrente alternada, enquanto resistências capacitivas diminuem. Portanto, ligações em série ou paralela de resistências capacitivas e indutivas apresentam comportamento de ressonância. Fala-se em circuitos oscilantes, pois a corrente e a tensão oscilam entre capacidade e indutividade. Uma resistência ôhmica adicional reduz esta oscilação.

Para o cálculo das ligações em série ou paralelo, para simplificar, é designada uma indutividade L à resistência complexa

$$(1) \quad X_L = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

f : frequência da corrente alternada e uma capacidade C à resistência complexa

$$(2) \quad X_C = \frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot C}$$

Para a resistência total em uma ligação em série sem resistência ôhmica, vale, então

$$(3) \quad Z_S = i \cdot \left(2\pi \cdot f \cdot L - \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C} \right)$$

enquanto a ligação em paralelo pode ser calculada conforme segue.

$$(4) \quad \frac{1}{Z_P} = -i \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot L} - 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C \right)$$

Na frequência de ressonância

$$(5) \quad f_r = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

portanto, a resistência Z_S da ligação em série de resistência indutiva e capacitiva desaparece; ou seja, as tensões em ambas as resistências unitárias são opostamente idênticas. O valor da resistência Z_P da ligação em paralelo, por outro lado, fica infinitamente grande, ou seja, as correntes unitárias são opostamente idênticas. Na frequência de ressonância, além disso, o deslocamento de fase alterna seu sinal entre corrente e tensão.

Na experiência, são construídos circuitos oscilantes como ligação em série ou em paralelo de capacidade e indutividade. Um gerador de funções serve como fonte de tensão com frequência e amplitude ajustáveis. Com um osciloscópio, a corrente e a tensão são medidas em dependência de uma frequência ajustada. Tensão U e corrente I são representadas em um osciloscópio; nisto, I corresponde à perda de tensão em uma resistência de trabalho pequena.

ANÁLISE

Para cada frequência f são lidos no osciloscópio o deslocamento de fase ϕ , assim como as amplitudes I_0 e U_0 . Daí é calculado o valor da resistência total $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$.

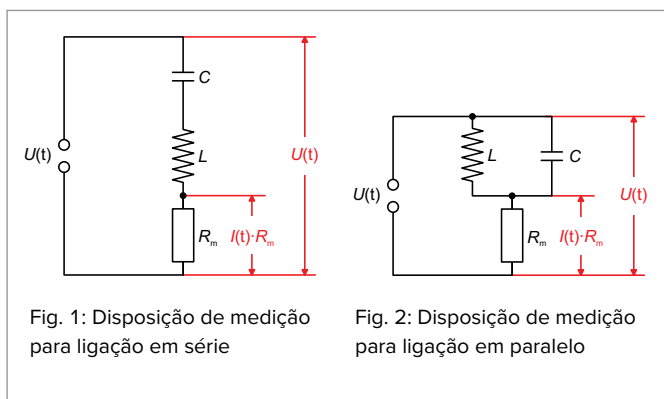


Fig. 1: Disposição de medição para ligação em série

Fig. 2: Disposição de medição para ligação em paralelo

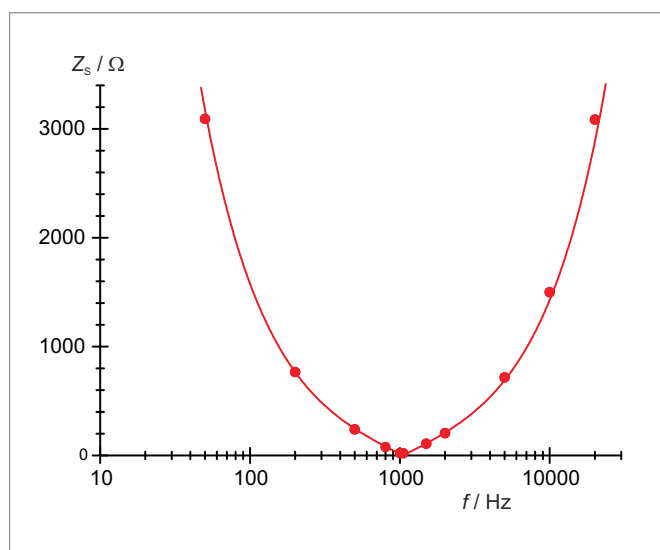


Fig. 3: Resistência de corrente alternada da ligação em série em dependência da frequência

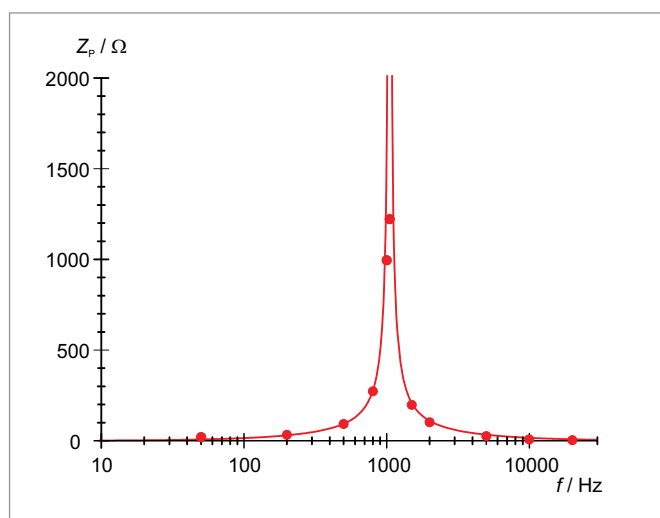


Fig. 4: Resistência de corrente alternada da ligação em paralelo em dependência da frequência

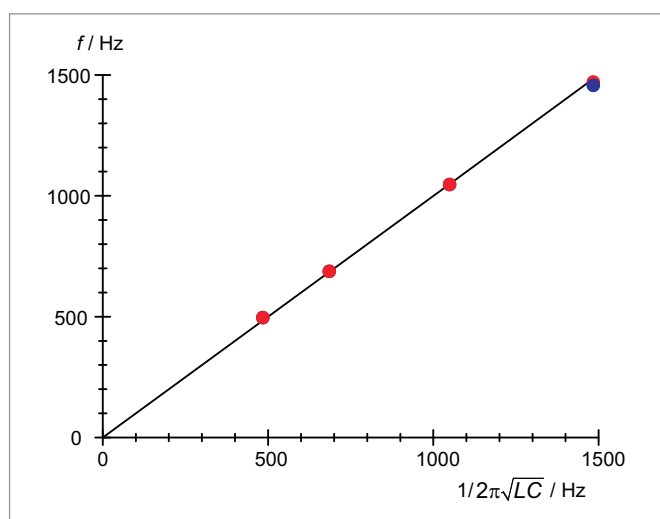


Fig. 5: Comparação entre frequência de ressonância medida e calculada para uma ligação em série (vermelho) e uma ligação em paralelo (azul)

UE3050400 | CIRCUITO LC OSCILANTE



> TAREFAS

- Registro das curvas de ressonância de amplitude do circuito LC oscilante em série para diferentes abafamentos.
- Determinação da frequência de ressonância do circuito LC oscilante em série.

OBJETIVO

Análise do comportamento de ressonância de um circuito LC oscilante em série

RESUMO

Um circuito elétrico oscilante é uma ligação capaz de ressonância que se constitui de uma indutividade e uma capacidade. Na experiência, é gerada uma tensão alternada com o gerador de funções, com a qual é excitado um circuito oscilante em série. A curva de ressonância de amplitude é medida, ou seja, a corrente em dependência da frequência com amplitude de tensão mantida constante. A partir da frequência de ressonância, é calculada a indutividade desconhecida com capacidade conhecida.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Painel de experimentação com fundamentos (230 V, 50/60 Hz)	1000573 ou
	Painel de experimentação com fundamentos (115 V, 50/60 Hz)	1000572
1	VinciLab	1021477
1	Sensor de voltagem 10 V, diferencial	1022539
1	Cabos de sensor	1021514
1	Sensor de corrente 500 mA	1021679
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840
Exigência complementar:		
1	Licença Coach 7	

FUNDAMENTOS GERAIS

Um circuito oscilante elétrico é uma ligação capaz de ressonância, constituída de uma bobina com a indutividade L e de um capacitor com a capacidade C . Pela troca periódica da energia entre o campo magnético da bobina e o campo elétrico do capacitor, o circuito oscilante realiza oscilações elétricas. A troca leva alternadamente à máxima amperagem na bobina ou à máxima voltagem no capacitor.

Se o circuito oscilante não oscilar livremente, mas também for excitado externamente por sinal senoidal, ele oscila com a mesma frequência da excitação e as amplitudes da corrente e das tensões nos componentes individuais são dependentes da frequência. A corrente I é obtida através da lei de Ohm:

$$(1) \quad I = \frac{U}{Z} = \frac{U_0 \cdot e^{i\omega t}}{Z}$$

U : Tensão de entrada senoidal

U_0 : Amplitude, ω : Frequência do circuito

Z : Impedância total

Em uma ligação em série, a impedância total é a soma das impedância dos componentes individuais. A isto se soma uma resistência ôhmica R , que considera as perdas que surgem em um circuito oscilante e eventualmente é completada por uma resistência externa. Então

$$(2) \quad Z = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$$

A partir de (1) e (2), resulta, para a corrente

$$(3) \quad I(\omega) = \frac{U_0 \cdot e^{i\omega t}}{R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}$$

O valor da corrente corresponde a sua amplitude, que é dependente da frequência:

$$(4) \quad I_0(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Ela chega ao máximo na frequência de ressonância

$$(5) \quad f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

e ali, alcança o valor

$$(6) \quad I_0(\omega_r) = \frac{U_0}{R}$$

O circuito oscilante em série, portanto, se comporta, em caso de ressonância, como se ele se constituísse somente de uma resistência ôhmica. Em especial, uma capacidade e uma indutividade ligadas em série representam, em caso de ressonância, um curto-circuito. Na experiência, é gerada uma tensão alternada com o gerador de funções, com a qual o circuito oscilante é excitado. A corrente I é medida em dependência da frequência f com amplitude de tensão mantida constante. A corrente é medida com uma interface de medição e registrada por um software de medição e avaliação e representada graficamente. A curva de ressonância de amplitude da corrente, ou seja, a dependência da amplitude da corrente da frequência, é registrada automaticamente.

ANÁLISE

A partir da curva de ressonância de amplitude, a frequência de ressonância f_r é lida. Como a capacidade C é conhecida, a indutividade L desconhecida pode ser calculada mediante utilização da equação (5):

$$L = \frac{1}{4\pi^2 \cdot f_r^2 \cdot C}$$

A partir da amplitude da curva de ressonância, a resistência ôhmica R é calculada mediante utilização da equação (6). Para o caso de não haver resistência externa ligada, R corresponde às perdas ôhmicas no circuito oscilante real.

$$R = \frac{U_0}{I_0(\omega_r)}$$

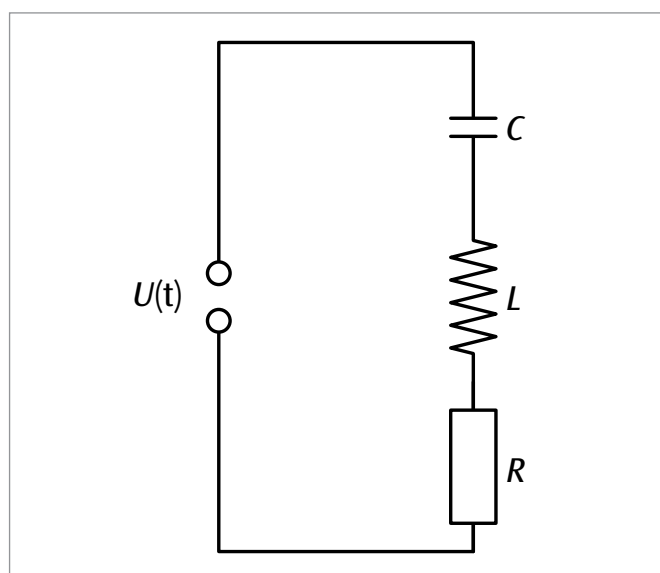


Fig. 1: Esquema de ligação para o circuito LC oscilante em série

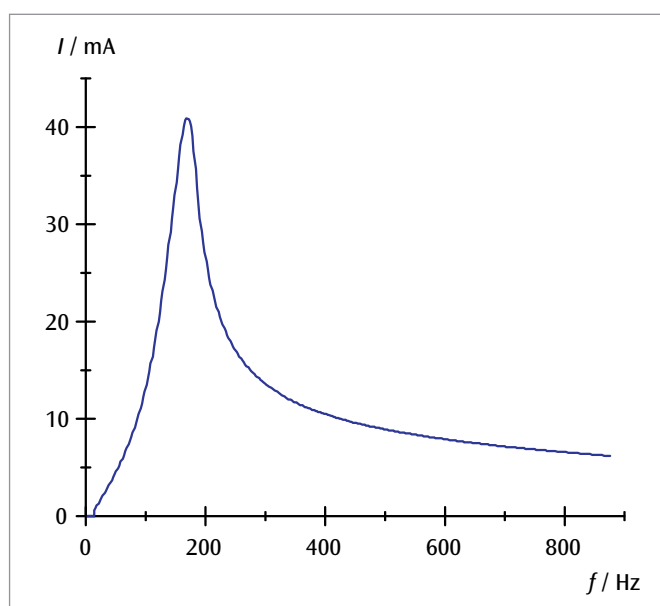
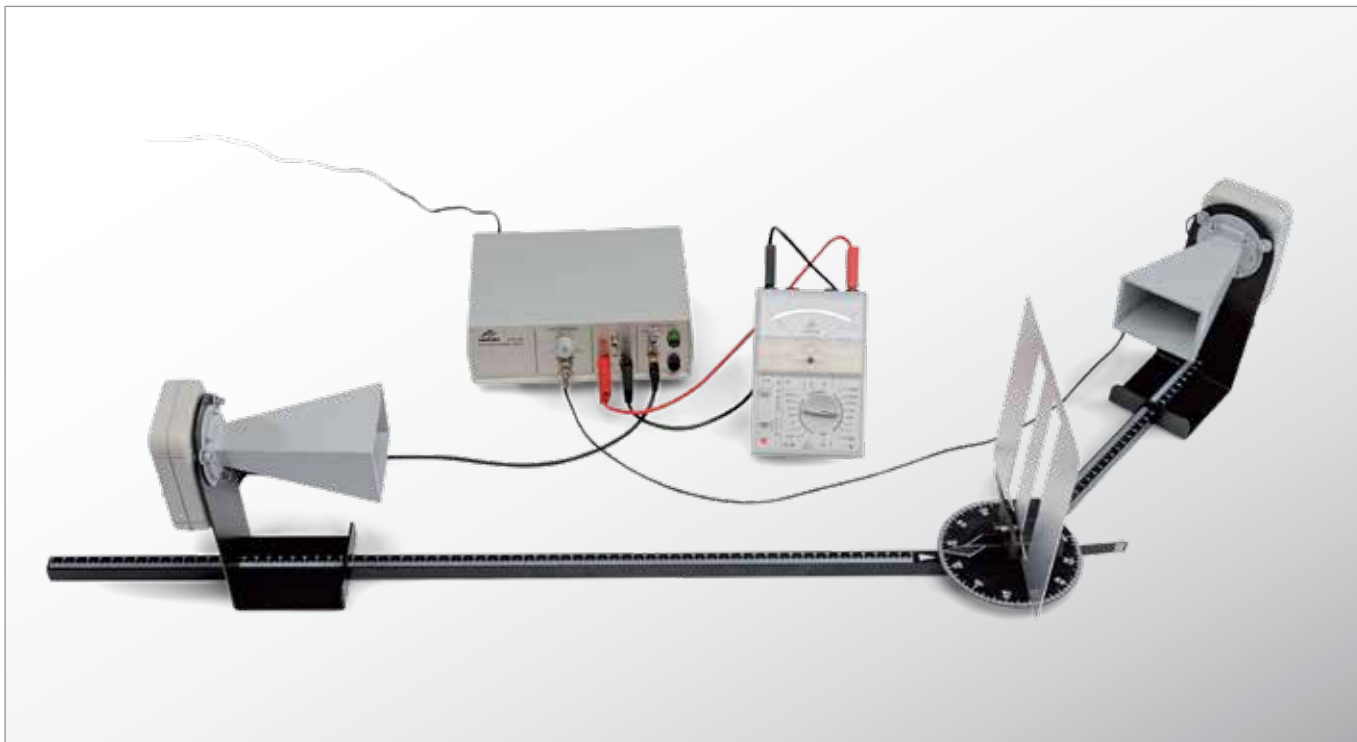


Fig. 2: Curva de ressonância de amplitude da corrente ($R_{\text{ext}} = 0$)

UE3060300

ÓPTICA ONDULATÓRIA COM MICROONDAS



> TAREFAS

- Medição ponto por ponto da intensidade da difração de microondas na fenda dupla.
- Determinação dos princípios para diversas ordens de difração.
- Determinação do comprimento de onda mediante distância entre fendas conhecidas.
- Exames e alteração da polarização das microondas irradiadas.

OBJETIVO

Demonstração e exame da interferência, difração e polarização de microondas

RESUMO

Com microondas é possível realizar numerosas experiências de interferência, difração e polarização com luz visível. Para tanto são empregados objetos de difração e polarização, cuja estruturação interna é visível a olho nu. Assim fica claro que na difração em fenda dupla é medida a intensidade máxima exatamente quando o receptor não está recebendo a irradiação do emissor em linha reta.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Conjunto para microondas 9,4 GHz (230 V, 50/60 Hz)	1009951 ou
	Conjunto para microondas 10,5 GHz (115 V, 50/60 Hz)	1009950
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm, vermelho/azul	1017718

FUNDAMENTOS GERAIS

A ótica de ondas considera a luz como que uma onda transversal, eletromagnética, e explica assim a interferência, a difração e a polarização da luz. Microondas também são ondas eletromagnéticas e mostram os mesmos fenômenos e seu comprimento de onda é, por isso, claramente maior do que as mesmas da luz visível. Dessa forma, para experiências de ondas de ótica física com microondas podem ser empregados objetos de difração e grade de polarização, cuja estrutura interna é visível a olho nu.

Na experiência é examinada a difração de microondas do comprimento de onda numa fenda dupla, cuja distância entre fendas d é de vários centímetros. Obtém-se a distribuição de intensidade típica (ver Fig. 1) para a difração na fenda dupla com princípio nos ângulos α_m , que sob a condição

$$(1) \quad \sin \alpha_m = m \cdot \frac{\lambda}{d}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

são suficientes.

A intensidade máxima é visivelmente medida com precisão quando o receptor está atrás do segmento central e não possa receber a irradiação do transmissor em linha reta. Esse fenômeno pode ser explicado pela interferência das ondas divididas de ambas as fendas é um nítido comprovante para a natureza das ondas das microondas. Girando-se o receptor em torno da direção dos raios, comprova-se a polarização linear das microondas irradiadas. Mediante alinhamento cruzado do transmissor e do receptor, a intensidade medida diminui em zero. Se colocarmos uma grade de polarização inferior a 45° no avanço dos raios, então o receptor recebe novamente uma onda, mesmo que com amplitude menor. A grade deixa passar a componente do vetor E da microonda que está chegando, que vibra paralelamente para a grade de polarização. Aqui por outro lado mede-se a componente que vibra paralelamente para o receptor.

OBSERVAÇÃO:

Com a mesma disposição, também podem ser executadas experiências referentes à absorção, reflexão, difração e polarização de microondas.

ANÁLISE

Aplica-se o ângulo α_m do princípio de difração num diagrama de seno $\alpha_m - m$ contra a ordem de difração m . Os valores medidos encontram-se numa reta de origem, cuja rampa corresponde ao quociente λ/d .

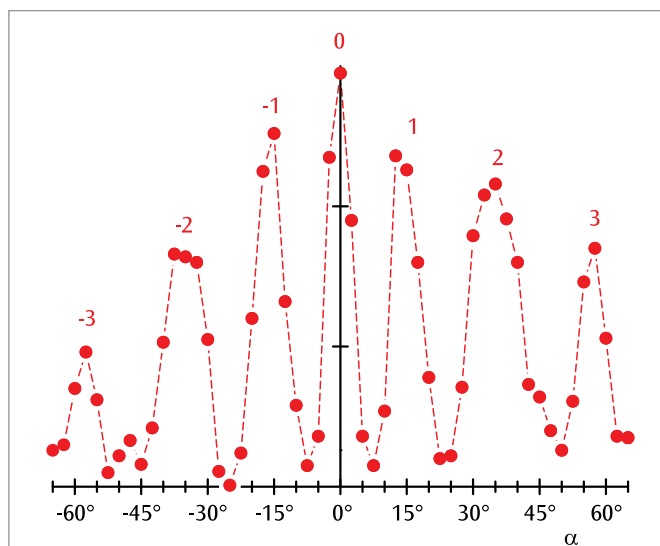


Fig. 1: Distribuição de intensidade na difração de microondas na fenda dupla

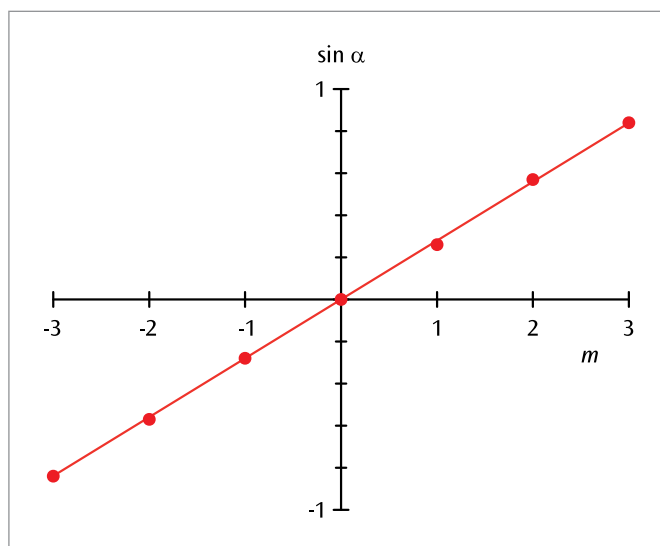


Fig. 2: Posição do princípio como função da ordem de difração m

UE3070100 | TUBO DIODO



> TAREFAS

- Registro das linhas de reconhecimento de um tubo diodo com três tensões de aquecimentos catódicas diferentes.
- Identificação da carga ambiental e da faixa de saturação.
- Constatação da lei de *Schottky-Langmuir*.

OBJETIVO

Registro das linhas de reconhecimento de um tubo diodo

RESUMO

Num tubo diodo, flui uma corrente de emissão livre de elétrons entre o cátodo incandescente e o ânodo quando uma tensão positiva existe entre o cátodo e o ânodo. A corrente aumenta com o aumento da tensão até a saturação, ela se anula quando a tensão é negativa.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Diodo S*	1000613
1	Suporte para tubos S	1014525
1	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

* Solicite também um orçamento com os nossos tubos para difração de elétrons D

FUNDAMENTOS GERAIS

Um tubo diodo é um recipiente de vidro evacuado no qual se encontram dois eletrodos: um cátodo aquecido, no qual são liberados elétrons por meio do efeito elétrico de incandescência, e um ânodo (ver Fig. 1). Por meio de uma tensão positiva entre cátodo e ânodo é gerada uma corrente de emissão portada pelos elétrons livres em direção ao ânodo (corrente anódica). Se essa tensão é fraca, então a corrente anódica é inibida pela carga ambiental dos elétrons liberados, já que estes isolam o cátodo do campo elétrico. Com o aumento da tensão anódica, as linhas de campo atingem uma maior profundidade no espaço frente ao cátodo e a corrente anódica aumenta. O aumento ocorre até que a carga ambiental frente ao cátodo desaparece e é assim atingido o valor de saturação da corrente anódica. Em oposição a isto, os elétrons não podem chegar ao ânodo, quando uma tensão negativa grande o suficiente encontra-se no ânodo a corrente anódica é então nula.

A dependência da corrente anódica I_A da tensão anódica U_A é descrita como linha de reconhecimento do tubo diodo (ver Fig. 2). Diferencia-se a área de tensão contrária (a), a área de carga ambiental (b) e a faixa de saturação (c).

Na área de tensão contrária o ânodo encontra-se com potencial negativo frente ao cátodo. Os elétrons são freados pelo campo elétrico.

Na área de carga ambiental, a dependência da corrente anódica da tensão anódica é descrita pela lei de *Schottky-Langmuir*:

$$(1) \quad I_A \sim U_A^{\frac{3}{2}}$$

Na área de saturação, a corrente anódica é função da temperatura do cátodo. Ela pode ser aumentada por meio de um acréscimo da tensão de aquecimento U_F .

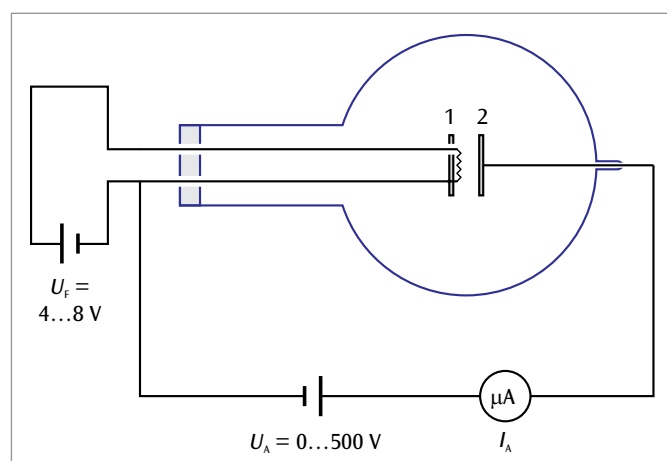


Fig. 1: Conexão para o registro de linhas de reconhecimento de um tubo diodo

1: Cátodo, 2: Ânodo

ANÁLISE

Área de tensão contrária:

Sendo que os elétrons escapam do cátodo com uma energia cinética $E_{cin} > 0$, flui uma corrente anódica até que a tensão anódica negativa seja tão grande que até mesmo os elétrons mais rápidos não conseguem atingir o ânodo.

Área de tensão ambiental:

Em caso de pequenas forças de campo, nem todos os elétrons que escapam do cátodo incandescente podem continuar o percurso. Eles envolvem o cátodo após a sua saída como uma nuvem e geram uma carga ambiental negativa. Por isso, no caso de pequenas tensões as linhas de campo que emanam do ânodo terminam nos elétrons da carga ambiental, e não no próprio cátodo. O campo originado pelo ânodo é assim isolado. Só com o aumento da tensão é que as linhas de campo penetram cada vez mais profundamente no espaço entorno ao cátodo e a corrente anódica aumenta.

O acréscimo da corrente ocorre até que a carga ambiental em torno ao cátodo desaparece. Então, o valor de saturação da corrente anódica é atingido.

Faixa de saturação:

Na faixa de saturação a corrente de emissão é independente da tensão anódica. Ela pode, porém, ser aumentada incrementando o número de elétrons que saem do cátodo por unidade de tempo. Isto pode ocorrer através de um aumento da temperatura do cátodo. O valor da corrente de saturação é portanto dependente da tensão de aquecimento.

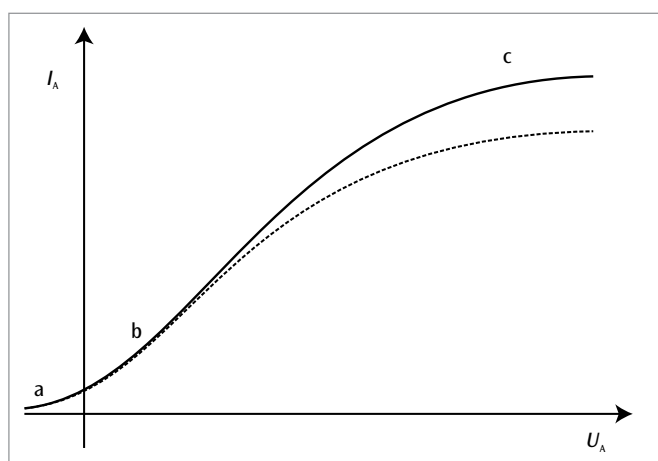


Fig. 2: Linhas de reconhecimento de um tubo diodo

a: Área de tensão contrária, b: Área de carga ambiental, c: Faixa de saturação

UE3070200 | TUBO TRÍODO



> TAREFAS

- Registro da linha de reconhecimento da corrente anódica e da tensão anódica num tubo tríodo com várias tensões de grade constantes.
- Registro das linhas de reconhecimento da corrente anódica e da tensão de grade de um tubo tríodo com tensões anódicas constantes.

OBJETIVO

Registro do campo de linhas de reconhecimento de um tubo tríodo

RESUMO

Num tubo tríodo, flui uma corrente de emissão formada por elétrons livres entre o cátodo incandescente e o ânodo, quando existe uma tensão positiva entre cátodo e ânodo. Esta corrente pode ser controlada através de uma pequena tensão positiva ou negativa entre o cátodo e a grade.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Triodo S*	1000614
1	Suporte dos tubos S	1014525
1	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

* Solicite também um orçamento com os nossos tubos para difração de elétrons D

FUNDAMENTOS GERAIS

Um tubo tríodo é um recipiente de vidro evacuado no qual se encontram dois eletrodos: um cátodo aquecido, do qual no qual são liberados elétrons por meio do efeito elétrico de incandescência, um ânodo, e entre ambos uma grade. Se houver uma tensão positiva grande o suficiente entre o cátodo e o ânodo (tensão anódica), elétrons livres chegam do cátodo ao ânodo atravessando a grade. A corrente anódica pode ser controlada por meio da variação de uma tensão adicional entre o cátodo e a grade (tensão da grade). Conforme se a grade apresenta um potencial positivo ou negativo frente ao cátodo, a corrente anódica pode ser aumentada ou reduzida. Um tubo tríodo pode assim ser utilizado para reforçar tensões alternadas.

Nesta experiência, são registrados os campos de linhas de reconhecimento de um tubo tríodo. Por isso entende-se a dependência da corrente anódica I_A da tensão anódica U_A e da tensão de grade U_G . Para representar o campo de linhas de reconhecimento são habitualmente aplicadas duas variantes (ver Fig. 2 e 3): a variante 1 representa a corrente anódica como função da tensão anódica com diferentes tensões de grade constantes, a variante 2 representa a corrente anódica como função da tensão da grade com tensões anódicas constantes.

ANÁLISE

A corrente anódica cresce com o aumento da tensão anódica e da tensão de grade. Mesmo pequenas alterações da ordem de poucos volts levam a grandes variações na corrente anódica. A tensão de grade pode por isso ser utilizada para controlar a corrente anódica.

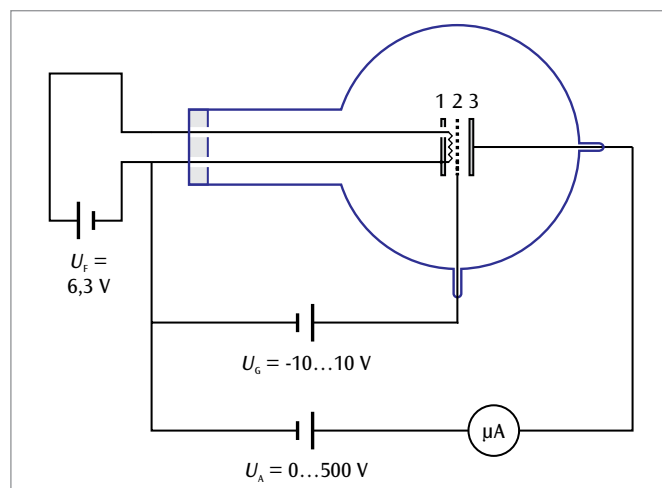


Fig. 1: Conexão para o registro de linhas de reconhecimento de um tubo tríodo. 1: Cátodo, 2: Grade, 3: Ânodo

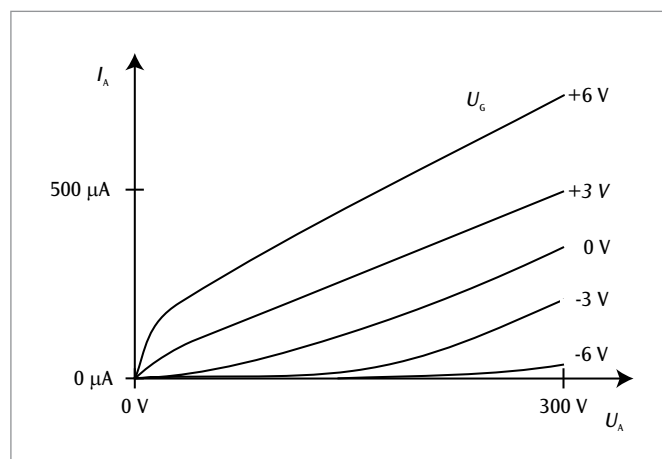


Fig. 2: Linhas de reconhecimento de corrente anódica e tensão anódica

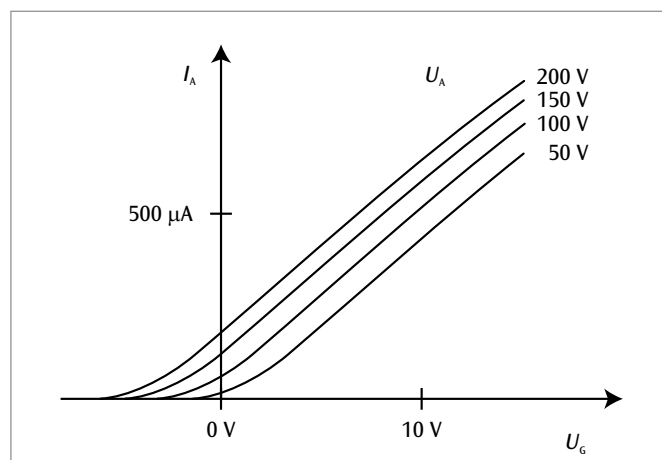
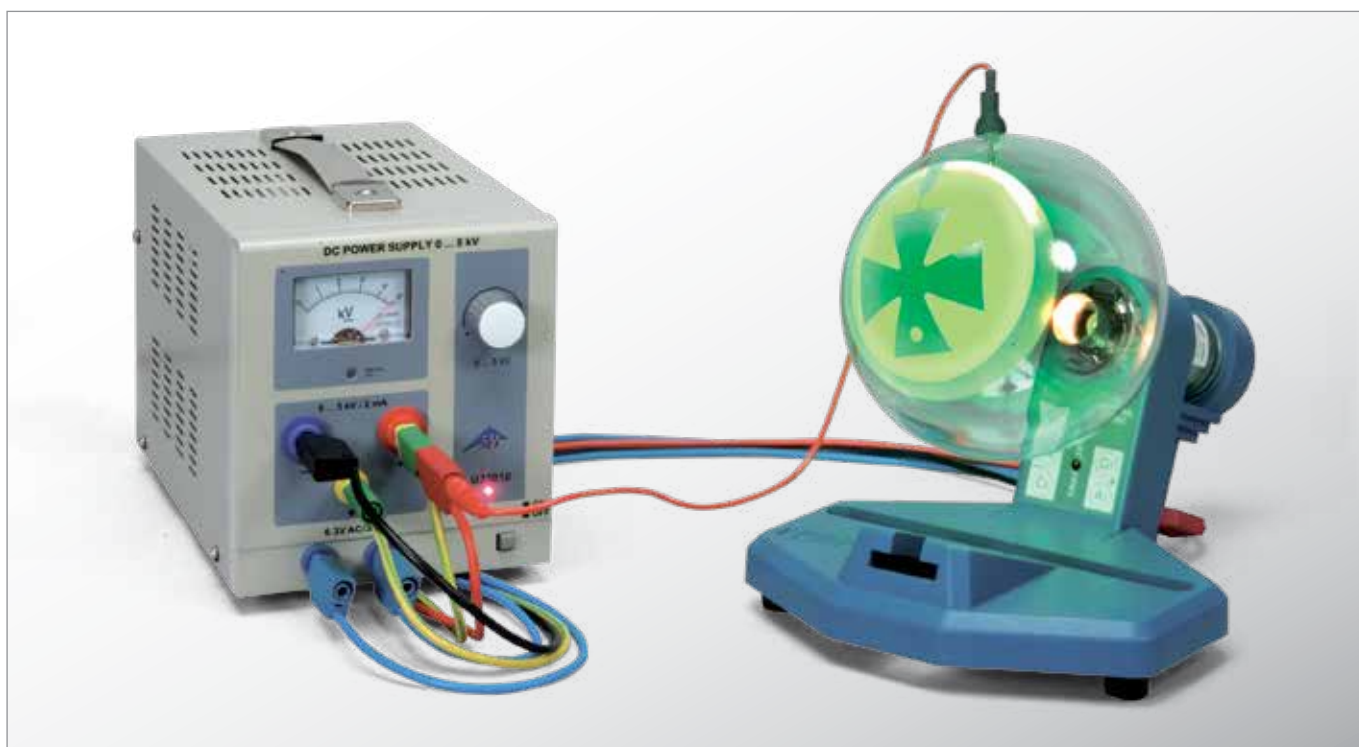


Fig. 3: Linhas de reconhecimento de corrente anódica e tensão de grade

UE3070300 | TUBOS DE SOMBRA CRUZADA



> TAREFAS

- Demonstração da propagação retilínea dos elétrons num espaço livre de campos eletromagnéticos.
- Demonstração do desvio de elétrons num campo magnético.
- Introdução à ótica dos elétrons.

OBJETIVO

Demonstração da propagação retilínea dos elétrons num espaço livre de campos eletromagnéticos

RESUMO

A propagação retilínea dos elétrons num espaço livre de campos eletromagnéticos é demonstrada no tubo de sombra cruzada através da igualdade superposição da sombra dos elétrons com a sombra da luz. Um distúrbio na propagação retilínea, por exemplo, a aplicação de um campo magnético é visualizado como deslocamento da sombra dos elétrons.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de cruz de Malta S*	1000011
1	Suporte dos tubos S	1014525
1	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843
Exigência complementar:		
1	Par de bobinas de Helmholtz S	1000611
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

* Solicite também um orçamento com os nossos tubos de dispersão de elétrons D

FUNDAMENTOS GERAIS

Num tubo de sombra cruzada observa-se o feixe de elétrons divergente de um canhão de elétrons numa tela luminescente, sobre a qual um obstáculo impenetrável para elétrons (cruz de Malta) projeta uma sombra. A posição da sombra altera-se quando a propagação linear dos elétrons sofre interferência no seu caminho à tela.

Se o ânodo e a cruz de Malta encontram-se com o mesmo potencial, então o espaço está livre de campos e os elétrons seguem uma propagação retilínea. A sombra de elétrons projetada pela cruz de Malta coincide então com a sombra da luz, a qual é originada pela luz emitida pelo cátodo incandescente.

A perturbação da propagação retilínea num campo não livre de campos pode ser demonstrada muito facilmente pela interrupção da conexão condutora entre o ânodo e o obstáculo: a carga estática do obstáculo assim obtida traz uma sombra de elétrons desfocada na tela luminescente.

Se os elétrons são desviados por um campo magnético no seu caminho para a tela luminescente observa-se então um deslocamento ou rotação da sombra de elétrons.

A força de desvio F depende da velocidade v e do campo magnético B e é dada pela força de Lorentz:

$$(1) \quad F = -e \cdot v \times B$$

ANÁLISE

No espaço livre de campos, os elétrons se propagam em linha reta. A sombra de elétrons da cruz de Malta é coincidente com a sombra da luz por essa causa.

Num campo magnético, os elétrons são desviados e a sombra de elétrons é deslocada em relação à sombra da luz. A força de desvio encontra-se perpendicular à direção do movimento dos elétrons e ao campo magnético.

Se o campo magnético percorrer uma direção axial, então os elétrons são desviados em percursos em espiral e a sombra de elétrons sofre uma rotação e é de menor tamanho.

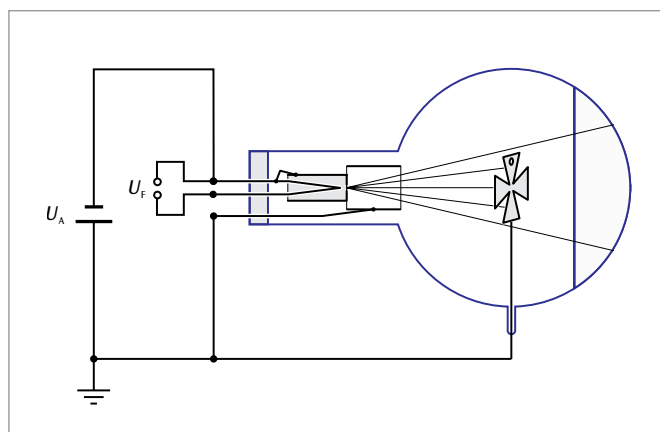


Fig. 1: Representação esquemática do tubo de sombra cruzada



Fig. 2: Rotação da sombra de elétrons por meio do desvio de elétrons num campo magnético axial

UE3070400 | TUBOS DE PERRIN



> TAREFAS

- Confirmação do efeito termiônico dos portadores de carga a partir dos cátodos aquecidos.
- Compreensão da polaridade dos portadores de emissão de cargas.
- Estimação da carga específica dos portadores de carga.

OBJETIVO

Compreensão da polaridade dos portadores de carga

RESUMO

Nos tubos de Perrin, os feixes de elétrons são desviados superfície de campos magnéticos homogêneos para um copo de Faraday. A carga dos elétrons pode ser detectada com ajuda de um dos eletroscópios ligados ao copo de Faraday, e analisadas em comparação com a carga de sinal conhecida de acordo com sua polaridade.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Tubo Perrin S*	1000616
1	Suporte dos tubos S	1014525
1	Par de bobinas de Helmholtz S	1000611
1	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Eletroscópio de Kolbe	1001027
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

* Solicite também um orçamento com os nossos tubos de dispersão de elétrons D.

FUNDAMENTOS GERAIS

Nos tubos de Perrin, um feixe de elétrons direcionado acerta uma tela luminescente e nela é visto como um ponto de luz.

O copo de Faraday é apropriado para receber feixes de elétrons a 45°, no qual os elétrons podem ser desviados através de um campo magnético. A corrente de carga pode ser medida sobre uma conexão separada.

No experimento, o feixe de elétrons é desviado pelo campo magnético de uma bobina de Helmholtz para o copo de Faraday, que é associado ao eletroscópio. A partir das cargas ou descargas dos eletroscópios por um dos feixes direcionados pelos copos de Faraday, o portador de cargas pode ser fechado sobre a polaridade.

Além disso, a carga específica do portador é estimável, já que o raio de curvatura r da órbita no copo de Faraday é conhecido. Sobre esta órbita, a carga está direcionada ao portador pela força centrípeta de Lorentz. Isso resulta, portanto,

$$(1) \quad m \cdot \frac{v^2}{r} = e \cdot v \cdot B$$

e: Carga, m : Massa do Portador, B : Campo Magnético

onde a velocidade v do portador de carga depende da tensão do ânodo U_A :

$$(2) \quad v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_A}$$

Portanto, a carga específica do portador:

$$(3) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

ANÁLISE

O raio de curvatura r da órbita para o Copo de Faraday é 160 mm. A tensão U_A é conhecida.

O campo magnético B é gerado em uma bobina Helmholtz e é proporcional a Corrente I_H através de uma única espira. O fator de proporcionalidade k pode ser calculado a partir do raio da bobina $R = 68$ mm e do número de espiras $N = 320$:

$$B = k \cdot I_H \quad \text{com} \quad k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

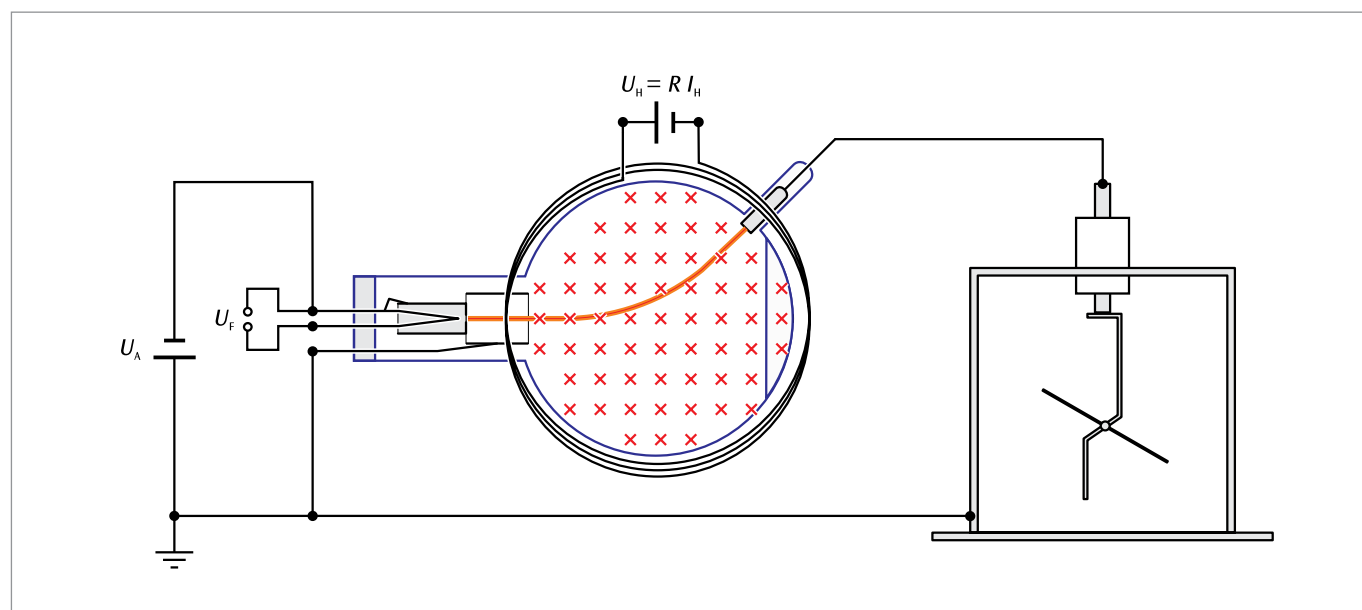


Fig. 1: Representação esquemática do tubo de Perrin

UE3070500 | TUBOS DE THOMSON



> TAREFAS

- Pesquisa do desvio de um feixe de elétrons num campo magnético.
- Estimação da carga específica do elétron.
- Pesquisa do desvio de um feixe de elétrons num campo elétrico.
- Montagem de um filtro de velocidade a partir de campos elétricos e magnéticos cruzados.

OBJETIVO

Estudo do desvio de elétrons em campos elétricos e magnéticos

RESUMO

No tubo de Thomson torna-se visível o desvio vertical de um feixe de elétrons horizontal numa tela luminescente. O desvio pode ser provocado por um campo elétrico vertical ou por um campo magnético horizontal que está perpendicular à direção do feixe no plano horizontal.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo de Thomson S*	1000617
1	Suporte para tubos S	1014525
1	Par de bobinas de Helmholtz S	1000611
1	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

* Solicite também um orçamento com os nossos tubos de dispersão de elétrons.

FUNDAMENTOS GERAIS

No tubo de Thomson, os elétrons passam por um diafragma de fenda em direção horizontal por trás do ânodo e encontram-se numa tela posicionada obliquamente ao percurso do feixe, sobre a qual o percurso do feixe torna-se visível. Atrás do diafragma em fenda encontra-se um condensador de placa, no campo elétrico vertical do mesmo os elétrons são desviados verticalmente. Adicionalmente, pode-se criar com bobinas de Helmholtz um campo magnético horizontal perpendicular à direção do feixe, no qual os elétrons são desviados também verticalmente:

A força de Lorentz age sobre um elétron que se move com a velocidade v através de um campo magnético B

$$(1) \quad \mathbf{F} = -e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

e : Carga elementar

perpendicularmente à direção do movimento e do plano criado pelo campo magnético. O desvio ocorre em direção vertical quando tanto a direção do movimento como também o campo magnético se encontram no plano horizontal (ver Fig. 1). Se direção do movimento é perpendicular ao campo magnético homogêneo, então os elétrons são forçados a seguir um percurso circular cuja força centrípeta é dada pela força de Lorentz.

$$(2) \quad m \cdot \frac{v^2}{r} = e \cdot v \cdot B$$

m : Massa do elétron, r : Raio do percurso circular.

A velocidade do elétron depende da tensão anódica U_A . É válido:

$$(3) \quad v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_A}$$

Assim pode-se determinar a carga específica do elétron a partir do raio do percurso circular, quando o campo magnético homogêneo B e a tensão anódica U_A são conhecidas. A partir de (2) e (3) resulta para a carga específica do elétron:

$$(4) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

Se for produzida uma tensão U_P no condensador de placa, então os elétrons são também desviados verticalmente no seu campo elétrico vertical E com a força

$$(5) \quad \mathbf{F} = -e \cdot \mathbf{E}$$

e : Carga elementar

(ver Fig. 2). O campo elétrico pode por isso ser escolhido de modo que ele compense o desvio no campo magnético:

$$(6) \quad e \cdot E + e \cdot v \cdot B = 0$$

Neste caso, a velocidade do elétron pode ser determinada com facilidade. É válido:

$$(7) \quad v = \left| \frac{E}{B} \right|$$

Uma ordenação de campos elétricos e magnéticos cruzados nos quais o desvio dos elétrons é compensado a zero é chamada de filtro de velocidade.

ANÁLISE

O campo magnético B é produzido por um par de bobinas de Helmholtz e é proporcional à corrente I_H através de uma única bobina. O fator de proporcionalidade k pode ser calculado a partir do raio de bobina $R = 68$ mm, e o número de espiras $N = 320$ por bobina:

$$B = k \cdot I_H \quad \text{com} \quad k = \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

O campo elétrico pode ser calculado a partir da tensão U_P e da distância entre placas d :

$$E = \frac{U_P}{d}$$

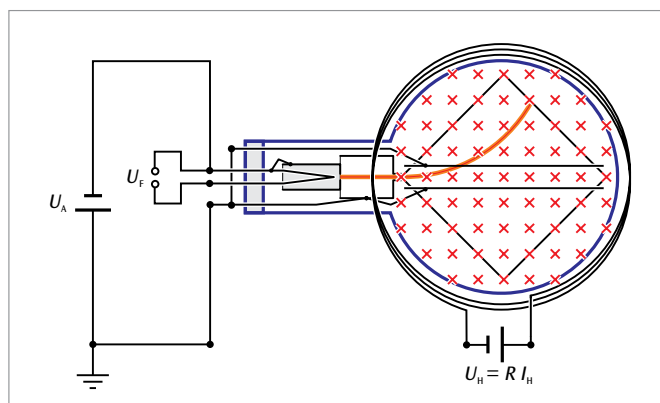


Fig. 1: Representação esquemática do tubo de Thomson num campo magnético

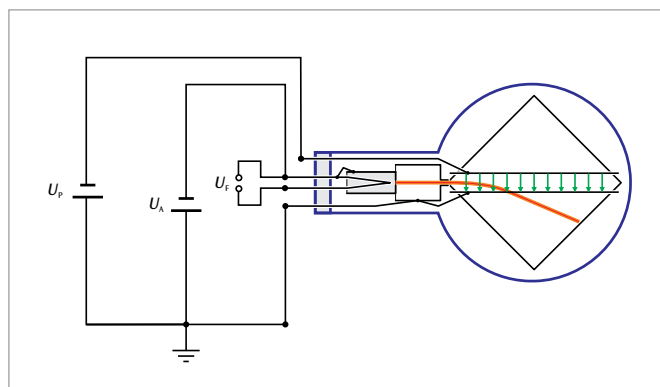


Fig. 2: Representação esquemática do tubo de Thomson num campo elétrico

UE3070700 | TUBO DE RAIOS DE FEIXE ESTREITO



> TAREFAS

- Demonstração do desvio de elétrons num campo magnético homogêneo em órbita fechada.
- Determinação da corrente de bobinas de Helmholtz I_H em função da tensão de aceleração U do canhão de elétrons com raio de órbita constante r .

OBJETIVO

Determinação da carga específica de um elétron

RESUMO

No tubo de raios de feixe estreito, as órbitas dos elétrons são visíveis num campo magnético homogêneo como um rastro luminoso de limites bem claros. Por isso, o raio da órbita pode ser medido diretamente com um metro. A partir do raio da órbita r , do campo magnético B e a tensão de aceleração U do canhão de elétrons pode-se calcular a carga específica e/m do elétron.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo de raios de feixe estreito R	1019957
1	Bobinas de Helmholtz 300 mm	1000906
1	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

No tubo de raios de feixe estreito, os elétrons se movem num campo magnético homogêneo num percurso circular. O tubo contém gás néon com pressão precisamente ajustada e os átomos de gás são ionizados ao longo das órbitas através de choques com os elétrons, pelo que eles são levados a brilhar. Assim a órbita dos elétrons fica visível e o seu raio pode ser medido diretamente com um metro. Sendo que a tensão de aceleração U do canhão de elétrons e o campo magnético B são conhecidos, pode-se calcular a carga específica e/m do elétron a partir do raio de órbita r :

Sobre um elétron que se move com velocidade v perpendicularmente a um campo magnético B , age a força de Lorentz perpendicularmente à velocidade do campo magnético:

$$(1) \quad F = e \cdot v \cdot B$$

e : Carga elementar

Ela age o elétron como força centrípeta

$$(2) \quad F = \frac{m \cdot v^2}{r}$$

m : Massa do elétron

pondo-o a se mover numa órbita de raio r . Por isso

$$(3) \quad e \cdot B = \frac{m \cdot v}{r}$$

A velocidade v depende da tensão de aceleração U do canhão de elétrons:

$$(4) \quad v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U}$$

Para a carga específica do elétron é então válido:

$$(5) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U}{(r \cdot B)^2}$$

ANÁLISE

O campo magnético B é criado num par de bobinas de Helmholtz e é proporcional à corrente I_H através de uma única bobina. O fator de proporcionalidade k pode ser calculado a partir do raio da bobina $R = 147,5$ mm e do número de espiras $N = 124$ de cada bobina:

$$B = k \cdot I_H \quad \text{com} \quad k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

Assim são conhecidas todas as grandezas determinantes para a carga específica do elétron.

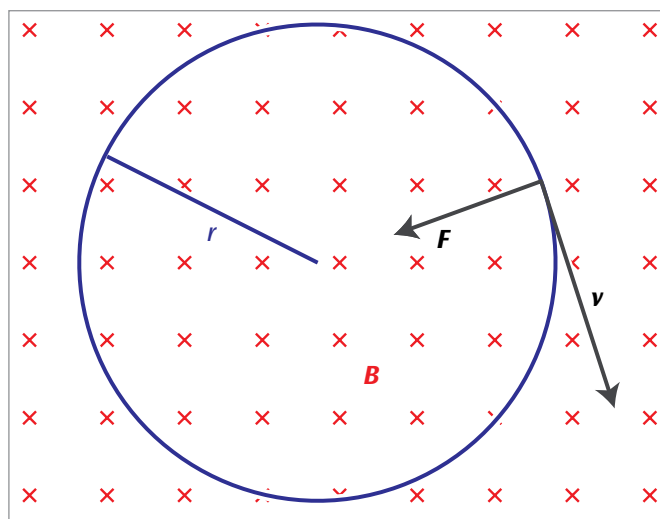


Fig. 1: Desvio de elétrons com velocidade v num campo magnético B através da força de Lorentz F numa órbita fechada de raio r

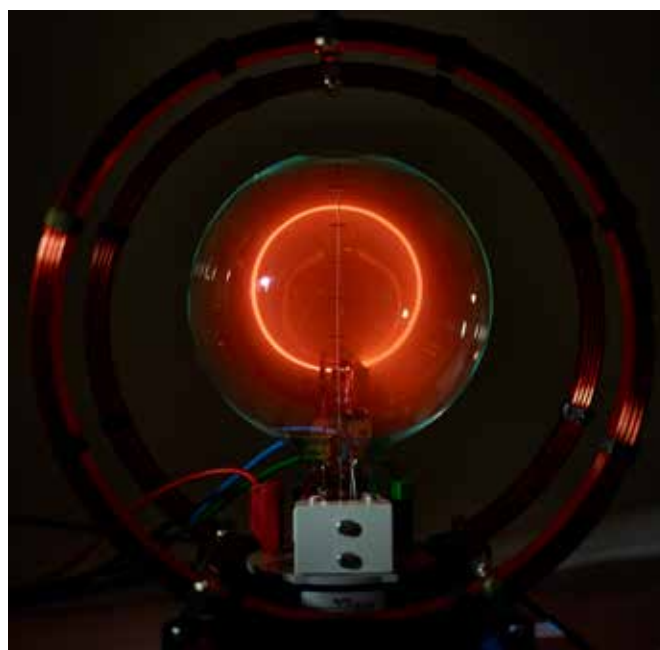
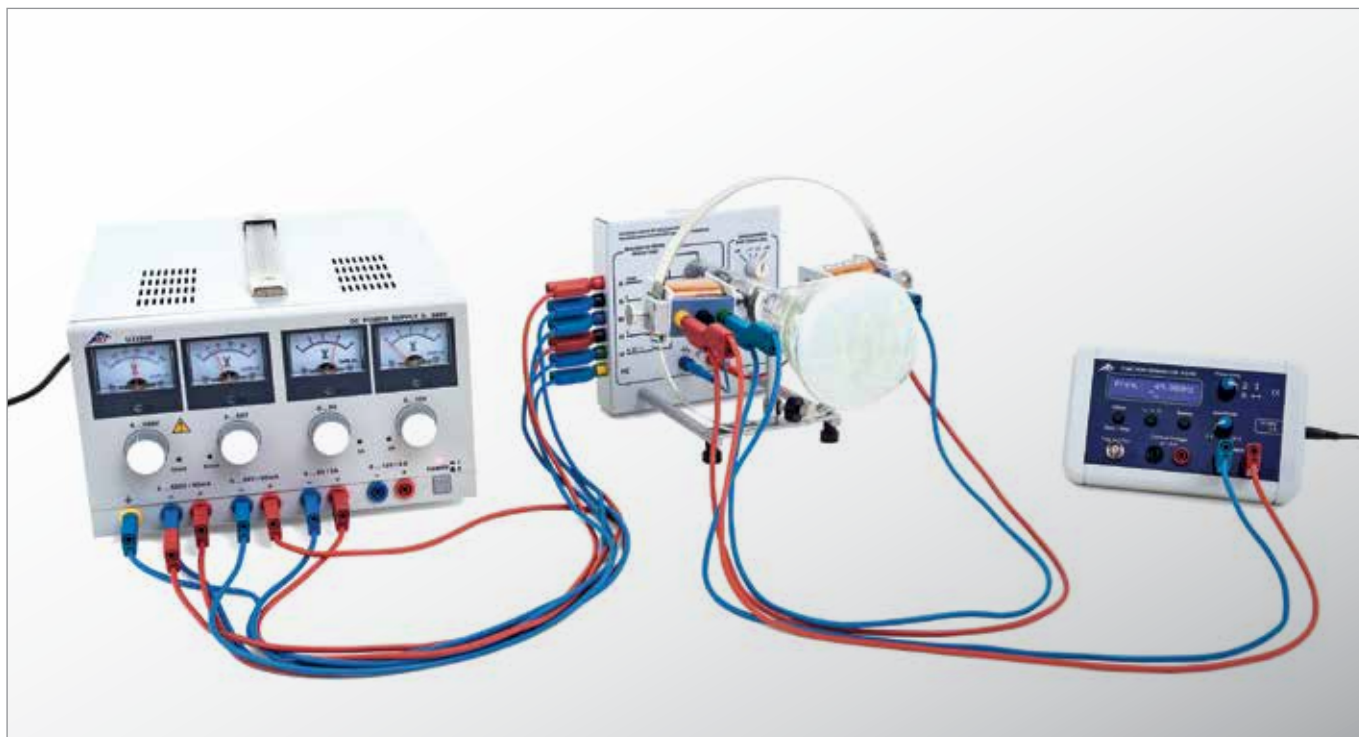


Fig. 2: Tubo de raio estreito com marca luminescente circular dos elétrons no campo magnético

UE3070800 | OSCILOSCÓPIO PARA O ENSINO I



TAREFAS

- Estudo do desvio de um raio de elétrons em um campo elétrico.
- Estudo do desvio de um raio de elétrons em um campo magnético.
- Demonstração da produção osciloscópica com exemplo do sinal periódico de um gerador de função.
- Calibração do controlador de frequência do gerador com dentes de serrote.

OBJETIVO

Estudo dos princípios físicos para a determinação osciloscópica de sinais elétricos

RESUMO

Com o osciloscópio para o ensino podem-se estudar os princípios físicos para a determinação de sinais elétricos em uma tela iluminada. Em um tubo de raios de cátodos é criado um raio concentrado de elétrons, cujo ponto de encontro na tela pode ser observado como uma mancha verde iluminada. Desviados por um grampo com dentes de serrote para a direita, para então saltar novamente para o ponto de saída. Essa seqüência se repete periodicamente com uma frequência ajustável. A voltagem dependente do tempo que é mostrada é direcionada para uma mola fora do cano e causa um desvio vertical do raio no campo magnético da mola. Sua dependência do tempo é dispersada por meio do movimento simultâneo horizontal do raio de elétrons e se faz visível na tela iluminada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Osciloscópio para o ensino	1000902
1	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Uma utilização importante da emissão de elétrons incandescentes no alto vácuo é o osciloscópio de raio de cátodos com o tubo de raios de cátodos como elemento essencial. Na construção do osciloscópio para o ensino, um cátodo incandescente, circundado pelos assim chamados cilindros de Wehnelt, e um disco perfurado com potencial de ânodo constituem o sistema, visível por fora, do tubo de raios de cátodos. Uma parte dos elétrons acelerados para o ânodo atravessa o disco perfurado e forma um raio, que é observável na tela iluminada do tubo como uma mancha verde luminosa. Como o tubo é preenchido com néon a pressão muito pequena, o raio de elétrons é concentrado pelos impactos com os átomos do gás e torna-se imediatamente visível como um fio luminoso vermelho. Também contribui para o agrupamento a presença de uma tensão negativa no cilindro de Wehnelt. Em prol da simplicidade e da clareza, abdicou-se de equipamentos auxiliares para maior aceleração e direcionamento do raio, comuns em osciloscópios técnicos.

Atrás do ânodo encontra-se um par de placas alinhadas paralelamente ao raio de elétrons. Essas placas podem ser conectadas a um gerador de dentes de serrate (ver Fig. 1). Por meio do campo elétrico da tensão dos dentes de serrate $U_x(t)$, o raio é desviado horizontalmente e se dirige à tela iluminada com velocidade constante da esquerda para a direita, para então saltar novamente para o ponto de partida. Essa seqüência se repete periodicamente com uma freqüência ajustável.

Durante sua movimentação da esquerda para a direita, o raio de elétrons pode ser, além disso, desviado verticalmente para um campo magnético, enquanto uma tensão $U_y(t)$ é direcionada para a mola fora do tubo. Se essa tensão se modifica dependendo do tempo, essa mudança se torna visível na tela iluminada, diluída ao longo do tempo (ver Fig. 2). Essas tensões dependentes do tempo podem, por exemplo, ser os sinais de saída periódicos de um gerador de função ou também os sinais fortalecidos de um microfone.

No experimento, os sinais periódicos de um gerador de função são estudados. Para uma determinação ótima, a freqüência dos dentes de serrate é escolhida de acordo com a freqüência do gerador de função.

ANÁLISE

Se na tela iluminada for mostrado exatamente um período do sinal do gerador de função, então sua freqüência corresponde à freqüência dos dentes de serrate.

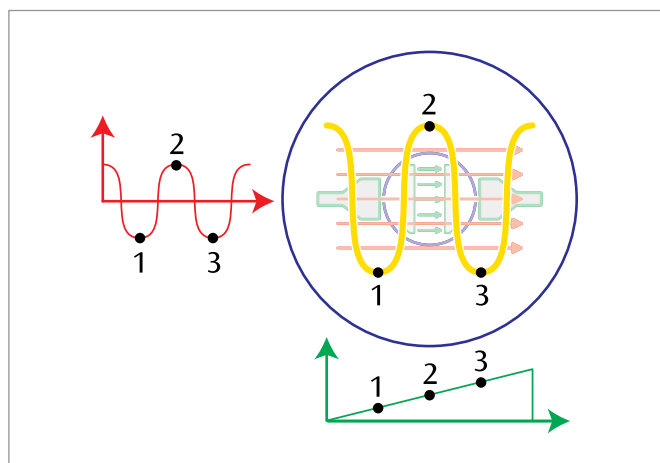


Fig. 2: Determinação de um sinal periódico, diluída pelo tempo

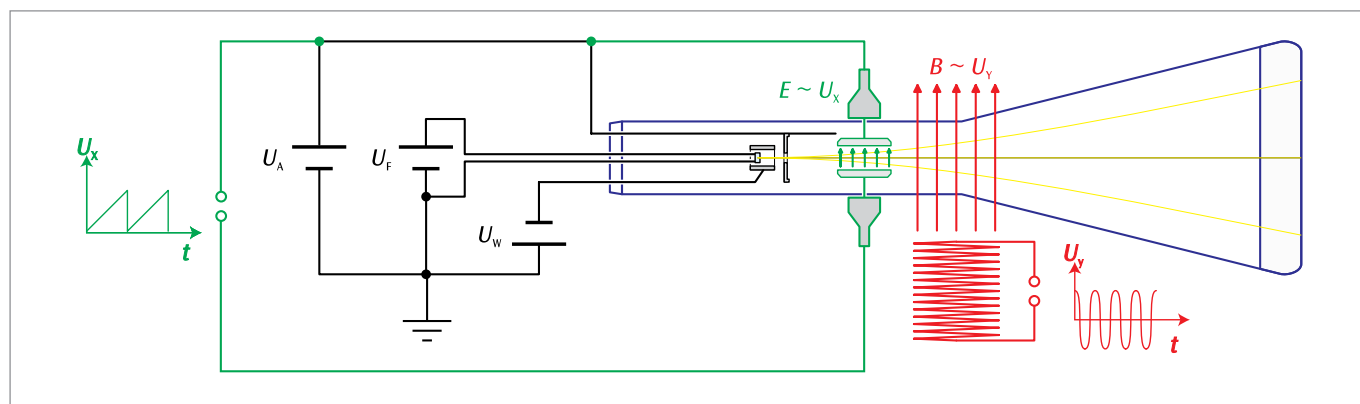
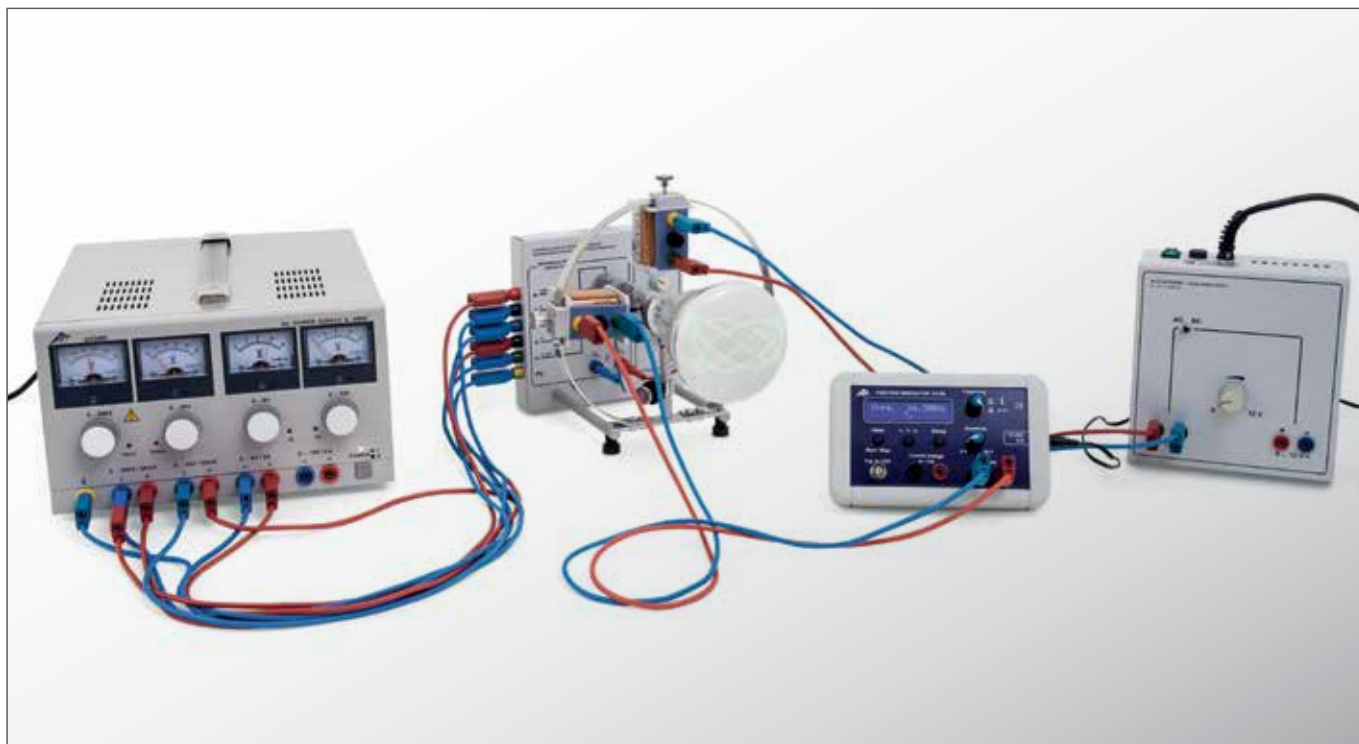


Fig. 1: Demonstração esquemática do osciloscópio para o ensino, observado de cima

UE3070850 | OSCILOSCÓPIO PARA O ENSINO II



> TAREFAS

- Sobreposição de campos magnéticos alternados de frequência igual e diferente e observação do deslocamento dos pontos de imagem do tubo.
- Produção de figuras Lissajous fechadas.
- Verificação da frequência da rede.

OBJETIVO

Prova da livre sobreposição de campos magnéticos no vácuo

RESUMO

Com o auxílio de um tubo de Braun pode-se demonstrar a livre sobreposição de campos magnéticos no vácuo. Para tanto, observa-se o deslocamento dos pontos de imagem da tela luminosa do tubo. As verificações permitem a expansão dos campos magnéticos alternativos com frequência iguais e diferentes. As figuras Lissajous que podem ser observadas na tela dependem em grande parte das condições de frequências de ambos os campos magnéticos e das condições de suas fases.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Osciloscópio para o ensino	1000902
1	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Gerador de funções FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 ou
	Gerador de funções FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Fonte de alimentação AC/DC 0 – 12 V, 3 A, stab. (230 V, 50/60 Hz)	1001007 ou
	Fonte de alimentação AC/DC 0 – 12 V, 3 A, stab. (115 V, 50/60 Hz)	1001006
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Com o auxílio de um tubo de Braun pode-se demonstrar a livre sobreposição de campos magnéticos no vácuo, no qual se examina o desvio do jato de elétrons do tubo no campo magnético. A verificação também pode ser feita em campos magnéticos, eis que o jato de elétrons da alteração dos campos magnéticos ocorre sem lentidão.

Nessa experiência são afixadas duas bobinas com fluxo de corrente, de igual teor, na parte externa do tubo de Braun e pode-se observar, assim, o desvio do jato dos elétrons nos campos magnéticos das bobinas como deslocamento na tela do tubo. Enquanto o campo magnético da bobina horizontal reage sobre um deslocamento vertical, a bobina vertical influi sobre um deslocamento horizontal. Através de um campo magnético alternado por uma frequência de rede nas bobinas, o ponto de imagem se torna um traço repuxado horizontal ou verticalmente. Se houver a conexão simultânea de ambas as bobinas em paralelo, aparecerá um traço reto abaixo de 45°, em conexões antiparalelas das bobinas abaixo -45° um traço vertical, porque com o deslocamento do ponto de imagem através de ambos os campos magnéticos, ocorrerá uma sobrecarga dos mesmos. Essas observações também podem ser estendidas aos campos magnéticos alternados com diferentes frequências. As figuras Lissajous que podem ser observadas agora dependem em grande parte da relação das frequências de ambos os campos magnéticos e de suas condições de fases. Quando as frequências se encontram em valores racionais simples, figuras fechadas são produzidas. Seu formato preciso depende, ainda, da diferença de fases entre os campos magnéticos, como representado no esquema 1 para figuras Lissajous, de relação de frequência 5:1.

Se, porém, houver um mínimo desvio da relação de frequência dos valores racionais simples, ocorre uma figura fechada, que por isso se modificará mais lentamente, quanto menor for o desvio dos valores racionais. Na experiência isso é aproveitado para testar a frequência de rede. Para isso, uma bobina é conectada a uma frequência de rede de um transformador em funcionamento, e a segunda é conectada a um gerador de função, cujo sinal de frequência pode ser lido com alta precisão.

ANÁLISE

Procura-se então a frequência do gerador ν_5 que combina com a frequência de rede ν , na qual as figuras Lissajous classificadas na relação de frequência 5:1 se modificam mais lentamente.

A frequência de rede ν no momento de observação calcula-se como se segue:

$$\nu = \frac{\nu_5}{5}$$

Essa determinação ocorre com uma precisão de 0,01 Hz, porque ν_5 pode ser ajustado com uma precisão de 0,05 Hz.

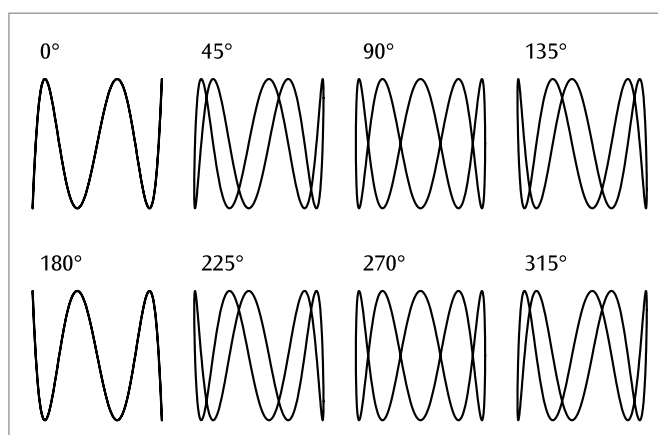
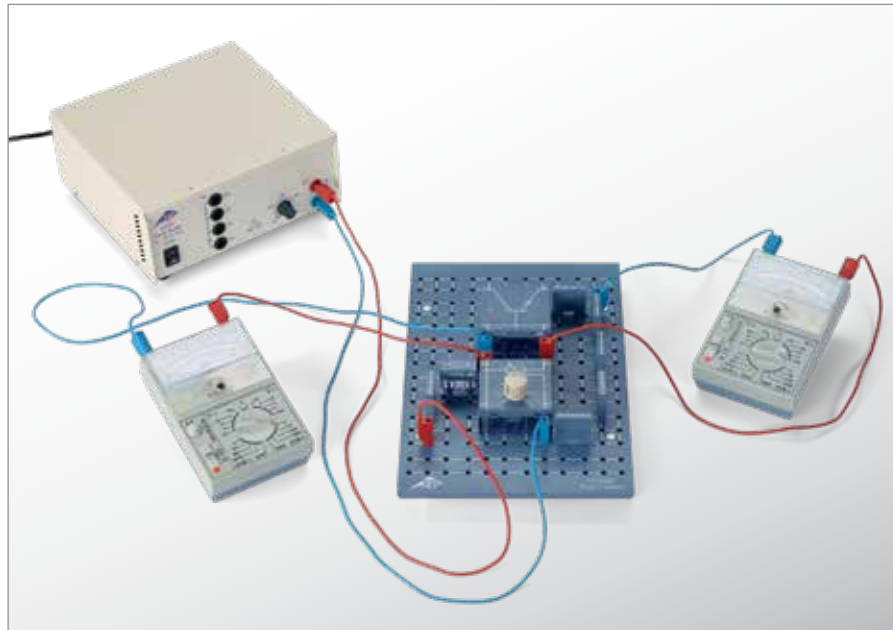


Fig. 1: Figuras Lissajous para diferença de frequência 5:1 com diferenças de fases de 0°, 45°, 90°, ...

UE3080200 | TRANSÍSTOR BIPOLAR



OBJETIVO

Medição das características relevantes de um transistor npn

RESUMO

Um transistor de junção bipolar é um componente eletrônico composto de três camadas semicondutoras alternadamente dopadas tipo p e tipo n, da base, do coletor e do emissor. Conforme a disposição das camadas, fala-se em transistor npn ou pnp. O comportamento de um transistor bipolar é caracterizado, entre outras, pelas curvas características de entrada, comando e saída, medidas, representadas graficamente e avaliadas, na experiência, no exemplo de um transistor npn.

› TAREFAS

- Medição da curva característica de entrada, ou seja, da corrente básica I_B em dependência da tensão base-emissor U_{BE} .
- Medição da curva característica de comando, ou seja, da corrente do coletor I_C em dependência da corrente básica I_B com tensão coletor-emissor U_{CE} fixa.
- Medição da curva característica de saída, ou seja, da corrente do coletor I_C em dependência da tensão coletor-emissor U_{CE} com corrente básica I_B fixa.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe p. elementos de montag.	1012902
1	Kit de 10 plugues de tiras, P2W19	1012985
1	Resistor 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistor 47 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012926
1	Potenciômetro 220 Ω , 3 W, P4W50	1012934
1	Potenciômetro 1 k Ω , 1 W, P4W50	1012936
1	Transistor NPN BD 137, P4W50	1012974
1	Fonte de alimentação AC/DC 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 ou
	Fonte de alimentação AC/DC 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
3	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

Um transistor de junção bipolar é um componente eletrônico de três camadas semicondutoras alternadamente dopadas tipo p e tipo n, base B, coletor C e emissor E. A base se encontra entre o coletor e o emissor e se destina ao comando. Em princípio, o transistor bipolar corresponde a dois diodos ligados em sentidos opostos com um anodo ou catodo comum. A bipolaridade é condicionada pelo fato de que, por conta dos tipos diferentes de dopagem, tanto eletrodos quanto furos participam do transporte de carga.

Conforme a disposição das camadas, fala-se em transistor npn ou pnp. (Fig. 1). Dependendo dos conectores entre os quais a tensão de entrada e de saída é aplicada, o transistor bipolar é operado como tetrapolo em três ligações básicas, a ligação de emissor, a ligação de coletor e a ligação básica. As designações das ligações indicam respectivamente a ligação comum de entrada e saída.

A seguir, somente o transistor npn será observado.

Conforme a ligação da transição base-emissor ou base-coletor na direção da passagem (U_{BE} , $U_{BC} > 0$) ou em direção oposta (U_{BE} , $U_{BC} < 0$), resultam quatro formas de operação do transistor npn (vide Tab. 1). Na operação avante do transistor, a transição BE polarizada na direção da passagem ($U_{BE} > 0$) injeta elétrons do emissor na base e furos da base no emissor. Como o

emissor é significativamente mais dopado que a base, correspondentemente mais elétrons são injetados na base que furos no emissor e, assim, as recombinações são minimizadas. Como a largura da base é muito menor que o comprimento de difusão dos elétrons que são portadores minoritários de carga na base, os elétrons se difundem através da base para a camada de barreira entre a base e o coletor e continuam até o coletor, pois a camada de barreira somente é um obstáculo para portadores majoritários de carga. Finalmente, institui-se uma corrente de transferência I_T do emissor para o coletor, que representa, na operação adiante, uma parcela significativa da corrente do coletor I_C . O transistor, portanto, pode ser interpretado como fonte de corrente comandada por tensão; a corrente I_C na saída pode ser comandada pela tensão U_{BE} na entrada. Os elétrons recombinantes na base são desviados como corrente básica I_B da base, para gerar uma corrente constante de transferência I_T e, assim, garantir a estabilidade do transistor. Através de uma pequena corrente de entrada I_B , então, é comandada uma grande corrente de saída I_C ($I_T \approx I_C$) e uma amplificação de corrente ocorre.

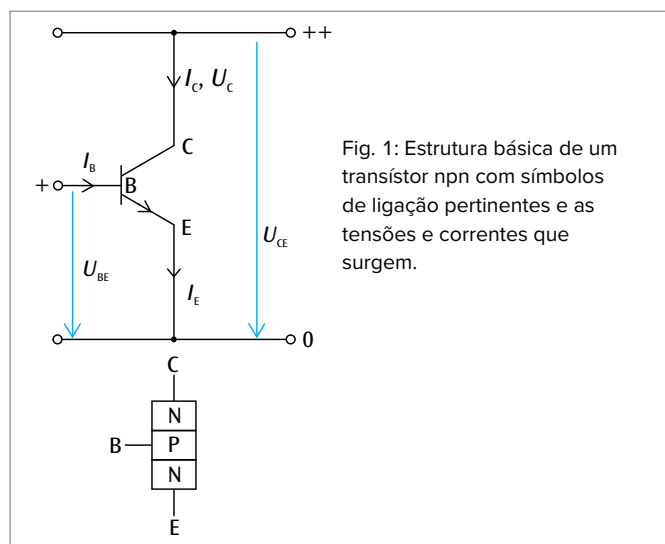
O comportamento de um transistor bipolar é caracterizado por quatro curvas características, a curva característica de entrada, comando e de retroatividade (vide Tab. 2). Na experiência, as curvas características de entrada, comando e saída são medidas e representadas graficamente no exemplo do transistor npn.

Tab. 1: As quatro formas de operação de um transistor npn

U_{BE}	U_{BC}	Tipo de operação
> 0	< 0	Operação adiante / normal
> 0	> 0	Saturação
< 0	> 0	Operação reversa / inversa
< 0	< 0	Operação de bloqueio

Tab. 2: As quatro curvas características de um transistor npn em operação adiante

Denominação	Dependência	Parâmetro
Curva característica de entrada	$I_B(U_{BE})$	
Curva característica de comando	$I_C(I_B)$	$U_{CE} = \text{const.}$
Curva característica de saída	$I_C(U_{CE})$	$I_B = \text{const.}$
Curva característica de retroatividade	$U_{BE}(U_{CE})$	$I_B = \text{const.}$



ANÁLISE

A partir da curva característica de entrada, é determinada a tensão limiar U_S , a partir da curva característica de comando, é determinado o fator de amplificação

$$B = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$$

e, a partir da curva característica de saída, é determinada a potência de perda $P = U_{CE} \cdot I_C$.

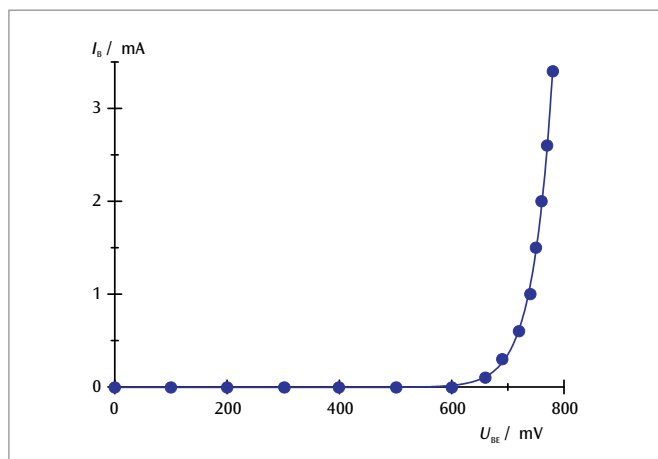


Fig. 2: Curva característica de entrada

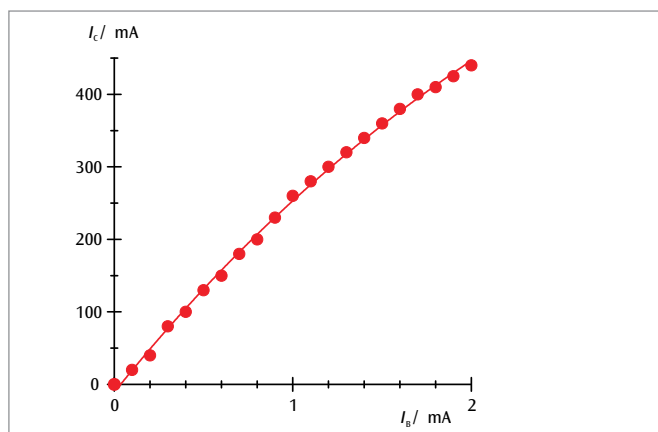


Fig. 3: Curva característica de comando para $U_{CE} = 5,2 \text{ V}$

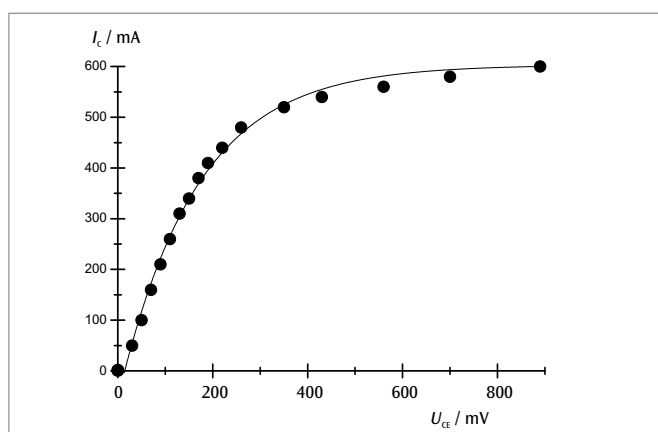
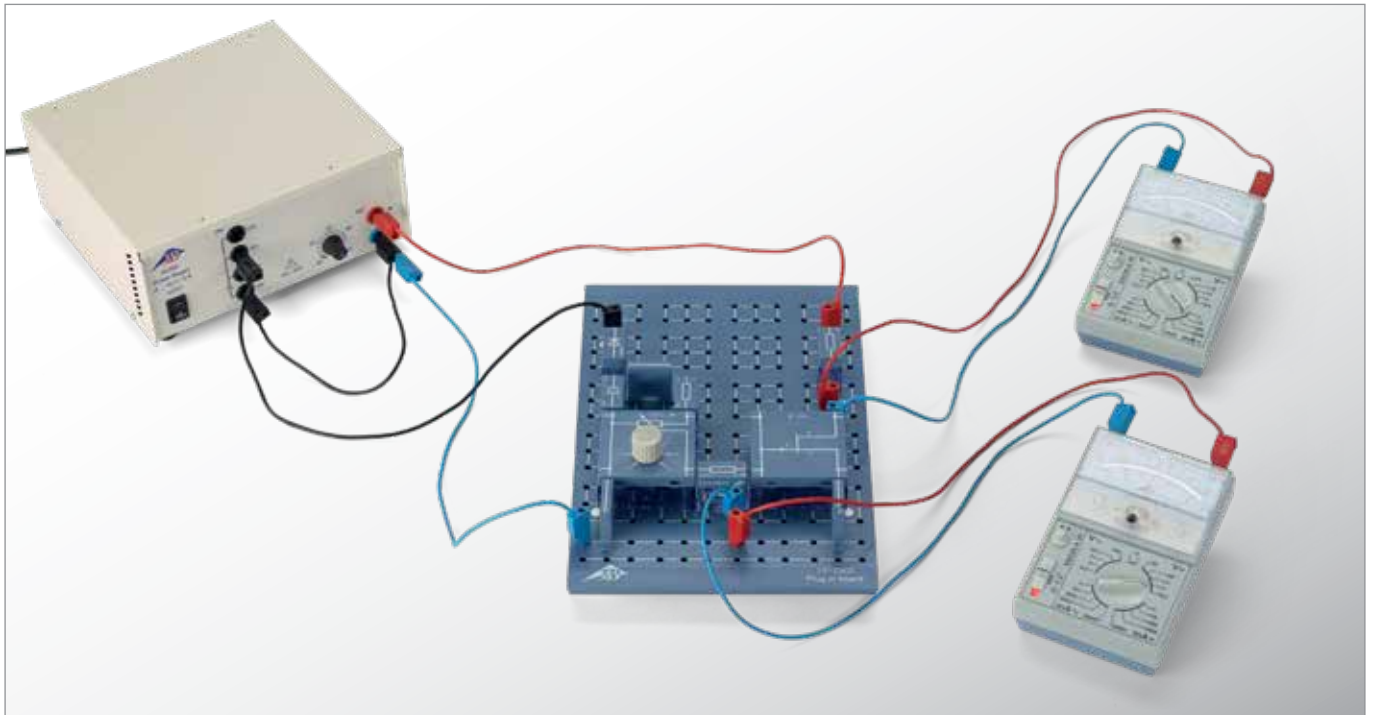


Fig. 4: Curva característica de saída para $I_B = 4,2 \text{ mA}$

UE3080300 | TRANSÍSTOR DE EFEITO



> TAREFAS

- Medição da tensão Drain em dependência da corrente Drain para diferentes tensões Gate.

OBJETIVO

Medição das curvas características de um transistor de efeito de campo

RESUMO

O transistor de efeito de campo (FET) é um componente semiconductor em que a corrente elétrica que flui por um canal é comandada por um campo elétrico perpendicular ao fluxo da corrente. O FET tem três conectores, chamados de Source, Drain e Gate, que funcionam como fonte, dreno e porta. Se uma tensão elétrica é aplicada entre Source e Drain, então a corrente Drain flui no canal entre eles. Para tensões Drain-Source pequenas, o FET se comporta como uma resistência ôhmica e a curva característica transcorre correspondentemente linearmente. Com o aumento da tensão Drain-Source, inicialmente ocorre uma constrição e finalmente, ao fechamento do canal e a curva característica passa para um âmbito de saturação. Para tensões Gate diferentes de zero, o valor de saturação de corrente Drain diminui.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Placa de encaixe p. elementos de montag.	1012902
1	Kit de 10 plugues de tiras, P2W19	1012985
1	Resistor 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistor 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Resistor 47 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012926
1	Capacitor 470 μ F, 16 V, P2W19	1012960
1	Transistor FET BF 244, P4W50	1012978
1	Diodo Si 1N 4007, P2W19	1012964
1	Potenciômetro 220 Ω , 3 W, P4W50	1012934
1	Fonte de alimentação AC/DC 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 ou
	Fonte de alimentação AC/DC 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GERAIS

O transistor de efeito de campo (FET) é um componente semicondutor em que a corrente elétrica que flui por um canal é comandada por um campo elétrico perpendicular ao fluxo da corrente.

O transistor de efeito de campo (FET) é um componente semicondutor em que a corrente elétrica que flui por um canal é comandada por um campo elétrico perpendicular ao fluxo da corrente.

O FET tem três conexões, chamadas de Source (S), Drain (D) e Gate (G) e que funcionam como fonte, dreno e porta. O canal é a ligação condutora entre Source e Drain. Se uma tensão elétrica U_{DS} é aplicada entre Source e Drain, então a corrente Drain I_D flui no canal. A corrente é constituída de portadores de carga de uma polaridade (transistor unipolar), ou seja, elétrons para um canal de um semicondutor tipo n, furos para um canal de semicondutores tipo p. O perfil ou a condutividade do canal é comandada pelo campo elétrico perpendicular ao fluxo de corrente. Para a geração deste campo transversal, é aplicada uma tensão Gate U_{GS} entre Source e Gate. O isolamento do eletrodo Gate perante o canal pode ocorrer através de uma transição pn em direção do bloqueio (camada de bloqueio-FET, J-FET) ou de uma camada de isolamento (IG-FET, MIS-FET, MOS-FET). No caso de camada de bloqueio-FET, o perfil do canal é comandado pela expansão da zona de carregamento espacial e esta, por sua vez, é comandada pelo campo transversal. Para garantir que a transição pn sempre esteja ligada na direção do bloqueio, ou seja, em especial não flua corrente Gate, a tensão Gate U_{GS} e a tensão Drain-Source U_{DS} precisam satisfazer, para um FET de canal n, as condições

$$(1a) \quad U_{GS} \leq 0, U_{DS} \geq 0$$

e, para um FET de canal p, as condições

$$(1b) \quad U_{GS} \geq 0, U_{DS} \geq 0.$$

Para o valor depois de tensões Drain-Source $|U_{DS}|$ pequenas, o FET se comporta como uma resistência ôhmica e a curva característica transcorre correspondentemente linearmente. Com valores crescentes $|U_{DS}|$, ocorre uma constricção do canal, pois a tensão de bloqueio entre Gate e canal aumenta na direção Drain. A zona de carregamento especial é mais larga na proximidade do Drain que na proximidade da Source, correspondentemente, o canal é mais estreito perto do Drain que da Source. Com uma tensão determinada $U_{DS} = U_p$, a largura do canal tende a zero, ocorre o fechamento do canal e a corrente Drain não aumenta mais com conseqüente aumento da tensão Drain-Source. A curva característica passa do âmbito ôhmico para um âmbito de saturação.

A expansão da zona de carregamento espacial e, com ela, a largura do canal, podem ser comandadas pela tensão Gate. Se a tensão Gate for diferente de zero, o canal é ainda mais estreitado, ou seja, a corrente Drain é menor e, em especial, a corrente de saturação diminui. O canal está sempre bloqueado, independentemente da tensão Drain-Source U_{DS} para $|U_{GS}| \geq |U_p|$.

Na experiência, a corrente Drain I_D é medida em dependência da tensão Drain-Source U_{DS} para diferentes tensões Gate U_{GS} .

ANÁLISE

Os valores de medição são representados graficamente para diferentes tensões Gate em um diagrama I_D - U_{DS} (Fig. 1) e o decurso descrito das curvas características que resulta do comando da corrente Drain pela tensão Drain-Source e pela tensão Gate é confirmado.

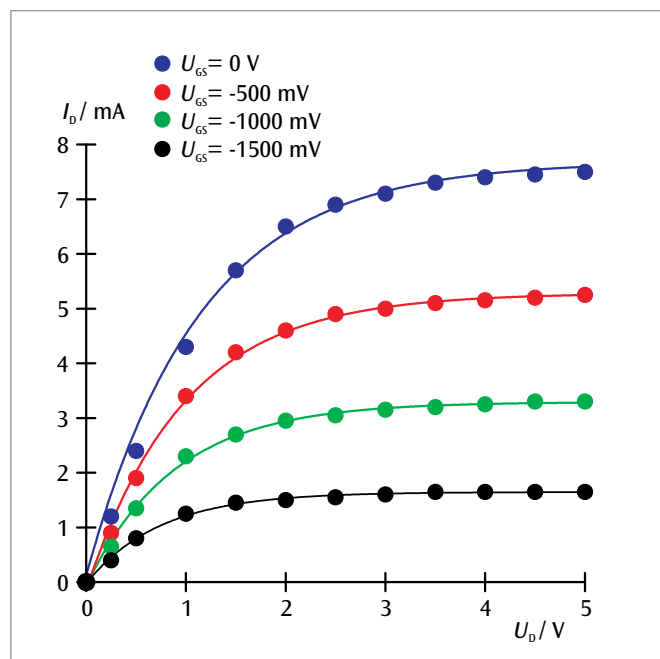
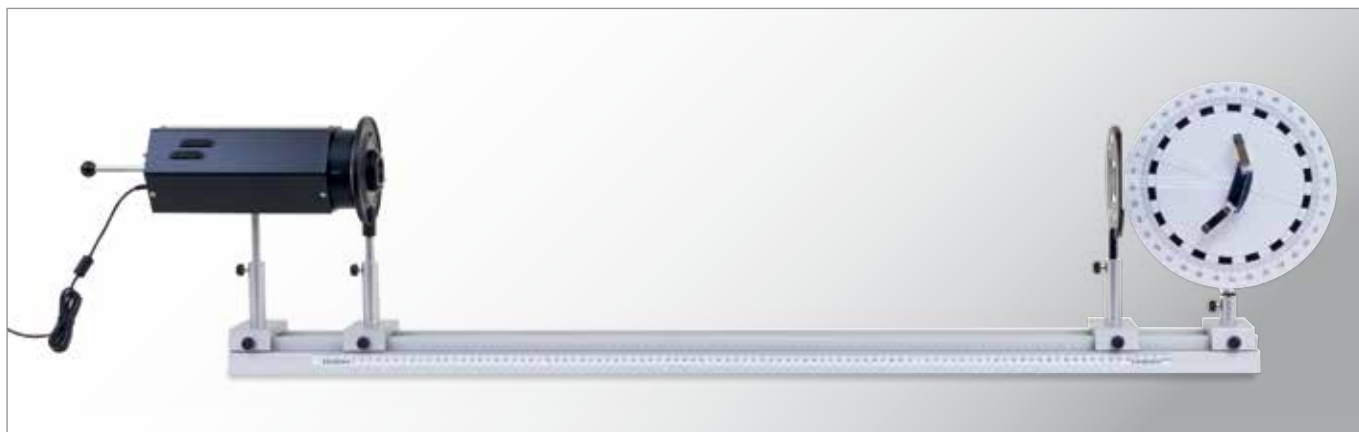


Fig. 1: Curvas características do transistor de efeito de campo para as tensões Gate 0 (azul), -0,5 V (vermelho), -1 V (verde) e -1,5 V (verde azulado)

UE4010000 | REFLEXÃO NO ESPELHO



➤ TAREFAS

- Comprovação da lei de reflexão no espelho plano.
- Determinação da distância focal de um espelho côncavo e comprovação da lei de reflexão.
- Determinação da distância focal virtual de um espelho convexo.

OBJETIVO

Análise da reflexão em espelhos planos e curvados

RESUMO

Os raios de luz são refletidos em espelhos de forma que o ângulo de incidência corresponda ao ângulo de reflexão. Esta lei de reflexão vale para espelhos planos e curvados. Entretanto, somente no espelho plano, raios incidentes paralelos também são refletidos como raios paralelos, pois somente aqui o ângulo de incidência de todos os raios é o mesmo. No espelho côncavo e no espelho convexo, a paralelidade não é mantida. Ao invés disso, os raios incidentes paralelos são concentrados em um foco.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco ótico U, 1000 mm	1002625
3	Cavelete ótico U, 75 mm	1022450
1	Cavelete ótico U, 35 mm	1022449
1	Luminária óptico com LED	1020630
1	Diafragma íris sobre haste	1003017
1	Suporte de objetos sobre haste	1000855
1	Disco óptico com acessórios	1003036
1	Conjunto de 5 diafragmas de fenda e de orifício	1000607

FUNDAMENTOS GERAIS

Os raios de luz são refletidos em espelhos de forma que o ângulo de incidência corresponda ao ângulo de reflexão. Esta lei de reflexão vale para espelhos planos e curvados. Entretanto, somente no espelho plano, raios incidentes paralelos também são refletidos como raios paralelos, pois somente aqui o ângulo de incidência de todos os raios é o mesmo.

Se raios de luz paralelos caírem sob o ângulo α em um espelho plano, eles são refletidos sob ângulo β conforme a lei de reflexão

$$(1) \quad \alpha = \beta$$

α : ângulo de incidência, β : ângulo de reflexão

Na experiência, isto é imediatamente comprovado para três feixes paralelos e o ângulo de reflexão é determinado em dependência do ângulo de incidência.

Caso um raio de luz incida paralelamente ao eixo ótico em um espelho côncavo, ele é refletido, conforme a lei de reflexão, simetricamente à normal de incidência e corta o eixo ótico à distância

$$(2) \quad f_{\alpha} = r - \overline{MF} = r \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos \alpha} \right)$$

ao espelho (vide Fig. 1 percurso do feixe no lado esquerdo). Para feixes próximos do eixo, $\cos \alpha$ é estimado = 1 e, com isto,

$$(3) \quad f = \frac{r}{2}$$

independentemente da distância em relação ao eixo óptico. Então, todos os feixes paralelos próximos do eixo se encontram em um ponto focal no eixo óptico a uma distância f do espelho côncavo. Se os feixes paralelos incidirem em ângulo α em relação ao eixo óptico, eles são refletidos em um ponto comum fora do eixo óptico.

As relações geométricas no espelho convexo correspondem às do espelho côncavo, com a diferença que os feixes de luz divergirem após a reflexão, respectivamente convergirem em um ponto focal virtual f' atrás do espelho (vide Fig. 1 percurso do feixe no lado direito). Para a distância focal f' de um espelho convexo, vale:

$$(4) \quad f' = -\frac{r}{2}$$

Na experiência, são determinadas a distância focal do espelho côncavo bem como a distância focal virtual do espelho convexo a partir dos percursos dos feixes sobre o disco óptico. Para o feixe central, verifica-se a validade da lei de reflexão.

AVALIAÇÃO

Raios de luz paralelos que incidem em um espelho plano, são refletidos como raios de luz paralelos. Aí vale a lei de reflexão. Na reflexão de um feixe de raios paralelos de luz em um espelho côncavo, o ângulo de incidência se altera para cada raio de forma que todos os raios sejam concentrados em um foco. De maneira análoga, eles são concentrados, na reflexão em um foco virtual atrás do espelho.

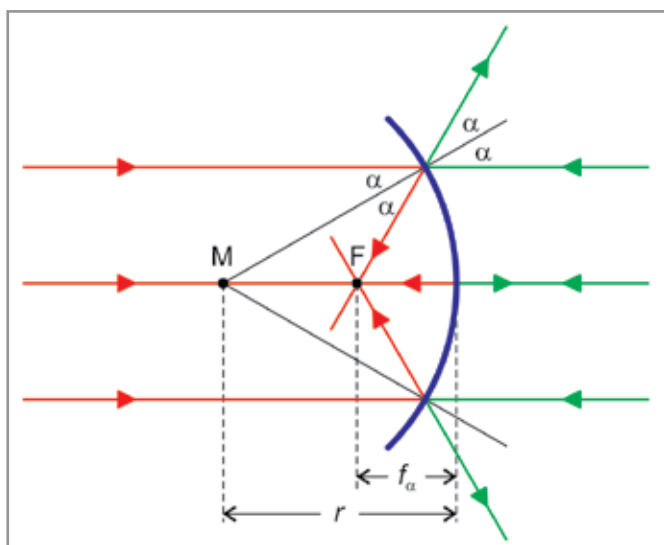


Fig. 1: Representação esquemática para a determinação da distância focal do espelho côncavo e do espelho convexo



Fig. 2: Reflexão de três raios paralelos em espelho plano

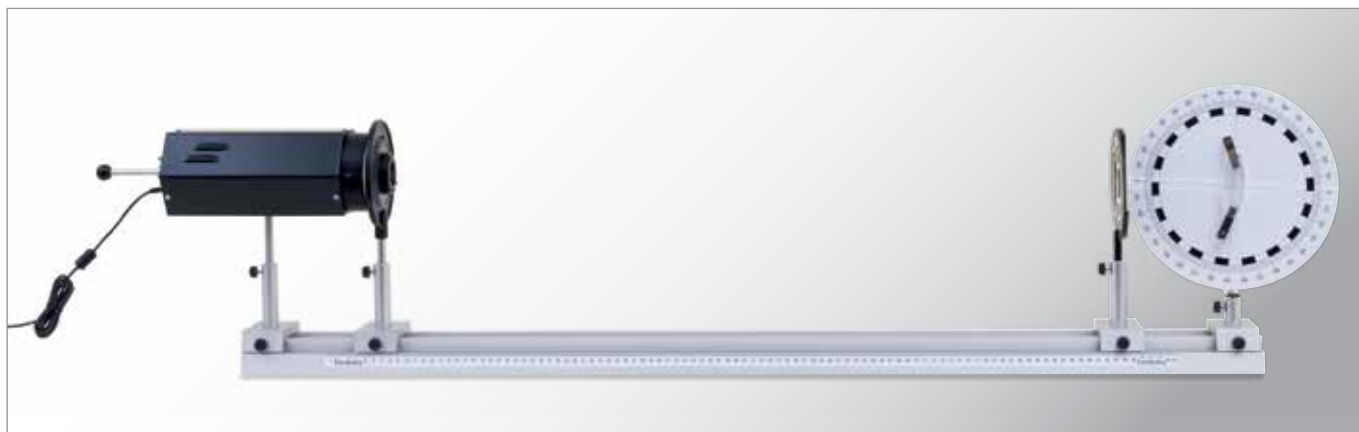


Fig. 3: Reflexão de três raios paralelos em espelho côncavo



Fig. 4: Reflexão de três raios paralelos em espelho convexo

UE4010020 | REFRAÇÃO DA LUZ



➤ TAREFAS

- Comprovação da lei de refração de Snellius.
- Determinação do índice de refração e do ângulo limítrofe da reflexão total para acrílico.
- Observação e medição do percurso deslocado paralelamente do raio na refração em placa plano-paralela.
- Observação do percurso do raio em prisma de desvio ou retorno.
- Observação do percurso do raio em lente convexa e côncava e determinação das distâncias focais.

OBJETIVO

Análise da refração da luz em diferentes elementos óticos

RESUMO

A luz se propaga em meios diferentes com velocidades diferentes. Em um meio ótico fino, a velocidade de propagação da luz é maior que em um meio ótico denso. Por isto, acontece uma refração da direção quando o raio de luz incide diagonalmente pela área limítrofe entre dois meios. Ela depende da relação dos índices de refração destes meios e é descrita pela lei de refração de Snellius. Este comportamento de refração é analisado em elementos óticos de acrílico na experiência.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco óptico U, 1000 mm	1002625
3	Cavalete ótico U, 75 mm	1022450
1	Cavalete ótico U, 35 mm	1022449
1	Luminária óptico com LED	1020630
1	Diafragma íris sobre haste	1003017
1	Suporte de objetos sobre haste	1000855
1	Disco óptico com acessórios	1003036
1	Conjunto de 5 diafragmas de fenda e de orifício	1000607

FUNDAMENTOS GERAIS

A luz se propaga em meios diferentes com velocidades de propagação c diferentes. Em um meio ótico fino, a velocidade de propagação da luz é maior que em um meio ótico denso.

A relação da velocidade da luz c_0 no vácuo com a do meio é designada como índice absoluto de refração n . Para a velocidade c no meio, vale, então:

$$(1) \quad c = \frac{c_0}{n}$$

Na passagem de um raio de luz de um meio com o índice de refração n_1 para outro meio com índice de refração n_2 , ocorre alteração de direção na área limítrofe. Ela é descrita pela lei de refração de Snellius:

$$(2) \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{c_2}{c_1}$$

α, n_1, c_1 : ângulo de incidência, índice de refração e velocidade de propagação no meio 1

β, n_2, c_2 : ângulo de refração, índice de refração e velocidade de propagação no meio 2

Então, o raio de luz, na passagem de um meio ótico mais fino para um meio mais denso, é refratado na direção da normal e, na passagem para um meio mais fino, para longe da normal. No segundo caso, há um ângulo limítrofe α_T , em que o raio refratado se propaga na área limítrofe entre os dois meios. Com um ângulo de incidência ainda maior, não ocorre refração e a luz incidente é totalmente refletida. Este comportamento de refração é analisado, na experiência, em um corpo semicircular, uma placa plano-paralela, um prisma, uma lente convergente e uma lente divergente de acrílico. O corpo semicircular é especialmente adequado para a comprovação da lei de refração, pois não ocorre refração na área limítrofe semicircular quando o raio de luz é dirigido exatamente pelo centro do círculo. O lado longitudinal é direcionado sob diferentes ângulos em relação ao eixo ótico (vide Fig. 1).

Por meio da refração do raio de luz na entrada e saída de uma placa planoparalela, ocorre, no total, um deslocamento paralelo pela distância d , que depende do ângulo de incidência α . Vale (vide Fig. 1).

$$(3) \quad d = h \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta}, \quad h: \text{ espessura da placa}$$

Um prisma de 90° serve como prisma de desvio, quando os raios de luz incidem perpendicularmente por um dos catetos. Eles são refletidos na hipotenusa e deixam o prisma desviados em 90° . No prisma de inversão, os raios de luz incidem perpendicularmente pela hipotenusa e são refletidos em ambos os catetos. Eles deixam o prisma paralelos em relação ao raio de luz incidente e no caminho inverso (vide Fig. 1). Em uma lente convexa, raios de luz paralelos são agrupados pela refração e, em uma lente côncava, eles são espalhados. (vide Fig. 1). Eles se encontram atrás da lente no ponto focal F ou divergem aparentemente do ponto focal virtual F' a partir da frente da lente.

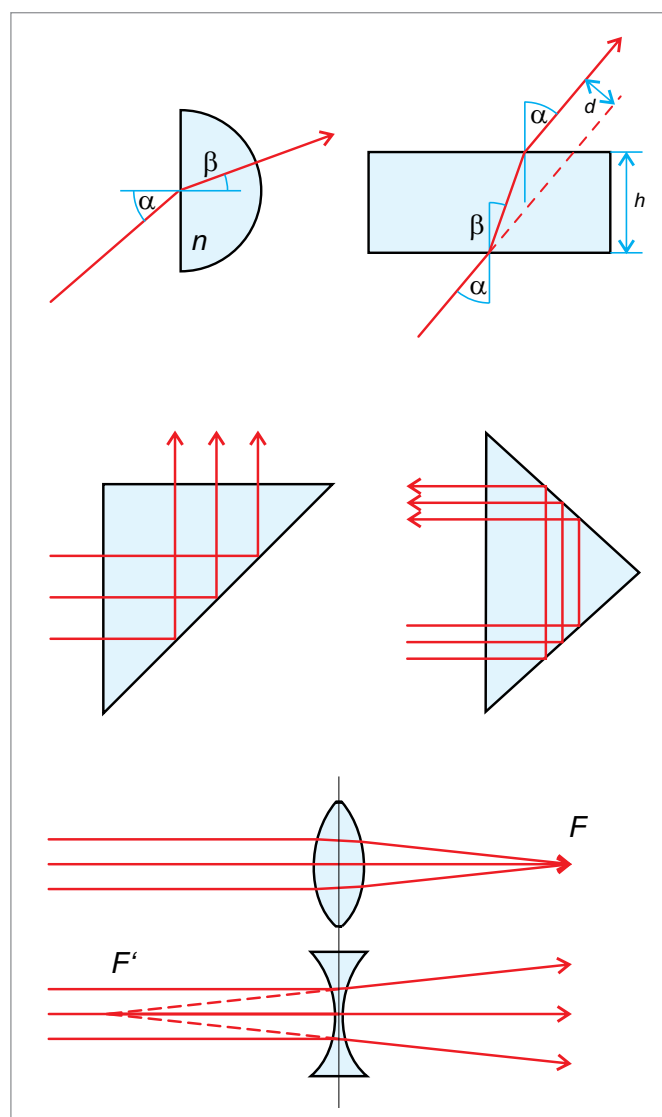


Fig. 1: Refração no corpo semicircular, percurso dos raios através de uma placa plano-paralela, prisma de desvio e inversão, percursos de raios através de lente convexa e de lente côncava

AVALIAÇÃO

Para o meio ar, pode ser determinado $n_1 = 1$ com precisão suficiente na experiência.

Se o ângulo de incidência corresponder ao ângulo limítrofe α_T da reflexão total, o ângulo de refração é $\beta = 90^\circ$. De (2), deriva-se, então, para o índice de refração n do acrílico.

$$\sin \alpha_T = \frac{1}{n}$$

Para a refração na placa plano-paralela, deriva-se, a partir de (2) e (3)

$$d = h \cdot (\sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \tan \beta) = h \cdot \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)$$

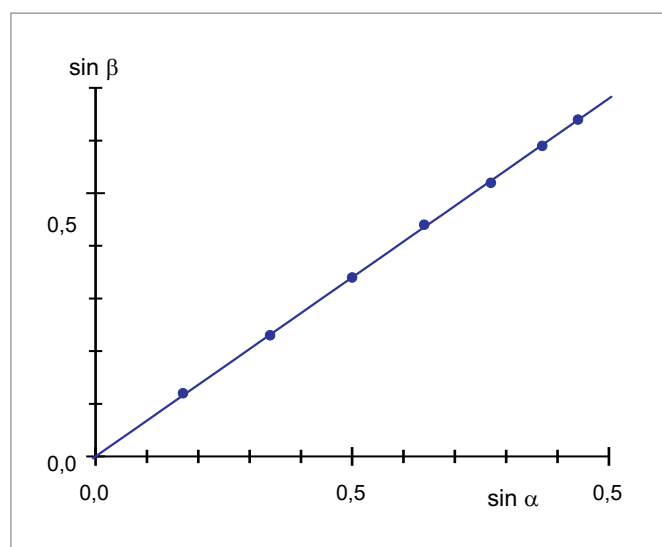


Fig. 2: Diagrama para determinação do índice de refração n

UE4010100 | EQUAÇÃO DAS LENTES



➤ TAREFAS

- Determinação das duas posições de uma lente fina que geram uma imagem nítida.
- Determinação da distância focal de uma lente fina.

OBJETIVO

Determinação da distância focal de uma lente pelo procedimento de Bessel

RESUMO

Em um banco óptico, é possível organizar os elementos óticos lente, fonte de luz, tela e objeto de tal forma que uma imagem nítida é gerada na tela. Por meio das relações geométricas dos percursos dos feixes de uma lente fina, sua distância focal pode ser determinada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco óptico K, 1000 mm	1009696
4	Cavalete óptico K	1000862
1	Luminária óptico K	1000863
1	Transformador 12 V, 25 VA (230 V, 50/60 Hz)	1000866 ou
	Transformador 12 V, 25 VA (115 V, 50/60 Hz)	1000865
1	Lente convergente K, $f = 50$ mm	1000869
1	Lente convergente K, $f = 100$ mm	1010300
1	Pinça suporte K	1008518
1	Conjunto de 4 objetos de representação	1000886
1	Tela de projeção K, branco	1000879

FUNDAMENTOS GERAIS

A distância focal f de uma lente informa a distância entre o plano principal da lente e o ponto focal, vide Fig. 1. Ela pode ser determinada pelo procedimento de Bessel (segundo *Friedrich Wilhelm Bessel*). Para tanto, as diferentes distâncias entre os elementos do banco ótico são medidas.

Através das Fig.1 e Fig. 2 se reconhece que, para uma lente fina, a relação geométrica

$$(1) \quad a = b + g$$

a : distância entre objeto G e imagem B
 b : distância entre lente e imagem B
 g : distância entre objeto G e lente

tem que valer.

A colocação na equação de lente

$$(2) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$$

f : distância focal da lente

fornece

$$(3) \quad \frac{1}{f} = \frac{a}{a \cdot g - g^2}$$

Isto corresponde a uma equação de segundo grau com as duas soluções

$$(4) \quad g_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} - a \cdot f}$$

Para as duas distâncias de objeto g_1 e g_2 resulta uma imagem nítida. Desta diferença se pode determinar a distância focal da lente:

$$(5) \quad e = g_1 - g_2 = \sqrt{a^2 - 4af}$$

A diferença e é a distância entre as duas posições da lente P_1 e P_2 , que resultam em uma imagem nítida.

ANÁLISE

Da equação (4) resulta a fórmula para a distância focal da lente fina

$$f = \frac{a^2 - e^2}{4a}$$

segundo o procedimento de Bessel.

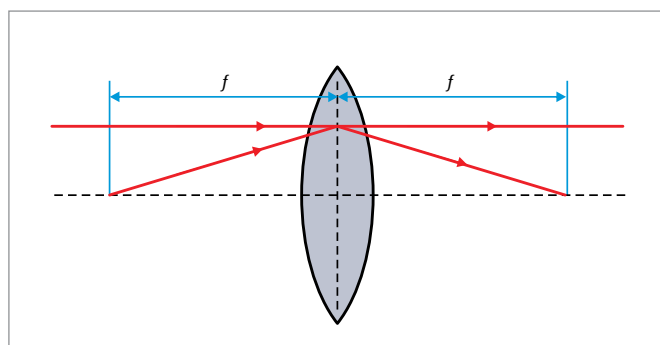


Fig. 1: Representação esquemática para definição da distância focal de uma lente fina

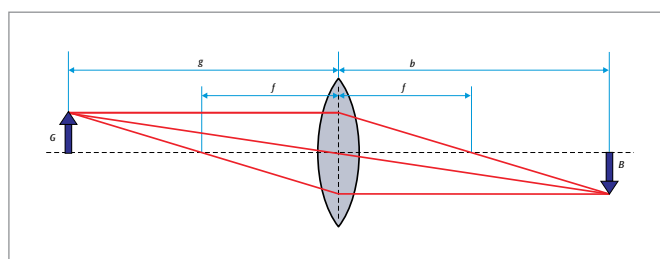


Fig. 2: Percurso esquemático do feixe através de uma lente

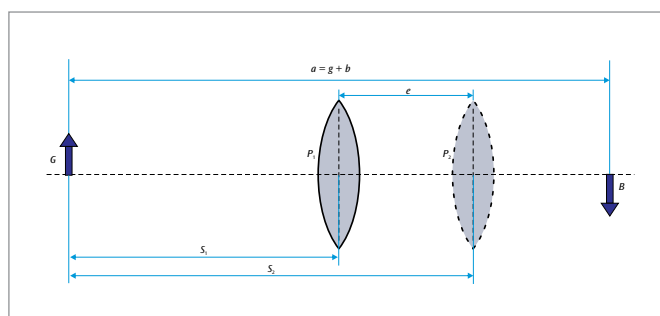
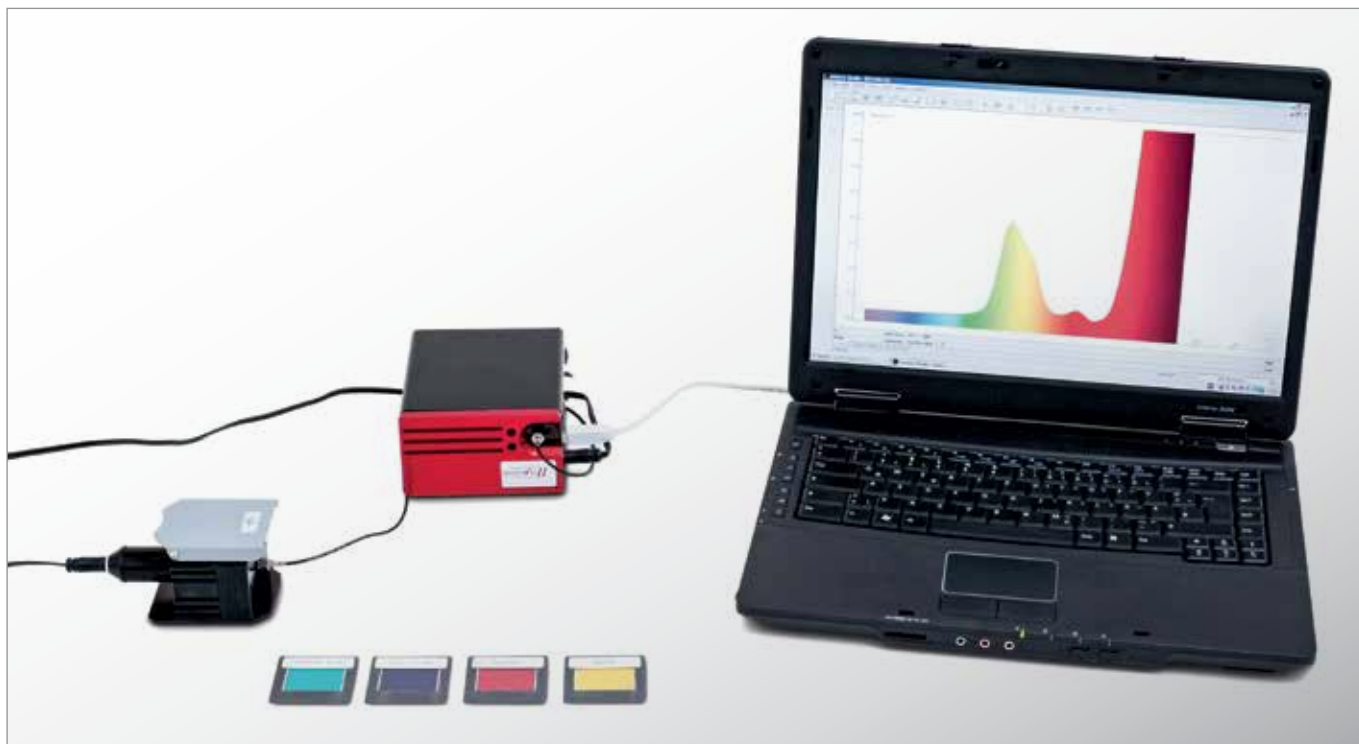


Fig. 3: Disposição esquemática das duas posições da lente que geram uma imagem nítida na tela

UE4020400 | ESPECTROS DE TRANSMISSÃO



> TAREFAS

- Medição e comparação dos espectros de transmissão de corpos rígidos.
- Medição e comparação dos espectros de transmissão de líquidos.

OBJETIVO

Anotação e avaliação dos espectros de transmissão de corpos transparentes

RESUMO

Para medição dos espectros de transmissão, emprega-se um espectrofotômetro digital. Neste, a luz transmitida captada com um condutor de ondas luminosas é decomposta espectralmente por uma grade de reflexão de acordo com o princípio Czerny-Turner e através de dois espelhos de reflexão projetada num detector de CCD. Os espectros de transmissão resultam da uniformização automática sobre o espectro anteriormente captado da luz incidente.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Espectrômetro LD com módulo de absorção	1019196
1	Conjunto de sete filtros de cores	1003084
1	Cubetas macro, 4 ml	1018106

Exigência complementar:

Clorofila

Permanganato de potássio

FUNDAMENTOS GERAIS

A cor na qual vemos um corpo que esta sendo iluminado com uma luz branca depende da sua capacidade de reflexão. Se observamos o corpo numa luz transpassante então a impressão de cor será determinada pela capacidade de transmissão do corpo. Assim surge, por exemplo, a impressão de cor vermelha se o corpo permitir a passagem vermelha e as outras parcelas da luz forem enfraquecidas durante a sua passagem pelo corpo. A transmissão espectral neste caso é máxima para a luz vermelha.

O olho humano não consegue distinguir inequivocamente se uma impressão de cor é produzida por luz puramente espectral ou pela adição de cores vizinhas. Potanto, pela cor observada não se pode chegar a conclusões imediatas sobre o espectro de transmissão. Isso somente pode ser determinado inequivocamente com ajuda de um espectrômetro.

Na experiência, para a captação de espectros de transmissão se emprega o espectrofotômetro digital. Dentro dele a luz transmitida captada com um condutor de ondas luminosas segundo o princípio de Czerny-Turner é decomposta espectralmente por uma grade de reflexão e é projetada por dois espelhos de reflexão num “detetor CCD”. Os espectros de transmissão resultam da uniformização automática sobre o espectro anteriormente extraído da luz incidente.

ANÁLISE

Com a capacidade de transmissão espectral $T(\lambda)$ de um corpo e desprezando-se a reflexão, pode-se calcular imediatamente a capacidade de absorção espectral $A(\lambda)$. Vale

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda)$$

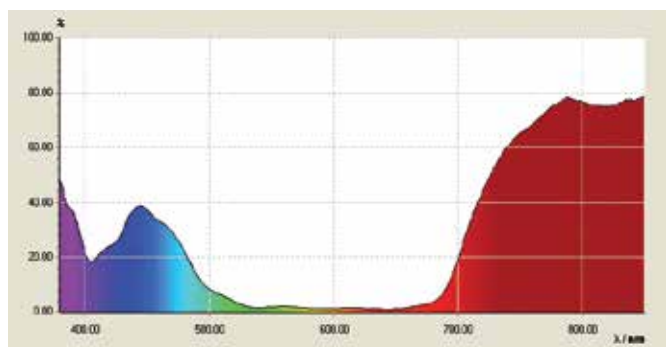


Fig. 1: Espectro de transmissão de um filme de cor azul

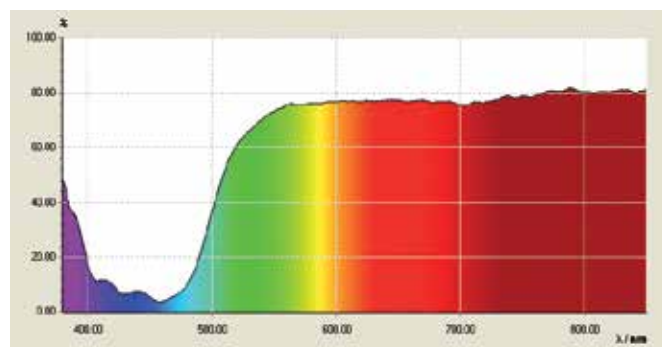


Fig. 2: Espectro de transmissão de um filme de cor amarela

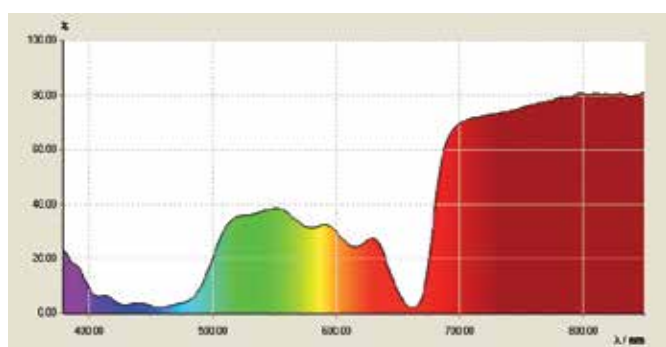


Fig. 3: Espectro de transmissão de uma solução de clorofila

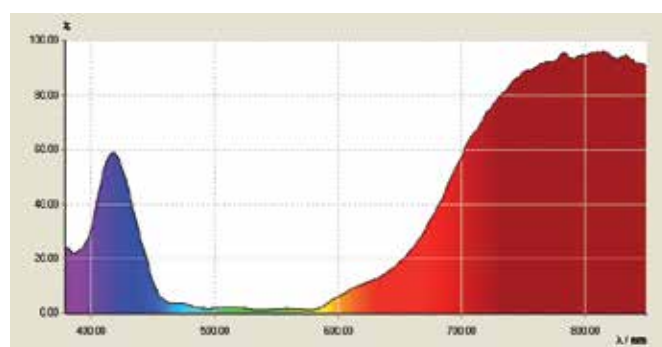


Fig. 4: Espectro de transmissão de uma solução de permanganato de potássio

UE4030100 | DIFRAÇÃO EM FENDA ÚNICA



➤ TAREFAS

- Análise da difração em uma fenda única com diferentes larguras de fenda.
- Análise da difração em uma fenda única com diferentes comprimentos de onda.
- Análise da difração em uma fenda única e um anteparo (princípio de Babinet).

OBJETIVO

Comprovação da natureza de onda da luz e determinação do comprimento de onda

RESUMO

A difração da luz em uma fenda única pode ser descrita pela sobreposição das ondas elementares coerentes que, conforme o princípio de Huygens se propagam em todas as direções a partir da fenda iluminada. Dependendo do ângulo de propagação, as ondas atrás da fenda interferem construtiva ou destrutivamente. A partir da distância de duas faixas escuras do padrão de interferência, é possível, com largura da fenda conhecida e com distância conhecida em relação à tela de observação, calcular o comprimento de onda da luz.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Díodo laser, vermelho 230V	1003201 ou
	Díodo laser, vermelho 115V	1022208
1	Módulo laser, verde	1003202
1	Banco óptico K, 1000 mm	1009696
2	Cavalete óptico K	1000862
1	Fenda móvel K	1008519
1	Suporte K para laser de díodo	1000868

Exigência complementar:

Arame

FUNDAMENTOS GERAIS

A difração da luz em uma fenda única pode ser descrita pela sobreposição das ondas elementares coerentes que, conforme o princípio de Huygens se propagam em todas as direções a partir da fenda iluminada. A sobreposição leva a interferências construtivas ou destrutivas em determinadas direções. Atrás da fenda, observa-se um sistema de faixas claras e escuras em uma tela.

A extinção completa – ou seja, escuridão máxima – é observada quando há, para cada onda elementar da primeira metade da fenda, exatamente uma onda elementar da segunda metade da fenda que se extinguem mutuamente. Isto acontece exatamente quando a diferença do progresso Δs_n entre o feixe central e do feixe marginal for um múltiplo inteiro n da metade do comprimento de onda λ :

$$(1) \quad \Delta s_n = n \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{b}{2} \cdot \sin \alpha_n$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$: Ordem de difração
 b : Largura da fenda,
 α_n : Ângulo de propagação

Os locais com escuridão máxima estão dispostos simetricamente em relação ao feixe primário (vide Fig. 1). Sua distância – medida no plano de observação – em relação ao feixe primário é de

$$(2) \quad x_n = L \cdot \tan \alpha_n$$

L : Distância entre a fenda e o plano de observação

Disto, deriva-se, para ângulos pequenos

$$(3) \quad \alpha_n = x_n = \frac{\lambda \cdot L}{b} \cdot n = \Delta \cdot n \quad \text{com} \quad \Delta = \frac{\lambda \cdot L}{b}$$

Δ : Distância relativa dos mínimos

Uma fenda e um anteparo com a mesma largura são objetos complementares de difração. Segundo o princípio de Babinet, na difração nestes objetos, resultam imagens de difração idênticas fora do feixe de luz “intocado”. Os mínimos de difração estão, portanto, nos mesmos locais nas duas imagens de difração.

Na experiência, a difração em fenda única é analisada para diferentes larguras de fenda e diferentes comprimentos de onda. Adicionalmente, fica demonstrado que, na difração na fenda única e anteparo com a mesma largura respectiva, se trata de imagens de difração complementares.

AVALIAÇÃO

Na direção do feixe primário, a claridade é máxima. O tamanho Δ pode ser calculado a partir da inclinação da reta quando se representa as distâncias x_n em dependência de n em um diagrama. Como Δ claramente é inversamente proporcional à largura da fenda b , pode-se inserir o quociente Δ/L em dependência de $1/b$ em um diagrama e se obtém o comprimento de onda λ a partir da inclinação da reta dos dados de medição.

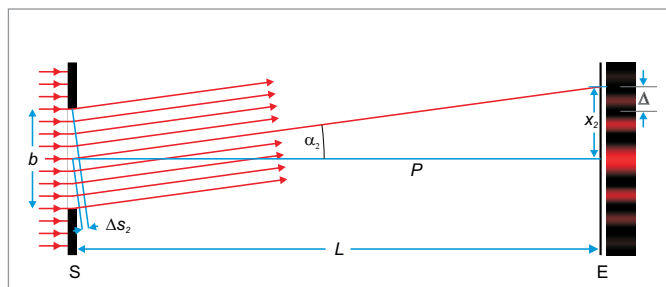


Fig. 1: Representação esquemática da difração da luz em fenda única (S: fenda, b : largura da fenda, E: plano de observação, P: feixe primário, L : distância entre tela de observação e fenda, x_2 : distância entre o segundo mínimo e o centro, α_2 : direção de observação para o segundo mínimo e Δs_2 : diferença de progresso entre feixe central e marginal).

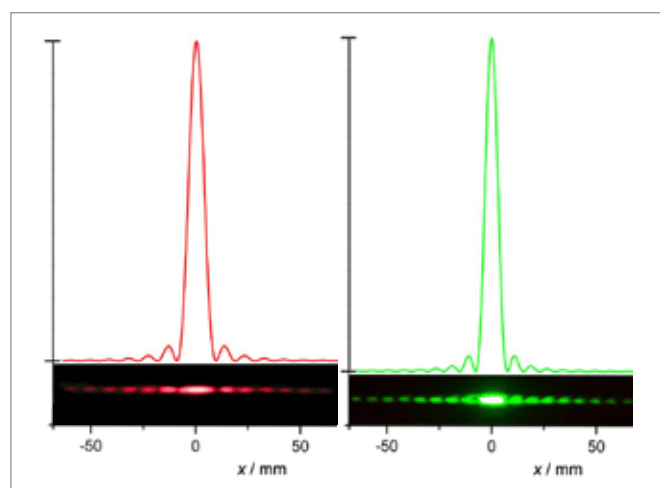


Fig. 2: Intensidade calculada e observada na difração na fenda com largura de 0,3 mm para $\lambda = 650$ nm e para $\lambda = 532$ nm.

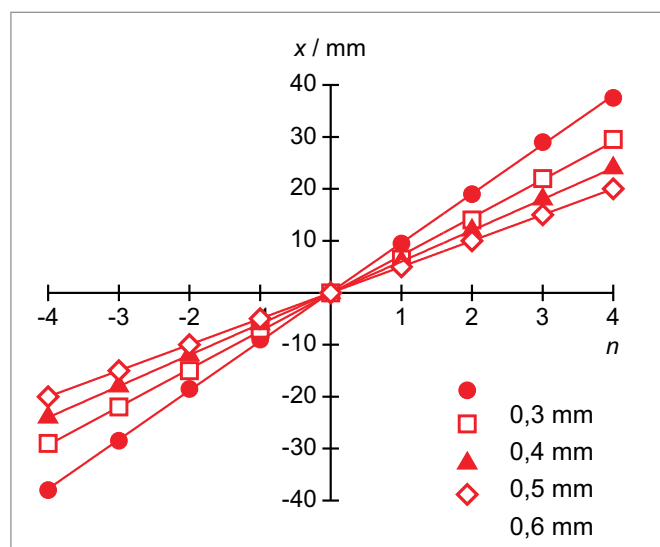


Fig. 3: Distâncias x_n em dependência da ordem de difração n para diferentes larguras de fenda b para $\lambda = 650$ nm.

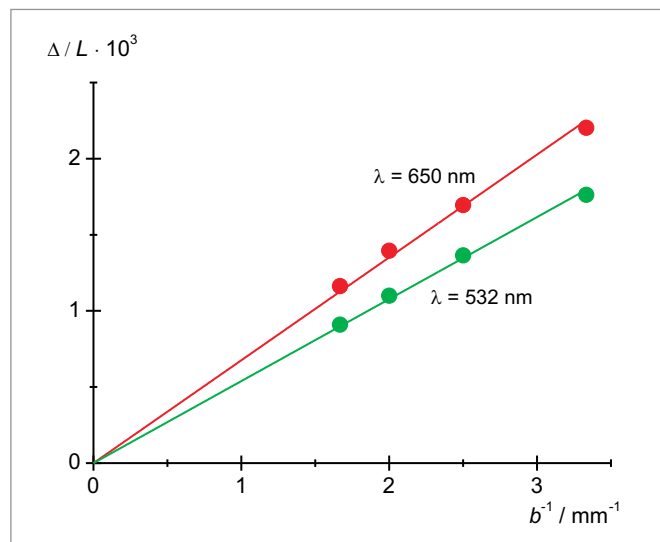
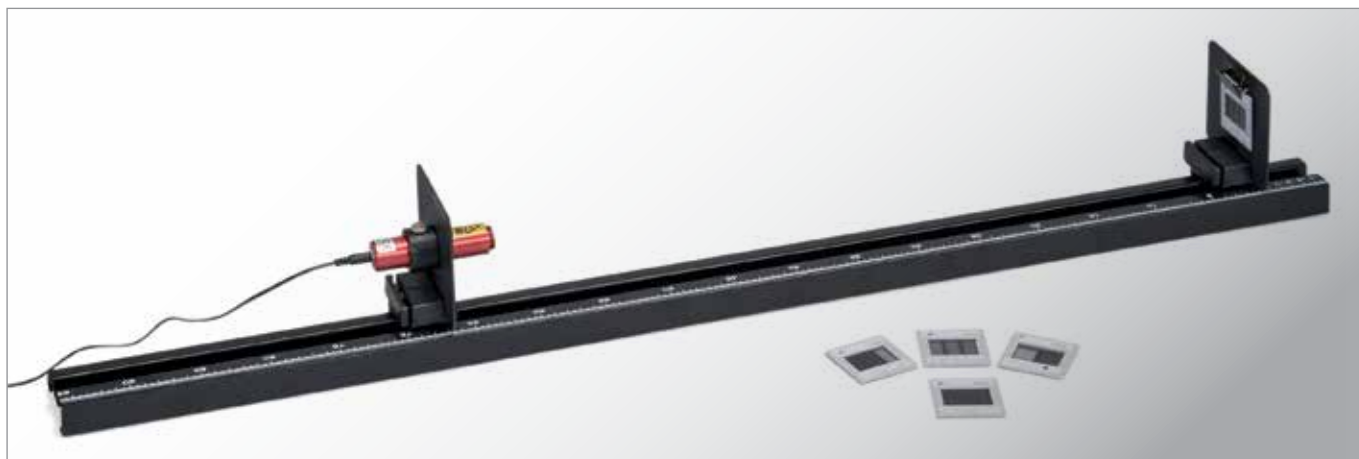


Fig. 4: Quociente a partir da distância relativa Δ dos mínimos e da distância L em dependência da largura recíproca da fenda $1/b$.

UE4030200 | DIFRAÇÃO EM FENDAS MÚLTIPLAS E GRADES



➤ TAREFAS

- Estudo da difração em fendas duplas com diversas distâncias entre fendas.
- Estudo da difração em fendas duplas com diversas larguras de fendas.
- Estudo da difração em fendas múltiplas duplas com diversas quantidades de fendas.
- Estudo da difração na grade tracejada e na grade cruzada.

OBJETIVO

Comprovação da natureza das ondas da luz e determinação do comprimento de ondas

RESUMO

A difração da luz em fendas múltiplas e grades pode ser descrita pela sobreposição de ondas elementares coerentes, que de acordo com o princípio de Huygens partem de qualquer ponto iluminado para uma fenda múltipla. A interferência das ondas elementares explica o sistema de listas escuras e claras observado atrás da fenda múltipla. Com a distância de duas listas claras é possível calcular o comprimento das ondas mediante distâncias de fendas conhecidas e a distância conhecida para o painel de observação.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Díodo laser, vermelho 230V	1003201 ou
1	Díodo laser, vermelho 115V	1022208
1	Banco óptico K, 1000 mm	1009696
2	Cavalete óptico K	1000862
1	Pinça suporte K	1008518
1	Suporte K para laser de díodo	1000868
1	Diafragma com 3 fendas duplas de diferentes larguras de fenda	1000596
1	Diafragma com 4 fendas duplas de diferentes distâncias entre as fendas	1000597
1	Diafragma com 4 fendas múltiplas e grade	1000598
1	Diafragma com 3 grades de linha	1000599
1	Diafragma com 2 grades cruzadas	1000601

FUNDAMENTOS GERAIS

A difração da luz em fendas múltiplas e grades pode ser descrita pela sobreposição de ondas elementares coerentes, que de acordo com o princípio de Huygens partem de qualquer ponto iluminado para uma fenda múltipla. A sobreposição em determinadas direções leva a interferência construtiva ou destrutiva e explica, assim, o sistema de listas claras e escuras a ser observado atrás da fenda múltipla.

Atrás de uma fenda dupla a intensidade sob um ângulo de observação α_n é máxima, quando para cada onda elementar da primeira fenda surgir exatamente uma onda elementar da segunda fenda, que se sobreponha construtivamente. Isso ocorre se a diferença de avanço Δs_n

entre as ondas elementares saídas do meio das fendas for um múltiplo inteiro do comprimento da onda λ da luz (ver Fig. 1).

$$(1) \quad \Delta s_n(\alpha_n) = n \cdot \lambda$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$: Ordem da difração

Numa longa distância L até a fenda dupla, entre a diferença de avanço Δs_n e a coordenada local x_n da máxima de intensidade existe para os pequenos ângulos de observação α_n o contexto.

$$(2) \quad \frac{\Delta s_n}{d} = \sin \alpha_n \approx \tan \alpha_n = \frac{x_n}{L}$$

d : Distância de fenda

Por isso as máximas estão a distâncias regulares lado a lado.

$$(3) \quad a = x_{n+1} - x_n = \frac{\lambda}{d} \cdot L$$

O mesmo vale para a difração numa fenda múltipla com mais de 2 fendas equidistantes. A equação (1) denomina a condição para a interferência construtiva das ondas elementares de todas as fendas N . Portanto as equações (2) e (3) também podem ser aplicadas para uma fenda múltipla. É matematicamente mais onerosa a determinação da intensidade mínima: enquanto que na fenda dupla exatamente no meio de duas intensidades máximas encontra-se uma intensidade mínima, encontramos na fenda múltipla o máximo n e o $(n+1)$ um mínimo, quando as ondas elementares das fendas N interferem precisamente, de modo que a intensidade total se transforme em zero. Isso ocorre quando a diferença do avanço entre as ondas elementares que partem do meio das fendas corresponder à condição.

$$(4) \quad \Delta s = n \cdot \lambda + m \frac{\lambda}{N}$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, m = 1, \dots, N - 1$

Portanto, encontra-se $N-1$ mínimas e no meio os $N-2$ assim chamados máximas secundária, cuja intensidade é menor que a assim chamada máximas principal. Com a quantidade crescente N da fenda desaparece a contribuição da máximas secundária. Não se fala mais de uma fenda múltipla, e sim de uma grade tracejada. Uma grade cruzada pode ser compreendida finalmente como uma disposição de duas grades viradas a 90° uma contra a outra. As máximas de difração transformam-se em pontos numa rede retangular, cujo tamanho das malhas é dado por (3).

A claridade na máximas principal é modulada pela distribuição de claridade da difração na fenda unitária e será mais concentrada em pequenos ângulos α na medida em que aumentar a largura da fenda b . Para um cálculo exato, soma-se as amplitudes de todas as ondas elementares sob consideração das diferenças de avanço para a amplitude total A . Num local de livre escolha x no painel então será

$$(5) \quad I = A^2 \propto \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}\right)}{\frac{\pi \cdot b}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \frac{x}{L}\right)} \right)^2$$

ANÁLISE

O comprimento de onda da luz difracionada pode ser determinada pela distância a da máximas principal. Então vale:

$$\lambda = d \cdot \frac{a}{L}$$

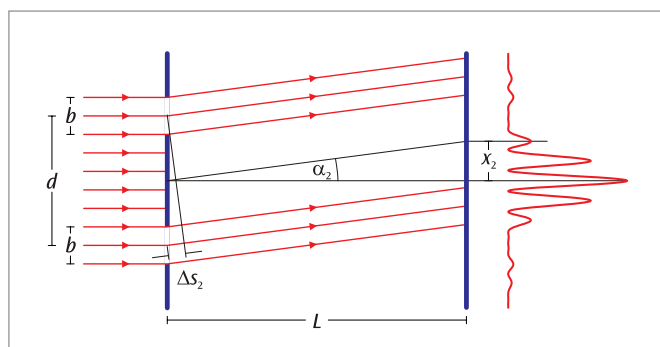


Fig. 1: Representação esquemática para a difração da luz numa fenda dupla

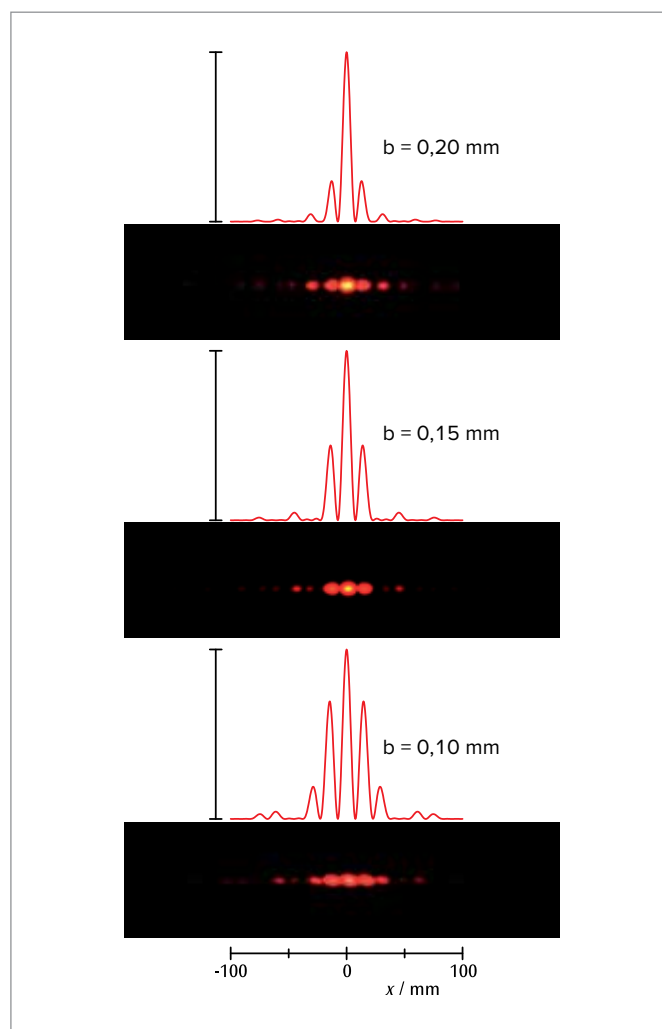


Fig. 2: Intensidade calculada e observada na difração em fendas duplas com diversas distâncias entre fendas

UE4030300 | BIPRISMA DE FRESNEL



➤ TAREFAS

- Utilização de um biprisma de Fresnel para geração de duas fontes de luz virtuais e coerente a partir de uma fonte de luz puntiforme.
- Observação da interferência dos dois feixes das duas fontes de luz virtuais.
- Determinação do comprimento de onda de um laser He-Ne a partir da distância das faixas de interferência.

OBJETIVO

Geração de interferência de dois feixes com biprisma de Fresnel

RESUMO

Através da refração de um feixe de luz divergente em um biprisma, são gerados dois feixes parciais, que interferem um no outro por conta de sua coerência. O comprimento de onda da luz utilizada pode ser determinada a partir da distância das fontes virtuais de luz e da distância de duas faixas de interferência.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Bi-prisma segundo Fresnel	1008652
1	Mesa prismática sobre haste	1022379
1	Laser de He-Ne	1003165
1	Objetiva acromática 10x/ 0,25	1005408
1	Lente convergente sobre haste $f = 200$ mm	1003025
3	Cavalete óptico D, 90/50	1002635
1	Banco óptico de precisão D, 50 cm	1002630
1	Tela de projeção	1000608
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Fita métrica, 2 m	1002603

FUNDAMENTOS GERAIS

Em uma de suas experiências com interferência, *August Jean Fresnel* utilizou um biprisma para geração de interferência de dois feixes. Ele decompôs um feixe divergente de luz através da refração no biprisma em dois feixes parciais, que parecem originar-se de duas fontes coerentes de luz e, por isso, interferem um no outro. Numa tela de observação, ele pode observar uma série de picos de intensidade em distância constante.

O fato de surgir um pico de intensidade depende da diferença de percurso Δ entre os caminhos óticos dos feixes parciais. No caso de grande distância L da fonte de luz em relação à tela de observação, vale, com boa aproximação,

$$(1) \quad \Delta = A \cdot \frac{x}{L}$$

Sendo x a coordenada do ponto observado na tela de observação perpendicular ao eixo de simetria e A , a distância ainda a ser determinada das duas fontes virtuais de luz. Picos de intensidade surgem exatamente no momento em que a diferença de percurso for um múltiplo do comprimento de onda λ :

$$(2) \quad \Delta_n = n \cdot \lambda, \text{ com } n = 0, 1, 2, \dots$$

Uma comparação entre (1) e (2) demonstra que os picos de intensidade ficam nas coordenadas

$$(3) \quad x_n = n \cdot D$$

e apresentam a distância constante D . Além disso, vale a relação

$$(4) \quad \lambda = A \cdot \frac{D}{L}$$

A equação (4) pode ser observada como equação determinante para o comprimento de onda λ da luz utilizada. Ela vale, em princípio, para a interferência de dois feixes.

Entretanto, por ora ainda está em aberto, de que forma a distância A de ambas as fontes virtuais de luz pode ser medida. Para tanto, uma construção ótica simples, em que ambas as fontes de luz são representadas com auxílio de uma lente convergente sobre a tela de observação e a distância B das imagens destas fontes de luz é medida, pode ajudar (vide fig. 2). Vale:

$$(5) \quad A = B \cdot \frac{a}{b}$$

a : largura do objeto, b : largura da imagem.

OBSERVAÇÃO

Ao invés de um biprisma, também pode ser usado um espelho de Fresnel (1002649) para a geração das duas fontes virtuais de luz. A lista de acessórios pertinente é oferecida sob o número UE4030320.

ANÁLISE

Na experiência, um laser é usado como fonte de luz, cujo feixe é ampliado por uma lente. Portanto, a posição da fonte de luz e, com ela, também a largura a do objeto não são exatamente conhecidas. Ela tem, assim, que ser calculada com auxílio da lei de representação

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$$

a partir da distância focal f da lente convergente e da largura da imagem b facilmente acessível na experiência. Então, vale

$$A = a \cdot \frac{B}{b} = \frac{f \cdot B}{b - f}$$

As distâncias D e L são medidas imediatamente. Com isto, todas as grandezas da equação determinante (3) para o comprimento de onda são conhecidas.

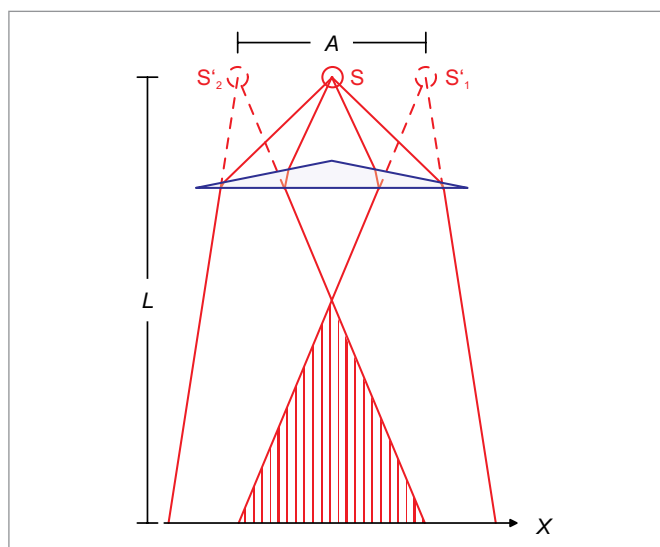


Fig. 1: Representação esquemática do percurso do feixe no biprisma

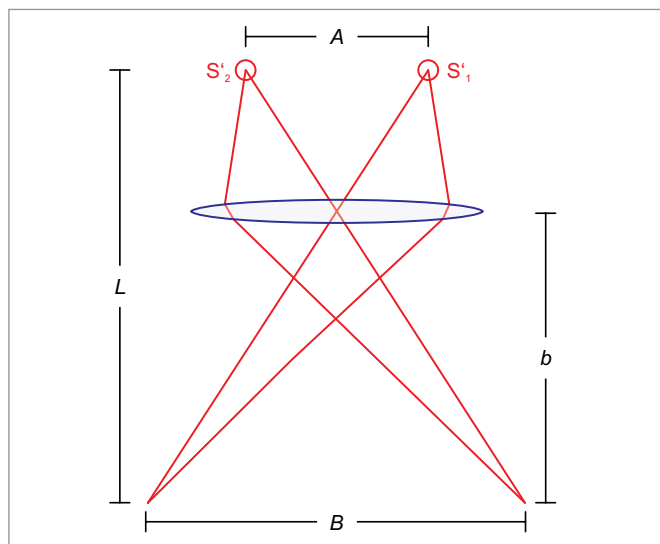
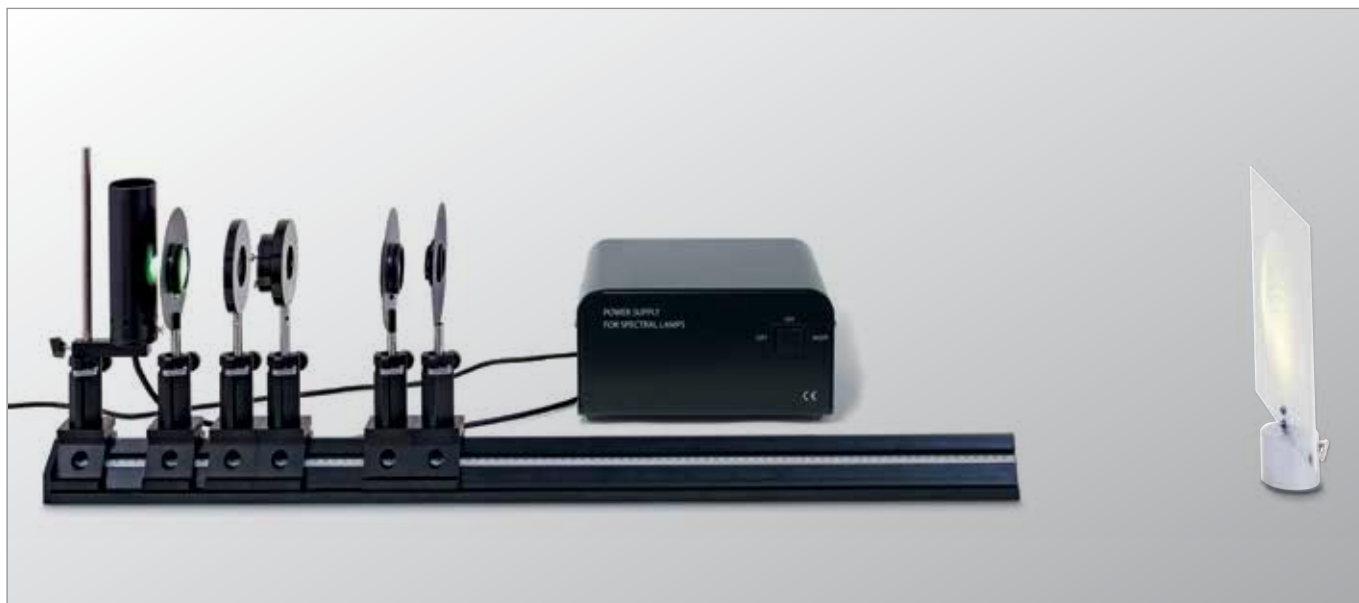


Fig. 2: Percurso do feixe para representação das duas fontes de luz virtuais na tela

UE4030350 | ANÉIS DE NEWTON



➤ TAREFAS

- Observação dos anéis de Newton em transmissão com iluminação por luz monocromática.
- Medição dos raios dos anéis e determinação do raio da curvatura da disposição.
- Estimativa do achatamento ao pressionar para baixo.

OBJETIVO

Observação de anéis de Newton sob luz monocromática

RESUMO

Uma disposição de uma chapa de vidro plana e um corpo esférico com raio de curvatura muito grande é usada para a geração de anéis de Newton. Se a luz monocromática paralela incidir perpendicularmente sobre esta disposição, surgem anéis concêntricos de interferência alternadamente escuros e claros ao redor do ponto de contato das superfícies. Na experiência, os anéis de Newton são analisados mediante utilização de luz monocromática em transmissão. A partir dos raios r dos anéis de interferência, é determinado, com comprimento de onda λ conhecido da luz utilizada, o raio de curvatura R do corpo esférico.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco óptico de precisão D, 100 cm	1002628
6	Cavalete óptico D, 90/50	1002635
1	Transformador de tensão p. lâmpada espectral (230 V, 50/60 Hz)	1021409 ou
	Transformador de tensão p. lâmpada espectral (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lâmpada espectrais Hg 100	1003545
1	Lente convergente sobre haste $f = 50$ mm	1003022
1	Lente convergente sobre haste $f = 100$ mm	1003023
1	Diafragma íris sobre haste	1003017
1	Vidros para anéis de Newton	1008669
1	Suporte de componentes	1003203
1	Filtro de interferência 578 nm	1008672
1	Filtro de interferência 546 nm	1008670
1	Tela de projeção	1000608
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Fita métrica, 2 m	1002603

FUNDAMENTOS GERAIS

Anéis de Newton são um fenômeno que também pode ser observado no cotidiano, que surge através da interferência da luz refletida na área limítrofe superior e inferior de uma cunha de ar entre duas superfícies quase paralelas. Com luz branca, as aparências de interferência são coloridas, pois a condição para um pico de interferência depende do comprimento de onda.

Para a geração orientada de anéis de Newton, é utilizada uma disposição de uma chapa de vidro plana e de um corpo esférico com raio de curvatura muito grande. O corpo esférico toca a chapa de vidro plana, de forma que surja uma cunha de ar. Se a luz monocromática paralela incidir perpendicularmente sobre esta disposição, surgem anéis concêntricos de interferência alternadamente escuros e claros ao redor do ponto de contato. Os anéis escuros se formam por interferência destrutiva e os anéis claros, por interferência construtiva. Nisto, as ondas da luz refletidas na área limítrofe na transição do corpo esférico e o ar interferem com as ondas refletidas na área limítrofe da chapa de vidro. Estes anéis de interferência podem ser observados em reflexão e transmissão. Na transmissão, a interferência é construtiva no centro, independentemente do comprimento de onda da luz incidente. As distâncias dos anéis de interferência não são constantes. A densidade d da cunha de ar varia com a distância r até o ponto de contato entre a chapa de vidro e o corpo esférico. Da Fig. 1, deriva-se

$$(1) \quad R^2 = r^2 + (R \cdot d)^2$$

R : Raio de curvatura

Daí, vale, para pequenas densidades d e anéis de interferência claros

$$(2) \quad d = \frac{r^2}{2 \cdot R} = (n-1) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

e os raios dos anéis claros são, portanto,

$$(3) \quad r^2 = (n-1) \cdot R \cdot \lambda$$

Deve-se observar que o corpo esférico é um pouco comprimido no ponto de contato. Isto pode ser descrito, na alteração da equação (2), aproximadamente, pela relação

$$(4) \quad d = \frac{r^2}{2 \cdot R} - d_0 \text{ para } r^2 \geq 2 \cdot R \cdot d_0.$$

Assim, conclui-se para os raios r dos anéis de interferência claros:

$$(5) \quad r_i^2 = (n-1) \cdot R \cdot \lambda + 2 \cdot R \cdot d_0$$

Na experiência, são analisados os anéis de Newton em transmissão, enquanto a luz de uma lâmpada de mercúrio é tornada monocromática com o emprego de filtros de interferência. A imagem da transmissão é representada nitidamente em uma tela por uma lente de imagem.

ANÁLISE

Para a determinação do raio r , é calculada a média dos raios medidos para o ponto de interseção esquerdo e direito e o fator de ampliação da lente de imagem é considerado.

Em um diagrama, r^2 é representado em dependência de $n-1$, de forma que os pontos de medição fiquem sobre uma reta com as inclinações e $a = R \cdot \lambda$ as seções de eixo $b = 2 \cdot R \cdot d_0$. Como os comprimentos de onda são conhecidos, pode-se calcular o raio de curvatura R . Ele é de aproximadamente 45 m. O achatamento d_0 através da pressão está claramente abaixo de um micrômetro.

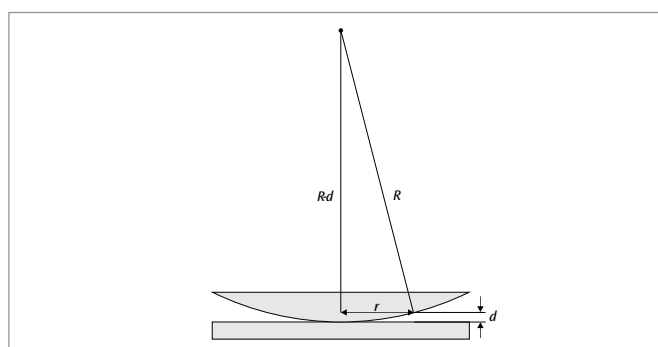


Fig. 1: Representação esquemática da cunha de ar entre a lente convexa e a chapa de vidro plana

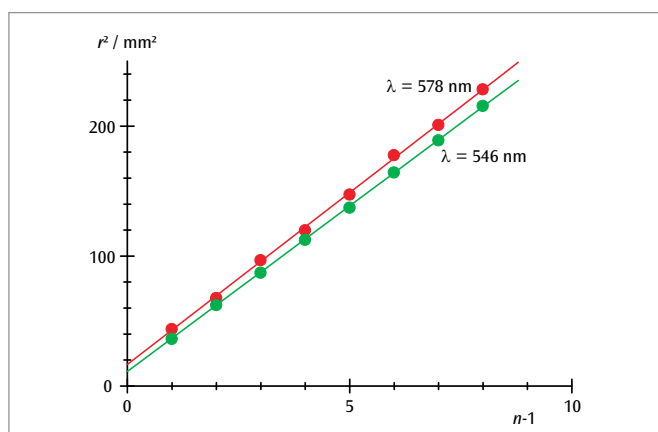


Fig. 2: Relação entre os raios r^2 dos anéis de interferência claros e seu número corrente n

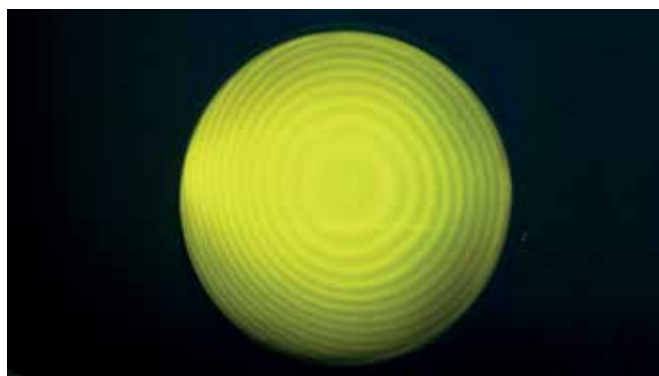


Fig. 3: Anéis de Newton sob luz amarela

UE4030410 | INTERFERÔMETRO DE MICHELSON



> TAREFAS

- Determinação da longitude de onda da luz do laser.
- Determinação do índice de refração do ar em função da pressão do ar.
- Determinação do índice de refração do vidro.
- Avaliação qualidade da superfície de uma fita adesiva.

OBJETIVO

Demonstração e estudo do modo de funcionamento de um interferômetro de Michelson

RESUMO

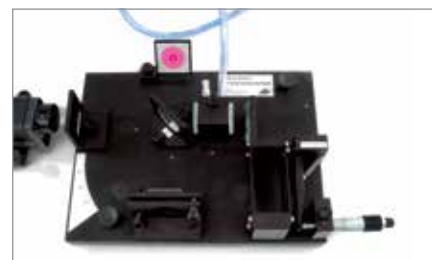
Num interferômetro de Michelson, um feixe de luz coerente é dividido por meio de um espelho semitransparente em duas partes que seguem percursos diferentes, são refletidos em si e que são finalmente juntados. Sobre a tela de observação surge um padrão de interferência que já se altera de forma bem visível mesmo quando o caminho ótico de um feixe parcial se altera em uma fração de longitude de onda luminosa.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Interferômetro	1002651
1	Conjunto de aparelhos complementares para o interferômetro	1002652
1	Laser de He-Ne	1003165
1	Bomba manual de vácuo	1012856
1	Mangueira de silicone 6 mm	1002622



Placa de vidro no feixe de raios do interferômetro de Michelson



Câmara evacuada no feixe de raios do interferômetro de Michelson

FUNDAMENTOS GERAIS

O interferômetro de Michelson foi originariamente projetado por A. A. Michelson para comprovar o movimento da terra em relação ao éter luminoso. O seu princípio construtivo (ver Fig. 1) tem porém um significado fundamental, já que ele pode ser aplicado para a medição interferométrica, por exemplo, de variações de comprimentos, de espessuras de camadas ou de índices de refração: um feixe de luz divergente é dividido em dois feixes parciais com direções diferentes através de um espelho semitransparente. Ambos os feixes parciais são refletidos em si e são logo juntados para serem superpostos numa tela de observação. Lá surge uma imagem de interferência que reage de forma sensível a alteração das distâncias ópticas de percurso, ou seja, o produto do índice de refração e do comprimento geométrico do percurso de um feixe parcial. Com um índice de refração mantido constante podem então serem determinadas variações do percurso geométrico, por exemplo, variações no comprimento de materiais através da dilatação térmica. Se o percurso geométrico for mantido constante, pode-se determinar o índice de refração ou sua alteração através da variação da pressão, da temperatura ou da densidade.

Conforme se o comprimento do caminho óptico aumenta ou diminui, surgem ou desaparecem listras de interferência no centro da imagem de interferência. Entre a variação Δs do comprimento óptico do percurso e a longitude de onda da luz λ existe a relação

$$(1) \quad 2 \cdot \Delta s = z \cdot \lambda$$

sendo que o número inteiro z , positivo ou negativo, dá o número listras de interferência que surgem ou desaparecem na tela de observação. Se para a medição da longitude de onda da luz um dos dois espelhos for deslocado no ar numa distância Δx precisamente definida por meio de dispositivo de ajuste fino, então pode-se aplicar $n = 1$ como índice de refração com boa aproximação. Decorrente disso, a variação da distância do percurso óptico é:

$$(2) \quad \Delta s = \Delta x$$

A situação é diferente quando uma câmara evacuada de comprimento d é posicionada num feixe parcial. Se agora deixa-se entrar ar na câmara deixando assim a pressão atingir o valor p , então a distância de percurso óptico varia de

$$(3) \quad \Delta s = (n(p) - 1) \cdot d = A \cdot p \cdot d$$

já que a dependência do índice de refração da pressão do ar a temperatura constante pode ser representada por

$$(4) \quad n(p) = 1 + A \cdot p$$

OBSERVAÇÃO

No fornecimento do equipamento complementar também está incluída uma placa de vidro. Se esta for posicionada no feixe parcial e lentamente girada em um ângulo definido, então a distância de percurso da luz aumenta dentro do vidro e diminui fora do vidro. A partir da alteração da distância de percurso óptico resultante pode-se determinar o índice de refração do vidro. Além disso pode-se avaliar a qualidade de uma superfície no exemplo de uma fita adesiva que foi colocada na placa de vidro. Na prática este tipo de avaliação é efetuada com a ajuda feita de um interferômetro de Twyman-Green, uma variante do interferômetro de Michelson.

ANÁLISE

Determinação da longitude de onda da luz: a partir de (1) e (2) obtém-se como equação determinante para o cálculo do comprimento de onda da luz a partir da distância de deslocamento do espelho:

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta x}{z}$$

Determinação do índice de refração do ar: para a constante A introduzida em (4) resulta a equação determinante:

$$A = \frac{z \cdot \lambda}{2 \cdot d \cdot p}$$

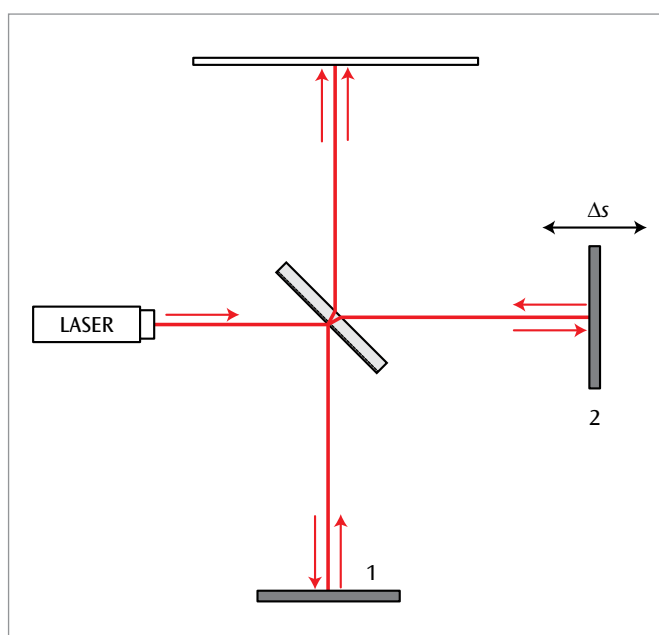


Fig. 1: Percurso de feixe num interferômetro de Michelson com espelho móvel

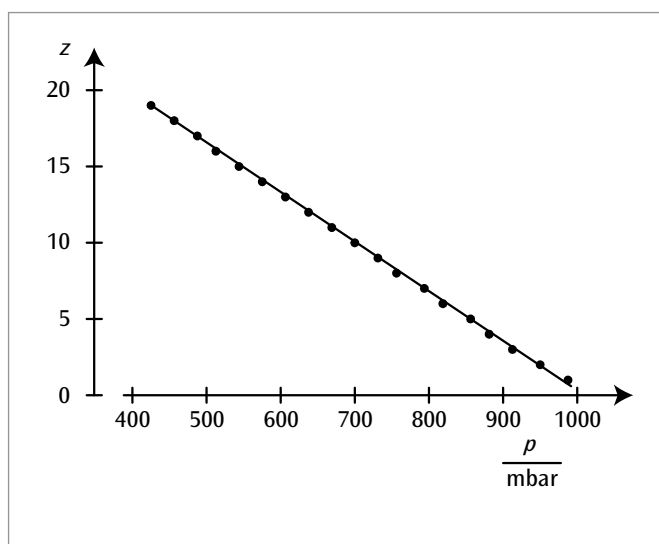


Fig. 2: Número de listras de interferência como função da pressão do ar

UE4030520

INTERFERÔMETRO DE MACH-ZEHNDER



> TAREFAS

- Montagem e ajuste de um interferômetro de Mach-Zehnder.
- Observação do padrão de interferência com informação de caminho impossível, possível e apagada.

OBJETIVO

Representação visual do apagador quântico em experiência de analogia

RESUMO

Na mecânica quântica, a luz também é descrita com auxílio de funções de ondas, das quais se pode calcular a distribuição espacial da espessura provável como o quadrado do calor absoluto da função de onda. A luz é, portanto, adequada para a representação visual de fenômenos da mecânica quântica em experiências de analogia. Para a representação visual do chamado apagador quântico, é montado, em uma experiência de analogia, um interferômetro de Mach-Zehnder e a interferência de ambos os feixes parciais é observada em uma tela. Se dois polarizadores perpendiculares um ao outro se encontrarem nos caminhos dos feixes parciais, a interferência desaparecerá, pois, observando-se sob a ótica da mecânica quântica, uma informação poderá ser obtida sobre que caminho o fóton trilhou. Com um terceiro polarizador ajustado a 45° imediatamente à frente da tela, pode-se apagar esta informação sobre o caminho e seguir observando a interferência.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Interferômetro de Mach-Zehnder	1014617
1	Laser de He-Ne	1003165

FUNDAMENTOS GERAIS

Na mecânica quântica, a luz também é descrita com auxílio de funções de ondas, das quais se pode calcular a distribuição espacial da espessura provável como o quadrado do calor absoluto da função de onda. A junção de dois caminhos de feixe corresponde a uma sobreposição de duas funções de onda. A espessura provável contém então um termo misto, que descreve o padrão da interferência. A luz é, portanto, adequada para a representação visual de fenômenos da mecânica quântica em experiências de analogia.

Para a representação visual do apagador quântico, um interferômetro de Mach-Zehnder é montado em experiência de analogia. Como feixe de luz coerente, é empregado o feixe ampliado de um laser. Com o auxílio de um divisor de feixes BS1, ele é dividido em dois feixes parciais, onde um polarizador P garante a mesma intensidade em ambos os feixes parciais (vide Fig. 1). Em seguida, os feixes percorrem caminhos diferentes e são finalmente trazidos de volta à sobreposição com um segundo divisor de feixes BS2.

Nisto – observado na figura clássica de onda – os campos elétricos E_1 e E_2 de ambos os feixes parciais se somam

$$(1) \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$$

e – observando sob a ótica da mecânica quântica – suas funções de ondas Ψ_1 e Ψ_2 se somam

$$(2) \quad \Psi = \Psi_1 + \Psi_2$$

Portanto, vale

$$(3) \quad |E|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2 \cdot E_1 \cdot E_2$$

ou

$$(4) \quad |\Psi|^2 = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + 2 \cdot \langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$$

onde o termo misto em (3) e (4) descreve respectivamente o padrão de interferência observado em uma tela. A equação 4 descreve o comportamento de um único fóton. Ele interfere consigo mesmo, enquanto não for observado ou puder ser observado por um processo de medição, “que caminho ele percorre”. Diz-se, neste contexto, que o fóton se “comporta com uma onda em caso de indisponibilidade de informação de caminho” e que mostra interferência. Em caso de disponibilidade de informação de caminho, entretanto o fóton se “comporta” como uma partícula clássica e não é possível qualquer interferência.

Através de dois polarizadores adicionais, P1 e P2 nos feixes parciais 1 e 2, o padrão de interferência é influenciado. Em caso de ajuste perpendicular dos polarizadores, desaparece o produto escalar $E_1 \cdot E_2$ na descrição clássica (3) ou o termo de interferência $\langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$ na descrição da mecânica quântica (4) e também o padrão de interferência. Este último é o caso, sob a ótica da mecânica quântica, porque pode ser estabelecido sem sombra de dúvida, por conta da polarização, se o fóton percorreu o caminho 1 ou o caminho 2.

Se, entretanto, um terceiro polarizador A, ajustado a 45° e colocado em posição atrás do segundo divisor de feixes, o padrão de interferência volta a aparecer. Observado sob a ótica da mecânica quântica, isto ocorre porque o polarizador A “apaga” a informação do caminho, ou seja, porque atrás do polarizador A não é mais possível decidir que caminho o fóton percorreu. Na figura clássica de onda da luz, o terceiro polarizador garante que os feixes parciais polarizados sejam enfraquecidos, mas que tenham novamente a mesma polarização.

ANÁLISE

Sem os dois polarizadores P1 e P2, não há informação do caminho; a interferência surge.

Após colocação dos dois polarizadores, pode-se obter uma informação sobre o caminho; a interferência não surge.

O terceiro polarizador A apaga a informação do caminho; a interferência volta a surgir.

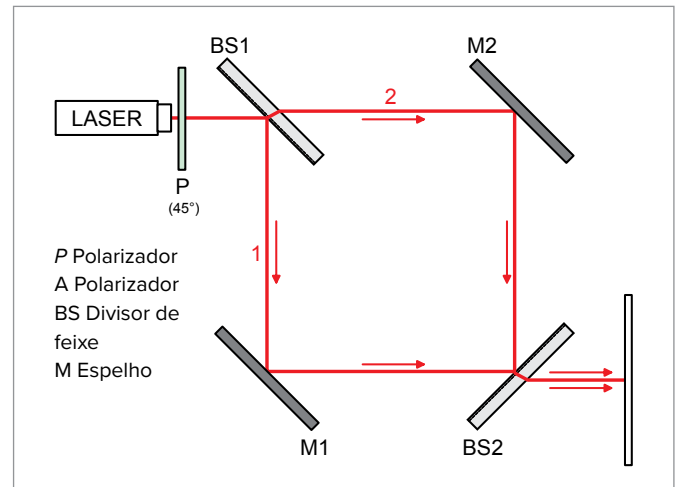


Fig. 1: Percurso do feixe no interferômetro de Mach-Zehnder (sem informação de caminho)

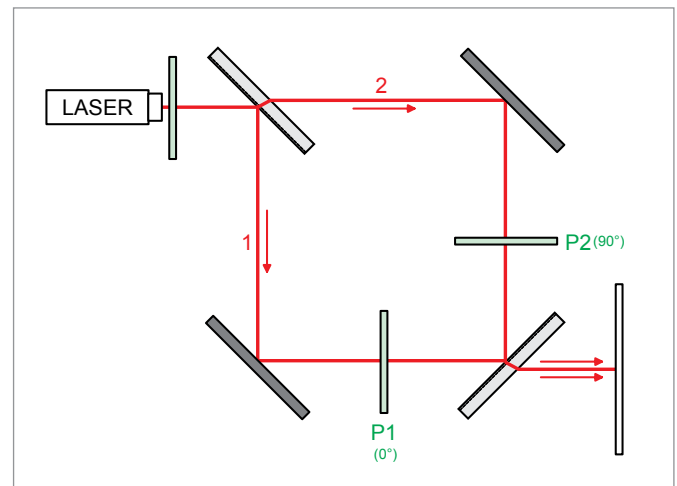


Fig. 2: Percurso do feixe no interferômetro de Mach-Zehnder (com polarizadores P1 e P2 nos feixes parciais para obtenção da informação do caminho)

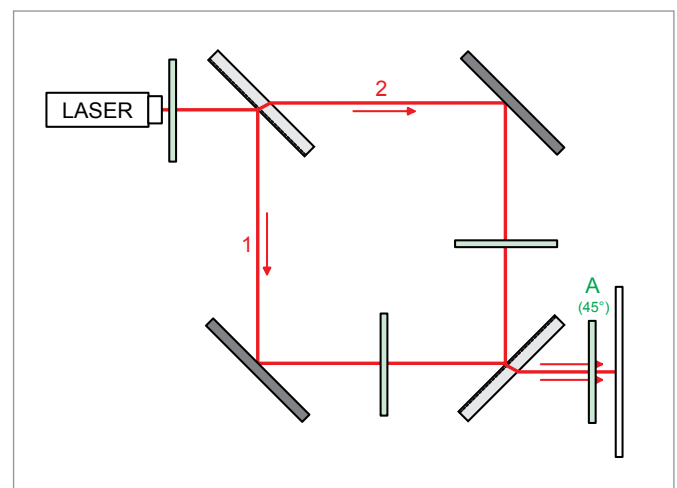


Fig. 3: Percurso do feixe no interferômetro de Mach-Zehnder (com polarizador A para remoção da informação do caminho)

UE4040100 | LEI DE MALUS



> TAREFAS

- Medição da intensidade da luz I transmitida pelos filtros de polarização em dependência do ângulo de rotação dos filtros.
- Confirmação da lei de Malus.

OBJETIVO

Confirmação da lei de Malus para luz polarizada linearmente

RESUMO

A Lei de Malus descreve a intensidade I da luz polarizada com intensidade inicial I_0 depois da passagem através de um analisador em dependência do ângulo de rotação. A intensidade da luz é medida com um sensor de luz.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco óptico de precisão D, 50 cm	1002630
4	Cavalete óptico D, 90/50	1002635
1	Luminária óptico com lâmpada LED	1020630
1	Sensor de luz, três faixas	1021502
1	WiLab *	1022284
1	Suporte para sensor de luz	1022269
2	Filtro de polarização sobre haste	1008668
1	Cabo de sensor	1021514

Exigência complementar:

1	Licença Coach 7
---	-----------------

* Alternativa: 1 Vincilab 1021477

FUNDAMENTOS GERAIS

A luz pode ser polarizada como onda transversal, por exemplo, fazendo-a passar por um filtro de polarização. Em uma onda de luz polarizada linearmente, o campo elétrico E e o campo magnético B oscilam respectivamente em um plano fixo. A direção da oscilação do campo elétrico é denominada a direção de polarização.

Na experiência, a luz atinge sucessivamente um polarizador e um analisador, que estão deslocados um em relação ao outro pelo ângulo ϕ . O polarizador é somente transpassado por uma parte polarizada linearmente da luz. Sua intensidade de campo tem, digamos, a amplitude E_0 .

Na direção da polarização do analisador, o componente oscila com a amplitude

$$(1) \quad E = E_0 \cdot \cos \phi$$

Somente esta consegue passar pelo analisador.

A intensidade da luz corresponde ao quadrado da intensidade do campo elétrico. Por isto, a intensidade após o analisador é de

$$(2) \quad I = I_0 \cdot \cos^2 \phi$$

se I_0 for a intensidade atrás do polarizador.

A equação (2) é conhecida como a lei de Malus. Ela é confirmada na experiência pela medição da intensidade com um sensor de luz. Nesta medição, o valor de intensidade medido com $\phi = 90^\circ$ corresponde à luz ambiente. Este valor é subtraído da intensidade medida.

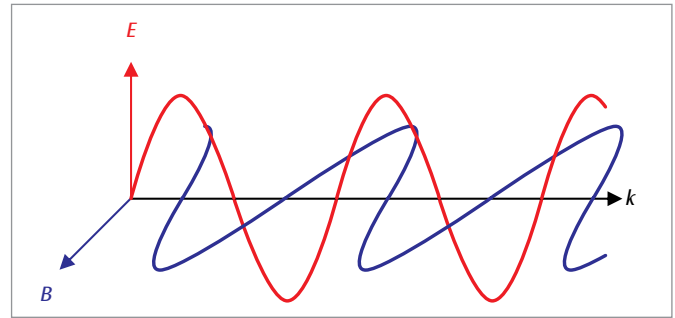


Fig. 1: Representação da definição da direção de polarização

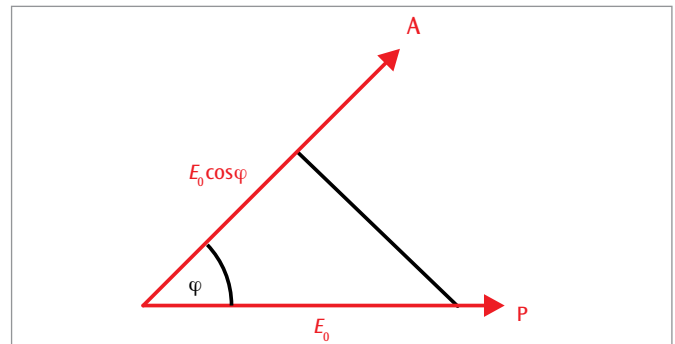


Fig. 2: Representação para o cálculo da intensidade de campo elétrico atrás do analisador

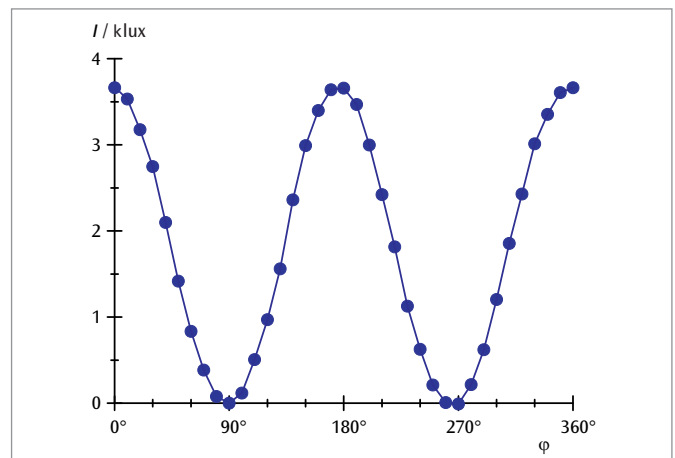


Fig. 3: Intensidade da luz I em dependência do ângulo ϕ entre polarizador e analisador

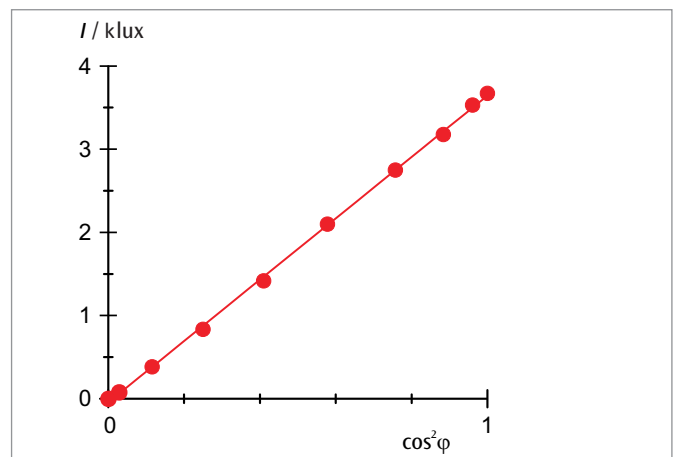


Fig. 4: Intensidade da luz I em dependência de $\cos^2 \phi$

ANÁLISE

Após subtração da intensidade da luz ambiente, os valores de medição são representados como função de ϕ . Seu percurso corresponde à equação (2).

Em um outro diagrama, a intensidade I é representada como função de $\cos^2 \phi$. Neste caso, os valores de medição se encontram em uma reta de origem com a inclinação I_0 .

UE4040300 | ATIVIDADE ÓTICA



> TAREFAS

- Medir o ângulo de virada em dependência do comprimento da amostra.
- Medir o ângulo de virada em dependência da concentração de massa.
- Determinação do ângulo de virada específico em dependência do comprimento de onda.
- Comparação da direção de virada e do ângulo de virada da frutose, glicose e sacarose.
- Medir o ângulo de virada durante a inversão da sacarose para uma mistura equi-molar de glicose e frutose.

OBJETIVO

Virada do nível de polarização através de soluções de açúcar

RESUMO

As soluções de açúcar são opticamente ativas, isto quer dizer, elas viram o nível de polarização de uma luz linear polarizada que a atravessa. A direção de inclinação depende da qualidade do açúcar, deste modo as soluções de glicose e sacarose viram o nível de polarização para a direita e a solução de frutose vira o nível para a esquerda, como mostra a medição do ângulo de virada de um polarímetro. Pela medição do ângulo de virada também é verificado o comportamento de uma solução de sacarose, após a adição de ácido clorídrico. Observa-se uma lenta inversão da direção de virada da direita para a esquerda, uma vez que a estrutura de anéis duplos da sacarose começa a ser dividida e é constituída uma mistura equi-polar de glicose e frutose. O ângulo de virada da mistura é igual à soma dos ângulos de virada da glicose que viram para a direita e da frutose virando fortemente para a esquerda.

ADICIONALMENTE NECESSÁRIO

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Polarímetro com 4 LED (230 V, 50/60 Hz)	1001057
1	Cilindro de medição, 100 ml	1002870
1	Copo, de	1002872
1	Balança eletrônica Scout SKX 420 g	1020859

Exigência complementar:

Frutose, 500 g
Glicose, 500 g
Saccharosio, 500 g

FUNDAMENTOS GERAIS

Designa-se como atividade ótica a virada do nível de polarização de uma luz polarizada linearmente quando é atravessada por certa substância. Esta virada aparece em soluções de moléculas quirais como, por exemplo, soluções de açúcar e em certos objetos como quartzo. Fala-se de substâncias que viram para a direita, quando o nível da polarização for refletido na direção do espectro de luz com tendência para direita e em outros casos por substâncias com tendências de virar à esquerda. As soluções de glicose e sacarose são substâncias que viram para a direita e a solução de frutose são as que viram para a esquerda.

O ângulo α , sob qual é virado o nível de polarização, depende da substância liberada e é proporcional à concentração de massa c e ao comprimento d da amostra. Escreve-se

$$(1) \quad \alpha = [\alpha] \cdot c \cdot d$$

e descreve-se $[\alpha]$ como um ângulo de virada específico da substância. O ângulo de virada específica depende, na fórmula

$$(2) \quad [\alpha] = \frac{k(T)}{\lambda^2}$$

do comprimento de onde λ , da luz e da temperatura T da amostra. Ele é demonstrado em valores tabelares para a luz amarelada do sódio e a uma temperatura de 25°C. Se for conhecido, pode-se determinar a concentração da solução através da medição do ângulo de virada em um polarímetro.

Em um experimento, diferentes soluções de açúcar são examinadas em um polarímetro e os seus ângulos de virada comparados. Para isto a luz pode ser escolhida de quatro diferentes cores de LED. Além disso, uma solução de açúcar comum (sacarose) é separada lentamente, através da adição de ácido clorídrico, em uma reação de estrutura anelada dupla e transformada em uma mistura equi-molar de glicose e frutose. Com isto a direção de virada é invertida da direita para a esquerda, uma vez que o ângulo de virada, após o término da reação é a soma dos ângulos de virada da glicose para a direita e da frutose virando fortemente para a esquerda.

ANÁLISE

Conforme a fórmula (1) o ângulo de virada de determinada substância em uma concentração fixa é proporcional ao comprimento da amostra e em um comprimento de amostra é proporcional à concentração. Do aumento retratado das retas de origem na Fig. 1 pode-se determinar a virada específica para os quatro comprimentos de onda do polarímetro.

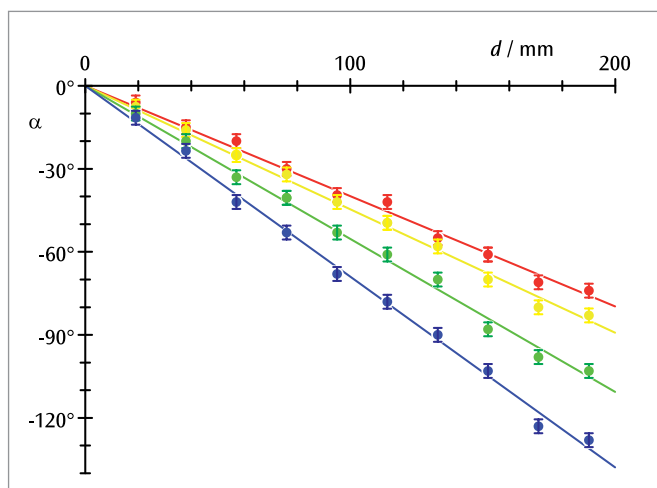


Fig. 1: Ângulo de virada de uma solução de frutose ($c = 0,5 \text{ g/cm}^3$) dependente do comprimento da amostra para quatro comprimentos de onda diferentes

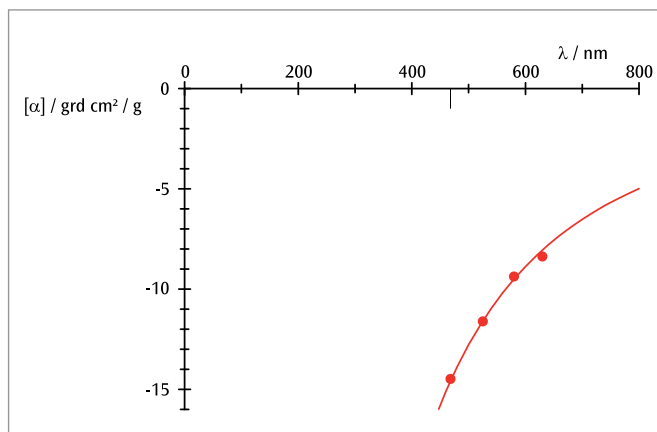


Fig. 2: Dependência do ângulo de virada específico do comprimento de onda

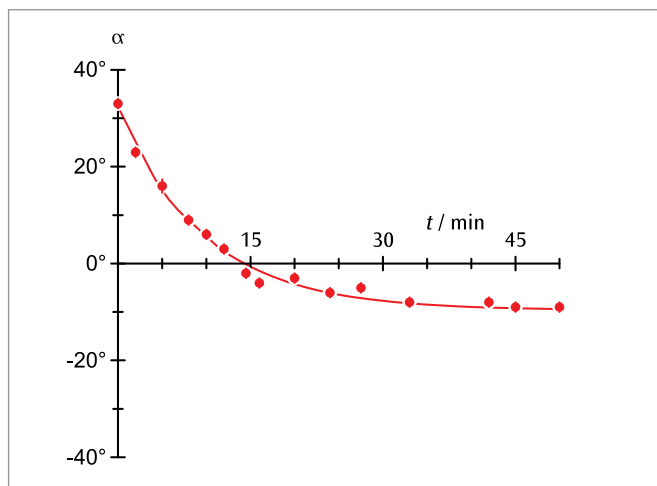


Fig. 3: Ângulo de virada de uma solução de sacarose ($c = 0,3 \text{ g/cm}^3$, $d = 190 \text{ mm}$) durante uma inversão em dependência do tempo

UE4040500 | EFEITO DE POCKELS



➤ TAREFAS

- Comprovação da birrefração em feixe de decurso conoscópico.
- Alteração da birrefração por aplicação de campo elétrico.
- Determinação da tensão de meia onda.

OBJETIVO

Demonstração do Efeito de Pockels em feixe conoscópico

RESUMO

O Efeito de Pockels é um efeito eletro-ótico em que um campo elétrico em material adequado divide um feixe de luz em dois feixes parciais polarizados perpendicularmente um em relação ao outro. Esta capacidade de birrefração baseia em valores de refração diferentes dependentes da direção de propagação e polarização da luz. No Efeito de Pockels, ela aumenta linearmente com a intensidade do campo elétrico e é comprovada, na experiência em um cristal de niobato de lítio (LiNbO_3) em feixe de decurso conoscópico. A imagem da interferência é formada, aqui, por dois grupos de hipérbolas, das quais é possível ler imediatamente a posição do eixo ótico da birrefração.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Célula de Pockels sobre cabo	1013393
1	Banco ótico de precisão D, 100 cm	1002628
3	Cavalete ótico D, 90/50	1002635
2	Cavalete ótico D, 90/36	1012401
1	Laser de He-Ne	1003165
1	Objetiva acromática 10x / 0,25	1005408
1	Filtro de polarização sobre haste	1008668
1	Lente convergente sobre haste $f = 50$ mm	1003022
1	Tela de projeção	1000608
1	Fonte de alta tensão E 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1013412 ou
	Fonte de alta tensão E 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1017725
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849

FUNDAMENTOS GERAIS

O Efeito de Pockels é um efeito eletro-ótico em que um campo elétrico em material adequado divide um feixe de luz em dois feixes parciais polarizados perpendicularmente um em relação ao outro. Esta capacidade de birrefração baseia em valores de refração diferentes dependentes da direção de propagação e polarização da luz. No Efeito de Pockels, ela aumenta linearmente com a intensidade do campo elétrico e é comprovada, na experiência em um cristal de niobato de lítio (LiNbO₃) em feixe de decurso conoscópico.

Para isto, o cristal se encontra em uma Célula de Pockels configurada transversalmente, em que um campo elétrico é aplicado ao cristal na direção do eixo ótico da birrefração (vide Fig. 1). O feixe de luz que passa perpendicularmente pelo cristal divide-se em um feixe parcial ordinário e um extraordinário, ou seja, um feixe parcial polarizado na direção do eixo ótico da birrefração e outro perpendicular a ele. Medido no comprimento de onda do laser He-Ne $\lambda = 632,8$ nm, o valor de refração para o feixe parcial ordinário em niobato de lítio é $n_o = 2,29$ e, para o extraordinário, $n_e = 2,20$. A diferença de progresso entre o feixe parcial ordinário e o extraordinário totaliza

$$(1) \quad \Delta = d \cdot (n_o - n_e)$$

em que $d = 20$ mm é a espessura do cristal na direção do feixe.

A comprovação da birrefração utiliza um decurso de feixe clássico, que é proposto em numerosos livros didáticos de ótica para a comprovação da birrefração. Ilumina-se o cristal com um feixe de luz divergente, polarizado linearmente e observa-se a luz que passa atrás de um analisador cruzado. O eixo ótico da birrefração aparece claramente na imagem da interferência, pois se destaca em sua simetria do ambiente. Na experiência, ele está paralelo à superfície de entrada e à de saída, portanto, a imagem de interferência é constituída de dois grupos de hipérbolas, dispostos a 90° um em relação ao outro. O eixo real do primeiro grupo de hipérbolas corre paralelo, o do segundo, perpendicularmente ao eixo ótico da birrefração.

As faixas escuras dos grupos de hipérbolas se formam através de feixes de luz, para os quais a diferença dos caminhos óticos do feixe parcial extraordinário e do ordinário no cristal são um múltiplo inteiro do comprimento de onda. Estes feixes de luz mantêm, após a passagem pelo cristal, sua polarização linear original e são eliminados pelo analisador.

A diferença de progresso corresponde a cerca de 2800 comprimentos de onda da luz laser utilizada. Entretanto, Δ , em geral, não é um múltiplo inteiro de λ , mas fica majoritariamente entre os dois valores $\Delta_m = m \cdot \lambda$ e $\Delta_{m+1} = (m + 1) \cdot \lambda$. As faixas escuras do primeiro grupo de hipérbolas devem, então, ser atribuídas às diferenças de progresso Δ_{m+1} , Δ_{m+2} , Δ_{m+3} , etc., do segundo grupo de hipérbolas, às diferenças de progresso Δ_m , Δ_{m-1} , Δ_{m-2} , etc. (vide Fig. 2). A posição das faixas escuras, mais precisamente, sua distância no centro, depende do tamanho da diferença entre Δ e $m \cdot \lambda$. O Efeito de Pockels aumenta ou diminui a diferença dos valores principais de refração $n_o - n_e$ segundo o sinal da tensão aplicada. Com isto, altera-se a diferença $\Delta - m \cdot \lambda$, com ela, também a posição das faixas escuras de interferência. Se é aplicada a chamada tensão de meia onda U_{π} , Δ se altera por meio comprimento de onda. As faixas escuras de interferência movimentam-se para a posição das claras e vice-versa. O processo se repete com cada novo aumento da tensão pelo valor U_{π} .

AVALIAÇÃO

Com uma tensão U_1 , as faixas escuras de interferência da ordem de interferência +1 se encontram bem no centro, com a tensão seguinte U_2 , as da ordem +2. Então, a tensão de meia onda é

$$U_{\pi} = \frac{U_2 - U_1}{2}$$

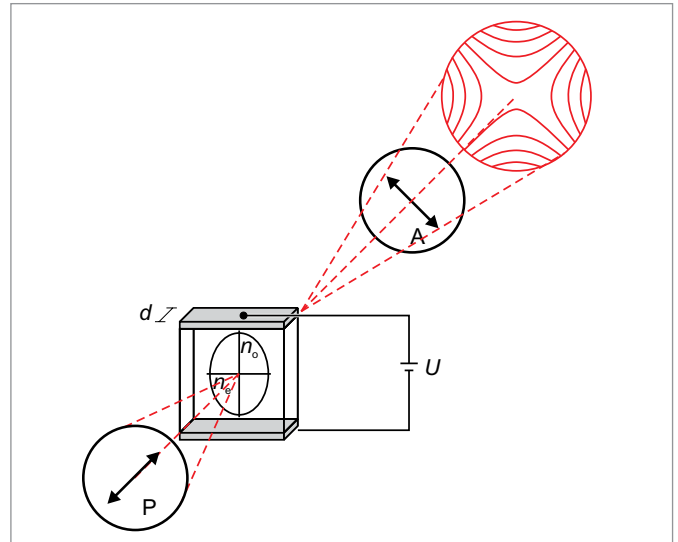


Fig. 1: Representação esquemática da Célula de Pockels em progresso de feixe conoscópico entre polarizador e analisador.

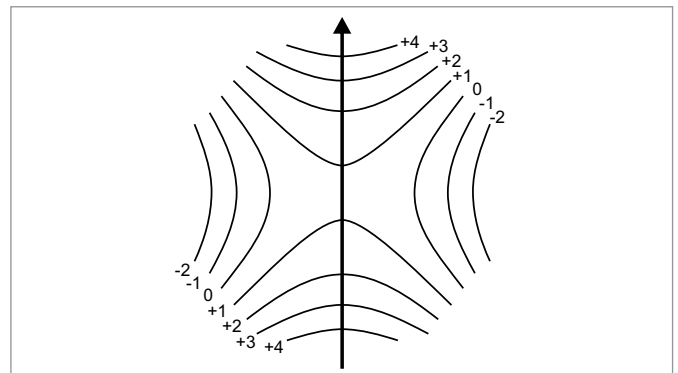


Fig. 2: Padrão de interferência com eixo ótico do cristal na direção da flecha. A indexação das faixas escuras de interferência indica a diferença de percurso entre o feixe ordinário e extraordinário em unidades do comprimento de onda.

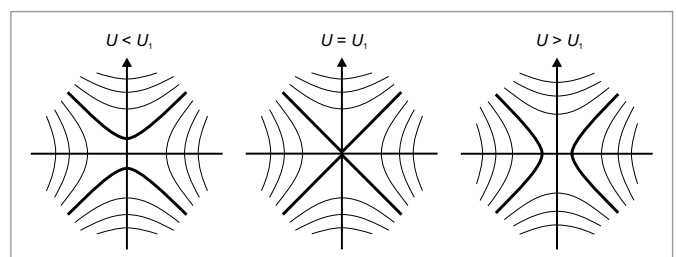


Fig. 3: Alteração do padrão de interferência através do Efeito de Pockels. As hipérbolas em negrito são respectivamente as da ordem de interferência +1.

UE4040600 | EFEITO DE FARADAY



OBJETIVO

Comprovação do Efeito de Faraday e determinação da Constante de Verdet para vidro de sílex

RESUMO

Matérias óticamente isotrópicas, transparentes e não magnéticas se tornam óticamente ativas em um campo magnético. Elas giram o plano de polarização de luz polarizada linearmente, que passa pela matéria na direção do campo magnético, pois os tempos de percurso da parte polarizada circular direita e esquerda são diferentes. Este efeito é denominado de Efeito de Faraday. Na experiência, o Efeito de Faraday é medido no vidro de sílex. Este vidro se caracteriza por uma dispersão óptica muito alta e uniforme. A dependência da frequência do índice de refração n pode ser reproduzida com boa aproximação por uma fórmula de Cauchy.

> TAREFAS

- Comprovação do Efeito de Faraday no vidro de sílex.
- Medição do ângulo de rotação do plano de polarização no campo magnético.
- Determinação da Constante de Verdet para luz vermelha e verde.
- Determinação do Coeficiente de Cauchy b do índice de refração.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco ótico de precisão D, 100 cm	1002628
4	Cavalete ótico D, 90/50	1002635
1	Pé ótico D	1009733
1	Díodo laser, vermelho 230V	1003201 ou
	Díodo laser, vermelho 115V	1022208
1	Módulo laser, verde	1003202
2	Filtro de polarização sobre haste	1008668
1	Tela de projeção	1000608
1	Núcleo de transformador D	1000976
2	Par de sapatas polares	1000978
2	Bobina D, 900 espiras	1012859
1	Paralelepípedo de vidro flint para o efeito de Faraday	1012860
1	Conjunto de acessórios para o efeito de Faraday	1012861
1	VinciLab	1021477
1	Sensor de campo magnético FW \pm 2000 mT	1021766
1	Cabos de sensor	1021514
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Fixador universal	1002833
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Fonte de alimentação DC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
	Fonte de alimentação DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
Exigência complementar:		
1	Licença Coach 7	

FUNDAMENTOS GERAIS

Matérias opticamente isotrópicas, transparentes e não magnéticas se tornam opticamente ativas em um campo magnético. Elas giram o plano de polarização de luz polarizada linearmente, que passa pela matéria na direção do campo magnético, pois os tempos de percurso da parte polarizada circular direita e esquerda são diferentes. Este efeito é denominado de Efeito de Faraday.

As diferenças no tempo de percurso podem ser explicadas em um modelo simples através da alteração da frequência experimentada pela luz polarizada circularmente no campo magnético. Na luz polarizada à direita, a frequência f aumenta pouco pela frequência de Larmor

$$(1) \quad f_{\pm} = \frac{e}{4\pi \cdot m_e} \cdot B$$

$e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ As : carga elementar

$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg : massa em repouso do elétron

a frequência da luz polarizada à esquerda é diminuída do mesmo valor. Então, vale

$$(2) \quad f_{\pm} = f \pm f_l$$

Às frequências diferentes são atribuídos índices diferentes de refração no material. Por isto, as velocidades das ondas no material também são diferentes.

Com estes dados, pode-se calcular a rotação do plano de polarização no material opticamente ativo:

$$(3) \quad \varphi = 2\pi \cdot f \cdot (t_+ - t_-) = 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot (n(f_+) - n(f_-))$$

d : comprimento da amostra,

$c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$: velocidade da luz

Como a frequência de Larmor f_l é substancialmente menor que f , conclui-se que

$$(4) \quad \begin{aligned} \varphi &= 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot \frac{dn}{df} \cdot 2 \cdot f_l \\ &= f \cdot \frac{dn}{df} \cdot \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot B \cdot d \end{aligned}$$

O ângulo de rotação φ é, então, proporcional ao campo magnético B e ao comprimento d irradiado:

$$(5) \quad \varphi = V \cdot B \cdot d$$

A constante de proporcionalidade

$$(6) \quad V = \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot f \cdot \frac{dn}{df}$$

é denominada de Constante de Verdet e depende da dispersão da luz no material irradiado e da frequência f da luz.

Na experiência, o Efeito de Faraday é medido em vidro de sílex F_2 . Este vidro se caracteriza por uma dispersão ótica muito alta e uniforme. A dependência da frequência do índice de refração n pode ser reproduzida com boa aproximação por uma fórmula de Cauchy.

$$(7) \quad n(f) = a + \frac{b}{c^2} \cdot f^2$$

com $a = 1,62$, $b = 8920 \text{ nm}^2$,

Para aumentar a precisão de medição face aos pequenos ângulos de rotação, a polarização da luz na experiência com campo magnético positivo B é determinada de forma que o analisador escureça o campo de visão a exatamente 0° . Após comutação para campo magnético negativo $-B$, o analisador é girado pelo ângulo 2φ , para alcançar a escuridão novamente.

ANÁLISE

De (6) e (7), conclui-se
$$V = \frac{2 \cdot e \cdot b \cdot f^2}{m_e \cdot c^3} = \frac{2 \cdot e \cdot b}{m_e \cdot c \cdot \lambda^2}$$

A partir da Constante de Verdet, pode-se então determinar o Coeficiente de Cauchy b para o índice de refração do vidro de sílex utilizado, se o comprimento de onda λ da luz utilizada for conhecido.

$$b = \frac{m_e \cdot c}{2 \cdot e} \cdot V \cdot \lambda^2$$

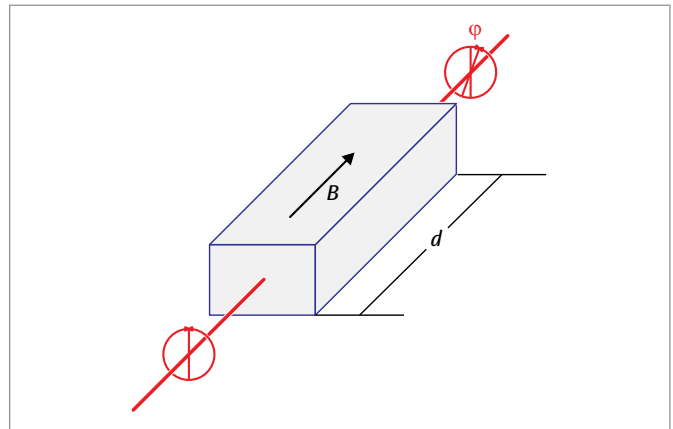


Fig. 1: Representação esquemática para explicação do Efeito de Faraday

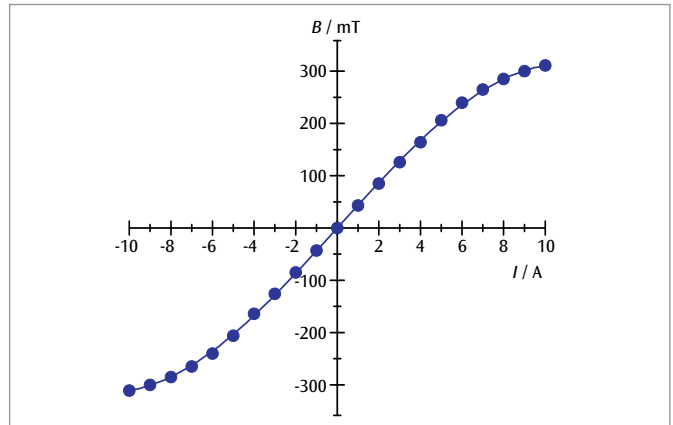


Fig. 2: Curva de calibração do eletroímã

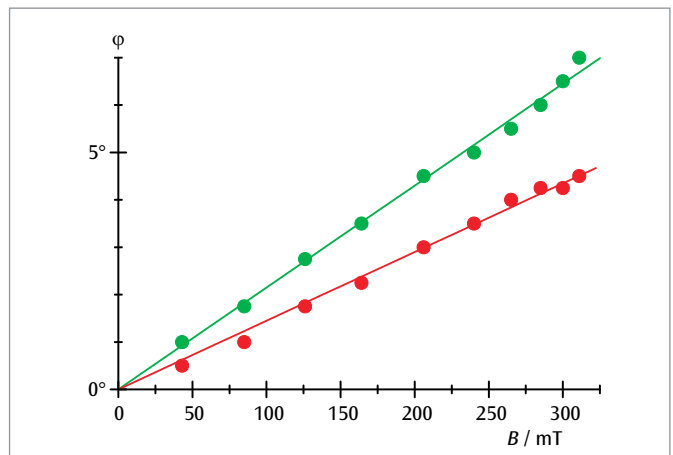
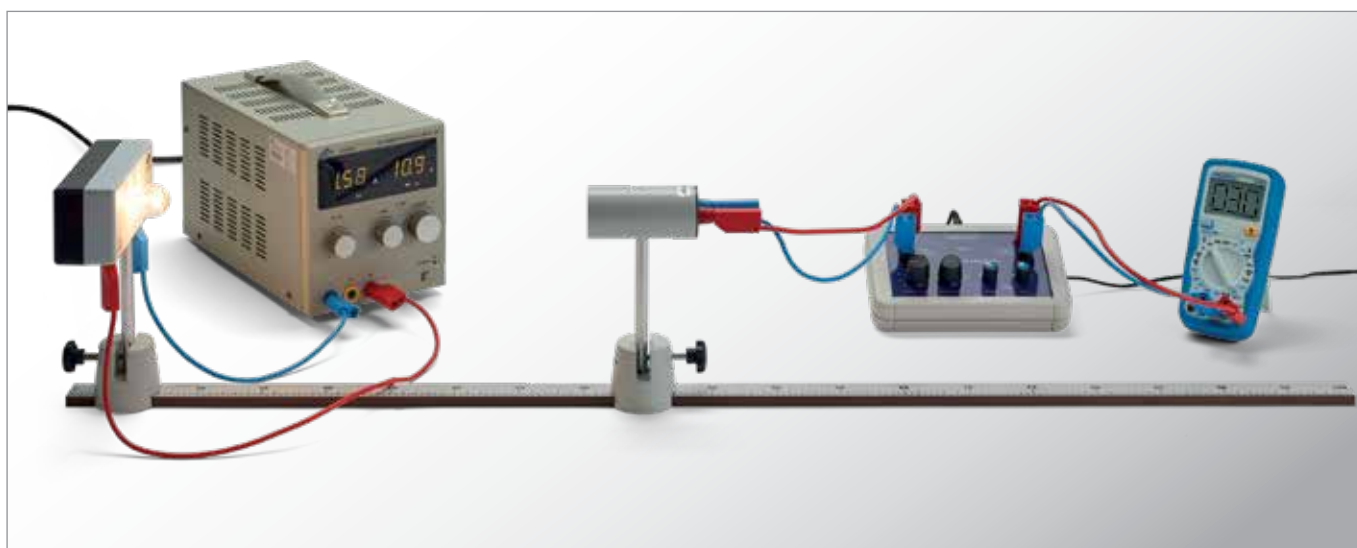


Fig. 3: Ângulo de rotação como função do campo magnético para luz laser vermelha e verde

UE4050100 | LEI DO INVERSO DO QUADRADO



> TAREFAS

- Compensação para consideração da luz ambiente.
- Medição da intensidade relativa de radiação em dependência da distância.
- Representação de um diagrama $S - 1/r^2$.

OBJETIVO

Confirmação da lei do inverso do quadrado para a intensidade de radiação de uma fonte de luz

RESUMO

Segundo a lei do inverso do quadrado, a intensidade de radiação de uma fonte de luz, ou seja, a potência gerada por unidade de área, é inversamente proporcional ao quadrado da distância até a fonte de luz. Esta relação é verificada, na experiência com uma lâmpada incandescente que pode ser considerada fonte de radiação pontual para distâncias maiores que as dimensões do filamento. Para a medição relativa da intensidade de radiação, é empregada uma pilha termoelétrica de Moll.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Lâmpada de Stefan-Boltzmann	1008523
1	Amplificador de medição (230 V, 50/60 Hz)	1000824
1	Amplificador de medição (230 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificador de medição (115 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Metro de madeira, 1 m	1000742
2	Base em tonel, 500 g	1001046
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

A lei do inverso do quadrado descreve uma relação fundamental que também vale para a intensidade de radiação de uma fonte de luz. Segundo ela, a intensidade de radiação de uma fonte de luz, ou seja, a potência gerada por unidade de área, é inversamente proporcional ao quadrado da distância até a fonte de luz.

O pré-requisito para a validade desta relação é uma fonte de luz irradiando homogeneamente em todas as direções do espaço, cujas dimensões são desprezíveis perante a distância observada. Além disso, não podem ocorrer absorções ou reflexões entre a fonte e o local de medição.

Como a fonte irradia homogeneamente em todas as direções do espaço, a potência irradiada P na distância r para a fonte é distribuída homogeneamente para a superfície da esfera

$$(1) \quad A = 4\pi \cdot r^2$$

Portanto, a intensidade é dada por

$$(2) \quad S = \frac{dP}{dA} = \frac{P}{4\pi \cdot r^2}$$

A equação (2) é verificada na experiência com uma lâmpada incandescente. Para distâncias maiores que as dimensões do filamento, a lâmpada pode ser considerada uma fonte de radiação pontual. Para a medição relativa da intensidade de radiação, é empregada uma pilha termoelétrica de Moll. Para tanto, ao invés da intensidade absoluta S , a tensão térmica U_{th} é lida como medida para a intensidade relativa.

ANÁLISE

Nas medições, é inevitável que também seja registrada a intensidade de irradiação da luz ambiente. Por isso, antes do registro da série de medição, é realizada uma compensação no microvôltemetro. Para sua verificação, uma reta geral é adaptada aos pontos de medição.

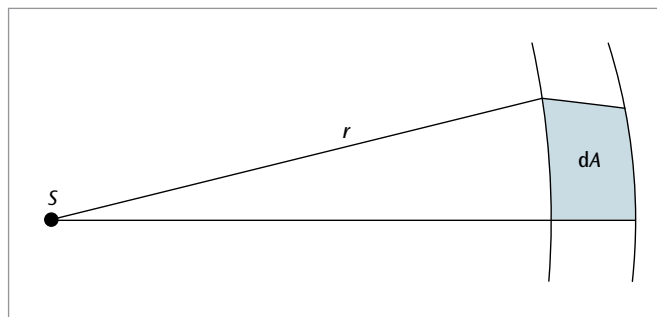


Fig. 1: Inverso do quadrado

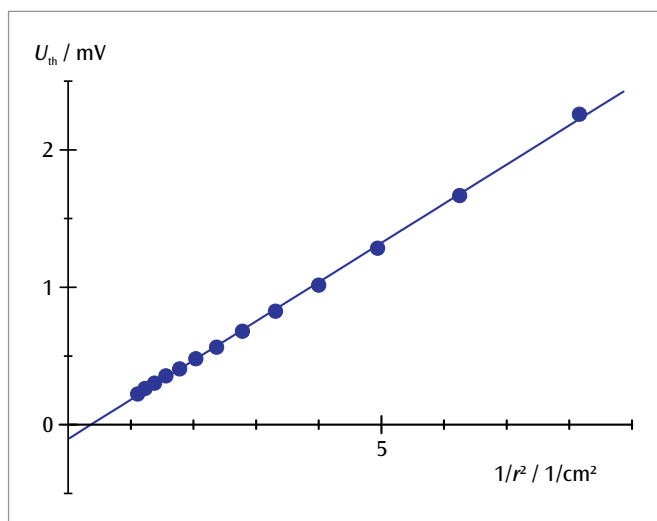


Fig. 2: Representação dos valores de medição em um diagrama U_{th} - $1/r^2$

UE4050200 | LEI DE STEFAN-BOLTZMANN



> TAREFAS

- Medição relativa da intensidade de radiação de uma lâmpada incandescente com filamento de tungstênio com uma pilha térmica de Moll em dependência da temperatura.
- Medição da resistência dependente da temperatura do filamento para determinação da temperatura.
- Representação dos valores de medição em um diagrama $\ln(U_{\text{fil}}) - \ln(T)$ e determinação do expoente a partir da inclinação da reta.

OBJETIVO

Confirmação da dependência T^4 da intensidade de radiação

RESUMO

A dependência da temperatura da intensidade da radiação de um corpo negro é descrita pela lei de Stefan-Boltzmann. A mesma dependência da temperatura é apresentada pela intensidade de radiação de uma lâmpada incandescente com filamento de tungstênio. Ela é determinada, na experiência, com uma pilha térmica de Moll em uma medição relativa. A temperatura do filamento pode ser determinada a partir da resistência dependente da temperatura que é determinada com muita precisão em uma medição de quatro condutores.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Lâmpada de Stefan-Boltzmann	1008523
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Coluna térmica segundo Moll	100824
3	Multímetro digital P1035	1002781
2	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Tanto a intensidade total quanto a distribuição espectral da radiação térmica de um corpo dependem de sua temperatura e das características de sua superfície. Com um comprimento de onda determinado e uma temperatura determinada, o corpo emite tanta mais radiação quanto melhor puder absorver a radiação. O corpo negro, um corpo com superfície de características ideais, absorve a radiação de todos os comprimentos de onda completamente e, por isto, irradia, em dada temperatura, calor com a maior intensidade. Ele é usado como base quando a dependência da temperatura da irradiação de calor tiver que ser analisada.

A dependência da temperatura da intensidade da radiação S de um corpo negro é descrita pela lei de Stefan-Boltzmann.

$$(1) \quad S_0 = \sigma \cdot T^4$$

T : Temperatura absoluta

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} : \text{Constante de Stefan-Boltzmann}$$

Esta intensidade não pode ser lida imediatamente, pois o corpo absorve, simultaneamente, radiação do ambiente. A intensidade medida é, antes de tudo,

$$(2) \quad S_1 = \sigma \cdot (T^4 - T_0^4)$$

T_0 : Temperatura absoluta do ambiente

A luz emitida por uma lâmpada incandescente também é radiação de calor. Aqui, a temperatura do filamento é selecionada de forma que uma parte considerável seja emitida como luz visível. A dependência da temperatura da intensidade total de radiação corresponde à do corpo negro. Vale

$$(3) \quad S = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4)$$

pois o filamento absorve uma parte ε da radiação de todos os comprimentos de onda.

Tal lâmpada incandescente com filamento de tungstênio é empregada, na experiência, para análise da dependência da temperatura da intensidade de radiação. Com uma pilha térmica de Moll, a intensidade de radiação é determinada em uma medição relativa. A temperatura do filamento pode ser determinada a partir da resistência dependente da temperatura

$$(4) \quad R = R_0 (1 + \alpha \cdot (T - T_0))$$

R_0 : Resistência à temperatura ambiente T_0

$$\alpha = 4,4 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}} : \text{para tungstênio}$$

pois R pode ser determinada com muita precisão em uma medição de quatro condutores.

ANÁLISE

A partir da equação (4), conclui-se, para a temperatura T

Entretanto, a equação (4) vale somente como aproximação. Para avaliações mais precisas, pode-se usar uma tabela do manual de utilização da lâmpada de Stefan-Boltzmann.

As temperaturas T são selecionadas tão alto, na experiência, que a temperatura ambiente T_0 pode ser desprezada na equação (3). Além disso, ao invés da intensidade absoluta S , a tensão térmica U_{th} é lida como medida para a intensidade relativa. A equação (3), assim, se torna

$$U_{th} = a \cdot T^4 \text{ ou } \ln(U_{th}) = \ln(a) + 4 \cdot \ln(T)$$

Em um diagrama $\ln(U_{th}) - \ln(T)$, os pontos de medição se localizam, portanto, sobre uma reta com inclinação 4.

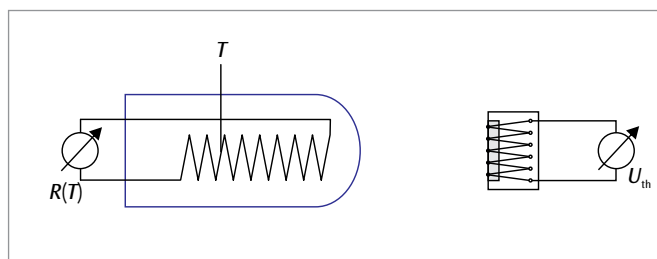


Fig. 1: Representação esquemática da montagem

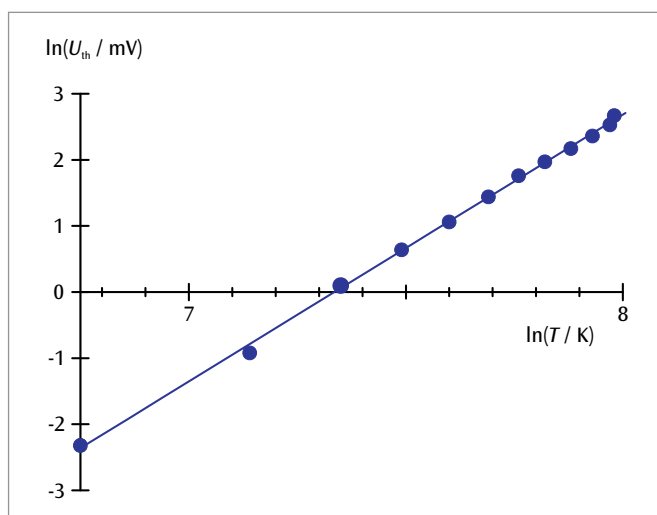


Fig. 2: Diagrama $\ln(U_{th}) - \ln(T)$

UE4060100

DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DA LUZ



> TAREFAS

- Medições osciloscópicas do percurso de um curto impulso de luz de um determinado curso através de comparação com um sinal de referência.
- Determinação da velocidade da luz no ar como quociente de percurso e tempo de percurso.

OBJETIVO

Determinação da velocidade da luz do percurso de curtos impulsos de luz

RESUMO

É possível demonstrar a expansão final da velocidade da luz através de uma simples medição de percurso de tempo. Para tanto, examina-se os curtos impulsos de luz de duração de breves instantes de nanossegundos e, cuja ida e vinda sobre um percurso de vários metros de uma extensão de medição, podem ser determinados por um osciloscópio. A velocidade da luz poderá ser calculada pelo percurso e a distância do emissor para o refletor triplo de prisma.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de medição da velocidade da luz (230 V, 50/60 Hz)	1000882 ou
	Aparelho de medição da velocidade da luz (115 V, 50/60 Hz)	1000881
1	Osciloscópio digital 2x100 MHz	1020911
1	Banco óptico, 50 cm	1002626
2	Cavalete ótico U, 75 mm	1022450
1	Base em tonel	1001045
1	Vara de apoio, 1500 mm	1002937
1	Manga universal	1002830
1	Fita métrica, 2 m	1002603

FUNDAMENTOS GERAIS

É possível medir-se, com a técnica de medição atual, a expansão final da velocidade da luz através de um simples percurso de medição. Para tanto, examina-se curtos impulsos de luz de apenas alguns nanossegundos de duração e cuja ida e vinda sobre vários metros de extensão de medição, podem ser determinados por um osciloscópio.

Na experiência usam-se curtos impulsos de luz de um LED de pulso (pulsante) sobre um divisor de luz em dois transformadores de foto, cujo amplificador ajustado fornece impulsos de tensão para avaliação do osciloscópio. O transformador de foto *A* é atingido por impulsos de luz, que são devolvidos ao equipamento de medição por um refletor de prisma triplo instalado a uma grande distância. O transformador de foto *B* medirá o impulso de referência, sem distorções, originado internamente. O disparo do osciloscópio ocorre através de um impulso de tensão na saída *C*, já que o impulso de referência a antecede numa velocidade de 60 ns.

Com um osciloscópio de dois canais a diferença de percurso de tempo t ambos os impulsos são medidos. Do resultado da diferença de percurso de tempo t e a distância s do emissor para o refletor triplo de prisma t a velocidade da luz pode ser calculada:

$$(1) \quad c = \frac{2 \cdot s}{t}$$

Para se tornar mais impressionante, pode-se variar a distância do refletor e observar alteração de distância de pulsação no osciloscópio daí decorrente. Não há problema quanto a esse procedimento, já que o ajuste do refletor triplo de prisma não necessita de maiores técnicas, podendo ser montado da forma que for mais apropriada.

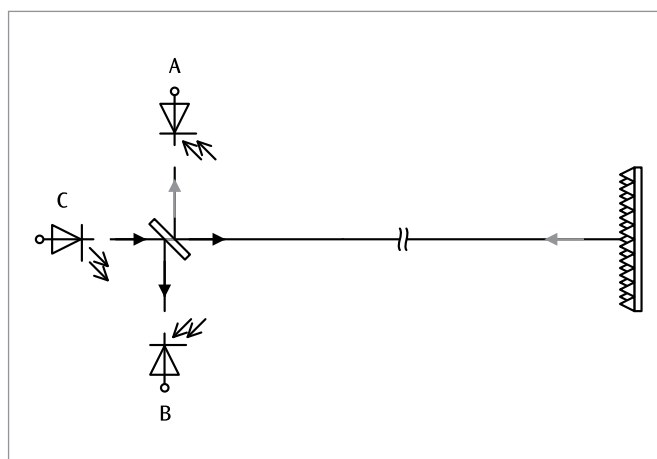


Fig. 1: Princípio de medição

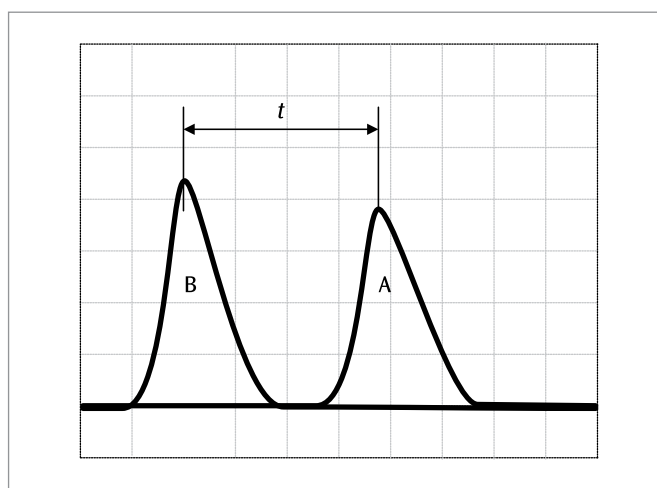


Fig. 2: Medição do percurso de tempo com o osciloscópio

UE4070310 | LASER ND:YAG



> TAREFAS

- Ajuste do laser de diodo para bombeamento óptico estável do laser Nd:YAG.
- Determinação a vida útil do nível superior de laser ${}^4F_{3/2}$ no cristal Nd:YAG.
- Ajuste do ressonador e observação dos modos de ressonador.
- Medição da potência de saída do laser Nd:YAG em dependência da potência de bombeamento e determinação do limiar do laser.
- Observação do *spiking* na operação de pulsos do diodo laser.



ADVERTÊNCIA

Na experiência, uma instalação de classe 4, que emite no âmbito espectral infravermelho (não visível) é operada. Portanto, deve-se sempre usar óculos de proteção contra laser. O raio laser não pode ser observado diretamente, mesmo com óculos de proteção.

OBJETIVO

Instalação e otimização de um laser Nd:YAG

RESUMO

Na experiência, um laser Nd:YAG bombeado com um laser de diodo é instalado e otimizado. Após ajuste do laser de diodo para bombeamento óptico estável e otimização do ressonador, o sistema pode ser operado como laser Nd:YAG. São analisadas as operações não estacionárias e estacionárias. Além disso, a vida útil do nível superior de laser ${}^4F_{3/2}$ é determinada no cristal Nd:YAG.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Excitador do diodo do laser e controlador de temperatura duplo Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo laser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Lente colimadora $f = +75$ mm	1008646
1	Espelho laser I	1008638
1	Fotodiodo PIN	1008640
1	Filtro RG850	1008648
1	Laser diodo de ajuste	1008634
1	Mala para transporte KL	1008651
1	Óculos de proteção laser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Osciloscópio digital 2x100 MHz	1020911
1	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Cabo HF	1002746
1	Cartão detector de infravermelho	1017879

FUNDAMENTOS GERAIS

O laser Nd:YAG é um laser de corpo sólido que emite luz infravermelha. Como mídia do laser, é utilizado um cristal de ítrio-alumínio-granada dopado com neodímio. O bombeamento é realizado com laser de diodo semi-condutor. Normalmente, é emitido um comprimento de onda de 1064 nm.

A Fig. 1 mostra os níveis de energia do cristal Nd:YAG com as transições mais importantes para o bombeamento óptico e a operação do laser. Através do bombeamento óptico com luz com

comprimento de onda de cerca de 808 nm, são estimuladas transições do estado básico (1) ao nível de bombeamento superior (4). Sua vida útil é muito curta e ocorrem transições rápidas e livres de radiação para o nível de laser superior metaestável (3). Transições de volta para o estado básico são, assim, impedidas. A transição do laser ocorre com $\lambda = 1064$ nm para o nível de laser inferior (2). Isto tem vida útil muito curta e se decompõe, sem radiação, para o estado básico. Assim, cada estado é ocupado até um determinado grau. Porém, os estados 4 e 2 se decompõem tão rapidamente que as densidades numéricas dos átomos nestes estados pode ser considerada zero. Daí se podem descrever o comportamento dinâmico do laser através das equações de taxas a seguir para a densidade de inversão n (a diferença das densidades numéricas dos átomos de Nd nos estados 2 e 3) e para a densidade de fótons p do campo luminoso do laser:

$$(1a) \quad \frac{dn}{dt} = W \cdot (N_{Nd} - n) - \sigma \cdot c \cdot p \cdot n - \frac{n}{\tau_3}$$

$$(1b) \quad \frac{dp}{dt} = \frac{L_{Nd}}{L} \cdot \sigma \cdot c \cdot p \cdot n - \frac{p}{\tau_{res}}$$

W : Taxa de bombeamento

N_{Nd} : Densidade numérica dos átomos de Nd

σ : Perfil efetivo de ação para a emissão ou absorção de um fóton

c : Velocidade da luz

τ_3 : Vida útil do nível superior de laser 3

L : Comprimento do ressonador

L_{Nd} : Comprimento do cristal Nd:YAG

τ_{res} : Constante temporal dos prejuízos no ressonador

Em (1a), o primeiro termo descreve o bombeamento óptico, o segundo, a emissão induzida e o terceiro, a decomposição do nível superior de laser através de emissão espontânea. O primeiro termo em (1b) considera a geração de fótons por emissão induzida, o segundo, a redução da densidade de fótons por prejuízos no ressonador. Ainda mais precisamente precisa ser considerado o fato que, por conta da emissão espontânea, já existem fótons no início. Para a operação estacionária, obtém-se, mediante desconsideração da emissão espontânea, a solução a seguir:

$$(2) \quad p = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_3} \cdot \frac{W - W_s}{W_s}$$

com
$$W_s = \frac{1}{\tau_3} \cdot \frac{n_i}{n_i - N_{Nd}} \quad n_i = \frac{L}{L_{Nd} \cdot \sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$$

A taxa de bombeamento, portanto, tem que ultrapassar um valor limiar, depois disto, a densidade de fótons aumenta linearmente com a taxa de bombeamento. Uma medição direta da densidade de fótons e da taxa de bombeamento é impossível. Na experiência, portanto, é mostrado que a potência de saída do laser P_L acima de um valor limiar depende linearmente da potência de bombeamento.

A Fig. 2 mostra soluções não estacionárias das equações de taxas para a operação não estacionária. Nisto, inicialmente a inversão de ocupação se desenvolve. Uma vez alcançada a inversão limiar n_i , a densidade de inversão cresce linearmente. Seguem-se um aumento rápido da densidade de fótons e uma queda da densidade de inversão para um valor pouco abaixo da inversão limiar. Nas repetições deste processo, a superação da densidade de inversão se torna cada vez menor, até que se instaure o estado estacionário. Este *spiking*, como é chamado, também é comprovado na experiência.

Antes, porém, o comprimento de onda do laser de diodo empregado para o bombeamento é ajustado para a transição em $\lambda = 808$ nm e, em seguida, o percurso temporal da emissão espontânea é medido na operação de pulso do laser de diodo (Fig. 3). A partir destes valores de medição, pode-se determinar a vida útil do nível superior do laser. Após a montagem e ajuste do ressonador, o *spiking* é observado (Fig. 4) e, em seguida, a potência de saída é medida em dependência da potência de bombeamento.

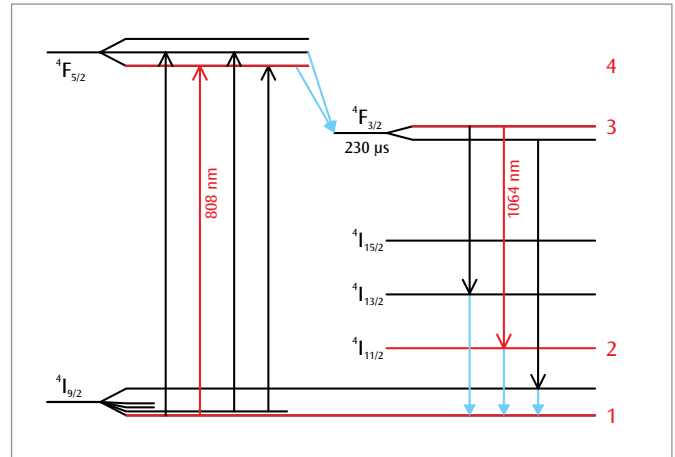


Fig. 1: Esquema de nível de energia do cristal Nd:YAG. As transições relevantes para a experiência são representadas em vermelho

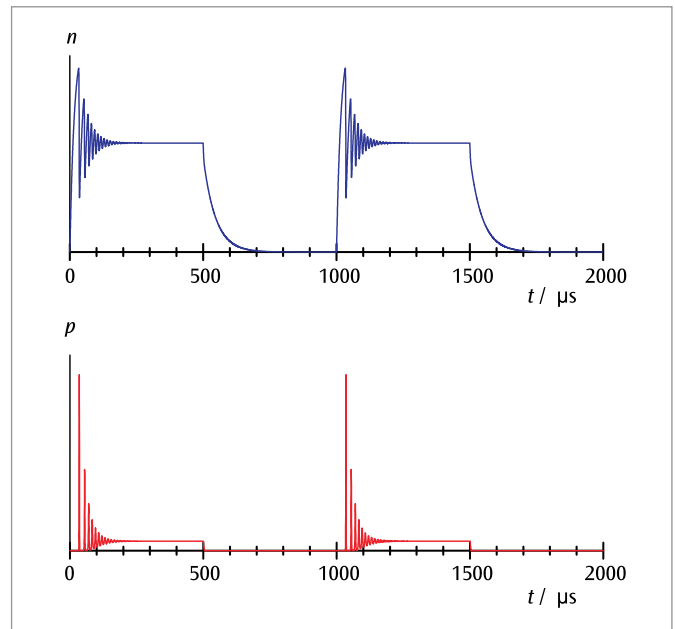


Fig. 2: Soluções não estacionárias da equação de taxas (*Spiking*)

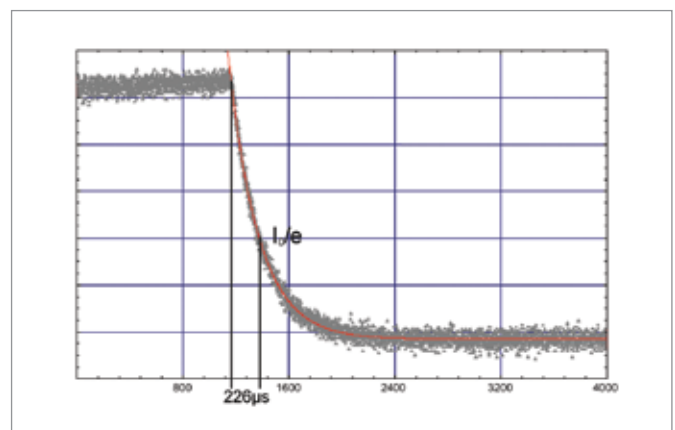


Fig. 3: Medição da emissão espontânea para determinação da vida útil do nível superior do laser

UE4070320 | COMUTAÇÃO Q DE LASER



> TAREFAS

- Instalação e otimização da comutação Q de laser Nd:YAG com módulo Cr:YAG.
- Registro dos pulsos e determinação da duração do pulso.

OBJETIVO

Comutação Q de laser Nd:YAG com módulo Cr:YAG

RESUMO

A comutação Q de um laser permite a geração de pulsos curtos e repletos de energia. Ela baseia no controle do limiar do laser através de um aumento ou uma redução dos prejuízos do ressonador. Com o auxílio de um módulo Cr:YAG, é realizada uma comutação Q passiva e o decurso temporal do pulso do laser é registrado. A partir da potência média e da frequência de repetição, a energia de pulso é calculada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Excitador do diodo do laser e controlador de temperatura duplo Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo laser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Q-Switch passivo	1008637
1	Espelho laser I	1008638
1	Fotodiodo PIN, rápido	1008641
1	Filtro RG850	1008648
1	Laser diodo de ajuste	1008634
1	Mala para transporte KL	1008651
1	Óculos de proteção laser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P ₃₃₄₀	1002785
1	Osciloscópio digital 2x100 MHz	1020911
1	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Cabo HF	1002746
1	Cartão detector de infravermelho	1017879



ADVERTÊNCIA

Na experiência, é operado equipamento de laser de classe 4 que emite na faixa espectral infravermelha (não visível). Por isto, deve-se usar sempre óculos de proteção contra laser. O raio laser não pode ser observado diretamente, mesmo com o óculos de proteção.

FUNDAMENTOS GERAIS

A comutação Q possibilita a geração de pulsos curtos e repletos de energia de laser, como são necessários, por exemplo, no processamento de materiais. Ela baseia no controle do limiar do laser através de um aumento ou uma redução dos prejuízos do ressonador. Em caso de grandes prejuízos, uma oscilação do ressonador é impedida e a energia de bombeamento é armazenada no cristal do laser. Depois da liberação do ressonador por redução dos prejuízos, é gerado um pulso laser cuja intensidade é superior em várias grandezas à intensidade na operação continuada. Simultaneamente, a diferença para o spiking é que a densidade da inversão na comutação Q ultrapassa em muito o valor limiar. Diferencia-se entre comutadores Q passivos e ativos. Comutadores Q passivos são absorvedores cuja capacidade de absorção é comutada pela luz no ressonador. Comutadores Q ativos são tipicamente comutadores acústico-óticos, eletro-óticos ou mecânicos que comandam a transmissão externamente.

O emprego de um cristal absorvedor como comutador Q passivo dispõe que sua absorção pode ser saturada. Para tanto, seu perfil de ação de absorção tem que ser maior que o perfil de ação de absorção para luz de átomos em estado excitado e a vida útil do nível excitado precisa ser maior que a duração do pulso laser e menor que o tempo de repetição do pulso. Um cristal Cr:YAG satisfaz estas condições. As equações de taxa para a densidade de inversão n alcançável através de bombeamento ótico no cristal Nd:YAG e para a densidade de fótons p no campo luminoso do laser (vide experiência UE4070310) precisam, para a descrição do comportamento dinâmico do laser com comutação Q passiva, considerar também a densidade de ocupação no estado básico do cristal Cr:YAG. Por conta do aumento extremamente rápido da densidade de fótons, a taxa de bombeamento e a taxa de emissão espontânea são desprezíveis. Com a definição do valor limiar da densidade de inversão

$$(1) \quad n_s = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$$

τ_{res} : Constante temporal para a redução da densidade de fótons por prejuízos no ressonador

σ : Perfil efetivo de ação para a emissão ou absorção de um fóton
 c : Velocidade da luz

recebe, para a alteração temporal da densidade de inversão n e da densidade de fótons p :

$$(2a) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{n_s} \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

e

$$(2b) \quad \frac{dp}{dt} = -\left(\frac{n}{n_s} - 1\right) \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

Em um pulso gigante, a densidade de inversão é aproximadamente constante e corresponde aproximadamente à densidade de inversão de início:

$$(3) \quad n(t) = n_i$$

Daí resulta, para a densidade de fótons da equação (2b):

$$(4) \quad p(t) = \exp\left[\left(\frac{n_i}{n_s} - 1\right) \cdot \frac{t}{\tau_{res}}\right]$$

A densidade de inversão n_i no pulso gigante é muito maior que a densidade de inversão limiar n_s . Por isto, o tempo em que a densidade de fótons cresce é muito mais curto que a constante temporal τ_{res} para os prejuízos no ressonador.

Outro momento importante é alcançado quando a densidade de inversão decresceu para o valor limiar. Então, a densidade de fótons, conforme a equação (2b), não se altera mais, ou seja, não são gerados mais fótons laser. Obtém-se da equação (2a):

$$(5) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{p_{max}}{\tau_{res}} \text{ com } p(t) = p_{max}$$

A densidade de fótons, portanto, decai, após atingir o máximo, com a constante temporal para os prejuízos no ressonador

O valor máximo da densidade de fótons é dado por:

$$(6) \quad p_{max} = n_s \cdot \ln\left(\frac{n_s}{n_i}\right) - (n_s - n_i)$$

De acordo com isto, lasers com uma vida útil apenas muito reduzida de seu nível de laser superior, ou seja, uma densidade de inversão excedente somente muito pequena, não apresentam aumento significativo da potência de saída na operação de pulsos.

Na experiência, o módulo Cr:YAG é instalado no ressonador e um novo ajuste fino do laser é realizado. O sinal laser é medido com um diodo PIN e registrado com um osciloscópio.

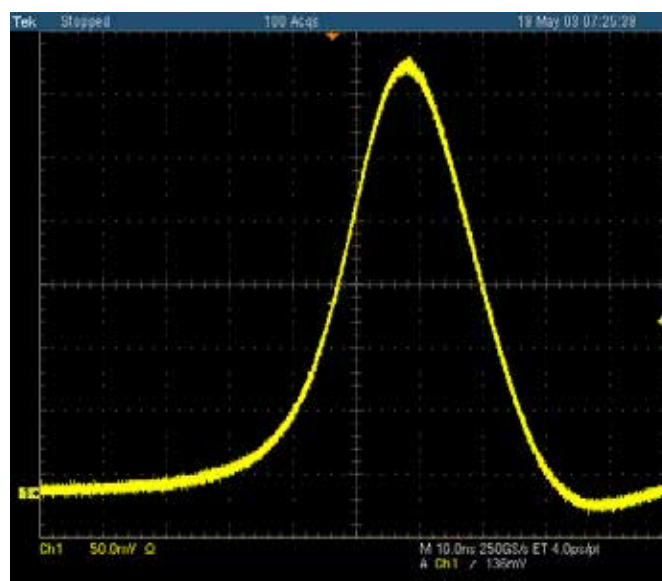
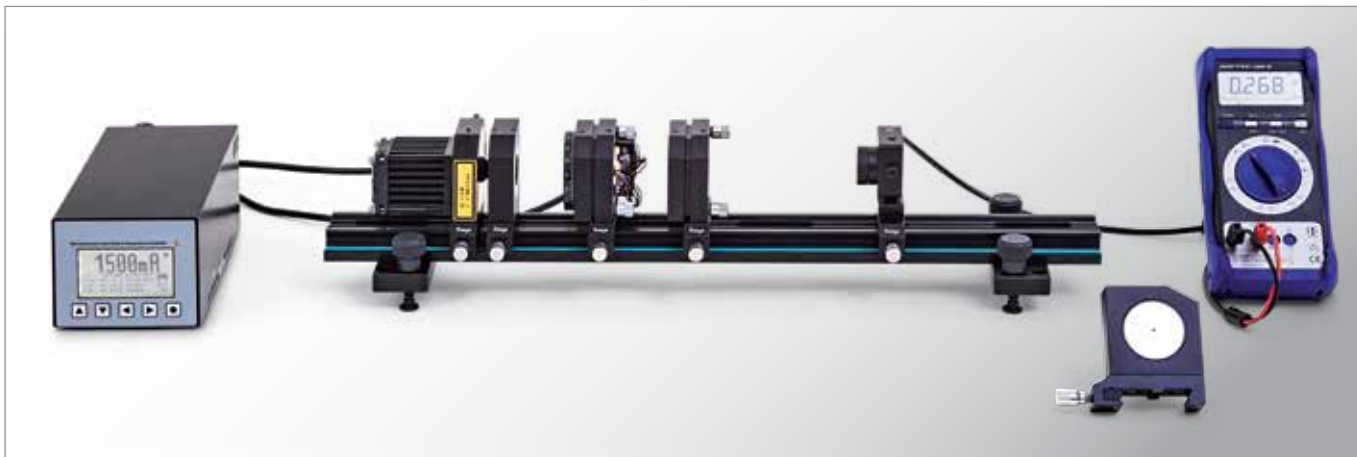


Fig. 1: Decurso do pulso de um laser com comutação Q Nd:YAG

UE4070330 | LASER ND:YAG



> TAREFAS

- Geração de radiação de frequência duplicada através da inserção de um cristal de KTP na cavidade.
- Medição da potência de saída da radiação de frequência duplicada em dependência da potência da onda fundamental.
- Análise da dependência da orientação e da temperatura do cristal.

OBJETIVO

Duplicação da frequência intracavidade em Laser Nd:YAG

RESUMO

Em campos eletromagnéticos fortes, os materiais frequentemente alteram suas características óticas. Assim, em um destes materiais, pode-se, por exemplo, dobrar a frequência de luz laser de alta intensidade. Na experiência, emprega-se um cristal de KTP para gerar, a partir da radiação infravermelha de 1064 nm de um laser Nd:YAG, uma radiação verde com comprimento de onda de 532 nm. O cristal é adequado em múltiplos aspectos, pois ele se comporta fortemente de forma óticamente não linear e absorve radiação com a frequência de saída e com a frequência duplicada somente em pequena escala.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Excitador do diodo do laser e controlador de temperatura duplo Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo laser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Módulo de duplicação de frequência	1008636
1	Espelho laser II	1008639
1	Fotodiodo PIN	1008640
1	Filtro BG40	1017874
1	Laser diodo de ajuste	1008634
1	Mala para transporte KL	1008651
1	Óculos de proteção laser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Cartão detector de infravermelho	1017879



ADVERTÊNCIA

Na experiência, uma instalação de classe 4, que emite no âmbito espectral infravermelho (não visível) é operada. Portanto, deve-se sempre usar óculos de proteção contra laser. O raio laser não pode ser observado diretamente, mesmo com óculos de proteção.

FUNDAMENTOS GERAIS

Em campos eletromagnéticos fortes, os materiais frequentemente alteram suas características óticas. Assim, em um destes materiais, pode-se, por exemplo, dobrar a frequência de luz laser de alta intensidade. Para a descrição de tais fenômenos, observa-se a polarização do material, que se altera de forma não linear com a intensidade do campo elétrico:

Se o material não for magnético, a equação da onda para a intensidade de campo elétrico E tem a forma

$$(1) \quad \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t)$$

$\tilde{\mathbf{P}}$: polarização do material
 ϵ_0 : constante do campo elétrico
 c : velocidade da luz

Entre a polarização e a intensidade de campo, existe a relação não linear

$$(2) \quad \tilde{\mathbf{P}}(t) = \epsilon_0 \cdot (\chi_1 \cdot E(t) + \chi_2 \cdot E(t)^2)$$

χ_1, χ_2 : suscetibilidades de primeira e segunda ordem

Assim, um campo elétrico oscilando a uma frequência f gera

$$(3) \quad E(t) = E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

uma polarização que se constitui de duas partes. A parte

$$(4) \quad \tilde{\mathbf{P}}_1(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_1 \cdot E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

oscila com a frequência simples f e descreve a alteração da velocidade da luz no material. A parte

$$(5) \quad \tilde{\mathbf{P}}_2(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_2 \cdot E_0^2 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot 2f \cdot t)$$

oscila com a frequência duplicada $2f$ e age, conforme (1), como fonte para um novo componente do campo eletromagnético.

Observando na imagem de fótons, dois fótons com a frequência f são convertidos para um fóton com a frequência $2f$ (vide Fig. 1). Por motivo de conservação do impulso, o rendimento para isto é especialmente grande, quando a incompatibilidade de fases

$$(6) \quad \Delta k \cdot \frac{L}{2} = \left| 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_f} - \frac{2\pi}{\lambda_{2f}} \right| \cdot \frac{L}{2} = \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot L \cdot |n_f - n_{2f}|$$

L : comprimento da cavidade
 λ_f, λ_{2f} : comprimentos de onda no material com frequência simples e dupla

assume preferencialmente o valor zero. Os índices de refração n_f e n_{2f} do material devem, portanto, preferencialmente ser correspondentes, o que é possível em materiais de refração dupla com anisotropia espacial forte com orientação adequada (vide Fig. 2). Isto tem como consequência que o rendimento depende da orientação espacial do material duplicador de frequência.

A densidade de potência P_{2f} da nova radiação depende de forma quadrática da densidade de potência P_f da radiação fundamental. Vale:

$$(7) \quad P_{2f} = P_f^2 \cdot \frac{L^2}{A} \cdot C \cdot F\left(\Delta k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ mit } F(x) = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

A : diâmetro da cavidade

C : constante do material com comprimento de onda dado

Na experiência, emprega-se um cristal de KTiOPO_4 (KTP) para gerar, a partir da radiação infravermelha de 1064 nm de um laser Nd:YAG, uma radiação verde com comprimento de onda de 532 nm através de duplicação de frequência. O cristal é adequado em múltiplos aspectos, pois ele se comporta fortemente de forma óticamente não linear e absorve radiação com a frequência de saída e com a frequência duplicada somente em pequena escala.

ANÁLISE

Para a confirmação da dependência do quadrado da potência primária P_f , é utilizada a dependência da potência primária da corrente de injeção I do diodo laser conhecida de experiências anteriores.

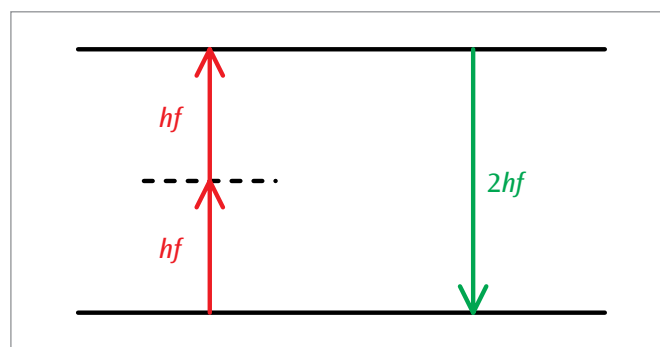


Fig. 1: Representação esquemática da duplicação da frequência

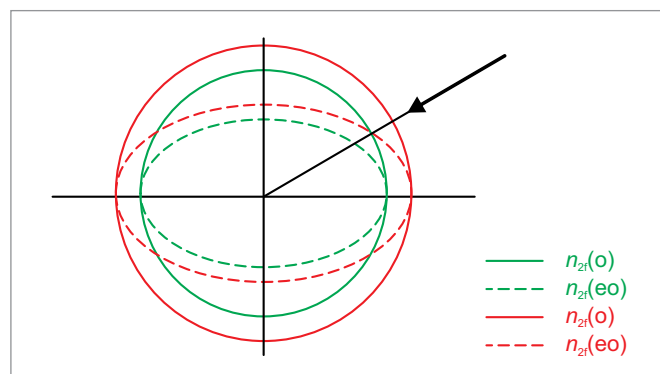


Fig. 2: Representação esquemática da adaptação de fases através da utilização da refração dupla no material
 $n(o)$: índice de refração do feixe ordinário
 $n(eo)$: índice de refração do feixe extraordinário

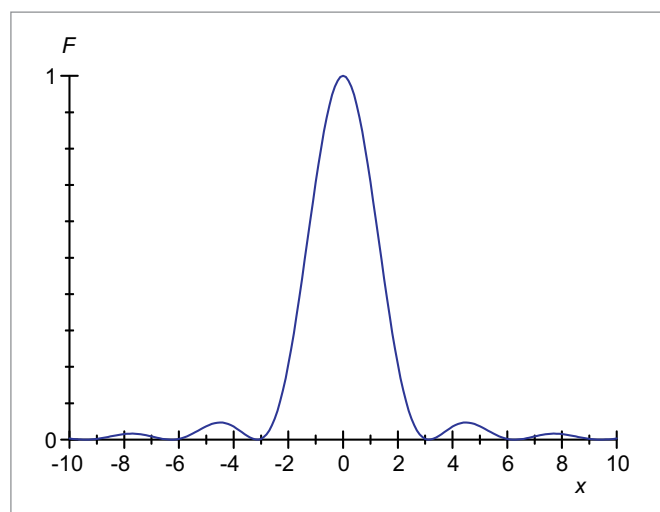


Fig. 3: Representação da função $F(x)$

UE4080100 | ESPECTRÔMETRO DE PRISMA



OBJETIVO

Instalação e calibragem de um espectrômetro de prisma

RESUMO

Em um espectrômetro de prisma, a divisão da luz em suas cores espectrais na passagem por um prisma é utilizada para medir os espectros óti-cos. Para a medição dos comprimentos de onda, uma calibragem é necessária, pois esta dispersão angular não é linear. Na experiência, o espectro “conhecido” de uma lâmpada Hg é utilizado para calibragem e, em seguida, o espectro “desconhecido” de uma lâmpada Cd é medido.

TAREFAS

- Ajuste do espectrômetro de prisma e calibragem com as linhas espectrais de uma lâmpada Hg.
- Medição do ângulo mínimo de deflexão em $\lambda = 546,07$ nm.
- Determinação do índice de refração do vidro Flint com $\lambda = 546,07$ nm, bem como parâmetro Cauchy b e c do índice de refração dependente do comprimento de onda.
- Cálculo de uma curva de calibragem segundo a fórmula de dispersão de Hartmann.
- Medição de espectro de linhas desconhecido.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Espectrômetro - Goniômetro S	1008673
1	Transformador de tensão p. lâmpada espectral (230 V, 50/60 Hz)	1021409 ou
	Transformador de tensão p. lâmpada espectral (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lâmpada espectrais Hg/Cd	1003546
1	Lâmpada espectrais Hg 100	1003545

FUNDAMENTOS GERAIS

Com um espectrômetro de prisma, são medidos espectros óticos, com a utilização da divisão da luz em suas cores espectrais na passagem pelo prisma. Esta dispersão é atribuída à dependência do índice de refração do vidro do prisma do comprimento de onda. Ela não é linear, portanto, uma calibragem é necessária, para poder medir comprimentos de onda com o espectrômetro de prisma.

No espectrômetro, a luz examinada incide através da fenda S sobre a objetiva O_1 , que, junto com a fenda, forma um colimador e gera um feixe de luz largo e paralelo (vide Fig. 1). Após dupla refração pelo prisma, o feixe sai paralelo e é unido no plano de foco da objetiva O_2 para uma imagem da fenda, observada pelo ocular OC . Para tanto, a luneta formada pela objetiva O_2 e pelo ocular OC é fixada em braço móvel, firmemente conectado ao nônio N . A refração dupla da luz pelo prisma pode ser descrita pelos ângulos α_1 , α_2 , β_1 e β_2 (vide Fig. 2). Para um prisma equilátero, vale

$$(1) \quad \sin \alpha_1 = n(\lambda) \cdot \sin \beta_1(\lambda), \quad n(\lambda) \cdot \sin \beta_2(\lambda) = \sin \alpha_2(\lambda), \quad \beta_1(\lambda) + \beta_2(\lambda) = 60^\circ$$

O ângulo de incidência α_1 pode ser alterado girando-se o prisma no feixe paralelo incidente. Os ângulos α_2 , β_1 e β_2 dependem do comprimento de onda λ , pois o índice de refração n é dependente do comprimento de onda.

A partir do ângulo de incidência α_1 e do ângulo de saída α_2 , obtém-se o ângulo de deflexão

$$(2) \quad \delta(\lambda) = \alpha_1 + \alpha_2(\lambda) - 60^\circ$$

entre colimador e luneta. Ele alcança um mínimo de δ_{\min} , quando o feixe transcorre simetricamente em relação ao prisma. Então, a dispersão angular $d\delta/d\lambda$ é exatamente máxima. Portanto, o espectrômetro de prisma é ajustado de forma que o percurso de feixe simétrico para um comprimento de onda de referência λ_0 seja alcançado. Na experiência, é selecionada, para isto, a linha espectral verde ($\lambda_0 = 546,07$ nm) de uma lâmpada espectral Hg. A partir do ângulo mínimo, é possível calcular o índice de refração do prisma com o comprimento de onda de referência.

Pois, por causa da simetria, vale $\beta_1(\lambda_0) = \beta_2(\lambda_0) = 30^\circ$ e $\alpha_2(\lambda_0) = \alpha_1$, com isto

$$(3) \quad \sin \alpha_1 = n(\lambda_0) \cdot \frac{1}{2} \quad \text{com} \quad \alpha_1 = \frac{\delta_{\min}}{2} + 30^\circ$$

Pela dispersão, as outras linhas espectrais são, em relação a δ_{\min} , deslocadas por pequenos ângulos $\Delta\delta$. Elas são lidas com precisão de minutos com auxílio do nônio. Como a alteração Δn do índice de refração também é pequena sobre toda a faixa visível, basta observar exclusivamente os termos lineares das alterações. Daí, resulta das eq. 1 – 3 a relação a seguir entre comprimento de onda e deflexão:

$$(4) \quad \Delta\delta(\lambda) = \Delta\alpha_2(\lambda) = \frac{\Delta n(\lambda)}{\cos \alpha_1} = \frac{\Delta n(\lambda)}{\sqrt{1 - \frac{(n(\lambda_0))^2}{4}}}$$

Na faixa visível, o índice de refração n aumenta proporcionalmente ao aumento do comprimento de onda λ . Isto pode ser descrito pela equação de Cauchy na forma

$$(5) \quad n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$$

A partir de (4) e (5) pode, em princípio, ser obtida uma descrição para uma curva de calibragem. Mais adequada, entretanto, é a fórmula de dispersão de Hartmann

$$(6) \quad \delta(\lambda) = \delta_H + \frac{K}{\lambda - \lambda_H}$$

com os parâmetros de adaptação δ_H , K e λ_H , mas que não tem importância especial física.

Por isto, na experiência, são utilizadas as linhas espectrais da lâmpada espectral Hg com utilização de (6) para a calibragem e, em seguida, são medidas as linhas de um espectro “desconhecido” (vide Tab. 1).

AVALI AÇÃO

Da eq. 3, deriva-se, o índice de refração $n(\lambda_0)$. Os parâmetros de Cauchy do índice de refração podem ser calculados na representação $\Delta n = n(\lambda) - n(\lambda_0) = f(1/\lambda^2)$ a partir de uma adaptação de parábola.

Tab. 1: Comprimentos de onda das linhas espectrais Cd

Denominação	Medição λ / nm	Valor da literatura λ / nm
azul (média)	466	466
azul (forte)	468	468
verde azulado (média)	479	480
verde escuro (forte)	509	509
verde escuro (fraco)	515	516
vermelho (forte)	649	644

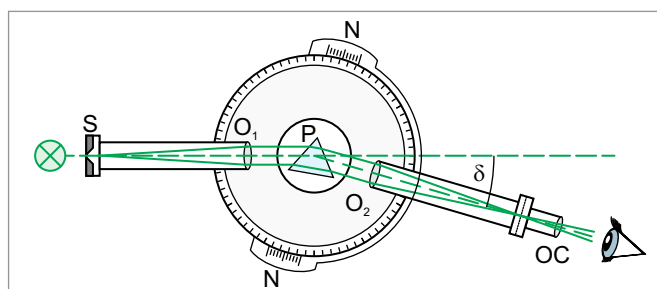


Fig. 1: Representação esquemática de um espectrômetro de prisma. S: fenda de entrada, O_1 : lente colimadora, P: prisma, O_2 : objetiva do telescópio, OC: ocular do telescópio, δ : desvio

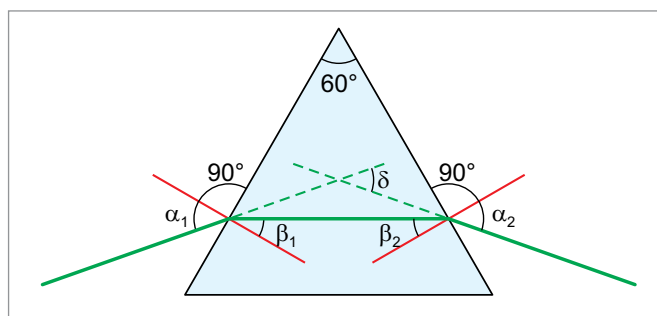


Fig. 2: Trajeto dos raios no prisma

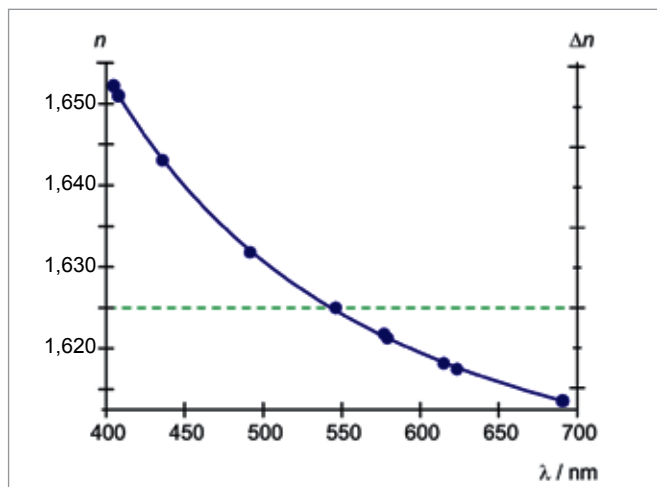


Fig. 3: Índice de refração do prisma de vidro de sílex em função da comprimento de onda

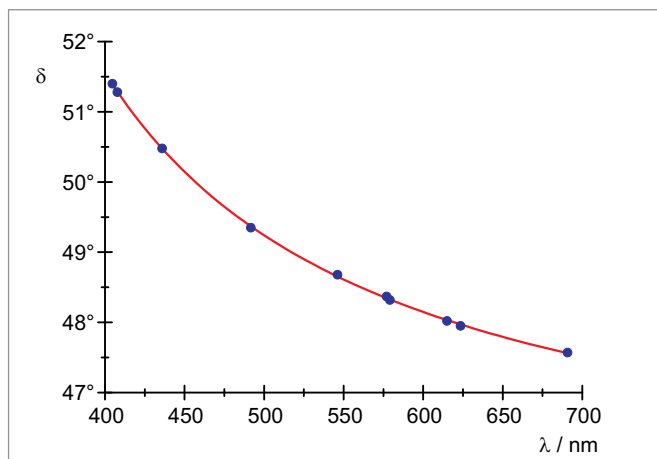


Fig. 4: Curva de calibração do espectrômetro de prisma

UE5010200 | CONSTANTE DE PLANCK



> TAREFAS

- Medição dos valores limite da tensão inversa em dependência do comprimento de onda da luz
- Demonstração dos resultados em diagrama energia-frequência.
- Determinação da constante de Planck e do trabalho de saída.
- Comprovação da independência da energia dos elétrons em relação à intensidade da luz.

OBJETIVO

Determinação da constante de Planck conforme o método da tensão inversa

RESUMO

Em uma disposição clássica modificada, a luz de frequência conhecida atinge um catodo através de um anodo em forma de anel e ali libera elétrons através do efeito fotoelétrico. A energia dos eletrodos pode ser determinada pela aplicação de uma tensão inversa, que compensa a corrente dos elétrons ao anodo até o zero. Nisto se mostra, que o valor limite da tensão inversa correspondente à corrente zero e, com isto, também a energia dos elétrons, é independente da intensidade da luz. A partir dos valores limites medidos para as diferentes frequências de luz é calculada a constante de Planck.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho da constante de Planck (230 V, 50/60 Hz)	1000537 ou
	Aparelho da constante de Planck (115 V, 50/60 Hz)	1000536

FUNDAMENTOS GERAIS

O efeito fotoelétrico mostra duas características importantes descobertas em 1902 por *Lenard*. De acordo com elas, a quantidade dos elétrons liberados pelo efeito fotoelétrico do material do catodo é proporcional à intensidade da luz incidente, sua energia, entretanto, depende da frequência e não da intensidade da luz. Para a explicação, em 1905, *Einstein* retirou hipóteses fundamentais da descrição encontrada por *Planck* da irradiação de um corpo negro e, assim, criou fundamentos importantes para a teoria quântica.

Einstein assumiu que a luz se espalha na forma de prótons, cuja energia é proporcional à frequência da luz. Se um destes fótons incidir com a energia

$$(1) \quad E = h \cdot f$$

$h = 6.626 \times 10^{-34}$ Js: Constante de Planck

sobre um elétron no material do catodo, sua energia poderá ser transmitida para o elétron, de forma que este saia do catodo com a energia cinética

$$(2) \quad E_{\text{kin}} = h \cdot f - W$$

O trabalho de saída W é uma grandeza dependente do material e é, no exemplo do Césio, cerca de 2 eV.

Na experiência, esta relação é utilizada para determinar a constante de Planck h . Para tanto, luz em uma frequência f determinada incide sobre o catodo através do anodo em forma de anel e ali libera elétrons. A corrente resultante para o anodo é medida com um nanoamperímetro e compensada por aplicação de tensão inversa U_0 entre anodo e catodo até o zero. A luz é obtida de diodos luminosos de diferentes cores, cujo espectro é pronunciado de forma suficientemente estreita, de forma que se lhe pode designar um comprimento de onda λ e, com isto, uma frequência

$$(3) \quad f = \frac{c}{\lambda}$$

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s}$$

A intensidade da luz dos diodos pode ser variada entre 0 e 100%, de forma que a independência da energia dos elétrons também pode ser comprovada em relação à intensidade da luz.

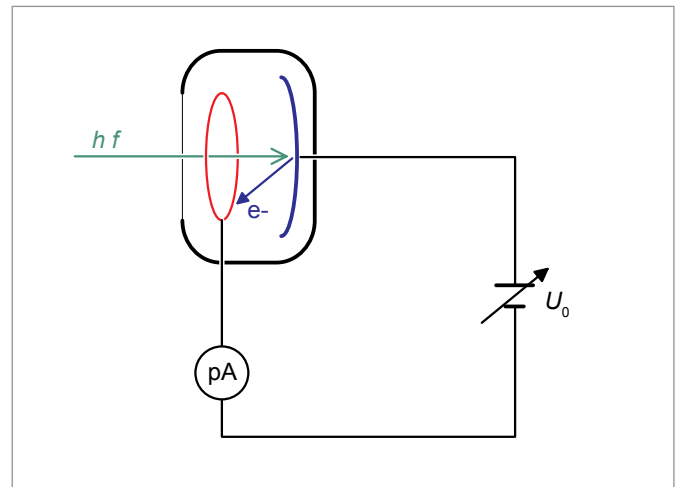


Fig. 1: Esquema da disposição de medição

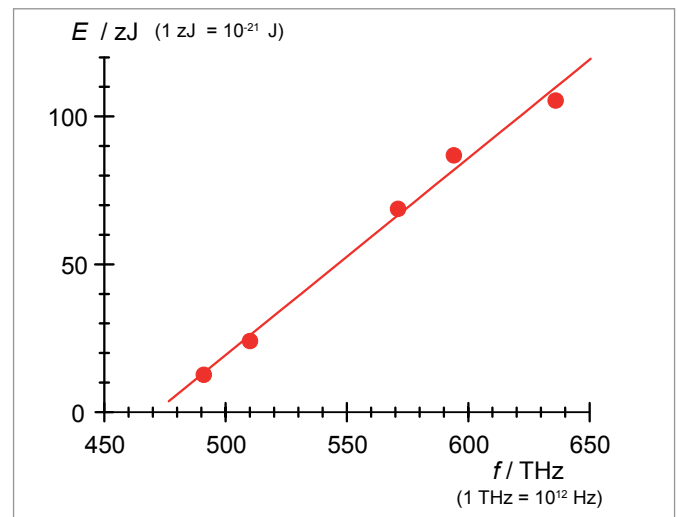


Fig. 2: Diagrama energia-frequência

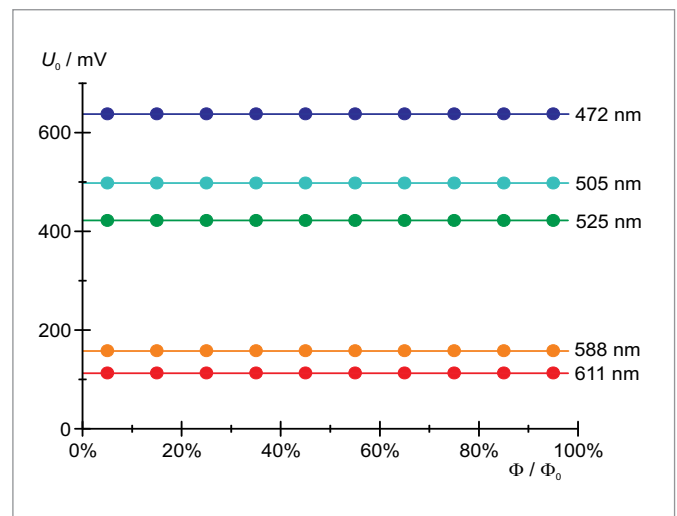


Fig. 3: Tensão limite U_0 em dependência da intensidade

ANÁLISE

Com o valor limite U_0 da tensão inversa, a corrente é respectivamente compensada até o zero. Esta definição pode ser resumida com as equações (2) e (3) para

$$e \cdot U_0 = h \cdot f - W = h \cdot \frac{c}{\lambda} - W$$

com: $e = 1.602 \times 10^{-19}$ As: carga elementar

A constante de Planck pode, portanto, ser lida como inclinação da reta no diagrama, em que são representados, no eixo y, os valores $E = e \cdot U_0$ e, no eixo x, os valores $f = \frac{c}{\lambda}$.

UE5010400 | EXPERIÊNCIA DE MILLIKAN



OBJETIVO

Confirmação do valor da carga elementar com auxílio de gotículas de óleo carregadas segundo Millikan

RESUMO

Robert Andrews Millikan conseguiu, nos anos de 1910 até 1913, confirmar a carga elementar com uma precisão até então inédita e, assim, confirmar a quantização da carga. A experiência que leva seu nome baseia na medição da quantidade de carga de gotículas de óleo carregadas, que ascendem no ar no campo elétrico de um capacitor de placas e descem sem campo elétrico. O Aparelho de Millikan usado nesta experiência é um aparelho compacto baseado na montagem experimental de Millikan que não depende de fonte de radiação radioativa.

TAREFAS

- Geração e seleção de gotículas carregadas adequadas e observação no campo elétrico.
- Medição da velocidade de ascensão no campo elétrico e da velocidade de descida sem campo elétrico.
- Confirmação do valor da carga elementar.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de Millikan (230 V, 50/60 Hz)	1018884 ou
	Aparelho de Millikan (115 V, 50/60 Hz)	1018882

FUNDAMENTOS GERAIS

Robert Andrews Millikan conseguiu, nos anos de 1910 até 1913, confirmar a carga elementar com uma precisão até então inédita e, assim, confirmar a quantização da carga. Por isto, ele recebeu o Prêmio Nobel de Física. A experiência que leva seu nome baseia na medição da quantidade de carga de gotículas de óleo carregadas, que ascendem no ar no campo elétrico de um capacitor de placas e descem sem campo elétrico. O valor por ele descoberto e = $(1,592 \pm 0,003) \cdot 10^{-19} \text{ C}$ só difere em 0,6% do valor conhecido hoje.

As forças que agem sobre uma gotícula de óleo que é assumida em forma de esfera e se encontra no ar no campo elétrico de um capacitor de placas, é a força da gravidade,

$$(1) \quad F_g = m_2 \cdot g = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_2 \cdot g$$

m_2 : massa da gotícula de óleo, r_0 : raio da gotícula de óleo, ρ_2 : densidade do óleo, g : aceleração da gravidade

a força ascendente no ar,

$$(2) \quad F_A = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_1 \cdot g$$

ρ_1 : densidade do ar

a força no campo elétrico E ,

$$(3) \quad F_E = q_0 \cdot E = \frac{q_0 \cdot U}{d}$$

q_0 : carga da gotícula de óleo, U : tensão elétrica aplicada entre as placas do capacitor, d : distância entre as placas do capacitor

e a força do atrito de Stokes

$$(4) \quad F_{R1,2} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_{1,2}$$

η : viscosidade do ar, v_1 : velocidade de ascensão,
 v_2 : velocidade de queda

Na ascensão da gotícula de óleo no campo elétrico,
predomina o equilíbrio de forças

$$(5) \quad F_G + F_{R1} = F_E + F_A$$

e, na queda sem campo elétrico

$$(6) \quad F_G = F_{R2} + F_A$$

Disso, deriva-se, para o raio e a carga da gotícula de óleo:

$$(7) \quad r_0 = \sqrt{\frac{9}{2} \cdot \frac{\eta \cdot v_2}{(\rho_2 - \rho_1) \cdot g}}$$

e

$$(8) \quad q_0 = \frac{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d \cdot (v_1 + v_2)}{U} \cdot r_0$$

Raios r_0 muito pequenos estão na ordem de grandeza do comprimento médio do caminho livre das moléculas do ar, de forma que a força do atrito de Stokes precisa ser corrigida. Para o raio corrigido r e a carga corrigida q , resulta:

$$(9) \quad r = \sqrt{r_0^2 + \frac{A^2}{4}} - \frac{A}{2} \quad \text{com} \quad A = \frac{b}{p}$$

$b = 82 \mu\text{m} \cdot \text{hPa} = \text{constante}$, p : pressão do ar

$$(10) \quad q = q_0 \cdot \left(1 + \frac{A}{r}\right)^{-1.5}$$

O Aparelho de Millikan usado nesta experiência é um aparelho compacto baseado na montagem experimental de Millikan que não depende de fonte de radiação radioativa. As gotículas de óleo carregadas são geradas com auxílio de um atomizador de óleo e seu estado casual de carga não é mais influenciado externamente em seguida. As gotículas de óleo são inseridas na câmara de experiência por cima, como na montagem de Millikan. A seleção e a determinação da carga das gotículas de óleo apropriadas ocorre por meio da observação com um microscópio de medição. Nisto, o tempo de ascensão é medido para cada gotícula de óleo com campo elétrico aplicado e o tempo de queda é medido sem campo elétrico para um percurso entre duas marcações selecionadas na escala ocular. A polaridade das placas do capacitor é selecionada em dependência do sinal da carga. Como alternativa, as gotículas de óleo a serem medidas podem ser mantidas em suspensão no campo elétrico. O tempo de ascensão e queda medido de uma gotícula de óleo carregada, a tensão elétrica ajustada, bem como os parâmetros relevantes para a avaliação: temperatura, viscosidade e pressão são indicadas na tela touch-screen.

ANALISI

A partir dos tempos de ascensão e de queda t_1 e t_2 medidos, é determinada respectivamente a velocidade de ascensão e queda

$$v_{1,2} = \frac{s}{V \cdot t_{1,2}}$$

s: percurso entre duas marcações selecionadas na escala ocular, $V = 2$: ampliação da objetiva

As cargas q_i determinadas a partir de medição (Tab. 1) são divididas por um número inteiro n_i de forma que os valores resultantes apresentem a menor dispersão possível ao redor do valor médio. Como medida da dispersão, aplica-se o desvio padrão. A melhor estimativa e para a carga elementar, bem como o erro padrão Δe é determinada a partir dos valores q_i das medições individuais e seus erros de medição Δe_i (Tab. 1) pela formação da média pesada, conforme segue:

$$e \pm \Delta e = \frac{\sum w_i \cdot e_i}{\sum w_i} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum w_i}} \quad \text{com} \quad w_i = \left(\frac{1}{\Delta e_i}\right)^2$$

A partir dos valores da Tab. 1, resulta daí:

$$e \pm \Delta e = \frac{1286}{799} \pm \frac{1}{28} = (1.61 \pm 0.04) \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

O resultado é mais expressivo com mais valores de medição, ou seja, quanto maior o escopo da amostra e quanto menor o número de cargas n na gotícula de óleo. Por conta das imprecisões sobretudo da distância das placas do capacitor da leitura na escala microscópica, n deve ser ≤ 7 .

Tab. 1: Cariche q_i misurate di dieci diverse goccioline d'olio e valori e_i ricavati per la carica elementare.

i	Polaridade	q_i 10^{-19} C	Δq_i 10^{-19} C	n	e_i 10^{-19} C	Δe_i 10^{-19} C
1		-11,1	0,9	-7	1,59	0,13
2		-7,9	0,6	-5	1,58	0,12
3		-6,2	0,4	-4	1,55	0,10
4		3,5	0,2	2	1,75	0,10
5		4,9	0,3	3	1,63	0,10
6		6,3	0,5	4	1,58	0,13
7		6,6	0,4	4	1,65	0,10
8		7,6	0,6	5	1,52	0,12
9		10,2	0,8	6	1,70	0,13
10		10,6	0,8	7	1,51	0,11

UE5010500 | DIFRAÇÃO DE ELÉTRONS



OBJETIVO

Observação da difração de elétrons no grafite policristalino e confirmação da natureza ondulante dos elétrons

> TAREFAS

- Determinação do diâmetro de ambos os anéis de difração na presença de diferentes tensões de aceleração.
- Confirmação do comprimento de onda dos elétrons para diferentes tensão de aceleração das condições de Bragg.
- Confirmação da relação-Broglie para o comprimento de ondas.

RESUMO

A difração de elétrons numa folha policristalina de grafite atesta a natureza ondulante dos elétrons. Podemos observar na tela do tubo de difração de elétrons, dois anéis de difração em torno de um foco de luz central na direção do foco iluminador. Esses anéis podem ser redirecionados na difração de elétrons - de volta à rede de microcristais na folha de grafite, apenas daqueles que preenchem as condições de Bragg. A observação é comparável ao resultado da difração de Debye-Scherrer na experiência de raio-x aplicado num pó de cristal.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Tubo para difração de elétrons S	1013889
1	Suporte dos tubos S	1014525
1	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 ou
	Fonte de alimentação de alta tensão 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Em 1924 *Louis de Broglie* estabeleceu a hipótese de que partículas também tinham a mesma qualidade ondulante, sendo que o comprimento dessas ondas dependia do impulso. Suas conclusões foram confirmadas por *C. Davisson* e *L. Germer* através da difração de elétrons em níquel cristalino.

Para provar a dependência do comprimento de ondas λ do impulso inicial de uma partícula p , de *Broglie* elaborou a relação.

$$(1) \quad \lambda = \frac{h}{p}$$

h : Constante de Planck

Essa fórmula permite uma alteração fazer uma aproximação para elétrons, que tem o fluxo de tensão de aceleração U_A

$$(2) \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot e \cdot U_A}}$$

m : Massa dos elétrons, e : Carga original

Se a tensão de aceleração for de p.ex. 4 kV, podemos atribuir uma onda de 20 pm ao comprimento de onda dos elétrons.

Na experiência a natureza das ondas dos elétrons é demonstrado num tubo de vidro livre de vácuo, através da difração no grafite policristalino. Na tela correspondente ao tubo de vidro podemos observar anéis de difração em torno de uma mancha central na direção da luminosidade, cujo diâmetro depende da tensão de aceleração. Esse efeito é causado pela difração dos elétrons na rede de microcristais, que preenchem as condições de Bragg (ver Fig. 2).

$$(3) \quad 2 \cdot d \cdot \sin \vartheta = n \cdot \lambda$$

ϑ : Ângulo de Bragg, n : Ordem (sequência) de flexão,
 d : Distância da rede

O diâmetro que determina o ângulo de Bragg ϑ classifica o anel de difração

$$(4) \quad D = 2 \cdot L \cdot \tan 2\vartheta$$

L : Distância entre folha de grafite e tela luminosa

Como o gráfico apresenta uma estrutura cristalina com duas distâncias de rede $d_1 = 123$ pm e $d_2 = 213$ pm (ver Fig. 3), podemos observar na primeira ordem de difração ($n = 1$) dois anéis de difração com os diâmetros D_1 e D_2 .

ANÁLISE

Em vista dos diâmetros de ambos os anéis de difração e pela distância das redes podemos determinar o comprimento de onda λ utilizando-se as condições de Bragg. Para aberturas de ângulos estreitos vale:

$$\lambda = 2 \cdot d_{1/2} \cdot \sin \left(\frac{1}{2} \cdot \arctan \left(\frac{D_{1/2}}{2 \cdot L} \right) \right)$$

O comprimento de onda assim calculado será comparado ao cálculo da (2).

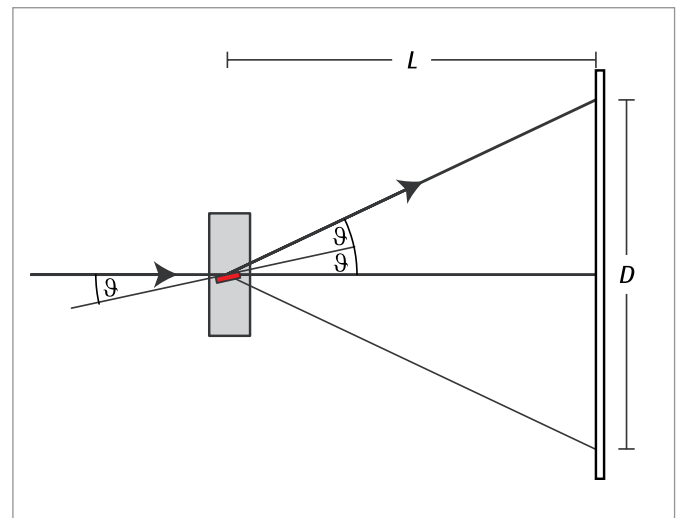


Fig. 2: Reflexão Bragg diante de uma rede „ajustada“ de um cristal numa folha de grafite

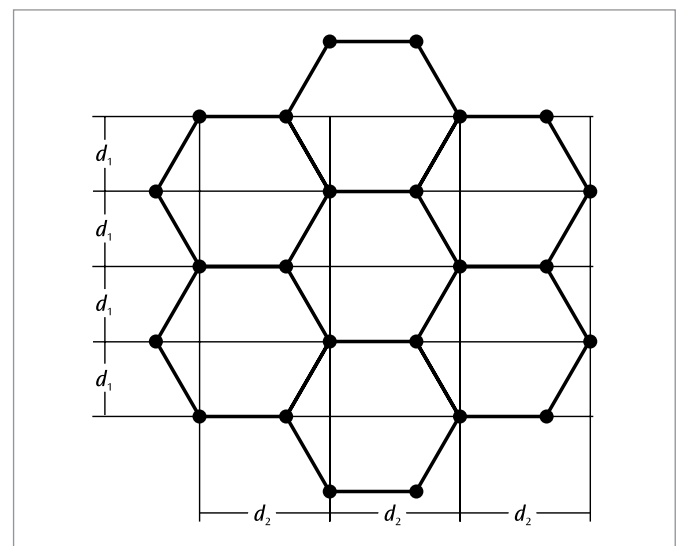


Fig. 3: Gráfico de uma estrutura de cristal

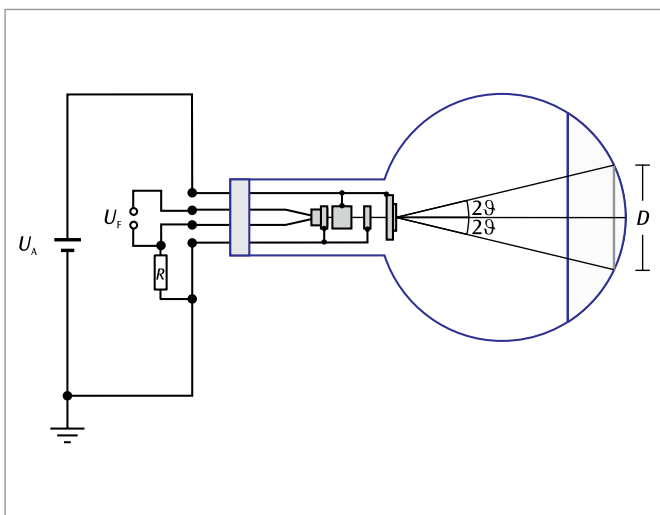


Fig. 1: Representação esquemática do tubo de difração de elétrons.

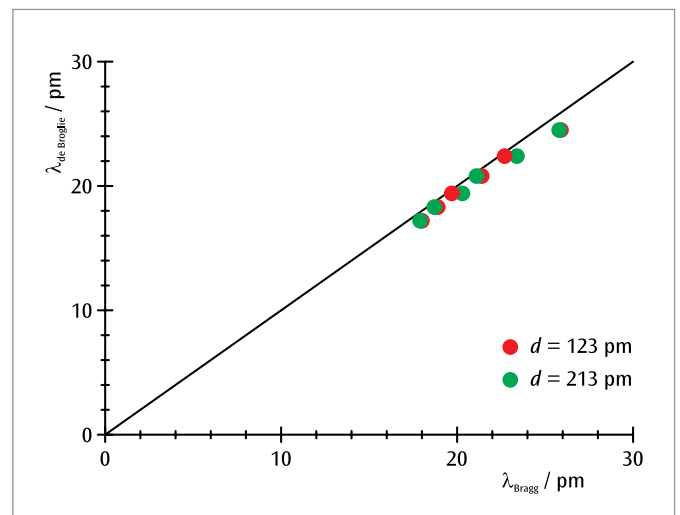


Fig. 4: Um comprimento de onda selecionado de uma condição - Bragg dependendo do comprimento de onda de Broglie

UE5020100 | ESPECTROS DE LINHAS I



> TAREFAS

- Registro do espectro de linhas do hidrogênio.
- Determinação das frequências das linhas H_{α} , H_{β} , H_{γ} e H_{δ} da série de Balmer do hidrogênio.
- Cálculo das constantes de Rydberg.
- Anotação e avaliação dos espectros de linhas de gases nobres e vapores metálicos.

OBJETIVO

Anotação e avaliação da série Balmer do hidrogênio e ainda espectros de linhas visíveis

RESUMO

Os espectros de linhas de átomos emissores de luz são característicos para o elemento químico. Porém aumentam de complexidade com maior número atômico dos elementos. A parte do espectro de linhas visíveis do hidrogênio atômico pode contrariamente ser explicada de modo simplificado com ajuda do modelo de átomo de Bohr.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Espectrometro LD, digital	1018103
1	Fonte de alimentação p. tubos espectrais (230 V, 50/60 Hz)	1000684 ou
	Fonte de alimentação p. tubos espectrais (115 V, 50/60 Hz)	1000683
1	Tubo espectrais hidrogênio	1003409
1	Base em tonel 1000 g	1002834
Recomendação suplementar:		
1	Tubo espectrais hélio	1003408
1	Tubo espectrais néon	1003413
1	Tubo espectrais argônio	1003403
1	Tubo espectrais criptônio	1003411
1	Tubo espectrais mercúrio	1003412
1	Tubo espectrais bromo	1003404
1	Tubo espectrais iodo	1003410

FUNDAMENTOS GERAIS

Átomos emissores de luz dentro de um gás luminoso geram espectros de numerosas linhas individuais, que são nitidamente separadas umas das outras, mesmo que em pontos individuais possam se agrupar. As linhas são características para o elemento químico, pois cada linha corresponde a uma transição entre dois níveis determinados de energia dentro do invólucro de elétrons do átomo.

O espectro de emissões de hidrogênio atômico no grupo visível tem quatro linhas H_{α} , H_{β} , H_{γ} e H_{δ} , que no ultravioleta se multiplicam para uma série completa. Para as frequências desta série J.J. Balmer indicou em 1885 uma fórmula empírica:

$$(1) \quad \nu = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$n = 3, 4, 5, 6 \dots$$

$R = 3290 \text{ THz}$: Constante de Rydberg

A série de frequência pode posteriormente, no âmbito do modelo de átomo de Bohr, simplesmente ser explicado pela descarga de energia do elétron na transição de cápsulas mais altas para a segunda cápsula do átomo de hidrogênio.

Já o espectro de linhas do átomo de hélio que só contém um elétron a mais é bem mais complexo do que o átomo do hidrogênio, pois os "Spins" de ambos os elétrons podem se alinhar paralelamente ou no sentido antiparalelo e, assim, ocupar níveis de energia completamente diferentes no átomo do hélio.

A complexidade continua a aumentar para todos os outros elementos químicos. Em todo o caso o espectro de linhas é característico para o elemento.

ANÁLISE

Na representação $\nu = f(1/n^2)$ as frequências da série de Balmer ficam numa reta, se concedermos à linha H_{α} o número $n = 3$, à linha H_{β} o valor $n = 4$ etc. (ver Fig. 1).

A rampa da linha corresponde a constante de Rydberg R . O ponto de intersecção com o eixo x fica em 0,25, pois as transições da série de Balmer são alinhadas para o nível de energia $n = 2$.

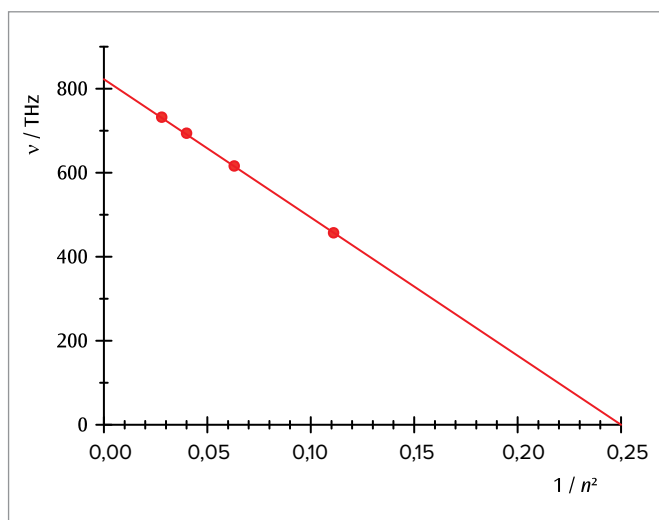


Fig. 1: Frequências de transição da série de Balmer em dependência de $1/n^2$

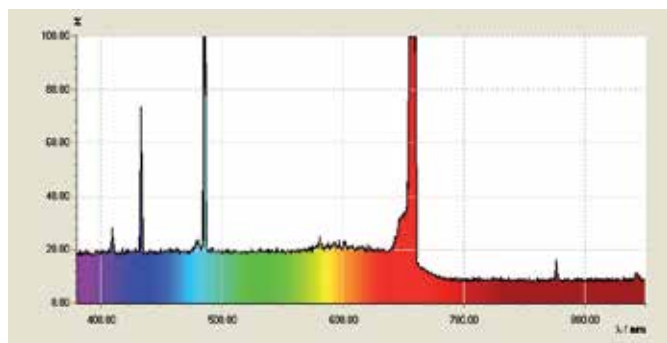


Fig. 2: Espectro de linhas de hidrogênio atômico

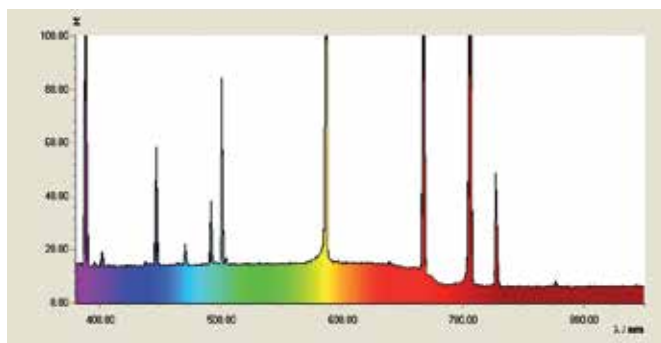


Fig. 3: Espectro de linhas do hélio

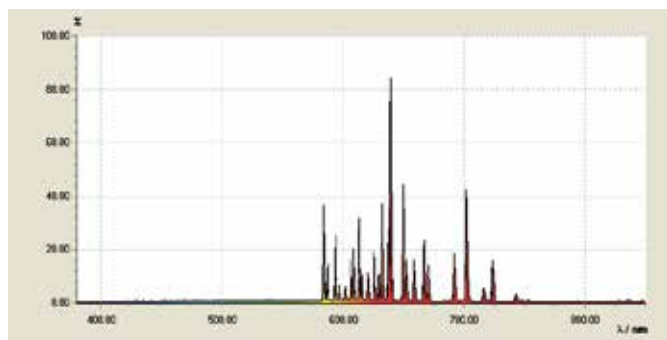


Fig. 4: Espectro de linhas do néon

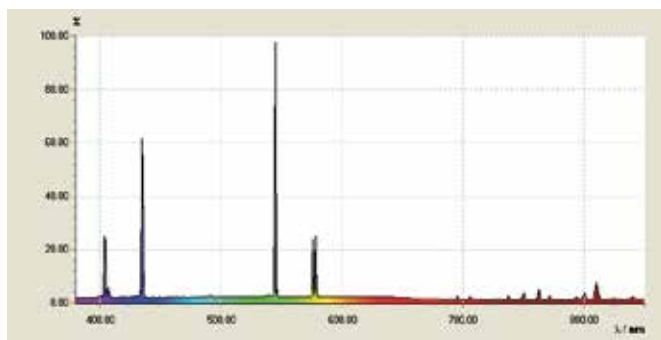


Fig. 5: Espectro de linhas do mercúrio

UE5020150 | ESPECTROS DE LINHAS II



> TAREFAS

- Comprovação da estrutura fina na linha D do sódio.
- Medição das linhas de absorção no espectro solar.
- Medição de alta resolução das linhas espectrais de outros átomos.

OBJETIVO

Medição de alta resolução de linhas de absorção e emissão

RESUMO

A capacidade de resolução de um espectrômetro é frequentemente avaliada conforme as duas linhas D do sódio podem ser separadas. Na experiência, é empregado um espectrômetro digital, com o qual isto é possível.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Espectrômetro HD, digital	1018104
1	Transformador de tensão p. lâmpada espectral (230 V, 50/60 Hz)	1021409 ou
	Transformador de tensão p. lâmpada espectral (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lâmpada espectral Na	1003541
2	Base em tonel 1000 g	1002834
Recomendação suplementar:		
1	Lâmpada espectral Hg 100	1003545
1	Lâmpada espectral Hg/Cd	1003546

FUNDAMENTOS GERAIS

A capacidade de resolução de um espectrômetro caracteriza o limite de desempenho do aparelho. Ele indica a distância mínima de comprimento de onda entre as duas linhas espectrais avizinhadas ainda separadas. Um par de linhas famoso é a dupla da linha D do sódio com uma distância de comprimento de onda de 0,6 nm. A capacidade de resolução de um espectrômetro é frequentemente avaliada conforme as duas linhas podem ser separadas.

A linha D do sódio é gerada pela emissão pela transição do elétron 3s do sódio do estado 3p excitado para o estado básico. Como o spin do elétron e o momento angular orbital são acoplados (acoplamento spin-momento), o estado 3p é dividido em dois estados finos com momento angular total $j = 1/2$ e $j = 3/2$, respectivamente. A diferença de energia dos dois estados finos é de 0,0021 eV, os comprimentos de onda das transições para o estado básico são de 588,9950 nm (D2) e 589,5924 nm (D1).

Na experiência, é empregado um espectrômetro digital, com o qual a estrutura fina na linha D do sódio pode ser resolvida. A decomposição espectral da luz incidente é ocasionada pelo emprego de uma grade com 1200 linhas por mm em um monocromador de Czerny-Turner. A faixa espectral entre 400 nm e 700 nm é mensurável, sendo dividida em um sensor CCD de 3600 pixels. Ou seja, por intervalo de comprimento de onda de 0,08nm, há um pixel disponível. Desta forma, uma capacidade de resolução de 0,5 nm é alcançada. A estrutura fina da linha D do sódio pode, assim, ser medida.

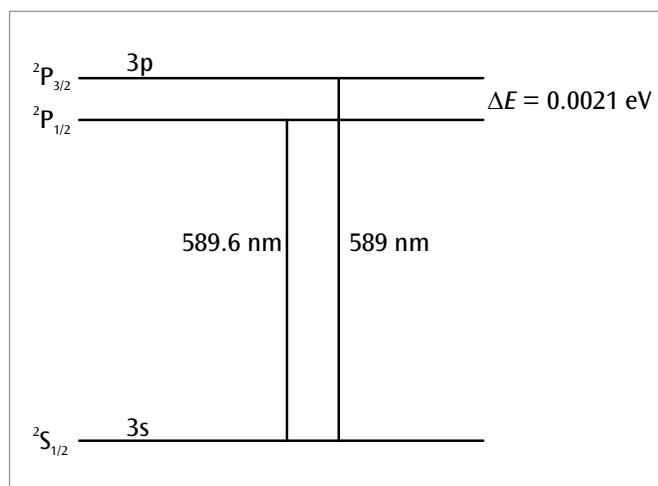


Fig. 1: Esquema de termo simplificado do sódio

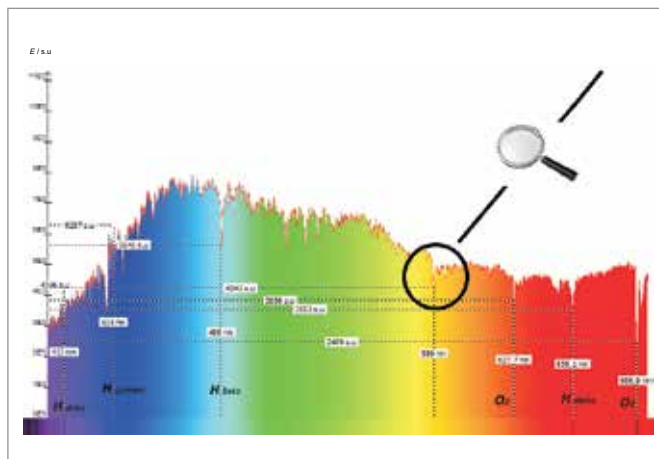


Fig. 2: Linhas de absorção no espectro do sol

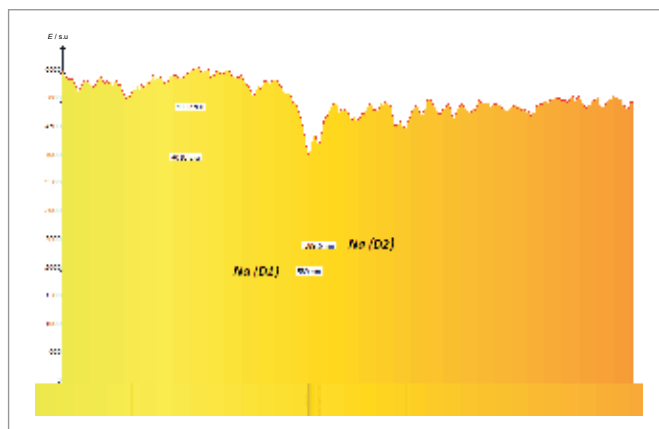


Fig. 3: Linhas de absorção de sódio no espectro do sol

UE5020300 | EXPERIÊNCIA DE FRANCK-HERTZ COM MERCÚRIO



> TAREFAS

- Medição da corrente de receptor I como função da tensão U entre catodo e grade.
- Determinação da distância ΔU da máxima ou mínima de corrente.
- Comparação da distância de tensão com a energia de excitação dos átomos de mercúrio.

OBJETIVO

Registro e análise da curva de Franck-Hertz no mercúrio

RESUMO

Com a experiência Franck-Hertz com mercúrio pode-se observar a transferência de energia de elétrons através de choque inelástico ao atravessar vapor de mercúrio. A transferência de energia ocorre gradualmente, já que por causa do choque há transferência de energia nos átomos de mercúrio. A experiência fornece assim uma comprovação do modelo atômico de Bohr e do nível de energia discreto nos átomos nele contido.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Tubo de Franck-Hertz com preenchimento Hg e forno de aquecimento (230 V, 50/60 Hz)	1006795 ou
	Tubo de Franck-Hertz com preenchimento Hg e forno de aquecimento (115 V, 50/60 Hz)	1006794
1	Aparelho para a experiência de Franck-Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 ou
	Aparelho para a experiência de Franck-Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscópio digital 2x30 MHz	1020910
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cabo HF	1002746
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Em 1914 *James Franck* e *Gustav Hertz* informam que os elétrons soltam a sua energia gradualmente ao atravessar vapor de mercúrio, e que ao mesmo tempo observa-se a emissão da linha ultra-violeta ($\lambda = 254 \text{ nm}$) do mercúrio. Vários meses depois, *Niels Bohr* reconheceu nisso uma comprovação do modelo atômico por ele desenvolvido. A experiência de Franck-Hertz com o mercúrio é por isso uma experiência clássica para a comprovação da teoria quântica:

Num tubo de vidro evacuado, encontram-se um após o outro, um cátodo aquecido C, uma grade G e um eletrodo receptor A (ver Fig. 1). Elétrons escapam do cátodo e são acelerados através de uma tensão U em direção à grade. Eles atravessam a grade e chegam ao receptor contribuindo para a corrente I de receptor caso a sua energia cinética seja suficiente para superar a tensão contrária U_{GA} entre a grade e o receptor. Adicionalmente, encontra-se uma gota de mercúrio no tubo de vidro que é aquecido a uma pressão de vapor de aproximadamente 15 hPa.

Com o aumento tensão U também aumenta num primeiro tempo a corrente de receptor I , já que cada vez mais elétrons são absorvidos pelo campo elétrico da nuvem de corrente ambiente em torno de cátodo. Porém, ao atingir um valor determinado $U = U_1$ os elétrons adquirem suficiente energia cinética logo antes da grade para poder transferir a energia necessária para a excitação de um átomo de mercúrio através dos choques inelásticos. A corrente de receptor cai a quase zero, já que os elétrons após o choque não conseguem mais superar a tensão contrária ao receptor.

Ao aumentar ainda mais a tensão, os elétrons adquirem a energia necessária para o choque excitador dos átomos de mercúrio cada vez mais cedo antes da grade. Após o choque eles são novamente acelerados e recebem a energia cinética suficiente para chegar ao receptor. A corrente de receptor aumenta novamente.

Com uma tensão $U = U_2$ ainda mais alta, os elétrons absorvem pela segunda vez tanta energia após o choque que eles podem excitar um segundo átomo de mercúrio. A corrente de receptor também cai drasticamente com essa tensão, para logo, com o aumento da tensão, voltar a subir até que ela pela terceira vez e com uma tensão ainda maior volte a cair várias vezes.

OBSERVAÇÃO

O primeiro valor de tensão U_1 não é de 4,9 V, mas é deslocado na proporção da chamada tensão de contato entre o cátodo e a grade.

ANÁLISE

As tensões U_1, U_2, U_3, \dots , nas quais a corrente medida na linha de reconhecimento $I(U)$ cai drasticamente, apresentam a distância constante $\Delta U = 4,9 \text{ V}$. Esta distância corresponde à energia de excitação $E_{\text{Hg}} = 4,9 \text{ eV}$ ($\lambda = 254 \text{ nm}$) do átomo de mercúrio a partir do estado inicial 1S_0 no primeiro estado 3P_1 . É válido:

$$(1) \quad E_{\text{Hg}} = e \cdot \Delta U$$

e : Carga elementar

O resultado da medição é assim explicado pela recepção de energia discreta do átomo de mercúrio com o choque inelástico e a transferência de uma quantidade determinada de energia correspondente pelos elétrons.

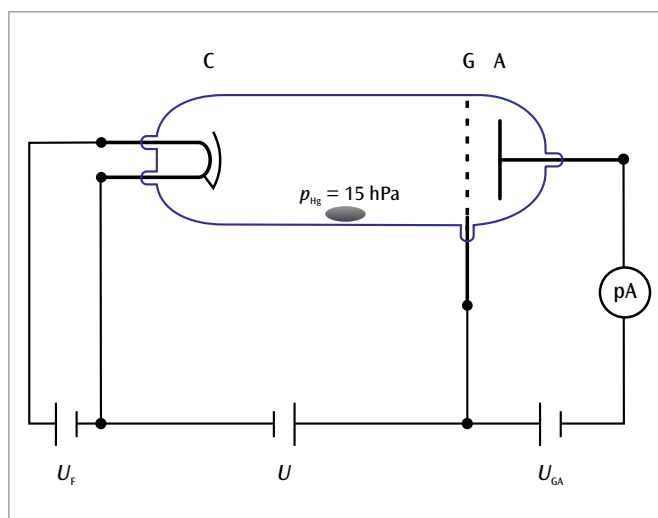


Fig. 1: Estrutura esquemática para o registro da curva de Franck-Hertz no mercúrio

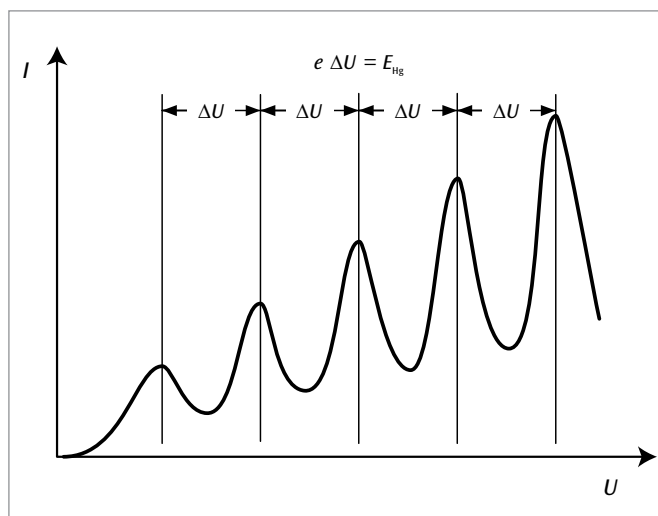


Fig. 2: Corrente de receptor I em função da tensão de aceleração U

UE5020400

EXPERIÊNCIA DE FRANCK-HERTZ COM NÉON



> TAREFAS

- Medição da corrente de receptor I como função da tensão U entre catodo e grade.
- Comparação do estado da máxima de corrente com as energias de excitação dos átomos de néon.
- Observação da luz emitida pelos átomos de néon excitados.
- Determinação do número de camadas luminosas para diferentes tensões de aceleração.

OBJETIVO

Registro e análise da curva de Franck-Hertz no néon e observação da emissão luminosa

RESUMO

Na experiência de Franck-Hertz com néon, observa-se a perda de energia dos átomos através de choque inelástico ao atravessar o gás néon. A transferência de energia ocorre gradualmente, já que por causa do choque a transferência característica de energia nos átomos de néon é provocada. Os átomos excitados emitem luz na faixa visível.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo de Franck-Hertz com preenchimento de Ne	1000912
1	Aparelho para a experiência de Franck-Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 ou
	Aparelho para a experiência de Franck-Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscópio digital 2x30 MHz	1020910
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cabo HF	1002746
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

Na experiência de Franck-Hertz com néon, átomos de néon são excitados através de choques inelásticos. Os átomos excitados emitem luz visível que pode ser diretamente observada. Reconhecem-se zonas de maior ou menor densidade de excitação cuja posição entre o catodo e a grade depende da diferença de tensão entre ambos:

Num tubo de vidro evacuado e preenchido com gás néon com uma pressão de 10 hPa, encontram-se um após o outro, um catodo aquecido C , uma grade de controle G e um eletrodo receptor A (ver Fig. 1). Elétrons escapam do catodo e são acelerados através de uma tensão U em direção à grade. Eles atravessam a grade e chegam ao receptor contribuindo para a corrente I de receptor caso a sua energia cinética seja suficiente para superar a tensão contrária U_{GA} entre a grade e o receptor.

A linha de reconhecimento $I(U)$ (ver Fig. 2) apresenta um padrão semelhante ao da experiência de Franck-Hertz no mercúrio, porém, em intervalos de tensão de aproximadamente 19 V, ou seja, a corrente de receptor cai a quase zero a partir de um valor $U = U_1$, já que os elétrons adquirem a energia necessária para transferir energia a um átomo de néon através do choque inelástico. Ao mesmo tempo, observa-se uma luminosidade cor de laranja nas proximidades da grade, já que uma das passagens dos átomos de néon emitem luz laranja. A zona luminosa se desloca com o aumento da tensão U para o catodo, paralelamente, a corrente de receptor I volta a aumentar. Com uma tensão $U = U_2$ ainda mais alta, a corrente de receptor cai drasticamente e observam-se duas zonas luminosas: uma no meio entre o catodo e a grade e outra diretamente na grade. Os átomos podem aqui adquirir tanta energia após o primeiro choque que eles podem excitar um segundo átomo de néon. Com o aumento das tensões podem ser observadas outras quedas da energia de receptor e outras camadas luminosas.

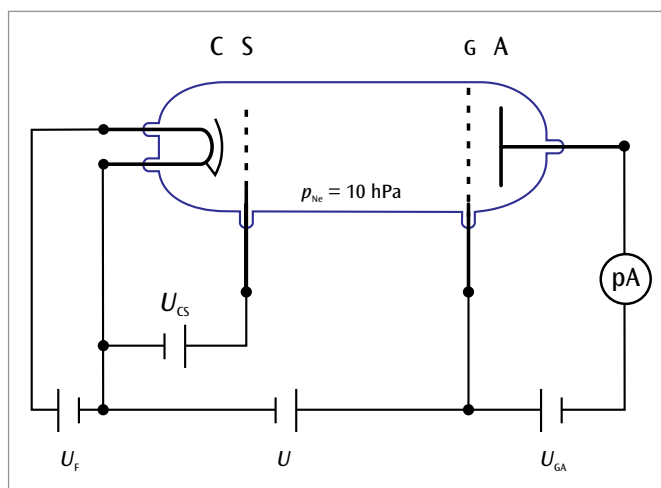


Fig. 1: Estrutura esquemática para o registro da curva de Franck-Hertz no néon

OBSERVAÇÃO

O primeiro mínimo não está em 19 V, mas é deslocado na proporção da chamada tensão de contato entre o catodo e a grade.

As linhas espectrais do néon emitidas podem ser facilmente observadas e medidas com o espectroscópio (1003184) quando se opta pela tensão máxima U .

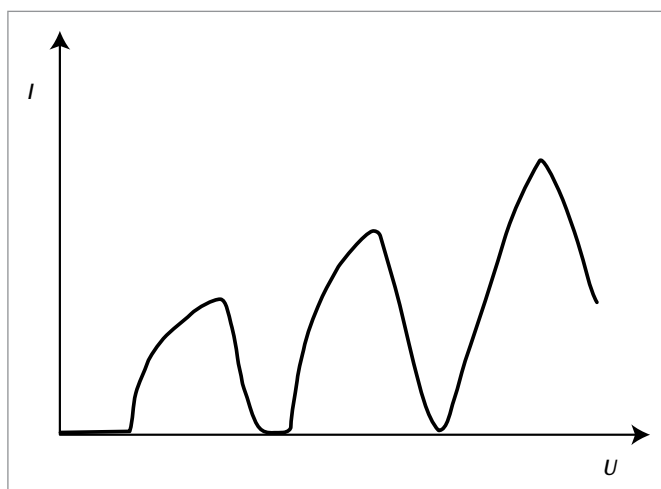


Fig. 2: Corrente de receptor I em função da tensão de aceleração U

ANÁLISE

A linha de reconhecimento $I(U)$ apresenta várias máximas e mínimas: a distância da mínima é de aproximadamente $\Delta U = 19$ V. Isto corresponde às energias de excitação de nível 3p no átomo de néon (ver Fig. 3), que com grande probabilidade são excitados. A excitação de nível 3s não pode ser totalmente desprezada e forma uma subestrutura na linha de reconhecimento $I(U)$. As zonas luminosas são zonas de alta densidade de excitação e correspondem à queda de corrente na linha de reconhecimento $I(U)$. É criada uma nova camada luminosa a cada vez que se aumenta U em aproximadamente 19 V.

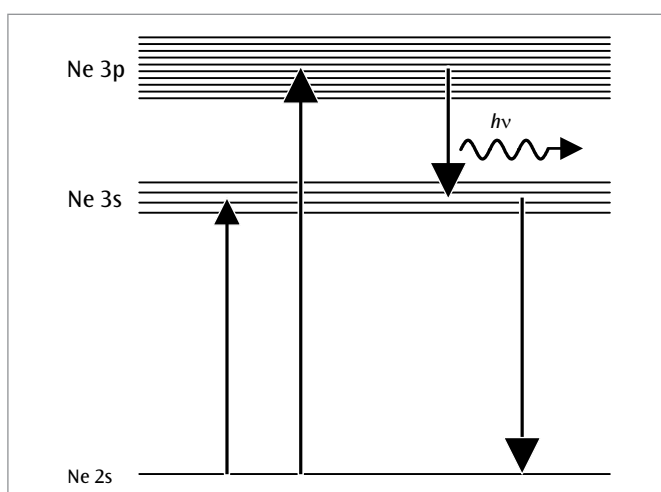
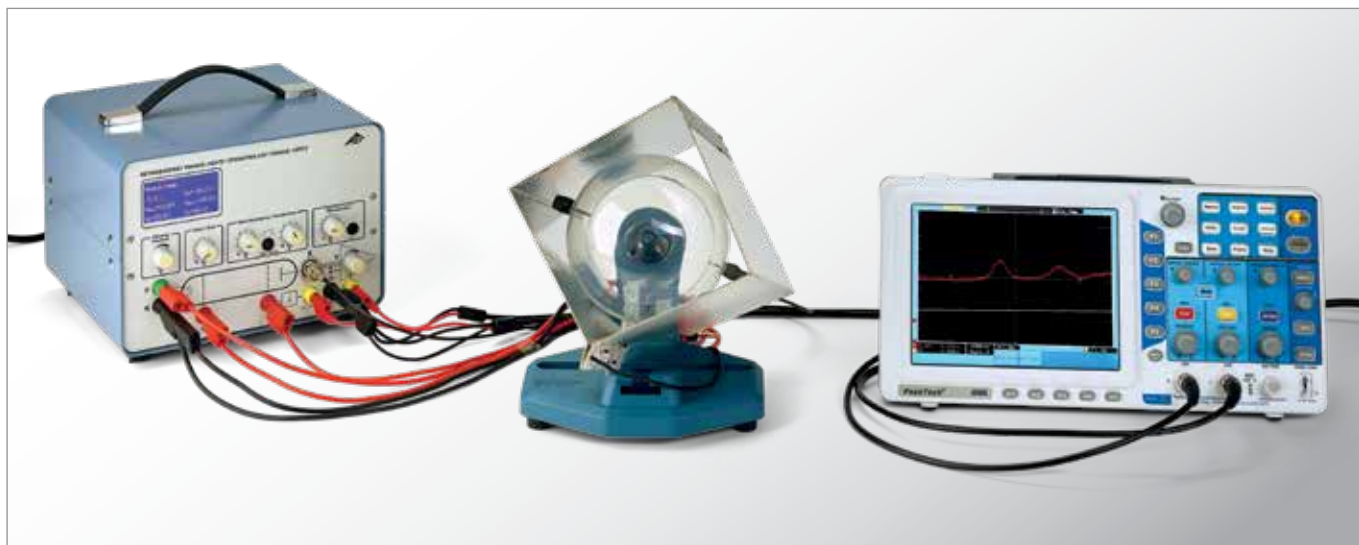


Fig. 3: Esquema energético dos átomos de néon

UE5020500 | POTENCIAIS CRÍTICOS



> TAREFAS

- Medição da corrente de coletor I_R em dependência da tensão de aceleração U_A .
- Comparação da situação de corrente máxima com os potenciais críticos do átomo de hélio.
- Identificação da estrutura dupla no esquema de níveis de energia do hélio (orto- e parahélio).

OBJETIVO

Determinação dos potenciais críticos do átomo de hélio

RESUMO

Potenciais críticos é uma indicação resumida para todas as energias de estímulo e ionização na envoltura de elétrons de um átomo. As condições pertencentes, por exemplo, são animadas por uma colisão inelástica de elétrons. Se a energia cinética do elétron corresponde a um potencial crítico, o elétron perde completamente as suas energias cinéticas durante a colisão inelástica. Isto é usado, numa prescrição experimental que remonta a G. Hertz, para a determinação dos potenciais críticos.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Tubo de potencial crítico S preenchimento com hélio	1022131
1	Suporte dos tubos S	1014525
1	Aparelho para a experiência de Franck-Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 ou
	Aparelho para a experiência de Franck-Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscópio digital 2x30 MHz	1020910
2	Cabo HF, BNC / conector de 4 mm	1002748
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GERAIS

A designação potenciais críticos concentra todas as energias estimulantes e de ionização dentro da envoltura de elétrons de um átomo. As situações atômicas pertencentes, por exemplo, podem ser animadas por meio da colisão inelástica de elétrons. Se a energia cinética do elétron corresponde justamente a um potencial crítico, na colisão inelástica o elétron entrega completamente a sua energia cinética ao átomo. Isto pode ser aproveitado de uma prescrição experimental que remonta a G. Hertz, para a determinação dos potenciais críticos.

Num tubo evacuado e recheado de hélio voam divergentes elétrons livres, após atravessar uma tensão de aceleração U_A , através de um espaço com potencial constante. Para evitar as cargas na parede do tubo, se aplicou um material condutivo e conectado em condutância com o anodo A (ver Fig. 1). No tubo esta anexado um eletrodo coletor R em forma de anel, que não é atingido pelo divergente raio elétron, ainda que se encontre num potencial insignificamente superior. A corrente I_R – que se encontra no âmbito de amperagem pico – até o anel coletor, é medida em dependência da tensão de aceleração U_A . Ela mostra a característica máxima, porque os elétrons no seu caminho pelo tubo apresentam colisões inelásticas com os átomos de hélio: se a sua energia cinética corresponde

$$(1) \quad E = e \cdot U_A$$

e : Carga elementar

exatamente a um potencial crítico do átomo de hélio, eles cedem a sua energia cinética total aos átomos de hélio. Neste caso podem ser aspirados para o anel coletor e contribuir para uma corrente de coletor I_R superior.

Com tensão crescente de aceleração podem-se animar níveis cada vez mais altos no hélio, até que a energia cinética do elétron finalmente chega à ionização do átomo de hélio. A partir deste valor a corrente de coletor sobe continuamente com crescente tensão de aceleração.

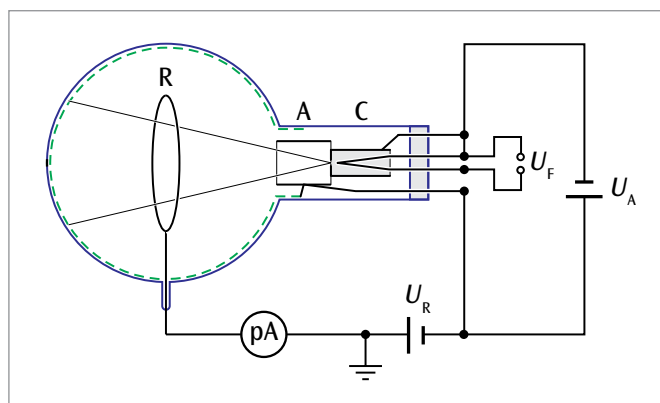


Fig. 1: Representação esquemática do tubo potencial crítico

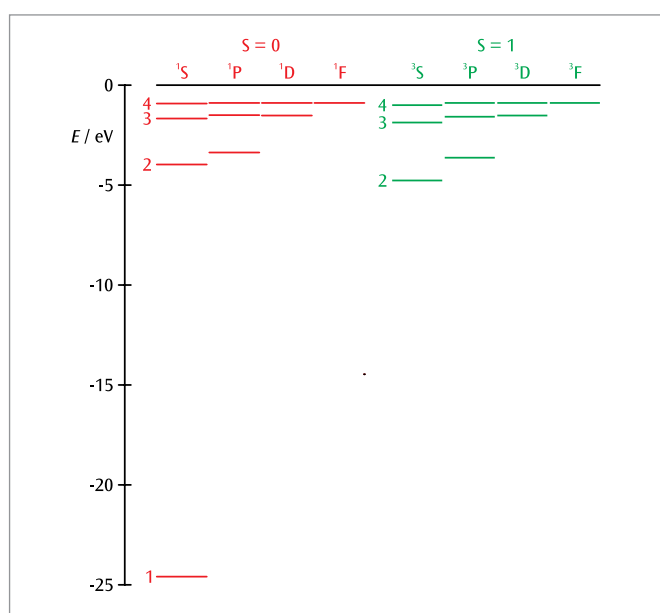


Fig. 2: Esquema de níveis de energia do hélio
vermelho: Rotação total $S = 0$ (parahélio),
verde: Rotação total $S = 1$ (ortohélio)

ANÁLISE

Para análise, as situações da corrente máxima com os valores da literatura para as energias de animação e da energia de ionização do átomo do hélio, serão comparadas. Há que considerar que a máxima em volta da chamada tensão de contato, entre cátodo e anodo estão trocados com respeito aos valores da literatura.

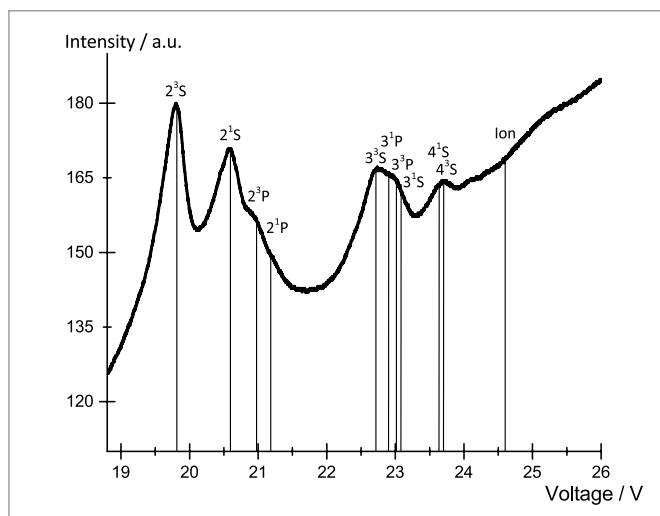


Fig. 3: Corrente de coletor I_R em dependência da tensão de aceleração U_A . Observe a divisão do 2^1S Parahelium e as ressonâncias do 2^3P Orthohelium.

UE5020700 | EFEITO ZEEMAN NORMAL



OBJETIVO

Observar a separação em duplas e trios da linha vermelha de cádmio em um campo magnético externo em razão do efeito Zeeman normal.

RESUMO

A separação das linhas espectrais – em uma dupla (efeito Zeeman longitudinal) ou um trio (efeito Zeeman transversal) em razão do chamado efeito Zeeman “normal” – é observada. Para isso, uma lâmpada de cádmio é posicionada em um campo magnético e um etalon de Fabry-Pérot é usado para analisar

a luz emitida. Ao aumentar a força do campo magnético, a separação contínua pode ser vista diretamente no padrão de anéis de interferência. Além disso, este equipamento permite estudos adicionais, que são descritos em detalhes no manual do experimento. Eles incluem a investigação das propriedades de polarização, a medição da mudança real de energia das linhas espectrais e a determinação do valor do magneton de Bohr.

PROCEDIMENTO DO EXPERIMENTO

- Sem campo magnético externo aplicado, use o etalon de Fabry-Pérot para observar os anéis de interferência característica da luz emitida pelos átomos de cádmio.
- Ligue o campo e observe a separação dos anéis de interferência na dupla característica do efeito Zeeman longitudinal.
- Gire o ímã incluindo a lâmpada de cádmio. Estude o efeito Zeeman horizontal observando a separação em um trio.

FURTHER STUDIES:

- Investigue a polarização dos componentes de dupla e trio por meio do quarto de comprimento de onda com o acessório de polarização e o filtro de polarização.
- Espectroscopia com um interferômetro de Fabry-Pérot: determine a separação de energia em dependência do campo magnético externo ao medir o raio dos anéis de interferência (UE5020700–2).
- Determine o valor do Magneton de Bohr.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Lâmpada Cd com acessórios (230 V, 50/60 Hz)	1021366 ou
	Lâmpada Cd com acessórios (115 V, 50/60 Hz)	1021747
1	Núcleo em U	1000979
2	Bobina D, 900 espiras	1012859
1	Acessório de eletroímã para efeito Zeeman	1021365
1	Fonte de alimentação DC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 ou
	Fonte de alimentação DC 1-30V,1-20A/115V	1022289
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Interferômetro Fabry-Pérot	1020903
2	Lente convergente sobre haste f = 100 mm	1003023
1	Filtro de comprimento de quarto de onda sobre haste	1021353
1	Anexo de polarização	1021364
1	Filtro de polarização sobre haste	1008668
1	Banco óptico de precisão D, 100 cm	1002628
1	Pé óptico D	1009733
5	Cavalete óptico D, 90/36	1012401
1	Suporte e filtro para Moticam	1021367
1	Câmera digital Moticam	1021162

FUNDAMENTOS GERAIS

O efeito Zeeman se refere à separação de níveis de energia atômica ou linhas espectrais em razão da ação de um campo magnético externo e é nomeado em homenagem a P. Zeeman, o cientista que o descobriu em 1896.

O efeito Zeeman normal ocorre apenas nas transições entre estados atômicos com o spin total $S = 0$. O momento total angular $J = L + S$ corresponde então ao momento angular total L ; ou seja, $J = L$. Ele gera um momento magnético

$$(1) \quad \mu = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot J$$

onde o magneton de Bohr é dado por

$$(2) \quad \mu_B = -\frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot \hbar$$

$\hbar = h/2\pi$: constante de Planck reduzida, e : carga elementar, m_e : massa do elétron

Em um campo magnético externo (Fig. 3)

$$(3) \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}$$

o momento magnético tem a energia

$$(3) \quad E = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = \mu_z \cdot B$$

Em razão da quantização do espaço, o componente J do momento total angular paralelo ao campo magnético apenas pode possuir os valores

$$(4) \quad J_z = M_J \cdot \hbar \quad \text{com } M_J = -J, -(J-1), \dots, (J-1), J$$

J : número quântico do momento total angular

Nesse caso, um nível de energia do número quântico do momento total J se divide, então, em $2J+1$ componentes equidistantes, que diferem pelo número quântico magnético M_J (Fig. 2). Com a eq. (1), segue-se que

$$(6) \quad \mu_z = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot J_z,$$

em que, de acordo com a eq. (3)

$$(7) \quad E = \mu_z \cdot B = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot J_z \cdot B$$

e finalmente com a eq. (4):

$$(8) \quad E = \mu_B \cdot M_J \cdot B$$

Portanto, o intervalo de energia entre níveis adjacentes é:

$$(9) \quad \Delta E = \mu_B \cdot B$$

O efeito Zeeman normal pode ser observado na linha espectral vermelha de cádmio. Ela corresponde à transição $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ com o comprimento de onda $\lambda = 643,8 \text{ nm}$ (Fig. 2). De acordo com a eq. (4), o nível 1D_2 se divide em cinco componentes e o nível 1P_1 se divide em três componentes, ciascuno com l'intervallo di energia equidistante fornito dall'eq. (9).

De acordo com as regras de seleção para radiação elétrica dipolo, as transições admissíveis entre esses níveis são as com

$$(10) \quad \Delta M_J = \begin{cases} +1 & \text{(luz polarizada circularmente no sentido horário, } \sigma^+) \\ 0 & \text{(luz polarizada linear, } \pi) \\ -1 & \text{(luz polarizada circularmente no sentido anti-horário, } \sigma^-) \end{cases}$$

em que a luz emitida é polarizada conforme indicado acima. Portanto, observamos um total de três linhas espectrais (Fig. 2): um componente π que não é alterado e, de acordo com $E = \hbar \cdot \omega$, dois componentes σ são alterados em

$$(11) \quad \Delta \lambda = \pm \frac{\lambda^2}{2\pi \cdot \hbar \cdot c} \cdot \Delta E$$

c : velocidade da luz no vácuo

com um comprimento de onda correspondente mais longo ou mais curto. Em um campo magnético de densidade de fluxo $B = 1 \text{ T}$, aplicar a eq. (9) e (2) à eq. (11) resulta em uma alteração de apenas $|\Delta \lambda| = 0,02 \text{ nm}$. A distribuição espacial da luz emitida é diferente para o componente π e os dois componentes σ . Em termos clássicos, o caso $\Delta M_J = 0$ corresponde a um dipolo hertziano que oscila paralelo ao campo magnético. De forma correspondente, a luz linearmente polarizada é emitida perpendicularmente ao campo magnético, e nenhuma luz é emitida paralelamente ao campo magnético (Fig. 3). Os casos $\Delta M_J = \pm 1$ correspondem a dois dipolos que oscilam perpendicularmente um ao outro com uma diferença de fase de 90° . De forma correspondente, a luz é emitida tanto paralela quanto perpendicularmente à direção do campo magnético. Essa luz é circularmente polarizada paralelamente à direção do campo magnético, ou seja, polarizada circularmente no sentido anti-horário para $\Delta M_J = -1$ e polarizada no sentido horário para $\Delta M_J = +1$.

ANÁLISE

No experimento, a separação é observada utilizando-se uma câmera digital equipada com um etalon de Fabry-Pérot e óptica de imagem. O etalon de Fabry-Pérot é projetado para atender à condição de ressonância para o comprimento de onda c específico de $643,8 \text{ nm}$ da linha de Cd vermelha.

Conforme ela passa através do etalon de Fabry-Pérot, a luz da lâmpada de cádmio cria anéis de interferência que se dividem como as linhas espectrais de acordo com o campo magnético externo e são registradas pela ótica do sensor da câmera.

Os eletroímãs podem ser girados em seus eixos para permitir a observação paralela ou perpendicularmente ao campo magnético externo.

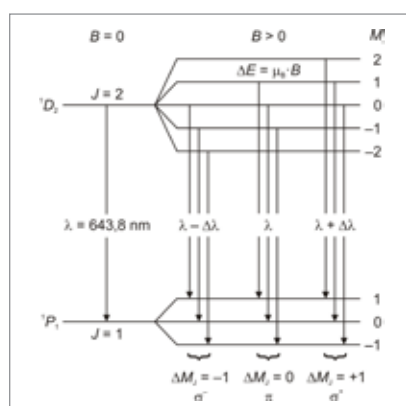


Fig. 1: Efeito Zeeman normal na linha espectral vermelha de cádmio. A divisão dos níveis de energia níveis e as transições admissíveis de acordo com as regras de seleção para radiação elétrica dipolo



Fig. 2: No campo magnético externo: observação dos anéis de interferência da linha vermelha de cádmio criados pelo etalon de Fabry-Pérot. Como um auxílio de orientação, o segundo anel de interferência a partir do centro é indicado com um quadro.



Fig.3.: Efeito Zeeman longitudinal: observação da divisão em dupla da linha vermelha de cádmio em um campo magnético externo.



Fig.4: Efeito Zeeman horizontal: observação da divisão em trio da linha vermelha de cádmio em um campo magnético externo.

UE5030100

RESSONÂNCIA PARAMAGNÉTICA ELETRÔNICA



> TAREFAS

- Observação da curva de ressonância de DPPH.
- Determinação de frequência de ressonância em dependência do campo magnético.
- Determinação do fator de Landé do elétron livre.

OBJETIVO

Comprovação de ressonância paramagnética eletrônica em DPPH

RESUMO

A ressonância paramagnética eletrônica (RPE) baseia na absorção de energia por materiais com elétrons sem par que se encontram em campo magnético constante externo. A energia é obtida de um campo alternado de alta frequência que é irradiado perpendicularmente ao campo constante. Se a frequência do campo alternado corresponder à frequência da ressonância, a impedância da bobina de emissão preenchida com o material se altera em ressonância, tornando visível uma variação no osciloscópio. Um material adequado para isto é o Difenil-pícril-hidrazila (DPPH).

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Kit de aparelhos básicos para ESR/NMR (230 V, 50/60 Hz)	1000638
	Kit de aparelhos básicos para ESR/NMR (115 V, 50/60 Hz)	1000637
1	Conjunto complementar para ESR	1000640
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857

FUNDAMENTOS GERAIS

A ressonância paramagnética eletrônica (RPE) baseia na absorção de energia por materiais com elétrons sem par que se encontram em campo magnético constante externo. A energia é obtida de um campo alternado de alta frequência que é irradiado perpendicularmente ao campo constante. Se a frequência do campo alternado corresponder à frequência da ressonância, a impedância da bobina de emissão preenchida com o material se altera em ressonância, tornando visível uma variação no osciloscópio. O motivo para a absorção de ressonância é o “rebatimento” do momento magnético do elétron livre. A frequência de ressonância depende da força do campo constante, da largura do sinal de ressonância e sua homogeneidade.

O momento magnético de um elétron com magnetismo puro de rotação assume, no campo magnético B , os estados discretos

$$(1) \quad E_m = -g_j \cdot \mu_B \cdot m \cdot B, \quad m = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$$

$$\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}} : \text{Magneton de Bohr}$$

$$g_j = 2,0023 : \text{Fator Landé}$$

A distância entre os dois níveis, portanto, é de

$$(2) \quad \Delta E = g_j \cdot \mu_B \cdot B$$

A ressonância é atingida exatamente no momento em que a frequência f do campo alternado irradiado atende à condição

$$(3) \quad h \cdot f = \Delta E$$

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} : \text{Constante de Planck}$$

Na experiência, é comprovada a ressonância para-magnética eletrônica em difenil-picril-hidrazila (DPPH), uma ligação orgânica, cujas moléculas apresentam um elétron livre. O campo magnético constante é gerado em um par de bobinas Helmholtz e atravessado em forma de dente de serra entre o zero e o valor máximo $B_{\text{max}} = 3.5 \text{ mT}$; Então, é procurada a frequência f que ocorre na absorção da ressonância em uma determinada posição no dente de serra, ou seja, em um campo magnético préselecionado.

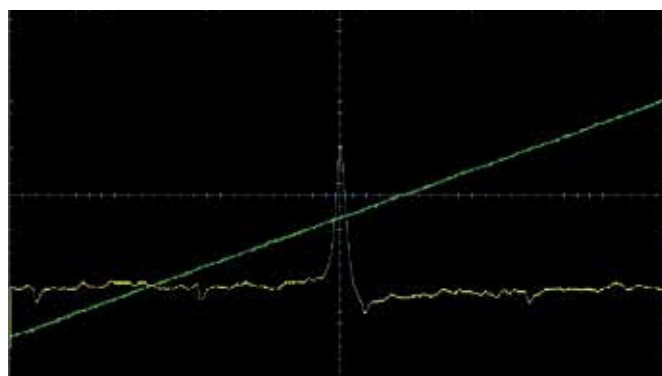


Fig. 1: Sinal de absorção e decurso temporal do campo magnético na ressonância paramagnética eletrônica em DPPH

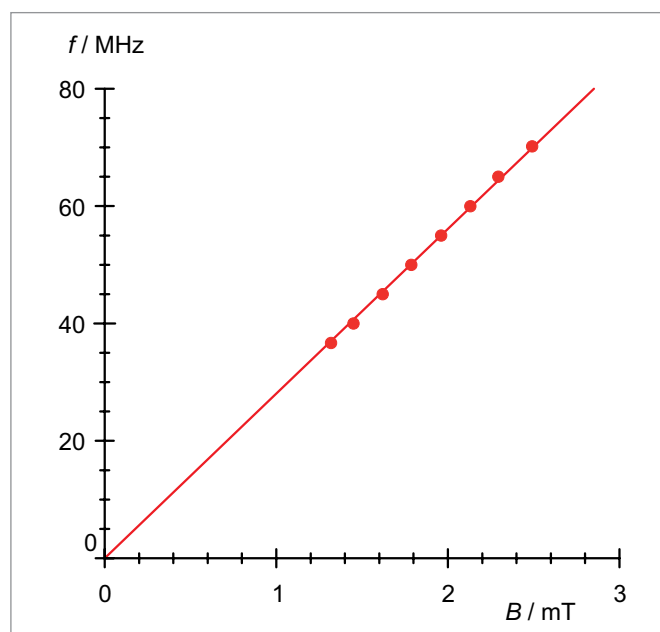


Fig. 2: Frequência de ressonância f em dependência do campo magnético B

ANÁLISE

De (2) e (3) resulta a relação a seguir entre a frequência de ressonância f e o campo magnético B .

$$f = g_j \cdot \frac{\mu_B}{h} \cdot B$$

Os valores de medição, portanto, se encontram, no âmbito da precisão de medição, em uma reta de origem, de cuja inclinação pode ser determinado o fator Landé.

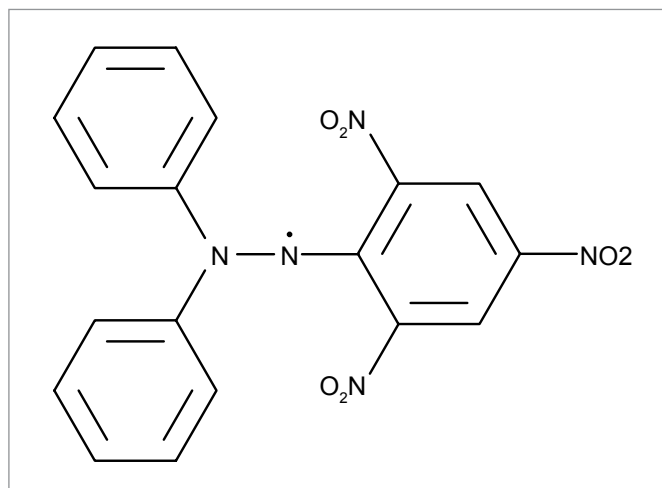
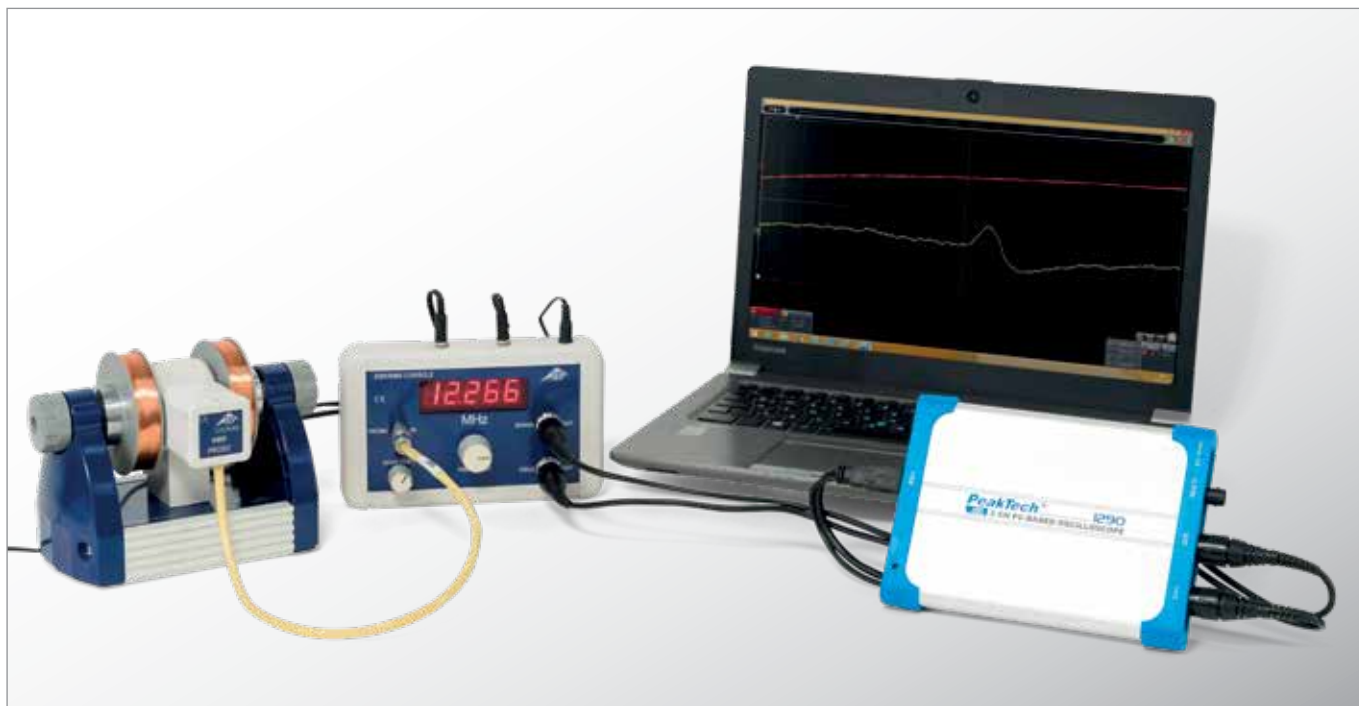


Fig.3: Estrutura molecular de DPPH

UE5030200

RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR



> TAREFAS

- Comprovação da ressonância magnética nuclear em glicerina, poliestireno e Teflon.
- Determinação das frequência de ressonância em campo magnético fixo.
- Comparação com os fatores g de núcleos ^1H e ^{19}F .

OBJETIVO

Comprovação e comparação da ressonância magnética nuclear em glicerina, poliestireno e Teflon

RESUMO

A ressonância magnética nuclear (RMN) baseia na absorção de energia por materiais com magnetismo nuclear que se encontram em campo magnético constante externo. A energia é obtida de um campo alternado de alta frequência que é irradiado perpendicularmente ao campo constante. Se a frequência do campo alternado corresponder à frequência da ressonância, a impedância da bobina de emissão preenchida com o material se alterna em ressonância, tornando visível uma variação no osciloscópio. Materiais adequados para isto são glicerina, poliestireno e Teflon, em que o momento magnético do núcleo ^1H ou ^{19}F é utilizado.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Kit de aparelhos básicos para ESR/NMR (230 V, 50/60 Hz)	1000638 ou
	Kit de aparelhos básicos para ESR/NMR (115 V, 50/60 Hz)	1000637
1	Conjunto complementar para NMR	1000642
1	Osciloscópio PC 2x25 MHz	1020857

FUNDAMENTOS GERAIS

A ressonância magnética nuclear (RMN) baseia na absorção de energia por materiais com magnetismo nuclear que se encontram em campo magnético constante Externo. A energia é obtida de um campo alternado de alta frequência que é irradiado perpendicularmente ao campo constante. Se a frequência do campo alternado corresponder à frequência da ressonância, a impedância da bobina de emissão preenchida com o material se alterna em ressonância, tornando visível uma variação no osciloscópio. O motivo para a absorção de ressonância é uma transição entre os estados da energia do momento magnético do núcleo

no campo magnético. A frequência de ressonância depende da força do campo constante, da largura do sinal de ressonância e sua homogeneidade.

O momento magnético de um elétron com magnetismo de rotação l assume, no campo magnético B , os estados discretos

$$(1) \quad E_m = -g_l \cdot \mu_k \cdot m \cdot B, \quad m = -l, -l+1, \dots, l$$

$$\mu_k = 5,051 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}} : \text{Magneton nuclear}$$

g_l : Fator g do núcleo atômico

A distância entre os dois níveis, portanto, é de

$$(2) \quad \Delta E = g_l \cdot \mu_k \cdot B$$

Quando os estados da energia satisfizerem a condição de ressonância, um campo magnético com frequência f disposto perpendicularmente ao campo magnético estimula transições entre os estados de energia adjacentes. A ressonância é atingida exatamente no momento em que a frequência f do campo alternado irradiado atende à condição

$$(3) \quad h \cdot f = \Delta E$$

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} : \text{Constante de Planck}$$

Na experiência, a ressonância magnética nuclear é comprovada em glicerina, poliestireno e Teflon, para a qual contribui, no caso da glicerina e do poliestireno, o isótopo ^1H e no caso do Teflon, o isótopo ^{19}F . O campo magnético constante é gerado, em sua maior parte, por um ímã permanente. A isto, é adicionado o campo magnético percorrendo em forma de dente de serra entre o zero e o valor máximo de um par de bobinas Helmholtz. Então é procurada a frequência f em que ocorre a absorção de ressonância em um campo magnético pré-selecionado, que, para simplificar, corresponde ao centro do dente de serra.

ANÁLISE

O fator g dos núcleos envolvidos, conforme a literatura, é de: $g_l(^1\text{H}) = 5,5869$ e $g_l(^{19}\text{F}) = 5,255$.

De (2) e (3) se conclui, para a frequência de ressonância f em um campo magnético B :

$$f = g_l \cdot \frac{\mu_k}{h} \cdot B$$

As frequências de ressonância para diferentes núcleos no mesmo campo magnético estão, portanto, na mesma relação que os fatores g :

$$\frac{f(^{19}\text{F})}{f(^1\text{H})} = \frac{g_l(^{19}\text{F})}{g_l(^1\text{H})} = 94\%$$

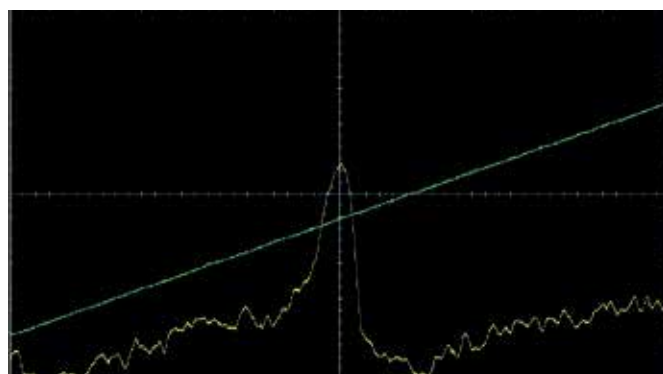


Fig. 1: Ressonância magnética nuclear em glicerina ($f = 12,854$ MHz)

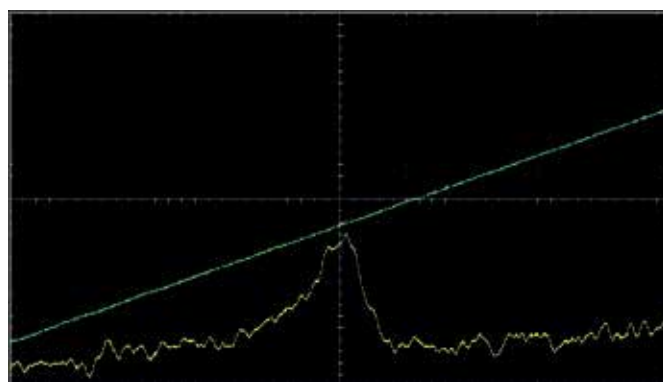


Fig. 2: Ressonância magnética nuclear em poliestireno ($f = 12,854$ MHz)

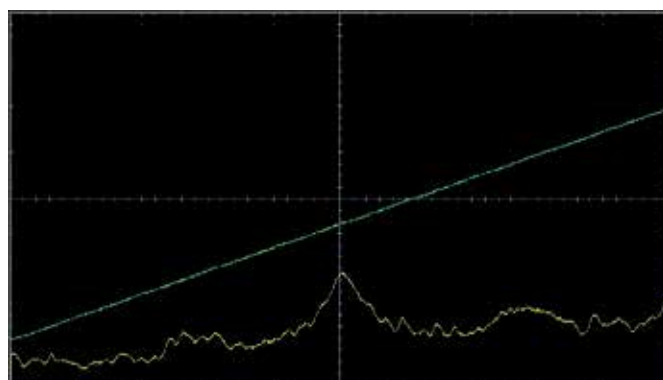


Fig. 3: Ressonância magnética nuclear em Teflon ($f = 12,1$ MHz)

UE6020100 | CONDUÇÃO DE ELETRICIDADE EM SEMICONDUTORES



TAREFAS

- Medição da condutividade elétrica de germânio não dopado em dependência da temperatura.
- Determinação do intervalo entre as bandas entre banda de valência e banda condutora.

OBSERVAÇÃO

Na prática, a condutividade intrínseca de semicondutores puros não dopados tem papel secundário. Geralmente, os cristais apresentam pontos de distúrbio. Frequentemente, até cristais muito puros são transformados em condutores por dopagem com átomos doadores ou aceitadores.

A influência desta dopagem pode ser mostrada, realizando as análises apresentadas aqui em germânio com dopagem tipo p e tipo n. A condutividade dos cristais dopados é significativamente maior à temperatura ambiente que a do cristal puro, porém se aproxima da condutividade intrínseca em temperaturas altas, vide Fig. 3.

A dependência da temperatura do coeficiente de Hall dos cristais de germânio utilizados é analisada em detalhes na experiência UE6020200.

OBJETIVO

Determinação do intervalo de banda do germânio

RESUMO

Semicondutores somente apresentam condutividade elétrica mensurável em temperaturas altas. A razão para esta dependência da temperatura é a estrutura da banda dos níveis de energia eletrônicos com uma banda de valência, uma banda condutora e uma zona intermediária que, com material semiconductor puro, não dopado, não pode ser ocupada por elétrons. Com o aumento da temperatura, cada vez mais elétrons são ativados termicamente da banda de valência para a banda condutora e deixam

“buracos” na banda de valência. Os buracos se movimentam sob a influência de um campo elétrico como partículas de carga positiva e também contribuem com a densidade da corrente, assim como os elétrons. Para a determinação da condutividade em germânio puro na experiência, não dopado, uma corrente constante é enviada pelo cristal e a queda correspondente da tensão em dependência da temperatura é medida. Os dados de medição podem ser descritos, com boa aproximação, por uma função exponencial, em que a distância entre as bandas surge como parâmetro.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Ge não dopado sobre placa condutora	1008522
1	Aparelho básico para efeito Hall	1009934
1	Base em tonel 1000 g	1002834
1	Transformador com retificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1003316 ou
	Transformador com retificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1003315
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002849
1	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718
Exigência complementar:		
1	Ge Dopado tipo P Sobre Placa Condutora	1009810
1	Ge Dopado tipo N Sobre Placa Condutora	1009760
1	VinciLab	1021477
3	Sensor Cable	1021514
1	Sensor de Voltagem 500 mV, diferencial	1021681
2	Sensor de Voltagem 10 V, diferencial	1022539
1	Coach 7 License	

FUNDAMENTOS GERAIS

A condutividade elétrica é uma grandeza altamente dependente do material. Portanto, é comum classificar os materiais de acordo com sua condutividade elétrica. Como semicondutores são designados sólidos que somente apresentam condutividade elétrica mensurável em temperaturas altas. A razão para esta dependência da temperatura é a estrutura da banda dos níveis de energia eletrônicos com uma banda de valência, uma banda condutora e uma zona intermediária que, com material semiconductor puro, não dopado, não pode ser ocupada por elétrons.

Em seu estado básico, a banda de valência é a banda com mais elétrons e a banda condutora a segunda banda mais alta, não ocupada por elétrons. A distância entre ambas as bandas é denominada intervalo de banda E_g e é uma grandeza dependente do material. No germânio, ela é de cerca de 0,7 eV. Com o aumento da temperatura, cada vez mais elétrons são ativados termicamente da banda de valência para a banda condutora e deixam “buracos” na banda de

valência. Os buracos – também denominados de elétrons defeituosos – se movimentam sob a influência de um campo elétrico E como partículas de carga positiva e também contribuem com a densidade da corrente, assim como os elétrons,

$$(1) \quad j = \sigma \cdot E$$

σ : condutividade elétrica do material semiconductor (vide Fig. 1). Os elétrons e elétrons defeituosos se movimentam com velocidades médias de deriva diferentes.

$$(2) \quad v_n = -\mu_n \cdot E \quad \text{e} \quad v_p = \mu_p \cdot E$$

μ_n : Mobilidade dos elétrons

μ_p : Mobilidade dos elétrons defeituosos

Esta condutividade elétrica possibilitada por estímulo de elétrons da banda de valência para a banda condutora é denominada como condução intrínseca (intrinsic conduction).

O número de elétrons na banda condutora corresponde, no equilíbrio térmico, ao número de elétrons defeituosos na banda de valência.

Assim, a densidade da corrente em caso de condução intrínseca pode ser descrita como

$$(3) \quad j_i = -e \cdot n_i \cdot v_n + e \cdot n_i \cdot v_p = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E$$

ou seja, a condutividade intrínseca é

$$(4) \quad \sigma_i = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p)$$

onde a dependência da temperatura da densidade dos portadores de carga n_i é dada pelos elétrons ou elétrons defeituosos por

$$(5) \quad n_i = 2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h^2} \cdot \sqrt{m_n m_p} \cdot kT \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

$$k = 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}} : \text{Constante de Boltzmann,}$$

h : Constante de Planck

m_n : Massa efetiva dos elétrons

m_p : Massa efetiva dos elétrons defeituosos

T : Temperatura da prova

As mobilidades μ_n e μ_p também dependem da temperatura. No âmbito de temperatura acima da temperatura ambiente, vale

$$(6) \quad \mu \sim T^{-\frac{3}{2}}$$

O termo dominante para a dependência da temperatura da condutividade, entretanto, é dado, em todos os casos, pela função exponencial. Daí, se pode representar a condutividade intrínseca na forma

$$(7) \quad \sigma_i = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

Para a determinação, na experiência, da condutividade em germânio puro, não dopado, uma corrente constante I é enviada pelo cristal e a queda correspondente da tensão em dependência da temperatura é medida. Dos dados de medição pode-se calcular, por conta das relações

$$(8) \quad U = a \cdot E \quad \text{ou} \quad I = b \cdot c \cdot j$$

a, b, c medições do cristal a condutividade σ :

$$(9) \quad \sigma = \frac{I}{U} \cdot \frac{a}{b \cdot c}$$

ANÁLISE

A equação (7) pode ser transcrita para a forma:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - E_g \cdot \frac{1}{2kT}$$

Assim, aplica-se $y = \ln \sigma$ contra $x = \frac{1}{2kT}$ e se determina o intervalo entre bandas E_g da inclinação da reta resultante.

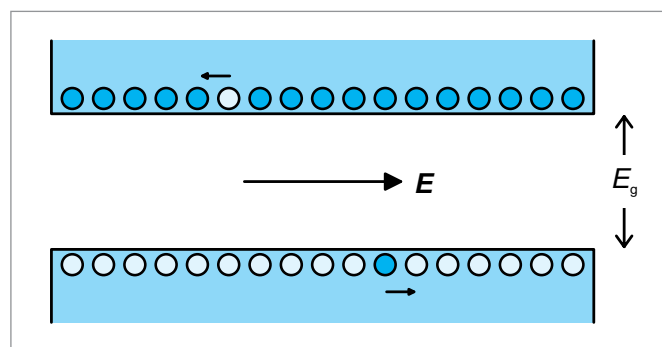


Fig. 1: Estrutura da banda do semiconductor com um elétron na banda condutora e um elétron defeituoso na banda de valência, que derivam sob a influência do campo elétrico E

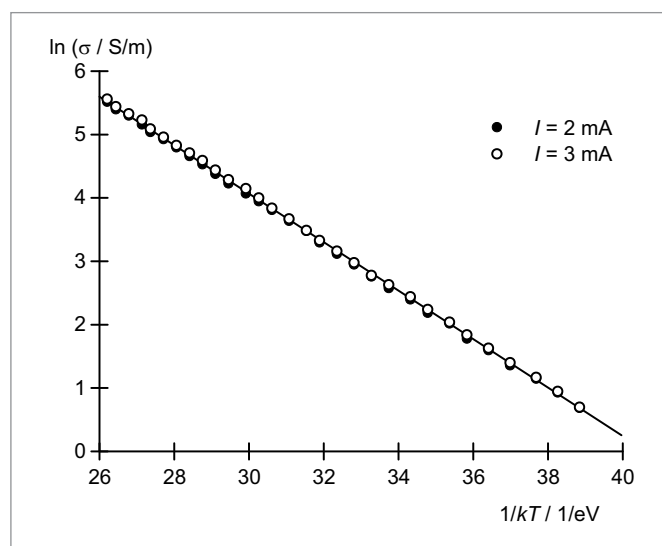


Fig. 2: Representação para determinação da distância de banda E_g no germânio

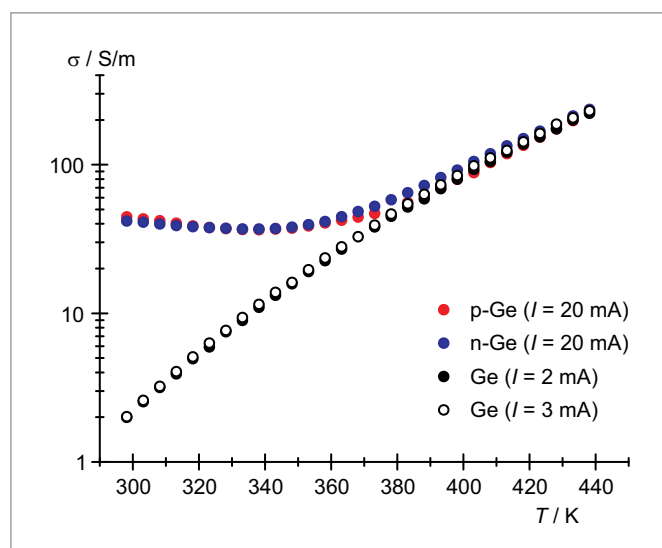


Fig. 3: Comparação da condutividade de germânio puro e dotado

UE6020200

EFEITO HALL EM SEMICONDUTORES



➤ TAREFAS

- Comprovação do efeito Hall em germânio dopado.
- Medição da tensão de Hall em dependência da corrente e do campo magnético à temperatura ambiente.
- Determinação do sinal, da densidade e da mobilidade dos portadores de carga à temperatura ambiente.
- Medição da tensão de Hall em dependência da temperatura da amostra.
- Determinação da temperatura de inversão e diferenciação entre condução extrínseca e intrínseca em germânio com dopagem tipo p .

OBSERVAÇÃO

A dependência da temperatura da condutividade elétrica dos cristais de germânio empregados é analisado mais detalhadamente na experiência UE6020100.

OBJETIVO

Análise dos mecanismos da condução elétrica em germânio dopado com o efeito Hall

RESUMO

O efeito Hall surge em materiais condutores de eletricidade que se encontram em um campo magnético B . O sinal da tensão de Hall se alterna conforme o caso se a mesma corrente I é carregada por portadores de carga positivos ou negativos. Seu valor depende da densidade do portador de carga. Por isto, o efeito Hall proporciona um instrumento importante para determinação dos mecanismos do transporte de cargas em semicondutores dopados. Na experiência, cristais dopados de germânio são analisados em temperaturas entre 300 K e 450 K, para diferenciar a condução de eletricidade possibilitada pela dopagem da condução própria possibilitada pela ativação de elétrons da banda de valência para a banda de condução.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho básico para efeito Hall	1009934
1	Ge dopado tipo n sobre placa condutora	1009760
1	Ge dopado tipo p sobre placa condutora	1009810
1	Sensor de campo magnético FW \pm 2000 mT	1021766
2	Bobina D com 600 espiras	1000988
1	Núcleo em U	1000979
1	Par de sapatas polares e tensores para o efeito de Hall	1009935
1	Transformador com retificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1003316 ou
	Transformador com retificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1003315
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	VinciLab	1021477
1	Sensor de tensão 500 mV, diferencial	1021681
2	Sensor de tensão 10 V, diferencial	1022539
1	Conjunto de 4 cabos de sensor	1021515
1	Conjunto de 15 cabos de segurança para experiências, 75 cm	1002843

Exigência complementar:

- 1 Licença Coach 7

FUNDAMENTOS GERAIS

O efeito Hall surge em materiais condutores de eletricidade que se encontram em um campo magnético B . Ele tem origem na força de Lorentz, que desvia os portadores de carga envolvidos na corrente elétrica I por uma amostra de material perpendicularmente ao campo magnético e à direção da corrente. A separação da carga ocasiona um campo elétrico E_H perpendicular à direção da corrente que compensa a força de Lorentz e gera uma tensão de Hall U_H entre as bordas da amostra. O sinal da tensão de Hall se alterna conforme o caso se a mesma corrente I é carregada por portadores de carga positivos ou negativos. Seu valor depende da densidade do portador de carga. Por isto, o efeito Hall proporciona um instrumento importante para determinação dos mecanismos do transporte de cargas em materiais condutores de eletricidade, que frequentemente é empregado para a análise de semicondutores dopados.

Na experiência, cristais dopados de germânio são analisados em temperaturas entre 300 K e 450 K. Os cristais se apresentam como amostras chatas com comprimento a , largura b e espessura d , pelas quais a corrente I flui transversalmente. O campo magnético B atravessa a amostra perpendicularmente à corrente. Disto, resulta a tensão de Hall

$$(1) \quad U_H = R_H \cdot \frac{B \cdot I}{d}$$

com os coeficientes de Hall

$$(2) \quad R_H = \frac{1}{e} \cdot \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{(n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n)^2}$$

$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ As: carga elementar

As densidades n_n dos elétrons na banda condutora, n_p dos elétrons defeituosos na banda de valência, assim como a mobilidade μ_n dos elétrons e μ_p dos elétrons defeituosos são grandezas materiais e dependem da temperatura T da amostra.

Adicionalmente à tensão de Hall, a queda de tensão U em direção transversal da amostra é medida na experiência, para determinar a condutibilidade elétrica

$$(3) \quad \sigma = e \cdot (n_n \cdot \mu_n + n_p \cdot \mu_p)$$

e a chamada mobilidade de Hall

$$(4) \quad \mu_H = R_H \cdot \sigma = \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n}$$

As densidades dos portadores de carga n_n e n_p são influenciadas pela dopagem, ou seja, pela inclusão de átomos estranhos no cristal. No caso de dopagem tipo p , os átomos aceitantes ligam elétrons da banda de valência, causando assim furos na banda de valência – os chamados elétrons defeituosos. No caso da dopagem tipo n , os átomos doadores dão, respectivamente, um elétron para a banda condutora.

Os cristais dopados são eletricamente neutros, as cargas negativas e as positivas, portanto, se igualam. Assim, vale

$$(5) \quad n_n + n_A = n_p + n_D$$

n_A : Concentração dos aceitantes

n_D : Concentração dos doadores

Além disso, n_n e n_p são acoplados por uma lei de efeito de massa, pois um número igual de pares de elétrons-elétrons defeituosos se formam e se recombinam em equilíbrio dependente da temperatura por unidade de tempo. Vale:

$$(6) \quad n_n \cdot n_p = n^2$$

n_i : densidade do portador de carga em condutividade própria pura (vide experiência UE6020100)

No total, vale, portanto,

$$(7) \quad n_n = \sqrt{n_i^2 + \frac{(n_A - n_D)^2}{4}} + \frac{n_D - n_A}{2}$$

$$(8) \quad n_p = \sqrt{n_i^2 + \frac{(n_A - n_D)^2}{4}} + \frac{n_A - n_D}{2}$$

À temperatura ambiente, as concentrações n_A ou n_D são substancialmente maiores que a densidade do portador de carga em condutividade própria pura n_i . Portanto, vale

$$(9) \quad R_H = -\frac{1}{n_D \cdot e}, \quad \mu_H = -\mu_n$$

com dopagem tipo n e 300 K

$$(10) \quad R_H = \frac{1}{n_A \cdot e}, \quad \mu_H = \mu_p$$

com dopagem tipo p e 300 K

Sinal e densidade dos portadores de carga podem, assim, ser lidos diretamente do coeficiente de Hall. A mobilidade dos portadores de carga corresponde à mobilidade de Hall.

ANÁLISE

Dado que, com a temperatura ascendente, cada vez mais portadores de carga para o transporte de corrente estão à disposição, a tensão de Hall diminui até atingir o valor zero.

Para germânio com dopagem tipo p , o sinal da tensão de Hall se altera, pois, com condutividade própria ascendente, domina a influência dos elétrons cuja mobilidade μ_n é maior. Abaixo da chamada temperatura de inversão, a condução elétrica possibilitada pela dopagem domina, acima da temperatura de inversão, domina a condutividade própria.

Com altas temperaturas, os cristais com dopagem tipo n e os com dopagem tipo p não podem mais ser diferenciados, pois

$$n_n = n_p = n_i, \quad R_H = -\frac{1}{n_i \cdot e} \cdot \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p}, \quad \mu_H = -(\mu_n - \mu_p)$$

A dependência da temperatura das mobilidades μ_n e μ_p não é perceptível no coeficiente de Hall, pois, em ambos os casos, vale:

$$\mu \sim T^{-\frac{3}{2}}$$

(vide experiência UE6020100)

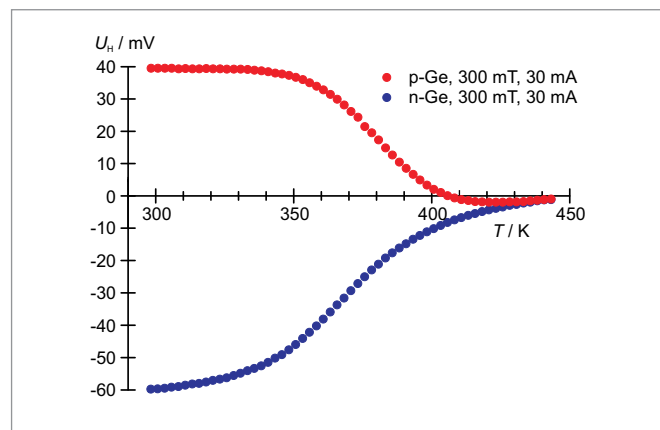
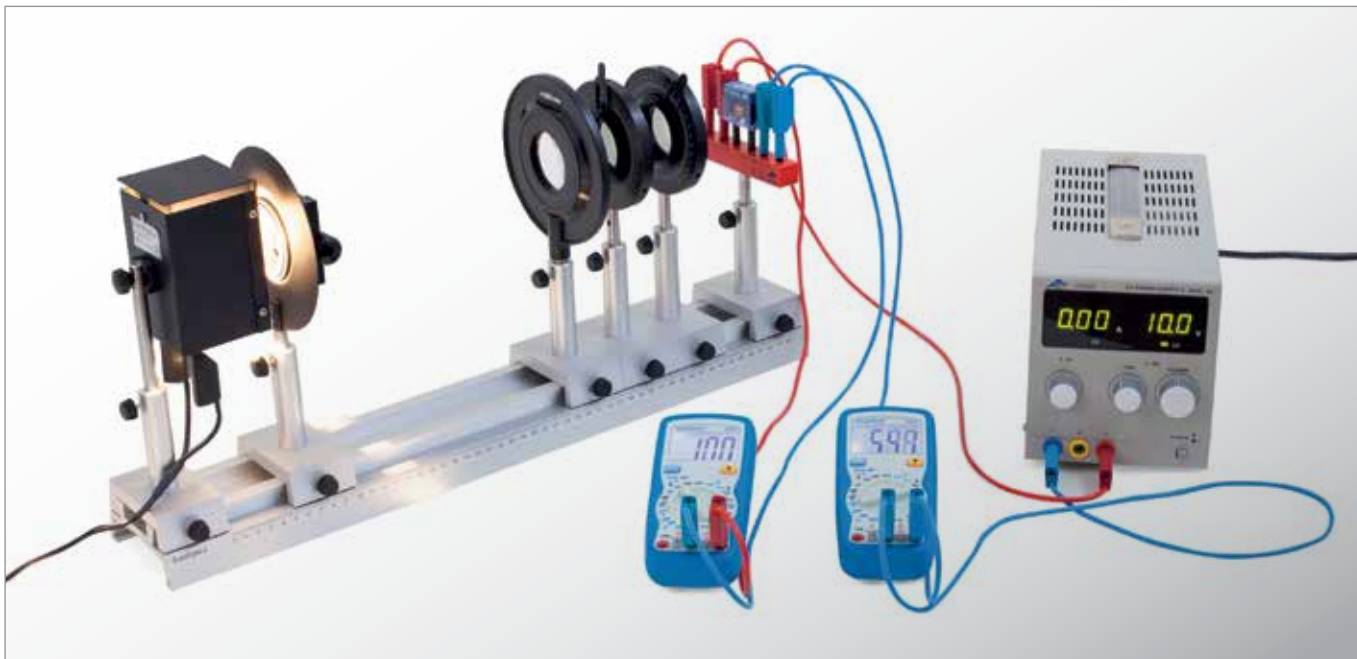


Fig. 1: Tensão de Hall em germânio com dopagem tipo p e tipo n como função da temperatura T

UE6020400 | FOTOCONDUTIVIDADE



> TAREFAS

- Medição da corrente em dependência da tensão com diferentes intensidades de iluminação.
- Medição da corrente em dependência da intensidade de iluminação com diferentes tensões.

OBJETIVO

Registro das linhas características de um fotoresistor

RESUMO

Na fotocondutividade, a absorção da luz pelo efeito fotoelétrico interior é utilizada em um semicondutor para a formação de pares livres de elétrons-lacunas. Uma mistura especial de semicondutor com um efeito fotoelétrico interior forte é sulfeto de cádmio, utilizado na construção de fotoresistores. Na experiência, um fotoresistor CdS é iluminado com luz branca de uma lâmpada incandescente, cuja intensidade de iluminação, no local do fotoresistor, é variada pelo cruzamento de dois filtros de polarização dispostos um atrás do outro.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Banco óptico, 100 cm	1002625
6	Cavelete óptico U, 75 mm	1022450
1	Luminária para experiências com lâmpada de festão	1022436
1	Transformador 12 V, 60 VA (230 V, 50/60 Hz)	1020595 ou
	Transformador 12 V, 60 VA (115 V, 50/60 Hz)	1006780
1	Fenda móvel sobre haste	1000856
1	Lente convergente sobre haste $f = 150$ mm	1003024
2	Filtro de polarização sobre haste	1008668
1	Suporte para elementos de encaixe	1018449
1	Resistor dependente de luz LDR 05, P2W19	1012940
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro digital P1035	1002781
3	Par de cabos de segurança para experiências, 75cm, vermelho/azul	1017718

FUNDAMENTOS GERAIS

Na fotocondutividade, a absorção da luz pelo efeito fotoelétrico interior é utilizada em um semicondutor para a formação de pares livres de elétrons-lacunas. Nisto, em alguns semicondutores, dominam as transições para pontos de distúrbio. O efeito, então, não depende somente do material de base, mas também de sua microestrutura e das impurezas. A ionização dos pontos de distúrbio funciona, por alguns milissegundos, como uma dopagem e aumenta a condutividade elétrica do material. Uma mistura especial de semicondutor com um efeito fotoelétrico interior forte é sulfeto de cádmio, utilizado na construção de fotoresistores.

A absorção da luz aumenta a condutividade do semicondutor em

$$(1) \quad \Delta\sigma = \Delta p \cdot e \cdot \mu_p + \Delta n \cdot e \cdot \mu_n$$

e: Carga elementar,

Δn : Alteração da concentração de elétrons,

Δp : Alteração da concentração de lacunas,

μ_n : Mobilidade dos elétrons, μ_p : Mobilidade das lacunas

Com tensão aplicada U , a fotocorrente flui

$$(2) \quad I_{ph} = U \cdot \Delta\sigma \cdot \frac{A}{d}$$

A: Perfil do percurso da corrente,

d: Comprimento do percurso da corrente

O semicondutor, portanto, age, em um circuito, como um resistor dependente de luz, cujo valor diminui com incidência da luz. A dependência da intensidade de iluminação Φ com tensão constante pode ser descrita na forma

$$(3) \quad I_{ph} = a \cdot \Phi^\gamma \text{ com } \gamma \leq 1$$

sendo que γ dá informações sobre processos de recombinação no material semicondutor.

Na experiência, um fotoresistor CdS é iluminado com a luz branca de uma lâmpada incandescente. É medida, com intensidade de iluminação constante Φ , a dependência da corrente I da tensão aplicada U e, com tensão constante U , a dependência da corrente I da intensidade de iluminação Φ , sendo esta última variada pelo cruzamento de dois filtros de polarização dispostos um atrás do outro.

Ao exceder a tensão de perda máxima de 0,2 W, o fotoresistor é danificado. Por isto, na experiência, a intensidade da luz incidente é limitada por uma fenda ajustável diretamente atrás da fonte de luz.

AVALIAÇÃO

As linhas características de corrente-tensão do fotoresistor CdS conferem com (2) em uma reta de origem.

Para a descrição das linhas características corrente-intensidade de iluminação, o termo $\cos^2\alpha$ é calculado como medida relativa para a intensidade de iluminação, sendo α o ângulo entre as direções de polarização dos dois filtros. Entretanto, os filtros de polarização não se anulam completamente, mesmo em posição cruzada. Além disso, uma claridade remanescente na sala de experiências é impossível de se evitar. Então, (3) é alterada para

$$I = a \cdot \Phi^\gamma + b \text{ com } \gamma \leq 1.$$

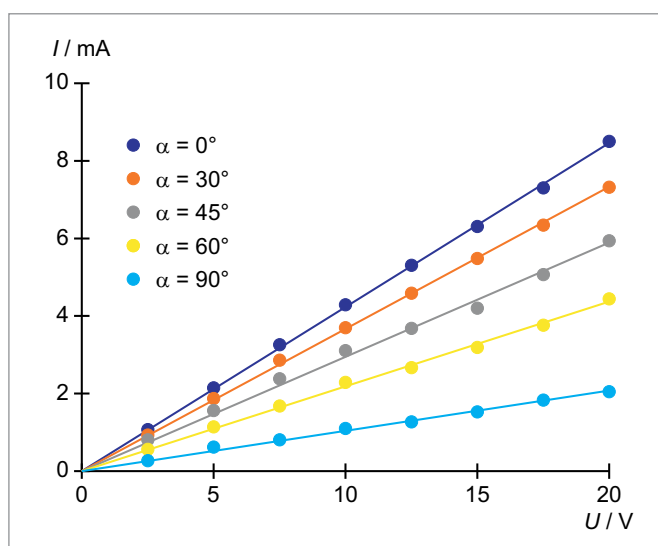


Fig. 1: Linhas características corrente-tensão do fotoresistor CdS com diferentes intensidades de iluminação

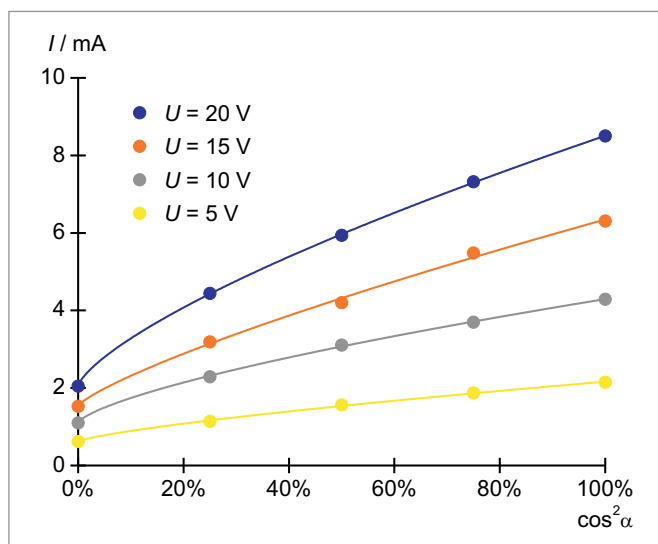


Fig. 2: Linhas características corrente-intensidade de iluminação do fotoresistor CdS com diferentes tensões

UE6020500 | EFEITO DE SEEBECK



OBJETIVO

Registro das características de diferentes elementos térmicos e determinação da sensibilidade

> TAREFAS

- Medição da tensão térmica U_{th} em dependência da temperatura T_1 e confirmação da relação linear par três elementos térmicos diferentes.
- Determinação das sensibilidades S a partir dos diagramas $U_{th}(T_1)$.
- Estimativa da temperatura de referência T_2 a partir das curvas de medição.

RESUMO

Em um arame metálico, cujas extremidades se encontram em temperaturas diferentes, ocorre difusão térmica por conta da movimentação térmica de velocidades diferentes dos elétrons na extremidade quente e na extremidade fria. Através do fluxo de difusão, a extremidade fria assume carga negativa perante a extremidade quente. Entre as duas extremidades, ocorre uma tensão de difusão térmica proporcional à diferença de temperatura entre as extremidades do arame, como o coeficiente de Seebeck como constante de proporcionalidade. Se dois arames metálicos diferentes forem unidos e seus pontos de conexão estiverem em temperaturas diferentes, constitui-se um elemento térmico quando um voltímetro é colocado entre eles. O voltímetro mostrará então a tensão térmica, que é diretamente proporcional à diferença de temperatura entre os pontos de contato. Isto é comprovado, na experiência, para três diferentes pares de materiais.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Conjunto de 3 termoelementos	1017904
1	Termômetro -20 – 110°C	1003384
1	Clipe para termômetro	1003528
1	Conjunto de 10 copos, forma alta	1002873
1	Misturador magnético com aquecedor (230 V, 50/60 Hz)	1002807 ou
	Misturador magnético com aquecedor (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Amplificador de medição U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 ou
	Amplificador de medição U (115 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Multímetro digital P3340	1002785

FUNDAMENTOS GERAIS

Em um arame metálico, cujas extremidades se encontram em temperaturas diferentes, ocorre difusão térmica. Como o movimento térmico dos elétrons é mais rápido na extremidade quente que na extremidade fria, mais elétrons se movimentam no meio da extremidade quente para a fria que o contrário. Através desta corrente de difusão, a extremidade fria assume, no caso apresentado da condução de elétrons, carga negativa perante a extremidade quente e entre as duas extremidades constitui-se uma tensão de difusão térmica. Esta age crescentemente contra a movimentação dos elétrons, até que não flua mais corrente de difusão alguma.

A tensão de difusão térmica U_{td} é proporcional à diferença de temperatura $T_1 - T_2$ entre as extremidades do arame, com o coeficiente de Seebeck k dependente do material como constante de proporcionalidade:

$$(1) \quad U_{td} = k \cdot (T_1 - T_2)$$

U_{td} : Tensão de difusão térmica,

k : Coeficiente de Seebeck,

T_1 : Temperatura na extremidade quente

T_2 : Temperatura na extremidade fria

Se dois arames metálicos diferentes forem ligados um ao outro e se seus pontos de contato estiverem em temperaturas diferentes, constitui-se um circuito termoeletrico. O metal com a maior tensão de difusão térmica ditará a direção da corrente. Esta disposição se torna um elemento térmico quando é inserido um voltímetro no sistema. Por conta da entrada de alta impedância, quase nenhuma corrente flui, e o voltímetro indica uma tensão térmica diretamente proporcional à diferença de temperatura entre os pontos de contato:

$$(2) \quad U_{th} = U_{td,B} - U_{td,A} = (k_B - k_A) \cdot (T_1 - T_2)$$

U_{th} : Tensão térmica,

$U_{td,A}$, $U_{td,B}$: Tensões de difusão térmica dos metais A e B

k_A , k_B : Coeficientes de Seebeck dos metais A e B

Somente a diferença que surge da equação (2)

$$(3) \quad k_{BA} = k_B - k_A$$

dos coeficientes de Seebeck pode ser medida sem problemas. Ela corresponde à sensibilidade

$$(4) \quad S = \frac{dU_{th}}{dT_1}$$

do elemento térmico dos metais A e B. Por isto, é comum selecionar Pt como material de referência e indicar o coeficiente K_{APt} . A outra extremidade do termopar é conectada ao amplificador de medição U para medir a tensão. Os soquetes deste amplificador têm uma temperatura constante T_2 .

ANÁLISE

A tensão térmica para os diferentes elementos térmicos é aplicada contra a temperatura em um diagrama $U_{th}(T_1)$, aos decursos lineares são adaptadas respectivamente retas e, das inclinações destas, são determinadas as sensibilidades dos elementos térmicos

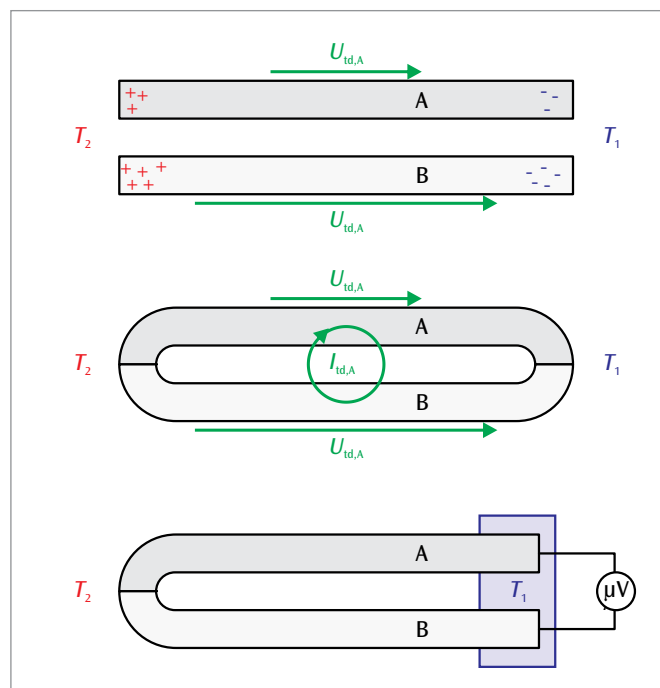


Fig. 1: Difusão térmica em arames metálicos (em cima), circuito termoeletrico (meio) e tensões térmicas em um laço de dois arames metálicos diferentes (em baixo)

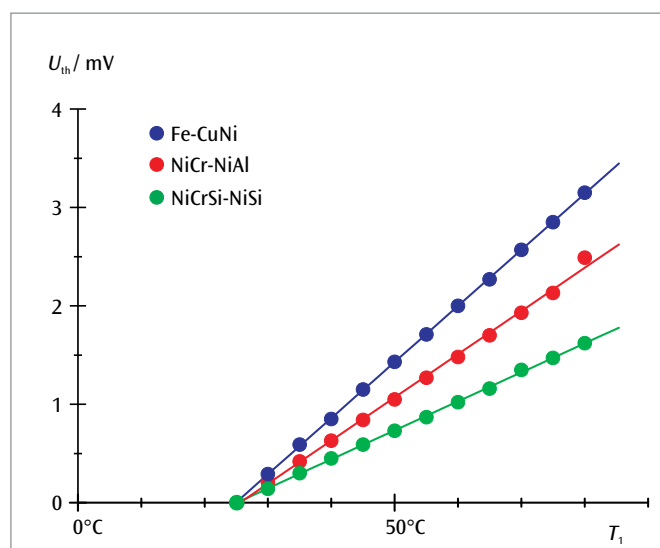
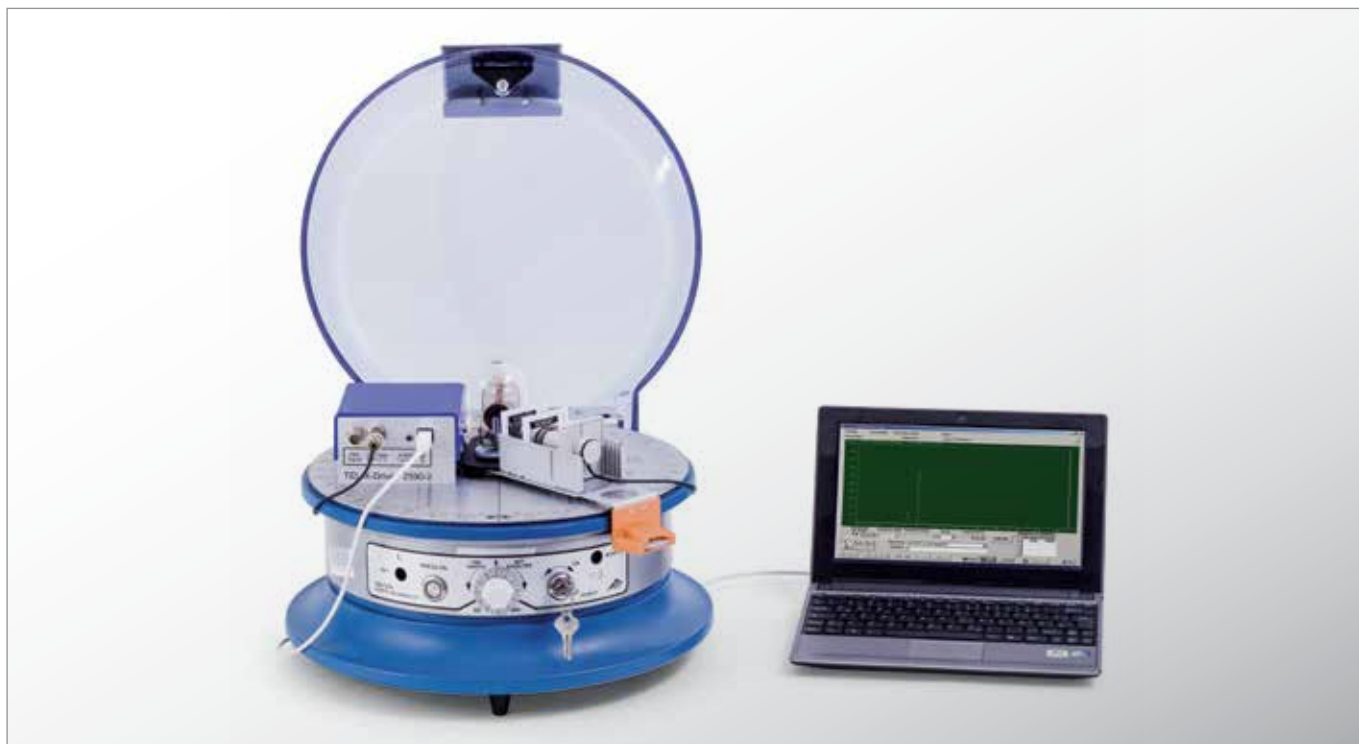


Fig. 2: Tensões térmicas em dependência da temperatura para elementos térmicos do tipo Fe-CuNi, NiCr-NiAl e NiCrSi-NiSi. As curvas de medição interseccionam com o eixo T_1 do diagrama na temperatura de referência $T_2 = 23^\circ\text{C}$

UE7010100 | DIFRAÇÃO DE BRAGG



> TAREFAS

- Registro dos espectros de difração dos raios X de um anodo de cobre em cristais com estrutura NaCl.
- Determinação das constantes de grade e comparação com o tamanho dos componentes do cristal.

OBJETIVO

Determinação das constantes de grade de cristais com estrutura NaCl

RESUMO

A medição da difração de Bragg é um método importante de análise de cristais únicos com auxílio de raios X. Neste método, os raios X são refletidos nos planos de rede do cristal e as ondas parciais refletidas nos planos individuais de rede interferem construtivamente uma na outra quando a condição de Bragg for satisfeita. Com comprimento de onda conhecido dos raios X, as distâncias entre os planos de rede podem ser calculadas a partir deles. Na experiência, cristais com estrutura NaCl são analisados e comparados.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de raios X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 ou
	Aparelho de raios X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Conjunto básico Bragg	1008508
1	Acessórios de cristalografia	1000666
1	Bragg Driver	1012871

FUNDAMENTOS GERAIS

H. W. e W. L. Bragg criaram um importante método de análise em cristais únicos com auxílio de raios X. Eles interpretaram a disposição regular dos átomos ou íons no cristal como planos de rede paralelos ocupados com os componentes da grade. A onda plana incidente dos raios X é refletida nestes planos de rede; enquanto o comprimento de onda dos raios X permanece inalterado.

As direções de feixes correndo perpendiculares às frentes de onda da onda incidente e da onda refletida satisfazem a condição “ângulo de incidência = ângulo de reflexão”. Além disso,

as ondas parciais refletidas nos planos de rede individuais interferem umas com as outras e esta interferência é construtiva quando a diferença de percurso Δ entre as ondas parciais for um múltiplo inteiro do comprimento de onda λ .

A diferença de percurso pode ser calculada com auxílio da Fig. 1.

Obtém-se

$$(1) \quad \Delta = 2 \cdot d \cdot \sin \vartheta.$$

d : Distância entre planos de rede

ϑ : Ângulo de incidência ou de reflexão, respectivamente

Portanto, a condição para interferência construtiva é:

$$(2) \quad 2 \cdot d \cdot \sin \vartheta_n = n \cdot \lambda.$$

Se, portanto, forem usados raios X monocromáticos com comprimento de onda conhecido, a distância entre os planos de rede d pode ser determinada por uma medição de ângulo.

Isto ocorre, na prática, através da rotação do cristal único pelo ângulo ϑ relativo à direção de incidência com balanço simultâneo do tubo contador Geiger-Müller pelo ângulo 2ϑ , vide Fig. 2. A condição (2) estará, assim, satisfeita exatamente no momento em que o tubo contador registrar intensidade máxima.

Na experiência, os raios X característicos de um tubo de raios X com anodo de cobre são utilizados. Eles compreendem raios K_α com comprimento de onda $\lambda = 154 \text{ pm}$ e raios K_β com $\lambda = 138 \text{ pm}$. Com um filtro Ni, a radiação K_β pode ser amplamente suprimida, pois a borda de absorção do níquel está entre os dois comprimentos de onda mencionados. Além da radiação característica, o tubo de raios X sempre emite também radiação de refreamento com uma distribuição espectral contínua. Isto se faz perceptível, nas curvas de medição, como "base" sob os picos da radiação característica.

Na experiência, são analisados cristais únicos cúbicos, cortados paralelos à superfície (100). Portanto, os planos de rede relevantes para a difração de Bragg são fáceis de identificar. Para elevação da precisão de medição, são medidas múltiplas ordens de difração.

Há um cristal LiF e um NaCl à disposição. Medições complementares podem ser realizadas em um cristal KCl e um RbCl. Todos apresentam a mesma estrutura de cristal, em que dois tipos de átomos ocupam alternadamente os locais na grade. A distância entre planos de rede d corresponde, assim, à metade da constante de grade a .

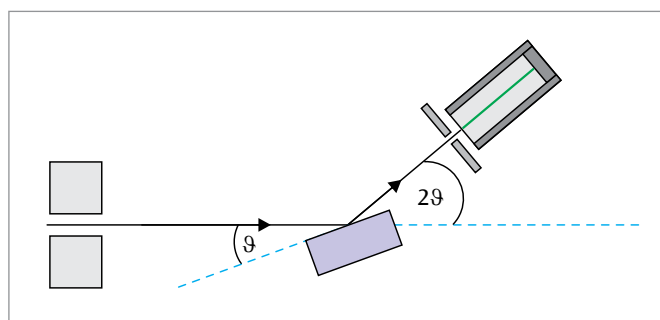


Fig. 1: Princípio de medição

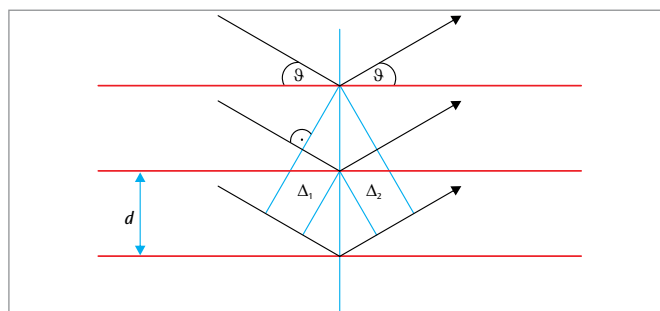


Fig. 2: Representação da derivação da condição de Bragg

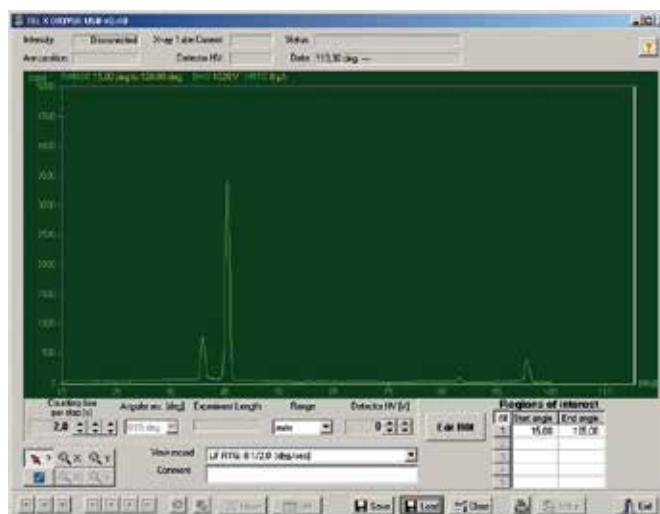


Fig. 3: Curva de Bragg em NaCl

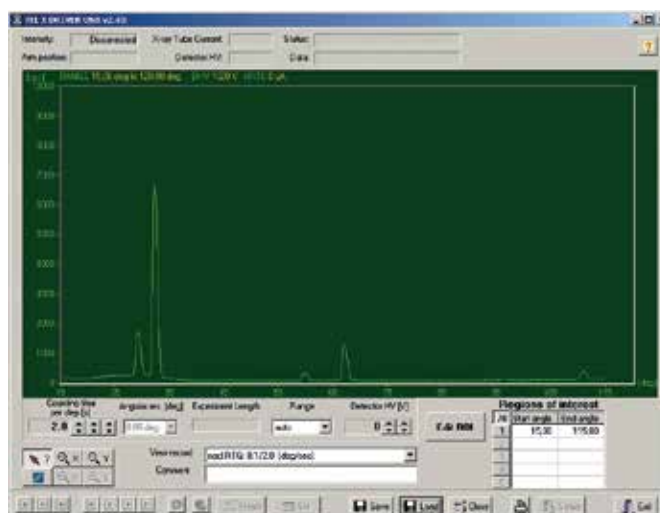


Fig. 4: Curva de Bragg em LiF

ANÁLISE

Mediante utilização da equação (2), obtém-se a seguinte equação de determinação para a constante de grade buscada:

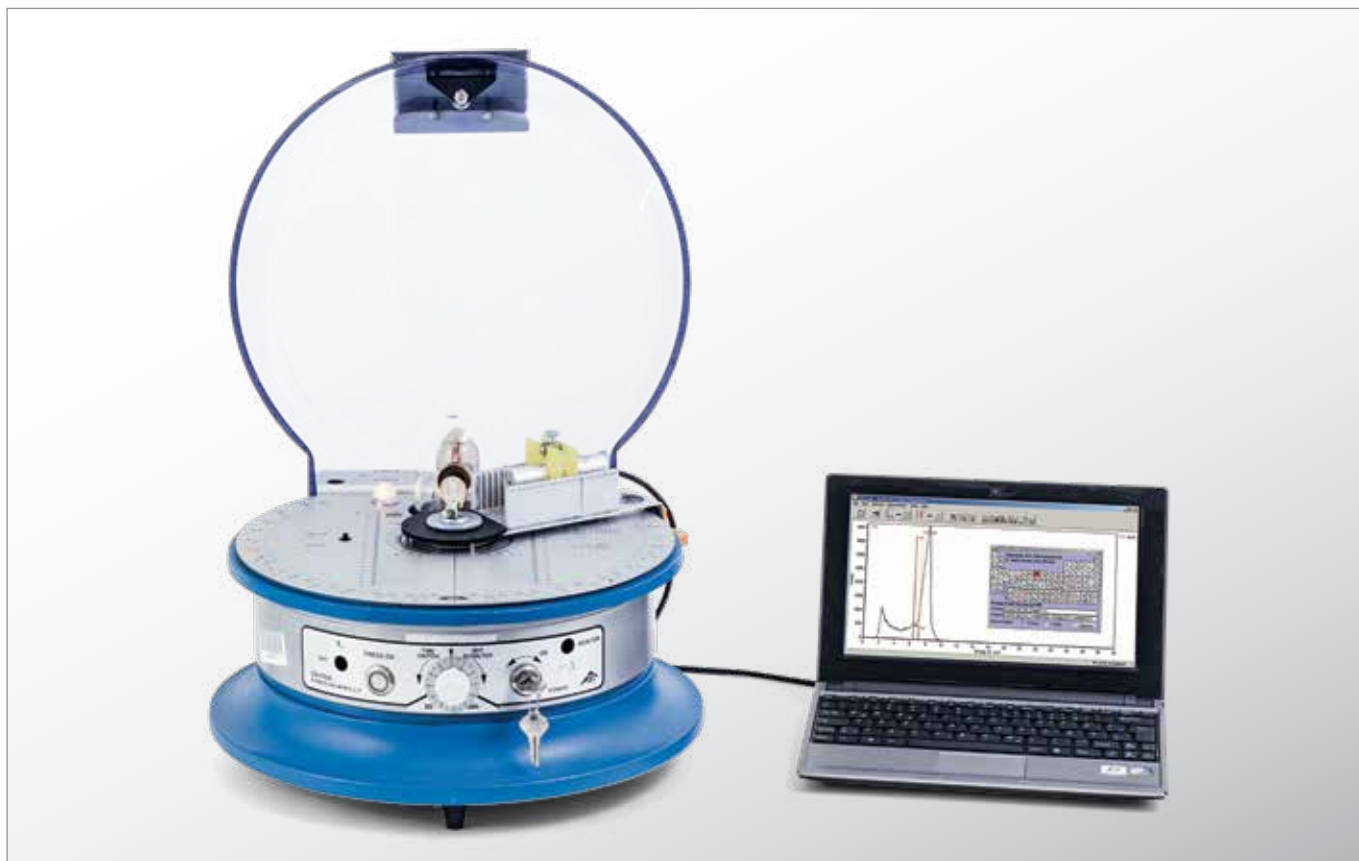
$$a = 2 \cdot d = \lambda_{K\alpha} \cdot \frac{n}{\sin \vartheta_n}$$

Uma comparação dos valores encontrados para NaCl, KCl e RbCl mostra que a constante de grade é correlacionada com o tamanho dos íons alcalino-terrosos. As constantes de grade de LiF e NaCl também se diferenciam, pois os componentes do cristal têm tamanhos diferentes.



Fig. 5: Cristal NaCl

UE7020100 | FLUORESCÊNCIA DOS RAIOS X



> TAREFAS

- Registro dos espectros de fluorescência de raios X de diferentes amostras de materiais.
- Identificação dos componentes químicos com base nas linhas características de raios X.

OBJETIVO

Análise livre de destruição da composição química

RESUMO

Elementos químicos podem ser identificados inequivocamente por sua irradiação característica de raios X, pois a energia da radiação depende do número de ordem do elemento. Fala-se em análise de fluorescência de raios X, quando a emissão característica de raios X é estimulada por irradiação do material analisado com quanta de raios X altamente energéticos. Na experiência, são analisadas várias amostras de materiais no tocante a sua composição química. Assim, são comparados ferro fundido com aço inox, cobre com latão e bronze, assim como diferentes moedas.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	Aparelho de raios X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 ou
	Aparelho de raios X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Conjunto básico Bragg	1008508
1	Acessórios de cristalografia	1000666
1	Bragg Driver	1012871

FUNDAMENTOS GERAIS

Elementos químicos podem ser identificados inequivocamente por sua irradiação característica de raios X, pois a energia da radiação depende do número de ordem do elemento. Portanto, a composição química de um material pode ser determinada pela medição da emissão característica de raios X. Ligações químicas dos elementos não são relevantes aqui, pois elas não influenciam as órbitas interiores de elétrons, entre as quais ocorrem as transições de raios X.

Fala-se em análise de fluorescência de raios X, quando a emissão característica de raios X é estimulada por irradiação do material analisado com quanta de raios X altamente energéticos. A energia de estimulação precisa ser maior que a energia da irradiação característica esperada, por isto, eventualmente transições da série K em elementos com número de ordem muito grande não podem ser estimuladas. A análise, portanto, também tem que considerar transições da série L, vide Fig. 1.

Para o registro dos espectros de energia, há, na experiência, um detector de energia de raios X à disposição. Os raios X incidentes causam, por interação com os átomos de cristal de um fotodiodo Si-PIN, pares de furos de elétrons, cuja carga total é proporcional à energia de raios X. A carga é transformada em um pulso de tensão, cuja altura proporcional à energia dos raios X é transmitida a um computador como valor digital. Um software de avaliação representa graficamente a distribuição da frequência das alturas de impulso. Depois de uma calibragem de energia, a distribuição da frequência é o espectro energético buscado.

Na experiência, é empregado um tubo de raio X com um anodo de cobre como fonte de radiação. São analisadas várias amostras de materiais no tocante a sua composição química. Assim, são comparados ferro fundido com aço inox, cobre com latão e bronze, assim como diferentes moedas.

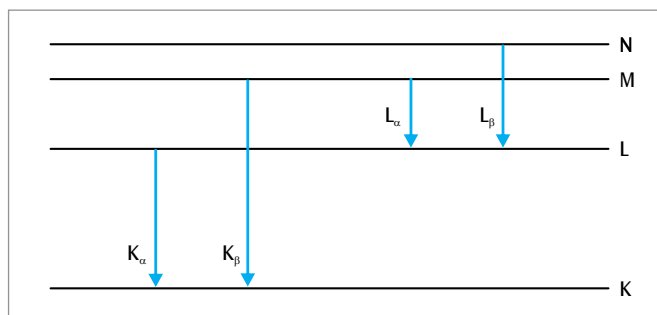


Fig. 1: Esquema de termo simplificado de um átomo com as linhas características de raio X

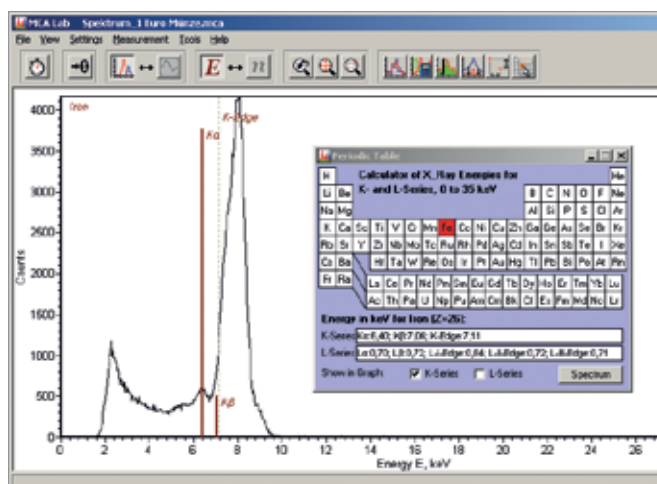


Fig. 2: Espectro de fluorescência de raio X de uma moeda de 1 euro

ANÁLISE

Com auxílio do software de avaliação, as energias encontradas são comparadas com os valores de literatura para a radiação característica dos elementos em questão.

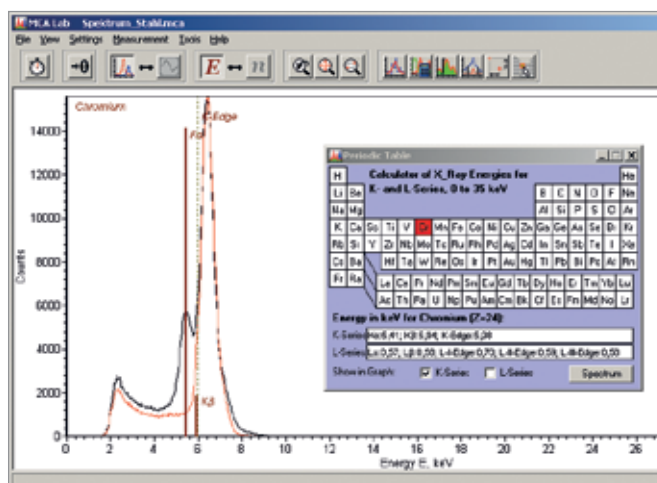
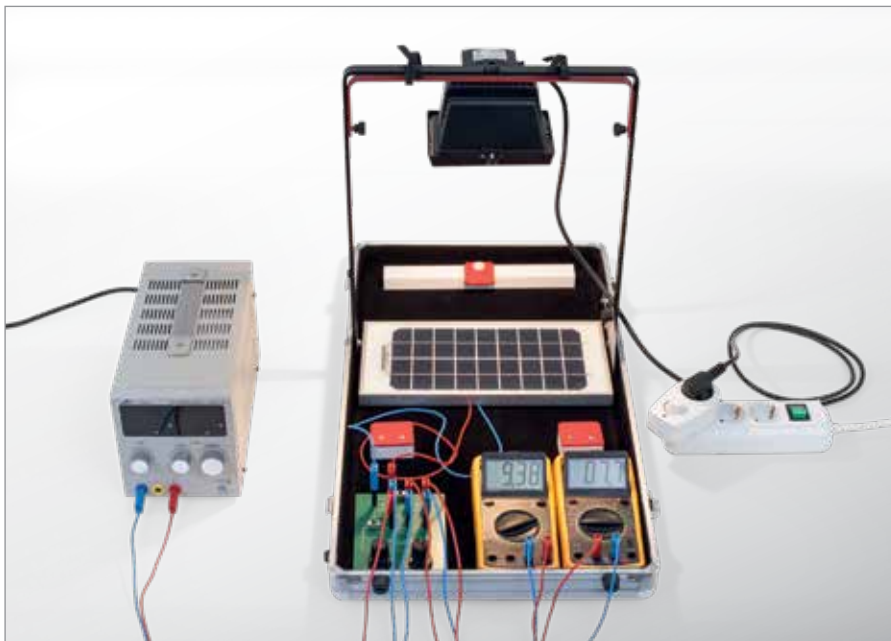


Fig. 3: Espectro de fluorescência de raios X de ferro fundido (vermelho) e aço inox (preto)

UE8020100 | INSTALAÇÕES FOTOVOLTAICAS



OBJETIVO

Medição das linhas características de um módulo fotovoltaico em dependência da intensidade da iluminação

RESUMO

Uma instalação fotovoltaica transforma energia luminosa da luz solar em energia elétrica. Para isto, utiliza-se células solares, feitas, por exemplo, de silício adequadamente dopado e que, em princípio, correspondem a um fotodiodo grande. A luz absorvida pela célula solar ativa portadores de carga nas ligações do cristal que contribuem com uma fotocorrente na direção contrária da transição p-n. A corrente entregue a uma carga externa é limitada pela corrente no diodo da célula solar. Ela alcança, na chamada tensão de circuito

TAREFAS

- Medição das linhas características $I-U$ de um módulo fotovoltaico com intensidades de iluminação diferentes.
- Comparação das linhas características medidas com um cálculo segundo o modelo de um diodo.
- Determinação da correlação entre tensão de circuito aberto e corrente de curto-circuito para diferentes intensidades de iluminação.

aberto U_{OC} , o valor zero, pois a fotocorrente e a corrente do diodo se compensam exatamente ali e fica negativa quando é aplicada uma tensão acima da tensão de circuito aberto. No âmbito de correntes positivas, a célula solar pode ser operada como gerador para entrega de energia elétrica à carga externa. Na experiência, as linhas características de corrente e tensão deste gerador são medidas em dependência da intensidade de iluminação e descrita com conjunto simples de parâmetros.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	SED Energia solar (230 V, 50/60 Hz)	1017732 ou
	SED Energia solar (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 ou
	Fonte de alimentação DC 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

FUNDAMENTOS GERAIS

O termo fotovoltaico é uma junção da palavra grega Phos (luz) e do nome italiano Volta. Ele homenageia *Alessandro Volta*, que, entre outros, inventou a primeira bateria eletroquímica funcional. Uma instalação fotovoltaica transforma energia luminosa “disponível gratuitamente” da luz solar em energia elétrica, sem emissão de CO_2 . Para isto, utiliza-se células solares, feitas, na maioria dos casos, de silício adequadamente dopado e que correspondem a um fotodiodo grande. A luz absorvida pela célula solar ativa portadores de carga nas ligações do cristal (fotoefeito interno), que chegam aos contatos externos da célula solar no campo elétrico da transição p-n obtida por dopagem, os elétrons para o lado dopado n e os buracos (furos) de elétrons para o lado dopado p (Fig. 1). Assim, forma-se uma fotocorrente em direção contrária à transição p-n, que pode transmitir energia elétrica a uma carga externa.

A fotocorrente I_{ph} é proporcional à intensidade de iluminação Φ :

$$(1) \quad I_{ph} = \text{const} \cdot \Phi$$

Ela é sobreposta com a corrente de diodo na direção de passagem

$$(2) \quad I_d = I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

I_s : corrente de saturação, U_T : tensão de temperatura

e cresce mais forte quanto mais a tensão U acumulada entre os contatos ultrapassa a tensão de difusão U_D . Ou seja, a corrente I transmitida para fora é limitada pela corrente de diodo:

$$(3) \quad I = I_{ph} - I_D = I_{ph} - I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

Ela alcança, na chamada tensão de circuito aberto U_{OC} , o valor zero, pois a fotocorrente e a corrente do diodo se compensam exatamente ali e fica negativa quando é aplicada uma tensão $U > U_{OC}$.

No âmbito de correntes positivas, a célula solar pode ser operada como gerador para entrega de energia elétrica à carga externa. A equação (3) descreve a linha característica $I-U$ deste gerador. Como a fotocorrente I_{ph} , na prática, é significativamente maior que a corrente de saturação I_S , pode-se derivar, para a tensão de circuito aberto, a partir de (3), a correlação

$$(4) \quad U_{oc} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_S}\right)$$

Se a célula solar é curto-circuitada em seus conectores, ela fornece a corrente de curto-circuito I_{SC} , que corresponde à fotocorrente por conta de $U = 0$ conforme (3). Então

$$(5) \quad U_{oc} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{SC}}{I_S}\right), \text{ com } I_{SC} = I_{ph}$$

A equação 2 descreve o comportamento do diodo no âmbito do chamado modelo padrão. Aqui, a corrente de saturação I_S é uma grandeza material que depende dos dados geométricos e elétricos da célula solar. Para a tensão de temperatura U_T , vale

$$(6) \quad U_T = \frac{m \cdot k \cdot T}{e}$$

$m = 1 \dots 2$: fator de idealidade

k : constante de Boltzmann, e : carga elementar,

T : temperatura em Kelvin

Em observação mais cuidadosa da linha característica, ainda precisam ser consideradas correntes de fuga nos cantos da célula solar e curtos-circuitos pontuais da transição p-n, que podem ser modeladas por uma resistência paralela R_p . A equação 3, com isto, torna-se

$$(7) \quad I = I_{ph} - I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) - \frac{U}{R_p}$$

Para alcançar tensões úteis na faixa entre 20 e 50 V, na prática, muitas células são ligadas em série em um módulo fotovoltaico. Na experiência, esta ligação em série de 18 células solares é iluminada com uma lâmpada halógena com intensidade de iluminação variável para registrar as linhas características corrente-tensão do módulo com intensidades de iluminação diferentes.

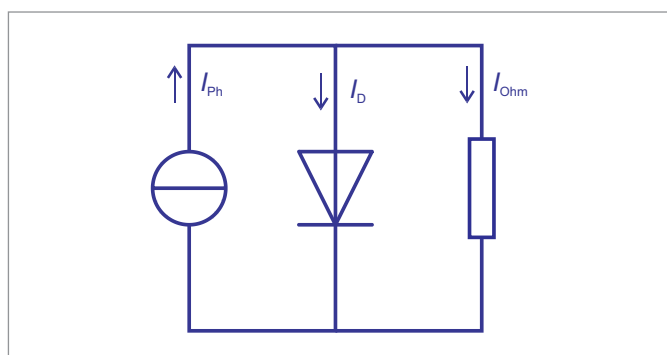


Fig. 3: Diagrama de circuito substituto para o módulo fotovoltaico

AVALIAÇÃO

A grande quantidade de linhas características corrente-tensão do módulo fotovoltaico (Fig. 2) pode ser descrita com auxílio da equação 7, quando, independentemente da intensidade da iluminação, se emprega o conjunto sempre igual de parâmetros I_S , U_T e R_p e se seleciona a fotocorrente I_{ph} independentemente da intensidade de iluminação. Contudo, a tensão de temperatura é 18 vezes o valor estimado na equação 6, pois o módulo é constituído de ligação em série de 18 células solares. Como diagrama de circuito substituto para o módulo fotovoltaico, portanto, pode-se indicar uma ligação em paralelo de uma fonte ideal de corrente, uma ligação em série de 18 diodos semicondutores e uma resistência ôhmica, vide Fig. 3. A fonte de corrente fornece uma corrente independente da intensidade de iluminação na direção do bloqueio.

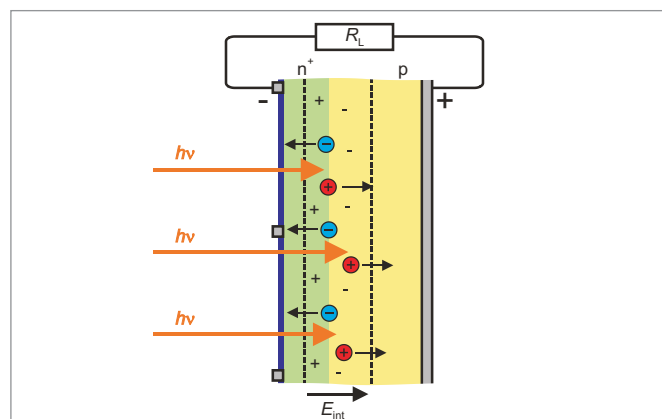


Fig. 1: Representação esquemática de uma célula solar como elemento semiconductor,

$n+$: setor altamente dopado n , p : setor dopado p ,

\oplus : buraco (furo) de elétron causado por absorção da luz

\ominus : elétron livre gerado pela absorção da luz,

$+$: carga positiva "fixa",

$-$: carga negativa "fixa",

E_{int} : campo elétrico marcado pela diferença da carga espacial, R_L -resistência de carga

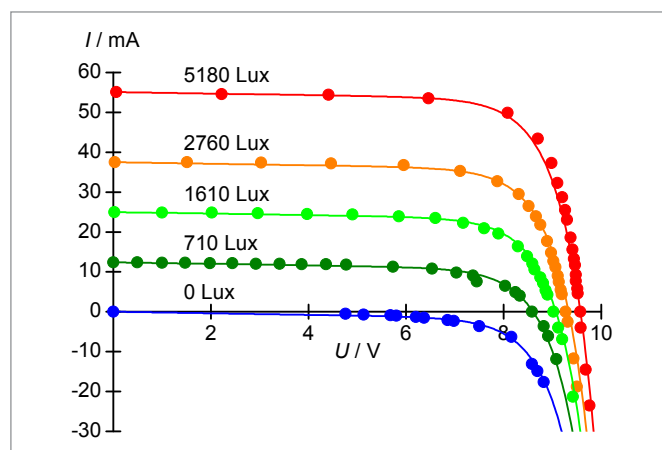
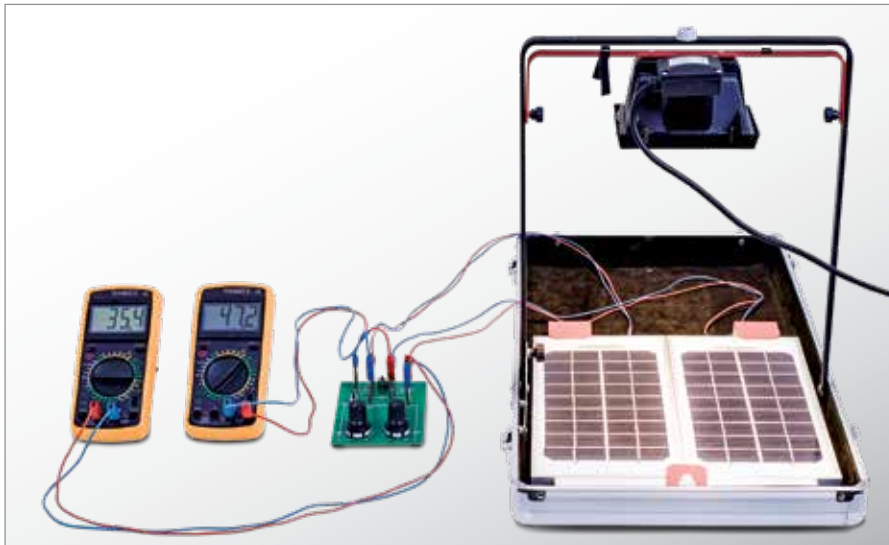


Fig. 2: Conjunto de linhas características corrente-tensão de um módulo fotovoltaico para cinco diferentes intensidades de iluminação

UE8020200 | INSTALAÇÕES FOTOVOLTAICAS



OBJETIVO

Análise da influência de ligação paralela

TAREFAS

- Medição e análise da linha característica $I-U$ e $P-R$ de uma ligação em série de dois módulos fotovoltaicos.
- Medição e análise das linhas características com sombra parcial com e sem proteção de diodos de desvio.
- Comprovação da tensão reversa no módulo sombreado desprotegido.
- Determinação das perdas de potência por meio de sombreamento parcial.

RESUMO

Em instalações fotovoltaicas, é hábito ligar vários módulos em série. Os módulos, por sua vez, são ligações em série de muitas células solares. Na prática, surgem sombras parciais. Elementos individuais da instalação, então, recebem irradiação com força menor e fornecem apenas pouca fotocorrente, o que limita a corrente por toda a ligação em série. Isto é evitado pelo uso de diodos de desvio. Na experiência, dois módulos com 18 células solares cada representam uma instalação fotovoltaica simples. Elas podem ligadas em série opcionalmente com ou sem diodos de desvio e iluminadas com uma lâmpada halógena.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	SED Energia solar (230 V, 50/60 Hz)	1017732 ou
	SED Energia solar (115 V, 50/60 Hz)	1017731

FUNDAMENTOS GERAIS

Em instalações fotovoltaicas, é hábito ligar vários módulos em série. Os módulos, por sua vez, são ligações em série de muitas células solares.

O cálculo de corrente e tensão em tal ligação em série cumpre as Leis de Kirchhoff em observância da característica de corrente-tensão das células solares. Por todos os módulos da ligação em série, corre a mesma corrente I e a tensão total

$$(1) \quad U = \sum_{i=1}^n U_i$$

n : número de módulos

é a soma de todas as tensões U_i entre as conexões dos módulos individuais.

A característica corrente-tensão de uma célula solar ou de um módulo pode ser explicada muito bem com auxílio de uma ligação substituta, que é construída como ligação antiparalela construída a partir de uma fonte constante fornecedora da fotocorrente e um “diodo semicondutor”. Perdas ôhmicas que se surgem correspondem a uma resistência adicional ligada em paralelo (vide experiência UE8020100 e Fig. 1). A fotocorrente é proporcional à intensidade de iluminação da luz. Com igual intensidade de iluminação, todos os módulos se comportam de forma igual e formam a mesma tensão individual. Então a eq. 1 se torna:

$$(2) \quad U = n \cdot U_i$$

Na prática, entretanto, podem surgir sombreamentos parciais em uma instalação fotovoltaica.

Módulos individuais da instalação, então, recebem irradiação com força menor e fornecem apenas pouca fotocorrente, o que limita a corrente por toda a ligação em série. Esta limitação da corrente faz com que diferentes tensões U_i se formem nos diferentes módulos. Em casos extremos, as tensões dos módulos plenamente iluminados, mesmo em curto-circuito ($U = 0$), alcançam valores até a tensão de circuito aberto, vide Fig. 2. A soma destas tensões está na direção reversa nos módulos sombreados. Isto pode causar aquecimento maciço e destruir a encapsulação ou até mesmo a própria célula solar. Para proteção, as instalações fotovoltaicas são equipadas com diodos de desvio, que podem fazer a corrente contornar o elemento sombreado.

Na experiência, dois módulos com 18 células solares cada representam uma instalação fotovoltaica simples. Elas podem ligadas em série opcionalmente com ou sem diodos de desvio e iluminadas com uma lâmpada halógena. Inicialmente, ambos os módulos são iluminados com igual intensidade e, posteriormente, um módulo é sombreado de forma que forneça apenas metade da fotocorrente.

Em todos os casos, as linhas características $I-U$ do curto-circuito ao circuito aberto são registradas e comparadas. Além disso, as potências são calculadas como funções do resistor de carga, para determinar as perdas de potência por sombreamento e pela influência dos diodos de desvio.

Para o caso do curto-circuito, além disso, a tensão no módulo sombreado é medida em separado. Ela atinge -9 V quando o módulo não é protegido por um diodo de desvio.

AVALIAÇÃO

Se um módulo fornecer, por exemplo, apenas a metade da fotocorrente, este determinará a corrente de curto-circuito da ligação em série quando não houver diodo de desvio.

Com o diodo de desvio, obtém-se que o módulo plenamente iluminado forneça sua corrente máxima, até que esta diminua por ter atingido a tensão de circuito aberto do módulo individual.

O modelo matemático para adaptação dos valores de medição nas Fig. 3 e 4 leva em consideração as Leis de Kirchhoff e utiliza a linha característica corrente-tensão determinada na experiência UE8020100 dos módulos individuais com os parâmetros I_s , U_T e R_p . Para consideração dos diodos de desvio, suas linhas características são inseridas.

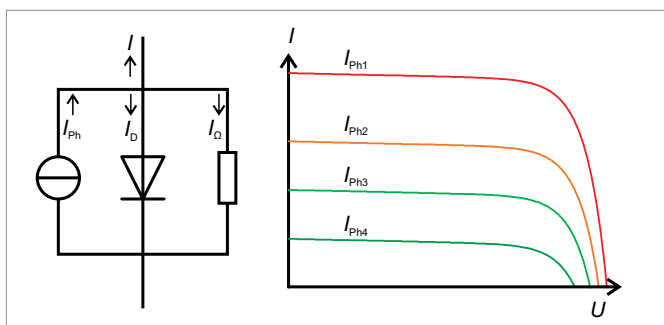


Fig. 1: Diagrama substituto e linhas características de uma célula solar

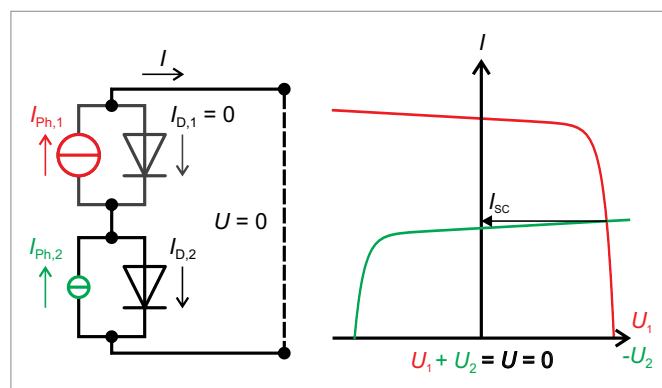


Fig. 2: Observação esquemática de um sombreamento parcial da ligação em série de dois módulos sem desvio, em curto-circuito ($U = 0$). A linha característica do módulo sombreado (verde) está representada de forma espelhada. Aqui, insere-se uma tensão U_2 em direção reversa.

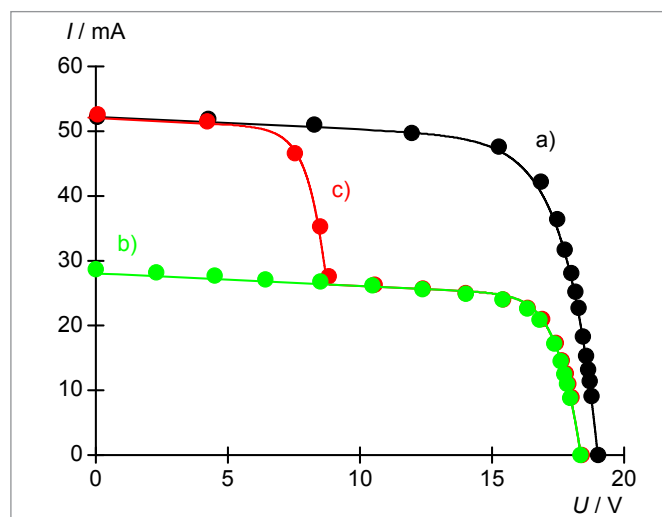


Fig. 3: Linha característica $I-U$ da ligação em série de dois módulos. a) sem sombreamento, b) sombreamento parcial, sem desvio c) sombreamento parcial, com desvio

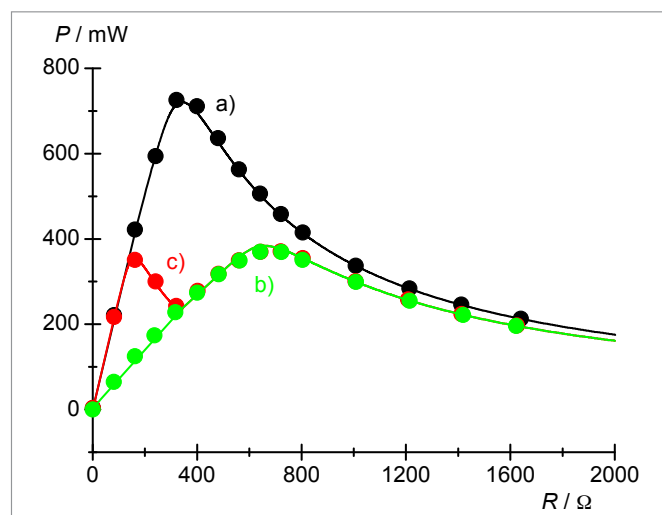
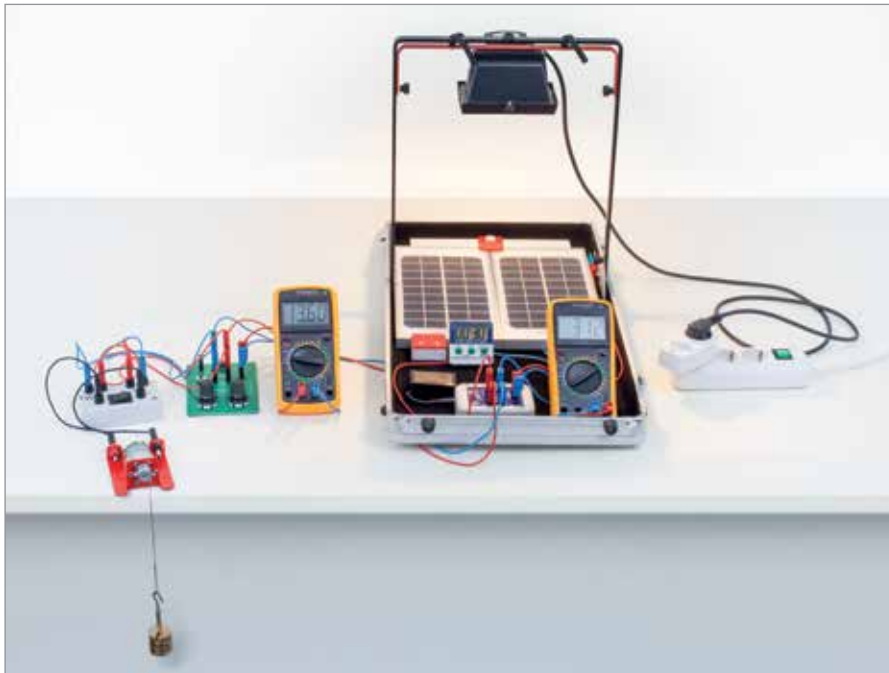


Fig. 4: Linha característica $P-R$ da ligação em série de dois módulos. a) sem sombreamento, b) sombreamento parcial, sem desvio c) sombreamento parcial, com desvio

UE8020250 | INSTALAÇÕES FOTOVOLTAICAS



OBJETIVO

Análise de sistema isolado de energia para geração e armazenamento de energia elétrica

> TAREFAS

- Determinação da corrente de operação do contador eletrônico de carga e da intensidade de iluminação mínima necessária para a operação.
- Análise do balanço energético do sistema isolado de energia para diferentes cargas ôhmicas e diferentes intensidades de iluminação no laboratório.
- Medição da corrente solar fornecida e da corrente de carga e descarga em dependência da corrente de carga para diferentes intensidades de iluminação.

RESUMO

Sistemas isolados de energia são instalações de suprimento de energia sem ligação a uma rede elétrica pública e abrangem a geração e o armazenamento de energia elétrica. Frequentemente, são empregados módulos fotovoltaicos para a geração e baterias para o armazenamento de energia. Para compreender um sistema isolado destes, são empregados, na experiência, dois módulos fotovoltaicos para o carregamento de uma bateria de níquel-hidreto metálico. Um motor de corrente contínua como consumidor ligado descarrega a bateria, enquanto um contador eletrônico de carga mede o acúmulo e saída da carga. Por meio da ligação em série de dois módulos, é obtido um carregamento confiável da bateria, mesmo com intensidades menores de iluminação, pois a tensão de circuito aberto está significativamente acima da tensão da bateria.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo Nº
1	SED Energia solar (230 V, 50/60 Hz)	1017732 ou
	SED Energia solar (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Contador de cargas com bateria	1017734
1	Motor de engrenagens com polia	1017735
1	Conjunto de pesos de entalhe 5 x 100 g	1003228
1	Corda, 100 m	1007112
1	Comutador bipolar	1018439
1	Conjunto de cabos para experiências, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Timer	1003009

FUNDAMENTOS GERAIS

Sistemas isolados de energia são instalações de suprimento de energia sem ligação a uma rede elétrica pública. Eles abrangem a geração e o armazenamento de energia elétrica quando a ligação a uma rede pública não é possível ou não é economicamente viável ou não oferece flexibilidade e mobilidade suficiente. Frequentemente, são empregados módulos fotovoltaicos para a geração e baterias para o armazenamento de energia. Para compreender um sistema isolado destes, são empregados, na experiência, dois módulos fotovoltaicos

com potência nominal de 5 W para o carregamento de uma bateria de níquel-hidreto metálico com capacidade de 220 mAh. Um motor de corrente contínua como consumidor ligado descarrega a bateria, enquanto um contador eletrônico de carga mede o acúmulo e a saída da carga. Renuncia-se a um regulador de carregamento, usual na prática.

A tensão U_{Accu} da bateria é, nominalmente, de 8,4 V, mas depende do estado da carga, bem como da corrente de carga I_{Accu} e alcança, na prática, até 10 V. Ela determina a tensão em todas as ramificações ligadas em paralelo (vide Fig. 1):

$$(1) \quad U_{Accu} = U_{op} = U_L = U_{solar}$$

A corrente fornecida I_{Solar} é utilizada como corrente de operação I_{Op} para o contador eletrônico de carga, como corrente de carga I_{Accu} para a bateria e como corrente I_L pela carga ôhmica conectada. O balanço energético

$$(2) \quad I_{solar} = I_{accu} + I_{op} + I_L$$

também vale no caso de correntes de carga negativas I_{Accu} , ou seja, em caso de descarga da bateria.

A corrente de operação $I_{Op} = 10$ mA é determinada pela ligação eletrônica do contador de carga, enquanto a corrente de carga I_L depende da resistência ôhmica R_L da carga conectada. Ou seja, a bateria é carregada quando a instalação fotovoltaica fornecer corrente e a resistência de carga não for pequena demais.

Para um carregamento confiável da bateria, mesmo com intensidades menores de iluminação, a instalação fotovoltaica deve ser configurada de forma que sua tensão de circuito aberto U_{OC} esteja substancialmente acima da tensão U_{Accu} . Uma comparação com as linhas características medidas na experiência UE8020100 mostra que isto pode ser alcançado com segurança pela ligação em série de dois módulos. A corrente solar fornecida I_{Solar} é, então, em boa aproximação, proporcional à intensidade de iluminação E e alcança, no laboratório, valores de até 50 mA, ideais para carga rápida da bateria.

Como cargas ôhmicas, são empregados um motor de corrente contínua e uma cascata de resistências, com cujo auxílio a linha característica corrente de carregamento-corrente de carga do sistema isolado de energia é investigada e, além disso, é confirmado que a corrente solar fornecida é independente da carga ôhmica. No resultado, pode ser indicada, por exemplo, a luminosidade mínima necessária para carregamento da bateria, ausentes todas as cargas.

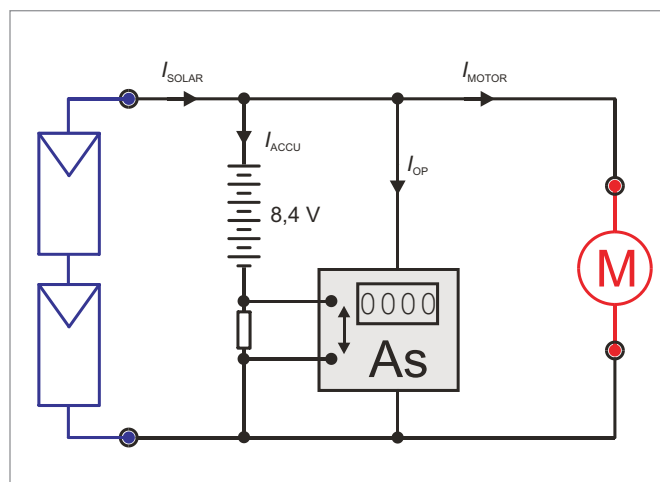


Fig. 1: Diagrama de circuito de blocos do sistema isolado de energia

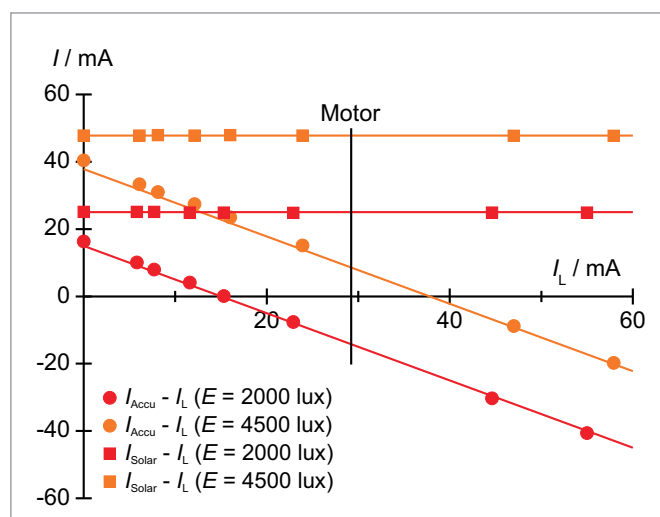


Fig. 2: Linhas características de carga do sistema isolado de energia

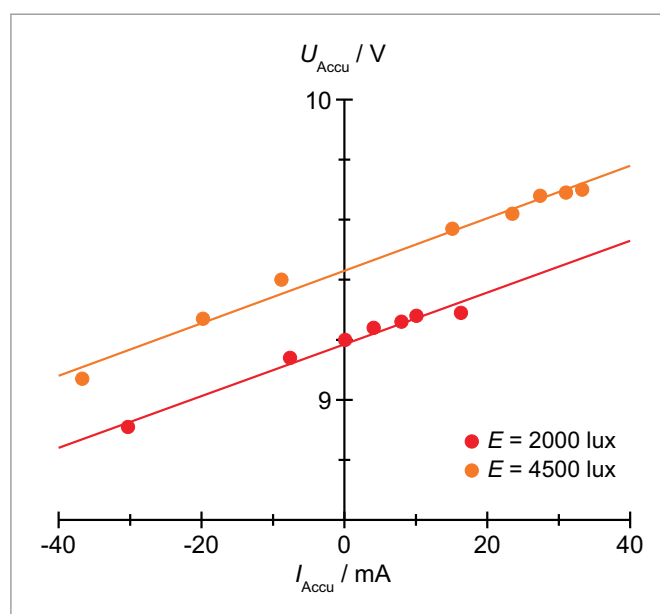


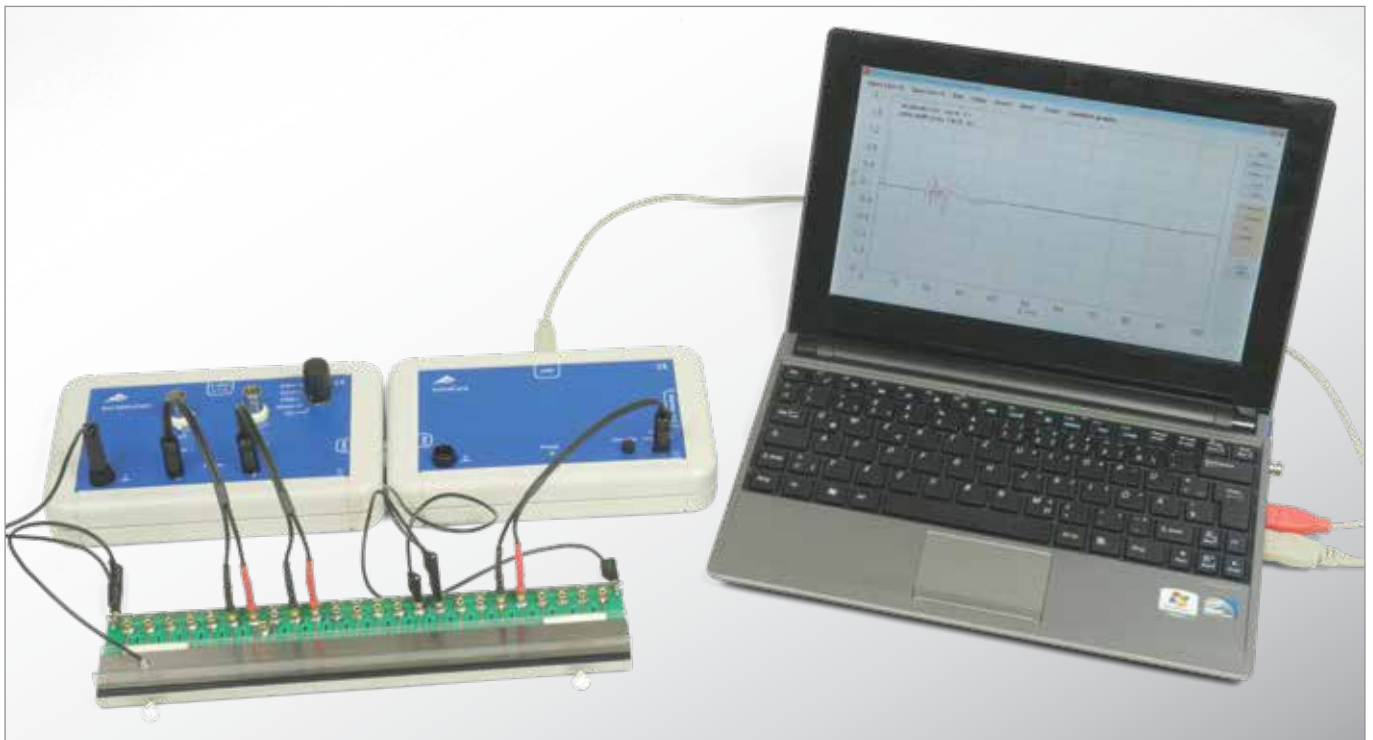
Fig. 3: Linhas características da bateria, medidas com diferentes intensidades de iluminação. Conforme o estado de carga da bateria, estas linhas características se deslocam para cima ou para baixo no eixo y.

IMPORTANTE

Na operação dos módulos fotovoltaicos na luz solar a céu aberto, podem ser alcançadas correntes substancialmente maiores. Aqui, a bateria não deve ser conectada sem carga ôhmica adicional, que não permite que a corrente de carga I_{Accu} não ultrapasse 44 mA.

AVALIAÇÃO

A corrente de operação do contador de carga é determinado pela carga que sai da bateria em 30 s, quando nem o módulo, nem o consumidor estão conectados.



> TAREFAS

- Registre os potenciais de ação nas fibras nervosas gigantes de minhoca após a estimulação elétrica.
- Registre os potenciais de ação nas fibras nervosas gigantes de minhoca após a estimulação elétrica.
- Opção: Registre um eletromiograma simples e um eletrocardiograma em humanos.

AVISO

Os experimentos eletrofisiológicos em humanos não devem ser realizados sem um isolamento confiável da tensão da rede! Use valores medidos e curvas de medição apenas para fins educacionais, nunca use os valores para avaliar o estado de saúde de uma pessoa!

OBJETIVO

Investigar os potenciais de ação das fibras nervosas gigantes de minhocas após estimulação elétrica e tátil

RESUMO

Nesta adaptação do famoso experimento com pernas de sapo de Luigi Galvani, a fibra nervosa gigante de uma minhoca é primeiramente irritada eletricamente. Os potenciais de ação resultantes são amplificados e medidos com uma interface. Na próxima etapa, a minhoca é estimulada de forma tátil, o que também gera um potencial de ação. Opcionalmente, um eletrocardiograma simples e um eletromiograma simples em humanos podem ser registrados.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Câmara de medição para experiências com minhocas	1020601
1	Amplificador biológico (230 V, 50/60 Hz)	1020599 ou
	Amplificador biológico	1020600
1	Interface de medição biológica	1020602
1	Aparelho de estímulos para experiências com minhocas	1020603
	Minhocas	
Recomendação suplementar:		
1	Cabo de ligação para eletrocardiograma	1020605
1	Conjunto de 30 eletrodos para ECG / EMG	5006578

FUNDAMENTOS GERAIS

Já em 1790, o pesquisador bolonhês *Luigi Galvani* havia demonstrado na perna de um sapo que processos elétricos estavam envolvidos no funcionamento dos nervos e músculos. Ainda hoje, espécimes semelhantes são usados para pesquisas sobre a função nervosa e a contração muscular. Uma alternativa para isso é realizar experimentos com uma minhoca viva.

Na primeira parte do experimento, uma minhoca gigante é colocada em contato com uma série de eletrodos, que são conectados a um bioamplificador e a uma interface de biomedição. A fibra nervosa gigante da minhoca é então estimulada com diferentes sinais de tensão em uma extremidade. Assim que a tensão exceder um certo limite, um potencial de ação pode ser observado. Na próxima etapa, a minhoca é estimulada de modo tátil na extremidade posterior e anterior, o que também leva ao acúmulo de um potencial de ação. Como a espessura da pele em ambas as extremidades da minhoca difere uma da outra, pode-se observar que os potenciais de ação também têm um comportamento diferente.

Os nervos da minhoca têm uma estrutura mais simples do que os do sapo, permitindo assim a medição dos impulsos nervosos em fibras nervosas individuais. A função dos potenciais nervosos para os reflexos apresentados pela minhoca intacta pode ser demonstrada. Mecanismos celulares de habituação podem ser medidos.

Durante o experimento, a minhoca permanece viva e ilesa. Em seguida, ela pode ser libertada em seu habitat natural.

AVALIAÇÃO

A figura 1 mostra as reações da minhoca a estímulos elétricos. No gráfico superior, o estímulo era muito fraco para gerar um potencial nervoso, apenas um estímulo de 0,1 V no gráfico inferior foi suficiente para iniciar um potencial de ação.

Na figura 2 são mostrados os potenciais de ação após o estímulo tátil na extremidade anterior (gráfico inferior) e na cauda (gráfico superior). Após o estímulo na extremidade anterior, a gravação ocorre nas partes mais posteriores da minhoca, enquanto as gravações após os estímulos da cauda são feitas nas partes anteriores.

Um exemplo de um eletromiograma de um bíceps lentamente contraído é mostrado na figura 3.

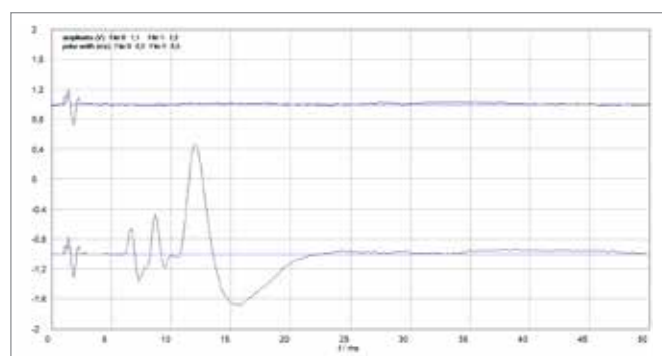


Figura 1: Reações a estímulos elétricos

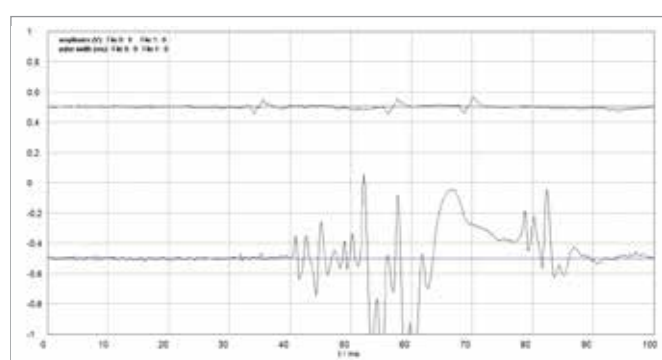


Figura 2: Reações a estímulo tátil na extremidade anterior (gráfico inferior) e na cauda (gráfico superior)

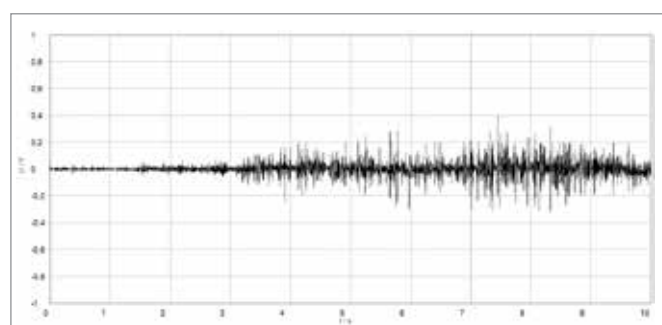
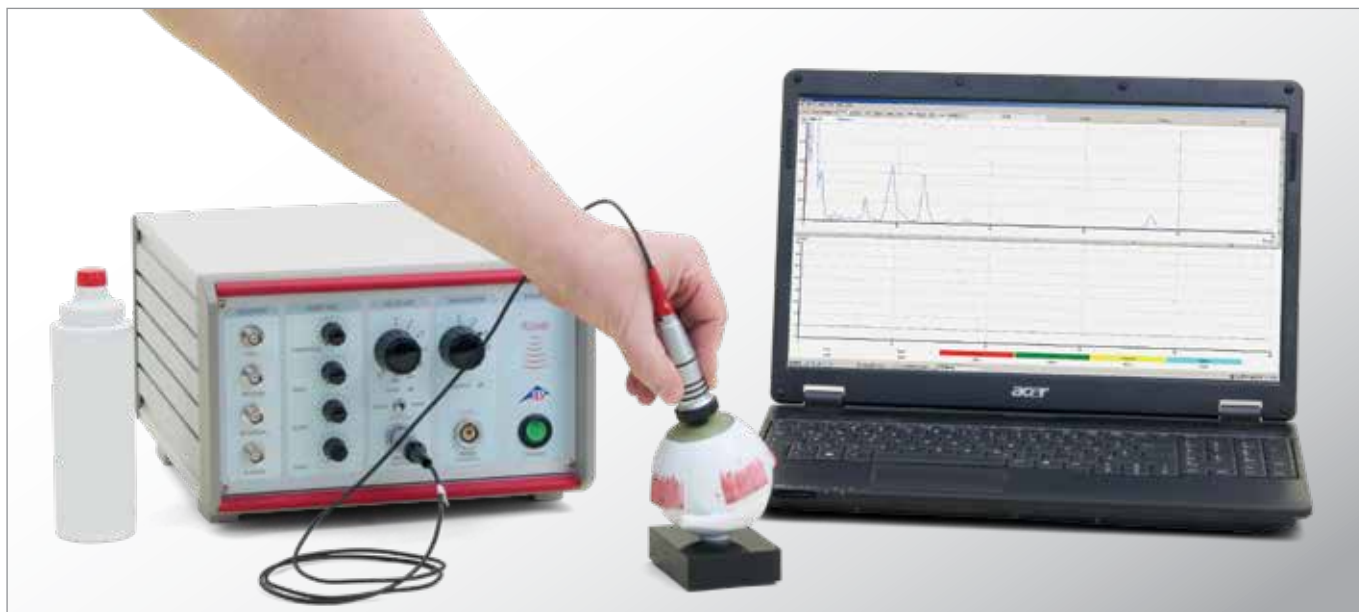


Fig.3: Eletromiograma de um bíceps lentamente contraído

UE9020100 | BIOMETRIA ULTRASSÔNICA



> TAREFAS

- Meça as proporções biométricas do modelo de olho humano usando um método de pulso-eco.
- Calcule a geometria de objetos individuais no olho.

OBJETIVO

Determinando as dimensões internas em um modelo de olho

RESUMO

Neste experimento é fornecida uma aplicação típica da biometria ultrassônica A-scan em diagnósticos médicos usados em oftalmologia. Em um modelo de olho, todas as partes do olho são medidas e cálculos de correção devem ser feitos.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Ecoscópio ultra-sônico GS200	1018616
1	Sonda ultra-sônica 2MHz GS200	1018618
1	Modelo de olho para a biometria de ultra-som	1012869
1	Gel de contato para ultra-som	1008575

FUNDAMENTOS GERAIS

O ultrassom também é usado em oftalmologia. Sua maior importância está na área da biometria, na medição de distâncias no olho. A distância entre a córnea e a retina é muito significativa para o cálculo das características da lente artificial implantada em pacientes com catarata. A ultrassonografia é necessária nesse caso, uma vez que a córnea ou a lente estão muito turvas para o uso de métodos ópticos. Hoje em dia, as investigações do humor aquoso, vítreo e da espessura da lente são muitas vezes feitas com novos métodos de raio laser ou imagens de ultrassom em modo B.

O tempo medido de trânsito dos ecos do A-scan não pode ser calculado como distância de maneira simples, devido a diferentes velocidades nos diferentes meios (córnea, lente, humor vítreo). Portanto, um cálculo corretivo é necessário. Duas velocidades são dadas para o modelo: - lente: 2500 m/s, - humores: 1410 m/s. Esses valores e o tempo de voo da imagem medida do A-scan devem ser usados para determinar as distâncias com o auxílio da seguinte equação:

$$(1) \quad s = v \frac{\Delta t}{2}$$

Em diagnósticos médicos, são frequentemente usadas “médias” conhecidas a partir da experiência. Essa velocidade média deve ser calculada para o modelo com a seguinte equação:

$$(2) \quad v = \frac{v_1(t_1 + (t_3 - t_2)) + v_2(t_2 - t_1)}{t_3}$$

Gel de acoplamento ultrassônico é usado para conectar a sonda à córnea do modelo. Mova lentamente a sonda sobre a córnea para procurar os sinais ideais (2 picos de lente grandes e um menor da retina). Depois de medir o tempo de voo dos picos, as distâncias reais podem ser calculadas.

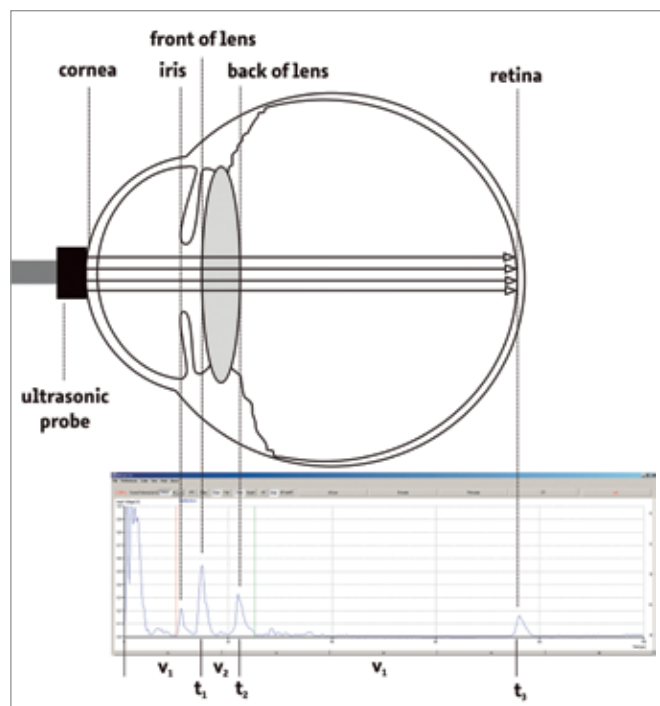


Fig. 1: Imagem de modo-A e diagrama esquemático do olho humano

AVALIAÇÃO

O tempo de voo de cada pico foi medido e a velocidade média foi calculada com a equação (2). O resultado foi ajustado ao dispositivo A-scan, alterado para a escala de profundidade e a profundidade de cada pico foi medida.

Velocidades em m/s

(Humor aquoso/vítreo)	1410 m/s
(Lente)	2500 m/s

Valores:	Frente da lente	Parte de trás da lente	Retina
Tempo em 10^{-6} s	13,7	21,1	74,8
Velocidade média	1518 m/s		
Profundidade medida em mm	11,9	15,9	42,5
Profundidade real em mm	9,66	18,91	56,77
Espessura/distância em mm	9,66	9,25	37,86

UE9020200 | TOMOGRAFIA COMPUTADORIZADA ULTRASSÔNICA



> TAREFAS

- Grave uma imagem de TC ultrassônica
- Análise diferentes parâmetros de medição
- Investigue a influência da filtragem e do processamento de imagens

OBJETIVO

Investigar a formação de uma imagem de tomografia computadorizada ultrassônica e seus parâmetros relevantes

RESUMO

As várias etapas da formação de uma tomografia computadorizada são ilustradas. A diferença entre a atenuação e a velocidade do som como parâmetros de medição é analisada. A influência da filtragem e processamento de imagens é investigada.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Ecoscópio ultra-sônico GS200	1018616
1	Controlador de aparelho de tomografia computadorizada	1017783
1	Aparelho de tomografia computadorizada	1017782
1	Cuba de medição de tomografia computadorizada	1017785
1	Amostra de tomografia computadorizada	1017784
2	Sonda ultra-sônica 2MHz GS200	1018618
1	Gel de contato para ultra-som	1008575

FUNDAMENTOS GERAIS

Tomografia computadorizada por raios X, ressonância magnética e PET são métodos de imagem auxiliados por computador usados em diagnósticos médicos, indústria e pesquisa. Processos como absorção de radiação, ressonância magnética nuclear ou emissão de partículas são usados para produzir imagens transversais por meio de grandezas físicas apropriadamente mensuráveis. A tomografia computadorizada ultrassônica é outro método de tomografia computadorizada. Ela difere da TC por raios X pelo fato de que, em vez da atenuação de raios X, a atenuação e os tempos de trânsito dos sinais ultrassônicos no objeto de teste são medidos. Com a TC ultrassônica, as varreduras de linha são registradas em diferentes ângulos e reunidas para formar uma imagem transversal. Nesse processo, a amostra posicionada entre a sonda de transmissão e a de recepção é movida e girada por controle computadorizado. A sobreposição das projeções de varreduras individuais pode ser seguida passo a passo no PC.

Para formar a imagem, são utilizadas a atenuação do som e a velocidade do som. O coeficiente de atenuação do som μ resulta da amplitude A medida e da amplitude sem amostra A_0 após a lei de atenuação:

$$(1) \quad \mu \propto \ln \frac{A_0}{A}$$

Para a geração do tomograma de velocidade do som, o tempo de voo é usado como a grandeza de medição e o seguinte se aplica:

$$(2) \quad c \propto \frac{t_0}{t}$$

onde t_0 é o tempo medido de trânsito sem a amostra (o comprimento do caminho s é constante).

A amostra (amostra de atenuação ou velocidade) é fixada ao suporte da amostra e, por meio do controle do scanner, ela é posicionada exatamente entre os dois sensores. Em seguida, o suporte da amostra é movido pela metade do caminho de varredura, a precisão da varredura e o número de intervalos angulares são ajustados e a tomografia computadorizada é iniciada. Durante as medições, as varreduras em linha individuais são observadas e a geração dos tomogramas por sobreposição das projeções de varreduras em linha é estudada. As imagens resultantes são otimizadas por meio de vários filtros e por ajustes de brilho e contraste e, em seguida, o tomograma de atenuação é comparado com o tomograma de velocidade.

AVALIAÇÃO

O sinal de transmissão (diagrama à esquerda na Fig. 1) foi medido em relação à amplitude máxima e tempo de voo da amplitude máxima e, a partir daí, um perfil de linha (varredura em um ângulo, distância de 500 μm) foi construído (diagrama na parte inferior esquerda). A sobreposição por meio do algoritmo da TC (25 intervalos angulares) produz a atenuação do som para a imagem na parte superior esquerda (não filtrada, contraste alterado) e para a velocidade do som para a imagem na parte superior direita (também não filtrada, contraste alterado). Filtrar a imagem de atenuação melhora o contraste para que as bordas se tornem visíveis (perdas de reflexo). A parte interna dificilmente se distingue da água circundante, na imagem da velocidade do som (à direita) a amostra e a inclusão são claramente visíveis como regiões homogêneas de uma velocidade de som diferente.

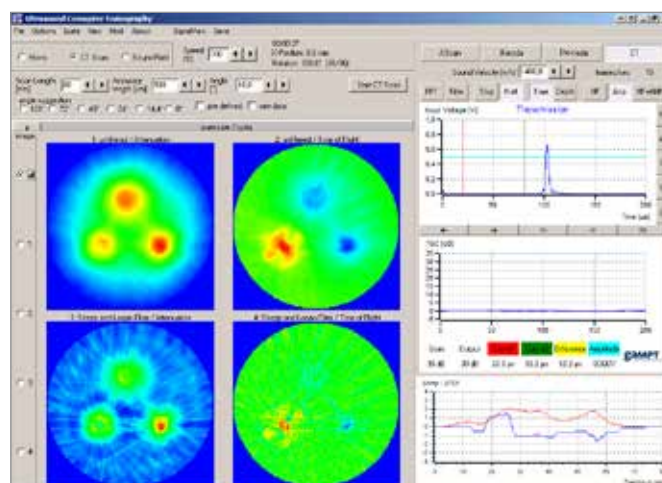
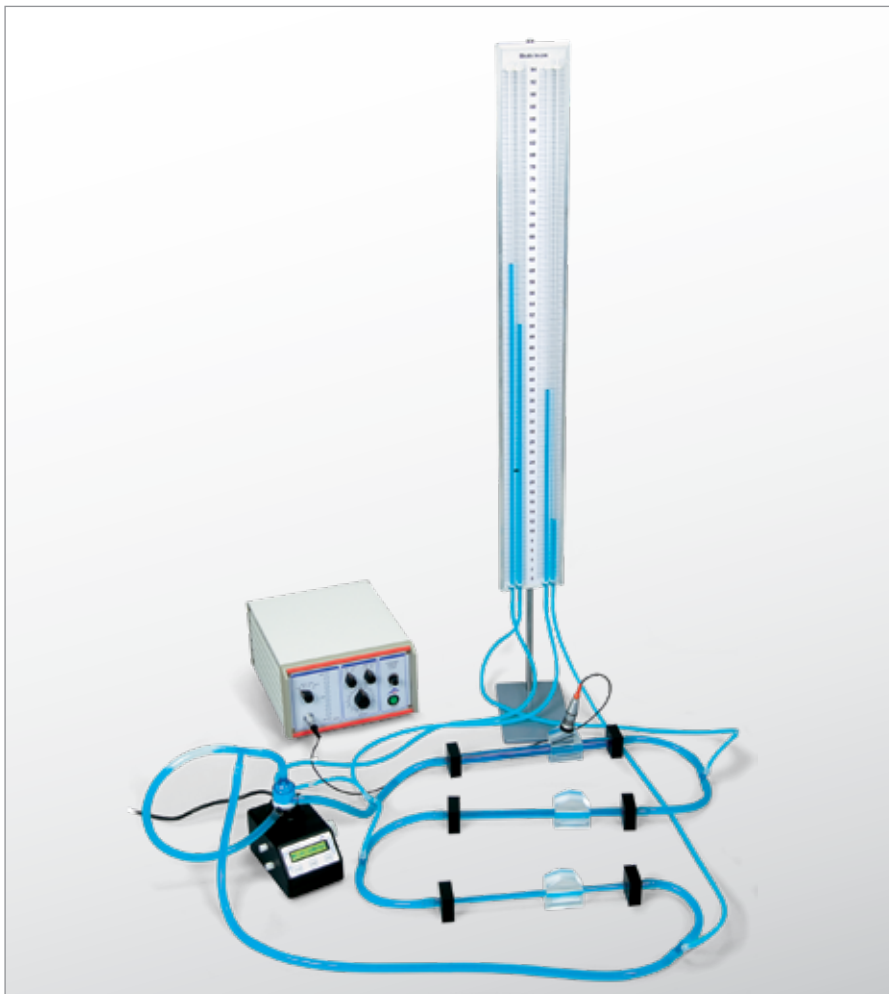


Figura 1: Captura de tela com atenuação e tomogramas de tempo de voo da amostra de TC



OBJETIVO

Investigar as características fundamentais dos líquidos em fluxo estacionário e laminar usando o método Doppler ultrassônico

> TAREFAS

- Meça o desvio de frequência Doppler para diferentes velocidades da bomba e as quedas de pressão dos tubos verticais.
- Determine vazões, resistências de fluxo e a viscosidade dinâmica do líquido Doppler usando a equação da continuidade, a equação de Bernoulli e a equação de Hagen-Poiseuille.
- Calcule os coeficientes de Reynold para diferentes velocidades de fluxo e diâmetros de tubo.

RESUMO

Medições de vazão de acordo com o método Doppler ultrassônico são usadas para demonstrar leis fundamentais que governam o fluxo de líquidos em tubulações e sua dependência da velocidade de fluxo e da geometria do tubo. A relação entre a velocidade de fluxo e seção transversal do tubo (condição de continuidade), bem como entre a resistência ao fluxo e o diâmetro do tubo (lei de Hagen-Poiseuille) são examinados.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho de ultra-som Doppler	1022330
1	Sonda ultra-sônica 2MHz GS200	1018618
1	Conjunto de prismas de Doppler e tubos de fluxo	1002572
1	Tubo ascendente para a medição de pressão S	1002573
1	Líquido para o efeito Doppler	1002574
1	Bomba centrífuga	1002575
1	Gel de contato para ultra-som	1008575

FUNDAMENTOS GERAIS

As aplicações do efeito Doppler no diagnóstico médico estão na investigação de movimentos de corrida e estruturas móveis, como em diagnósticos cardiológicos, vasos sanguíneos arteriais e venosos, circulação sanguínea cerebral e controle de vasos sanguíneos no pós-operatório.

Um líquido de fluxo estacionário caracteriza-se por um fluxo constante de líquido em cada ponto do sistema. Portanto, a equação da continuidade para duas áreas diferentes do tubo A_1 e A_2 resulta como segue:

$$(1) \quad A_1 v_1 = A_2 v_2 = \dot{V} = \text{const.}$$

Com v_1 e v_2 sendo as velocidades médias na respectiva seção e V a taxa de fluxo (volume por unidade de tempo). A pressão estática em um líquido que flui é sempre menor do que em um líquido imóvel, e reduz conforme a velocidade de fluxo aumenta (equação de Bernoulli). Para o fluxo através de um tubo horizontal (sem pressão gravitacional), a pressão total p_0 é:

$$(2) \quad p + \frac{1}{2} \rho v^2 = p_0$$

p_0 é constante apenas em um líquido sem atrito. Em um fluxo com atrito, a pressão total diminui em função da viscosidade η , do comprimento l , da seção transversal A da região de passagem e da vazão V . Para líquidos com velocidades de fluxo não muito altas (fluxo laminar) em tubos estreitos, a lei de Hagen-Poiseuille se aplica para a queda de pressão Δp :

$$(3) \quad \Delta p = R \dot{V}$$

$$(4) \quad R = \frac{8 l}{\pi r^4} \eta$$

onde r é o raio do tubo e l é o comprimento. Isso significa que uma redução do diâmetro dos vasos sanguíneos pela metade resulta em um aumento da resistência ao fluxo de 16 vezes. Por este princípio, os vasos sanguíneos regulam a distribuição do sangue entre as extremidades e os órgãos internos.

Uma circulação é construída consistindo em 3 linhas de tubos de comprimentos iguais, mas diâmetros diferentes. No início e no final de cada linha há um ponto de medição de igual diâmetro. Nas linhas de tubos, a velocidade média é medida para 3 vazões diferentes (3 tensões diferentes na bomba centrífuga) por meio do prisma de Doppler e do FlowDop. Conhecendo-se as velocidades de fluxo medidas, a vazão pode ser determinada após (1) e comparada. A queda de pressão devido à resistência do fluxo pode ser medida nos pontos de medição. Calculando a vazão de (1) a resistência ao fluxo pode ser determinada depois de (4) e, a partir disso, utilizando a geometria conhecida, obtém-se a viscosidade dinâmica do líquido.

AVALIAÇÃO

A partir das vazões medidas e das áreas transversais específicas, a vazão correspondente pode ser calculada. Nesta configuração de experimento, isso é quase equivalente para todos os diâmetros de tubo para as mesmas configurações da bomba centrífuga, satisfazendo assim a equação da continuidade. Como um resultado adicional, o diagrama abaixo mostra a resistência ao fluxo R determinada para diferentes diâmetros de tubo e diferentes fluxos. Isso mostra a forte dependência do raio do tubo r esperado a partir da equação de Hagen-Poiseuille:

$$R \sim \frac{1}{r^4}$$

A Fig. 1 mostra que o caudal calculado a partir da velocidade medida e a área é praticamente a mesma em todos os diâmetros do tubo para tensões iguais e, portanto, a equação de continuidade é satisfeita.

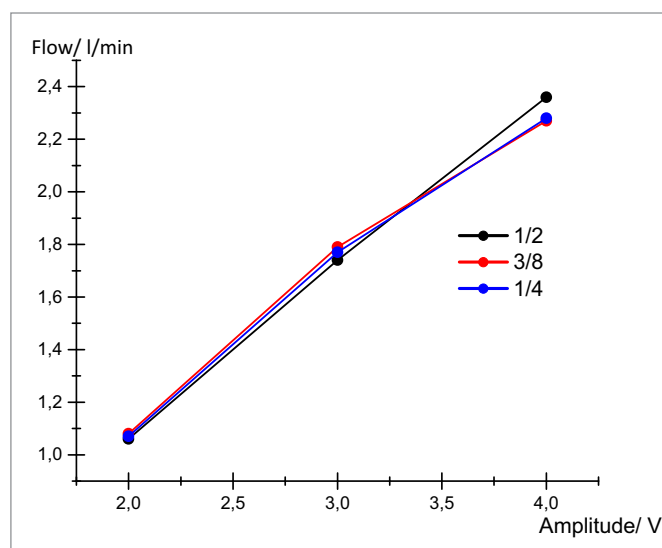


Figura 1: Vazões para diferentes diâmetros de tubo

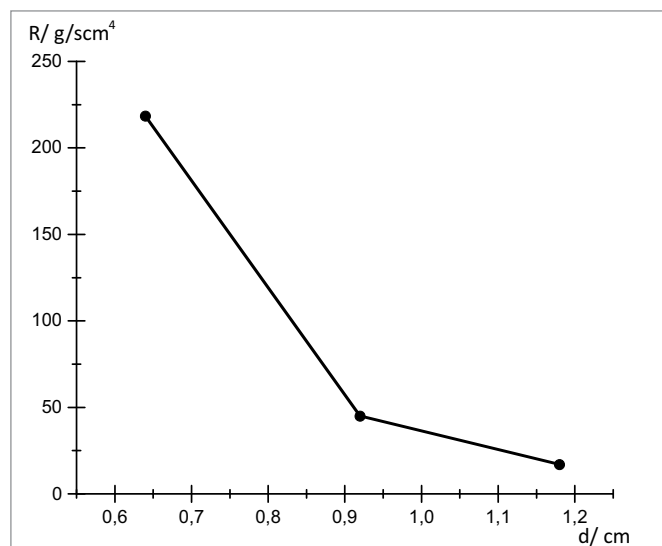


Figura 2: Resistência para diferentes diâmetros de tubo

UE9020400 | SONOGRAFIA DE DOPPLER



> TAREFAS

- Exames ultrassonográficos de Doppler de um modelo de braço humano.
- Medição da velocidade do fluxo do sangue.
- Diagnóstico de estenose (estenose vascular) em um braço.
- Gravação de espectros de Doppler e curvas de pulso.

OBJETIVO

Sonografia de Doppler - Investigando um modelo de braço

RESUMO

O objetivo do experimento é aprender como as medições do fluxo sanguíneo são feitas com o ultrassom de Doppler. Um modelo de braço realista é usado para mostrar as diferenças entre o fluxo contínuo (venoso) e pulsátil (arterial) e entre o fluxo sanguíneo normal e uma estenose.

APARELHOS NECESSÁRIOS

Número	Instrumentos	Artigo N°
1	Aparelho de ultra-som Doppler	1022330
1	Conjunto de aparelhos simulador de braço	1022331
1	Bomba centrífuga	1002575
1	Gel de contato para ultra-som	1008575

FUNDAMENTOS GERAIS

A sonografia de Doppler usa o efeito Doppler para avaliar se estruturas (geralmente o sangue) estão se movendo em direção à sonda ultrassônica ou se distanciando dela, e sua velocidade relativa. Ao se calcular o desvio de frequência de um volume de amostra particular, por exemplo, de um jato de fluxo sanguíneo sobre uma válvula cardíaca, a velocidade e a direção desse volume de amostra podem ser determinadas e visualizadas. O desvio de frequência de Doppler é a diferença na frequência ultrassônica entre os ecos transmitidos e recebidos, ou seja, a frequência de eco menos a frequência transmitida. A frequência de Doppler é proporcional à velocidade de fluxo sanguíneo.

A ultrassonografia de Doppler é particularmente útil em estudos cardiovasculares (sonografia do sistema vascular e do coração) e essencial em muitas áreas, tais como a determinação do fluxo sanguíneo reverso na vasculatura hepática na hipertensão portal. As informações de Doppler são exibidas graficamente utilizando o Doppler espectral ou como uma imagem utilizando o Doppler colorido.

Para o experimento, uma bomba é ligada e a velocidade é ajustada em uma faixa intermediária (aprox. 4000 min⁻¹). O modo é GK (continuamente, venoso). Com a sonda Doppler e o gel de acoplamento, o modelo de braço é escaneado para um vaso com um sinal de áudio significativo.

O fluxo na imagem espectral é analisado para componentes negativos e positivos. A direção da sonda é então alterada em 180°. Em seguida, o vaso é rastreado quanto a alterações na imagem espectral (estenose) e as diferenças entre as imagens do vaso “saudável” e a estenose serão caracterizadas.

Por último, a bomba é comutada para o modo P_1 e P_2 (pulsátil), as imagens são analisadas e a frequência de pulso é determinada.

AVALIAÇÃO

A figura 1 mostra um fluxo contínuo (venoso) com um desvio médio de aprox. -700Hz. O menos no deslocamento Doppler significa um fluxo longe da sonda.

A figura 2 é a distribuição espectral com a sonda girada. Fluxo em direção à sonda (o mesmo deslocamento Doppler, mas positivo).

A figura 3 é a imagem espectral de Doppler de uma estenose. As diferenças em relação a uma imagem normal (saudável) como mostrada na figura 1 são:

1. Um aumento local do deslocamento Doppler máximo (velocidade máxima de fluxo).
2. Uma diminuição da frequência média e um alargamento dos espectros.
3. Um aumento do fenômeno de refluxo (partes negativas e positivas do espectro).

A figura 4 mostra o fluxo pulsátil de P_1 com uma frequência de pulso de aprox. 90 min⁻¹.

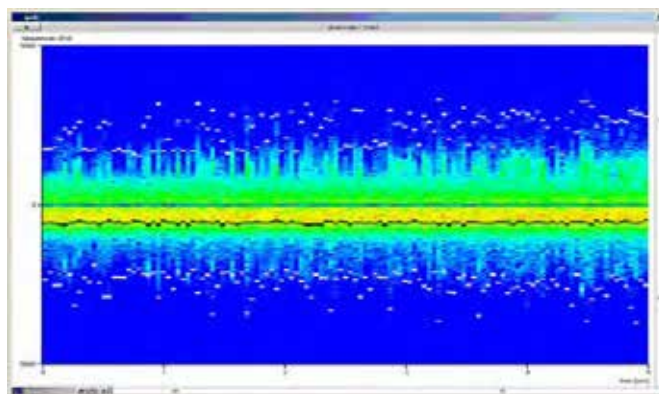


Figura 1: Espectro Doppler do fluxo sanguíneo nas veias

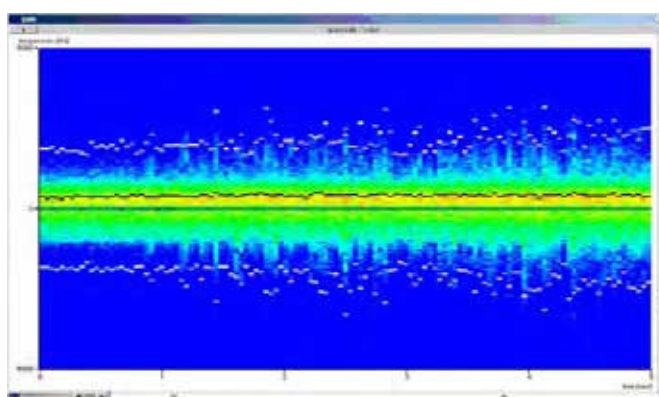


Figura 2: Distribuição espectral com a sonda girada

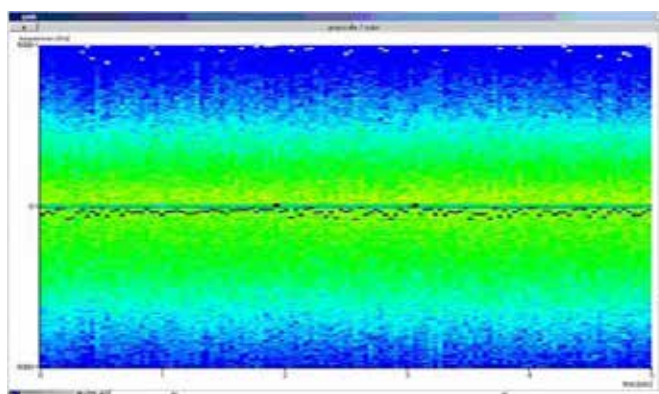


Figura 3: Espectro de Doppler de uma estenose

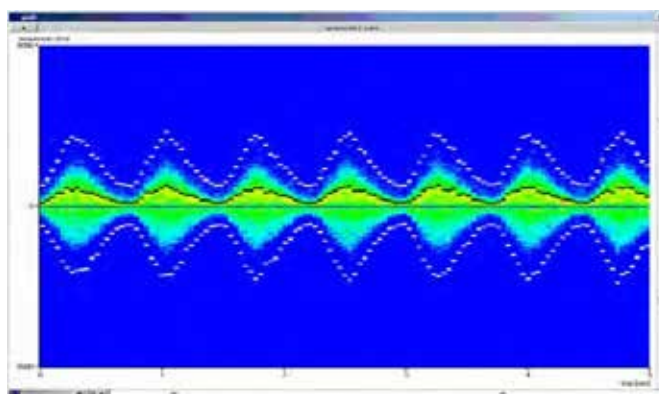


Figura 4: Fluxo pulsátil

EXPERIÊNCIAS DIDÁTICAS

OSCILAÇÕES E ONDAS MECÂNICAS



> FORNECIMENTO:

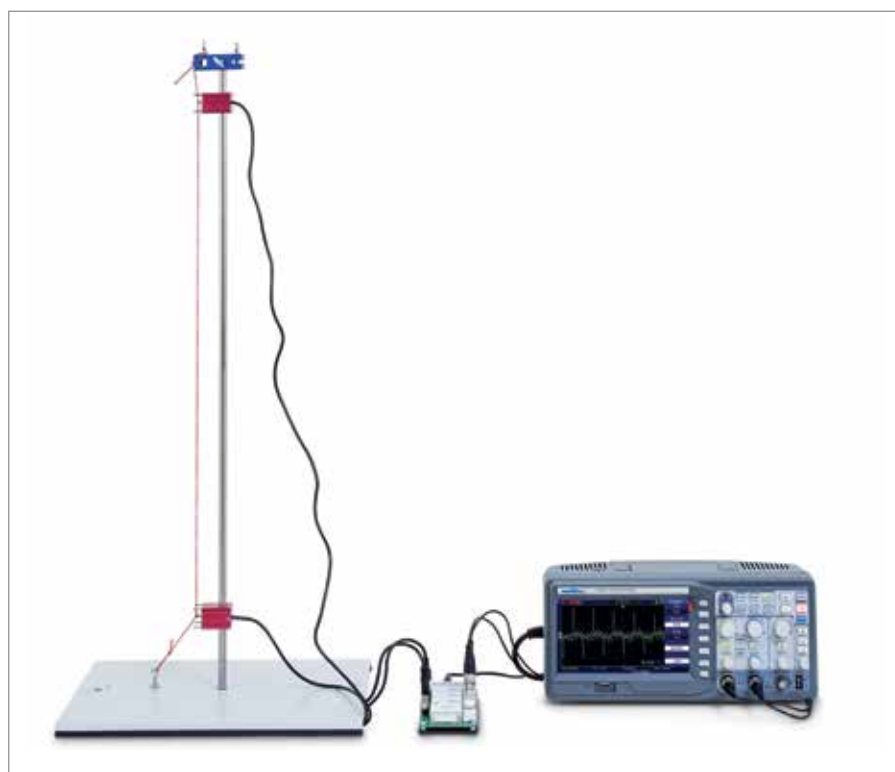
- 1 Aparelho de operação MEC
- 1 Fonte de alimentação
- 2 Dinamômetros
- 1 Motor excêntrico
- 1 Bobina de indução
- 1 Cronômetro
- 4 Molas helicoidais
- 1 Conjunto de 10 corpos de massa de 50g
- 1 Placa de base
- 1 Haste transversal
- 2 Hastes de suporte com rosca externa
- 2 Hastes de suporte com rosca interna e externa
- 2 Luvas duplas
- 1 Gancho magnético
- 1 Barra de imã
- 1 Corda elástica
- 1 Rolo com barbante de sisal
- 1 Olhal de fio
- 1 Anel de curto circuito
- 1 Metro articulado
- 2 Cabos BNC, 1 m
- 1 Cabo BNC/ 4 mm

> INCLUI CD COM INSTRUÇÕES DAS EXPERIÊNCIAS!

Conjunto abrangente de aparelhos para a realização de 23 experiências fundamentais relativas às características de oscilações e ondas mecânicas. Em caixa resistente de plástico com espuma na forma dos aparelhos e tampa transparente. Inclui CD com instruções de experiências.

SED oscilações e ondas mecânicas (230 V, 50/60 Hz)

SED oscilações e ondas mecânicas (115 V, 50/60 Hz)

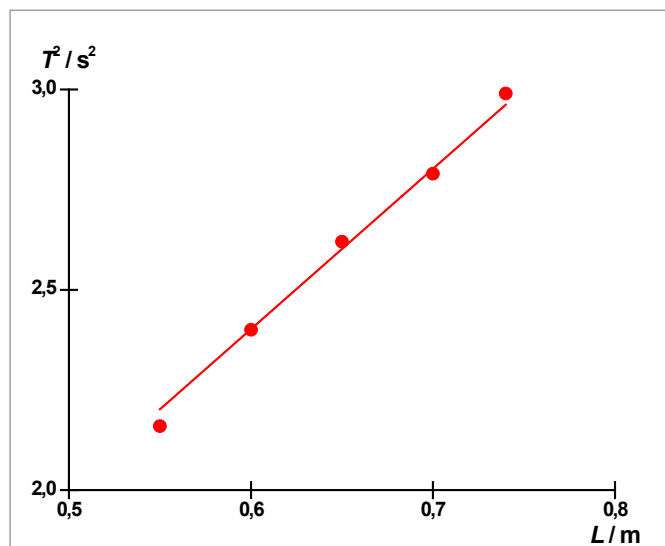


Reflexão de ondas em corda

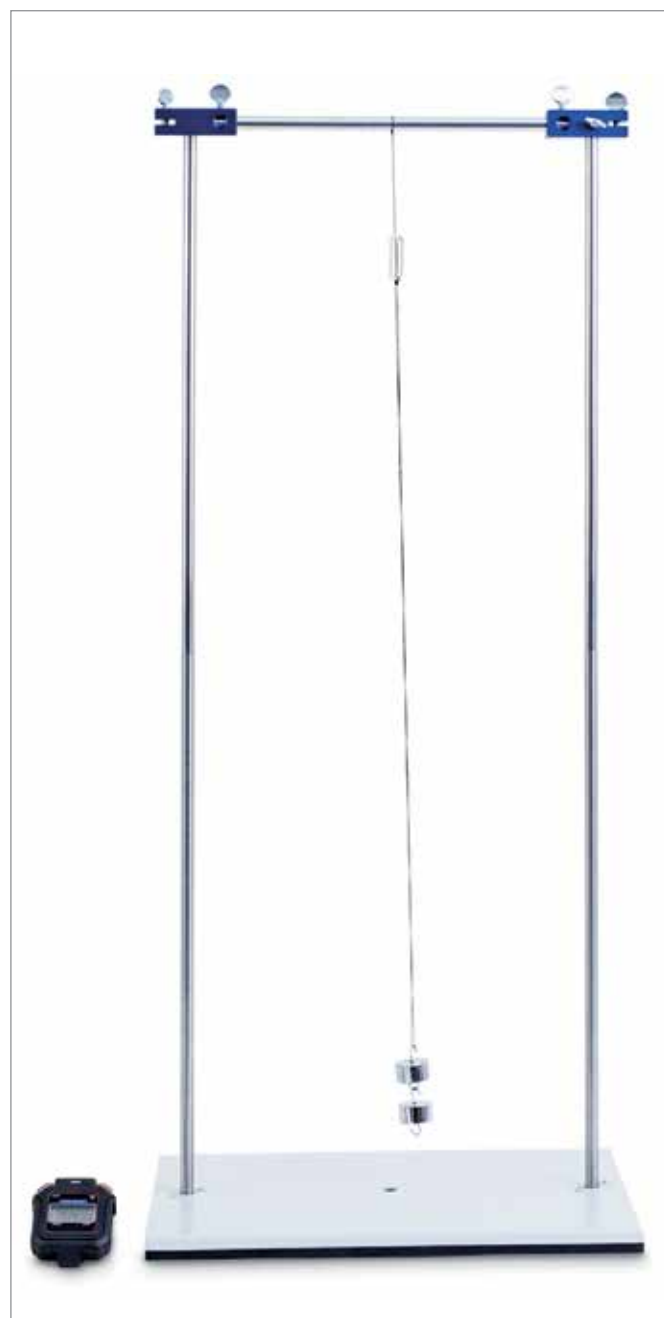
- Determinação de constantes de mola (2x)
- Oscilações de um pêndulo de mola *
- Oscilações de dois pêndulos “iguais” de mola * / **
- Oscilações de fase igual e contrária de dois pêndulos “iguais” de mola * / **
- Impulsão de um pêndulo de mola em repouso por um pêndulo de mola em oscilação * / **
- Sobreposição das oscilações de dois pêndulos de mola * / **
- Pêndulos de mola com disposição de molas em série * / **
- Pêndulos de mola com disposição de molas em paralelo * / **
- Oscilação própria de um pêndulo de mola *
- Formas de oscilação de uma mola helicoidal *
- Pêndulo suspenso (2x)
- Pêndulo de segundos
- Pêndulo de abafamento de Galileu
- Oscilações abafadas de um pêndulo de mola (2x) *
- Ondas estáticas em corda (2x) *
- Reflexão de ondas em corda *
- Velocidade de propagação de ondas em corda (2x) *
- Oscilações de cordas musicais *

Equipamento em aparelhos para oscilações e ondas mecânicas:
 1016652 SED Oscilações e ondas mecânicas (230 V, 50/60 Hz) ou
 1018476 SED Oscilações e ondas mecânicas (115 V, 50/60 Hz)
 Osciloscópio de dois canais, p.e.
 1020910 Osciloscópio digital 2x30 MHz
 (para experiências marcadas com *)
 1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30
 (para experiências marcadas com **)

DESCONTOS ESPECIAIS PARA AQUISIÇÃO A PARTIR DE 8 UNIDADES



Quadrado do seu período, como função do comprimento do pêndulo



Pêndulo suspenso

KIT DE EXPERIMENTOS ESCOLARES

ONDAS ULTRASSÔNICAS



> FORNECIMENTO:

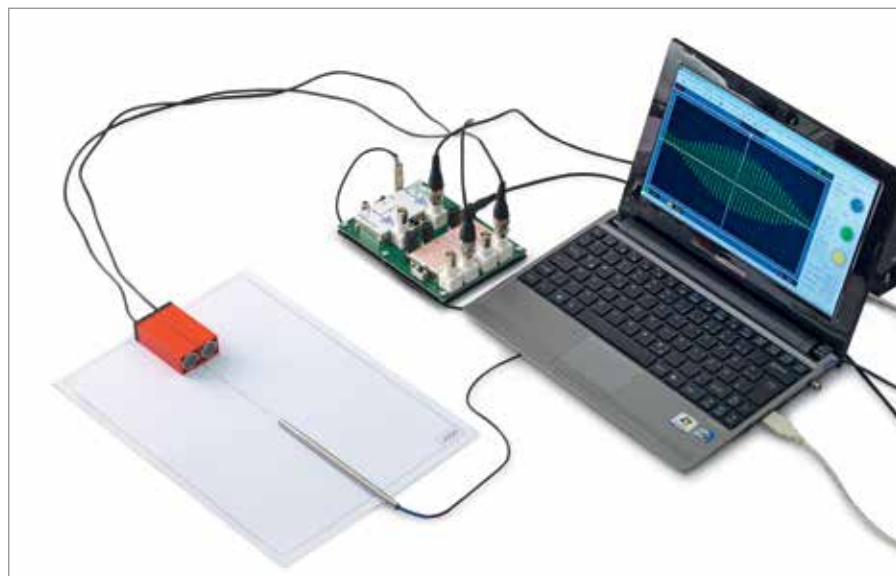
- 1 unidade operacional de US
- 2 emissores de ultrassom 40 kHz
- 1 caneta de US
- 1 suporte para caneta de US
- 1 pé para suporte para caneta de US
- 1 sonda microfone
- 2 divisores de feixe
- 3 prendedores para divisor de feixes
- 1 placa de zona de Fresnel
- 1 espelho côncavo
- 2 peças laterais para fenda dupla / refletores
- 1 barra central para fenda dupla
- 1 prendedor para fenda dupla
- 1 absorvedor de ultrassom
- 2 cabos BNC, 1 m
- 1 cabo BNC/ 4 mm
- 1 fonte de alimentação de energia

> INCLUI CD COM INSTRUÇÕES DAS EXPERIÊNCIAS!

Conjunto abrangente de aparelhos para representação das características básicas de ondas no exemplo de ondas ultrassônicas de 40 kHz em 30 experiências do estudante. Em caixa resistente de plástico com espuma na forma dos aparelhos e tampa transparente. Inclui CD com instruções de experiências. Com dois emissores de ultrassom, uma sonda microfone de haste para o registro e a análise das oscilações com osciloscópio padrão e caneta de ultrassom para registro das frentes de onda no plano da mesa como linhas de fase igual (isofases). Muitas experiências também podem ser executadas sem osciloscópio. Para a medição das amplitudes ultrassônicas, basta, em muitos casos, um voltímetro analógico para tensões alternadas com resposta de frequência suficiente.

1016651 SED ondas ultrassônicas (230 V, 50/60 Hz)

1014529 SED ondas ultrassônicas (115 V, 50/60 Hz)



INCLUSO 30 INSTRUÇÕES DE EXPERIÊNCIAS PARA ULTRASSOM:

- Representação de oscilações sonoras no osciloscópio *
- Relação entre oscilações e ondas *
- Comparação das oscilações em dois pontos em uma onda *
- Análise das relações entre fases com a caneta de US *
- Determinação de comprimento de onda e velocidade do som
- Dependência de temperatura da velocidade do som
- Característica de emissão dos emissores de ultrassom **
- Curva de ressonância do transformador de ultrassom *
- Transmissão e reflexão de ondas ultrassônicas **
- Absorção de ondas ultrassônicas **
- Sobreposição de oscilações de seno *
- Amplificação e anulação na sobreposição de oscilações de seno *
- Registro de frentes de ondas com a caneta de US
- Geração e comprovação de frentes de onda retilíneas
- Difração de ondas ultrassônicas em saliência
- Difração de ondas ultrassônicas em fenda única
- Interferência de dois feixes **
- Lei de reciprocidade na interferência de dois feixes **
- Difração em fenda dupla **
- Relações entre fases na difração em fenda dupla I *
- Relações entre fases na difração em fenda dupla I **
- Geração de imagem com espelho côncavo esférico **
- Construção de zonas de Fresnel **
- Geração de imagem com placa de zona de Fresnel **
- Interferência de ondas ultrassônicas em espelho de Lloyd **
- Construção de interferômetro simples **
- Construção de interferômetro de Michelson **
- Anulação da interferência por interrupção de um trajeto *
- Geração de ondas ultrassônicas estáticas **
- Flutuação com ondas ultrassônicas *
- Efeito Doppler com ondas ultrassônicas

Exigência complementar:

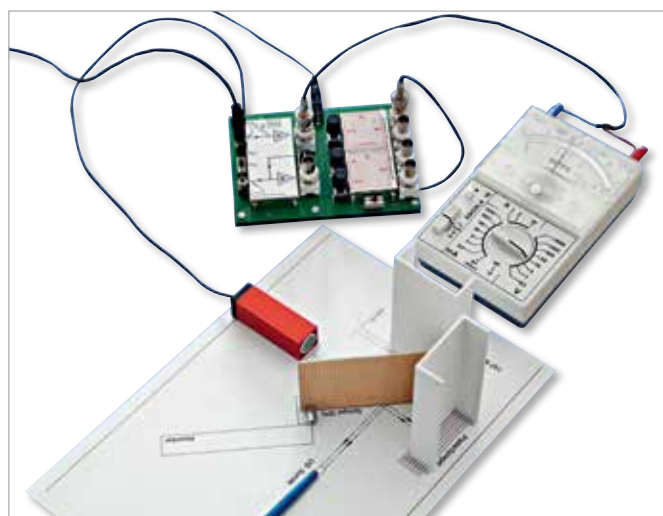
1020857 Osciloscópio PC 2x25 MHz

(para experiências marcadas com *)

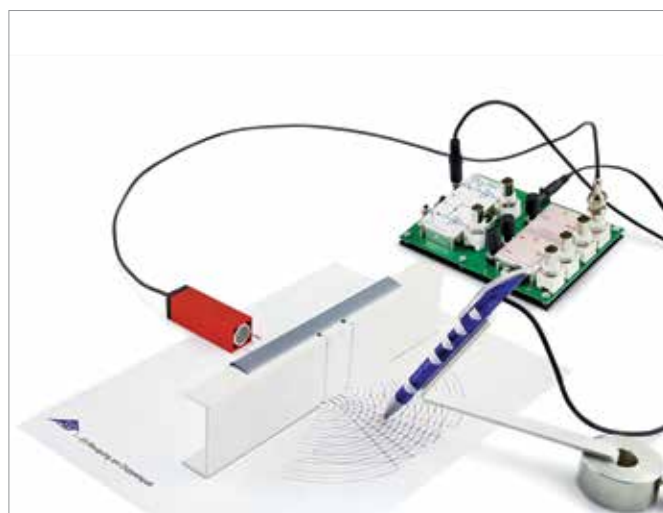
1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30

(para experiências marcadas com **)

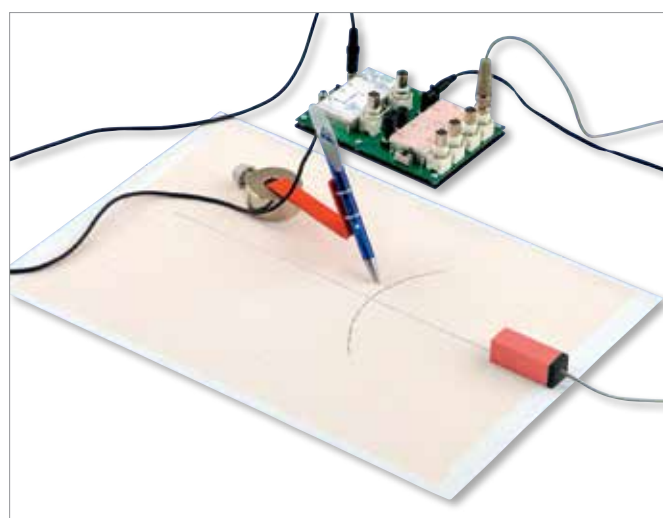
DESCONTOS ESPECIAIS PARA AQUISIÇÃO A PARTIR DE 8 UNIDADES



Interferômetro de Michelson



Difração em fenda dupla



Registro de frentes de ondas

KIT DE EXPERIMENTOS ESCOLARES ÓPTICA DE KRÖNCKE



> FORNECIMENTO:

- 1 luminária óptica K
- 1 transformador 12 V, 25 VA
- 1 banco óptico K, 1000 mm
- 6 cavaletes ópticos K
- 2 pinças de fixação K
- 2 lentes convergentes K, $f = 50$ mm
- 2 lentes convergentes K, $f = 100$ mm
- 2 lentes convergentes K, $f = 150$ mm
- 1 lente convergente K, $f = 300$ mm
- 1 lente convergente K, $f = 500$ mm
- 1 lente divergente K, $f = -100$ mm
- 1 lente divergente K, $f = -500$ mm
- 1 diafragma com 1 fenda
- 1 diafragma com 3 fendas
- 1 foto em quadro de slide
- 1 tela, transparente
- 1 tela, branca
- 1 conjunto de 4 filtros cromáticos
- 1 metro, 15 mm
- 1 traço de pontos luminosos
- 1 diafragma de orifício de 1 mm
- 1 diafragma de orifício de 6 mm

> INCLUI CD COM INSTRUÇÕES DAS EXPERIÊNCIAS!

ÓPTICA DE KRÖNCKE EM EXERCÍCIOS DIDÁTICOS E NA PRÁTICA

O sistema óptico segundo Kröncke oferece a robusta confiabilidade já confirmada através das décadas com a precisão necessária para o uso didático e prático em numerosas experiências com a óptica geométrica e a ondulatória. As experiências são realizadas de modo clássico com uma lâmpada incandescente de luz branca, cuja espiral está representada numa fenda deslocável, isto é particularmente útil para a observação de interferências. Todos os componentes ópticos estão montados em telas diafragma sem haste, previstas para serem deslocadas e serem exatamente ajustadas no cavaleiro óptico com facilidade, mesmo perpendicularmente ao percurso dos raios. Os cavaletes ópticos podem ser levados ao perfil em U do banco óptico e fixados com um mínimo de esforço tensor.

ÓPTICA GEOMÉTRICA:

- Câmera de orifício
- Reprodução através de lente convergente
- Erro de projeção
- Projeção no olho (modelo de olho)
- Correção dos defeitos da vista
- Lupa
- Microscópio
- Telescópio astronômico
- Luneta
- Projetor de slides

Equipamento em aparelhos para a óptica geométrica:

- 1009932 Conjunto básico óptica de Kröncke (230 V, 50/60 Hz)
- ou
- 1009931 Conjunto básico óptica de Kröncke (115 V, 50/60 Hz)

POLARIZAÇÃO:

- Polarização de ondas transversais
- Polarizador e analisador
- Visibilidade da luz polarizada em água turva
- Dupla refração
- Rotação do nível de polarização numa solução de açúcar

Equipamento em aparelhos para polarização:

- 1009932 Conjunto básico óptica de Kröncke (230 V, 50/60 Hz)
ou
1009931 Conjunto básico óptica de Kröncke (115 V, 50/60 Hz)
1009701 Conjunto complementar para polarização

CONJUNTO COMPLEMENTAR PARA POLARIZAÇÃO

Conjunto complementar para o conjunto básico para óptica de Kröncke (1009932 ou 1009931) para a realização de experiências didáticas com a polarização de ondas luminosas.

Equipamentos:

- 1 par de filtros polarizadores K
1 diafragma de orifício de 10 mm
1 cuba, quadrada
1009701

INTERFERÊNCIA:

- Espelho de Fresnel
- Difração em pequenas aberturas e discos
- Difração em fenda de ar
- Difração em fio
- Difração em fendas múltiplas
- Difração na grade
- Capacidade de resolução óptica
- Determinação do comprimento de onda da luz

Equipamento em aparelhos para interferência:

- 1009932 Conjunto básico óptica de Kröncke (230 V, 50/60 Hz)
ou
1009931 Conjunto básico óptica de Kröncke (115 V, 50/60 Hz)
1009700 Conjunto complementar para interferência

CONJUNTO COMPLEMENTAR PARA INTERFERÊNCIA

Conjunto complementar para o conjunto básico para óptica de Kröncke (1009932 ou 1009931) para a realização de experiências didáticas com interferência de ondas luminosas.

Fornecimento:

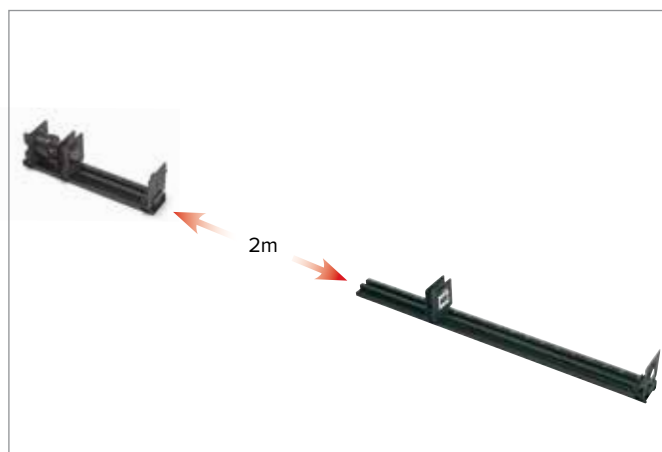
- 1 banco óptico K, 500 mm
1 fenda móvel K
1 diafragma com 9 discos
1 diafragma com 9 orifícios circulares
1 diafragma com 3 fendas únicas e 1 fenda dupla
1 diafragma com 4 fendas múltiplas e grade
1 diafragma com 3 grades de linhas
1 parafuso micrométrico K
1 espelho de Fresnel K
1009700



Visibilidade da luz polarizada na água turva



Projektor de slide



Difração na fenda múltipla

DESCONTOS ESPECIAIS PARA AQUISIÇÃO A PARTIR DE 8 UNIDADES

KIT DE EXPERIMENTOS ESCOLARES ELETRICIDADE E MAGNETISMO



> FORNECIMENTO:

- 1 Conjunto de cabos experimentais
- 1 Ímã de bastão, aprox. 65x16x5 mm³
- 1 Ímã de ferradura, ALNICO, plano
- 1 Tábua de resistência
- 1 Núcleo de transformador 20x20 mm²
- 1 Parafuso tensor
- 1 Bobina 200/400/600 espiras
- 1 Bobina 400/400/800 espiras
- 2 Ramificações de corrente (elemento de encaixe)
- 1 otenciômetro 100 Ω (elemento de encaixe)
- 1 Comutador (elemento de encaixe)
- 1 Capacitor 4700 μF (elemento de encaixe)
- 1 Capacitor 10 μF (elemento de encaixe)
- 1 Resistência 33 Ω (elemento de encaixe)
- 1 Resistência 47 Ω (elemento de encaixe)
- 1 Resistência 1 kΩ (elemento de encaixe)
- 1 Resistência NTC 100 Ω (elemento de encaixe)
- 2 Roscas E₁₀ (elemento de encaixe)
- 2 Lâmpadas incandescentes E₁₀, 7 V
- 1 Caixa de conservação com 1 jogo de linhas com anel em O, 2 Tomadas de rosca, 2 Pinos de rosca, 2 Clipes, 2 Eletrodos de alumínio, Arame de constância
- 50 g Limadura de ferro
- 50 m Arame de níquel cromado, 0,2 mm
- 50 m Arame de ferro, 0,2 mm
- 1 Vela de Réchaud

Versátil conjunto de aparelhos para a realização de 41 experiências didáticas na eletricidade e magnetismo. Em caixa de plástico estável com estofamento de espuma com o perfil dos aparelhos e tampa transparente. Inclui CD com instruções para experiências. As experiências são realizadas com economia de espaço e mesmo assim são claramente visíveis quando montadas e executadas sobre a SED placa base (1000789).
1008532

SED alimentação elétrica

Aparelho de alimentação elétrica AC/DC para SED eletricidade e magnetismo (1008532).

- Limitação da tensão de 25 V AC e 60 V DC
- Transformador de segurança em conformidade com EN 61558-2-6
- Isolação segura entre tensão de alimentação e circuitos de saída

Tensão: 1,5/ 3,0/ 4,5/ 6,0 V AC/DC

SED alimentação elétrica (230 V, 50/60 Hz) 1021686

ou

SED alimentação elétrica (115 V, 50/60 Hz) 1021687



> INCLUI CD COM INSTRUÇÕES DAS EXPERIÊNCIAS!

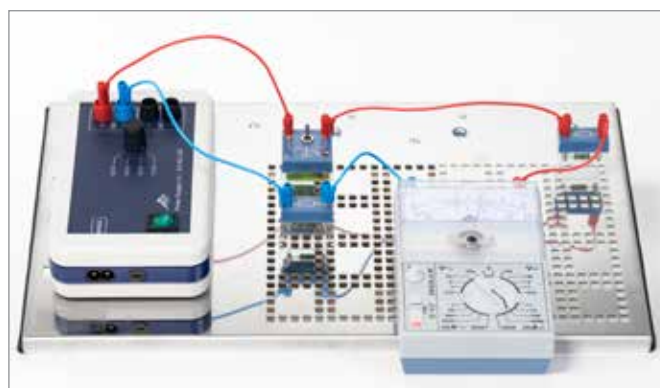
INCLUSO 38 INSTRUÇÕES DE EXPERIÊNCIAS PARA A ELETRICIDADE E MAGNETISMO

- Circuito elétrico fechado
- Condutor e não condutor
- Circuito elétrico sem ramificação
- Circuito elétrico ramificado
- Potência da corrente no circuito não ramificado
- Potência da corrente no circuito ramificado
- Tensão de fonte e voltagem terminal
- Tensão no circuito sem ramificação
- Tensão no circuito ramificado
- Divisor de tensão
- Lei de Ohm
- Dependência da temperatura da resistência (arame de ferro)
- Diagrama de corrente-tensão de uma lâmpada incandescente
- Diagrama de corrente-tensão de um condutor quente
- Lei da resistência
- Resistência no circuito sem ramificação
- Resistência no circuito ramificado
- Resistência e tensão no circuito não ramificado
- Resistência e potência de corrente no circuito ramificado
- Divisor de tensão com e sem carga
- Diagrama de tensão-tempo na carga e descarga de um condensador
- Diagrama de potência de corrente-tempo na carga e descarga de um condensador
- Relação entre Carga e tensão
- Condensador no circuito de corrente contínua e alterna (comportamento)
- Corpo de provas no campo magnético
- Pólo magnético
- Campo magnético de um ímã de ferradura e de um ímã de bastão
- Dipolos magnéticos
- Bobina como ímã
- Forças no campo magnético de uma bobina
- Indução por movimento relativo
- Indução por mudança do campo magnético
- Lei de indução
- Resistência de Ohm no circuito de corrente contínua e alterna
- Condensador no circuito de corrente contínua e alterna (Resistência)
- Bobina no circuito de corrente contínua e alterna
- Eficiência de um transformador
- Tensão e número de espiras no transformador sem carga
- Transformador com carga
- Transformador muito carregado
- Eletricidade térmica

Equipamento em aparelhos para eletricidade e magnetismo:

- 1008532 SED eletricidade e magnetismo
- 1000789 SED placa base
- 1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30
- 1021686 SED alimentação elétrica (230 V, 50/60 Hz) ou
- 1021687 SED alimentação elétrica (115 V, 50/60 Hz)

DESCONTOS ESPECIAIS PARA AQUISIÇÃO A PARTIR DE 8 UNIDADES



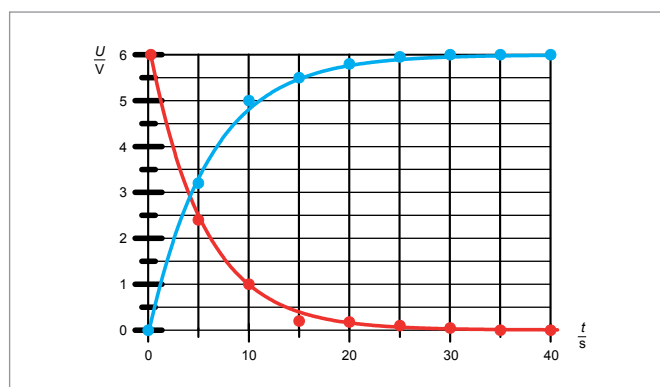
A força elétrica num circuito elétrico fechado



Lei de resistência



Carga e descarga de um capacitor (tensão)



Capacitor: carregado (azul) e descarregado (vermelho)(rouge)

KIT DE EXPERIMENTOS ESCOLARES ELÉTRICA



> FORNECIMENTO:

- 1 Conjunto de 10 conectores de ponte
- 1 Resistência 100 Ω , 2W
- 1 Resistência 470 Ω , 2 W
- 1 Resistência 1 k Ω , 2 W
- 1 Resistência 4,7 k Ω , 2 W
- 1 Resistência 10 k Ω , 0,5 W
- 1 Resistência 47 k Ω , 0,5 W
- 1 Capacitor eletrolítico 100 μ F, 35 V
- 1 Capacitor eletrolítico 470 μ F, 16 V
- 1 Soquete de lâmpada E10 acima
- 1 Conjunto de 10 Lâmpadas E10, 12 V; 100 mA
- 1 Conjunto de 10 Lâmpadas E10, 4 V; 40 mA
- 1 Interruptor articulado, um pólo
- 1 Interruptor de contato de um pólo, abridor
- 1 Interruptor de contato de um pólo, fechador
- 4 Si-Diodos 1N 4007
- 1 Ge-Diodo
- 1 Diodo Z ZPD 6,2
- 1 LED, verde
- 1 LED, vermelho
- 1 Fotoresistor LDR 05
- 1 NTC Termistor 2,2 k Ω
- 1 PTC Termistor 100 Ω
- 1 Potenciômetro 220 Ω , 3 W
- 1 NPN Transistor BD 137
- 1 PNP Transistor BD 138
- 1 Transistor de efeito de campo BF 244
- 1 Tiristor TYN 1012
- 1 Comutador, um pólo
- 1 fone de ouvido interno

Conjunto de aparelhos para execução de 11 experiências fundamentais do estudante da área da eletrônica. Em caixa resistente de plástico com espuma na forma dos aparelhos e tampa transparente. As ligações são construídas com componentes na caixa de conexões sobre placa de conexões. A alimentação de energia ocorre por fonte externa. Inclui CD com manual para experiências.

1021672

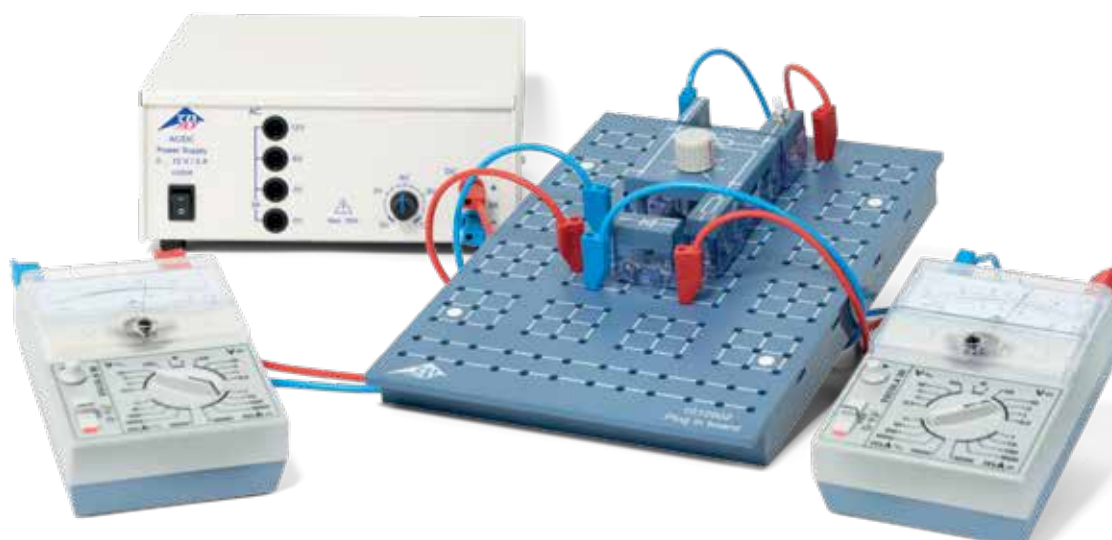
INCLUI 11 INSTRUÇÕES DE EXPERIÊNCIAS DE ELETRÔNICA:

- Linhas características de um diodo semicondutor
- Linha característica de um LED
- Linha característica de um diodo Z
- Verificação do fluxo de corrente em um transistor
- Linhas características de um transistor
- Fotoresistor LDR
- Tiristor em um circuito de corrente contínua
- Comportamento térmico de uma resistência NTC e uma resistência PTC
- Operações de comutação com atraso
- Linhas características de um transistor de efeito de campo
- Verificação de zumbido

EQUIPAMENTOS ELÉTRICA:

- 1021672 SED eletrônica
- 1012902 Placa de encaixe para elementos de montagem
- 1021091 Fonte AC/DC 0 - P-12 V, 3 A (230 V; 50/60 Hz) ou
- 1021092 Fonte AC/DC 0 - P-12 V, 3 A (115 V; 50/60 Hz)
- 1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30 (2x)
- 1002840 Conjunto de cabos para experiências, 75 cm

> INCLUI CD COM INSTRUÇÕES DAS EXPERIÊNCIAS!



Linha característica de um diodo Z



Verificação do fluxo de corrente em um transistor

DESCONTOS ESPECIAIS PARA AQUISIÇÃO A PARTIR DE 8 UNIDADES



Tiristor em um circuito de corrente contínua

KIT DE EXPERIMENTOS ESCOLARES

ENERGIA SOLAR



> FORNECIMENTO:

- 1 Lâmpada halógena
- 2 Módulos solares
- 2 Multímetros digitais
- 1 Luxímetro
- 1 Termômetro digital
- 1 Placa de conexões com cascata de resistências
- 1 Controlador de potência
- 1 Jumper
- 1 Conjunto de cabos de experiência
- 1 Travessa
- 1 Arco de suporte
- 1 Conjunto de coberturas de módulo
- 1 Caso

> INCLUI CD COM INSTRUÇÕES DAS EXPERIÊNCIAS!

Conjunto abrangente de aparelhos para realização de 16 experiências sobre energia solar. Os parâmetros e características fundamentais de módulos solares e fatores de influência sobre sua eficiência energética podem ser comprovados por experiências. Em caixa metálica resistente com inserções de espuma na forma dos aparelhos. O sistema permite montagem simples e compacta de todas as experiências dentro ou na tampa do estojo. Inclui CD com instruções de experiências.

SED Energia solar (230 V, 50/60 Hz) 1017732

SED Energia solar (115 V, 50/60 Hz) 1017731

INCLUI 16 INSTRUÇÕES DE EXPERIÊNCIAS PARA ENERGIA SOLAR:

- Intensidades de luz de diferentes fontes de luz
- Fatores que influenciam a potência de um módulo solar
- Cobertura por sombras de módulos solares ligados em série
- Influência da cobertura por sombras sobre a tensão entre bornes de um módulo solar
- Influência da intensidade da luz sobre a tensão de marcha em vazio e a corrente de curto-circuito de um módulo solar
- Influência do ângulo de incidência sobre a tensão de marcha em vazio e a corrente de curto-circuito de um módulo solar
- Tensão de marcha em vazio e corrente de curto-circuito de módulos solares com ligação em série e em paralelo
- Linha característica corrente-tensão de um módulo solar
- Linha característica corrente-tensão com ligação em série
- Linha característica corrente-tensão com ligação em paralelo
- Resistência de carga ideal com ângulo de incidência alterado
- Dependência da temperatura da tensão de marcha em vazio e da corrente de curto-circuito de um módulo solar
- Dependência da temperatura da potência de módulos solares
- Linha característica corrente-tensão do módulo solar iluminado e não iluminado *
- Montagem de uma instalação fora de rede **
- Transformação de energia ***

EQUIPAMENTO EM APARELHOS PARA ENERGIA SOLAR:

1017732 SED Energia solar (230 V, 50/60 Hz)

ou

1017731 SED Energia solar (115 V, 50/60 Hz)

1003312 Fonte de alimentação DC (230 V, 50/60 Hz)

ou

1003311 Fonte de alimentação DC (115 V, 50/60 Hz)
(para experiências marcadas com *)

1017734 Contador de carga com bloco de bateria de 8 V

1002811 Cronômetro digital

(para experiências marcadas com **)

1017735 Motor de engrenagens com polia

1018597 Conjunto de pesos de 1 g até 500 g,
de entalhe com suporte

1007112 Corda de experiências

1002811 Cronômetro digital

(para experiências marcadas com ***)

CONTADOR DE CARGAS COM BATERIA

Contador de carga para medição de corrente elétrica com bateria para armazenamento de energia. É indicado, por meio de um voltímetro, carga ou consumo. Conforme a faixa de medição, 1 V no voltímetro corresponde a 0,1, 1 ou 10 As.

Faixa de medição: 1/10/100 As (carga máx. mensurável ± 499 As)

Alimentação elétrica: Bateria de 9 V sobre conector oco DC

Corrente de carga: máx. 500 mA

Corrente de

carregamento da bateria: máx. 50 mA

Fonte externa de tensão: Pannel solar ou fonte DC (máx. 12 V DC) com limitação de corrente de 50 mA sem carga no contador de carga

Conectores: conectores de segurança de 4 mm

Dimensões: aprox. 105x75x35 mm³

Peso: aprox. 200 g incluindo bateria com invólucro

1017734

MOTOR DE ENGRENAGENS COM POLIA

O motor de engrenagens com polia se destina, em combinação com o sistema de aparelhos do estudante energia solar, como consumidor para a comprovação da transformação da energia. O motor está montado sobre uma placa de base e é equipado com uma polia. A ligação da energia elétrica ocorre por meio de conectores de segurança de 4 mm. Podem ser suspensas massas de até 1 kg, no máximo.

Alimentação elétrica: máx. 12 V DC

Corrente de carga: máx. 50 mA

Torque: 0,41 Nm

Número de giros: em marcha lenta 76,1 rpm.

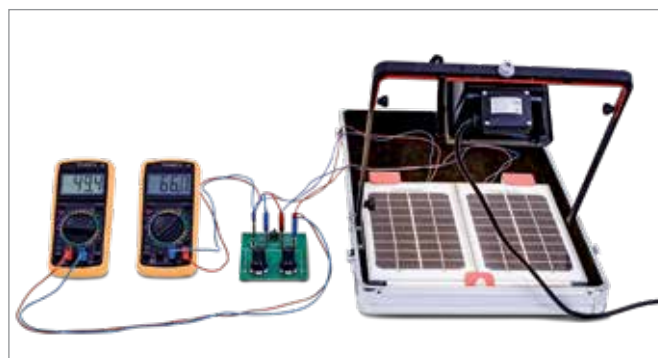
Conectores: conectores de segurança de 4 mm

Dimensões: aprox. 105x75x45 mm³

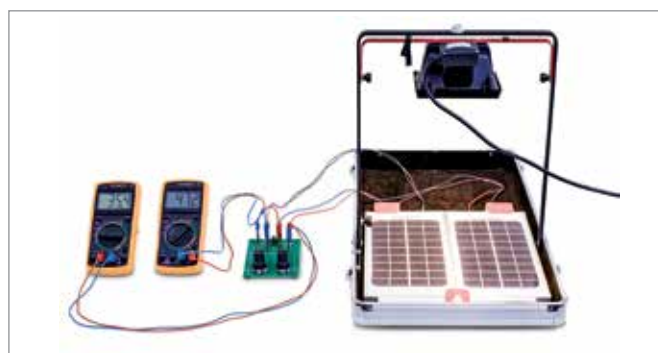
Peso: aprox. 220 g

1017735

DESCONTOS ESPECIAIS PARA AQUISIÇÃO A PARTIR DE 8 UNIDADES



Resistência de carga ideal com ângulo de incidência alterado



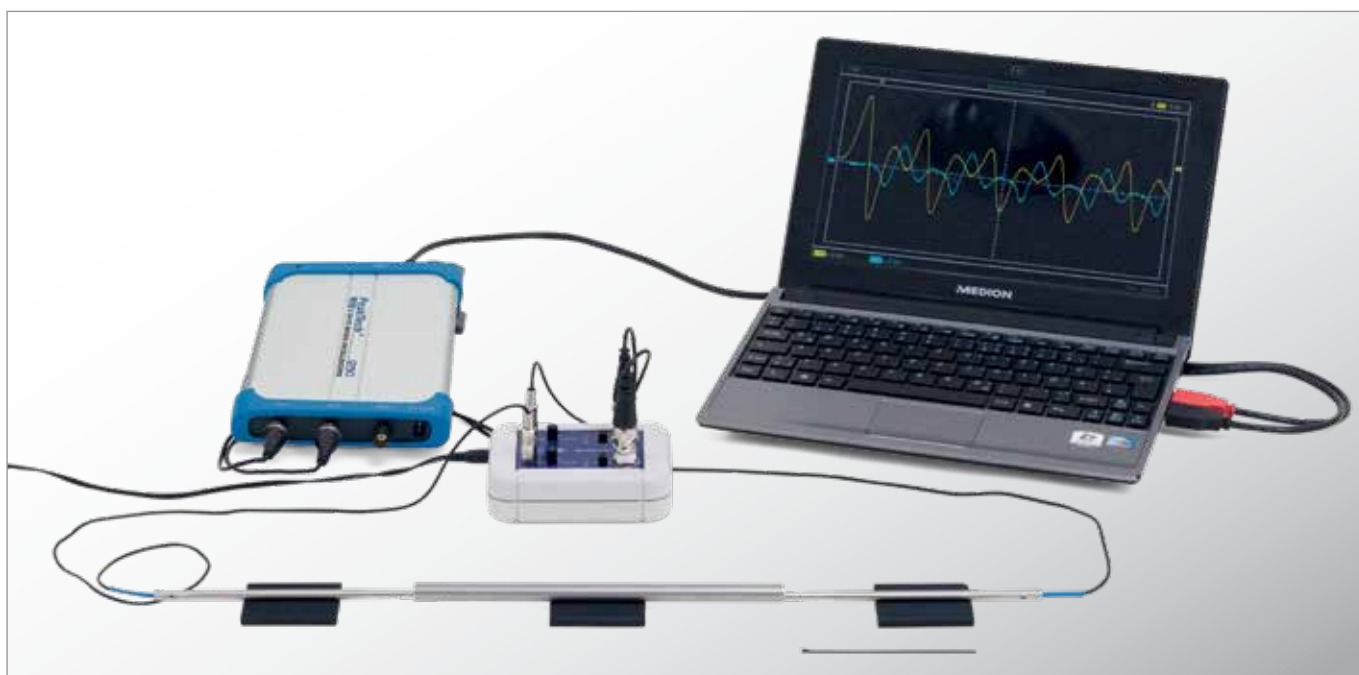
Linha característica corrente-tensão com ligação em série



Dependência da temperatura da potência de módulos solares

KIT DE EXPERIMENTOS ESCOLARES

PROPAGAÇÃO DO SOM EM CORPOS SÓLIDOS



> FORNECIMENTO:

- 6 hastes de prova 200 mm de vidro, acrílico, PVC, madeira (faia), aço inoxidável e alumínio
- 4 hastes de prova 100 mm de cobre, latão, aço inoxidável e alumínio
- 1 haste de prova 400 mm de aço inoxidável
- 2 martelos para tocar
- 2 sondas microfones
- 1 caixa microfone
- 1 Fonte de alimentação 12 V AC
- 3 tapetes de borracha 50x40x5 mm³

> MONTAGEM COMPACTA NA MESA DO LABORATÓRIO

CONJUNTO DE APARELHOS “PROPAGAÇÃO DO SOM EM HASTES”

Conjunto de aparelhos para análise da propagação do som e para determinação da velocidade do som em hastes de diferentes materiais. O conjunto de aparelhos é constituído de diferentes hastes de prova, duas sondas microfone e uma caixa microfone para conexão a um osciloscópio. Em forte estojo plástico com inserções de espuma na forma dos aparelhos e tampa transparente.

Conjunto de aparelhos “Propagação do som em hastes” (230 V, 50/60 Hz) 1018469 ou

Conjunto de aparelhos “Propagação do som em hastes” (115 V, 50/60 Hz) 1018468

Exigência necessária:

Osciloscópio de dois canais, por exemplo, 1020857 Osciloscópio PC 2x25 MHz

TEMAS PARA EXPERIÊNCIAS:

- Velocidade de propagação de impulsos sonoros em diferentes hastes
- Comparação da propagação de ondas longitudinais e transversais
- Ondas sonoras estáticas em hastes curtas
- Polaridade da reflexão na extremidade da haste
- Reflexão múltipla nas extremidades de hastes longas



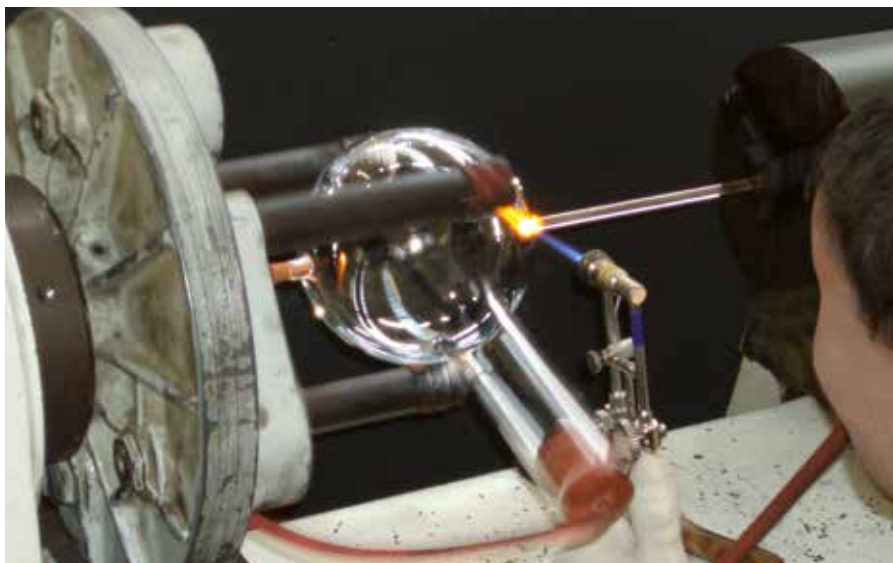
MEDIÇÃO SEM CONTATO E COM BAIXO ABAFAMENTO DAS ONDAS SONORAS

A PRODUÇÃO DA FÍSICA NA 3B SCIENTIFIC EM ALEMANHA, KLINGENTHAL



FABRICAÇÃO DE UM TUBO DE ELÉTRONS TELTRON® NA 3B SCIENTIFIC

Os tubos de elétrons são fabricados em muito poucos lugares no mundo. Só uma mão-de-obra especialmente formada com anos de experiência pode dominar o processo de grande exigência técnica que é necessário para que sempre possamos proporcionar a mesma qualidade aos os tubos de elétron TELTRON®

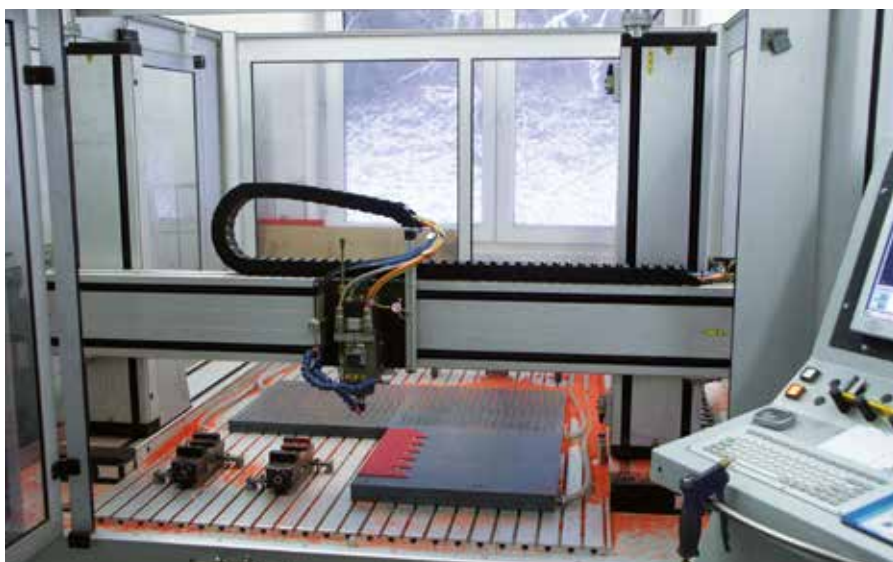


FABRICAÇÃO DE GRUPOS DE MONTAGEM NO CENTRO DE TRATAMENTO CNC

Os conhecidos aparelhos didáticos de qualidade resultam de uma conjugação de novos procedimentos técnicos e a antiga tradição artesanal. O centro de tratamento CNC em Klingenthal garante, além da precisão mecânica necessária para a fabricação de aparelhos de física, também a produção com alta eficiência de custos mantendo sempre a mesma qualidade.

POSTO DE TRABALHO CAD/CAM

A partir do programa CAD (Computer Aided Design) segue imediatamente o controle por CAM (Computer Aided Manufacturing) da fresa para placas. Assim podem ser rapidamente realizadas demandas de projetos especiais com a precisão habitual.



MARCA LAB
Alverca Park - Núcleo Empresarial
Armazém Fração A · Estrada Nacional 10, Km 126,5
2615-701 Sobralinho - Alverca do Ribatejo · Portugal
Tlf.: +351 219 598 163
www.marcalab.pt · geral@marcalab.pt

TUBOS DE SOMBRA CRUZADA

Demonstração da propagação retilínea dos elétrons num espaço livre de campos eletromagnéticos

› Descubra mais na página 170

