



EXPERIMENTOS DE FÍSICA E INGENIERÍA

Mecánica | Termodinámica | Electricidad | Óptica | Física atómica y moderna | Bio- y física médica

Encuentre todos los productos online en 3bscientific.com

APRECIADO, APRECIADA CLIENTE



Dr. Johannes Recht

El catálogo revisado de Física e Ingeniería contiene ahora más de 135 experimentos para el laboratorio moderno. Esta seria colección cubre todo el espectro de la Física, desde lo clásico a lo moderno.

Cada experimento incluye:

- Objetivos
- Ilustración sencilla de seguir para realizar el montaje de experimentación
- Introducción a los fundamentos teóricos y experimentales
- Resumen de los resultados esperados tras la experimentación
- Lista detallada del equipo requerido

Nuestro sitio web, www.3bscientific.com, le proporciona información detallada al igual que las especificaciones completas de los productos.

Algunos de los experimentos son compatibles con nuestro sistema de registro de datos VinciLab o WiLab. El potente programa de evaluación Coach7 le permite el registro y análisis de los datos de medición además de realizar análisis por vídeo y modelado por PC.

Por otra parte, nos sentimos muy orgullosos de presentarles el nuevo capítulo dedicado a la Biofísica y a la Física médica.

Lo más destacado cubre los siguientes temas:

- Mecánica de fluidos
- Efecto de Zeeman
- Instalación y optimización de sistemas fotovoltaicos
- Velocidad del sonido en sólidos
- Neurofisiología

Si necesita juegos diseñados a la medida, podemos ensamblarlos para usted a pedido. Nos esforzamos en crear experimentos que cubran todas sus necesidades de enseñanza y aprendizaje y estamos dispuestos a discutirlos con usted. Puede contactarnos telefónicamente, por correo electrónico o a través de nuestro sitio web 3bscientific.com. De esta página puede descargar manuales de instrucciones y toda la información acerca de los productos en formato PDF.

Continuaremos siendo su socio cuando se trate de equipar su laboratorio o aula de clase.

Atentamente

Dr. Johannes Recht | Director de negocios de ciencias naturales

¡CONÉCTESE CON NOSOTROS!



3BSCIENTIFIC.COM

Visítenos en línea! El pedido en línea ahorra tiempo y le da acceso a la información completa del producto! También puede utilizar la función de pedido rápido!



Mande un E-Mail:
E3BS@3BSCIENTIFIC.COM



¡Llámanos! ¡Estaremos encantados de responder a sus preguntas!
+ 34 96 131 84 38



Copyright © 2020 3B Scientific GmbH, Hamburg.

La reproducción y la publicación sin autorización del material del catálogo están prohibidas.



EXPERIMENTO LA RUEDA DE MAXWELL

Con el nuevo registrador de datos WILab, opera con las Chromebooks, iPads, tabletas Android y con ordenadores Mac y Windows

PÁGINA 42

NUEVO EXPERIMENTO EFECTO DE ZEEMAN PÁGINA 244



NUEVO EXPERIMENTO ECOGRAFÍA DOPPLER PÁGINA 276



MECÁNICA

Métodos de medición

Esférómetro.....6

Procedimiento de medición

Longitud y Volumen8

Constante gravitacional 10

Fuerzas

Ley de Hooke..... 12

Palanca de un brazo y palanca

de dos brazos 14

Paralelogramo de Fuerzas..... 16

Plano inclinado..... 18

Fricción por adherencia

y deslizamiento..... 20

Principio de Arquímedes..... 22

Movimientos de traslación

Movimientos uniformemente

acelerados..... 24

Movimiento uniformemente acelerado.... 26

Ley de choques 28

Caída libre 30

Tiro parabólico..... 32

Choques en dos dimensiones..... 34

Movimientos de rotación uniformemente

acelerados..... 36

Momento de inercia I..... 38

Momento de inercia II..... 40

Rueda de Maxwell 42

Movimientos del giroscopio

Precesión y nutación de un

giroscopio..... 44

Oscilaciones

Oscilaciones armónicasde un

péndulo simple 46

Oscilaciones elípticasde un

péndulo simple 48

Péndulo de aceleración variable 50

Péndulo reversible de Kater..... 52

Péndulo de Foucault..... 54

Oscilaciones armónicas 56

Péndulo de torsión según Pohl I..... 58

Péndulo de torsión según Pohl II..... 60

Oscilaciones acopladas..... 62

Ondas mecánicas 64

CONTENIDO

ACÚSTICA

Velocidad del sonido en el aire I 66

Velocidad del sonido en el aire II 68

Propagación del sonido en barras 70

Propagación del sonido en

cuerpos sólidos 72

Efecto de Debye-Sears..... 74

AERODINÁMICA E HIDRODINÁMICA

Viscosidad

Viscosímetro de caída de bola..... 76

MECÁNICA

Mecánica de líquidos y gases

Tensión superficial 78

Deformación de cuerpos sólidos

Flexión de barras planas 80

Torsión de barras cilíndricas..... 82



TERMOLOGÍA

Dilatación térmica

Dilatación térmica de cuerpos sólidos.... 84

Dilatación

Anomalía del agua..... 86

Transporte de calor

Conducción del calor..... 88

Cubo de Leslie..... 90

Energía interna

Aumento de la energía interna por

trabajo mecánico..... 92

Energía interna y trabajo eléctrico 94

Leyes de los gases

Ley de Boyle-Mariotte 96

Ley de Amontons..... 98

El exponente adiabático del aire 100

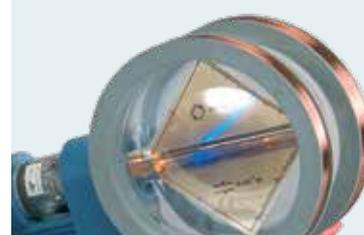
Gas real y punto crítico 102

Procesos cíclicos

Motor de Stirling D..... 104

Motor de Stirling G..... 106

Bomba de calor 108



ELECTRICIDAD

Electrostática

Campo eléctrico en el condensador

de placas 110

Tensión en el condensador

de placas 112

Transporte de cargas y corriente

Gotas de agua cargadas 114

Conducción eléctrica 116

Puente de medida de Wheatstone 118

Ley de Ohm 120

Reglas de Kirchhoff 122

Divisor de tensión 124

Electrólisis..... 126

Campo magnético

Fuerza de Lorentz 128

Balanza de corriente..... 130

Campo magnético de una

bobina cilíndrica 132

Campo magnético terrestre 134

Inducción

Ley de inducción de Faraday..... 136

Inducción en un bucleconductor en

movimiento..... 138

Inducción en un campo

magnético variable 140

Péndulo de Waltenhofen..... 142

Transformador 144

Carga y descarga de un

condensador I 146

Carga y descarga de un

condensador II 148

Carga y descarga de un

condensador 150

Carga y descarga de una bobina 152

Resistencia de una bobinaen un circuito de

corriente alterna 154

Resistencias de corriente alterna I 156

Resistencias de corriente alterna II 158

Resistencias de corriente alterna II 160

Circuito oscilante de LC..... 162

Óptica ondulatoria con microondas..... 164

Diodo de tubo 166

Triodo de tubo..... 168

Tubo de cruce de sombras..... 170

Tubo de Perrín..... 172

Tubo de Thomson..... 174

Tubo de haz fino de radiación 176

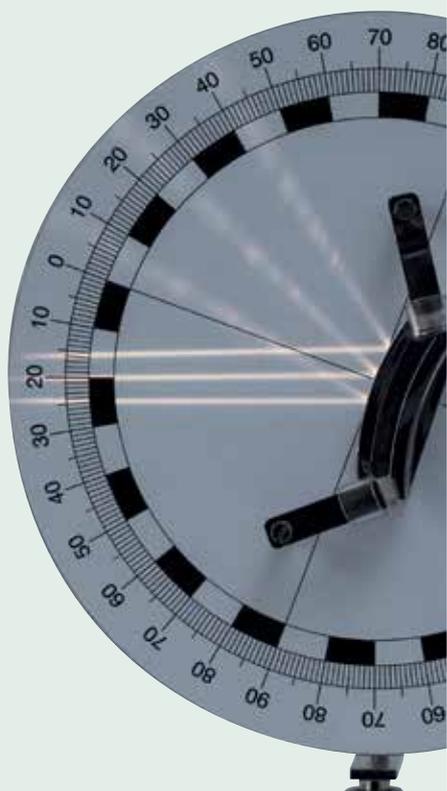
Osciloscopio didáctico I..... 178

Osciloscopio didáctico II..... 180

Electrónica

Transistor bipolar..... 182

Transistor de efecto de campo..... 184



ÓPTICA

Óptica geométrica

Reflexión en espejos.....	186
Refracción de la luz.....	188
Ecuación de las lentes.....	190

Colores

Espectros de transmisión.....	192
-------------------------------	-----

Óptica ondulatoria

Difracción en una rendija simple.....	194
Difracción en rendijas múltiples y en rejillas.....	196
Biprisma de Fresnel.....	198
Anillos de Newton.....	200

Interferómetro

Interferómetro de Michelson.....	202
----------------------------------	-----

Óptica ondulatoria

Interferómetro de Mach-Zehnder.....	204
-------------------------------------	-----

Polarización

Ley de Malus.....	206
Actividad óptica.....	208
Efecto Pockels.....	210
Efecto Faraday.....	212

Intensidad de radiación

Ley del cuadrado de la distancia.....	214
Ley de Stefan-Boltzmann.....	216

Velocidad de la luz

Medición de la velocidad de la luz.....	218
---	-----

Física del láser

Láser de Nd:YAG.....	220
Láser de Nd:YAG.....	222
Láser de Nd:YAG.....	224

Espectrómetro de prisma

Espectrómetro De Prisma.....	226
------------------------------	-----



FÍSICA ATÓMICA Y NUCLEAR

Experimentos de introducción a la física atómica

Constante de Planck.....	228
Experimento De Millikan.....	230

Fundamentos de la física atómica

Difracción de electrones.....	232
-------------------------------	-----

La coraza atómica

Espectros de líneas I.....	234
Espectros de líneas II.....	236
Experimento con mercurio según Franck y Hertz.....	238
Experimento con neón según Franck y Hertz.....	240
Potenciales críticos.....	242

Capa de electrones

Efecto normal de Zeeman.....	244
------------------------------	-----

Resonancia magnética

Resonancia de espín electrónico.....	246
Resonancia magnética nuclear.....	248

FÍSICA DEL ESTADO SÓLIDO

Fenómenos de conducción

Conducción eléctrica en semiconductores.....	250
Efecto Hall en semiconductores.....	252

Fenómenos de conducción

Fotoconducción.....	254
Efecto Seebeck.....	256

FÍSICA DE LOS RAYOS X

Diffractometría

Reflexión de Bragg.....	258
-------------------------	-----

Espectroscopía energética

Fluorescencia de rayos X.....	260
-------------------------------	-----



ENERGÍA Y MEDIO AMBIENTE

Fotovoltaica

Instalaciones fotovoltaicas.....	262-267
----------------------------------	---------



BIOFÍSICA

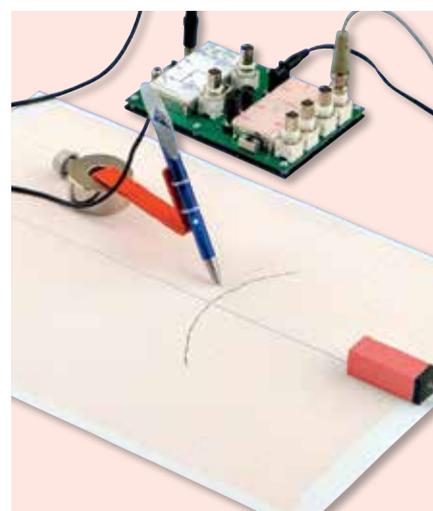
Neurofisiología

Neurofisiología.....	268
----------------------	-----

FÍSICA MÉDICA

Ultrasonido

Biometría ultrasónica.....	270
Biometría ultrasónica.....	270
Tomografía ultrasónica computarizada.....	272
Mecánica de fluidos.....	274
Ecografía Doppler.....	276

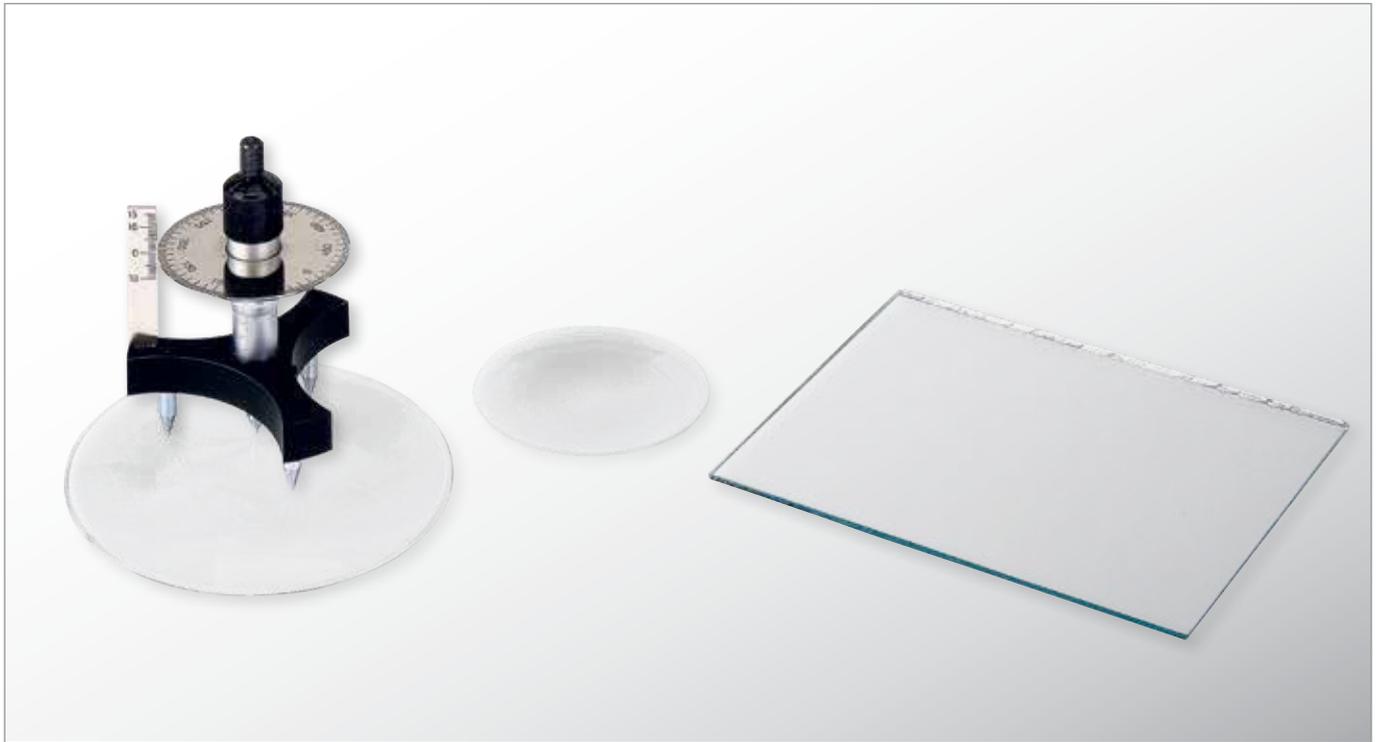


EXPERIMENTOS DE ALUMNOS

Kits de Experimentos de Estudiantes

Oscilaciones y Ondas Mecánicas.....	278
Ondas de ultrasonido.....	280
Óptica de Kröncke.....	282
Electricidad y magnetismo.....	284
Electrónica.....	286
Energía Solar.....	288
Propagación de sonido en cuerpos sólidos.....	290

UE1010100 | ESFERÓMETRO



➤ TAREAS

- Determinación de las alturas de curvatura h de dos lunas de reloj con una distancia s presente entre las puntas de apoyo del esferómetro.
- Determinación de los radios de curvatura R de ambas lunas de reloj.
- Comparación de los métodos empleados para curvaturas convexas y cóncavas.

OBJETIVO

Determinación de los radios de curvatura de lunas de reloj

RESUMEN

Se puede definir el radio de curvatura R de la superficie de una esfera, a partir de la altura del arqueamiento h de dicha superficie, por encima o por debajo de un nivel definido por los vértices de un triángulo equilátero. Esta determinación es posible en una curvatura convexa o cóncava de una superficie esférica.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Esferómetro de precisión	1002947
1	Espejo plano	1003190
1	Juego de 10 bandejitas de cristal de reloj, 80 mm	1002868
1	Juego de 10 bandejitas de cristal de reloj, 125 mm	1002869

FUNDAMENTOS GENERALES

El esferómetro consta de un trípode con tres puntas de apoyo como base, las cuales crean un triángulo equilátero con longitud lateral de 50 mm. Por el centro del trípode se introduce un tornillo micrométrico con una punta de medición. Una barra de medición vertical indica la altura h de la punta de medición, por encima o por debajo del nivel definido por las puntas de apoyo. Se puede leer el desplazamiento de la punta de medición, con una precisión de hasta $1 \mu\text{m}$, mediante una escala que se encuentra sobre un disco circular, el cual gira con el tornillo micrométrico.

Existe una relación entre la distancia r de las puntas de apoyo del centro del esferómetro, el radio de curvatura desconocida R y la altura h del arqueamiento:

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

Despejando la incógnita R se obtiene:

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

La distancia r se determina a través de la longitud lateral s del triángulo equilátero formado por las puntas de apoyo:

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

Por lo tanto, la ecuación determinada para R es:

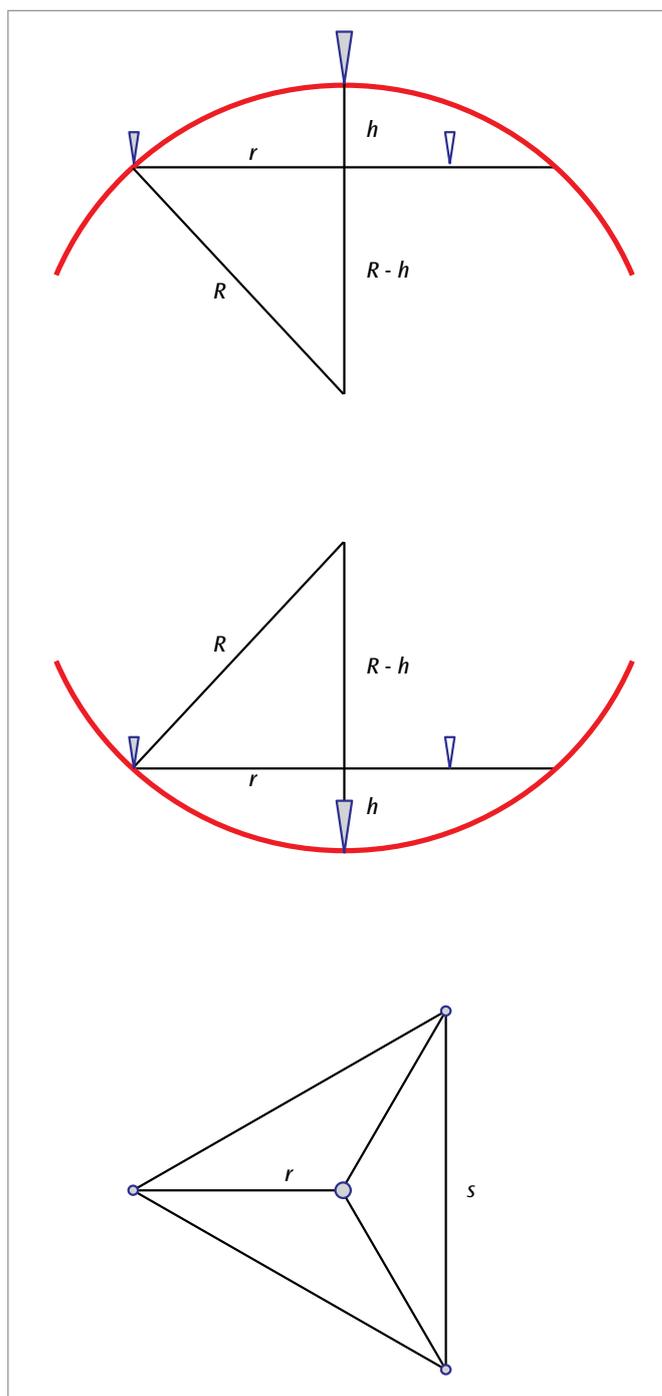
$$(4) \quad R = \frac{s^2}{6 \cdot h} + \frac{h}{2}$$

EVALUACIÓN

La distancia s entre las puntas de apoyo del esferómetro empleado equivale a 50 mm. De esta manera, tratándose de alturas h reducidas de arqueamiento, la ecuación (4) se simplifica:

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

En la escala del esferómetro se pueden leer alturas de arqueamiento entre 10 mm y $1 \mu\text{m}$, con una exactitud de lectura de $1 \mu\text{m}$. De esta manera se pueden determinar radios de curvatura de aprox. 40 mm hasta aprox. 400 m.



Representación esquemática de la medición del radio de curvatura con un esferómetro

Arriba: Corte vertical del objeto de medición con una superficie convexa

Centro: Corte vertical del objeto de medición con una superficie cóncava

Abajo: Objeto observado desde arriba

UE1010200 | LONGITUD Y VOLUMEN



> TAREAS

- Determinación de la dimensión externa de un cuerpo de forma irregular.
- Determinación de la dimensión interna de un cuerpo de forma irregular.
- Determinación de la profundidad de un cuerpo de forma irregular.
- Cálculo y medición del volumen.

OBJETIVO

Medición de un cuerpo de forma irregular

RESUMEN

Para la medición precisa de longitudes no muy grandes se utiliza el pie de rey. Éste es apropiado para la determinación de dimensiones externas, internas y de profundidad, como se demuestra en el ejemplo de un cuerpo irregular. El cálculo del volumen del cuerpo a partir de los datos obtenidos es comparativamente costoso se logra una determinación más sencilla con el método del rebose.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Pie de rey, 150 mm	1002601
1	Objeto para ejercicios de medición	1006889
Recomendado adicionalmente:		
1	Recipiente de rebose, transparente	1003518
1	Probeta graduada de 100 ml	1002870
1	Laborboy II	1002941
1	Cuerda de experimentación	1001055
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma elevada	1002873

FUNDAMENTOS GENERALES

Para la medición precisa de longitudes no muy grandes se utilizan los pies de rey. Éstos tienen por lo general, dos patas, para la determinación de dimensiones externas, dos cantos para mediciones internas y una varilla para medir profundidades de agujeros y cavidades.

Para evitar errores de medición sistemáticos, el pie de rey no se debe nunca fijar ladeado. Clásicamente se aumenta la exactitud de lectura hasta en partes de milímetros por medio del llamado nonio. Los milímetros enteros se leen a la izquierda de la marca cero del nonio. La cifra después de la coma se encuentra cuando una raya parcial del nonio concuerda con una raya parcial de la escala milimétrica.

Si se dispone de un recipiente de rebose, se puede determinar el volumen siguiendo el método del rebose. El cuerpo se sumerge completamente en el recipiente de rebose lleno de agua, del cual fluye el agua desplazada hacia una probeta graduada grande. El volumen desplazado corresponde al volumen V del cuerpo.

EVALUACIÓN

Por lo general una medición se realiza repetidas veces y se calcula luego el valor medio de los valores determinados.

Para el cálculo del volumen se descompone el volumen en volúmenes parciales de cuerpos regulares, los cuales se suman y restando a su vez los orificios.

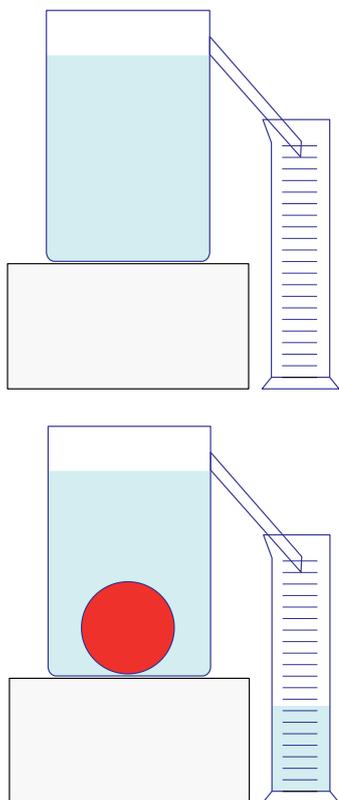


Fig. 6: Representación esquemática del método del rebose

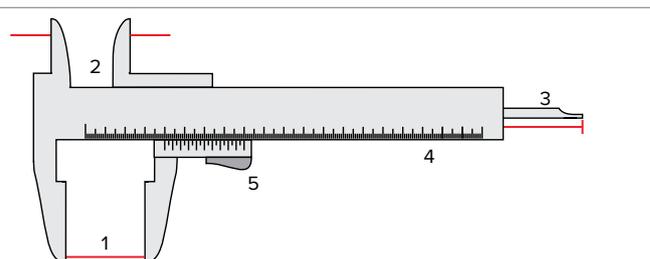


Fig. 1: Patas de medición para medidas externas (1), Cantos para medidas internas (2), Varilla para medición de profundidades (3), Escala milimétrica (4), Cursor con nonio (5)

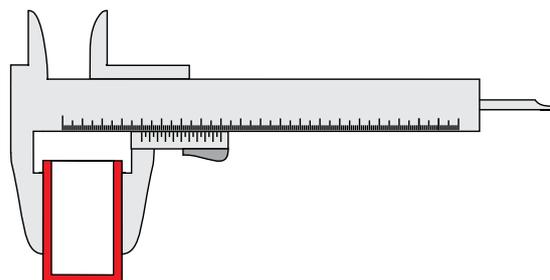


Fig. 2: Determinación de una medida externa

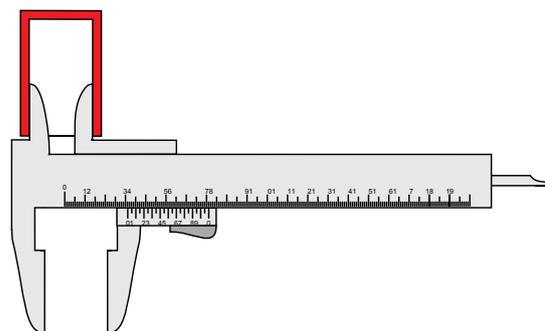


Fig. 3: Determinación de una medida interna

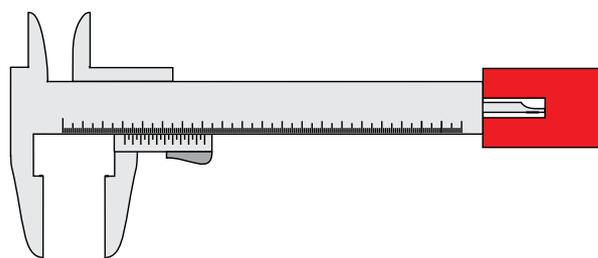


Fig. 4: Determinación de la profundidad de un orificio

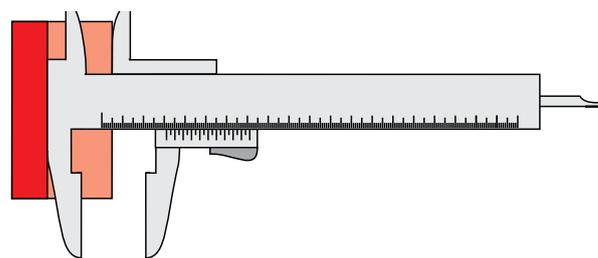


Fig. 5: Determinación de una altura escalonada

UE1010300 | CONSTANTE GRAVITACIONAL



► TAREAS

- Determinación de la posición de equilibrio inicial del péndulo de torsión
- Registro de la oscilación del péndulo de torsión alrededor de la posición de equilibrio final y determinación de la duración de la oscilación.
- Determinación de la posición de equilibrio final.
- Cálculo de la constante gravitacional G .

OBJETIVO

Medición de la fuerza gravitacional y determinación de la constante gravitacional con la balanza de torsión según Cavendish

RESUMEN

El elemento central de la balanza de torsión según Cavendish es un péndulo de torsión muy sensible sobre el cual descansan un par de esferas pequeñas de plomo. Este par es atraído por un par de esferas grandes de plomo. Por lo tanto, la posición de las esferas grandes de plomo determina la posición de equilibrio del péndulo de torsión. Si las esferas grandes de plomo se llevan a una segunda posición de simetría especular con respecto a las masas pequeñas, el péndulo asume la nueva posición de equilibrio después de un proceso de acoplamiento oscilatorio. Partiendo de las dos posiciones de equilibrio y de las dimensiones geométricas de la configuración se puede determinar la constante gravitacional. El equilibrio entre la fuerza gravitacional y el momento angular de restitución del hilo de torsión es determinante en el proceso. Se miden las oscilaciones del péndulo de torsión con un sensor diferencial capacitivo, el cual suprime lo más posible las componentes de vibración y ruido de la señal. El alambre de tungsteno del péndulo de torsión se ha elegido muy delgado para que el tiempo de oscilación del péndulo de torsión se encuentre en pocos minutos, para que en menos de una hora se puedan observar varias oscilaciones alrededor de la posición de equilibrio.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Balanza giratoria de Cavendish	1003337
1	Diodo láser, rojo 230V	1003201 o
	Diodo láser, rojo 115V	1022208
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Nuez universal	1002830
1	Varilla de soporte, 100 mm	1002932
Recomendado adicionalmente		
1	Pie de rey, 150 mm	1002601
1	Balanza electrónica 5200 g	1022587

FUNDAMENTOS GENERALES

Durante la medición de fuerzas gravitacionales entre dos masas en un experimento de laboratorio, las masas que se encuentran alrededor tienen una influencia perturbadora. Con la balanza de torsión según Cavendish se evita esta perturbación, porque se realizan dos mediciones en dos posiciones especulares de las masas.

El elemento central de la balanza de torsión según Cavendish es un péndulo de torsión muy sensible sobre el cual descansan un par de esferas pequeñas de plomo. Este par es atraído por un par de esferas grandes de plomo. Por lo tanto la posición de las esferas grandes de plomo determina la posición de equilibrio del péndulo de torsión. Si las esferas grandes de plomo se llevan a una segunda posición de simetría especular con respecto a las masas pequeñas, el péndulo asume la nueva posición de equilibrio después de un proceso de acoplamiento oscilatorio. Partiendo de las dos posiciones de equilibrio y de las dimensiones geométricas de la configuración se puede determinar la constante gravitacional. El equilibrio entre la fuerza gravitacional y el momento angular de restitución del hilo de torsión es determinante en el proceso.

La fuerza de gravitación se expresa como

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

G : Constante de gravitación,
 m_1 : Masa de una esfera de plomo pequeña,
 m_2 : Masa de una esfera de plomo grande,
 d : Distancia entre una esfera pequeña y una grande en la posición de medición

Esta fuerza desvía el péndulo de torsión de su posición cero cuando las esferas de plomo grandes se encuentran en la posición de medición. El momento angular que desvía se expresa como

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

r : Distancia de la esfera de plomo pequeña hasta la suspensión del travesaño soporte

Si se le da al péndulo de torsión una desviación angular φ , actúa el momento angular de restitución

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

D : Constante de restitución angular del alambre de tungsteno del alambre delgado de tungsteno, del cual está suspendido el travesaño soporte del péndulo de torsión. En la posición de equilibrio M_1 y M_2 concuerdan.

La constante de restitución angular D se puede determinar a partir del período de oscilación con el cual el péndulo de torsión oscila en la posición de equilibrio.

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

Siendo que el momento de inercia J se compone de, el momento de inercia J_1 de las dos esferas de plomo pequeñas y el momento de inercia J_k del travesaño soporte

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

m_B : Masa del travesaño soporte
 a, b : Ancho y longitud del travesaño soporte.

Para las dos esferas de plomo grandes están previstas dos posiciones de medición de simetría especular para las cuales se tienen dos ángulos de desviación φ y φ' así les corresponden dos momentos angulares de desviación, iguales y de sentido contrario. De (2) y (3) se deduce por lo tanto que en equilibrio

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

En el experimento se miden las oscilaciones del péndulo de torsión con un sensor diferencial capacitivo que suprime lo más posible las componentes de ruido y vibración de la señal. El alambre de tungsteno del péndulo de torsión se ha elegido muy delgado para que el tiempo de oscilación del péndulo de torsión se encuentre en pocos minutos, para que en menos de una hora se puedan observar varias oscilaciones alrededor de la posición de equilibrio. Un espejo fijado en el péndulo de torsión puede ser utilizado para el montaje de un índice de luz, el cual hace que se puedan seguir las oscilaciones fácilmente con los ojos. De esta forma se hace más sencilla la calibración de la balanza de torsión.

EVALUACIÓN

De las ecuaciones (1), (4), (5) y (6) y después de transformar se obtiene:

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

Aquí todavía no se ha tenido en cuenta que cada una de las esferas de plomo pequeñas es atraída por la esfera grande más lejana y hace que el momento angular sea más pequeño que como ha sido calculado hasta ahora. Una corrección correspondiente de la ecuación (2) es posible sin problemas, porque todas las distancias son conocidas.

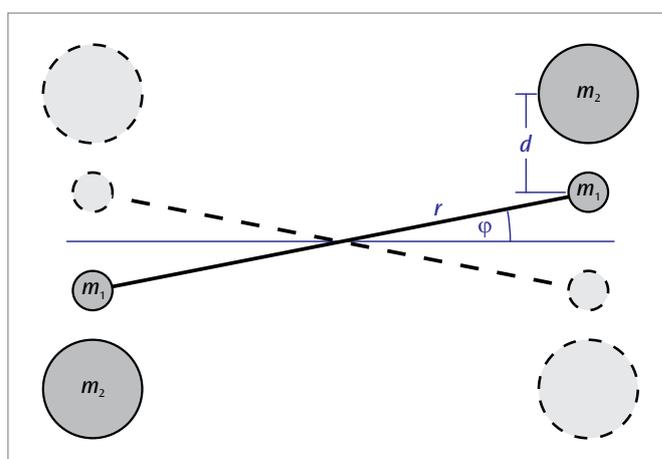


Fig. 1: Representación esquemática para la disposición de medición en la balanza de torsión según Cavendish

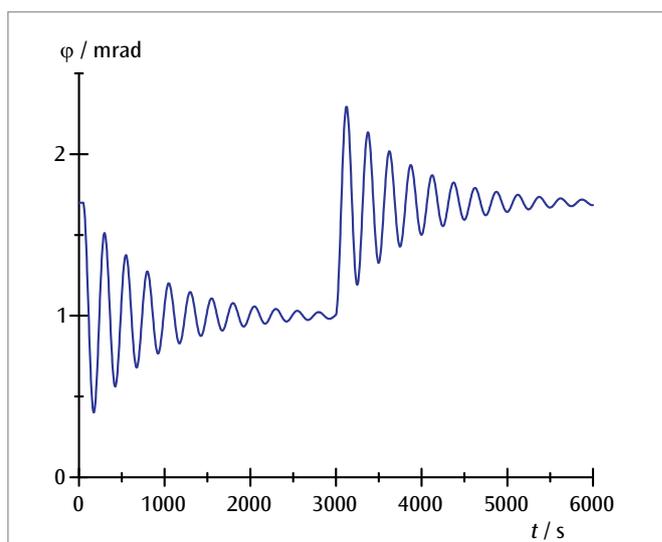


Fig. 2: Ángulo de desviación del péndulo de torsión en dependencia del tiempo habiendo cambiado dos veces la posición de medición para las esferas de plomo grandes

UE1020100 | LEY DE HOOKE



OBJETIVO
Comprobación de la ley de Hooke para muelles helicoidales de tracción

➤ TAREAS

- Comprobación de la ley de Hooke y determinación de la constante del muelle para cinco diferentes muelles helicoidales.
- Comparación de las constantes de muelle medidas con las calculadas.

RESUMEN

En un cuerpo elástico la tensión y la elongación son proporcionales entre sí. Esta relación encontrada por *Robert Hooke* se estudia frecuentemente con un muelle helicoidal cargado con un peso. La variación de la longitud del muelle helicoidal es proporcional al peso F colgado. En el experimento se miden cinco diferentes muelles helicoidales de tracción cuyas constantes de muelle se diferencian entre sí en total en un orden de magnitud gracias a una selección apropiada del diámetro del alambre y del diámetro de las espiras. En todos los casos se comprueba la validez de la ley de Hooke para fuerzas por encima de la tensión previa.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de resortes para demostración de la ley de Hooke	1003376
1	Juego de pesas de ranura 20 – 100 g	1003226
1	Escala de alturas, 1 m	1000743
1	Juego de índices para las escalas	1006494
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Varilla de soporte, 1000 mm	1002936
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Manga con gancho	1002828
Se recomienda adicionalmente		
1	Pie de rey, 150 mm	1002601
1	Micrómetro para exteriores	1002600

FUNDAMENTOS GENERALES

En un cuerpo elástico la tensión y la elongación son proporcionales entre sí. Esta relación encontrada por *Robert Hooke* describe bien el comportamiento de muchos materiales en deformaciones suficientemente pequeñas. Para la visualización se estudia su ley frecuentemente con un muelle helicoidal cargado con un peso. La variación de la longitud del muelle aquí es proporcional al peso F colgado.

Más exactamente, es necesario tener en cuenta la tensión previa que puede mostrar el muelle helicoidal debido al proceso de producción. Esta tensión previa debe ser compensada por un peso F_1 que elonga el muelle desde la longitud s_0 sin peso hasta la longitud s_1 . Para pesos por encima de F_1 vale la ley de Hooke en la forma:

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

siempre y cuando s del muelle elongado no se haga muy grande.

La constante k del muelle depende del material y de las dimensiones geométricas del mismo. Para un muelle helicoidal cilíndrico con n espiras de diámetro D vale:

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

d : Diámetro del alambre del muelle

El módulo de cizalladura G para alambres de acero de alto temple asciende a 81,5 GPa.

En el experimento se miden cinco diferentes muelles helicoidales de tracción, cuyas constantes de muelle se diferencian entre sí en un orden de magnitud gracias a una selección apropiada del diámetro de alambre y del diámetro de las espiras. En todos los casos se comprueba la validez de la ley de Hooke para fuerzas por encima de la tensión previa.

EVALUACIÓN

La fuerza F generada por el peso se calcula con suficiente exactitud a partir de la masa m que se cuelga, de acuerdo con la relación

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

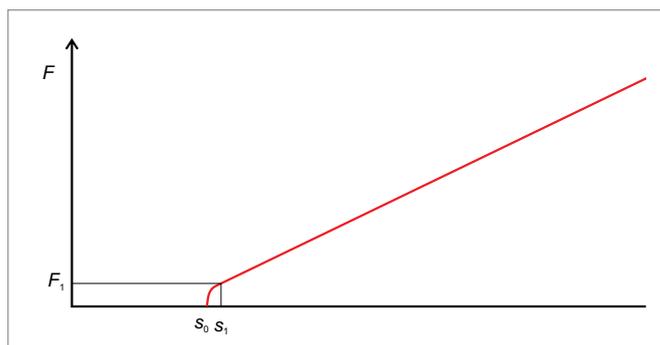


Fig. 1: Línea característica esquemática de un muelle helicoidal de tracción de longitud s con tensión previa

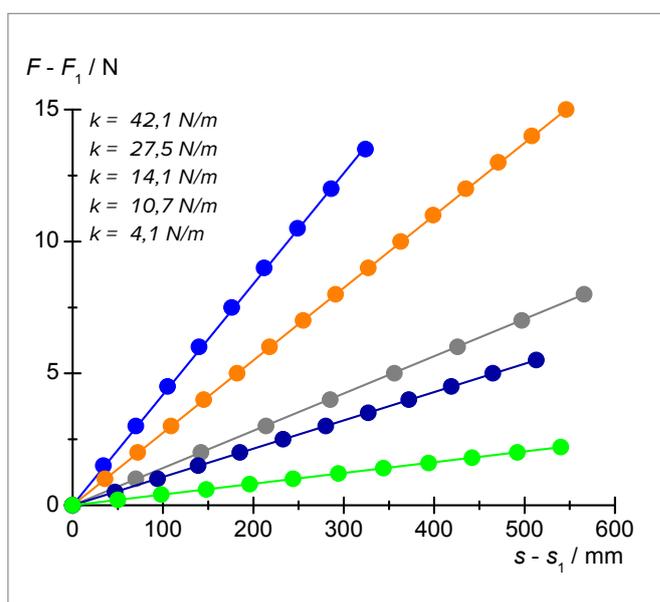
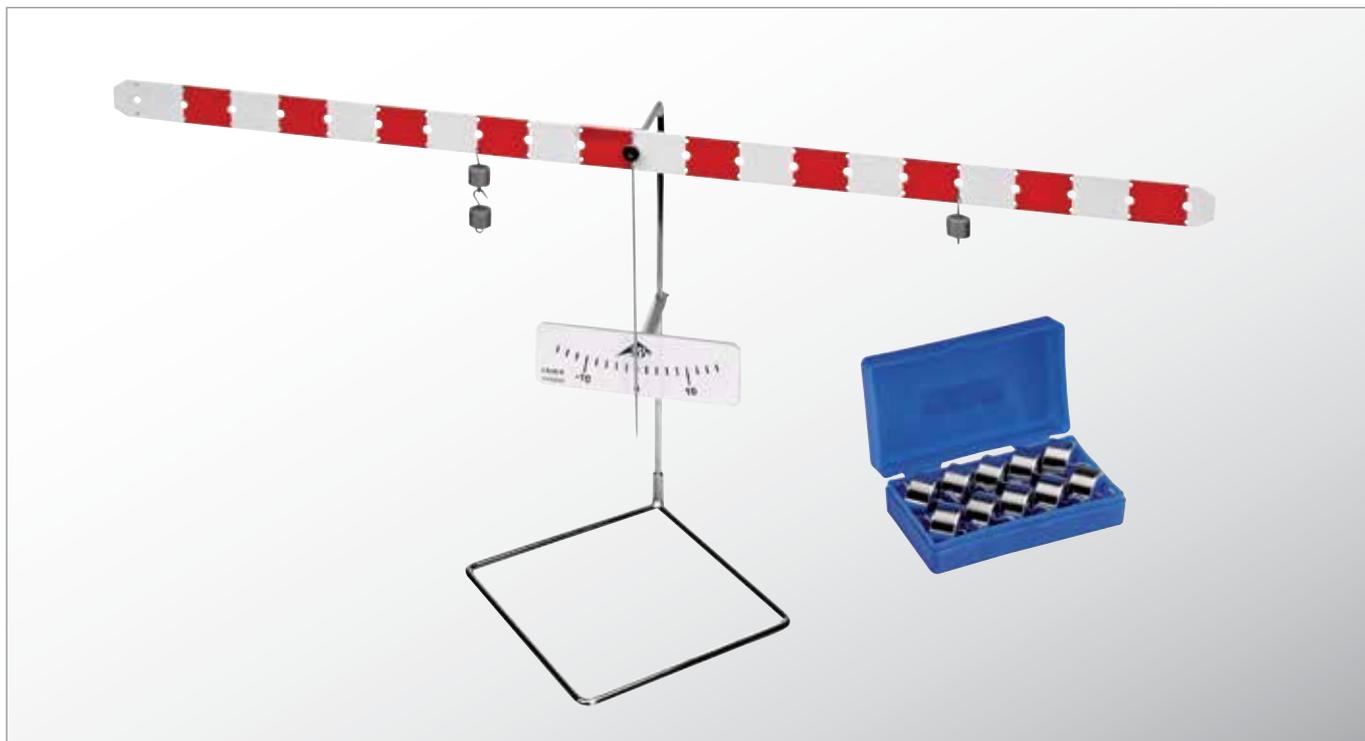


Fig. 2: Carga en función de la variación de la longitud

UE1020200 | PALANCA DE UN BRAZO Y PALANCA DE DOS BRAZOS



> TAREAS

- Medición de la fuerza F_1 en dependencia, de la carga F_2 , con el brazo de la carga x_2 y con el brazo de la fuerza x_1 , en una palanca de un brazo.
- Medición de la fuerza F_1 en dependencia, de la carga F_2 , con el brazo de la carga x_2 y con el brazo de la fuerza x_1 , en una palanca de dos brazos.

OBJETIVO

Comprobación de la ley de las palancas

RESUMEN

Del equilibrio de los pares de fuerzas se deduce la ley de las palancas y ésta tiene validez tanto para la de un brazo como para la de dos brazos. La ley de las palancas representa el fundamento físico para las transmisiones de fuerzas de todo tipo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Brazo de palanca	1008539
1	Dinamómetro de precisión, 2 N	1003105
1	Dinamómetro de precisión, 5 N	1003106

FUNDAMENTOS GENERALES

Una palanca es un cuerpo rígido asentado en forma tal que puede girar alrededor de un eje fijo y que sirve para elevar o desplazar cargas. Los brazos de palanca son las distancias entre el punto de giro y el punto de aplicación de la fuerza resp. de la carga. En la palanca de un brazo, la fuerza x_1 y la carga F_2 actúan del mismo lado del eje de giro pero en sentidos contrarios. En la balanza de dos brazos la fuerza x_1 y la carga F_2 actúan en diferentes lados pero en la misma dirección.

Para ambas variantes se deduce la llamada ley de las palancas a partir del equilibrio de los pares de fuerzas:

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

Ésta representa el fundamento físico para las transmisiones de fuerzas de todo tipo.

EVALUACIÓN

A partir de los valores de medida se calculan los productos

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

y se comparan entre sí.

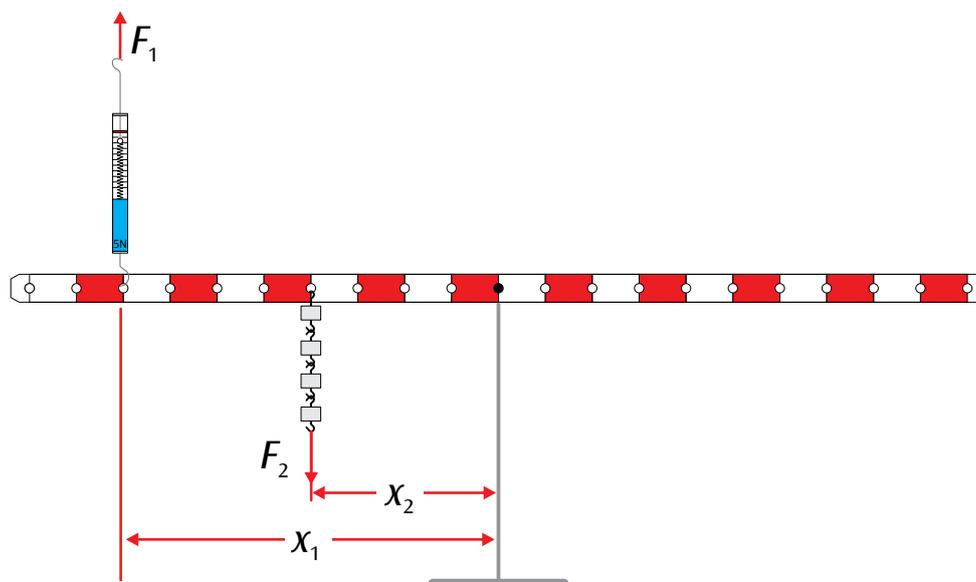


Fig. 1: Balanza de un brazo

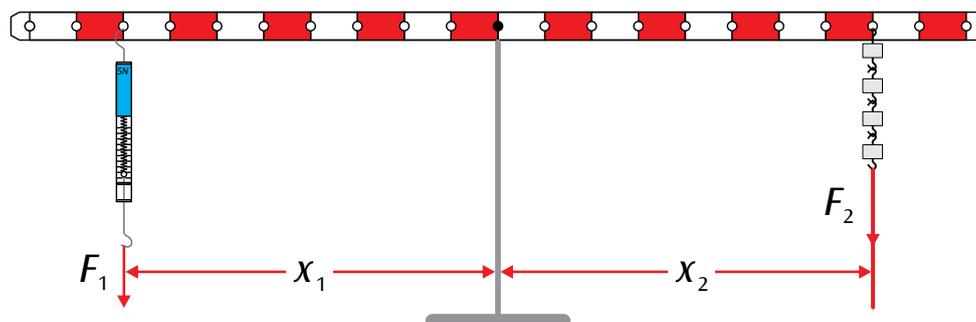


Fig. 2: Balanza de dos brazos

UE1020300 | PATRALELOGRAMO DE FUERZAS



› TAREAS

- Estudio gráfico del equilibrio de tres fuerzas independientes.
- Estudio analítico del equilibrio de fuerzas, con orientación simétrica de las fuerzas F_1 y F_2 .

OBJETIVO

Estudio experimental de la adición vectorial de fuerzas

RESUMEN

Sobre una mesa de fuerzas se puede comprobar de forma sencilla y clara la adición vectorial de fuerzas. Para ello, el punto de aplicación de tres fuerzas individuales en equilibrio se encuentra exactamente en el centro de la mesa. Se determinan los valores absolutos de cada una de las tres fuerzas originadas por las masas colgantes y se leen sus direcciones como ángulos en una escala angular. La evaluación de los resultados experimentales se puede realizar de forma gráfica o analítica.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Mesa de fuerzas	1000694

FUNDAMENTOS GENERALES

Las fuerzas son vectores, es decir, que se suman de acuerdo con las leyes de la adición vectorial. Interpretando gráficamente, el punto inicial del segundo vector se desplaza hasta el punto final del primer vector. La flecha desde el punto inicial del primer vector hasta el punto final del segundo vector representa el vector resultante. Si se consideran ambos vectores como los lados de un paralelogramo, el vector resultante será entonces la diagonal del paralelogramo (ver Fig. 1).

Sobre la mesa de fuerza se puede comprobar de forma sencilla y clara la suma vectorial de las fuerzas. Para ello, el punto de aplicación de tres fuerzas individuales en equilibrio se encuentra exactamente en el centro. Se determinan los valores absolutos de cada una de las tres fuerzas originadas por las masas colgantes y se leen sus direcciones como ángulos en una escala angular.

En un equilibrio de fuerzas, la suma de las fuerzas aisladas cumple la condición:

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

Es decir que la fuerza $-F_3$ es igual a la suma vectorial de las fuerzas F_1 y F_2 (ver Fig. 2):

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

Para la componente vectorial paralela a la suma F se cumple

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

y para la componente perpendicular a ella

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

Las ecuaciones (3) y (4) describen la adición vectorial analíticamente. Para la comprobación experimental es conveniente fijar la fuerza F_3 en el ángulo 0.

Alternativamente a la consideración analítica, se puede estudiar el equilibrio de las fuerzas también de forma gráfica. En este caso se dibujan primero las fuerzas con sus valores absolutos y sus ángulos partiendo del punto de aplicación. A continuación se desplazan las fuerzas F_2 y F_3 hasta que el punto inicial se encuentre al final del vector anterior. Como resultado se espera el vector resultante igual a 0 (ver Fig. 3). Esta situación se realiza en el experimento con tres fuerzas cualesquiera que se encuentren en equilibrio.

En el experimento la consideración analítica se limita al caso especial, en que las fuerzas F_1 y F_2 estén orientadas simétricamente con respecto a F_3 .

EVALUACIÓN

En el caso simétrico ($F_1 = F_2$ y $\alpha_1 = -\alpha_2$) la ecuación (4) se cumple trivialmente. De la ecuación (3) se obtiene la ecuación para la determinación de la suma a partir de los datos de medida aplicada en la Fig. 4

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

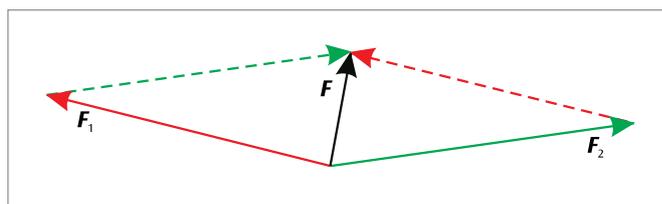


Fig. 1: Adición vectorial de fuerzas (Paralelogramo de fuerzas)

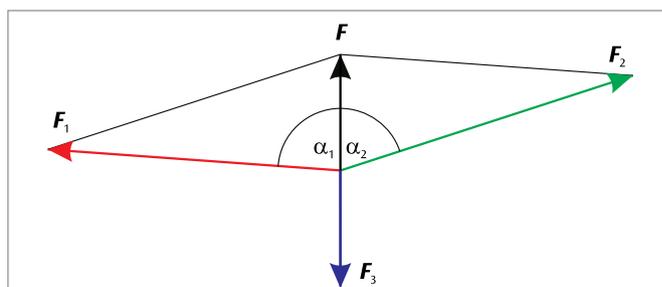


Fig. 2: Determinación de la suma vectorial de dos fuerzas F_1 y F_2 a partir de la fuerza F_3 que mantiene el equilibrio

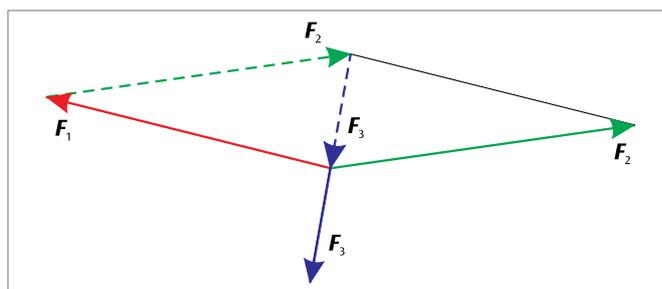


Fig. 3: Estudio gráfico del equilibrio de tres fuerzas aisladas de cualquier orientación

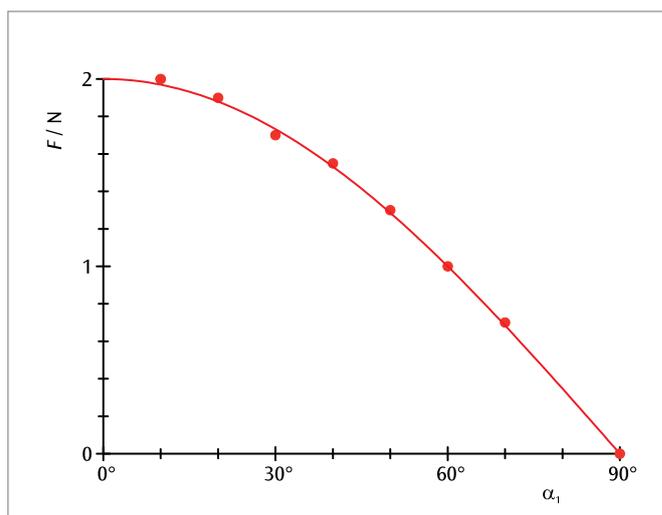
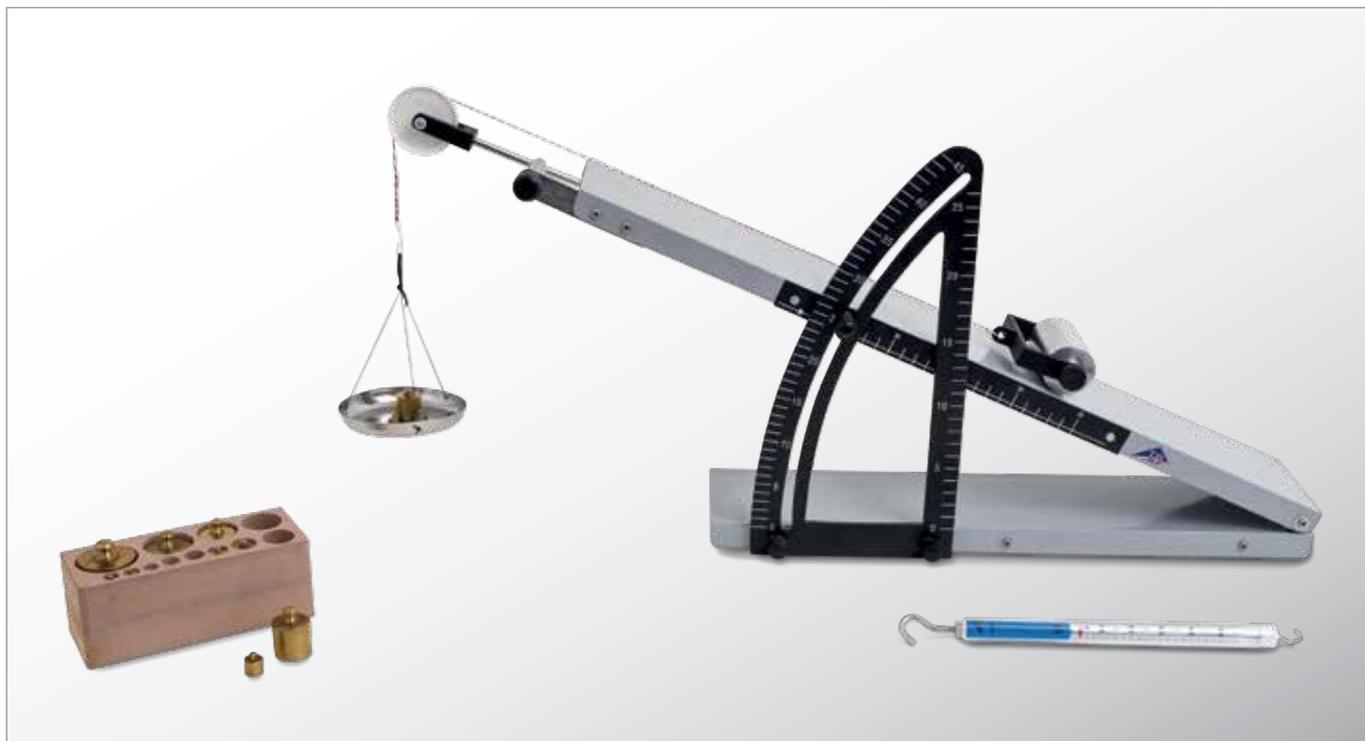


Fig. 4: Suma de dos fuerzas simétricas medida y calculada que depende del ángulo de apertura α_1

UE1020400 | PLANO INCLINADO



> TAREAS

- Medición de la fuerza de fricción F_1 de un cuerpo sobre un plano inclinado en dependencia del ángulo de inclinación α del plano.
- Representación de la relación entre la fuerza de fricción F_1 y el peso G en dependencia con el $\sin \alpha$.

OBJETIVO

Determinación de la fuerza de rozamiento

RESUMEN

Si se ha de tirar de un cuerpo hacia arriba sobre un plano inclinado, no es el peso G del cuerpo, el que tiene que ser superado sino la fuerza de fricción hacia abajo F_1 . Ésta actúa paralela a la superficie y su magnitud es menor que el peso G del cuerpo. Esto vale aún más mientras el ángulo de inclinación α de la superficie se hace menor.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Plano inclinado	1003213
1	Dinamómetro de precisión, 5 N	1003106
1	Juego de pesas, 1 g a 500 g	1010189

FUNDAMENTOS GENERALES

Si se ha de tirar de un cuerpo hacia arriba sobre un plano inclinado, no es el peso G del cuerpo, el que tiene que ser superado sino la fuerza de fricción hacia abajo F_1 . Ésta actúa paralela a la superficie y su magnitud es menor que el peso G del cuerpo. Como diferencia vectorial entre el peso y la fuerza de fricción queda la fuerza normal F_2 que actúa perpendicular al plano, ver Fig 1.

Para las magnitudes de las fuerzas, vale:

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

y

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

La fuerza de fricción hacia abajo sobre el plano es menor cuanto menor se hace el ángulo de inclinación α del plano.

En el experimento el cuerpo cuelga de un hilo, el cual se hace pasar por una polea de desviación. La fuerza de fricción hacia abajo se compensa por medio de pesas sobre un platillo que cuelga al otro extremo del hilo. Como la fricción del cuerpo sobre el plano inclinado juega un papel, se toma como valor de la fuerza de fricción el valor medio de las fuerzas límite que dejan que el cuerpo tire hacia abajo o que ruede hacia arriba. El peso del cuerpo se determina antes con un dinamómetro. Se debe considerar también el peso del platillo en el balance. El ángulo de inclinación α se puede leer en una escala angular.

EVALUACIÓN

Para la evaluación se hace un diagrama en función de $\sin \alpha$ de las fuerzas de fricción hacia abajo determinadas para diferentes ángulos de inclinación α en relación con el peso G . Los valores de medida se encuentran en una recta que pasa por el origen, dentro del marco de la exactitud de medida.

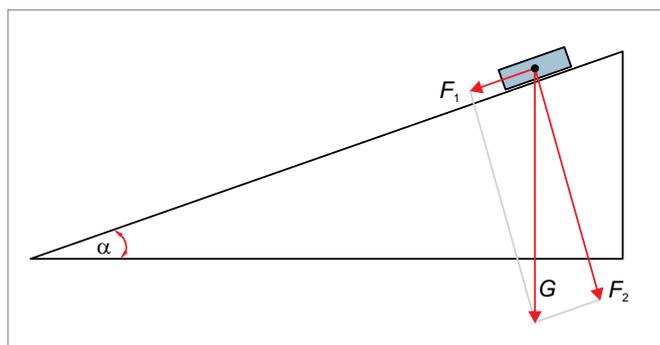


Fig. 1: Descomposición vectorial del peso G en fuerza de fricción hacia abajo F_1 y fuerza normal F_2

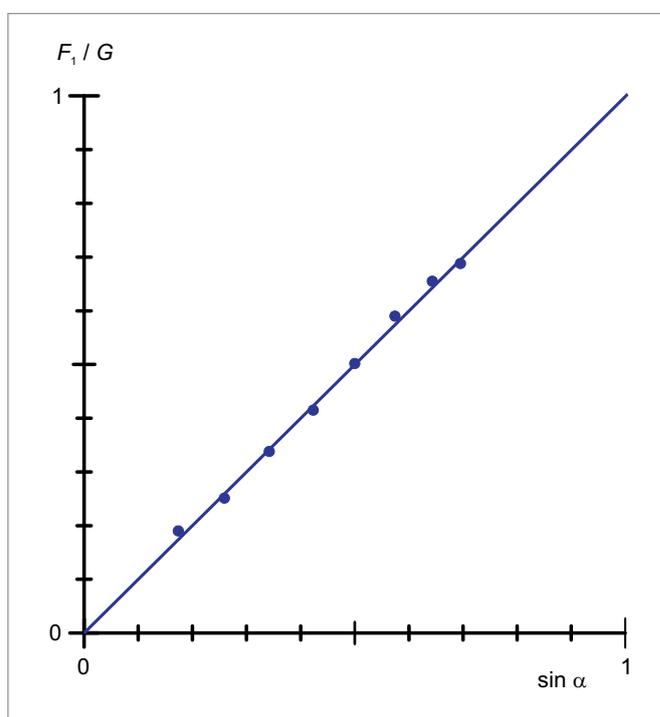
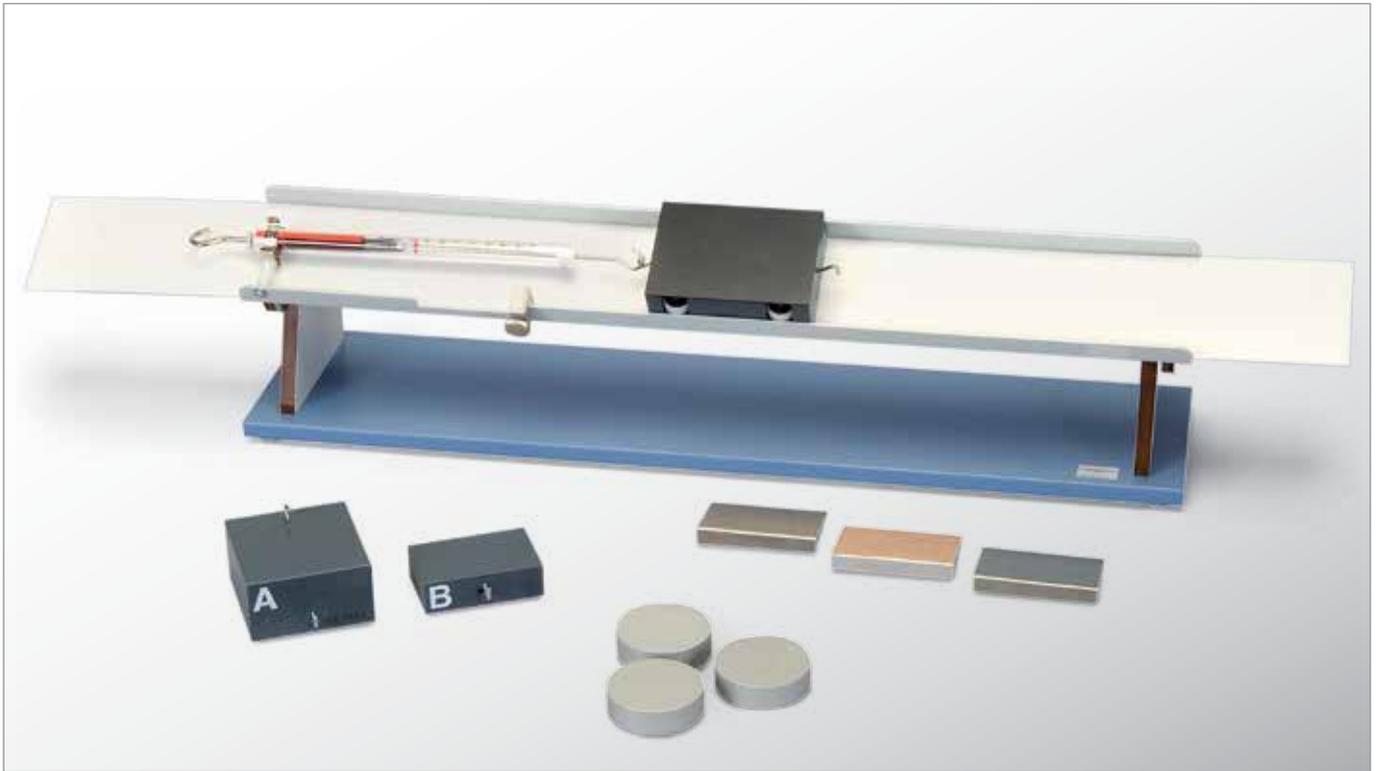


Fig. 2: La relación entre la fuerza de fricción F_1 y el peso G en función de $\sin \alpha$

UE1020500

FRICCIÓN POR ADHERENCIA Y DESLIZAMIENTO



➤ TAREAS

- Comparación de las fricciones por adherencia y deslizamiento.
- Medición de la fuerza de fricción por desplazamiento que depende de la superficie de apoyo.
- Medición de la fuerza de fricción por desplazamiento que depende de la combinación de materiales.
- Medición de la fuerza de fricción por desplazamiento que depende de la fuerza de apoyo normal.

OBJETIVO

Medición de las fuerzas de fricción

RESUMEN

Para la medición de la fuerza de fricción por deslizamiento se utiliza un aparato de medida de fricción dotado de una lengüeta de fricción, la cual se arrastra con velocidad constante por debajo de un cuerpo de fricción en reposo acoplado a un dinamómetro. Para variar la fuerza de apoyo normal, el carril de fricción se puede inclinar sin saltos alrededor de su eje longitudinal.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de medida de fricción	1009942

FUNDAMENTOS GENERALES

Para desplazar un cuerpo en reposo sobre una superficie de apoyo plana, es necesario superar una fuerza de adherencia, originada por la adherencia entre el cuerpo y la superficie de apoyo. Si el movimiento, del cuerpo se ha de continuar como un desplazamiento continuo, se debe ejercer una fuerza F_{Dyn} para compensar la fricción durante el deslizamiento. Esta fuerza es menor que la fuerza necesaria F_{Stat} para superar la fricción por adherencia, porque el contacto de la superficie del cuerpo en deslizamiento con la superficie de apoyo es menos intensivo.

Ambas fuerzas son independientes de las dimensiones de la superficie de apoyo y se determinan en principio por la clase de material y por la rugosidad de las superficies en contacto. Además son proporcionales a la fuerza de apoyo normal F_N que ejerce el cuerpo sobre la superficie de apoyo. Por ello se introducen los coeficientes de fricción de adherencia (estático) μ_{Stat} y de deslizamiento (dinámico) μ_{Dyn} y se expresan:

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

Para medir la fuerza de fricción por desplazamiento se utiliza en el experimento un aparato de medida de fricción dotado de una lengüeta de fricción móvil, la cual se arrastra con velocidad constante por debajo de un cuerpo de fricción en reposo acoplado a un dinamómetro. Las mediciones se realizan con diferentes combinaciones de materiales y de superficies de apoyo. Para variar la fuerza de apoyo normal, el carril de fricción se puede inclinar sin saltos alrededor de su eje longitudinal.

EVALUACIÓN

Si el carril de fricción se inclina en un ángulo α , entonces la fuerza de apoyo normal F_N para un cuerpo de masa m sería:

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

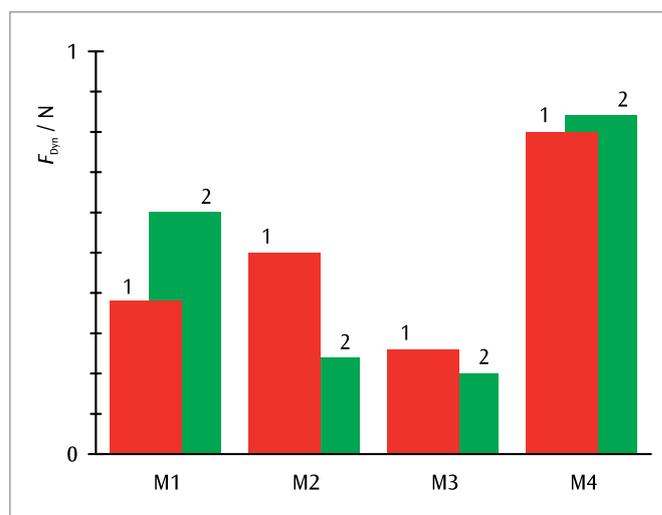


Fig. 1: Fuerza de fricción por desplazamiento F_{Dyn} para cuatro diferentes materiales sobre una superficie de apoyo lisa (1) y una rugosa (2)

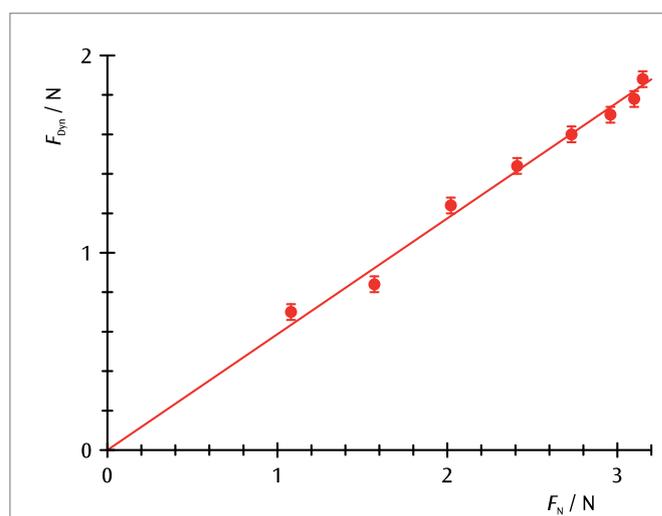


Fig. 2: Fuerza de fricción por desplazamiento F_{Dyn} que depende de la fuerza de apoyo normal F_N

UE1020850 | PRINCIPIO DE ARQUÍMEDES



OBJETIVO

Determinación del empuje ascensional en dependencia de la profundidad de inmersión.

RESUMEN

Según el principio de Arquímedes, sobre un cuerpo sumergido en un líquido actúa una fuerza ascensional F_G , que corresponde al peso del líquido desplazado por el cuerpo. Para un cuerpo de forma regular la fuerza ascensional es proporcional a la profundidad de inmersión h , siempre y cuando ésta sea menor que la altura H del cuerpo.

TAREAS

- Medición de la fuerza sobre un cuerpo sumergido en agua.
- Determinación de la fuerza ascensional y comprobación de la proporcionalidad entre la fuerza ascensional y la profundidad de inmersión.
- Determinación de la densidad del agua.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Cuerpo de inmersión Al 100 cm ³	1002953
1	Dinamómetro de precisión, 5 N	1003106
1	Pie de rey, 150 mm	1002601
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma elevada	1002873
1	Laborboy II	1002941
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Varilla de soporte, 750 mm	1002935
1	Nuez con gancho	1002828

FUNDAMENTOS GENERALES

Según el principio de Arquímedes, sobre un cuerpo sumergido en un líquido actúa una fuerza ascensional F_G . Su magnitud corresponde al peso del líquido desplazado.

Para un cuerpo de inmersión de forma regular, de superficie de sección A y de altura H , el cual está sumergido en el líquido hasta la profundidad h , vale:

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

y

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

En el experimento se utiliza un paralelepípedo de peso F_0 . Él tira del dinamómetro con la fuerza:

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

mientras esté sumergido en el agua hasta la profundidad h .

EVALUACIÓN

Los valores de medida para la fuerza ascensional en función de la profundidad de inmersión relativa h/H se encuentran sobre una recta que pasa por el origen, con una pendiente igual a:

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

Por lo tanto, a partir de la pendiente se puede calcular la densidad del agua.

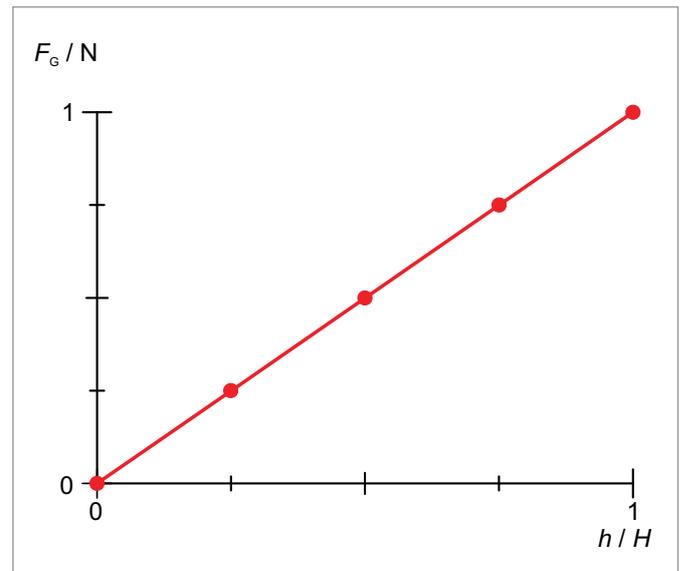


Fig. 1: Empuje ascensional F_G en función de la profundidad de inmersión relativa h/H

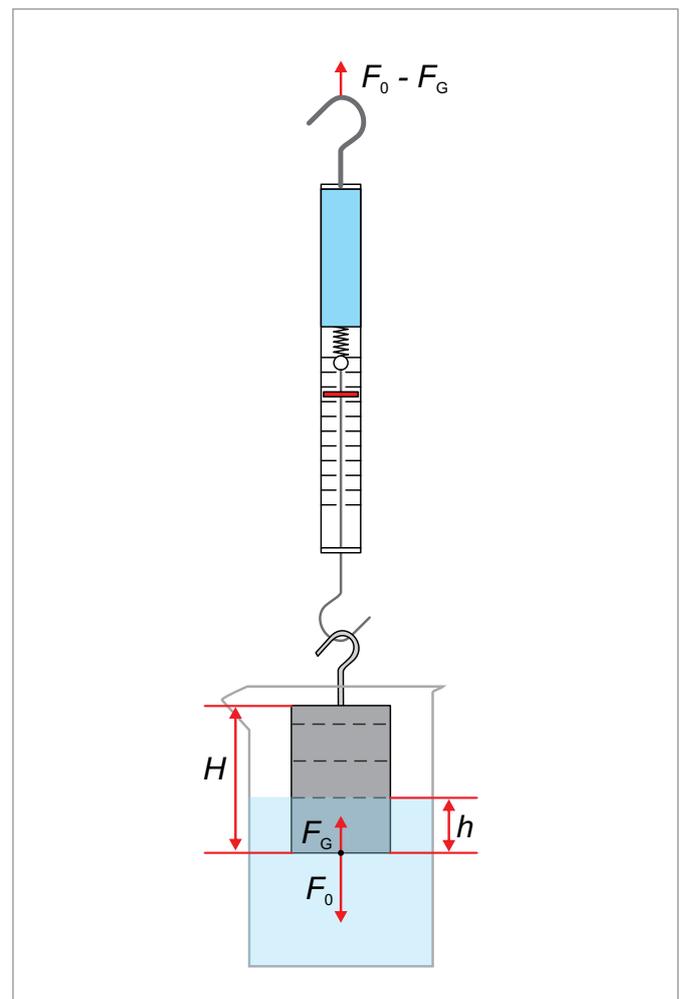
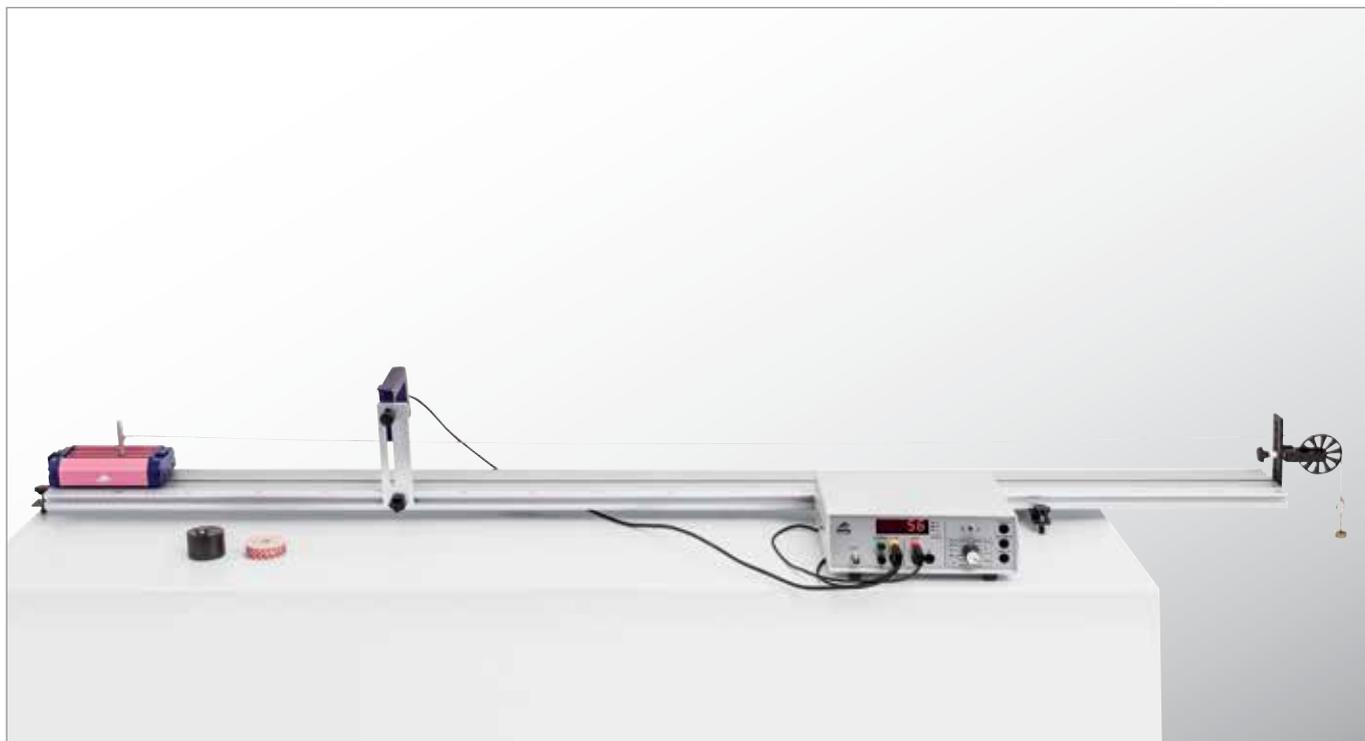


Fig. 2: Representación esquemática

UE1030250

MOVIMIENTOS UNIFORMEMENTE ACELERADOS



> TAREAS

- Estudio de movimientos uniformemente acelerados en dependencia de la masa que acelera.
- Estudio de movimientos uniformemente acelerados en dependencia de la masa acelerada.

OBJETIVO

Medición de la velocidad instantánea en dependencia del camino recorrido

RESUMEN

En un movimiento uniformemente acelerado la velocidad instantánea es mayor cuando el camino recorrido es también mayor. Del factor de proporcionalidad entre el cuadrado de la velocidad y el camino recorrido se puede calcular la aceleración. Esto se estudia experimentalmente con un carro sobre un carril de ruedas. Para la medición de la velocidad instantánea un interruptor de ancho conocido acoplado al carro interrumpe una puerta fotoeléctrica. El tiempo de interrupción se mide con un contador digital.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Carril de ruedas	1018102
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Juego de pesas de ranura 10 x 10 g	1003227
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849
1	Cuerda, 100 m	1007112

FUNDAMENTOS GENERALES

Con aceleración constante, la velocidad instantánea v y el camino recorrido s aumentan con el tiempo transcurrido t . Es decir que la velocidad se hace mayor mientras más largo es el camino recorrido.

Después de transcurrido el tiempo t , la magnitud de la velocidad instantánea es

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

y el camino recorrido

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

Es decir

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

resp.

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

Para la medición de la velocidad instantánea

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

en el experimento un interruptor de ancho conocido Δs acoplado al carro interrumpe una puerta fotoeléctrica. El tiempo de interrupción Δt se mide con un contador digital.

EVALUACIÓN

Si se grafican los cuadrados de las velocidades instantáneas determinadas con los tiempos de interrupción en función de los caminos recorridos, de acuerdo con la ecuación 4 se espera una relación lineal. La pendiente de la recta adaptada que pasa por el origen corresponde al doble del valor de la aceleración.

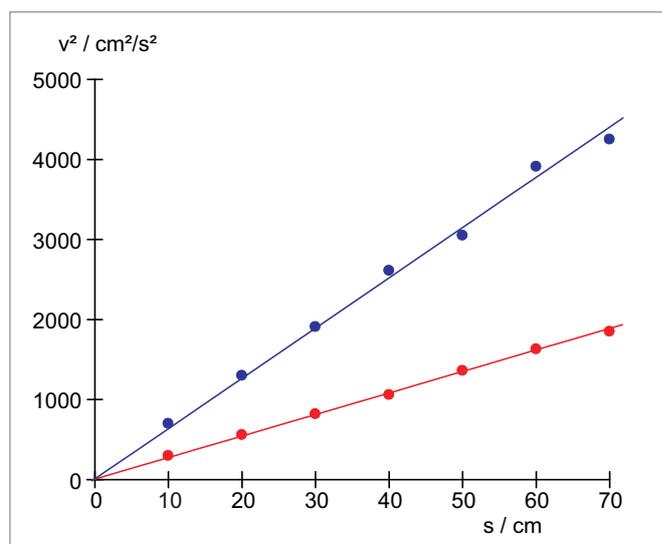


Fig. 2: Diagrama v^2 - s para $m_2 = 500 \text{ g}$. $m_1 = 10 \text{ g}$ (rojo), 20 g (azul)

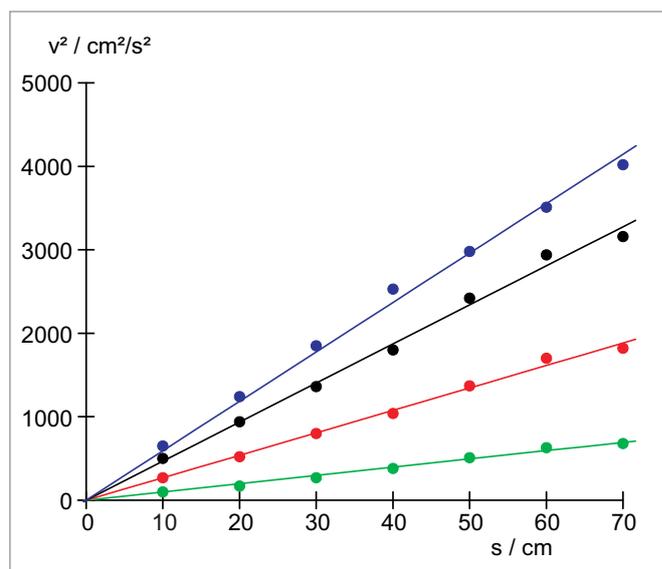


Fig. 3: Diagrama v^2 - s para $m_2 = 1000 \text{ g}$. $m_1 = 10 \text{ g}$ (verde), 20 g (rojo), 30 g (negro), 40 g (azul)

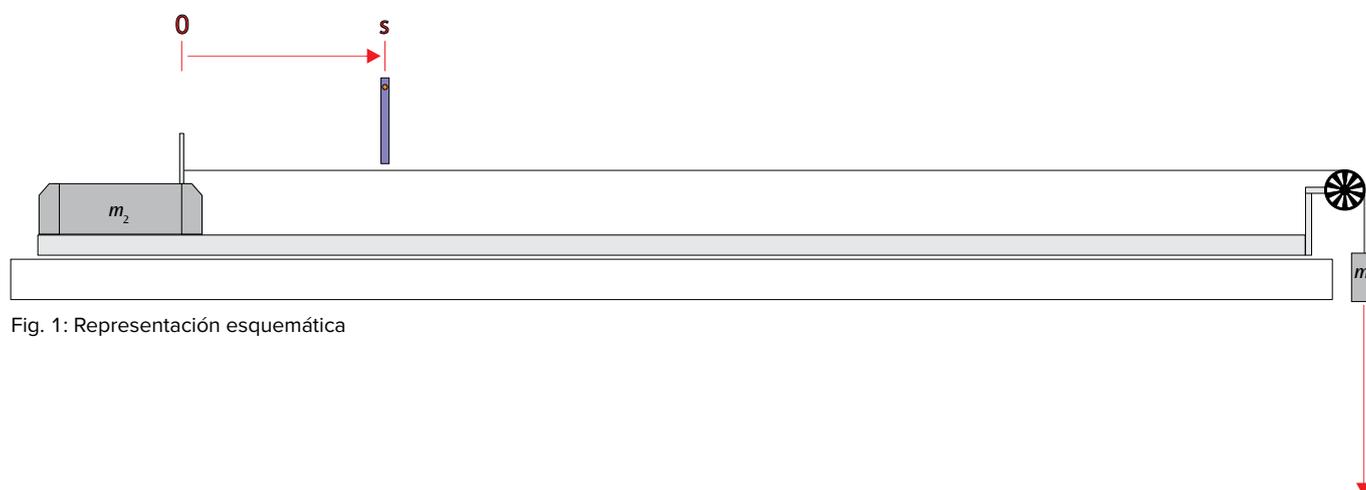
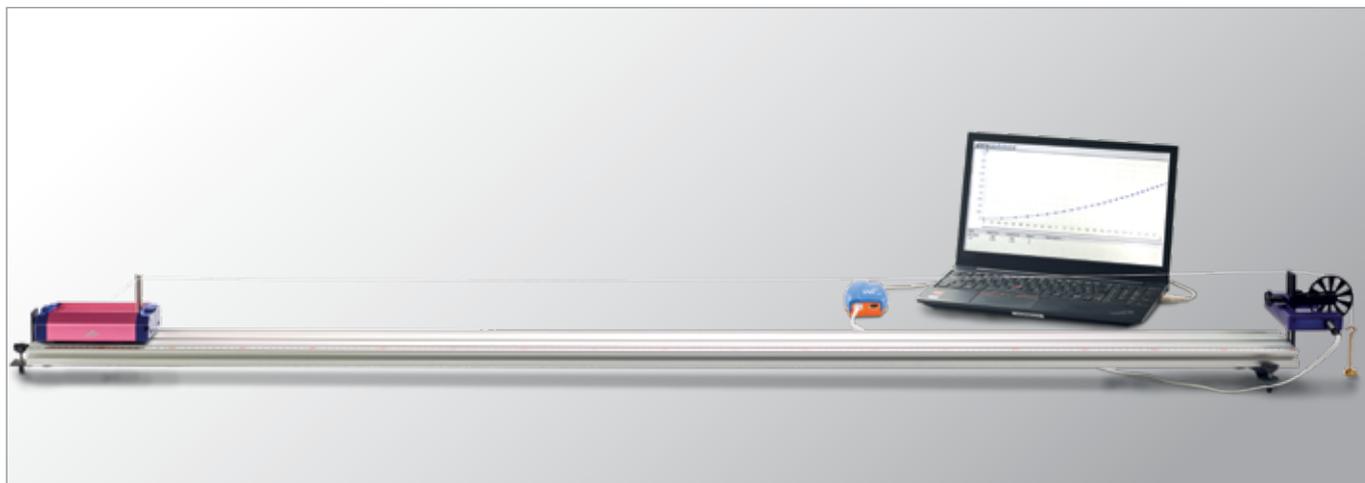


Fig. 1: Representación esquemática



> TAREAS

- Registro del espacio recorrido en función del tiempo.
- Determinación de la velocidad instantánea en función del tiempo.
- Determinación de la aceleración instantánea en función del tiempo.
- Determinación de la aceleración media como parámetro de acople y comparación con el cociente entre fuerza y masa.

OBJETIVO

Registro y evaluación de movimientos uniformemente acelerados en el carril de ruedas

RESUMEN

En un movimiento uniformemente acelerado, la velocidad instantánea depende linealmente y el espacio recorrido del cuadrado del tiempo. Estas relaciones se estudian en el experimento analizando movimientos en el carril de ruedas, los cuales se registran con un montaje compuesto de una rueda de radios como polea de desviación y una puerta fotoeléctrica.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Carril de ruedas	1018102
1	WiLab*	1022284
1	Cable de conexión MiniDIN8 – BT	1021688
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Cuerda, 100 m	1007112
1	Juego de pesas de ranura 10 x 10 g	1003227

Requerido adicionalmente:

1	Licencia Coach 7	
---	------------------	--

Se recomienda adicionalmente:

1	Balanza de laboratorio 610	1003419
---	----------------------------	---------

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

La velocidad instantánea v y la aceleración instantánea a de una masa puntual se definen como derivadas de primer y segundo orden del camino s recorrido con respecto al tiempo t . Estas definiciones se pueden reproducir experimentalmente cuando en lugar de las derivadas se observan los cocientes diferenciales correspondientes y el camino recorrido se divide en una retícula fina para medir los tiempos t_n correspondientes a los puntos de retícula s_n . En esta forma se crean las condiciones para p. ej. estudiar experimentalmente el movimiento uniformemente acelerado.

Con aceleración a constante la velocidad instantánea v aumenta proporcionalmente al tiempo t , siempre y cuando la masa puntual esté en reposo inicialmente:

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

El espacio recorrido s aumenta proporcionalmente con el cuadrado del tiempo t :

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

Una posible causa para una aceleración constante es una fuerza acelerante F constante, cuando la masa acelerada m no cambia:

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

Estas relaciones se estudian en un experimento con un carro en el carril de ruedas. El carro experimenta una aceleración uniforme, porque un hilo tira de él con un fuerza constante. Esa fuerza es el peso de una masa colgante, ver Fig. 1. La polea de desviación está hecha de una rueda de radios, la cual con sus radios interrumpe una puerta fotoeléctrica. Un interface de medición acoplado mide los instantes t_n de las interrupciones y envía los datos a un computador para su evaluación. El software de evaluación calcula el camino recorrido en el instante t_n así como los valores correspondientes de la velocidad y la aceleración instantáneas:

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

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

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

$\Delta = 20$ mm: Distancia entre los radios

Las mediciones se realizan con diferentes combinaciones de fuerza acelerante F y masa acelerada m .

EVALUACIÓN

Con el software de evaluación se representan las tres magnitudes s , v y a en función del tiempo t . La validez de las ecuaciones (1) y (2) se comprueba adaptando las correspondientes funciones, en las cuales entra la aceleración como parámetro.

Sea m_1 la masa del carro y m_2 la masa que cuelga del hilo. Como la masa m_2 también es acelerada en la ecuación (3):

$$F = m_2 \cdot g \quad m = m_1 + m_2$$

De allí se obtiene que:

$$a = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot g$$

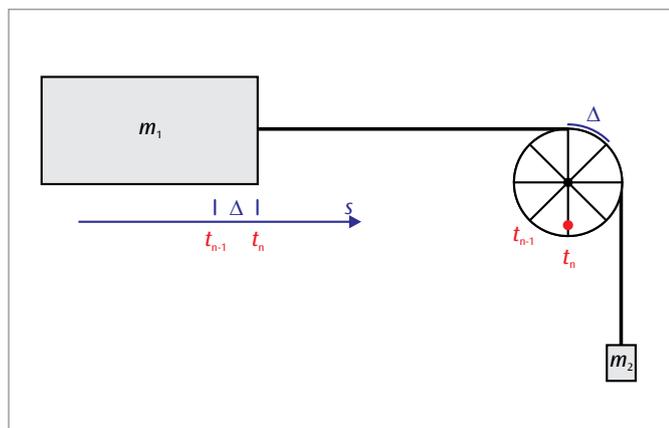


Fig. 1: Representación esquemática del principio de medición

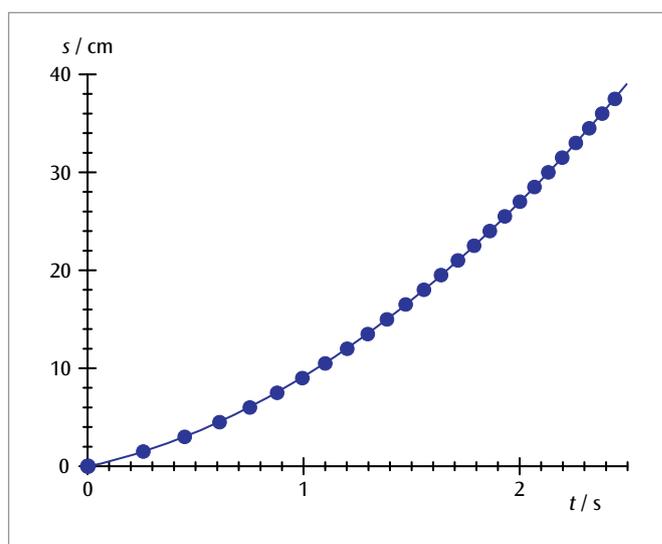


Fig. 2: Camino en dependencia del tiempo

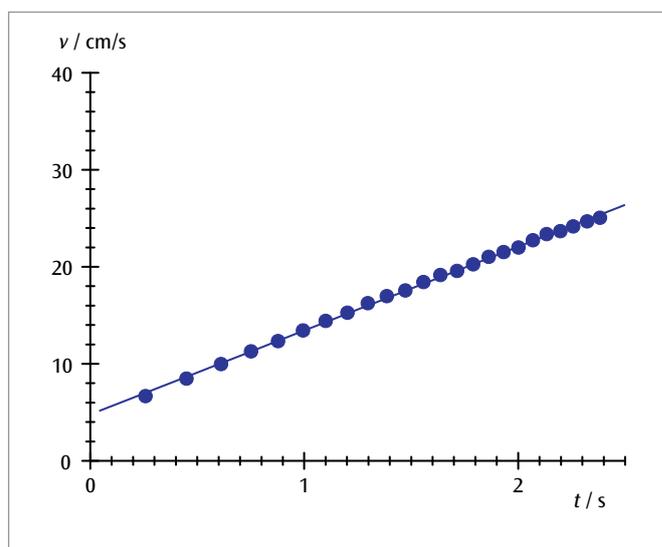


Fig. 3: Velocidad en dependencia del tiempo

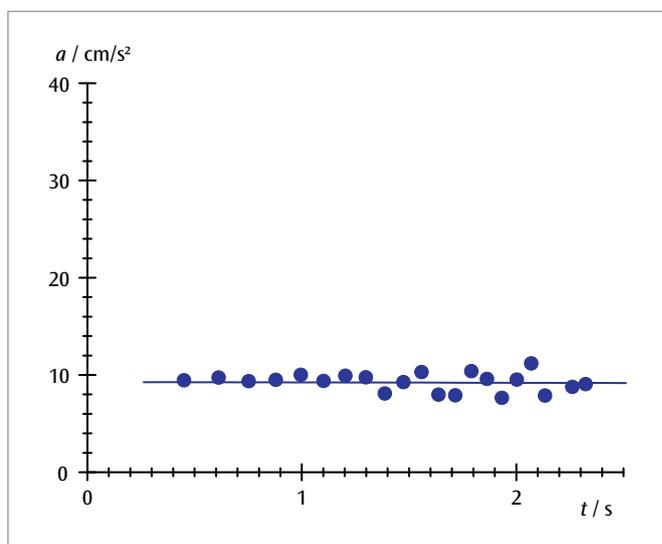
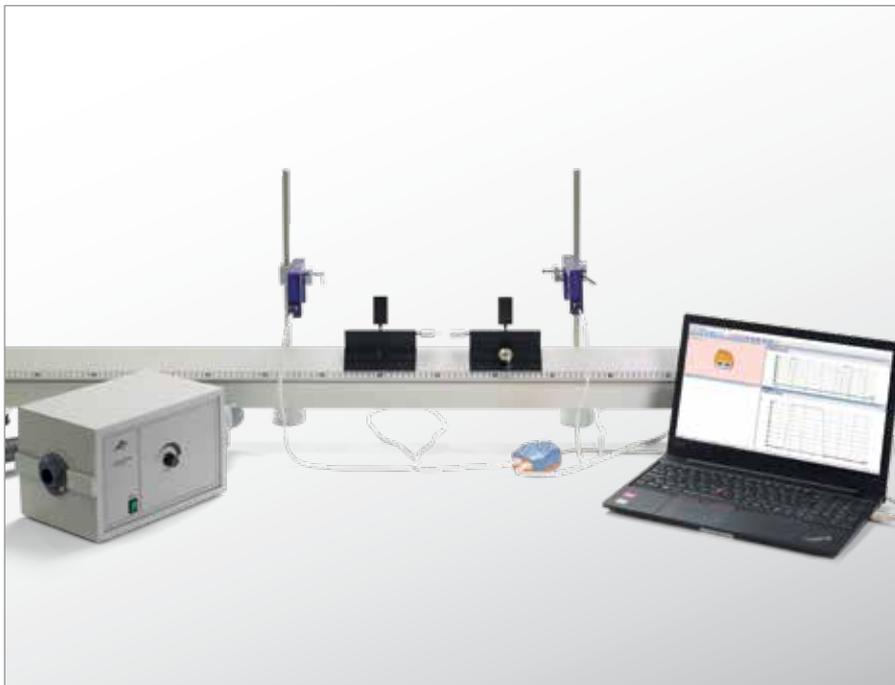


Fig. 4: Aceleración en dependencia del tiempo

UE1030280 | LEY DE CHOQUES



OBJETIVO

Estudio de choques unidimensionales en el carril de cojín neumático

RESUMEN

Una consecuencia importante del tercer axioma de Newton es la conservación del momento durante el choque de dos cuerpos. Ésta se puede verificar por medio del estudio de choques unidimensionales de dos deslizadores en un carril de cojín neumático. Se habla de choques elásticos cuando la energía cinética total permanece constante y de choques inelásticos cuando sólo la energía cinética del centro de masas común permanece constante. En el experimento se determina la velocidad de cada uno de los deslizadores a partir de los tiempos de interrupción de una puerta fotoeléctrica y de allí se calculan los impulsos.

TAREAS

- Estudio de los choques elástico e inelástico de dos deslizadores en el carril de cojín neumático.
- Comprobación de la conservación del impulso durante los choques elástico e inelástico y observación de los impulsos individuales durante el choque elástico.
- Estudio de los balances de la energía durante el choque elástico y el inelástico.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Carril de cojín neumático	1021090
1	Generador de corriente (230 V, 50/60 Hz)	1000606 o
	Generador de corriente (115 V, 50/60 Hz)	1000605
1	WiLab*	1022284
2	Clave de conexión miniDIN8 – BT	1021688
2	Puerta fotoeléctrica	1000563
2	Base con orificio central 1000 g	1002834
2	Nuez universal	1002830
2	Barra de apoyo, 470 mm	1002934
Recomendado adicionalmente:		
1	Licencia Coach 7	
Se recomienda adicionalmente:		
1	Balanza de laboratorio 610	1003419

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

Una consecuencia importante del tercer axioma de Newton es la conservación del momento durante los choques de dos cuerpos. Ésta se puede verificar p. ej. por medio del estudio de los choques de dos deslizadores en un carril de cojín neumático.

En el sistema de referencia del centro de masas común el impulso total de los deslizadores con masas m_1 y m_2 antes y después del choque es igual a cero.

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

\vec{p}_1, \vec{p}_2 : Impulsos individuales antes del choque, \vec{p}'_1, \vec{p}'_2 : Impulsos individuales después del choque.

La energía cinética de los dos deslizadores en ese sistema de referencia

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

puede convertirse en otra forma de energía parcial o totalmente en otra forma de energía, dependiendo de la clase de choque. Se habla de un choque elástico cuando la energía cinética

en el sistema del centro de masas permanece totalmente constante y de un choque inelástico cuando es convertida totalmente.

En el sistema de referencia del carril de cojín neumático la conservación del impulso se escribe como

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

p_1, p_2 : Impulsos individuales antes del choque,
 p'_1, p'_2 : Impulsos individuales después del choque.

Como consecuencia de la conservación del impulso también la velocidad

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

y la energía cinética

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

del centro de masas permanecen constantes. Esto vale tanto para choques elásticos como para inelásticos.

En el experimento, el segundo deslizador se encuentra en reposo antes del choque. Por lo tanto la conservación del impulso antes del choque, (Ec. 3), se describe como

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

asumiendo v'_1 y v'_2 valores diferentes después del choque elástico, sin embargo, después de un choque inelástico los valores son concordantes. En el choque elástico un empujador plano del primer deslizador golpea contra una banda de goma tendida tensamente en el segundo deslizador, en el choque inelástico un punzón puntiagudo se encaja en una masa de plastilina. Para variar las masas se pueden colocar masas adicionales.

Después del choque elástico se tiene

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

y

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

En el choque inelástico sólo la energía cinética del centro de masas permanece constante. Para ella, se calcula de (4), (5) y (6)

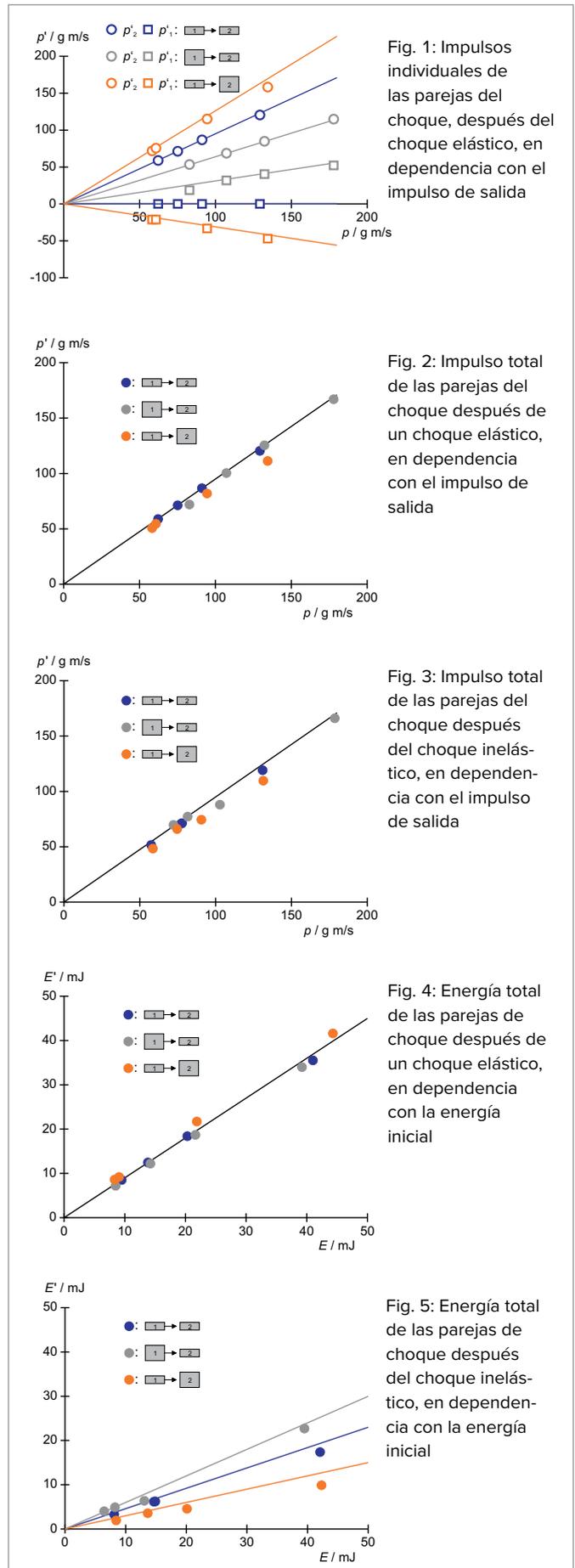
$$(9) \quad E_c = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot E$$

EVALUACIÓN

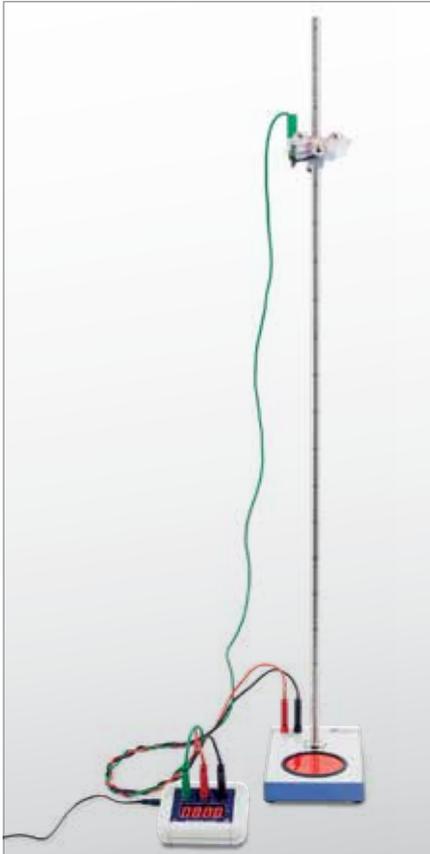
Los intervalos de tiempo t registrados por el software deben compararse con los procedimientos experimentales. Para las velocidades se tiene.

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

En una observación más exacta de los balances de energía e impulso se tienen que considerar pérdidas por fricción. Éstas suman para los valores de los impulsos determinados de 5% a 10% y 10% para los valores de energía, ver Figs. de 1 a 5.



UE1030300 | CAÍDA LIBRE



> TAREAS

- Medición del tiempo de caída t de una esfera en función de la distancia h entre el dispositivo de disparo y el plato colector.
- Medición puntual del diagrama de tiempo en función del desplazamiento de un movimiento de aceleración uniforme.
- Confirmación de la proporcionalidad entre el recorrido de caída y el cuadrado del tiempo de caída.
- Determinar la aceleración de caída g .

OBJETIVO

Determinar la aceleración de caída

RESUMEN

Durante la caída libre, el recorrido de caída h es proporcional al cuadrado del tiempo de caída t . La aceleración de caída g se puede determinar a partir del factor de proporcionalidad.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de caída libre	1000738
1	Contador de milisegundos (115 V, 50/60 Hz)	1012832 o
	Contador de milisegundos (230 V, 50/60 Hz)	1012833
1	Juego de 3 cables de experimentación de seguridad	1002848

FUNDAMENTOS GENERALES

Cuando un cuerpo cae al suelo desde una altura h , en el campo de gravedad terrestre, sufre una aceleración constante g , siempre que la velocidad de caída sea reducida y, por lo tanto, se pueda ignorar la fricción. Este movimiento de caída se denomina caída libre.

En el experimento, se cuelga una esfera de acero del dispositivo de disparo. Al iniciarse la caída libre, simultáneamente, se inicia el conteo electrónico del tiempo. Después de que se haya recorrido el trecho h de caída, la esfera cae dentro de un dispositivo de recolección y se interrumpe la medición del tiempo de caída t .

Dado que en el momento $t_0 = 0$ la esfera inicia su recorrido con la velocidad $v_0 = 0$, la distancia recorrida en el tiempo t corresponde a:

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

EVALUACIÓN

Primera variante:

Los tiempos de caída mantienen una relación de 2 : 1 si los recorridos de caída tienen una relación de 4 : 1. Por lo tanto, el recorrido de caída es proporcional al cuadrado del tiempo de caída.

Segunda variante:

Los resultados de la medición de diferentes recorridos de caída se registran como pares de valores en un diagrama de tiempo en función del desplazamiento. La distancia h de caída transcurrida no es una función lineal del tiempo t , tal como lo demuestra una comparación entre la adaptación de los valores de medición de una recta y una parábola. Para la compensación lineal, se aplica el tiempo de recorrido como función del cuadrado del tiempo de caída. La coincidencia de las rectas originales adaptadas con los valores de medición confirma la ecuación (1). Se puede calcular la aceleración de caída a partir del incremento lineal.

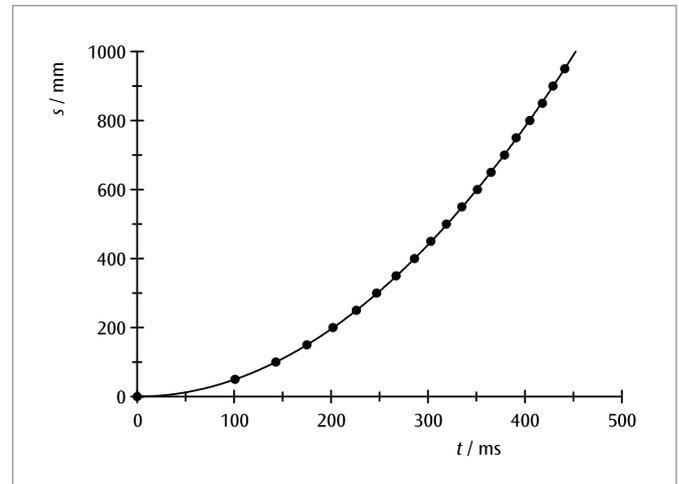


Fig. 1: Diagrama de tiempo en función del desplazamiento en caída libre

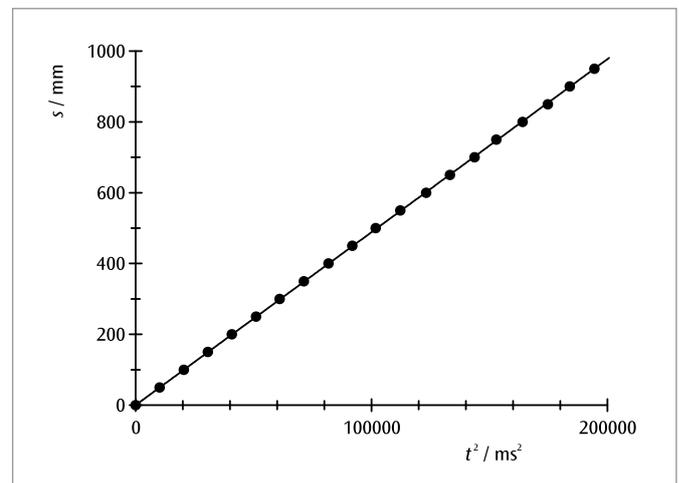
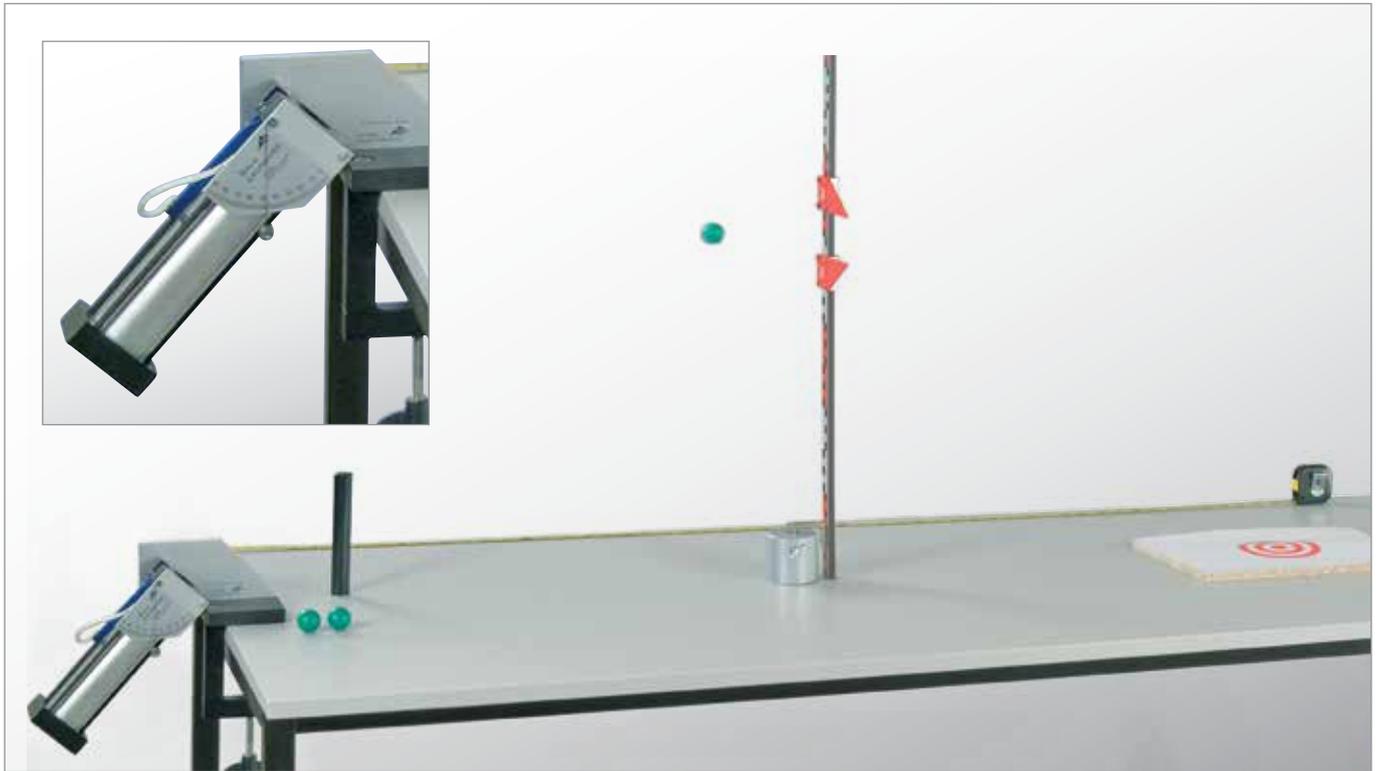


Fig. 2: Recorrido de caída como función del cuadrado del tiempo de caída

UE1030400 | TIRO PARABÓLICO



► TAREAS

- Determinación del alcance que depende del ángulo y de la velocidad de disparo.
- Cálculo de la velocidad de disparo a partir del alcance máximo del tiro.
- Registro punto a punto de las "Parábolas de tiro" que depende del ángulo y de la velocidad de disparo.
- Comprobación del principio de superposición.

OBJETIVO

Registro punto a punto de las "Parábolas de tiro"

RESUMEN

El movimiento de una esfera que se dispara en el campo gravitacional en un ángulo con respecto a la horizontal describe una curva de vuelo parabólica, cuya altura y cuyo alcance dependen del ángulo y de la velocidad de disparo. La curva se mide punto a punto utilizando una escala vertical con dos indicadores de posición.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Equipo de lanzamiento	1002654
1	Soporte para equipo de lanzamiento	1002655
1	Escala de alturas, 1 m	1000743
1	Juego de índices para las escalas	1006494
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603

FUNDAMENTOS GENERALES

El movimiento de una esfera que se dispara en el campo gravitacional bajo un ángulo con respecto a la horizontal se compone de la superposición de un movimiento con velocidad constante en la dirección de disparo y de un movimiento de caída libre. El resultado es una curva de vuelo parabólica, cuya altura y cuyo alcance dependen del ángulo de disparo α y de la velocidad de disparo v_0 .

Para el cálculo de la curva de vuelo y para hacerlo lo más sencillo posible, se fija el origen del sistema de coordenadas en el centro de la esfera en el momento del disparo y se desprecia además la fricción del aire sobre la esfera. Entonces la esfera mantiene su velocidad inicial en dirección horizontal:

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

y alcanza por lo tanto en el momento t la distancia horizontal:

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

En dirección vertical, bajo la influencia del campo gravitacional, la esfera experimenta una aceleración de caída libre g . En el momento t , por lo tanto su velocidad será:

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

y la distancia vertical:

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

La curva de vuelo de la esfera tiene la forma de una parábola, porque obedece a la ecuación.

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

En el momento:

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

la esfera alcanza el punto más alto de la parábola y en el momento:

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

llega nuevamente a la altura inicial 0. Es decir que la altura de la parábola es:

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

y su correspondiente alcance:

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

En el experimento se miden punto a punto las curvas de vuelo de una esfera de madera utilizando una escala vertical con dos índices de distancia, que dependen del ángulo y de la velocidad de disparo.

EVALUACIÓN

Con un ángulo de disparo de $\alpha = 45^\circ$ se logra el máximo alcance s_{\max} de todas las curvas de vuelo. A partir de ella se puede calcular la velocidad de disparo. Se cumple la Ec (9):

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

Un análisis exacto de los datos de medida muestra que se debe considerar la fricción del aire y que las curvas de vuelo se desvían un poco de la forma parabólica.

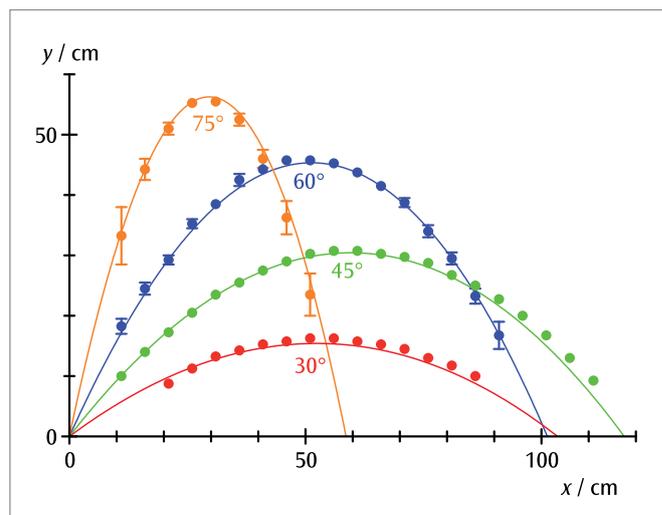


Fig. 1: Parábolas de vuelo medidas y calculadas bajo diferentes ángulos de disparo, con velocidad de disparo mínima y teniendo en cuenta la fricción del aire

UE1030600 | CHOQUES EN DOS DIMENSIONES



➤ TAREAS

- Determinación de las velocidades antes y después de un choque.
- Comprobación de la conservación del impulso durante choques elásticos e inelásticos.
- Comprobación de la conservación de la energía en choques elásticos e inelásticos.
- Estudio del movimiento del centro de masas del sistema.

OBJETIVO

Estudio de choques elásticos e inelásticos de dos cuerpos en un mismo plano.

RESUMEN

Durante el choque de dos cuerpos, los participantes están sujetos a la conservación de la energía y del impulso. Con la ayuda de estas dos magnitudes de conservación es posible describir el movimiento de los cuerpos después del choque. En el caso del plano, las velocidades y los impulsos de los cuerpos que chocan se deben describir vectorialmente. La transformación al sistema de referencia del centro de masas ofrece una descripción especialmente sencilla. En el experimento se llevan a colisión dos discos masivos sobre una mesa de cojín neumático y se registran las velocidades. Son entonces grabadas y analizadas usando marcas de inyección de tinta o seguimiento de video.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa de cojín neumático con discos de inyección de tinta	1021623
Recomendado adicionalmente:		
1	Balanza de laboratorio 610	1003419
1	Regla, 50 cm	
1	Videocámara	
1	Software de análisis de vídeo, p. ej. Coach 7	

FUNDAMENTOS GENERALES

Un choque describe la interacción en muy corto tiempo de dos cuerpos. En ella, se asume que la interacción sólo tiene lugar durante un intervalo de tiempo concreto y muy corto y los cuerpos por lo demás no interactúan entre sí. En ausencia de fuerzas adicionales, antes y después del choque los cuerpos se mueven con velocidad constante. Como los dos cuerpos pueden ser considerados como un sistema cerrado, el proceso está sujeto a la conservación del impulso y de la energía.

Las velocidades de los cuerpos 1 y 2 antes del choque se describen con los vectores v_1 resp. v_2 ; después del choque con v'_1 resp. v'_2 . Los impulsos correspondientemente con p_i y p'_i ($i = 1, 2$). Las masas son constantes en el tiempo y se denominan con m_1 y m_2 .

Debido a la conservación del impulso se tiene que

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

Además, durante el choque elástico la energía cinética total del sistema permanece constante:

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

Si se tiene el cuerpo 2 en reposo antes del choque, entonces, sin restringir las condiciones generales, se puede elegir el sistema de coordenadas de tal forma que el cuerpo 1 se mueva a lo largo del eje-x, es decir, $(v_{1y} = 0)$.

Observamos primero un choque central con $d = 0$, véase Fig. 1. Aquí los cuerpos se mueven a lo largo del eje-x y para las velocidades después del choque se cumple que

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

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

En caso de masas iguales $m_1 = m_2$ se obtiene que

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

y

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

En caso de que el choque no sea central, con masas iguales se obtiene que los cuerpos se alejan en un ángulo de 90° ; es decir

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

Además se obtiene de (1) con $v_{1y} = 0$ y $m_1 = m_2$

$$(8) \quad v_{1y}' = -v_{2y}'$$

El vector de posición del centro de masas es

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

Como el impulso total se conserva, la velocidad del centro de masas es constante

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

El impulso total corresponde al impulso de una masa $m_s = m_1 + m_2$, que se mueve con la velocidad del centro de masas.

Frecuentemente tiene sentido transformar al sistema del centro de masas: En este sistema las dos masas se mueven la una hacia la otra, de tal forma que el impulso total del sistema es cero. Después de un choque elástico, las masas se alejan la una de la otra de tal forma que el impulso total sigue siendo cero y después de un choque totalmente inelástico las dos masas rotan acopladas entre sí alrededor del centro de masas. En este caso, la energía cinética del sistema se conserva. En el experimento se llevan a colisión dos discos masivos sobre una mesa de cojín neumático y se registran las velocidades de los cuerpos con la ayuda de un generador de chispas.

EVALUACIÓN

Una evaluación de la energía cinética muestra pérdidas, esto se debe a la ligera deformación de los cuerpos al chocar y a la rotación intrínseca de los discos, que no se tuvo en cuenta. La magnitud de la velocidad se calcula a partir de

$$v = \Delta \cdot f$$

Δ : Distancia entre dos puntos,
 f : Frecuencia del plotter

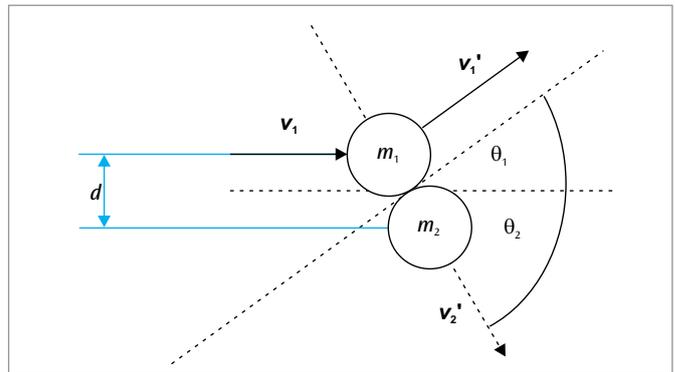


Fig. 1: Representación esquemática del choque no central de dos masas

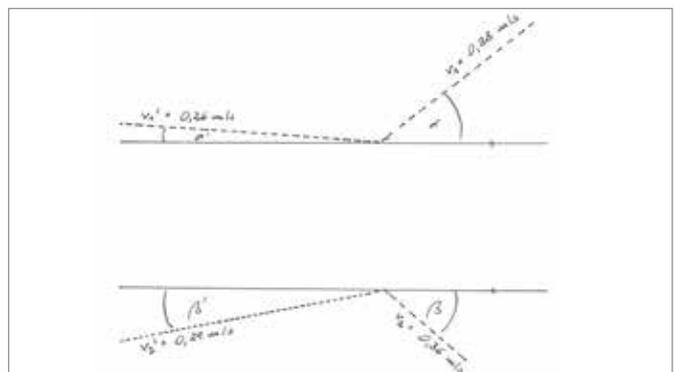


Fig. 2: Registro y evaluación del choque no central de masas no iguales con velocidades iniciales $v_1 \neq 0$ y $v_2 \neq 0$

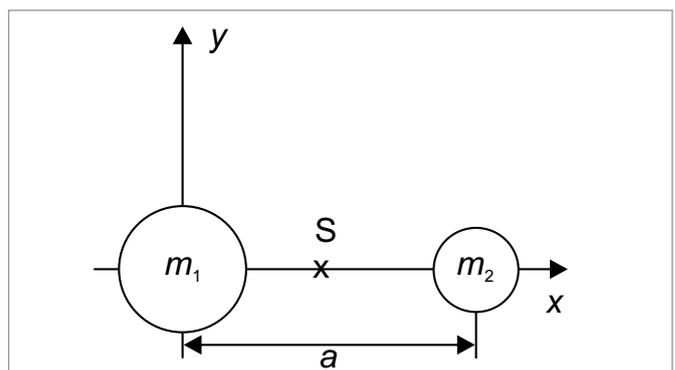


Fig. 3: Movimiento del centro de masas S de las dos masas, antes y después del choque

UE1040101 | MOVIMIENTOS DE ROTACIÓN UNIFORMEMENTE ACELERADOS



TAREAS

- Registro punto a punto del diagrama Ángulo de rotación vs. tiempo de un movimiento de rotación uniformemente acelerado.
- Determinación de la proporcionalidad entre el ángulo de rotación y el cuadrado del tiempo.
- Determinación de la aceleración angular dependiendo del par de fuerzas que acelera y de la comprobación de la ecuación de movimiento de Newton.
- Determinación de la aceleración angular que depende del momento de inercia y comprobación de la ecuación de movimiento de Newton.

OBJETIVO

Comprobación de la ecuación del movimiento de Newton

RESUMEN

El ángulo de rotación φ de un cuerpo rígido acelerado alrededor de un eje de rotación fijo aumenta proporcionalmente con el cuadrado del tiempo t . A partir del factor de proporcionalidad se puede calcular la aceleración angular α , la cual depende del par de giro que acelera y del momento de inercia del cuerpo rígido, de acuerdo con la ecuación de Newton para el movimiento de rotación.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Sistema giratorio sobre cojín neumático (230 V, 50/60 Hz)	1000782 o
	Sistema giratorio sobre cojín neumático (115 V, 50/60 Hz)	1000781
1	Sensor de reflexión de Laser	1001034
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GENERALES

La rotación de un cuerpo rígido alrededor de un eje fijo se puede describir en analogía al movimiento de traslación unidimensional. Se reemplaza el camino s por el ángulo de rotación φ , la velocidad v por la velocidad angular ω , la aceleración a por la aceleración angular α , la fuerza acelerante F por el par de fuerzas M que actúa sobre el cuerpo rígido y la masa m por el momento de inercia J del cuerpo rígido alrededor del eje de rotación.

En analogía a las ecuaciones de Newton para el movimiento de traslación se tiene: Un cuerpo rígido, colocado de tal forma que pueda rotar, teniendo el momento de inercia J , experimenta una aceleración angular α cuando el par de fuerzas:

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

actúa sobre él. Si sobre él actúa un par de fuerzas constante, el cuerpo realizará un movimiento angular con una aceleración angular constante. En el experimento se estudia este proceso en un sistema giratorio sobre un cojín neumático y por lo tanto con una fricción muy reducida. El movimiento se inicia en el momento $t_0 = 0$ con una velocidad angular $\omega = 0$ y rota en el tiempo t un ángulo φ igual a:

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

El par de fuerzas M resulta del peso de una masa que acelera m_M , que actúa sobre el cuerpo a una distancia r_M del eje de rotación.

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

Aceleración de caída libre

$$g = 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

Si se colocan sobre la varilla de haltera del sistema giratorio dos masas adicionales m_J a una distancia r_J del eje de rotación, el momento de inercia se aumenta en un valor dado por:

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

J_0 : Momento de inercia sin las masas adicionales

Tanto para variar la aceleración así como para aumentar la inercia se tienen a disposición varias masas. Además se pueden variar las distancias r_M y r_J . De esta forma se puede estudiar la aceleración angular para comprobar la fórmula (1) que depende del momento de inercia y del par de fuerzas.

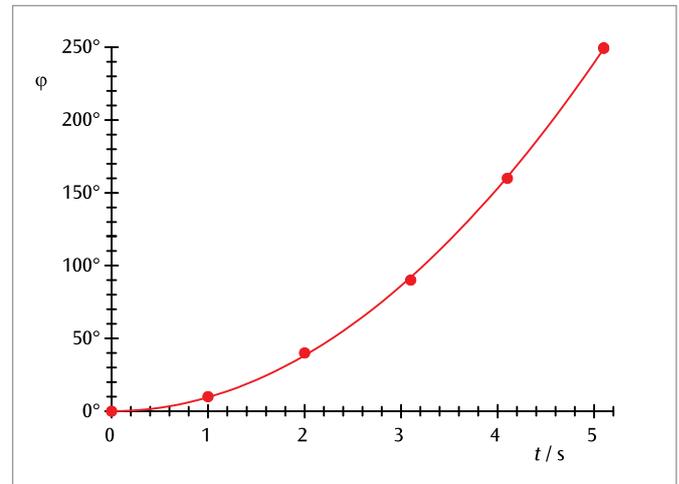


Fig. 1: Diagrama ángulo de rotación vs tiempo de un movimiento de rotación uniformemente acelerado

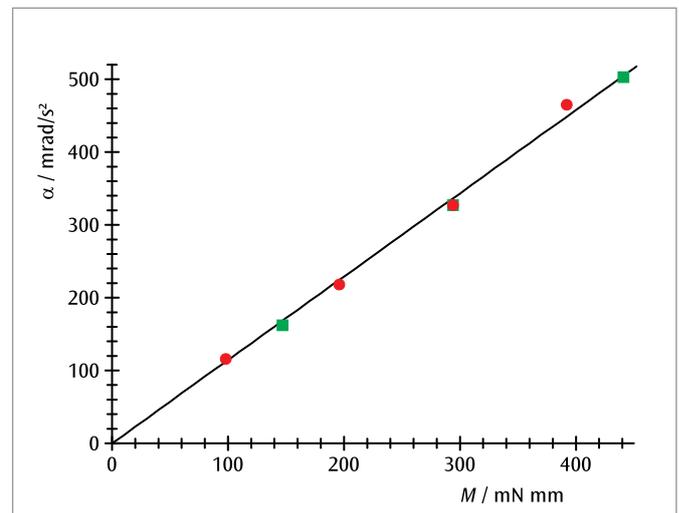


Fig. 2: Aceleración angular α que depende del par de fuerzas par de fuerzas M

EVALUACIÓN

La proporcionalidad del ángulo de rotación con el cuadrado del tiempo se aclara realizando una medición para los tiempos correspondientes con los ángulos de rotación de 10° , 40° , 90° , 160° y de 250° .

Para la medición de la aceleración angular α que depende de los parámetros M y J , se mide cada vez el tiempo para una rotación en 90° ($t(90^\circ)$). En este caso vale:

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

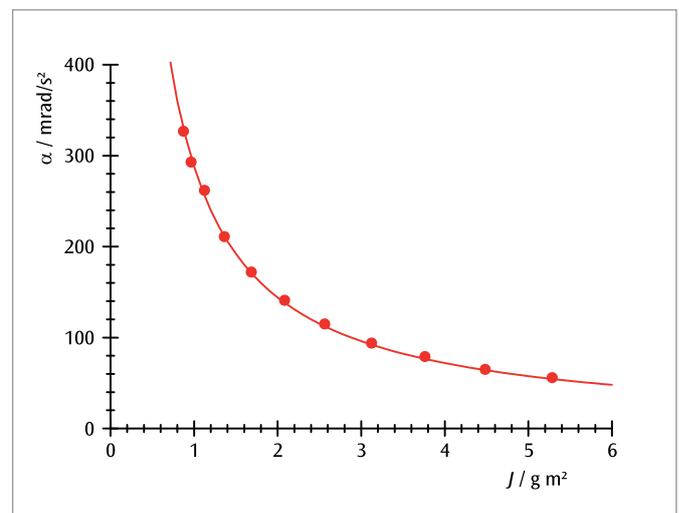


Fig. 3: Aceleración angular α que depende del momento de inercia J

UE1040201 | MOMENTO DE INERCIA I



> TAREAS

- Determinación de la constante de restitución angular D_r del muelle de acoplamiento.
- Determinación del momento de inercia J que depende de la distancia r de las masas con respecto al eje de rotación.
- Determinación del momento de inercia J que depende del valor m de la masa.

OBJETIVO

Determinación del momento de inercia de una varilla de haltera con masas adicionales

RESUMEN

El momento de inercia de un cuerpo alrededor de su eje de rotación depende de la distribución de la masa del cuerpo con respecto a su eje de rotación. Esta relación se estudia con una varilla de haltera, en la cual se tienen dos masas colocadas simétricamente con respecto al eje de rotación. El período de la oscilación de una varilla de haltera acoplada con un muelle es mayor mientras mayor sea el momento de inercia determinado por las masas adicionales y la distancia al eje de rotación de las masas adicionales.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Sistema giratorio sobre cojín neumático (230 V, 50/60 Hz)	1000782 o
	Sistema giratorio sobre cojín neumático (115 V, 50/60 Hz)	1000781
1	Juego complementario para el Sistema giratorio	1000783
1	Sensor de reflexión de Laser	1001034
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GENERALES

La inercia de un cuerpo rígido con respecto a un cambio de su movimiento de rotación alrededor de un eje fijo se conoce como el concepto de momento de inercia J . Éste depende de la distribución de la masa en el cuerpo en relación con el eje de rotación y es mayor mientras mayor sean las distancias al eje de rotación.

Esto se estudia en el experimento tomando como ejemplo un disco con una varilla de haltera, sobre la cual se han colocado dos masas m simétricas a una distancia r del eje de rotación. En este caso el momento de inercia se define como

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

J_0 : Momento de inercia sin las masas

Si el disco giratorio se acopla elásticamente a un soporte a través de un muelle helicoidal de tal forma que pueda rotar, el momento de inercia se puede determinar a partir del período de la oscilación del disco giratorio alrededor de su posición de reposo. Se tiene que:

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

D_r : Constante de restitución angular del muelle helicoidal

Es decir: El período T de la oscilación es mayor, mientras mayor sea el determinado momento de inercia J del disco giratorio con la varilla de haltera, dado por la masa m y la distancia r .

EVALUACIÓN

De (2) se obtiene la ecuación para la determinación del momento de inercia:

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

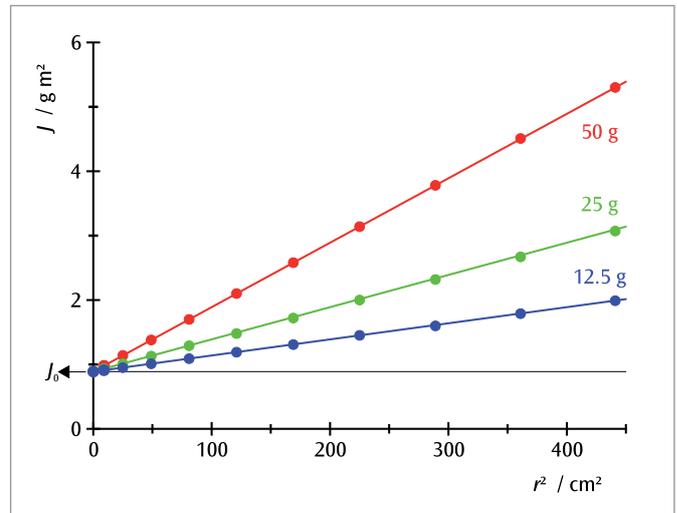
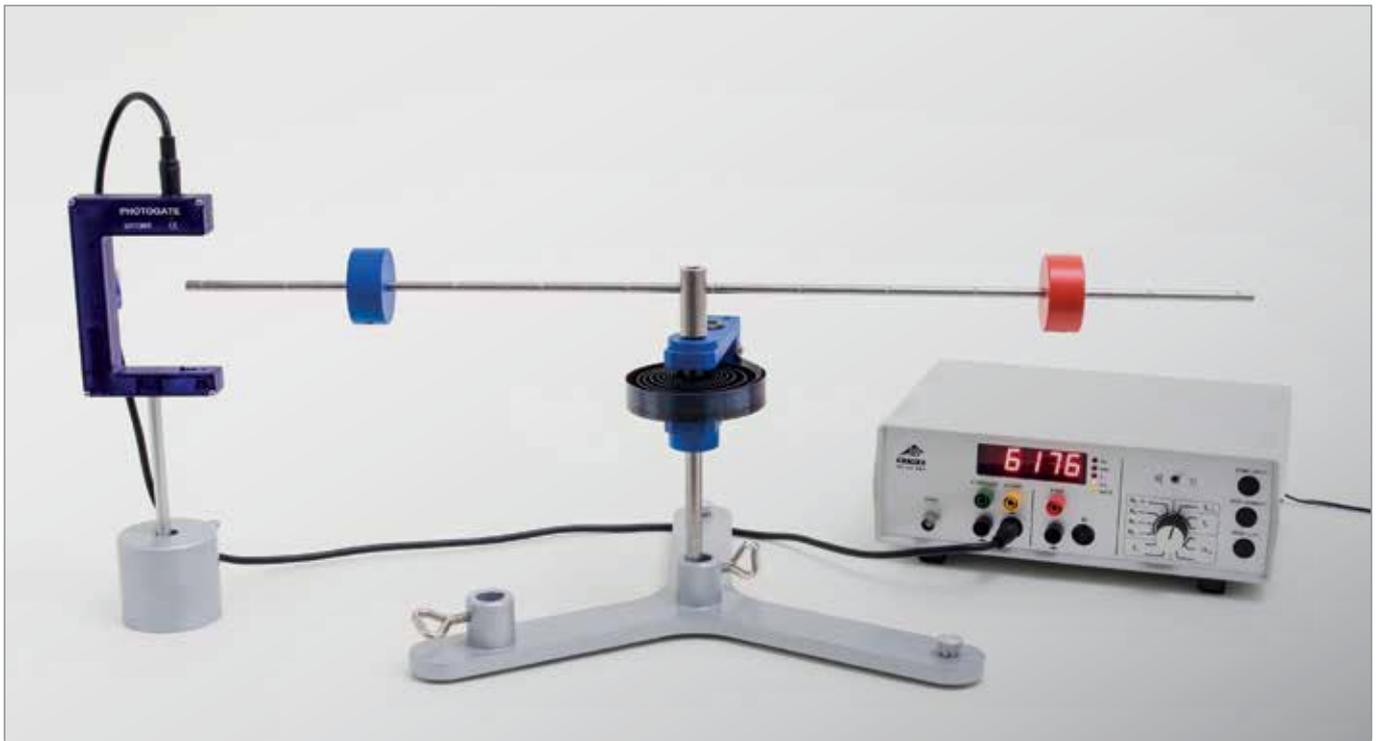


Fig. 1: Momento de inercia J del disco giratorio con la varilla de altera para tres diferentes masas adicionales m , que depende del cuadrado de la distancia r hasta el eje de rotación

UE1040205 | MOMENTO DE INERCIA II



> TAREAS

- Determinación de la constante de restitución angular D_r del muelle de acople.
- Determinación del momento de inercia J de la varilla de haltera sin masas.
- Determinación del momento de inercia J en dependencia de la distancia r de las masas al eje de rotación.
- Determinación del momento de inercia J para un disco de madera, una esfera de madera así como de un cilindro macizo y uno hueco.

OBJETIVO

Determinación del momento de inercia de diferentes cuerpos de muestra

RESUMEN

El momento de inercia de un cuerpo alrededor de su eje de rotación depende de la distribución de la masa del cuerpo relativa a su eje. Esto se estudia para una varilla de haltera en la cual se han acoplado dos masas colocadas simétricamente con respecto al eje de rotación, para un disco redondo de madera, para una esfera de madera y para un cilindro hueco y uno macizo. El período de oscilación de los cuerpos de prueba depende de la distribución de la masa y de sus radios.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Eje de torsión	1008662
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Pie soporte, 3 patas, 185 mm	1002836
1	Dinamómetro de precisión, 1 N	1003104
1	Juego de cuerpos de ensayo para eje de torsión	1021752

FUNDAMENTOS GENERALES

La inercia de un cuerpo rígido respecto a una variación de su movimiento rotacional alrededor de un eje fijo se indica por medio del momento de inercia J . Éste depende de la distribución de las masas en el cuerpo relativa al eje de rotación y es mayor mientras mayor son las distancias de las masas al eje de rotación.

En general, el momento de inercia se define por medio de la integral de volumen:

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

r_s : Parte de r perpendicular al eje de rotación
 $\rho(r)$: Distribución de la masa del cuerpo

Para el ejemplo de una varilla de haltera en la cual se han colocado dos cuerpos de masa m simétricamente a una distancia r respecto al eje de rotación, el momento de inercia asciende a:

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

J_0 : Momento de inercia de la varilla de haltera sin las masas

Ahora se pueden fijar diferentes cuerpos de prueba en el eje de torsión. Para el tiempo de oscilación T en un período se tiene:

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

D_r : Constante de restitución angular del muelle helicoidal

Es decir, el tiempo de oscilación T es mayor mientras mayor sea el momento de inercia J .

La constante de restitución angular de un muelle helicoidal se puede determinar utilizando un dinamómetro:

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

α : Desviación de la posición de equilibrio

EVALUACIÓN

A partir de (3) se obtiene la ecuación para la determinación del momento de inercia:

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

Para el montaje con la varilla de haltera se debe restar además el momento de inercia de la varilla:

$$J(\text{Masas}) = J(\text{Varilla} + \text{Masas}) - J(\text{Varilla})$$

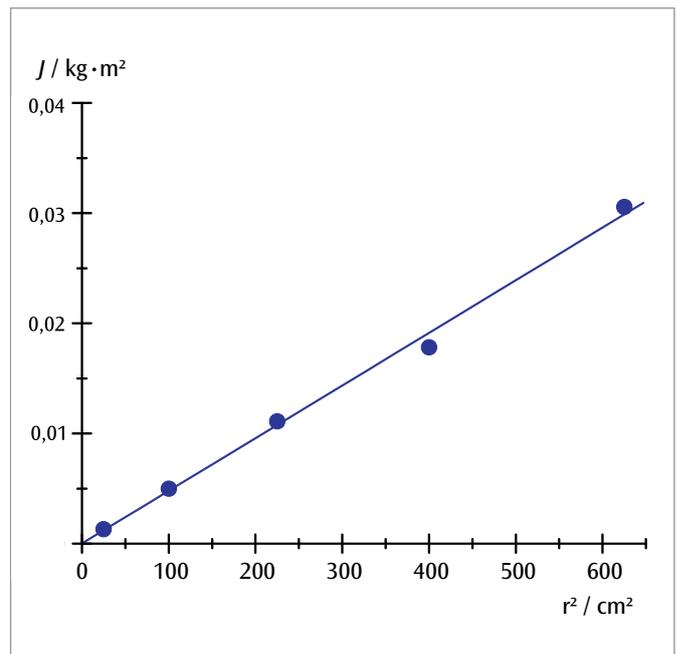


Fig. 1: Momento de inercia J de las masas en dependencia del cuadrado de la distancia r de las masas al eje de oscilación

UE1040320 | RUEDA DE MAXWELL



OBJETIVO

Comprobación de la conservación de la energía por medio de una rueda de Maxwell

RESUMEN

La rueda de Maxwell está colgada horizontalmente de sendos hilos a uno y otro lado de su eje en el cual se enrolla y desenrolla, convirtiendo energía potencial en cinética y viceversa repetidas veces. El proceso de desenrollarse y volver a enrollarse se repite hasta que la energía fijada por la altura inicial se consume totalmente por las pérdidas de fricción y reflexión. En este experimento, el movimiento de la rueda de Maxwell se registra con un sensor de movimiento ultrasónico. A partir del desplazamiento resultante comparado con el diagrama de tiempo, se puede determinar la velocidad momentánea de la rueda y calcular su energía cinética.

TAREAS

- Registro del diagrama de espacio-tiempo y del diagrama velocidad-tiempo del primer movimiento de descenso.
- Determinación de la aceleración y del momento de inercia.
- Determinación de las energías cinéticas y potenciales durante los movimientos de descenso y ascenso.
- Comprobación de la conservación de la energía bajo la consideración de las pérdidas por fricción y reflexión.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Rueda de Maxwell	1000790
1	WiLab*	1022284
1	Sensor de movimiento para WiLab*	1022288
1	Pie soporte, en forma H	1018874
2	Varilla de soporte, 1000 mm	1002936
2	Nuez universal	1002830
Requerido adicionalmente:		
1	Licencia Coach 7	
Recomendado adicionalmente:		
1	Balanza electrónica 5200 g	1022587
1	Pie de rey, 150 mm	1002601

* Alternativa: 1 €Motion 1021673 o 1 VinciLab 1021477 y 1 sensor de movimiento 1021683

FUNDAMENTOS GENERALES

La rueda de Maxwell se encuentra colgada horizontalmente de sendos hilos a uno y otro lado de su eje, de los cuales puede desenrollarse, convirtiendo crecientemente energía potencial en energía cinética de rotación. Tan pronto los hilos se han desenrollado totalmente, la rueda sigue moviéndose con energía de rotación alta, los hilos se enrollan en el lado contrario reconvirtiendo la energía cinética en potencial hasta que la energía cinética se ha reconvertido totalmente. Luego se repite el proceso de desenrollar y enrollar hasta que la energía fijada por la altura inicial se ha consumido por las pérdidas por fricción y reflexión.

Al desenrollarse y enrollarse la rueda se mueve lentamente hacia abajo y luego hacia arriba con velocidad v . La velocidad se encuentra en una relación fija

$$(1) \quad v = \omega \cdot r \text{ con } r: \text{ Radio del eje}$$

con respecto a la velocidad angular ω , con la cual se mueve la rueda alrededor de su propio eje. La energía total se expresa por lo tanto como:

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

m : Masa, I : Momento de inercia, h : Altura por encima del punto de inversión abajo, g : Aceleración de caída libre

Esta expresión describe un movimiento de translación con una aceleración dirigida hacia abajo:

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

Esta aceleración se determina en el experimento a partir del espacio s :

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

recorrido en el tiempo t resp. de la velocidad instantánea v lograda en el tiempo t :

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

En este experimento, el movimiento de la rueda de Maxwell se registra con un sensor de movimiento ultrasónico. A partir del desplazamiento resultante comparado con el diagrama de tiempo, se puede determinar la velocidad momentánea de la rueda y calcular su energía cinética.

EVALUACIÓN

Con la masa m y el radio r del eje conocidos se puede determinar el momento de inercia a partir de la aceleración a . Debido a (3) se tiene:

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

La velocidad instantánea v se puede determinar derivando el desplazamiento en comparación con el diagrama de tiempo.

Las energías cinéticas E_{kin} se calculan de la siguiente manera:

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

Para la energía potencial se tiene

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

Las pérdidas, reconocibles claramente en la Fig. 3 del balance energético se pueden describir bien asumiendo una fuerza de fricción constante en contra de la dirección de movimiento y por la no despreciable entrega de energía en el cambio de la dirección en el punto de inversión de abajo.

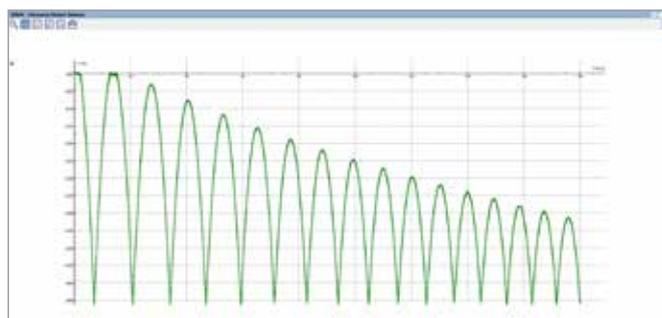


Fig. 1: Representación esquemática del montaje experimental

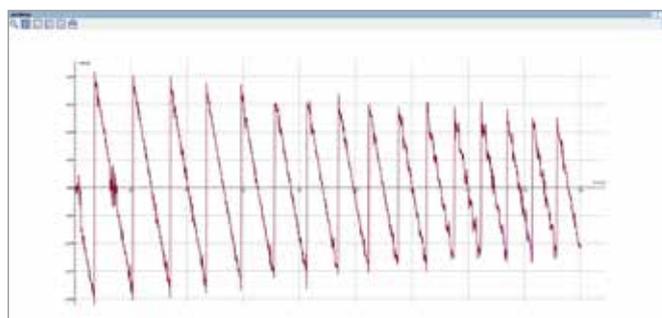


Fig. 2: Diagrama espacio-tiempo del primer movimiento de descenso

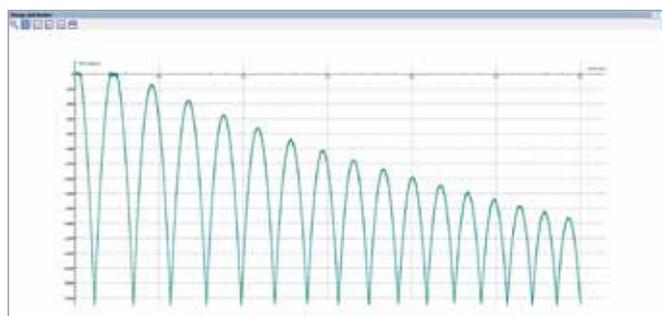
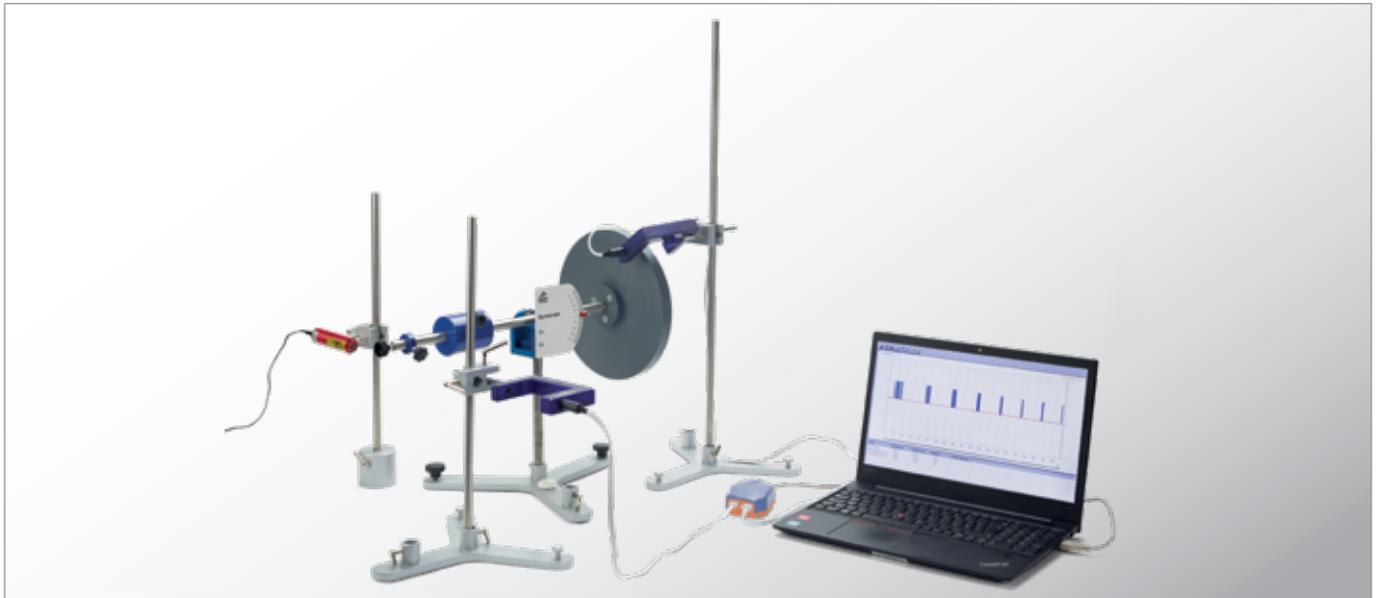


Fig. 3: Diagrama velocidad-tiempo del primer movimiento de descenso



> TAREAS

- Comprobación de la proporcionalidad entre la frecuencia de rotación f_R del disco rotante y el tiempo T_p de una precesión del giroscopio y determinación del momento de inercia a partir del registro gráfico $f_R(T_p)$.
- Comprobación de la proporcionalidad entre la frecuencia de rotación f_R y la frecuencia de nutación f_N por medio de un registro gráfico $f_N(f_R)$ resp. de los tiempos correspondientes $T_R(T_N)$.

OBJETIVO

Estudio experimental de la precesión y de la nutación de un giroscopio y determinación del momento de inercia

RESUMEN

Además de su movimiento de rotación, un giroscopio realiza un movimiento de precesión y uno de nutación, dependiendo de si una fuerza externa y por lo tanto un momento angular externo actúa sobre su eje de rotación o si el eje de rotación del giroscopio, girando serenamente, experimenta una desviación de su posición de equilibrio, siendo el período de precesión inversamente proporcional al período de rotación y el período de nutación directamente proporcional al período de rotación. La dependencia del período de precesión del período de rotación permite la determinación del momento de inercia del disco en rotación.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Giroscopio	1000695
2	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Diodo láser, rojo 230V	1003201 o
	Diodo láser, rojo 115V	1022208
1	WiLab*	1022284
2	Cable de conexión MiniDIN8 – BT	1021688
3	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
3	Nuez universal	1002830
3	Varilla de soporte, 750 mm	1002935
Requerido adicionalmente:		
1	Licencia Coach 7	

*Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

Un **giroscopio** es un cuerpo rígido que gira alrededor de un eje fijado en un punto. Si una fuerza externa actúa sobre el eje, el momento angular provoca una variación del impulso angular. El giroscopio se mueve entonces en la dirección perpendicular al eje de la figura y perpendicular a la fuerza actuante. A este movimiento se le denomina **precesión**. Si a un giroscopio que gira serenamente se le golpea en contra de su eje de rotación, éste realiza movimientos de **volcado vasculares**, a los cuales se le llama **nutación**. En general estos dos movimientos se superponen.

En el experimento se utiliza un giroscopio cuyo disco grande rota con rozamiento mínimo alrededor de un eje de rotación fijado en un punto de apoyo. Una masa contraria está ajustada de tal forma que el punto de apoyo concuerda con el centro de gravedad. Si el giroscopio se encuentra en equilibrio y el disco se pone en rotación, sobre él actúa un impulso angular L :

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

I : Momento de inercia, ω_R : Velocidad angular

El momento de inercia del disco en rotación se da por medio de:

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

M : Masa del disco, R : Radio del disco

Si se carga el eje de rotación con una masa adicional m , en esta forma se tiene una variación del impulso angular generada por el momento angular τ introducido por la masa adicional:

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

r : Distancia del punto de apoyo del eje de rotación hasta el punto de acción de la masa adicional

El eje de rotación se mueve, según la Fig. 2 un ángulo dado por

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

y realiza una precesión. De ello se deduce la velocidad angular del movimiento de precesión:

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

y con $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$

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

Si el disco giratorio se pone en rotación sin un momento angular adicional externo y se golpea leve y lateralmente al eje de rotación, el giroscopio realiza movimientos de nutación. La velocidad angular de nutación es en este caso directamente proporcional a la velocidad angular de rotación:

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

C : Constante

Este experimento consiste en acelerar los movimientos rotativos, precesivos y nutativos con la ayuda de barreras de luz fotoeléctricas, mediante las cuales se registra y muestra la forma en que los pulsos cambian con el tiempo mediante una interfaz y su software.

EVALUACIÓN

Los períodos de rotación, precesión y nutación se determinan por medio de los desarrollos temporales registrados para los impulsos. De acuerdo con la ecuación (6) el período de precesión es inversamente proporcional al período de rotación y de acuerdo con la ecuación (7) el período de nutación es directamente proporcional al período de rotación. En los diagramas correspondientes, por lo tanto, los valores de medida se encuentran en una recta que pasa por el origen. De la pendiente de una recta adaptada a los puntos de medida $f_R(T_P)$ se puede determinar experimentalmente el momento de inercia del disco en rotación del giroscopio y por medio de la ecuación (2) compararlo con el valor calculado teóricamente.

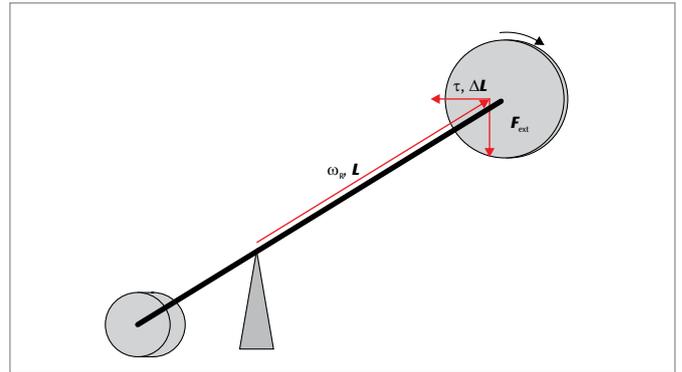


Fig. 1: Dibujo esquemático del giroscopio para la precesión

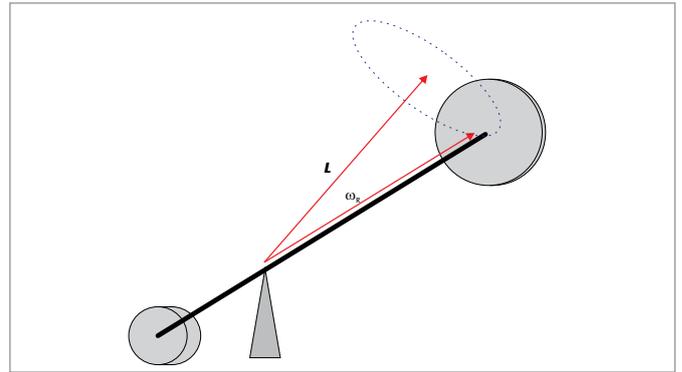


Fig. 2: Dibujo esquemático del giroscopio para la nutación

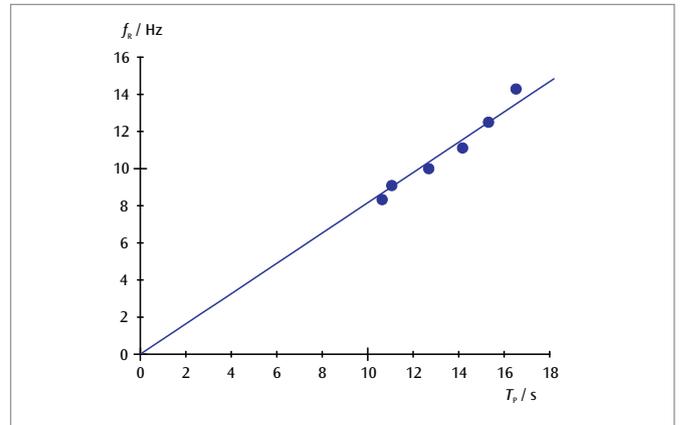


Fig. 3: Frecuencia de rotación f_R del disco en rotación en dependencia del tiempo de precesión T_p

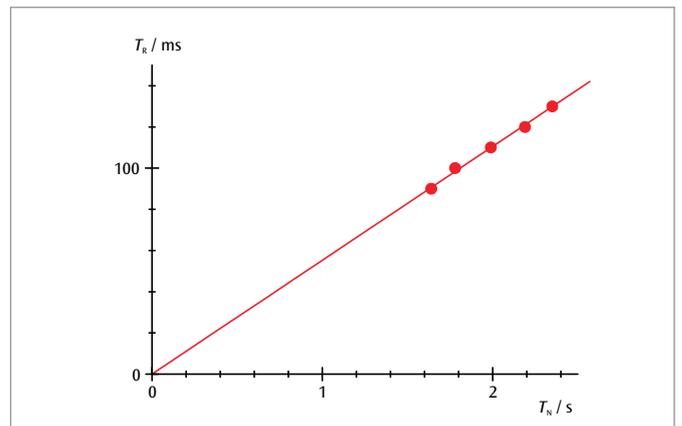
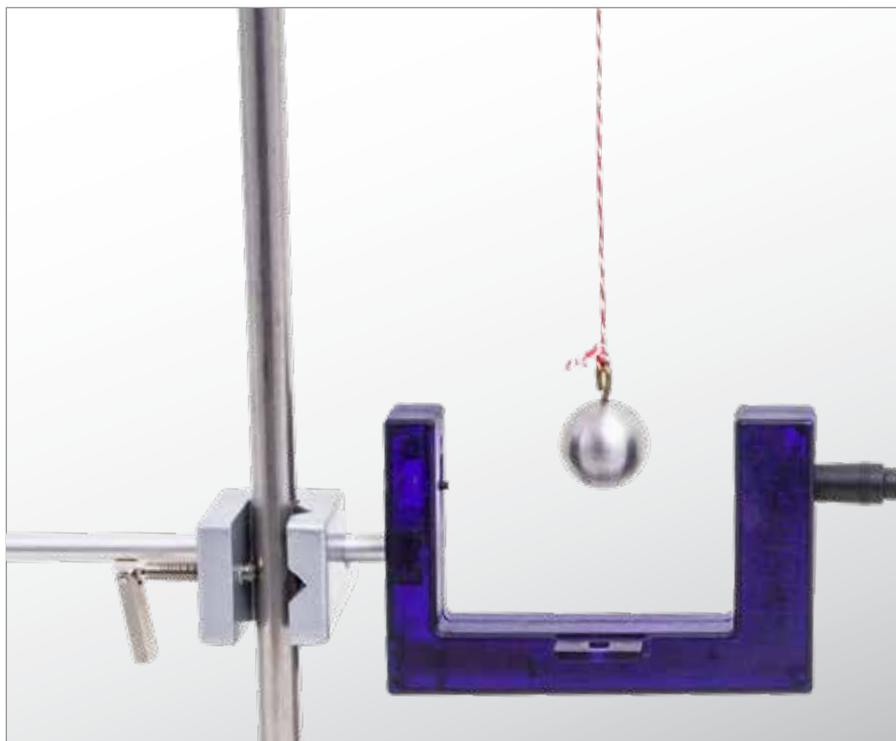


Fig. 4: Tiempo de rotación T_R en dependencia del tiempo de nutación T_N

UE1050101 | OSCILACIONES ARMÓNICAS DE UN PÉNDULO SIMPLE



> TAREAS

- Medición del período T de un péndulo simple en dependencia de la longitud L del péndulo.
- Medición del período T de un péndulo simple en dependencia de la masa pendular m .
- Determinación de la aceleración de caída libre g .

OBJETIVO

Medición del período de un péndulo simple para diferentes masas pendulares

RESUMEN

El período T de un péndulo simple depende de la longitud L del péndulo, sin embargo es independiente del valor m de la masa pendular. Esto se comprueba en una serie de medidas, en la cual el período de un péndulo se mide con una puerta fotoeléctrica conectada a un contador digital.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de 4 esferas pendulares	1003230
1	Cuerda de experimentación	1001055
1	Pie soporte, 3 patas, 185 mm	1002836
1	Varilla de soporte, 1500 mm	1002937
1	Varilla de soporte, 100 mm	1002932
1	Nuez con gancho	1002828
2	Nuez universal	1002830
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603
1	Balanza electrónica 220 g	1022627

FUNDAMENTOS GENERALES

Un péndulo simple con una masa pendular m y una longitud de hilo L oscila armónicamente alrededor de su posición de reposo, siempre y cuando la desviación desde su posición de reposo no sea muy grande. El período T , es decir el tiempo para un recorrido completo de ida y vuelta alrededor de la posición de reposo, depende sólo de la longitud L del péndulo y no de la masa pendular m .

Si un péndulo se desvía en un ángulo φ de la posición de reposo, la fuerza de restitución F tiene la magnitud

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

resp. para ángulos pequeños φ , en buena aproximación

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

La fuerza inercial de la masa acelerada, se tiene:

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

Las dos fuerzas son iguales, por lo tanto se obtiene la ecuación de movimiento del oscilador armónico:

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

y para el período T sigue:

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

En el experimento se mide el período para diferentes longitudes y masas pendulares con una puerta fotoeléctrica, la cual está conectada a un contador digital. El contador está programado internamente así que la medición del tiempo cada vez se detiene después de una oscilación completa del péndulo.

EVALUACIÓN

Los valores de medida se representan, por un lado en un diagrama T - L y por otro lado en un diagrama T - m . Los diagramas comprueban la dependencia esperada del período con la longitud pendular y la independencia con la masa pendular.

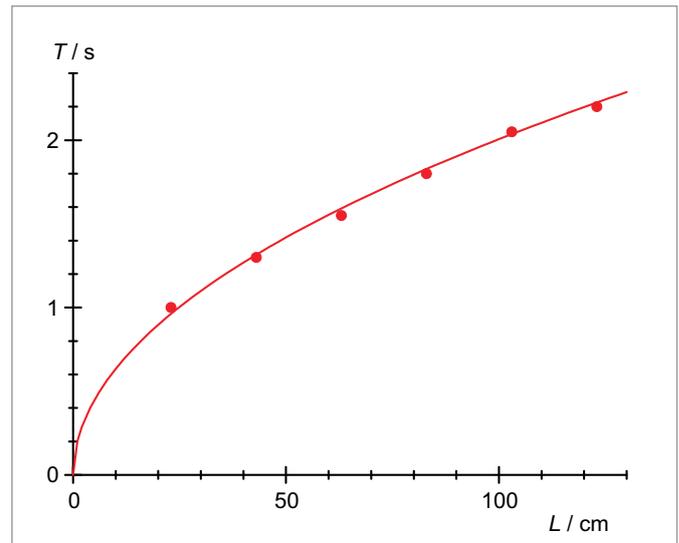


Fig. 1: Período T en dependencia con la longitud L del péndulo

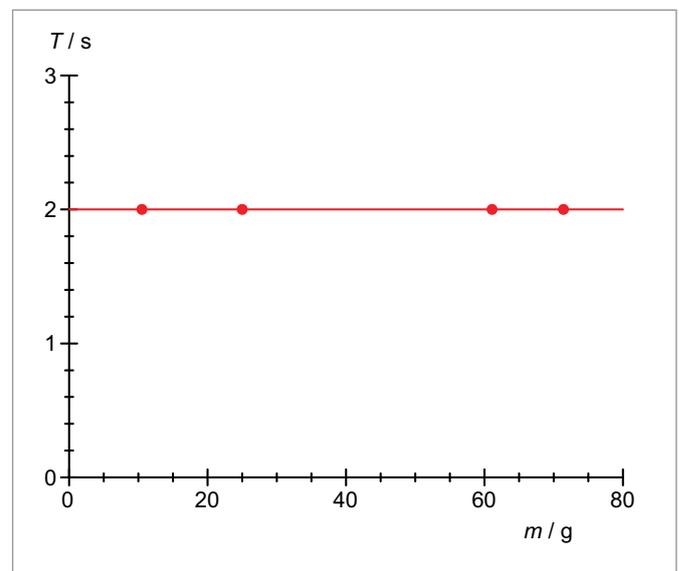
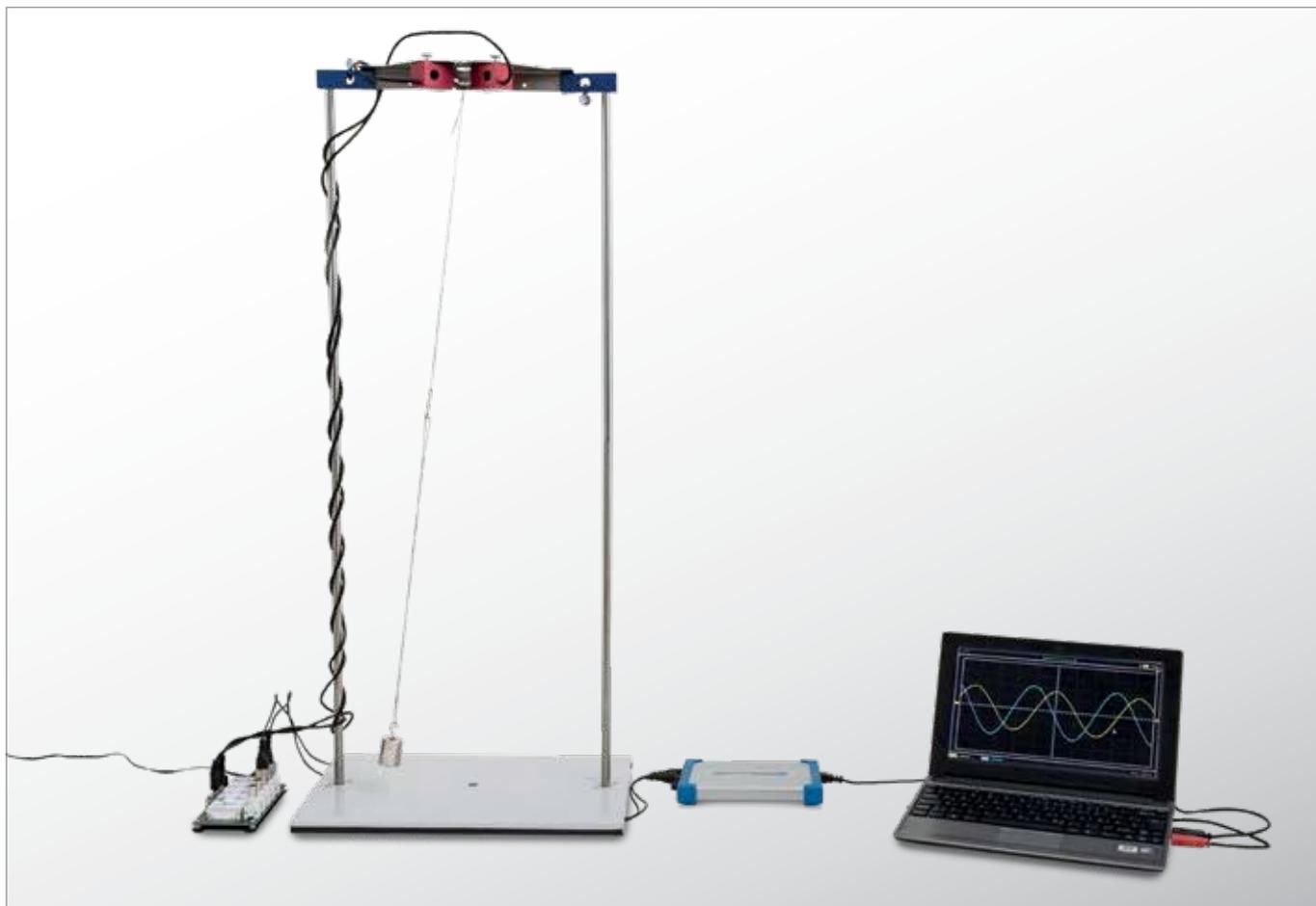


Fig. 2: Período T en dependencia con la masa m del péndulo

UE1050121 | OSCILACIONES ELÍPTICAS DE UN PÉNDULO SIMPLE



➤ TAREAS

- Registro de las oscilaciones elípticas de un péndulo simple en dos componentes perpendiculares entre sí, para diferentes condiciones iniciales.

OBJETIVO

Descripción de las oscilaciones elípticas de un péndulo simple como la superposición de dos componentes perpendiculares entre sí

RESUMEN

Dependiendo de la condición inicial, un péndulo simple, colgado en una forma apropiada, oscila en desviaciones pequeñas de tal forma que la masa pendular describe una elipse. Si el movimiento se descompone en dos componentes perpendiculares entre sí, se establece una diferencia de fases entre las componentes. En el experimento se representa esta relación midiendo con dos sensores de fuerza dinámicos perpendiculares uno al otro. Se evalúan las amplitudes de las componentes y su diferencia de fases.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego complementario Péndulo de hilo"	1012854
1	Material de soporte Oscilaciones mecánicas"	1012849
1	Sensores Oscilaciones mecánicas"	1012850 o
	Sensores Oscilaciones mecánicas"	1012851
1	Osciloscopio para	1020857

FUNDAMENTOS GENERALES

Dependiendo de la condición inicial, un péndulo simple, colgado en la forma apropiada, oscila en desviaciones pequeñas de tal forma que el cuerpo pendular describe una elipse. Si este movimiento se descompone en componentes perpendiculares entre sí, se establece una diferencia de fases entre las componentes.

En el experimento se representa esta relación midiendo las oscilaciones con dos sensores de fuerza dinámicos perpendiculares el uno al otro. El desplazamiento de fase se hace directamente claro al representar las oscilaciones con un osciloscopio de dos canales.

Tres casos especiales se hacen evidentes inmediatamente:

- Si el péndulo oscila en la bisectriz angular entre los sensores de fuerza, se obtiene un desplazamiento de fase $\varphi = 0^\circ$.
- En oscilaciones perpendiculares a la bisectriz angular se hace $\varphi = 180^\circ$.
- Si el cuerpo del péndulo describe una órbita circular, entonces $\varphi = 90^\circ$.

EVALUACIÓN

Las oscilaciones se registran con un osciloscopio de memoria y se congelan. Se evalúan las amplitudes de las componentes y su diferencia de fases.

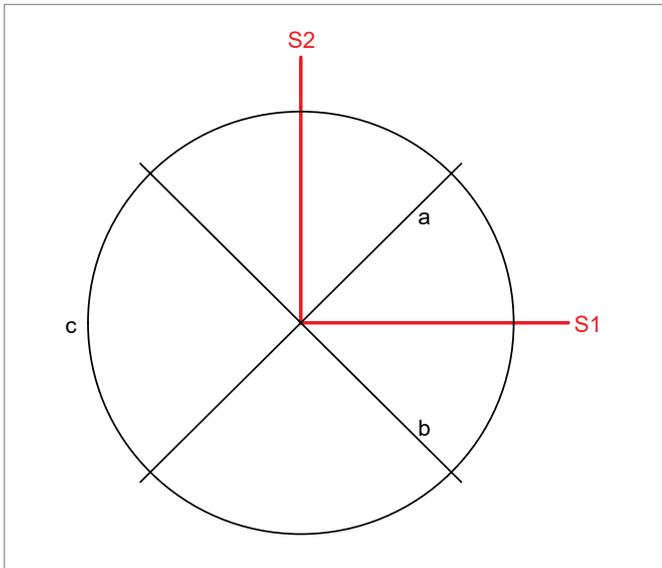


Fig. 1: Orientación de los sensores S_1 , S_2 y las direcciones estudiadas del péndulo simple

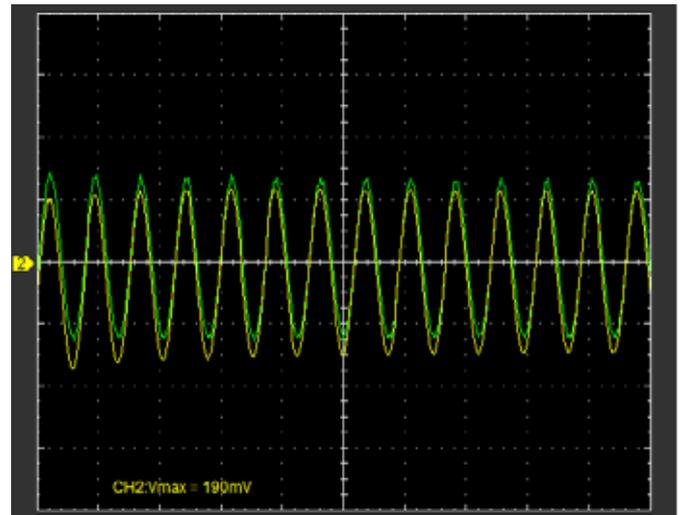


Fig. 2: Componentes de oscilación del péndulo simple “en la bisectriz angular”

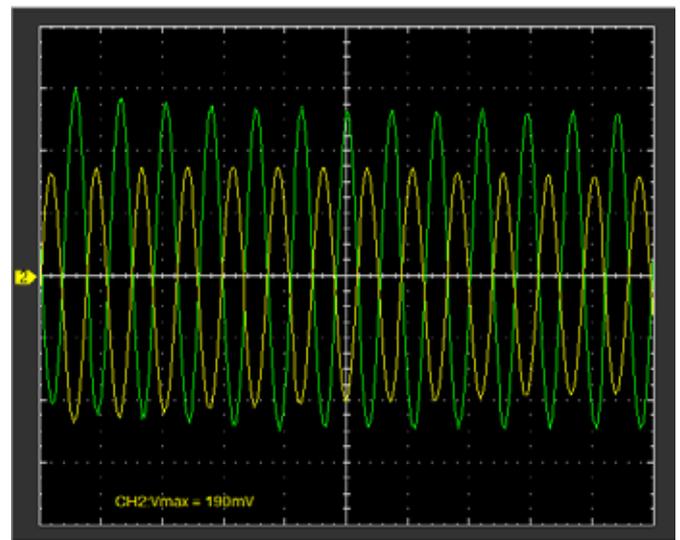


Fig. 3: Componentes de oscilación del péndulo simple “perpendicular a la bisectriz angular”

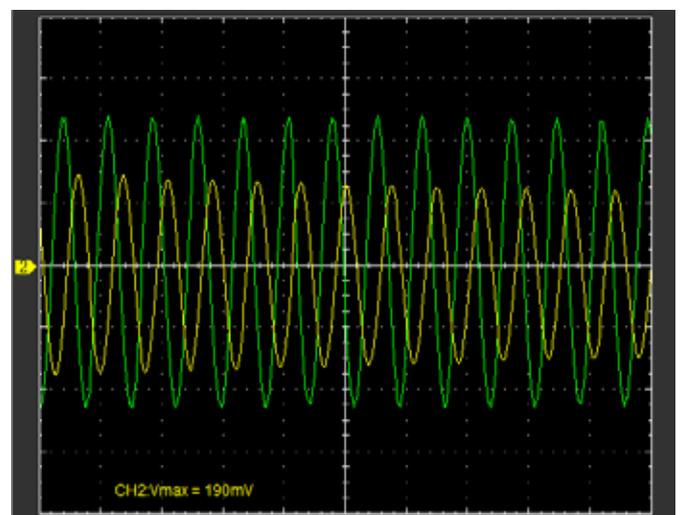


Fig. 4: Componentes de oscilación del péndulo simple en caso de oscilaciones circulares

UE1050201

PÉNDULO DE ACELERACIÓN VARIABLE



► TAREAS

- Medición de la frecuencia de oscilación T en función de la componente activa g_{eff} de aceleración de caída.
- Medición del período de oscilación T para diferentes longitudes de péndulo L .

OBJETIVO

Medición de la frecuencia de oscilación de un péndulo en función de la componente activa de aceleración de caída

RESUMEN

La frecuencia de oscilación de un péndulo aumenta con la pendiente de su eje de giro debido a que la componente activa de aceleración de caída es menor.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Péndulo g variable	1000755
1	Soporte para puerta fotoeléctrica	1000756
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Pie soporte, 3 patas, 150mm	1002835
1	Varilla de soporte, 470 mm	1002934

FUNDAMENTOS GENERALES

La frecuencia de oscilación de un péndulo matemático se determina por la longitud del péndulo L y la aceleración de caída g . La influencia de la aceleración de caída se puede demostrar cuando, a partir de la posición horizontal, se inclina el eje de giro sobre el que oscila el péndulo.

En un eje de giro inclinado, la componente g_{par} de la aceleración de caída, cuyo recorrido es paralelo al eje de giro, se compensa por el soporte del eje de giro (véase Fig.1). La componente activa restante g_{eff} asciende a:

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

α : ángulo de inclinación del eje de giro contra la horizontal

Después de que se ha desviado el péndulo de su posición de descanso en un ángulo φ , sobre la masa m actúa una fuerza retroactiva que asciende a:

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

Tratándose de desviaciones menores, por lo tanto, la aceleración del péndulo equivale a:

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

De esta manera, el péndulo oscila con una frecuencia angular de:

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

EVALUACIÓN

A partir de la ecuación (4) se obtiene la frecuencia de oscilación del péndulo

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

La frecuencia de oscilación, por lo tanto, es menor al reducirse el péndulo y es mayor al reducirse la componente activa de aceleración de caída.

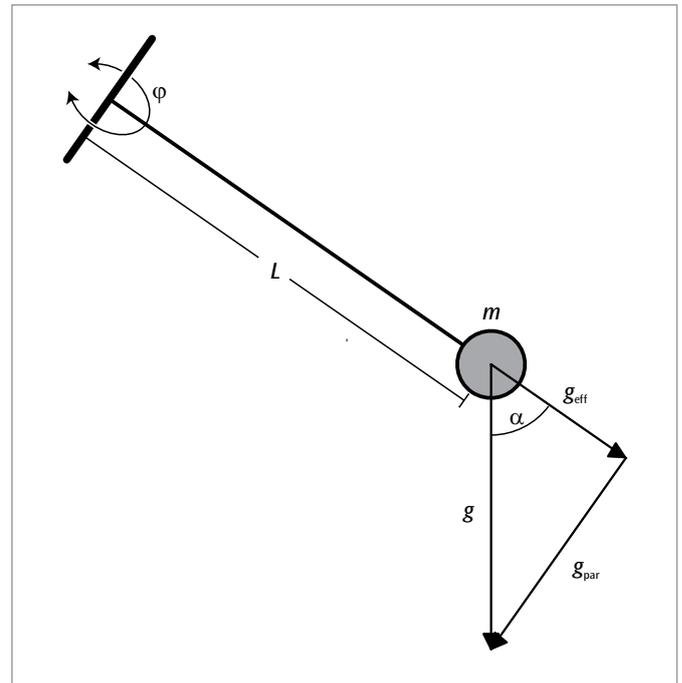


Fig. 1: Péndulo de aceleración variable (representación esquemática)

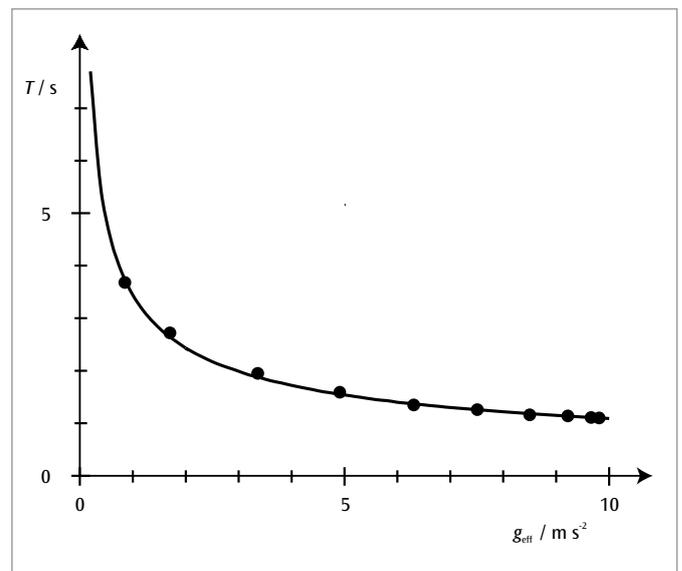


Fig. 2: Frecuencia de oscilación del péndulo en función de la componente activa de aceleración de caída. Línea continua calculada para $L = 30 \text{ cm}$

UE1050221 | PÉNDULO REVERSIBLE DE KATER



➤ TAREAS

- Ajuste de un péndulo de reversión a períodos de oscilación iguales en ambos puntos de suspensión.
- Determinación del período de oscilación y cálculo de la aceleración de caída libre local.

OBJETIVO

Determinación de la aceleración de caída libre local con un péndulo de reversión

RESUMEN

El péndulo de reversión es una forma de construcción especial del péndulo físico. Éste oscila opcionalmente alrededor de dos puntos de suspensión y puede ser ajustado de tal forma que el período de oscilación es el mismo en ambos puntos de oscilación. La longitud pendular reducida concuerda entonces con la distancia entre los dos puntos de suspensión. Así se facilita la determinación de la aceleración de caída libre local a partir del período de oscilación y de la longitud pendular. Este ajuste del péndulo de reversión se logra en el experimento desplazando adecuadamente una masa entre los dos puntos de suspensión mientras que una masa contraria externa un poco mayor permanece fija.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Péndulo reversible de Kater	1018466
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GENERALES

El péndulo de reversión es una forma de construcción especial del péndulo físico. Éste oscila opcionalmente alrededor de dos puntos de suspensión y puede ser ajustado de tal forma que el período de oscilación es el mismo en ambos puntos de oscilación. La longitud pendular reducida concuerda entonces con la distancia entre los dos puntos de suspensión. Así se facilita la determinación de la aceleración de caída libre local a partir del período de oscilación y de la longitud pendular.

Si un péndulo físico oscila libremente con desviaciones pequeñas ϕ alrededor de su posición de reposo, la ecuación de movimiento se establece como:

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

J : Momento de inercia alrededor del eje de oscilación,
 g : Aceleración de caída libre, m : Masa pendular,
 s : Distancia entre la masa pendular y el centro de gravedad

La magnitud

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

es la longitud reducida del péndulo físico. Un péndulo simple de esa longitud oscila con un período de oscilación igual en ambos puntos de suspensión.

Para el momento de inercia es válida la ley de Steiner

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

J_s : Momento de inercia alrededor un eje por el centro de gravedad

A un péndulo de reversión con dos puntos de suspensión a una distancia d entre sí se le pueden asignar las longitudes de péndulo reducidas

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

Estas longitudes concuerdan cuando el péndulo de reversión se ajusta de tal forma que el período de oscilación en ambas suspensiones es el mismo. Por lo tanto se tiene:

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

y

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

El período de oscilación T es en este caso es igual a:

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

Se logra el ajuste del péndulo de reversión en el experimento por medio del desplazamiento apropiado de una masa $m_2 = 1$ kg entre los puntos de suspensión, mientras una masa contraria un poco mayor $m_1 = 1,4$ kg externa permanece fija. La medición del período de oscilación se realiza electrónicamente, cuando el extremo inferior del péndulo interrumpe periódicamente una puerta fotoeléctrica. En esta forma se miden los períodos de oscilación T_1 y T_2 asociados a las longitudes de péndulo L_1 y L_2 en dependencia con la posición x_2 de la masa m_2 .

EVALUACIÓN

Las dos curvas de medida $T_1(x_2)$ y $T_2(x_2)$ se cortan entre sí dos veces en el valor $T = T_1 = T_2$, interpolando, si es necesario, entre los puntos de medida para una determinación exacta de los puntos de corte. De los valores encontrados se calcula

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

con una exactitud relativa de 0,3 por mil.

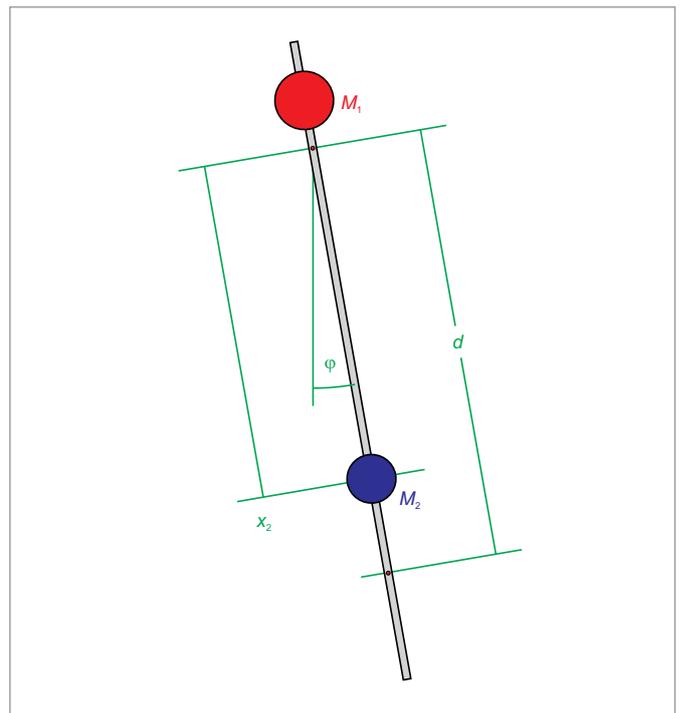


Fig. 1: Representación esquemática del péndulo de reversión

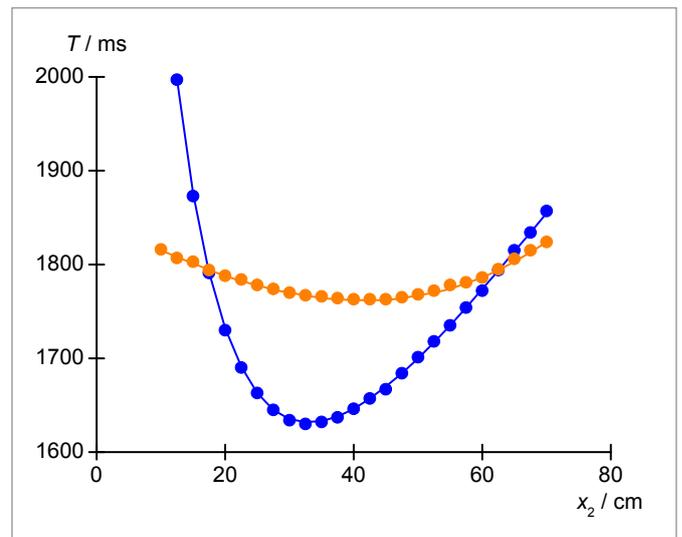


Fig. 2: Período de oscilación T_1 y T_2 medidos en dependencia con la posición de la masa 2.

UE1050250 | PÉNDULO DE FOUCAULT



OBJETIVO

Comprobación de la rotación de la tierra con un péndulo de Foucault

RESUMEN

Un péndulo de Foucault es un péndulo simple de hilo largo con una masa pendular grande, por medio del cual se puede demostrar la rotación de la tierra. En el experimento se utiliza un péndulo de 1,2 m de largo, cuya dirección de oscilación se puede determinar con gran exactitud por medio de una proyección de sombra. Para un largo tiempo de observación se puede compensar la amortiguación de la oscilación aplicando de una excitación electromagnética ajustable sin saltos.

► TAREAS

- Medición de la dirección de oscilación en función del tiempo.
- Determinación de la velocidad de giro.
- Determinación de la latitud geográfica.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Péndulo de Foucault (230 V, 50/60 Hz)	1000748 o
	Péndulo de Foucault (115 V, 50/60 Hz)	1000747
1	Cronómetro digital	1002811

FUNDAMENTOS GENERALES

Un péndulo de Foucault es un péndulo simple de hilo largo con una masa pendular grande, por medio del cual se puede demostrar la rotación de la tierra. Se le atribuye a *Jean Foucault*, el cual en el año de 1851 descubrió con un péndulo de 2 m de largo que la dirección de oscilación cambia con el paso del tiempo. Luego se repitió el experimento con hilos más largo y masas más pesadas.

Como la tierra gira alrededor de su propio eje, sobre el eje de coordenadas del péndulo oscilante fijo en la tierra actúa una fuerza de Coriolis

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

m : Masa del cuerpo del péndulo
 $\boldsymbol{\Omega}_0$: Vector de la velocidad angular de la tierra
 \mathbf{v} : Vector de velocidad del péndulo oscilante

transversal a la dirección de oscilación. Ésta da por resultado una rotación del plano de oscilación con una frecuencia angular que depende de la latitud geográfica φ del punto de suspensión del péndulo. Como el péndulo es desviado sólo en un pequeño ángulo α , el cuerpo del péndulo se mueve solamente en el plano horizontal cubierto por los ejes que muestran hacia el norte N y hacia el oriente E en la Fig. 1. Se observan sólo las desviaciones en la horizontal porque el cuerpo del péndulo cuelga de un hilo. Debido a ello, solamente la componente vertical

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

del vector $\boldsymbol{\Omega}_0$ es relevante. Por lo tanto la ecuación de movimiento del péndulo de Foucault oscilante se puede escribir de la siguiente forma:

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

L : Longitud del péndulo, g : Aceleración de caída libre

\mathbf{e}_p : Vector unitario horizontal paralelo a la dirección de oscilación actual

\mathbf{e}_v : Vector unitario horizontal perpendicular a la dirección de oscilación actual

Su solución general se puede separar en una solución parcial para el ángulo de desviación α y otra parcial para el vector unitario giratorio \mathbf{e}_p paralelo a la dirección de oscilación actual:

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

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

con $\psi(t) = \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot t + \psi_0$: Dirección de oscilación

\mathbf{e}_E : Vector unitario horizontal hacia el oriente

\mathbf{e}_N : Vector unitario horizontal hacia el norte

Es decir que el plano de oscilación gira con el paso del tiempo con la frecuencia indicada en la Ec. (2). En el hemisferio norte la rotación se realiza hacia la derecha, en el hemisferio sur hacia la izquierda, siendo la velocidad de giro máxima en los polos y en el ecuador no se tiene lugar ninguna desviación.

En el experimento se utiliza un péndulo de hilo de 1,2 m de longitud. Para evitar oscilaciones elípticas el hilo del péndulo golpea en cada desviación contra un anillo de Charron. La dirección de la oscilación se lee con gran exactitud por medio de una proyección de sombra sobre una escala angular. Ya después de algunos minutos se puede observar la rotación del plano de oscilación. Para un tiempo largo de observación la amortiguación se puede compensar por medio de una excitación electromagnética ajustable.

EVALUACIÓN

El ángulo de dirección φ del plano de oscilación depende linealmente del tiempo, véase la Fig. 2. La pendiente de las rectas que pasan por los puntos de medida es el valor buscado $\Omega(\varphi)$.

Se calcula la latitud geográfica después de transformar la Ec. (2), de acuerdo con:

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

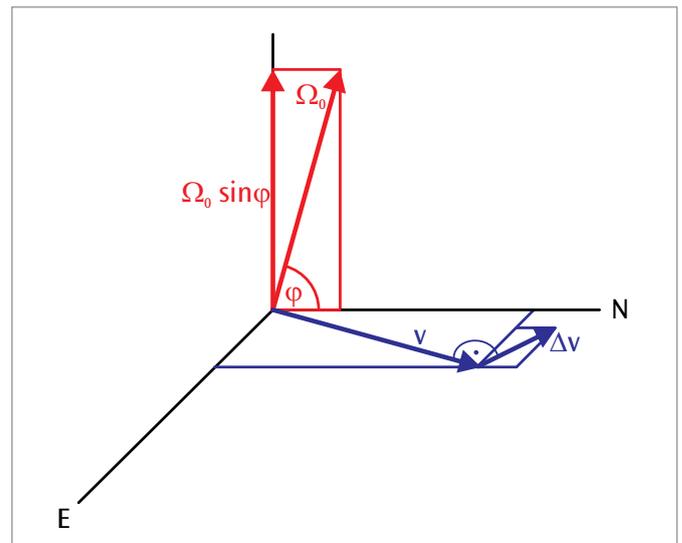


Fig. 1: Representación del péndulo de Foucault en el sistema de coordenadas fijo a la tierra.

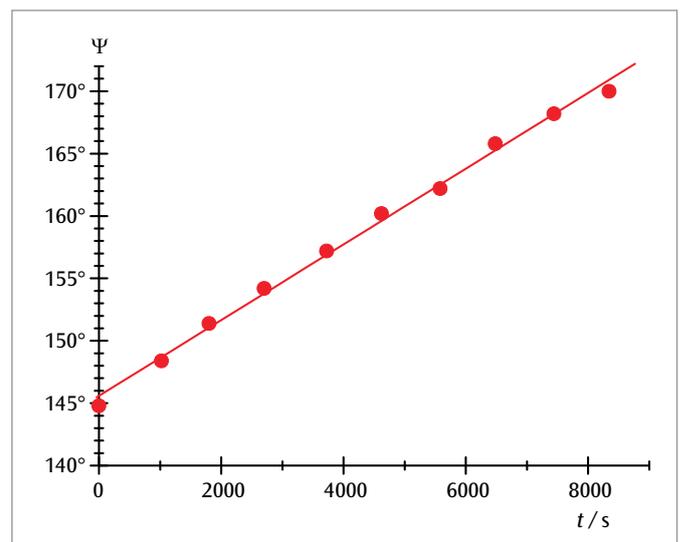


Fig. 2: Curva de medida registrada en la latitud geográfica de $\varphi = 50^\circ$

UE1050311 | OSCILACIONES ARMÓNICAS



► TAREAS

- Registro de la oscilación armónica de un péndulo de muelle helicoidal en dependencia con el tiempo, con un sensor de movimiento por ultrasonido.
- Determinación del período T para diferentes combinaciones de constante de muelle k y masa m .

OBJETIVO

Medición de las oscilaciones de un péndulo de muelle helicoidal con un sensor de movimiento por ultrasonido

RESUMEN

Las oscilaciones de un péndulo de muelle helicoidal son un ejemplo clásico de oscilaciones armónicas. En el experimento se registran las oscilaciones con un sensor de movimiento por ultrasonido, el cual capta la distancia entre la masa que cuelga en el péndulo y el sensor.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de resortes para demostración de la ley de Hooke	1003376
1	Juego de pesas de ranura 10 x 10 g	1003227
1	Juego de pesas de ranura 5 x 50 g	1003229
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Varilla de soporte, 1000 mm	1002936
1	Nuez con gancho	1002828
1	€Motion*	1021673
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603
Adicionalmente requerido:		
1	Licencia Coach 7	

* Alternativas: 1 WiLab 1022284 y 1 Detector de movimiento 1022288 o 1 VinciLab 1021477 y 1 Detector de movimiento 1021683

FUNDAMENTOS GENERALES

Las oscilaciones se originan cuando un sistema desviado de su condición de equilibrio es retornado a su posición de equilibrio original por medio de una fuerza de restitución. Se habla de oscilaciones armónicas cuando la fuerza restituyente a la posición de reposo es proporcional a la desviación de la posición de reposo. Las oscilaciones de un péndulo de muelle helicoidal son por ello un ejemplo clásico. La proporcionalidad entre la desviación y la fuerza de restitución se describe por medio de la ley de Hook.

Entre la desviación x y la fuerza de restitución F se establece la relación

$$(1) \quad \text{con } F = -k \cdot x$$

k : Constante del muelle.

Por lo tanto, para una masa m que cuelga de un muelle helicoidal se tiene la ecuación de movimiento

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

siempre y cuando la masa propia del muelle y una posible amortiguación por una fuerza de fricción se puedan despreciar.

Las soluciones de esta ecuación de movimiento tienen en general la forma

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

como se comprueba en el experimento, registrando las oscilaciones armónicas de un péndulo de muelle helicoidal en función del tiempo por medio de un sensor de movimiento por ultrasonido y luego adaptando una función senoidal a los datos de medida.

El sensor de movimiento por ultrasonido capta la distancia de la masa colgante del péndulo hasta el sensor. Es decir, la magnitud de medida corresponde directamente a la variable $x(t)$ descrita en la ecuación (3) considerando un posible desplazamiento del punto cero compensable por medio de una función de tara.

Se define como el período T el tiempo transcurrido entre dos pasos por cero de la función seno en la misma dirección y se obtiene de (3) la expresión

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

Para la comprobación de (4) se realizan las mediciones para diferentes combinaciones de masa m – constante de muelle k y se determina cada vez el período de la oscilación como la distancia entre dos pasos por cero en los datos registrados.

EVALUACIÓN

De la ecuación (4) se obtiene:

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

Los datos de medida se representan por lo tanto en un diagrama- T^2 - m , para diferentes constantes de muelle k , tomada como parámetro. En el marco de la exactitud de medida, los datos de medida se encuentran en rectas que pasan por el origen cuyas pendientes se evalúan en un segundo diagrama.

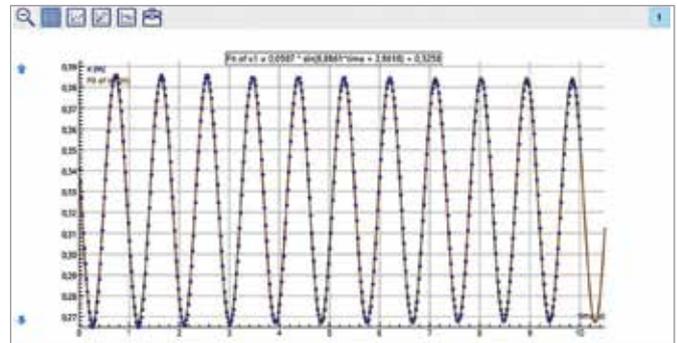


Fig. 1: Datos de oscilación registrados, después de la adaptación de una función seno

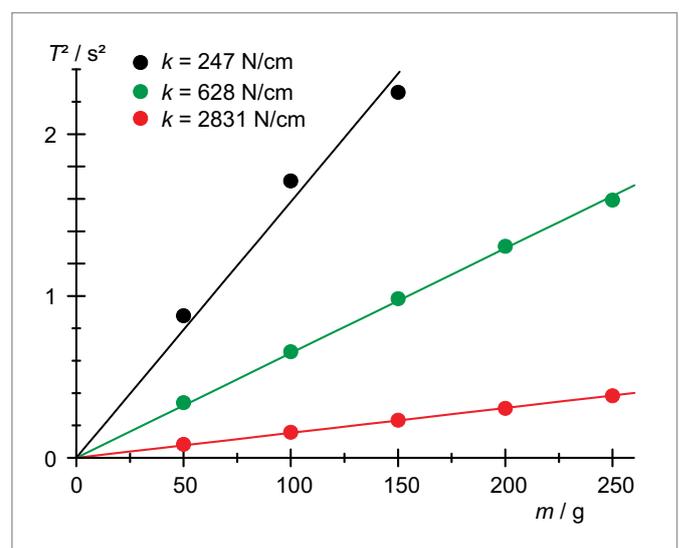


Fig. 2: T^2 como función de m

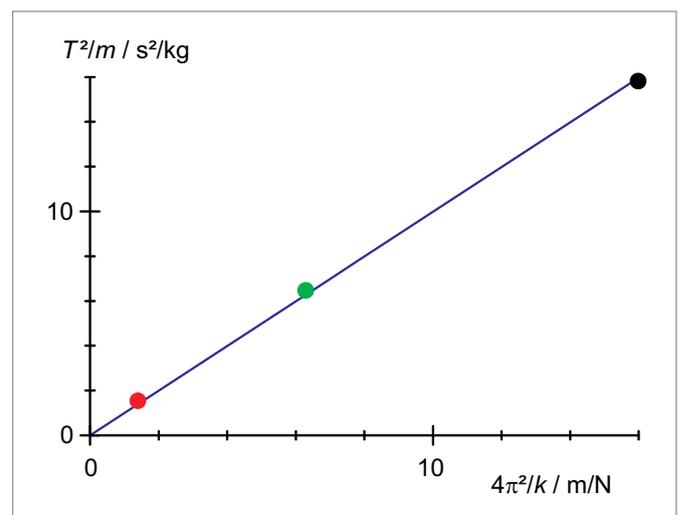
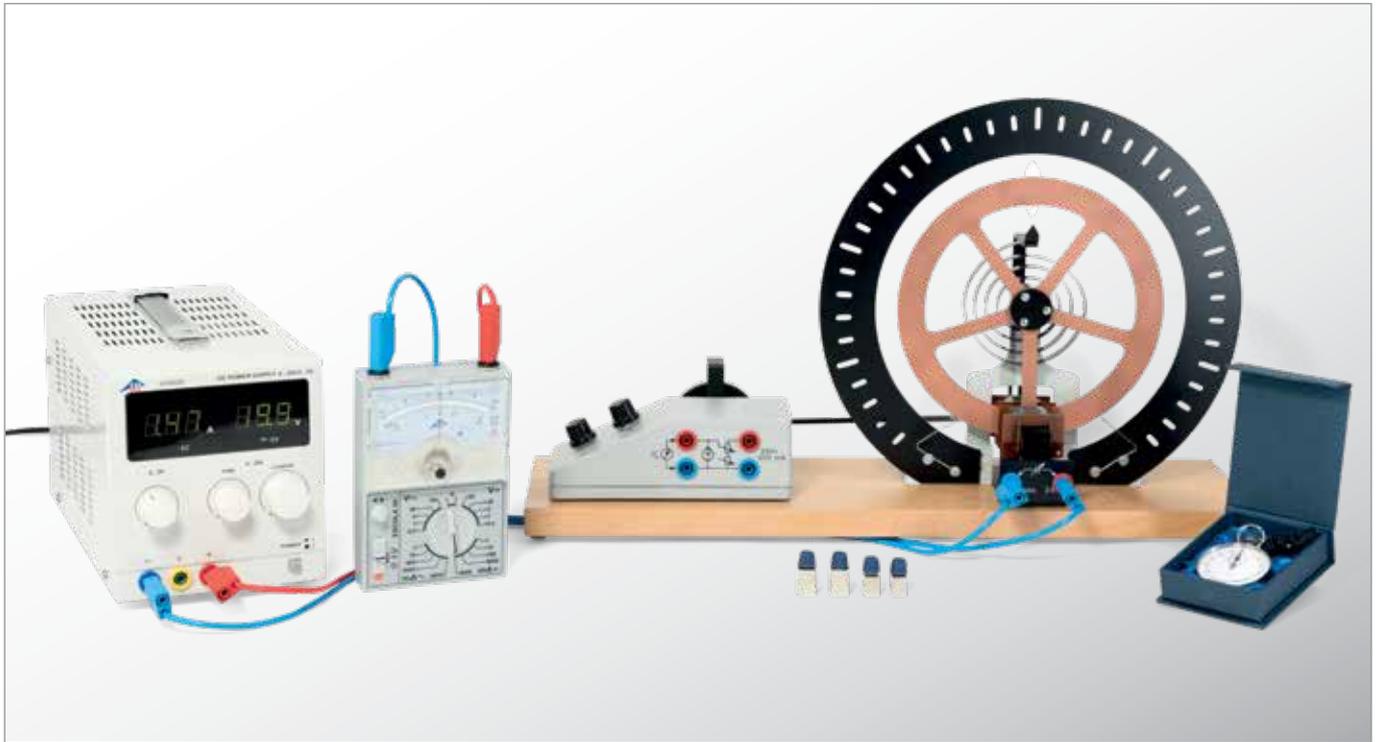


Fig. 3: $\frac{T^2}{m}$ como función de $\frac{4\pi^2}{k}$

UE1050500

PÉNDULO DE TORSIÓN SEGÚN POHL I



> TAREAS

- Medición del período de oscilación T para diferentes desviaciones y velocidades iniciales.
- Determinación de la constante de amortiguación δ del péndulo de torsión amortiguado.

OBJETIVO

Medición y análisis de oscilaciones de torsión armónicas libres

RESUMEN

Con el péndulo de torsión según Pohl se pueden estudiar oscilaciones de torsión armónicas libres. En estas oscilaciones actúan sobre el péndulo de torsión sólo el momento angular de restitución de un muelle helicoidal plano y el momento angular de amortiguación de un freno de corrientes parásitas de corriente ajustable. En el experimento se comprueba la independencia del período de oscilación de la desviación inicial y de la velocidad inicial y se analiza la amortiguación de la amplitud de la oscilación.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego complementario "Péndulo de hilo"	1012854
1	Material soporte "Oscilaciones mecánicas."	1012849
1	Sensores "Oscilaciones mecánicas" (230 V, 50/60 Hz)	1012850 o
	Sensores "Oscilaciones mecánicas" (115 V, 50/60 Hz)	1012851
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Con el péndulo de torsión según Pohl, se pueden estudiar oscilaciones de torsión armónicas libres. En ellas actúan sobre el péndulo de torsión sólo el momento angular de restitución de un muelle helicoidal plano y el momento angular de amortiguación de un freno de corrientes parásitas de corriente ajustable.

La ecuación de movimiento para el ángulo de desviación φ de una oscilación libre amortiguada se expresa como:

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

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

J : Momento de inercia

D : Constante del muelle

k : Coeficiente de amortiguación

Siempre y cuando la amortiguación no sea muy grande y se cumpla la condición $\delta < \omega_0$, la solución de la ecuación de movimiento se expresa como:

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

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

La amplitud inicial φ_0 y el ángulo de fase ψ son aquí parámetros arbitrarios, que dependen de la desviación y la velocidad del péndulo de torsión en el tiempo $t = 0$. Es decir que el péndulo oscila en vaiven con el período de oscilación

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

La amplitud de oscilación disminuye en el tiempo de acuerdo con la relación

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

En el experimento se estudian oscilaciones con diferentes amortiguaciones, las cuales se fijan por medio de la intensidad de corriente ajustable en el freno de corrientes parásitas. El período de la oscilación se mide por medio de un cronómetro. Así se muestra que el período de oscilación, para una amortiguación dada, no depende ni de la desviación inicial ni de la velocidad inicial.

Para la determinación de la amortiguación se anotan las desviaciones decrecientes hacia la izquierda y la derecha, por razones de sencillez se hace que el péndulo inicie la oscilación con una velocidad inicial igual a cero.

EVALUACIÓN

En la ecuación (4) se define la amplitud de oscilación como una magnitud positiva. Es decir que, se considera la magnitud de las desviaciones hacia la izquierda y la derecha. Si se grafica el logaritmo natural de estas desviaciones en el tiempo se obtiene una línea recta con una pendiente igual $-\delta$. En realidad se observan desviaciones respecto al comportamiento lineal porque la fuerza de fricción no es exactamente proporcional a la velocidad del péndulo, como se ha asumido.

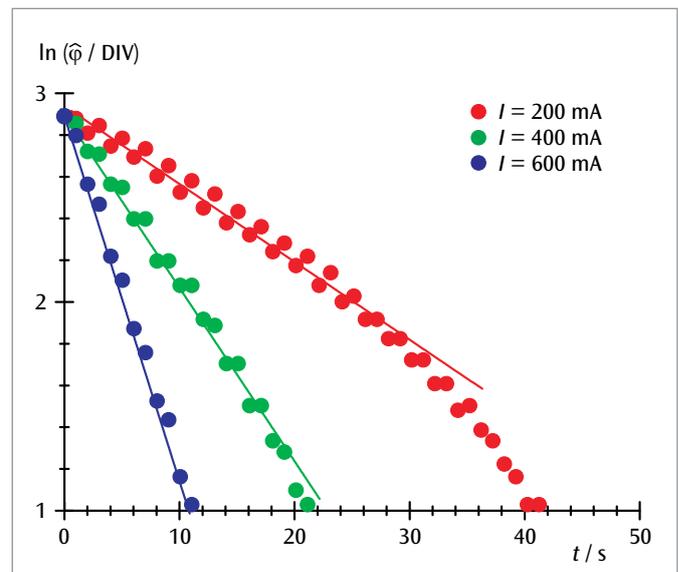
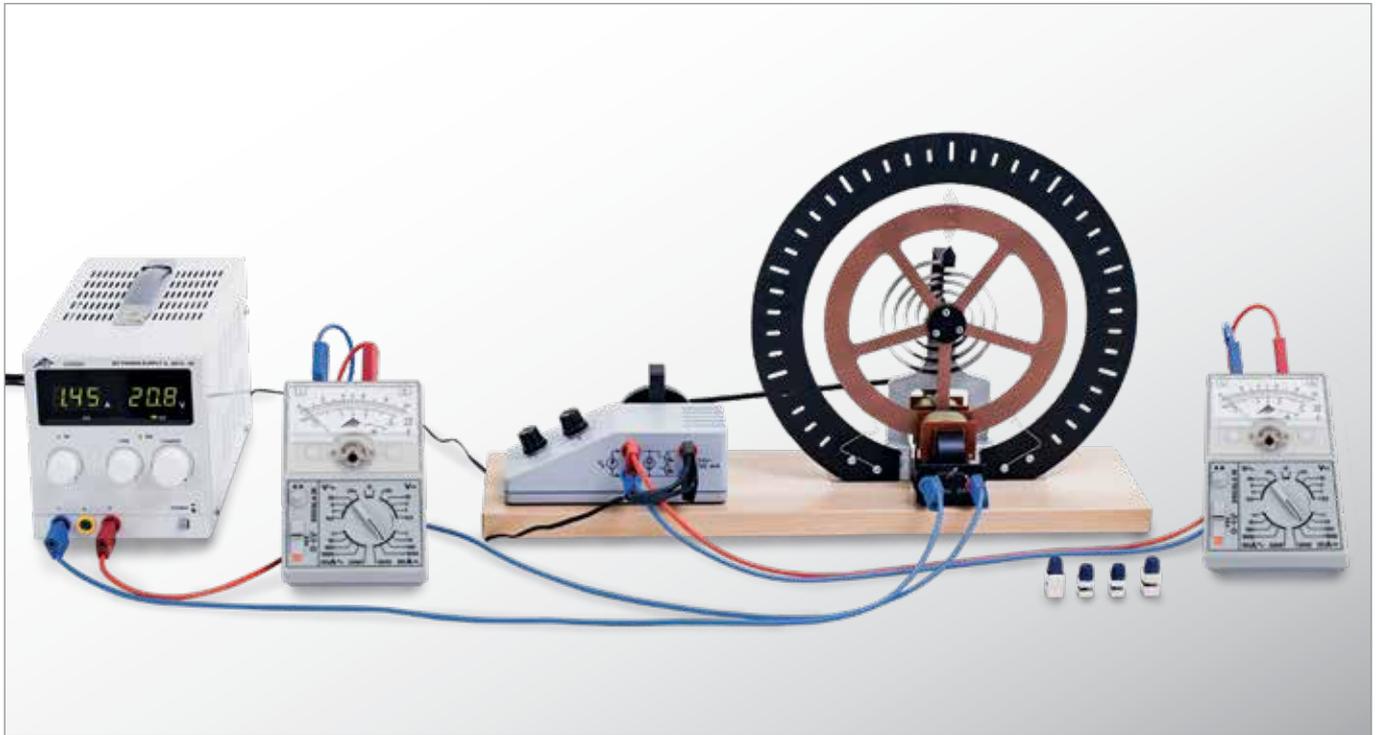


Fig. 1: $\ln(\hat{\varphi})$ como función del tiempo para diferentes amortiguaciones

UE1050550

PÉNDULO DE TORSIÓN SEGÚN POHL II



> TAREAS

- Medición de la amplitud de oscilaciones forzadas en dependencia de la frecuencia de excitación para diferentes amortiguaciones.
- Observación del desplazamiento de fase entre la excitación y la oscilación para frecuencias de excitación muy pequeñas y muy grandes.

OBJETIVO

Medición y análisis de oscilaciones forzadas

RESUMEN

El péndulo de torsión según Pohl es también apropiado para el estudio de oscilaciones forzadas. Para ello, el sistema oscilante está acoplado a una varilla de excitación la cual es movida por un motor de corriente continua de frecuencia variable para elongar y comprimir periódicamente el muelle de restitución helicoidal plano. En el experimento se mide la amplitud para diferentes amortiguaciones en dependencia de la frecuencia de excitación y se observa el desplazamiento de fase entre la excitación y la oscilación.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Péndulo oscilatorio según Pohl	1002956
1	Cronómetro mecánico, 15 min	1003369
1	Bloque de alimentación enchufable 24 V, 700 mA (230 V, 50/60 Hz)	1000681 o
	Bloque de alimentación enchufable 24 V, 700 mA (115 V, 50/60 Hz)	1000680
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

El péndulo de torsión según Pohl es también apropiado para el estudio de oscilaciones forzadas. Para ello, el sistema oscilante está acoplado a una varilla de excitación la cual es movida por un motor de corriente continua de frecuencia variable para elongar y comprimir periódicamente el muelle de restitución helicoidal plano.

La ecuación de movimiento de este sistema se expresa como:

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

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

J : Momento de inercia

D : Constante del muelle

k : Coeficiente de amortiguación

M_0 : Amplitud del momento angular externo

ω_E : Frecuencia angular del momento angular externo

La solución de esta ecuación de movimiento se compone de una parte homogénea y una parte no homogénea. La parte homogénea corresponde a la oscilación libre amortiguada que se estudia en el experimento UE1050500. Ésta decrece exponencialmente con el tiempo y tras el tiempo de estabilización o ajuste se hace despreciable con respecto a la parte no homogénea.

Por el contrario, la parte no homogénea

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

está ligada al momento angular externo y permanece activa siempre

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

es mayor mientras la frecuencia de excitación ω_E se hace más cercana a la frecuencia propia ω_0 del péndulo de torsión. Cuando se cumple que $\omega_E = \omega_0$ se habla de resonancia.

El desplazamiento de fase

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

muestra que las desviaciones del péndulo están atrasadas con respecto a la excitación. Este atraso es casi cero para pequeñas frecuencias y aumenta con frecuencias crecientes y llega a 90° con la frecuencia de resonancia. Con frecuencias de excitación muy grandes la oscilación y la excitación tienen al final un desplazamiento de fase de 180° .

EVALUACIÓN

Las amplitudes de las oscilaciones amortiguadas medidas se registran con respecto a la frecuencia de excitación. Se obtienen así varias curvas de medida, las cuales se pueden describir con la ecuación (4), cuando se ha seleccionado el parámetro δ apropiado.

En esto se muestra una ligera desviación con respecto a los valores encontrados en el experimento UE1050500 para la amortiguación. Al final, esto se atribuye a que la fricción no es exactamente proporcional a la velocidad, como se ha asumido.

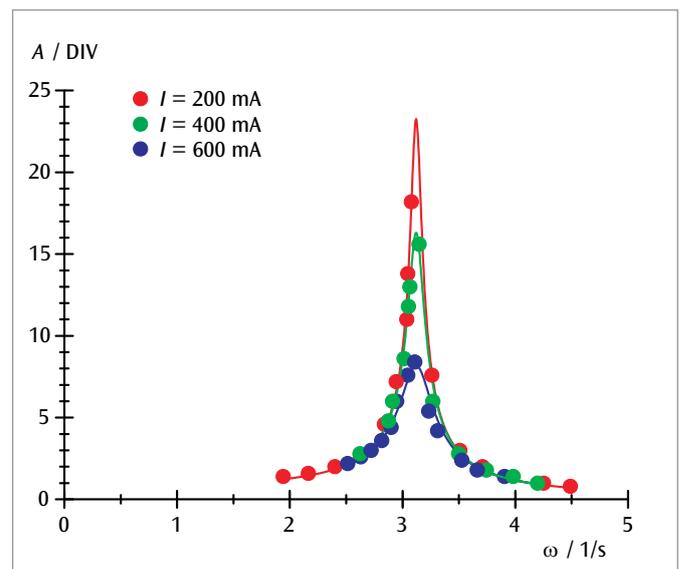


Fig. 1: Curvas de resonancia con diferentes amortiguaciones

UE1050600 | OSCILACIONES ACOPLADAS



OBJETIVO

Registro y análisis de las oscilaciones de dos péndulos idénticos y acoplados

RESUMEN

La oscilación de dos péndulos idénticos y acoplados se puede caracterizar por la frecuencia de oscilación y por la frecuencia de batido. La frecuencia de batido es la distancia entre los dos instantes del tiempo, en los que cada péndulo oscila, respectivamente, con su mínima amplitud. Ambas magnitudes se pueden calcular a partir de las propias frecuencias de oscilación en los casos de oscilación equifásica o en oposición de fase de los péndulos acoplados.

► TAREAS

- Registro de la oscilación equifásica y determinación de su frecuencia de oscilación T_+ .
- Registro de la oscilación en oposición de fase y determinación de su frecuencia de oscilación T_- .
- Registro de una oscilación acoplada y determinación de su frecuencia de oscilación T al igual que de la frecuencia de batido T_Δ .
- Comparación de los valores medidos con los de las frecuencias de la oscilación propia T_+ y T_- .

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
2	Péndulo de barra con sensor angular (230 V, 50/60 Hz)	1000763 o
	Péndulo de barra con sensor angular (115 V, 50/60 Hz)	1000762
1	Resorte helicoidal 3,0 N/m	1002945
2	Pinza de mesa	1002832
2	Varilla de soporte, 1000 mm	1002936
1	Varilla de soporte, 470 mm	1002934
4	Nuez universal	1002830
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002750
1	WiLab*	1022284
2	Sensor de tensión diferencial de 500 mV	1021681
2	Cable de sensor	1021514

Adicionalmente requerido:

1	Licencia Coach 7
---	------------------

* Alternativa: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

En la oscilación de dos péndulos acoplados, la energía se transmite entre los dos péndulos en ambas direcciones. Si ambos péndulos son idénticos y sus oscilaciones se generan de manera que, al inicio, un péndulo se encuentre en posición de reposo mientras el otro oscila, entonces, la transmisión de energía es incluso total. Esto significa que un péndulo llega por completo al estado de reposo mientras el otro oscila con máxima amplitud. El tiempo trans-

currido entre dos estados de reposo de un péndulo o, en general, entre dos instantes diferentes, en los que el péndulo oscila con amplitud mínima, se denomina frecuencia de batido T_{Δ} .

Las oscilaciones de dos péndulos matemáticos idénticos y acoplados se pueden describir como superposiciones de dos oscilaciones propias. Es posible observar estas oscilaciones propias si se provoca la oscilación de ambos péndulos en fases iguales u opuestas. En el primer caso, los péndulos oscilan sin influencia del acoplamiento, con frecuencia de péndulo desacoplado; en el segundo caso, oscilan con la máxima influencia del acoplamiento y la mayor frecuencia propia. Todas las demás oscilaciones son representables como superposiciones de estas dos oscilaciones propias. Las ecuaciones de movimiento de los péndulos indican lo siguiente:

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

g : Aceleración de caída, L : Longitud del péndulo, k : Constante de acoplamiento

Para las variables auxiliares (introducidas, en primer lugar, arbitrariamente) $\varphi_+ = \varphi_1 - \varphi_2$ y $\varphi_- = \varphi_1 + \varphi_2$ se obtienen las siguientes ecuaciones de movimiento:

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

Cuyas resoluciones:

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

corresponden a las frecuencias circulares:

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

de las oscilaciones propias descritas con excitación equifásica o en oposición de fase (es válido $\varphi_+ = 0$ en el caso de equifase y $\varphi_- = 0$ para oscilación en oposición de fase).

Las desviaciones de los péndulos se pueden calcular a partir de la suma o la diferencia de ambas variables auxiliares, con lo que se obtiene la solución:

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

Aquí, los parámetros a_+ , a_- , b_+ y b_- son, en primer lugar, variables arbitrarias, que se pueden calcular a partir del estado de oscilación de ambos péndulos en el instante en que $t = 0$.

El siguiente caso es el de más fácil interpretación y éste se produce cuando el péndulo 1, en el instante 0, partiendo de la posición cero, adquiere una velocidad angular inicial ψ_0 , mientras que el péndulo 2, en la posición cero, se encuentra en reposo.

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

Entonces, para la velocidad de ambos péndulos es válido:

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

Tras la transformación matemática se obtiene:

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

Esto corresponde a una oscilación de ambos péndulos con la misma frecuencia angular ω , en donde sus amplitudes de velocidad ψ_1 y ψ_2 se modulan con la frecuencia angular ω_{Δ} :

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

EVALUACIÓN

A partir de la ecuación (4) se pueden calcular las frecuencias de oscilación T_+ e T_- para los casos de equifase y de oposición de fase de la oscilación propia:

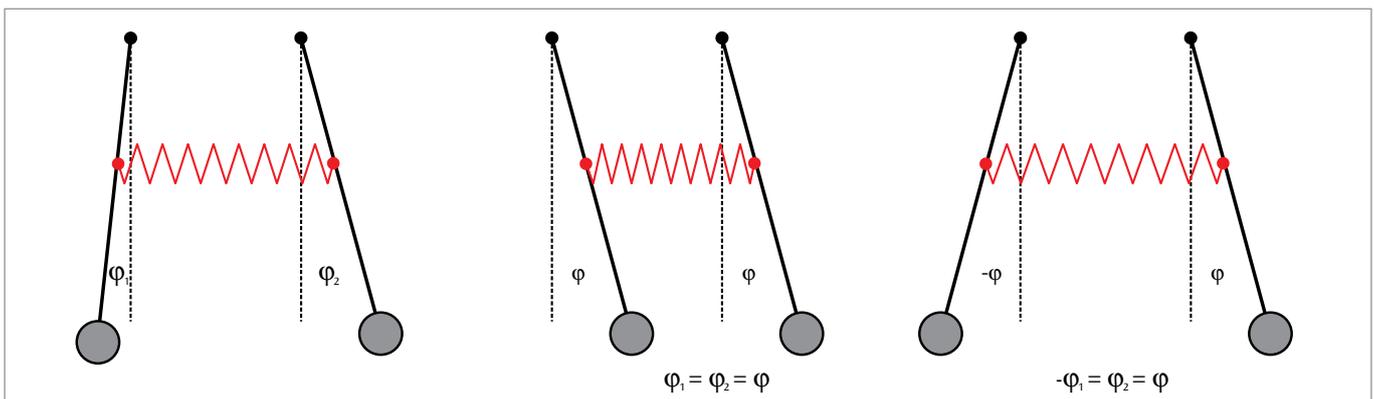
$$T_+ = \frac{2\pi}{\omega_+} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad \text{y} \quad T_- = \frac{2\pi}{\omega_-} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g + 2k}}$$

Para la frecuencia de oscilación T de la oscilación acoplada, en virtud de la ecuación (9), es válido:

$$\frac{2\pi}{T} = \omega = \frac{\pi}{T_+} + \frac{\pi}{T_-} \quad \text{y de esta manera} \quad T = 2 \cdot \frac{T_+ \cdot T_-}{T_+ + T_-}$$

La modulación de amplitud descrita en la ecuación (10) se caracteriza, normalmente, por la frecuencia de batido T_{Δ} , bajo lo cual se entiende el tiempo que transcurre entre dos estados de reposo de los péndulos:

$$\frac{2\pi}{2T_{\Delta}} = \omega_{\Delta} = \frac{\pi}{T_-} - \frac{\pi}{T_+} \quad \text{y de esta manera} \quad T_{\Delta} = \frac{T_+ \cdot T_-}{T_+ - T_-}$$



Oscilación acoplada general

Oscilación acoplada equifásica

Oscilación acoplada en oposición de fase

UE1050700 | ONDAS MECÁNICAS



► TAREAS

- Generación de ondas longitudinales estacionarias en un muelle helicoidal y de ondas estacionarias transversales en una cuerda.
- Medición de las frecuencias propias f_n en dependencia del número de nodos n .
- Determinación de las longitudes de onda λ_n correspondientes y de la velocidad de la onda c .

OBJETIVO

Estudio de ondas estacionarias en un muelle helicoidal tenso y en una cuerda tensa

RESUMEN

Las ondas mecánicas aparecen, por ejemplo, en un muelle helicoidal tenso como ondas longitudinales o en una cuerda tensa como ondas transversales. En ambos casos se crean ondas estacionarias cuando el medio portador se fija en un extremo porque la onda incidente y la onda reflejada en el extremo se superponen con la misma amplitud y la misma longitud de onda. Si el otro extremo también está fijo, las ondas se pueden propagar sólo cuando se cumplen condiciones de resonancia. En el experimento, el muelle helicoidal resp. la cuerda se encuentra fija en un extremo. A una distancia L de este punto, el otro extremo está acoplado a un generador de vibraciones, el cual se acciona en oscilaciones de amplitud pequeña y frecuencia ajustable f por medio de un generador de funciones. También este extremo se puede considerar como un extremo fijo. Se miden las frecuencias propias en dependencia del número de nodos de las ondas estacionarias. A partir de estos datos se calcula la velocidad de la onda.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Accesorio para oscilaciones de muelle	1000703
1	Accesorio para ondas de cuerda	1008540
1	Generador de vibraciones	1000701
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Dinamómetro de precisión, 2 N	1003105
1	Cinta métrica de bolsillo, 2 m	1002603
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm, rojo/azul	1017718

FUNDAMENTOS GENERALES

Las ondas mecánicas aparecen, por ejemplo, en un muelle helicoidal tenso o en una cuerda tensa. En el caso del muelle helicoidal se habla de ondas longitudinales porque la elongación tiene lugar paralela a la dirección de propagación, por el contrario en las ondas en cuerdas se trata de ondas transversales. En ambos casos se generan ondas estacionarias cuando un extremo se encuentra sujeto, porque la onda incidente y la onda reflejada se superponen con la misma amplitud y la misma longitud de onda. Si el otro extremo también se encuentra fijo se pueden propagar ondas cuando se cumplen condiciones de resonancia.

Sea $\xi(x,t)$ la desviación longitudinal resp. transversal en el punto x a lo largo del medio portador en el tiempo t , entonces

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

es una onda senoidal que se mueve hacia la derecha. La frecuencia f y la longitud de onda λ se encuentran entrelazadas por la relación

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

c: Velocidad de la onda

Si esta onda, viniendo de la izquierda, es reflejada en el punto $x = 0$ en un extremo fijo, se refleja, así tiene lugar una onda que se propaga hacia la izquierda

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

Las dos ondas se superponen formando una onda estacionaria

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

Estas consideraciones son totalmente independientes de la clase de onda y del medio portador.

Si el otro extremo también está fijo y se encuentra en el punto $x = L$, para todos los tiempos t tiene que cumplirse la condición de resonancia

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

De ahí, se obtiene para la longitud de onda

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

$$\circ L = (n+1) \cdot \frac{\lambda_n}{2}$$

y de acuerdo con la Ec. (2), para la frecuencia

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

Es decir, que la condición de resonancia (5) requiere que la longitud L sea un múltiplo entero de media longitud de onda. La frecuencia de resonancia debe ser justa para la longitud de onda. n es en este caso el número de nodos de oscilación. Es cero cuando se trata de la oscilación fundamental y se forma un vientre de oscilación (véase la Fig. 2).

En el experimento, el muelle helicoidal resp. la cuerda se encuentra fija en un extremo. A una distancia L de este punto, el otro extremo está acoplado a un generador de vibraciones, el cual se acciona en oscilaciones de amplitud pequeña y frecuencia ajustable f por medio de un generador de funciones. También este extremo se puede considerar como un extremo fijo.

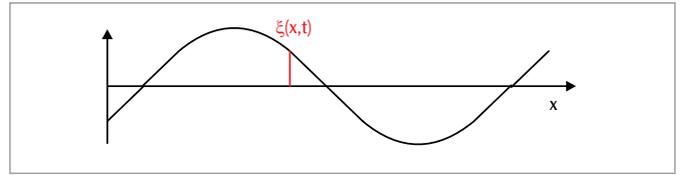


Fig. 1: Representación para la definición de la desviación $\xi(x,t)$

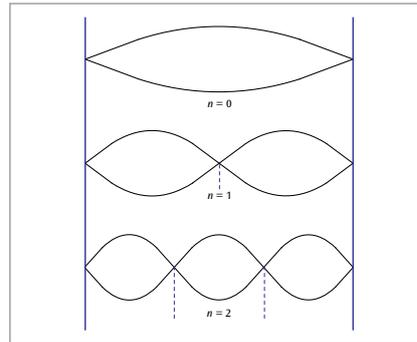


Fig. 2: Ondas estacionarias

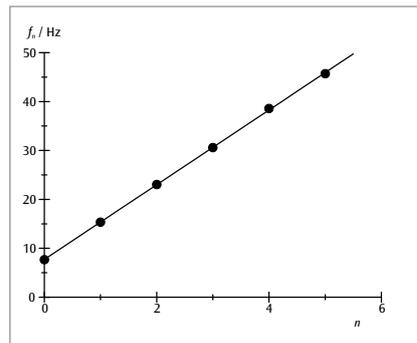


Fig. 3: Frecuencia de resonancia en dependencia del número de nodos para las ondas en el muelle helicoidal

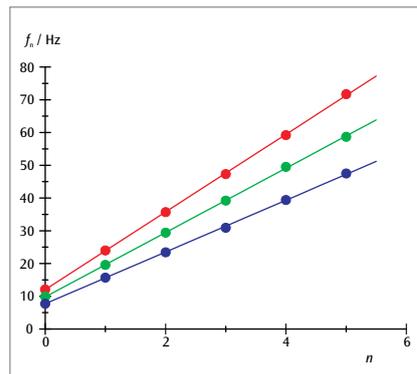


Fig. 4: Frecuencia de resonancia en dependencia del número de nodos para las ondas en la cuerda

EVALUACIÓN

Si se grafica la frecuencia de resonancia frente al número de nodos de vibración, los puntos de medida se encuentran sobre una recta con pendiente

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

A partir de ahí, con longitud L conocida, se puede calcular la velocidad de la onda c . Ella depende de la fuerza tensora F , manteniendo constantes los parámetros restantes, como se demuestra en la Fig. 5, para las ondas en una cuerda.

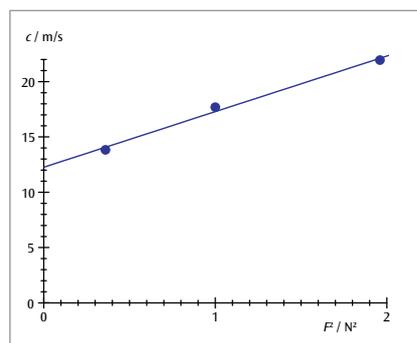
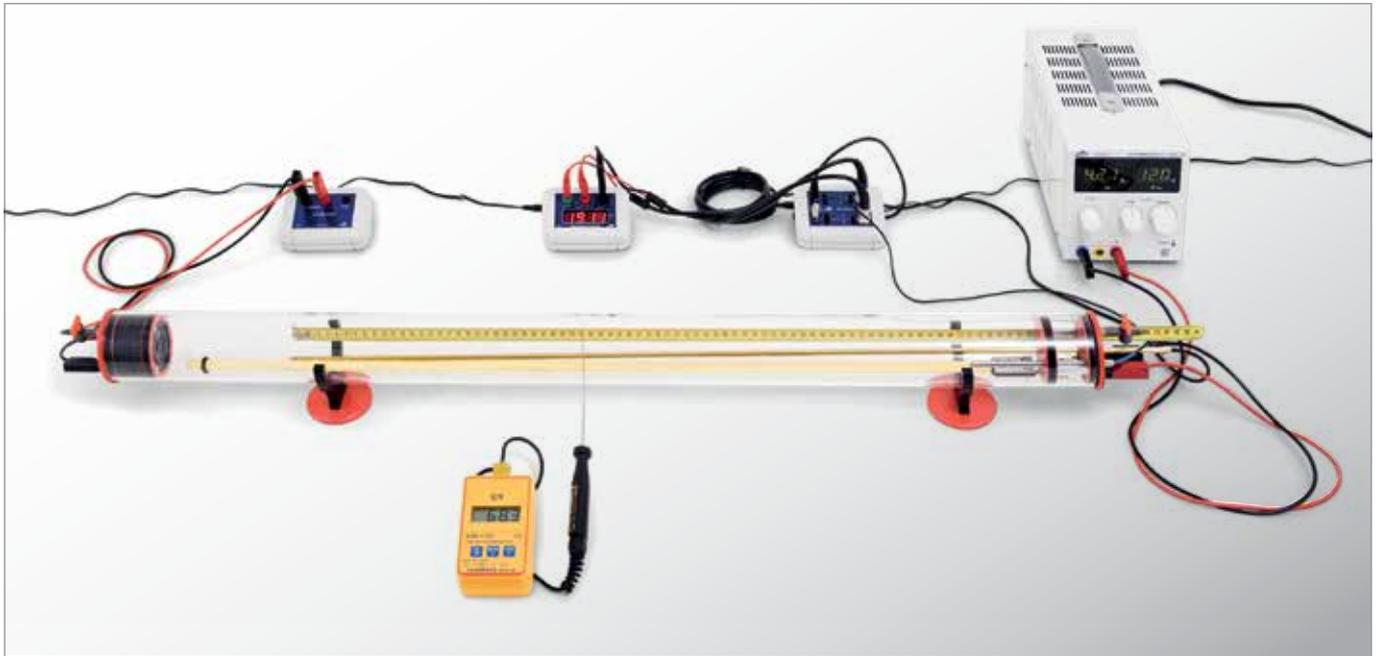


Fig. 5: Velocidad de onda c de las ondas en una cuerda en dependencia de F^2

UE1070310 | VELOCIDAD DEL SONIDO EN EL AIRE I



► TAREAS

- Medición del tiempo de recorrido t de un impulso de sonido en el aire a temperatura ambiente en dependencia con la distancia s entre dos sondas de micrófono.
- Comprobación de la relación lineal entre s y t .
- Medición del tiempo de recorrido t de un impulso de sonido en dependencia de la temperatura T manteniendo fija la distancia entre dos sondas de micrófono.
- Determinación de la velocidad del sonido (velocidad de grupo) en dependencia de la temperatura.
- Comparación con el resultado obtenido por Laplace en su deducción.

OBJETIVO

Medición de los tiempos de recorrido de impulsos sonoros en un tubo de Kundt

RESUMEN

Las ondas sonoras se propagan en los gases como ondas longitudinales. La velocidad de grupo concuerda con la velocidad de fase. En el experimento se mide en el tubo de Kundt el tiempo de recorrido de un impulso de sonido entre dos micrófonos y a partir de ahí se calcula la velocidad del sonido. Se comprueba la dependencia de la velocidad del sonido con la temperatura, entre la temperatura ambiente y 50°C . El resultado de la medida concuerda con el resultado obtenido por Laplace en su deducción.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de Kundt E	1017339
1	Caja de impulso K	1017341
1	Sonda de micrófono, a largo	1017342
1	Sonda de micrófono, corta	4008308
1	Caja de micrófono (230 V, 50/60 Hz)	1014520 o
	Caja de micrófono (115 V, 50/60 Hz)	1014521
1	Contador de microsegundos (230 V, 50/60 Hz)	1017333 o
	Contador de microsegundos (115 V, 50/60 Hz)	1017334
1	Barra calefactora K	1017340
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Termómetro digital instantáneo de bolsillo	1002803
1	Sensor sumergible de NiCr-Ni, tipo K, $-65^{\circ}\text{C} - 550^{\circ}\text{C}$	1002804
2	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849

Recomendado adicionalmente:

Diferentes gases técnicos

FUNDAMENTOS GENERALES

Las ondas sonoras son ondas elásticas en medios deformables. Su velocidad de onda depende de las propiedades elásticas del medio en que se propagan. En gases simples se propagan únicamente como ondas longitudinales, la velocidad de grupo concuerda con la velocidad de fase.

En una deducción realizada por Laplace, las ondas sonoras se consideran como variaciones de presión adiabáticas resp. de la densidad. Para la velocidad del sonido se obtiene la relación:

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

p : Presión, ρ : Densidad,

C_p, C_v : Capacidades caloríficas del gas

Para un gas ideal con la temperatura absoluta T es:

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

$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{Mol} \cdot \text{K}}$: Constante universal de los gases
 M : Masa molar

Entonces, su velocidad del sonido se obtiene por:

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

Para diferencias de temperatura ΔT no muy grandes en comparación con una temperatura de referencia T_0 , la velocidad del sonido depende linealmente de la variación de temperatura ΔT :

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

Por lo tanto, para el aire seco, como gas ideal, se encuentra frecuentemente la siguiente expresión para la velocidad del sonido:

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

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

En el experimento, se mide en un tubo de Kundt el tiempo de recorrido t de un impulso de sonido entre dos sondas de micrófono colocadas a una distancia s entre sí. El impulso de sonido se origina por el movimiento abrupto de la membrana de un altavoz, controlado por un impulso de tensión con flanco de subida rápido. La medición del tiempo de recorrido de alta resolución se inicia con un contador de microsegundos, cuando el impulso de sonido llega a la primera sonda de micrófono y se detiene cuando éste llega a la segunda sonda, colocada a una distancia s de la primera.

Para las mediciones del tiempo de recorrido en dependencia de la temperatura se calienta el aire en el tubo de Kundt hasta una temperatura de 50°C , utilizando una barra calefactora. En el proceso de enfriamiento la distribución de la temperatura es suficientemente homogénea. Por lo tanto basta con medir la temperatura en un punto del tubo de Kundt.

Por medio de una oliva de mangra se pueden introducir otros gases técnicos en el tubo de Kundt diferentes al aire.

EVALUACIÓN

La velocidad del sonido se logra a partir del cociente entre el camino recorrido s y el tiempo recorrido t :

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

En la Fig. 2 es esta relación el inverso de la pendiente de la recta. La dependencia de la temperatura de la velocidad del sonido se puede describir por medio de la ecuación 3, con los parámetros.

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

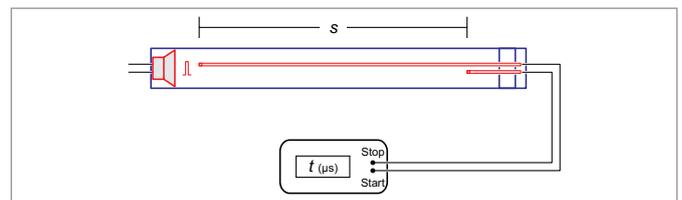


Fig. 1: Representación esquemática del montaje experimental

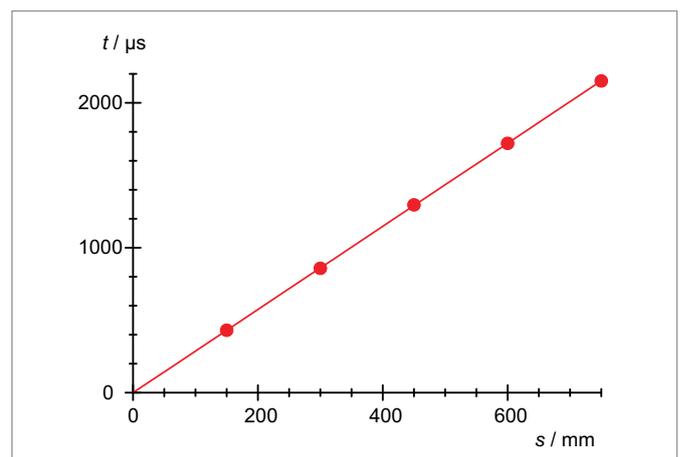


Fig. 2: Tiempo de recorrido t del sonido en el aire en dependencia de la distancia de recorrido s a temperatura ambiente

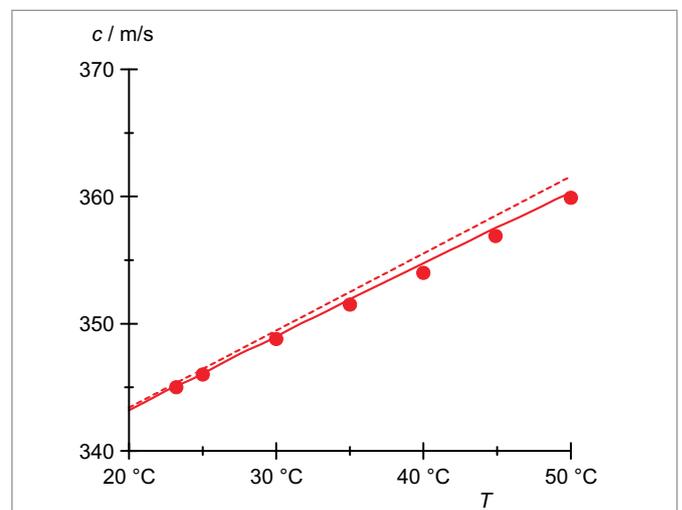
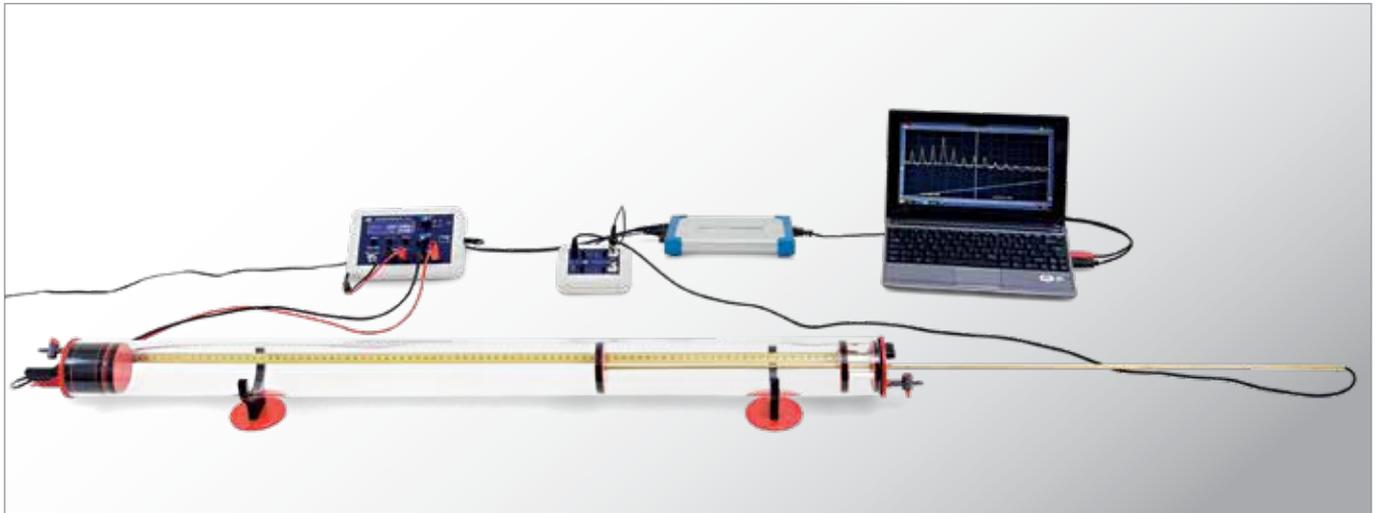


Fig. 3: Velocidad del sonido c en el aire en dependencia de la temperatura T

Línea: calculada según la ecuación 3,

Línea punteada: calculada según la ecuación 5

UE1070320 | VELOCIDAD DEL SONIDO EN EL AIRE II



> TAREAS

- Generación de ondas estacionarias en un tubo de Kundt con ambos extremos cerrados.
- Medición de la frecuencia fundamental en dependencia de la longitud del tubo de Kundt.
- Medición de las frecuencia fundamental y de los armónicos superiores con longitud constante.
- Determinación de la velocidad de la onda partiendo de las frecuencias de resonancia.

OBJETIVO

Generación y medición de ondas estacionarias de sonido en un tubo de Kundt

RESUMEN

Las ondas de sonido se propagan en los gases como ondas longitudinales. La velocidad de grupo coincide con la velocidad de fase. En el experimento, en un tubo de Kundt cerrado en ambos extremos, se producen ondas estacionarias y se mide la frecuencia fundamental en dependencia de la longitud del tubo y además la fundamental y los armónicos superiores con una longitud del tubo fija. La velocidad de la onda se calcula a partir de las frecuencias de resonancia y se representa gráficamente.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de Kundt E	1017339
1	Sonda de micrófono, a largo	1017342
1	Caja de micrófono (230 V, 50/60 Hz)	1014520
	Caja de micrófono (115 V, 50/60 Hz)	1014521
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Cable BNC/4mm 0,5 m	4008293
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849

FUNDAMENTOS GENERALES

En un tubo de Kundt se pueden generar ondas de sonido estacionarias utilizando un altavoz en un extremo del tubo para producir ondas de sonido de frecuencia de resonancia apropiada, las cuales se reflejan en una pared al otro extremo del tubo. Conociendo la longitud del tubo se puede determinar la velocidad de la onda a partir de la frecuencia de resonancia y del número de armónicos.

Las ondas de sonido se propagan en el aire y en otros gases como variaciones rápidas de presión y densidad. En la forma más sencilla, se describen por medio de una presión del

sonido puesta a la presión atmosférica. Alternativamente a la presión de sonido p se puede utilizar también la rapidez v del sonido para la descripción de una onda de sonido, es decir, la velocidad media de las partículas en el punto x en el medio oscilante en el instante t . La presión del sonido y su rapidez están enlazados entre sí, p. ej. Por medio de la ecuación de movimiento de Euler:

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

ρ_0 : Densidad del gas

En el tubo de Kundt, las ondas de sonido se propagan a lo largo de su longitud. Se pueden por lo tanto describir por medio de una ecuación de onda en una dimensión, la cual vale tanto para la presión del sonido como para su rapidez, así que se obtiene:

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

c : Velocidad del sonido

En el experimento se consideran ondas armónicas que se reflejan en el extremo del tubo de Kundt. Como soluciones de la ecuación de onda se consideran las superposiciones de las ondas de ida y de la reflejada:

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

$p_{0>}, v_{0>}$: Amplitudes de la onda de ida,
 $p_{0<}, v_{0<}$: Amplitudes de la onda reflejada
 f : Frecuencia, λ : Longitud de onda,

teniendo

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

Llevando estas soluciones a la ecuación (1) y teniendo en cuenta por separado la onda de ida de la onda reflejada se obtiene la relación

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

La magnitud

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

se conoce como la impedancia característica del sonido y corresponde a la resistencia ondulatoria del medio. Ésta juega un papel importante en el estudio de reflexiones de una onda sonora en una pared con impedancia de pared igual a W :

Se tiene

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

En el experimento W es muchísimo mayor que Z y por lo tanto $r_v = 1$ y $r_p = -1$.

Para simplificar, se asume la pared en $x = 0$ y a partir de (3) se deduce para la parte espacial de la onda de sonido:

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

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

La realidad física se encuentra sólo en la parte real de estos términos. Ellos corresponden a ondas estacionarias cuya presión de sonido en la pared (es decir en $x = 0$) presenta un vientre de oscilación mientras

la rapidez muestra un nodo de oscilación. Además, la presión está adelantada en un desplazamiento de fase de 90° . A una distancia L de la pared se generan las ondas de sonido por medio de un altavoz que oscila con la frecuencia f . Allí también se crea a su vez un vientre de la presión y un nodo de la rapidez. Estas condiciones de entorno se cumplen sólo cuando L es un múltiplo entero de media longitud de onda:

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

Debido a (3), por lo tanto, las frecuencias deben cumplir la condición de resonancia:

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

En el experimento se varía la frecuencia f del altavoz en forma continua mientras una sonda de micrófono mide la presión del sonido en la pared de reflexión. Se obtiene la resonancia cuando la señal del micrófono indica una amplitud máxima.

EVALUACIÓN

De acuerdo con la ecuación (9) las frecuencias de resonancia determinadas f_n deben tener longitudes de onda

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

Para verificar la ecuación (3) y determinar la longitud de onda, los valores de longitud de onda debe trazarse una gráfica de f contra λ .

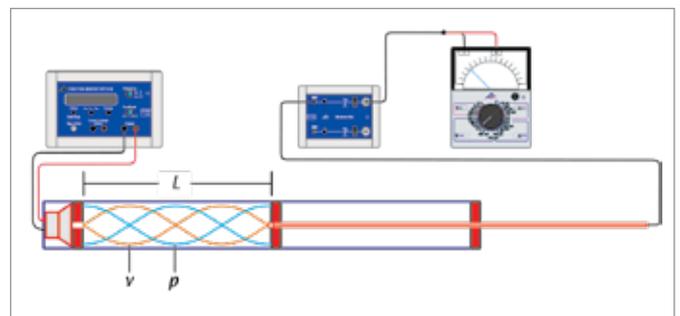


Fig. 1: Representación esquemática del montaje experimental

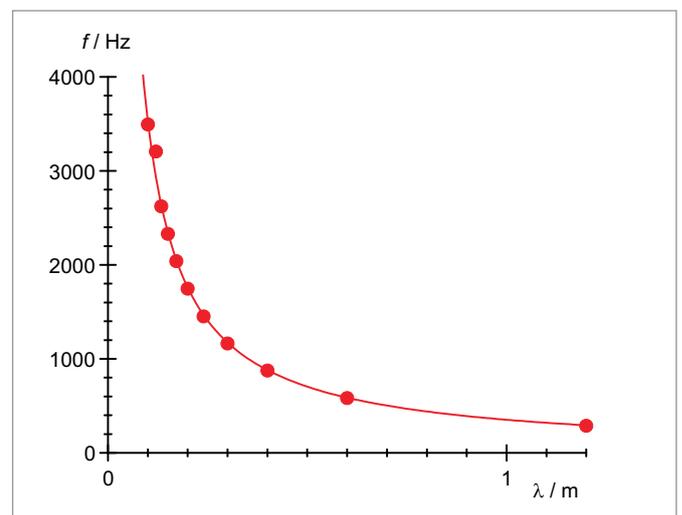
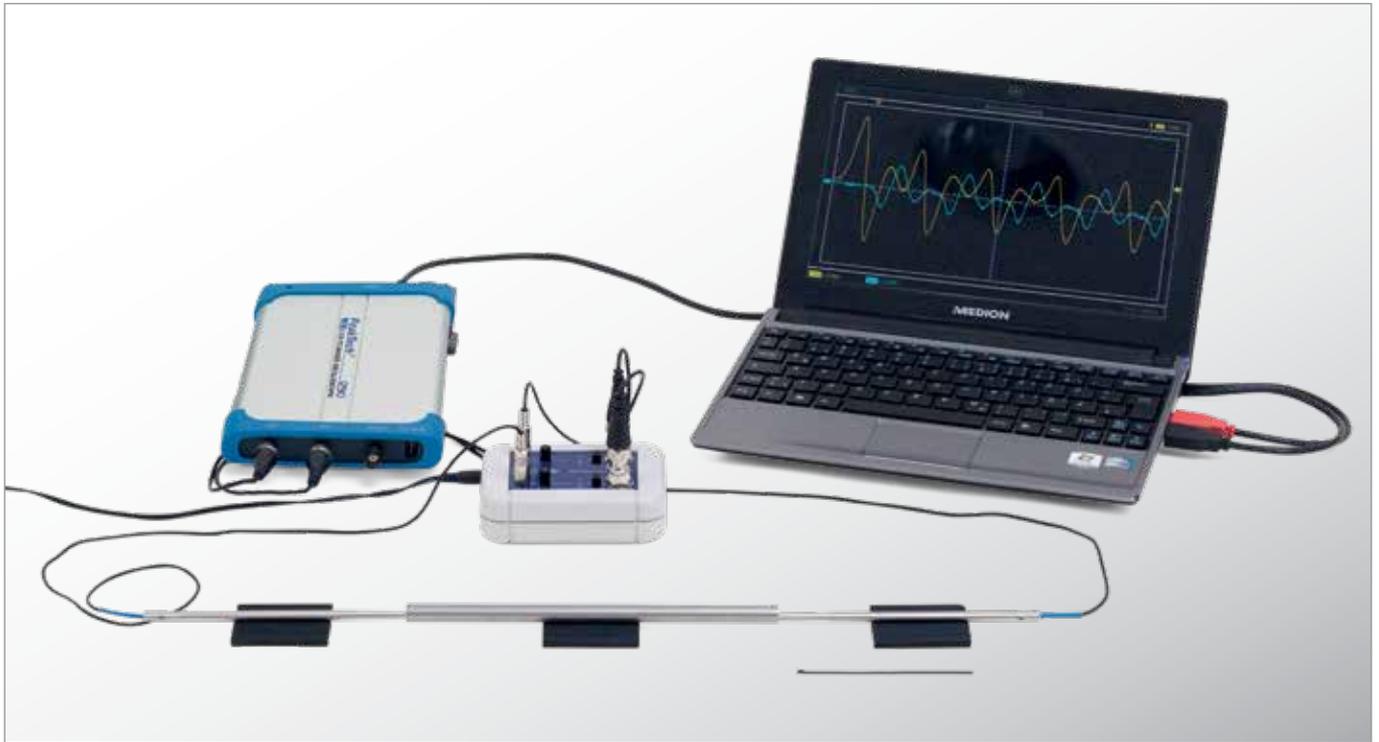


Fig. 2: Diagrama Frecuencia – Longitud de onda

UE1070410 | PROPAGACIÓN DEL SONIDO EN BARRAS



> TAREAS

- Excitación impulsiva de ondas de sonido longitudinales en barras y su detección con dos sondas de micrófono.
- Análisis de los impulsos de sonido en dependencia con el material y la longitud de las barras por medio de un osciloscopio.
- Determinación de las velocidades del sonido longitudinal del material a partir de los tiempos de recorrido de los impulsos de sonido.
- Determinación del módulo de elasticidad de los materiales a partir de las velocidades del sonido longitudinales y de las densidades.

OBJETIVO

Estudio de ondas de sonido longitudinales en barras cilíndricas y determinación de la velocidad longitudinal del sonido

RESUMEN

Las ondas sonoras se pueden propagar en cuerpos sólidos en forma de ondas longitudinales, transversales, de elongación o de flexión. Una onda longitudinal elástica se propaga en una barra por medio de una sucesión periódica de elongaciones y tensiones en la dirección longitudinal de la barra. La velocidad de propagación depende sólo del módulo de elasticidad y de la densidad del material cuando el diámetro de la barra es claramente menor que su longitud. Esta velocidad se determina en el experimento a partir de los tiempos de recorrido de impulsos de sonido después de una excitación impulsiva.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de aparatos "Propagación del sonido en barras" (230 V, 50/60 Hz)	1018469 o
	Juego de aparatos "Propagación del sonido en barras" (115 V, 50/60 Hz)	1018468
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857

FUNDAMENTOS GENERALES

Las ondas de sonido se pueden propagar no sólo en gases o líquidos sino también en cuerpos sólidos. En los cuerpos sólidos pueden aparecer ondas longitudinales, transversales, de elongación o de flexión. Una onda longitudinal elástica se propaga en una barra por medio de una secuencia de elongaciones y tensiones en la dirección longitudinal de la barra. La elongación se genera por una desviación periódica de los átomos de sus posiciones de reposo. En una barra, cuyo diámetro es mucho menor que su longitud, la contracción transversal es despreciable, es decir, para el número de Poisson se tiene $\mu = 0$ en muy buena aproximación.

La relación entre las variaciones temporales y espaciales de la tensión σ y la desviación ξ se describe en este caso por medio de las siguientes ecuaciones:

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

ρ : Densidad del material de la barra,
 E : Módulo de elasticidad del material de la barra

A partir de aquí se obtienen las ecuaciones de onda

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

con la velocidad del sonido longitudinal

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

En el experimento se generan ondas de sonido longitudinales en barras de diferentes materiales y longitudes, por medio de una excitación impulsiva en un extremo de la barra, se detectan en el extremo contrario de la barra y se representan en un osciloscopio. Los extremos de la barra representan superficies limitantes de rigidez sonora, entre las cuales los impulsos de sonido van y vienen. A partir de los oscilogramas se determinan los tiempos de recorrido de los impulsos de sonido.

Con barras largas los impulsos de sonido reflejados repetidas veces se encuentran separados claramente en el tiempo, en caso de barras cortas se pueden superponer dando como resultado "ondas estacionarias".

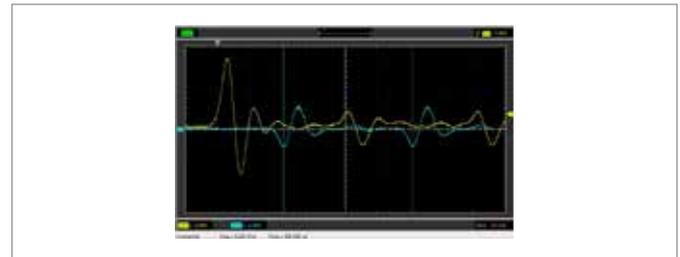


Fig. 1: Propagación de un impulso de sonido, señal en el extremo de la barra excitado (amarillo), (barra de acero inoxidable, 400 mm)

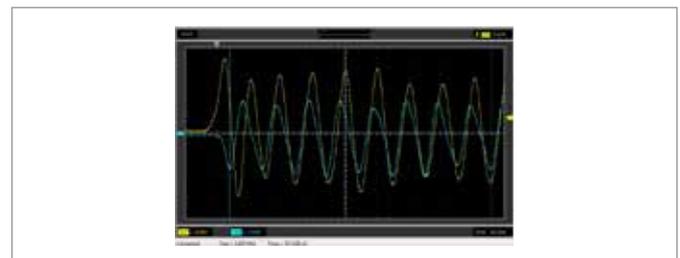


Fig. 2: Onda estacionaria, en el extremo de la barra excitado (amarillo) (barra del acero inoxidable, 100 mm)



Fig. 3: Propagación de un impulso de sonido (arriba: barra de PVC, 200 mm, abajo: barra de vidrio, 200 mm), señal en el extremo de la excitación (cian)

EVALUACIÓN

De los tiempos de recorrido de los impulsos de sonido se determinan las velocidades de sonido longitudinales de acuerdo con

$$(4) \quad c_L = \frac{2 \cdot L}{T}, \quad L: \text{Longitud de la barra}$$

porque el impulso de sonido recorre la barra dos veces en el tiempo T .

De las velocidades de sonido determinadas y de las densidades determinadas por pesado se obtienen las densidades de los materiales y se calculan los módulos de elasticidad según (3).

Tab. 1: Velocidades del sonido longitudinales medidas c_L , ρ y módulos de elasticidad E .

Material	c_L (m / s)	ρ (g / cm ³)	E (m / s)
Vidrio	5370	2,53	73
Aluminio	5110	2,79	73
Madera (haya)	5040	0,74	19
Acero inoxidable	4930	7,82	190
Cobre	3610	8,84	115
Latón	3550	8,42	106
Vidrio acrílico	2170	1,23	6
PVC	1680	1,50	4

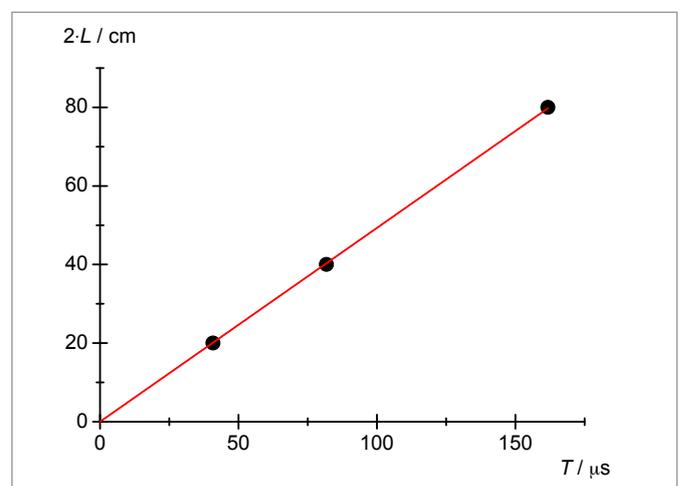
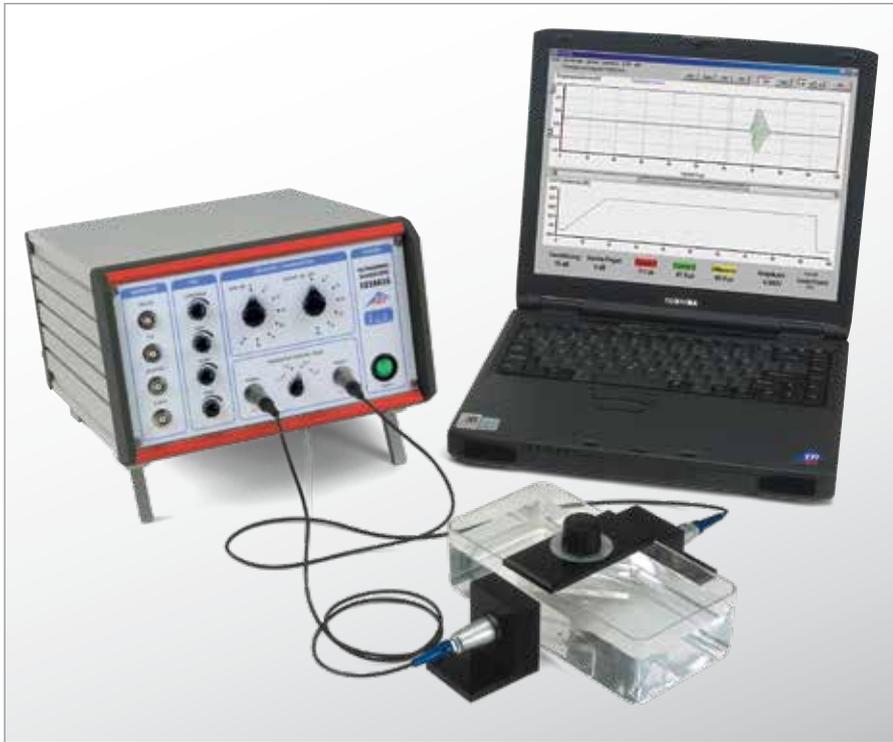


Fig. 4: Longitud doble de la barra $2L$ en dependencia con los tiempos de recorrido T para las barras de acero inoxidable.

UE1070530 | PROPAGACIÓN DEL SONIDO EN CUERPOS SÓLIDOS



OBJETIVO

Determinación de las velocidades del sonido para ondas longitudinales y transversales en cuerpos sólidos

RESUMEN

El sonido se propaga en los cuerpos sólidos tanto en forma de ondas longitudinales como transversales. Las velocidades de estas dos formas de ondas se diferencian fuertemente entre sí, porque mientras la velocidad del sonido longitudinal está determinada por el módulo de elasticidad del sólido, la velocidad del sonido transversal depende del módulo de cizalladura o de rigidez. Cuando se realiza medición de ambas velocidades del sonido se pueden determinar constantes elásticas del cuerpo sólido.

> TAREAS

- Determinación de la velocidad del sonido para ondas longitudinales en poliacrílico a partir de los tiempos de recorrido de una señal de ultrasonido de 1 MHz.
- Medición de ondas de sonido transversales y longitudinales en un cuerpo sólido a través de una placa de lados paralelos orientada oblicuamente.
- Determinación de las velocidades del sonido para ondas longitudinales y transversales a partir de los ángulos límite de reflexión total.
- Determinación del módulo de elasticidad E , del de cizalladura G y del coeficiente de Poisson μ a partir de las dos velocidades del sonido.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Ecógrafo ultrasónico GS200	1018616
2	Sonda de ultrasonido de 1 MHz, GS200	1018617
1	Juego de aparatos Ultrasonido en sólidos	1002584
1	Placa de aluminio, en soporte de pruebas, con escala angular	1002585
1	Juego de 3 cilindros	1002588
1	Gel de acoplamiento para ultrasonido	1008575

FUNDAMENTOS GENERALES

El sonido se propaga en gases y líquidos exclusivamente en forma de ondas longitudinales. Así oscila la presión alrededor de un valor de equilibrio y produce zonas oscilantes de compresión y de depresión. Por los cuerpos sólidos el sonido también se propaga en forma de ondas transversales, en las cuales oscila la tensión de cizalladura. Estas ondas se pueden propagar en un cuerpo sólido, porque allí se encuentran las fuerzas de empuje elásticas necesarias para la transmisión.

Las ondas longitudinales y las transversales tienen diferentes velocidades de sonido. Éstas dependen de la densidad del medio ρ y de las constantes elásticas del cuerpo sólido. En este proceso, la velocidad del sonido de las ondas longitudinales:

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

E : Módulo de elasticidad, μ : Coeficiente de Poisson

es mayor que la de las ondas transversales:

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

G : Módulo de cizalladura

Los módulos de elasticidad E y de cizalladura G de un cuerpo sólido están enlazados entre sí por medio del coeficiente de Poisson μ :

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

Es decir, que se pueden calcular las tres magnitudes cuando se conocen ambas velocidades de sonido c_L y c_T .

En el experimento se miden primero los tiempos de recorrido t para el paso de una señal de ultrasonido de 1 MHz a través de tres cilindros de poliacrílico de diferentes longitudes s y se llevan a un diagrama $s-t$ (ver Fig. 1). A partir de la pendiente de las rectas ajustadas a los puntos de medida se obtiene la velocidad del sonido longitudinal en poliacrílico.

A continuación se coloca una cubeta llena de agua en el paso de los rayos y se mide el tiempo de paso. Éste se acorta adicionalmente colocando una placa de lados paralelos de poliacrílico o de aluminio, porque el sonido se propaga más rápidamente en el material de la placa que en el agua. Se miden exactamente detrás de la cubeta de agua dos señales de ultrasonido separadas, las cuales se pueden atribuir a las diferencias de tiempo de recorrido para la velocidad del sonido de ondas transversales y longitudinales en el cuerpo sólido (ver Fig. 2). Si la placa se encuentra colocada oblicuamente en un ángulo α con respecto al rayo incidente, éste va a ser refractado en dos rayos parciales bajo los ángulos β_L y β_T , según la ley de Snell (ver Fig 3).

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

c : Velocidad del sonido en el agua

Como ambas velocidades del sonido c_L y c_T en el cuerpo sólido son mayores que la velocidad del sonido c en el agua, se observa el fenómeno de la reflexión total – separadamente para ondas longitudinales y transversales – en el cual las señales transmitidas desaparecen totalmente. A partir de los ángulos límites, α_L para las ondas longitudinales y α_T para las ondas transversales, se pueden calcular las correspondientes velocidades del sonido:

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

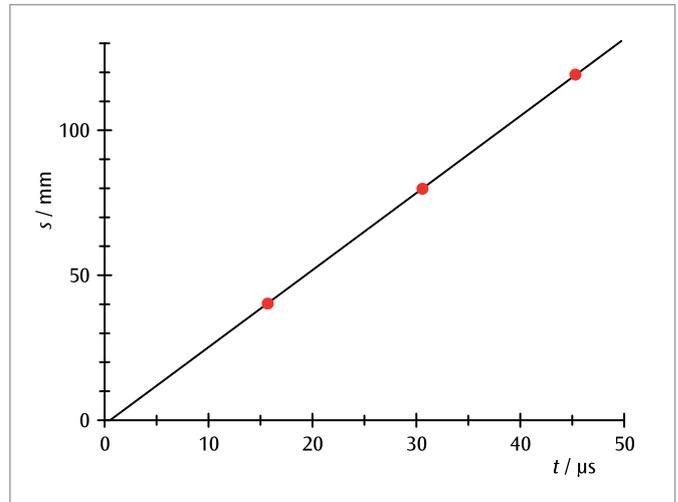


Fig. 1: Diagrama $s-t$ de la señal de ultrasonido en poliacrílico

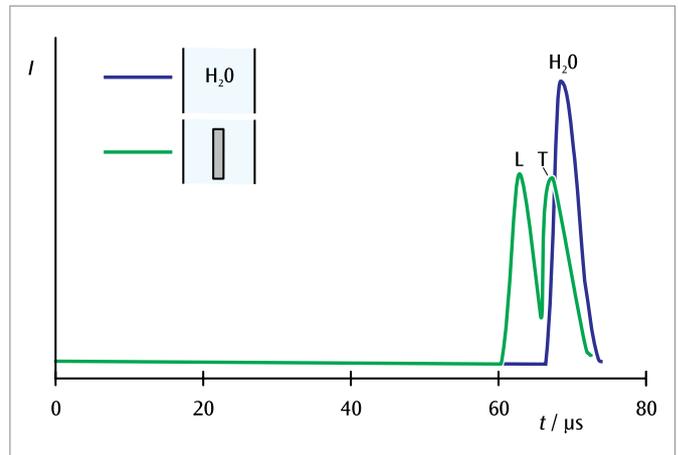


Fig. 2: Señal de ultrasonido después del paso por la cubeta de agua (azul: sin placa de lados paralelos, verde: con la placa de lados paralelos)

EVALUACIÓN

a) Los puntos de medida obtenidos en la primera parte a partir de las mediciones de tiempos de recorrido, en un diagrama $s-t$ no se encuentran en una recta que pase por el origen, porque el tiempo de recorrido de la señal a través de la capa de adaptación y protección del convertidor de ultrasonido se mide sistemáticamente.

b) A partir de las ecuaciones 1 a 3 se obtiene la ecuación de determinación del coeficiente de Poisson μ :

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

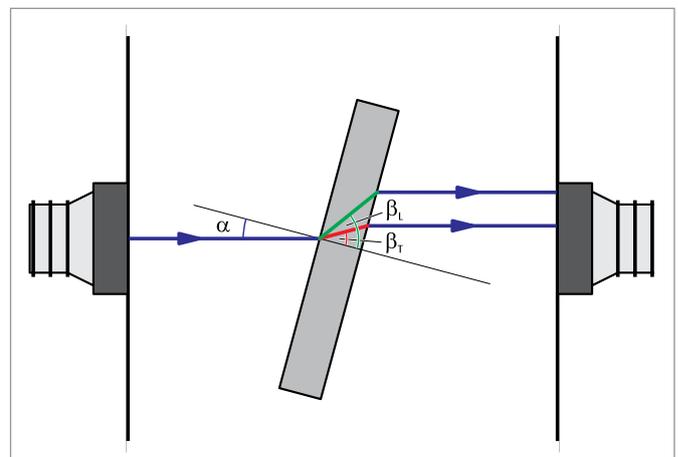
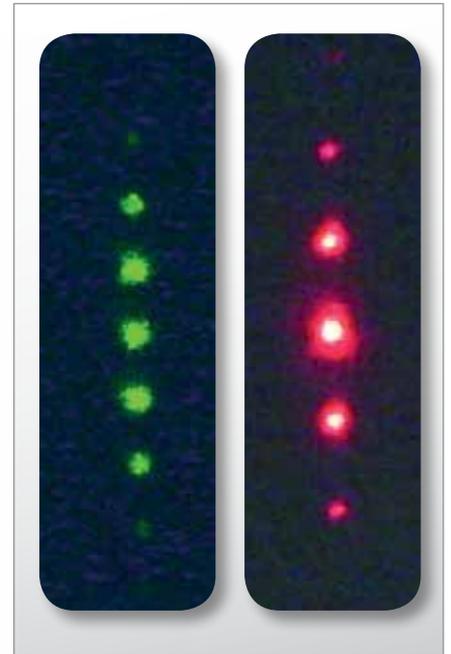


Fig. 3: Montaje de experimentación para la determinación de las velocidades del sonido transversal y longitudinal en un cuerpo sólido a partir de los ángulos de reflexión total

UE1070550 | EFECTO DE DEBYE-SEARS



> TAREAS

- Observación del patrón de difracción manteniendo la frecuencia ultrasónica constante, para dos longitudes de onda de luz diferentes.
- Observación del patrón de difracción para dos frecuencias de ultrasonido diferentes entre 1 y 12 MHz.
- Determinación de las longitudes de onda del sonido correspondientes y la velocidad del sonido.

OBJETIVO

Determinación de la velocidad de ondas ultrasónicas en líquidos

RESUMEN

Los cambios de densidad periódicos de una onda ultrasónica estacionaria en un líquido se utilizan como una rejilla óptica para la difracción de un rayo de luz monocromático paralelo, el cual se propaga perpendicularmente a la onda de ultrasonido. A partir del patrón de difracción se puede determinar la longitud de onda del sonido en el líquido, conociendo la longitud de onda de la luz y así utilizarla para calcular la velocidad del sonido.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Generador ultrasónico cw con sonda	1002576
1	Recipiente de pruebas, completo	1002578
1	Diodo láser rojo para efecto Debye-Sears	1002577
1	Diodo láser verde para efecto Debye-Sears	1002579
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603
1	Gel de acoplamiento para ultrasonido	1008575

FUNDAMENTOS GENERALES

La difracción de la luz en ondas ultrasónicas en líquidos fue predicha por Brillouin en 1922 y comprobada experimentalmente por Debye y Sears y Lucas y Biquard en 1932. Ésta tiene como base el cambio del índice de refracción en el líquido, el cual se origina por una onda ultrasónica en el líquido. Esta disposición experimental que se desplaza con la velocidad del sonido actúa como una rejilla de fase. Su constante de rejilla corresponde a la longitud de onda de las ondas ultrasónicas y por lo tanto depende de la frecuencia y de la velocidad del sonido del medio irradiado. El movimiento de la rejilla de fase se puede despreciar al hacer la observación sobre una pantalla a una gran distancia.

En el experimento un acoplador orientado verticalmente excita ondas ultrasónicas en el líquido de prueba con frecuencias entre 1 y 12 MHz. Un haz de luz monocromático y paralelo entra en el líquido horizontalmente y es difractado por la rejilla de fases. El patrón de difracción contiene varios máximos de difracción en distancias regulares entre sí. Para el ángulo α_k del máximo de difracción de orden k se tiene:

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

λ_L : Longitud de onda de la luz

λ_S : Longitud de onda del sonido

Por lo tanto la longitud de onda del sonido λ_S se puede determinar a partir de las distancias entre los máximos de difracción. Además de acuerdo con la relación:

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

se puede calcular la velocidad del sonido c en el líquido, porque también son conocidas las frecuencias f de las ondas sonoras.

EVALUACIÓN

Se mide la distancia s entre el convertidor de ultrasonido y el patrón de difracción así como la distancia x_{2k} entre el máximo de difracción de orden $-k$ y el de orden $+k$. Ambos valores forman parte del cálculo del ángulo α_k para el máximo de difracción de orden k .

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

Por lo tanto la ecuación para la determinación de la longitud de onda del sonido λ_S es:

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

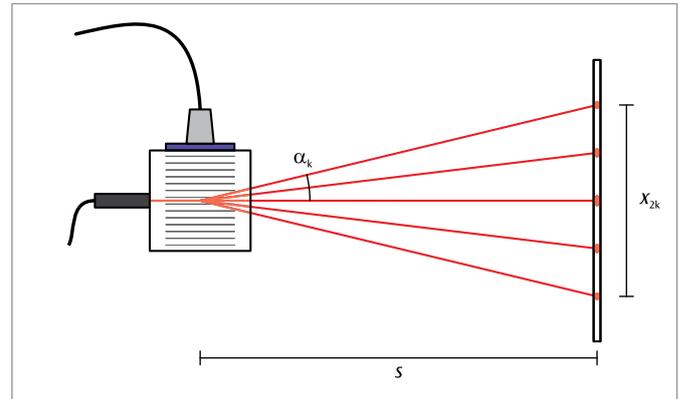


Fig. 1: Representación esquemática para la difracción de la luz en una rejilla de fase creada con ondas ultrasónicas en un líquido (Efecto Debye Sears)

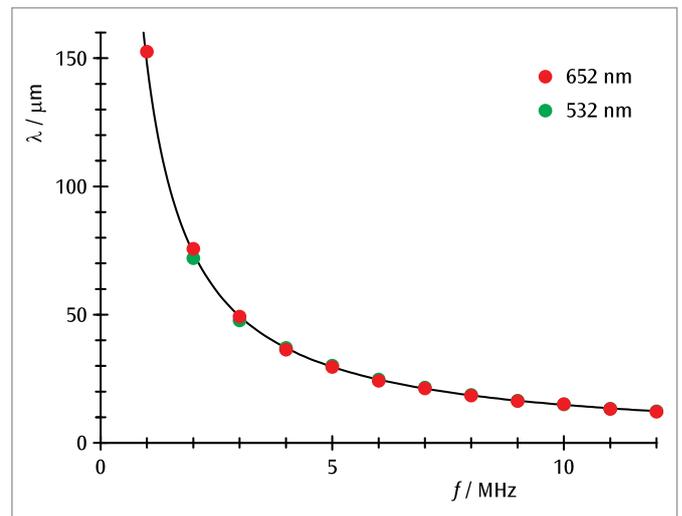


Fig. 2: Longitud de onda del sonido λ_S en el agua que depende de la frecuencia f

UE1080350 | VISCOSÍMETRO DE CAÍDA DE BOLA



> TAREAS

- Medición de los tiempos de caída de una bola en una solución acuosa de glicerina en dependencia de la temperatura.
- Determinación de la viscosidad dinámica y comparación con los datos bibliográficos.
- Comparación de la dependencia de la temperatura de la viscosidad dinámica basándose en la relación de Arrhenius-Andrade y determinación de la energía de activación o de deformación.

OBJETIVO

Determinación de la viscosidad dinámica de una solución acuosa de glicerina

RESUMEN

La viscosidad dinámica, el factor de proporcionalidad entre el gradiente de velocidad y la tensión de cizallamiento en un líquido caracterizan la viscosidad del mismo. Ésta se puede medir con un viscosímetro de caída de bola según Höppler. Junto con un termostato de circulación es posible realizar mediciones dependientes de la temperatura. Éstas se realizan en el experimento con una solución acuosa de glicerina. Aquí se puede describir la dependencia con la temperatura de la viscosidad basándose en la relación de Arrhenius-Andrade.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Viscosímetro de caída de bola	1012827
1	Cronómetro digital	1002811
1	Termostato de baño y de circulación (230 V; 50/60 Hz)	1008654 o
	Termostato de baño y de circulación (115 V; 50/60 Hz)	1008653
2	Manguera de silicona 6 mm	1002622
1	Glicerina, 85%, 250 ml	1007027
Recomendado adicionalmente:		
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma baja	1002872
2	Probeta graduada de 100 ml	1002870
	Agua destilada, 5 l	

FUNDAMENTOS GENERALES

La viscosidad de un líquido se atribuye a la interacción recíproca de las partículas del líquido. Al aumentar la interacción disminuye la movilidad de las partículas. Para la formación de un gradiente de velocidades en un perfil de corriente es necesaria una tensión de cizallamiento grande. El factor de proporcionalidad entre el gradiente de velocidades y la tensión de cizallamiento es una medida de la resistencia que opone el líquido y se denomina viscosidad dinámica. Los líquidos en los cuales viscosidad dinámica no depende de la tensión de cizallamiento se denominan líquidos newtonianos.

La viscosidad dinámica η de la mayoría de los líquidos disminuye al aumentar la temperatura. La disminución se describe frecuentemente basándose en la relación de Arrhenius-Andrade.

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

E_A : Energía de activación resp. de deformación de las partículas del líquido
 T : Temperatura absoluta

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} : \text{Constante general de los gases}$$

Para medir la viscosidad dinámica se observa frecuentemente una bola que se sumerge en el líquido por acción de la gravedad. Su caída es frenada por la fuerza de fricción según Stokes:

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

r : Radio de la bola

por lo tanto, ella se sumerge con una velocidad constante v . La influencia de la fuerza de gravitación es reducida por el empuje ascensional sobre la bola en el líquido:

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

ρ_0 : Densidad de la bola
 ρ : Densidad del líquido en estudio
 g : Aceleración de caída libre

Por lo tanto, a partir del equilibrio de las fuerzas F_1 y F_2 se obtiene:

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

s : Trayecto de medición
 t : Tiempo de caída para el trayecto de medición fijado

Realmente, la ecuación (2) describe la fuerza de fricción sobre la bola sólo en el caso en que el diámetro del tubo de medición lleno de la sustancia de prueba es mucho mayor que el diámetro de la bola. Esto exigiría un gran cantidad del líquido de muestra. Por lo tanto, en la práctica, para mediciones de viscosidad se utiliza un viscosímetro de caída según Höppler, con un tubo de medición inclinado con respecto a la vertical, en el cual la bola se desliza o rueda a lo largo de la pared interna del tubo. En este caso la ecuación para la determinación de la viscosidad dinámica se transforma en:

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

El factor de calibración K es indicado por el productor individualmente para cada bola entregada. Para evitar posibles errores sistemáticos se puede girar el tubo de medición y medir el tiempo de caída en el trayecto de retorno.

En el experimento se estudia glicerina comercial, que si se ve exactamente, es una solución acuosa de glicerina al 85%. La dilución se hace deliberadamente porque la viscosidad de la glicerina pura es muy alta para muchas aplicaciones. Se mide la viscosidad en dependencia de la temperatura. Para ello el viscosímetro de caída de bola se

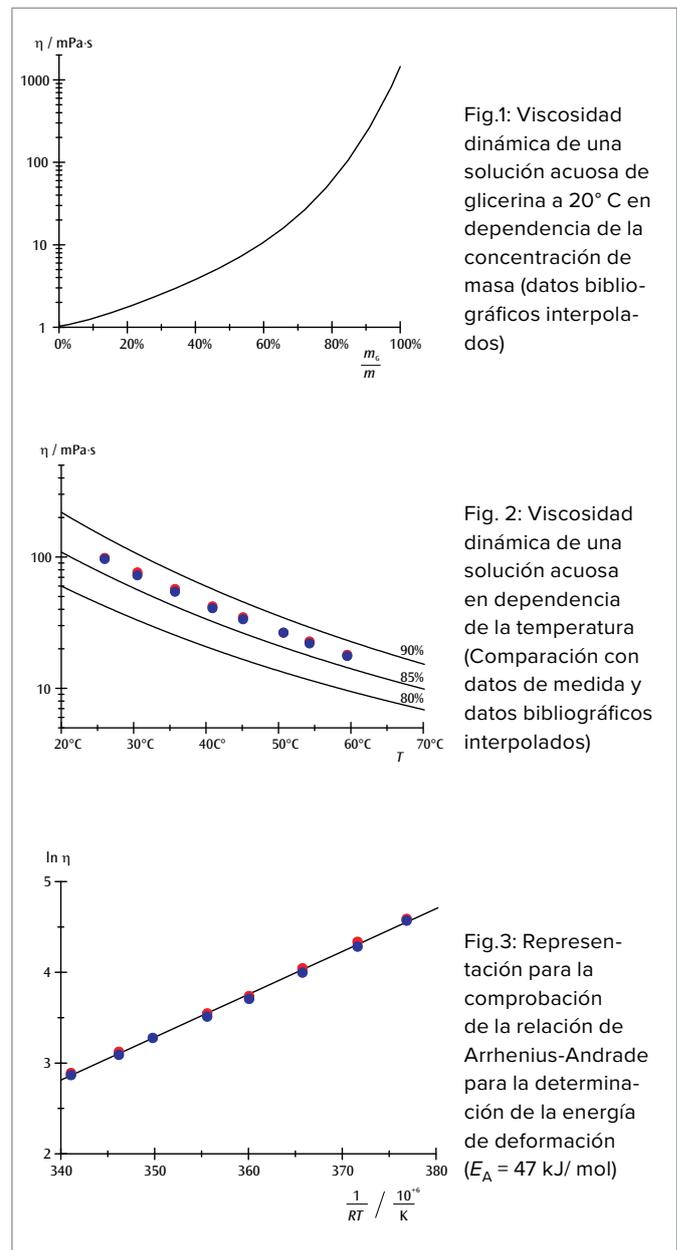
conecta con un termostato de circulación. Por medio de una dilución controlada de la solución de glicerina con agua destilada se puede estudiar la dependencia de la viscosidad con la concentración.

EVALUACIÓN

Una comparación de la viscosidad medida con los datos bibliográficos comprueba las indicaciones de concentración presentadas por el productor.

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

Por lo tanto, se registra $y = \ln \eta$ contra $x = \frac{1}{R \cdot T}$ y se determina la energía de activación o de deformación E_A a partir de la pendiente de las rectas resultantes.



UE1080400 | TENSIÓN SUPERFICIAL



OBJETIVO

Medición de la tensión superficial por el método del desprendimiento

RESUMEN

Para la determinación de la tensión superficial de un líquido se sumerge una cuchilla perpendicular y horizontalmente en el líquido y se alza lentamente del líquido, midiendo continuamente la fuerza de tensión. La lámina de líquido que se forma en la cuchilla se desprende en el momento en que se sobrepasa una fuerza característica. Conociendo esta fuerza y la longitud de la cuchilla se puede calcular la tensión superficial.

TAREAS

- Producción de una lámina de líquido entre una cuchilla en forma de anillo y la superficie del líquido extrayendo lentamente la cuchilla del líquido.
- Medición de la fuerza de tensión poco antes de que se desprenda la lámina de líquido.
- Determinación de la tensión superficial tomando como base la fuerza de tensión medida.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Anillo para tensión superficial	1000797
1	Dinamómetro de precisión 0,1 N	1003102
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma baja	1002872
1	Laborboy II	1002941
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Varilla de soporte, 750 mm	1002935
1	Nuez con gancho	1002828
1	Pie de rey, 150 mm	1002601

FUNDAMENTOS GENERALES

La tensión superficial de un líquido es una propiedad de la superficie límite entre el líquido y el aire colindante. Ésta resulta del hecho de que sobre cada molécula de la superficie del líquido sólo pueden actuar las fuerzas de las moléculas vecinas en una dirección, mientras que sobre una molécula interna del líquido actúan fuerzas en todas las direcciones (ver Fig. 1). Por lo tanto, sobre la molécula en la superficie actúa una fuerza total perpendicular a la superficie en dirección hacia el interior del líquido. Para ampliar la superficie, o sea llevar más moléculas hacia la superficie, es necesario hacer entrar energía.

El cociente:

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

conformado por la energía entrada ΔE y el cambio de la superficie ΔA , manteniendo la temperatura constante, se denomina tensión superficial o densidad de energía superficial.

Para mostrar claramente esta definición se puede observar p. ej. una cuchilla en forma de anillo que se sumerge totalmente en el líquido. Si se extrae la cuchilla lentamente del líquido, en el borde inferior se eleva una lámina de líquido (ver Fig. 2), cuya superficie aumenta en total en los lados interno y externo de la cuchilla en un valor:

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

R: Radio del anillo

cuando la cuchilla se extrae un recorrido Δx hacia arriba. En este caso se debe aplicar una fuerza:

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

Si al elevar la cuchilla se sobrepasa la fuerza F_0 la lámina de líquido se desprende.

En el experimento un anillo metálico, con borde cortante en la parte inferior, se cuelga horizontalmente de un dinamómetro de precisión. Primeramente se sumerge totalmente el anillo metálico en el líquido a estudiar, p. ej. agua y a continuación se alza lentamente del líquido. La lámina de líquido se desprende cuando la fuerza de tensión F sobrepasa la fuerza límite F_0 .

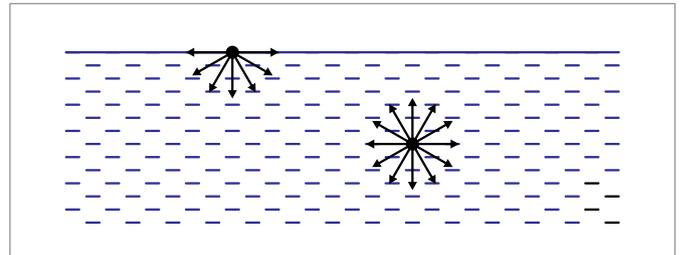


Fig. 1: Fuerzas de interacción sobre una molécula de líquido en la superficie y en el interior del mismo producidas por las moléculas vecinas

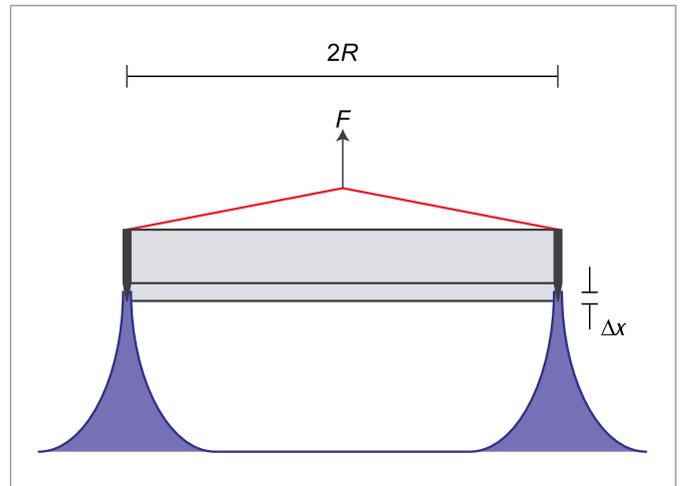


Fig. 2: Representación esquemática

EVALUACIÓN

De (1), (2) y (3) se obtiene:

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

La ecuación de determinación de la tensión superficial es entonces:

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

UE1090200 | FLEXIÓN DE BARRAS PLANAS



OBJETIVO

Medición de la deformación de barras planas apoyadas a ambos lados y determinación del módulo de elasticidad

RESUMEN

La resistencia a la deformación de una barra plana y delgada contra la flexión por una fuerza externa se puede calcular analíticamente cuando la deformación es mucho más pequeña que la longitud de la barra. Ésta es proporcional al módulo de elasticidad E del material de la barra. En el experimento se determina el módulo de elasticidad para el acero y el aluminio midiendo la deformación por una fuerza conocida.

> TAREAS

- Medición del perfil de deformación con carga en el centro y con carga fuerza del centro.
- Medición de la deformación en dependencia con la fuerza.
- Medición de la deformación en dependencia con la longitud, el ancho, el espesor y con el material y determinación del módulo de elasticidad.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de medida para el módulo de elasticidad	1018527
1	Juego de ampliación – Módulo de elasticidad	1018528
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603
1	Micrómetro para exteriores	1002600

FUNDAMENTOS GENERALES

La resistencia a la deformación de una barra plana y delgada contra la flexión por una fuerza externa se puede calcular analíticamente cuando la deformación es mucho más pequeña que la longitud de la barra. Ésta es proporcional al módulo de elasticidad E del material de la barra. Es decir que, a partir de la deformación de la barra por una fuerza conocida se puede determinar el módulo de elasticidad.

Para el cálculo, se divide la barra en fibras paralelas, las cuales, en una flexión, del lado interno serán comprimidas y del lado externo alargadas. La fibra neutra no será ni extendida ni comprimida, mientras que el alargamiento resp. la compresión relativa ε de las fibras restantes y la tensión σ asociada con ellas depende de z , la distancia a la fibra neutra:

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

$\rho(x)$: Radio de curvatura local de la flexión

Por lo tanto, para la curvatura se debe aplicar el momento de flexión

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

con $I = \int_A z^2 \cdot dA$: Momento de inercia de la superficie.

Alternativo al radio de curvatura $\rho(x)$, en el experimento se mide el perfil $w(x)$ de la deformación de la fibra neutra con respecto a la posición de reposo, que se puede calcular como sigue. Siempre y cuando las variaciones $dw(x) / dx$ de la deformación sean lo suficientemente pequeñas, vale la relación:

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

de la cual se obtiene el perfil de la deformación por integración doble. Un ejemplo típico es la consideración de una barra de longitud L apoyada en ambos extremos, la cual es tirada hacia abajo por una fuerza F que actúa en el punto a . En equilibrio, la suma de todas las fuerzas que actúan es igual a cero:

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

Correspondientemente vale para todos los momentos que actúan en cualquier punto x de la barra:

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

En los extremos de la barra no se ocasionan ninguna curvatura y ninguna deformación, es decir que $M(0) = M(L) = 0$ y $w(0) = w(L) = 0$. Por lo tanto $M(x)$ está completamente determinado:

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

con $\zeta = \frac{x}{L}$ y $\alpha = \frac{a}{L}$

Y se obtiene el perfil de la deformación con una doble integración

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

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

Su curso de comprobación en el experimento con carga en el centro ($\alpha = 0,5$) y con carga fuera del centro ($\alpha < 0,5$).

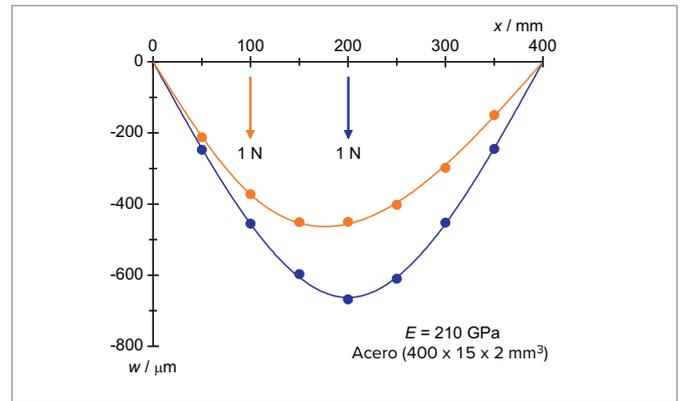


Fig. 2: Perfil de la deformación con carga medida y calculada, con carga en el centro y fuera del centro

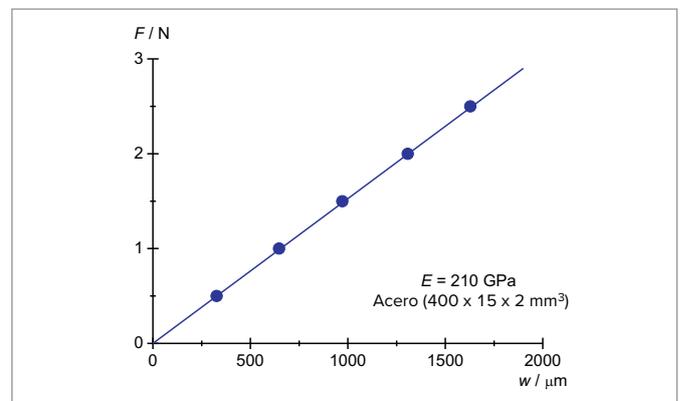


Fig. 3: Confirmación de la ley de Hooke

EVALUACIÓN

Con carga en el centro es $w(x = \frac{L}{2}, a = \frac{L}{2}) = -\frac{F \cdot L^3}{48 \cdot E \cdot I}$

Para un rectángulo de ancho b y altura d se calcula

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

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

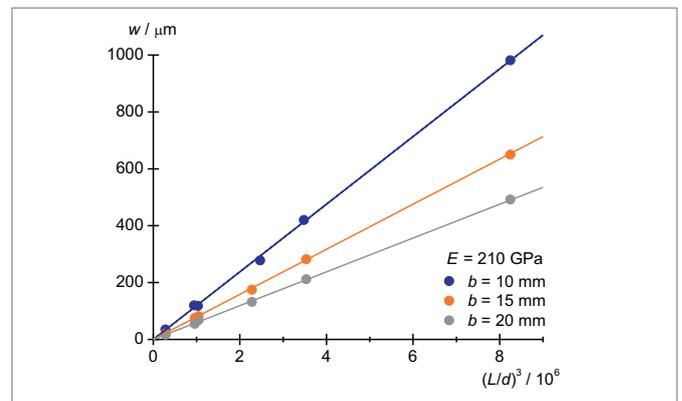


Fig. 4: Dependencia de la deformación con $(L/d)^3$

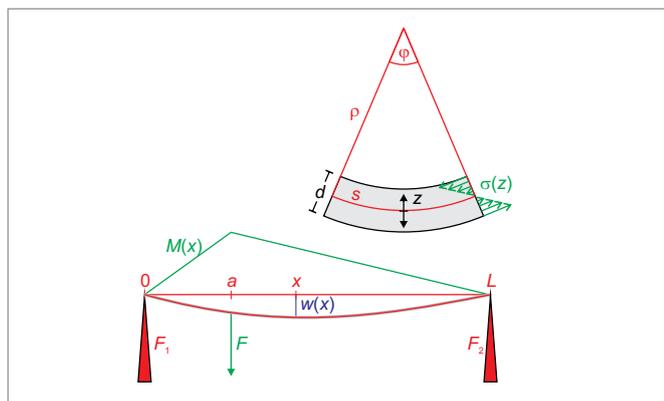


Fig. 1: Esquema del perfil de deformación

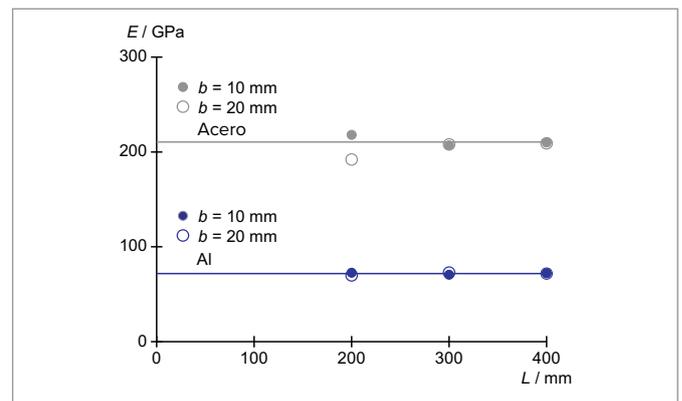


Fig. 5: Módulo de elasticidad de acero y aluminio

UE1090300 | TORSIÓN DE BARRAS CILÍNDRICAS



OBJETIVO

Determinación del par de restauración angular y del módulo de cizalladura

RESUMEN

Para la deformación de un cuerpo sólido se requiere una fuerza externa. En contra de ella actúa la resistencia del cuerpo a la deformación, que depende del material y de la geometría del cuerpo así como de la dirección de la fuerza actuante. La deformación es reversible y proporcional a la fuerza actuante, siempre y cuando ésta deformación no sea muy grande. Un ejemplo estudiado con mucha frecuencia es la torsión de una barra cilíndrica homogénea sujeta unilateralmente. Su resistencia a la deformación se puede calcular analíticamente montando un sistema capaz de oscilar, compuesto de una barra y un disco pendular y midiendo la duración de su oscilación.

> TAREAS

- Determinación del par de restitución angular de barras cilíndricas en dependencia con su longitud.
- Determinación del par de restitución angular de barras cilíndricas en dependencia con su diámetro.
- Determinación del par de restitución angular de barras cilíndricas de diferentes materiales y determinación del módulo de cizalladura.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de torsión	1018550
1	Juego de ampliación para el aparato de torsión	1018787
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033 o
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032

FUNDAMENTOS GENERALES

Para la deformación de un cuerpo sólido se requiere una fuerza externa. En contra de ella actúa la resistencia a la deformación del cuerpo, la cual depende del material y de la geometría del cuerpo así como de la dirección de la fuerza actuante. La deformación es elástica, es decir reversible, siempre y cuando esta fuerza no sea muy grande.

Un ejemplo estudiado con mucha frecuencia es la torsión de una barra cilíndrica homogénea sujeta unilateralmente, pues su resistencia a la deformación se puede calcular analíticamente. Para ello se descompone la barra cilíndrica en cortes cilíndricos y radiales, en fragmentos parciales con longitud de barra L . Realizando una torsión de la barra en su extremo libre en un ángulo pequeño ψ todos los fragmentos parciales con radio r experimentan un cizallamiento sin curvatura en un ángulo

$$(1) \quad \alpha_r = \frac{r}{L} \cdot \psi$$

(véase Fig. 1). Para ello se debe aplicar la tensión de cizalladura

$$(2) \quad \tau_r = \frac{dF_{r,\varphi}}{dA_{r,\varphi}} = G \cdot \alpha_r$$

G : Módulo de cizalladura del material de la barra en la cual la fuerza parcial $dF_{r,\varphi}$ actúa sobre el fragmento parcial en dirección de la superficie frontal

$$(3) \quad \Delta A_{r,\varphi} = r \cdot d\varphi \cdot dr$$

del fragmento parcial. Se obtiene

$$(4) \quad dF_{r,\varphi} = G \cdot \frac{r^2}{L} \cdot \psi \cdot d\varphi \cdot dr$$

y se calcula fácilmente la fuerza requerida para la torsión del completo cilindro hueco de radio r en un ángulo ψ y así la fuerza requerida dF_r y el correspondiente momento angular dM_r :

$$(5) \quad dM_r = r \cdot dF_r = G \cdot 2\pi \cdot \frac{r^3}{L} \cdot \psi \cdot dr$$

Para la torsión del cilindro macizo con el radio r_0 se tiene correspondientemente

$$(6) \quad M = \int_0^{r_0} dM_r = D \cdot \psi \quad \text{con} \quad D = G \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r_0^4}{L}$$

Se cumple entonces la proporcionalidad entre el momento angular M y el ángulo de torsión ψ , es decir, el par de restitución angular D es constante, siempre y cuando el momento M no se haga muy grande. En caso de valores grandes, la deformación se hace plástica e irreversible.

Para la determinación del par de restitución angular, en el experimento se acopla un disco pendular en el extremo libre de la barra, que oscila alrededor del eje de torsión en desviaciones no muy grandes con el período de oscilación:

$$(7) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D}}$$

J : Momento de inercia del disco pendular

Del período de oscilación ya conocido se puede calcular el momento de inercia del par de restitución angular D . Más exactamente, el momento de inercia se divide en el momento de inercia J_0 del disco pendular y el momento de inercia de dos masas adicionales m , que oscilan en un radio R que están ordenadas alrededor del eje de torsión:

$$(8) \quad J = J_0 + 2 \cdot m \cdot R^2$$

y se mide el período de oscilación T para el disco pendular con la dos masas adicionales y el período de oscilación T_0 del disco pendular sin las masas adicionales.

EVALUACIÓN

Para el par de restitución angular se calcula de (7) y (8) la ecuación de determinación:

$$D = 4\pi^2 \cdot \frac{2 \cdot m \cdot R^2}{T^2 - T_0^2}$$

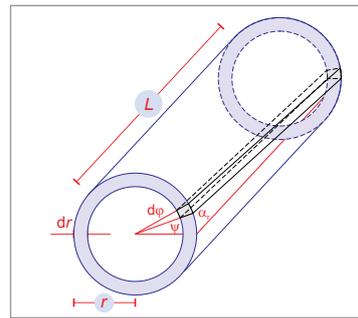


Fig. 1: Representación esquemática para el cálculo del momento angular requerido dM_r para la torsión de un cilindro hueco de longitud L , de radio r y de espesor de pared dr .

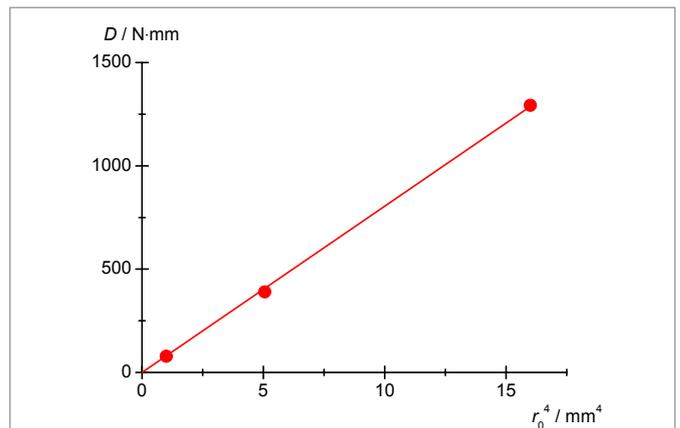


Fig. 2: Par de restitución angular de barras de aluminio de longitud 500 mm en dependencia con r_0^4

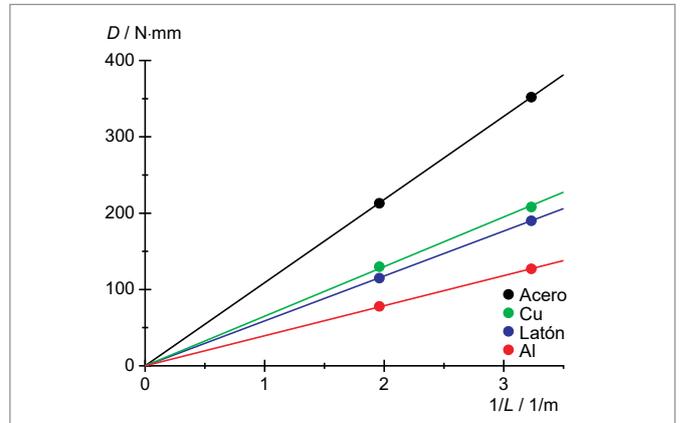


Fig. 3: Par de restitución angular de las barras cilíndricas en dependencia con $1/L$

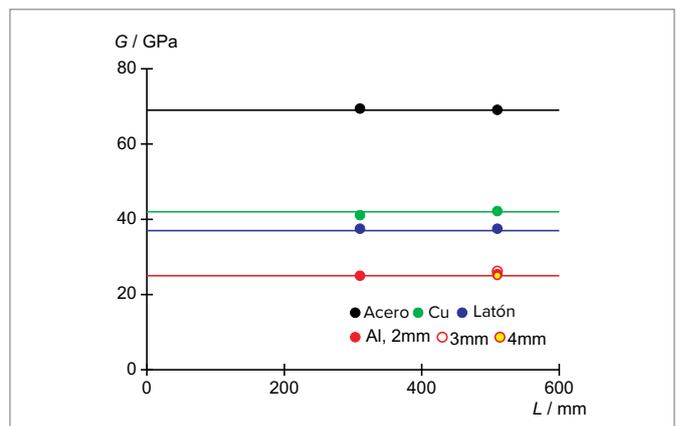


Fig. 4: Módulo de corte G de las barras en función del módulo G de las barras en función de L



➤ TAREAS

- Medición del coeficiente de dilatación lineal de un tubo de latón, uno de acero y de uno de vidrio.
- Determinación de los coeficientes de dilatación lineal de estos materiales y comparación con los valores bibliográficos.

OBJETIVO

Determinación del coeficiente de dilatación térmica del latón, del acero y del vidrio

RESUMEN

Si se llevan cuerpos sólidos a altas temperaturas, en general se dilatan con mayor o menor intensidad. En el experimento se deja fluir agua caliente a través de un tubo delgado, uno de latón, uno de acero y uno de vidrio. La medición de la dilatación lineal se realiza con un reloj comparador. A partir de la variación de la longitud se determina el coeficiente de dilatación lineal de cada uno de los tres materiales.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato para la dilatación lineal D	1002977
1	Termostato de baño y de circulación (230 V; 50/60 Hz)	1008654 o
	Termostato de baño y de circulación (115 V; 50/60 Hz)	1008653
1	Escala circular con adaptador	1012862
2	Manguera de silicona 6 mm	1002622

OBSERVACIÓN

En caso de que sea suficiente estudiar la diferencia de longitud entre la temperatura ambiente y la del vapor de agua, se puede trabajar con un generador de vapor en lugar de un termostato de baño / de circulación (ver Fig. 3).

FUNDAMENTOS GENERALES

En un cuerpo sólido cada átomo oscila alrededor de su posición de equilibrio. La oscilación no es armónica porque la energía potencial aumenta con más fuerza cuando los átomos se acercan a partir de la posición de equilibrio que cuando se alejan el uno del otro. Con temperaturas altas y por lo tanto con energía de oscilación más alta, los átomos oscilan de tal forma que la distancia media entre dos átomos vecinos es mayor que la distancia de equilibrio. Este efecto se incrementa con más fuerza al aumentar la temperatura. En este sentido es frecuente observar la variación de longitud relativa y a partir de ello calcular la variación del volumen.

El coeficiente de dilatación lineal se define como

$$(1) \quad \alpha = \frac{1}{L(\vartheta)} \cdot \frac{dL}{d\vartheta}$$

L : Longitud

ϑ : Temperatura en °C

Éste es fuertemente dependiente del material y por lo regular sólo un poco dependiente de la temperatura. Por lo tanto se obtiene que

$$(2) \quad L(\vartheta) = L_0 \cdot \exp(\alpha \cdot \vartheta)$$

$$L_0 = L(0 \text{ °C})$$

resp. para temperaturas no muy altas

$$(3) \quad L(\vartheta) = L_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \vartheta)$$

En el experimento se realizan mediciones con tubos delgados de acero, latón y vidrio dejando fluir agua caliente a través de ellos para su calentamiento. Un termostato de circulación mantiene la temperatura del agua constante y ajustable. Como los tubos en el aparato de dilatación lineal están fijos en un extremo, se puede leer en el otro extremo la variación de la longitud con un reloj comparador, tomando como temperatura de referencia la temperatura del medio ambiente.

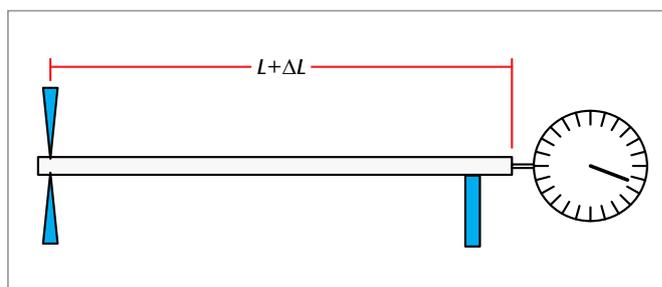


Fig. 1: Representación esquemática del montaje de medición

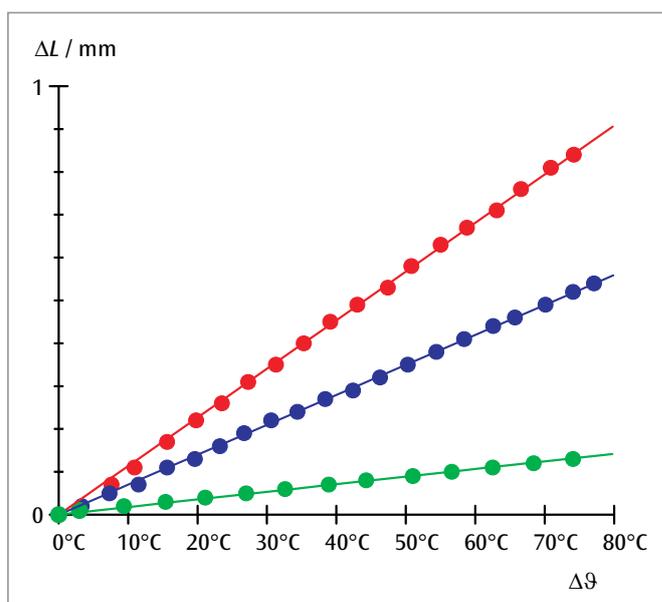


Fig. 2: Variación de la longitud, del latón (rojo), del acero (azul) y del vidrio (verde) en dependencia con la diferencia de temperatura

EVALUACIÓN

En el rango de temperaturas estudiado es $\alpha \cdot \vartheta \ll 1$. Por lo tanto la ecuación (3) se puede modificar

$$\Delta L = L(\vartheta_1) \cdot \alpha \cdot \Delta \vartheta \quad \text{con} \quad \Delta \vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1, L(\vartheta_1) = 600 \text{ mm}$$

El coeficiente de dilatación lineal buscado se puede determinar de las líneas rectas en la Fig. 1 que pasan por el origen. La deducción de la ecuación (3) es por lo tanto sin validez cuando se observan también altas temperaturas. Entonces se muestra que α no es constante sino que depende de la temperatura. Si se observa bien, también es en el caso en el rango de temperatura estudiado. Como las variaciones de la longitud se miden con una resolución de 0,01 mm, un análisis de datos más exacto muestra que los valores de medida no se comportan linealmente y que especialmente para el latón el coeficiente de dilatación aumenta al aumentar la temperatura.



Fig. 3: Montaje con generador de vapor

UE2010301 | ANOMALÍA DEL AGUA



► TAREAS

- Medición de la dilatación térmica del agua en un rango de temperatura de 0°C a 15°C.
- Comprobación de la anomalía térmica.
- Determinación de la temperatura de la densidad máxima.

OBJETIVO

Determinación de la temperatura de la densidad máxima del agua

RESUMEN

El volumen del agua, en primer lugar, se vuelve menor con un aumento de temperatura de entre 0°C y aproximadamente 4°C y sólo se dilata ante temperaturas más elevadas. La densidad del agua alcanza, por tanto, su mayor valor con aproximadamente 4°C.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Equipo para anomalía del agua	1002889
1	Cubeta de plástico	4000036
1	Agitador magnético	1002808
1	Termómetro digital, 1 canal	1002793
1	Sensor sumergible de NiCr-Ni, tipo K, -65°C – 550°C	1002804
Recomendado adicionalmente:		
1	Manguera de silicona 6 mm	1002622
1	Varilla de soporte, 470 mm	1002934
1	Nuez con pinza	1002829
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Embudo	

FUNDAMENTOS GENERALES

El agua muestra una particularidad en comparación con otros elementos. Hasta una temperatura de aprox. 4°C se contrae por calentamiento y se dilata sólo en temperaturas superiores. Dado que la densidad corresponde al valor inverso del volumen de una cantidad de materia, el agua llega así a su densidad máxima aproximadamente a los 4°C.

En el experimento, se mide la dilatación del agua en un recipiente con tubo de ascenso. Se mide, además, la altura h del agua. Si no se tiene en cuenta que el recipiente de vidrio también se dilata con el calentamiento, el volumen total del agua en el recipiente y en el tubo de ascenso está dado por:

$$(1) \quad V(\vartheta) = V_0 + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)$$

d : Diámetro interior del tubo de ascenso,

V_0 : Volumen del recipiente

Si se tiene en cuenta la dilatación del recipiente, la ecuación (1) se modifica de la siguiente manera:

$$(2) \quad V(\vartheta) = V_0 \cdot (1 + 3 \cdot \alpha \cdot \vartheta) + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)$$

$\alpha = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$: Coeficiente de dilatación lineal del vidrio

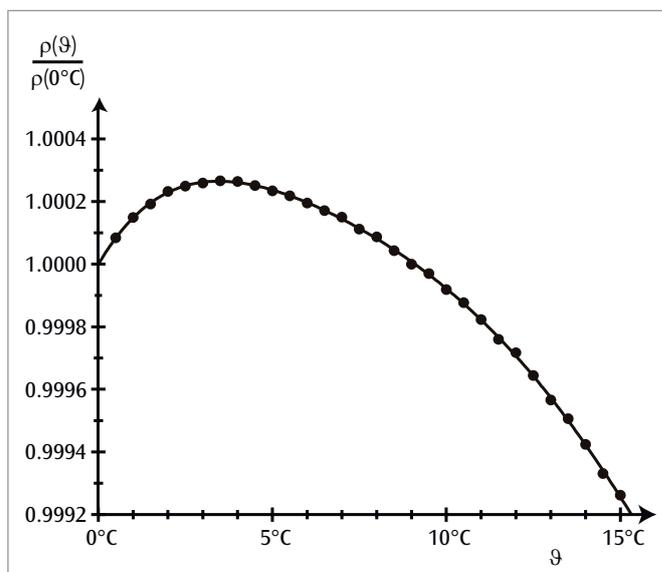


Fig. 1: Densidad relativa del agua en función de la temperatura

EVALUACIÓN

Para la densidad ρ del agua, a partir de las ecuaciones (1) y (2), es válido:

$$\frac{\rho(\vartheta)}{\rho(0^\circ\text{C})} = \frac{V_0 + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(0^\circ\text{C})}{V_0 \cdot (1 + 3 \cdot \alpha \cdot \vartheta) + \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot h(\vartheta)}$$

El máximo de esta relación, según lo que indican las tablas, es $\vartheta = 3,9^\circ\text{C}$.

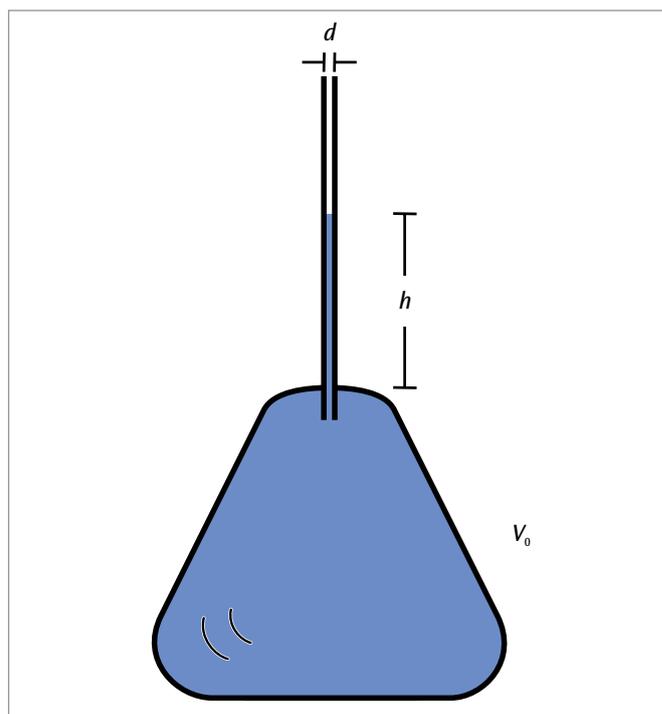


Fig. 2: Recipiente con tubo de ascenso

UE2020100 | CONDUCCIÓN DEL CALOR



► TAREAS

- Medición del curso de la temperatura a lo largo de barras metálicas calentadas y enfriadas unilateralmente, en estado no estacionario y en estado estacionario.
- Medición de la corriente de calor en el estado estacionario.
- Determinación de la conductividad calorífica del material de la barra.

OBJETIVO

Medición de la conducción del calor en barras metálicas

RESUMEN

En la conducción del calor se transmite calor de una región más caliente hacia una más fría por medio de la interacción entre átomos o moléculas vecinas sin que ellas mismas sean transportadas. En una barra cilíndrica cuyos extremos son mantenidos a diferentes temperaturas, se establece después de un tiempo un gradiente de temperatura a lo largo de la barra así que la temperatura disminuye en forma uniforme hacia el extremo más frío y fluye así una corriente constante de calor. El paso del estado no estacionario al estacionario se observa por medio de series de medición repetitivas en los puntos de medición. Las barras metálicas se calientan eléctricamente, por lo tanto la corriente de calor en el estado estacionario se puede determinar a partir de la potencia eléctrica.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de aparatos: Conducción de calor	1017329
1	Barra conductora del calor Al	1017331
1	Barra conductora del calor Cu	1017330
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Termómetro digital instantáneo de bolsillo	1002803
1	Sensor sumergible de NiCr-Ni, tipo K, -65°C – 550°C	1002804
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma baja	1002872

FUNDAMENTOS GENERALES

El calor puede ser transmitido por medio de conducción, radiación o convección desde una región más caliente hacia una más fría.

En el caso de la conducción de calor, el transporte de energía tiene lugar por medio de la interacción entre átomos o moléculas vecinas sin que tenga lugar transporte de las mismas. En el calentamiento, p. ej. de una barra metálica, los átomos en el extremo más caliente oscilan más intensamente, es decir, con más energía que en el extremo frío. La energía es entregada por medio de choques entre los átomos vecinos y conducida a través de la barra hacia el lado más frío. Los metales son especialmente buenos conductores, porque se agregan además los choques entre los electrones libres y los átomos.

En una barra con una sección de área A , cuyos extremos se mantienen a temperaturas diferentes, se establece después de un tiempo un gradiente de temperatura a lo largo de la barra, así que la temperatura T decrece uniformemente hacia el extremo más frío, fluyendo en un tiempo dt una cantidad de calor dQ a través de la sección de la barra y se establece una corriente de calor constante P_Q :

$$(1) \quad P_Q = \frac{dQ}{dt} = \lambda \cdot A \cdot \frac{dT}{dx}$$

P_Q : Corriente de calor (medida en Watt)

A : Área de la sección de la barra

λ : Capacidad calorífica del material de la barra

T : Temperatura, x : Coordenada espacial a lo largo de la barra.

Antes de que se haya llegado al gradiente constante de temperatura, la barra tiene en el tiempo t una distribución de temperatura $T(x,t)$ la cual se acerca poco a poco al estado estacionario. Es válida la ecuación 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 y ρ : Densidad del material de la barra

En el caso estacionario, en concordancia con la ecuación (1)

$$(3) \quad \frac{\partial T}{\partial t}(x,t) = 0 \quad \text{y} \quad \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x}(x,t) = \text{const.} = \frac{P_Q}{A}$$

En el experimento se calienta eléctricamente la barra en un extremo. Una fuente de calor con regulación electrónica alimenta la barra de conducción calorífica con una corriente de calor que se puede determinar como potencia eléctrica:

$$(4) \quad P_{el} = U \cdot I$$

midiendo la tensión de caldeo U y la corriente correspondiente I . La regulación electrónica de la corriente hace posible que el extremo de la barra llegue rápidamente hasta una temperatura de 90°C , la cual luego se mantiene constante.

Por medio de las láminas de enfriamiento, el calor en el otro extremo de la barra se elimina en agua fría o simplemente en agua corriente a temperatura ambiente. La potencia calorífica eliminada se puede determinar por mediciones calorimétricas.

Una camisa de aislamiento térmico reduce la entrega de calor de la barra de conducción de calor hacia el medio ambiente y mejora la linealidad del perfil térmico en el estado estacionario. Con un termómetro electrónico de rapidez secundaria se miden las temperaturas en los puntos de medición previstos a lo largo de la barra. Se tienen a disposición, una barra de cobre y una de aluminio.

EVALUACIÓN

La corriente calorífica P_Q corresponde a la potencia eléctrica P_{el} después de restar una pequeña pérdida de potencia P_l : $P_Q = P_{el} - P_l$:

$$\text{Es decir que: } \lambda = \frac{P_{el} - P_l}{A} \cdot \frac{L}{T(0) - T(L)}$$

(L : Distancia entre los puntos seleccionados para la medición de la temperatura)

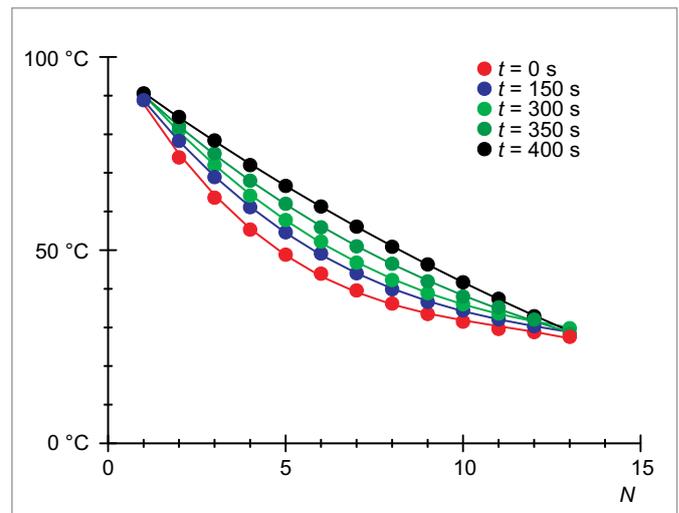


Fig. 1: Temperaturas a lo largo de la barra de aluminio con intervalos temporales de 150 s

UE2020200 | CUBO DE LESLIE



> TAREAS

- Medición de la radiación de calor de un cubo de Leslie con una termopila según Moll.
- Medición relativa de la intensidad irradiada para cuatro superficies diferentes, en dependencia con la temperatura.
- Comprobación de la dependencia con T^4 de la intensidad irradiada.

OBJETIVO

Medición de la radiación de calor de un cubo de Leslie

RESUMEN

La radiación emitida por un cuerpo depende de la temperatura del cuerpo y de las características de la superficie. La ley de Kirchhoff dice exactamente que para todos los cuerpos a una temperatura dada la relación entre el poder de emisión y el de absorción es igual y corresponde al poder de emisión del cuerpo negro E_{SB} para esa temperatura. En el experimento se calienta un cubo de Leslie hasta 100°C , llenándolo con agua y se mide la intensidad irradiada en una medición relativa por medio de una termopila según Moll.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Cubo de Leslie	1000835
1	Soporte giratorio para el cubo de Leslie	1017875
1	Termopila de Moll	1000824
1	Amplificador de medida U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 o
	Amplificador de medida U (115 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Termómetro digital instantáneo de bolsillo	1002803
2	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849
2	Base con orificio central, 500 g	1001046
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603

FUNDAMENTOS GENERALES

El intercambio de calor de un cuerpo con el medio se realiza también por medio de emisión y absorción de radiación de calor. La radiación depende de la temperatura del cuerpo y de las características de su superficie, así como se puede mostrar con un cubo de Leslie.

La intensidad irradiada se describe por medio del poder de emisión E del cuerpo. El poder de absorción A es la relación entre la intensidad de radiación absorbida y la incidente. Se muestra ahora que el poder de absorción es especialmente alto cuando esto rige también para el poder de emisión. La ley de Kirchhoff lo expresa claramente, que para todos los cuerpos a una temperatura dada, la relación entre el poder de emisión y el de absorción es igual y corresponde al poder de emisión del cuerpo negro E_{SB} para esa temperatura:

$$(1) \quad \frac{E(T)}{A} = E_{SB}(T) = \sigma \cdot T^4$$

σ : Constante de Stefan-Boltzmann
 T : Temperatura en Kelvin

Una dependencia con la temperatura del poder de absorción se puede despreciar por lo general. Por lo tanto, el poder de emisión del cuerpo se comporta como

$$(2) \quad E(T) = A \cdot \sigma \cdot T^4$$

Si el cuerpo tiene la misma temperatura T_0 que el medio, él irradia en el medio con la misma intensidad

$$(3) \quad E(T_0) = A \cdot \sigma \cdot T_0^4$$

con la cual él está absorbiendo intensidad de radiación del medio. Si su temperatura es mayor que la del medio, no cambia nada la intensidad de radiación absorbida el medio, siempre y cuando la temperatura del medio permanezca constante. Por lo tanto la entrega de energía del cuerpo por unidad de superficie y de tiempo, medible con el detector de radiación, se comporta como

$$(4) \quad \Delta E(T) = A \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4)$$

En el experimento se calienta un cubo de Leslie dotado de, una ficie negra, una blanca, una mate y una brillante, hasta una temperatura de 100°C llenándolo de agua y se mide la temperatura irradiada en una medición relativa utilizando una termocupla según Moll. Los valores de medida para las cuatro superficies diferentes se siguen durante todo el proceso de enfriamiento hasta llegar a la temperatura ambiente.

EVALUACIÓN

Después de registrar los valores de medida en función de la magnitud $x = T^4 - T_0^4$ se obtienen cuatro rectas que pasan por el origen y cuyas pendientes corresponden a los diferentes poderes de absorción de las superficies.

En el alcance de temperaturas estudiado hasta 100°C no se puede determinar una gran diferencia entre la superficie blanca a la negra y entre la mate y la brillante, a pesar de que para el ojo humano la diferencia es clara. Al parecer, en el alcance de longitudes de onda del infrarrojo. Las superficies no se diferencian fundamentalmente.

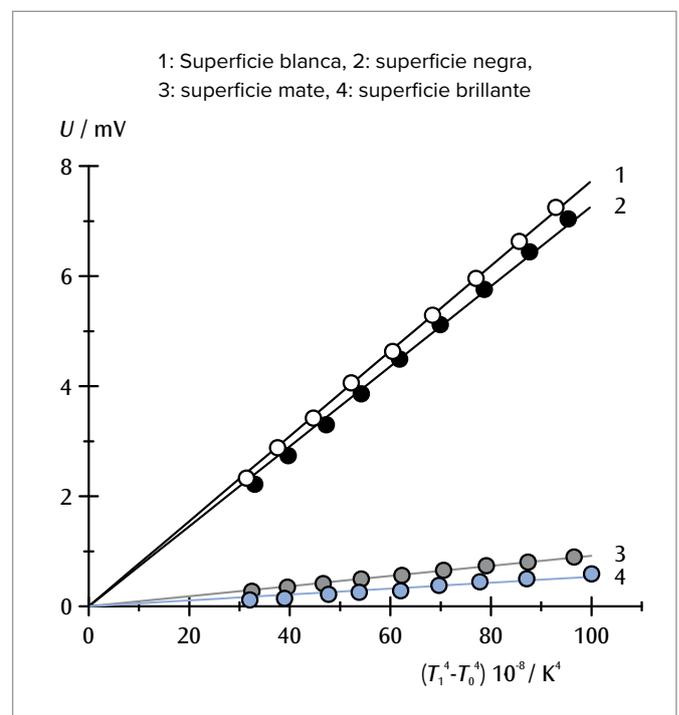


Fig. 1 Intensidad irradiada por el cubo de Leslie en dependencia con $x = T^4 - T_0^4$

UE2030300 | AUMENTO DE LA ENERGÍA INTERNA POR TRABAJO MECÁNICO



OBJETIVO

Comprobación de la primera ley de la termodinámica

TAREAS

- Medición de la temperatura del cuerpo de aluminio debajo de la cuerda de fricción en dependencia con el número de vueltas.
- Verificación de la proporcionalidad entre la variación de la temperatura y el trabajo de fricción y comprobación de la primera ley de la termodinámica.
- Determinación de la capacidad calorífica específica del aluminio.

RESUMEN

Se estudia el aumento de la energía interna de un cuerpo de aluminio producida por trabajo de fricción. El aumento se observa leer en el aumento proporcional de la temperatura del cuerpo porque no se da ningún cambio del estado físico del mismo y no tiene lugar ninguna reacción química. Para evitar en lo posible un intercambio de calor con el medio ambiente, la serie de mediciones se inicia con una temperatura por debajo de la temperatura ambiente y se concluye con una temperatura que esté igualmente un poco por encima de la temperatura ambiente.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Equipo de equivalencia térmica	1002658
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

FUNDAMENTOS GENERALES

Según la primera ley de la termodinámica, la variación ΔE de la energía interna de un sistema es igual a la suma del trabajo realizado ΔW y del calor transformado ΔQ . Ésta se puede observar en la correspondiente variación de la temperatura del sistema ΔT , en caso de que no tenga lugar ninguna variación del estado físico ni se realice una reacción química.

En el experimento se estudia el aumento de la energía interna de un cuerpo de aluminio producida por trabajo mecánico. Para ello se rota el cuerpo cilíndrico alrededor de su propio eje por medio de una manivela y se recalienta por la fricción que realiza una cuerda deslizándose por la superficie lateral. La fuerza de fricción F corresponde al peso de una masa colgada al extremo de la cuerda mantenida en suspensión por medio de la fuerza de fricción. En n revoluciones del cuerpo se realiza el trabajo de fricción:

$$(1) \quad \Delta W_n = F \cdot \pi \cdot d \cdot n$$

d : Diámetro del cuerpo

Debido al trabajo de fricción, la temperatura del cuerpo aumenta del valor inicial T_0 hasta el valor final T_n . Al mismo tiempo la energía interna aumenta en el valor:

$$(2) \quad \Delta E_n = m \cdot c_{Al} \cdot (T_n - T_0)$$

m : Masa del cuerpo
 c_{Al} : Capacidad calorífica específica del aluminio

Para evitar en lo posible el intercambio de calor con el medio ambiente, antes de iniciar la medición el cuerpo se enfría a una temperatura T_0 que esté sólo un poco por debajo de la temperatura ambiente. Además, la medición se finaliza en momento en que se haya logrado la temperatura final T_n , que en la misma forma quede un poco por encima de la temperatura ambiente.

En esta forma se asegura que el cambio de la energía interna concuerda con el trabajo realizado. Es decir que se tiene

$$(3) \quad \Delta E_n = \Delta W_n$$

EVALUACIÓN

De las Ecs. 2 y 3 se puede deducir la relación:

$$T_n = T_0 + \frac{1}{m \cdot c_{Al}} \cdot \Delta W_n$$

Es de entender que se representen las temperaturas medidas T_n en dependencia con el trabajo realizado ΔW_n (ver Fig. 1). Los valores medidos cerca de la temperatura ambiente se encuentran sobre una recta, de cuya pendiente se puede determinar la capacidad calorífica específica del aluminio. Por debajo de la temperatura ambiente los valores medidos aumentan más rápidamente de lo que corresponde a la pendiente de la recta, porque el cuerpo de aluminio absorbe calor del medio ambiente, mientras que por encima de la temperatura ambiente éste entrega calor al medio ambiente.

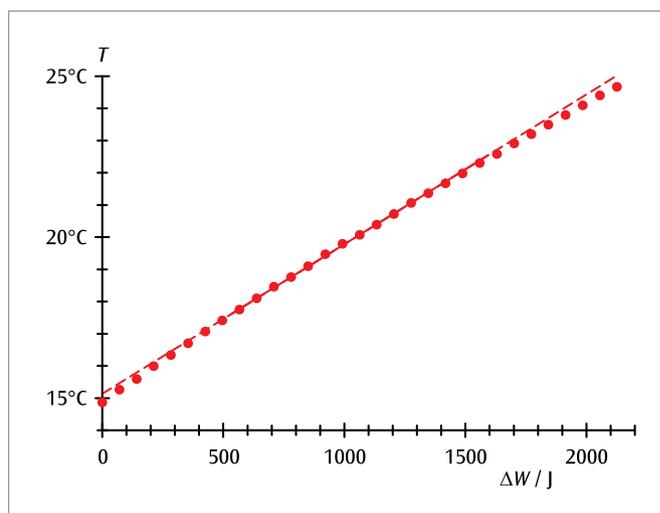


Fig. 1: Temperatura del cuerpo de aluminio en dependencia del trabajo de fricción realizado

UE2030400

ENERGÍA INTERNA Y TRABAJO ELÉCTRICO



> TAREAS

- Medición de la temperatura de un calorímetro de aluminio y de uno de cobre en dependencia del trabajo eléctrico realizado.
- Verificación de la proporcionalidad entre la variación de la temperatura y el trabajo eléctrico y comprobación de la primera ley de la termodinámica.
- Determinación de la capacidad calorífica específica para el cobre y el aluminio

OBJETIVO

Aumento de la energía interna por medio de trabajo eléctrico

RESUMEN

Se estudia el aumento de la energía interna de un calorímetro de cobre y de uno de aluminio por medio de trabajo eléctrico. En caso de que el estado físico no cambie y no tenga lugar ninguna reacción química, se puede leer la variación de la energía interna en el aumento de la temperatura proporcional a ella. Para evitar un intercambio de calor entre el calorímetro y el medio ambiente, la serie de mediciones se inicia cada vez algo por debajo de la temperatura del medio y se concluye con una temperatura algo por encima de la temperatura ambiente.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Calorímetro de cobre	1002659
1	Calorímetro de aluminio	1017897
1	Sensor de temperatura	1017898
1	Par de cables de adaptación de clavijas 4 mm a clavijas de 2 mm	1017899
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

FUNDAMENTOS GENERALES

La energía interna de un sistema también puede ser aumentada por medio de trabajo eléctrico en lugar de trabajo mecánico. También en este caso la temperatura del sistema aumenta linealmente con el trabajo realizado, cuando no tiene lugar un cambio del estado físico y no tiene lugar ninguna reacción química.

En el experimento se estudia el aumento de la energía interna de un calorímetro de cobre y de la de uno de aluminio debido al trabajo eléctrico. Ésta es proporcional a la tensión U aplicada, a la corriente I que fluye debido a ella y al tiempo de medida t :

$$(1) \quad \Delta W_e(t) = U \cdot I \cdot t$$

Por el trabajo eléctrico, la temperatura del calorímetro aumenta desde el valor inicial T_0 hasta el valor final T_n . Por lo tanto, la energía interna aumenta en el valor:

$$(2) \quad \Delta E(t) = m \cdot c \cdot (T(t) - T_0)$$

m : Masa del calorímetro

c : Capacidad calorífica específica del material

Para evitar en lo posible un intercambio de calor con el medio ambiente, al principio de la medición el calorímetro se enfría a una temperatura T_0 , la cual se encuentra un poco por debajo de la temperatura ambiente. La medición se finaliza cuando se ha logrado llegar a la temperatura T_n , que en la misma forma, está un poco por encima de la temperatura ambiente.

Bajo estas condiciones la variación de la energía interna concuerda con el trabajo realizado, y se tiene que:

$$(3) \quad \Delta E(t) = \Delta W_e(t)$$

EVALUACIÓN

Para la medición de la temperatura T se utiliza una sonda de temperatura NTC y se mide su resistencia dependiente de la temperatura. Es válido:

$$T = \frac{217}{R^{0.13}} - 151$$

Las temperaturas medidas en esta forma se representan en dependencia del trabajo eléctrico. De la pendiente de la línea se pueden determinar las capacidades caloríficas de los calorímetros y conociendo la masa, calcular las capacidades caloríficas específicas.

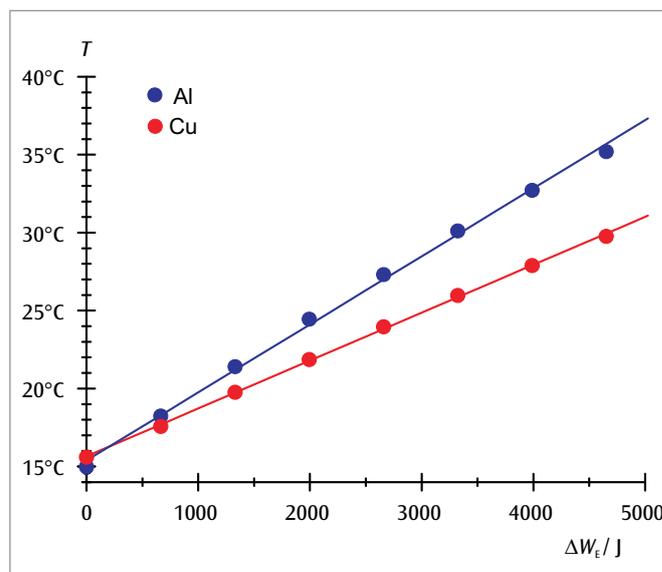


Fig. 1: Temperatura en dependencia del trabajo eléctrico

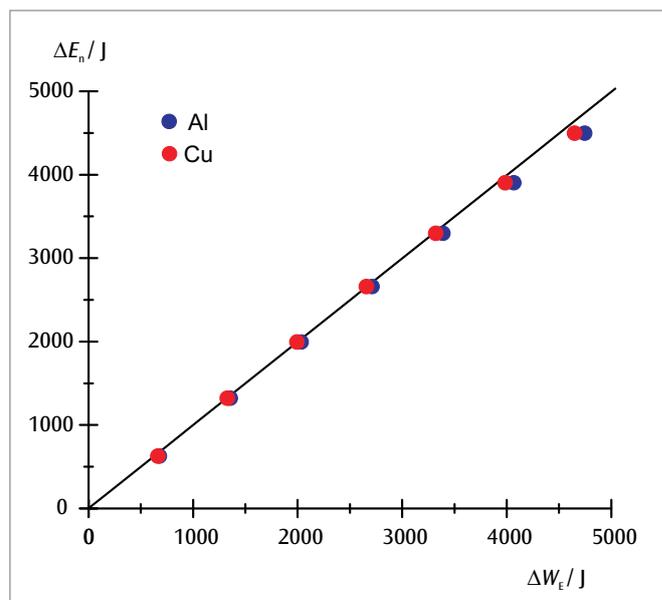


Fig. 2: Variación de la energía interna en dependencia del trabajo eléctrico realizado

UE2040100 | LEY DE BOYLE-MARIOTTE



➤ TAREAS

- Medición punto a punto de la presión p del aire encerrado a temperatura ambiente en dependencia de la posición del émbolo s .
- Representación en un diagrama p - V de los valores de medida para tres cantidades de materia diferentes.
- Comprobación de la ley de Boyle-Mariotte.

OBJETIVO

Medición con aire a temperatura ambiente

RESUMEN

Con aire a temperatura ambiente se demuestra la validez de la ley de Boyle-Mariotte para los gases ideales. Para ello se varía el volumen encerrado en un recipiente cilíndrico desplazando un émbolo y midiendo al mismo tiempo la presión del aire encerrado.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Equipo de demostración de la ley de Boyle-Mariotte	1017366

FUNDAMENTOS GENERALES

El volumen de una cantidad de gas depende de la presión bajo la cual se encuentre el mismo y de su temperatura. Manteniendo igual la temperatura, frecuentemente el producto del volumen y la presión permanece constante. Esta regularidad descubierta por Robert Boyle y Edme Mariotte vale para todos los gases que se encuentren en estado ideal, es decir, cuando la temperatura del gas está muy por encima de la llamada temperatura crítica.

La ley encontrada por Boyle y Mariotte

$$(1) \quad p \cdot V = \text{const.}$$

es un caso especial de la ley general de los gases, que describe la relación entre la presión p el volumen V , la temperatura T referida al punto cero absoluto T y la cantidad de materia n :

$$(2) \quad p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} : \text{constante universal de los gases}$$

Partiendo de la validez de la ecuación (2) se puede deducir el caso especial (1) bajo la condición de que no cambie la temperatura T de la cantidad de materia n encerrada.

En el experimento se demuestra la validez de la ley de Boyle-Mariotte en el aire como gas ideal a temperatura ambiente. Para ello, desplazando un émbolo se varía el volumen V de un recipiente cilíndrico midiendo al mismo tiempo la presión p del aire encerrado. La cantidad de materia encerrada n depende del volumen inicial V_0 con la válvula abierta en el cual entra el aire antes de iniciar el experimento.

EVALUACIÓN

Como la superficie de la sección del émbolo A permanece constante, el volumen del aire encerrado V se puede calcular sencillamente a partir del desplazamiento s del émbolo.

Para un análisis exacto de los datos es necesario tener en cuenta también el volumen muerto inevitable V_1 del aire en el manómetro.

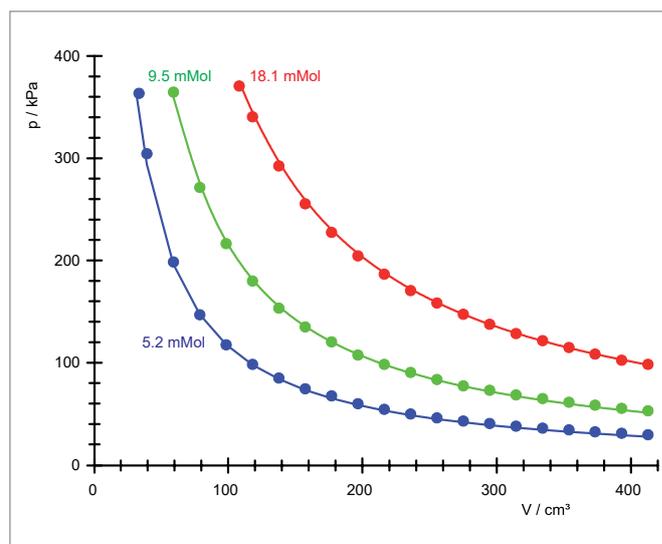


Fig. 1: Diagrama Presión – Volumen del aire a temperatura ambiente para tres cantidades de materia

UE2040120 | LEY DE AMONTONS



> TAREAS

- Medición punto a punto de la presión p del aire encerrado en dependencia con la temperatura T .
- Representación de los valores de medida en un diagrama p - T .
- Comprobación de la ley de Amontons.

OBJETIVO

Comprobación de la relación lineal entre la presión y la temperatura de un gas ideal

RESUMEN

La validez de la ley de Amontons para los gases ideales se demuestra con el aire. Para ello, se calienta en un baño maría el aire que se encuentra en el volumen encerrado en una esfera hueca metálica y al mismo tiempo se miden la temperatura y la presión.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Esfera de gas de Jolly	1012870
1	Agitador magnético con calefacción (230 V, 50/60 Hz)	1002807 o
	Agitador magnético con calefacción (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Termómetro digital instantáneo de bolsillo	1002803
1	Sensor sumergible de NiCr-Ni, tipo K, -65°C – 550°C	1002804
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma baja	1002872
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Varilla de soporte, 250 mm	1002933
1	Nuez doble	1002827
1	Pinza universal	1002833

FUNDAMENTOS GENERALES

El volumen de una cantidad de gas depende de la presión bajo la cual se encuentra y de su temperatura. con el volumen y la cantidad de sustancia mantenidos constantes, el cociente calculado con la presión y la temperatura permanece constante. Esta regularidad encontrada por *Guillaume Amontons* vale para gases en estado ideal, es decir, cuando la temperatura se encuentra muy por encima de la llamada temperatura crítica.

La ley encontrada por Amontons

$$(1) \quad \frac{p}{T} = \text{const.}$$

es un caso especial de la ley general para todos los gases ideales, la cual describe la relación entre la presión p , el volumen V , la temperatura T referida al cero absoluto y la cantidad de sustancia n del gas:

$$(2) \quad p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}: \text{Constante universal de los gases}$$

De la ecuación (2) válida en general se puede deducir el caso especial (1), bajo la premisa de que el volumen V encerrado y la cantidad de sustancia n no varíen.

En el experimento se demuestra la validez de la ley de Amontons, con el aire considerado como un gas ideal. Para ello, se calienta por medio de un baño maría el aire que se encuentra en el volumen encerrado de una esfera metálica hueca. Al mismo tiempo se miden la temperatura ϑ en $^{\circ}\text{C}$ con un termómetro digital y la presión p con el manómetro conectado a la esfera hueca.

EVALUACIÓN

La relación lineal entre la presión y la temperatura se comprueba por medio de la adaptación de una recta entre los puntos de medida

$$(3) \quad p = a \cdot \vartheta + b$$

Por medio de la extrapolación de la presión p hasta el valor 0 se puede determinar el punto cero absoluto de la temperatura:

$$(4) \quad \vartheta_0 = -\frac{b}{a} [^{\circ}\text{C}]$$

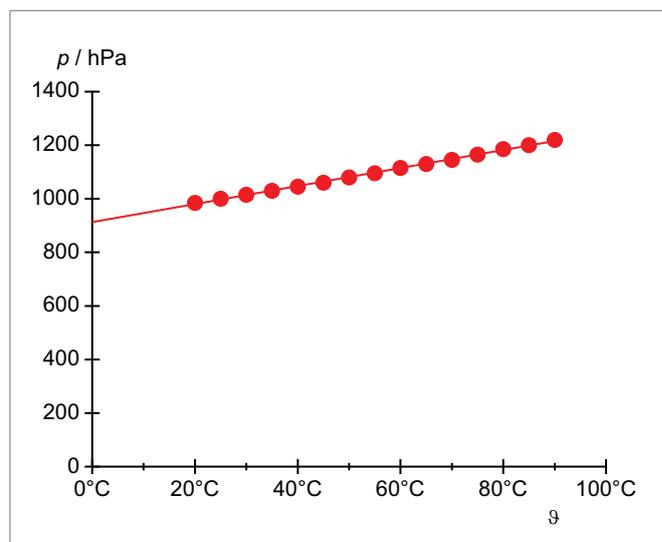


Fig. 1: Diagrama Presión – Temperatura del aire con volumen y cantidad de sustancia constantes

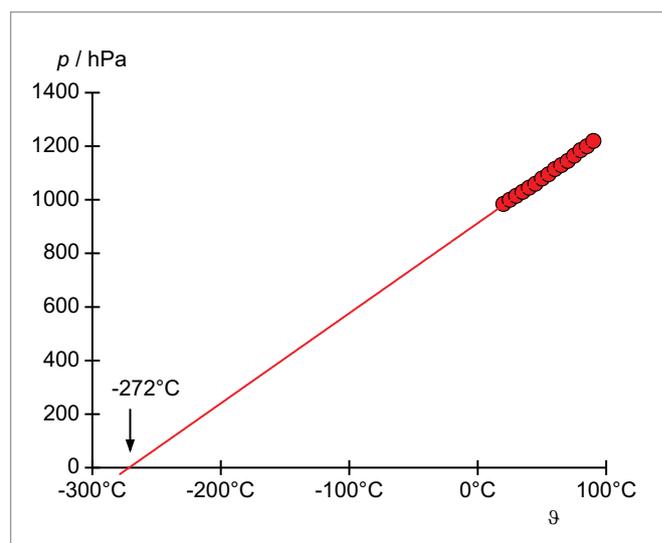


Fig. 2: Extrapolación de la presión hasta el valor $p = 0$

UE2040200 | EL EXPONENTE ADIABÁTICO DEL AIRE



OBJETIVO

Determinación según Rüchardt del exponente adiabático C_p/C_v del aire

RESUMEN

En el experimento, un émbolo de aluminio en un tubo de vidrio de precisión conectado perpendicularmente en una botella de gas, realiza oscilaciones armónicas sobre una almohadilla de aire formada por el volumen de aire encerrado. A partir del período de la oscilación del émbolo de aluminio se puede calcular el exponente adiabático.

TAREAS

- Medición del período de oscilación del émbolo de aluminio.
- Determinación de la presión de equilibrio en el volumen de aire encerrado.
- Determinación del exponente adiabático del aire y comparación con el valor bibliográfico.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Botella de Mariotte	1002894
1	Tubo de oscilación	1002895
1	Cronómetro mecánico, 15 min	1003369
1	Bomba manual de vacío	1012856
Recomendado adicionalmente:		
1	Pie de rey, 150 mm	1002601
1	Balanza electrónica 220 g	1022627
1	Barómetro	

FUNDAMENTOS GENERALES

En un montaje clásico, según Rüchardt, se puede determinar el exponente adiabático del aire partiendo de las oscilaciones verticales de un émbolo, el cual se encuentra dentro de un tubo de sección constante, descansa sobre una almohadilla de aire y la cierra hacia arriba. Una desviación del émbolo de su posición de equilibrio produce un aumento o una disminución de presión en el volumen del aire, lo cual restituye al émbolo a su posición de equilibrio. La fuerza de restitución es proporcional a la desviación de la posición de equilibrio; el émbolo oscila armónicamente.

Como no se produce intercambio de calor con el medio, las oscilaciones están relacionadas con un cambio de estado adiabático. Entre la presión y el volumen del aire encerrado existe la relación:

$$(1) \quad p \cdot V^\gamma = \text{const.}$$

El exponente adiabático γ , es la relación entre el calor específico a presión constante C_p y el calor específico a volumen constante C_v :

$$(2) \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

De (1) se deduce para las variaciones de presión Δp y volumen ΔV la relación:

$$(3) \quad \Delta p + \gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot \Delta V = 0.$$

Remplazando el área de la sección interna A del tubo, a partir de la variación de presión, se calcula la fuerza de restitución ΔF , de la variación del volumen, la desviación Δs del émbolo respecto a la posición de reposo.

Por lo tanto se obtiene:

$$(4) \quad \Delta F = -\gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot A^2 \cdot \Delta s = 0.$$

Y a continuación, como ecuación de movimiento para el émbolo:

$$(5) \quad m \cdot \frac{d^2 \Delta s}{dt^2} + \gamma \cdot \frac{p}{V} \cdot A^2 \cdot \Delta s = 0$$

m : Masa del émbolo

Las soluciones de esta ecuación clásica del movimiento de un oscilador armónico son oscilaciones con un período:

$$(6) \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{V \cdot m}{p \cdot A^2}}$$

de la cual se puede calcular el exponente adiabático, cuando todas las otras magnitudes son conocidas.

En el experimento, se inserta un tubo de vidrio de precisión de sección pequeña A en el tapón de goma perforado de una botella de vidrio de gran volumen V y se deja que un émbolo de aluminio de masa m conocida y espesor adecuado se deslice en el tubo de vidrio. El émbolo de aluminio realiza oscilaciones armónicas sobre la almohadilla de aire del volumen de aire encerrado. Del período de la oscilación del émbolo de aluminio se puede calcular el exponente adiabático.

EVALUACIÓN

Para la determinación del exponente adiabático se tiene la siguiente relación de (6):

$$\gamma = \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 \cdot \frac{m}{A^2} \cdot \frac{V}{p}$$

El volumen en equilibrio V corresponde al volumen de la botella de gas porque el volumen del tubo de precisión se puede despreciar.

La presión de equilibrio p se obtiene de la presión externa p_0 y la presión que hace el émbolo de masa m en reposo y sección A sobre el aire encerrado:

$$p = p_0 + \frac{m \cdot g}{A}, \quad g: \text{Aceleración de caída libre}$$

Como resultado se espera el valor de $\gamma = \frac{7}{5} = 1,4$, porque el aire se compone básicamente de moléculas diatómicas con 5 grados de libertad para absorber energía calorífica.

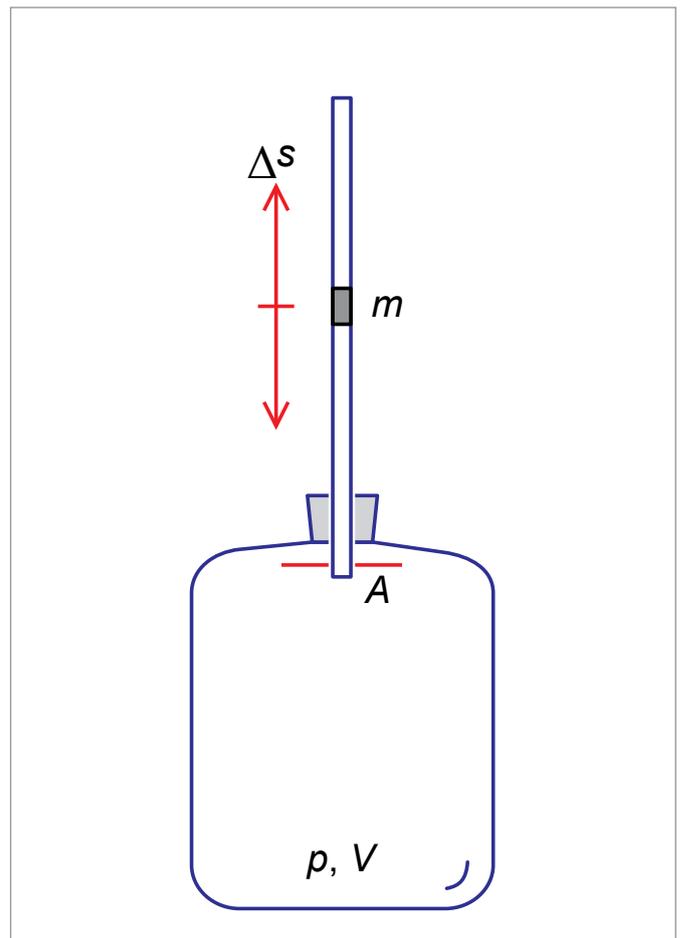


Fig. 1: Esquema del montaje experimental

UE2040300 | GAS REAL Y PUNTO CRÍTICO



> TAREAS

- Observación de los estados líquido y gaseoso del hexafluoruro de azufre.
- Registro de isotermas en los diagramas p - V y en el p - V - p .
- Observación de las desviaciones del gas real referentes al estado del gas ideal.
- Representación del punto crítico.
- Registro de las curvas de presión del vapor saturado.

OBJETIVO

Estudio cuantitativo de un gas real y representación del punto crítico

RESUMEN

En una célula de medida con volumen muerto mínimo se estudia el hexafluoruro de azufre (SF_6) como gas real. El SF_6 es especialmente apropiado para ello porque su temperatura crítica ($T_C = 319$ K) y su presión crítica ($p_C = 37,6$ bar) son comparativamente bajas. Además no es tóxico y por ello se puede utilizar sin problemas en clases y laboratorios didácticos.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato del punto crítico	1002670
1	Termostato de baño y de circulación (230 V; 50/60 Hz)	1008654 o
	Termostato de baño y de circulación (115 V; 50/60 Hz)	1008653
1	Termómetro digital instantáneo de bolsillo	1002803
1	Sensor sumergible de NiCr-Ni, tipo K, $-65^{\circ}C - 550^{\circ}C$	1002804
2	Manguera de silicona 6 mm	1002622

Requerido adicionalmente:

Hexafluoruro de azufre (SF_6)

OBSERVACIÓN

De acuerdo con los fundamentos de una "buena práctica de experimentación" se recomienda especialmente que cuando se utilice el aparato del punto crítico con regularidad, la conexión de gas se realice por medio un sistema de tubería fijo. Para la conexión de la botella de gas correspondiente se puede utilizar la unión roscada de tubos de 1/8" (DN 11) que se entrega con el equipo.

FUNDAMENTOS GENERALES

El punto crítico de un gas real se caracteriza por la temperatura crítica T_c la presión crítica p_c y la densidad crítica ρ_c . Por debajo de la temperatura crítica, en caso de un volumen grande se encuentra en forma de gas y en un volumen pequeño en forma líquida. En un volumen intermedio se presenta como una mezcla de gas y líquido, cuya parte gaseosa en una variación isotérmica de estado aumenta con un volumen creciente, permaneciendo constante la presión de la mezcla. Como líquidos y gases se diferencian en su densidad, en un campo gravitacional están separados el uno de otro. Con temperatura creciente la densidad del líquido disminuye mientras que la del gas aumenta, hasta que ambas densidades asumen el valor de la densidad crítica. Por encima de la temperatura crítica no tiene lugar una licuefacción. Sin embargo, en caso de cambio de estado isotérmico el gas sigue la ley de Boyle-Mariotte realmente muy por encima de la temperatura crítica.

El hexafluoruro de azufre (SF_6) es especialmente apropiado para estudiar las propiedades de los gases reales porque su temperatura crítica ($T_c = 319\text{ K}$) y su presión crítica ($p_c = 37,6\text{ bar}$) son relativamente bajas. Además no es tóxico y por ello se puede utilizar sin problemas en clases y laboratorios didácticos.

El aparato para el estudio del punto crítico se compone de una célula de medida transparente de construcción especialmente estanca y resistente a la presión. El volumen en la célula se puede variar finamente por medio de un manubrio de dosificación fina, la variación del volumen se puede leer con una exactitud de 1/1000 del volumen máximo. La creación de la presión se realiza por un sistema hidráulico con aceite de ricino en una calidad relevante para aplicaciones medicinales. La célula de medida y el sistema hidráulico se encuentran separados el uno del otro por una junta de goma cónica, la cual se enrolla en caso de una variación de volumen. Por esta construcción la diferencia de presión entre la célula de medida y el espacio del aceite es prácticamente despreciable. Un manómetro mide por lo tanto la presión del aceite en lugar de la presión del gas sin ocupar un volumen muerto en el espacio del gas. La célula de medida está envuelta por una cámara de agua transparente. Con una instalación de termostato (baño de agua) se puede ajustar con alta precisión una temperatura constante durante el experimento, la temperatura se puede leer y controlar por medio de un termómetro digital.

Gracias al mínimo volumen muerto, durante la observación de los cambios de fase de líquido a gas y viceversa, se puede captar la formación de la primera gota de líquido y la desaparición de la última burbuja de gas.

EVALUACIÓN

Con temperatura constante se mide punto a punto la presión en dependencia del volumen y el resultado se lleva a ser representado en un diagrama p - V (Diagrama de Clapeyron) resp. en un diagrama pV - p (Diagrama de Amegat). Aquí la desviación con respecto al estado del gas ideal es evidente.

De la representación gráfica se pueden determinar fácilmente los parámetros del punto crítico y entrar en una comprobación experimental.

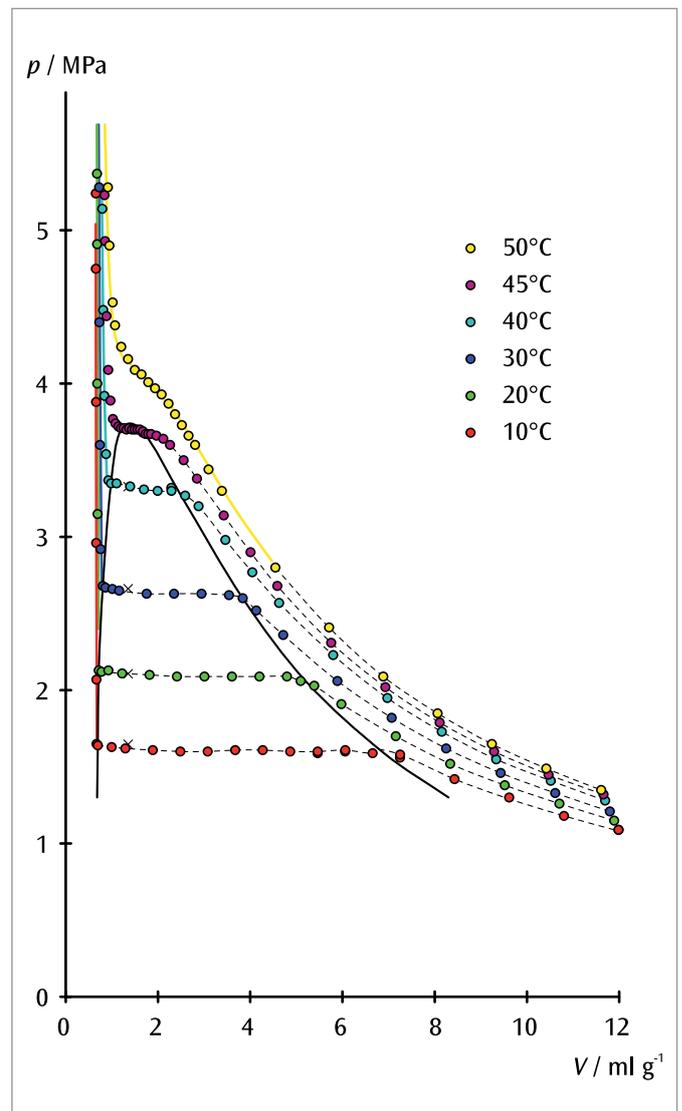
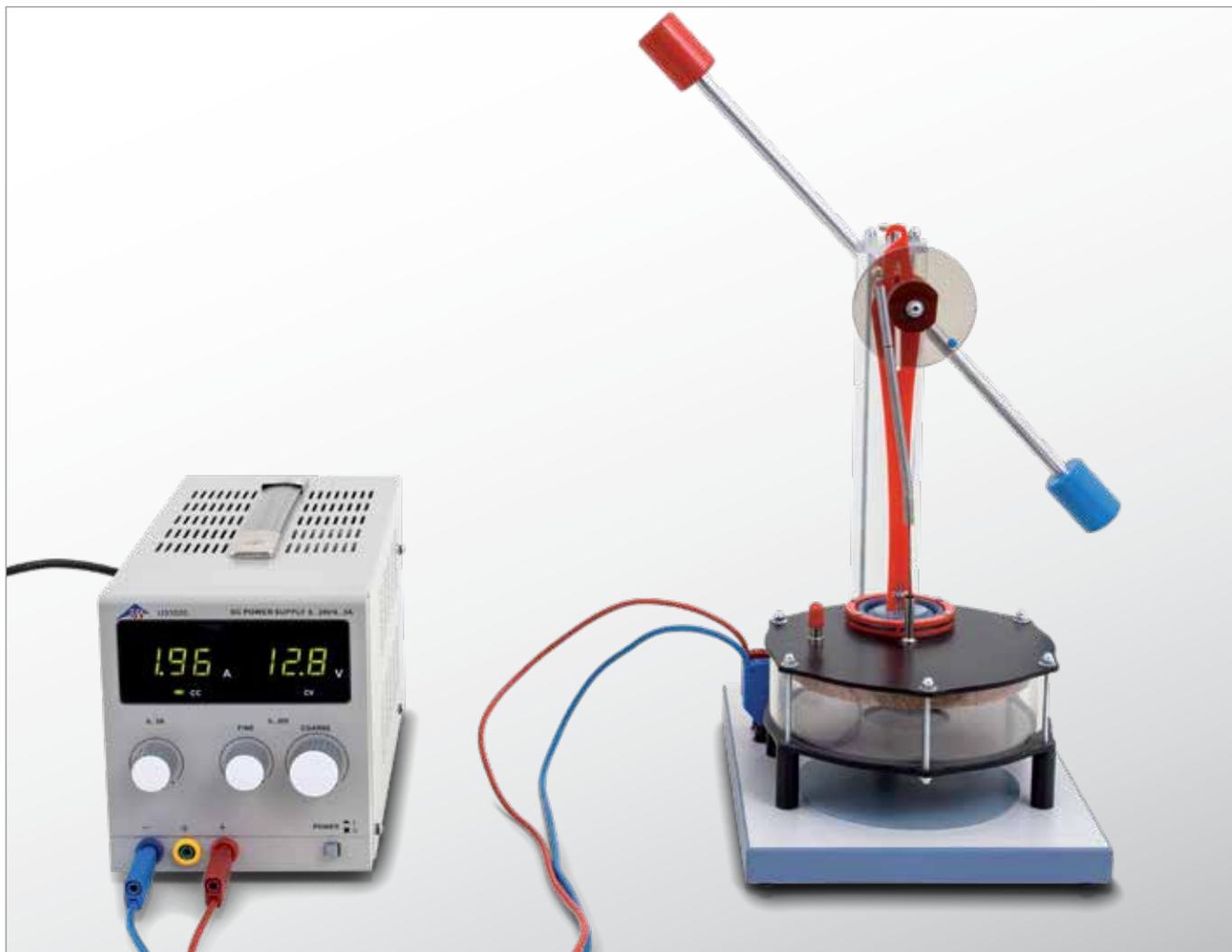


Fig. 1: Diagrama p - V del hexafluoruro de azufre

UE2060100 | MOTOR DE STIRLING D



> TAREAS

- Puesta en marcha de un motor de aire caliente como máquina térmica.
- Demostración de la conversión de la energía térmica en energía mecánica.
- Medición de las revoluciones de marcha en vacío en función de la potencia calorífica.

OBJETIVO

Operación del modelo funcional de un motor de aire caliente como máquina térmica

RESUMEN

El motor de aire caliente representa el ejemplo clásico de una máquina térmica. En un proceso cíclico termodinámico, desde un colector de alta temperatura, se induce una energía térmica que, en parte, se convierte en energía mecánica utilizable. A continuación, el resto de la energía térmica se transfiere a un colector de baja temperatura.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Motor de Stirling D	1000817
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718
1	Cronómetro mecánico, 15 min	1003369

FUNDAMENTOS GENERALES

El proceso cíclico termodinámico que realiza el motor de aire caliente (R. Stirling, 1816) se puede dividir, de manera simplificada, en los procesos de suministro de calor, expansión, emisión de calor y compresión. Estos procesos están representados esquemáticamente en la Fig. 1-4, para el caso del modelo funcional analizado.

Si el motor de aire caliente entra en funcionamiento sin carga mecánica, opera entonces con una velocidad de giro de marcha en vacío limitada por la fricción interna, la cual depende de la potencia calorífica suministrada. La velocidad de giro se reduce apenas se aproveche la potencia mecánica. La manera más fácil de demostrarlo consiste en ejercer una fuerza de fricción sobre la manivela.

EVALUACIÓN

Suministro de calor:

Al producirse el suministro de calor, el émbolo de desplazamiento se mueve hacia adelante y comprime el aire hacia abajo, en el área calentada del cilindro de mayor tamaño. Mientras tanto, el cilindro de trabajo se encuentra en la posición más baja, dado que el émbolo de desplazamiento adelanta al de trabajo en 90°.

Expansión:

El aire calentado se expande e impulsa al émbolo de trabajo hacia arriba. Aquí se transmite trabajo mecánico a la barra de oscilación a través de la manivela.

Emisión de calor:

Mientras el cilindro de trabajo se encuentra en el punto muerto superior, el émbolo de desplazamiento se retira y empuja el aire provocando una emisión de calor al medio ambiente, en el área superior del cilindro de mayor tamaño.

Compresión:

El aire enfriado se ve comprimido por el émbolo de trabajo que se mueve hacia abajo. Aquí, el trabajo mecánico es realizado por la barra de oscilación.

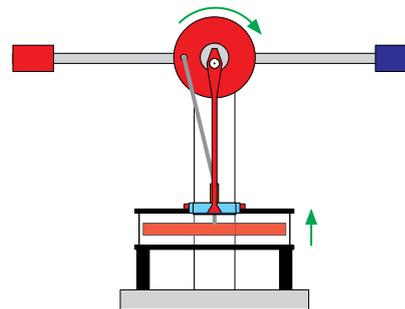


Fig. 1: Suministro de calor

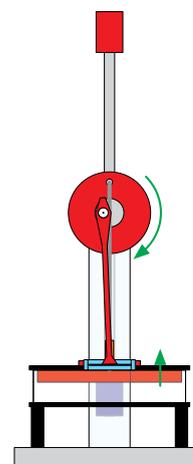


Fig. 2: Expansión

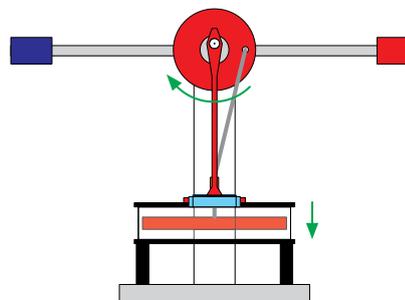


Fig. 3: Emisión de calor

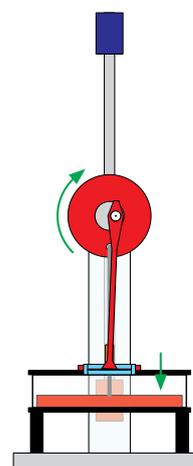
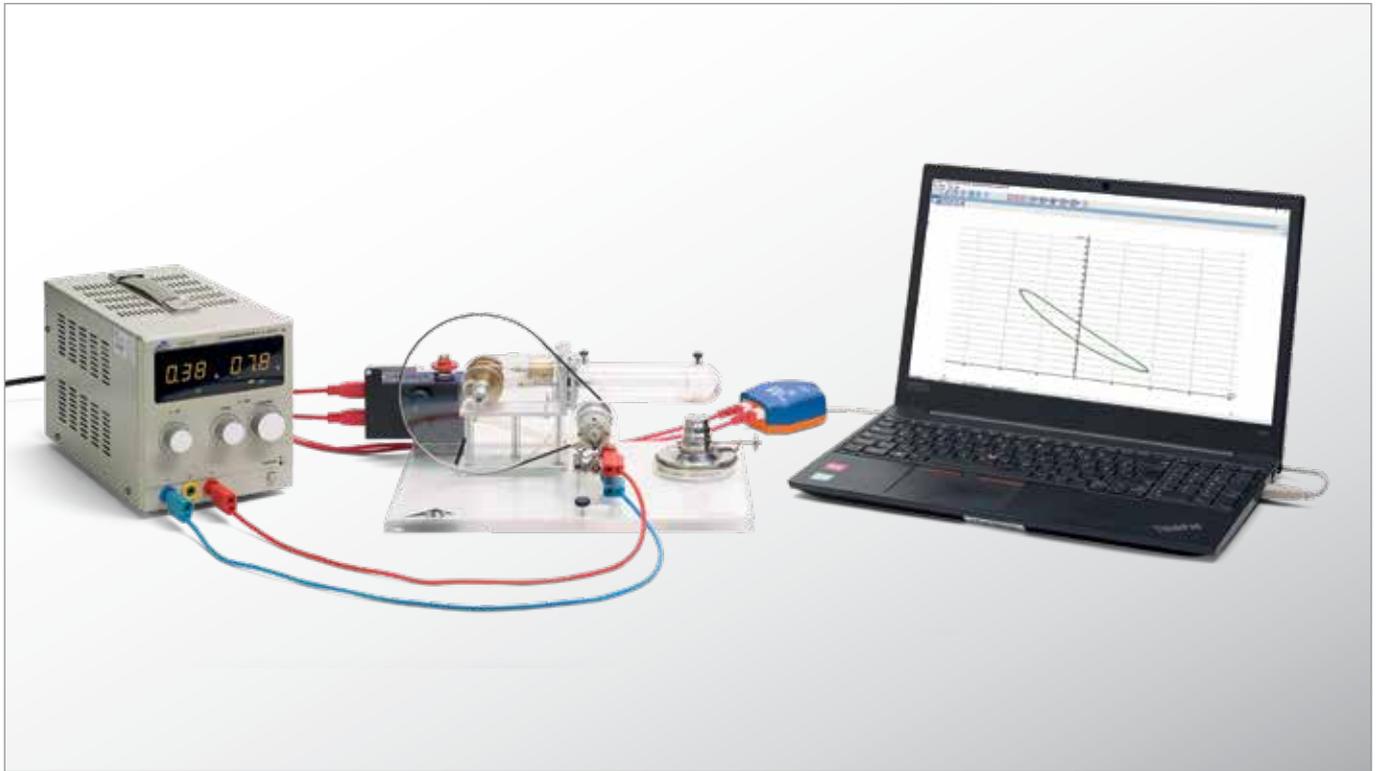


Fig. 4: Compresión

UE2060250 | MOTOR DE STIRLING G



> TAREAS

- Registro del diagrama p - V .
- Determinación de la potencia mecánica para un ciclo completo y cálculo del trabajo mecánico.

OBJETIVO

Registro del diagrama p - V

RESUMEN

Los procesos termodinámicos cíclicos se pueden representar en un diagrama p - V como una curva cerrada. El área encerrada por la curva corresponde al trabajo mecánico extraído del sistema. Alternativamente se puede también determinar la potencia mecánica para un ciclo completo y a partir de allí calcular el trabajo mecánico, haciendo una integración en el tiempo. Esto se estudia en el experimento tomando como ejemplo el motor de Stirling.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Motor Stirling G	1002594
1	Soporte de sensores para el motor de Stirling G	1008500
1	Transductor de desplazamiento FW	1021534
1	Sensor de presión relativa FW ± 1000 hPa	1021533
2	Cable de sensor	1021514
1	WiLab*	1022284
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

Requerido adicionalmente:

1	Licencia Coach 7
---	------------------

* Alternativas: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

Los procesos termodinámicos cíclicos se pueden representar en un diagrama p - V como una curva cerrada. El área encerrada por la curva corresponde al trabajo mecánico W extraído del sistema. Alternativamente se puede también determinar la potencia mecánica para un ciclo completo y a partir de allí calcular el trabajo mecánico, haciendo una integración en el tiempo.

Es decir que se tiene

$$(1) \quad W = \oint_V p dV$$

o

$$(2) \quad W = \int_{t_1}^{t_2} P dt \quad \text{con} \quad P(t) = p \frac{dV}{dt}$$

En el experimento se elige la segunda variante para determinar el trabajo mecánico que realiza por ciclo un motor de Stirling transparente optimizado para objetivos didácticos. Para captar la presión p en el cilindro de trabajo se tiene conectado un sensor de presión relativa, el cual capta la diferencia de presión con respecto al medio externo. El volumen V se calcula a partir del camino s recorrido por el cilindro de trabajo y del área de sección A . Para ello, el cilindro de trabajo lleva acoplado un captador del camino recorrido s .

EVALUACIÓN

Para verificar el proceso cíclico se representan los valores de medida en un diagrama p - V ; además, para determinar la potencia mecánica se representan en un segundo diagrama en función del tiempo. En el segundo diagrama se pueden identificar fácilmente los ciclos del proceso cíclico. Esto es importante para fijar los límites de integración al calcular el trabajo mecánico por cada ciclo, véase (2).

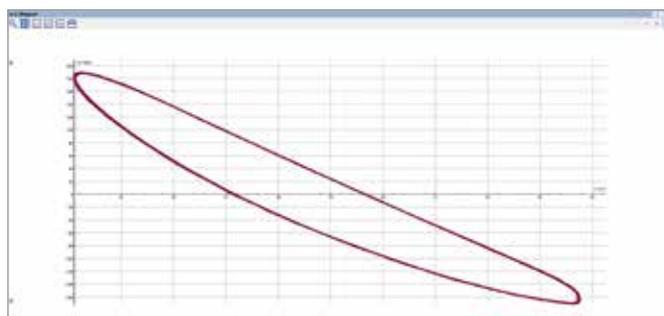


Fig. 1: Diagrama p - V del motor de Stirling G

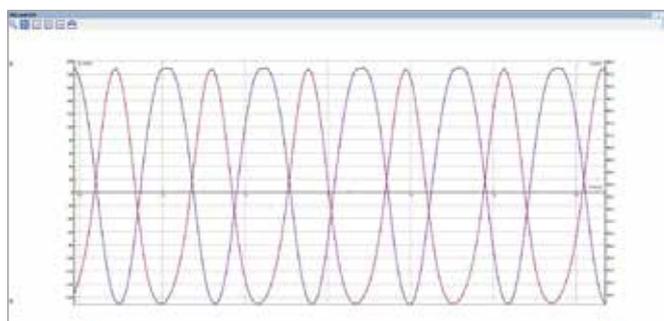


Fig. 2: $V(t)$ y Diagrama $p(t)$ del motor de Stirling

UE2060300 | BOMBA DE CALOR



OBJETIVO

Registro y evaluación del diagrama Presión-Entalpía de una bomba de calor de compresión

TAREAS

- Demostración del funcionamiento de una bomba de calor de compresión eléctrica.
- Estudio cuantitativo del proceso cíclico correspondiente.
- Registro y evaluación del diagrama Presión-Entalpía.

RESUMEN

Una bomba de calor de compresión eléctrica se compone de un compresor con motor de accionamiento, un licuefactor, una válvula de expansión y un evaporador. Su funcionamiento se basa en un proceso cíclico con cambio de fase, el cual es recorrido por el fluido de trabajo en la bomba, idealizado, se puede dividir en los pasos, compresión, licuefacción, distensión estrangulada y vaporización. El coeficiente de rendimiento teórico del proceso cíclico idealizado se puede calcular a partir de las entalpías específicas h_1 , h_2 y h_3 leídas en un diagrama de Mollier. Si se han determinado las entalpías h_1 , h_2 y h_3 del proceso cíclico idealizado así como la cantidad de calor ΔQ_2 entregada al depósito de agua caliente en un intervalo de tiempo Δt , se puede estimar la corriente de masa del fluido de trabajo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Bomba térmica D (230 V, 50/60 Hz)	1000820 o
1	Bomba térmica D (115 V, 50/60 Hz)	1000819
4	Sensor de temperatura NTC con pinza de medida	1021797
1	VinciLab	1021477
Requerido necesario:		
1	Licencia Coach 7	

FUNDAMENTOS GENERALES

Una bomba de calor de compresión eléctrica se compone de un compresor con motor de accionamiento, un licuefactor, una válvula de expansión y un evaporador. Su funcionamiento se basa en un proceso cíclico con cambio de fase, el cual es recorrido por el fluido de trabajo en la bomba, idealizado, se puede dividir en los pasos, compresión, licuefacción, distensión estrangulada y vaporización.

Para la compresión, el fluido de trabajo en fase gaseosa es aspirado por el compresor sin cambio de entropía ($s_1 = s_2$) y comprimido de una presión p_1 a una p_2 , recalentándolo; ver

Fig.1 y Fig.2. Por lo tanto la temperatura aumenta de T_1 a T_2 . Se realiza el trabajo de compresión mecánico $\Delta w = h_2 - h_1$ por unidad de masa. En el licuefactor el fluido de trabajo se enfría fuertemente y se condensa. La cantidad de calor que va siendo liberada por unidad de masa (calor de recalentamiento y calor de condensación) asciende a $\Delta q_2 = h_2 - h_3$. Este calor calienta el depósito circundante. El fluido de trabajo condensado llega a la válvula de distensión para ser estrangulado (es decir, sin trabajo mecánico) y distensionado a una presión menor. Allí también se reduce la temperatura, porque se debe hacer trabajo en contra de las fuerzas de atracción en el fluido de trabajo (efecto Joule-Thomson) La entalpía permanece constante ($h_4 = h_3$).

En el evaporador se evapora totalmente el fluido de trabajo absorbiendo calor. Esto conduce a un enfriamiento del depósito. Por unidad de masa la cantidad de calor absorbido asciende a $\Delta q_1 = h_1 - h_4$. Para la representación del proceso cíclico de una bomba de calor se utiliza frecuentemente el diagrama de Mollier del fluido de trabajo. En él se representa la presión p contra la entalpía específica h del fluido de trabajo (la entalpía es una medida de calor del fluido de trabajo; ésta aumenta en general al aumentar la presión y al aumentar la cantidad parcial del gas).

Además se indican las isotermas ($T = \text{const}$) y las isoentrópicas ($S = \text{const}$) así como la masa parcial relativa de la fase líquida del fluido de trabajo. A la izquierda de la llamada línea de ebullición el fluido de trabajo se encuentra totalmente condensado; a la derecha de la llamada línea de rocío se encuentra el fluido de trabajo en forma de vapor recalentado y entre las dos líneas se encuentra en forma de una mezcla de líquido-gas. Las dos líneas se unen en el punto crítico. Para la representación en el diagrama de Mollier se puede determinar el proceso cíclico idealizado descrito arriba, midiendo las presiones p_1 y p_2 después y antes de la válvula de distensión y la temperatura T_1 antes del compresor y T_3 antes de la válvula de expansión.

En el experimento, las componentes se encuentran enlazadas entre sí por medio de tuberías de cobre creando así un sistema cerrado montado sobre un panel de madera básico. Debido a la ordenación, clara éstas se pueden relacionar directamente con la secuencia de los cambios de estado en el proceso cíclico de la bomba de calor. El evaporador y el licuefactor se han realizado en forma de espirales de tubería de cobre y cada uno de ellos se encuentra sumergido en un recipiente de agua que sirve para la determinación del calor absorbido resp. el calor entregado. Dos manómetros grandes muestran las relaciones de presión del fluido de trabajo en los dos intercambiadores de calor. Dos termómetros analógicos hacen posible la medición de la temperatura en los recipientes de agua. Para la medición de las temperaturas en las tuberías de cobre antes del compresor y antes de la válvula de expansión se utilizan sensores de temperatura dotados de una pinza de medición adaptada.

El coeficiente de rendimiento teórico del proceso cíclico idealizado se puede calcular a partir de las entalpías específicas h_1 , h_2 y h_3 leídas en el diagrama de Mollier:

$$(1) \quad \eta_{th} = \frac{\Delta q_2}{\Delta w} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1}$$

Si se han determinado las entalpías h_2 y h_3 del proceso cíclico idealizado así como la cantidad de calor suministrada ΔQ_2 en el intervalo de tiempo Δt , se puede determinar la corriente de masa del fluido de trabajo.

$$(2) \quad \frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{\Delta Q_2}{\Delta t} \cdot \frac{1}{h_2 - h_3}$$

EVALUACIÓN

T_1 y p_1 determinan el punto 1 en el diagrama de Mollier. El punto de corte de la correspondiente isoentrópica con la horizontal $p_2 = \text{const}$. fija el punto 2. El punto de corte de la horizontal con la línea de ebullición conduce al punto 3 y la vertical a la horizontal $p_4 = \text{const}$. conduce al punto 4. La medición adicional de la temperatura T_3 proporciona una vista más amplia de los procesos que tienen lugar en la bomba de calor: T_3 no concuerda con temperatura que se lee en la escala de temperatura del correspondiente manómetro. Esta escala de temperatura se basa en la curva de presión de vapor del fluido de trabajo. Así que la medición muestra que el fluido de trabajo antes de la válvula de distensión no es una mezcla de líquido y gas sino que es completamente líquido.

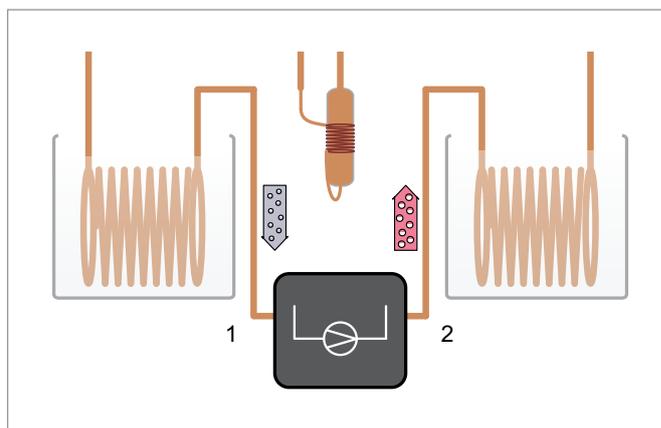


Fig. 1: Representación esquemática de la bomba de calor con, compresor (1, 2), licuefactor (2, 3), válvula de distensión (3, 4) y evaporador (4, 1)

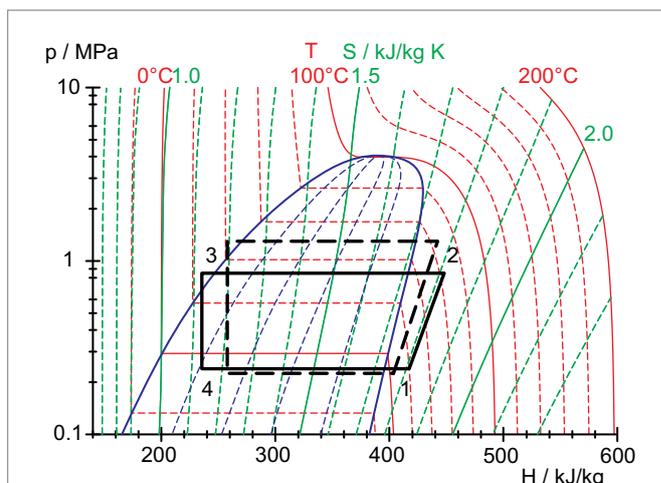


Fig. 2: Representación del proceso cíclico idealizado de la bomba de calor en el diagrama de Mollier.

UE3010700

CAMPO ELÉCTRICO EN EL CONDENSADOR DE PLACAS



> TAREAS

- Medición del campo eléctrico en un condensador de placas en dependencia de la distancia entre las placas.
- Medición del campo eléctrico en un condensador placas en dependencia de la tensión aplicada.

OBJETIVO

Medición del campo eléctrico en un condensador de placas con el medidor de campo E

RESUMEN

Con el medidor de campo eléctrico se puede medir directamente el campo eléctrico en un condensador de placas. Para ello, un disco de alas en rotación interrumpe el flujo eléctrico sobre una placa de influencia, el cual conforma una parte de una placa del condensador. Los impulsos de tensión así producidos son amplificados y rectificadas para formar una tensión de salida, la cual es proporcional al campo eléctrico E que actúa sobre la placa de influencia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Medidor de campo E (230 V, 50/60 Hz)	1021405 o
	Medidor de campo E (115 V, 50/60 Hz)	1021406
1	Fuente de alimentación CC 450 V (230 V, 50/60 Hz)	1008535 o
	Fuente de alimentación CC 450 V (115 V, 50/60 Hz)	1008534
1	Multímetro digital E	1018832
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Con el medidor de campo eléctrico se pueden medir campos eléctricos directamente: Enfrente de una placa de influencia con cuatro sectores en forma de estrella rota un disco de la misma forma de estrella. Éste interrumpe constantemente el flujo eléctrico y produce así cargas de influencia periódicas, las cuales fluyen a través de una resistencia de alto valor. Los impulsos de tensión creados de esta forma son amplificados y rectificados para formar una tensión de salida, la cual es proporcional al campo eléctrico que actúa sobre la placa de influencia.

En el experimento se mide con el medidor de campo eléctrico la intensidad del campo eléctrico:

$$(1) \quad E = \frac{U}{d}$$

en un condensador de placas. Se varía por un lado la tensión aplicada U y además la distancia entre las placas d .

EVALUACIÓN

Al aplicar la ecuación es necesario tener en cuenta que la placa de influencia se encuentre desplazada aprox. 1 mm hacia abajo con respecto a la placa del condensador. Por lo tanto la ec. 1 se debe cambiar por la siguiente:

$$E = \frac{U}{d_{\text{eff}}} = \frac{U}{d + 1 \text{ mm}}$$

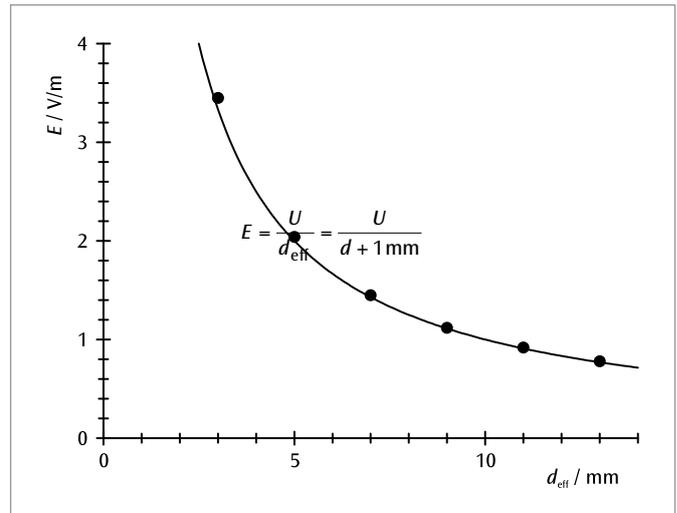


Fig. 1: Campo eléctrico en un condensador de placas en dependencia de la distancia efectiva entre placas

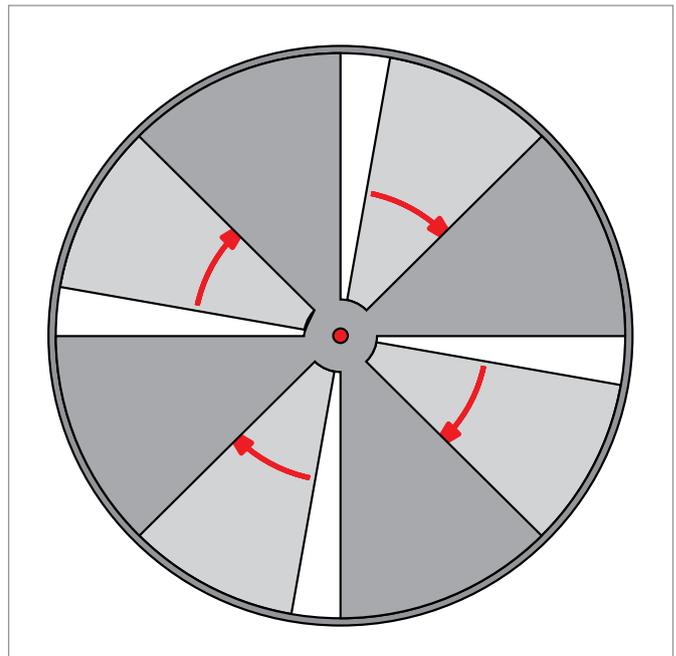


Fig. 2: Disco de alas en rotación de medidor de campo E

UE3010800

TENSIÓN EN EL CONDENSADOR DE PLACAS



> TAREAS

- Medición estática de la tensión en un condensador de placas en dependencia de la distancia entre placas.
- Comprobación de la proporcionalidad entre la tensión y la distancia entre placa en caso de distancias pequeñas.

OBJETIVO

Medición estática de la tensión en dependencia de la distancia entre placas

RESUMEN

Para aumentar la distancia entre las placas de un condensador de placas cargadas y aisladas de cualquier entrada es necesario realizar un trabajo mecánico. Este trabajo se puede comprobar midiendo con un voltímetro estático en forma de un aumento de la tensión entre las placas.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Medidor de campo E (230 V, 50/60 Hz)	1021405 o
	Medidor de campo E (115 V, 50/60 Hz)	1021406
1	Condensador de placas D	1006798
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841

FUNDAMENTOS GENERALES

Las placas cargadas de un condensador de placas ejercen una fuerza de atracción entre sí. Para aumentar la distancia entre las placas de un condensador de placas cargadas y aisladas de cualquier entrada es por lo tanto necesario realizar un trabajo mecánico externo. La energía entregada al condensador de esta forma se puede comprobar como un aumento de la tensión entre las placas, siempre y cuando se esté seguro de que durante la medición de la tensión no fluya ninguna corriente entre las placas.

Para una descripción más exacta de las relaciones se observa el campo eléctrico homogéneo E entre las placas del condensador que llevan las cargas Q y $-Q$. Se establece que:

$$(1) \quad E = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{A}$$

A: Superficie de las placas,

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{V} \cdot \text{s}}{\text{A} \cdot \text{m}} : \text{Constante dieléctrica del vacío}$$

En caso de que al variar la distancia d entre las placas no puedan fluir corrientes, la carga Q permanecerá constante y por lo tanto tampoco variará el campo eléctrico E .

En caso de distancias pequeñas, para las cuales se pueda asumir que el campo eléctrico sea homogéneo, se tiene que la tensión U en el condensador y el campo eléctrico E cumplen la relación:

$$(2) \quad U = E \cdot d$$

d : Distancia entre las placas

o sea: La tensión U es proporcional a la distancia entre las placas d . Esto se comprueba en el experimento utilizando el medidor de campo eléctrico como voltímetro estático. Es necesario estar seguro de que no pueda fluir ninguna corriente entre las placas a través del voltímetro y que la carga Q en las placas del condensador se mantenga.

EVALUACIÓN

La ecuación 2 hace esperar que por los puntos de medida en un diagrama $U(d)$ se obtenga una recta que pase por el origen del sistema de coordenadas, cuya pendiente corresponda al campo eléctrico E constante. Las desviaciones en este caso se atribuyen al hecho de que al aumentar la distancia entre las placas ya no se puede garantizar la homogeneidad del campo eléctrico.

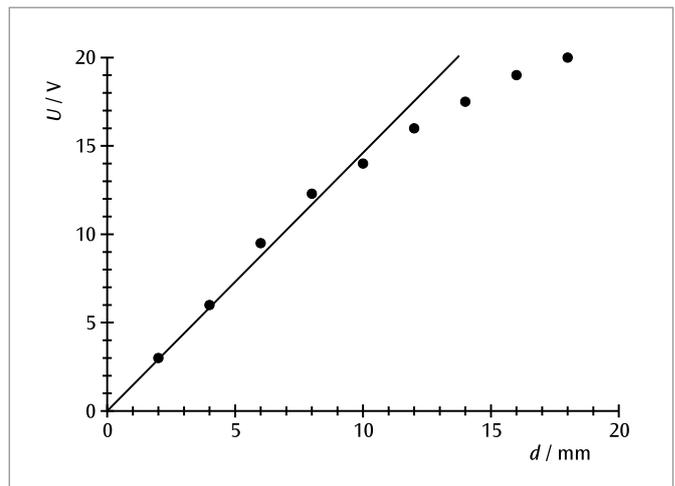


Fig. 1: Tensión U en el condensador de placas en dependencia de la distancia d entre las placas

UE3020100 | GOTAS DE AGUA CARGADAS



OBJETIVO

Comprobación de la corriente eléctrica que se genera por gotas de agua cargadas en movimiento

RESUMEN

Una corriente eléctrica se origina por cargas que son transportadas en un intervalo de tiempo. Un flujo de corriente se puede ilustrar muy fácilmente con la ayuda de gotas de agua cargadas. Para la medición se utilizan una bureta y una copa de Faraday, esta última conectada a un electrómetro. La carga recolectada en la copa de Faraday en un tiempo determinado se mide por medio de la tensión eléctrica que cae en un condensador. De ello, se determinan la carga por gota y la corriente.

TAREAS

- Medición de la carga que se transporta por medio de gotas de agua cargadas de una bureta a una copa de Faraday en dependencia con el tiempo.
- Determinación de la corriente eléctrica que se produce por las gotas de agua cargadas en movimiento.
- Determinación de la carga por gota.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Electrómetro (230 V, 50/60 Hz)	1001025 o
1	Electrómetro (115 V, 50/60 Hz)	1001024
1	Accesorio para electrómetro	1006813
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Bureta, 10 ml	1018065
1	Alambre de Constantan 0,2 mm/ 100 m	1000955
1	Fuente de alimentación CC 450 V (230 V, 50/60 Hz)	1008535 o
1	Fuente de alimentación CC 450 V (115 V, 50/60 Hz)	1008534
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cronómetro digital	1002811
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Varilla de soporte, 1000 mm	1002936
2	Nuez universal	1002830
1	Pinza universal	1002833
1	Juego de 10 pinzas de derivación de 4 mm, no aislada	1019219
1	Juego de 3 cables de experimentación de seguridad para el aparato de caída libre	1002848
2	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718
1	Propipetta, estandar	1013392
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma baja	1002872
Recomendado adicionalmente:		
1	WiLab*	1022284
1	Sensor de tensión diferencial de 10 V	1022539
1	Cable de sensor	1021514
1	Licencia Coach 7	

* Alternativas: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

Una corriente eléctrica se genera por medio de una cantidad de carga transportada en un intervalo de tiempo. El flujo de corriente puede ser ilustrado fácilmente por medio de gotas de agua cargadas.

En el experimento, un número N de gotas de agua cargadas gotea con una tasa de goteo constante de aproximadamente una gota por segundo desde una bureta a una copa de Faraday conectada a un electrómetro con condensador. Por la carga Q recogida en la copa de Faraday se carga el condensador y por la tensión eléctrica que cae en el condensador se observa y se mide la carga durante un tiempo t por medio de un multímetro analógico. La entrada de alta impedancia del amplificador operacional en el electrómetro, garantiza que el condensador no se descargue.

La observación del multímetro analógico muestra que la tensión en el condensador con cada gota de agua cargada recogida por la copa de Faraday hace que aumente en la misma cantidad, es decir, que cada gota de agua lleva la misma carga

$$(1) \quad q = \frac{Q}{N}$$

La corriente transportada es:

$$(2) \quad I = \frac{Q}{t}$$

Opcionalmente, la tensión en el condensador puede registrarse mediante una interfaz y un sensor de tensión en función del tiempo t y visualizarse en forma de diagrama.

EVALUACIÓN

Se determina la carga Q recolectada en la copa de Faraday, leyendo la tensión U y luego calculando Q :

$$Q = C \cdot U \text{ con } C = 1 \text{ nF: Capacidad del condensador}$$

Con la ayuda de una interfaz, se puede medir el curso del tiempo $Q(t)$. Este es de forma escalonada y cada uno de los escalones marca la carga q que se agrega por cada gota en cada intervalo de tiempo Δt . El hecho de que cada gota de agua lleva la misma carga queda reflejado en la constancia de la altura de los escalones.

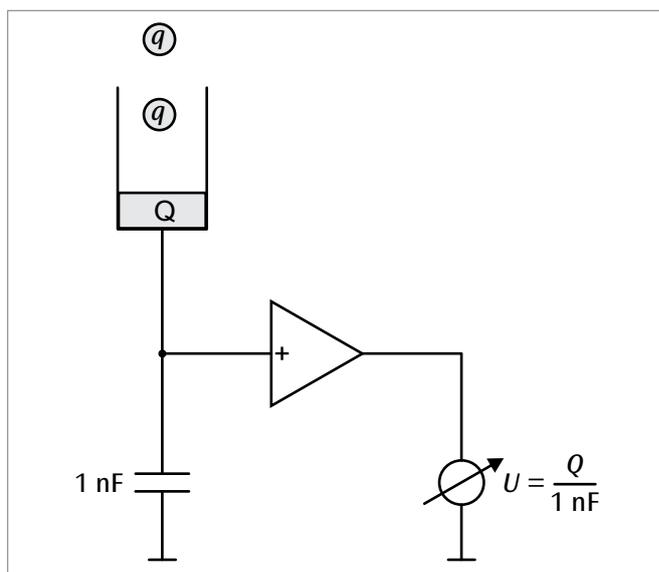


Fig. 1: Representación esquemática para la explicación del principio de medición

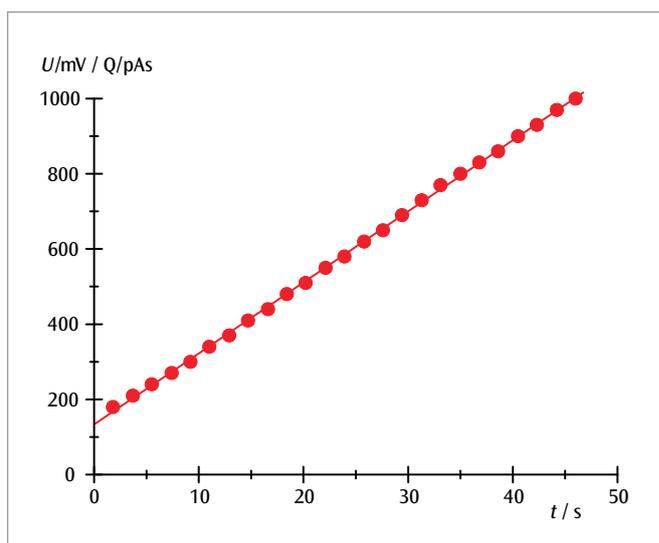


Fig. 2: Carga Q recolectada en función del tiempo t



> TAREAS

- Medición de la caída de tensión U con corriente I fija, en dependencia con la distancia d entre los puntos de contacto.
- Medición de la caída de tensión U con distancia d fija entre los puntos de contacto, en dependencia con la corriente I .
- Determinación de la conductividad eléctrica del cobre y del aluminio y comparación con los valores bibliográficos.

OBJETIVO

Determinación de la conductividad eléctrica del cobre y del aluminio

RESUMEN

La conductividad eléctrica de una sustancia es una magnitud que depende fuertemente del material. Ella se define como el factor de proporcionalidad entre la densidad de corriente y el campo eléctrico en el material estudiado. En una medición de cuatro conductores para corriente y tensión se determina la misma en barras metálicas de sección y longitud conocidas.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Barra conductora del calor Al	1017331
1	Barra conductora del calor Cu	1017330
1	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 o
1	Fuente de alimentac. DC 1 – 30 V, 0 - 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
1	Amplificador de medida U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 o
1	Amplificador de medida U (115 V, 50/60 Hz)	1020744
2	Multímetro digital E	1018832
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841

FUNDAMENTOS GENERALES

La conductividad eléctrica de una sustancia es una magnitud que depende fuertemente del material. Ella se define como el factor de proporcionalidad entre la densidad de corriente y el campo eléctrico en la sustancia estudiada. En metales está ella determinada por la movilidad de los electrones en la banda de conducción que depende de la temperatura.

De la relación

$$(1) \quad j = \sigma \cdot E$$

j : Densidad de corriente, E : Campo eléctrico

para un conductor metálico largo de sección A y longitud d se deduce de aquí entonces una relación entre la corriente I a través del conductor y la tensión U que cae a lo largo del recorrido d :

$$(2) \quad I = j \cdot A = A \cdot \sigma \cdot \frac{U}{d}$$

Esta relación se aplica en el experimento para la determinación de la conductividad eléctrica en barras metálicas en una medición de cuatro conductores para tensión y corriente. Para ello, se impregna una corriente I a través de dos conductores de entrada y se mide la caída de tensión U que resulta entre dos puntos de contacto a una distancia d entre sí. Como el área A de la sección es conocido, se puede calcular σ .

En el experimento se utilizan las mismas barras metálicas con las cuales se estudió la conducción de calor en el experimento UE2020100. Con dos puntas de medición se mide la caída de tensión entre los dos puntos de medición, los cuales se pueden utilizar para la medición de temperatura a lo largo de las barras.

OBSERVACIÓN

Comparando los valores de medida con los valores obtenidos para la conductividad calórica en el experimento UE2020100 se puede comprobar la ley de Wiedemann-Franz. Ésta describe la proporcionalidad entre la conductividad calórica y la conductividad eléctrica de metales con un factor de proporcionalidad universal dependiente de la temperatura.

EVALUACIÓN

Los valores medidos con la corriente I fijada se representan en un diagrama $U-d$. Las tensiones de contacto entre la punta de medición y la barra metálica, si es el caso, se pueden notar por un desplazamiento de las rectas con respecto al origen de coordenadas. La pendiente de las rectas que se obtienen es según (2)

$$\alpha = \frac{I}{A \cdot \sigma}$$

Como I y A son conocidas se puede calcular la conductividad:

$$\sigma = \frac{I}{A \cdot \alpha}$$

En el diagrama $U-I$ la pendiente es

$$\beta = \frac{d}{A \cdot \sigma}$$

y por lo tanto

$$\sigma = \frac{d}{A \cdot \beta}$$

Una comparación de los resultados con los valores bibliográficos para cobre y aluminio puros muestra que las barras metálicas utilizadas no son de cobre y aluminio puros sino que se trata de aleaciones de cobre y aluminio.

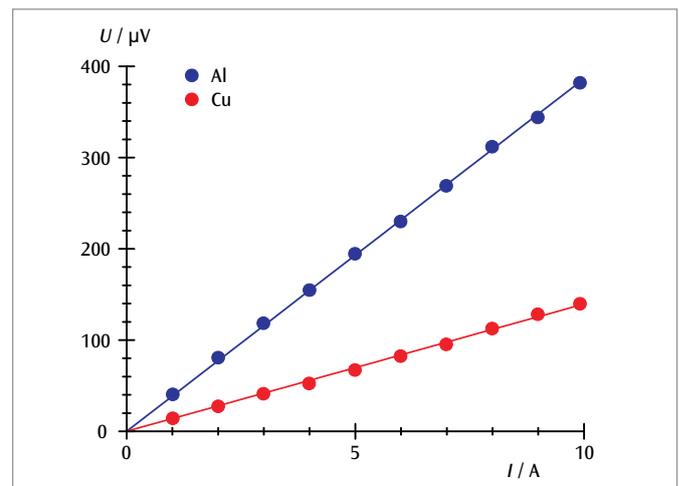


Fig. 1: Diagrama $U-I$ para cobre y aluminio

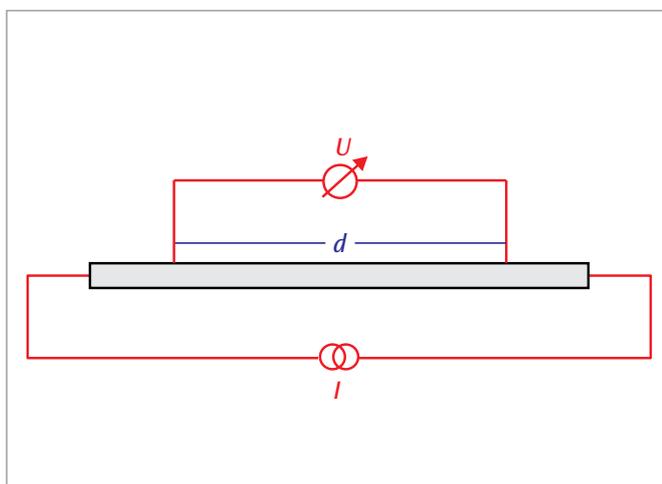


Fig. 3: Representación esquemática de medición de cuatro conductores

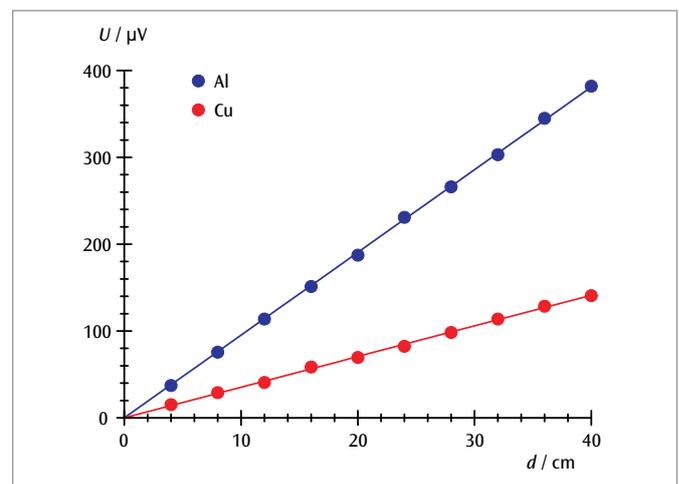
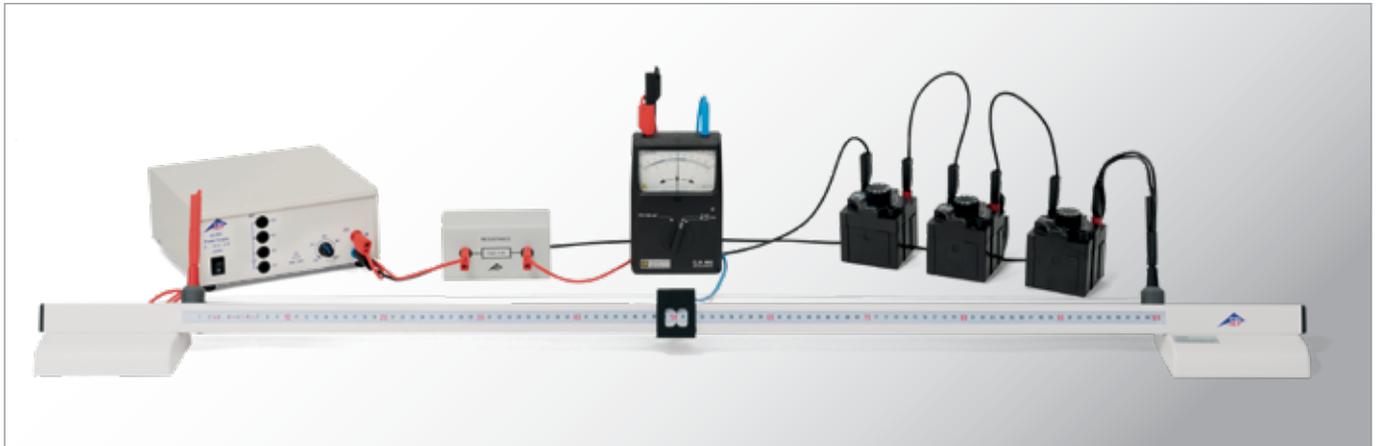


Fig. 2: Diagrama $U-d$ para cobre y aluminio

UE3020300

PUENTE DE MEDIDA DE WHEATSTONE



> TAREAS

- Determinación de resistencias óhmicas en un puente de medida de Wheatstone.
- Estimar la exactitud de la medida.

OBJETIVO

Determinación de resistencias óhmicas

RESUMEN

Se determinan las resistencias óhmicas en una conexión en paralelo de dos divisores de tensión, los cuales están conectados a la misma fuente de tensión continua. El primer divisor de tensión se compone de la resistencia a medir y de una resistencia de referencia; el segundo de un alambre resistivo de 1 m de longitud, el cual se divide en dos partes por medio de un contacto deslizante, cuya relación se varía hasta que la corriente transversal entre los dos divisores de tensión se haya compensado hasta cero.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Puente de resistencia	1009885
1	Fuente de alimentación CA/CC, 0-12V, 3A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 o
	Fuente de alimentación CA/CC, 0-12V, 3A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
1	Galvanómetro con punto cero CA 403	1002726
1	Década de resistencia 100 Ω	1002732
1	Década de resistencia 1 k Ω	1002733
1	Década de resistencia 10 k Ω	1002734
1	Resistencia de precisión 100 Ω	1009886
1	Resistencia de precisión 1 k Ω	1009887
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Clásicamente se determinan resistencias óhmicas en un puente de medida de compensación denominado según Ch. Wheatstone, comparando con una resistencia de referencia. Para ello se monta una conexión en paralelo de dos divisores de tensión, los cuales se encuentran conectados a la misma fuente de tensión continua. El primer divisor de tensión está compuesto de la resistencia a medir R_x y la resistencia de referencia R_{ref} ; el segundo de las resistencias R_1 y R_2 , la suma de las cuales permanece constante durante la compensación (ver Fig. 1).

Se varía la relación entre las resistencias R_1 y R_2 y – si es necesario – también la resistencia de referencia R_{ref} hasta que la corriente transversal entre los dos divisores de tensión I sea compensada a cero. Éste es exactamente el caso cuando las relaciones de resistencias de ambos divisores de tensión son iguales. A partir de esta condición de compensación se obtiene la resistencia desconocida R_x .

$$(1) \quad R_x = R_{ref} \cdot \frac{R_1}{R_2}$$

La exactitud del resultado depende de la exactitud de la resistencia de referencia R_{ref} , de la relación entre resistencias R_1/R_2 y de la sensibilidad del galvanómetro de puesta a cero.

En el experimento, el segundo divisor de tensión se compone de un alambre resistivo de 1 m de largo el cual se divide en dos partes s_1 y s_2 por medio de un contacto deslizante. Como la suma $R_1 + R_2$ permanece constante, en la resistencia de referencia se busca, en lo posible, que las dos partes tengan la misma longitud y por lo tanto la misma resistencia.

EVALUACIÓN

Como las dos resistencias R_1 y R_2 están representadas por las partes del alambre resistivo, la fórmula (1) se puede convertir en

$$R_x = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{s_2} = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{1\text{ m} - s_1}$$

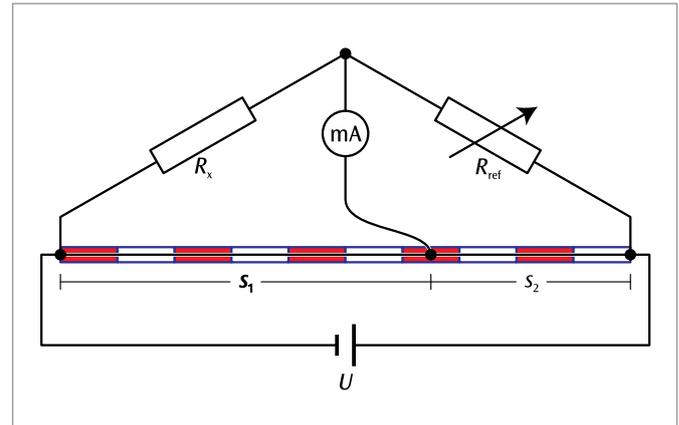
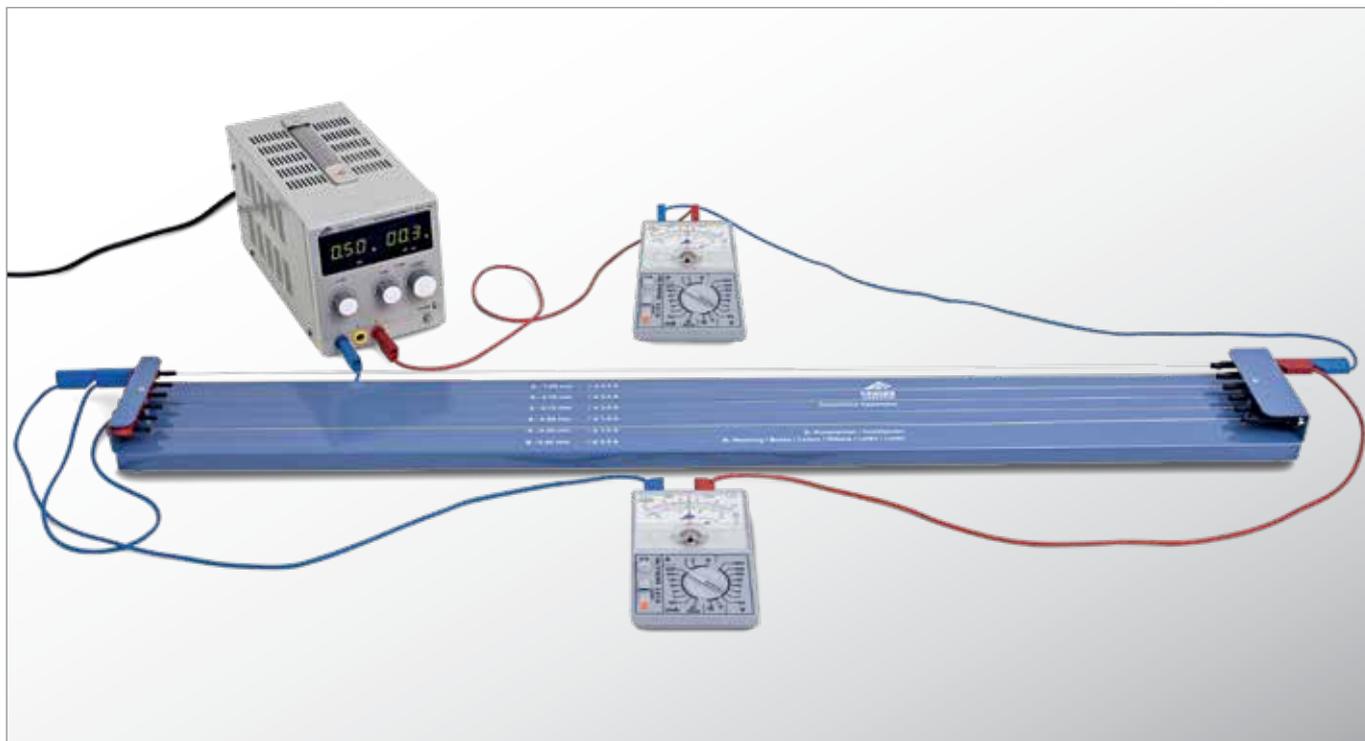


Fig. 1: Representación esquemática el puente de medida de Wheatstone

UE3020320 | LEY DE OHM



> TAREAS

- Comprobación de la ley de Ohm para un alambre de constantán y uno de latón.
- Comprobación de la ley de Ohm para alambres de constantán de diferentes longitudes.
- Comprobación de la ley de Ohm para alambres de constantán de diferentes espesores.

OBJETIVO

Comprobación de la ley de Ohm

RESUMEN

En conductores eléctricos sencillos, la corriente I a través del conductor es proporcional a la tensión aplicada U . La constante de proporcionalidad, la resistencia óhmica R , depende de la longitud del conductor, del área de la sección transversal A y de la clase de material. Esta relación se comprueba con alambres de constantán y de latón.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de resistencias	1009949
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Georg Simon Ohm fue el primero en mostrar, en 1825, que la corriente que fluye por un conductor eléctrico sencillo es proporcional a la tensión aplicada.

Es decir, que es válida la ley de Ohm:

$$(1) \quad U = R \cdot I$$

con la constante de proporcionalidad R , la resistencia del conductor. En un alambre metálico de longitud x y de sección transversal A , la resistencia eléctrica está dada por la relación:

$$(2) \quad R = \rho \cdot \frac{x}{A}$$

En este caso, la resistencia específica ρ depende de la clase de material del alambre.

Para la comprobación de esta relación fundamental, en el experimento se estudia la proporcionalidad entre corriente y tensión para alambres metálicos de diferentes espesores y diferentes longitudes. Además se determina la resistencia específica y se compara con los valores bibliográficos.

EVALUACION

El área de la sección transversal A se determina a partir del espesor d del alambre:

$$A = \frac{\pi}{4} \cdot d^2$$

Los valores de medida se representan en tres diagramas $U-I$, en los cuales cada vez se varía una de las tres magnitudes ρ , x y d como parámetro.

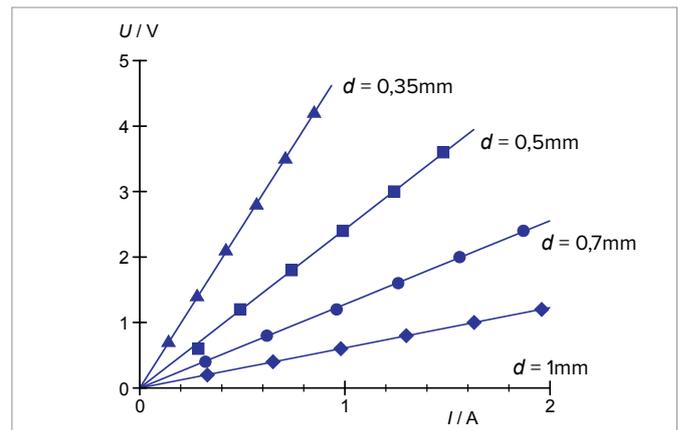


Fig. 3: Diagrama $U-I$ para alambres de constantán diferentes espesores

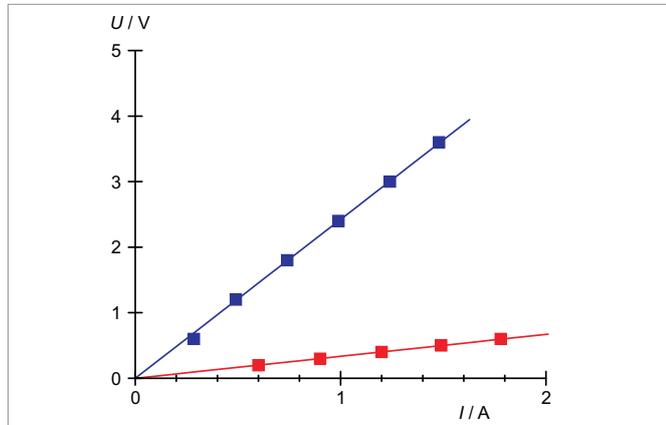


Fig. 1: Diagrama $U-I$ para un alambre de constantán (azul) y uno de latón (rojo)

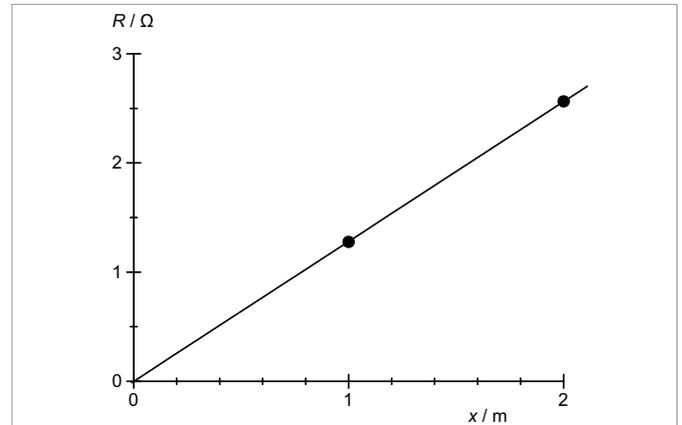


Fig. 4: Resistencia R como función de la longitud

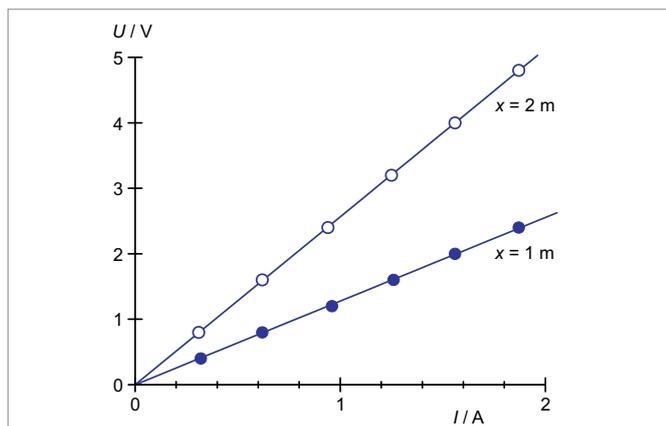


Fig. 2: Diagrama $U-I$ para alambres de constantán de diferentes longitudes

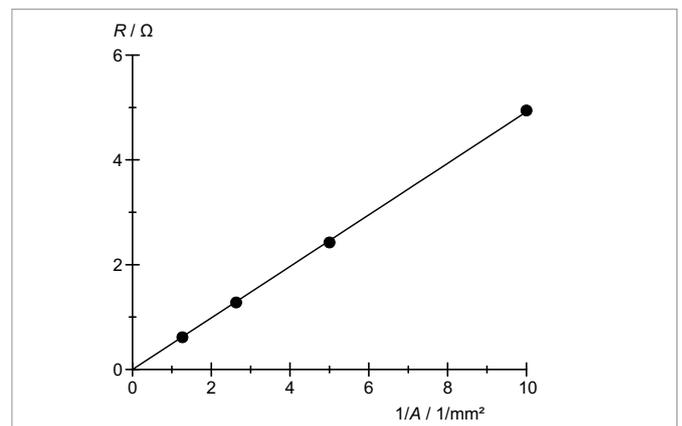
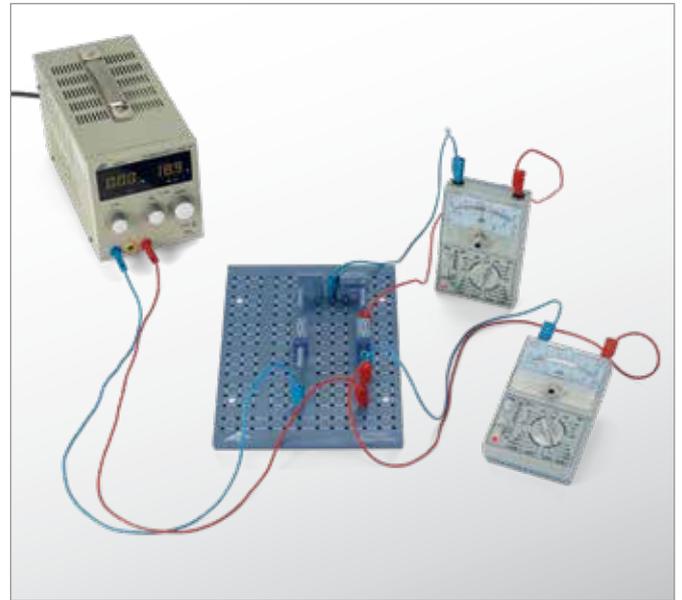
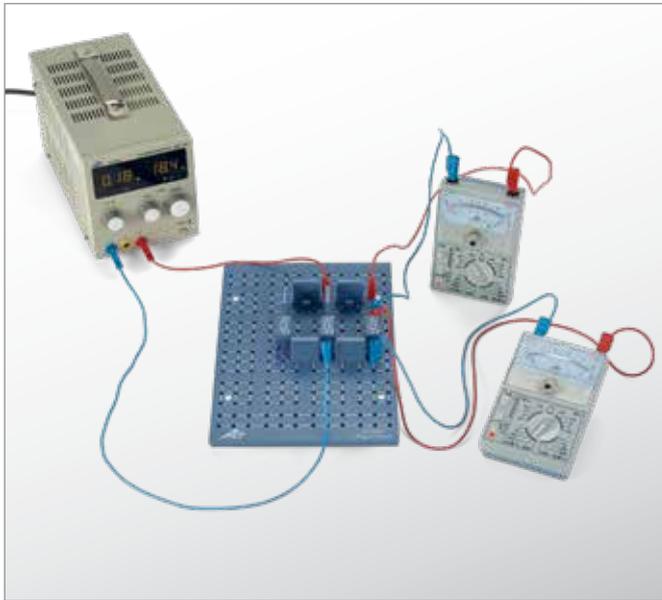


Fig. 5: Resistencia R como función del inverso de la superficie de la sección A

UE3020330 | REGLAS DE KIRCHHOFF



> TAREAS

- Comprobación de las reglas de Kirchhoff en una conexión en serie de resistencias.
- Determinación de la resistencia total de una conexión en serie de resistencias.
- Comprobación de las reglas de Kirchhoff en una conexión en paralelo de resistencias.
- Determinación de la resistencia total de una conexión en paralelo de resistencias.

OBJETIVO

Medición de tensiones y corrientes en conexiones en serie y en paralelo de resistencias

RESUMEN

Las reglas de Kirchhoff son de importancia fundamental para el cálculo de corrientes y tensiones parciales en circuitos ramificados. En este experimento se comprueban las reglas de Kirchhoff por medio de mediciones de corrientes y tensiones parciales en resistencias conectadas en serie y en paralelo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 220 Ω , 2 W, P2W19	1012912
1	Resistencia 330 Ω , 2 W, P2W19	1012913
1	Resistencia 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Resistencia 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 6,8 k Ω , 2 W, P2W19	1012921
1	Resistencia 10 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012922
1	Resistencia 100 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012928
1	Juego de 10 enchufes puente, P2W19	1012985
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

En 1845, *Gustav Robert Kirchhoff* formuló reglas que describen la relación entre corrientes y tensiones en circuitos eléctricos, los cuales están compuestos de varios circuitos parciales. Su regla para nudos de ramificación dice que, la suma de las corrientes que fluyen entrando a un nudo son iguales a las que fluyen saliendo del nudo. La regla de mallas dice que, en cada circuito parcial cerrado – en cada malla de una red – la suma de las tensiones parciales en los conductores es igual a la tensión total de la fuente de tensión. Para cada malla se define un sentido de giro; las corrientes que fluyen en el sentido de giro y las tensiones que generan corrientes en el mismo sentido se toman como positivas. En el sentido contrario se toman como negativas. Estas reglas se pueden aplicar, por ejemplo, a conexiones de resistencias en serie o en paralelo.

En una conexión de n resistencias en serie la intensidad de corriente I en cada punto del circuito es la misma. De acuerdo con la regla de mallas, la suma de las tensiones parciales en las resistencias es igual a la tensión total de la fuente de tensión aplicada.

$$(1) \quad U = U_1 + \dots + U_n$$

Para la resistencia total R_{ser} se deduce que:

$$(2) \quad R_{\text{ser}} = \frac{U}{I} = \frac{U_1 + \dots + U_n}{I} = R_1 + \dots + R_n$$

En el caso de una conexión en paralelo de resistencias, se originan los llamados nudos de corriente eléctrica I . Las Mediciones en los nudos dan por resultado que la suma de las corrientes que entran al nudo es igual a la suma de las corrientes que salen. La tensión en cada nudo es la misma. Con la regla de los nudos se pueden calcular corrientes desconocidas en el nudo. La suma de las corrientes parciales a través de cada una de las resistencias es igual a la corriente total I y se cumple que:

$$(3) \quad I = I_1 + \dots + I_n$$

Para la resistencia total R_{par} se cumple, correspondientemente que:

$$(4) \quad \frac{1}{R_{\text{par}}} = \frac{I}{U} = \frac{I_1 + \dots + I_n}{U} = \frac{1}{R_1} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

En el experimento se estudia una conexión en serie y una en paralelo de tres resistencias respectivamente. Para la comprobación de las reglas de Kirchhoff se miden, la corriente total y las corrientes parciales así como la tensión total y las tensiones parciales.

EVALUACIÓN

A partir de los valores de medida de las conexiones en serie y en paralelo se calcula cada vez la resistencia total R y se compara con los valores teóricos obtenidos de las ecuaciones (2) y (4).

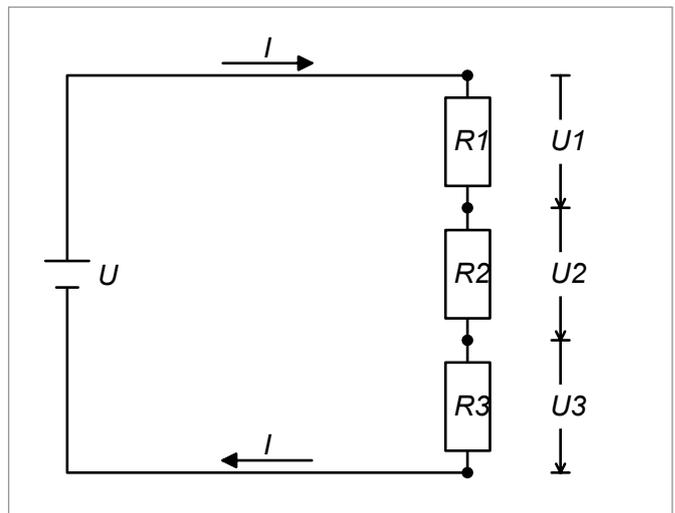


Fig. 1: Representación esquemática de las reglas de Kirchhoff para una conexión en serie de resistencias

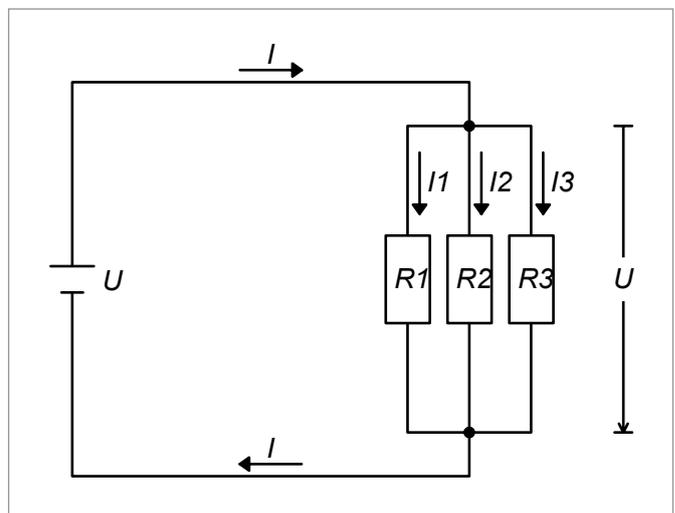
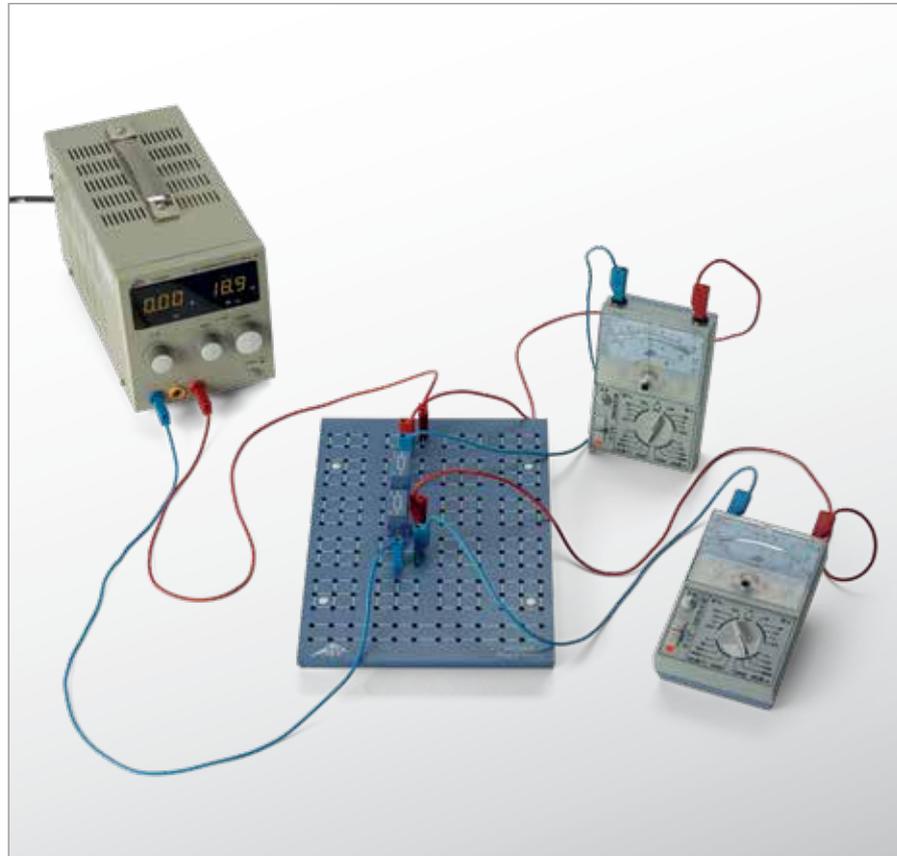


Fig. 2: Cableado para un conexión en paralelo de resistencias

UE3020340 | DIVISOR DE TENSIÓN



OBJETIVO

Mediciones de tensión y corriente en un divisor de tensión sin carga y en uno cargado

RESUMEN

En el caso más sencillo, un divisor de tensión está formado por una conexión en serie de dos resistencias óhmicas, con las cuales una tensión total se divide en dos tensiones parciales. Se habla de un divisor de tensión cargado cuando además es necesario considerar una resistencia de carga. Se calculan las corrientes y las tensiones parciales como en cualquier conexión en serie o en paralelo, aplicando las leyes de Kirchhoff. En el caso de un divisor de tensión sin carga o en vacío, la tensión parcial varía entre cero y el valor de la tensión total. Se tiene una diferencia muy grande se tiene en el caso de un divisor de tensión cargado con resistencias de carga muy pequeñas. Aquí la tensión parcial asume valores muy pequeños independientes de la tensión parcial.

TAREAS

- Mediciones de tensión y corriente en un divisor de tensión sin carga en dependencia de la resistencia parcial R_2 .
- Mediciones de tensión y corriente en un divisor de tensión sin carga con resistencia total $R_1 + R_2$ constante.
- Mediciones de tensión y corriente en un divisor de tensión cargado en dependencia de la resistencia de carga R_L .

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 47 Ω , 2 W, P2W19	1012908
2	Resistencia 100 Ω , 2 W, P2W19	1012910
1	Resistencia 150 Ω , 2 W, P2W19	1012911
1	Resistencia 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Potenciómetro 220 Ω , 3 W, P4W50	1012934
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

En el caso más sencillo, un divisor de tensión está formado por una conexión en serie de dos resistencias óhmicas, con las cuales una tensión total se divide en dos tensiones parciales. Se habla de un divisor de tensión cargado cuando además es necesario considerar una resistencia de carga. Se calculan las corrientes y tensiones parciales como en cualquier conexión en serie o en paralelo, aplicando las leyes de Kirchhoff.

En un divisor de tensión sin carga, la resistencia total se expresa como (ver Fig. 1)

$$(1) \quad R = R_1 + R_2$$

Por ambas resistencias fluye la misma corriente:

$$(2) \quad I = \frac{U}{R_1 + R_2}$$

U : Tensión total

En la resistencia R_2 cae por lo tanto la tensión parcial:

$$(3) \quad U_2 = I \cdot R_2 = U \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2}$$

En el caso del divisor de tensión cargado se debe considerar además la resistencia de carga R_L (ver Fig. 2) y la resistencia R_2 en las ecuaciones de arriba se substituye por:

$$(4) \quad R_p = \frac{R_2 \cdot R_L}{R_2 + R_L}$$

Para la tensión parcial U_2 se aplica ahora:

$$(5) \quad U_2 = I \cdot R_p = U \cdot \frac{R_p}{R_1 + R_p}$$

En el experimento se monta el divisor de tensión sin carga compuesto de las resistencias discretas R_1 y R_2 , aplicando para R_2 diferentes valores. Alternativamente se utiliza una unidad de potenciómetro en la cual la resistencia total $R_1 + R_2$ obligatoriamente permanece constante y la resistencia parcial R_2 se determina por la posición del cursor intermedio. La fuente de tensión entrega una tensión constante U , la cual permanece invariable a lo largo de todo el experimento. Se miden cada vez las tensiones y las corrientes parciales.

EVALUACIÓN

En el caso del divisor de tensión sin carga la tensión parcial U_2 alcanza el valor de la tensión total U , cuando R_2 es mucho mayor que R_1 y llega al valor cero cuando R_2 se hace muy pequeña. En el caso del divisor de tensión cargado con resistencias de carga grandes la resistencia en paralelo $R_p = R_2$ y la tensión parcial U_2 se obtienen a partir de (3). Se da una diferencia muy grande con respecto al divisor de tensión sin carga se da con resistencias de carga muy pequeñas. Aquí se da que $R_p = R_L$, porque la corriente fluye principalmente por la resistencia de carga y la tensión parcial U_2 toma valores muy pequeños independientemente de R_2 .

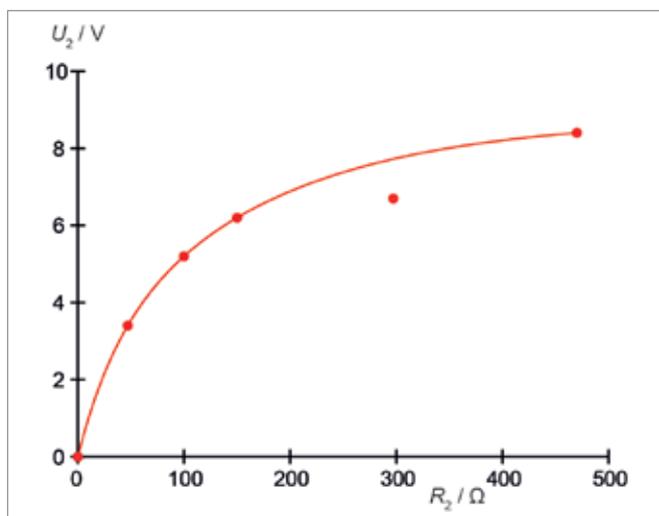


Fig. 3: Tensión parcial U_2 en dependencia de la resistencia parcial R_2 en el divisor de tensión sin carga

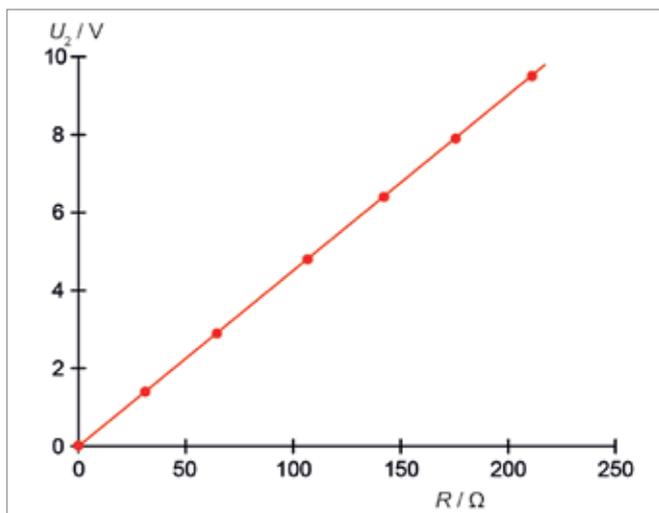


Fig. 4: Tensión parcial U_2 en dependencia de la resistencia parcial R_2 en el divisor de tensión sin carga con resistencia total $R_1 + R_2$ constante

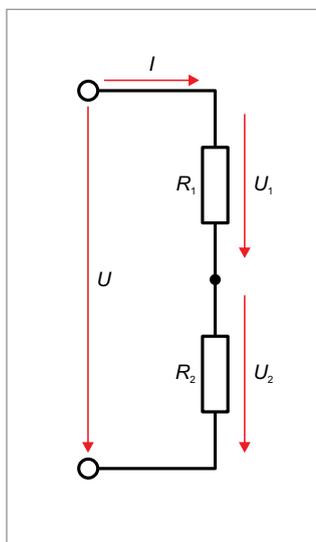


Fig. 1: Esquema de cableado del divisor de tensión sin carga

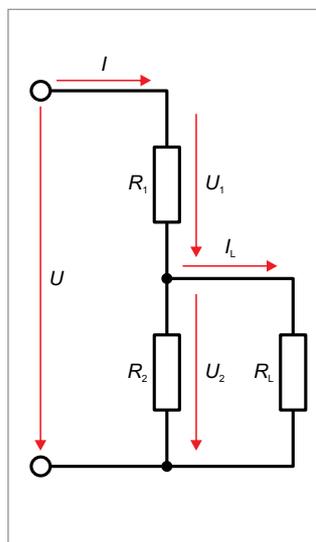


Fig. 2: Esquema de cableado del divisor de tensión cargado

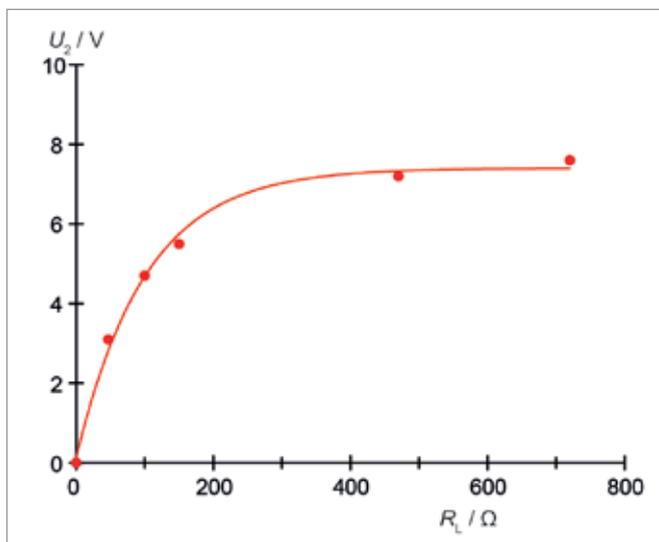


Fig. 5: Tensión parcial U_2 en dependencia de la resistencia de carga R_L en el divisor de tensión cargado

UE3020700 | ELECTRÓLISIS



➤ TAREAS

- Producción de hidrógeno por electrólisis y medición del volumen correspondiente V .
- Medición del trabajo eléctrico necesario W con una tensión constante fija U_0 .
- Cálculo de la constante de Faraday F .

OBJETIVO

Determinación de la constante de Faraday

RESUMEN

Para la determinación de la constante de Faraday se produce una determinada cantidad de Hidrógeno y Oxígeno y se mide el transporte de cargas durante el proceso.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Voltámetro de Hofmann	1002899
1	Multímetro digital P3415	1008631
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

Requerido adicionalmente:

Ácido sulfúrico, 1 mol/l

FUNDAMENTOS GENERALES

Con el nombre de **Electrólisis** se denomina la **disociación de un enlace químico bajo la acción de la corriente eléctrica**. Es decir que el **proceso de conducción eléctrica está ligado a una separación de material**, en el cual la **carga transportada Q y la cantidad de sustancia separada n son proporcionales entre sí**. La **constante de proporcionalidad se conoce como la constante de Faraday F y es una constante natural universal**.

Más exactamente, en la proporcionalidad entre la carga Q y el número molar n de la sustancia separada es necesario considerar también la valencia z de los iones separados. Se tiene que:

$$(1) \quad Q = F \cdot n \cdot z$$

Es decir, que la constante de Faraday se puede determinar, conociendo la valencia z , midiendo la carga Q y el número molar n de un proceso electrolítico.

En el experimento, por la electrólisis del agua se producen determinadas cantidades de hidrógeno y oxígeno. Para la determinación de la carga Q transportada en este proceso se mide el trabajo eléctrico realizado

$$(2) \quad W = Q \cdot U_0$$

con la tensión constante U_0 que se aplicó para la electrólisis.

El número molar n_H de los iones separados se determina a partir del volumen de hidrógeno recogido V_{H_2} a temperatura ambiente T con la presión externa p . En este caso sin embargo es necesario considerar que el hidrógeno se recoge en forma molecular y que por cada molécula recogida se han separado dos iones de hidrógeno. Partiendo de la ecuación de estado para los gases ideales se concluye que:

$$(3) \quad n_H = 2 \cdot \frac{p \cdot V_{H_2}}{R \cdot T}$$

$$R = 8.314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} : \text{Constante universal de los gases}$$

EVALUACIÓN

Para la valencia de los iones de hidrógeno se tiene que $z_H = 1$. De las ecuaciones (1), (2) y (3) se obtiene por lo tanto la ecuación de determinación

$$F = \frac{W}{U_0} \cdot \frac{R \cdot T}{2 \cdot p \cdot V_{H_2} \cdot n_H} = \frac{W}{U_0} \cdot \frac{R \cdot T}{2 \cdot p \cdot V_{H_2}}$$

Para comparar también se puede determinar el volumen V_{O_2} del oxígeno recogido. Este es la mitad del volumen del hidrógeno, porque por cada molécula de agua que se disocia se separan dos iones de hidrógeno y uno de oxígeno. Además la valencia de los iones de oxígeno es de $z_O = 2$.

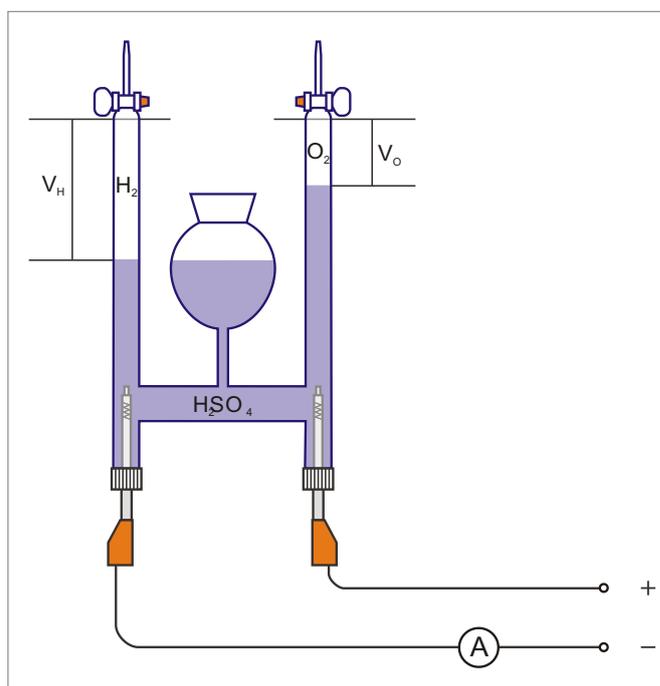


Fig. 1: Representación esquemática

UE3030300 | FUERZA DE LORENTZ



> TAREAS

- Determinación de la dirección de la fuerza de Lorentz.
- Determinación de la fuerza de Lorentz en dependencia de la corriente.
- Determinación de la fuerza de Lorentz en dependencia de la longitud efectiva del conductor.
- Determinación de la fuerza de Lorentz en dependencia de la distancia entre las piezas polares del imán permanente.

OBJETIVO

Medición de la fuerza sobre un conductor con corriente en un campo magnético

RESUMEN

Se mide la fuerza de Lorentz sobre una barra de cobre que lleva corriente, la cual se encuentra en un campo magnético colgada horizontalmente de dos cables verticales para la entrada de corriente, formando una especie de columpio. Al conectar la corriente el columpio se desvía un ángulo con respecto a la vertical, a partir del cual se puede calcular la fuerza del Lorentz. Se varían, la corriente por el conductor, el campo magnético y la longitud efectiva del conductor en el campo magnético.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de aparatos - Electromagnetismo	1002661
1	Imán permanente con distancia ajustable entre polos	1002660
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

FUNDAMENTOS GENERALES

Los electrones que se mueven en un campo magnético son desviados en dirección perpendicular al campo magnético y a la dirección de movimiento. La fuerza de desviación – la fuerza de Lorentz – sobre un solo electrón es muy difícil de captar y no se puede medir técnicamente, porque también con un campo magnético muy fuerte y con altas velocidades sigue siendo muy débil. La situación es otra cuando uno coloca en un campo magnético homogéneo un conductor que lleva corriente. En el conductor se mueven numerosos portadores de carga con la misma velocidad de desplazamiento v . Sobre el conductor actúa una fuerza resultante como suma de todas las fuerzas de Lorentz sobre cada uno de los portadores de carga.

Cuando N electrones se desplazan en un conductor recto que lleva corriente, de longitud L y sección transversal A se puede establecer que

$$(1) \quad N = n \cdot A \cdot L$$

n : Densidad numérica

Si los electrones llevan una velocidad de desplazamiento v en dirección del conductor, la corriente en el conductor es de:

$$(2) \quad I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

e : Carga elemental

Si el conductor se encuentra en un campo magnético B , en este caso sobre todos los electrones en desplazamiento actúa en conjunto la fuerza de Lorentz:

$$(3) \quad F = N \cdot e \cdot v \times B$$

Si el conductor está orientado perpendicularmente al campo magnético, la ec. (3) se puede simplificar en:

$$(4) \quad F = I \cdot B \cdot L$$

siendo F perpendicular al conductor y al campo magnético B .

En el experimento se mide la fuerza de Lorentz F sobre una barra de cobre que lleva corriente, la cual cuelga horizontalmente de dos cables verticales de entrada de corriente en el campo magnético formando una especie de columpio (ver Fig. 1). Después de conectar la corriente el columpio es desviado un ángulo φ respecto a la vertical debido a la fuerza de Lorentz, por lo tanto se tiene la ecuación para la determinación de F :

$$(5) \quad F = m \cdot g \cdot \tan \varphi$$

$m = 6,23$ g: Masa de la barra de cobre

El campo magnético B es producido por un imán permanente, en el cual la distancia entre las piezas polares d se puede variar para cambiar la intensidad del campo B . Girando las piezas polares en 90° se puede además cambiar su ancho b en la dirección del conductor y así variar la longitud efectiva L del conductor sumergido en el campo. La longitud efectiva L del conductor es algo más grande que el ancho b de las piezas polares porque el campo magnético no homogéneo "brota" más allá del borde de las piezas polares; este efecto se hace mayor mientras más grande sea la distancia d entre las piezas polares. En una buena aproximación se tiene que:

$$(6) \quad L = b + d$$

EVALUACIÓN

El ángulo φ se puede determinar a partir de la longitud del péndulo s y de la desviación x de la barra de cobre:

$$\frac{x}{\sqrt{s^2 - x^2}} = \tan \varphi$$

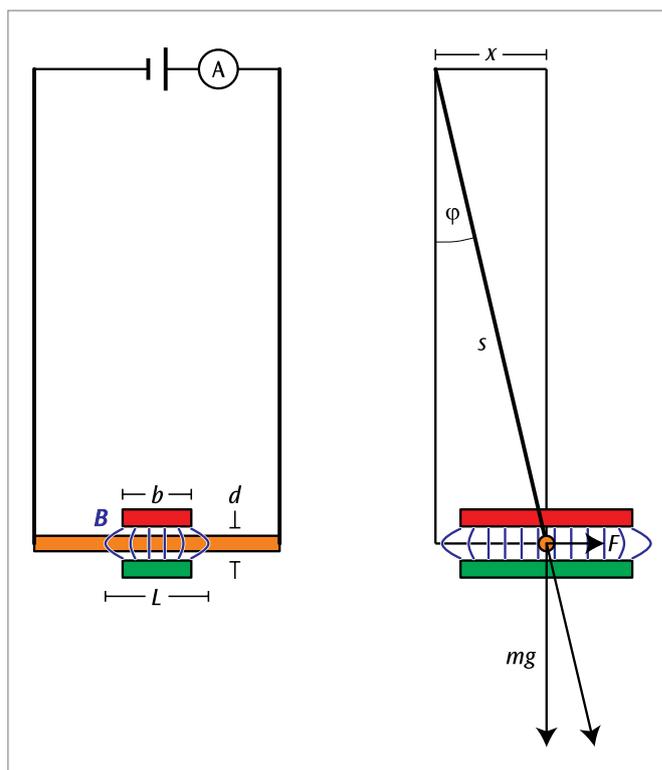


Fig. 1: Montaje de experimentación, vistas lateral y frontal

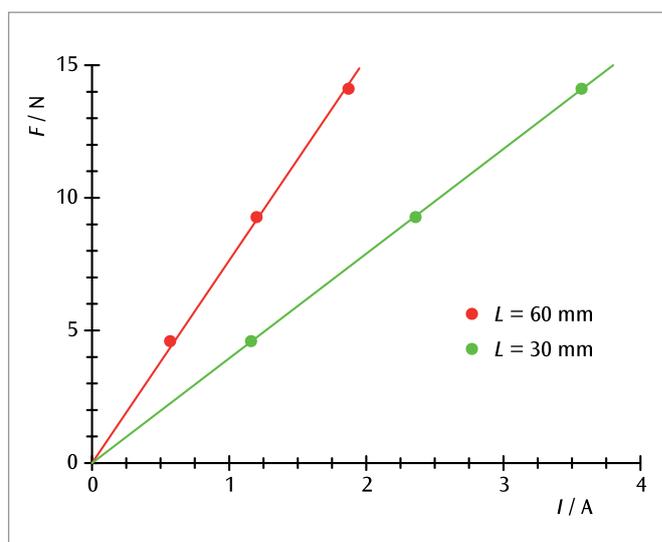


Fig. 2: Fuerza sobre un conductor con corriente en dependencia de la intensidad de corriente I para dos longitudes de conductor diferentes L . Las pendientes de las rectas dibujadas que pasan por el origen son proporcionales a L .

UE3030350 | BALANZA DE CORRIENTE



> TAREAS

- Medición de la fuerza sobre un conductor que lleva corriente en función de la intensidad de la corriente.
- Medición de la fuerza sobre un conductor que lleva corriente en dependencia con su longitud.
- Calibración del campo magnético.

OBJETIVO

Medición de la fuerza sobre un conductor que lleva corriente en un campo magnético

RESUMEN

La balanza de corriente se basa en los experimentos sobre la corriente eléctrica realizados por André-Marie Ampère. Con ella se mide la fuerza de Lorentz sobre un conductor que lleva corriente en un campo magnético, por medio de una balanza. En el presente experimento el conductor que lleva corriente cuelga de una suspensión rígida y ejerce sobre el imán permanente, que genera el campo magnético, una fuerza en su magnitud igual y contraria a la fuerza de Lorentz. En esta forma cambia aparentemente el peso del imán permanente.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de aparatos – Balanza de corriente	1021822
1	Balanza electrónica Scout SKX 420 g	1020859
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Varilla de soporte, 250 mm	1002933
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Conmutador bipolar	1018439
3	Par de cables de experimentación, 75 cm	1002850

FUNDAMENTOS GENERALES

La balanza de corriente se basa en los experimentos sobre la corriente eléctrica realizados por André-Marie Ampère. Con ella se mide la fuerza de Lorentz, sobre un conductor que lleva corriente en un campo magnético, por medio de una balanza. En el experimento una balanza de de precisión moderna mide el peso de un imán permanente. El peso del imán permanente cambia de acuerdo con el tercer axioma de Newton, cuando debido el campo magnético se ejerce una fuerza de Lorentz sobre el conductor que lleva corriente se encuentra sumergido en el campo.

$$(1) \quad \mathbf{F}_L = N \cdot e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

e : Carga elemental, N : Número total de todos los electrones que participan en la conducción de la corriente

La velocidad promedio de arrastre o de desplazamiento v es mayor mientras mayor sea la corriente I a través del conductor:

$$(2) \quad I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

n : Densidad numérica de todos los electrones que participan en la conducción de la corriente, A : Área de la sección del conductor

Debido a que

$$(3) \quad N = n \cdot A \cdot L$$

L : Longitud del conductor

se obtiene en total

$$(4) \quad \mathbf{F}_L = I \cdot L \cdot \mathbf{e} \times \mathbf{B}$$

resp.

$$(5) \quad F_L = I \cdot L \cdot B$$

porque el vector unitario e que muestra la dirección del conductor se encuentra perpendicular al campo magnético. De acuerdo con el tercer axioma de Newton se ejerce una fuerza contraria de la misma magnitud F sobre el imán permanente. Por lo tanto, dependiendo del signo, el peso G del imán permanente aumenta o disminuye. Gracias a la función de tara de la balanza, el peso G se puede compensar electrónicamente, así que la balanza muestra directamente la fuerza contraria F .

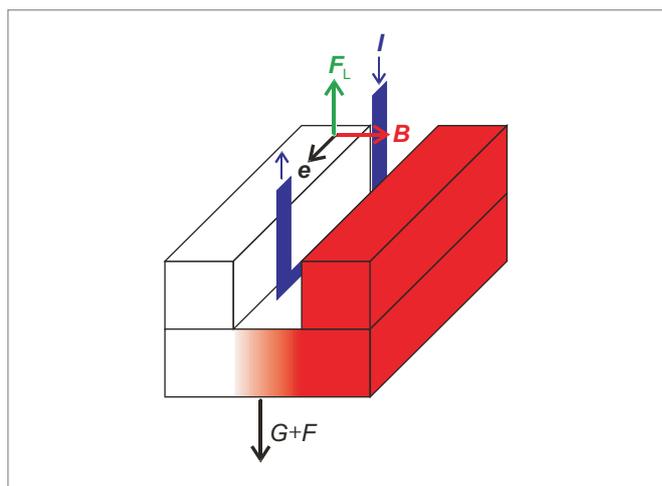


Fig. 1: Representación esquemática de la fuerza de Lorentz F_L sobre el conductor que lleva corriente y la fuerza contraria $G + F$ sobre la balanza.

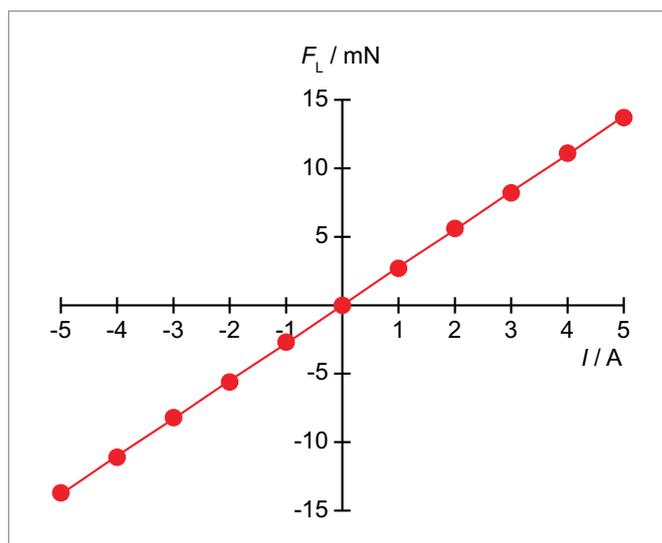


Fig. 2: Fuerza F_L en dependencia con la intensidad de corriente I

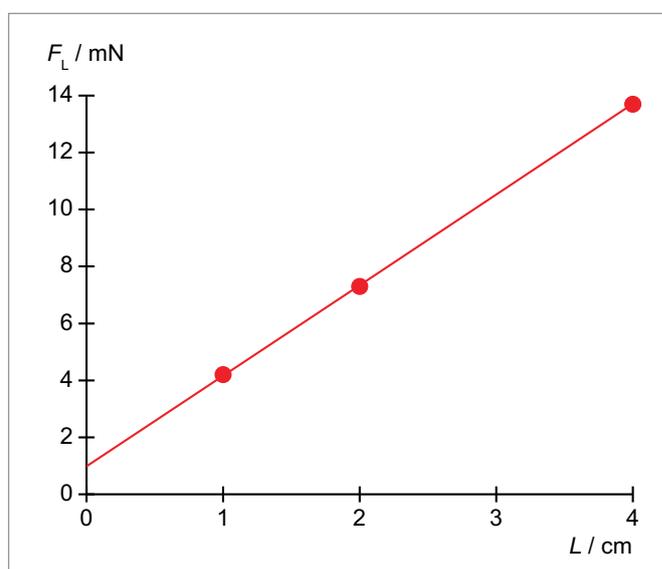


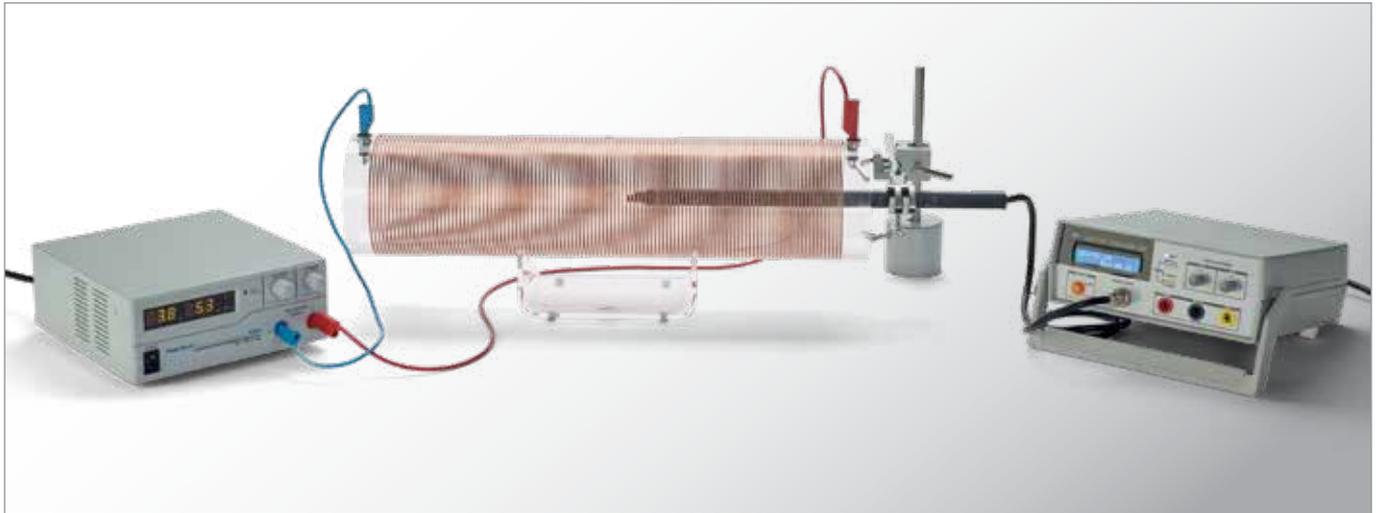
Fig. 3: Fuerza F_L en dependencia con la longitud del conductor L

EVALUACIÓN

Se muestra que la dependencia con la corriente de la fuerza de Lorentz se puede demostrar bien por medio de una línea recta que pasa por el origen (Fig. 2). En la dependencia con la longitud no es el caso (Fig. 3) porque aquí efectos de borde en los extremos del conductor juegan un papel. El campo magnético del imán permanente completamente equipado se calcula de las pendientes $a_2 = BL$ en la Fig. 2 y $a_3 = BI$ en la Fig. 3.

UE3030500

CAMPO MAGNÉTICO DE UNA BOBINA CILÍNDRICA



> TAREAS

- Determinación de la densidad de flujo magnético B en una bobina cilíndrica en dependencia de la intensidad de corriente I .
- Medición de la densidad de flujo magnético B en una bobina cilíndrica con densidad de espiras variable en dependencia de la intensidad de corriente I .
- Comprobación de la proporcionalidad con la densidad de espiras para grandes longitudes.

OBJETIVO

Determinación del campo magnético de bobinas cilíndrica de diferentes longitudes

RESUMEN

La densidad de flujo magnético en el interior de una bobina cilíndrica larga es directamente proporcional a la corriente por la bobina y a la densidad del número de vueltas, sin embargo es independiente del radio de la bobina siempre y cuando la longitud de la bobina sea mucho mayor que su diámetro. Este hecho se comprueba en el experimento con dos bobinas de diámetros diferentes así como con una bobina de densidad de espiras variable.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Bobina de campo 100 mm	1000591
1	Bobina de campo 120 mm	1000592
1	Bobina con densidad de espiras variable	1000965
1	Soporte para bobinas cilíndricas	1000964
1	Teslámetro N (230 V, 50/60 Hz)	1021669 o
	Teslámetro N (115 V, 50/60 Hz)	1021671
1	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 o
	Fuente de alimentac. DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Varilla de soporte, 250 mm	1002933
1	Nuez universal	1002830
1	Pinza universal	1002833

FUNDAMENTOS GENERALES

La ley de Biot-Savart describe la relación entre la densidad de flujo magnético B y la corriente eléctrica I a través de un conductor de cualquier geometría. Se calculan las aportaciones de partes pequeñas infinitesimales del conductor para la densidad total del flujo magnético por integración sobre la geometría del conductor. En algunos casos p.ej. con bobinas cilíndricas largas, se puede lograr una solución analítica sencilla.

Un elemento infinitesimal ds del conductor por el cual fluye la corriente I genera, según Biot-Savart, en el lugar r la densidad de flujo magnético

$$(1) \quad dB(r) = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot ds \times r}{4\pi r^3}$$

B : Densidad de flujo magnético

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} : \text{Permeabilidad del vacío}$$

En el interior de la bobina cilíndrica la densidad de flujo magnético está orientada paralelamente al eje cilíndrico de la bobina y llega a

$$(2) \quad B = \mu_0 \cdot \frac{N}{L} \cdot I$$

N : Número de espiras, L : Longitud de la bobina

siempre y cuando la longitud de la bobina sea mucho mayor que su radio. La densidad de flujo magnético es por lo tanto independiente del diámetro de la bobina y proporcional a la densidad de espiras; el número de espiras por unidad de longitud y a la corriente por la bobina.

En el experimento se mide, con un teslámetro axial, la densidad de flujo magnético en el centro de bobinas largas con corrientes de hasta 20 A. Se comprueba la independencia respecto al diámetro de la bobina así como la proporcionalidad con la corriente y con la densidad de espiras. Para esto último se tiene a disposición la bobina con densidad de espiras variable.

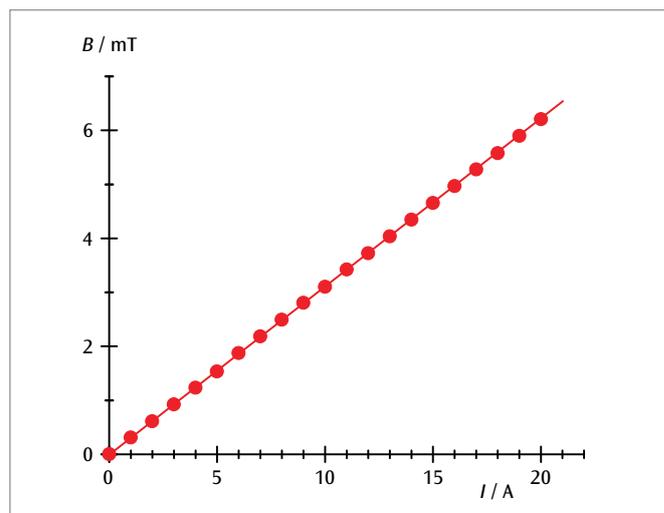


Fig. 2: Densidad de flujo magnético B en dependencia de la corriente I

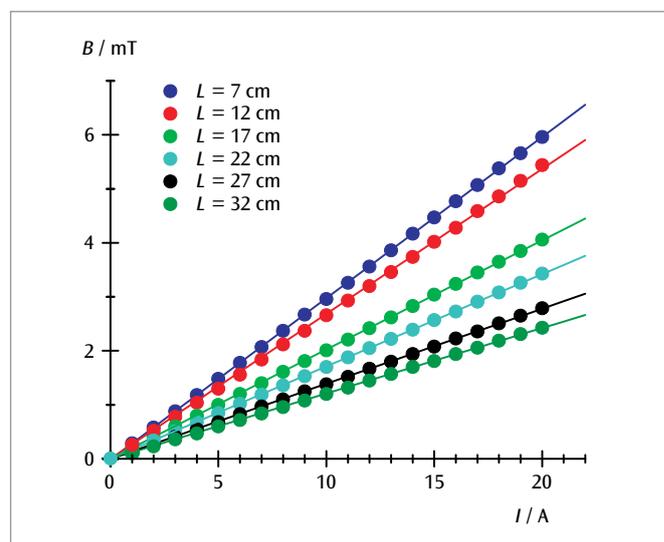


Fig. 3: Densidad de flujo magnético B en dependencia de la corriente I para la bobina con densidad de espiras variable, para diferentes longitudes L

EVALUACIÓN

Las mediciones comprueban en todos los casos la proporcionalidad de la densidad de flujo magnético B con la corriente I por la bobina.

La proporcionalidad con respecto a la densidad de espiras se comprueba siempre y cuando la longitud de la bobina sea mayor que tres veces el radio de la bobina.



Fig. 1: Bobina de densidad de espiras variable

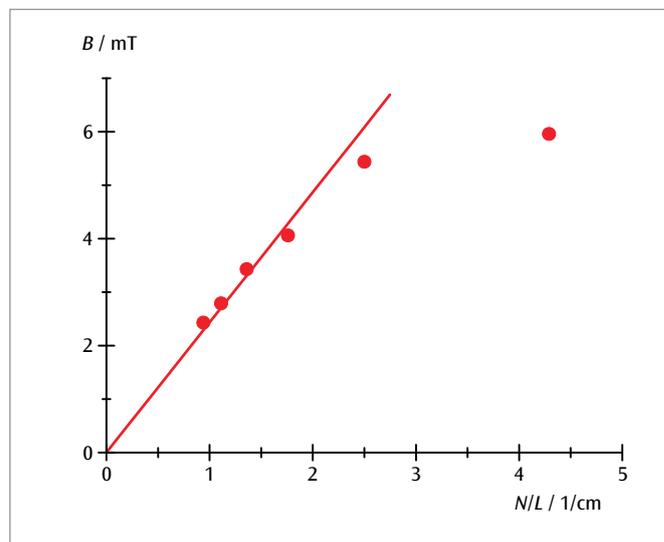


Fig. 4: Densidad de flujo magnético B en dependencia de la densidad de espiras con N/L para $I = 20$ A

UE3030700 | CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE



> TAREAS

- Medición del ángulo que gira una aguja magnética orientada paralelamente a la componente horizontal del campo magnético terrestre al superponer el campo magnético horizontal de un par de bobinas de Helmholtz.
- Determinación de la componente horizontal del campo magnético terrestre.
- Medición de la inclinación y determinación de la componente vertical y la magnitud total del campo magnético terrestre.

OBJETIVO

Determinación de las componentes horizontal y vertical del campo magnético terrestre

RESUMEN

En el experimento se determinan la inclinación, la magnitud así como las componentes horizontal y vertical del campo magnético terrestre en el lugar de la medición. La componente horizontal del campo magnético terrestre se halla a partir del giro de una aguja magnética en la superposición del campo magnético terrestre con el campo magnético de un par de bobinas de Helmholtz. Tras la medición del ángulo de inclinación se puede también calcular la componente vertical y la magnitud total del campo magnético terrestre.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Bobinas de Helmholtz 300 m	1000906
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Inclinatorio E	1006799
1	Resistencia variable 100 Ω	1003066
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

La tierra está rodeada por un campo magnético el cual es generado por el llamado geodinamo. Cerca de la superficie terrestre el campo magnético se parece al campo de un dipolo magnético, las líneas de campo saliendo del hemisferio sur de la tierra y volviendo a entrar en el hemisferio norte de la tierra. El ángulo entre la dirección del campo magnético terrestre y la horizontal se denomina "Inclinación". La componente horizontal del campo magnético tiene un curso, en principio, paralelo a la dirección geográfica norte-sur. Como la corteza terrestre tiene diferentes magnetizaciones, aparecen desviaciones llamadas en general "Declinación".

En el experimento se determinan la inclinación y la magnitud así como las componentes horizontal y vertical del campo magnético terrestre en el lugar de experimentación.

Es válida la relación

$$(1) \quad B_v = B_h \cdot \tan \alpha$$

α : Inclinación

B_h : Componente horizontal

B_v : Componente vertical

y

$$(2) \quad B = \sqrt{B_h^2 + B_v^2}$$

Es decir que es suficiente la determinación de las magnitudes B_h y α porque las dos siguientes se pueden calcular.

La inclinación α se determina con un inclinómetro. Para la determinación de la componente horizontal B_h se utiliza el mismo inclinómetro orientado en la horizontal de tal forma que su aguja magnética quede paralela a la componente horizontal y señale hacia 0° . Un par de bobinas de Helmholtz generan un campo adicional B_{HH} , perpendicular a B_h y gira la aguja magnética en un ángulo β como indica la Fig. 1.

$$(3) \quad \frac{B_{HH}}{B_h} = \tan \beta$$

Para mejorar la exactitud se realiza esta medición para diferentes ángulos β .

EVALUACIÓN

De (3) se obtiene:

$$B_{HH} = B_h \cdot \tan \beta$$

La componente horizontal B_h es por lo tanto la pendiente de una línea que pasa por el origen en un diagrama B_{HH} - $\tan \alpha$. El campo magnético B_{HH} del par de bobinas de Helmholtz se puede determinar muy fácilmente. En el interior del par de bobinas el campo es muy homogéneo y proporcional a la intensidad de la corriente I que pasa por cada una de las bobinas:

$$B_{HH} = k \cdot I \text{ con}$$

$$k = \left(\frac{4}{5} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

$N = 124$: Número de espiras, $R = 147,5$ mm: Radio de las bobinas

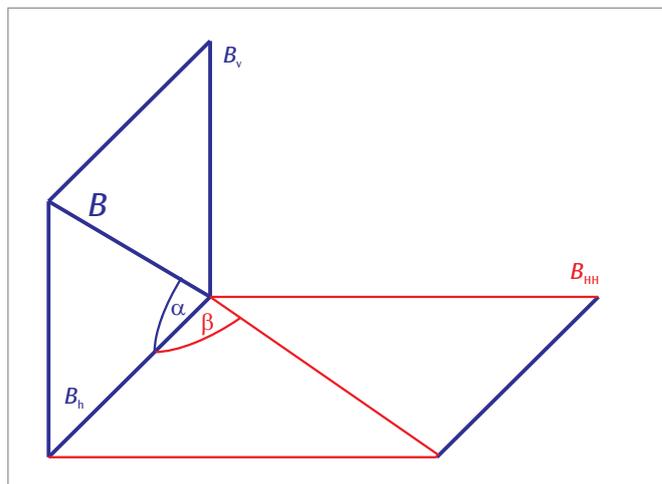


Fig. 1: Representación de las componentes de los campos magnéticos considerados en el experimento y definición de los ángulos correspondientes

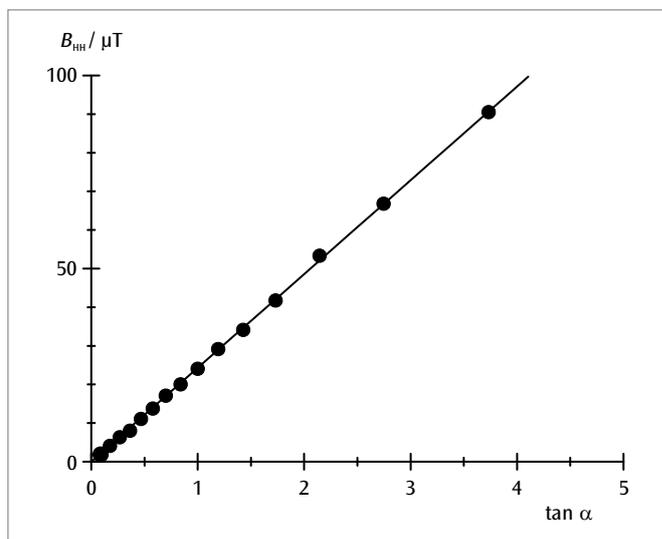
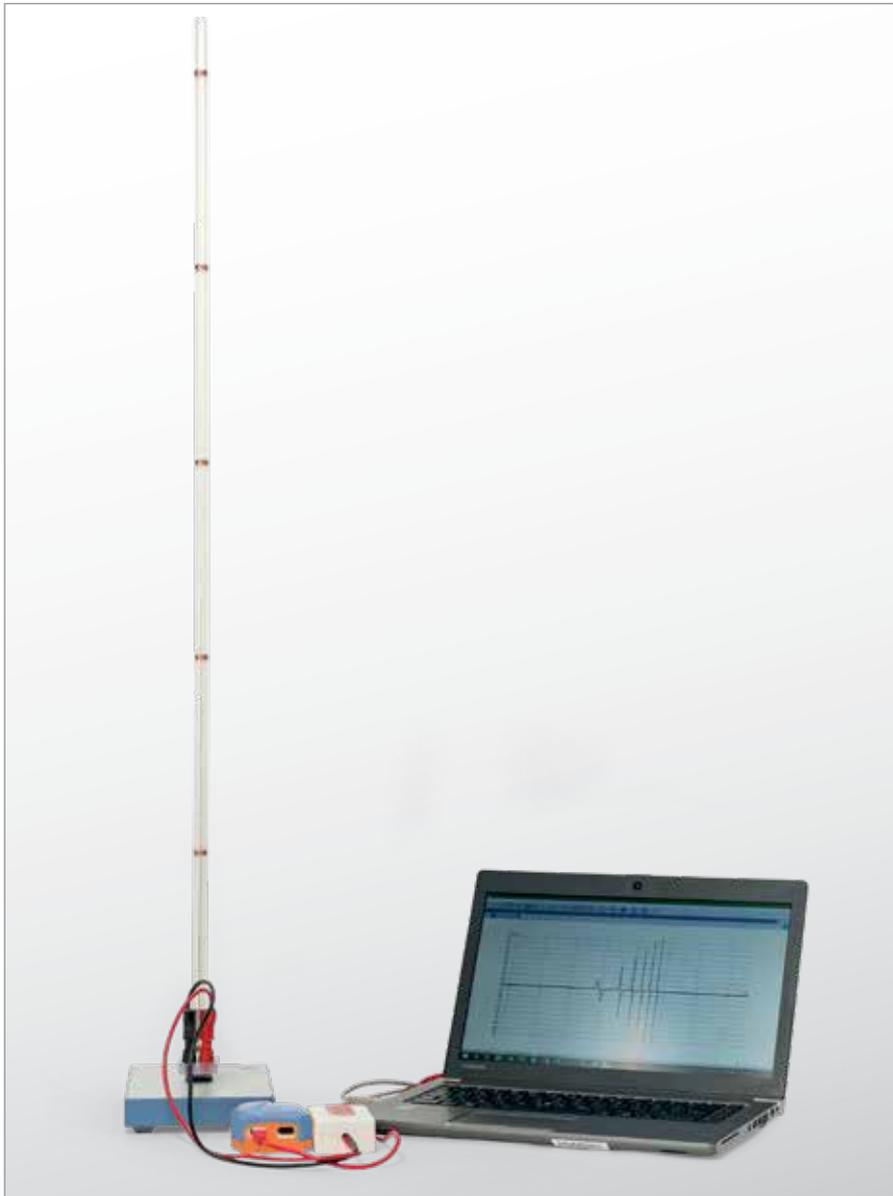


Fig. 2: Diagrama B_{HH} - $\tan \alpha$ para la determinación de la componente horizontal del campo magnético terrestre

UE3040100 | LEY DE INDUCCIÓN DE FARADAY



OBJETIVO

Producción de un impulso de tensión en un bucle conductor por medio de un imán permanente en movimiento

RESUMEN

Si un imán permanente cae secuencialmente por varias bobinas de inducción de igual construcción conectadas en serie, se induce en cada una de ellas un impulso de tensión, cuya amplitud aumenta de bobina en bobina por el movimiento progresivo y creciente del imán, porque la velocidad del imán aumenta continuamente. El flujo magnético calculado por la tensión medida alcanza para todas las bobinas el mismo valor.

> TAREAS

- Observación del movimiento de un imán permanente a través de varias bobinas de inducción conectadas en serie.
- Medición del curso temporal de la tensión inducida.
- Cálculo del curso temporal del flujo magnético.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo con 6 bobinas de inducción	1001005
1	WiLab*	1022284
1	Sensor de tensión diferencial de 500 mV	1021681
1	Cable de sensor	1021514
Requerido adicionalmente:		
1	Licencia Coach 7	

* Alternativas: 1 VinciLab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

Cada cambio del flujo magnético a través de un bucle conductor cerrado induce en éste una tensión eléctrica. Un cambio como tal se puede producir, por ejemplo, cuando un imán permanente se mueve a través de un bucle conductor fijo.

En este caso es muy instructivo, además de observar la tensión inducida dependiente del tiempo:

$$(1) \quad U(t) = -\frac{d\Phi}{dt}(t)$$

Φ : Flujo magnético

también el llamado impulso de tensión:

$$(2) \quad \int_{t_1}^{t_2} U(t) \cdot dt = \Phi(t_1) - \Phi(t_2)$$

Éste corresponde a la diferencia del flujo magnético al principio (t_1) y al final (t_2) de un proceso observado.

En el experimento, un imán permanente cae por un tubo que lleva seis bobinas de inducción de igual construcción conectadas en serie. Se representa el curso temporal de la tensión inducida (ver Fig. 1), cuya amplitud se hace cada vez mayor por el movimiento progresivo del imán, porque la velocidad del imán aumenta continuamente.

El área bajo las señales de tensión tanto positivas como negativas son iguales en valor absoluto. Éstas corresponden al máximo flujo Φ del imán permanente dentro de cada una de las bobinas.

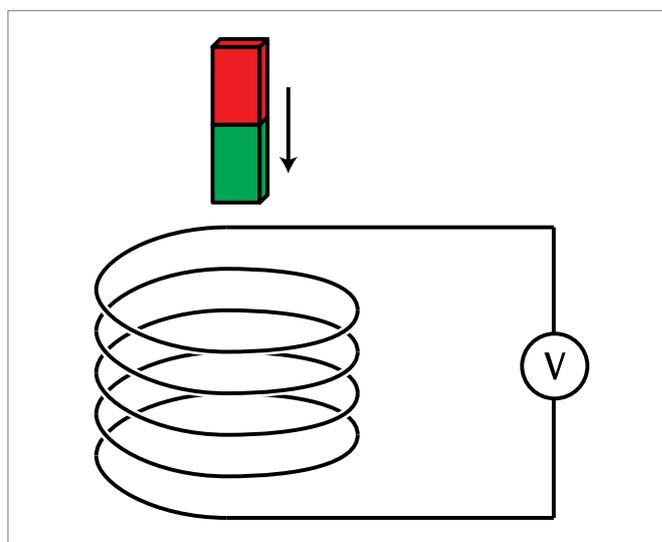


Fig. 1: Principio de medición



Fig. 2: Curso temporal del flujo magnético

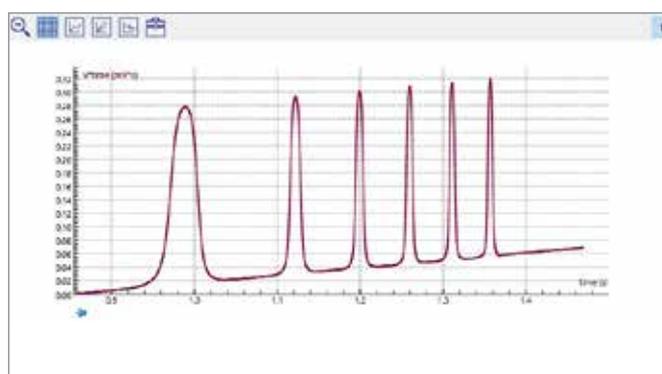


Fig. 3: El flujo magnético Φ en función del tiempo

EVALUACIÓN

El signo de la tensión se fija de tal forma que durante la fase de entrada del imán en el bucle conductor se induce una tensión negativa.

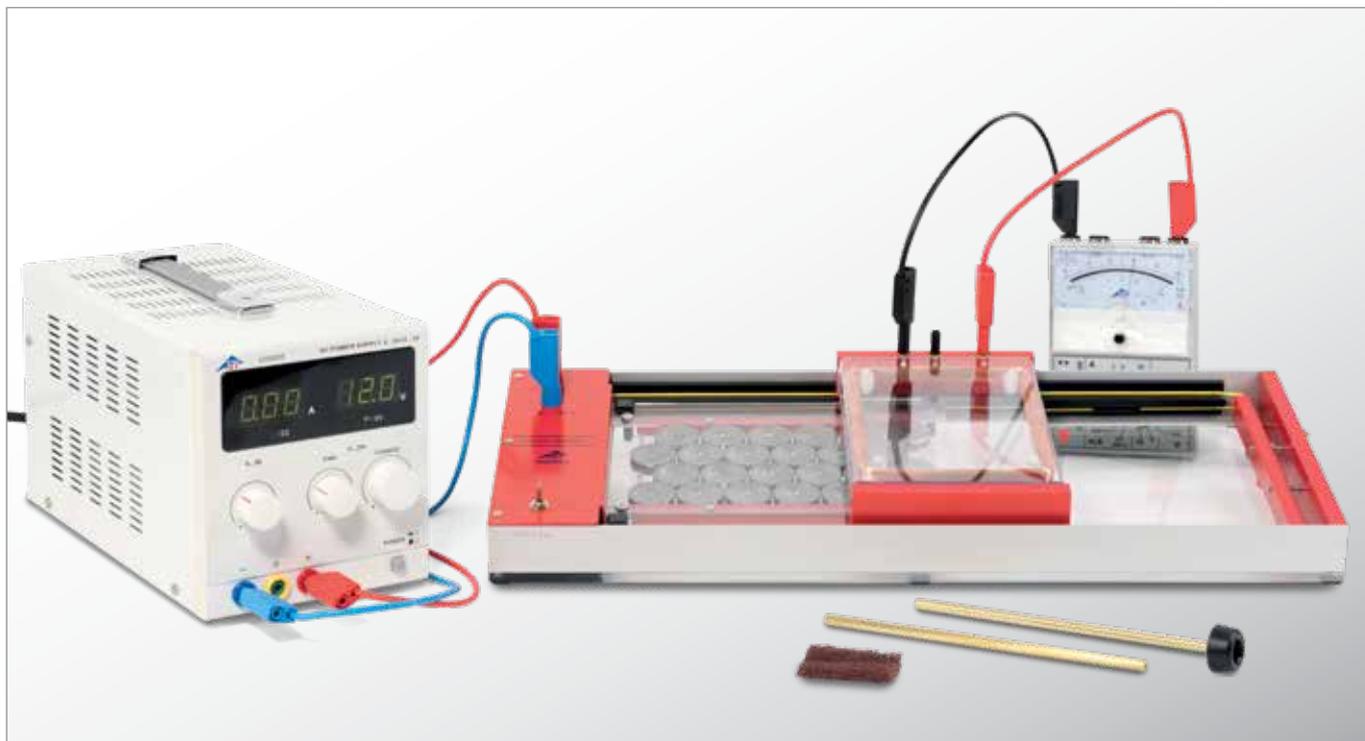
La tensión inducida retorna a cero cuando el imán llega al centro de la bobina y el flujo magnético llega a su máximo valor. Durante la fase de salida del imán se induce una tensión positiva.

Partiendo de la tensión medida y aplicando la ecuación (2) para realizar una integración se puede calcular el flujo magnético en el momento t :

$$\Phi(t) = \Phi(0) - \int_0^t U(t') \cdot dt'$$

Éste alcanza el mismo valor para cada una de las bobinas, dentro del marco de la exactitud de medida (ver Fig. 2).

UE3040200 | INDUCCIÓN EN UN BUCLE CONDUCTOR EN MOVIMIENTO



> TAREAS

- Medición de la tensión de inducción en dependencia de la velocidad del bucle conductor.
- Medición de la tensión de inducción en dependencia del número de espiras del bucle conductor.
- Comparación del signo de la tensión de inducción al dejar entrar o dejar salir el bucle conductor.
- Comparación del signo de la tensión de inducción al cambiar la dirección de movimiento.
- Medición de la tensión de inducción en un bucle conductor con sección variable y una espira.

OBJETIVO

Medición de la tensión de inducción en un bucle conductor en movimiento dentro de un campo magnético

RESUMEN

El cambio de flujo magnético necesario para la inducción de una tensión en un bucle conductor puede resultar del movimiento del bucle conductor. Esta situación se logra cuando se deja entrar o salir con velocidad constante a un bucle conductor orientado perpendicularmente a las líneas de flujo de un campo magnético homogéneo. En el primer caso aumenta el flujo magnético en su intensidad, en el segundo caso disminuye. Por lo tanto la tensión inducida cambia de signo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de inducción	1000968
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843
1	Cronómetro mecánico de adición	1002810
Recomendado adicionalmente:		
1	Amplificador de medida U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 o
	Amplificador de medida U (115 V, 50/60 Hz)	1020744

FUNDAMENTOS GENERALES

Bajo el concepto de inducción electromagnética se entiende la generación de una tensión eléctrica a lo largo de un bucle conductor por el cambio del flujo magnético, que pasa a través del bucle conductor. El cambio del flujo puede resultar por el cambio del campo magnético o por el movimiento del bucle conductor.

Para deducir las relaciones se observa frecuentemente un bucle conductor en forma de U con varilla transversal móvil orientada perpendicularmente a un campo magnético homogéneo B (ver Fig. 1). El flujo magnético a través de la sección limitada por la varilla transversal es:

$$(1) \quad \Phi = B \cdot a \cdot b$$

a : Ancho, b : Longitud del bucle

Si la varilla transversal se mueve con una velocidad v , el flujo magnético cambia por el cambio de la longitud del bucle conductor. La velocidad de cambio

$$(2) \quad \frac{d\Phi}{dt} = B \cdot a \cdot v$$

se puede medir en el experimento en forma de una tensión

$$(3) \quad U = -B \cdot a \cdot v$$

en el alcance de μV cuando se aplica el amplificador de medida recomendado aquí.

La tensión inducida se hace mucho mayor cuando un bucle conductor formado por muchas espiras en un marco soporte se mueve en el campo magnético. Siempre y cuando el marco se encuentre sólo parcialmente sumergido en el campo magnético se tiene todavía la situación mostrada en la Fig. 1. El movimiento del bucle conductor conduce a un cambio del flujo:

$$(4) \quad \frac{d\Phi_1}{dt} = B \cdot N \cdot a \cdot v$$

N : Número de espiras

el cual se puede medir como una tensión inducida.

$$(5) \quad U_1 = -B \cdot N \cdot a \cdot v$$

En el momento en que el bucle conductor está completamente sumergido en el campo magnético, la tensión se reduce a cero. Esto cambiará solamente cuando el bucle conductor vuelva a salir del campo magnético. Ahora el campo magnético disminuye y la tensión inducida cambia su signo. El cambio del signo también tiene lugar cuando cambia la dirección de movimiento del bucle conductor.

En el experimento se varía la tensión de alimentación del motor que arrastra el bucle conductor. De esta forma se pueden ajustar diferentes velocidades del bucle conductor. Además se puede cambiar la dirección de rotación del motor. Se tiene además una derivación intermedia, así se puede medir la tensión inducida para diferentes números de espiras N .

EVALUACIÓN

Del tiempo t , que necesita el bucle conductor para un paso completo y la correspondiente longitud del trayecto L se puede calcular la velocidad

$$v = \frac{L}{t}$$

Esta velocidad y la tensión inducida se llevan a un diagrama U - v . Aquí los valores de medida se encuentran en una recta que pasa por el origen (ver Fig. 2).

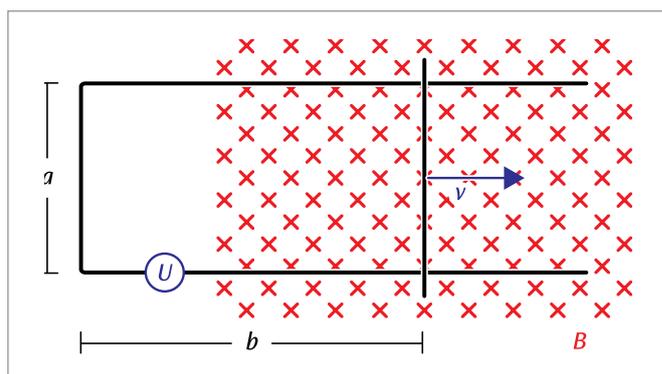


Fig. 1: Cambio del flujo magnético por el cambio de la sección del bucle

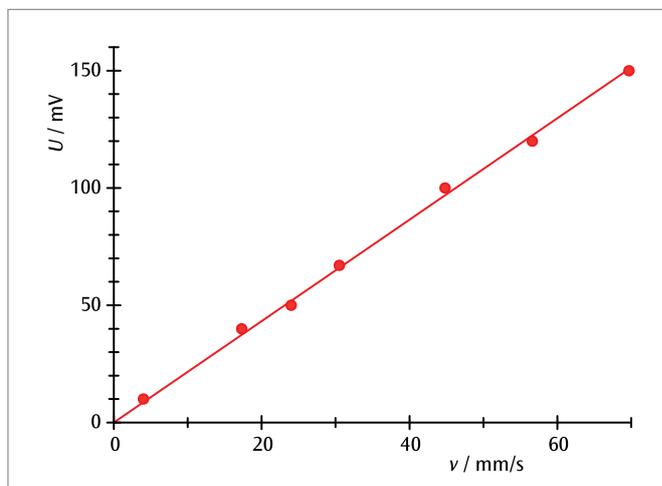
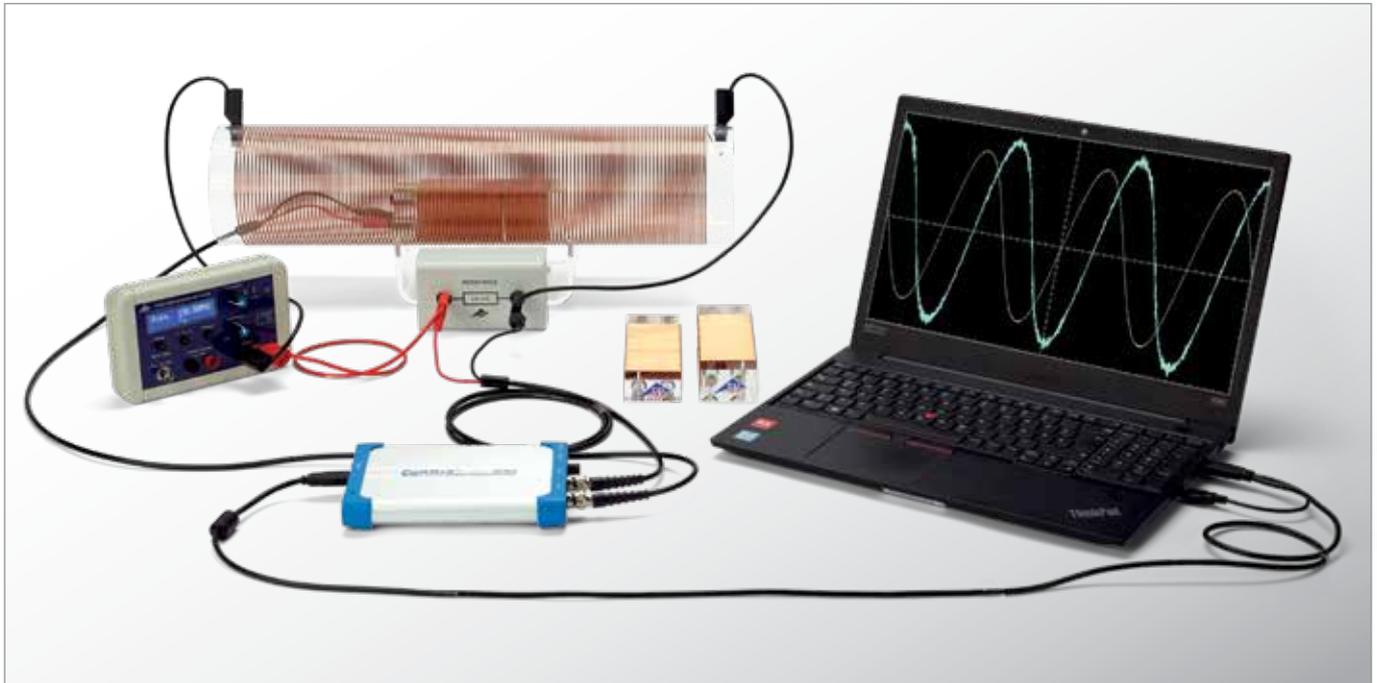


Fig. 2: Tensión inducida en dependencia de la velocidad del bucle conductor

UE3040300

INDUCCIÓN EN UN CAMPO MAGNÉTICO VARIABLE



> TAREAS

- Medición de la tensión de inducción en dependencia con el número de espiras N de la bobina de inducción.
- Medición de la tensión de inducción en dependencia con la superficie transversal A de la bobina de inducción.
- Medición de la tensión de inducción en dependencia con la amplitud I_0 de la corriente alterna inducida.
- Medición de la tensión de inducción en dependencia con la frecuencia f de la corriente alterna inducida.
- Medición de la tensión de inducción en dependencia con forma de la señal de la corriente alterna inducida.

OBJETIVO

Medición de la tensión de inducción en una bobina de inducción

RESUMEN

Si un bucle conductor cerrado, con N espiras, por el cual fluye una corriente alterna, se encuentra en una bobina cilíndrica, se induce una tensión alterna dependiente del tiempo debida al flujo magnético variable en el tiempo a través del bucle. Esa tensión de inducción depende del número de espiras y de la sección transversal del bucle conductor, así como de la frecuencia, la amplitud y la forma de la señal de la corriente alterna aplicada en la bobina de campo. Estas dependencias se estudian y se comparan con la teoría.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de 3 bobinas de inducción	1000590
1	Bobina de campo 120 mm	1000592
1	Soporte para bobinas cilíndricas	1000964
1	Resistencia de precisión 1Ω	1009843
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

BÁSICOS GENERALES

Cualquier cambio en el flujo magnético a través de un circuito conductor cerrado con N vueltas induce un voltaje eléctrico en él. Tal cambio es p. causado cuando el bucle conductor está en una bobina cilíndrica a través de la cual fluye una corriente alterna.

Para la tensión alterna dependiente del tiempo se tiene según la ley de inducción de Faraday:

$$(1) \quad U(t) = -N \cdot \frac{d\Phi}{dt}(t)$$

El flujo magnético Φ a través de una superficie A se da por

$$(2) \quad \Phi = B \cdot A$$

B : Densidad de flujo magnético

cuando la densidad de flujo magnético B pasa perpendicularmente a través de la superficie A . Por lo tanto, de la ecuación (1) se obtiene:

$$(3) \quad U(t) = -N \cdot A \cdot \frac{dB}{dt}(t)$$

La bobina de campo genera en el bucle conductor la densidad de flujo magnético:

$$(4) \quad B = \mu_0 \cdot \frac{N_F \cdot I}{L_F}$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$; Permeabilidad del vacío, N_F : Número de espiras de la bobina de campo, L_F : Longitud de la bobina de campo, I : Corriente por la bobina de campo

Así se obtiene de la ecuación (3):

$$(5) \quad U(t) = -\mu_0 \cdot N \cdot A \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot \frac{dI}{dt}(t)$$

En el experimento por medio de un generador de funciones, primero se aplica en la bobina de campo una señal senoidal. La amplitud I_0 de la corriente $I(t)$ por la bobina de campo se determina por medio de una resistencia conectada en serie. Se mide la amplitud U_0 de la tensión inducción $U(t)$ en dependencia con el número de espiras N y el área A de la sección transversal de la bobina de inducción así como de la frecuencia de la señal senoidal y de la amplitud I_0 de la corriente a través de la bobina de campo. Además de medir con la señal senoidal, con el número de espiras, el área de la sección así como la frecuencia fijos se mide con una señal triangular y una cuadrada en la bobina de campo y cada vez se realizan fotos de la pantalla.

EVALUACIÓN

Para corriente sinusoidal $I = I(t) = I_0 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)$

es $U(t) = U_0 \cdot [-\cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)]$

con $U_0 = 2 \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot N \cdot A \cdot I_0 \cdot f$

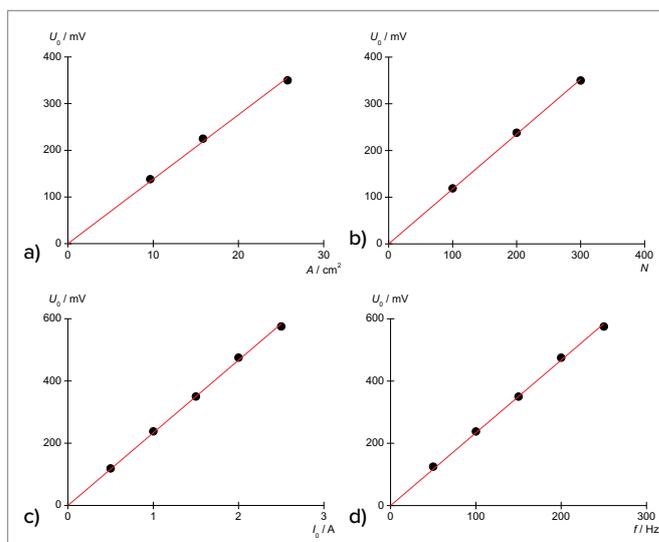


Fig. 1: Amplitud de la tensión de inducción en dependencia con el número de espiras y con área de la sección transversal de la bobina de inducción, con la amplitud de la corriente por la bobina de campo y con la frecuencia de la señal senoidal conectada en la bobina de campo.

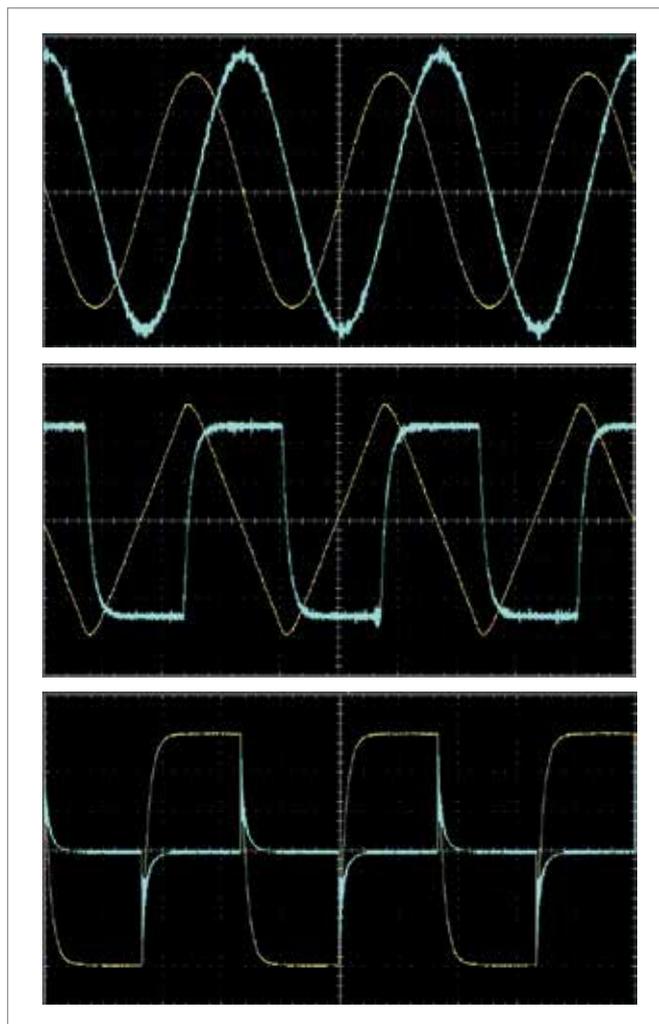


Fig. 2: Fotos de la pantalla de los cursos en el tiempo de la tensión de inducción para una señal senoidal (arriba a la izquierda), triangular (arriba a la derecha), cuadrada (abajo) conectada en la bobina de campo.

UE3040400 | PÉNDULO DE WALTENHOFEN



> TAREAS

- Análisis de la atenuación de la corriente parásita de un péndulo de Waltenhofen en un campo magnético no homogéneo.
- Comprobación del bloqueo de las corrientes parásitas en un disco de metal ranurado.

OBJETIVO

Demostración y análisis del funcionamiento de un freno de corrientes parásitas

RESUMEN

Se inducen corrientes parásitas en un disco de metal que se mueve a través de un campo magnético no homogéneo. El campo magnético no homogéneo ejerce una fuerza sobre estas corrientes parásitas y esto inhibe el movimiento del disco de metal.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Péndulo de Waltenhofen	1000993
1	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
1	Varilla de soporte, 750 mm	1002935
1	Nuez universal	1002830
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Núcleo en U	1000979
1	Par de zapatas polares	1000978
1	Par de arcos tensores	1000977
2	Bobina D con 1200 espiras	1000989
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Si un disco de metal se mueve dentro de un campo magnético no homogéneo, en cada segmento del disco varía constantemente el flujo magnético y en el área de dicho segmento se induce una tensión circular. Por tanto, fluyen corrientes parásitas en todo el disco de metal. En el campo magnético, éstas sufren la acción de la fuerza de Lorentz, lo cual inhibe el movimiento del disco. Las corrientes parásitas se reducen drásticamente si en el disco se practican ranuras, de manera que la corriente sólo pueda pasar de una nervadura a otra dando un rodeo. En este caso, el movimiento del disco sólo se inhibe un poco.

La aparición y la inhibición de las corrientes parásitas se pueden demostrar de manera impresionante por medio de un péndulo de Waltenhofen. Se trata de un disco de metal, parcialmente ranurado, que oscila en un campo magnético no homogéneo.

I (A)	Número de oscilaciones	
	Disco sin ranuras	Disco con ranuras
0,25	21	90
0,5	6	59
0,75	3	46
1	2	37
1,25	1	30

Tab. 1: Número de oscilaciones del disco de aluminio dentro del campo magnético después de abandonar su estado de reposo. Las piezas polares se encuentran a una distancia de 8 mm y la desviación es de aproximadamente 7 cm.

EVALUACIÓN

Si el lado no ranurado del disco de metal oscila a través del campo magnético no homogéneo, las oscilaciones sufren una atenuación. La atenuación es mayor mientras más grande sea el campo magnético. Dentro del disco de metal se inducen corrientes parásitas. El campo magnético no homogéneo ejerce en su totalidad, sobre estas corrientes parásitas, una fuerza antagónica al movimiento (compárese con la ley de Lenz).

Si el lado ranurado del disco de metal oscila dentro del campo magnético no homogéneo, la atenuación es débil, puesto que la formación de las corrientes parásitas también es débil.

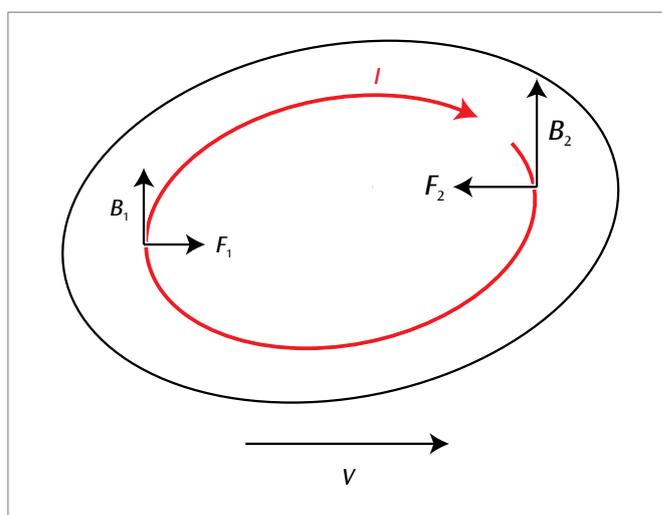


Fig. 1: La corriente parásita I en un disco metálico que se mueve con una velocidad v a través de un campo magnético no homogéneo B_1 , B_2 y las fuerzas de Lorentz F_1 y F_2 que actúan sobre ambas ramas de corriente parásita. La fuerza opuesta al movimiento es mayor que la fuerza que va en el sentido del movimiento.

UE3040500 | TRANSFORMADOR



> TAREAS

- Medición de la tensión de secundario en dependencia con la tensión de primario, en vacío manteniendo fijos los números de espiras.
- Medición de la corriente de primario en dependencia con la corriente de secundario en cortocircuito y manteniendo fijos los números de espiras.
- Medición de la tensión de primario, la corriente de primario de la tensión de secundario y de la corriente secundario con una resistencia de carga indicada.
- Determinación de las pérdidas de potencia y del valor eficaz.

OBJETIVO

Mediciones con un transformador vacío y en un cargado

RESUMEN

Los transformadores son convertidores de tensión que se basan en la ley de inducción electromagnética de Faraday. Se utilizan especialmente en la transmisión de potencia eléctrica a grandes distancias, para minimizar las pérdidas de potencia se aumentan las tensiones a valores lo más alto posible y correspondiente con corrientes muy bajas. En el experimento, a partir de las corrientes y tensiones medidas en vacío, en cortocircuito y bajo carga, se comprueban, la proporcionalidad directa resp la indirecta de las relaciones de tensión y corriente referentes a la relación del número de espiras así calcular las pérdidas de potencia y la eficiencia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Bobina D con 600 espiras	1000988
1	Bobina D con 1200 espiras	1000989
1	Núcleo de transformador D	1000976
1	Transformador con rectificador 2/ 4/ 6/ 8/ 10/ 12/ 14 V, 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003558 o
	Transformador con rectificador 2/ 4/ 6/ 8/ 10/ 12/ 14 V, 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003557
2	Multímetro digital P3340	1002785
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Los transformadores son convertidores de tensión que se basan en la ley de inducción electromagnética de Faraday. Se utilizan especialmente en la transmisión de potencia eléctrica a grandes distancias, para minimizar las pérdidas de potencia aumentando las tensiones a valores lo más alto posible y correspondiente con corrientes muy bajas.

En su forma más sencilla, un transformador está compuesto de dos bobinas acopladas, la bobina primaria con un número de espiras N_1 y la bobina secundaria con un número de espiras N_2 , que encierran un núcleo común de hierro. El flujo magnético Φ_1 generado por la corriente I_1 en el primario, penetra totalmente la bobina secundaria. A continuación se considera el transformador ideal, es decir, libre de pérdidas. En el transformador sin carga no fluye ninguna corriente en el circuito secundario, es decir $I_2 = 0$. Si en la bobina primaria se conecta una tensión alterna U_1 , fluye una corriente en vacío I_1 , la cual genera el flujo magnético Φ_1 y así induce una tensión U_{ind} . Esta tensión inducida U_{ind} es contraria a U_1 y por la ley de mallas de Kichhoff se tiene que $U_1 + U_{ind} = 0$:

$$(1) \quad U_{ind} = -L_1 \cdot \frac{dI_1}{dt} = -N_1 \cdot \frac{d\Phi_1}{dt} = -U_1$$

L_1 : Inductividad de la bobina primaria

Φ_1 : Flujo magnético generado por I_1

Como el flujo magnético Φ_1 atraviesa además totalmente la bobina secundaria, se induce allí una tensión

$$(2) \quad U_2 = -N_2 \cdot \frac{d\Phi_1}{dt}$$

De (1) y (2) se obtiene al final que:

$$(3) \quad \frac{U_2}{U_1} = -\frac{N_2}{N_1}$$

El signo menos muestra que U_1 y U_2 tienen un desplazamiento de fase de 180° en caso que los arrollamientos tengan el mismo sentido, resp. con arrollamientos contrarios están en fase.

Con el transformador cargado fluye en la bobina secundaria una corriente igual a $I_2 = U_2 / R$, siendo R la resistencia óhmica del consumidor. Esta corriente genera un flujo magnético Φ_2 , que debido a la ley de Lenz es contrario al flujo magnético Φ_1 producido por la corriente de primario I_1 . Como la corriente de primario I_1 permanece constante, la corriente I_1 aumenta. En el caso ideal la potencia P_2 entregada por la bobina secundaria es igual a la potencia recibida por la bobina primaria P_1 :

$$(4) \quad P_1 = U_1 \cdot I_1 = U_2 \cdot I_2 = P_2$$

Junto con (3) se obtiene entonces:

$$(5) \quad \frac{I_1}{I_2} = \frac{N_2}{N_1}$$

En el experimento se conecta un voltímetro en el lado secundario y se mide la tensión U_{2o} secundaria en vacío ($I_{2o} = 0$) en dependencia con la tensión de primario U_{1o} , con la relación de espiras $N_1/N_2 = 1/2$ fija. Luego se cortocircuita el lado secundario con un amperímetro ($U_{2c} = 0$) y se mide la corriente del primario I_{1c} en dependencia con la corriente de secundario I_{2c} para una relación de espiras $N_1/N_2 = 1/2$ fija. A continuación se conecta una resistencia de carga $R = 2 \Omega$ en el lado secundario y se miden, la tensión del primario U_1 , la corriente del primario I_1 , la tensión de secundario U_2 y la corriente de secundario I_2 para una relación de espiras fija $N_1/N_2 = 1/2$.

EVALUACIÓN

A partir de la ecuación (3) se obtiene para las magnitudes de las tensiones

$$U_2 = \frac{N_2}{N_1} \cdot U_1$$

y de la ecuación (5) correspondientemente para las corrientes

$$I_1 = \frac{N_2}{N_1} \cdot I_2$$

Por lo tanto, las pendientes de las rectas en los diagramas de las figuras 2 y 3 son determinadas por la relación de los números de espiras.

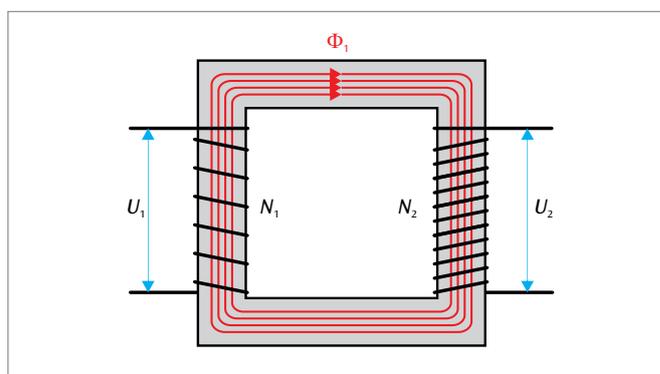


Fig. 1: Representación esquemática del transformador

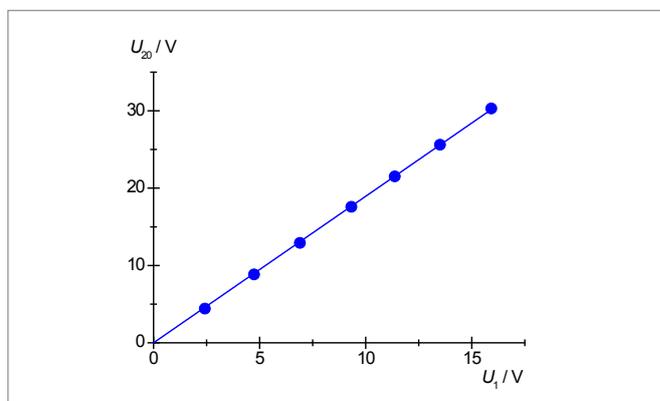


Fig. 2: Tensión de secundario U_{2o} en dependencia con la tensión de primario U_{1o} en vacío ($I_{2o} = 0$), $N_1 = 600$, $N_2 = 1200$

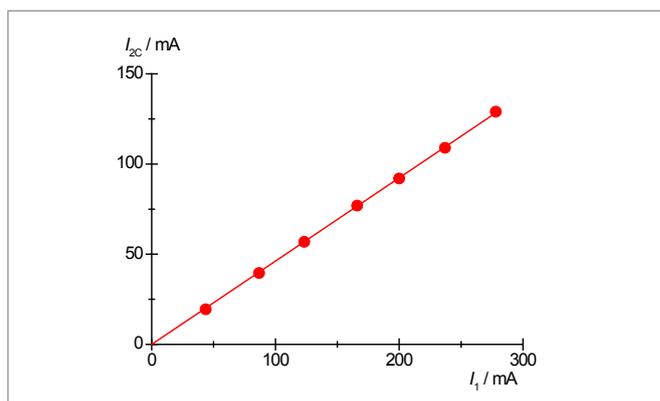
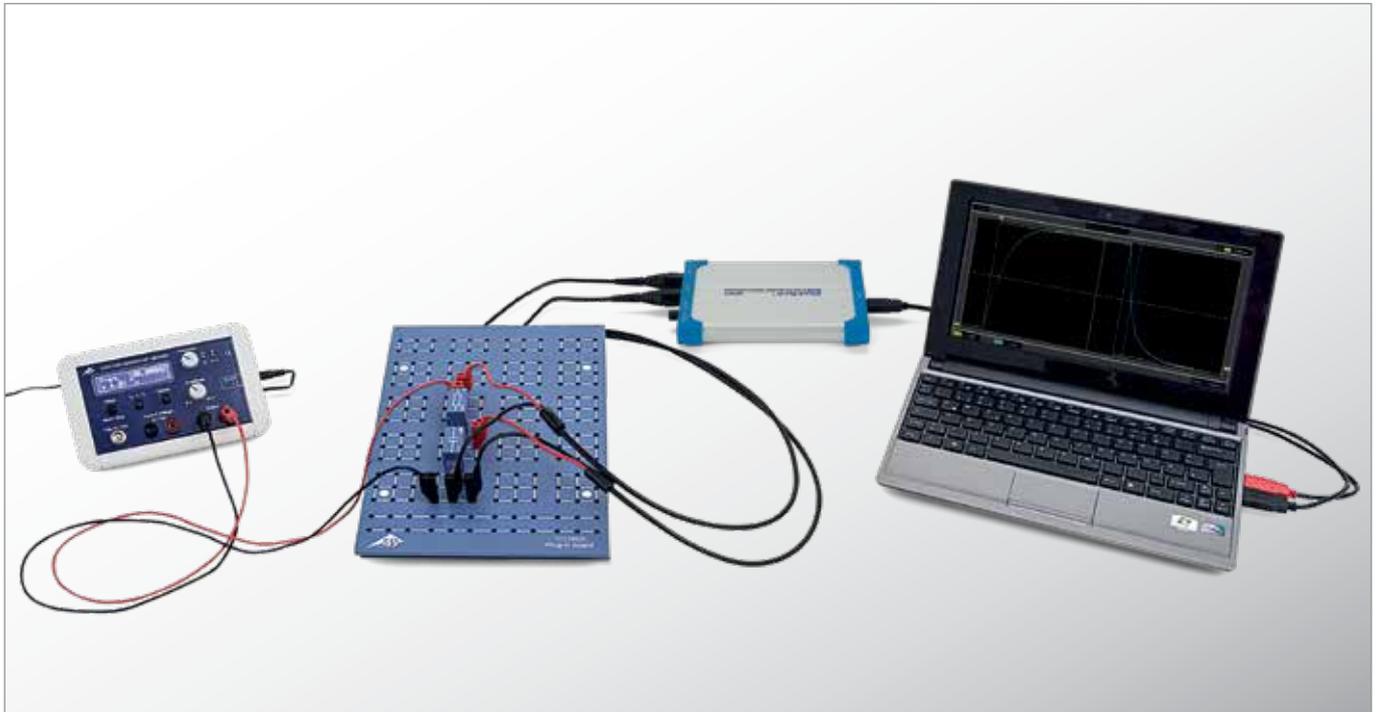


Fig. 3: Corriente de primario I_{1c} en dependencia con la corriente de secundario I_{2c} en cortocircuito ($U_{2c} = 0$), $N_1 = 600$, $N_2 = 1200$

UE3050101

CARGA Y DESCARGA DE UN CONDENSADOR I



> TAREAS

- Medición de la tensión del condensador conectando y desconectando una tensión continua.
- Determinación el tiempo de vida media al cargar y descargar.
- Estudio de la dependencia del tiempo de vida media con la capacidad y la resistencia.

OBJETIVO

Estudio del curso de la tensión de un condensador durante el proceso de carga y el proceso de descarga

RESUMEN

En un circuito de corriente continua fluye corriente a través de un condensador sólo durante el proceso de conexión o de desconexión. Al conectar, el condensador va a ser cargado por la corriente, hasta que se ha llegado al valor de la tensión conectada y al desconectar hasta que la tensión en el condensador haya llegado a cero. El curso de la tensión en el condensador se puede representar como una función exponencial, es decir que la tensión en el condensador se reduce a la mitad durante el intervalo de tiempo de vida media $T_{1/2}$. El mismo tiempo transcurre desde la mitad hasta un cuarto y luego un octavo, siendo el tiempo de vida media proporcional a la capacidad y la resistencia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Resistencia 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 2,2 k Ω , 2 W, P2W19	1012918
3	Condensador 1 μ F, 100 V, P2W19	1012955
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Juego de 10 enchufes puente, P2W19	1012985

FUNDAMENTOS GENERALES

En un circuito de corriente continua fluye corriente a través de un condensador sólo durante el proceso de conexión o de desconexión. Al conectar, el condensador va a ser cargado por la corriente, hasta que se haya llegado al valor de la tensión conectada y al desconectar hasta que la tensión en el condensador haya llegado a cero. El curso de la tensión en el condensador se puede representar como una función exponencial.

Para un circuito de corriente continua con la capacidad C , la resistencia R y la tensión continua U_0 , se cumple al conectar:

$$(1) \quad U(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}})$$

y al desconectar:

$$(2) \quad U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}}$$

con:

$$(3) \quad T_{1/2} = \ln 2 \cdot R \cdot C$$

$T_{1/2}$ es el tiempo de vida media; es decir que, en el intervalo de tiempo $T_{1/2}$ la tensión en el condensador se reduce a la mitad. El mismo tiempo transcurre desde la mitad hasta un cuarto y luego un octavo de la tensión en el condensador.

En el experimento se comprueba este hecho. Para ello se registra el comportamiento temporal de la tensión en el condensador con un osciloscopio de memoria. Como la tensión continua U_0 se ha fijado en 8 V, es muy fácil leer la mitad, un cuarto y un octavo de ese valor.

EVALUACIÓN

La concordancia de los valores determinados en diferentes secciones de las curvas de carga y de descarga para el tiempo de vida media comprueba los comportamientos exponenciales por separado, véase (1) y (2).

La representación de los tiempos de vida media determinados en dependencia de la resistencia resp. del condensador muestra que los valores de vida media se pueden ajustar a una recta que pasa por el origen de coordenadas, ver (3)

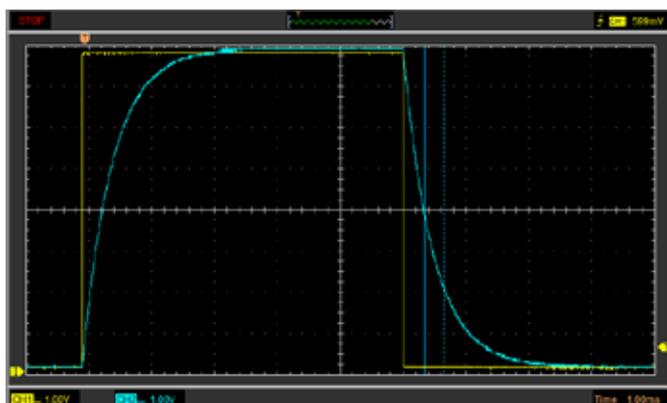


Fig. 1: Tensión en el condensador registrada en el osciloscopio al cargar y al descargar

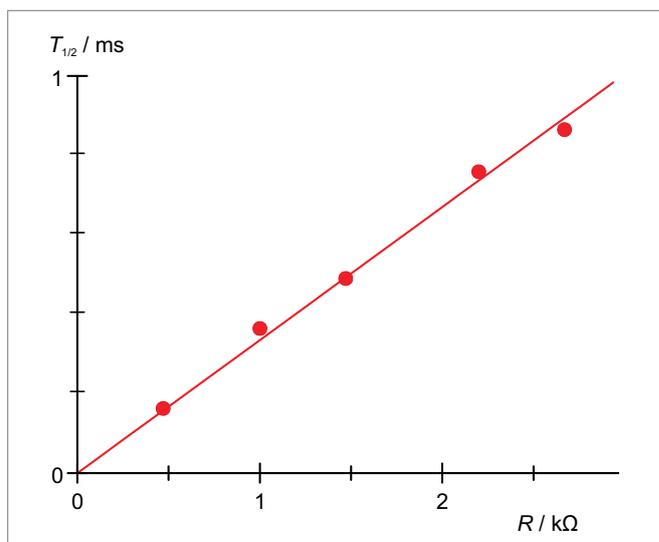


Fig. 2: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de la resistencia R

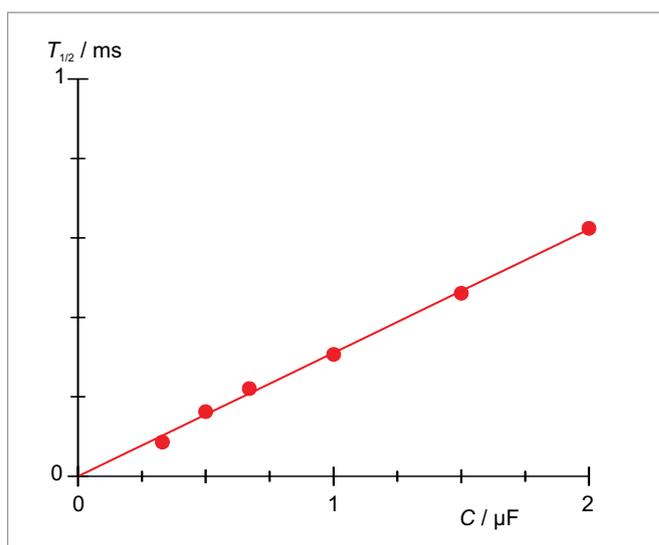


Fig. 3: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de la capacidad C

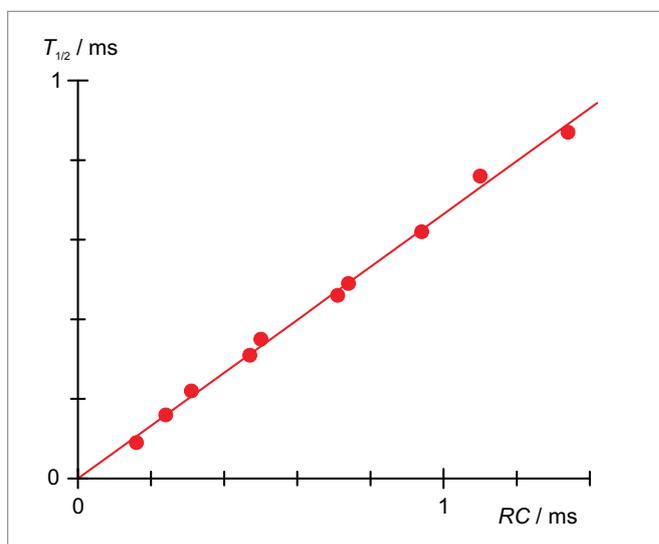


Fig. 4: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de el producto $R \cdot C$

UE3050105

CARGA Y DESCARGA DE UN CONDENSADOR II



> TAREAS

- Registro punto a punto del curso de la tensión del condensador midiendo los tiempos de carga al cargar un condensador.
- Registro punto a punto del curso de la tensión del condensador midiendo los tiempos de descarga al descargar un condensador.
- Determinación de las resistencias y los condensadores internos midiendo los tiempos de carga resp. los de descarga en comparación con los parámetros externos conocidos.

OBJETIVO

Medición de tiempos de carga y descarga

RESUMEN

La curva de descarga de un condensador se muestra midiendo punto a punto los tiempos de carga hasta llegar a unas tensiones de comparación establecidas previamente. De la misma forma se mide también la curva de carga. A partir de los valores de medida se determinan los datos de las resistencias y los condensadores aplicados.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de carga y descarga (230 V, 50/60 Hz)	1017781 o
	Aparato de carga y descarga (115 V, 50/60 Hz)	1017780
1	Condensador 1000 μ F, 16 V, P2W19	1017806
1	Resistencia 10 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012922
Recomendado adicionalmente:		
1	Multímetro digital P1035	1002781

FUNDAMENTOS GENERALES

En un circuito de corriente continua fluye corriente a través del condensador solamente durante el proceso de carga resp. de descarga. Por la corriente se carga el condensador en el momento en que se conecta, hasta que en el condensador se llega a la tensión aplicada; al desconectar se descarga hasta que en el condensador la tensión llega a cero.

Para un circuito de corriente continua que lleva una capacidad C , una resistencia R y la tensión continua U_0 , al conectar vale:

$$(1) \quad U(t) = U_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

Y al desconectar

$$(2) \quad U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

con la constante de tiempo

$$(3) \quad \tau = R \cdot C$$

Para la comprobación de esta relación se miden en el experimento los tiempos que transcurren hasta llegar a unas tensiones de comparación previamente seleccionadas. Para ello se pone en marcha el cronómetro junto con el proceso de carga resp junto con el de descarga y al final se detiene por medio de un cableado de comparación, en el momento en que se llega a una tensión de comparación. Midiendo con diferentes tensiones de comparación se puede muestrear la curva de carga resp de descarga.

En la práctica también es interesante el tiempo

$$(4) \quad t_{5\%} = -\ln(5\%) \cdot R \cdot C \approx 3 \cdot R \cdot C$$

en el cual la tensión del condensador al descargarse llega al 5% de la tensión de salida U_0 y al cargarse llega al 5% del valor final U_0 . Midiendo el tiempo $t_{5\%}$ se pueden, por ejemplo, determinar los parámetros R y C .

EVALUACIÓN

Con una resistencia R_{ext} conocida se puede calcular la capacidad externa C_{ext} de acuerdo con (4), a partir del tiempo $t_{5\%}$:

$$C_{\text{ext}} = \frac{t_{5\%}}{3 \cdot R_{\text{ext}}}$$

La capacidad externa determinada de esta forma se conecta en paralelo con la capacidad interna C_{int} desconocida, para ser determinada por medio de la comparación de tiempos de carga y descarga.

Finalmente se obtienen las tres resistencias internas todavía desconocidas $R_{\text{int}, i}$ a partir de los correspondientes tiempos de carga y descarga:

$$R_{\text{int}, i} = \frac{t_{5\%, i}}{3 \cdot C_{\text{int}}} \quad \text{con } i = 1, 2, 3$$

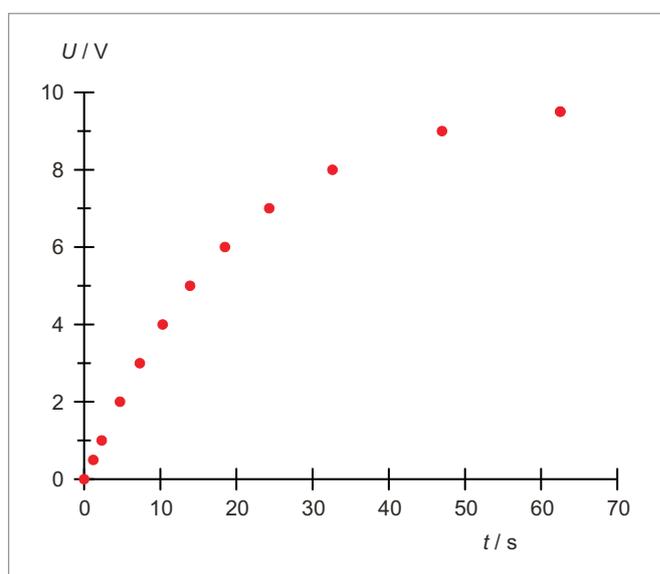


Fig. 1: Curva de carga para una combinación de RC interna

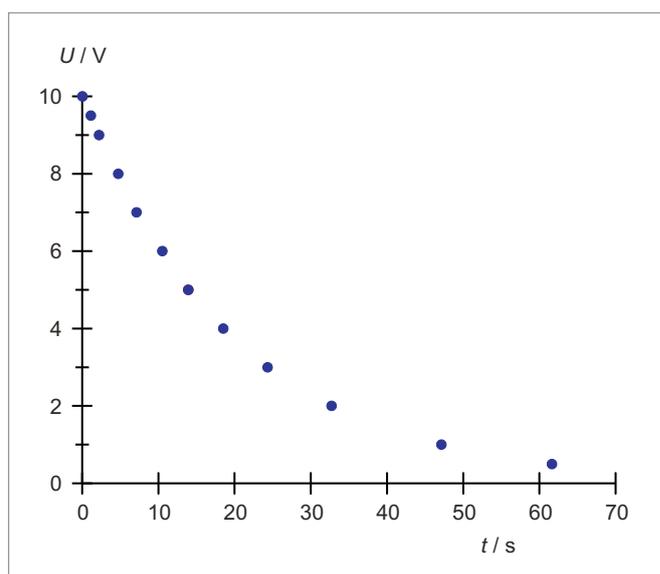
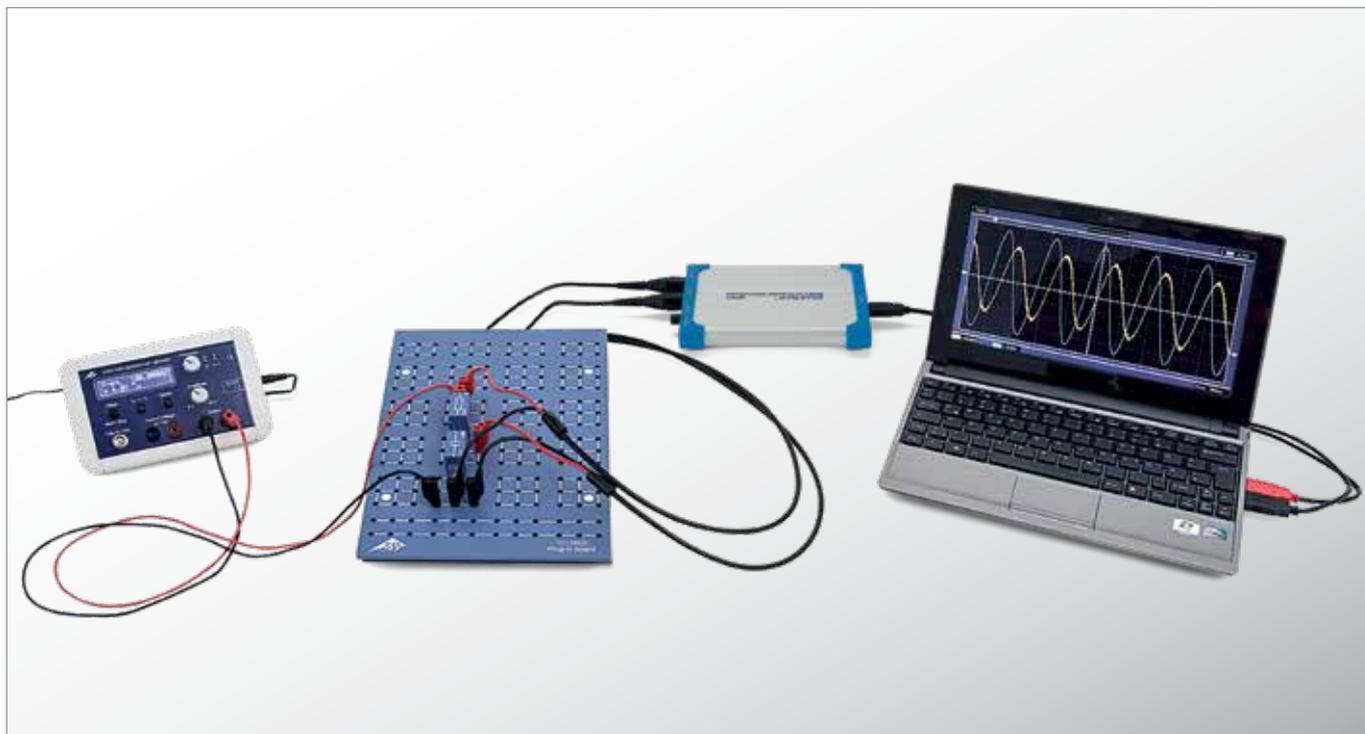


Fig. 2: Curva de descarga para un combinación RC interna

UE3050111 | CARGA Y DESCARGA DE UN CONDENSADOR



> TAREAS

- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia capacitiva en dependencia de la capacidad.
- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia capacitiva en dependencia de la frecuencia.

OBJETIVO

Determinación de la resistencia capacitiva en dependencia de la capacidad y de la frecuencia

RESUMEN

Cada cambio de la tensión en un condensador da origen a una corriente a través del condensador. Si se conecta una tensión alterna, fluye una corriente alterna con un desplazamiento de fase con respecto a la tensión. En el experimento un generador de funciones entrega una tensión alterna con frecuencias de hasta 3 kHz. Un osciloscopio de dos canales registra la tensión y la corriente, así que es posible captar la amplitud y la fase de ambas magnitudes al mismo tiempo. La corriente a través del condensador corresponde a la caída de tensión en una resistencia de medida, cuyo valor es despreciable con respecto a la resistencia capacitiva.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 1 Ω , 2 W, P2W19	1012903
1	Resistencia 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
3	Condensador 1 μ F, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensador 0,1 μ F, 100 V, P2W19	1012953
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

Cada cambio de la tensión en un condensador da origen a una corriente a través del condensador. Si se conecta una tensión alterna, fluye una corriente alterna con un desplazamiento de fase con respecto a la tensión. La forma más sencilla de describir matemáticamente esta relación es considerar la corriente, la tensión y la resistencia como magnitudes complejas y se observa la parte real.

De la ecuación del condensador se deduce directamente que:

$$(1) \quad I = C \cdot \frac{dU}{dt}$$

I : Corriente, U : Tensión, C : Capacidad

La conexión de una tensión

$$(2) \quad U = U_0 \cdot \exp(j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

da origen a la corriente

$$(3) \quad I = i \cdot \omega \cdot C \cdot U_0 \cdot \exp(j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

y se le puede asociar a la capacidad C la resistencia compleja:

$$(4) \quad X_c = \frac{U}{I} = \frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot C}$$

Se puede medir la parte real de cada una de esas magnitudes. Es decir:

$$(5a) \quad U = U_0 \cdot \cos \omega t$$

$$(6a) \quad I = 2\pi \cdot f \cdot C \cdot U_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$(6b) \quad = I_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$(7a) \quad X_c = \frac{U_0}{I_0} = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$$

En el experimento, un generador de funciones entrega una tensión alterna con frecuencias de hasta 3 kHz. Un osciloscopio de dos canales registra la tensión y la corriente, así que es posible captar la amplitud y la fase de ambas magnitudes al mismo tiempo. La corriente a través del condensador corresponde a la caída de tensión en una resistencia de medida, cuyo valor es despreciable con respecto a la resistencia capacitiva.

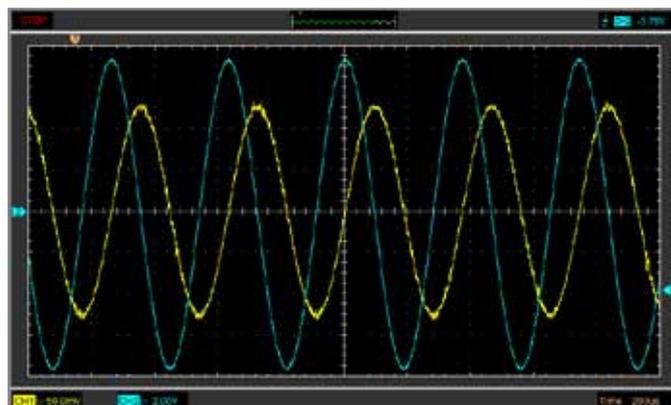


Fig. 1: Condensador en un circuito de corriente alterna: Curso de la corriente y de la tensión

EVALUACIÓN

De acuerdo con la ecuación (4) la resistencia capacitiva X_c es proporcional al valor inverso de la frecuencia f y al valor inverso de la capacidad C . En los diagramas correspondientes a los valores de medida, dentro de los límites de exactitud, se encuentran sobre una recta que pasa por el origen de coordenadas.

La corriente a través del condensador en su fase va 90° avanzada con respecto a la tensión (signo positivo), de la misma manera la corriente de carga (signo positivo) y la corriente de descarga (signo negativo) son máximas cuando la tensión tiene su paso por cero.

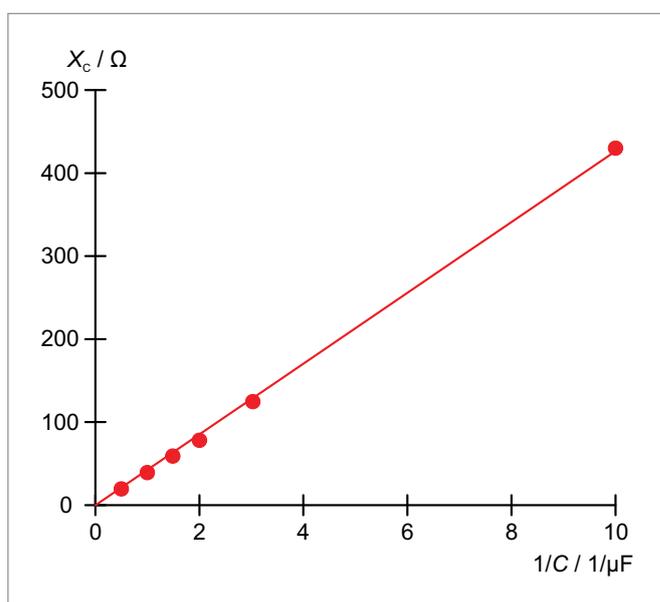


Fig. 2: Resistencia capacitiva X_c como función del valor inverso de la capacidad C

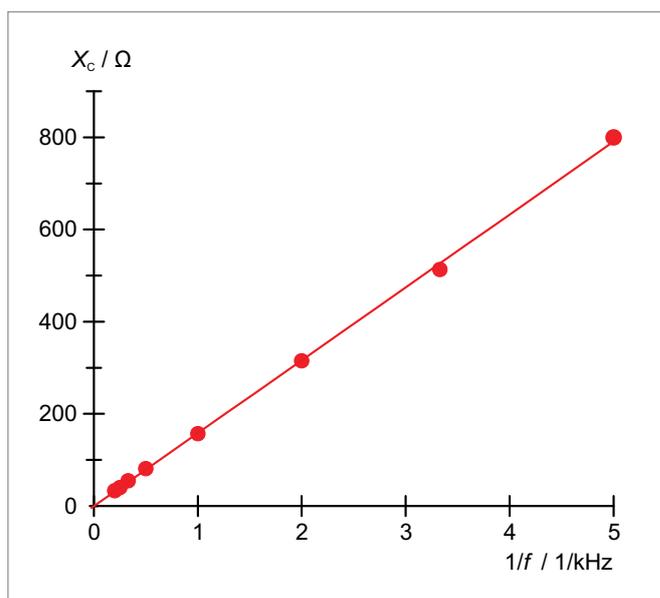
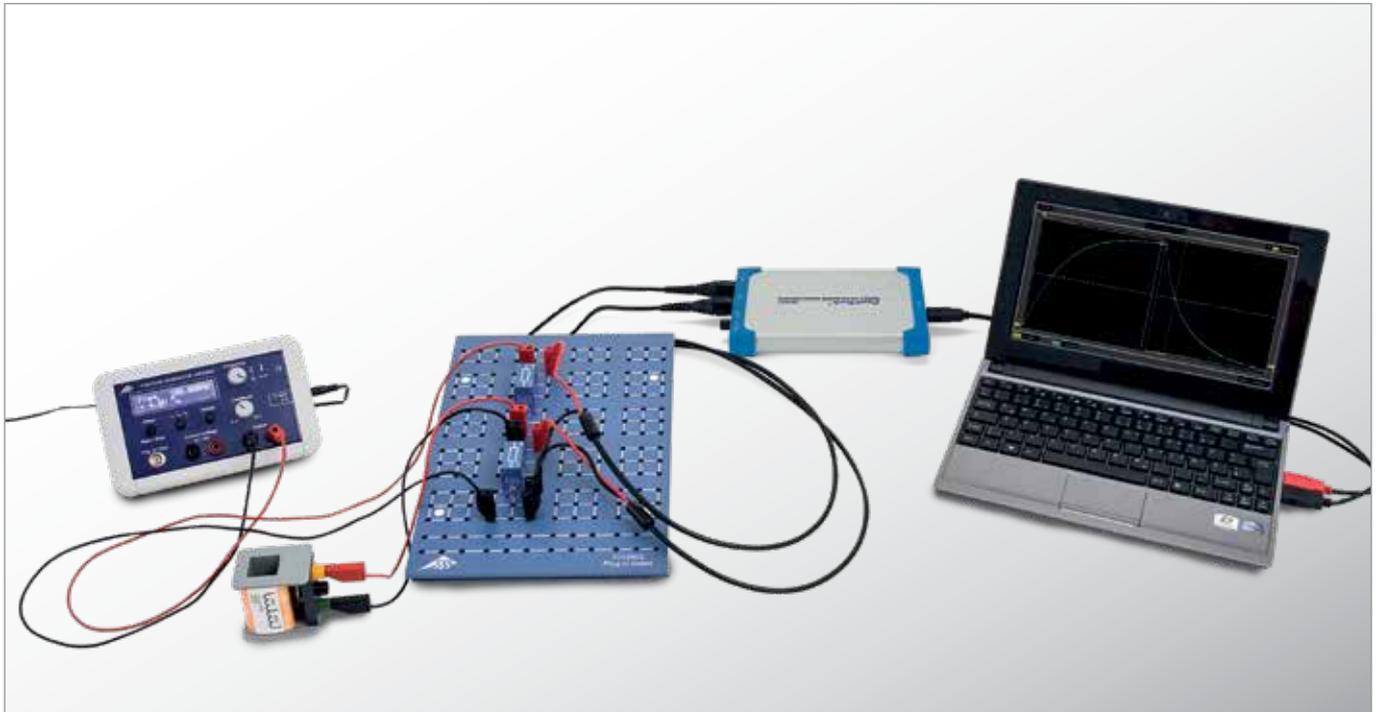


Fig. 3: Resistencia capacitiva X_c como función del valor inverso de la frecuencia f

UE3050201

CARGA Y DESCARGA DE UNA BOBINA



TAREAS

- Medición de la corriente en la bobina al conectar y desconectar una tensión continua.
- Determinación del tiempo de vida media al conectar y al desconectar una tensión continua.
- Estudio de la dependencia del tiempo de vida media con respecto a los valores de la inductividad y la resistencia.

OBJETIVO

Estudio del curso de la corriente de la bobina al conectar y desconectar

RESUMEN

El comportamiento de una bobina en un circuito de corriente continua cambia en el momento en que la tensión continua es conectada o desconectada. El cambio de la corriente se retarda debido a la autoinducción en la bobina hasta que el valor máximo se ha logrado en la conexión, respectivamente el valor cero en la desconexión. El curso de la corriente se puede representar como una función exponencial, es decir, hasta llegar al tiempo de vida media $T_{1/2}$ la corriente en la bobina se reduce a la mitad, en el mismo intervalo de tiempo después se reduce de la mitad a un cuarto y luego de un cuarto a un octavo, siendo el tiempo de vida media proporcional al valor de la inductividad y de la resistencia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 1 Ω , 2 W, P2W19	1012903
1	Resistencia 2 Ω , 10 W, P2W19	1012904
1	Resistencia 22 Ω , 2 W, P2W19	1012907
1	Resistencia 47 Ω , 2 W, P2W19	1012908
1	Resistencia 150 Ω , 2 W, P2W19	1012911
1	Juego de 10 enchufes puente, P2W19	1012985
2	Bobina S con 1200 espiras	1001002
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

El comportamiento de una bobina en un circuito de corriente continua cambia en el momento en que la tensión continua es conectada o desconectada. El cambio de la corriente se retarda debido a la autoinducción en la bobina, hasta que el valor máximo se ha logrado en la conexión, respectivamente el valor cero en la desconexión. El curso de la corriente se puede representar como una función exponencial.

Para un circuito de corriente continua con inductividad L , resistencia R y la tensión continua U_0 , se tiene al conectar:

$$(1) \quad I(t) = I_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}})$$

y al desconectar:

$$(2) \quad I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}}$$

con

$$(3) \quad T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{L}{R}$$

$T_{1/2}$ es el tiempo de vida media, es decir, en el transcurso de $T_{1/2}$ la corriente en la bobina se reduce a la mitad. El mismo tiempo transcurre hasta que de la mitad se reduce a un cuarto y de un cuarto a un octavo.

En el experimento se comprueba este hecho. Para ello se registra el curso temporal de la corriente con un osciloscopio de memoria. Se mide la corriente como caída de tensión en una resistencia de medida R_M conectada en serie. La corriente I_0 se ha elegido de tal modo que la mitad, un cuarto y un octavo se puedan leer bien.

EVALUACIÓN

La concordancia de los valores determinados para el tiempo de vida media en diferentes secciones de la curva de carga resp. de descarga prueban el esperado comportamiento exponencial, ver (1) y (2). La representación de los tiempos de vida media determinados en dependencia del valor de la resistencia resp. de la inductividad, muestra que los valores de medida se pueden ajustar a una recta que pasa por el origen de coordenadas, ver. (3).

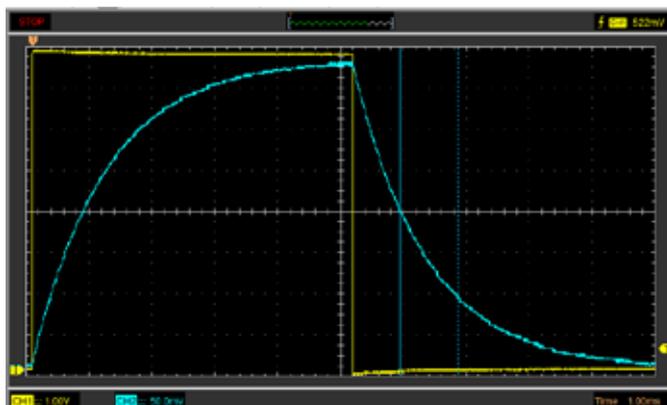


Fig. 1: Corriente de bobina registrada en el osciloscopio al cargar y descargar

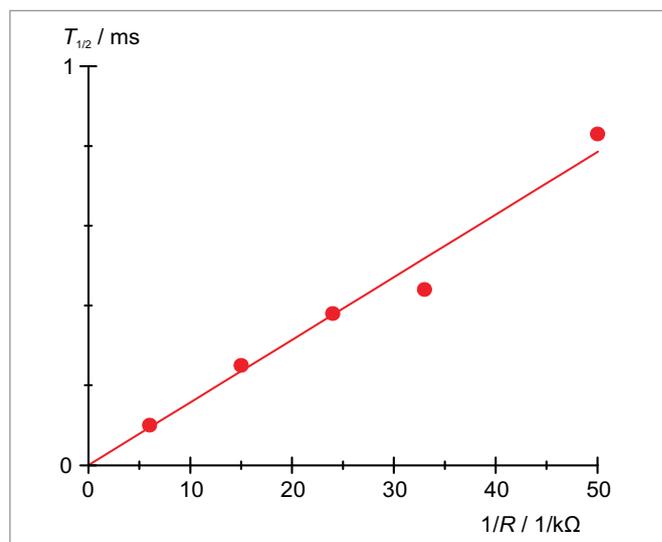


Fig. 2: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ como función del inverso del valor de la resistencia R

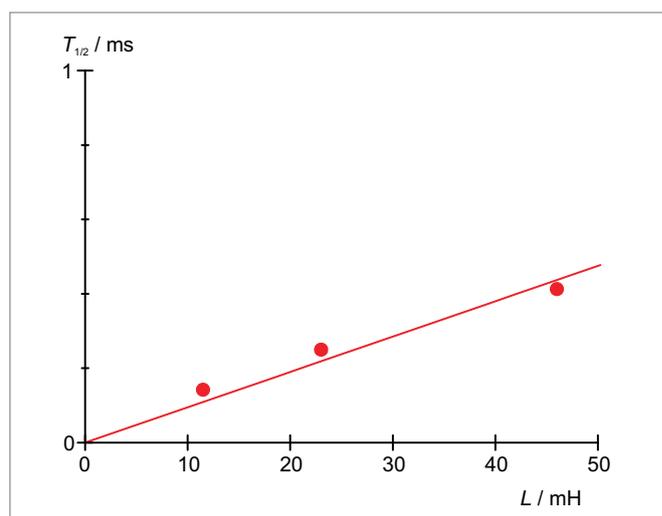


Fig. 3: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de la inductividad L

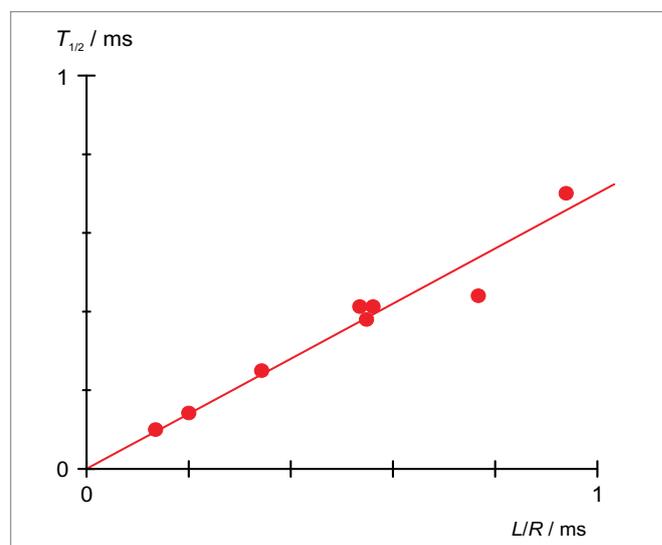
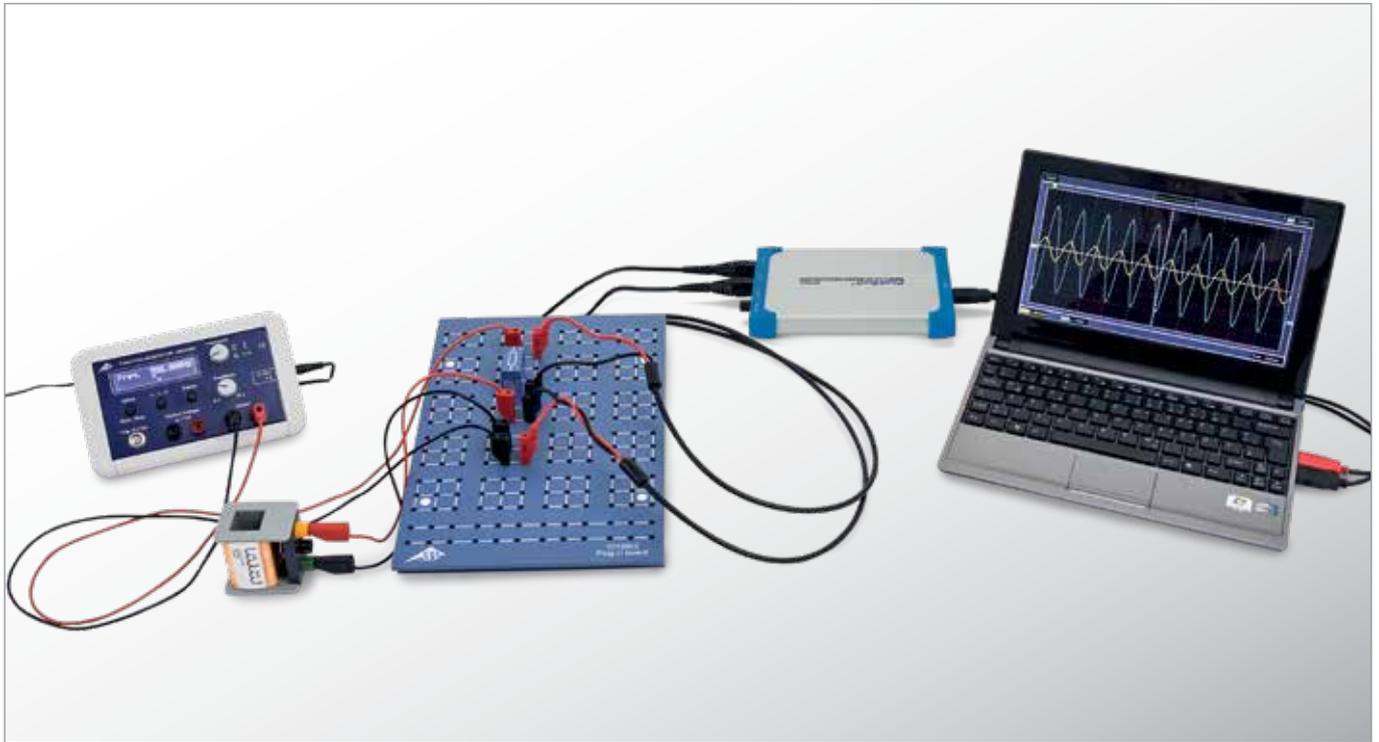


Fig. 4: Tiempo de vida media en dependencia de $\frac{L}{R}$

UE3050211 | RESISTENCIA DE UNA BOBINA EN UN CIRCUITO DE CORRIENTE ALTERNA



> TAREAS

- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia inductiva en dependencia de la inductividad de la bobina.
- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia inductiva en dependencia de la frecuencia de la corriente.

OBJETIVO

Determinación de la resistencia inductiva en dependencia de la inductividad y la frecuencia

RESUMEN

Cualquier cambio de la corriente a través de una bobina induce una tensión. Si fluye una corriente alterna se induce una tensión alterna con un desplazamiento de fase con respecto a la corriente. Matemáticamente esta relación se puede describir en la forma más sencilla cuando la corriente, la tensión y la resistencia se consideran como magnitudes complejas y se observa la parte real de las mismas. En el experimento, un generador de funciones entrega una tensión alterna con frecuencia variable de hasta 2 kHz. Un osciloscopio de dos canales registra la corriente y la tensión al mismo tiempo, de tal forma que se pueden captar las amplitudes y las fases de las dos magnitudes. La corriente a través de la bobina corresponde a una caída de tensión en una resistencia de medida cuyo valor es despreciable con respecto al de la resistencia inductiva.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
2	Bobina S con 1200 espiras	1001002
1	Resistencia 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

Cualquier cambio de la corriente a través de una bobina induce una tensión contraria que se opone al cambio de la corriente. Por lo tanto, en circuitos de corriente alterna la corriente en la bobina va adelantada con respecto a la tensión en la bobina. Matemáticamente esta relación se puede describir en la forma más sencilla cuando la corriente, la tensión y la resistencia se consideran como magnitudes complejas y se observa la parte real de las mismas.

La relación Corriente-Tensión para una bobina se escribe como:

$$(1) \quad U = L \cdot \frac{di}{dt}$$

i : Corriente, U : Tensión, L : Inductividad

Con un tensión de la forma

$$(2) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

la corriente se expresa como:

$$(3) \quad i = \frac{U_0}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L} \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

Por lo tanto, a la inductividad L se le puede asociar la resistencia compleja:

$$(4) \quad X_L = \frac{U}{i} = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

Medible es cada vez la parte real de esas magnitudes, así que:

$$(5a) \quad U = U_0 \cdot \cos \omega t$$

$$(6a) \quad i = \frac{U_0}{2\pi \cdot f \cdot L} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \\ = I_0 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$(7a) \quad X_L = \frac{U_0}{I_0} = 2\pi \cdot f \cdot L$$

En el experimento, un generador de funciones entrega una tensión alterna con frecuencia variable hasta 2 kHz. Un osciloscopio de dos canales registra la corriente y la tensión al mismo tiempo, de tal forma que se pueden captar las amplitudes y las fases de las dos magnitudes. La corriente a través de la bobina corresponde a una caída de tensión en una resistencia de medida cuyo valor es despreciable con respecto al de la resistencia inductiva.

EVALUACIÓN

De acuerdo con la ecuación (4), la resistencia inductiva X_L es proporcional a la frecuencia f y a la inductividad L . En los correspondientes diagramas, los valores de medida se encuentran en una recta que pasa por el origen de coordenadas, teniendo en cuenta el marco de la exactitud de medida. La corriente a través de la bobina va adelantada con respecto a la tensión en la bobina en una fase alrededor de 90° porque cualquier cambio de la corriente induce una tensión en contra.

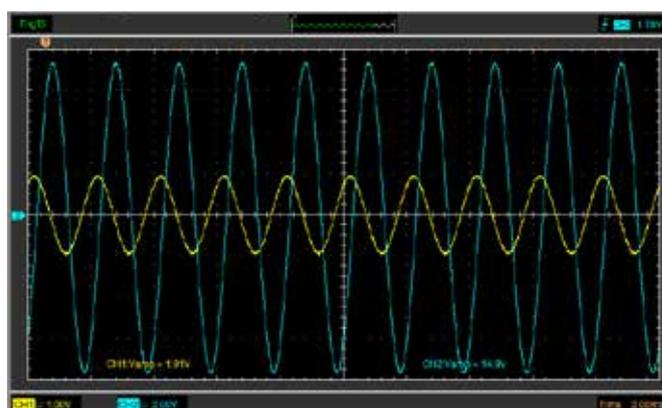


Fig. 1: Bobina en un circuito de corriente alterna: Curso de la corriente; curso de la tensión

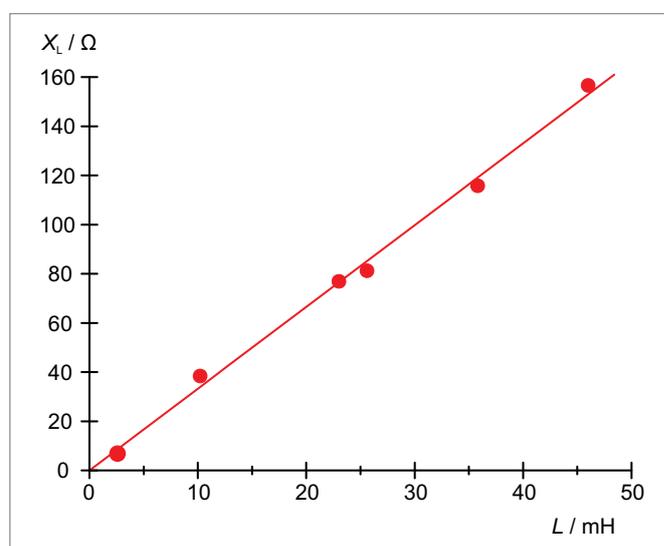


Fig. 2: Resistencia inductiva X_L como función de la inductividad L

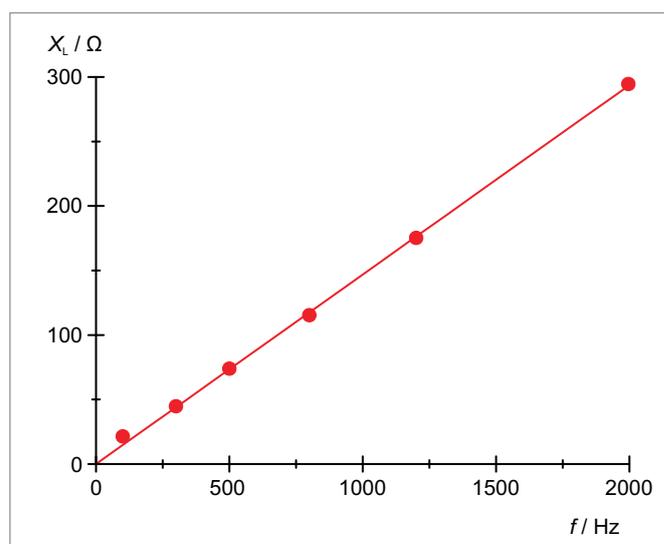
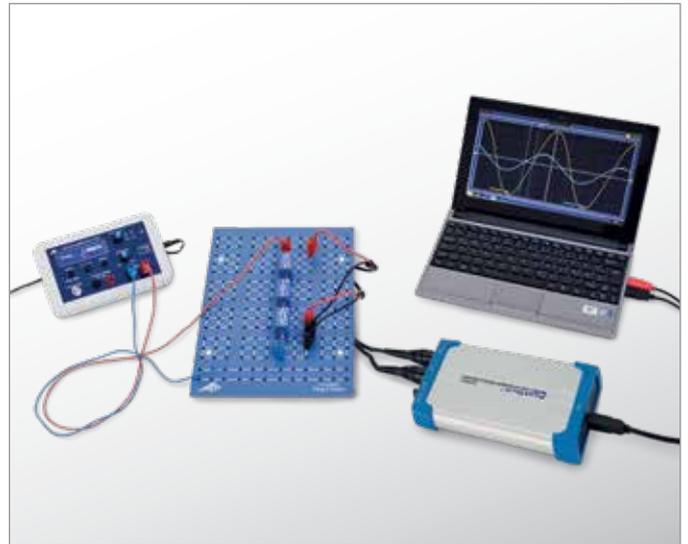


Fig. 3: Resistencia inductiva X_L como función de la frecuencia f

UE3050301

RESISTENCIAS DE CORRIENTE ALTERNA I



> TAREAS

- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia total en dependencia de la frecuencia en una conexión en serie.
- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia total en dependencia de la frecuencia en una conexión en paralelo.

OBJETIVO

Determinación de la resistencia de corriente alterna en un circuito con resistencia capacitiva y resistencia óhmica

RESUMEN

En circuitos de corriente alterna se consideran resistencias capacitivas junto a resistencias óhmicas. La combinación de las dos se puede conectar en serie o en paralelo. De esto dependen las amplitudes así como la fase de la corriente y la tensión. Este hecho se estudia en el experimento con un osciloscopio. Para ello, un generador de funciones entrega tensiones alternas de frecuencias entre 50 y 2000 Hz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 1 Ω , 2 W, P2W19	1012903
1	Resistencia 100 Ω , 2 W, P2W19	1012910
1	Condensador 10 μ F, 35 V, P2W19	1012957
1	Condensador 1 μ F, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensador 0,1 μ F, 100 V, P2W19	1012953
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

A circuitos de corriente alterna que llevan conexiones con capacidades se les asignan resistencias complejas por cuestión de la sencillez de trabajo, porque aquí, además de la corriente y la tensión también se considera la relación de fase entre las dos magnitudes. Las conexiones en serie y en paralelo de resistencias capacitivas y óhmicas se pueden describir en forma muy sencilla. También la tensión y la corriente se observan como magnitudes complejas. Se puede medir cada vez la parte real.

Le resistencia capacitiva compleja de un condensador de capacidad C en un circuito de corriente alterna de frecuencia f es:

$$(1) \quad X_c = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C}$$

$$\omega = 2\pi \cdot f$$

con:

Por lo tanto, la conexión en serie del condensador con la resistencia R tiene una resistencia total y se le puede asociar

$$(2) \quad Z_s = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C} + R$$

mientras que a la conexión en paralelo se le asocia:

$$(3) \quad Z_p = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C + \frac{1}{R}}$$

La manera más usual de expresar es:

$$(4) \quad Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \varphi)$$

se obtiene de ello:

$$(5) \quad Z_s = \frac{\sqrt{1 + (\omega \cdot C \cdot R)^2}}{\omega \cdot C} \cdot \exp(i \cdot \varphi_s)$$

$$\text{con} \quad \tan \varphi_s = -\frac{1}{\omega \cdot C \cdot R} \quad \text{y}$$

$$(6) \quad Z_p = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega \cdot C \cdot R)^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_p)$$

con

$$\tan \varphi_p = -\omega \cdot C \cdot R$$

En el experimento, un generador de funciones entrega tensiones alternas con frecuencias ajustables f entre 50 y 2000 Hz. La tensión U y la corriente I se representan en la pantalla de un osciloscopio; la corriente I corresponde a la caída de tensión en una pequeña resistencia de trabajo. Se mide cada vez la parte real de la tensión conectada a una resistencia Z dada,

$$(7) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot \omega \cdot t)$$

y la correspondiente corriente que se ajusta:

$$(8) \quad I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(j \cdot (\omega \cdot t - \varphi))$$

$$= I_0 \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi))$$

En el osciloscopio se leen cada vez las amplitudes I_0 y U_0 así como el desplazamiento de fase φ .

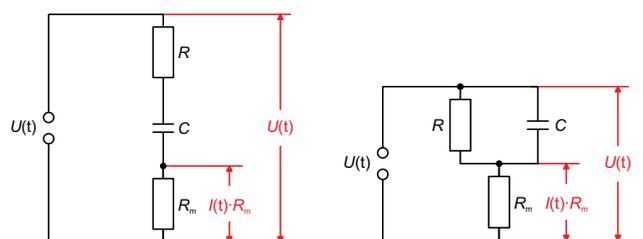


Fig. 1: Disposición de medición con conexión en serie

Fig. 2: Disposición de medición con conexión en paralelo

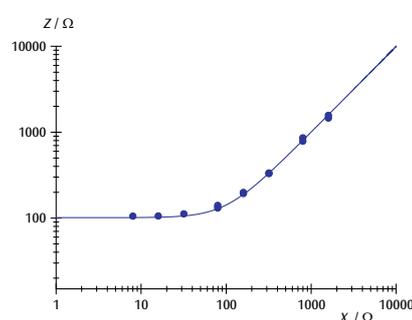


Fig. 3: Resistencia total con conexión en serie

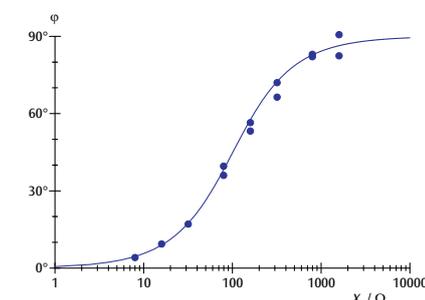


Fig. 4: Desplazamiento de fase con conexión en serie

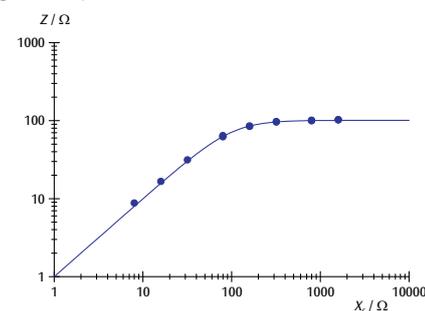


Fig. 5: Resistencia total con conexión en paralelo

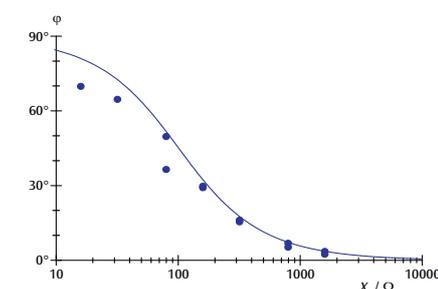
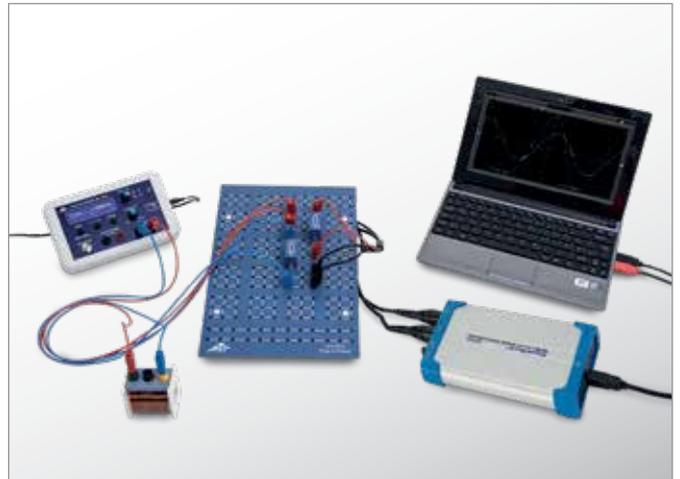
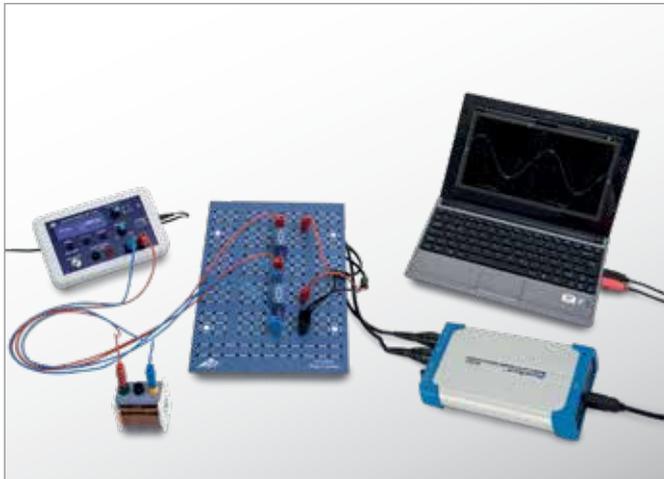


Fig. 6: Desplazamiento de fase con conexión en paralelo

EVALUACIÓN

Se representa en pantalla la magnitud de la resistencia total $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$ en dependencia de la frecuencia f respectivamente con la resistencia capacitiva $X_c = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$.

En frecuencias bajas la conexión en serie asume el valor de la resistencia capacitiva y en conexión en paralelo el valor de la resistencia óhmica. El desplazamiento de fase se encuentra entre 0° y -90° y es de -45° cuando la resistencia óhmica y la capacitiva son iguales.



> TAREAS

- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia total en dependencia de la frecuencia en una conexión en serie.
- Determinación de la amplitud y la fase de la resistencia total en dependencia de la frecuencia en una conexión en paralelo.

OBJETIVO

Determinación de la resistencia de corriente alterna en un circuito con resistencia inductiva y resistencia óhmica

RESUMEN

En circuitos de corriente alterna junto a resistencias óhmicas se consideran además resistencias inductivas. La combinación de ambas puede ser conectada en serie o en paralelo. De ello dependen las amplitudes así como la fase de la corriente y de la tensión. En el experimento se estudia este hecho con un osciloscopio. Para ello, un generador de funciones entrega tensiones alternas con frecuencias entre 50 y 10000 Hz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Resistencia 1 Ω, 2 W, P2W19	1012903
1	Resistencia 100 Ω, 2 W, P2W19	1012910
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Bobina S con 800 espiras	1001001
2	Bobina S con 1200 espiras	1001002

FUNDAMENTOS GENERALES

A circuitos de corriente alterna que llevan conexiones con inductancias se les asignan resistencias complejas por cuestión de la sencillez de trabajo, porque aquí además de la corriente y la tensión también se considera la relación de fase entre las dos magnitudes. Las conexiones en serie y en paralelo de resistencias inductivas y óhmicas se pueden describir en forma muy sencilla. También la tensión y la corriente se observan como magnitudes complejas. Se puede medir cada vez la parte real.

La resistencia compleja de una bobina de inductividad L en un circuito de corriente alterna con frecuencia f es:

$$(1) \quad X_L = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

con

Por lo tanto, a la conexión en serie de una bobina L y una resistencia óhmica R se le puede asignar una resistencia total:

$$(2) \quad Z_s = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L + R$$

mientras que a una conexión en paralelo se le puede asignar la resistencia total:

$$(3) \quad Z_p = \frac{1}{\frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L} + \frac{1}{R}}$$

En la forma usual de escribirla:

$$(4) \quad Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \phi)$$

Se obtiene:

$$(5) \quad Z_s = \sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2} \cdot \exp(i \cdot \phi_s)$$

con $\tan \phi_s = \frac{2\pi \cdot f \cdot L}{R}$ y

$$(6) \quad Z_p = \frac{2\pi \cdot f \cdot L \cdot R}{\sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2}} \cdot \exp(i \cdot \phi_p)$$

con $\tan \phi_p = \frac{R}{2\pi \cdot f \cdot L}$

En el experimento, un generador de funciones entrega tensiones alternas con frecuencias f ajustables entre 50 Hz y 10000 Hz. La tensión U y la corriente I se representan en la pantalla de un osciloscopio; la corriente I corresponde a la caída de tensión en una pequeña resistencia de trabajo. Se mide cada vez la parte real de la tensión conectada a una resistencia Z dada:

$$(7) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

y la corriente originada:

$$(8) \quad I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \phi))$$

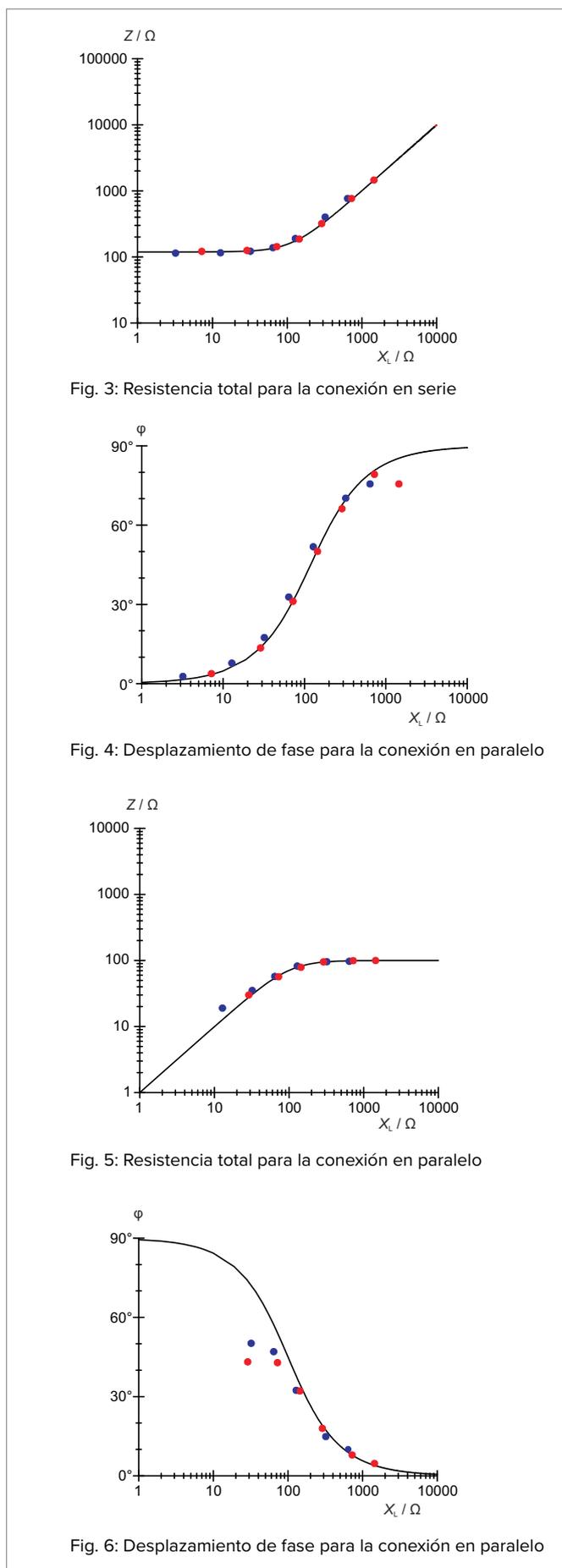
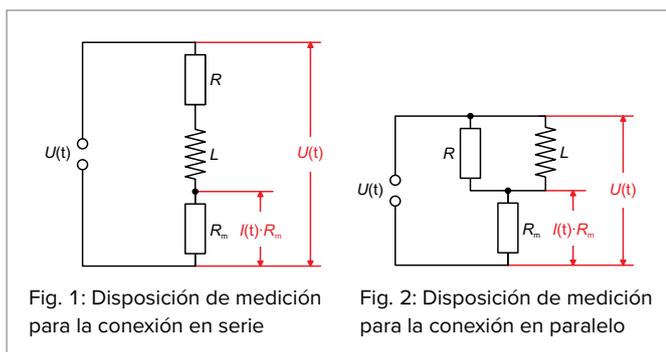
$$= I_0 \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \phi))$$

En el osciloscopio se leen cada vez las amplitudes I_0 y U_0 así como el desplazamiento de fase ϕ .

EVALUACIÓN

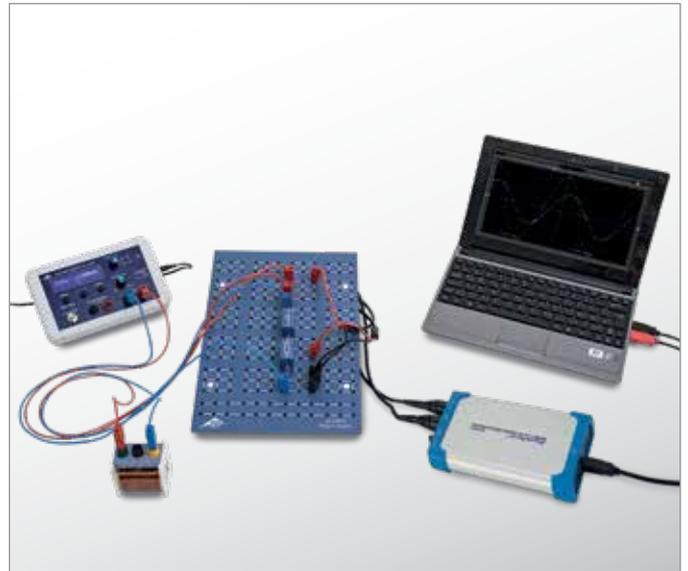
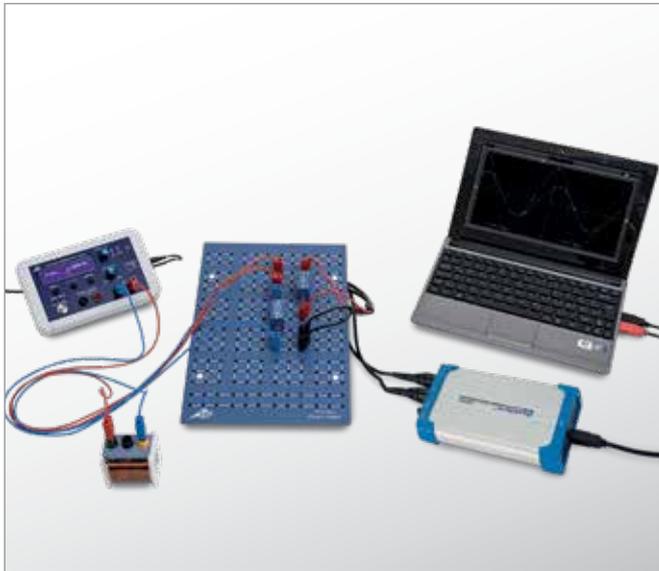
El valor de la resistencia total $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$ se representa en dependencia de la frecuencia f respectivamente con la resistencia inductiva $X_L = 2\pi \cdot f \cdot L$.

Con una resistencia inductiva grande la conexión en serie asume el valor de la resistencia inductiva; en una conexión en paralelo el valor de la resistencia óhmica. El desplazamiento de fase se encuentra entre 0° y 90° y es de 45° cuando la resistencia óhmica y la inductiva son iguales.



UE3050321

RESISTENCIAS DE CORRIENTE ALTERNA III



➤ TAREAS

- Determinación de la resistencia total de corriente alterna de una conexión en serie resp. en paralelo, de una resistencia capacitiva y una inductiva, en dependencia de la frecuencia.
- Determinación de la frecuencia de resonancia en dependencia con la inductividad y la capacidad.
- Observación del cambio del desplazamiento de fase entre la corriente y la tensión con la frecuencia de resonancia.

OBJETIVO

Determinación de la resistencia de corriente alterna en un circuito con resistencia inductiva y resistencia capacitiva

RESUMEN

Los circuitos de corriente alterna con resistencia inductiva y resistencia capacitiva muestran un comportamiento de resonancia. Al funcionar con la frecuencia de resonancia la resistencia de la conexión en serie de las resistencias capacitiva e inductiva se hace cero y por otro lado, la resistencia en paralelo se hace infinita. En el experimento se estudia este comportamiento en un osciloscopio, para ello, un generador de funciones entrega una tensión alterna con frecuencia entre 50 Hz y 20.000 Hz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Condensador 1 μF , 100 V, P2W19	1012955
1	Condensador 4,7 μF , 63 V, P2W19	1012946
1	Bobina S con 800 espiras	1001001
1	Bobina S con 1200 espiras	1001002
1	Resistencia 10 Ω , 2 W, P2W19	1012904
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

Las resistencias inductivas en circuitos de corriente alterna aumentan con la frecuencia, por el contrario las resistencias capacitivas disminuyen. Por lo tanto, las conexiones en serie o en paralelo de formadas por resistencias inductivas y capacitivas muestran un comportamiento de resonancia. Se habla de circuitos oscilantes, porque la corriente y la tensión oscilan entre la capacidad y la inductividad. Una resistencia óhmica adicional amortigua esta oscilación.

Para el cálculo de la conexión en serie resp en paralelo, para más facilidad, se le asigna a la inductividad L la resistencia compleja:

$$(1) \quad X_L = i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L$$

f : Frecuencia de la corriente alterna

y a la capacidad C la resistencia compleja:

$$(2) \quad X_C = \frac{1}{i \cdot 2\pi \cdot f \cdot C}$$

Para la resistencia total en una conexión en serie se obtiene por lo tanto:

$$(3) \quad Z_s = i \cdot \left(2\pi \cdot f \cdot L - \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C} \right)$$

mientras que la conexión en paralelo se puede calcular en la siguiente forma:

$$(4) \quad \frac{1}{Z_p} = -i \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot L} - 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C \right)$$

En caso de frecuencia de resonancia:

$$(5) \quad f_r = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

la resistencia Z_s formada por la conexión en serie de la resistencia inductiva y la resistencia capacitiva desaparece; es decir, las resistencias en cada uno de los elementos son iguales pero de sentido contrario. La magnitud de la resistencia Z_p de la conexión en paralelo se hace infinitamente grande, es decir, las corrientes parciales son iguales pero en sentido contrario. En el caso de la frecuencia de resonancia el desplazamiento de fase entre corriente y tensión cambia su signo.

En el experimento se montan circuitos oscilantes en serie, o en paralelo, de inductividad y capacidad. El generador de funciones sirve como fuente de tensión con frecuencia y amplitud ajustables. Con un osciloscopio se miden la corriente y la tensión en dependencia de la frecuencia ajustada. La tensión U y la corriente I se representan en un osciloscopio; I corresponde a una caída de tensión en una resistencia de trabajo pequeña.

EVALUACIÓN

En el osciloscopio, para cada frecuencia f , se lee el desplazamiento de fase ϕ así como I_0 y U_0 .

A partir de los cuales se calcula la resistencia total $Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$.

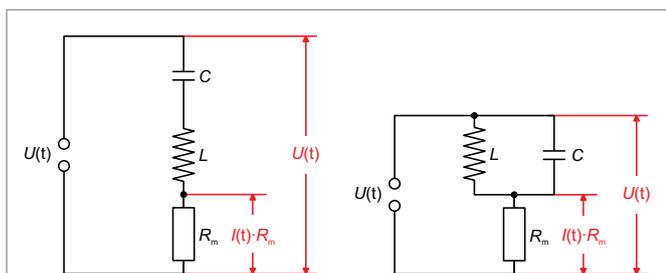


Fig. 1: Montaje experimental para la conexión en serie

Fig. 2: Montaje experimental para la conexión en paralelo

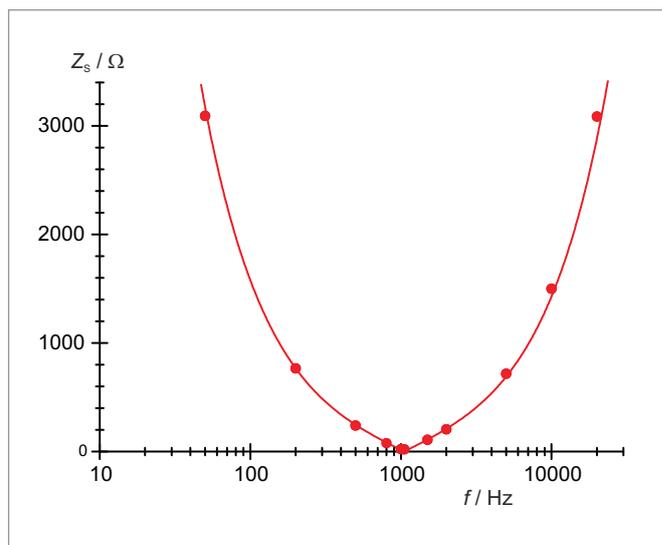


Fig. 3: Resistencia de corriente alterna de la conexión en serie en dependencia de la frecuencia

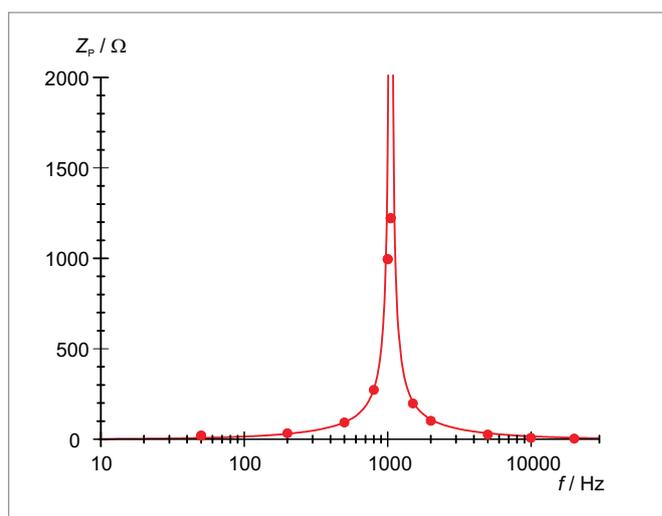


Fig. 4: Resistencia de corriente alterna de la conexión en paralelo en dependencia de la frecuencia

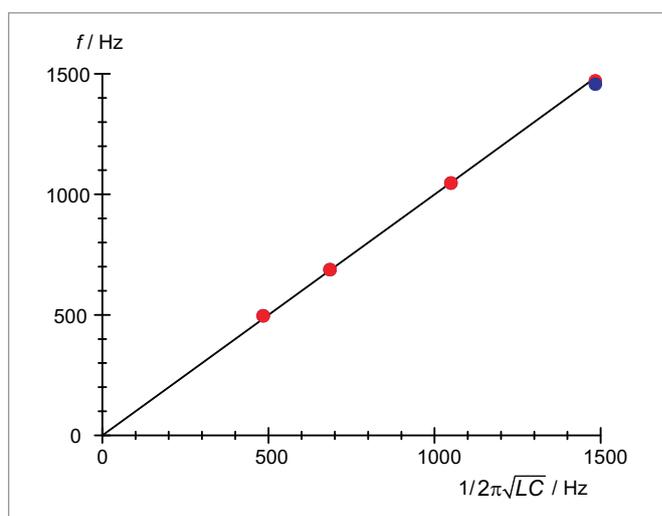


Fig. 5: Comparación entre la frecuencia de resonancia medida y la calculada; para una conexión en serie (rojo) y para una en paralelo (azul)

UE3050400 | CIRCUITO OSCILANTE DE LC



> TAREAS

- Registro de las curvas de resonancia de amplitud de un circuito oscilante de LC en serie para diferentes amortiguamientos.
- Determinación de la frecuencia de resonancia del circuito oscilante de LC en serie.

OBJETIVO

Estudio del comportamiento de resonancia de un circuito oscilante de LC en serie

RESUMEN

Un circuito eléctrico oscilante es una conexión capaz de entrar en resonancia que se compone de una inductancia y un condensador. En el experimento se genera una tensión alterna por medio de un generador de funciones con el cual se excita el circuito oscilante en serie. Se mide la curva de amplitud de resonancia, es decir, la corriente en dependencia de la frecuencia, manteniendo constante la amplitud de la tensión. De la frecuencia de resonancia se calcula la inductancia desconocida teniendo una capacidad conocida.

EQUIPO REQUERIDO

Numero	Apparecchio	Cat. nº
1	Panel de experimentación de fundamentos (230 V, 50/60 Hz)	1000573 o
	Panel de experimentación de fundamentos (115 V, 50/60 Hz)	1000572
1	VinciLab	1021477
1	Sensor de tensión diferencial de 10 V	1022539
1	Cable de sensor	1021514
1	Sensor de corriente de 500 mA	1021679
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

Requerido adicionalmente:

- | | |
|---|------------------|
| 1 | Licencia Coach 7 |
|---|------------------|

FUNDAMENTOS GENERALES

Un circuito eléctrico oscilante es una conexión que puede entrar en resonancia compuesta de una bobina de inductividad L y un condensador de capacidad C . Por intercambio periódico entre el campo magnético de la bobina y el campo eléctrico del condensador, el circuito oscilante realiza oscilaciones eléctricas. El intercambio conduce alternativamente a la máxima intensidad de corriente en la bobina y a la máxima tensión en el condensador.

Cuando el circuito oscilante no oscila libremente sino que es excitado desde fuera por una señal senoidal, éste oscila entonces con la misma frecuencia de la excitación y las amplitudes de la corriente y la tensión en cada uno de los componentes dependen de la frecuencia. La corriente I se obtiene de la ley de Ohm:

$$(1) \quad I = \frac{U}{Z} = \frac{U_0 \cdot e^{i\omega t}}{Z}$$

U : Tensión senoidal de entrada

U_0 : Amplitud, ω : Frecuencia angular

Z : Impedancia total

En una conexión en serie, la impedancia total es la suma de las impedancias de los componentes individuales. Se agrega una resistencia óhmica R que en un circuito oscilante real tiene en cuenta las pérdidas internas que aparecen y que puede ser completada a por una resistencia óhmica externa. Es decir que:

$$(2) \quad Z = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$$

De (1) y (2) se obtiene para la corriente

$$(3) \quad I(\omega) = \frac{U_0 \cdot e^{i\omega t}}{R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}$$

La magnitud de la corriente corresponde a su amplitud, la cual depende de la frecuencia y es:

$$(4) \quad I_0(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Se hace máxima con la frecuencia de resonancia

$$(5) \quad f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}$$

y llega allí al valor

$$(6) \quad I_0(\omega_r) = \frac{U_0}{R}$$

Es decir, que el circuito oscilante en serie, en caso de la resonancia, se comporta como si sólo estuviese compuesto de una resistencia óhmica. En especial una capacidad y una inductividad conectadas en serie representan un cortocircuito en caso de resonancia.

En el experimento se genera una tensión alterna por medio de un generador de funciones, con la cual se excita el circuito oscilante. Se mide la corriente I en dependencia de la frecuencia f manteniendo constante la amplitud de la tensión. La corriente se mide con un interface de medición y se capta con un software de medición y evaluación, luego se representa gráficamente. La curva de resonancia de la amplitud de la corriente, es decir, la dependencia de la amplitud de la corriente con la frecuencia se registra automáticamente.

EVALUACIÓN

De la curva de resonancia de amplitud se lee la frecuencia de resonancia f_r . Como se conoce el valor de la capacidad C , se puede calcular la inductividad L aplicando la ecuación (5):

$$L = \frac{1}{4\pi^2 \cdot f_r^2 \cdot C}$$

De la amplitud de la curva de resonancia se calcula la resistencia óhmica R aplicando la ecuación (6). En caso de que no se haya agregado ninguna resistencia externa, R corresponde a las pérdidas óhmicas en el circuito oscilante real.

$$R = \frac{U_0}{I_0(\omega_r)}$$

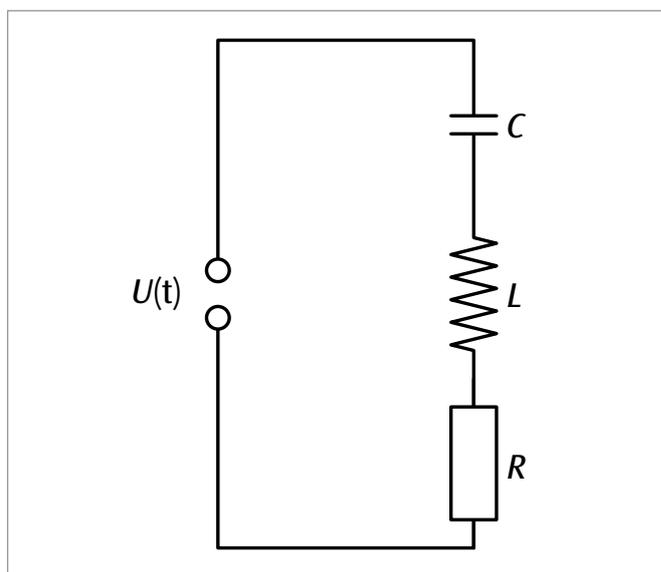


Fig. 1: Esquema de conexión para el circuito oscilante LC en serie

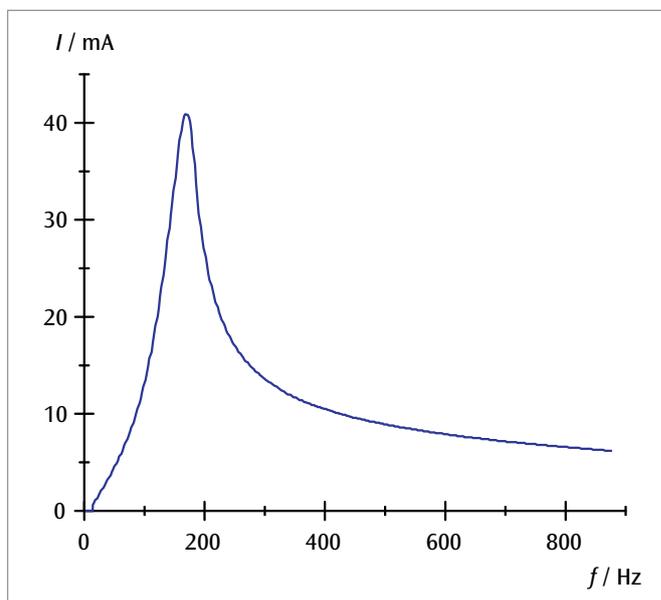
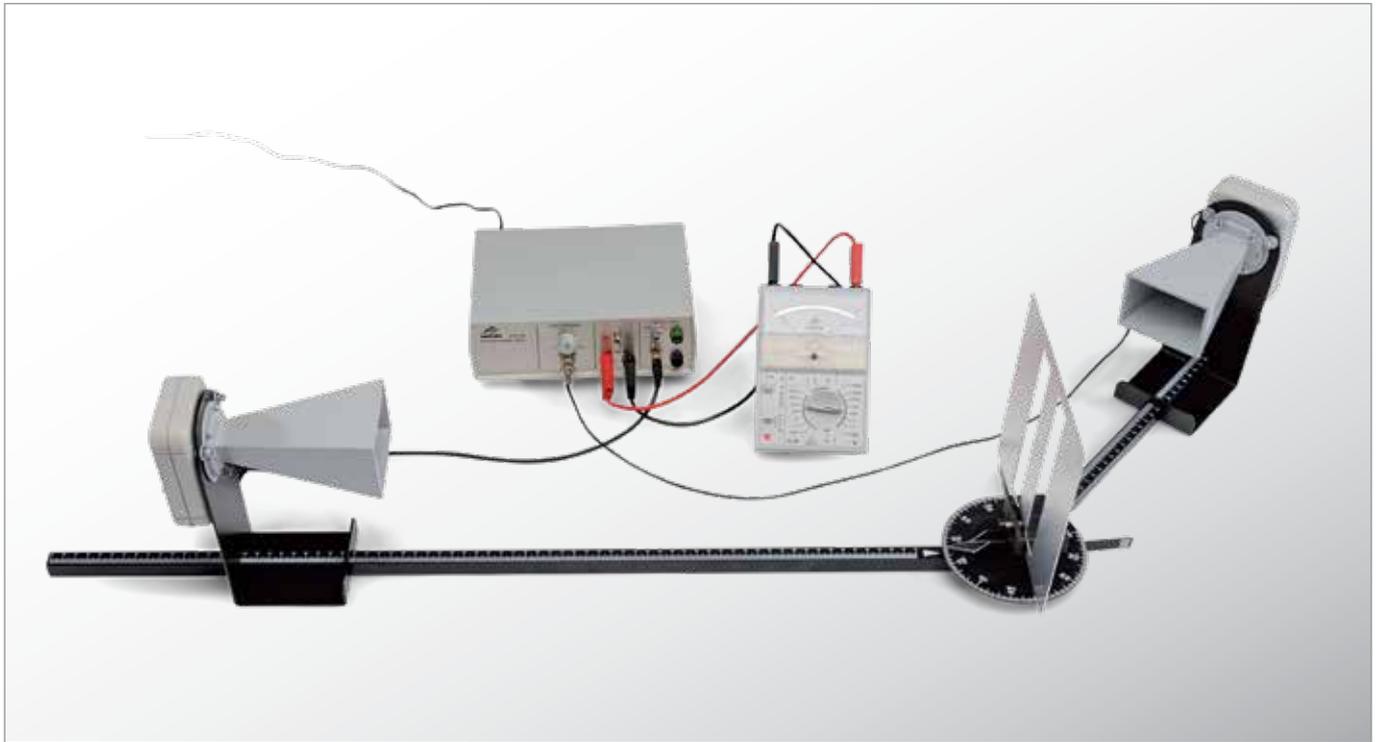


Fig. 2: Curva de resonancia de amplitud de la corriente ($R_{\text{ext}} = 0$)

UE3060300

ÓPTICA ONDULATORIA CON MICROONDAS



> TAREAS

- Medición punto a punto de la intensidad en la difracción de microondas en una rejilla doble.
- Determinación de los máximos para diferentes ordenes de difracción.
- Determinación de la longitud de onda con una distancia entre rendijas conocida.
- Estudio y cambio de la polarización de microondas emitidas.

OBJETIVO

Demostración y estudio de la interferencia, la difracción y la polarización con microondas

RESUMEN

Gracias a las microondas es posible comprender numerosos experimentos sobre los temas: interferencia, difracción y polarización con luz visible. En este caso se aplican objetos de difracción y rejillas de polarización cuya estructura interna se puede reconocer a simple vista. Se puede entonces ver claramente que en la difracción en rejilla doble se mide un máximo cuando el detector no se irradia en línea recta con respecto al emisor.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Equipo de microondas 9,4 GHz (230 V, 50/60 Hz)	1009951 o
	Equipo de microondas 10,5 GHz (115 V, 50/60 Hz)	1009950
1	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

FUNDAMENTOS GENERALES

La óptica ondulatoria o física considera la luz como una onda electromagnética transversal y explica así los conceptos de Interferencia, Difracción y Polarización de la luz. Las microondas también son ondas electromagnéticas y muestran los mismos fenómenos, pero sus longitudes de ondas son claramente más grandes que las de la luz visible. Por lo tanto se pueden aplicar objetos de difracción y polarización para experimentos de óptica ondulatoria con microondas cuya estructura interna se puede reconocer a simple vista.

En el experimento se estudia la difracción de microondas de una longitud de onda λ en una rejilla doble, cuya distancia entre rendijas d es de varios centímetros. Se obtiene así la distribución de intensidad típica para la difracción en rendija doble (ver Fig. 1) con máximos bajo el ángulo α_m , que satisfacen la condición:

$$(1) \quad \sin \alpha_m = m \cdot \frac{\lambda}{d}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Claramente la máxima intensidad se mide exactamente cuando el receptor se encuentra detrás del puente entre las rendijas y no en el camino directo que puede ser irradiado directamente por el emisor. Este fenómeno se puede explicar por la interferencia de las ondas parciales de ambas rendijas y es una comprobación clara de la naturaleza ondulatoria de las microondas.

Girando el receptor alrededor de la dirección de radiación se puede comprobar la polarización lineal de las microondas emitidas. Con la orientación cruzada de emisor y receptor la intensidad medida se reduce a cero. Si se coloca una rejilla de polarización a 45° en el paso de los rayos, el receptor vuelve a detectar una onda sólo que de una amplitud mucho más baja. La rendija deja pasar la componente del vector E de la onda incidente, la cual es paralela a la rejilla de polarización. Por otro lado, de ésto se mide la componente que oscila en paralelo con el receptor.

OBSERVACIÓN

Con el mismo equipo se pueden realizar experimentos referentes a absorción, reflexión y polarización de microondas.

EVALUACIÓN

Se anotan los ángulos α_m de los máximos de difracción en un diagrama $\sin \alpha_m - m$ en contra del orden de difracción m . Los valores de medida se encuentran en una recta que pasa por el origen, cuya pendiente corresponde al cociente λ/d .

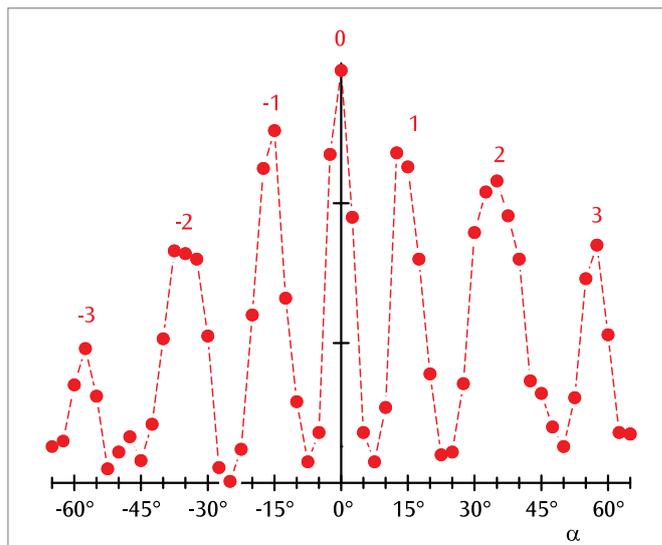


Fig. 1: Distribución de intensidad en la difracción de microondas en una rendija doble

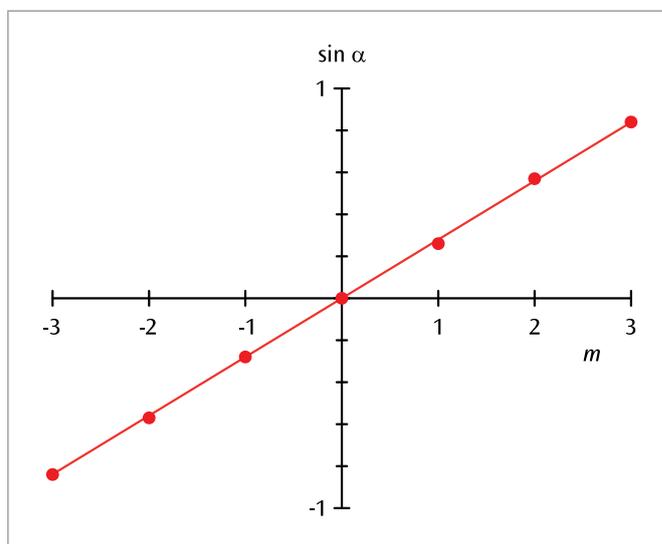


Fig. 2: Posiciones de los máximos de intensidad en función del orden de difracción m

UE3070100 | DIODO DE TUBO



> TAREAS

- Registro de las características de un diodo de tubo para tres tensiones diferentes de calentamiento de cátodo.
- Identificación del rango de carga espacial y el de saturación.
- Comprobación de la ley de Schottky y Langmuir.

OBJETIVO

Registro de las características de un diodo de tubo

RESUMEN

En un diodo de tubo, entre el cátodo caliente y el ánodo, circula una corriente de emisión transportada por electrones libres si se aplica una tensión positiva entre el cátodo y el ánodo. La corriente aumenta con tensión ascendente hasta la saturación, no obstante, con tensión negativa su valor es de cero.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Triodo S*	1000613
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 o
	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

* Por favor, pida también un presupuesto con nuestros tubos de electrones D.

FUNDAMENTOS GENERALES

Un diodo de tubo es un recipiente de vidrio evacuado dentro del que se encuentran dos electrodos: un cátodo caliente desde el que se desprenden los electrones, debido al efecto termoeléctrico y un ánodo (ver Fig. 1). Si se aplica una tensión positiva entre el cátodo y el ánodo, se genera una corriente de emisión (corriente anódica) transportada hacia el ánodo por los electrones libres. Si la tensión es baja, la carga espacial de los electrones liberados impide el flujo de la corriente anódica, puesto que estos blindan el campo eléctrico que se encuentra delante del cátodo. Si la tensión anódica asciende, las líneas de campo penetran más profundamente en el espacio que se encuentra delante del cátodo y la corriente anódica aumenta. El ascenso se produce hasta que se elimina la carga espacial de delante de cátodo, con lo que se ha alcanzado el valor de saturación de la corriente anódica. Por el contrario, los electrones no pueden llegar al ánodo cuando a éste se le aplica una tensión negativa suficientemente elevada; en este caso, la corriente anódica es igual a cero.

La dependencia de la corriente anódica I_A de la tensión anódica U_A se denomina curva característica del diodo de tubo (ver Fig. 2). Aquí se diferencia entre los rangos de contratensión (a), de carga espacial (b) y de saturación (c). En el rango de contratensión, el ánodo presenta un potencial negativo, en relación con el cátodo. Los electrones no pueden avanzar contra el campo eléctrico.

En el rango de carga espacial, la dependencia de la corriente anódica, relacionada con la tensión anódica, queda descrita por la ley de Schottky y Langmuir:

$$(1) \quad I_A \sim U_A^{\frac{3}{2}}$$

En el rango de saturación, la corriente anódica depende de la temperatura del cátodo y se puede incrementar elevando la tensión de calentamiento U_F .

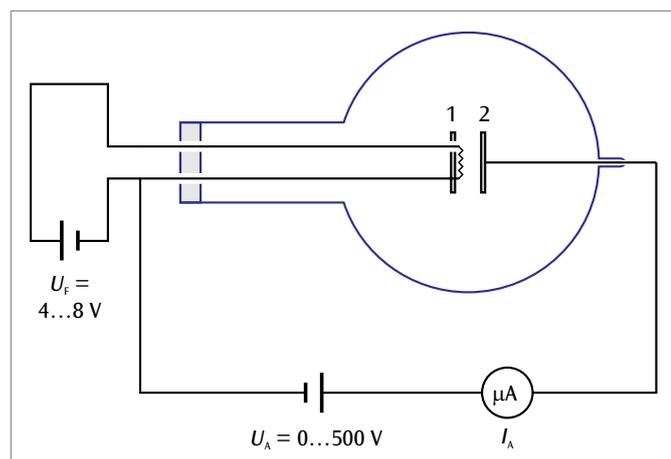


Fig. 1: Circuito para el registro del campo de características de un diodo de tubo 1: Cátodo, 2: Ánodo

EVALUACIÓN

Rango de contratensión:

Dado que los electrones se desprenden del cátodo con una energía cinética $E_{kin} > 0$, continuará fluyendo una corriente anódica hasta que la tensión negativa sea tan elevada que impida incluso al electrón más veloz la llegada al ánodo.

Rango de carga espacial:

Ante pequeñas intensidades de campo, no todos los electrones que se desprenden del cátodo caliente pueden continuar su camino. Tras su salida, estos rodean el cátodo como una nube y forman una carga espacial negativa. Si se aplican tensiones pequeñas, por tanto, las líneas de campo que se desprenden del ánodo finalizan en el lugar en donde se encuentra la carga espacial de los electrones y no en el mismo cátodo. El campo proveniente del ánodo sufre de esta manera un blindaje. Si la tensión anódica asciende, las líneas de campo penetran más profundamente en el espacio que rodea el cátodo y la corriente anódica aumenta. El ascenso de la corriente continúa hasta que se elimina la carga espacial que se encuentra alrededor del cátodo. En ese instante se ha alcanzado el valor de saturación de la corriente anódica.

Rango de saturación:

En el rango de saturación la corriente de emisión no depende de la tensión anódica. No obstante, se puede aumentar elevando la cantidad de electrones que se desprenden del cátodo por unidad de tiempo. Esto se puede conseguir elevando la temperatura del cátodo. El valor de la corriente de saturación es, de esta manera, dependiente de la tensión de calentamiento.

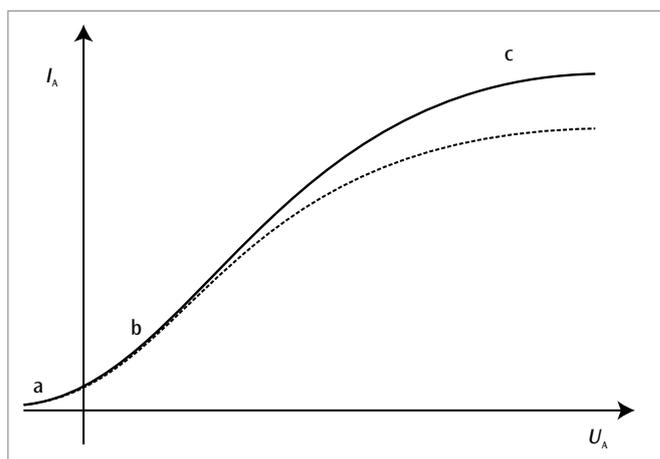


Fig. 2: Característica de un diodo de tubo
a: Rango de contratensión, b: Rango de carga espacial
c: Rango de saturación

UE3070200 | TRIODO DE TUBO



> TAREAS

- Registro de las características de corriente y tensión anódica de un triodo de tubo con varias tensiones constantes de rejilla.
- Registro de las características de corriente anódica y tensión de rejilla de un triodo de tubo con varias tensiones anódicas constantes.

OBJETIVO

Registro de las características de un triodo de tubo

RESUMEN

En un triodo de tubo, entre el cátodo caliente y el ánodo, circula una corriente de emisión transportada por electrones libres si se aplica una tensión positiva entre el cátodo y el ánodo. Esta corriente se puede controlar por medio de la aplicación de una pequeña tensión positiva o negativa entre el cátodo y la rejilla.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Triodo S*	1000614
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 o
	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

* Por favor, pida también un presupuesto con nuestros tubos de electrones D.

FUNDAMENTOS GENERALES

Un triodo de tubo es un recipiente de vidrio evacuado dentro del que se encuentran dos electrodos: un cátodo caliente desde el que se desprenden los electrones debido al efecto termoelectrónico, un ánodo y, entre estos dos elementos, una rejilla. Si entre el cátodo y el ánodo se encuentra presente una tensión positiva de suficiente magnitud (tensión anódica), los electrones libres consiguen llegar desde el cátodo hasta el ánodo atravesando la rejilla. La corriente anódica así generada es susceptible de control por medio de la variación de una tensión adicional aplicada entre el cátodo y la rejilla (tensión de rejilla). La corriente anódica se incrementa o se debilita de acuerdo a la circunstancia de si la rejilla posee un potencial positivo o negativo en relación con el cátodo. Por lo tanto, un triodo de tubo se puede emplear para incrementar tensiones alternas.

En el experimento, se registrará el campo de características de un triodo de tubo. Esto significa el registro de la dependencia de la corriente anódica I_A en función de la tensión del ánodo U_A y la corriente de rejilla U_G . Para la representación del campo de características se emplean dos variantes (ver Fig. 2 y 3): La variante 1 representa la corriente anódica como una función de la tensión anódica ante diferentes tensiones constantes de rejilla; la variante 2 representa la corriente anódica como una función de la tensión de rejilla ante diferentes tensiones anódicas constantes.

EVALUACIÓN

La corriente anódica aumenta si la tensión anódica y la tensión de rejilla aumentan. Incluso mínimas variaciones de la tensión de rejilla, en el orden de apenas unos voltios, conducen a una gran variación de la corriente anódica. La tensión de rejilla, por tanto, se puede aprovechar para el control de la corriente anódica.

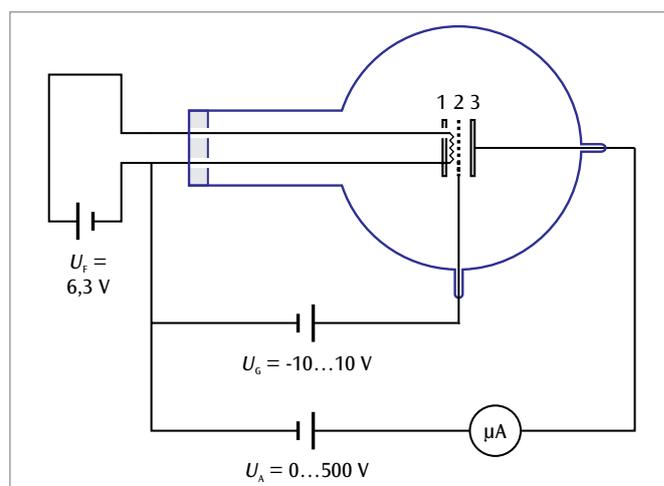


Fig. 1: Circuito para el registro del campo de características de un triodo de tubo 1: Cátodo; 2: Rejilla; 3: Ánodo

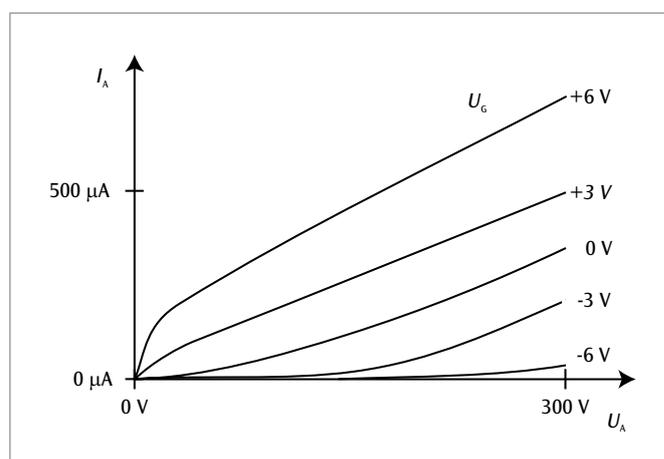


Fig. 2: Características de corriente anódica / tensión anódica

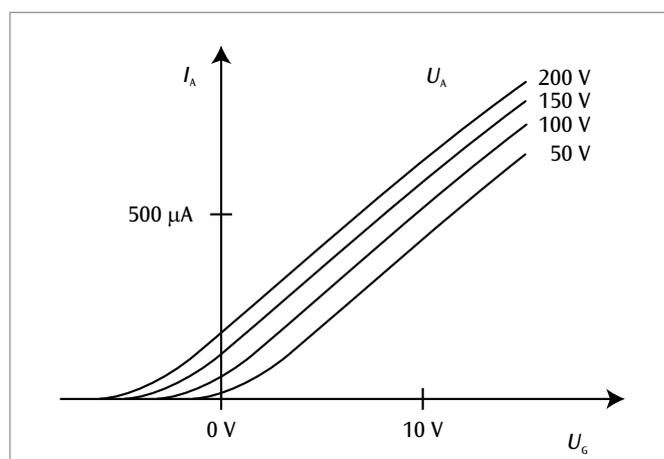
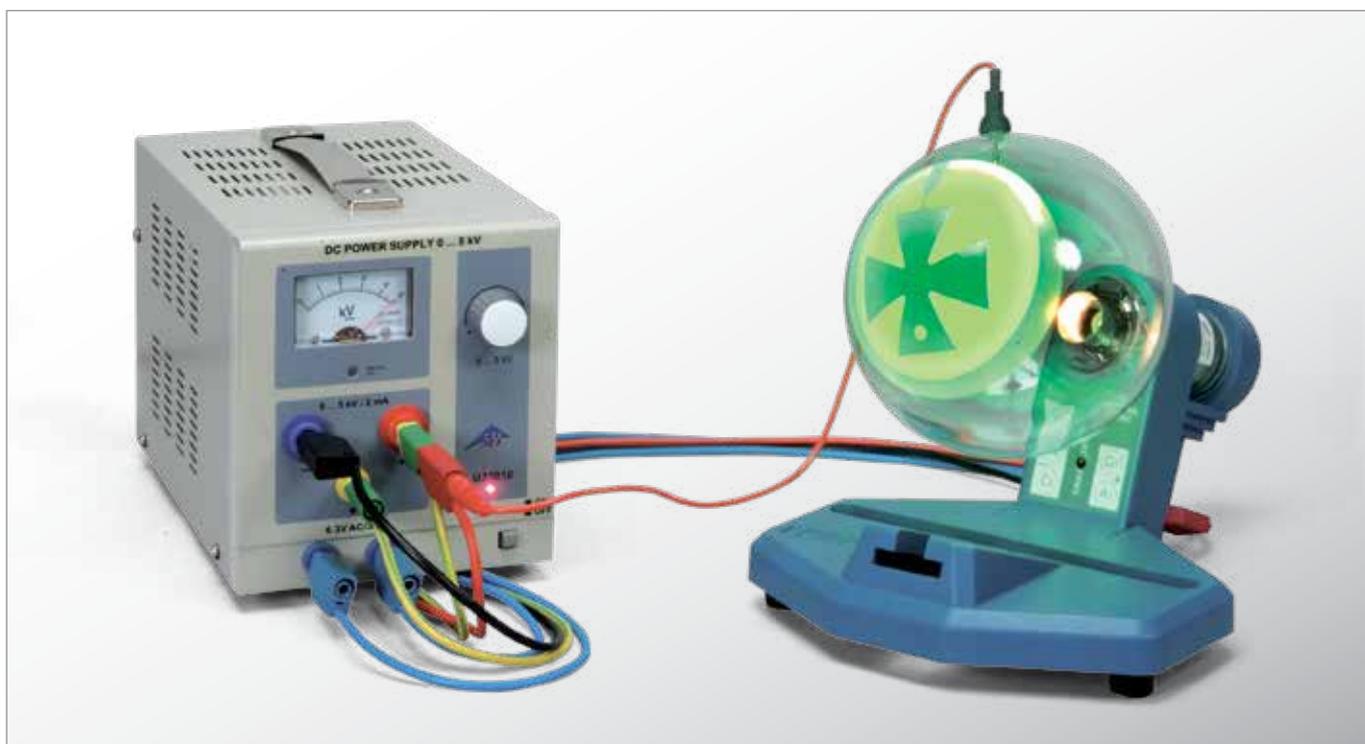


Fig. 3: Características de corriente anódica / tensión de rejilla

UE3070300 | TUBO DE CRUCE DE SOMBRAS



> TAREAS

- Demostración de la expansión rectilínea de electrones en el espacio sin campo.
- Demostración de la desviación de los electrones en un campo magnético.
- Introducción en la óptica electrónica.

OBJETIVO

Demostración de la expansión rectilínea de los electrones en el espacio sin campo

RESUMEN

La expansión rectilínea de los electrones en el espacio sin campo se demuestra en el tubo de cruce de sombras por medio de la convergencia de la sombra de los electrones con la sombra proyectada por la luz. Una perturbación de esta expansión rectilínea provocada, por ejemplo, por medio de la inserción de un campo magnético, se vuelve visible en forma de un desplazamiento de la sombra de los electrones.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de cruz de Malta S*	1000011
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Fuente de alta tensión, 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 o
	Fuente de alta tensión, 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843
Requerido adicionalmente:		
1	Par de bobinas de Helmholtz S	1000611
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

* Por favor, pida también un presupuesto con nuestros tubos de electrones D.

FUNDAMENTOS GENERALES

En un tubo de cruce de sombras, el haz divergente de un cañón de electrones se hace visible sobre la pantalla como forma luminosa sobre la que un obstáculo proyecta una sombra que resulta impenetrable para los electrones (cruz de Malta). La posición de la sombra varía si la expansión rectilínea de los electrones se ve perturbada durante su recorrido hacia la pantalla luminiscente.

Si el ánodo y la cruz de Malta presentan el mismo potencial, entonces se tiene un espacio sin campo y los electrones se expanden de forma rectilínea. La sombra de los electrones de la cruz de Malta converge, por tanto, con la sombra proyectada por la luz emitida por el cátodo caliente.

La perturbación de la expansión rectilínea en un espacio con campo se puede demostrar, sencillamente, interrumpiendo la conexión conductora establecida entre el ánodo y el obstáculo. La carga estática del obstáculo que esta acción provoca produce una sombra de electrones poco nítida sobre la pantalla luminiscente.

Si durante su trayectoria hacia la pantalla luminiscente, los electrones se ven desviados por un campo magnético, se observará un desplazamiento o un giro de la sombra de los electrones.

La fuerza de desviación F depende de la velocidad v y del campo magnético B y está dada por la ley de fuerza de Lorentz:

$$(1) \quad \mathbf{F} = -e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

EVALUACIÓN

En el espacio sin campo, los electrones se expanden de manera rectilínea. La sombra de los electrones de la cruz de Malta converge, por tanto, con la sombra de la luz.

Los electrones se desvían por medio de un campo magnético y la sombra de los electrones se desplaza en relación con la sombra de la luz. La fuerza de desviación es perpendicular al sentido del movimiento de los electrones y al campo magnético.

Si el campo magnético se desplaza axialmente, los electrones se desvían en órbitas espirales y su sombra gira volviéndose más pequeña.

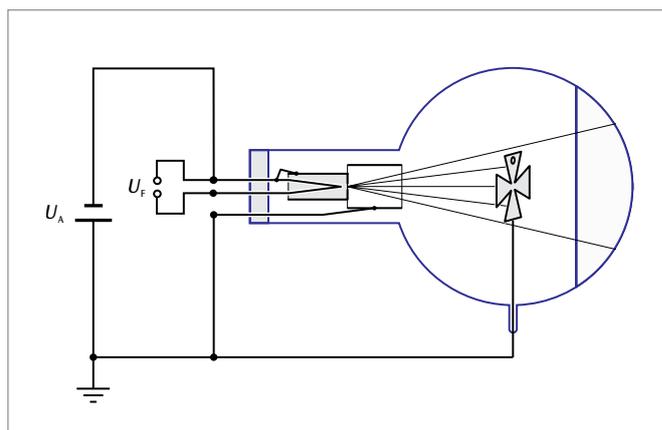


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de cruce de sombras



Fig. 2: Giro de la sombra de los electrones producido por su desviación en el campo magnético axial

UE3070400 | TUBO DE PERRÍN



> TAREAS

- Comprobación de la emisión termo-eléctrica de portadores de carga desde un cátodo incandescente.
- Determinación de la polaridad de los portadores de carga emitidos.
- Estimación del valor de la carga específica de los portadores de carga.

OBJETIVO

Determinación de la polaridad de los portadores de carga

RESUMEN

En el tubo de Perrín se desvía el rayo de electrones hacia la copa de Faraday aplicando un campo magnético homogéneo. La carga se puede comprobar por medio de un electroscopio conectado a la copa de Faraday y haciendo un comparación con una carga de signo conocido se puede estudiar también respecto a la polaridad.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de Perrin S*	1000616
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Par de bobinas de Helmholtz S	1000611
1	Fuente de alta tensión, 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 o
	Fuente de alta tensión, 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Electroscopio según Kolbe	1001027
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

* Por favor, pida también un presupuesto con nuestros tubos de electrones D.

FUNDAMENTOS GENERALES

En el tubo de Perrín un rayo de electrones focalizado incide sobre una pantalla fluorescente y es observado allí como un punto fluorescente. Formando un ángulo de 45° con respecto al rayo de electrones se encuentra colocada una copa de Faraday, hacia la cual se pueden desviar los electrones aplicando un campo magnético. La corriente de carga se puede medir por medio de un punto de conexión separado.

En el experimento el rayo de electrones se desvía hacia la copa de Faraday, la cual está conectada a un electroscopio aplicando un campo magnético homogéneo producido con un par de bobinas de Helmholtz. Partiendo de la carga o descarga del electroscopio por el rayo de electrones dirigido hacia la copa de Faraday se puede deducir la polaridad de los portadores de carga.

Además se puede estimar el valor de la carga específica de los portadores de carga, porque el radio de curvatura r de la órbita hacia la copa de Faraday es conocido. La fuerza centrípeta que actúa sobre los portadores de carga en esta órbita está dada por la fuerza de Lorentz. Por lo tanto se tiene que:

$$(1) \quad m \cdot \frac{v^2}{r} = e \cdot v \cdot B$$

e: Carga, m : Masa de los portadores de carga, B : Campo magnético

teniendo aquí, v la velocidad de los portadores de carga que depende de la tensión del ánodo U_A :

$$(2) \quad v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_A}$$

De esta relación se deduce la carga específica de los portadores de carga:

$$(3) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

EVALUACIÓN

El radio de curvatura r de la órbita hacia la copa de Faraday es de 160 mm. La alta tensión U_A es conocida.

El campo magnético homogéneo B se produce con un par de bobinas de Helmholtz y es proporcional a la corriente I_H que fluye por cada una de las bobinas de Helmholtz. El factor de proporcionalidad k se puede calcular tomando el radio de las bobinas $R = 68$ mm y el número de espiras $N = 320$ de cada una de ellas:

$$B = k \cdot I_H \quad \text{con} \quad k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

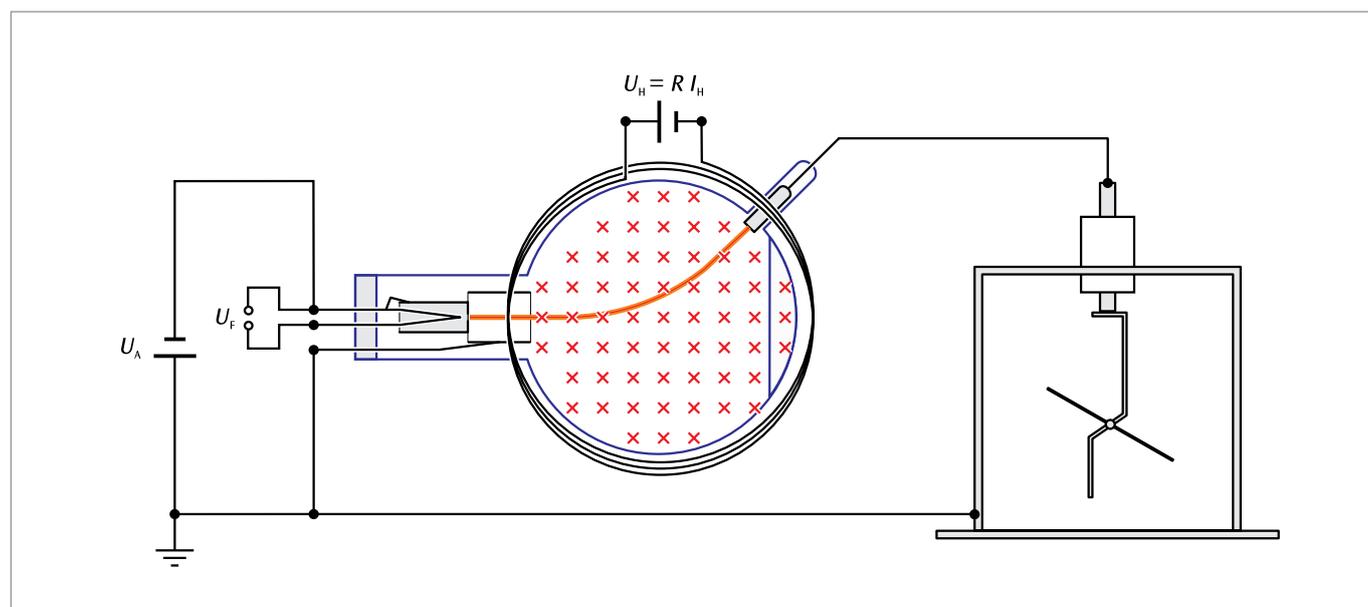


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de Perrín

UE3070500 | TUBO DE THOMSON



> TAREAS

- Análisis de la desviación de un haz de electrones en un campo magnético.
- Estimación de la carga específica del electrón.
- Análisis de la desviación de un haz de electrones en un campo eléctrico.
- Montaje de un filtro de velocidad a partir del cruce de un campo eléctrico y uno magnético.

OBJETIVO

Análisis de la desviación de los electrones en un campo eléctrico y en un campo magnético

RESUMEN

En el tubo de Thomson, la desviación vertical de un haz horizontal de electrones se vuelve visible sobre una pantalla luminiscente. La desviación se puede provocar por medio de un campo eléctrico vertical o por medio de un campo magnético horizontal que, en el plano horizontal, se encuentre en posición perpendicular al sentido del haz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de Thomson S*	1000617
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Par de bobinas de Helmholtz S	1000611
1	Fuente de alta tensión, 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 o
	Fuente de alta tensión, 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 o
	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

* Por favor, pida también un presupuesto con nuestros tubos de electrones D.

FUNDAMENTOS GENERALES

Los electrones atraviesan el tubo de Thomson, en sentido horizontal, por un diafragma hendido, ubicado detrás del anodo y llegan a una pantalla luminiscente colocada en posición oblicua a la trayectoria del haz, lo cual la vuelve visible. Un condensador de placas se encuentra colocado por detrás del diafragma hendido, en cuyo campo eléctrico vertical los electrones se desvían en este mismo sentido. Adicionalmente, con el empleo de las bobinas de Helmholtz, se puede crear un campo magnético de trayectoria horizontal en el que los electrones también se ven desviados en sentido vertical.

La fuerza de Lorentz actúa sobre un electrón que atraviesa un campo magnético B con una velocidad v :

$$(1) \quad \mathbf{F} = -e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

e : Carga elemental

en sentido perpendicular al plano creado por el sentido del movimiento y el campo magnético. La desviación se realiza en sentido vertical si el sentido del movimiento de los electrones, al igual que el campo magnético, se encuentran en el plano horizontal (ver Fig. 1). Si el sentido del movimiento es perpendicular al campo magnético homogéneo, los electrones se ven forzados a adoptar una órbita cuya fuerza centrípeta viene dada por la ley de fuerza de Lorentz:

$$(2) \quad m \cdot \frac{v^2}{r} = e \cdot v \cdot B$$

m : Masa de electrones, r : Radio de la órbita.

La velocidad de los electrones depende de la tensión anódica U_A . Es válido:

$$(3) \quad v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U_A}$$

De esta manera, a partir del radio de la órbita, se puede determinar la carga específica del electrón, si se conoce el campo magnético homogéneo B y la tensión anódica U_A . A partir de (2) y (3) se deduce la carga específica del electrón:

$$(4) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

Si se aplica una tensión U_p en el condensador de placas, en su campo eléctrico vertical E , los electrones se verán desplazados por la fuerza:

$$(5) \quad \mathbf{F} = -e \cdot \mathbf{E}$$

e : Carga elemental

igualmente en sentido vertical (ver Fig. 2). El campo eléctrico se puede, por tanto, seleccionar de tal manera que compense exactamente la desviación producida en el campo magnético:

$$(6) \quad e \cdot E + e \cdot v \cdot B = 0$$

En este caso, se puede determinar sencillamente la velocidad de los electrones. Es válido:

$$(7) \quad v = \frac{|E|}{|B|}$$

Por esta razón, una estructura formada por el cruce del campo eléctrico y el magnético, en la que la desviación de los electrones se compense con un valor de cero, se conoce como filtro de velocidad.

EVALUACIÓN

En un par de bobinas de Helmholtz se genera el campo magnético B y éste es proporcional a la corriente I_H que circula en una bobina individual. Se puede calcular el factor de proporcionalidad k a partir del radio de la bobina $R = 68 \text{ mm}$ y el número de espiras $N = 320$ de cada bobina:

$$B = k \cdot I_H \text{ en donde } k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

El campo eléctrico se puede calcular a partir de la tensión U_p y de la distancia d entre placas:

$$E = \frac{U_p}{d}$$

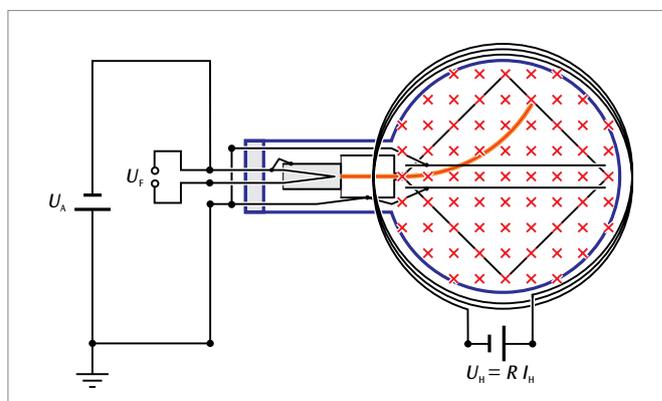


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de Thomson en el campo magnético

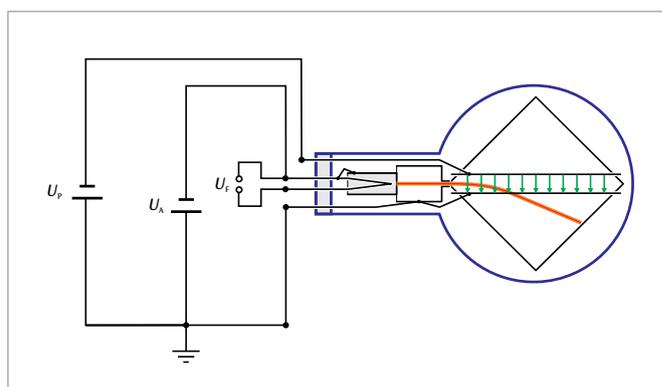


Fig. 2: Representación esquemática del tubo de Thomson en el campo eléctrico

UE3070700 | TUBO DE HAZ FINO DE RADIACIÓN



> TAREAS

- Demostración de la desviación de los electrones en un campo magnético homogéneo sobre una órbita cerrada.
- Determinación de la corriente de las bobinas de Helmholtz I_H en función de la tensión de aceleración U del cañón de electrones con radio r de órbita constante.

OBJETIVO

Determinación de la carga específica del electrón

RESUMEN

En el tubo de haz fino de radiación, la órbita del electrón es visible como huella luminosa de bordes nítidos dentro de un campo magnético homogéneo. Por tanto, el radio de la órbita se puede medir directamente por medio de una escala. A partir del radio de la órbita r , el campo magnético B y la tensión de aceleración U del cañón de electrones se puede calcular la carga específica e/m del electrón.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de haz fino sobre zócalo R	1019957
1	Bobinas de Helmholtz 300 m	1000906
1	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 o
	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Multímetro analógico ESCOLA 100	1013527
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

En el tubo de haz fino de radiación, los electrones se desplazan en una órbita descrita dentro de un campo magnético homogéneo. El tubo contiene gas de neón con una presión de ajuste exacto y los átomos del gas, a lo largo de la órbita, se ionizan debido al choque con los electrones, provocando emisión de luz. Por esta razón, la órbita de los electrones se hace visible de manera indirecta y el radio de esta órbita se puede medir directamente por medio de una escala. Dado que la tensión de aceleración U del cañón de electrones y el campo magnético B son conocidos, a partir del radio r de la órbita se puede calcular la carga específica e/m del electrón:

En un sentido perpendicular a la velocidad y al campo magnético B , la fuerza de Lorentz actúa sobre un electrón que se desplaza con una velocidad v y en sentido perpendicular con respecto a un campo magnético homogéneo:

$$(1) \quad F = e \cdot v \cdot B$$

e : Carga elemental

Como fuerza centrípeta:

$$(2) \quad F = \frac{m \cdot v^2}{r}$$

m : Masa del electrón

obliga al electrón a adoptar una órbita con el radio r . Por tanto:

$$(3) \quad e \cdot B = \frac{m \cdot v}{r}$$

La velocidad v depende de la tensión de aceleración U del cañón de electrones:

$$(4) \quad v = \sqrt{2 \cdot \frac{e}{m} \cdot U}$$

Por tanto, para la carga específica del electrón es válido:

$$(5) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U}{(r \cdot B)^2}$$

EVALUACIÓN

En un par de bobinas de Helmholtz se genera el campo magnético B y éste es proporcional a la corriente I_H que fluye en una bobina individual. Se puede calcular el factor de proporcionalidad k a partir del radio de la bobina $R = 147,5$ mm y del número de espiras $N = 124$ de cada bobina:

$$B = k \cdot I_H \quad \text{con} \quad k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

De esta manera se conocen todas las magnitudes útiles para la determinación de la carga de los electrones.

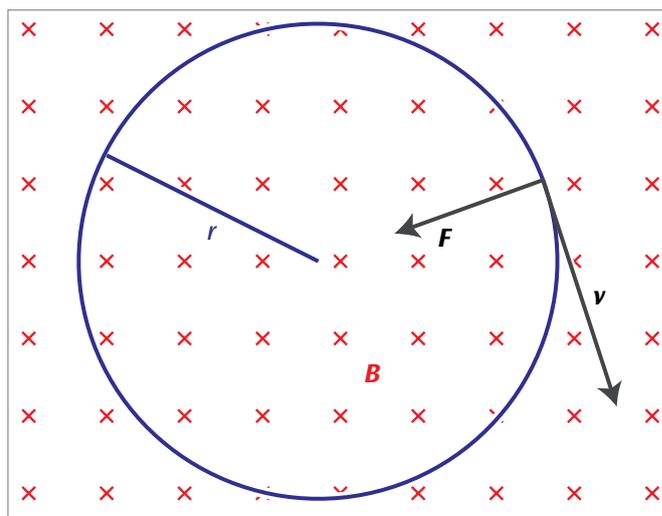


Fig. 1: Desviación de electrones con velocidad v en un campo magnético B por medio de la fuerza de Lorentz F en una órbita cerrada de radio r

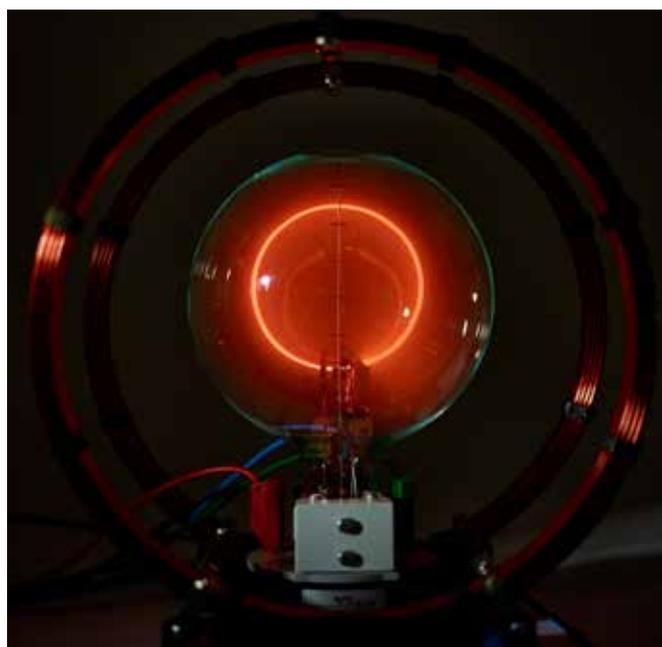
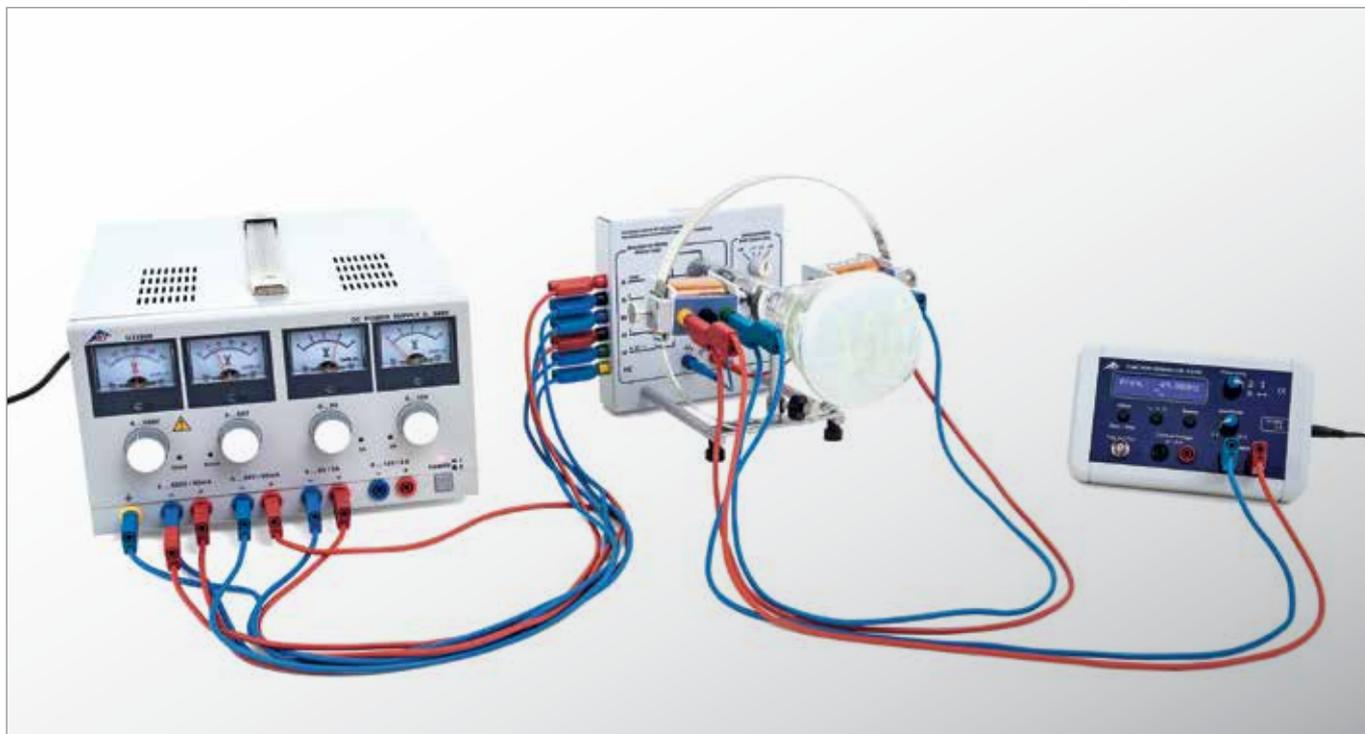


Fig. 2: Tubo de haz fino de radiación con huella luminosa circular de los electrones en el campo magnético

UE3070800 | OSCILOSCOPIO DIDÁCTICO I



TAREAS

- Estudio de la desviación de un rayo de electrones en un campo eléctrico.
- Estudio de la desviación de un rayo de electrones en un campo magnético.
- Demostración de la representación osciloscópica tomando como ejemplo las señales periódicas de un generador de funciones.
- Calibración del ajuste de frecuencias del generador de dientes de sierra.

OBJETIVO

Estudio de los fundamentos físicos de la representación osciloscópica resuelta en tiempo de señales eléctricas

RESUMEN

Con el osciloscopio didáctico es posible estudiar sobre una pantalla fluorescente los fundamentos físicos de señales eléctricas dependientes del tiempo. En un tubo de Braun se produce un rayo de electrones focalizado, cuyo punto de incidencia sobre la pantalla se puede observar como un punto fluorescente verde. Desviado por medio de una tensión de dientes de sierra aplicada a un condensador de placas paralelas, se mueve de izquierda a derecha con velocidad constante y luego saltando nuevamente al punto de partida. Este proceso se repite periódicamente con la misma frecuencia ajustable. La tensión dependiente del tiempo a representar se aplica sobre una bobina externa al tubo de Braun y produce una desviación vertical del rayo en el campo magnético de la bobina. La dependencia temporal de la tensión aplicada a la bobina se representa por medio del movimiento horizontal simultáneo del rayo de electrones en dirección horizontal y se hace visible sobre la pantalla fluorescente.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Osciloscopio didáctico	1000902
1	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 o
	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 o
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Una aplicación importante de la emisión termoeléctrica en el alto vacío es el osciloscopio de rayos catódicos con un tubo de Braun como componente fundamental. En la realización del osciloscopio didáctico un llamado cilindro de Wehnelt que rodea un cátodo incandescente y una placa en forma de disco perforado a potencial de ánodo forman el sistema de óptica electrónica del tubo de Braun. Una parte de los electrones que son acelerados hacia el ánodo pasa a través del disco perforado y produce un rayo que se puede observar en la pantalla fluorescente en forma de un punto verde. Como el tubo está lleno de neon con una presión parcial reducida, el rayo de electrones se focaliza por medio de choques con los átomos del gas de neon haciéndose visible como un hilo brillante rojo. Una tensión negativa aplicada en el cilindro de Wehnelt aporta también a la focalización del rayo de electrones. Se ha desistido de una instalación para producir una aceleración adicional y focalización del rayo, comunes en los osciloscopios técnicos, en favor de la sencillez y claridad del sistema.

Detrás del ánodo se encuentra un par de placas orientadas paralelamente al rayo de electrones, las cuales pueden ser conectadas a un generador de dientes de sierra (ver Fig. 1). Por el campo eléctrico de la tensión de dientes de sierra $U_x(t)$ se desvía el rayo de electrones en dirección horizontal y se mueve de izquierda a derecha con velocidad constante y luego vuelve a la posición inicial sobre la pantalla fluorescente. Este proceso se repite periódicamente con la frecuencia ajustada.

Durante su movimiento de izquierda a derecha, el rayo de electrones puede ser desviado adicionalmente hacia arriba o hacia abajo con un campo magnético, aplicando adicionalmente una tensión $U_y(t)$ en la bobina externa al tubo de Braun. Si esta tensión dependiente del tiempo cambia, este cambio se hace visible resuelto en el tiempo sobre la pantalla fluorescente (ver Fig. 2). Estas tensiones dependientes del tiempo pueden ser, por ejemplo, las señales periódicas de salida de un generador de funciones o las señales amplificadas de un micrófono. En el experimento se estudian las señales periódicas de un generador de funciones. Para una representación óptima se ajusta la frecuencia de la señal de dientes de sierra como una relación entera con respecto a la frecuencia del generador de funciones.

EVALUACIÓN

Si en la pantalla se representa un período de la señal del generador de funciones, entonces su frecuencia coincide con la frecuencia del generador de dientes de sierra.

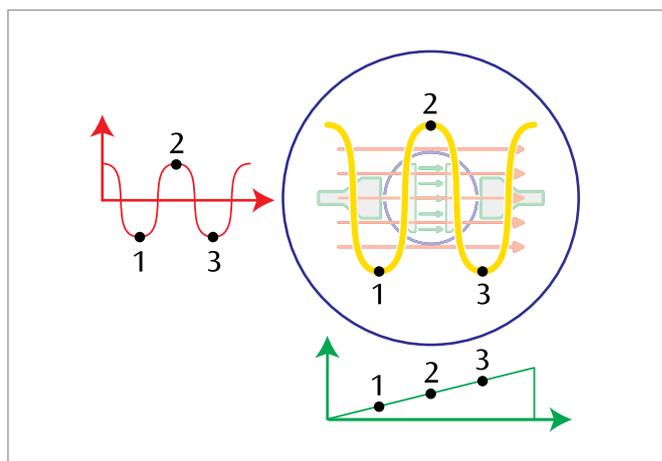


Fig. 2: Representación de una señal periódica resuelta en el tiempo

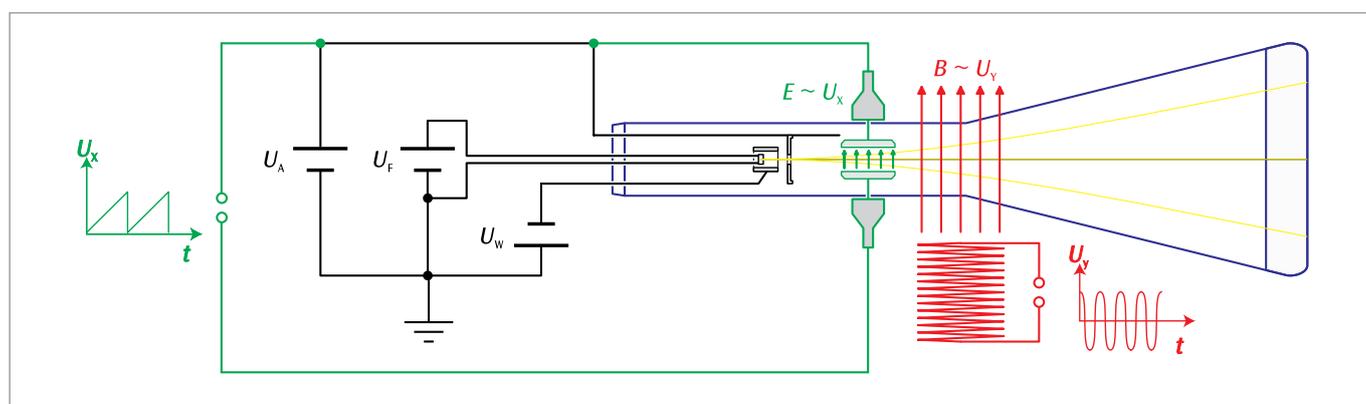


Fig. 1: Representación esquemática del osciloscopio didáctico visto desde arriba

UE3070850 | OSCILOSCOPIO DIDÁCTICO II



> TAREAS

- Superposición de campos magnéticos alternos de frecuencias iguales o diferentes y observación del desplazamiento del punto de la imagen del tubo.
- Generación de figuras de Lissajous cerradas.
- Comprobación de la frecuencia de la red.

OBJETIVO

Comprobación de la superposición no perturbada de campos magnéticos en el vacío

RESUMEN

Con la ayuda de un tubo de Braun se puede comprobar la superposición no perturbada de campos magnéticos en el vacío. Para ello se observa el punto de la imagen sobre la pantalla fluorescente del tubo. Los estudios se pueden extender a campos magnéticos alternos con la misma o con frecuencias diferentes. Las figuras de Lissajous que se observan en la pantalla dependen fuertemente de la relación entre las frecuencias de ambos campos magnéticos y de su posición de fase.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Osciloscopio didáctico	1000902
1	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (230 V, 50/60 Hz)	1003308 o
	Fuente de alimentación de CC 0 – 500 V (115 V, 50/60 Hz)	1003307
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A, stab. (230 V, 50/60 Hz)	1001007 o
	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A, stab. (115 V, 50/60 Hz)	1001006
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Con la ayuda de un tubo de Braun se puede demostrar el principio de superposición para campos magnéticos en el vacío, estudiando la desviación del rayo de electrones del tubo en el campo magnético. El estudio se puede realizar especialmente también para campos magnéticos alternados, porque el rayo de electrones sigue los cambios de los campos magnéticos casi libre de inercia.

En el experimento se colocan fuera del tubo de Braun dos bobinas de la misma forma que llevan corriente y se observa en la pantalla del tubo la desviación del rayo de electrones en los campos magnéticos de las bobinas, siguiendo el desplazamiento del punto de imagen sobre la pantalla del tubo. Mientras que el campo magnético de la bobina horizontal produce un desplazamiento vertical, la bobina vertical produce un desplazamiento horizontal.

Con un campo magnético que alterna con la frecuencia de la red, el punto de la imagen se estira formando una raya vertical u horizontal. Si se conectan ambas bobinas paralelamente con la fuente de tensión alterna, aparece en pantalla una raya bajo un ángulo de 45° con respecto a la vertical, en caso de una conexión antiparalela de las bobinas el ángulo será de -45°, porque el desplazamiento del punto de la imagen se superpone por ambos campos magnéticos.

Los estudios se pueden extender a campos alternos con frecuencias diferentes. Las figuras de Lissajous observadas en la pantalla dependen fuertemente de la relación entre las frecuencias de ambos campos y de su punto de fase. Cuando las frecuencias se encuentran en una relación racional sencilla se producen figuras cerradas. Su forma exacta depende de la diferencia de fase entre los dos campos magnéticos, como se muestra en la Fig. 1 para las figuras de Lissajous con una relación entre las frecuencias de 5:1.

Si la relación entre las frecuencias discrepa solo un poco de una relación racional sencilla, se origina una figura cerrada que rota sobre sí misma, la rotación será más lenta mientras menor sea la desviación de la relación racional. Ésto se aplica en el experimento para comprobar la frecuencia de la red. Para ello se conecta una bobina que funciona con un transformador trabajando con la frecuencia de la red y una segunda bobina conectada a un generador de frecuencia, la frecuencia de señal se puede leer con gran exactitud.

EVALUACIÓN

Congruentemente para la frecuencia de la red ν se busca aquella frecuencia del generador ν_5 , para la cual la figura de Lissajous correspondiente para la relación 5:1 rote más lentamente.

La frecuencia de la red ν en el momento de la observación se calcula como sigue:

$$\nu = \frac{\nu_5}{5}$$

Esta determinación se realiza con una exactitud de 0,01 Hz, porque ν_5 se puede ajustar con una exactitud de 0,05 Hz.

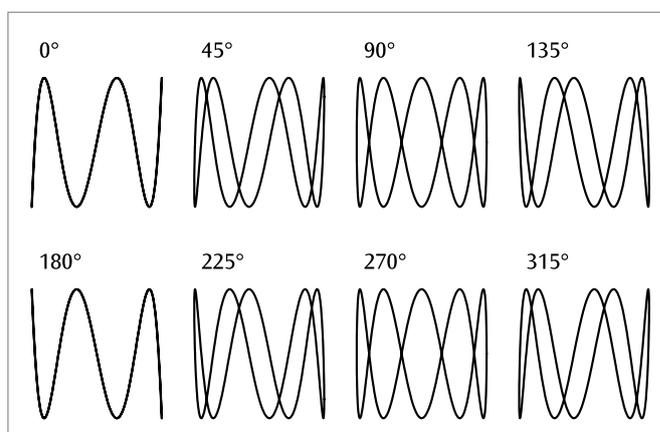
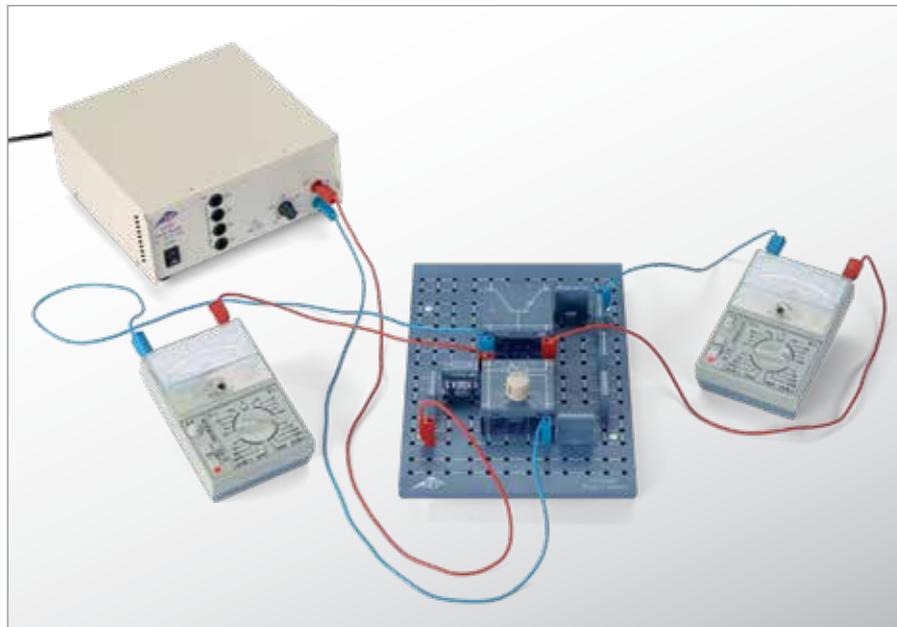


Fig. 1: Figuras de Lissajous con una relación de frecuencias de 5:1 con las diferencias de fase de 0°, 45°, 90°, ...

UE3080200 | TRANSISTOR BIPOLAR



OBJETIVO

Medición de las líneas características relevantes de un transistor npn

RESUMEN

Un transistor bipolar es un elemento electrónico compuesto tres capas de semiconductor. Dotadas en p y en n alternando entre sí; la base, el colector y el emisor. Según la ordenación de las capas de semiconductores se habla de un transistor npn o de un transistor pnp. El comportamiento de un transistor bipolar se caracteriza, entre otras cosas, por las líneas características, de entrada, de control y de salida, las cuales se miden, se representan gráficamente y se evalúan, como ejemplo en el experimento, para un transistor npn.

TAREAS

- Medición de la línea característica de entrada, es decir, de la corriente de base I_B en dependencia de la tensión de Base-Emisor U_{BE} .
- Medición de la línea característica de control, es decir, de la corriente de colector I_C en dependencia de la corriente de base I_B , manteniendo constante la tensión Colector-Emisor U_{CE} .
- Medición de la línea característica de salida, es decir, de la corriente de colector I_C en dependencia de la tensión de Colector-Emisor U_{CE} , manteniendo constante la corriente de base I_B .

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Juego de 10 enchufes puente, P2W19	1012985
1	Resistencia 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 47 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012926
1	Potenciómetro 220 Ω , 3 W, P4W50	1012934
1	Potenciómetro 1 k Ω , 1 W, P4W50	1012936
1	Transistor NPN BD 137, P4W50	1012974
1	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 o
	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
3	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

Un transistor bipolar es un elemento electrónico compuesto de tres capas de semiconductores dotados p y n alternativamente, la base B, el colector C y el emisor E. La base se encuentra entre el colector y el emisor y sirve para el control. En principio, el transistor bipolar corresponde a dos diodos con un ánodo común, conectados uno en contrario del otro. La bipolaridad está condicionada al hecho de que las diferentes clases de dotación hacen que tanto los electrones como los huecos formen parte del transporte de cargas.

Según la ordenación de las capas se habla de un transistor npn o de un transistor pnp (Fig. 1). Dependiendo entre que contactos está conectada la tensión de entrada y la tensión de salida el transistor bipolar trabaja como elemento de cuatro polos en tres variantes de conexión características; conexión de emisor, conexión de colector o conexión de base. Las denominaciones de las conexiones indican cada vez el conector común de entrada y de salida.

A continuación se considerará sólo el transistor npn.

Dependiendo si la conexión de la unión base-emisor resp. la unión base-colector está en dirección de paso (U_{BE} , $U_{BC} > 0$) o de bloqueo (U_{BE} , $U_{BC} < 0$), se tienen cuatro modos de operación del transistor npn (ver Tab. 1). En la operación hacia adelante del transistor ($U_{BE} > 0$), la unión BE polarizada en dirección de paso inyecta electrones del emisor hacia la base y huecos de la base hacia el emisor. Como el emisor está mucho más dotado que la base, se inyectan corres-

pondientemente más electrones en la base que huecos en el emisor y por lo tanto así se minimizan las recombinaciones. Como la anchura de la base es mucho menor que la longitud de difusión de los electrones, los cuales son portadores de carga minoritarios, los electrones se difunden a través de la base en la capa de bloqueo entre la base y el colector y se mueven más en avance hacia el colector, porque la capa de bloque sólo representa un obstáculo para los portadores de carga mayoritarios. Se establece al final una corriente de transmisión I_T del emisor en el colector que en funcionamiento hacia adelante representa la parte principal de la corriente de colector I_C ; la corriente I_C a la salida puede ser controlada por la tensión U_{BE} a la entrada. Los electrones que recombinan en la base son extraídos de la base como corriente de base I_B , para garantizar una corriente de I_T transmisión constante y así una estabilidad del transistor. Por medio de una corriente de entrada I_B pequeña se puede controlar una corriente de salida I_C ($I_C \approx I_T$) mayor y tiene lugar una amplificación de corriente. El comportamiento de un transistor bipolar está definido por cuatro líneas características, la de entrada, la de control, la de salida y la de relación de retroceso (ver Tab. 2). En el experimento se miden y se representan gráficamente las líneas características de entrada, de control y de salida tomando como ejemplo el transistor npn.

Tab. 1: Los cuatro modos de trabajo de un transistor npn

U_{BE}	U_{BC}	Modo de trabajo
> 0	< 0	Trabajo en avance / funcionamiento normal
> 0	> 0	Saturación
< 0	> 0	Trabajo en retroceso / funcionamiento inverso
< 0	< 0	Operación en bloqueo

Tab. 2: Las cuatro características de un transistor npn en funcionamiento en avance

Denominación	Dependencia	Parámetros
Característica de entrada	$I_B(U_{BE})$	
Característica de control	$I_C(I_B)$	$U_{CE} = \text{const.}$
Característica de salida	$I_C(U_{CE})$	$I_B = \text{const.}$
Característica de relación de retroceso	$U_{BE}(U_{CE})$	$I_B = \text{const.}$

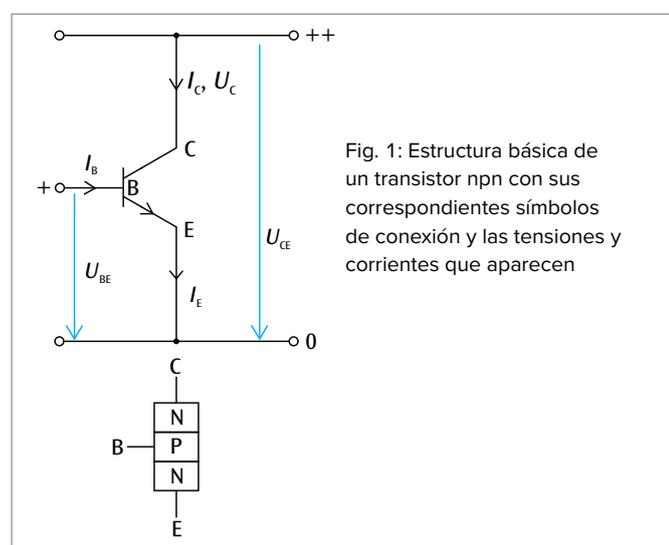


Fig. 1: Estructura básica de un transistor npn con sus correspondientes símbolos de conexión y las tensiones y corrientes que aparecen

EVALUACIÓN

De la línea característica de entrada se determina la tensión de umbral U_S , de la característica de control el factor de amplificación

$$B = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$$

y de la característica de salida las pérdidas de potencia $P = U_{CE} \cdot I_C$.

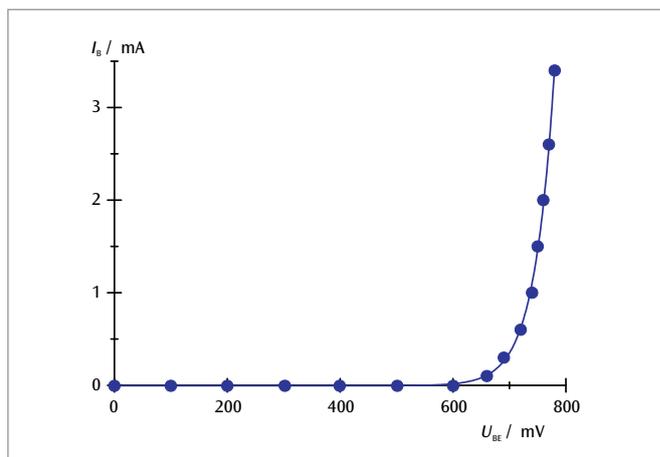


Fig. 2: Característica de entrada

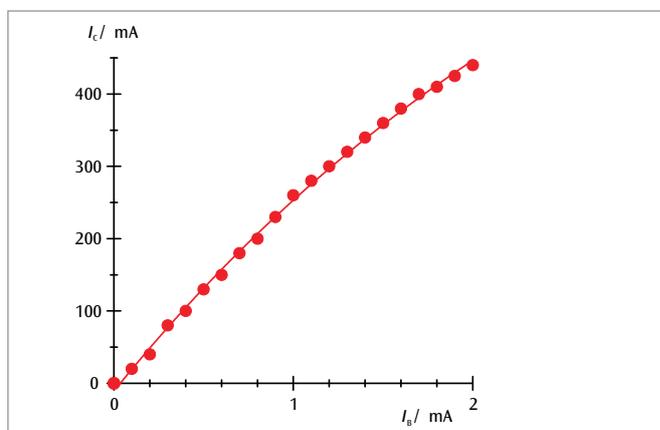


Fig. 3: Característica de control para $U_{CE} = 5,2 \text{ V}$

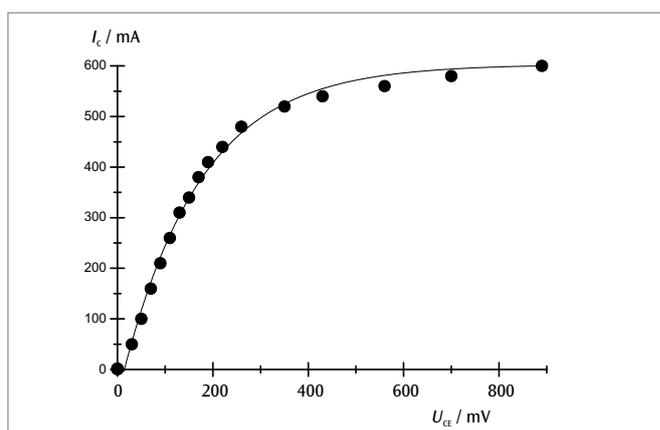
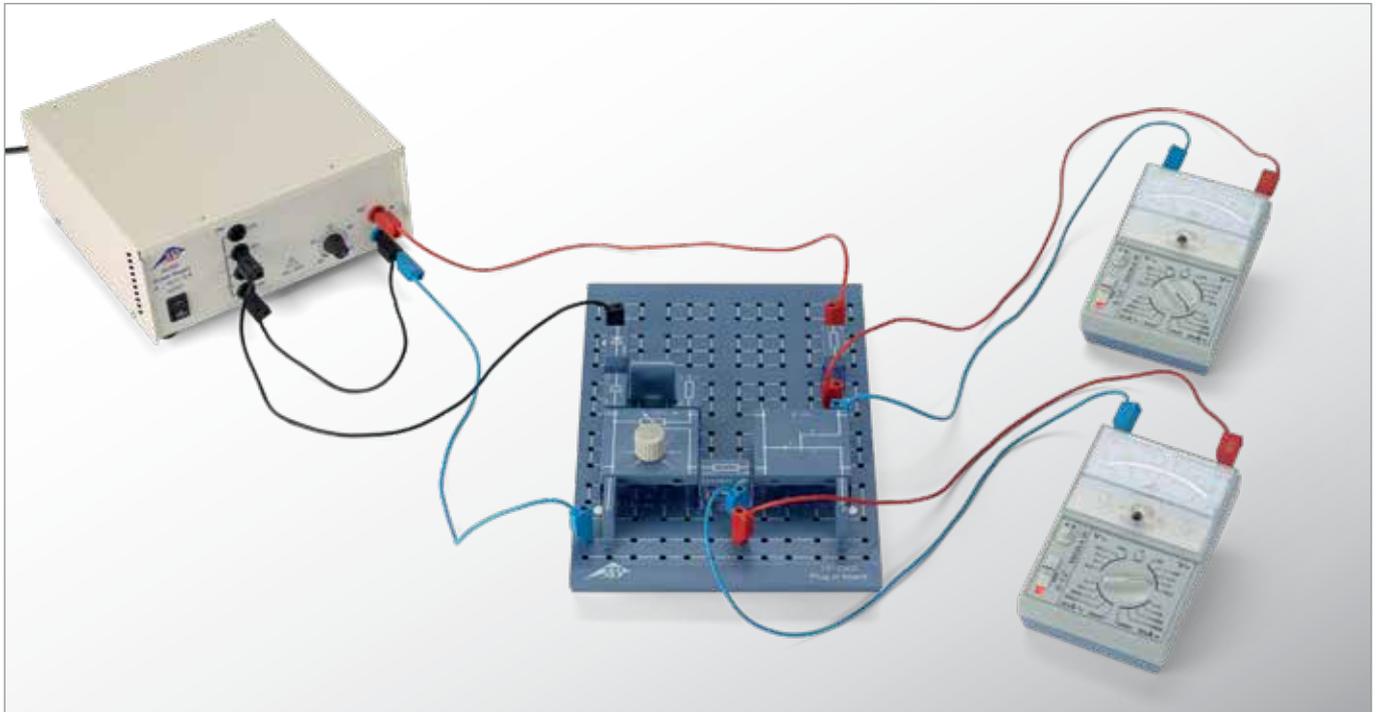


Fig. 4: Característica de salida para $I_B = 4,2 \text{ mA}$

UE3080300

TRANSISTOR DE EFECTO DE CAMPO



➤ TAREAS

- Medición de la tensión de Drain en dependencia de la corriente de Drain para diferentes valores de tensión de Gate.

OBJETIVO

Medición de las líneas características de un transistor de efecto de campo

RESUMEN

Un transistor de efecto de campo (FET) es un componente semiconductor en el cual la corriente eléctrica que fluye por un canal puede ser controlada por un campo eléctrico perpendicular a la dirección del flujo de la corriente. El FET tiene tres puntos de contacto llamados Source, Drain y Gate que actúan como, la fuente, el drenaje y la puerta. Si se conecta una tensión eléctrica entre Source y Drain fluye en el canal entre ellos la corriente de Drain. Para tensiones pequeñas Drain-Source el FET se comporta como una resistencia óhmica, la línea característica es correspondientemente recta. Aumentando la tensión Drain-Source tiene lugar una contracción del canal y al final una estrangulación del canal y la línea característica pasa a una región de saturación. Para tensiones de Gate diferentes de cero el valor de saturación de la corriente de Drain disminuye.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa enchufable p. componentes electro.	1012902
1	Juego de 10 enchufes puente, P2W19	1012985
1	Resistencia 1 k Ω , 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 470 Ω , 2 W, P2W19	1012914
1	Resistencia 47 k Ω , 0,5 W, P2W19	1012926
1	Condensador 470 μ F, 16 V, P2W19	1012960
1	Transistor FET BF 244, P4W50	1012978
1	Diodo de Si 1N 4007, P2W19	1012964
1	Potenciómetro 220 Ω , 3 W, P4W50	1012934
1	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1021091 o
	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1021092
2	Multímetro analógico ESCOLA 30	1013526
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

FUNDAMENTOS GENERALES

Un transistor de efecto de campo (FET) es un componente semiconductor en el cual la corriente eléctrica que fluye por un canal se controla por un campo eléctrico perpendicular al flujo de la corriente.

El FET tiene tres puntos de contacto, que se llaman, Source (S) la fuente, Drain (D) el drenaje, Gate (G), la puerta, que funcionan respectivamente como fuente, drenaje y puerta. El canal es el enlace conductor entre Source y Drain. Si se conecta una tensión eléctrica U_{DS} entre Source y Drain, entonces fluye en el canal la corriente de Drain I_D . La corriente se compone de portadores de carga de una sola polaridad (transistor unipolar), es decir, electrones para un canal semiconductor-n, huecos para un canal semiconductor-p. La sección transversal o la conductividad del canal se controla por un campo eléctrico perpendicular al flujo de corriente. Para generar ese campo transversal se conecta la tensión de Gate U_{GS} entre Source y Gate. El aislamiento del electrodo Gate con respecto al canal se puede realizar por medio de una unión pn en dirección de bloqueo (FET de capa de bloqueo, J-FET) o por una capa de aislamiento (IG-FET, MIS-FET, MOS-FET). Con el FET de capa de bloqueo se controla la sección transversal del canal ensanchando la zona de carga espacial y está por su lado controlada por el campo transversal. Para garantizar que la unión pn siempre esté conectada en dirección de bloqueo, especialmente que no fluya ninguna corriente de Gate, la tensión de Gate U_{GS} y la tensión de Drain-Source U_{DS} en un FET de canal-n tienen que cumplir las condiciones

$$(1a) \quad U_{GS} \leq 0, U_{DS} \geq 0$$

y en un FET de canal-p las condiciones

$$(1b) \quad U_{GS} \geq 0, U_{DS} \geq 0.$$

Respecto a la magnitud, teniendo tensiones de Drain-Source $|U_{DS}|$ pequeñas, el FET se comporta como una resistencia óhmica y correspondientemente la línea característica es recta. Al aumentar los valores de $|U_{DS}|$ tiene lugar una contracción del canal, porque la tensión de bloqueo entre Gate y el canal en dirección de Gate aumenta. La zona de carga espacial es más ancha cerca de Drain que cerca de Source, correspondientemente el canal es más angosto cerca de Drain que cerca de Source. Tiene lugar una contracción del canal. Para una tensión determinada $U_{DS} = U_p$ el ancho del canal se aproxima a cero, hasta llegar a una estrangulación, al seguir aumentando la tensión Drain-Source la corriente de Drain no sigue aumentando. La línea característica pasa de la región óhmica a la de saturación. El ensanchamiento de la zona de carga espacial y por lo tanto el ancho del canal se pueden controlar por la tensión de Gate. Si la tensión de Gate no es cero se estrecha aun más; la corriente de Drain es menor y en especial la corriente de saturación disminuye. El canal está siempre bloqueado para $|U_{GS}| \geq |U_p|$ independientemente de la tensión Drain-Source U_{DS} .

En el experimento se mide la corriente de Drain I_D en dependencia de la tensión Drain-Source U_{DS} para diferentes tensiones de Gate U_{GS} .

EVALUACIÓN

Los valores de medida se representan gráficamente para las diferentes tensiones de Gate, en un diagrama I_D-U_{DS} (Fig. 1) y se comprueba por el curso de las líneas características, que se dan por el control de la corriente de Drain y por la tensión Drain-Source y por la tensión de Gate.

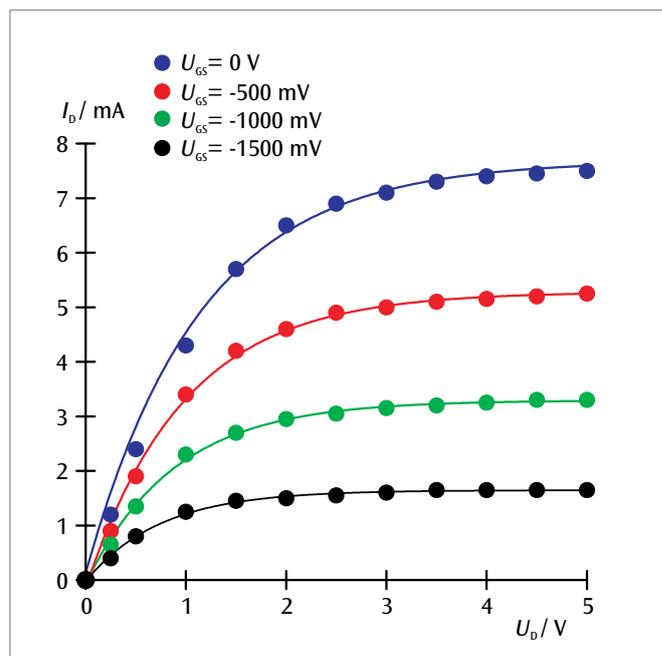
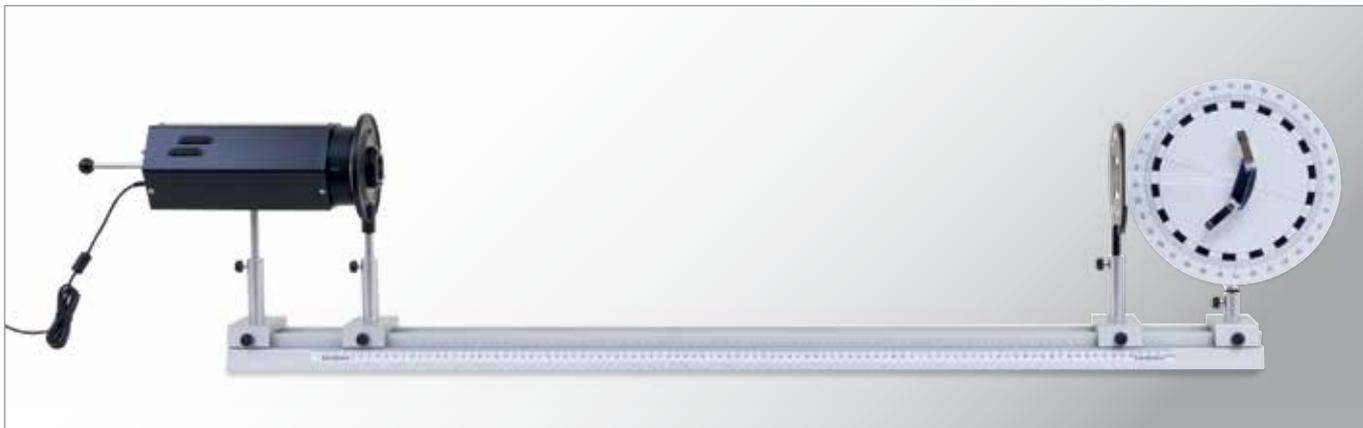


Fig. 1: Características del transistor de efecto de campo para las tensiones de Gate 0 V (azul), -0,5 V (rojo), -1 V (verde) y -1,5 V (azul-verde)

UE4010000 | REFLEXIÓN EN ESPEJOS



TAREAS

- Comprobación de la reflexión en el espejo plano.
- Determinación de la distancia focal de un espejo cóncavo y comprobación de la ley de la reflexión.
- Determinación de la distancia focal virtual de un espejo convexo.

OBJETIVO

Estudio de la reflexión en espejos plano y curvado

RESUMEN

Los rayos de luz se reflejan en un espejo de tal forma que el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión. Esta ley de la reflexión se cumple tanto para los espejos planos como para los curvados. Sin embargo, sólo en espejos planos los rayos paralelos incidentes son reflejados también como rayos paralelos, porque sólo aquí todos los ángulos de incidencia son iguales. En el caso de un espejo cóncavo y de uno convexo no se mantiene la paralelidad. Aun más, rayos incidentes paralelos se focalizan en un foco del espejo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banco óptico U, 1000 mm	1002625
3	Jinetillo óptico U, 75 mm	1022450
1	Jinetillo óptico U, 30 mm	1022449
1	Lámpara óptica con LED	1020630
1	Iris sobre mango	1003017
1	Soporte de objetos sobre mango	1000855
1	Disco óptico con accesorios	1003036
1	Juego 5 diafragmas de ranura y de orificio	1000607

FUNDAMENTOS GENERALES

Los rayos de luz se reflejan en espejos de tal forma que el ángulo de incidencia corresponde al ángulo de salida. Esta ley de la reflexión se cumple para espejos planos así como para curvados. Sin embargo sólo en espejos planos los rayos paralelos incidentes son reflejados como rayos paralelos salientes, porque sólo aquí los ángulos de incidencia de todos los rayos son iguales.

Si rayos de luz paralelos inciden sobre un espejo plano bajo un ángulo α , se reflejan bajo un ángulo β , y de acuerdo con la ley de la reflexión:

$$(1) \quad \alpha = \beta$$

α : Ángulo de incidencia, β : Ángulo de salida

En el experimento se comprueba esto directamente para tres rayos paralelos y se determina el ángulo de salida en dependencia con el ángulo de incidencia.

Si un rayo de luz incide paralelamente al eje óptico de un espejo cóncavo, según la ley de la reflexión, será reflejado simétricamente respecto a la vertical de incidencia y corta el eje óptico a una distancia:

$$(2) \quad f_{\alpha} = r - \overline{MF} = r \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos \alpha} \right)$$

con respecto al espejo (ver Fig. 1, trayectoria del rayo, del lado izquierdo). Para rayos cercanos al eje se tiene aproximadamente $\cos \alpha = 1$ y por lo tanto

$$(3) \quad f = \frac{r}{2}$$

independientemente de la distancia al eje óptico. Es decir, todos los rayos paralelos cercanos al eje óptico se cruzan en un foco en el eje óptico después de la reflexión, el cuál se encuentra a una distancia f respecto al espejo cóncavo. Si rayos paralelos inciden sobre el espejo bajo un ángulo α respecto al eje óptico, son reflejados en un punto común fuera del eje óptico.

Las relaciones geométricas en el caso del espejo convexo corresponden a las del espejo cóncavo, con la diferencia que los rayos de luz son divergentes después de la reflexión resp. convergen en un foco virtual a una distancia f' detrás del espejo (ver Fig.1, trayectoria del rayo, del lado derecho). Para la distancia focal virtual f' de un espejo convexo se tiene que:

$$(4) \quad f' = -\frac{r}{2}$$

En el experimento se determina tanto la distancia focal del espejo cóncavo así como la distancia focal virtual del espejo convexo a partir de las trayectorias de los rayos de un disco óptico. Para el rayo central se comprueba la validez de la ley de la reflexión.

EVALUACIÓN

Rayos de luz paralelos que inciden sobre un espejo plano son reflejados como rayos de luz paralelos. Aquí se cumple la ley de la reflexión.

En la reflexión de un haz de rayos paralelos en un espejo cóncavo, el ángulo de incidencia de cada rayo cambia de tal forma que todos los rayos son focalizados en el foco del espejo.

Analógicamente, durante la reflexión en un espejo convexo, son focalizados en un foco virtual detrás del espejo.

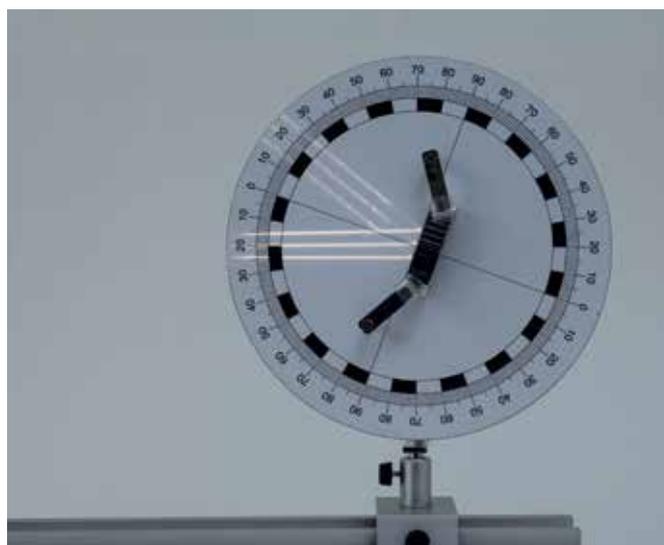


Fig. 2: Reflexión de tres rayos paralelos en un espejo plano

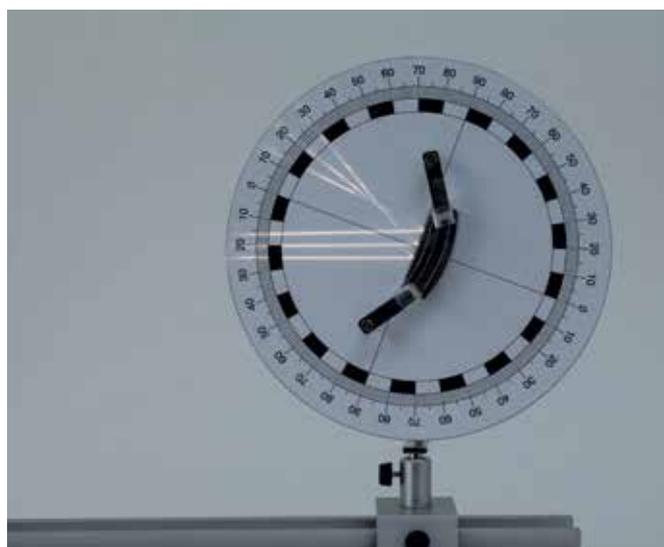


Fig. 3: Reflexión de tres rayos paralelos en un espejo cóncavo

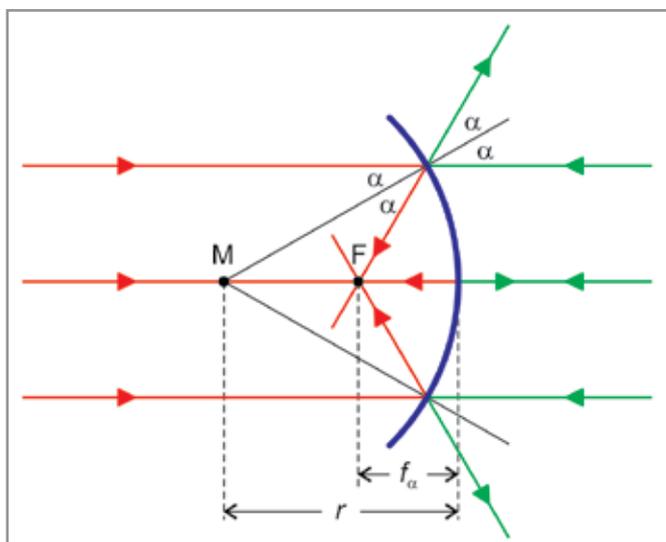


Fig. 1: Representación esquemática para la determinación de la distancia focal de un espejo cóncavo y de un espejo convexo

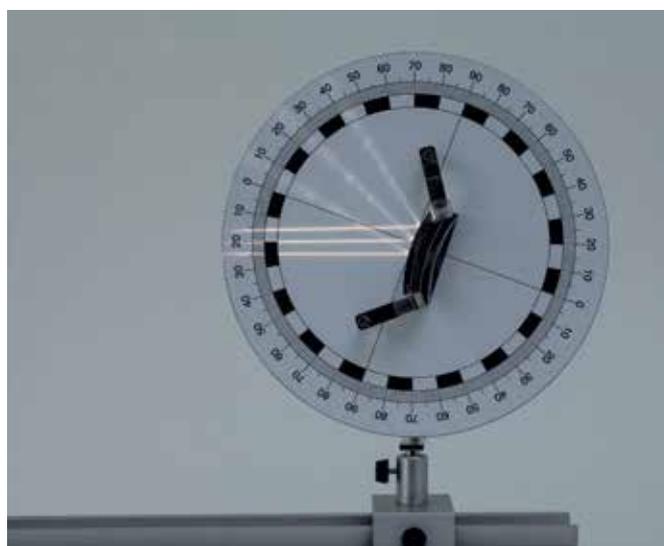
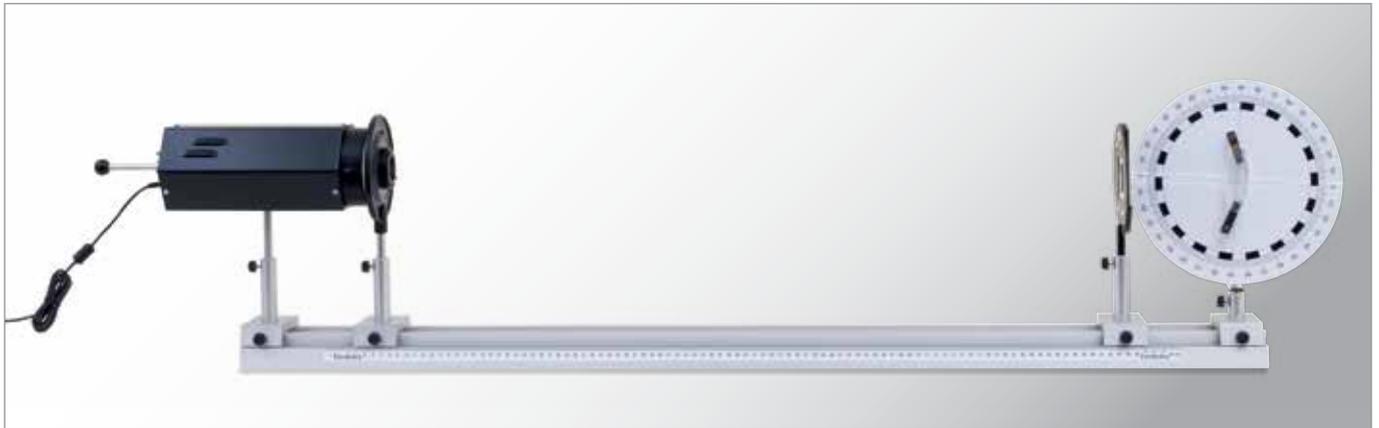


Fig. 4: Reflexión de tres rayos paralelos en un espejo convexo

UE4010020 | REFRACCIÓN DE LA LUZ



➤ TAREAS

- Comprobación de la ley de la refracción de Snell.
- Determinación del índice de refracción y del ángulo límite de la reflexión total para el vidrio acrílico.
- Observación y medición del desplazamiento paralelo de la trayectoria del rayo en la refracción en una placa de lados paralelos.
- Observación de la trayectoria del rayo en un prisma de desviación y en uno de inversión.
- Observación de la trayectoria del rayo en una lente convexa y en una cóncava y determinación de las distancias focales.

OBJETIVO

Estudio de la refracción de la luz en diferentes elementos ópticos

RESUMEN

La luz se propaga en diferentes medios con diferentes velocidades. En un medio óptico poco denso la velocidad de propagación es mayor que en un medio óptico más denso. Por lo tanto tiene lugar una refracción de la dirección de propagación, cuando un rayo de luz incide oblicuamente a través de la superficie límite entre los dos medios. La refracción depende de la relación de los índices de refracción de los medios y se describe como la ley de la refracción de Snell. Este comportamiento de la refracción se estudia en elementos ópticos de vidrio acrílico.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banco óptico U, 1000 mm	1002625
3	Jinetillo óptico U, 75 mm	1022450
1	Jinetillo óptico U, 30 mm	1022449
1	Lámpara óptica con LED	1020630
1	Iris sobre mango	1003017
1	Soporte de objetos sobre mango	1000855
1	Disco óptico con accesorios	1003036
1	Juego 5 diafragmas de ranura y de orificio	1000607

FUNDAMENTOS GENERALES

La luz se propaga en diferentes medios con diferentes velocidades c . En un medio óptico poco denso la velocidad de propagación es mayor que en un medio óptico más denso.

La relación entre la velocidad de la luz en el vacío c_0 y la velocidad de la luz en el medio se llama índice de refracción absoluto n . Para la velocidad de la luz c en el medio se tiene por lo tanto:

$$(1) \quad c = \frac{c_0}{n}$$

Al paso de un rayo de luz de un medio con el índice de refracción n_1 a otro medio con el índice de refracción n_2 tiene lugar un cambio de la dirección de propagación. Éste cambio se describe por medio de la ley de la refracción de Snell:

$$(2) \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{c_2}{c_1}$$

α, n_1, c_1 : Ángulo de incidencia, Índice de refracción en el medio 1.

β, n_2, c_2 : Ángulo de refracción, Índice de refracción en el medio 2.

Es decir, que al paso de un rayo de luz de un medio ópticamente menos denso a uno ópticamente más denso la trayectoria será refractada hacia la perpendicular y al paso de un medio más denso a uno menos denso el rayo será refractado alejándose de la perpendicular. En el segundo caso existe un ángulo límite α_T , en el cual el rayo refractado se propaga a lo largo de la superficie límite entre los dos medios. Con ángulos de incidencia todavía mayores no tiene lugar una refracción y la luz incidente se refleja totalmente.

Este comportamiento de la refracción se estudia, con un cuerpo semicircular, con una placa de lados paralelos, con un prisma, con una lente convergente y una lente divergente de vidrio acrílico. El cuerpo semicircular es especialmente apropiado para la comprobación de la ley de la refracción, porque no tiene lugar ninguna refracción en la superficie límite semicircular cuando el rayo es dirigido a través del centro del círculo. El lado longitudinal, como superficie límite, se orienta bajo diferentes ángulos con respecto al eje óptico (ver Fig. 1). Debido a la refracción del rayo de luz al entrar y salir de una placa de lados paralelos tiene lugar un desplazamiento paralelo de distancia d , el cual depende del ángulo de incidencia α . Se tiene (ver Fig. 1):

$$(3) \quad d = h \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta}, \quad h: \text{Espesor de la placa}$$

Un prisma de 90° sirve como prisma de desviación, cuando los rayos de luz entran perpendicularmente por un cateto. Ellos se reflejan en la hipotenusa y abandonan el prisma desviados en 90° . En el prisma de inversión los rayos de luz entran por la hipotenusa y son reflejados en ambos catetos. Estos abandonan el prisma paralelamente al rayo de luz incidente en dirección contraria (ver Fig. 1).

En una lente convexa los rayos de luz paralelos, debido a la refracción, convergen en un punto y por una lente cóncava se hacen divergentes (ver Fig. 1). Se cruzan después de la lente en el foco F o divergen saliendo aparentemente de un foco virtual F' antes de la lente.

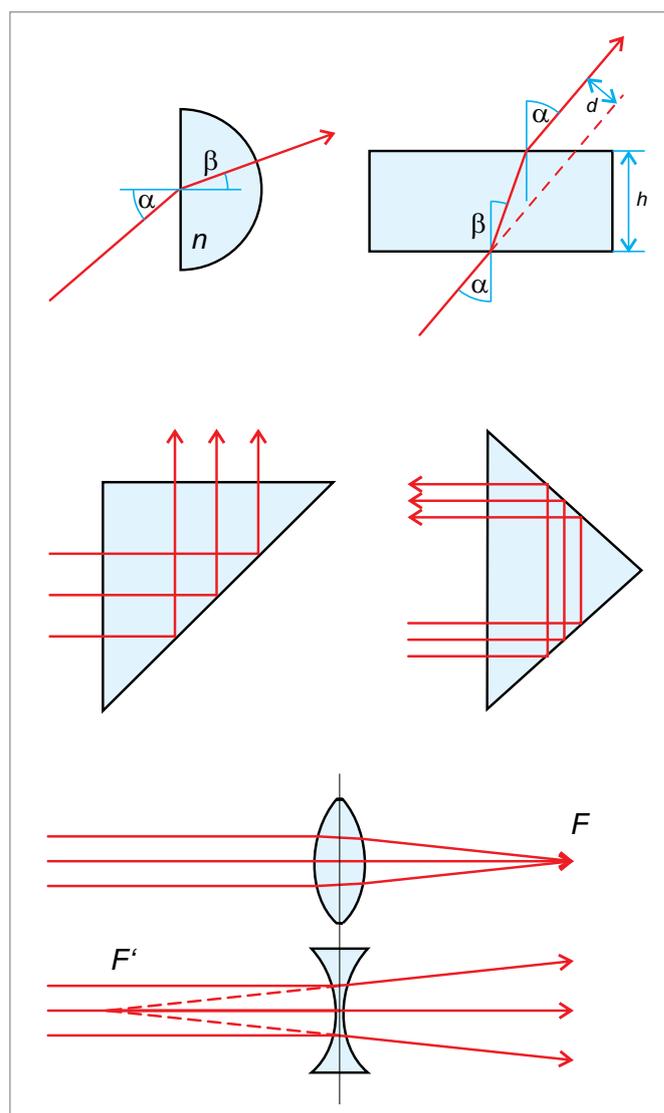


Fig. 1: Refracción en un cuerpo semicircular, trayectoria de los rayos en una placa de lados paralelos, prisma de desviación y prisma de inversión, trayectoria de los rayos a través de una lente convexa y a través de una lente cóncava

EVALUACIÓN

Para el aire como medio se puede fijar $n_1 = 1$ con suficiente exactitud. Si el ángulo de incidencia corresponde al ángulo límite α_T de la reflexión total, el ángulo de refracción es $\beta = 90^\circ$. De (2) por lo tanto se deduce para el índice de refracción n del vidrio acrílico:

$$\sin \alpha_T = \frac{1}{n}$$

Para la refracción en una placa de lados paralelos se deduce de (2) y (3):

$$d = h \cdot (\sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \tan \beta) = h \cdot \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)$$

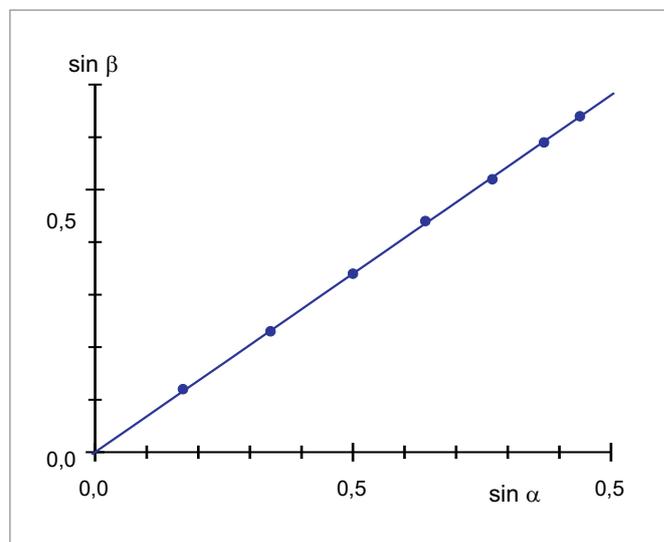
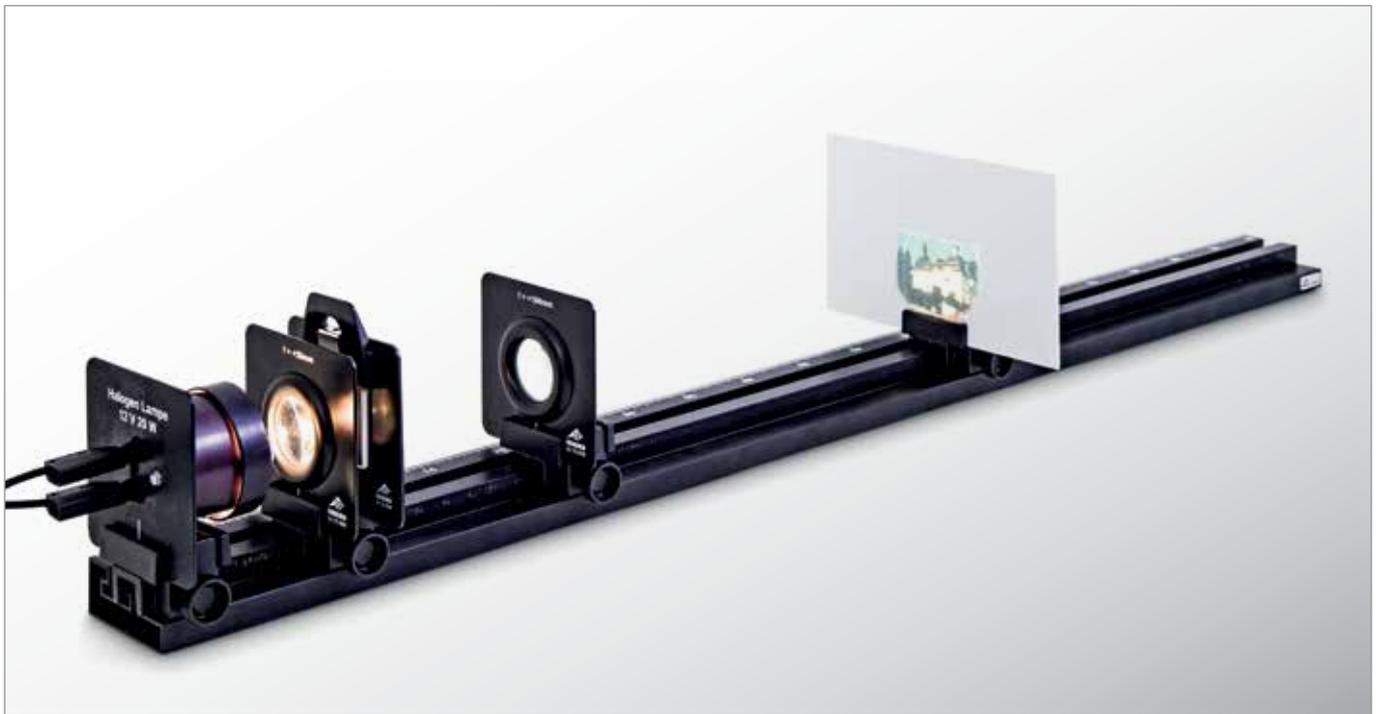


Fig. 2: Diagrama para la determinación del índice de refracción n

UE4010100 | ECUACIÓN DE LAS LENTES



➤ TAREAS

- Determinación de las dos posiciones de una lente delgada que proporcionan una imagen nítida.
- Determinación de la distancia focal de una lente delgada.

OBJETIVO

Determinación de la distancia focal de una lente según el procedimiento de Bessel

RESUMEN

Sobre un banco óptico se pueden ordenar los elementos ópticos, lente, fuente de luz, pantalla y un objeto de proyección de tal forma que se genere una imagen nítida en la pantalla. A través de las relaciones geométricas de los pasos de los rayos por una lente delgada se puede determinar su distancia focal.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banco óptico K, 1000 mm	1009696
4	Jinetillo óptico K	1000862
1	Lámpara óptica K	1000863
1	Transformador 12 V, 25 VA (230 V, 50/60 Hz)	1000866 o
	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	Soporte de apriete K	1008518
1	Juego de 4 objetos de proyección	1000886
1	Pantalla de proyección K, blanca	1000879

FUNDAMENTOS GENERALES

La distancia focal f de una lente indica la distancia entre el plano principal de la lente y el foco, véase la Fig. 1. Esta distancia se puede determinar siguiendo el procedimiento ideado por Bessel (*Friedrich Wilhelm Bessel, 1784 – 1846*). Para ello se miden las distancias entre los elementos en el banco óptico.

Por medio de la Fig. 1 y la Fig. 2 se reconoce que para una lente delgada debe valer la relación geométrica

$$(1) \quad a = b + g$$

a : Distancia entre el objeto G y la imagen B
 b : Distancia entre la lente y la imagen B
 g : Distancia entre el objeto G y la lente

Llevándolo a la ecuación de lentes

$$(2) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$$

f : Distancia focal de la lente

se obtiene

$$(3) \quad \frac{1}{f} = \frac{a}{a \cdot g - g^2}$$

Esto corresponde a una ecuación de segundo grado con sus dos soluciones posibles:

$$(4) \quad g_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} - a \cdot f}$$

Para ambas distancias de objeto g_1 y g_2 se obtiene una imagen nítida. A partir de su diferencia e se puede determinar la distancia focal de la lente:

$$(5) \quad e = g_1 - g_2 = \sqrt{a^2 - 4af}$$

La diferencia e es la distancia e entre las dos posiciones P_1 y P_2 en las cuales se obtiene una imagen nítida.

EVALUACIÓN

Partiendo de la ecuación (4) se obtiene la distancia focal de una lente delgada

$$f = \frac{a^2 - e^2}{4a}$$

según el procedimiento de Bessel.

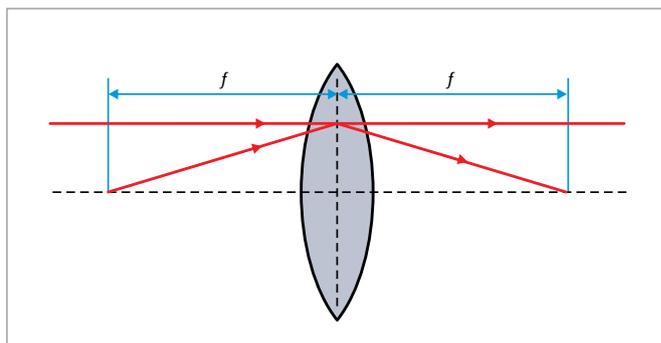


Fig. 1: Representación esquemática para la definición de la distancia focal de una lente delgada

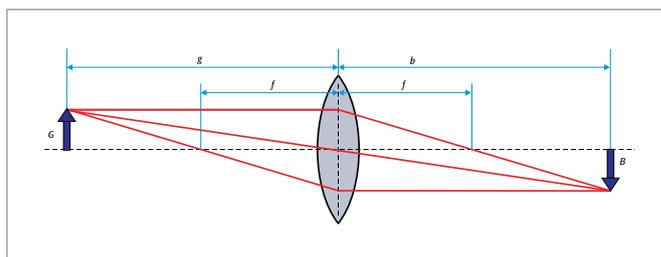


Fig. 2: Paso de rayos esquemático a través de una lente

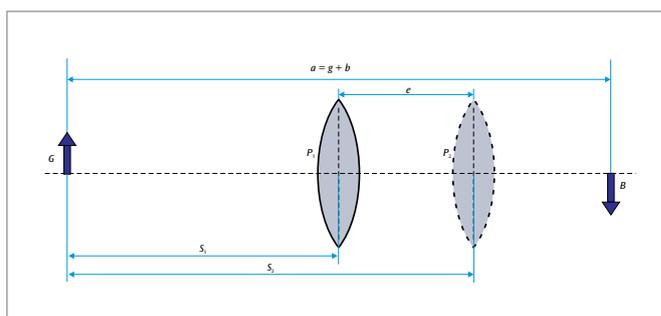
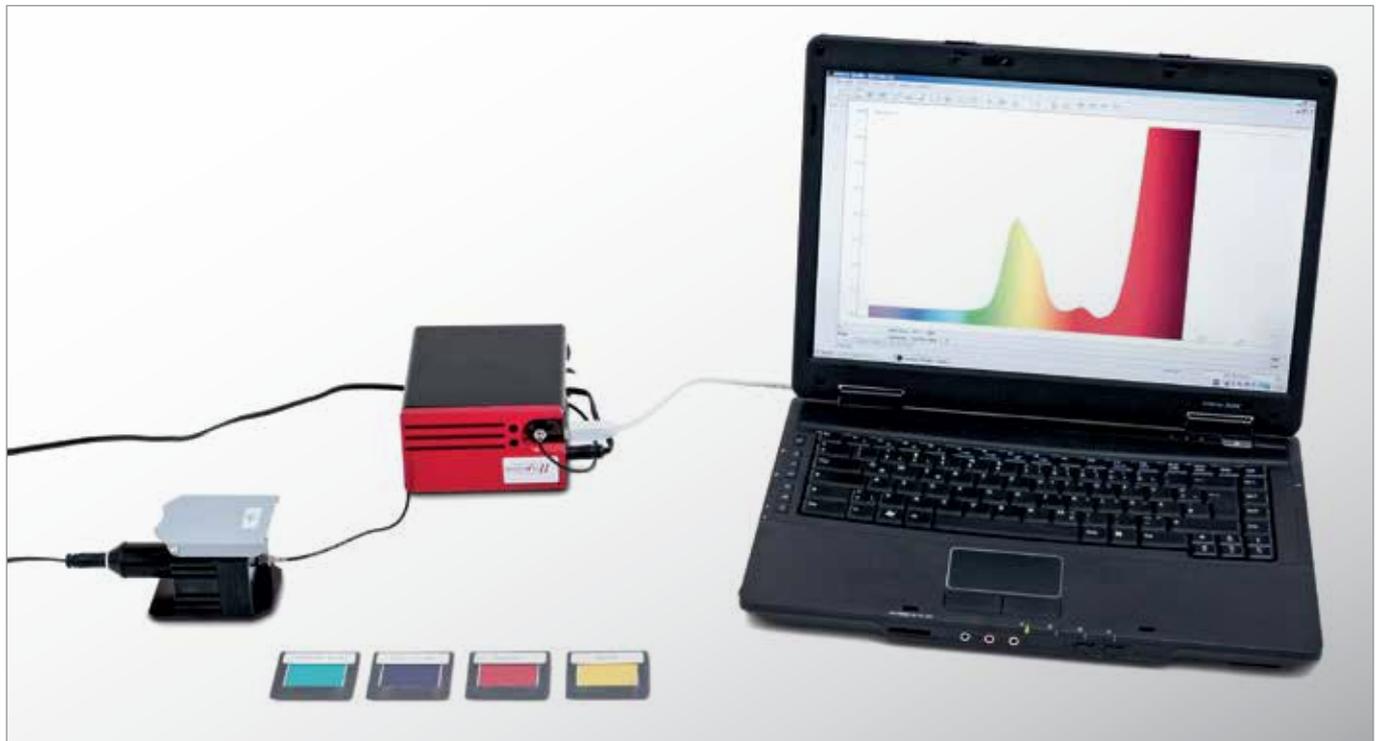


Fig. 3: Ordenación esquemática de las dos posiciones de la lente que generan una imagen nítida en la pantalla

UE4020400 | ESPECTROS DE TRANSMISIÓN



> TAREAS

- Medición y comparación de los espectros de transmisión de cuerpos sólidos.
- Medición y comparación de los espectros de transmisión de cuerpos líquidos.

OBJETIVO

Registro y evaluación de los espectros de transmisión de cuerpos transparentes

RESUMEN

Para la medición de espectros de transmisión se utiliza un espectrofotómetro digital. En éste se descompone espectralmente con una rejilla de reflexión la luz de transmisión detectada con un conductor de fibra óptica según el principio de Czerny-Turner y luego se proyecta sobre un detector de CCD por medio de dos espejos de reflexión. El espectro de transmisión se obtiene se obtiene automáticamente por medio de la normalización automática con respecto al espectro de la luz incidente tomado anteriormente.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Espectrometro LD con módulo de absorción	1019196
1	Juego de 7 filtros de colores	1003084
1	Cubetas macro, 4 ml	1018106

Recomendado adicionalmente:

Clorofila

Permanganato de potasio

FUNDAMENTOS GENERALES

El color, en el cual se observa un cuerpo que ha sido iluminado con luz blanca, depende de su poder de reflexión. Si se observa el cuerpo en luz transparente, la impresión del color es determinada por el poder de transmisión del cuerpo. Así se origina p. ej. la impresión del color rojo cuando el cuerpo es transparente a la luz roja y las otras componentes de la luz se atenúan al paso por el cuerpo. La transmisión espectral en este caso tiene un máximo para la luz roja.

El ojo humano no puede diferenciar exactamente si una impresión de color se produce por luz de pureza espectral o si se trata de la suma de dos colores vecinos. Por ello a partir del color observado no se puede deducir el espectro de transmisión del cuerpo. Éste se puede determinar definitivamente solo con la ayuda de un espectrómetro. En el experimento se utiliza un espectrofotómetro digital para el registro de espectros de transmisión. En él la luz transmitida detectada por medio de una fibra óptica se descompone espectralmente según el principio de Czerny-Turner con una rejilla de reflexión y por medio de dos espejos de reflexión se proyecta sobre un detector de CCD. Los espectros de transmisión se obtienen por la normalización automática del espectro de la luz incidente registrado anteriormente.

EVALUACIÓN

A partir del poder de transmisión espectral de un cuerpo $T(\lambda)$ se puede calcular inmediatamente el espectro de absorción $A(\lambda)$ despreciando la reflexión. Se tiene

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda)$$

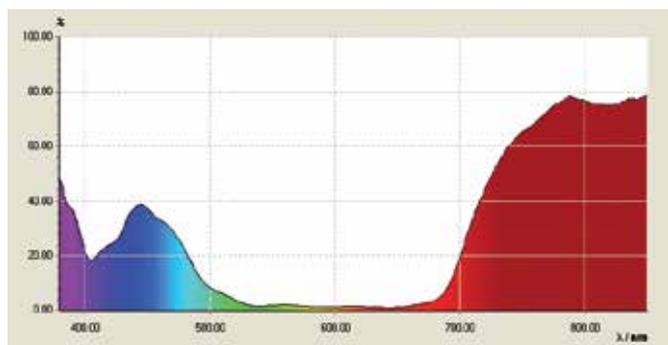


Fig. 1: Espectro de transmisión de lámina cromática azul

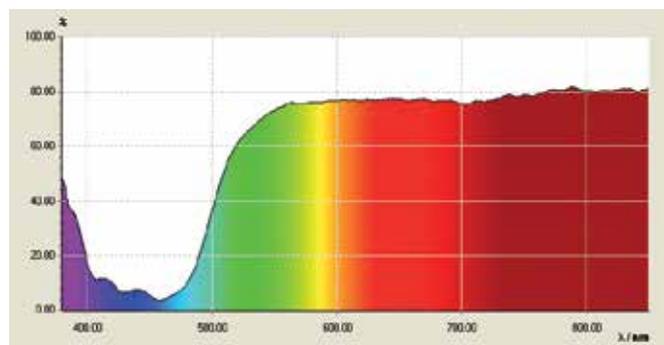


Fig. 2: Espectro de transmisión de lámina cromática amarillo

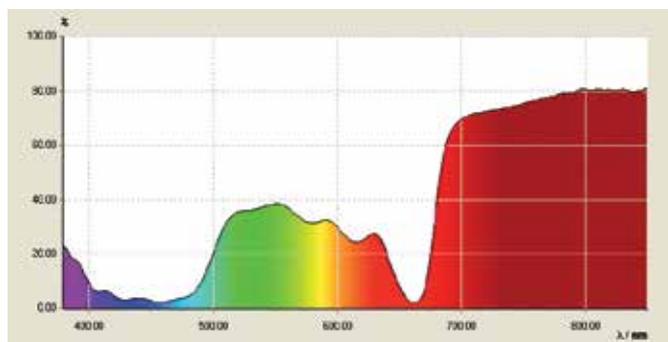


Fig. 3: Espectro de transmisión de una solución de clorofila



Fig. 4: Espectro de transmisión de una solución de permanganato de potasio

UE4030100

DIFRACCIÓN EN UNA RENDIJA SIMPLE



➤ TAREAS

- Estudio de la difracción en una rendija simple con diferentes anchos de la rendija.
- Estudio de la difracción en una rendija simple con diferentes longitudes de onda.
- Estudio de la difracción en una rendija simple y en un obstáculo (Principio de Babinet).

OBJETIVO

Conprobación de la naturaleza ondulatoria de la luz y determinación de la longitud de onda

RESUMEN

La difracción de la luz en una rendija simple se puede describir como la superposición de ondas elementales coherentes que, según el principio de Huygens, partiendo de una rendija iluminada se propagan en todas direcciones. Dependiendo del ángulo de propagación las ondas interfieren detrás de la rendija constructiva o destructivamente. De la distancia entre dos bandas oscuras del patrón de interferencia y conociendo el ancho de la rendija y la distancia hasta la pantalla de observación se puede calcular la longitud de onda de la luz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Diodo láser, rojo 230V	1003201 o
	Diodo láser, rojo 115V	1022208
1	Módulo de láser, verde	1003202
1	Banco óptico K, 1000 mm	1009696
2	Jinetillo óptico K	1000862
1	Ranura variable K	1008519
1	Soporte K para diodo láser	1000868

Requerido adicionalmente:

Alambre

FUNDAMENTOS GENERALES

La difracción de la luz en una rendija simple se puede describir como la superposición de ondas elementales coherentes que, según el principio de Huygens, partiendo de una rendija iluminada se propagan en todas direcciones. La superposición conduce en determinadas direcciones a interferencia constructiva o destructiva. Detrás de la rendija se observa en una pantalla un sistema de bandas claras y oscuras.

Extinción completa – es decir, máxima oscuridad – es de observar, cuando para cada onda elemental de la primera mitad de la rendija existe exactamente una onda elemental en la segunda mitad con la cual se extingue una con la otra. Esto se cumple exactamente cuando la diferencia de caminos Δs_n entre el rayo del punto medio y el rayo del borde de la ranura es un múltiplo entero n de media longitud de onda λ :

$$(1) \quad \Delta s_n = n \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{b}{2} \cdot \sin \alpha_n$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$: Orden de difracción
 b : Ancho de la rendija,
 α_n : Ángulo de propagación

Los puntos de máxima oscuridad se encuentran simétricos al rayo primario (ver Fig. 1). Su distancia – medida en el plano de observación – al rayo primario es de

$$(2) \quad x_n = L \cdot \tan \alpha_n$$

L : Distancia entre la ranura y el plano de observación

De allí resulta, para ángulos pequeños

$$(3) \quad \alpha_n = x_n = \frac{\lambda \cdot L}{b} \cdot n = \Delta \cdot n \quad \text{con} \quad \Delta = \frac{\lambda \cdot L}{b}$$

Δ : Distancia relativa de los mínimos

Una ranura y un obstáculo del mismo ancho son objetos de difracción complementarios. De acuerdo con el principio de Babinet se obtienen en la difracción con estos objetos patrones de difracción idénticos, fuera del haz de luz “no distorsionado”. Los mínimos de difracción se encuentran en puntos iguales.

En el experimento se estudia en una redija simple para diferentes anchos de rendija y diferentes longitudes de onda. Además se muestra que en la difracción en una rendija simple y en un objeto del mismo ancho se trata de patrones de difracción complementarios.

EVALUACIÓN

En dirección del rayo primario la claridad es máxima. La magnitud Δ se puede determinar de la pendiente de la recta, cuando las distancias x_n se representan en un diagrama en dependencia con n . Como al parecer la magnitud Δ es inversamente proporcional al ancho b de la rendija, se puede llevar a un diagrama el cociente Δ/L en dependencia con $1/b$ y obtener la longitud de onda λ a partir de la pendiente de la recta de los datos de medida.

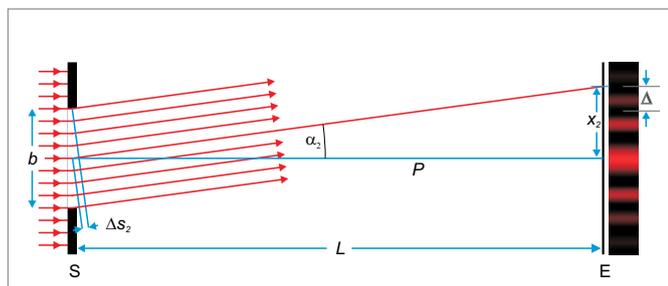


Fig. 1: Representación esquemática de la difracción de la luz en una ranura simple (S: Ranura, b : Ancho de la ranura, E: Plano de observación, P : Rayo primario, L : Distancia de la pantalla de observación a la rendija, x_2 : Distancia del segundo mínimo al centro, α_2 : Dirección de observación del segundo mínimo, Δs_2 : Diferencia de camino entre el rayo central y el rayo del borde).

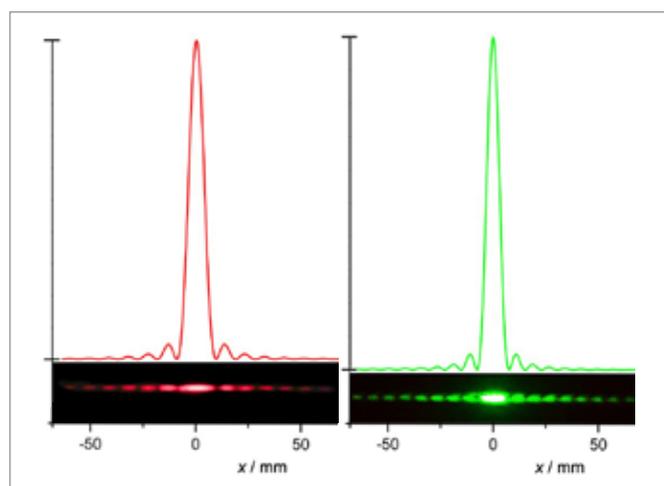


Fig. 2 Intensidad calculada y observada en la difracción en una rendija con el ancho de rendija 0,3 mm para $\lambda = 650 \text{ nm}$ y para $\lambda = 532 \text{ nm}$.

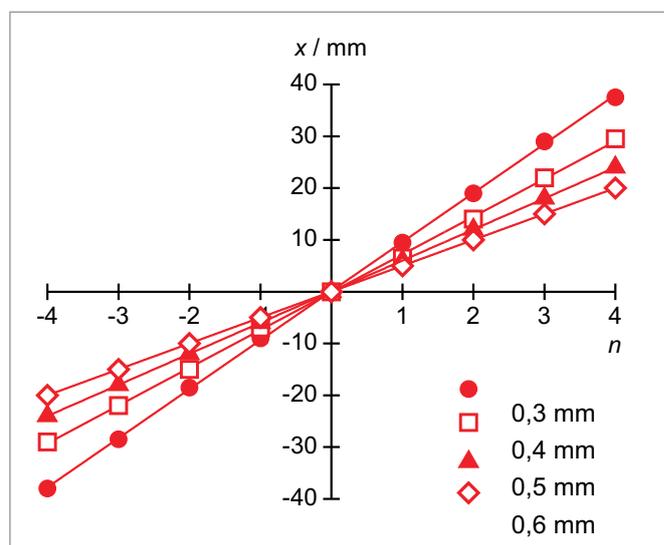


Fig. 3: Distancias x_n en dependencia con el orden de difracción para diferentes anchos de rendija b para $\lambda = 650 \text{ nm}$.

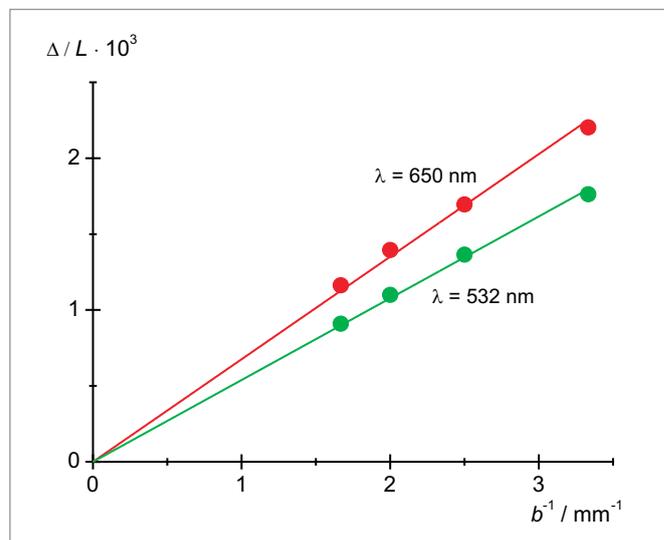
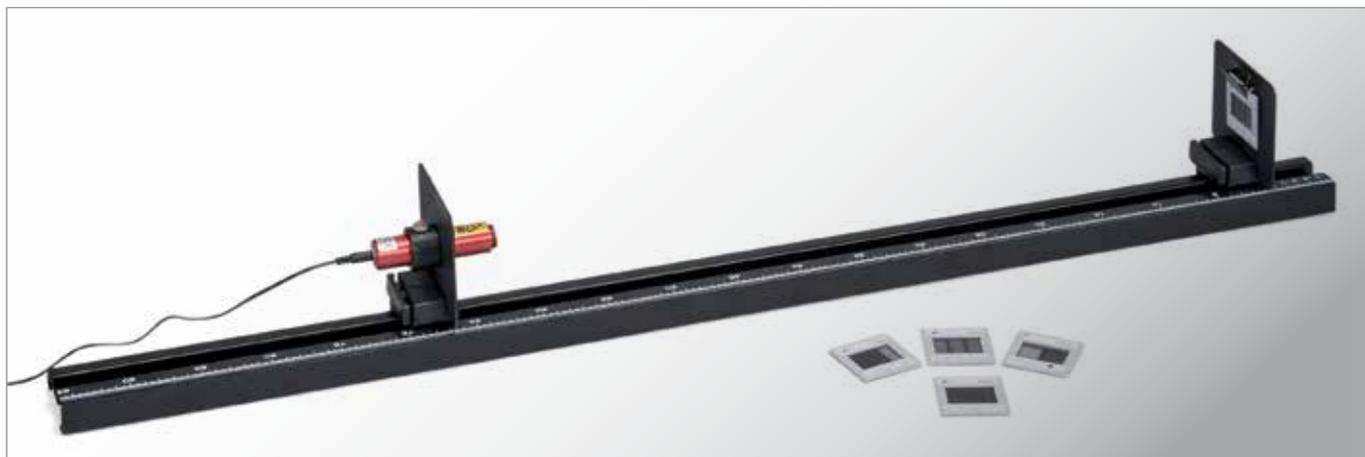


Fig. 4: Cociente entre la distancia relativa Δ de los mínimos y la distancia L en dependencia con el recíproco del ancho de la rendija $1/b$.

UE4030200 | DIFRACCIÓN EN RENDIJAS MÚLTIPLES Y EN REJILLAS



➤ TAREAS

- Estudio de la difracción en una rendija doble con diferentes distancias entre las rendijas.
- Estudio de la difracción en una rendija doble con diferentes anchos de rendija.
- Estudio de la difracción en una rendija múltiple con diferentes números de rendijas.
- Estudio de la difracción en una retícula de rendijas y en una retícula cruzada.

OBJETIVO

Comprobación del carácter ondulatorio de la luz y determinación de la longitud de onda

RESUMEN

La difracción de la luz en rendijas múltiples y en rejillas se puede describir como la superposición de ondas elementales coherentes, las cuales según el principio de Huygens parten de cada punto iluminado en una rendija múltiple. La interferencia de las ondas elementales explica el sistema de bandas claras y oscuras que se observa detrás de las rendijas múltiples. Partiendo de la distancia entre dos bandas claras se puede calcular la longitud de onda de la luz, conociendo la distancia entre las rendijas y la distancia hasta la pantalla de observación.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Diodo láser, rojo 230V	1003201 o
1	Diodo láser, rojo 115V	1022208
1	Banco óptico K, 1000 mm	1009696
2	Jinetillo óptico K	1000862
1	Soporte de apriete K	1008518
1	Soporte K para diodo láser	1000868
1	Diafragma con 3 ranuras dobles de diferentes anchos de ranura	1000596
1	Diafragma con 4 ranuras dobles con diferentes distancias entre ranuras	1000597
1	Diafragma con 4 ranuras múltiples y una retícula	1000598
1	Diafragma con 3 retículas regladas	1000599
1	Diafragma con 2 retículas cruzadas	1000601

FUNDAMENTOS GENERALES

La difracción de la luz en rendijas múltiples y en retículas se puede describir como la superposición de ondas elementales coherentes, que salen de cada punto iluminado en una rejilla múltiple, de acuerdo con el principio de superposición de Huygens. La superposición en una determinada dirección conduce a una interferencia constructiva o destructiva y se explica así el sistema de bandas claras y oscuras detrás de la rendija múltiple.

Detrás de una rendija doble la intensidad en un determinado ángulo de observación α_n es máxima cuando para cada onda elemental de la primera rendija se tiene exactamente una onda elemental de la segunda rendija y las dos se sobreponen constructivamente. Esto se satisface

cuando la diferencia de camino Δs_n entre las ondas elementales que salen de los centros de las rendijas es un múltiplo entero de la longitud de onda λ de la luz (ver Fig. 1).

$$(1) \quad \Delta s_n(\alpha_n) = n \cdot \lambda$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$: Orden de difracción

A una distancia grande L de la rendija doble, para ángulos de observación pequeños α_n , entre la diferencia de camino Δs_n y la coordenada de x_n del máximo de intensidad se tiene la relación:

$$(2) \quad \frac{\Delta s_n}{d} = \sin \alpha_n \approx \tan \alpha_n = \frac{x_n}{L}$$

d : Distancia entre rejillas

Por ello, los máximos se encuentran a distancias regulares iguales entre sí

$$(3) \quad a = x_{n+1} - x_n = \frac{\lambda}{d} \cdot L.$$

Esta relación vale también para la difracción en una rejilla múltiple con más de 2 rendijas equidistantes. Con la ecuación (1) se trata la condición para la interferencia constructiva de ondas elementales de las N rendijas. Es decir que las ecuaciones (2) y (3) también se pueden aplicar para las rendijas múltiples. La determinación de los mínimos de intensidad requiere un poco más de matemática: Mientras en el caso de la rendija doble en el centro entre dos máximos de intensidad se encuentra un mínimo de intensidad, en una rendija múltiple se encuentra entre los máximos n y $n + 1$ mínimos, cuando las ondas elementales de N rendijas interfieren de tal forma que la intensidad se haga cero. Este es el caso cuando la diferencia de camino entre las ondas elementales que salen del centro de la rendija cumplen la condición:

$$(4) \quad \Delta s = n \cdot \lambda + m \frac{\lambda}{N}$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, m = 1, \dots, N - 1.$

Es decir, que se encuentran $N-1$ mínimos y entre ellos $N-2$ máximos secundarios, cuya intensidad es menor que la de los máximos principales. Al aumentar el número N de rendijas, el aporte de los máximos secundarios desaparece. Ya no se habla más de una rendija múltiple sino de una rejilla o red de difracción. Al final una rejilla cruzada se puede considerar como dos rejillas o redes de difracción orientadas 90° una con respecto a la otra. Los máximos de difracción se convierten en puntos sobre una red cuadrada, cuyo ancho o abertura de malla se dan por (3). La claridad en los máximos principales está modulada por la distribución de la claridad en la difracción de una rendija y está mayormente concentrada para ángulos pequeños α mientras mayor sea el ancho de la rendija b . Para un cálculo exacto se suman las amplitudes de las ondas elementales teniendo en cuenta las diferencias de camino hasta lograr la amplitud total A . En cualquier punto x de la pantalla se tiene entonces:

$$(5) \quad I = A^2 \propto \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot b \cdot x}{\lambda \cdot L}\right)}{\frac{\pi \cdot b \cdot x}{\lambda \cdot L}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi \cdot d \cdot x}{\lambda \cdot L}\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot d \cdot x}{\lambda \cdot L}\right)} \right)^2$$

EVALUACIÓN

La longitud de onda de la luz difractada se puede determinar a partir de la distancia a entre los máximos principales. Se tiene:

$$\lambda = d \cdot \frac{a}{L}$$

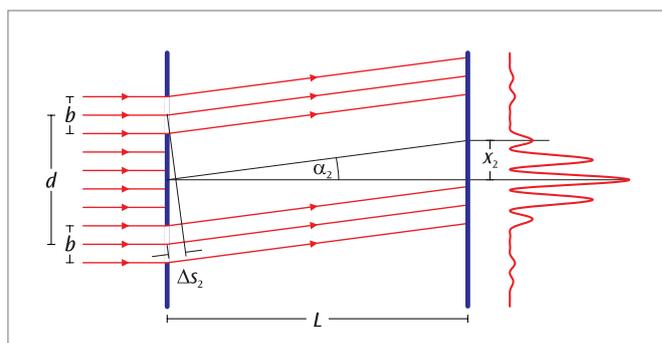


Fig. 1: Representación esquemática de la difracción de la luz en una rendija doble

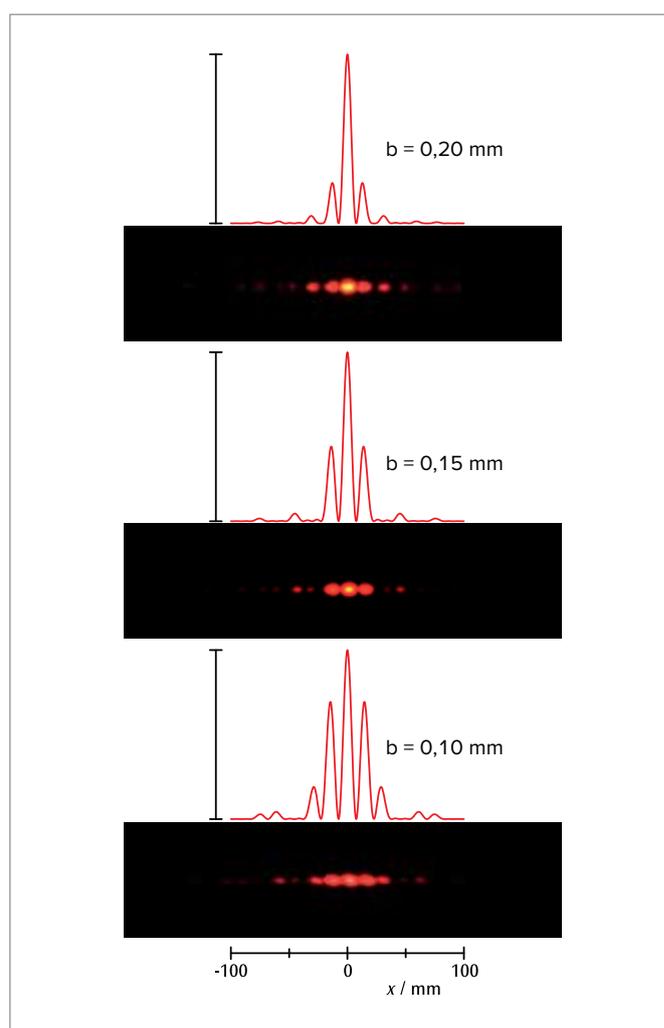


Fig. 2: Intensidades observadas y calculadas en la difracción en rendijas dobles con diferentes distancias entre las rendijas

UE4030300 | BIPRISMA DE FRESNEL



➤ TAREAS

- Utilización de un biprisma de Fresnel para la generación de dos fuentes de luz virtuales y coherentes, a partir de una fuente de luz puntiforme.
- Observación de la interferencia de dos rayos de las dos fuentes virtuales.
- Determinación de la longitud de onda de la luz de un Láser de He-Ne a partir de la distancia entre las bandas de interferencia.

OBJETIVO

Generación de la interferencia de dos rayos con un biprisma de Fresnel

RESUMEN

Por refracción de un haz de luz divergente en un biprisma de Fresnel se generan dos haces parciales que debido a su coherencia interfieren entre sí. La longitud de onda de la luz aplicada se puede determinar a partir de la distancia entre las dos fuentes de luz virtuales y la distancia entre dos bandas de interferencia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Biprisma de Fresnel	1008652
1	Soporte para prisma sobre mango	1022379
1	Láser de He y Ne	1003165
1	Objetivo acromático 10x/ 0,25	1005408
1	Lente convexa sobre mango $f = 200$ mm	1003025
3	Jinetillo óptico D, 90/50	1002635
1	Banco óptico de precisión D, 500 mm	1002630
1	Pantalla de proyección	1000608
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603

FUNDAMENTOS GENERALES

En uno de sus experimentos de interferencia **August Jean Fresnel** utilizó un biprisma para generar la interferencia de dos rayos. Él descompuso un haz de luz divergente en dos haces parciales, por medio de refracción en un biprisma, que aparentemente venían de dos fuentes de luz coherentes y por lo tanto interferían entre sí. Sobre una pantalla de observación pudo observar una serie de máximos de intensidad con distancia constante.

Que se genere un máximo de intensidad depende de la diferencia de caminos Δ entre los caminos de los haces parciales. Para distancias grandes L de la fuente luminosa hasta la pantalla de observación se tiene con buena aproximación

$$(1) \quad \Delta = A \cdot \frac{x}{L}$$

En este caso x es la coordenada del punto observado en la pantalla de observación perpendicular al eje de simetría y A la distancia entre las dos fuentes de luz virtuales, todavía por determinar. Aparecen máximos de intensidad exactamente cuando la diferencia de caminos es un múltiplo entero de la longitud de onda λ :

$$(2) \quad \Delta_n = n \cdot \lambda, \text{ con } n = 0, 1, 2, \dots$$

Una comparación entre (1) y (2) muestra que los máximos de intensidad se encuentran en las coordenadas:

$$(3) \quad x_n = n \cdot D$$

y que muestran entre sí la distancia constante D . Además se establece la relación:

$$(4) \quad \lambda = A \cdot \frac{D}{L}$$

La ecuación (4) se puede considerar como la ecuación de determinación de la longitud de onda λ de la luz aplicada. En caso de una interferencia de dos rayos se entiende ésta como una ecuación fundamental.

Sin embargo, todavía está abierto cómo se podrá medir la distancia A entre las fuentes de luz virtuales. En este caso ayuda un montaje óptico sencillo, en el cual las dos fuentes de luz virtuales se pueden proyectar sobre la pantalla de observación, utilizando una lente convergente y midiendo la distancia B entre las imágenes de las fuentes de luz sobre la pantalla de observación (ver Fig. 2). Se establece:

$$(5) \quad A = B \cdot \frac{a}{b}$$

a : Distancia del objeto, b : Distancia de la imagen.

OBSERVACIÓN

En lugar de un biprisma se puede utilizar también un espejo de Fresnel (1002649) para la generación de las dos fuentes virtuales de luz. Bajo el número UE4030329 le ofrecemos la correspondiente lista de accesorios.

EVALUACIÓN

En el experimento, un láser sirve como fuente de luz, cuyo rayo se ensancha utilizando una lente. La posición de la fuente de luz no es conocida y por lo tanto tampoco la distancia del objeto a es conocida. Por lo tanto ésta se debe calcular por medio de la ley de las lentes

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$$

que relaciona la distancia focal f de la lente convergente con la distancia de imagen b , que se puede determinar experimentalmente con facilidad. Es decir:

$$A = a \cdot \frac{B}{b} = \frac{f \cdot B}{b - f}$$

Las distancias D y L se pueden medir directamente. En esta forma se tienen todas las magnitudes de la ecuación de determinación (3) para la longitud de onda.

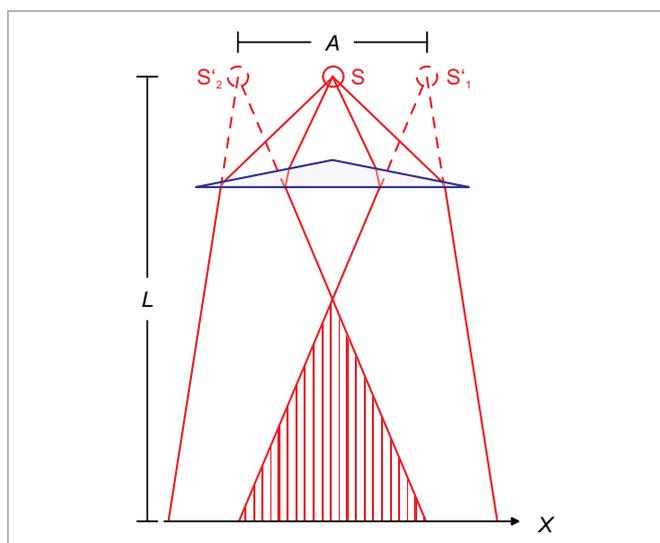


Fig. 1: Representación esquemática del paso de los rayos por el biprisma

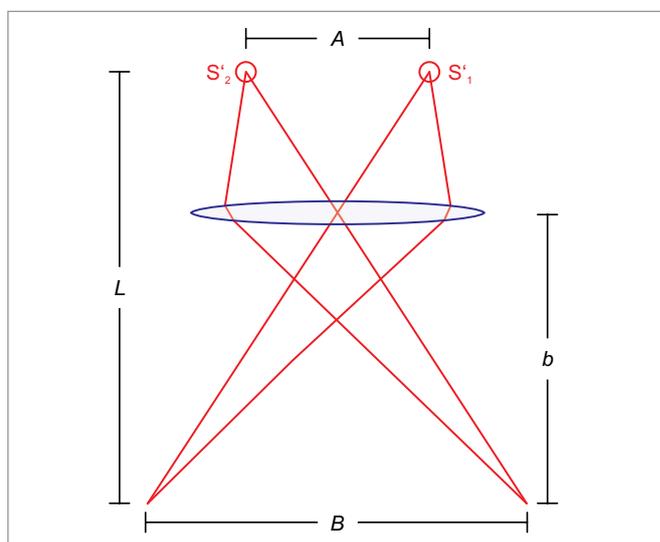
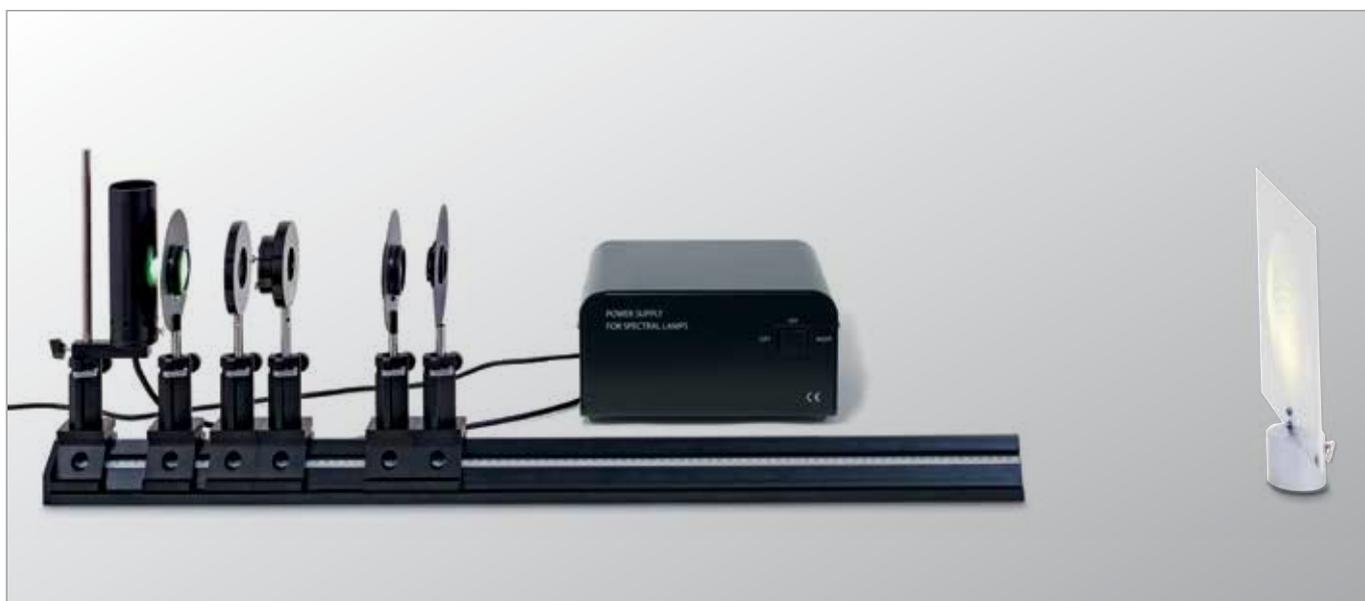


Fig. 2: Paso de los rayos para la proyección de las dos fuentes de luz virtuales sobre la pantalla

UE4030350 | ANILLOS DE NEWTON



➤ TAREAS

- Observación de los anillos de Newton en transmisión al iluminar con luz monocromática.
- Medición de los radios de los anillos y determinación del radio de curvatura de la configuración.
- Estimación del achatamiento al ejercer presión.

OBJETIVO

Observación de los anillos de Newton con luz monocromática

RESUMEN

Una configuración compuesta por una placa plana de vidrio y un cuerpo esférico de vidrio de radio de curvatura muy grande se utiliza para generar los anillos de Newton. Si una luz paralela monocromática incide perpendicularmente sobre esta configuración, alrededor del punto de contacto de las dos superficies se generan alternativamente anillos concéntricos claros y oscuros. En el experimento se estudian los anillos de Newton en transmisión utilizando luz monocromática. De los radios r de los anillos de interferencia y conociendo la longitud de onda λ de la luz aplicada, se determina el radio de curvatura R del cuerpo esférico.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banco óptico de precisión D, 1000 mm	1002628
6	Jinetillo óptico D, 90/50	1002635
1	Reactancia para lámparas espectrales (230 V, 50/60 Hz)	1021409 o
	Reactancia para lámparas espectrales (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lámpara espectral de Hg 100	1003545
1	Lente convexa sobre mango $f = 50$ mm	1003022
1	Lente convexa sobre mango $f = 100$ mm	1003023
1	Iris sobre mango	1003017
1	Cuerpos de vidrio para anillos de Newton	1008669
1	Soporte de componentes	1003203
1	Filtro de interferencia 578 nm	1008672
1	Filtro de interferencia 546 nm	1008670
1	Pantalla de proyección	1000608
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Cinta métrica de bolsillo, 2 m	1002603

FUNDAMENTOS GENERALES

La formación de los anillos de Newton es un fenómeno observable en la vida cotidiana, que tiene lugar por la interferencia de la luz que se refleja en las superficies superior e inferior que limitan la cuña de luz formada por las dos superficies casi paralelas. Con luz blanca el fenómeno es policromático porque la condición para el máximo de interferencia depende de la longitud de onda de la luz.

Para la generación controlada de anillos de Newton se utiliza una configuración formada por una placa de vidrio plana y un cuerpo de vidrio esférico de un radio de curvatura muy grande. El cuerpo esférico toca la placa plana de tal forma que se produce una cuña de aire. Si una luz monocromática paralela incide perpendicularmente sobre esta configuración, se originan anillos claros y oscuros concéntricos alrededor del punto de contacto. Los anillos oscuros se generan por interferencia destructiva; los claros por constructiva. En el proceso interfieren las ondas de luz que son reflejadas hacia el aire en la superficie límite del cuerpo esférico con las que son reflejadas en la superficie límite de la placa plana. Estos anillos de interferencia se pueden observar tanto en reflexión como en transmisión. En transmisión la interferencia en el centro es siempre constructiva independientemente de la longitud de onda de la luz incidente.

Las distancias entre los anillos de interferencia no son constantes. El espesor d de la cuña de aire varía con la distancia r al punto de contacto entre la placa y el cuerpo esférico. De la Fig. 1 se deduce que.

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

R : Radio de curvatura

Por lo tanto, para espesores d pequeños y anillos claros

$$(2) \quad d = \frac{r^2}{2 \cdot R} = (n-1) \cdot \frac{\lambda}{2},$$

y por lo tanto los radios de los anillos claros

$$(3) \quad r^2 = (n-1) \cdot R \cdot \lambda.$$

Se debe tener en cuenta que el cuerpo esférico se comprime un poco en el punto de contacto. Transformando la Ec. (2) se puede describir aproximadamente por la relación

$$(4) \quad d = \frac{r^2}{2 \cdot R} - d_0 \quad \text{por } r^2 \geq 2 \cdot R \cdot d_0$$

Por lo tanto se obtiene para los radios r de los anillos de interferencia claros:

$$(5) \quad r_i^2 = (n-1) \cdot R \cdot \lambda + 2 \cdot R \cdot d_0$$

En el experimento se estudian los anillos de Newton en transmisión utilizando la luz de una lámpara de mercurio que se hace monocromática por medio de filtros de interferencia. La imagen de interferencia se proyecta nítida sobre una pantalla por medio de una lente de proyección.

EVALUACIÓN

Para la determinación del radio r de un anillo se hace un promedio de los radios medidos con los puntos de corte izquierdo y derecho teniendo en cuenta el factor de aumento de la lente de proyección.

En un diagrama se representa r^2 en dependencia de $n-1$, así que los puntos de medida se encuentran en rectas con pendientes $a = R \cdot \lambda$ y cortes de eje $b = 2 \cdot R \cdot d_0$.

Como las longitudes de onda son conocidas, se puede calcular el radio de curvatura R . Este es de aprox. 45 m. El achatamiento se encuentra muy por debajo de un micrómetro.

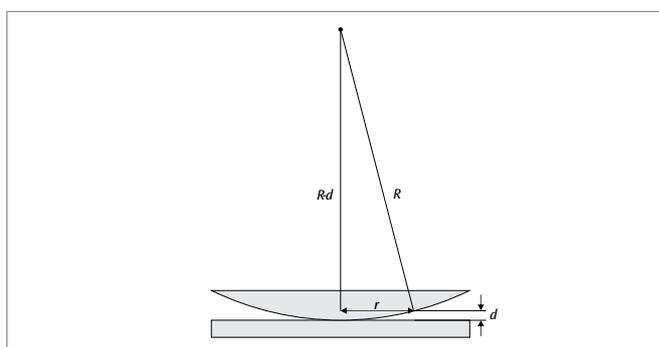


Fig. 1: Representación esquemática de la cuña de aire entre la lente convexa y la placa de vidrio

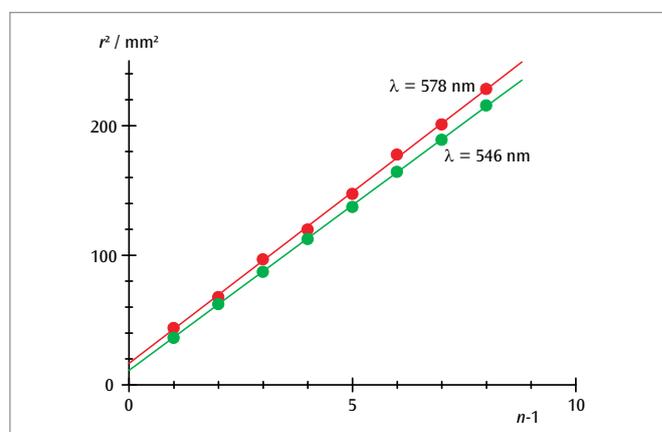


Fig. 2: Relación entre los radios r^2 de los anillos de interferencia con sus números secuenciales n

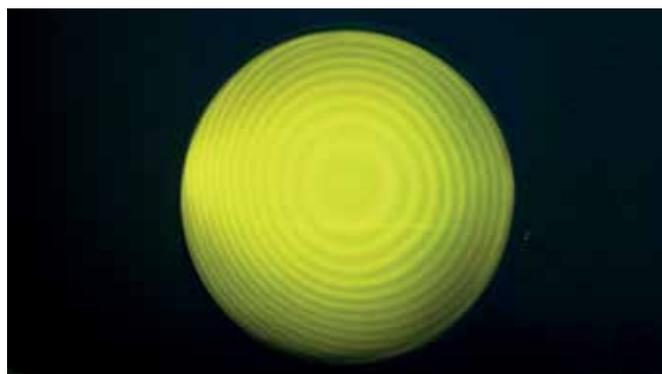


Fig. 3: Anillos de Newton con luz amarilla

UE4030410 | INTERFERÓMETRO DE MICHELSON



> TAREAS

- Determinación de la longitud de onda de la luz de láser.
- Determinación del índice de refracción del aire en función de la presión neumática.
- Determinación del índice de refracción del vidrio.
- Valoración de la calidad de superficie de una cinta adhesiva.

OBJETIVO

Demostración y análisis del funcionamiento de un interferómetro de Michelson

RESUMEN

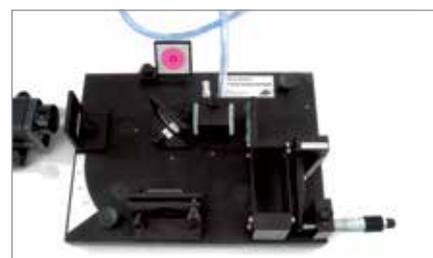
En un interferómetro de Michelson, por medio de un espejo semipermeable, se divide un haz de luz coherente en dos segmentos que adoptan diferentes recorridos, se reflejan en sí mismos y, finalmente, se reencuentran. En la pantalla de observación se origina un patrón de interferencia que incluso varía notoriamente si el recorrido óptico de un haz parcial se modifica en una fracción de una longitud de onda de luz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo No.
1	Interferómetro	1002651
1	Juego complementario para el interferómetro	1002652
1	Láser de He y Ne	1003165
1	Bomba manual de vacío	1012856
1	Manguera de silicona 6 mm	1002622



Placa de vidrio en la trayectoria del haz del interferómetro de Michelson



Cámara evacuable en la trayectoria del haz del interferómetro de Michelson

FUNDAMENTOS GENERALES

El interferómetro de Michelson fue diseñado por **A. A. Michelson**, originalmente, para la comprobación del movimiento de la tierra en relación con el éter de la luz. Su principio estructural (ver Fig. 1) tiene, no obstante, un significado esencial puesto que se puede emplear para mediciones interferométricas, por ejemplo, de variaciones de longitud, espesores de capas o índices de refracción. Por medio de un espejo semipermeable, un haz de luz divergente se divide en dos segmentos que se desplazan por diferentes trayectorias. Ambos segmentos se reflejan en sí mismos y, finalmente, se conducen hasta su superposición sobre una pantalla de observación. Allí se origina una imagen de interferencia que reacciona sensiblemente a las modificaciones de la longitud óptica de recorrido de uno de los haces parciales, esto es, al producto del índice de refracción y la longitud geométrica del camino óptico. Si el índice de refracción se mantiene constante, entonces se pueden determinar las variaciones del recorrido geométrico, por ejemplo, variaciones en la longitud de los materiales y su dilatación térmica. Si, por el contrario, el recorrido geométrico se mantiene constante, se pueden determinar los índices de refracción o bien sus variaciones provocadas por cambios de presión, temperatura o espesor.

Si la longitud del camino óptico aumenta o disminuye, en el centro de la imagen de interferencia, correspondientemente, se originan o desaparecen líneas de interferencia. Entre la modificación Δs de la longitud óptica de recorrido y la longitud de onda λ existe la siguiente relación:

$$(1) \quad 2 \cdot \Delta s = z \cdot \lambda$$

en donde el número entero positivo o negativo z indica la cantidad de líneas de interferencia que aparecen o desaparecen en la pantalla de observación.

Si para la medición de la longitud de onda de luz, por medio de un dispositivo de ajuste fino, se desplaza en el espacio uno de los dos espejos a una distancia Δx exactamente determinada, se puede asumir como índice de refracción un valor de $n = 1$ en una buena relación de proximidad. Por tanto, la modificación de la trayectoria óptica es igual a:

$$(2) \quad \Delta s = \Delta x$$

La situación es distinta si se interpone una cámara evacuada, de longitud d en la trayectoria de un haz parcial. Si se permite la circulación del aire y, de esta manera, la presión neumática de la cámara asciende en un valor p , la longitud de recorrido varía en:

$$(3) \quad \Delta s = (n(p) - 1) \cdot d = A \cdot p \cdot d$$

puesto que la dependencia de la presión del índice de refracción del aire, con temperatura constante, se puede representar de la siguiente manera:

$$(4) \quad n(p) = 1 + A \cdot p$$

NOTA

En el volumen de suministro del equipo complementario se encuentra también una placa de vidrio. Si esta se coloca en la trayectoria de un haz parcial y se la hace girar lentamente en una dirección determinada, la longitud de camino óptico aumenta dentro del vidrio y disminuye fuera de él. El índice de refracción del vidrio se puede determinar a partir de las modificaciones resultantes del recorrido óptico. Además, se puede realizar una valoración de calidad de superficie tomando como ejemplo una cinta adhesiva colocada sobre la placa de vidrio. En la práctica, esto se realiza por medio de un interferómetro de Twyman-Green, una variante del interferómetro de Michelson.

EVALUACIÓN

Determinación de las longitudes de onda: A partir de (1) y (2) se obtiene como ecuación determinada para el cálculo de las longitudes de onda de luz desde la distancia de desplazamiento del espejo:

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta x}{z}$$

Determinación del índice de refracción del aire. Para la constante A , introducida en (4), se obtiene la siguiente ecuación determinada:

$$A = \frac{z \cdot \lambda}{2 \cdot d \cdot p}$$

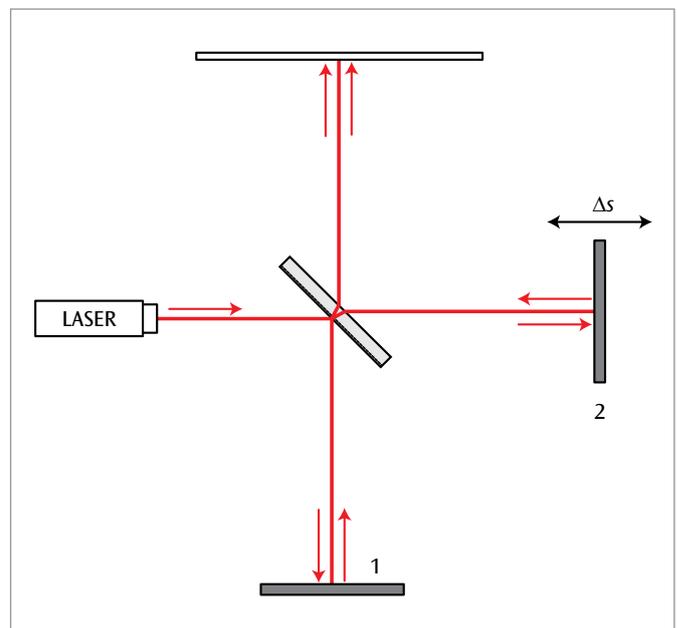


Fig. 1: Trayectoria del haz en un interferómetro de Michelson con espejo móvil

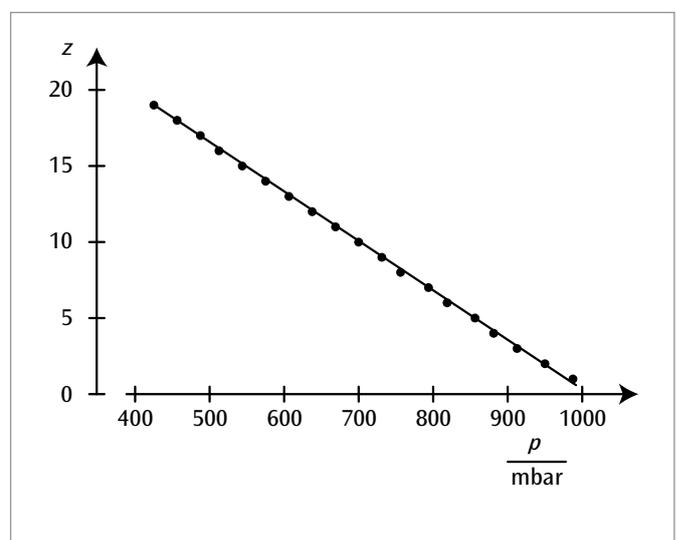


Fig. 2: Número de líneas de interferencia en función de la presión neumática

UE4030520

INTERFERÓMETRO DE MACH-ZEHNDER



> TAREAS

- Montaje y ajuste de un interferómetro de Mach-Zehnder.
- Observación del patrón de interferencia en caso de, posible, no posible e información del camino borrada.

OBJETIVO

Ilustración del borrador cuántico en un experimento de analogía

RESUMEN

También la luz se describe en la mecánica cuántica por medio de funciones de onda a partir de las cuales se puede calcular la distribución espacial de la densidad de probabilidades como el cuadrado de la magnitud de la función de onda. Por lo tanto, la luz es apropiada para la ilustración de fenómenos cuánticos en experimentos de analogía. Para la ilustración del llamado borrador cuántico se monta el interferómetro de Mach-Zehnder en un experimento de analogía y se observa la interferencia de los dos haces parciales sobre una pantalla. Si dos polarizadores perpendiculares el uno al otro se encuentran en el paso de rayo de cada uno de los haces parciales, la interferencia desaparece, porque desde un punto de vista cuántico se puede ganar la información de cual ha sido el camino que ha tomado el fotón. Con un tercer polarizador ajustado en 45° directamente enfrente de la pantalla se borra esta información y se vuelve a observar la interferencia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo No.
1	Interferómetro de Mach-Zehnder	1014617
1	Láser de He y Ne	1003165

FUNDAMENTOS GENERALES

También la luz se describe en la mecánica cuántica por medio de funciones de onda a partir de las cuales se puede calcular la distribución espacial de la densidad de probabilidades como el cuadrado de la magnitud de la función de onda. El superponer dos caminos de rayos corresponde a una superposición de dos funciones de onda. La densidad de probabilidades contiene entonces un término mezclado, que describe el patrón de interferencia. En esta forma la luz es apropiada para la ilustración de fenómenos mecánico-cuánticos en experimentos de analogía.

Para la ilustración del llamado borrador cuántico se monta el interferómetro de Mach-Zehnder en un experimento de analogía. Como haz de luz coherente se aplica el haz de luz ensanchado de un láser. Se divide en dos haces parciales por medio del divisor de haces BS1, en este caso un polarizador P hace posible ajustar la misma intensidad en ambos haces parciales (véase Fig 1). A continuación los haces parciales se propagan por caminos diferentes y vuelven a ser reunidos por medio de un segundo divisor de rayos BS2.

Así se suman los campos eléctricos E_1 y E_2 de los dos rayos parciales – desde un punto de vista ondulatorio clásico - obteniendo:

$$(1) \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$$

y – desde un punto de vista mecánico cuántico – sus funciones de onda Ψ_1 y Ψ_2 dando:

$$(2) \quad \Psi = \Psi_1 + \Psi_2$$

Se cumple por lo tanto:

$$(3) \quad |E|^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2 \cdot E_1 \cdot E_2$$

resp.

$$(4) \quad |\Psi|^2 = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + 2 \cdot \langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$$

teniendo que el término mezclado en (3) resp. en (4) a su vez, describe el patrón de interferencia que se puede observar en la pantalla.

La ecuación (4) describe el comportamiento de un solo fotón. Este interfiere consigo mismo siempre que no se observe por medio de un proceso de medición o se pueda observar “qué camino ha recorrido”. Se dice en este contexto que el fotón “se comporta como una onda cuando no se tiene información sobre el camino” y muestra interferencia. Sin embargo, en caso de que se tenga información sobre el camino, el fotón se “comporta” como una partícula clásica y no es posible una interferencia.

Por dos polarizadores adicionales P1 y P2 en los haces parciales 1 y 2 se influye sobre el patrón de interferencia. Orientando los polarizadores perpendicularmente entre sí, desaparece en sentido clásico (3) el producto escalar $E_1 \cdot E_2$ resp. en la descripción mecánico cuántica el término de interferencia $\langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$ (4) y por lo tanto también el patrón de interferencia. Este último es el caso observado desde el punto de vista mecánico cuántico, porque en base a la polarización se puede determinar claramente si el fotón se ha propagado por el camino 1 o por el camino 2.

Si detrás del segundo divisor de rayo se coloca ahora un polarizador A ajustado a 45°, aparece nuevamente el patrón de interferencia. Desde un punto de vista mecánico cuántico es este el caso, porque el polarizador A “borra” la información sobre el camino, es decir, porque después del polarizador A no se puede decidir cuál es el camino que ha tomado el fotón. En un cuadro oscilatorio clásico de luz, el tercer polarizador hace que los haces parciales polarizados estén un poco atenuados pero sin embargo tengan nuevamente la misma polarización.

EVALUACIÓN

Sin los dos polarizadores P1 y P2 no se tiene ninguna información sobre el camino; aparece interferencia.

Empleando los dos polarizadores se gana información sobre el camino; no aparece interferencia.

El tercer polarizador A borra la información sobre el camino; vuelve a aparecer interferencia.

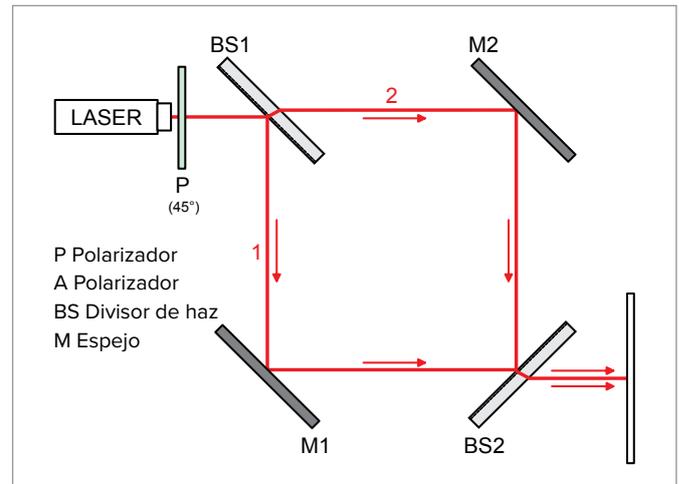


Fig. 1: Paso de los rayos por el interferómetro de Mach-Zehnder (sin información sobre el camino)

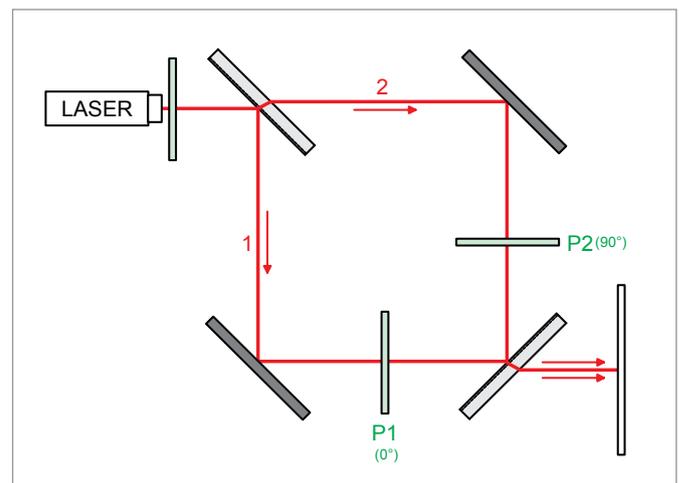


Fig. 2: Paso de los rayos en el interferómetro de Mach-Zehnder (con polarizadores P1 y P2 en los haces parciales para ganar información sobre el camino)

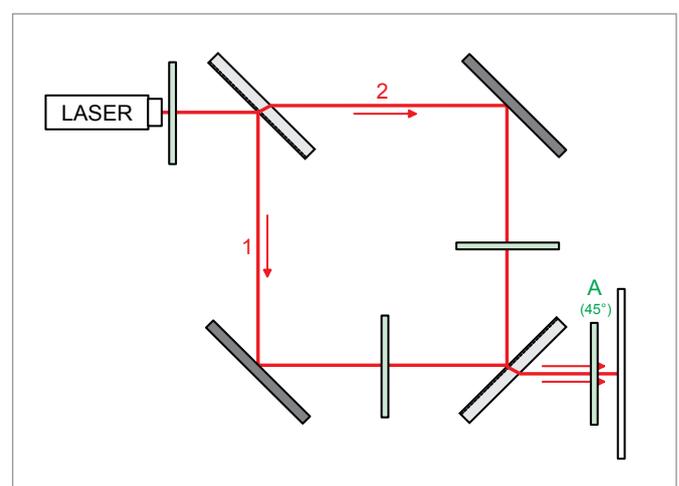
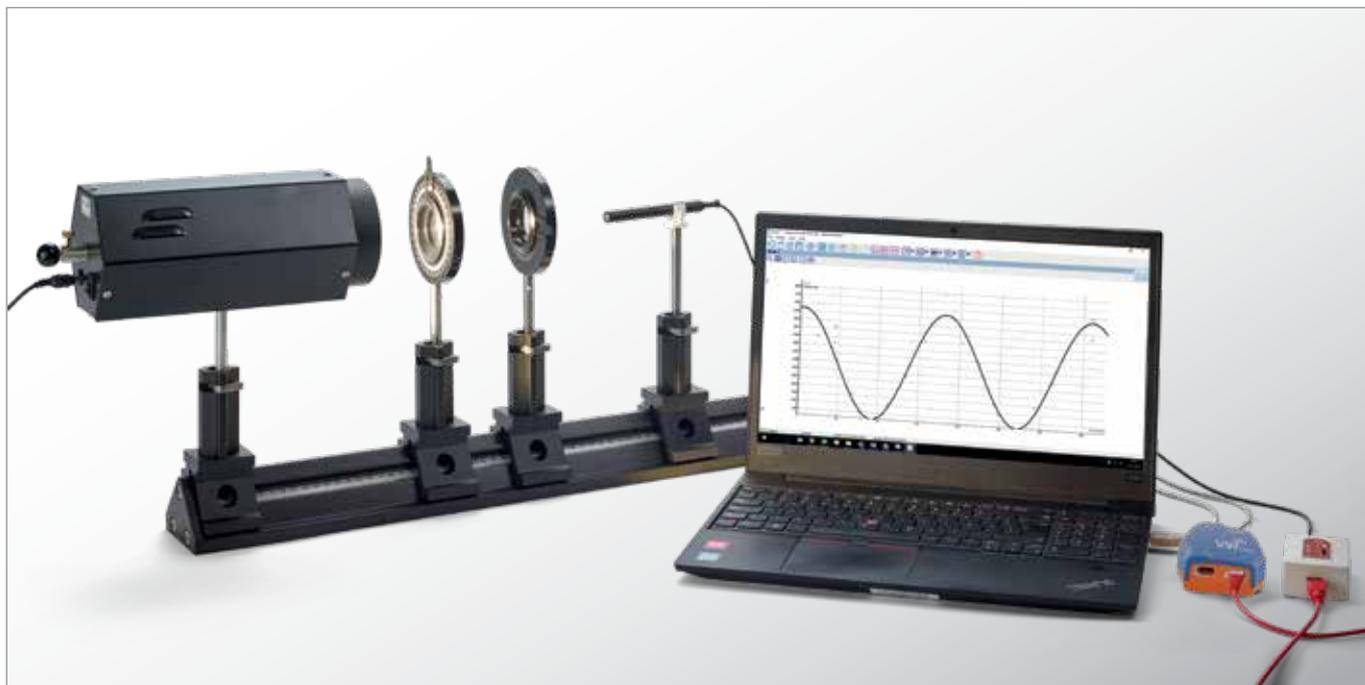


Fig. 3: Paso de los rayos por el interferómetro de Mach-Zehnder (con polarizador A para borrar la información sobre el camino)

UE4040100 | LEY DE MALUS



> TAREAS

- Medición de la intensidad de la luz I transmitida por un filtro de polarización, en dependencia con el ángulo de giro del filtro.
- Comprobación de la ley de Malus.

OBJETIVO

Comprobación de la ley de Malus para luz polarizada linealmente

RESUMEN

La ley de Malus describe la intensidad I de la luz polarizada, con una intensidad inicial de I_0 , después del paso a través de un analizador, en dependencia con el ángulo de giro del analizador. La intensidad de la luz se mide con un fotosensor.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo No.
1	Banco óptico de precisión D, 500 mm	1002630
4	Jinetillo óptico D, 90/50	1002635
1	Lámpara óptica con lámpara LED	1020630
1	Sensor de luz de tres rangos	1021502
1	WiLab *	1022284
1	Soporte para sensor de luz	1022269
2	Filtro de polarización sobre mango	1008668
1	Cable de sensor	1021514

Recomendado adicionalmente:

1	Licencia Coach 7
---	------------------

* Alternativa: 1 Vincilab 1021477

FUNDAMENTOS GENERALES

La luz, como onda transversal se puede polarizar, por ejemplo, dejándola pasar a través de un filtro de polarización. En una onda de luz polarizada el campo eléctrico E y el campo magnético B oscilan, cada uno de ellos, en un plano. La dirección de oscilación del campo eléctrico se denomina “dirección de polarización”.

En el experimento, incide luz en un polarizador y secuencialmente en un analizador, que se encuentran rotados un ángulo ϕ entre sí. A través del polarizador sólo pasa la parte de la luz polarizada linealmente, a cuya intensidad de campo eléctrico se le puede asignar la amplitud E_0 .

En la dirección de polarización del analizador la componente oscila con la amplitud

$$(1) \quad E = E_0 \cdot \cos \phi$$

Solamente ésta puede pasar a través del analizador.

La intensidad de la luz corresponde al cuadrado de la intensidad del campo eléctrico. Por lo tanto, la intensidad después del analizador se expresa como

$$(2) \quad I = I_0 \cdot \cos^2 \phi$$

cuando la intensidad después del polarizador es I_0 . La ecuación (2) es conocida como la ley de Malus. Esta se comprueba en el experimento realizando mediciones de intensidad con un fotosensor. En esta medición el valor de intensidad medido con $\phi = 90^\circ$ corresponde a la luz del medio. Este valor se debe restar de la intensidad medida.

EVALUACIÓN

Después de restar la intensidad de la luz del medio ambiente, los valores de medida se representan como función de ϕ . Su curso corresponde a la ecuación (2).

En un diagrama adicional se representa la intensidad I como función de $\cos^2 \phi$. En este caso los valores se encuentran en una recta que pasa por el origen de coordenadas con la pendiente I_0 .

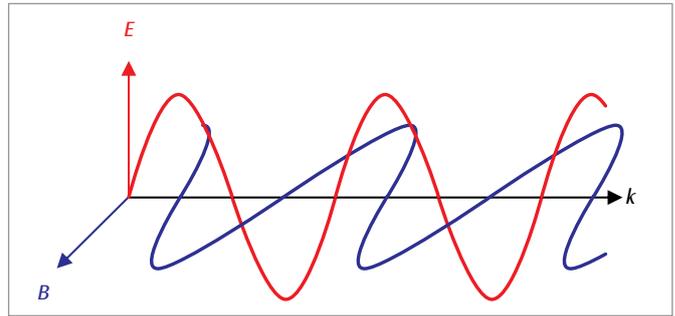


Fig. 1: Representación para la definición de la dirección de polarización

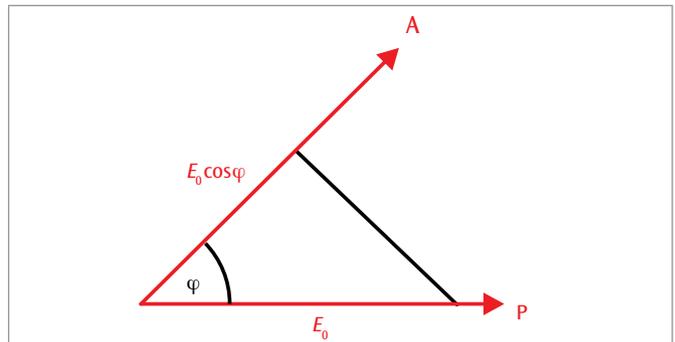


Fig. 2: Representación para el cálculo de la intensidad del campo eléctrico después del analizador

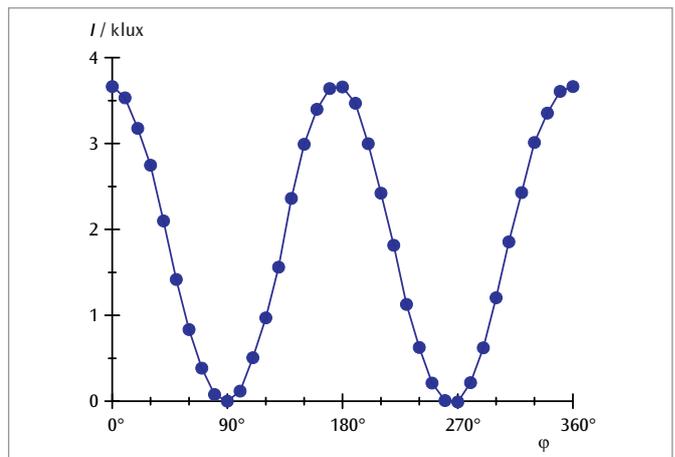


Fig. 3: Intensidad I de la luz en dependencia con el ángulo ϕ entre el polarizador y el analizador

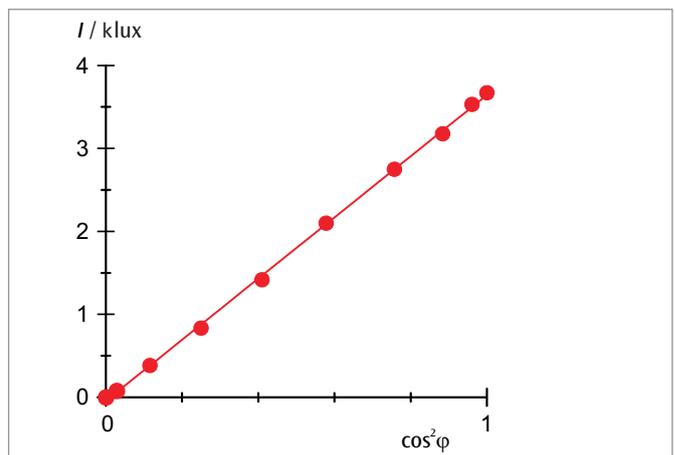


Fig. 4: Intensidad I de la luz en dependencia con $\cos^2 \phi$

UE4040300 | ACTIVIDAD ÓPTICA



> TAREAS

- Medición del ángulo de giro que depende de la longitud de la muestra.
- Medición del ángulo de giro que depende de la concentración de masa.
- Determinación del ángulo de giro específico que depende de la longitud de onda.
- Comparación de las direcciones y de los ángulos de giro de la fructosa, la glucosa y de la sacarosa.
- Medición del ángulo de giro durante la inversión de la sacarosa hacia una mezcla equimolar de glucosa y fructosa.

OBJETIVO

Giro del plano de polarización por soluciones de azúcar

RESUMEN

Las soluciones de azúcar muestran actividad óptica, es decir que giran el plano de polarización al paso por ellas de luz linealmente polarizada. La dirección del giro depende de la composición del azúcar, las soluciones de glucosa y de sacarosa giran el plano de polarización hacia la derecha, las soluciones de fructosa hacia la izquierda, como se observa en la medición del ángulo de giro en un polarímetro. Además, midiendo el ángulo de giro se sigue el comportamiento de una solución de sacarosa después de agregarle ácido clorhídrico. Se observa progresivamente una inversión lenta de la dirección de giro desde la derecha hacia la izquierda, porque la estructura anular doble de la molécula de sacarosa se disocia y se origina una mezcla equimolar de glucosa y fructosa. El ángulo de giro de la mezcla es la suma de los ángulos de giro de la glucosa de giro a la derecha y de la fructosa de giro fuertemente a la izquierda.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo No.
1	Polarímetro com 4 LED (230 V, 50/60 Hz)	1001057
1	Probeta graduada de 100 ml	1002870
1	Vaso, de	1002872
1	Balanza electrónica Scout Pro 200 g (230 V, 50/60 Hz)	1009772
1	Balance électronique Scout SKX 420 g	1020859

Recomendado adicionalmente:

Fructosa, 500 g

Glucosa, 500 g

Sacarosa, 500 g

FUNDAMENTOS GENERALES

Como actividad óptica se denomina el giro del plano de polarización de la luz polarizada linealmente al paso a través de determinadas sustancias. Este giro tiene lugar en soluciones de moléculas quirales, como por ejemplo, en soluciones de azúcar y en determinados cuerpos sólidos, por ejemplo, en cuarzos. Se habla de sustancias de giro a la derecha cuando, observando el plano de polarización en sentido contrario a la propagación de la luz, éste gira hacia la derecha, de lo contrario se habla de sustancias de giro a la izquierda. Las soluciones de glucosa y de sacarosa son de giro a la derecha, por otro lado la de fructosa es de giro a la izquierda.

El ángulo, en el cual se gira el plano de polarización depende de la sustancia diluida y es proporcional a la concentración de masa c y a la longitud d de la muestra. Se escribe:

$$(1) \quad \alpha = [\alpha] \cdot c \cdot d$$

y $[\alpha]$ designa al ángulo de giro específico de la sustancia.

El ángulo de giro específico depende en la siguiente forma

$$(2) \quad [\alpha] = \frac{k(T)}{\lambda^2}$$

de la longitud de onda de la luz y de la temperatura T de la muestra. Éste se indica en tablas bibliográficas, por lo general para luz amarilla del sodio y una temperatura de 25°C. Si se conoce, se puede determinar la concentración de una solución midiendo el ángulo de giro en un polarímetro.

En el experimento se estudian diferentes soluciones en un polarímetro y se comparan entre sí sus ángulos de giro. Aquí se puede seleccionar la luz de cuatro LEDs de diferentes colores. Además se disocia una solución de azúcar de caña del comercio (sacarosa) en su estructura anular doble, agregándole ácido clorhídrico en una reacción de desarrollo lento, para convertirla en una mezcla equimolar de glucosa y fructosa. En este proceso se “invierte” la dirección del giro de derecha a izquierda, porque después del desarrollo de la reacción el ángulo de giro resultante es la suma de los ángulos de giro de la glucosa de giro a la derecha y de la fructosa de giro fuerte a la izquierda.

EVALUACIÓN

Según la ecuación (1) el ángulo de giro de una determinada sustancia de concentración fija, es proporcional a la longitud de la muestra y para longitud fija proporcional a la concentración. De la pendiente de la recta que pasa por el origen en la Fig. 1 se puede determinar el ángulo específico para las cuatro longitudes de onda en el polarímetro.

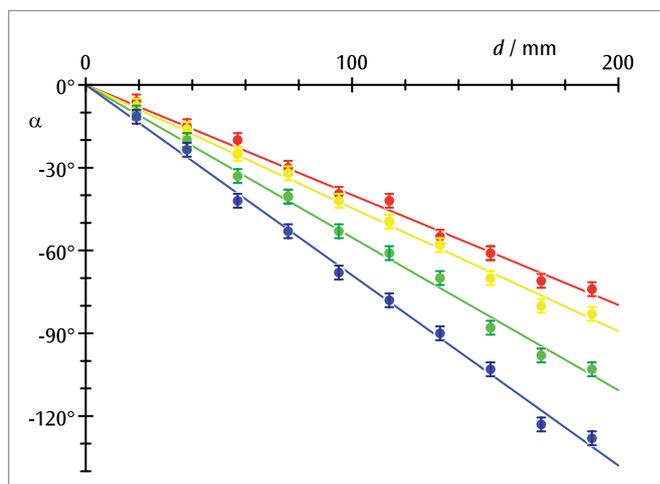


Fig. 1: Ángulo de giro de una solución de fructosa ($c = 0,5 \text{ g/cm}^3$) que depende de la longitud de la muestra para cuatro longitudes de onda

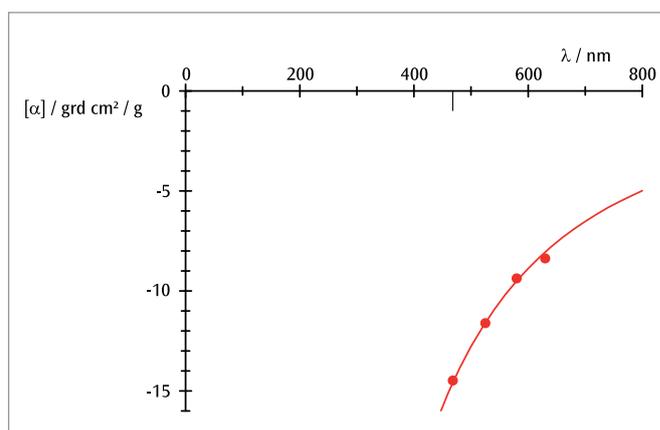


Fig. 2: Dependencia del ángulo de giro específico con la longitud de onda

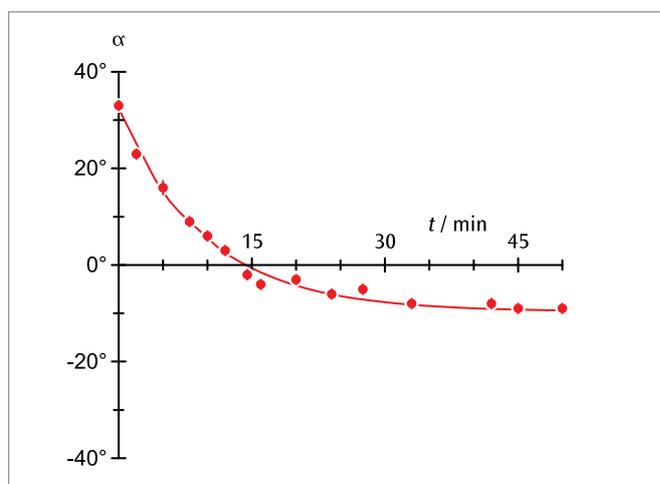


Fig. 3: Ángulo de giro de una solución de sacarosa ($c = 0,3 \text{ g/cm}^3$, $d = 190 \text{ mm}$) durante la inversión que depende del tiempo

UE4040500 | EFECTO POCKELS



> TAREAS

- Comprobación de la doble refracción en una trayectoria de rayos conoscópica.
- Variación de la doble refracción al aplicar un campo eléctrico.
- Determinación de la semionda de la tensión.

OBJETIVO

Demostración del efecto Pockels en una trayectoria de rayos conoscópica

RESUMEN

El efecto Pockels es un efecto electro-óptico, en el cual un campo eléctrico, en un material apropiado, separa un haz de luz en dos haces parciales polarizados perpendicularmente entre sí. Esta capacidad de la doble refracción óptica se basa en los diferentes índices de refracción que dependen de la dirección de propagación y de la polarización de la luz. Esta propiedad de la doble refracción óptica se basa en los diferentes índices de refracción en dependencia con la dirección de propagación y la polarización de la luz. En el efecto Pockels ésta aumenta linealmente con la intensidad del campo eléctrico y se comprueba en el experimento en un cristal de niobato de litio (LiNbO_3) en una trayectoria de rayos conoscópica. El cuadro de interferencias se forma aquí por dos grupos de hipérbolas de los cuales se puede leer directamente la posición del eje óptico de la doble refracción.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Celda de Pockels en mango	1013393
1	Banco óptico de precisión D, 1000 mm	1002628
3	Jinetillo óptico D, 90/50	1002635
2	Jinetillo óptico D, 90/36	1012401
1	Láser de He y Ne	1003165
1	Objetivo acromático 10x / 0,25	1005408
1	Filtro de polarización sobre mango	1008668
1	Lente convexa sobre mango f = 50 mm	1003022
1	Pantalla de proyección	1000608
1	Fuente de alimentación de alta tensión E 5kV (230 V, 50/60 Hz)	1013412 ó
	Fuente de alimentación de alta tensión E 5kV (115 V, 50/60 Hz)	1017725
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849

FUNDAMENTOS GENERALES

El efecto Pockels es un efecto electro-óptico, en el cual un campo eléctrico, en un material apropiado, separa un haz de luz en dos haces parciales polarizados perpendicularmente entre sí. Esta capacidad de la doble refracción se basa en los diferentes índices de refracción en dependencia con la dirección de propagación y en la polarización de la luz. En el efecto Pockels ésta aumenta con la intensidad del campo eléctrico y ese se comprueba en el experimento en un cristal de niobato de litio (LiNbO₃) en una trayectoria de rayos conoscópica.

Para ello, el cristal se encuentra en una celda de Pockels configurada transversalmente, en la cual se aplica un campo eléctrico en dirección del eje óptico de la doble refracción (véase Fig 1). El rayo de luz que se propaga perpendicularmente al cristal se separa en un rayo parcial ordinario polarizado en dirección del eje óptico de la doble refracción y otro rayo extraordinario polarizado perpendicularmente a la dirección del eje óptico de la doble refracción. Medido con la longitud de onda del laser de He-Ne $\lambda = 632,8$ nm, el índice de refracción para el rayo parcial ordinario en el cristal de niobato de litio $n_o = 2,29$ y para el rayo extraordinario $n_e = 2,20$. La diferencia de camino entre el rayo parcial ordinario y el extraordinario es

$$(1) \quad \Delta = d \cdot (n_o - n_e)$$

siendo $d = 20$ mm, el espesor del cristal en dirección del rayo.

En la comprobación de la doble refracción se utiliza una trayectoria de rayo clásica, la cual se propone en muchos libros de óptica para la comprobación de la doble refracción. Se ilumina el cristal con un haz divergente de luz polarizada linealmente y se observa después del cristal la luz que atraviesa, detrás de un analizador cruzado. El eje óptico de la doble refracción aparece claramente en el patrón de interferencia, porque éste se distingue en el medio debido a su simetría. En el experimento se encuentra paralelamente a la superficie de entrada y a la de salida, por lo tanto el patrón de interferencia se compone de dos conjuntos de hipérbolas que están rotados 90° el uno con respecto al otro. El eje real del primer conjunto de hipérbolas se desplaza paralelamente al eje óptico de la doble refracción el segundo perpendicular al eje óptico de la doble refracción.

Las bandas oscuras en los conjuntos de hipérbolas se generan por los rayos de luz, para los cuales las diferencias en los caminos ópticos del rayo parcial extraordinario y el rayo parcial ordinario en el cristal son un múltiplo entero de la longitud de onda. Estos rayos mantienen su polarización original después del paso por el cristal y son eliminados por el analizador.

La diferencia de caminos corresponden a aproximadamente 2800 longitudes de onda de la luz de láser aplicada. Sin embargo, Δ en general no es exactamente un múltiplo entero de λ sino que se encuentra entre dos valores $\Delta_m = m \cdot \lambda$ y $\Delta_{m+1} = (m + 1) \cdot \lambda$. Las bandas oscuras del primer conjunto de hipérbolas son entonces las diferencias de camino $\Delta_{m+1}, \Delta_{m+2}, \Delta_{m+3},$ etc., en el segundo conjunto de hipérbolas se les asigna diferencias de camino $\Delta_m, \Delta_{m-1}, \Delta_{m-2},$ etc. (véase Fig. 2). La posición de las bandas oscuras depende más exactamente de cuál es su distancia hasta el centro, depende de cuál es la diferencia entre Δ y $m \cdot \lambda$. El efecto Pockels aumenta o disminuye la diferencia entre los índices de refracción principales $n_o - n_e$, dependiendo del signo de la tensión aplicada. En esta forma cambia la diferencia $\Delta - m \cdot \lambda$ y así la posición de las bandas oscuras. Si se aplica la llamada semionda de tensión U_{π} , cambia Δ en media longitud de onda. Las bandas de interferencia oscuras se trasladan a la posición de las claras y viceversa. El proceso se repite con cada aumento adicional de la tensión en el valor U_{π} .

EVALUACIÓN

Con una tensión U_1 las bandas oscuras de asignación de interferencia +1 exactamente en el centro, con la siguiente tensión U_2 la de orden +2. Entonces la tensión de semionda es

$$U_{\pi} = \frac{U_2 - U_1}{2}$$

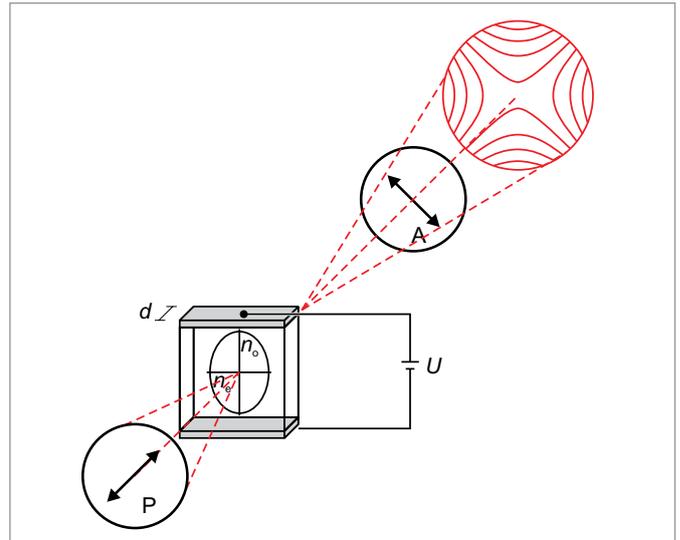


Fig. 1: Representación esquemática de la celda de Pockels en el trayecto de rayos conoscópico entre polarizador y analizador.

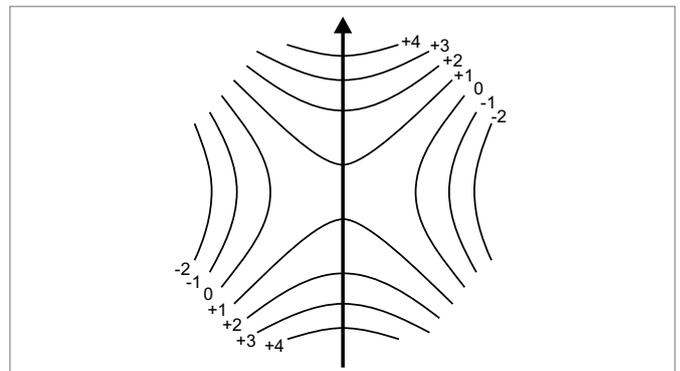


Fig. 2: Patrón de interferencia con el eje óptico del cristal en dirección de la flecha. La indexación de las bandas de interferencia oscuras muestra la diferencia de caminos entre el rayo ordinario y el extraordinario en unidades de la longitud de onda.

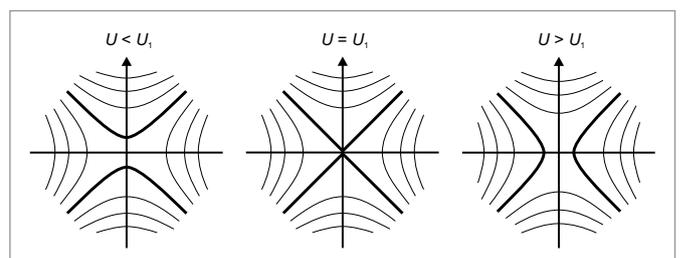


Fig. 3: Cambio del patrón de interferencia debido al efecto Pockels. Las hipérbolas dibujadas en negrita son cada vez las de orden de interferencia +1.

UE4040600 | EFECTO FARADAY



OBJETIVO

Comprobación del efecto Faraday y determinación de la constante de Verdet para el vidrio flint

RESUMEN

Las sustancias isotrópicas, transparentes y no magnéticas en un campo magnético se hacen ópticamente activas. Estas giran el plano de polarización de la luz linealmente polarizada que se propaga en la sustancia en dirección del campo magnético, porque el tiempo de recorrido de la componente polarizada circularmente hacia la izquierda es diferente al de la componente polarizada circularmente hacia la derecha. Este efecto se llama Efecto Faraday. En el experimento se mide el efecto Faraday en vidrio flint. Este vidrio se caracteriza por una dispersión óptica muy alta y uniforme. La dependencia de la frecuencia del índice de refracción n se puede expresar con gran aproximación por medio de la llamada fórmula de Cauchy.

> TAREAS

- Comprobación del efecto Faraday en vidrio flint.
- Medición del ángulo de giro del plano de polarización en el campo magnético.
- Determinación de la constante de Verdet para luz roja y luz verde.
- Determinación del coeficiente de Cauchy b del índice de refracción.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banco óptico de precisión D, 1000 mm	1002628
4	Jinetillo óptico D, 90/50	1002635
1	Pie óptico D	1009733
1	Diodo láser, rojo 230V	1003201 o
	Diodo láser, rojo 115V	1022208
1	Módulo de láser, verde	1003202
2	Filtro de polarización sobre mango	1008668
1	Pantalla de proyección	1000608
1	Núcleo de transformador D	1000976
2	Par de zapatas polares	1000978
2	Bobina D, 900 espiras	1012859
1	Paralelepípedo de vidrio flint para el efecto Faraday	1012860
1	Juego de accesorios para el efecto Faraday	1012861
1	VinciLab	1021477
1	Sensor de campo magnético FW \pm 2000 mT	1021766
1	Cable de sensor	1021514
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Pinza universal	1002833
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 o
	Fuente de alimentac. DC 1 – 30 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1022289
Recomendado adicionalmente:		
1	Licencia Coach 7	

FUNDAMENTOS GENERALES

Las sustancias isotrópicas, transparentes y no magnéticas en un campo magnético se hacen ópticamente activas. Estas giran el plano de polarización de la luz linealmente polarizada que se propaga en la sustancia en la dirección del campo magnético, porque el tiempo de recorrido de la componente polarizada circularmente hacia la izquierda es diferente al de la componente polarizada circularmente hacia la derecha. Este efecto se llama "Efecto Faraday".

Las diferencias en los tiempos de recorrido se pueden calcular, en un modelo sencillo, considerando la variación de la frecuencia que experimenta la luz polarizada circularmente en el campo magnético. En caso de luz polarizada hacia la derecha, la frecuencia f aumenta en el valor de la frecuencia de Larmor

$$(1) \quad f_L = \frac{e}{4\pi \cdot m_e} \cdot B$$

$e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ As : Carga elemental

$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg : Masa en reposo del electrón

la frecuencia de la luz polarizada hacia la izquierda disminuye en el mismo valor. Es decir que:

$$(2) \quad f_{\pm} = f \pm f_L$$

A las frecuencias diferentes se les asocian diferentes índices de refracción en el material. Por lo tanto, también las velocidades de onda en el material son diferentes.

Con estas suposiciones se puede calcular la rotación del plano de polarización en materiales ópticamente activos:

$$(3) \quad \varphi = 2\pi \cdot f \cdot (t_+ - t_-) = 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot (n(f_+) - n(f_-))$$

d : Longitud de la muestra,

$c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$: Velocidad de la luz

Como la frecuencia de Larmor f_L es mucho menor que f , se deduce que

$$(4) \quad \begin{aligned} \varphi &= 2\pi \cdot f \cdot \frac{d}{c} \cdot \frac{dn}{df} \cdot 2 \cdot f_L \\ &= f \cdot \frac{dn}{df} \cdot \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot B \cdot d \end{aligned}$$

El ángulo de giro φ es por lo tanto proporcional al campo magnético B y a la longitud d atravesada por la luz:

$$(5) \quad \varphi = V \cdot B \cdot d$$

La constante de proporcionalidad

$$(6) \quad V = \frac{e}{m_e \cdot c} \cdot f \cdot \frac{dn}{df}$$

se llama Constante de Verdet, depende de la dispersión de la luz en el material irradiado y de la frecuencia f de la luz aplicada.

En el experimento se mide el efecto Faraday en vidrio flint F_2 . Este vidrio se caracteriza por una dispersión óptica muy alta y uniforme. La dependencia de la frecuencia del índice de refracción n se puede explicar, con gran aproximación, por medio de la fórmula de Cauchy.

$$(7) \quad n(f) = a + \frac{b}{c^2} \cdot f^2$$

con $a = 1,62$, $b = 8920 \text{ nm}^2$

Estando ante ángulos de giro pequeños, para aumentar la exactitud de medida, y en el caso de campo magnético B positivo, la polarización de la luz en el experimento se fija de tal forma que el analizador en el ángulo 0° oscurezca el campo de visión. Después de conmutar a campo magnético negativo $-B$ el analizador se gira en un ángulo 2φ para volver a obtener oscuridad.

EVALUACIÓN

De (6) y (7) se deduce $V = \frac{2 \cdot e \cdot b \cdot f^2}{m_e \cdot c^3} = \frac{2 \cdot e \cdot b}{m_e \cdot c \cdot \lambda^2}$

Partiendo de la constante de Verdet se puede por lo tanto determinar el coeficiente de Cauchy b para el índice de refracción del vidrio flint utilizado, cuando es conocida la longitud de onda λ de la luz aplicada.

$$b = \frac{m_e \cdot c}{2 \cdot e} \cdot V \cdot \lambda^2$$

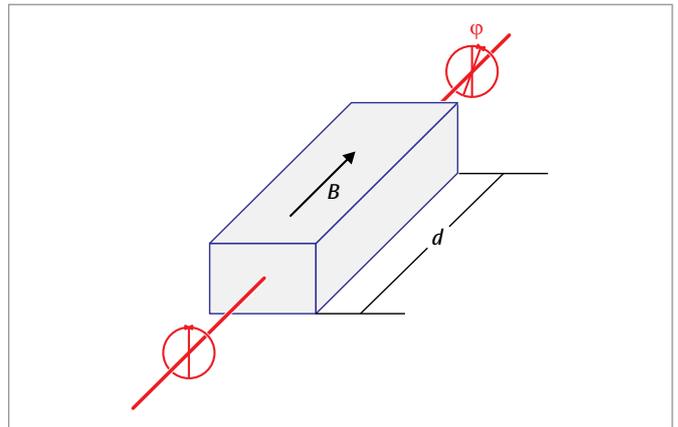


Fig. 1: Representación esquemática para explicar el efecto Faraday

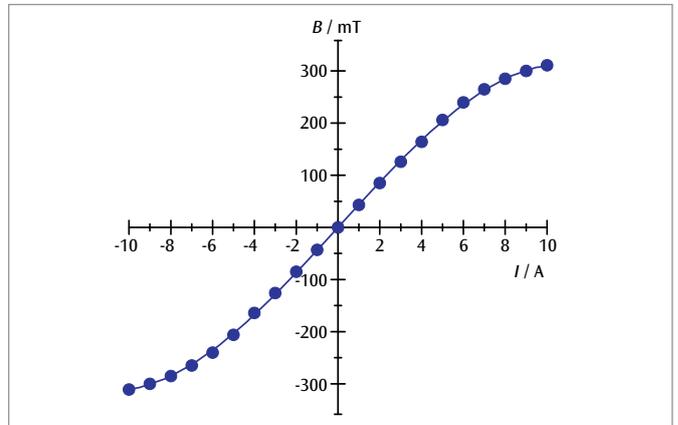


Fig. 2: Curva de calibración del electroimán

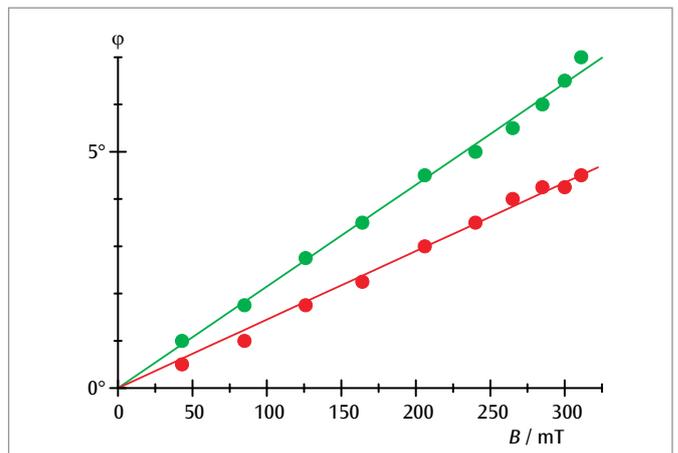
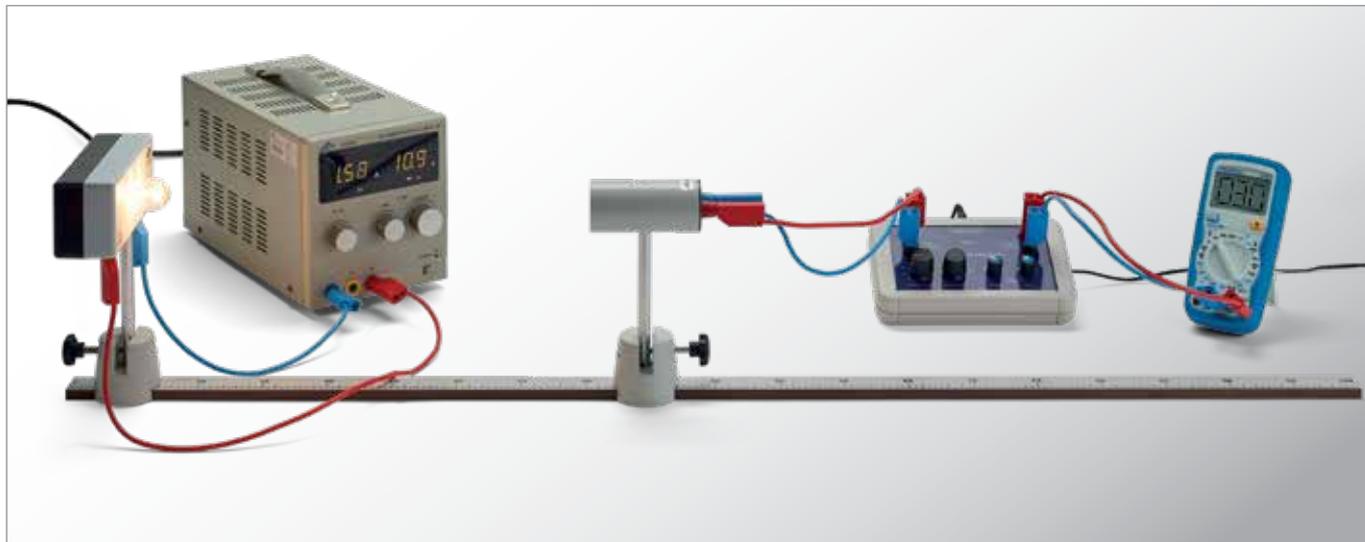


Fig. 3: Ángulo de giro como función del campo magnético para luz roja y luz verde

UE4050100

LEY DEL CUADRADO DE LA DISTANCIA



➤ TAREAS

- Compensación de Offset para tener en cuenta la luz del medio ambiente.
- Medición de la intensidad relativa en dependencia de la distancia.
- Representación en un diagrama de $S - 1/r^2$.

OBJETIVO

Comprobación de la ley del cuadrado de la distancia para la intensidad de radiación de una fuente de luz

RESUMEN

De acuerdo con la ley del cuadrado de la distancia, la intensidad de radiación de una fuente de luz, es decir, la potencia entregada por unidad de área, disminuye inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la fuente de luz. Esta relación se comprueba en el experimento con una lámpara incandescente a distancias las cuales son mayores que las dimensiones del filamento incandescente y puede ser considerada como fuente de radiación puntual. Para la medición relativa se utiliza una termocupla según Moll.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Lámpara de Stefan-Boltzmann	1008523
1	Termopila de Moll	1000824
1	Amplificador de medida U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 o
	Amplificador de medida U (115 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P1035	1002781
1	Escala, 1 m	1000742
2	Base con orificio central, 500 g	1001046
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

La ley del cuadrado de la distancia describe una relación fundamental que también vale para la intensidad de una fuente de luz. Según ella, la intensidad de la radiación, es decir, la potencia entregada por unidad de área, disminuye con el cuadrado de la distancia a la fuente de luz.

Una condición previa para la validez de esta relación es una fuente de luz cuya radiación sea uniforme en todas las direcciones del espacio y cuyas dimensiones sean despreciables con respecto a la distancia considerada. Además no debe haber ninguna clase de absorción o reflexión entre la fuente de luz y el punto de medición.

Como la fuente irradia uniformemente en todas las direcciones del espacio, la potencia P irradiada a una distancia r se distribuye uniformemente sobre la superficie de la esfera

$$(1) \quad A = 4\pi \cdot r^2$$

Por lo tanto, la intensidad entregada se describe como

$$(2) \quad S = \frac{dP}{dA} = \frac{P}{4\pi \cdot r^2}$$

La ecuación (2) se comprueba en un experimento con una lámpara incandescente. Para distancias comparativamente mayores que las dimensiones del filamento, la lámpara puede ser considerada como fuente de radiación puntual. Para la medición relativa se utiliza una termocupla según Moll, tomando, en lugar de la intensidad absoluta S , la tensión termoeléctrica U_{th} de la termocupla como medida para la intensidad relativa.

EVALUACIÓN

En las mediciones no se puede evitar que se capte la intensidad de radiación del medio ambiente, por ello es necesario realizar antes de la medición una compensación de offset en el microvoltímetro. Para su comprobación se adaptan los puntos de medida a una recta general.

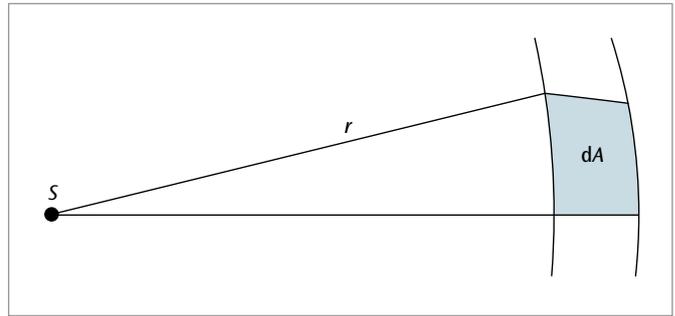


Fig. 1: Cuadrado de la distancia

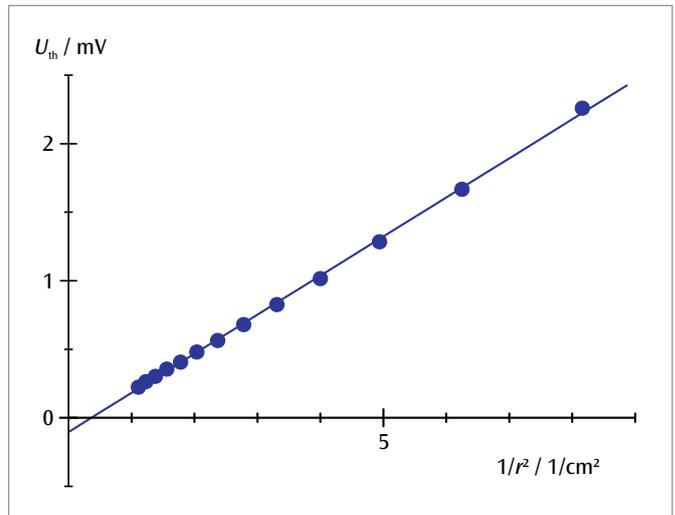


Fig. 2: Representación de los valores de medida en un diagrama $U_{th} - 1/r^2$

UE4050200 | LEY DE STEFAN-BOLTZMANN



> TAREAS

- Medición relativa de la intensidad de la radiación de una lámpara incandescente con filamento de tungsteno en dependencia de la temperatura, por medio de una termopila según Moll.
- Medición de la resistencia dependiente de la temperatura del filamento incandescente para determinar la temperatura.
- Representación de los valores de medida en un diagrama $\ln(U_{th}) - \ln(T)$ y determinación del exponente a partir de la pendiente de la recta

OBJETIVO

Comprobación de la dependencia de T^4 de la intensidad de la radiación

RESUMEN

La dependencia con la temperatura de la intensidad de la radiación de un cuerpo negro se describe por medio de la ley de Stefan-Boltzmann. La misma dependencia de la temperatura muestra la intensidad de la radiación de una lámpara incandescente con filamento de tungsteno. Ésta se determina en el experimento con una termopila según Moll, en una medición relativa. La temperatura del filamento incandescente se puede determinar por medio de la resistencia dependiente de la temperatura, la cual se determina con gran exactitud en una medición de cuatro conductores.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Lámpara de Stefan-Boltzmann	1008523
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Termopila de Moll	1000824
3	Multímetro digital P1035	1002781
2	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

Tanto la intensidad total así como la distribución espectral de la radiación de calor de un cuerpo dependen de su temperatura y de la característica de su superficie. Para una longitud de onda y una temperatura determinadas, el cuerpo emite más radiación mientras mejor puede absorber la misma. El cuerpo negro, un cuerpo con una característica de superficie idealizada, absorbe totalmente la radiación de todas las longitudes de onda y por ello, para una temperatura determinada emite radiación de calor con la máxima intensidad. El cuerpo negro se toma como referencia cuando se quiere estudiar la dependencia de la temperatura de la radiación de calor.

La dependencia de la temperatura de la intensidad S de la radiación de un cuerpo negro se describe por medio de la ley de Stefan-Boltzmann.

$$(1) \quad S_0 = \sigma \cdot T^4$$

T : Temperatura absoluta

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} : \text{Constante de Stefan-Boltzmann}$$

La intensidad no se puede medir directamente, porque el cuerpo absorbe al mismo tiempo radiación del medio. La intensidad medida es más que todo

$$(2) \quad S_1 = \sigma \cdot (T^4 - T_0^4)$$

T_0 : Temperatura absoluta de medio

También la luz emitida por una lámpara incandescente es radiación de calor. Aquí, la temperatura del filamento incandescente se ha elegido justamente para que una parte considerable se emita como luz visible. La dependencia de la temperatura de la intensidad total de la radiación corresponde a la radiación de un cuerpo negro. Se asume que

$$(3) \quad S = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4)$$

porque el filamento incandescente absorbe una parte ε de la radiación de todas las longitudes de onda.

Una lámpara incandescente de este tipo, con un filamento de tungsteno, se utiliza en el experimento para el estudio de la dependencia de la temperatura de la intensidad de la radiación. Con una termocupla según Moll se determina, en una medición relativa, la intensidad de la radiación. La temperatura del filamento incandescente se puede determinar apartir de la resistencia que depende de la temperatura,

$$(4) \quad R = R_0 (1 + \alpha \cdot (T - T_0))$$

R_0 : Resistencia de la temperatura del medio T_0

$$\alpha = 4,4 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}} \text{ para el tungsteno}$$

porque R se determina con gran exactitud en una medición de cuatro conductores.

EVALUACIÓN

De la ecuación (4) se obtiene para la temperatura T .

$$T = \frac{R - R_0}{\alpha \cdot R_0} + T_0$$

Sin embargo la ecuación (4) es válida sólo en una buena aproximación. Para evaluaciones más exactas se puede recurrir a las evaluaciones de las instrucciones de uso de la lámpara de Stefan Boltzmann.

Las temperaturas T en el experimento se eligen tan altas que la temperatura del ambiente T_0 en la ecuación (3) se puede despreciar. Además en lugar de la intensidad absoluta S se lee la tensión termoeléctrica U_{th} como medida de la intensidad relativa. La ecuación (3) por lo tanto se convierte en $U_{th} = a \cdot T^4$ resp. $\ln(U_{th}) = \ln(a) + 4 \cdot \ln(T)$.

En un diagrama $\ln(U_{th}) - \ln(T)$ los puntos de medida se encuentran por lo tanto en una recta de pendiente 4.

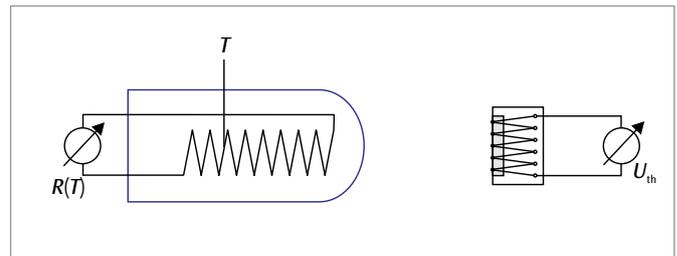


Fig. 1: Representación esquemática del montaje

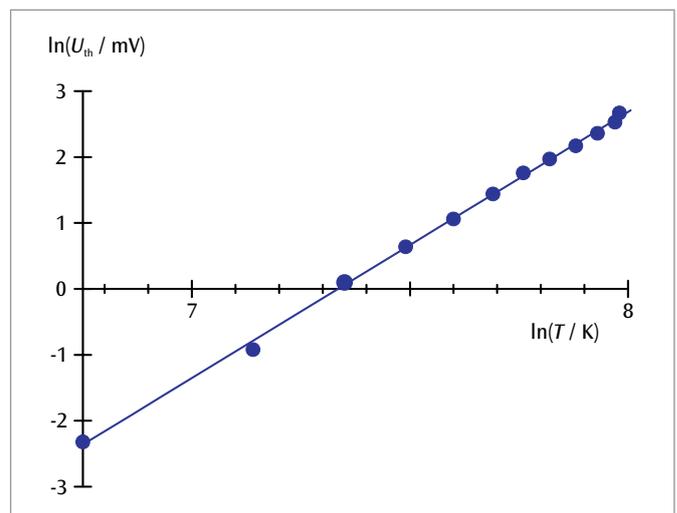


Fig. 2: Diagrama $\ln(U_{th}) - \ln(T)$

UE4060100

MEDICIÓN DE LA VELOCIDAD DE LA LUZ



> TAREAS

- Medición con el osciloscopio del tiempo de recorrido de un impulso corto de luz para un camino de recorrido predeterminado por comparación con una señal de referencia.
- Determinación de la velocidad de la luz en el aire como cociente del camino y del tiempo de recorrido.

OBJETIVO

Medición de la velocidad de la luz a partir del tiempo de recorrido de impulsos cortos de luz

RESUMEN

La velocidad finita de la propagación de la luz se puede demostrar por medio de una medición sencilla del tiempo de recorrido. Para ello se estudian impulsos cortos de luz de pocos nanosegundos de duración y se determina con un osciloscopio su tiempo de recorrido de ida y vuelta en un trayecto de medida de varios metros. Tomando como base el tiempo de recorrido y la distancia hasta el reflector de prisma triple se puede calcular la velocidad de la luz.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de medida de la velocidad de la luz (230 V, 50/60 Hz)	1000882 o
	Aparato de medida de la velocidad de la luz (115 V, 50/60 Hz)	1000881
1	Osciloscopio digital 2x100 MHz	1020911
1	Banco óptico, 500 mm	1002626
2	Jinetillo óptico U, 75 mm	1022450
1	Base con orificio central	1001045
1	Varilla de soporte, 1500 mm	1002937
1	Nuez universal	1002830
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603

FUNDAMENTOS GENERALES

La velocidad finita de propagación de la luz se puede demostrar sencillamente, con las técnicas de medida actuales, haciendo una sencilla medición de tiempo de recorrido. Para ello se estudian impulsos de luz de pocos nanosegundos de duración y se mide por medio del osciloscopio su tiempo de recorrido de ida y vuelta en un camino de recorrido de varios metros de longitud.

En el experimento los impulsos cortos de luz de un LED pulsante llegan a dos convertidores fotoeléctricos, por medio de un divisor de rayo. Cada uno de los convertidores fotoeléctricos lleva un amplificador conectado a continuación para producir impulsos de tensión evaluados por medio de un osciloscopio. Al convertidor fotoeléctrico A llegan impulsos de luz, que han sido reflejados al aparato de medida por un reflector de prisma triple colocado a una gran distancia. El convertidor fotoeléctrico B mide el impulso de referencia no retardado generado internamente. El disparo del osciloscopio se realiza por un impulso de tensión por la salida C, el cual está adelantado en 60 ns con respecto al impulso de referencia.

Con un osciloscopio de 2 canales se mide la diferencia de recorrido t entre los dos impulsos. A partir de la diferencia de tiempo de recorrido t y la distancia del emisor s hasta el reflector de tres prismas se puede calcular la velocidad de la luz:

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

Causa más impresión variar la distancia hasta el reflector y así observar la variación resultante de la distancia entre sí de los impulsos en el osciloscopio. Esto es posible, porque la colocación del prisma triple no exige gran trabajo de ajuste, se puede realizar a ojo.

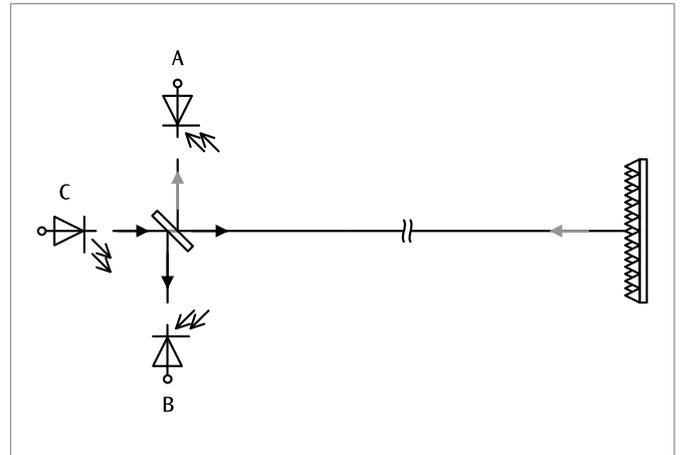


Fig. 1: Principio de la medición

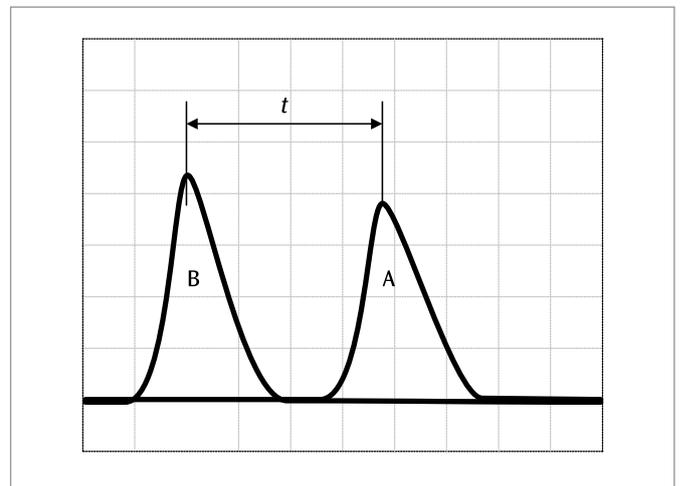


Fig. 2: Medición de tiempo de recorrido con el osciloscopio

UE4070310 | LÁSER DE ND:YAG



> TAREAS

- Sintonización del diodo láser para el bombeo óptico estable del láser de Nd:YAG.
- Determinación del tiempo de vida del nivel superior del láser, el $^4F_{3/2}$, en el cristal de Nd:YAG.
- Ajuste del resonador y observación de los modos del resonador.
- Medición de la potencia de salida del láser de Nd:YAG en dependencia de la potencia de bombeo y determinación del umbral de láser.
- Observación del Spiking en funcionamiento pulsado del diodo láser.



ADVERTENCIA

En el experimento se trabaja con una instalación de láser de clase 4, la cual emite en la región espectral infrarroja (no visible). Por lo tanto se deben usar siempre gafas de protección contra luz de láser. Aun usando gafas de protección contra luz de láser no se debe mirar directamente el rayo láser.

OBJETIVO

Instalación y optimización de un láser de Nd:YAG

RESUMEN

En el experimento se instala y se optimiza un láser de Nd:YAG bombeado con un diodo láser. Después de la sintonización del diodo láser para el bombeo óptico estable y la optimización del resonador, el sistema se puede poner en funcionamiento como láser de Nd:YAG. Se estudian el funcionamiento no estacionario y el estacionario. Además se determina el tiempo de vida del nivel superior de láser, el $^4F_{3/2}$, en el cristal de Nd:YAG.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Driver de diodo láser y controlador doble de temperatura Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo láser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Lente colimadora $f = +75$ mm	1008646
1	Espejo láser I	1008638
1	Fotodiodo PIN	1008640
1	Filtro RG850	1008648
1	Diodo láser de ajuste	1008634
1	Maleta de transporte KL	1008651
1	Gafas de protección láser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Osciloscopio digital 2x100 MHz	1020911
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Cable HF	1002746
1	Tarjeta de detector infrarrojo	1017879

FUNDAMENTOS GENERALES

El láser de Nd:YAG es un láser de estado sólido, el cual emite luz infrarroja. Como medio de láser se utiliza un cristal de Granate-Aluminio-Itrio, dotado con Neodimio. Se bombea con un diodo láser semiconductor. Se emite básicamente en la longitud de onda de 1064 nm.

La Fig. 1 muestra los niveles energéticos del cristal de Nd:YAG con las transiciones más importantes para el bombeo óptico y el funcionamiento láser. Por bombeo óptico con luz de longitud de onda aprox. 808 nm se excitan transiciones desde el estado base (1) hasta el nivel superior

de bombeo (4). Su tiempo de vida es muy corto y le siguen transiciones rápidas sin emisión de radiación hacia el nivel de láser metaestable superior (3). Así se evitan transiciones de retorno al estado base. La transición al nivel láser inferior (2) tiene lugar con $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Éste tiene un tiempo de vida muy corto y decae en el estado base sin emisión de radiación. Así se ocupa cada estado hasta un determinado grado. Pero, los estados 4 y 2 decaen tan rápido que la densidad del número de átomos en esos estados se puede considerar como iguales a cero. Por lo tanto, el comportamiento dinámico del láser se puede describir por medio de las siguientes ecuaciones de rapidez, para la densidad de inversión n (la diferencia entre las densidades de átomos de Nd en los estados 2 y 3) y para la densidad de fotones p del campo de luz de láser:

$$(1a) \quad \frac{dn}{dt} = W \cdot (N_{Nd} - n) - \sigma \cdot c \cdot p \cdot n - \frac{n}{\tau_3}$$

$$(1b) \quad \frac{dp}{dt} = \frac{L_{Nd}}{L} \cdot \sigma \cdot c \cdot p \cdot n - \frac{p}{\tau_{res}}$$

W : Rapidez de bombeo

N_{Nd} : Densidad de número de átomos de Nd

σ : Sección eficaz efectiva para la emisión o absorción de un fotón

c : Velocidad de la luz

τ_3 : Tiempo de vida del nivel de láser superior 3

L : Longitud del resonador

L_{Nd} : Longitud del cristal de Nd:YAG

τ_{res} : Constante de tiempo de las pérdidas del resonador

En (1a), el primer término describe el bombeo óptico, el segundo la emisión inducida y el tercero el decaimiento del nivel de láser superior por emisión espontánea. El primer término de (1b) tiene en cuenta la generación de fotones por emisión inducida, el segundo la reducción de la densidad de fotones por las pérdidas en el resonador. Tomándolo con más exactitud se debe tener en cuenta que por la emisión espontánea ya al empezar existen fotones.

Para el funcionamiento estacionario se obtiene la siguiente solución cuando no se tiene en cuenta la emisión espontánea:

$$(2) \quad p = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_3} \cdot \frac{W - W_s}{W_s}$$

con
$$W_s = \frac{1}{\tau_3} \cdot \frac{n_i}{n_i - N_{Nd}} \quad n_i = \frac{L}{L_{Nd} \cdot \sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$$

La rapidez de bombeo debe sobrepasar un nivel de umbral, después, la densidad de fotones aumenta linealmente con la rapidez de bombeo. No es posible una medición directa de la densidad de fotones y de la rapidez de bombeo. Por lo tanto, en el experimento se muestra que la potencia de salida del láser P_L , por encima de un valor de umbral, depende linealmente de la potencia de bombeo.

La Fig. 2 muestra las soluciones de las ecuaciones de rapidez para el funcionamiento no estacionario. Con esto se crea primero la inversión de ocupación. En el momento en que se ha logrado la inversión de umbral n_i , la densidad de inversión aumenta linealmente. Siguen luego un aumento rápido de la densidad de fotones y una caída de la densidad de inversión a un valor un poco por debajo de la inversión de umbral. Con las repeticiones de este proceso los sobrepasos de la densidad de inversión se hacen cada vez menores, hasta que se establece el estado estacionario. Este así llamado Spiking también se comprueba en el experimento.

Sin embargo, antes se sintoniza el diodo láser utilizado en la transición correspondiente a la longitud de onda de $\lambda = 808 \text{ nm}$ para el bombeo óptico y a continuación, en funcionamiento pulsado del diodo láser se mide el curso temporal de la emisión espontánea (Fig. 3). A partir de estos valores de medida se puede determinar el tiempo de vida del nivel superior del láser. Después del montaje y del ajuste del resonador, se observa el Spiking (Fig. 4) y a continuación se mide la potencia de salida en dependencia de la potencia de bombeo.

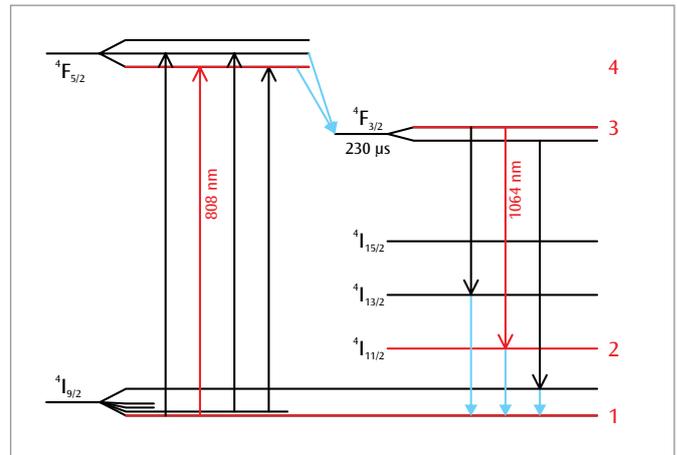


Fig. 1: Esquema de los niveles energéticos del cristal de Nd:YAG. Las transiciones relevantes para el experimento se representan en rojo

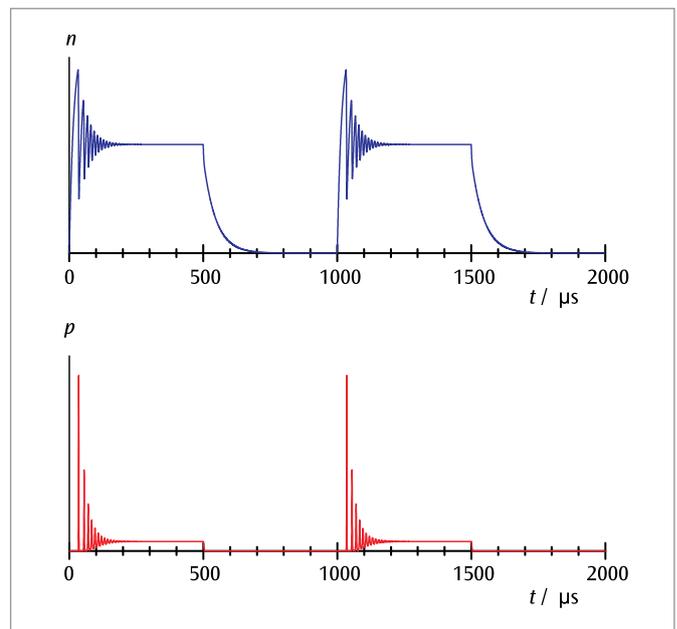


Fig. 2: Soluciones no estacionarias para las ecuaciones de rapidez (Spiking)

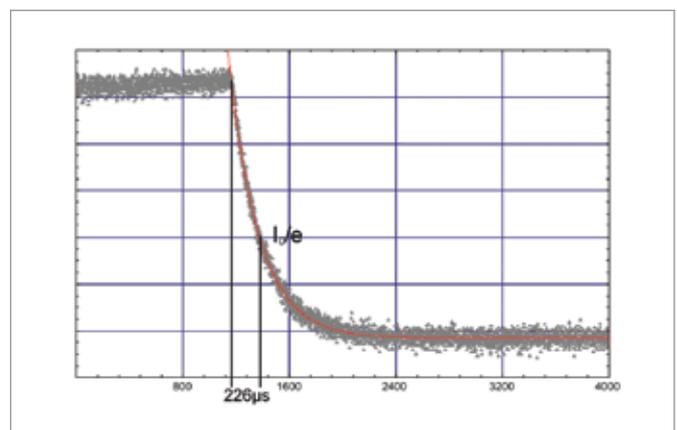
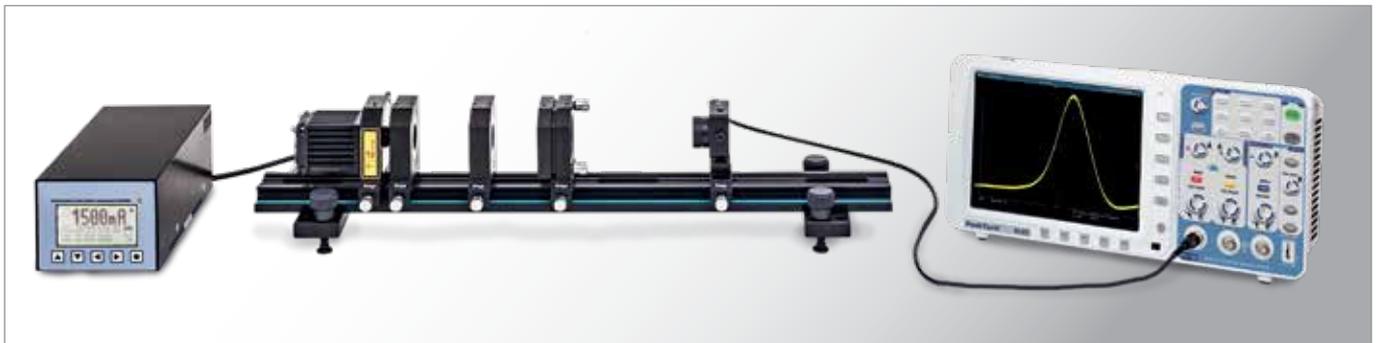


Fig. 3: Medición de la emisión espontánea para la determinación del tiempo de vida del nivel de láser superior

UE4070320 | LÁSER DE ND:YAG



> TAREAS

- Instalación y optimización de la instalación Q-switch de un láser de Nd:YAG con un módulo de Cr:YAG.
- Registro y determinación de la duración de los pulsos.

OBJETIVO

Q-switch con un láser de Nd:YAG con un módulo de Cr:YAG

RESUMEN

La instalación Q-switch de un láser hace posible la generación de pulsos cortos de alta energía. Ésta se basa en el control del nivel de umbral del láser aumentando o disminuyendo las pérdidas del resonador. Introduciendo un módulo de Cr:YAG se realiza una instalación Q-switch pasiva y se registra el comportamiento temporal pulsado del láser. A partir de la potencia media y de la frecuencia de repetición se calcula la energía de los pulsos.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Driver de diodo láser y controlador doble de temperatura Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo láser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Conmutador de Q pasivo	1008637
1	Espejo láser I	1008638
1	Fotodiodo PIN, rápido	1008641
1	Filtro RG850	1008648
1	Diodo láser de ajuste	1008634
1	Maleta de transporte KL	1008651
1	Gafas de protección láser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Osciloscopio digital de 2x100 MHz	1020911
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Cable HF	1002746
1	Tarjeta de detector infrarrojo	1017879



ADVERTENCIA

En el experimento se trabaja con una instalación de láser de clase 4, la cual emite en la gama espectral infrarroja (no visible). Por lo tanto siempre se deben llevar puestas gafas de protección para láseres. Además, inclusive con las gafas de protección puestas, nunca debe observar directamente el rayo láser.

FUNDAMENTOS GENERALES

Una instalación Q-switch hace posible la generación de pulsos de láser cortos de alta energía, como se necesitan en el tratamiento de materiales. Ésta se basa en el control del umbral de láser por medio del aumento o la disminución de las pérdidas del resonador. Con altas pérdidas se evita la iniciación de la oscilación del resonador y la energía de bombeo se guarda en el cristal de láser. Después de la liberación de la oscilación del resonador por reducción de las pérdidas se genera un pulso de láser cuya intensidad es varios órdenes de magnitud mayor que en el funcionamiento continuo, siendo la diferencia con el Spiking que la densidad de inversión en la instalación de Q-switch sobrepasa el valor de umbral más fuertemente. Se diferencian instalaciones Q-switch pasivas y activas. Instalaciones Q-switch pasivas son absorbedores, cuyo poder de absorción se activa por la luz en el resonador. Las instalaciones de Q-switch activas son típicamente conmutadores acustoópticos, electroópticos o mecánicos, que controlan la transmisión externamente.

La utilización de un cristal absorbedor como conmutador Q-switch pasivo presupone que su absorción se puede saturar. Para ello, su sección eficaz de absorción debe ser mayor que la sección eficaz para la luz de átomos en estado excitado y la vida media del nivel excitado debe ser mayor que la duración del pulso de láser y menor que el tiempo de repetición de pulso. Un cristal de Cr:YAG cumple estas condiciones.

Las ecuaciones de rapidez para la densidad de inversión n logable por bombeo óptico en un cristal de Nd:YAG y para la densidad p de fotones en el campo de luz láser (compara con el experimento UE4070310) se tienen que tener en cuenta para la descripción del comportamiento dinámico del láser con instalación Q-switch pasiva y también la densidad de ocupación en el estado base del cristal de Cr:YAG. Debido al aumento extremadamente rápido de la densidad de fotones, la rapidez de bombeo y la rapidez de la emisión espontánea se pueden despreciar. Con la definición del valor de umbral de la densidad de inversión

$$(1) \quad n_s = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$$

τ_{res} : Constante de tiempo para la reducción de la densidad de fotones por las pérdidas en el resonador
 σ : Sección eficaz efectiva para la emisión o la absorción de un fotón
 c : Velocidad de la luz

se obtiene para la variación en el tiempo de la densidad de inversión n y para la densidad de fotones p :

$$(2a) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{n_s} \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

y

$$(2b) \quad \frac{dp}{dt} = -\left(\frac{n}{n_s} - 1\right) \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

En un pulso gigante la densidad de inversión aproximadamente constante y corresponde más o menos a la densidad de inversión de inicio:

$$(3) \quad n(t) = n_i$$

Por lo tanto para la densidad de fotones se obtiene de la Ec. (2b):

$$(4) \quad p(t) = \exp\left[\left(\frac{n_i}{n_s} - 1\right) \cdot \frac{t}{\tau_{res}}\right]$$

La densidad de inversión n_i en el pulso gigante es mucho mayor que la densidad de inversión de umbral n_s . Por lo tanto, el tiempo en el cual la densidad de fotones se incrementa es mucho más corto que la constante de tiempo τ_{res} para las pérdidas en el resonador. Otro momento importante adicional se logra cuando la densidad de inversión se ha reducido al valor del umbral. Entonces, la densidad de

fotones no cambia, según la Ec. (2b), es decir, que no se generan más fotones de láser adicionales. De la Ec. (2a) se obtiene:

$$(5) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{p_{max}}{\tau_{res}} \quad \text{con } p(t) = p_{max}$$

Es decir, que la densidad de fotones cae con la constante de tiempo para las pérdidas en el resonador, después de haber llegado al máximo.

El valor máximo para la densidad de fotones está dado por:

$$(6) \quad p_{max} = n_s \cdot \ln\left(\frac{n_s}{n_i}\right) - (n_s - n_i)$$

Correspondientemente, los láseres con una vida media solo muy pequeña de su nivel láser superior, muestran sólo una densidad baja de inversión excedente y por lo tanto ningún aumento significativo de la potencia de salida en funcionamiento pulsado.

En el experimento se introduce un módulo de Cr:YAG en el resonador y se realiza un nuevo ajuste fino del láser. Con un diodo PIN se mide la señal de láser y se registra con un osciloscopio.

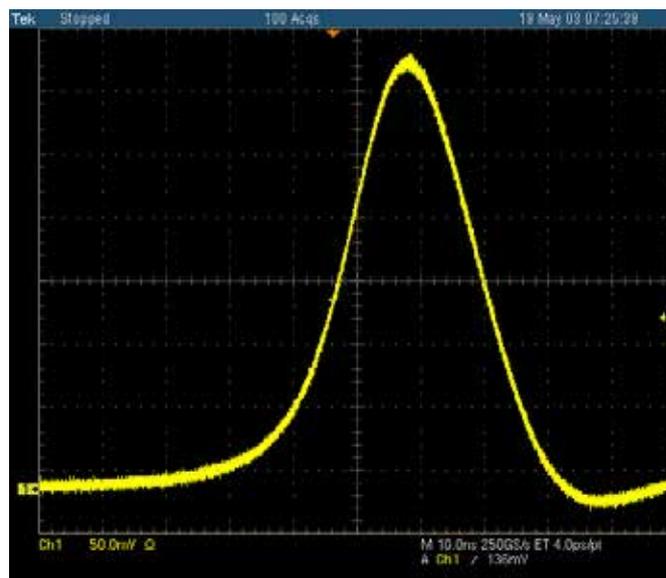
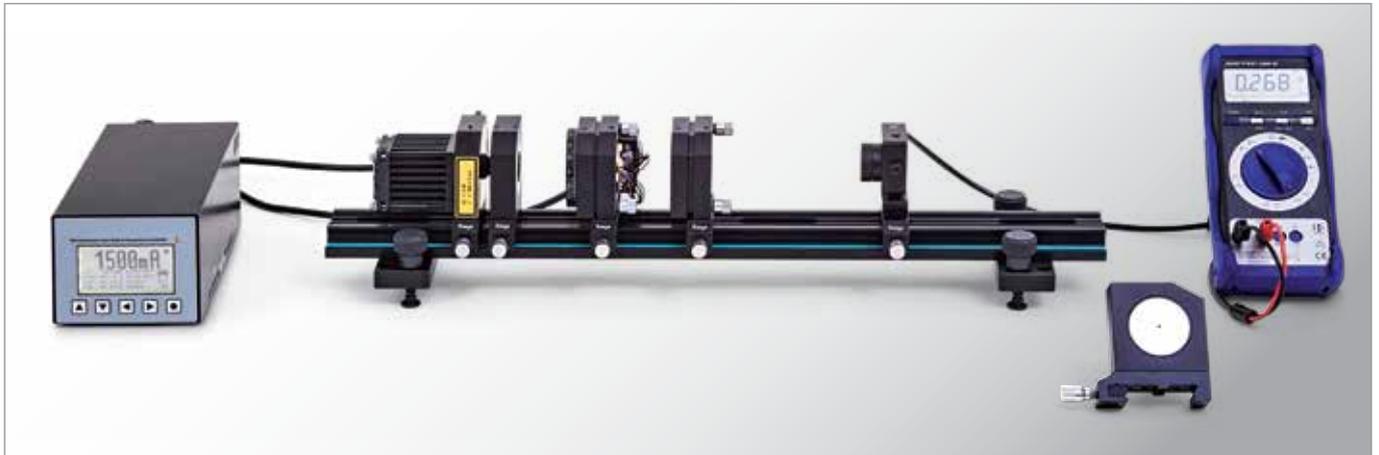


Fig. 1: Curso del pulso de un láser de Nd:YAG con instalación Q-switch pasiva

UE4070330 | LÁSER DE ND:YAG



> TAREAS

- Generación de radiación de frecuencia duplicada insertando un cristal de KTP en el resonador.
- Medición de la potencia de salida de la radiación de frecuencia duplicada en dependencia de la potencia de la onda fundamental.
- Estudio de la dependencia de la orientación y de la temperatura del cristal.

OBJETIVO

Duplicación de frecuencia con resonador interno en un láser de Nd:YAG

RESUMEN

En campos electromagnéticos fuertes los materiales cambian con frecuencia sus propiedades ópticas. Así que, en un material como tal se puede, por ejemplo, duplicar la frecuencia de la luz de láser de fuerte intensidad. En el experimento se utiliza un cristal de KTP, para generar, por duplicación de frecuencia, la radiación verde con la longitud de onda de 532 nm a partir de la radiación infrarroja de 1064 nm de un láser de Nd:YAG. El cristal es en muchos aspectos apropiado, porque se comporta desde un punto de vista óptico fuertemente no lineal y absorbe muy poco, tanto la radiación con la frecuencia de salida así como la radiación con frecuencia duplicada.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Driver de diodo láser y controlador doble de temperatura Dsc01-2,5	1008632
1	Banco óptico KL	1008642
1	Diodo láser 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Módulo de duplicación de frecuencia	1008636
1	Espejo láser II	1008639
1	Fotodiodo PIN	1008640
1	Filtro BG40	1017874
1	Diodo láser de ajuste	1008634
1	Maleta de transporte KL	1008651
1	Gafas de protección láser para Nd:YAG	1002866
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Tarjeta de detector infrarrojo	1017879



ADVERTENCIA

Este experimento implica la operación de un equipo láser de clase 4 que emite luz en la parte infrarroja (invisible) del espectro. Las gafas protectoras contra la luz láser siempre deben usarse. Incluso cuando use tales gafas, nunca mire directamente al rayo láser.

ADVERTENCIA

En el experimento se trabaja con una instalación de láser de clase 4, la cual emite en la gama espectral infrarroja (no visible). Por lo tanto siempre se deben llevar puestas gafas de protección para láseres. Además, inclusive con las gafas de protección puestas, nunca debe observar directamente el rayo láser.

FUNDAMENTOS GENERALES

En campos electromagnéticos fuertes los materiales cambian con frecuencia sus propiedades ópticas. Así que en un material como tal se puede, por ejemplo, duplicar la frecuencia de la luz de láser de fuerte intensidad. Para la descripción de estos fenómenos se observa la polarización del material que cambia en forma no lineal con la intensidad del campo eléctrico:

Si el material no es magnético, la ecuación de onda para la intensidad del campo eléctrico E tiene la forma:

$$(1) \quad \Delta E(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{P}(\mathbf{r}, t)$$

\tilde{P} : Polarización del material
 ϵ_0 : Constante eléctrica de campo
 c : Velocidad de la luz

Entre la polarización y la intensidad del campo existe la relación no lineal

$$(2) \quad \tilde{P}(t) = \epsilon_0 \cdot (\chi_1 \cdot E(t) + \chi_2 \cdot E(t)^2)$$

χ_1, χ_2 : Susceptibilidades de primer y segundo orden

Es decir, que un campo eléctrico oscilante con la frecuencia f

$$(3) \quad E(t) = E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

produce una polarización que se compone de dos partes. La parte

$$(4) \quad \tilde{P}_1(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_1 \cdot E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

oscila con la frecuencia simple f y describe la variación de la velocidad de la luz en el material. La parte

$$(5) \quad \tilde{P}_2(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_2 \cdot E_0^2 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot 2f \cdot t)$$

oscila con la frecuencia duplicada $2f$ y actúa, según (1), como fuente para una nueva componente del campo electromagnético.

Desde el punto de vista de la representación de fotones, dos fotones con la frecuencia f se convierten en un fotón con la frecuencia $2f$ (ver la Fig. 1). Por razones de la conservación del impulso, la ganancia aquí es especialmente grande, cuando la desadaptación de la fase

$$(6) \quad \Delta k \cdot \frac{L}{2} = \left| 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_f} - \frac{2\pi}{\lambda_{2f}} \right| \cdot \frac{L}{2} = \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot L \cdot |n_f - n_{2f}|$$

L : Longitud del resonador

λ_f, λ_{2f} : Longitudes de onda en el material con frecuencias sencilla y doble

en lo mejor posible, asume el valor cero. Los índices de refracción n_f y n_{2f} del material deben coincidir lo más posible, lo cual se puede lograr en materiales birrefringentes con fuerte anisotropía espacial y orientación apropiada (ver la Fig. 2). Esto tiene como consecuencia que la ganancia depende de la orientación espacial del material que duplica la frecuencia.

La densidad de potencia P_{2f} de la nueva radiación depende del cuadrado de la densidad de potencia P_f de la radiación fundamental. Se establece

$$(7) \quad P_{2f} = P_f^2 \cdot \frac{L^2}{A} \cdot C \cdot F\left(\Delta k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ con } F(x) = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

A : Sección transversal del resonador

C : Constante del material con longitud de onda indicada

En el experimento se utiliza un cristal de KTiOPO_4 (KTP), para generar luz verde con la longitud de onda de 532 nm a partir de la radiación infrarroja de 1064 nm de un láser de Nd:YAG por medio de duplicación de frecuencia. El cristal es en muchos aspectos apropiado, porque se comporta desde un punto de vista fuertemente no lineal y absorbe muy poco, tanto la radiación con la frecuencia de salida así como la radiación con frecuencia duplicada.

EVALUACIÓN

Para la comprobación de la dependencia del cuadrado de la potencia primaria P_f , se aprovecha la dependencia conocida en experimentos previos de la potencia primaria de la corriente de inyección I del diodo láser.

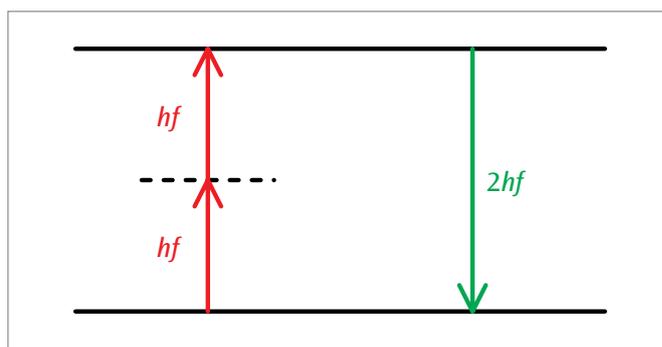


Fig. 1: Representación esquemática de la duplicación de frecuencia

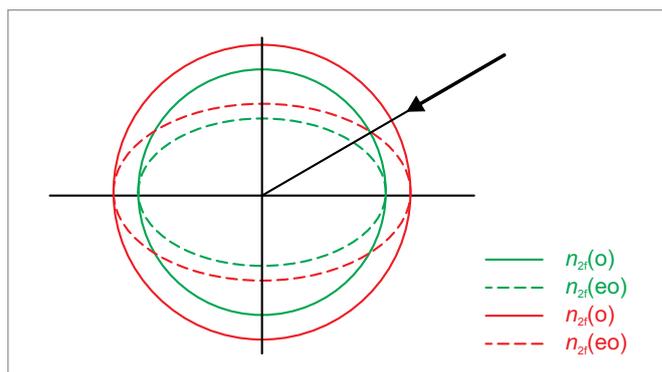


Fig. 2: Representación esquemática para la adaptación de fase por la utilización de la birrefringencia en el material
 $n(o)$: Índice de refracción del rayo ordinario
 $n(eo)$: Índice de refracción del rayo extraordinario

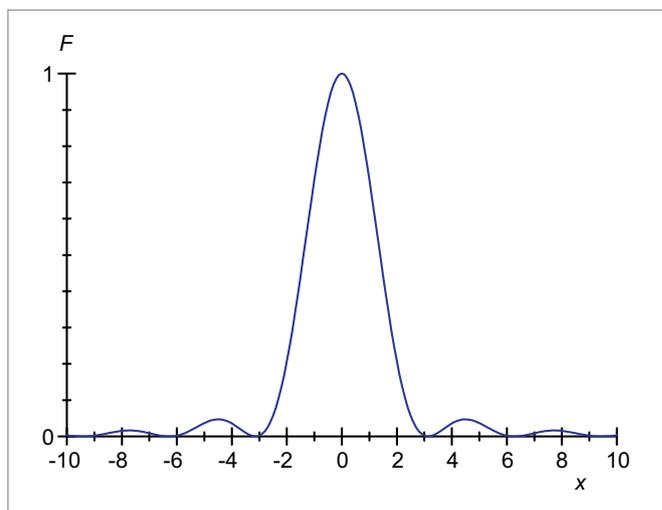


Fig. 3 Representación de la función $F(x)$

UE4080100 | ESPECTRÓMETRO DE PRISMA



OBJETIVO

Instalación y calibración de un espectrómetro de prisma

RESUMEN

En un espectrómetro de prisma se utiliza la descomposición de la luz en sus colores espectrales al pasar a través de un prisma, para medir espectros ópticos. Para la medición de las longitudes de onda se hace necesario realizar una calibración, debido a que ese ángulo de dispersión no es lineal. En el experimento se aplica el espectro “conocido” de una lámpara de Hg y luego se mide el espectro “desconocido” de una lámpara de Cd.

TAREAS

- Ajuste del espectrómetro de prisma y calibración con las líneas espectrales de una lámpara de Hg.
- Medición del ángulo de desviación mínimo con $\lambda = 546,07$ nm.
- Determinación del índice de refracción del vidrio flint con $\lambda = 546,07$ nm así como los parámetros b y c de Cauchy de la dependencia con la longitud de onda del índice de refracción.
- Cálculo de una curva de calibración de acuerdo con la fórmula de dispersión de Hartmann.
- Medición de un espectro de líneas desconocido.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Espectrómetro goniómetro S	1008673
1	Reactancia para lámparas espectrales (230 V, 50/60 Hz)	1021409 o
	Reactancia para lámparas espectrales (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lámpara espectral de Hg/ Cd	1003546
1	Lámpara espectral de Hg 100	1003545

FUNDAMENTOS GENERALES

Con un espectrómetro de prisma se miden espectros ópticos, usando la descomposición de la luz en sus colores espectrales al pasar a través un prisma. Esta dispersión se atribuye a la dependencia del índice de refracción del vidrio del prisma con la longitud de onda. Ésta no es lineal, por tanto se hace necesaria una calibración, para poder medir longitudes de onda con el espectrómetro de prisma.

En el espectrómetro, la luz estudiada incide en el objetivo O_1 a través de la rendija S, el cual, junto con la rendija forma un colimador y genera un haz de luz paralelo y ancho (ver Fig. 1). Después de una doble refracción el haz sale del prisma y se concentra en el plano focal del objetivo O_2 formando una imagen de la rendija, la cual se puede observar a través del ocular OC. Para ello, el telescopio formado por el objetivo O_2 y el ocular OC se encuentran fijos en un brazo girable, el cual está unido al nonio N.

La doble refracción de la luz por el prisma se puede describir por medio de los ángulos α_1 , α_2 , β_1 y β_2 (ver Fig. 2). Para un prisma de lados iguales se tiene

$$(1) \quad \sin \alpha_1 = n(\lambda) \cdot \sin \beta_1(\lambda), \quad n(\lambda) \cdot \sin \beta_2(\lambda) = \sin \alpha_2(\lambda), \quad \beta_1(\lambda) + \beta_2(\lambda) = 60^\circ$$

El ángulo de incidencia α_1 se puede variar girando el prisma en el haz paralelo de entrada. Los ángulos α_2 , β_1 y β_2 dependen de la longitud de onda λ , porque el índice de refracción n depende de la longitud de onda.

Del ángulo de entrada α_1 y del ángulo de salida α_2 se obtiene el ángulo de desviación

$$(2) \quad \delta(\lambda) = \alpha_1 + \alpha_2(\lambda) - 60^\circ$$

entre el colimador y el telescopio. Éste llega a un mínimo δ_{\min} , cuando el paso del rayo transcurre simétricamente al prisma. Entonces la dispersión angular $d\delta/d\lambda$ es justamente máxima. Por ello, el espectrómetro de prisma se ajusta de tal forma que se logre el paso de rayo simétrico para una longitud de onda de referencia λ_0 . En el experimento se toma la línea espectral verde ($\lambda_0 = 546.07$ nm) de una lámpara espectral de Hg.

A partir del ángulo de desviación mínimo se puede determinar el índice de refracción del prisma para una longitud de onda de referencia. Entonces, debido a la simetría, es válido que

$\beta_1(\lambda_0) = \beta_2(\lambda_0) = 30^\circ$ y $\alpha_2(\lambda_0) = \alpha_1$ y por lo tanto

$$(3) \quad \sin \alpha_1 = n(\lambda_0) \cdot \frac{1}{2} \quad \text{com } \alpha_1 = \frac{\delta_{\min}}{2} + 30^\circ$$

Debido a la dispersión, las otras líneas espectrales están desplazadas en un pequeño ángulo $\Delta\delta$ con respecto a δ_{\min} . Estos se pueden leer en el nonio con una exactitud de hasta de minutos de ángulo. Como además la variación Δn del índice de refracción es pequeña en todo el espectro visible, es suficiente considerar solamente los términos lineales de la variación. Por lo tanto, de las Ecs. 1 – 3 se obtiene la siguiente relación entre la longitud de onda y la desviación:

$$(4) \quad \Delta\delta(\lambda) = \Delta\alpha_2(\lambda) = \frac{\Delta n(\lambda)}{\cos \alpha_1} = \frac{\Delta n(\lambda)}{\sqrt{1 - \frac{(n(\lambda_0))^2}{4}}}$$

En la parte visible del espectro el índice de refracción disminuye al aumentar la longitud de onda λ . Esto se puede describir por medio de la ecuación de Cauchy en la forma:

$$(5) \quad n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$$

De (4) y (5) se puede obtener en principio una descripción matemática para una curva de calibración. Más apropiada, sin embargo, es la fórmula de Hartmann para la dispersión:

$$(6) \quad \delta(\lambda) = \delta_H + \frac{K}{\lambda - \lambda_H}$$

con los parámetros de adaptación δ_H , K y λ_H , los cuales, en su caso, no tienen ningún significado físico especial.

En el experimento se recurre a las líneas espectrales de una lámpara espectral de Hg, aplicando (6) para la calibración y a continuación se miden las líneas de un espectro “desconocido” (ver Tabla 1).

EVALUACIÓN

De la Ec. 3 sigue el índice de refracción $n(\lambda_0)$. Los parámetros de Cauchy para el índice de refracción se pueden calcular a partir de una adaptación parabólica en la representación $\Delta n = n(\lambda) - n(\lambda_0) = f(1/\lambda^2)$.

Tab.1: Longitudes de onda de las líneas espectrales del Cd son dadas por la ecuación 3.

Denonación	Medición λ / nm	Valor bibliográfico λ / nm
azul (medio)	466	466
azul (fuerte)	468	468
Cyan (deflección media)	479	480
Verde oscuro (deflección grande)	509	509
Verde oscuro (deflección menor)	515	516
Rojo (deflección grande)	649	644

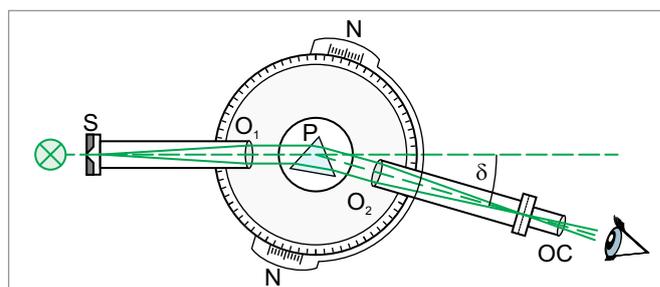


Fig. 1: Representación esquemática de un espectrómetro de prisma. S: ranura de entrada, O₁: objetivo de colimador, P: prisma, O₂: objetivo de luneta, OC: ocular de luneta, δ : deflexión

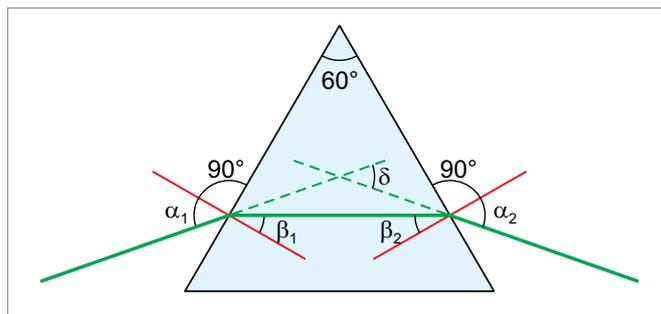


Fig. 2: Trayectoria del haz de prisma

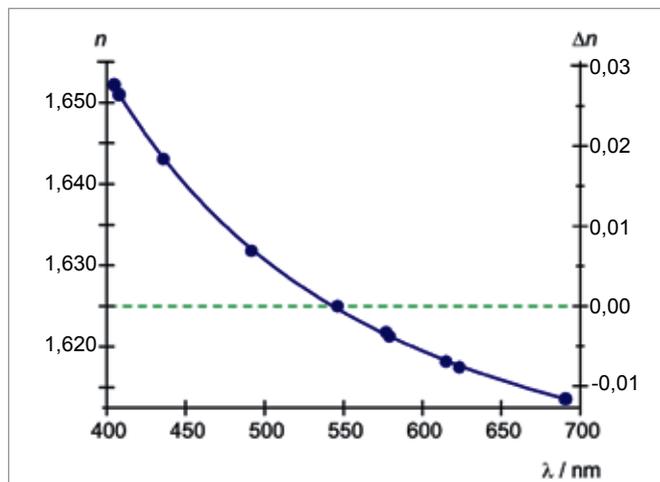


Fig. 3: Índice de refracción dependiente de la longitud de onda del prisma de cristal de sílex

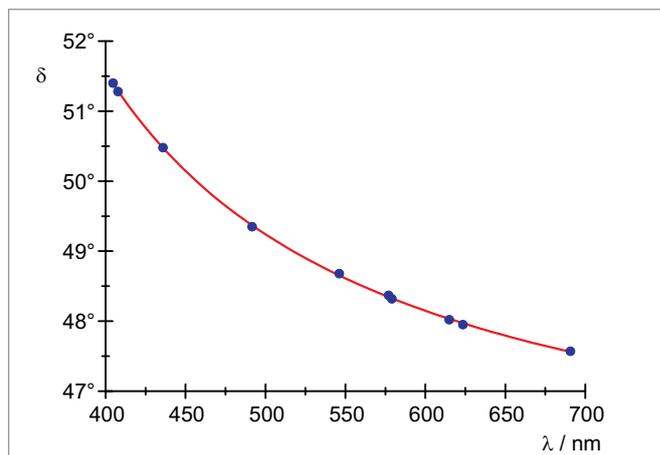


Fig. 4: Curva de calibración del espectrómetro de prisma

UE5010200 | CONSTANTE DE PLANCK



> TAREAS

- Medición de los valores límites de la tensión contraria en dependencia de la longitud de onda de la luz.
- Representación de los resultados en un diagrama Energía-Frecuencia.
- Determinación de la constante de Planck y del trabajo de extracción.
- Comprobación de la independencia de la energía de los electrones respecto a la intensidad de la luz.

OBJETIVO

Determinación de la constante de Planck según el método de la tensión contraria

RESUMEN

En una distribución clásica modificada, luz de una frecuencia conocida incide sobre un cátodo a través de un ánodo en forma de anillo y libera allí electrones debido al efecto fotoeléctrico. La energía de los electrones se puede determinar aplicando un potencial contrario, compensando así el flujo de electrones hacia el ánodo hasta llegar a cero. De esta forma se demuestra que el valor límite del potencial contrario que compensa a cero la corriente y por lo tanto la energía de los electrones, es independiente de la intensidad de la luz. A partir de los valores límite medidos para diferentes frecuencias de la luz se puede determinar la constante de Planck.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de la constante de Planck (230 V, 50/60 Hz)	1000537 o
	Aparato de la constante de Planck (115 V, 50/60 Hz)	1000536

FUNDAMENTOS GENERALES

El efecto foteléctrico muestra dos propiedades importantes, las cuales fueron descubiertas por *Lenard* en 1902. Según éstas, el número de electrones extraídos del material del cátodo es proporcional a la intensidad de la luz incidente pero su energía sin embargo depende de la frecuencia y no de la intensidad de la luz. Para la explicación, *Einstein* en 1905, aplicó hipótesis fundamentales de la radiación de un cuerpo negro descubiertas por *Planck* y logró así fundamentos importantes de la teoría cuántica.

Einstein asumió que la luz se propaga en forma de fotones, cuya energía es proporcional a la frecuencia de la luz. Si uno de esos fotones incide sobre un electrón en el material del cátodo con la energía

$$(1) \quad E = h \cdot f,$$

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js : constante de Planck}$$

se le puede así transmitir la energía al electrón, de tal forma que éste sale del cátodo con la energía cinética

$$(2) \quad E_{\text{kin}} = h \cdot f - W$$

El trabajo de extracción W es una magnitud dependiente del material del cátodo y, p. ej, para el cesio tiene un valor aprox. de 2 eV. En el experimento se aplica esta relación para determinar la constante h de Planck. Para ello, luz de una determinada frecuencia f incide sobre el cátodo a través de un ánodo en forma de anillo y extrae allí electrones. La corriente resultante se mide con un nanoamperímetro y aplicando una tensión contraria U_0 entre el ánodo y el cátodo se compensa hasta llegar a cero U_0 . La luz se toma de diodos luminosos de diferentes colores, cuyos espectros son lo suficientemente angostos y así se le puede asociar a longitud de onda λ y por lo tanto a una frecuencia

$$(3) \quad f = \frac{c}{\lambda}$$

$$c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s}$$

La intensidad de la luz del diodo se puede variar entre 0 y 100%, de tal forma que se puede comprobar que la energía de los electrones es independiente de la intensidad de la luz.

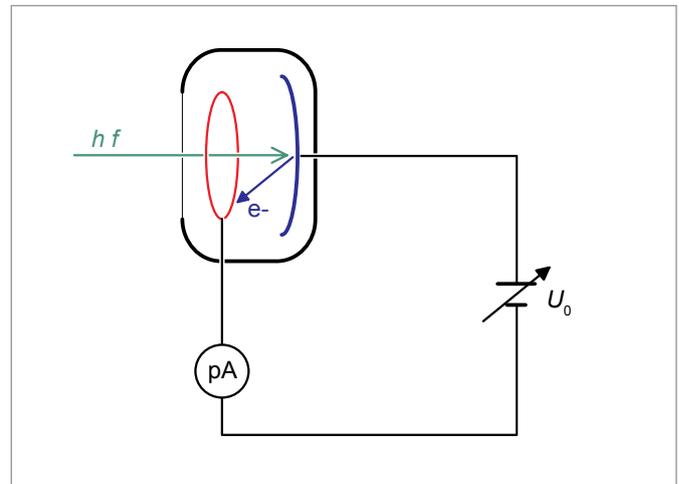


Fig. 1: Esquema del montaje de medición

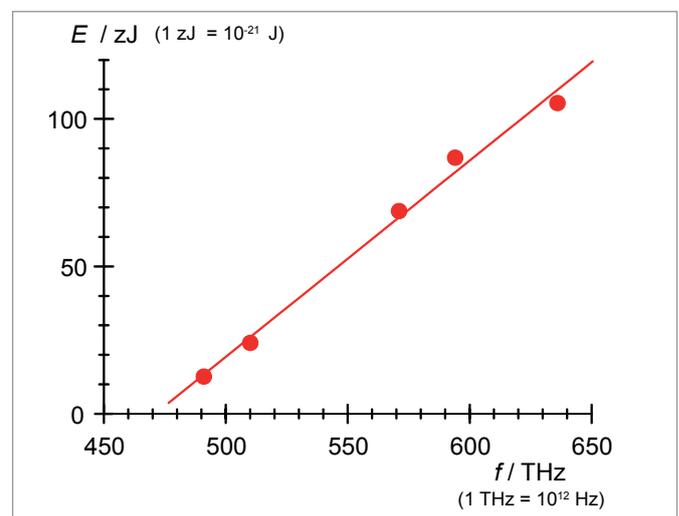


Fig. 2: Diagrama Energía-Frecuencia

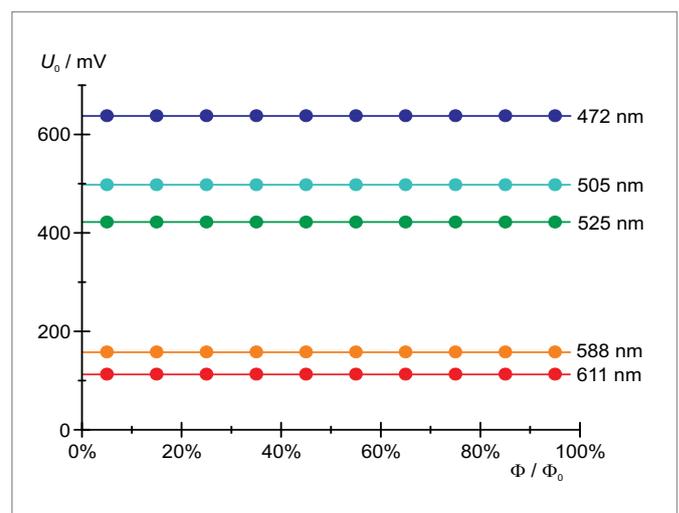


Fig. 3: Tensión límite U_0 en dependencia de la intensidad

EVALUACIÓN

Con el valor límite U_0 de la tensión contraria se puede cada vez compensar la corriente hasta cero. Esta relación se puede combinar con las ecuaciones (2) y (3) obteniendo

$$e \cdot U_0 = h \cdot f - W = h \cdot \frac{c}{\lambda} - W$$

con $e = 1,602 \times 10^{-19}$ As: Carga elemental

La constante de Planck se puede leer como la pendiente de una recta en un diagrama teniendo en el eje-y los valores de $E = e \cdot U_0$ y en el eje-x los valores $f = \frac{c}{\lambda}$.

UE5010400 | EXPERIMENTO DE MILLIKAN



OBJETIVO

Comprobación según Millikan del valor de la carga elemental por medio de gotitas de aceite cargadas

SUMMARY

Robert Andrews Millikan logró entre los años de 1910 a 1913 determinar el valor de la carga elemental con una exactitud hasta ese momento no alcanzada y en esta forma demostrar la cuantización de la carga eléctrica. El experimento bautizado con su nombre se basa en la medición de la cantidad de carga de gotitas de aceite cargadas, las cuales en el aire ascienden en el campo eléctrico de un condensador de placas y sin campo eléctrico descienden. El aparato de Millikan utilizado aquí en el experimento es un aparato compacto basado en el montaje experimental de Millikan, el cual funciona sin una fuente de radiación radioactiva.

TAREAS

- Generación y selección de gotitas de aceite cargadas apropiadas y su observación en el campo eléctrico.
- Medición de la velocidad de ascenso en el campo eléctrico y de la velocidad de descenso sin campo eléctrico.
- Comprobación del valor de la carga elemental.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de Millikan (230 V, 50/60 Hz)	1018884 o
	Aparato de Millikan (115 V, 50/60 Hz)	1018882

FUNDAMENTOS GENERALES

Robert Andrews Millikan, entre los años de 1910 a 1913, determinar el valor de la carga elemental con una exactitud hasta ese momento no alcanzada y en esta forma demostrar la cuantización de la carga eléctrica. Él obtuvo por ello en premio Nobel de Física. El experimento bautizado con su nombre se basa en la medición de la cantidad de carga de gotitas de aceite cargadas, las cuales en el aire ascienden en el campo eléctrico de un condensador de placas y sin campo eléctrico descienden. El valor determinado por él $e = (1,592 \pm 0,003) \cdot 10^{-19} \text{ C}$ se desvía en sólo 0,6% del valor conocido hoy en día.

Las fuerzas que actúan sobre una gotita de aceite, que se asume que tiene forma esférica y se encuentra en el aire en el campo eléctrico de un condensador de placas, son, la fuerza de su peso,

$$(1) \quad F_G = m_2 \cdot g = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_2 \cdot g$$

m_2 : Masa de la gotita de aceite, r_0 : Radio de la gotita de aceite,
 ρ_2 : Densidad del aceite, g : Aceleración de caída libre

el empuje ascensional en el aire,

$$(2) \quad F_A = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_1 \cdot g$$

ρ_1 : Densidad del aire

la fuerza del campo eléctrico E ,

$$(3) \quad F_E = q_0 \cdot E = \frac{q_0 \cdot U}{d}$$

q_0 : Carga de la gotita de aceite, U : Tensión eléctrica entre las placas del condensador, d : Distancia entre las placas del condensador y la fuerza de fricción de Stokes

$$(4) \quad F_{R1,2} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_{1,2}$$

η : Viscosidad del aire, v_1 : Velocidad de ascenso, v_2 : Velocidad de descenso

Durante el ascenso de la gotita de aceite en el campo eléctrico se establece el balance de fuerzas

$$(5) \quad F_G + F_{R1} = F_E + F_A$$

y al descender sin campo eléctrico:

$$(6) \quad F_G = F_{R2} + F_A$$

De ello, se obtiene para el radio y la carga de la gotita de aceite:

$$(7) \quad r_0 = \sqrt{\frac{9}{2} \cdot \frac{\eta \cdot v_2}{(\rho_2 - \rho_1) \cdot g}}$$

y

$$(8) \quad q_0 = \frac{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d \cdot (v_1 + v_2)}{U} \cdot r_0$$

Radioes muy pequeños r_0 se encuentran en el orden de magnitud del camino libre medio de las moléculas de aire, así que la fuerza de fricción de Stokes debe ser corregida. Para el radio corregido r y la carga corregida q se obtiene entonces:

$$(9) \quad r = \sqrt{r_0^2 + \frac{A^2}{4}} - \frac{A}{2} \quad \text{con } A = \frac{b}{p}$$

$b = 82 \mu\text{m} \cdot \text{hPa} = \text{constante}$, p : Presión atmosférica

$$(10) \quad q = q_0 \cdot \left(1 + \frac{A}{r}\right)^{-1.5}$$

El aparato de Millikan utilizado aquí en el experimento es un aparato compacto basado en el montaje experimental de Millikan, el cual funciona sin una fuente de radiación radioactiva. Las gotitas de aceite cargadas se generan por medio de un pulverizador de aceite y su estado de carga aleatorio no se puede influir a continuación desde afuera. Las gotitas de aceite, como en el montaje de Millikan, se introducen por arriba en la cámara de experimentación. La selección y la determinación de la carga de gotitas de aceite apropiadas se realiza por medio de la observación con un microscopio de medición, midiendo para cada gotita de aceite el tiempo de ascenso con el campo eléctrico conectado y el tiempo de descenso sin el campo eléctrico, para un camino de desplazamiento entre dos marcas seleccionadas en la escala del ocular. La polaridad de las placas del condensador se elige de acuerdo con el signo de la carga. Alternativamente se pueden mantener en suspensión en el campo eléctrico las gotitas de aceite a medir.

Los tiempos de ascenso y descenso medidos de una gotita de aceite cargada, la tensión eléctrica conectada así como los parámetros relevantes para la evaluación, temperatura, viscosidad y presión atmosférica se muestran en la pantalla sensible al tacto.

EVALUACIÓN

De los tiempos de ascenso y descenso t_1 y t_2 se determina cada vez la velocidad de ascenso y descenso

$$v_{1,2} = \frac{s}{V \cdot t_{1,2}}$$

s: Camino entre dos marcas seleccionadas en la escala del ocular, $V = 2$: Aumento del objetivo

y a partir de aquí la carga q de la gotita de aceite, de acuerdo con la ecuación (10).

Las cargas q_i (Tab. 1) determinadas de las medidas se dividen por el número entero n_i de tal forma que los valores resultantes presenten la más mínima dispersión alrededor del valor medio. Como medida de dispersión sirve la desviación estándar. El mejor valor estimado e para la carga elemental, así como el error Δe se determina de los valores e_i de las mediciones individuales y sus errores de medición Δe_i (Tab 1) realizando el valor medio ponderado, en la siguiente forma:

$$e \pm \Delta e = \frac{\sum w_i \cdot e_i}{\sum w_i} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum w_i}} \quad \text{con } w_i = \left(\frac{1}{\Delta e_i}\right)^2$$

A partir de aquí, con los valores de la Tab. 1 se obtiene:

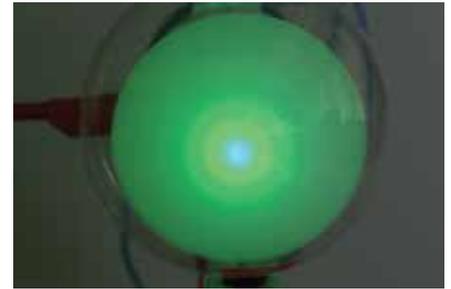
$$e \pm \Delta e = \frac{1286}{799} \pm \frac{1}{28} = (1.61 \pm 0.04) \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

El resultado tiene aun más significación mientras más valores se tomen, es decir, mientras mayor es el volumen de las muestras y menor es el número n de cargas en las gotitas de aceite. Debido a las inexactitudes, especialmente de la medición de distancia entre las placas del condensador y de la lectura en la escala del microscopio se debe hacer $n \leq 7$.

Tab. 1: Cargas q_i medidas con diez diferentes gotitas y los valores e_i determinados para la carga elemental.

i	Polaridad	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 | DIFRACCIÓN DE ELECTRONES



OBJETIVO

Observación de la difracción de electrones en grafito policristalino y comprobación de la naturaleza ondulatoria de los electrones

> TAREAS

- Determinación de los diámetros de los dos anillos para diferentes tensiones de aceleración.
- Determinación de las longitudes de onda de los electrones para diferentes tensiones de aceleración basándose en la condición de Bragg.
- Comprobación de la relación de Broglie para la longitud de onda.

RESUMEN

La difracción de electrones en una lámina de grafito policristalino comprueba la naturaleza ondulatoria del electrón. En la pantalla fluorescente del tubo de difracción de electrones se observan dos anillos de difracción alrededor de un punto luminoso grande en dirección del rayo. Estos anillos se atribuyen a la difracción de los electrones que cumplen con la condición de Bragg en la red cristalina de los microcristales en la lámina de grafito. La observación es comparable con el resultado de la difracción de rayos X en polvo de cristales según Debye-Scherrer.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de difracción de electrones S	1013889
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Fuente de alta tensión, 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1003310 o
	Fuente de alta tensión, 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1003309
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

En 1924 *Louis de Broglie* postuló la hipótesis de que fundamentalmente las partículas también tienen propiedades ondulatorias, siendo que la longitud de onda depende del impulso de la misma. Sus reflexiones fueron comprobadas por *C. Davisson* y *L. Germer* realizando una difracción de electrones en níquel cristalino.

Para la dependencia de la longitud de onda λ de una partícula del impulso p de Broglie estableció la relación.

$$(1) \quad \lambda = \frac{h}{p}$$

h : Constante de Planck

Para los electrones que han pasado por una tensión de aceleración U_A , esta ecuación se puede transformar:

$$(2) \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot e \cdot U_A}}$$

m : Masa del electrón, e : Carga elemental

Si por ejemplo la tensión de aceleración es de 4 kV, la longitud de onda es de aprox. 20 pm.

En el experimento se demuestra la naturaleza ondulatoria de los electrones en un tubo de vidrio evacuado, realizando una difracción en el grafito policristalino. En la pantalla fluorescente del tubo de vidrio se observan anillos de difracción alrededor de un punto grande central. El diámetro de los anillos depende de la tensión de aceleración. Éstos son producidos por la difracción de los electrones en los planos de rejilla de los microcristales, que cumplen con la condición de Bragg

$$(3) \quad 2 \cdot d \cdot \sin \vartheta = n \cdot \lambda$$

ϑ : Ángulo de Bragg, n : Orden de difracción,
 d : Distancia entre los planos de rejilla

(ver Fig. 2). El diámetro del anillo de difracción asignado al ángulo de Bragg

$$(4) \quad D = 2 \cdot L \cdot \tan 2\vartheta$$

L : Distancia entre la lámina de grafito y la pantalla fluorescente

Como el grafito muestra una estructura cristalina con dos distancias entre planos cristalinos $d_1 = 123 \text{ pm}$ y $d_2 = 213 \text{ pm}$ (ver Fig. 3), se observan en el primer orden de difracción ($n = 1$) dos anillos de difracción con los diámetros D_1 y D_2 .

EVALUACIÓN

Partiendo de los diámetros de ambos anillos de difracción y de las distancias entre los planos de rejilla se puede determinar la longitud de onda λ aplicando la condición de Bragg. Para ángulos de apertura pequeños se tiene:

$$\lambda = 2 \cdot d_{1/2} \cdot \sin \left(\frac{1}{2} \cdot \arctan \left(\frac{D_{1/2}}{2 \cdot L} \right) \right)$$

De esta forma se comparan las longitudes de onda con las calculadas según (2).

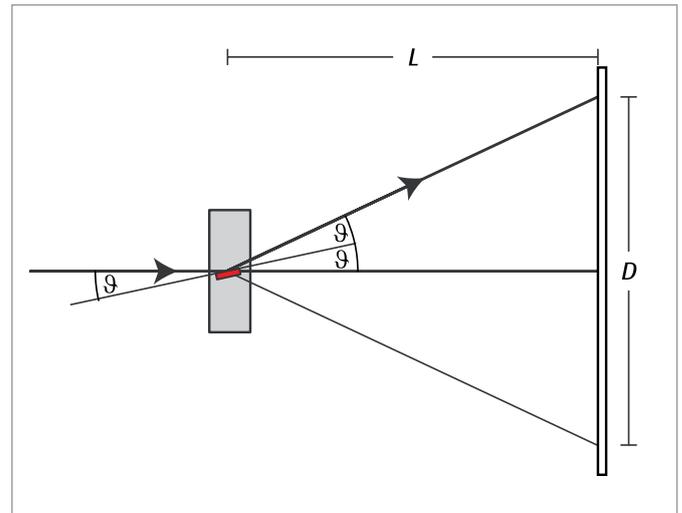


Fig. 2: Reflexión de Bragg en la "familia" de planos de rejilla adecuada de una cristallita seleccionada en la lámina de grafito

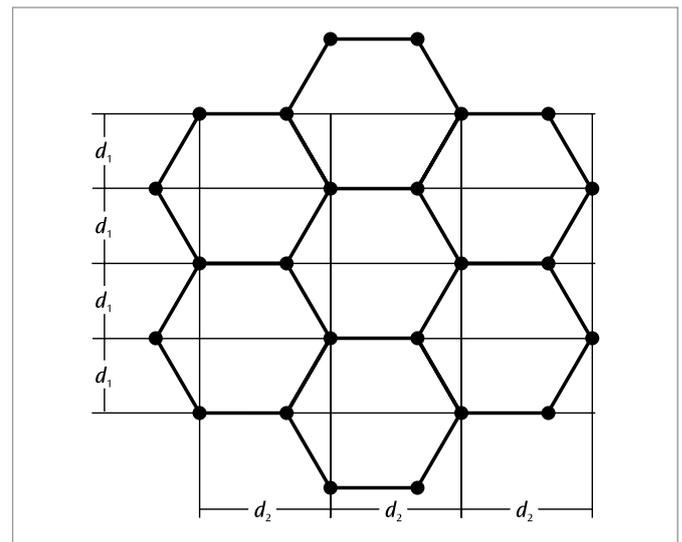


Fig. 3: Estructura cristalina del grafito

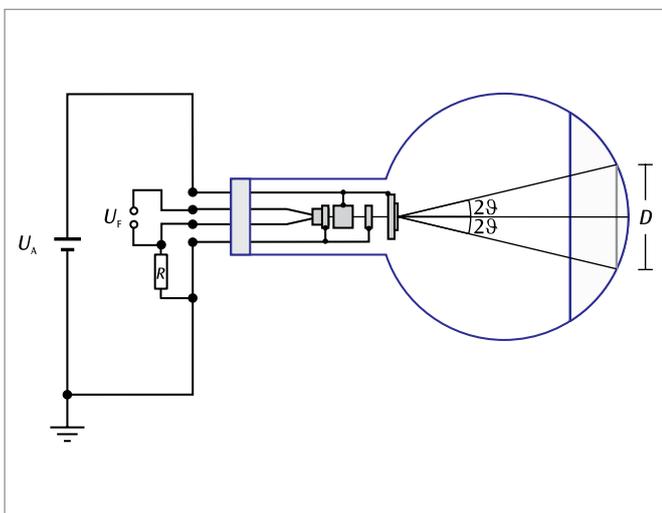


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de difracción de electrones

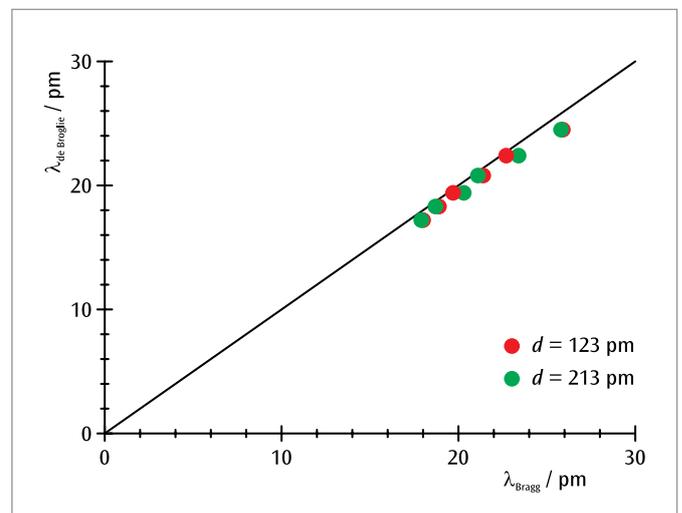


Fig. 4: Longitudes de onda determinadas a partir de la condición de Bragg que dependen de la longitud de onda de Broglie

UE5020100 | ESPECTROS DE LÍNEAS I



> TAREAS

- Registro del espectro de líneas del hidrógeno.
- Determinación de las frecuencias de las líneas H_α , H_β , H_γ y H_δ de la serie de Balmer del hidrógeno.
- Cálculo de la constante de Rydberg.
- Registro y evaluación de los espectros de línea de gases nobles y de vapores metálicos.

OBJETIVO

Registro y evaluación de la serie de Balmer para el hidrógeno y otros espectros en líneas en el espectro visible

RESUMEN

Los espectros de líneas de la luz que emiten los átomos son característicos para cada uno de los elementos químicos. Pero la complejidad aumenta con el aumento del número de orden del elemento. La parte del espectro de líneas del hidrógeno atómico que queda en la parte visible del espectro se puede explicar sencillamente con el modelo de átomo de Bohr.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Espectrometro LD, digital	1018103
1	Fuente de alimentación de tubos espectrales (230 V, 50/60 Hz)	1000684 o
	Fuente de alimentación de tubos espectrales (115 V, 50/60 Hz)	1000683
1	Tubo espectral hidrógeno	1003409
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
Recomendado adicionalmente:		
1	Tubo espectral helio	1003408
1	Tubo espectral neón	1003413
1	Tubo espectral argón	1003403
1	Tubo espectral criptón	1003411
1	Tubo espectral mercurio	1003412
1	Tubo espectral bromo	1003404
1	Tubo espectral yodo	1003410

FUNDAMENTOS GENERALES

Los átomos que emiten luz en un gas luminiscente producen espectros de muchas líneas individuales, que están claramente separadas entre sí, aunque se pueden superponer en algunos puntos. Las líneas son características para el elemento químico, porque estas líneas corresponden a una transición entre dos niveles energéticos en la coraza de electrones del átomo.

El espectro de emisión del hidrógeno atómico tiene en la parte visible cuatro líneas características H_α , H_β , H_γ y H_δ , las cuales en el ultravioleta se continúan en una serie. Para las frecuencias de esa serie en 1885 *J.J. Balmer* presentó una 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

La serie de frecuencias se pudo aclarar después en el marco del modelo atómico de Bohr como la entrega de energía del electrón al hacer una transición de una capa superior a la segunda capa inferior del átomo de hidrógeno.

Ya el espectro de líneas del átomo de helio que lleva sólo un electrón es mucho más complicado que el del hidrógeno, porque los espines de los dos electrones se pueden orientar de forma paralela o antiparalela y así ocupan diferentes niveles energéticos en el átomo de helio. La complejidad sigue aumentando más para todos los otros elementos químicos. Pero en todo caso el espectro de líneas sigue siendo característico para cada elemento químico.

EVALUACIÓN

En la representación $\nu = f(1/n^2)$ las frecuencias de la serie de Balmer se encuentran en una recta, cuando a la línea H_α , se le asocia el número $n = 3$, a la línea H_β el valor $n = 4$...etc... (ver Fig. 1).

La pendiente de la recta corresponde a la constante de Rydberg R . El punto de corte con el eje x se encuentra en 0,25, porque las transiciones de la serie de Balmer están dirigidas hacia el nivel energético $n = 2$.

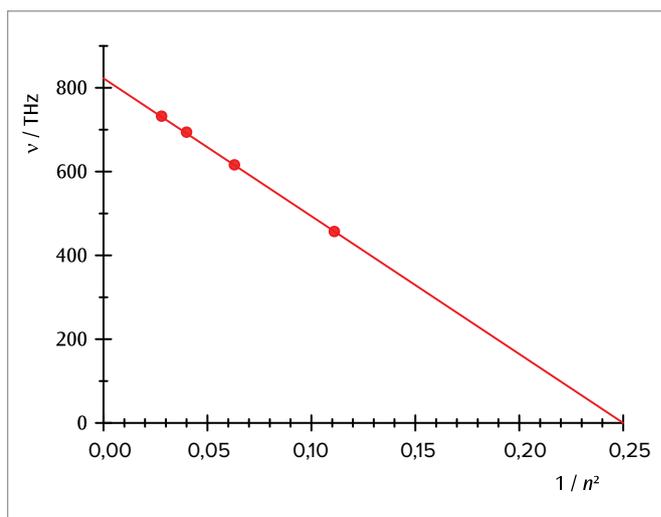


Fig. 1: Frecuencias de transición de la serie de Balmer que dependen de $1/n^2$

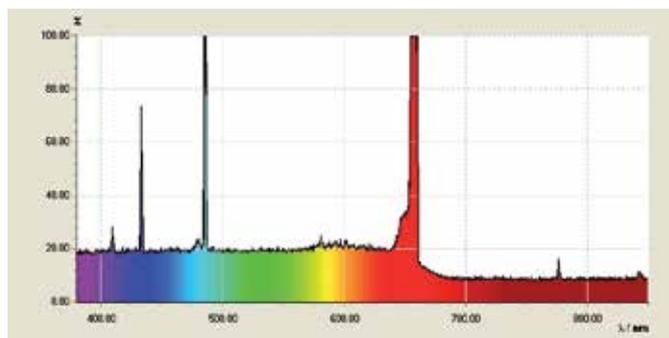


Fig. 2: Espectro de líneas del hidrógeno atómico

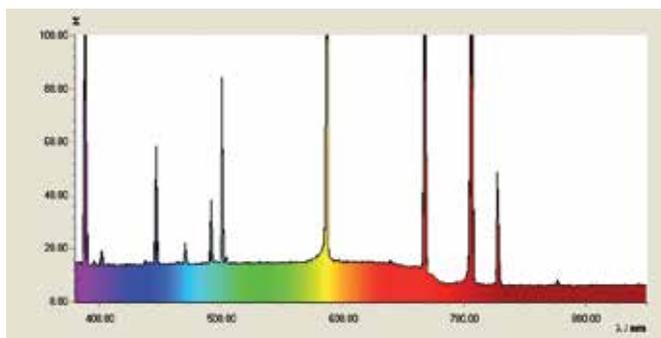


Fig. 3: Espectro de líneas del Helio

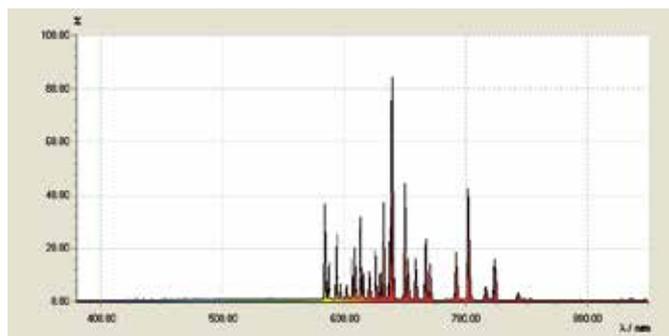


Fig. 4: Espectro de líneas del Neón

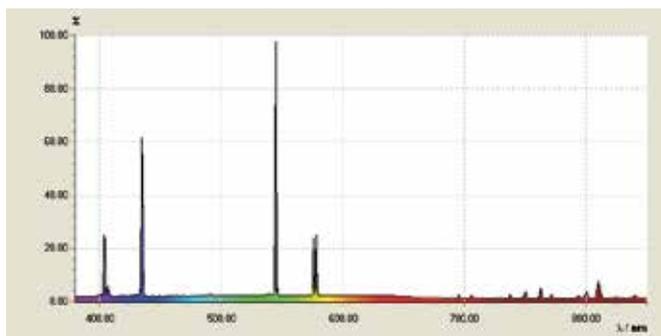


Fig. 5: Espectro de líneas del Mercurio

UE5020150 | ESPECTROS DE LÍNEAS II



> TAREAS

- Comprobación de la estructura fina de la línea D del sodio.
- Medición de las líneas de absorción en el espectro solar.
- Medición de las líneas espectrales de otros átomos altamente resueltas.

OBJETIVO

Medición de alta resolución de espectros líneas de absorción y emisión

RESUMEN

Frecuentemente, el poder de resolución de un espectrómetro se califica si se pueden separar las dos líneas D del sodio. En el experimento se utiliza un espectrómetro digital con el cual es posible.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Espectrometro HD, digital	1018104
1	Reactancia para lámparas espectrales (230 V, 50/60 Hz)	1021409 o
	Reactancia para lámparas espectrales (115 V, 50/60 Hz)	1022541
1	Lámpara espectral de Na	1003541
2	Base con orificio central 1000 g	1002834
Recomendado adicionalmente:		
1	Lámpara espectral de Hg 100	1003545
1	Lámpara espectral de Hg/ Cd	1003546

UE5020300 | EXPERIMENTO CON MERCURIO SEGÚN FRANCK Y HERTZ



> TAREAS

- Medición de la corriente I del colector en función de la tensión U presente entre el cátodo y la rejilla.
- Determinación de la distancia ΔU entre el valor máximo y mínimo de corriente.
- Comparación de la distancia de tensión con la energía de excitación de los átomos de mercurio.

OBJETIVO

Registro y evaluación de la curva del mercurio según el experimento de Franck y Hertz

RESUMEN

En el experimento de Franck y Hertz con el mercurio, se observa la entrega de energía de los electrones, producida por choques inelásticos, durante su paso a través del mercurio. La entrega de energía se da por etapas, debido a que el choque produce una transmisión de energía a los átomos de mercurio. El experimento constituye, de esta manera, una confirmación del modelo atómico de Bohr y de los niveles de energía del átomo, los cuales se describen en dicho modelo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de Franck y Hertz, con contenido de Hg y estufa (230 V, 50/60 Hz)	1006795 o
	Tubo de Franck y Hertz, con contenido de Hg y estufa (115 V, 50/60Hz)	1006794
1	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 o
1	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscopio digital de 2x30 MHz	1020910
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cable HF	1002746
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

En 1914, **James Franck y Gustav Hertz**, descubrieron que los electrones entregan energía por etapas durante su paso a través del mercurio y que, **simultáneamente, se puede observar la emisión de la línea ultravioleta ($\lambda = 254 \text{ nm}$) del mercurio. Meses más tarde, Niels Bohr reconoció en este hecho una confirmación del modelo atómico que él había desarrollado. El experimento de Franck y Hertz con el mercurio es, por tanto, un experimento clásico para la confirmación de la teoría cuántica.**

En un tubo de vidrio evacuado se encuentran ordenados, uno tras otro, un cátodo caliente C, una rejilla G y un electrodo colector A (ver Fig. 1). Del cátodo se desprenden electrones y estos se aceleran hacia la rejilla dada la presencia de la tensión U. A través de la rejilla, llegan al colector contribuyendo a aumentar la corriente I del colector si su energía cinética es suficiente para superar la contrapresión UGA presente entre la rejilla y el colector. Adicionalmente, en un tubo de vidrio se encuentra una gota de mercurio que se calienta con una presión de vapor de aproximadamente 15 hPa. Si la tensión U aumenta, en primer lugar, se incrementa la corriente I del colector, puesto que, con un campo eléctrico creciente, cada vez más electrones son absorbidos por la nube de carga espacial que rodea el cátodo. No obstante, con un valor determinado de $U = U_1$ poco antes de llegar a la rejilla, los electrones ganan suficiente energía cinética, por lo que pueden entregar energía tras el choque inelástico, produciendo la excitación de los átomos de mercurio. La corriente del colector desciende hasta llegar casi a cero, puesto que los electrones, tras un choque, ya no pueden vencer la contrapresión y llegar hasta el colector.

Si la tensión continua incrementándose, los electrones ganan la energía necesaria para que el choque de excitación de los átomos de mercurio se produzca cada vez más lejos de la rejilla. Después del choque, se vuelven a acelerar y cobran suficiente energía cinética como para alcanzar el colector. La corriente del colector vuelve a aumentar. Con una tensión $U = U_2$ todavía mayor, los electrones, después del primer choque, entregan una segunda vez una carga de energía capaz de excitar un segundo átomo de mercurio. De igual manera, la corriente del colector decae drásticamente con esta tensión para volver a aumentar si dicha tensión se incrementa, hasta que, finalmente, vuelva a descender una tercera vez y ante tensiones más elevadas, vuelva a descender drásticamente.

NOTA

El primer valor de tensión U_1 no es de 4,9 V sino que varía en la proporción determinada por la tensión de contacto presente entre el cátodo y la rejilla.

EVALUACIÓN

Las tensiones U_1, U_2, U_3, \dots , con las que la corriente decae drásticamente en la característica $I(U)$ medida, indican la presencia de la constante $U = 4,9 \text{ V}$. Esta distancia corresponde a la energía de excitación $E_{\text{Hg}} = 4,9 \text{ eV}$ ($= 254 \text{ nm}$) de los átomos de mercurio desde el estado fundamental $1S_0$ hacia el primer estado $3P_1$. Es válido:

$$(1) \quad E_{\text{Hg}} = e \cdot \Delta U$$

e: Carga elemental

El resultado de la medición se debe atribuir, por tanto, a la absorción discreta de energía de los átomos de mercurio durante el choque inelástico y a la entrega de una cantidad fija de energía ligada a ello.

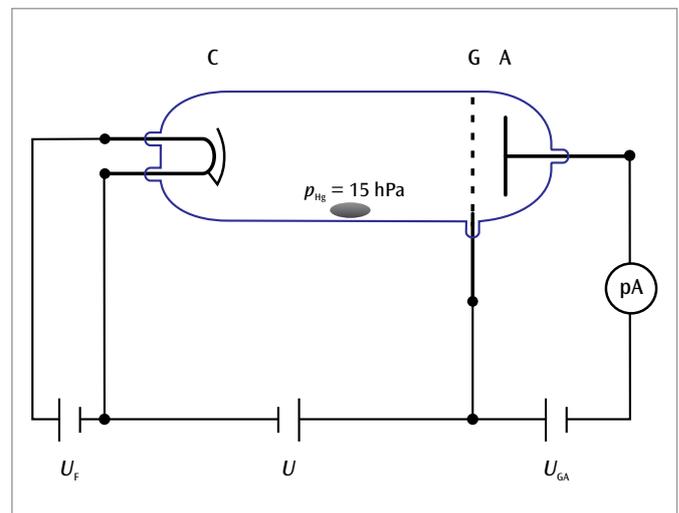


Fig. 1: Montaje esquemático para el registro de la curva de Franck y Hertz en el mercurio

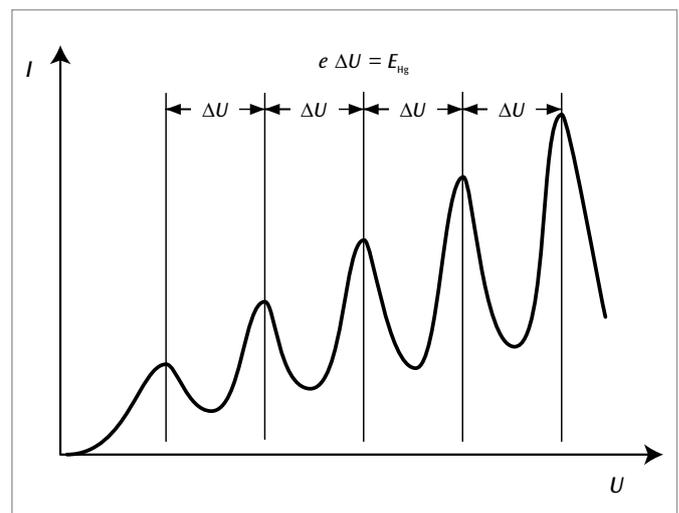


Fig. 2: Corriente I del colector en función de la tensión de aceleración U

UE5020400 | EXPERIMENTO CON NEÓN SEGÚN FRANCK Y HERTZ



> TAREAS

- Medición de la corriente del colector I en función de la tensión U presente entre el cátodo y la rejilla.
- Comparación entre la posición de los valores máximos de corriente con las energías de excitación de los átomos de neón.
- Observación de la luz emitida por los átomos de neón excitados.
- Determinación de las capas luminosas de las diferentes tensiones de aceleración.

OBJETIVO

Registro y evaluación de la curva del neón y observación de la emisión de luz según el experimento de Franck y Hertz

RESUMEN

En el experimento de Franck y Hertz, con el neón, se observa el suministro de energía de los electrones producido por choques inelásticos durante su paso a través del gas neón. El suministro de energía se realiza por etapas, puesto que, debido a los choques, en los átomos de neón se originan diferentes niveles característicos de transmisión de energía. Los átomos excitados emiten luz visible.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo de Franck y Hertz, con contenido de neón	1000912
1	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 o
	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscopio digital de 2x30 MHz	1020910
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Cable HF	1002746
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

En el experimento con neón de Franck y Hertz, los átomos de este gas se excitan debido al choque inelástico de los electrones. Los átomos excitados emiten luz visible, la cual puede observarse directamente. Se reconocen zonas con mayor densidad de luminosidad o de excitación, cuya posición entre el cátodo y la rejilla depende de la diferencia de tensión entre ambos.

En un tubo evacuado, llenado con gas neón a una presión de 10 hPa, se han dispuesto, uno detrás de otro, un cátodo caliente C, una rejilla de control S, una rejilla G y un electrodo colector A (ver Fig. 1). Del cátodo se desprenden electrones y éstos se aceleran hacia la rejilla dada la presencia de la tensión U . A través de la rejilla, llegan al colector contribuyendo a aumentar la corriente I del colector si su energía cinética es suficiente para superar la contrapresión U_{GA} presente entre la rejilla y el colector.

La curva característica $I(U)$ (ver Fig. 2) muestra un patrón semejante al que se observa en el experimento con mercurio de Franck y Hertz, no obstante, con intervalos de tensión de 19 V aproximadamente.

Esto significa que la corriente del colector, frente a un valor determinado de $U = U_1$ desciende casi hasta cero, puesto que los electrones, poco antes de llegar a la rejilla, ganan una energía cinética suficiente como para excitar un átomo de neón después del choque inelástico. Simultáneamente, en la cercanía de la rejilla, se observa una luminosidad rojo naranja, puesto que el paso de los átomos de neón emite este tipo de luz. La zona luminosa se desplaza hacia el cátodo si la tensión U aumenta y al mismo tiempo, vuelva a aumentar la corriente I del colector.

Si la tensión $U = U_2$ es aún mayor, la corriente del colector, de igual manera, desciende drásticamente y se observan dos zonas luminosas: una en la mitad del cátodo y la rejilla y la otra directamente sobre la rejilla. Aquí, los electrones, después del primer choque, pueden absorber tanta energía una segunda vez, que pueden excitar a un segundo átomo de neón. Si las tensiones continúan ascendiendo, finalmente, se pueden observar otras absorciones de la corriente del colector y más capas luminosas.

NOTA

El primer valor mínimo no se encuentra a 19 V sino que varía en la proporción determinada por la tensión de contacto presente entre el cátodo y la rejilla. Las líneas espectrales de neón emitidas se pueden observar y medir sin problemas con el espectroscopio (1003184) si se selecciona la máxima tensión U .

EVALUACIÓN

La característica $I(U)$ muestra varios valores máximos y mínimos: La distancia entre valores mínimos es de aproximadamente $\Delta U = 19$ V. Esto corresponde a las energías del nivel 3p del átomo de neón (ver Fig. 3), que, muy probablemente, se verán excitadas. La excitación del nivel 3s no se puede despreciar por completo y produce una subestructura en la característica $I(U)$.

Las zonas luminosas se caracterizan por su elevado espesor de excitación y, en la característica $I(U)$, corresponden a la absorción de corriente. Se origina una capa luminosa adicional cada vez que se eleva la tensión U en aproximadamente 19 V.

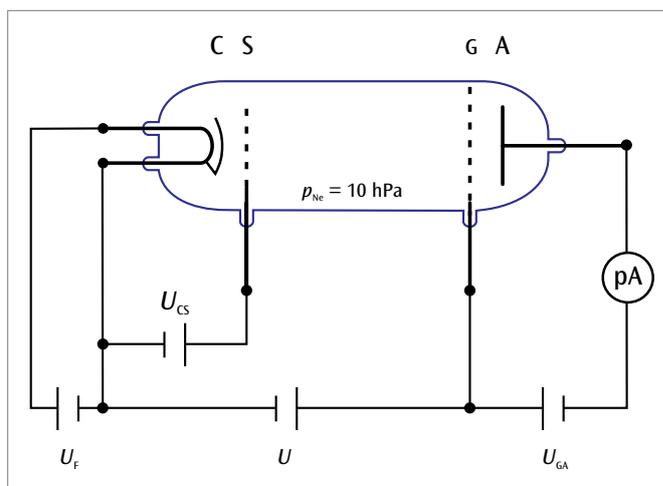


Fig. 1: Montaje esquemático para el registro de la curva de Franck y Hertz en el neón

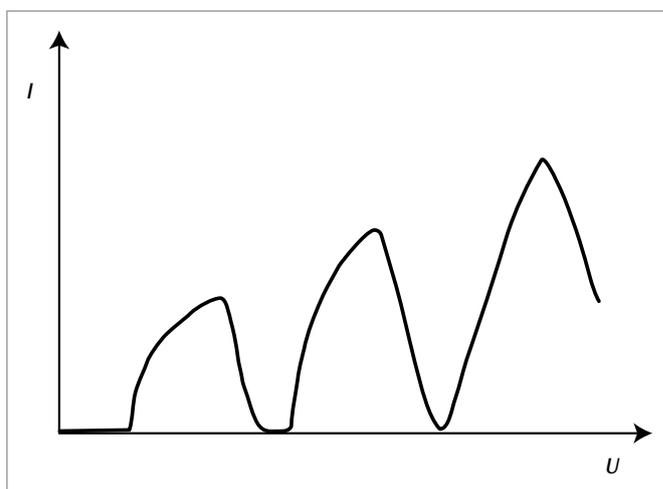


Fig. 2: Corriente I del colector en función de la tensión de aceleración U

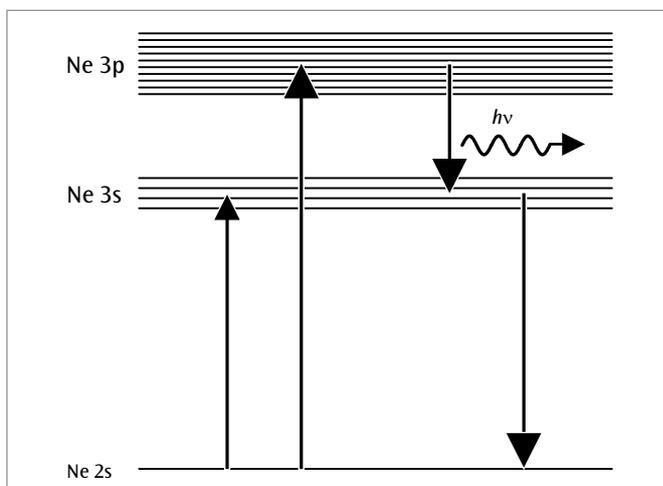
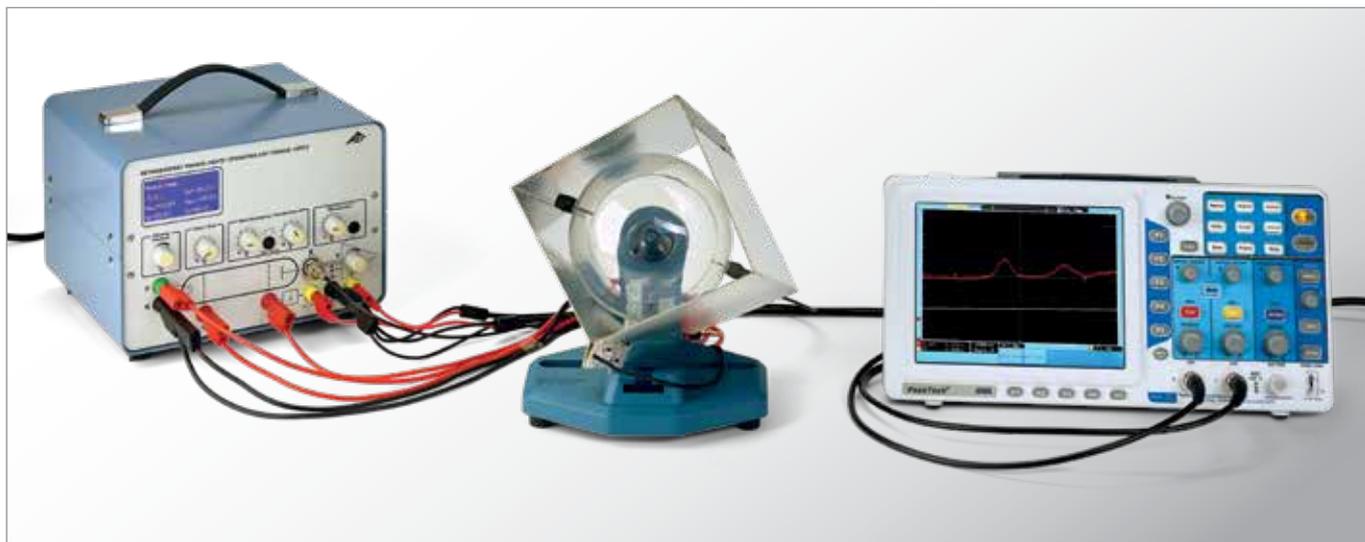


Fig. 3: Esquema energético del átomo de neón

UE5020500 | POTENCIALES CRÍTICOS



> TAREAS

- Medición de la corriente de colector I_R que depende de la tensión de aceleración U_A .
- Comparación de los máximos de corriente con los potenciales críticos del átomo de He.
- Identificación de la estructura doble en el esquema de niveles electrónicos del He (para-He y orto-He)

OBJETIVO

Determinación de los potenciales críticos del átomo de He

RESUMEN

Potenciales críticos es una denominación sinóptica para todas las energías de excitación y de ionización de la coraza atómica de un átomo. Los estados atómicos correspondientes se excitan p.ej. por medio de choques inelásticos con electrones. Si la energía cinética del electrón corresponde a un potencial crítico, en este caso el electrón pierde totalmente su energía cinética al realizar un choque inelástico con el átomo. Esta condición se utiliza en un montaje experimental, que se le atribuye a G. Hertz, para la determinación de los potenciales críticos.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo del potencial crítico S, llenado de helio	1022131
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (230 V, 50/60 Hz)	1012819 o
	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscopio digital de 2x30 MHz	1020910
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

La denominación “Potenciales críticos” reúne a todas las energías de excitación y de ionización en la coraza atómica de un átomo. Los estados atómicos correspondientes pueden ser excitados, por ejemplo, por medio de choques electrónicos inelásticos. Si la energía del electrón corresponde exactamente a un potencial crítico, éste entrega al átomo toda su energía cinética durante el choque inelástico. Esta condición se utiliza en un montaje experimental, que se le atribuye a G. Hertz, para la determinación de los potenciales críticos.

En un tubo primeramente evacuado y luego llenado de He se mueven electrones libres en forma divergente en un espacio a potencial constante, después de haber pasado por una tensión de aceleración U_A . Para evitar que la pared del tubo se cargue eléctricamente, el lado interno está recubierto de un material conductor y conectado galvánicamente con el ánodo A (ver Fig. 1). En el tubo se tiene un electrodo anular R orientado de tal forma que no pueda ser alcanzado por el rayo de electrones a pesar de que se encuentra a un potencial ligeramente más alto.

Se mide la corriente I_R hacia el anillo colector – en la gama de picoamperios – dependiendo de la tensión de aceleración U_A . La corriente muestra máximos característicos, porque a su paso por el tubo los electrones experimentan choques inelásticos con los átomos de He: Si su energía cinética

$$(1) \quad E = e \cdot U_A$$

e : Carga elemental

corresponde exactamente a un potencial crítico del He, los electrones entregan su energía totalmente a los átomos de He. En este caso pueden ser absorbidos por el anillo colector y contribuyen a una corriente de colector I_R más grande.

Con una tensión de aceleración creciente pueden ser excitados más y más niveles en el átomo de He, hasta que al final alcance la energía cinética del electrón para la ionización del átomo de He. A partir de este valor la corriente de colector aumenta constantemente con el aumento de la tensión de aceleración.

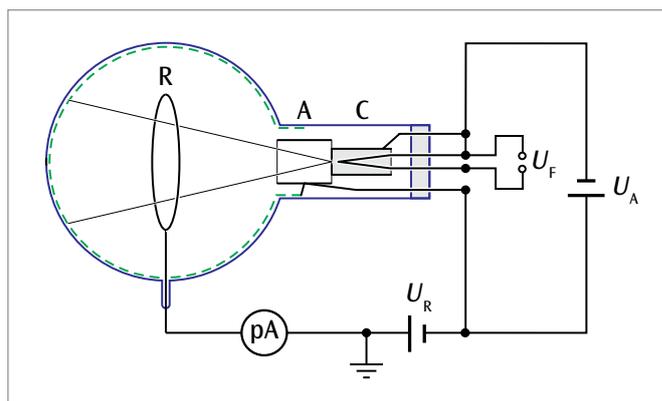


Fig. 1: Representación esquemática del tubo para el potencial crítico

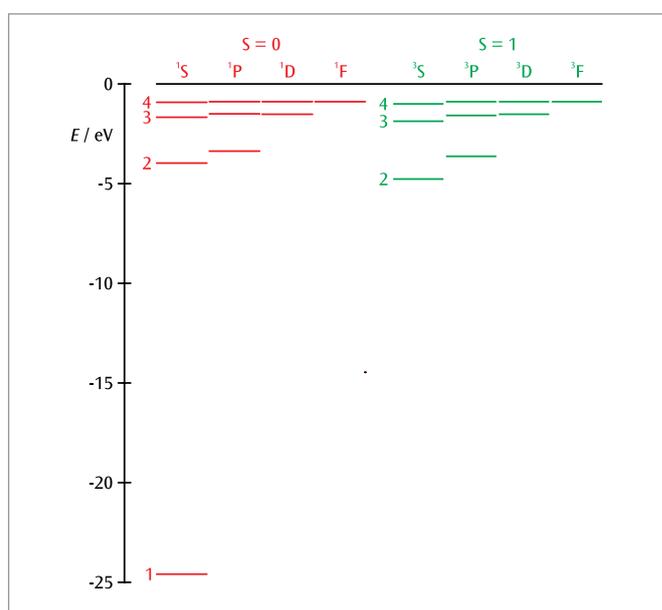


Fig. 2: Esquema de niveles electrónicos del He
rojo: Espín total $S = 0$ (Parahelio),
verde: Espín total $S = 1$ (Ortohelio)

EVALUACIÓN

Para la evaluación se comparan las posiciones de los máximos de corriente con los valores bibliográficos para las energías de excitación y la energía de ionización del átomo de He. Se debe tener en cuenta que los máximos se encuentran desplazados en un valor correspondiente a la tensión de contacto entre el ánodo y el cátodo con respecto a los valores bibliográficos.

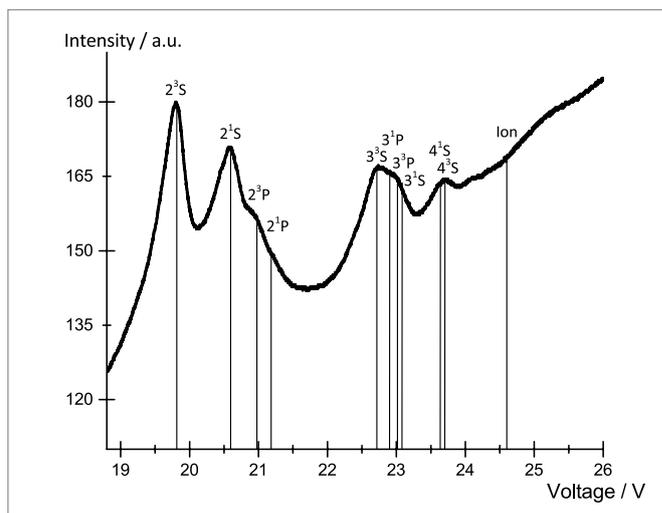


Fig. 3: Corriente de colector I_R que depende de la tensión de aceleración U_A . Por favor, note la separación del parahelio 2^1S y las resonancias del ortohelio 2^3P .

UE5020700 | EFECTO NORMAL DE ZEEMAN



OBJETIVO

Observación de la división doble y triple de la línea roja de cadmio en un campo magnético externo debido al efecto normal de Zeeman.

RESUMEN

Se observa la división doble de las líneas espectrales (efecto longitudinal de Zeeman) o la división triple (efecto transversal de Zeeman) debidas a lo que se conoce como efecto «normal» de Zeeman. Con este fin, una lámpara

de cadmio se coloca dentro de un campo magnético y se utiliza un interferómetro de Fabry-Pérot para el análisis de la luz emitida. Al aumentar la intensidad del campo magnético, la división continua se puede ver directamente en el patrón del anillo de interferencia. Adicionalmente, el equipo permite otros estudios descritos en detalle en el manual de experimentación. Esto incluye el análisis de las propiedades de polarización, la medición del desplazamiento real de energía de las líneas espectrales, así como la determinación del valor del magnetón de Bohr.

TAREAS

- Si no se aplica un campo magnético externo, emplee el interferómetro de Fabry-Pérot para observar los anillos característicos de interferencia de la luz emitida por los átomos de cadmio.
- Active el campo y observe la división de los anillos de interferencia en el doblete característico del efecto longitudinal de Zeeman.
- Haga rotar el imán incluida la lámpara de cadmio. Estudie el efecto horizontal de Zeeman al observar la división en tres del patrón.

OTROS ESTUDIOS:

- Análisis de la polarización de los componentes del doblete y del triplete por medio de la placa de cuarto de onda con accesorio de polarización y filtro de polarización.
- Espectroscopia con un interferómetro de Fabry-Pérot: Determinación de la división de energía en función del campo magnético externo midiendo el radio de los anillos de interferencia (UE5020700-2).
- Determinación del valor del magnetón de Bohr.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Lámpara de cadmio con acc. (230 V, 50/60 Hz)	1021366 o
	Lámpara de cadmio con acc. (115 V, 50/60 Hz)	1021747
1	Núcleo en U	1000979
2	Bobina D, 900 espiras	1012859
1	Accesorio para el electroimán de efecto Zeeman	1021365
1	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857 o
	Fuente de alimentac. DC 1-30V,120A/115V	1022289
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Interferómetro de Fabry-Pérot	1020903
2	Lente convexa sobre mango f = 100 mm	1003023
1	Filtro de cuarto de onda en varilla	1021353
1	Accesorio de polarización	1021364
1	Filtro de polarización sobre mango	1008668
1	Banco óptico de precisión D, 1000 mm	1002628
1	Pie óptico D	1009733
5	Jinetillo óptico D, 90/36	1012401
1	Soporte y filtro para Moticam	1021367
1	Cámara digital Moticam	1021162

PRINCIPIOS BÁSICOS

El efecto de Zeeman tiene que ver con la división de los niveles de energía o líneas espectrales debida a la acción de un campo magnético externo y ha recibido este nombre en honor a P. Zeeman, el científico que lo descubrió en 1896.

El efecto normal de Zeeman solo tiene lugar durante las transiciones de los estados atómicos que ocurran con el espín total $S = 0$. El momento angular total $J = L + S$ corresponde entonces al momento orbital angular L ; es decir, $J = L$. Se genera así un momento magnético:

$$(1) \quad \mu = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot J$$

donde el magnetón de Bohr viene dado por:

$$(2) \quad \mu_B = -\frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m_e} \cdot \hbar$$

$\hbar = h/2\pi$: constante de Planck reducida, e : carga elemental, m_e : masa del electrón

En un campo magnético externo (Fig. 3)

$$(3) \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}$$

el momento magnético tiene la energía

$$(3) \quad E = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = \mu_z \cdot B$$

Debido a la cuantización del espacio, el componente J_z del momento angular total paralelo al campo magnético solo puede tener los valores

$$(4) \quad J_z = M_J \cdot \hbar \quad \text{with } M_J = -J, -(J-1), \dots, (J-1), J$$

J: número cuántico del momento angular total

En este caso, el nivel de energía del número cuántico del momento angular total J se divide así en $2J+1$ componentes equidistantes, que difieren del número cuántico magnético M_J (Fig. 2). Con la ecuación (1) se deduce que:

$$(6) \quad \mu_z = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot J_z,$$

por lo que, en concordancia con la ecuación (3)

$$(7) \quad E = \mu_z \cdot B = \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot J_z \cdot B$$

y, finalmente, con la ecuación (4):

$$(8) \quad E = \mu_B \cdot M_J \cdot B$$

Por lo tanto, el intervalo de energía entre niveles adyacentes es:

$$(9) \quad \Delta E = \mu_B \cdot B$$

El efecto normal de Zeeman se puede observar en la línea espectral roja del cadmio. Esto corresponde a la transición $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ con la longitud de onda $\lambda = 643,8 \text{ nm}$ (Fig. 2). De acuerdo con la ecuación (4), el nivel 1D_2 se divide en cinco componentes y el nivel 1P_1 lo hace en tres, cada uno con el intervalo equidistante de energía dado por la ecuación (9).

De acuerdo con las reglas de selección de la radiación dipolar eléctrica, las transiciones posibles entre estos niveles son aquellas con:

$$(10) \quad \Delta M_J = \begin{cases} +1 & (\text{luz polarizada linealmente en sentido horario, } \sigma^+) \\ 0 & (\text{luz polarizada linealmente, } \pi) \\ -1 & (\text{luz polarizada circularmente en sentido antihorario, } \sigma) \end{cases}$$

en función de lo cual, la luz se polariza como se indicó anteriormente. Por consiguiente, observamos un total de tres líneas espectrales (Fig. 2): un componente π que no se encuentra desplazado y, en concordancia con $E = \hbar \cdot \omega$, dos componentes σ , desplazados por

$$(11) \quad \Delta\lambda = \pm \frac{\lambda^2}{2\pi \cdot \hbar \cdot c} \cdot \Delta E$$

c: velocidad de la luz en el vacío

con una correspondiente longitud de onda más larga o más corta. En un campo magnético con una densidad de flujo igual a $B = 1 \text{ T}$, si se aplican las ecuaciones (9) y (2) a la ecuación (11) se tiene como resultado un desplazamiento de solo $|\Delta\lambda| = 0,02 \text{ nm}$. La distribución espacial de la luz emitida es diferente para el caso del componente π y de los dos componentes σ . En términos clásicos, el caso de $\Delta M_J = 0$ corresponde a la oscilación dipolar herciana paralela al campo magnético. De acuerdo a lo anterior, la luz polarizada linealmente se emite en sentido perpendicular al campo magnético y no se emite luz paralela a dicho campo (Fig. 3). Los casos $\Delta M_J = \pm 1$ corresponden a dos oscilaciones dipolares en sentido perpendicular a cada otro con un desfase de 90° . Por lo dicho, la luz se emite tanto en sentido paralelo como hacia el campo magnético. La luz se polariza circularmente en paralelo en la dirección del campo magnético; es decir, mantiene una polarización circular antihoraria para $\Delta M_J = -1$ y una polarización circular horaria para $\Delta M_J = +1$.

EVALUACIÓN

En el experimento, la división se observa por medio de una cámara digital equipada con un interferómetro de Fabry-Pérot y equipo óptico de imágenes. El interferómetro de Fabry-Pérot ha sido diseñado para cumplir con la condición de resonancia de la longitud de onda específica de $643,8 \text{ nm}$ de la línea roja del cadmio. Al pasar por el interferómetro de Fabry-Pérot, la luz proveniente de la lámpara de cadmio crea anillos de interferencia que se dividen en forma de líneas espectrales, en función del campo magnético externo y que el equipo óptico del sensor de la cámara registra. Es posible hacer rotar los electroimanes en sus ejes para permitir la observación paralela o perpendicular al campo magnético externo.

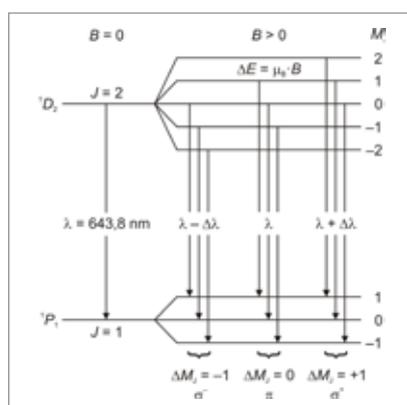


Fig. 1: Efecto normal de Zeeman en la línea espectral roja. División de niveles de energía y transiciones permitidas en función de las reglas de selección de la radiación dipolar eléctrica.



Fig. 2: Ausencia de campo magnético externo: Observación de los anillos de interferencia de la línea roja de cadmio creada por el interferómetro de Fabry-Pérot. A manera de orientación, el segundo anillo de interferencia desde el centro está marcado con un recuadro.



Fig. 3: Efecto longitudinal de Zeeman: Observación de la división doble de la línea roja del cadmio en un campo magnético externo.

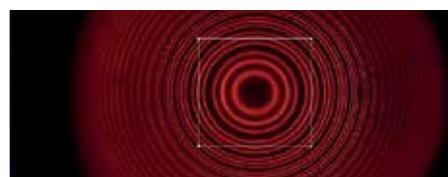
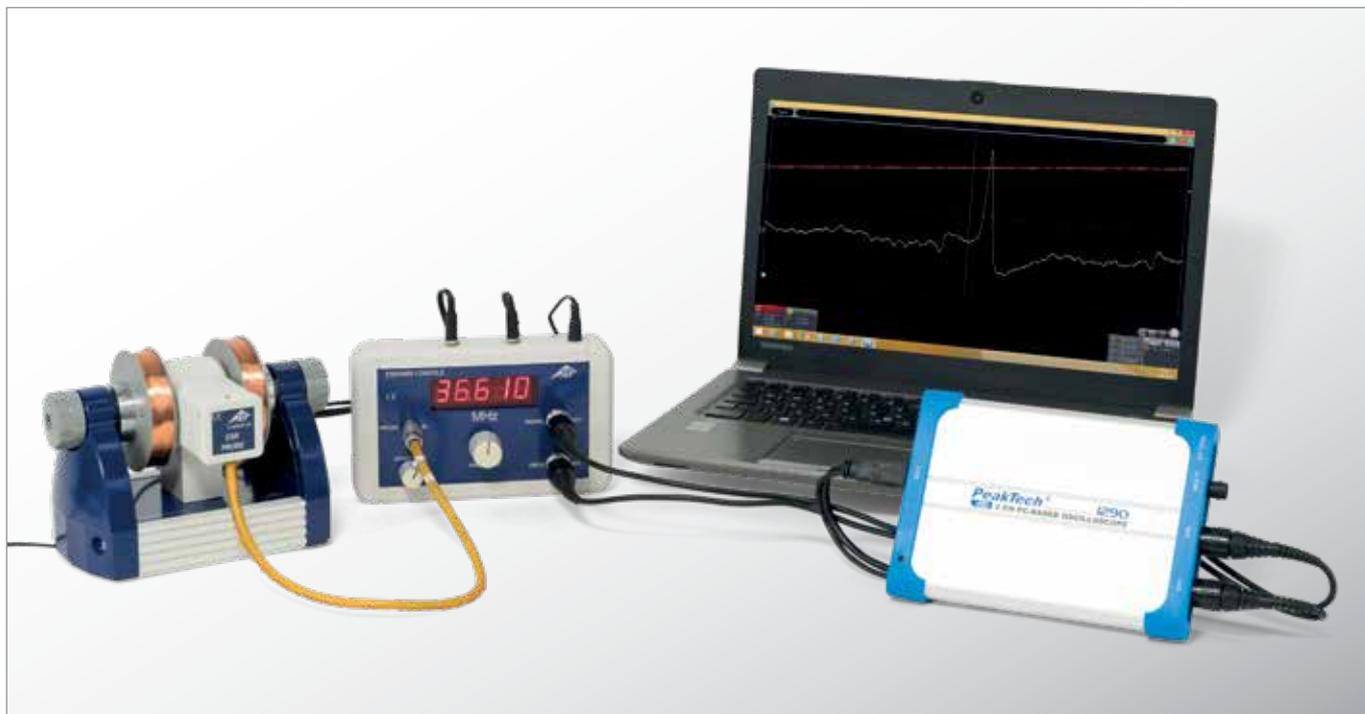


Fig. 4: Efecto horizontal de Zeeman: Observación de la división triple de la línea roja del cadmio en un campo magnético externo.

UE5030100

RESONANCIA DE ESPÍN ELECTRÓNICO



> TAREAS

- Observación de la curva de resonancia del DPPH.
- Determinación de la frecuencia de resonancia en dependencia con el campo magnético.
- Determinación del factor de g de Landé del electrón libre.

OBJETIVO

Comprobación de la resonancia de espín electrónico en DPPH

RESUMEN

La resonancia de espín electrónico (REE), también llamada "Resonancia paramagnética electrónica (RPE)" se fundamenta en la absorción de energía por sustancias con electrones no apareados cuando se encuentran en un campo magnético continuo externo. La energía se toma de un campo magnético alterno de alta frecuencia que se irradia en el recinto de la muestra, perpendicularmente al campo magnético continuo. Si la frecuencia del campo alterno corresponde a la frecuencia de resonancia de la muestra, la impedancia de la bobina emisora llena con la sustancia que forma la muestra, cambia en forma resonante y se puede observar una desviación en el osciloscopio. Una sustancia apropiada para observar este efecto es el difenil-picril-hidrazilo (DPPH).

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de equipos básicos para REE/RMN	1000638 o
	Juego de equipos básicos para REE/RMN	1000637
1	Juego complementario REE	1000640

FUNDAMENTOS GENERALES

La resonancia de espín electrónico (REE), también llamada “Resonancia paramagnética electrónica (RPE)” se basa en la absorción de energía por sustancias con electrones no apareados cuando se encuentran en un campo magnético continuo externo. La energía se toma de un campo magnético alterno de alta frecuencia que se irradia en el recinto de la muestra, perpendicularmente al campo magnético continuo. Si la frecuencia del campo alterno corresponde a la frecuencia de resonancia de la muestra, la impedancia de la bobina emisora llena con la sustancia que forma la muestra, cambia en forma resonante y se puede observar una desviación en el osciloscopio. El origen de esta absorción resonante es la “inversión” de la dirección del momento magnético del electrón libre. La frecuencia de resonancia depende de la intensidad del campo magnético continuo; el ancho de la señal de resonancia de su homogeneidad.

El momento magnético de un electrón con magnetismo de espín puro asume en el campo magnético B los estos discretos

$$(1) \quad E_m = -g_j \cdot \mu_B \cdot m \cdot B, \quad m = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$$

$$\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \frac{J}{T} : \text{Magnetón de Bohr}$$

$g_j = 2,0023$: Factor de Landé.

Por lo tanto, la distancia entre los dos estados es:

$$(2) \quad \Delta E = g_j \cdot \mu_B \cdot B$$

Se logra la resonancia exactamente cuando la frecuencia f del campo alterno irradiado cumple la condición

$$(3) \quad h \cdot f = \Delta E$$

$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$: Constante de Planck

En el experimento se comprueba la resonancia de espín electrónico o resonancia paramagnética electrónica en difenil-picril-hidrazilo (DPPH), un compuesto químico orgánico que muestra un electrón no apareado. El campo magnético continuo se genera con un par de bobinas de Helmholtz que varía en forma de dientes de sierra entre cero y un valor máximo de $B_{\text{max}} = 3,5 \text{ mT}$. Ahora se busca la frecuencia f en la que tiene lugar la absorción resonante en una posición determinada de los dientes de sierra, para un campo magnético establecido previamente.

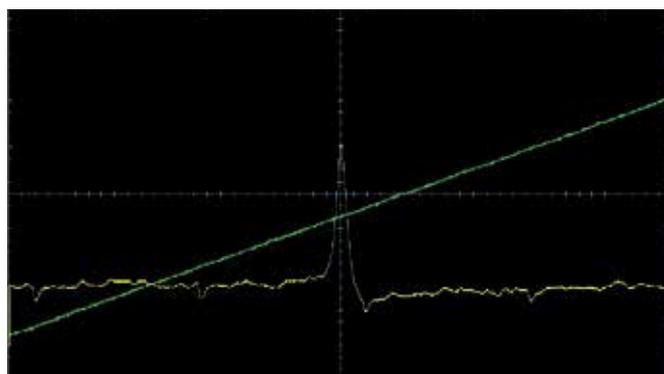


Fig. 1: Señal de absorción y curso en el tiempo del campo magnético en la resonancia de espín electrónico con DPPH

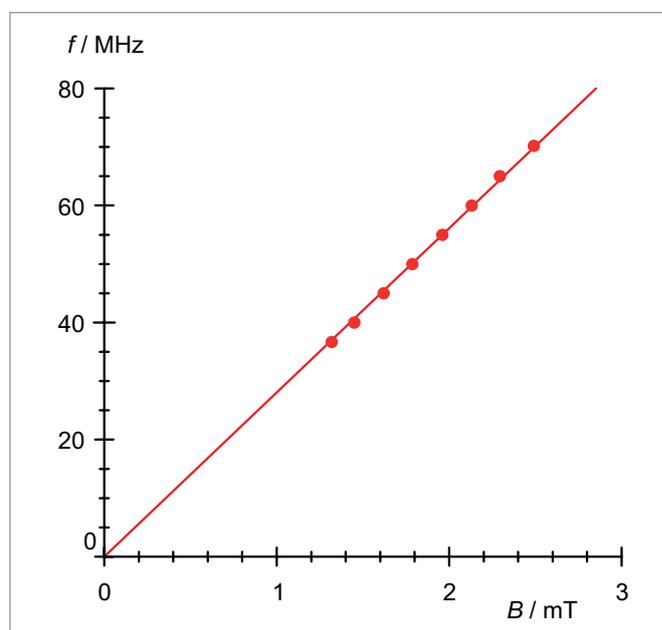


Fig. 2: Frecuencia de resonancia f en dependencia con el campo magnético B

EVALUACIÓN

A partir de (2) y (3) se obtiene la siguiente relación entre la frecuencia de resonancia f y el campo magnético B :

$$f = g_j \cdot \frac{\mu_B}{h} \cdot B$$

Los valores de medida se encuentran entonces sobre una recta que pasa por el origen, dentro del marco de la exactitud de medida; a partir de la pendiente de la recta se puede determinar el factor g de Landé.

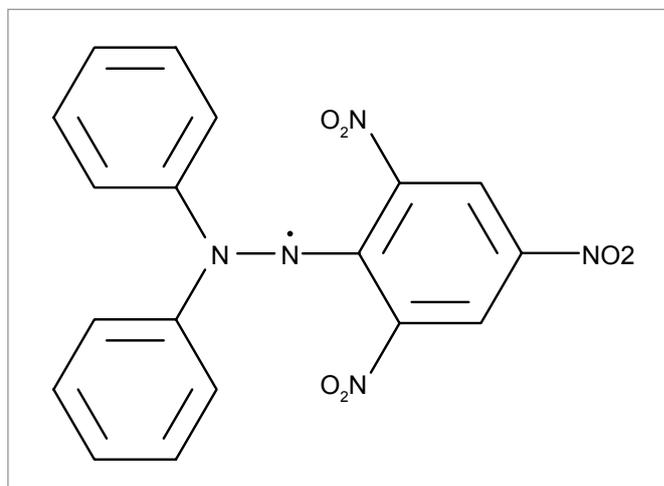
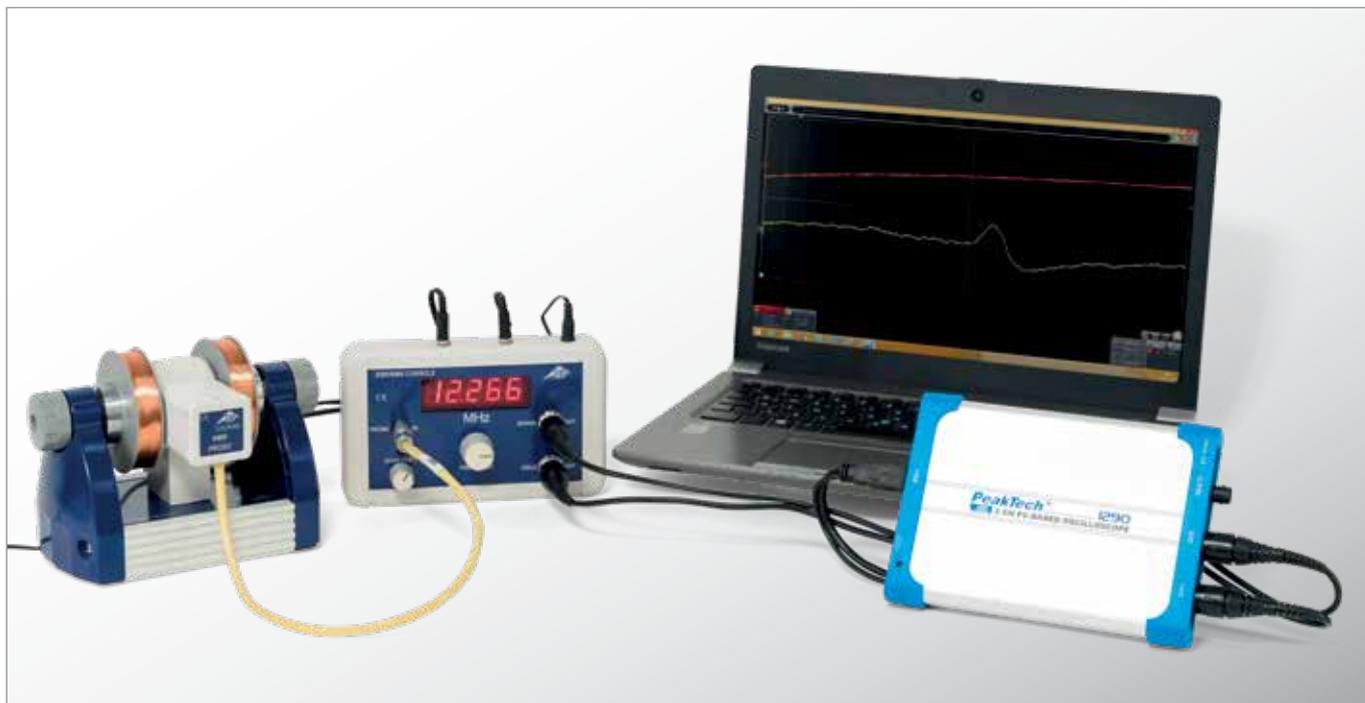


Fig.3: Estructura molecular del DPPH

UE5030200

RESONANCIA MAGNÉTICA NUCLEAR



> TAREAS

- Comprobación de la resonancia magnética nuclear en glicerina, poliestireno y teflón.
- Determinación de las frecuencias de resonancia con un campo magnético fijo.
- Comparaciones con los factores- g de los núcleos de ^1H - y de ^{19}F .

OBJETIVO

Comprobación y comparación de la resonancia magnética nuclear en glicerina, poliestireno y teflón

RESUMEN

La resonancia magnética nuclear (RMN) se fundamenta en la absorción de energía por sustancias que tienen un magnetismo nuclear y que se encuentran en un campo magnético continuo. La energía se toma de un campo magnético alterno de alta frecuencia que se irradia en el recinto de la muestra, perpendicularmente al campo magnético continuo. Si la frecuencia del campo alterno corresponde a la frecuencia de resonancia de la sustancia, la impedancia de la bobina emisora llena con la sustancia cambia en forma resonante y en el osciloscopio se puede observar una desviación. Sustancias apropiadas para esto son glicerina, poliestireno y teflón, en las cuales se aprovecha el momento magnético del núcleo de ^1H resp. del núcleo del ^{19}F .

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de equipos básicos para REE/RMN	1000638 o
	Juego de equipos básicos para REE/RMN	1000637
1	Juego complementario RMN	1000642
1	Osciloscopio de 2x25 MHz para PC	1020857

FUNDAMENTOS GENERALES

La resonancia magnética nuclear (RMN) se fundamenta en la absorción de energía por sustancias que tienen un magnetismo nuclear y que se encuentran en un campo magnético continuo. La energía se toma de un campo magnético alterno de alta frecuencia que se irradia en el recinto de la muestra, perpendicularmente al campo magnético continuo. Si la frecuencia del campo alterno corresponde a la frecuencia de resonancia de la sustancia, la impedancia de la bobina emisora llena con la sustancia cambia en forma resonante y en el osciloscopio se puede observar una desviación. Origen de la absorción resonante es un

salto entre estados energéticos del momento magnético del núcleo en el campo magnético. La frecuencia de resonancia depende de la intensidad del campo continuo; el ancho de la señal de resonancia depende de su homogeneidad.

El momento magnético de un núcleo con espín nuclear I asume en el campo magnético los estados discretos

$$(1) \quad E_m = -g_i \cdot \mu_k \cdot m \cdot B, \quad m = -I, -I+1, \dots, I$$

$$\mu_k = 5,051 \cdot 10^{-27} \frac{J}{T} : \text{Magnetón nuclear}$$

g_i : Factor- g del núcleo atómico.

Por lo tanto, la distancia entre dos estados es de

$$(2) \quad \Delta E = g_i \cdot \mu_k \cdot B$$

Cuando los estados energéticos cumplen la condición de resonancia, un campo magnético con la frecuencia f aplicado perpendicularmente al campo continuo excita saltos entre estados energéticos vecinos. La resonancia se logra exactamente cuando la frecuencia del campo que se irradia en el recinto cumple la condición

$$(3) \quad h \cdot f = \Delta E$$

$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$: Constante de Planck.

En el experimento se comprueba la resonancia magnética nuclear en glicerina, poliestireno y teflón, a la cual, en la glicerina y el poliestireno aporta el isótopo de ^1H y en el teflón el isótopo de ^{19}F . El campo magnético continuo, en su mayor parte, se genera por medio de un imán permanente, al cual se le agrega el campo magnético de un par de bobinas de Helmholtz que varía en forma de dientes de sierra desde cero hasta un valor máximo. Ahora se busca la frecuencia f , para la cual tiene lugar la absorción resonante en un campo magnético previamente seleccionado, que en la forma más sencilla corresponde al centro de los dientes de sierra.

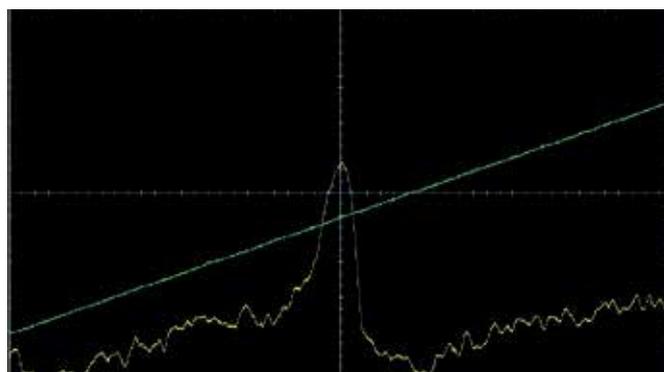


Fig. 1: Resonancia magnética nuclear en glicerina ($f = 12,854 \text{ MHz}$)

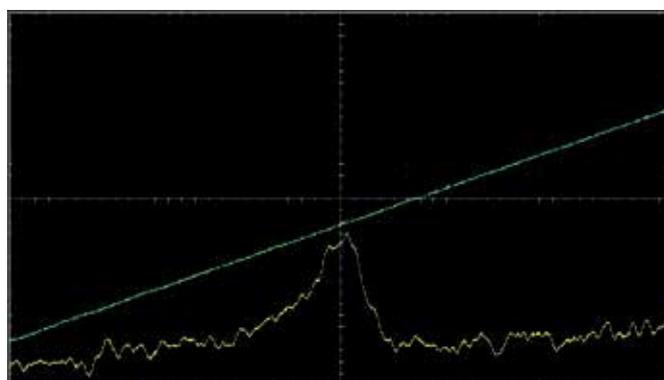


Fig. 2: Resonancia magnética nuclear en poliestireno ($f = 12,854 \text{ MHz}$)

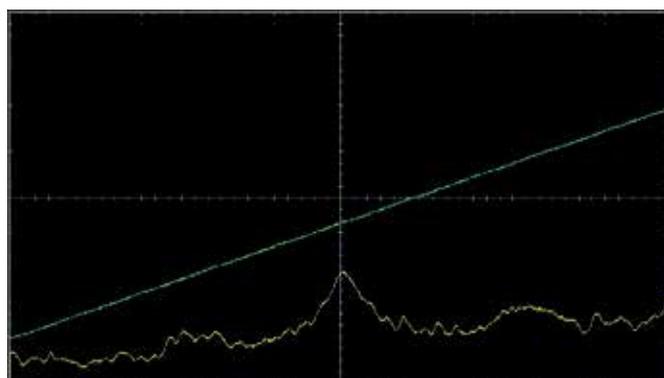


Fig. 3: Resonancia magnética nuclear en teflón ($f = 12,1 \text{ MHz}$)

EVALUACIÓN

Los factores- g de los núcleos que participan son, según la bibliografía: $g(^1\text{H}) = 5,5869$ y $g(^{19}\text{F}) = 5,255$.

A partir de (2) y (3) se tiene para la frecuencia de resonancia en un campo magnético B la expresión.

$$f = g_i \cdot \frac{\mu_k}{h} \cdot B$$

Las frecuencias de resonancia para diferentes núcleos en el mismo campo magnético están en relación entre sí como los factores de g :

$$\frac{f(^{19}\text{F})}{f(^1\text{H})} = \frac{g_i(^{19}\text{F})}{g_i(^1\text{H})} = 94\%$$

UE6020100 | CONDUCCIÓN ELÉCTRICA EN SEMICONDUCTORES



OBJETIVO

Determinación de la distancia entre la banda de germanio

RESUMEN

Los Semiconductores muestran sólo para altas temperaturas una conductividad eléctrica medible. El origen de esta dependencia térmica es la estructura de bandas de los niveles energéticos electrónicos con, una banda de valencia, una banda de conducción y una zona intermedia, que en el caso de material semiconductor puro y no dotado no puede ser ocupada por electrones. Con temperatura creciente, más y más electrones se activan térmicamente y pasan de la banda de valencia a la banda de conduc-

ción, dejando "huecos" en la banda de valencia. Los huecos se mueven bajo la influencia de un campo eléctrico como partículas cargadas positivamente y contribuyen así como los electrones a la densidad de corriente. Para determinar la conductividad en germanio puro y no dotado, en el experimento se hace pasar una corriente constante a través del cristal y se mide la correspondiente caída de tensión en dependencia con la temperatura. Los datos de medida se pueden describir, en buena aproximación, por medio de una función exponencial, en la cual aparece la distancia entre bandas como un parámetro.

TAREAS

- Medición de la conductividad eléctrica de germanio no dotado en dependencia con la temperatura.
- Determinación de la distancia entre la banda de valencia y la banda de conducción.

OBSERVACIÓN

En la práctica, la conductividad intrínseca de semiconductores puros juega sólo un papel secundario. Por lo general, los cristales muestran impurezas. Frecuentemente los cristales muy puros se hacen conductores por medio de una dotación controlada con átomos donadores o aceptadores.

La influencia de esta dotación se puede mostrar cuando los estudios aquí presentados, también se realizan con germanio dotado-p resp. dotado-n. La conductividad de cristales dotados es a temperatura ambiente es claramente mayor que la del cristal puro, sin embargo, para altas temperatura se acerca a la conductividad intrínseca, ver Fig. 4.

La dependencia con la temperaturas del coeficiente de Hall de los cristales de germanio utilizados se estudia con más detalles en el experimento UE6020200.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Placa de circuito en Ge no dotado	1008522
1	Aparato básico del efecto Hall	1009934
1	Base con orificio central 1000 g	1002834
1	Transformador con rectificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1003316 ou
	Transformador con rectificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1003315
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718
Recomendado adicionalmente:		
1	P-Ge sobre placa de circuito impreso	1009810
1	N-Ge sobre placa de circuito impreso	1009760
1	VinciLab	1021477
3	Cable de sensor	1021514
1	Sensor de tensión diferencial de 500 mV	1021681
2	Sensor de tensión diferencial de 10 V	1022539
1	Licencia Coach 7	

FUNDAMENTOS GENERALES

La conductividad eléctrica es una magnitud física fuertemente dependiente del material. Por ello es frecuente clasificar los materiales de acuerdo con su conductividad eléctrica. Como semiconductor se denomina un cuerpo sólido que sólo para altas temperaturas muestra una conductividad eléctrica medible. Origen de ello es la estructura de bandas de los niveles energéticos electrónicos, con una banda de valencia, una banda de conducción y una zona intermedia, la cual en un material puro y no dotado no se puede ocupar con electrones.

En el estado base la banda de valencia es la más alta ocupada con electrones, la banda de conducción es la siguiente más alta y no ocupada con electrones. La distancia entre las dos bandas se denomina como distancia de banda E_g y es una magnitud que depende del material; en el caso del germanio es de aprox. 0,7 eV. Al aumentar la temperatura, más y más electro-

nes se activan térmicamente de la banda de valencia a la banda de conducción y dejan "huecos" en la banda de valencia. Los huecos – denominados también como electrones de defecto – se mueven bajo la influencia de un campo eléctrico E como partículas cargadas positivamente y contribuyen, así como los electrones, a la densidad de corriente (ver Fig. 1).

$$(1) \quad j = \sigma \cdot E$$

σ : Conductividad eléctrica del material semiconductor

En este proceso los electrones y los electrones defecto se mueven en el campo con velocidades de arrastre medias diferentes:

$$(2) \quad v_n = -\mu_n \cdot E \quad \text{e} \quad v_p = \mu_p \cdot E$$

μ_n : Movilidad de los electrones

μ_p : Movilidad de los electrones de defecto

Esta conducción originada por la activación de electrones desde la banda de valencia a la banda de conducción se denomina conducción propia o intrínseca (intrinsic conduction).

En equilibrio térmico el número de electrones en la banda de conducción corresponde al número de electrones de defecto en la banda de valencia. Es decir, que la densidad de corriente para la conducción propia se puede expresar como:

$$(3) \quad \sigma_i = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p)$$

Así, la conductividad intrínseca es igual a:

$$(4) \quad j_i = -e \cdot n_i \cdot v_n + e \cdot n_i \cdot v_p = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E$$

en tanto que la dependencia con la temperatura de la densidad de portadores de carga n_i de los electrones resp. de los electrones de defecto se expresa como:

$$(5) \quad n_i = 2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h^2} \cdot \sqrt{m_n m_p} \cdot kT \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

$$k = 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \quad \text{: Constante de Boltzmann,}$$

h : Constante de Planck

m_n : Masa efectiva del electrón

m_p : Masa efectiva de los electrones de defecto

T : Temperatura de la muestra

También las movilidades μ_n y μ_p dependen de la temperatura. En el rango de temperaturas por encima de la temperatura ambiente

$$(6) \quad \mu \sim T^{\frac{3}{2}}$$

El término dominante para la dependencia con la temperatura de la conductividad es dado, sin embargo, en todo caso por la función exponencial. Por lo tanto la conductividad para altas temperaturas, se puede expresar en la siguiente forma

$$(7) \quad \sigma_i = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

En el experimento para la determinación de la conductividad en el germanio puro y no dotado se hace pasar una corriente constante I a través del cristal de germanio y se mide la correspondiente caída de tensión U . De los datos de medida, debido a las relaciones

$$(8) \quad U = a \cdot E \quad \text{resp.} \quad I = b \cdot c \cdot j$$

a, b, c Dimensiones del cristal

Se puede calcular la conductividad σ :

$$(9) \quad \sigma = \frac{I}{U} \cdot \frac{a}{b \cdot c}$$

EVALUACIÓN

La ecuación (7) se puede modificar en la siguiente forma:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2kT}$$

Por lo tanto se hace una gráfica teniendo $y = \ln \sigma$ contra $x = \frac{1}{2kT}$ y se determina la distancia entre bandas E_g a partir de la pendiente de las rectas resultantes.

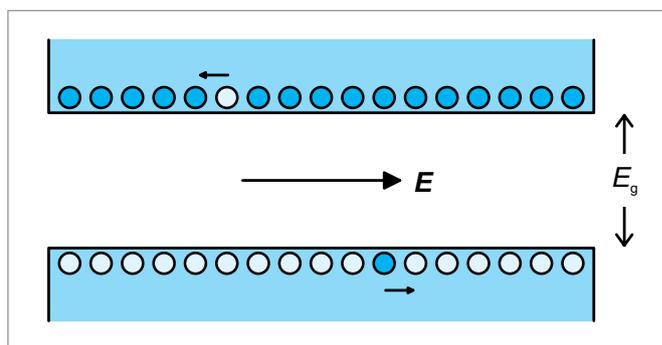


Fig. 1: Estructura de bandas del semiconductor con un electrón en la banda de conducción y un electrón de defecto en la banda de valencia, ambos son arrastrados bajo la influencia del campo E

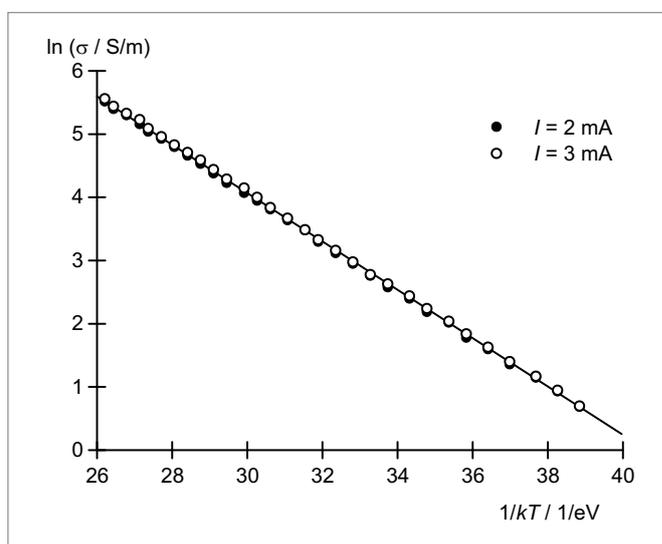


Fig. 2: Representación para la determinación de la distancia entre bandas E_g en germanio

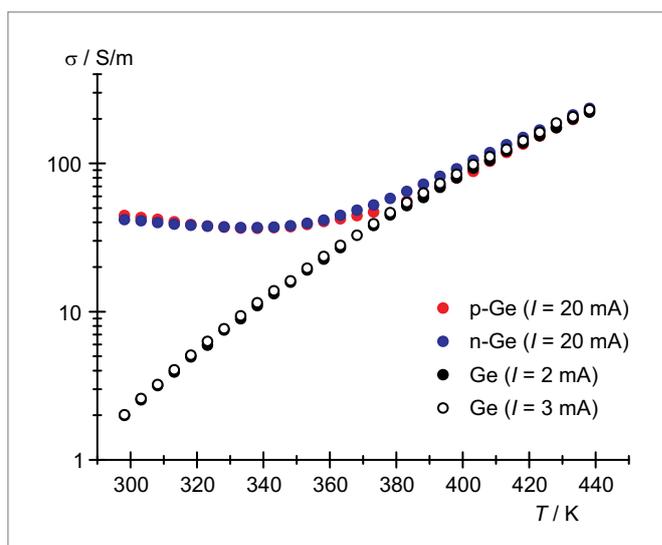


Fig. 3: Comparación de las conductividades de germanio puro con germanio dotado

UE6020200

EFEECTO HALL EN SEMICONDUCTORES



TAREAS

- Comprobación del efecto Hall en germanio dotado.
- Medición de la tensión de Hall en dependencia con la corriente y con el campo magnético a temperatura ambiente.
- Determinación, del signo, la densidad y la movilidad de los portadores de carga a temperatura ambiente.
- Medición de la tensión de Hall en dependencia con la temperatura de la muestra.
- Determinación de la temperatura de inversión y diferenciación entre la conducción extrínseca e intrínseca en germanio dotado en p .

OBSERVACIÓN

La dependencia con la temperatura de la conductividad eléctrica de los cristales de germanio utilizados se estudia en detalle en el experimento UE6020100.

OBJETIVO

Estudio de los mecanismos de la conducción eléctrica en germanio dotado, tomando como base el efecto Hall

RESUMEN

El efecto Hall se observa en materiales que conducen la corriente eléctrica cuando se encuentran en un campo magnético B . El signo de la tensión de Hall cambia dependiendo si la corriente continua I está conformada por portadores de carga positivos o negativos. Por lo tanto, el efecto Hall ofrece un instrumento importante para la determinación de los mecanismos de transporte de cargas en semiconductores dotados. En el experimento se estudian cristales de germanio dotados, en una gama de temperaturas entre 300 K y 450 K, para diferenciar si la conducción eléctrica ha sido posible por dotación o por la activación térmica de electrones de la banda de valencia en la banda de conducción haciendo posible la conducción intrínseca o propia.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato básico del efecto Hall	1009934
1	n-Ge sobre placa de circuito impreso	1009760
1	p-Ge sobre placa de circuito impreso	1009810
1	Sensor de campo magnético FW \pm 2000 mT	1021766
2	Bobina D con 600 espiras	1000988
1	Núcleo en U	1000979
1	Par de piezas polares y arco tensor para el efecto Hall	1009935
1	Transformador con rectificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1003316 o
	Transformador con rectificador 3/ 6/ 9/ 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1003315
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	VinciLab	1021477
1	Sensor de tensión diferencial de 500 mV	1021681
2	Sensor de tensión diferencial de 10 V	1022539
1	Juego de 4 cables de sensor	1021515
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

Requerido adicionalmente:

- 1 Licencia Coach 7

FUNDAMENTOS GENERALES

El efecto Hall se observa en materiales conductores de corriente, cuando se encuentran en un campo magnético B . Este efecto tiene su origen en la fuerza de Lorentz, la cual desvía los portadores de carga perpendicularmente a la dirección de la corriente y al campo magnético activo. La separación de las cargas da origen a un campo eléctrico E_H , perpendicular a la dirección de la corriente, el cual compensa la fuerza de Lorentz y origina una tensión de Hall U_H entre los bordes de la muestra. El signo de la tensión de Hall cambia dependiendo si la misma corriente se origina por portadores de carga negativos o positivos. Su magnitud depende de la densidad de portadores de carga. Por lo tanto, el efecto Hall presenta un instrumento importante para la determinación del mecanismo del transporte de cargas en un material conductor de la corriente, el cual se utiliza frecuentemente para el estudio de semiconductores dotados.

En el experimento se estudian cristales de germanio dotados, en una gama de temperaturas entre 300 K y 450 K. Los cristales son realizados como una muestra de forma plana de longitud a , ancho b y espesor d , a través de la cual fluye la corriente I en dirección longitudinal. El campo magnético B atraviesa la muestra perpendicularmente a la corriente. De allí se genera la tensión de Hall

$$(1) \quad U_H = R_H \cdot \frac{B \cdot I}{d}$$

con el coeficiente de Hall

$$(2) \quad R_H = \frac{1}{e} \cdot \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{(n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n)^2}$$

$$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As: Carga elemental}$$

Las densidades, n_n de los electrones en la banda de conducción, n_p de los electrones de defecto en la banda de valencia, así como las movilidades, μ_n de los electrones y μ_p de los electrones de defecto, son magnitudes del material y dependen de la temperatura T de la muestra.

Además de la tensión de Hall, en el experimento se mide la caída de tensión U en dirección longitudinal de la muestra, para determinar la conductividad eléctrica

$$(3) \quad \sigma = e \cdot (n_n \cdot \mu_n + n_p \cdot \mu_p)$$

y la llamada movilidad de Hall

$$(4) \quad \mu_H = R_H \cdot \sigma = \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n}$$

Las densidades de portadores de cargas n_n y n_p son influidas por la dotación del material, es decir por el enlace de átomos ajenos en el cristal. En caso de la dotación-p, átomos aceptadores enlazan electrones de la banda de valencia y generan huecos en la banda de valencia – los llamados electrones de defecto. En caso de una dotación-n átomos donadores entregan cada uno un electrón en la banda de conducción.

Los cristales dotados son eléctricamente neutros, las cargas positivas y negativas se compensan. Por lo tanto

$$(5) \quad n_n + n_A = n_p + n_D$$

n_A : Concentración de aceptadores

n_D : Concentración de donadores

Además n_n y n_p están acoplados a la regla de equilibrio de concentraciones porque se establece un equilibrio dependiente de la temperatura, se crea por unidad de tiempo la misma cantidad pares de electrón-electrón de defecto como aquellos que se recombinan. Se establece:

$$(6) \quad n_n \cdot n_p = n_i^2$$

n_i : Densidad de portadores de carga en conducción propia pura o intrínseca (ver experimento UE6020100)

Por lo tanto, en total se tiene

$$(7) \quad n_n = \sqrt{n_i^2 + \frac{(n_A - n_D)^2}{4}} + \frac{n_D - n_A}{2}$$

$$(8) \quad n_p = \sqrt{n_i^2 + \frac{(n_A - n_D)^2}{4}} + \frac{n_A - n_D}{2}$$

A temperatura ambiente, las concentraciones n_A resp. n_D son mucho mayores que la concentración de portadores de carga en caso de conducción propia pura. Por lo tanto

$$(9) \quad R_H = -\frac{1}{n_D \cdot e}, \quad \mu_H = -\mu_n$$

en dotación-n y 300 K

$$(10) \quad R_H = \frac{1}{n_A \cdot e}, \quad \mu_H = \mu_p$$

en dotación-p y 300 K

El signo y la densidad de portadores de carga se pueden leer directamente a partir de los coeficientes de Hall. La movilidad de los portadores de carga corresponde a la movilidad Hall.

EVALUACIÓN

Como al aumentar la temperatura se tienen más y más portadores de carga a disposición para el transporte de corriente, la tensión de Hall disminuye, hasta llegar al valor cero. Para germanio dotado-p cambia el signo de la tensión de Hall, porque al aumentar la conducción propia domina la influencia de los electrones, cuya movilidad μ_n es mayor. Por debajo de la llamada temperatura de inversión domina la conducción eléctrica hecha posible por la dotación, por encima de la temperatura de inversión domina la conducción propia o intrínseca del germanio.

Para altas temperaturas los cristales dotados-p y los dotados-n no se pueden diferenciar, porque

$$n_n = n_p = n_i, \quad R_H = -\frac{1}{n_i \cdot e} \cdot \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p}, \quad \mu_H = -(\mu_n - \mu_p)$$

La dependencia con la temperatura de las movilidades μ_n y μ_p no se hace más observable en el coeficiente de Hall, porque en ambos casos es válida:

$$\mu \sim T^{\frac{3}{2}}$$

(ver también el experimento UE6020100)

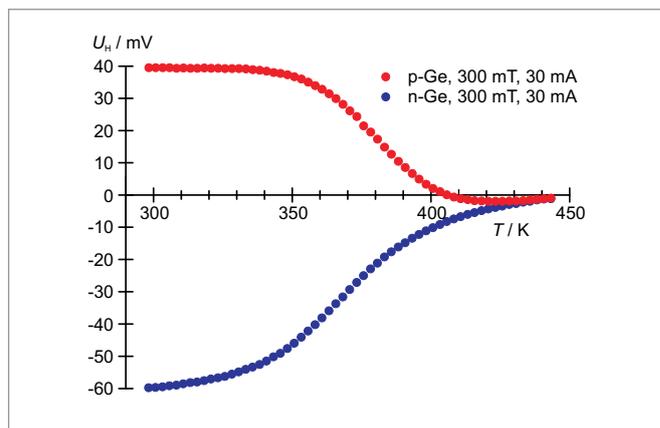
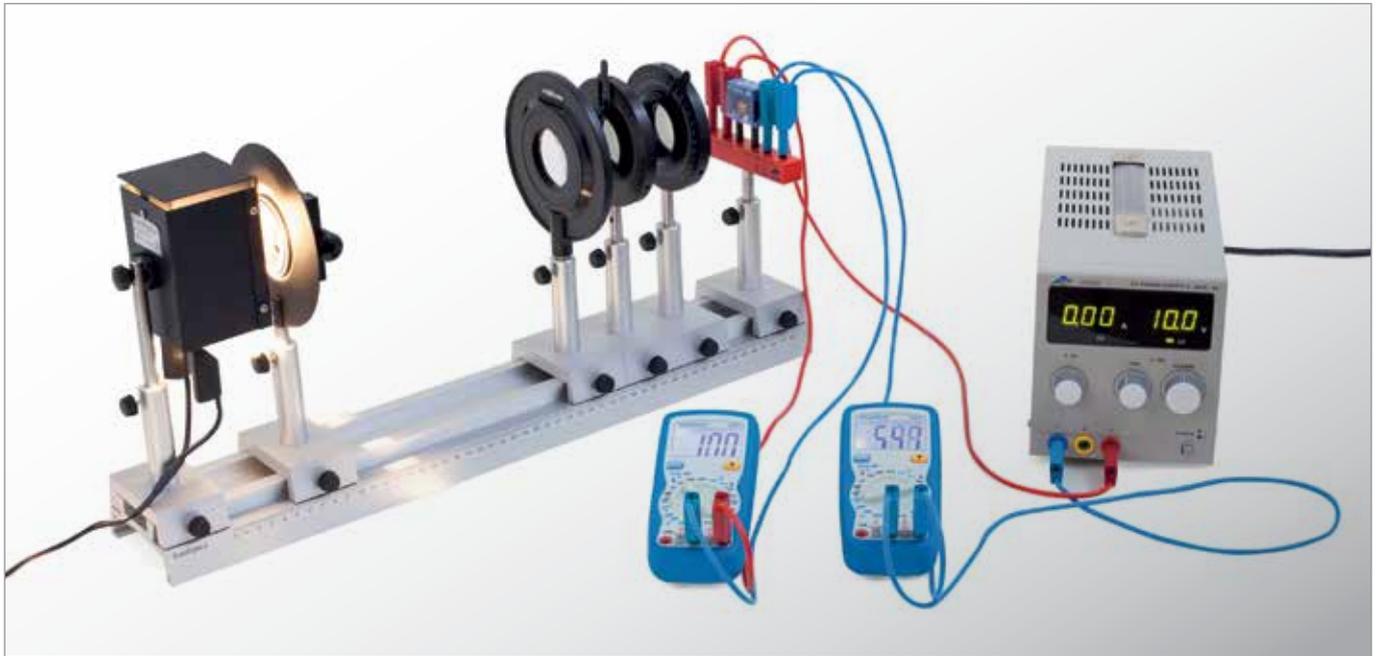


Fig. 1: Tensión de Hall en germanio dotado-p y en germanio dotado-n como función de la temperatura T

UE6020400 | FOTOCONDUCCIÓN



> TAREAS

- Medición de la corriente en dependencia con la tensión para diferentes intensidades de iluminación.
- Medición de la corriente en dependencia con la intensidad de iluminación para diferentes tensiones.

OBJETIVO

Registro de las líneas características de una fotorresistencia

RESUMEN

En la fotoconducción se aprovecha la absorción de la luz por el efecto fotoeléctrico interno en un semiconductor para la creación de pares libres de electrón-electrón de defecto resp. electrón-hueco. Una mezcla especial de semiconductor con un efecto fotoeléctrico interno especialmente fuerte es el sulfuro de cadmio, el cual se aplica para la realización de fotorresistencias. En el experimento se ilumina una fotorresistencia de CdS con luz blanca procedente de una lámpara incandescente, cuya intensidad de iluminación en el lugar de la fotorresistencia se varía por medio del cruce de dos filtros de polarización colocados uno detrás del otro.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Banco óptico, 1000 mm	1002625
6	Jinetillo óptico U, 75 mm	1022450
1	Lámpara para experimentación, festón	1022436
1	Transformador 12 V, 60 VA (230 V, 50/60 Hz)	1020595 o
	Transformador 12 V, 60 VA (115 V, 50/60 Hz)	1006780
1	Rendija desplazable sobre mango	1000856
1	Lente convexa sobre mango $f = 150$ mm	1003024
2	Filtro de polarización sobre mango	1008668
1	Soporte para elementos enchufables	1018449
1	Fotorresistencia LDR 05, P2W19	1012940
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Multímetro digital P1035	1002781
3	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

FUNDAMENTOS GENERALES

En la fotoconducción se aprovecha la absorción de la luz por el efecto fotoeléctrico interno en un semiconductor, para la creación de pares libres de electrón-electrón de defecto resp. electrón-hueco. En algunos semiconductores, en este caso, dominan las transiciones hacia puntos de impureza. El efecto por lo tanto no solamente depende el material básico sino también de su microestructura y de las impurezas. La ionización de los puntos de impureza actúa, por unos milisegundos, como un dopaje y aumenta la conductividad eléctrica del material. Una mezcla especial de semiconductor con un efecto fotoeléctrico interno especialmente fuerte es el sulfuro de cadmio, el cual se aplica para la realización de fotorresistencias.

La absorción de la luz aumenta la conductividad del semiconductor en

$$(1) \quad \Delta\sigma = \Delta p \cdot e \cdot \mu_p + \Delta n \cdot e \cdot \mu_n$$

e: Carga elemental,

Δn : Variación de la concentración de electrones,

Δp : Variación de la concentración de huecos,

μ_n : Movilidad de los electrones, μ_p : Movilidad de los huecos

Con la tensión U aplicada fluye la fotocorriente

$$(2) \quad I_{ph} = U \cdot \Delta\sigma \cdot \frac{A}{d}$$

A: Sección de la línea de corriente,

d: Longitud de la línea de corriente

Es decir, el semiconductor actúa en el circuito eléctrico como una resistencia dependiente de la luz, cuyo valor disminuye con la incidencia de la luz. La dependencia con la intensidad de la iluminación Φ con tensión constante se puede describir en la forma

$$(3) \quad I_{ph} = a \cdot \Phi^\gamma \text{ con } \gamma \leq 1$$

dando γ la información sobre los procesos de recombinación en el material semiconductor.

En el experimento se ilumina una fotorresistencia de CdS con luz blanca procedente de una lámpara incandescente. Se mide la dependencia de la corriente I con la tensión U aplicada, mantenimiento constante la intensidad Φ de la iluminación y la dependencia de la corriente I con la intensidad Φ de la iluminación manteniendo la tensión U constante, ésta última se varía por medio del cruce de dos filtros de polarización colocados uno detrás del otro.

Al sobrepasar una pérdida de potencia de 0,2 W la fotorresistencia se daña. Por lo tanto, en el experimento se limita la intensidad lumínica incidente por medio de una rendija ajustable colocada directamente detrás de la fuente de luz.

EVALUACIÓN

Las líneas características de la fotorresistencia de CdS se encuentran, de acuerdo con (2), en una recta que pasa por el origen.

Para la descripción de las líneas características de corriente contra intensidad de iluminación se calcula el término $\cos^2\alpha$ como medida relativa para la intensidad de la iluminación, siendo α el ángulo entre las direcciones de polarización de los dos filtros. Sin embargo, aún los dos filtros cruzados no eliminan totalmente. Además, no se puede evitar una claridad residual en el recinto de experimentación. Por lo tanto (3) se modifica como sigue:

$$I = a \cdot \Phi^\gamma + b \text{ con } \gamma \leq 1.$$

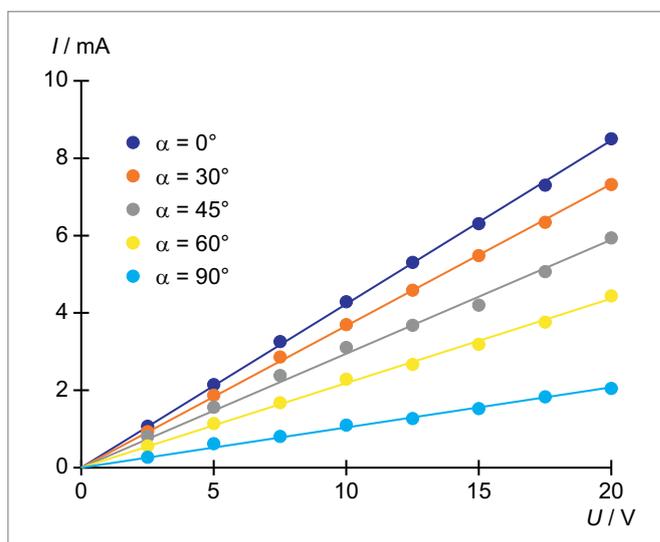


Fig. 1: Líneas características de corriente contra tensión de la fotorresistencia de CdS para diferentes intensidades de iluminación

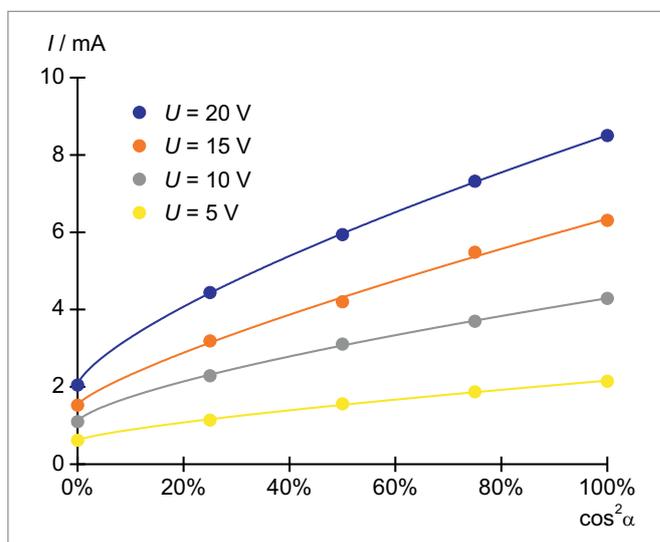


Fig. 2: Líneas características de corriente contra intensidad de iluminación para diferentes tensiones

UE6020500 | EFECTO SEEBECK



OBJETIVO

Registro de las características de diferentes termoelementos y determinación de la sensibilidad

> TAREAS

- Medición de la tensión termoeléctrica U_{th} en dependencia con la temperatura T_1 y comprobación de la relación lineal para tres termoelementos diferentes.
- Determinación de la sensibilidad S a partir de los diagramas $U_{th}(T_1)$.
- Estimación de la temperatura de referencia T_2 a partir de las curvas de medida.

RESUMEN

En un alambre metálico, cuyos extremos se encuentran a temperaturas diferentes, tiene lugar una termodifusión debido a los diferentes movimientos rápidos de los electrones en el extremo caliente y en el extremo frío. Por la corriente de difusión, el extremo frío se carga negativamente con respecto al extremo caliente. Entre los dos extremos se genera una tensión de termodifusión, la cual es proporcional a la diferencia de temperaturas entre los dos extremos del alambre, teniendo como constante de proporcionalidad al coeficiente de Seebeck. Si dos alambres metálicos se empalman, cuyos puntos de contacto se encuentran a temperaturas diferentes, se origina un termoelemento cuando en medio se conecta un voltímetro. El voltímetro muestra la tensión termoeléctrica la cual es directamente proporcional a la diferencia de temperaturas entre los puntos de contacto. Este hecho se comprueba en el experimento para tres diferentes apareamientos metálicos.

REQUIRED APPARATUS

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de 3 termoelementos	1017904
1	Termómetro -20° – 110°C	1003384
1	Pinza de termómetro	1003528
1	Juego de 10 vasos de precipitados, de forma elevada	1002873
1	Agitador magnético con calefacción (230 V, 50/60 Hz)	1002807 o
	Agitador magnético con calefacción (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Amplificador de medida U (230 V, 50/60 Hz)	1020742 o
	Amplificador de medida U (115 V, 50/60 Hz)	1020744
1	Multímetro digital P3340	1002785

FUNDAMENTOS GENERALES

En un alambre metálico cuyos extremos se encuentran a temperaturas diferentes, tiene lugar una termodifusión. Como el movimiento térmico de los electrones en el extremo caliente es más rápido que en el extremo frío, en promedio se mueven más electrones hacia el extremo frío que en sentido contrario. Por esta corriente de difusión, en este caso de conducción electrónica, el extremo frío se carga negativamente con respecto al extremo caliente; entre los extremos se genera una tensión de difusión. Ésta actúa y aumenta en contra del movimiento de los electrones hasta que la corriente de difusión deja de fluir.

La tensión de termodifusión U_{td} es proporcional a la diferencia de temperaturas $T_1 - T_2$ entre los extremos del alambre, teniendo como constante de proporcionalidad al coeficiente de Seebeck k , que depende del materia:

$$(1) \quad U_{td} = k \cdot (T_1 - T_2)$$

U_{td} : Tensión de termodifusión,

k : Coeficiente de Seebeck,

T_1 : Temperatura en el extremo caliente

T_2 : Temperatura en el extremo frío

Si dos alambres metálicos se empalman entre sí y sus puntos de contacto se encuentran a temperaturas diferentes, se origina un circuito termoelectrico. El metal con la mayor tensión de termodifusión determina la dirección de la corriente; se genera una corriente circular termoelectrica. Esta disposición se convierte en un termoelemento, cuando se conecta un voltímetro en medio. Debido a la entrada de alta resistencia prácticamente no fluye más corriente y el voltímetro indica una tensión termoelectrica, que es directamente proporcional a la diferencia de temperaturas entre los dos puntos de contacto:

$$(2) \quad U_{th} = U_{td,B} - U_{td,A} = (k_B - k_A) \cdot (T_1 - T_2)$$

U_{th} : Tensión termoelectrica,

$U_{td,A}$, $U_{td,B}$: Tensiones de termodifusión de los metales A y B

k_A , k_B : Coeficientes de Seebeck de los metales A y B

Sólo la diferencia de los coeficientes de Seebeck

$$(3) \quad k_{BA} = k_B - k_A$$

que aparece en la ecuación (2) se puede medir sin problemas. Ella corresponde a la sensibilidad

$$(4) \quad S = \frac{dU_{th}}{dT_1}$$

del termoelemento compuesto por los metales A y B. Por lo tanto es frecuente tomar Pt (platino) como material de referencia al indicar el coeficiente K_{APt} .

El otro extremo del termopar se conecta al amplificador de medición U con el fin de determinar la tensión. Los casquillos de este amplificador presentan una temperatura T_2 constante.

EVALUATION

En un diagrama $U_{th}(T_1)$ se grafica la tensión termoelectrica contra la temperatura y se adapta cada vez a los cursos lineales; de sus pendientes se determinan las sensibilidades de los termoelementos.

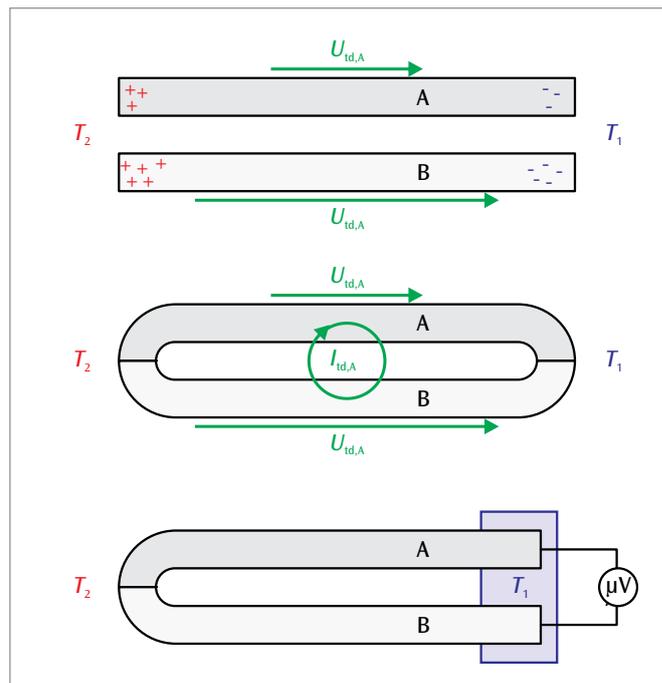


Fig. 1: Termodifusión en alambres metálicos (arriba), circuito termoelectrico (centro) y tensiones termoelectricas en un bucle de dos alambres metálicos diferentes (abajo)

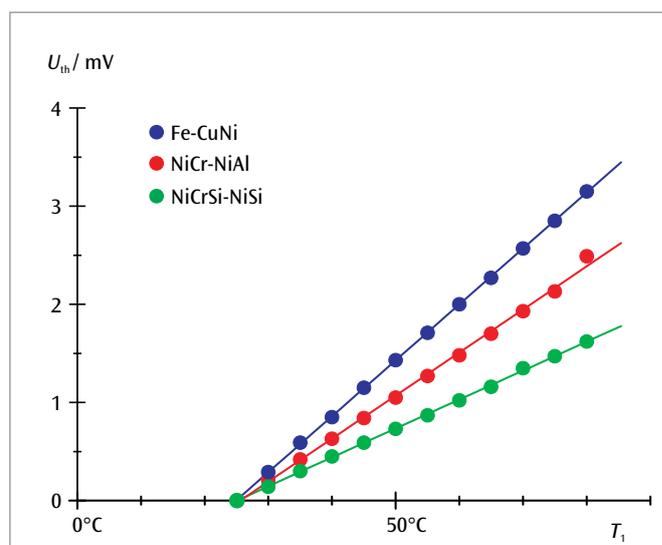
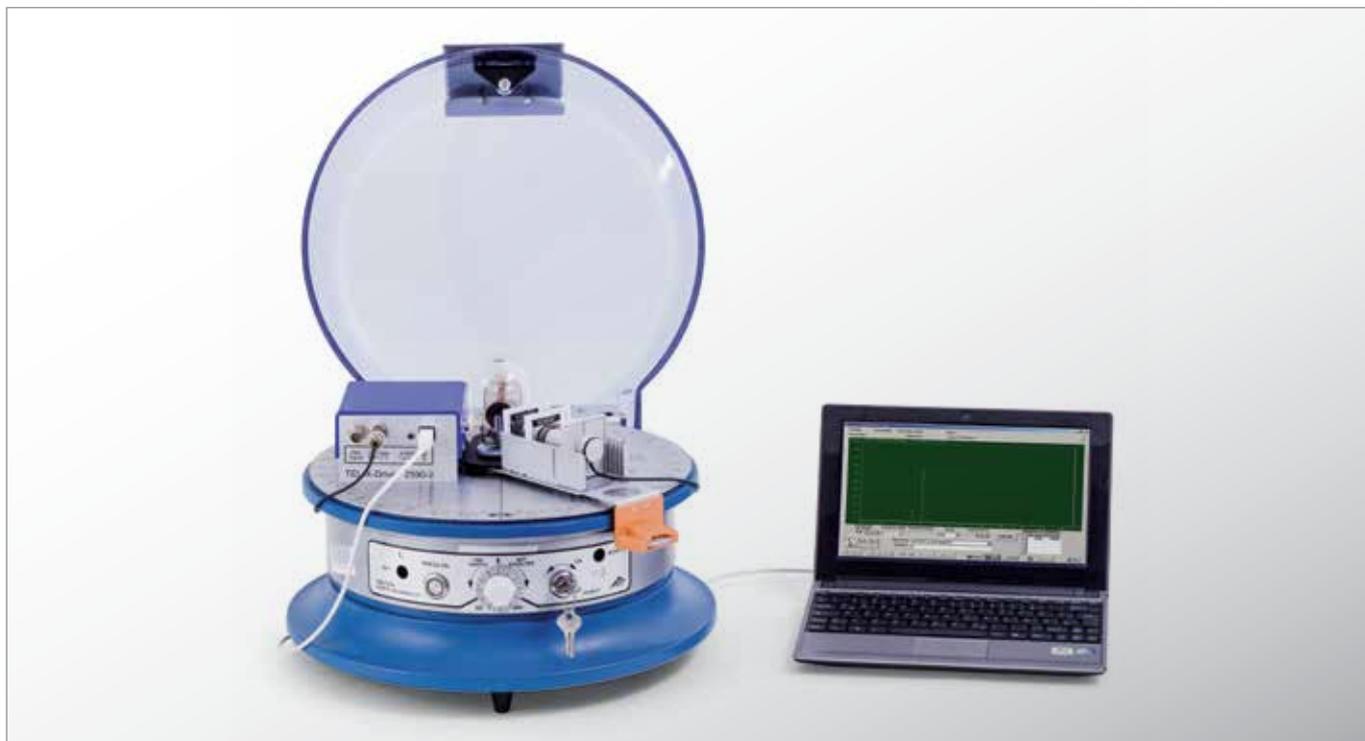


Fig. 2: Tensiones termoelectricas en dependencia con la temperatura para termoelementos de los tipos: Fe-CuNi, NiCr-NiAl y NiCrSi-NiSi. Las curvas de medidas cortan el eje T_1 del diagrama en la temperatura de referencia $T_2 = 23^\circ\text{C}$

UE7010100 | REFLEXIÓN DE BRAGG



> TAREAS

- Registro de los espectros de difracción de la radiación X de un ánodo de cobre en cristales con la estructura del NaCl.
- Determinación de las constantes reticulares y comparación con el tamaño de la componente cristalina.

OBJETIVO

Determinación de las constantes reticulares de cristales con estructura de NaCl

RESUMEN

La medición de la reflexión de Bragg es un método de análisis importante en monocristales por medio de rayos X. En éste se refleja la radiación X en los planos reticulares del cristal y las ondas parciales que se reflejan en cada una de los planos reticulares interfieren constructivamente entre sí, cuando se cumple la condición de Bragg. Con la longitud de onda de la radiación X conocida, se pueden calcular las distancias entre los planos reticulares. En el experimento se estudian y comparan cristales con estructura de NaCl.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de Rayos X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 o
	Aparato de Rayos X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Juego básico de Bragg	1008508
1	Accesorios de cristalografía	1000666
1	Unidad de control de Bragg	1012871

FUNDAMENTOS GENERALES

Un método de análisis importante en monocristales con la ayuda de rayos X se remonta hasta los tiempos de *H. W. y W. L. Bragg* a finales del siglo XIX e inicios del XX. Ellos interpretaron la ordenación regular de átomos e iones en un cristal como como planos reticulares paralelos ocupados por los elementos de la red cristalina. La onda plana incidente de la radiación X se refleja en estos planos reticulares, manteniéndose constante la longitud de onda de la radiación X.

Las direcciones de los rayos de incidencia y de reflexión que se mueven perpendicularmente a los frentes onda cumplen la condición "Ángulo de incidencia = Ángulo de reflexión". Además,

las ondas parciales reflejadas en los planos reticulares interfieren entre sí y la interferencia es constructiva cuando la diferencia de recorrido Δ entre las ondas parciales es un múltiplo entero de la longitud de onda λ .

La diferencia de recorrido se puede calcular tomando como ayuda la Fig. 1. Se obtiene

$$(1) \quad \Delta = 2 \cdot d \cdot \sin\vartheta.$$

d : Distancia entre planos reticulares

ϑ : Ángulo de incidencia resp. ángulo de salida

Por lo tanto la condición para interferencia constructiva es:

$$(2) \quad 2 \cdot d \cdot \sin\vartheta_n = n \cdot \lambda.$$

Si se aplica una radiación X monocromática de longitud de onda conocida, se puede así determinar la distancia entre los planos reticulares d por medio de la medición de un ángulo.

Esto se hace en la práctica girando el monocristal en un ángulo ϑ con respecto a la dirección de incidencia y al mismo tiempo girando el tubo contador de Geiger-Müller un ángulo 2ϑ , véase Fig. 2. La condición (2) se cumple exactamente cuando el tubo contador registra intensidad máxima.

En el experimento se utiliza la radiación X característica con ánodo de cobre. Im. En ella se encuentran la radiación K_α con la longitud de onda $\lambda = 154 \text{ pm}$ y la radiación K_β con $\lambda = 138 \text{ pm}$. Con un filtro de Ni se puede suprimir casi totalmente la radiación K_β , porque el borde de absorción se encuentra entre estas dos longitudes de onda características nombradas. Además de la radiación característica, el tubo de rayos X emite siempre la radiación de frenado con una radiación espectral continua. Esto se puede observar en las curvas de medida como un "fondo" debajo de los picos de la radiación característica. En el experimento se estudian monocristales cúbicos, que están cortados paralelamente al plano (100). Por lo tanto los planos reticulares relevantes para la reflexión de Bragg son fáciles de identificar. Para aumentar la exactitud de medida se miden varios ordenes de difracción. Se tienen a disposición un cristal de LiF y uno de NaCl. Mediciones complementarias se pueden realizar con un cristal de KCl y uno de RbCl. Todos muestran la misma estructura cristalina en la cual dos clases de átomos ocupan alternativamente lugares en la red. La distancia entre planos reticulares d corresponde a media constante reticular a .

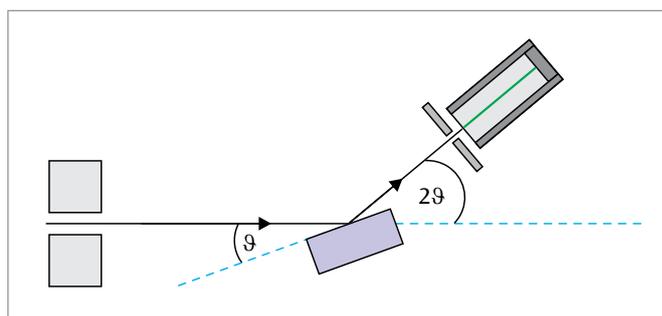


Fig. 1: Principio de medición

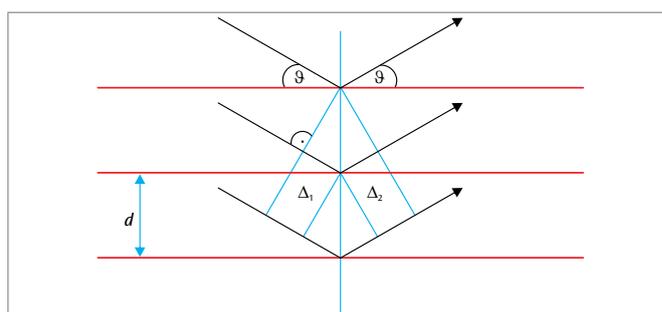


Fig. 2: Representación para deducir la condición de Bragg

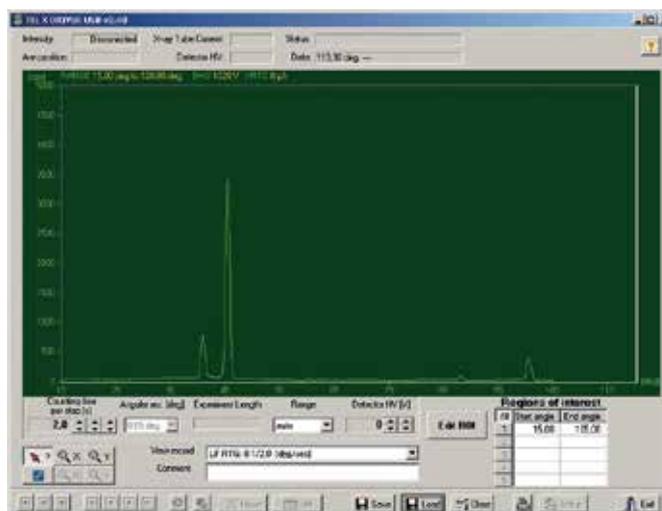


Fig. 3: Curva de Bragg para el NaCl

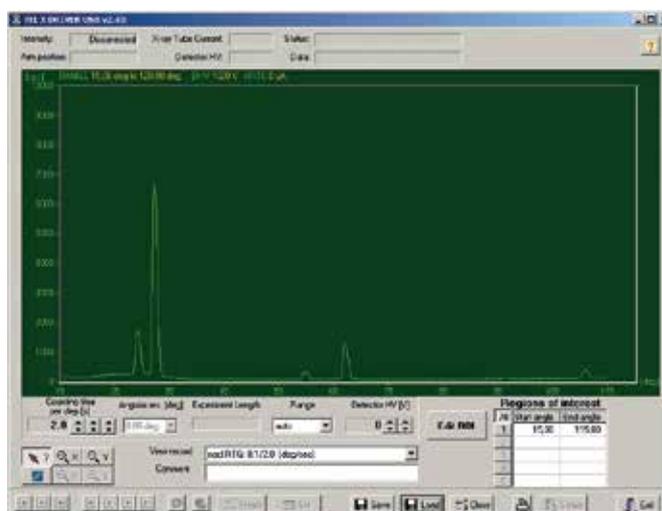


Fig. 4: Curva de Bragg para el LiF

EVALUACIÓN

Aplicando la ecuación (2) se obtiene la siguiente ecuación de determinación para la constante reticular buscada:

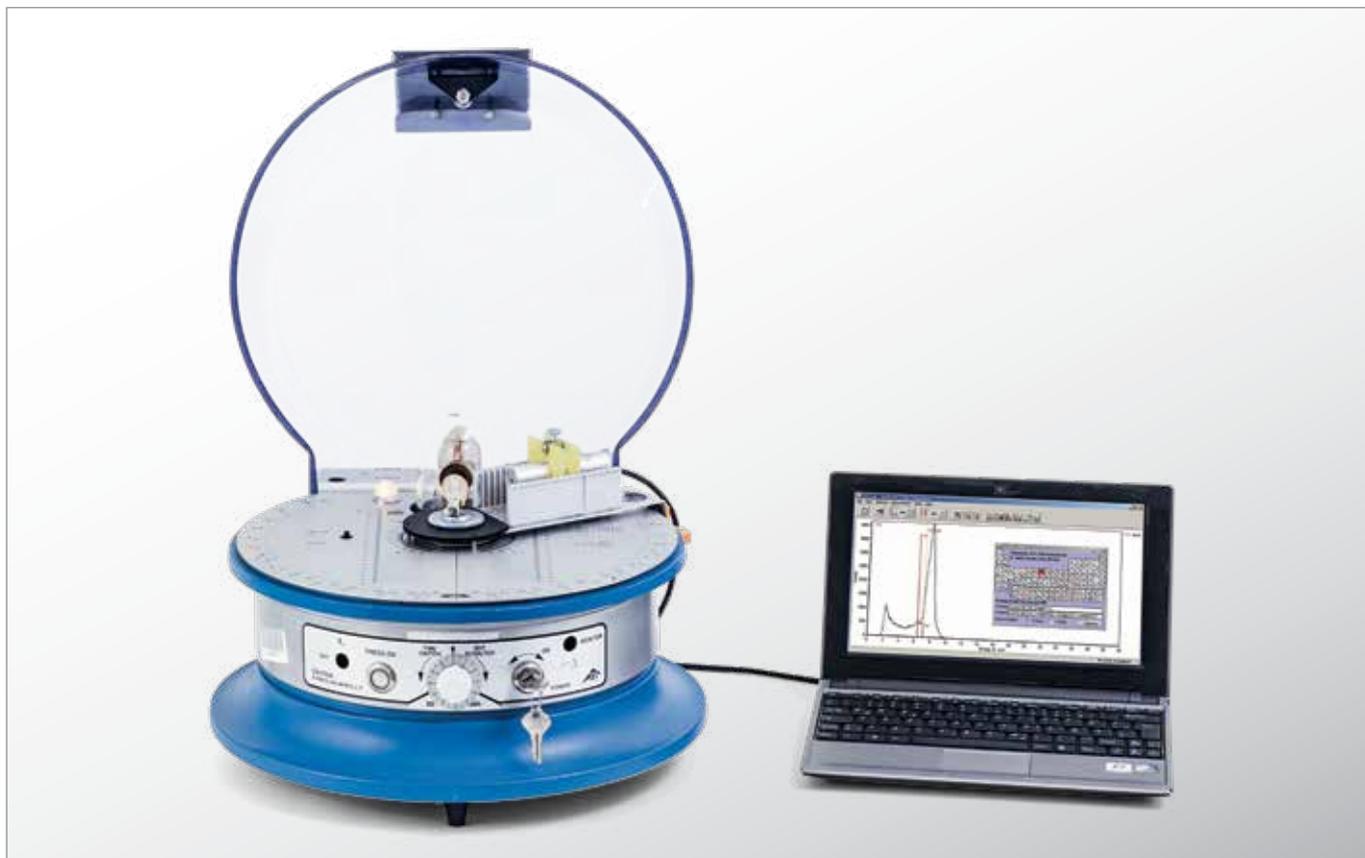
$$a = 2 \cdot d = \lambda_{K\alpha} \cdot \frac{n}{\sin\vartheta_n}$$

Una comparación de los valores encontrados para NaCl, KCl und RbCl muestra que la constante reticular tiene una correlación con el tamaño del ión alcalino. También las constantes reticulares del LiF y el NaCl se diferencian porque los componentes cristalinos tienen diferente tamaño.



Fig. 5: Cristal de NaCl

UE7020100 | FLUORESCENCIA DE RAYOS X



> TAREAS

- Registro de los espectros de fluorescencia de rayos X de diferentes pruebas de materiales.
- Identificación de las componentes químicas basándose en las líneas de rayos X características.

OBJETIVO

Análisis no destructivo de la composición química

RESUMEN

Los elementos químicos se pueden identificar inequívocamente basándose en su radiación X característica, porque la energía de la radiación depende del número de orden del elemento. Se habla entonces del análisis de fluorescencia de rayos X, cuando la radiación X característica se excita irradiando el material estudiado por medio cuantos de rayos X de alta energía. En el experimento se analizan varias muestras de material con miras al estudio de su composición química. Se comparan así, hierro de forja con acero inoxidable, cobre con latón y bronce, así como diferentes monedas.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de Rayos X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 o
	Aparato de Rayos X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Conjunto básico Bragg	1008508
1	Detector de energía de rayos X	1008629
1	Conjunto de muestras fluorescentes	1012868

FUNDAMENTOS GENERALES

Los elementos químicos se pueden identificar inequívocamente basándose en su radiación X característica, porque la energía de la radiación depende del número de orden del elemento. Por lo tanto, la composición química de un material se puede determinar midiendo la radiación X característica. Los enlaces químicos de los elementos no juegan ningún papel porque estos no influyen sobre las capas internas, donde tienen lugar las transiciones de rayos X.

Se habla de análisis de fluorescencia de rayos X cuando la radiación X característica del material estudiado se excita por irradiación con cuantos de rayos X de alta energía. La energía de excitación debe ser mayor que la energía de la radiación característica esperada, por lo tanto puede que transiciones de la serie K en elementos de número de orden muy grande no sean excitados. El análisis tiene que considerar también transiciones de la serie L, véase Fig. 1.

Para el registro de los espectros energéticos, en el experimento se tiene a disposición un detector de energías de rayos X. La radiación X incidente genera pares de electrón-Hueco por interacción con los átomos del cristal de un fotodiodo PIN de Si, cuya carga total es proporcional a la energía de los rayos X. La carga es convertida en un impulso de tensión cuya altura proporcional es a la energía de la radiación X y se transmite a un computador como valor digital. Un software de evaluación representa gráficamente la distribución de la frecuencia de las alturas de los impulsos. Después de una calibración energética la distribución de frecuencia es el espectro energético buscado.

En el experimento se utiliza un tubo de rayos X con ánodo de cobre como fuente de radiación. Se analizan diversas muestras de materiales en miras a estudiar su composición química. En esta forma se comparan, hierro de forja con acero inoxidable, cobre con latón y bronce, así como diversas monedas.

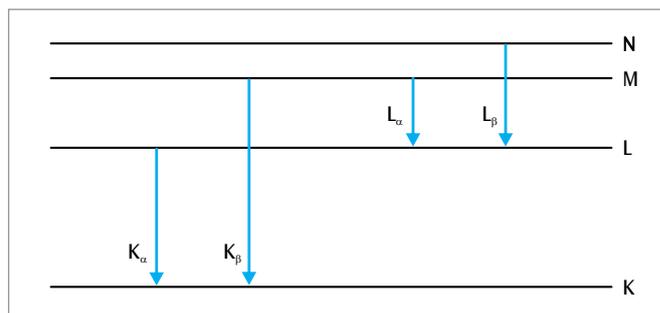


Fig. 1: Esquema simplificado de los niveles energéticos de un átomo, con las líneas de rayos X características

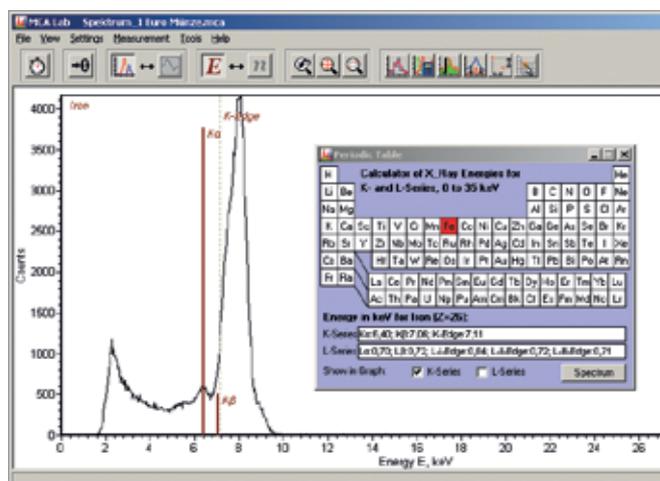


Fig. 2: Espectro de fluorescencia de rayos X de una moneda de 1 Euro

EVALUACIÓN

Por medio del software de evaluación se comparan las energías encontradas con los valores bibliográficos para la radiación característica de los elementos que vengan al caso.

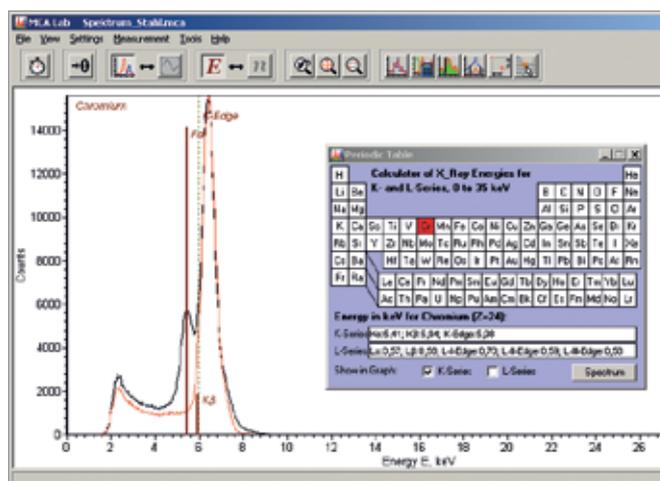
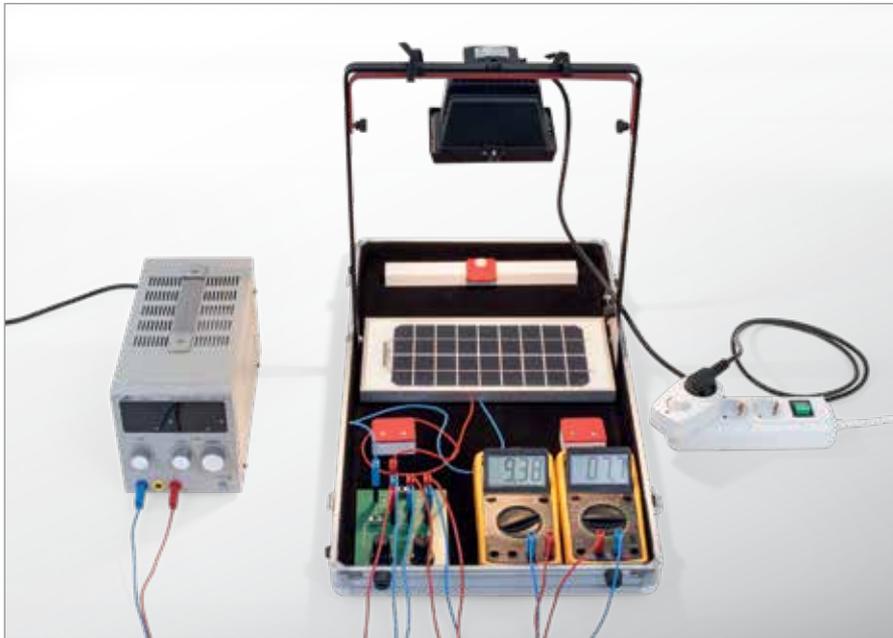


Fig. 3: Espectro de fluorescencia de rayos X de hierro de forja (rojo) y acero inoxidable (negro)

UE8020100 | INSTALACIONES FOTOVOLTAICAS



OBJETIVO

Medición de las curvas características de un módulo fotovoltaico en dependencia con la intensidad de la iluminación

RESUMEN

Una instalación fotovoltaica convierte la energía luminosa de la luz solar en energía eléctrica. Para ello se utilizan células solares, las cuales, p.ej. se componen de silicio dopado apropiadamente y en principio corresponden a un fotodiodo de gran superficie. En la célula solar la luz absorbida desprende portadores de carga de los enlaces cristalinos, los cuales contribuyen a una corriente fotoeléctrica en contra de la dirección de conducción de la transición p-n. La corriente entregable a la carga externa está limitada por la corriente

TAREAS

- Medición de las curvas características $I-U$ de un módulo fotovoltaico bajo diferentes intensidades de iluminación.
- Comparación de las curvas características medidas con un cálculo según el modelo de un diodo.
- Determinación de la relación entre voltaje de circuito abierto y corriente de cortocircuito para diferentes intensidades de iluminación.

del diodo de la célula solar. Ésta alcanza el valor cero con la llamada tensión de circuito abierto U_{OC} , porque la corriente fotoeléctrica y la corriente del diodo en este punto se compensan, y se hace negativa cuando se conecta una tensión por encima de la tensión de circuito abierto. En el rango de corrientes positivas, la célula solar se puede hacer funcionar como generador para entregar energía eléctrica a una carga externa. En el experimento se miden las curvas características de este generador en dependencia con la intensidad de la iluminación y se describen con un juego de parámetros sencillo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	SEA Energía solar (230 V, 50/60 Hz)	1017732 o
	SEA Energía solar (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 o
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

FUNDAMENTOS GENERALES

El concepto de “Fotovoltaica” es una combinación de la palabra griega “Phos” (Luz) y el nombre del Volta. Este nombre hace honor a *Allesandro Volta* el cual entre otras, inventó la primera batería electroquímica capaz de funcionar. Una instalación fotovoltaica convierte la energía luminosa “disponible sin costos” de la luz solar en energía eléctrica sin emisión de CO_2 . Para ello se utilizan células solares, las cuales, p.ej. se componen de silicio dopado apropiadamente y en principio corresponden a un fotodiodo de gran superficie. La luz absorbida por la célula solar desprende portadores de carga de los enlaces cristalinos, (efecto fotoeléctrico interno) los cuales, en el campo eléctrico de la transición p-n creada por el dopado llegan a los contactos externos de la célula solar, los electrones al lado dopado n y los defectos de electrones (huecos) al lado dopado p (Fig. 1) Así se genera la corriente fotoeléctrica en contra de la dirección de conducción de la transición p-n, la cual puede entregar energía eléctrica a la carga externa.

La corriente fotoeléctrica I_{ph} es proporcional a la intensidad de la iluminación Φ :

$$(1) \quad I_{ph} = \text{const} \cdot \Phi$$

Ésta se sobrepone con la corriente de diodo en la dirección de conducción

$$(2) \quad I_d = I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

I_s : Corriente de saturación, U_T : Tensión de estrés térmico

y aumenta tanto más fuertemente cuando la tensión U que se crea entre los puntos de contacto sobrepasa la tensión de difusión U_D . Por lo tanto la corriente I entregada hacia afuera es limitada por la corriente de diodo:

$$(3) \quad I = I_{ph} - I_D = I_{ph} - I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

En la así llamada tensión de circuito abierto U_{OC} llega al valor cero, porque la corriente fotoeléctrica y la corriente de diodo allí se compensan exactamente y se hace negativa cuando se conecta una tensión $U > U_{OC}$. En el rango de corrientes positivas la célula solar se puede hacer funcionar como generador para entregar energía eléctrica a una carga externa. La ecuación (3) describe la curva característica $I-U$ de este generador. Como la corriente fotoeléctrica I_{ph} en la práctica es fuertemente mayor que la corriente de saturación I_s , se puede deducir de (3) para la tensión de circuito abierto la relación

$$(4) \quad U_{oc} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s}\right)$$

Si la célula solar se puentea en sus puntos de contacto, ella entrega la corriente de cortocircuito I_{SC} , la cual, debido a que $U = 0$ según (3) corresponde a la corriente fotoeléctrica. Es decir

$$(5) \quad U_{oc} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{SC}}{I_s}\right), \text{ con } I_{SC} = I_{ph}$$

La Ec 2. describe el comportamiento del diodo en el marco del llamado "Modelo estándar". Aquí la corriente de saturación I_s es una magnitud que dependen del material y de los datos eléctricos de la célula solar. Para la tensión de estres térmico U_T se tiene

$$(6) \quad U_T = \frac{m \cdot k \cdot T}{e}$$

$m = 1 \dots 2$: Factor de idealidad, k : Constante de Boltzmann, e : Carga elemental, T : Temperatura en Kelvin

En una observación más exacta de la curva característica se deben tener en cuenta corrientes de fuga en los bordes de la célula solar y cortocircuitos puntuales en la transición p-n, los cuales se dejan modelar por medio de una resistencia en paralelo R_p . En esta forma la ecuación (3) se convierte en:

$$(7) \quad I = I_{ph} - I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) - \frac{U}{R_p}$$

Para lograr tensiones bien aplicables en el alcance entre 20 y 50 V, en la práctica se conectan muchas células solares en serie en un módulo fotovoltaico compuesto por 18 células solares. Una conexión en serie como tal, formada por 18 células solares conectadas en serie, se ilumina en el experimento con una lámpara halógena de intensidad de iluminación variable, para registrar las curvas características del módulo con intensidades de iluminación diferentes.

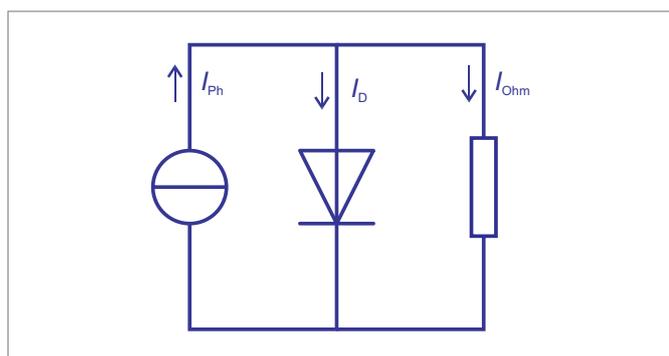


Fig. 3: Circuito equivalente para el módulo fotovoltaico

EVALUACIÓN

El grupo de curvas características corriente – tensión del módulo fotovoltaico (Fig. 2) se puede describir con la Ec. 7, cuando independiente de la intensidad de la iluminación se utiliza el mismo juego de parámetros I_s , U_T und R_p y se elige la corriente fotoeléctrica I_{ph} dependiente de la intensidad de la iluminación. Sin embargo, la tensión de estres térmico U_T es 18 veces el valor estimado en la Ec. 6, porque el módulo está compuesto de 18 células solares conectadas en serie. Como circuito equivalente para el módulo fotovoltaico se puede entonces especificar una conexión en paralelo compuesta de una fuente de corriente ideal, una conexión en serie de 18 diodos semiconductores y una resistencia óhmica, véase Fig. 3. La fuente de corriente entrega una corriente dependiente de la intensidad de la iluminación en dirección de bloqueo.

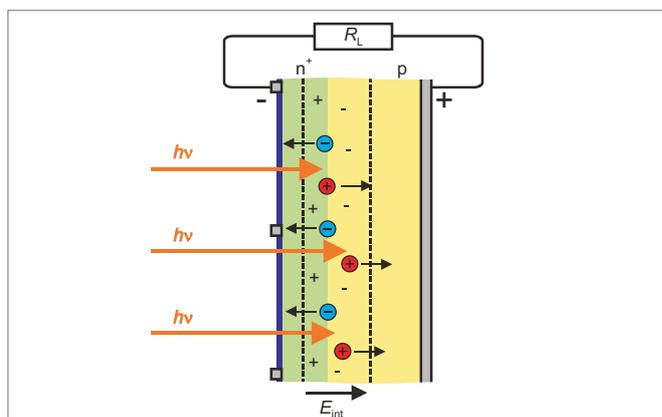


Fig. 1: Representación esquemática de una célula solar como elemento semi-conductor,

n^+ : Sector fuertemente dopado n, p: Sector dopado p,
 : electrón de defecto (hueco) generado por la absorción de la luz,
 : electrón libre generado por la absorción de luz,
 + : carga positiva "estacionaria",
 - : carga negativa "estacionaria",
 E_{int} : Campo eléctrico aplicado por diferencia en la carga espacial,
 R_L -Resistencia de carga

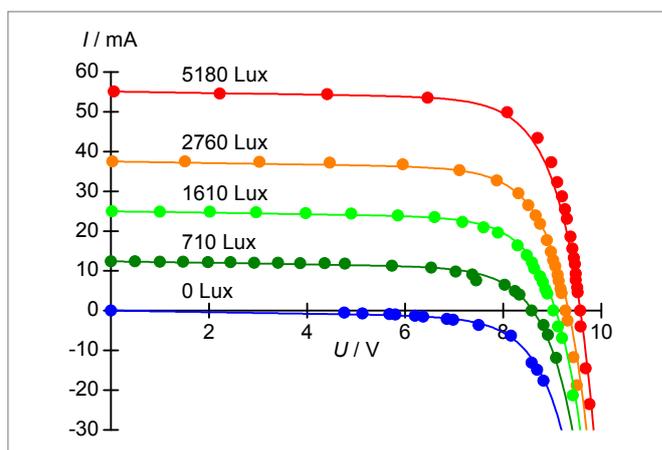
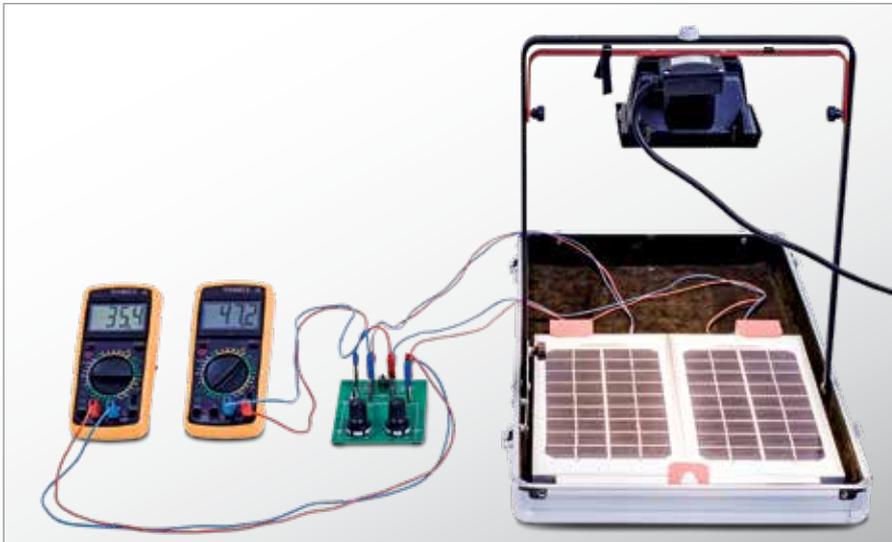


Fig. 2: Grupo de curvas características corriente-tensión de un módulo fotovoltaico para cinco diferentes intensidades de iluminación

UE8020200 | INSTALACIONES FOTOVOLTAICAS



OBJETIVO

Estudio de la influencia del sombreado parcial

TAREAS

- Medición y análisis de la línea característica $I-U$ y de la línea característica $P-R$ de una conexión en serie de dos módulos fotovoltaicos.
- Medición y análisis de las líneas características en caso de un sombreado parcial con y sin protección por diodos de bypass.
- Comprobación de la tensión de bloqueo en un módulo sombreado y sin protección.
- Determinación de las pérdidas de potencia por el sombreado parcial.

RESUMEN

En instalaciones fotovoltaicas normalmente varios módulos se conectan en serie formando un ramal. Los módulos son, a su vez, conexiones en serie de muchas celdas solares. En la práctica tienen lugar sombreados parciales. Entonces, módulos individuales de la instalación son iluminados con una intensidad reducida y entregan por lo tanto sólo una corriente fotoeléctrica pequeña, la cual limita la corriente que fluye por la conexión en serie completa. Esto se evita por medio de la conexión de diodos de bypass. En el experimento dos módulos compuestos cada uno de 18 celdas solares representan una instalación fotovoltaica sencilla. Éstos se conectan opcionalmente sin o con diodos de bypass adicionales en serie y se iluminan con la luz de una lámpara halógena.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	SEA Energía solar (230 V, 50/60 Hz)	1017732 o
	SEA Energía solar (115 V, 50/60 Hz)	1017731

FUNDAMENTOS GENERALES

En instalaciones fotovoltaicas normalmente se conectan en serie varios módulos formando un ramal. Los módulos son, a su vez, conexiones en serie de muchas celdas solares.

El cálculo de la corriente y de la tensión de una conexión en serie como esta sigue las leyes de Kirchhoff teniendo en cuenta la característica de corriente contra tensión de las celdas solares. A través de la conexión en serie de todos los módulos fluye la misma corriente I y la tensión total

$$(1) \quad U = \sum_{i=1}^n U_i$$

n : Número de módulos

es la suma de todas las tensiones U_i entre los puntos de conexión de cada uno de los módulos individuales. La característica de corriente contra tensión de una celda solar resp. de un módulo se puede explicar bien por medio de un circuito equivalente, el cual está compuesto de una conexión antiparalela compuesta de una fuente de corriente constante, que entrega la corriente fotoeléctrica, y un "diodo semiconductor". Pérdidas ohmicas que aparezcan corresponden a una resistencia adicional conectada en paralelo (véase el experimento UE8020100 y la Fig. 1). La corriente fotoeléctrica es proporcional a la intensidad de iluminación de la luz. Con intensidad de iluminación igual los módulos se comportan en igual forma y crean cada uno la misma tensión individual. Entonces, de la Ec. 1 se tiene:

$$(2) \quad U = n \cdot U_i$$

Sin embargo, en la práctica pueden tener lugar sombreados parciales en una instalación foto-

voltáica. Algunos módulos de la instalación son entonces iluminados con una intensidad de luz reducida y entregan sólo una corriente fotoeléctrica pequeña, la cual limita la corriente a través de toda la conexión en serie. Esta limitación de la corriente conduce a que se creen diferentes tensiones U_i individuales en los módulos. En el caso extremo, en los módulos plenamente iluminados, inclusive con cortocircuito ($U = 0$), se alcanzan valores de hasta de tensión de circuito abierto, véase también la Fig. 2. La suma es estas tensiones, en dirección de bloque, se encuentra en los módulos sombreados. Esto puede provocar un recalentamiento masivo y un encapsulado o una destrucción de las mismas celdas solares. Como protección las instalaciones fotovoltaicas están equipadas de diodos de bypass, los cuales pueden hacer una derivación de la corriente en los elementos sombreados.

En el experimento dos módulos, compuestos cada uno de 18 celdas solares, representan una instalación fotovoltaica sencilla. Éstos se pueden conectar en serie opcionalmente sin o con diodos de bypass adicionales y ser iluminados con la luz de una lámpara halógena.

Primero se iluminan ambos módulos fuertemente con la misma intensidad y luego un módulo se sombrea de tal forma que entregue solamente la mitad de la corriente fotoeléctrica.

En todos los casos se registran y se comparan las líneas características de $I-U$, desde cortocircuito hasta circuito abierto. Además se calculan las potencias como funciones de la resistencia de carga, para determinar las pérdidas de potencia por el sombreado y la influencia de los diodos de bypass.

En el caso del cortocircuito se mide además separadamente la tensión en el módulo sombreado, ésta llega a -9 V , cuando el módulo no está protegido por un diodo de bypass.

EVALUACIÓN

Si un módulo, p. ej., entrega sólo la mitad de la corriente fotoeléctrica, ésta determina la corriente de cortocircuito de la conexión en serie, cuando no se emplea ningún diodo de bypass.

Con un diodo de bypass se logra que un módulo totalmente iluminado entregue su corriente más alta, hasta que ésta se reduzca porque se llega a la tensión de circuito abierto de cada módulo.

El modelo matemático para la adaptación de los valores de medida en las Figs. 3 y 4 tiene en cuenta las leyes de Kirchhoff y aplica las líneas características de corriente contra tensión de los módulos individuales determinadas en el experimento UE8020100, con los parámetros I_S , U_T y R_p . Para tener en cuenta los diodos de bypass se consideran sus líneas características.

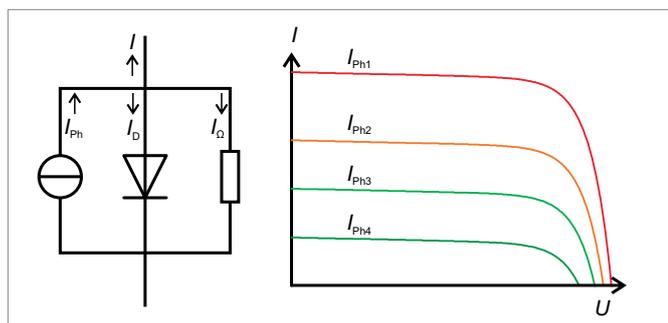


Fig. 1: Circuito equivalente y líneas características de una celda solar

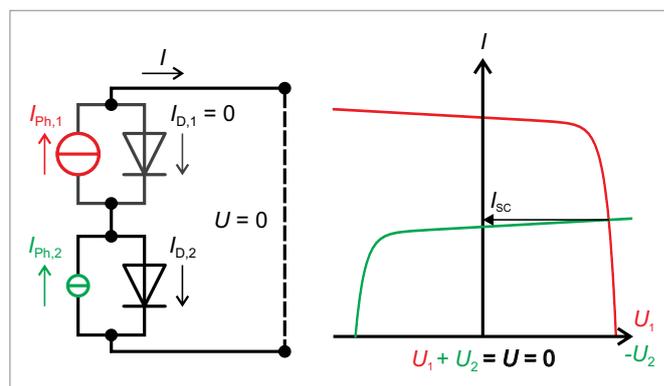


Fig. 2: Observación esquemática de un sombreado parcial de la conexión en serie de dos módulos sin bypass, en cortocircuito ($U = 0$). La línea característica del módulo sombreado (verde) está representada especularmente. Aquí se ajusta una tensión U_2 en dirección de bloqueo.

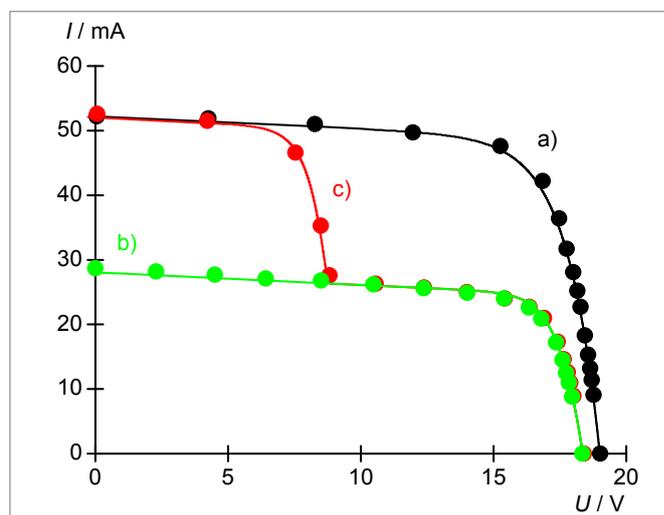


Fig. 3: Línea característica $I-U$ de la conexión en serie de dos módulos. a) Sin sombreado, b) Sombreado parcial, sin bypass, c) sombreado parcial, con bypass.

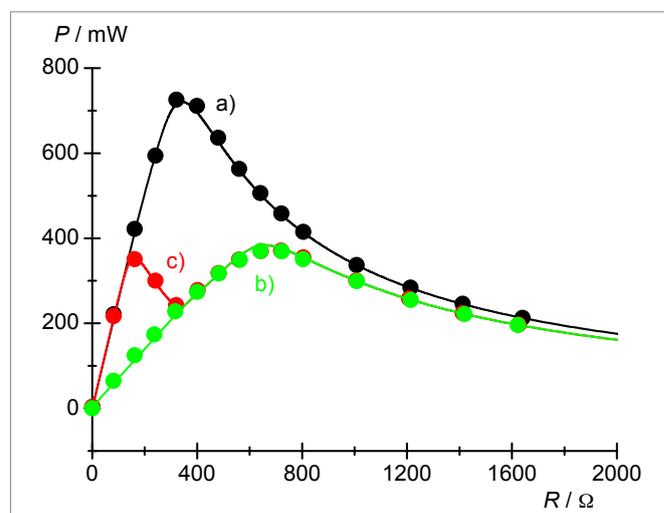
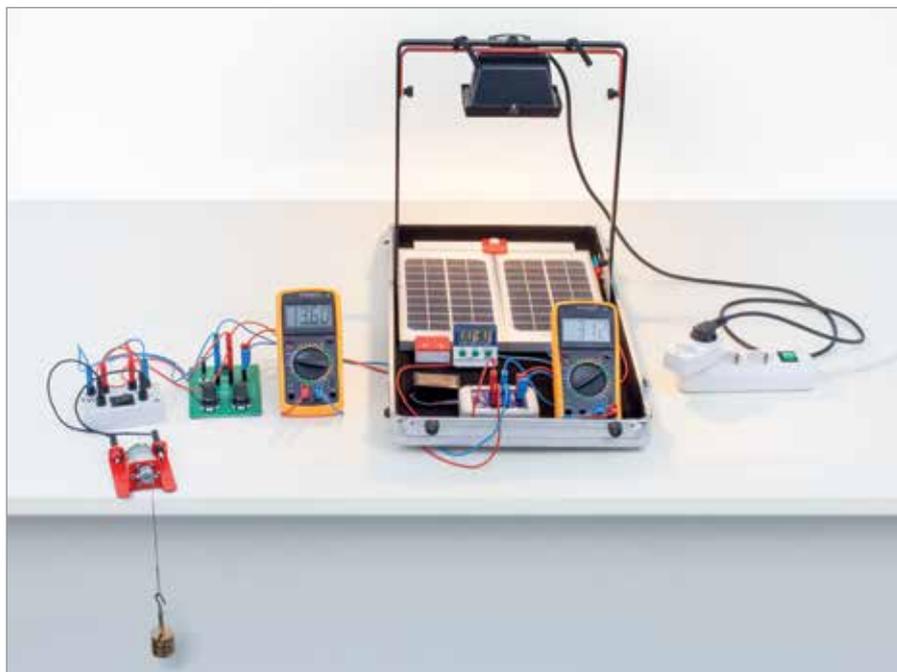


Fig. 4: Línea característica $P-R$ de la conexión en serie de dos módulos. a) Sin sombreado b) Sombreado parcial, sin bypass, c) Sombreado parcial, con bypass.

UE8020250 | INSTALACIONES FOTOVOLTÁICAS



OBJETIVO

Estudio de una instalación insular para la generación y el almacenamiento de energía eléctrica

> TAREAS

- Determinación de la corriente de trabajo del contador de carga electrónico y la intensidad de iluminación mínima necesaria para el funcionamiento.
- Estudio del balance de corriente de la instalación insular para diferentes cargas óhmicas y diferentes intensidades de iluminación en funcionamiento en el laboratorio.
- Medición de la corriente solar suministrada y de la corriente de carga resp. de descarga en dependencia con la corriente de carga para diferentes intensidades de iluminación.

RESUMEN

Instalaciones insulares son instalaciones de suministro de corriente sin conexión a la red de suministro pública y comprenden, la generación y el almacenamiento de energía eléctrica. Frecuentemente se aplican módulos fotovoltaicos para la generación de la energía y acumuladores para el almacenamiento. Para entender una instalación insular como tal, se utilizan en el experimento dos módulos fotovoltaicos para cargar un acumulador de níquel metal hidruro. Un motor de corriente continua conectado como consumidor descarga el acumulador mientras un contador de carga electrónico mide la carga que entra o que sale. Por medio de una conexión en serie de dos módulos se logra una carga confiable del acumulador, también con intensidades de iluminación muy bajas, porque la tensión de circuito abierto evidentemente se encuentra muy por encima de la tensión del acumulador.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	SEA Energía solar (230 V, 50/60 Hz)	1017732 o
	SEA Energía solar (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Contador de carga con acumulador	1017734
1	Motor de engranajes con roldana	1017735
1	Juego de pesas de ranura 5 x 100 g	1003228
1	Cuerda, 100 m	1007112
1	Conmutador bipolar	1018439
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840
1	Timer	1003009

FUNDAMENTOS GENERALES

Instalaciones insulares son instalaciones de suministro de corriente sin conexión a la red de suministro pública. Éstas comprenden, la generación y el almacenamiento de energía eléctrica y se instalan cuando la conexión un red de suministro pública no es posible o no es rentable o no ofrece suficiente flexibilidad y movilidad. Frecuentemente se aplican módulos fotovoltaicos para la generación de la energía y acumuladores para el almacenamiento. Para entender una instalación insular como tal, se utilizan en el experimento dos módulos

fotovoltaicos con una potencia nominal de 5 W para la carga de un acumulador de níquel metal hidruro con una capacidad de 220 mAh. Un motor de corriente continua conectado como consumidor descarga el acumulador mientras un contador de carga electrónico mide la carga que entra o que sale. Se desiste de un regulador de carga como se hace habitualmente en la práctica.

La tensión U_{Accu} del acumulador asciende nominalmente hasta 8,4 V, pero depende del estado de carga así como de la corriente de carga I_{Accu} y llega en la práctica hasta 10 V. Ésta determina la tensión en todas las ramas conectadas paralelamente (véase Fig. 1):

$$(1) \quad U_{Accu} = U_{Op} = U_L = U_{Solar}$$

La corriente I_{Solar} suministrada se utiliza como corriente de operación I_{Op} para el contador de carga electrónico, como corriente de carga I_{Accu} para el acumulador y como corriente I_L por la carga óhmica conectada. El balance de corriente también vale en el caso de una corriente de carga negativa I_{Accu} , es decir para una descarga del acumulador

$$(2) \quad I_{Solar} = I_{Accu} + I_{Op} + I_L$$

La corriente de operación $I_{Op} = 10$ mA se establece por el circuito electrónico del contador de carga, mientras la corriente de carga I_L depende de la resistencia óhmica R_L de la carga conectada. Por consiguiente, el acumulador se carga cuando la instalación fotovoltaica suministra corriente y la resistencia de carga no es muy pequeña. Para una carga confiable del aculador, también para intensidades de iluminación más bajas, la instalación fotovoltaica se debe configurar de tal forma que su tensión de circuito abierto U_{OC} esté muy por encima de la tensión U_{Accu} . Una comparación con las curvas características medidas en el experimento UE8020100 muestra que esto se puede lograr con seguridad con la conexión en serie de dos módulos. La corriente solar I_{Solar} es entonces en buena aproximación proporcional a la intensidad de la iluminación E y alcanza, bajo condiciones de laboratorio, valores de hasta 50 mA, los cuales son óptimos para una carga rápida del acumulador.

Como cargas óhmicas se utilizan, un motor de corriente continua y una cascada de resistencias, por medio de las cuales se puede detectar la curva característica de la instalación insular y además se comprueba que la corriente solar suministrada es independiente de la carga óhmica. Como resultado se puede, por ejemplo, indicar la claridad mínima necesaria sería para cargar el acumulador en ausencia de todas las cargas.

OBSERVACIÓN

En la operación de los módulos fotovoltaicos en luz solar bajo cielo abierto pueden lograrse corrientes evidentemente mucho más altas. Aquí no se debe conectar el acumulador sin una carga óhmica adicional que se encargue de que la corriente de carga I_{Accu} no sobrepase los 44 mA.

EVALUACIÓN

La corriente de operación del contador de carga se determina a partir de la carga que sale del acumulador en 30 s cuando ni el módulo ni el consumidor están conectados.

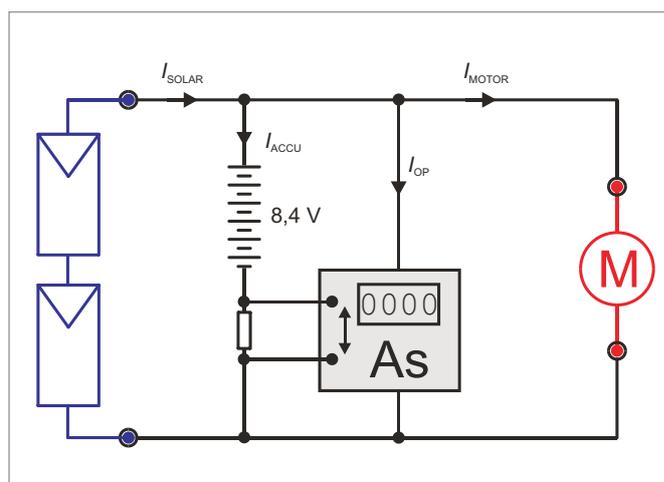


Fig. 1: Diagrama de bloques de la instalación insular

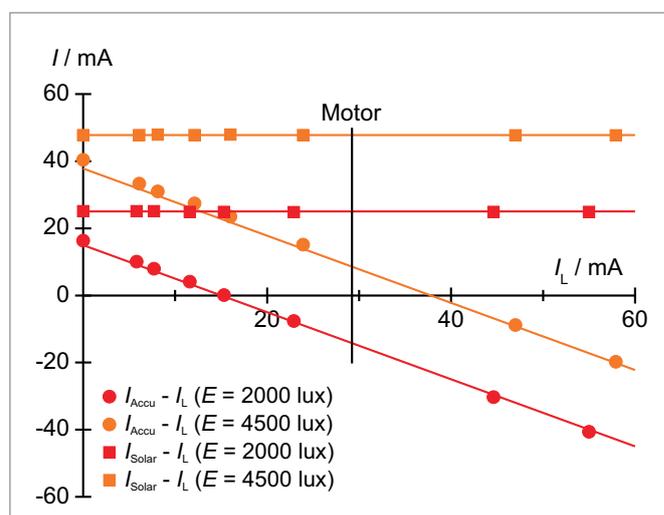


Fig. 2: Curvas características de carga de la instalación insular

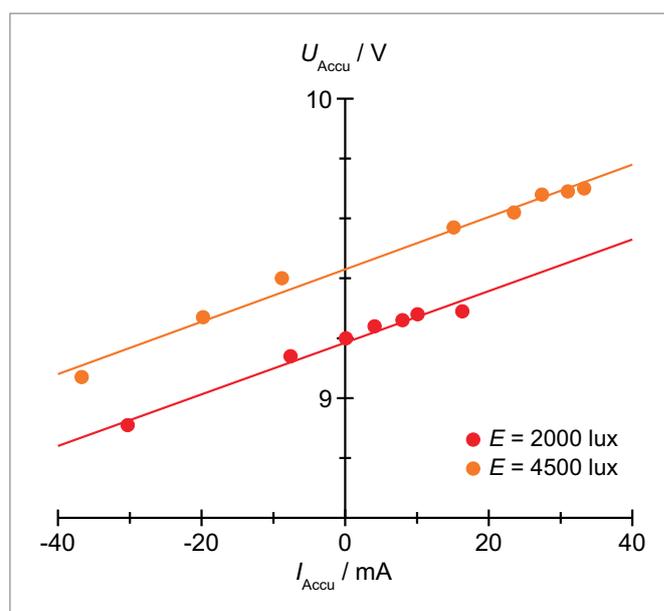
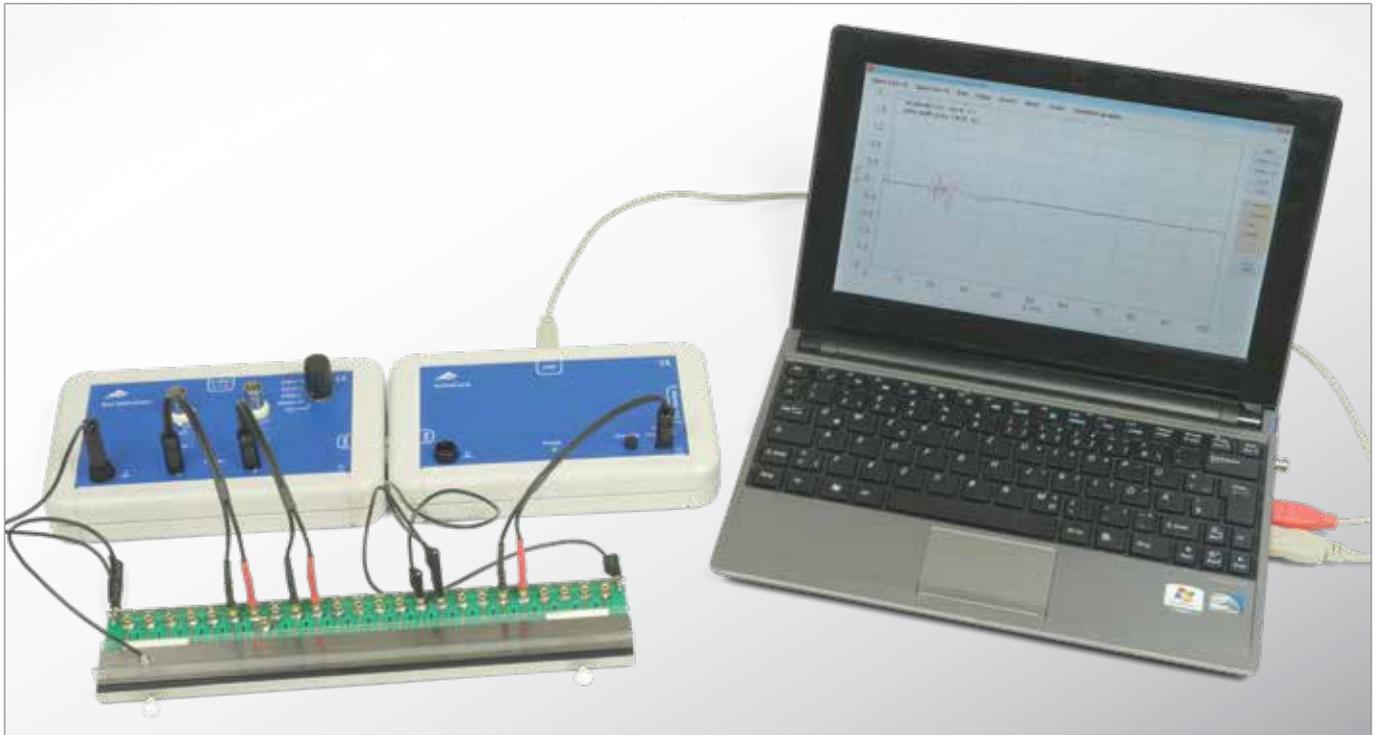


Fig. 3: Curvas características del acumulador con diferentes intensidades de iluminación. Dependiendo del estado de la carga del acumulador, estas curvas características se desplazan hacia arriba o hacia abajo en el eje y.



> TAREAS

- Análisis de los potenciales de actividad de las fibras nerviosas gigantes de las lombrices de tierra tras estímulo eléctrico.
- Análisis de los potenciales de actividad de las fibras nerviosas gigantes de las lombrices de tierra tras estímulo táctil.
- Opcional: Registro de un electrocardiograma y un electrocardiograma simples de seres humanos.

ADVERTENCIA

Los experimentos electrofisiológicos en seres humanos no se deben llevar a cabo sin un fiable aislamiento de la tensión principal. Emplee los valores obtenidos y las curvas de medición únicamente con propósitos educativos: nunca utilice dichos valores para evaluar el estado de salud de una persona.

OBJETIVO

Análisis de los potenciales de acción de las fibras nerviosas gigantes de las lombrices de tierra tras estímulo eléctrico y táctil

RESUMEN

En esta adaptación del famoso experimento que Luigi Galvani realizara con una pata de rana, en primer lugar, una fibra del nervio gigante de una lombriz de tierra se somete a estímulo eléctrico. La acción potencial resultante se amplifica y se mide por medio de una interfaz. Como siguiente paso, la lombriz recibe un estímulo táctil, el cual también conduce a un potencial de actividad. De manera opcional, es posible registrar en seres humanos un electrocardiograma y un electromiograma simples.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Cámara de medición para experimentos con lombrices	1020601
1	Bio-amplificador (230 V, 50/60 Hz)	1020599 o
	Bio-amplificador	1020600
1	Interfaz de medición biológica	1020602
1	Aparato de estimulación para experimentos con lombrices	1020603
	Lombrices de tierra gigantes	
Recomendado adicionalmente:		
1	Cable de conexión para electrocardiograma	1020605
1	Juego de 30 electrodos para ECG / EMG	5006578

FUNDAMENTOS GENERALES

Tal como demostrara en 1790 el investigador boloñés *Luigi Galvani*, en la pata de una rana intervienen procesos eléctricos como parte del funcionamiento de los nervios y músculos. Actualmente, todavía se utilizan especímenes similares para al análisis de las funciones nerviosas y la contracción muscular. Una alternativa viene dada por el empleo de una lombriz de tierra viva con el fin de ejecutar estos experimentos.

En la primera parte, se pone una lombriz en contacto con una serie de electrodos conectados a un bioamplificador y a una interfaz de bio-mediciones. A continuación, la fibra del nervio gigante de la lombriz se estimula en uno de sus extremos por medio de señales de diferentes tensiones. Apenas la tensión sobrepasa un umbral determinado se puede observar un potencial de actividad. Como siguiente paso, la lombriz recibe un estímulo táctil en los extremos anterior y posterior, lo cual también conduce a la presencia de un potencial de actividad. Dado que el espesor de la piel de la lombriz difiere entre sí en los dos extremos, también se puede observar que los potenciales de actividad poseen una conducta distinta.

Los nervios de la lombriz cuentan con una estructura más simple que la de la rana, lo cual permite medir los impulsos nerviosos en las fibras individuales. Resulta posible demostrar la función de los potenciales nerviosos de los reflejos exhibidos por la lombriz intacta. También se pueden medir los mecanismos celulares de habituación.

Durante la experimentación, la lombriz se encuentra con vida y permanece ilesa. Después de ello, se la puede devolver a su hábitat natural.

EVALUACIÓN

La figura 1 muestra las reacciones de la lombriz de tierra a los estímulos eléctricos. En el gráfico superior, la simulación fue demasiado débil como para provocar un potencial nervioso, pero un estímulo más alto únicamente en 0,1 V, mostrado en el gráfico inferior, resultó suficiente para que apareciera un potencial de actividad.

En la figura 2 se muestran las reacciones a los estímulos táctiles en el extremo anterior (gráfico inferior) y en la cola (gráfico superior). Después de estimular el extremo anterior, el registro tiene lugar en las partes posteriores de la lombriz, mientras que los registros de la parte frontal se realizan después de estimular su cola.

En la figura 3 se muestra un ejemplo de un electromiograma de un bíceps suavemente contraído.

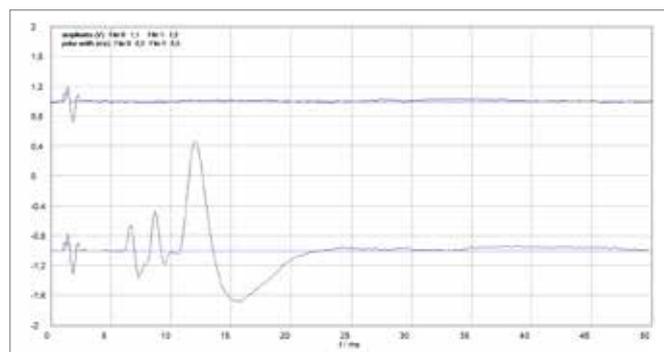


Fig. 1: Reacciones a los estímulos eléctricos

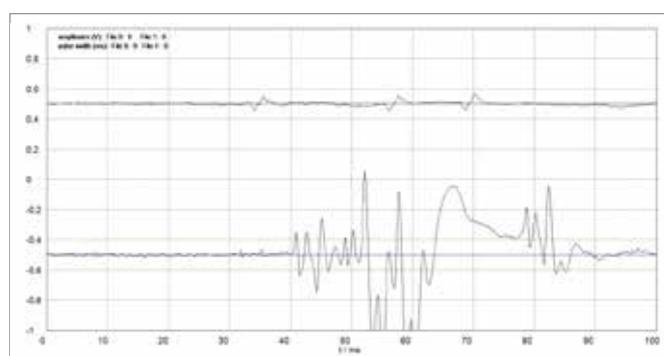


Fig. 2: Reacciones a los estímulos táctiles en el extremo anterior (gráfico inferior) y en la cola (gráfico superior)

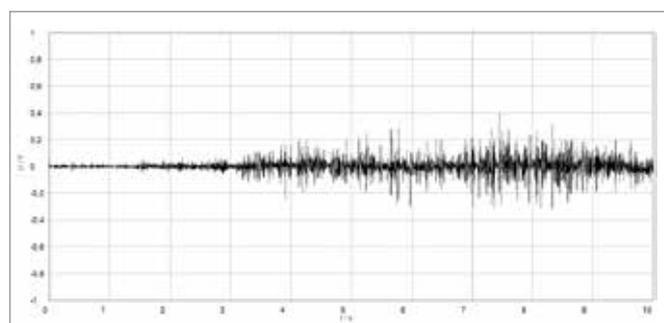
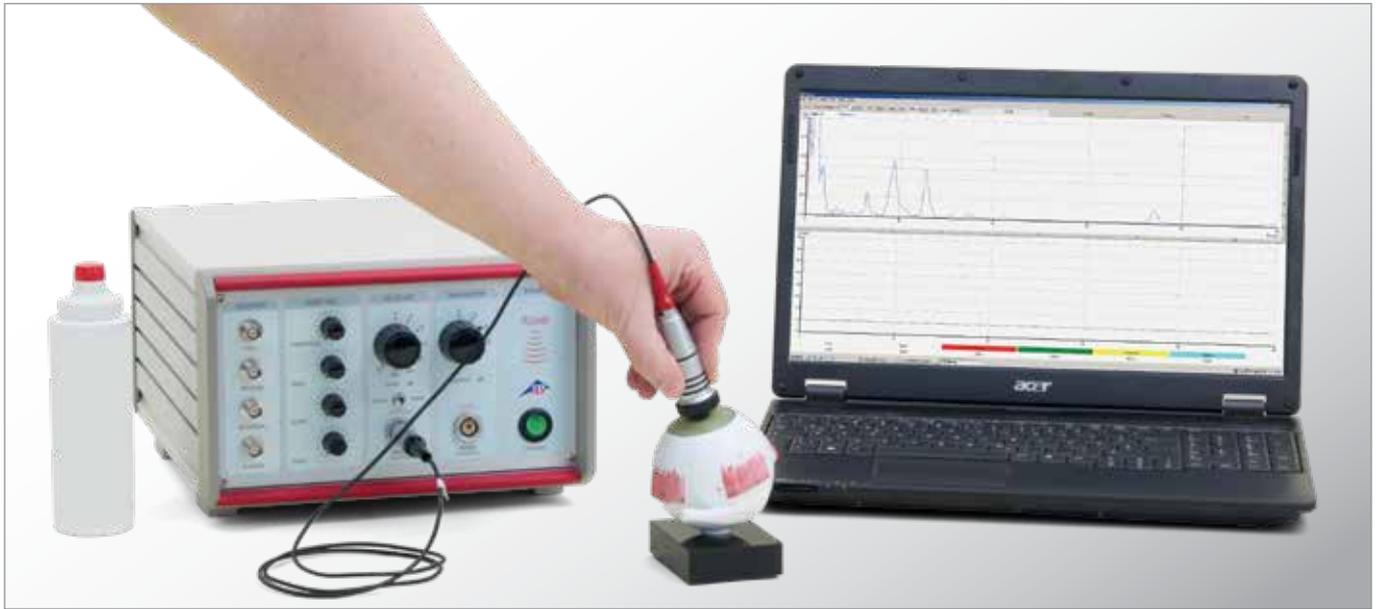


Fig. 3: Electromiograma de un bíceps suavemente contraído

UE9020100 | BIOMETRÍA ULTRASÓNICA



> TAREAS

- Mida la relación biométrica en el modelo de ojo humano usando un método de eco pulsatorio.
- Calcule la geometría de los objetos individuales en el ojo.

OBJETIVO

Determinación de las dimensiones internas en un modelo de ojo humano

RESUMEN

En este experimento se presenta una aplicación común de un escaneo de modo A en materia de biometría de ultrasonido para diagnósticos médicos utilizados en oftalmología. En la simulación de un ojo se medirán todos los elementos correspondientes a su salud y se harán cálculos de correcciones.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Ecógrafo ultrasónico GS200	1018616
1	Sonda de ultrasonido de 2 MHz GS200	1018618
1	Modelo de ojo para biometría de ultrasonido	1012869
1	Gel de acoplamiento para ultrasonido	1008575

FUNDAMENTOS GENERALES

El ultrasonido se usa también en oftalmología. Su mayor importancia radica en el área de la biometría, en la medición de distancias en el ojo. La distancia entre la córnea y la retina adquiere gran importancia para el cálculo de las características de las lentes artificiales que deben llevar los pacientes con cataratas. Aquí es necesaria la ecografía dado que la córnea o los lentes se enturbian demasiado para el uso de métodos ópticos. A menudo, en la actualidad, las investigaciones sobre el humor acuoso y vítreo y acerca del grosor de las lentes, se realizan con nuevos métodos de láser luminoso o de imágenes en modo B ultrasónico.

El tiempo medido del desplazamiento del eco en la exploración en modo A no se puede calcular de manera sencilla como una distancia debido a las diferentes velocidades en los diferentes medios (córnea, lente, humor vítreo). Por esa razón, se requiere un cálculo correctivo. El modelo de dos velocidades: lentes: 2500 m/s, humores: 1410 m/s. Estos valores, al igual que el desplazamiento de la imagen medida del escaneo en modo A, se deben usar para determinar las distancias por medio de la siguiente ecuación:

$$(1) \quad s = v \frac{\Delta t}{2}$$

En el diagnóstico médico, a menudo se emplean «promedios» conocidos por experiencia. Es necesario calcular esta velocidad promedio en el modelo a partir de la ecuación expuesta a continuación:

$$(2) \quad v = \frac{v_1(t_1 + (t_3 - t_2)) + v_2(t_2 - t_1)}{t_3}$$

El gel de acoplamiento ultrasónico se utiliza para conectar la sonda con la córnea del modelo. Mueva lentamente la sonda sobre la córnea en busca de las señales óptimas (2 picos grandes de lente y uno más pequeño de la retina). Una vez medido el tiempo de desplazamiento de los picos resulta posible calcular la distancia real.

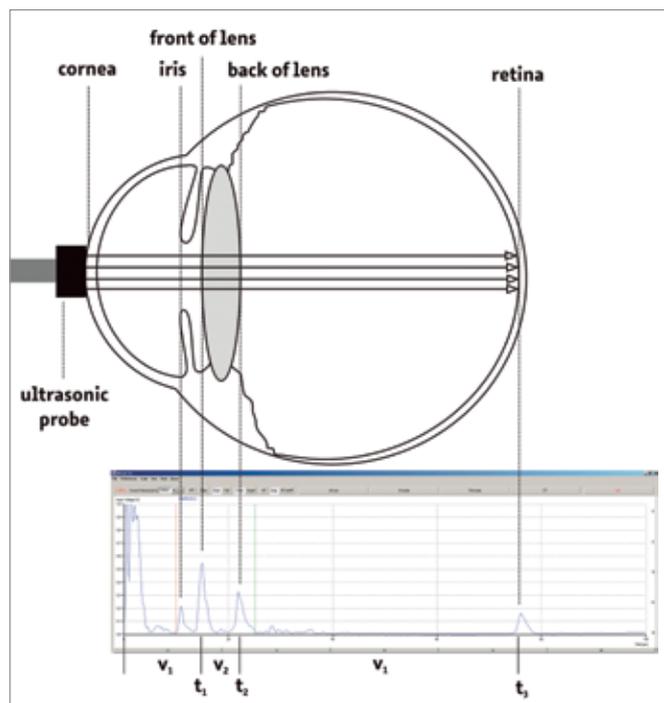


Fig. 1: Imagen en modo A y diagrama esquemático del ojo humano

EVALUACIÓN

Se midió el tiempo de desplazamiento de cada pico y se calculó la velocidad promedio por medio de la ecuación (2). El resultado se ajustó en el dispositivo de escaneo de modo A, este se llevó a la escala de profundidad y se midió la profundidad de cada pico.

Velocidades en m/s

(Humor acuoso/vítreo)	1410 m/s
(Lentes)	2500 m/s

Valores:	Parte frontal de las lentes	Parte posterior de las lentes	Retina
Tiempo en 10^{-6} s	13,7	21,1	74,8
Velocidad promedio			1518 m/s
Profundidad medida en milímetros	11,9	15,9	42,5
Profundidad real en milímetros	9,66	18,91	56,77
Espesor/distancia en milímetros	9,66	9,25	37,86



> TAREAS

- Registro de una imagen ultrasónica CT.
- Análisis de diferentes parámetros de medición.
- Estudio de la influencia del filtrado y del procesamiento de la imagen.

OBJETIVO

Análisis de la formación de una imagen tomográfica ultrasónica computarizada (CT)

RESUMEN

Se ilustran los pasos que conllevan a la formación de una tomografía computarizada. Se analiza la diferencia entre la atenuación y la velocidad del sonido en calidad de parámetro de medición. Se estudia la influencia del filtrado y del procesamiento de la imagen.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Ecógrafo ultrasónico GS200	1018616
1	Control de CT	1017783
1	Escaner de CT	1017782
1	Bandeja de medida de CT	1017785
1	Muestra de CT	1017784
2	Sonda de ultrasonido de 2 MHz GS200	1018618
1	Gel de acoplamiento para ultrasonido	1008575

FUNDAMENTOS GENERALES

La tomografía computarizada por rayos X, la de resonancia magnética (MRT) y la de emisión de positrones (PET) constituyen métodos de registro de imágenes asistidos por ordenador y utilizados en el diagnóstico médico, la industria y la investigación. Procesos tales como la absorción de radiación, la resonancia magnética nuclear o la emisión de partículas se emplean en el registro de imágenes de sección transversal por medio de variables físicas apropiadamente mensurables. La tomografía ultrasónica computarizada constituye otro método de realizar este tipo de registros. Difiere del proceso en que se usan los rayos X en el hecho de que, en lugar de medir la atenuación de dichos rayos, se mide la atenuación y los tiempos de desplazamiento de las señales ultrasónicas en el objeto de prueba. Por medio de la CT ultrasónica, las exploraciones de línea se registran en diferentes ángulos y se juntan con el fin de formar una imagen de sección transversal. En este proceso, la muestra lograda entre la transmisión y la prueba recibida se mueve y se da vuelta bajo control informático. La superposición de las proyecciones de las exploraciones individuales se puede seguir paso a paso en el PC.

Para formar la imagen se recurre a la atenuación del sonido y a su velocidad. El coeficiente de atenuación del sonido μ es el resultado de la amplitud A medida y de la amplitud sin la muestra A_0 en función de la ley de atenuación:

$$(1) \quad \mu \propto \ln \frac{A_0}{A}$$

Para la generación del tomograma de la velocidad del sonido se usa el tiempo de desplazamiento en calidad de variable mensurable y, por otra parte, es válido lo siguiente:

$$(2) \quad c \propto \frac{t_0}{t}$$

donde t_0 es el tiempo medido en ausencia de la muestra (la longitud s del recorrido es constante).

La muestra (de atenuación o velocidad) se coloca en el soporte y, mediante el control del escáner, se la ubica exactamente entre los dos sensores. A continuación, el soporte se mueve hacia la mitad de la trayectoria de escaneo, se ajusta la precisión de este proceso y el número de intervalos angulares y se da inicio al escaneo de la tomografía computarizada. Durante las mediciones, se observarán las exploraciones individuales de línea y se estudiará la generación de los tomogramas por medio de la superposición de las proyecciones de la exploración lineal. Las imágenes resultantes se optimizan por medio de varios filtros y con ajustes de brillantez y contraste y, a continuación, el tomograma de atenuación se compara con el de velocidad.

EVALUACIÓN

La señal de transmisión (el diagrama izquierdo superior de la figura 1) ha sido medida en relación con la amplitud máxima y el tiempo de desplazamiento de dicha amplitud y, a partir de ello, se ha generado (diagrama inferior izquierdo) un perfil lineal (exploración de un ángulo, punto de distancia a 500 μm). La superposición por medio del algoritmo CT (25 intervalos angulares) permite la atenuación del sonido de la imagen superior izquierda (sin filtro y con cambio en el contraste) y la velocidad del sonido de la imagen superior derecha (también sin filtro y con cambio en el contraste). El filtrado de la imagen de atenuación mejora el contraste y, de esta manera, los bordes se vuelven visibles (pérdidas de reflexión). La parte interior apenas se distingue del agua circundante, en la imagen de velocidad del sonido (derecha) la muestra y la inclusión son claramente visibles como regiones homogéneas de una velocidad de sonido diferente.

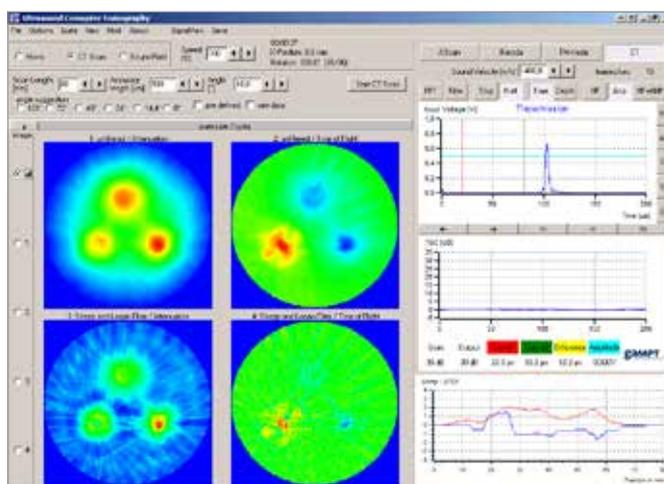
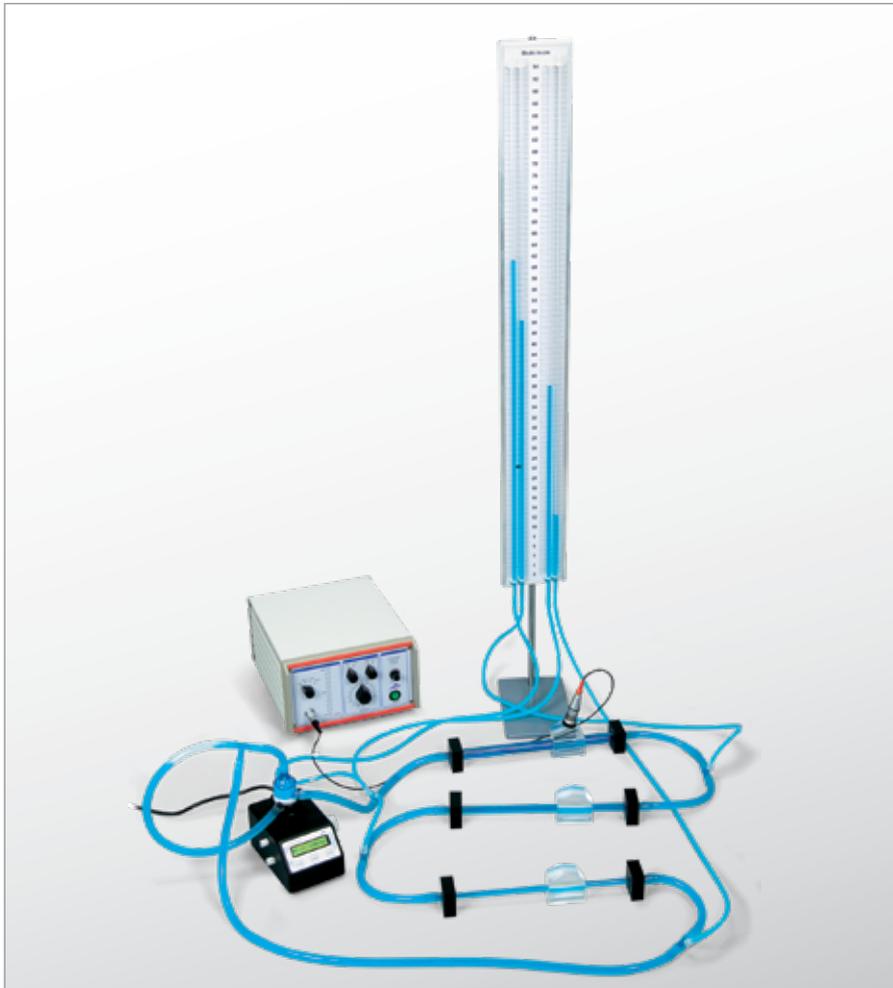


Fig. 1: Captura de pantalla con atenuación y tomogramas del tiempo de desplazamiento de la prueba de CT



OBJETIVO

Análisis de las características fundamentales del flujo estacionario y laminar de los fluidos por medio del método ultrasónico Doppler

> TAREAS

- Mida la desigualdad que presenta la frecuencia Doppler ante diferentes velocidades de bombeo y las caídas de presión en tuberías verticales.
- Determine los caudales, las resistencias de flujo y la viscosidad dinámica del fluido Doppler usando las ecuaciones de continuidad, la de Bernoulli y la de Hagen-Poiseuille.
- Calcule el número de Reynold con diferentes velocidades de flujo y distintos diámetros de tubería.

RESUMEN

En concordancia con el método ultrasónico Doppler, se recurre a las mediciones de flujos para demostrar las leyes fundamentales que rigen el desplazamiento de fluidos en tubos y su dependencia con la velocidad del flujo y la geometría de la tubería. Se examina la relación entre la velocidad de flujo y la sección transversal del tubo (condición de continuidad), al igual que la que existe entre la resistencia al flujo y el diámetro del tubo (ley de Hagen-Poiseuille).

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato Doppler de Ultrasonidos	1022330
1	Prueba Ultrasónico 2MHz GS200	1018618
1	Set de Prismas Doppler y tubos	1002572
1	Tubos Riser para Medir Presión	1002573
1	Fluido Doppler	1002574
1	Bomba centrifugal	1002575
1	Gel de acoplamiento para ultrasonido	1008575

FUNDAMENTOS GENERALES

Las aplicaciones del efecto Doppler en los diagnósticos médicos se encuentran en el análisis de los movimientos de flujo y de estructuras móviles como ocurre en los casos cardiológicos, de vasos sanguíneos arteriales y venosos, de circulación de sangre por el cerebro y de control postoperatorio de los vasos sanguíneos.

Un flujo estacionario se caracteriza por una circulación constante del fluido por cada punto del sistema. Por lo tanto, la ecuación de continuidad de dos diferentes áreas del tubo capilar A_1 y A_2 da como resultado:

$$(1) \quad A_1 v_1 = A_2 v_2 = \dot{V} = \text{const.}$$

v_1 y v_2 son las velocidades principales en la sección respectiva y \dot{V} el caudal (volumen por unidad de tiempo). La presión estática de un fluido en movimiento es siempre menor que si este careciera de desplazamiento y se reduce mientras mayor se la velocidad del caudal (ecuación de Bernoulli). En el caso de un flujo a través de un tubo capilar horizontal (sin presión gravitacional) la presión total p_0 es igual a:

$$(2) \quad p + \frac{1}{2} \rho v^2 = p_0$$

p_0 solo es constante en un fluido sin fricción. En un flujo que comporte fricción, la presión total disminuye en función de la viscosidad η , la longitud l , la sección transversal A de la zona de paso y el caudal \dot{V} . En el caso de los fluidos que circulen con no muy altas velocidades (flujo laminar) en tubos capilares estrechos, es válida la ley de Hagen-Poiseuille con una caída de presión Δp :

$$(3) \quad \Delta p = R \dot{V}$$

$$(4) \quad R = \frac{8 l}{\pi r^4} \eta$$

donde r es el radio del tubo y l constituye la longitud. Esto significa que si se reduce a la mitad el diámetro del tubo aumentaría 16 veces la resistencia al flujo. Por medio de este principio, los vasos sanguíneos regulan la distribución de la sangre entre las extremidades y los órganos internos.

Se monta una estructura de circulación de fluido que consta de 3 líneas de tubos de longitudes iguales y diámetros diferentes. En el inicio y en el extremo final de cada uno de ellos se encuentra un punto de medición de igual diámetro. En los tubos se mide la velocidad principal con 3 caudales diferentes (3 tensiones distintas de la bomba centrífuga) creados por medio del prisma Doppler y la función «Flow-Dop». Al conocer las velocidades de flujo medidas, el caudal se puede determinar y comparar por medio de la ecuación (1). En los puntos de medición también es posible medir la caída de presión debida a la resistencia al flujo. Una vez calculado el caudal a partir de la ecuación (1), se puede determinar la resistencia al flujo por medio de la igualdad (4) y, a partir de esto, se obtiene la viscosidad dinámica del fluido por medio de la geometría ya conocida.

EVALUACIÓN

Resulta factible calcular el caudal a partir de los flujos medidos y de la específica sección transversal propia de cada zona. Esto es aproximadamente equivalente en este montaje de experimentación para todos los diámetros de los tubos con los mismos ajustes de la bomba centrífuga, con lo que se satisface la ecuación de continuidad. Como resultado adicional, el siguiente diagrama muestra la resistencia al flujo R determinada con diferentes diámetros de tubo y distintos caudales. Esto muestra la fuerte dependencia del radio r del tubo, tal como se espera a partir de la ecuación de Hagen-Poiseuille:

$$R \sim \frac{1}{r^4}$$

La figura 1 muestra que el caudal calculado a partir de la velocidad medida y del área es aproximadamente el mismo con todos los diámetros de tubo con iguales tensiones y que, por lo tanto, se cumple la ecuación de continuidad.

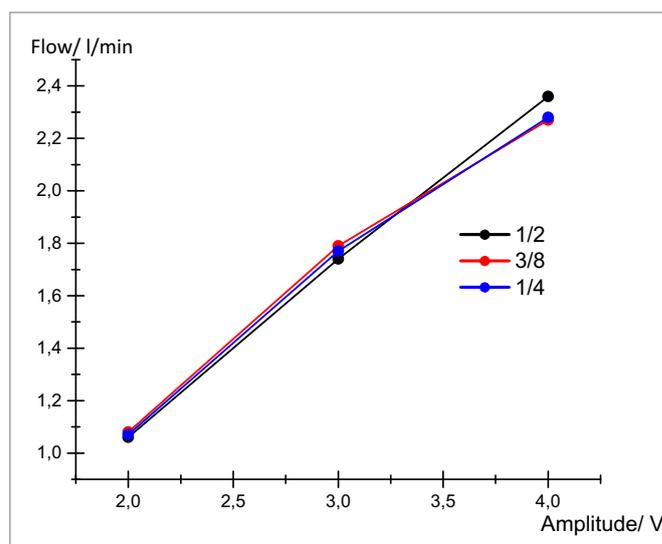


Fig. 1: Caudales con diferentes diámetros de tubo

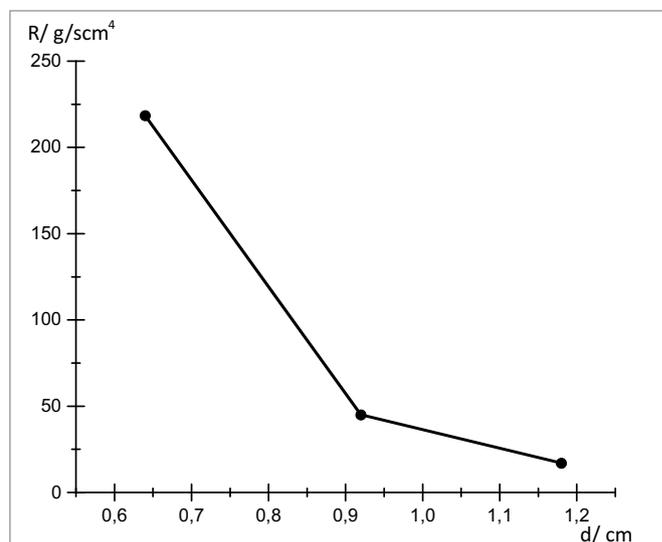


Fig. 2: Resistencia frente a diferentes diámetros de tubo

UE9020400 | ECOGRAFÍA DOPPLER



> TAREAS

- Examinaciones por ecografía Doppler de un modelo de brazo humano
- Medición de la velocidad del flujo sanguíneo
- Diagnóstico de estenosis (restricción vascular) en un brazo
- Registro del espectro Doppler y de las curvas del pulso

OBJETIVO

Ecografía Doppler: Análisis de un modelo de brazo humano

RESUMEN

La finalidad del experimento radica en aprender cómo se llevan a cabo mediciones del flujo sanguíneo por medio del ultrasonido Doppler. Se emplea un brazo, de modelo realista, para mostrar las diferencias entre el flujo continuo (venoso) y el pulsátil (arterial), así como entre el flujo sanguíneo normal y la estenosis.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Aparato de Doppler con ultrasonido	1022330
1	Juego de aparatos "Brazo fantasma"	1022331
1	Bomba centrífuga	1002575
1	Gel de acoplamiento para ultrasonido	1008575

FUNDAMENTOS GENERALES

Este tipo de ecografía recurre al efecto Doppler con el fin de evaluar si un medio (generalmente la sangre) se acerca o se aleja de la sonda ultrasónica y para medir su velocidad relativa. Al calcular la velocidad de desplazamiento de un volumen de muestra particular, por ejemplo, un chorro de sangre que circule por una válvula cardíaca, se puede determinar y visualizar la velocidad y la dirección de esta muestra. La desigualdad de la frecuencia Doppler viene dada por la diferencia entre el eco transmitido y el recibido, es decir, es la frecuencia del eco menos la frecuencia transmitida. La frecuencia Doppler es proporcional a la velocidad del flujo sanguíneo.

La ecografía Doppler se utiliza, en especial, en estudios cardiovasculares (ecografía del sistema vascular y del corazón) y resulta esencial en muchas aplicaciones, tales como en la determinación del flujo sanguíneo inverso en la vasculatura hepática de la hipertensión portal. La información se muestra gráficamente con el empleo del espectro Doppler o como imagen que recurre al color Doppler.

Para el experimento se activa una bomba con una velocidad ajustada en un rango medio (aproximadamente 4000 rpm). El modo seleccionado es GK (continuo, venoso). Por medio de la sonda Doppler y el gel de acoplamiento se explora el modelo de brazo humano en busca de un vaso sanguíneo con una señal de audio significativa.

En la imagen espectral se analizan entonces las componentes negativa y positiva del flujo. Entonces la dirección de la sonda se cambia en 180°. A continuación, se explora el vaso en búsqueda de cambios en la imagen espectral (estenosis) y se registran las diferencias entre las imágenes del vaso sanguíneo «saludable» y las de la estenosis.

Finalmente, se lleva la bomba a los modos P_1 y P_2 (pulsátiles), se analizan las imágenes y se determina la frecuencia del pulso.

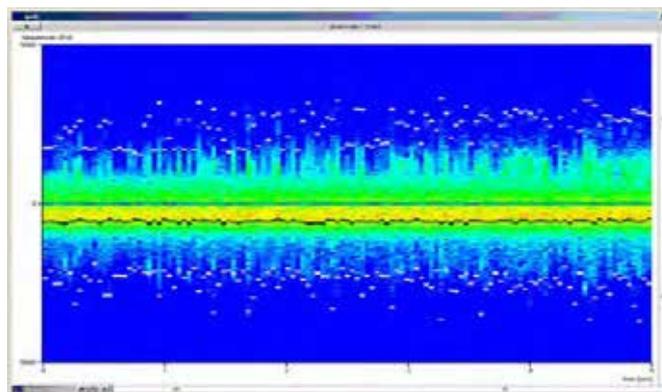


Fig. 1: Espectro Doppler del flujo sanguíneo en las venas

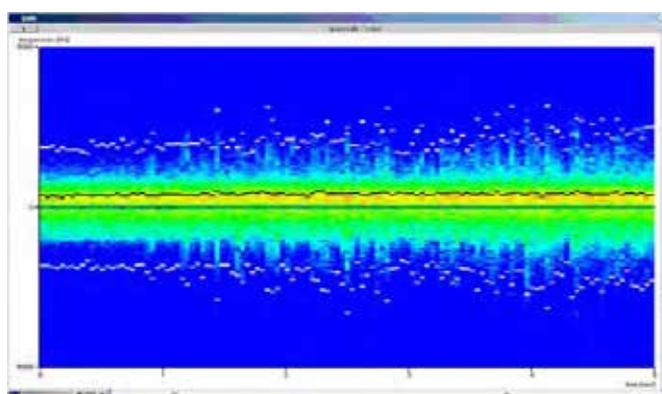


Fig. 2: Distribución espectral con una sonda rotada

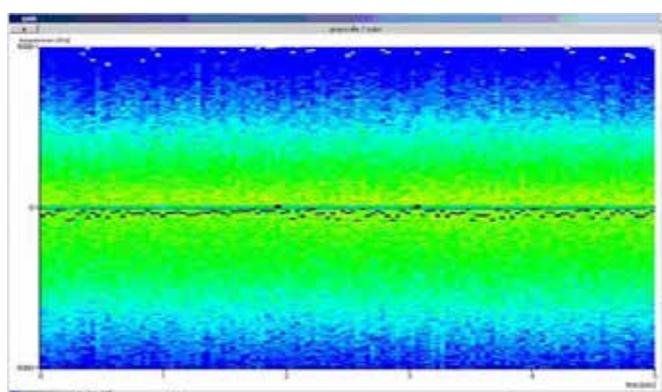


Fig. 3: Espectro Doppler de estenosis

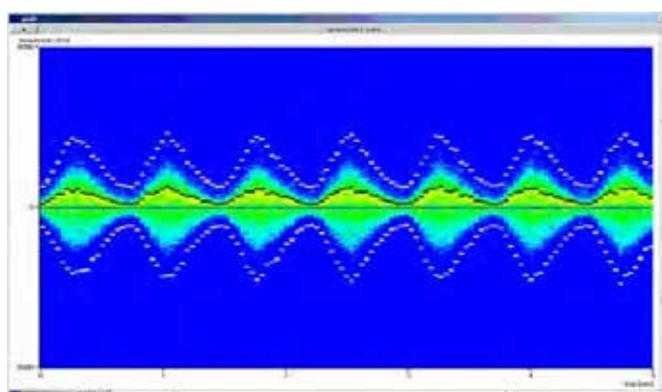


Fig. 4: Flujo pulsátil

EVALUACIÓN

La figura 1 muestra un flujo (venoso) continuo con un desplazamiento Doppler principal de aproximadamente -700 Hz. El signo negativo del desplazamiento indica que el flujo se aleja de la sonda.

La figura 2 resulta de la distribución espectral con una sonda rotada. El flujo se dirige hacia la sonda (el mismo desplazamiento Doppler, pero, esta vez, positivo).

La figura 3 es la figura espectral Doppler de una estenosis. Las diferencias con una figura normal (saludable) mostradas en la figura 1 son:

1. Incremento local del desplazamiento Doppler máximo (velocidad de flujo máxima),
2. Disminución de la frecuencia principal y ampliación del espectro.
3. Incremento del fenómeno de reflujo (partes negativa y positiva del espectro).

La figura 4 muestra el flujo pulsátil de P_1 con una frecuencia de pulso de aproximadamente 90 rpm.

EXPERIMENTOS PARA ESTUDIANTES

OSCILACIONES Y ONDAS MECÁNICAS



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

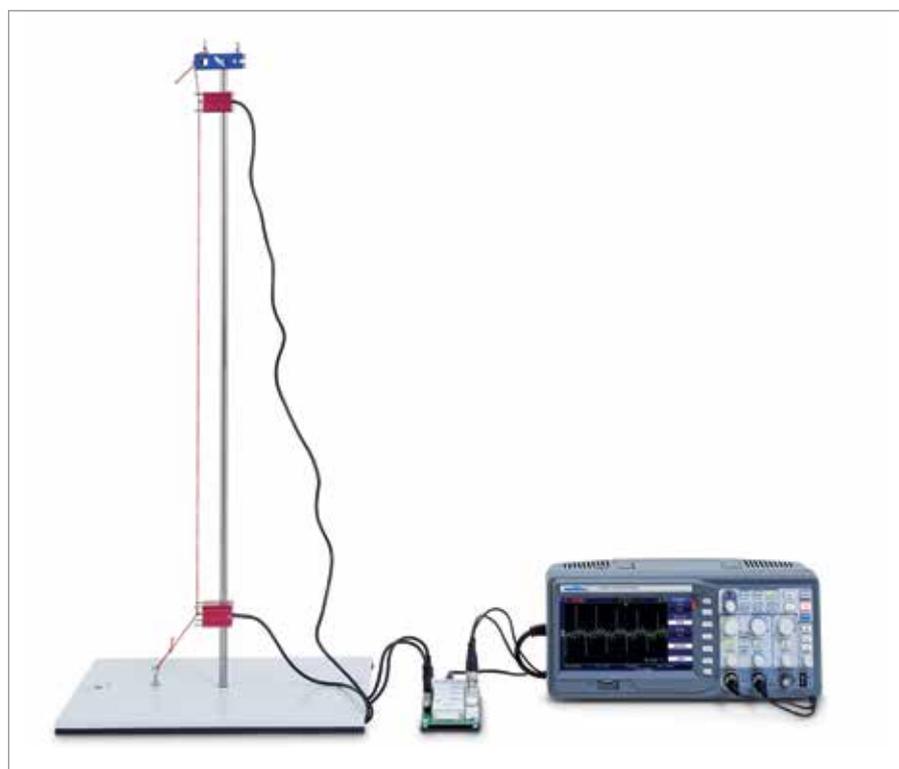
- 1 MEC Control Unit
- 1 Aparato de operación MEC
- 1 Fuente de alimentación enchufable
- 2 Sensores de fuerza dinámicos
- 1 Motor con excéntrica
- 1 Bobina de inducción
- 1 Cronómetro
- 4 Muelles helicoidales
- 1 Juego de 10 pesas de 50 g
- 1 Placa base
- 1 Varilla transversal
- 2 Varillas soporte con rosca externa
- 2 Varillas soporte con rosca externa e interna
- 2 Nueces dobles
- 1 Gancho magnético
- 1 Imán de barra
- 1 Cuerda de goma
- 1 Rollo de hilo de cañamo
- 1 Ojal para hilo
- 1 Anillo de cortocircuito
- 1 Metro plegable
- 2 Cables BNC, 1 m
- 1 Cable BNC/ 4 mm

> ¡CD CON LAS INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN!

Juego de aparatos extenso para la realización de 23 experimentos básicos sobre las propiedades de las Oscilaciones y las Ondas Mecánicas. En caja de plástico estable con tapa transparente. Incluye CD con las instrucciones para la experimentación.

SEA Oscilaciones y Ondas Mecánicas (230 V, 50/60 Hz)

SEA Oscilaciones y Ondas Mecánicas (115 V, 50/60 Hz)



Reflexión de ondas en cuerdas

- Determinación de constantes de muelles
- Determinación de constantes de muelles (2x)
- Oscilaciones de un péndulo de muelle *
- Oscilaciones de dos péndulos de muelle "iguales" * / **
- Oscilaciones de dos péndulos de muelle "iguales" en fase y en contrafase * / **
- Excitación de un péndulo de muelle en reposo por medio de un péndulo de muelle oscilante * / **
- Superposición de las oscilaciones de dos péndulos de muelle * / **
- Péndulo de muelle con ordenación de muelles en serie * / **
- Péndulo de muelles con ordenación de muelles en paralelo * / **
- Oscilación propia de un péndulo de muelle *
- Formas de oscilación de un muelle de resorte *
- Péndulo simple (2x)
- Péndulo que bate segundos
- Péndulo cohibido según Galileo
- Oscilaciones amortiguadas de un péndulo de muelle (2x) *
- Ondas estacionarias en una cuerda (2x) *
- Reflexión de ondas en cuerdas *
- Velocidad de propagación de ondas en una cuerda (2x) *
- Oscilaciones de cuerdas *

Equipo de aparatos - Oscilaciones y ondas mecánicas:

1016652 SEA Oscilaciones y ondas mecánicas (230 V, 50/60 Hz)

ó

1018476 SEA Oscilaciones y ondas mecánicas (115 V, 50/60 Hz)

Osciloscopio de dos canales, p.e.

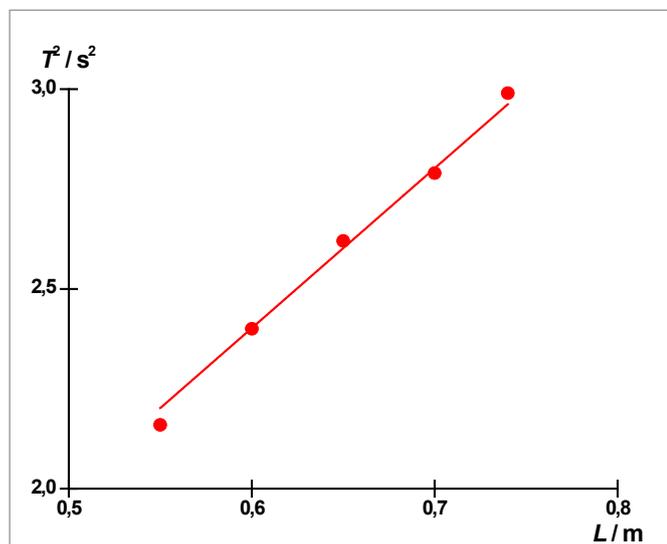
1020910 Osciloscopio digital de 2x30 MHz

(para experimentos con *)

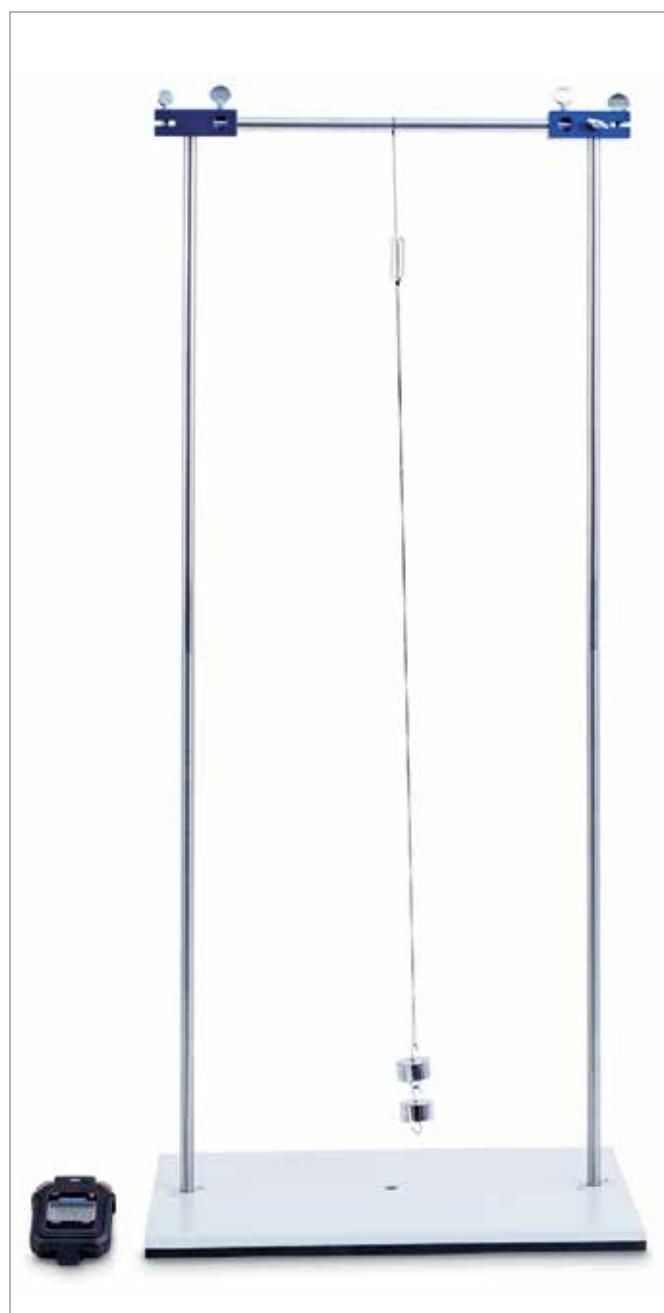
1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30

(para experimentos con **)

PREGÚNTENOS POR DESCUENTOS A PARTIR DE JUEGOS DE 8 PIEZAS.



Cuadrados de los períodos en dependencia con la longitud del péndulo



Péndulo simple

KITS DE EXPERIMENTOS DE ESTUDIANTES

ONDAS DE ULTRASONIDO



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

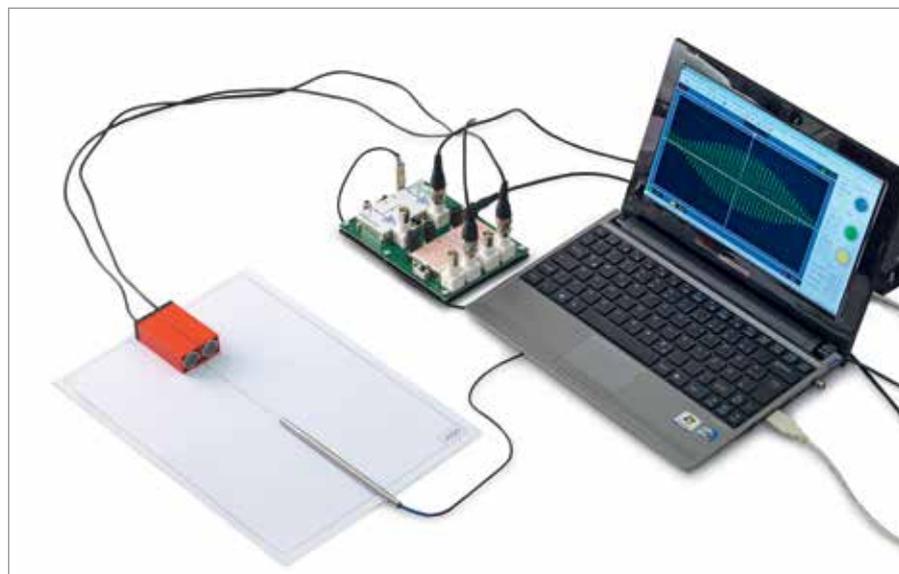
- 1 Aparato de control US
- 2 Emisores de ultrasonido 40 kHz
- 1 Lápiz de ultrasonido
- 1 Soporte para lápiz de US
- 1 Pie soporte para lápiz de US
- 1 Sonda de micrófono
- 2 Divisores de rayo
- 3 Piezas de sujeción para divisor de rayo
- 1 Placa de zonas de Fresnel
- 1 Espejo cóncavo
- 2 Piezas laterales para rendija doble / Placas reflectoras
- 1 Placa estrecha central para rendija doble
- 1 Pieza de sujeción para rendija doble
- 1 Absorbedor de ultrasonido
- 2 Cables de BNC, 1 m
- 1 Cable de BNC/ 4 mm
- 1 Fuente de alimentación enchufable

> ¡CD CON LAS INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN!

Juego de aparatos amplio para la representación de las propiedades fundamentales de las ondas, tomando como ejemplo ondas de ultrasonido de una frecuencia de 40 kHz, con 30 experimentos de alumnos. En caja de plástico estable con tapa transparente. Incluye CD con las instrucciones para la experimentación. Con dos emisores de ultrasonido, una sonda de micrófono en forma de barra para el registro y el análisis de las oscilaciones por medio de un osciloscopio estándar y un lápiz de ultrasonido para dibujar frentes de onda sobre el tablero de la mesa como líneas de la misma fase (Isofases). Muchos experimentos se pueden realizar también sin osciloscopio. Para la medición de las amplitudes de ultrasonido basta en muchos casos un voltímetro analógico para tensiones alternas con una gama de frecuencias lo suficientemente amplia.

1016651 Ondas de ultrasonido SEA (230 V, 50/60 Hz)

1014529 Ondas de ultrasonido SEA (115 V, 50/60 Hz)



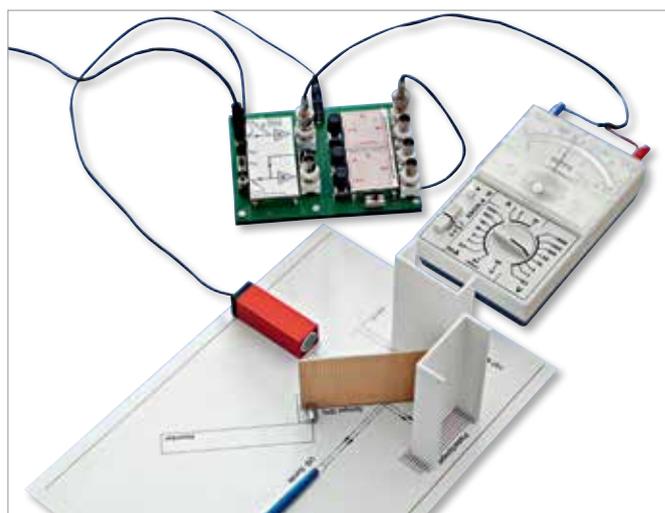
INCLUYE 30 INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN SOBRE ONDAS DE ULTRASONIDO:

- Representación en el osciloscopio de oscilaciones de sonido *
- Relación entre oscilaciones y ondas *
- Comparación de las oscilaciones entre dos puntos en una onda
- Análisis de relaciones de fases con el lápiz de US *
- Determinación de la longitud de onda y de la velocidad del sonido
- Dependencia con la temperatura de la velocidad del sonido
- Característica de emisión del emisor de ultrasonido **
- Curva de resonancia del convertidor de ultrasonido *
- Transmisión y reflexión de ondas de ultrasonido
- Absorción de ondas de ultrasonido **
- Superposición de oscilaciones senoidales *
- Amplificación y extinción en la superposición de ondas senoidales *
- Dibujo de frentes de onda con el lápiz de US
- Creación y comprobación de frentes de onda lineales
- Refracción de ondas de ultrasonido en un borde
- Interferencia de dos rayos **
- Ley de la reciprocidad en la interferencia de dos rayos **
- Difracción en rendija doble **
- Relaciones de fases en la difracción en una rendija doble I *
- Relaciones de fases en la difracción en una rendija doble II **
- Imagen con un espejo cóncavo esférico **
- Construcción de zonas de Fresnel **
- Proyección con una placa de zonas de Fresnel **
- Interferencia de ondas de ultrasonido en un espejo de Lloyd **
- Montaje de un interferómetro sencillo **
- Montaje de un interferómetro de Michelson **
- Supresión de la interferencia interrumpiendo un camino *
- Producción de ondas estacionarias de ultrasonido **
- Batidos con ondas de ultrasonido *
- Efecto Doppler con ondas de ultrasonido

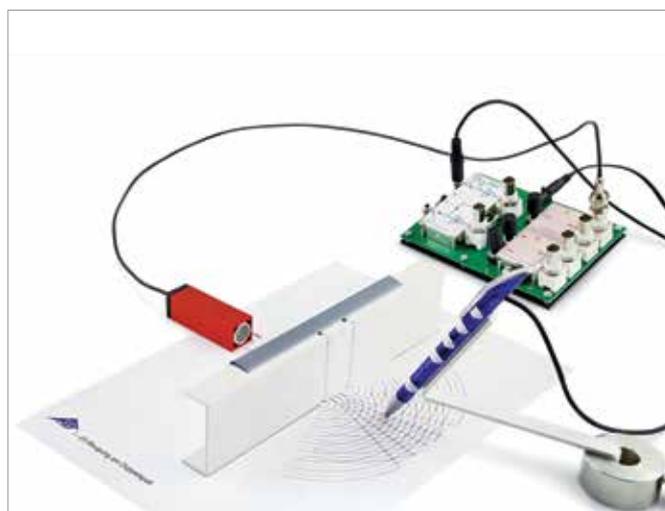
Se requiere adicionalmente:

1020857 Osciloscopio de 2x25 MHz para PC
(para experimentos con *)

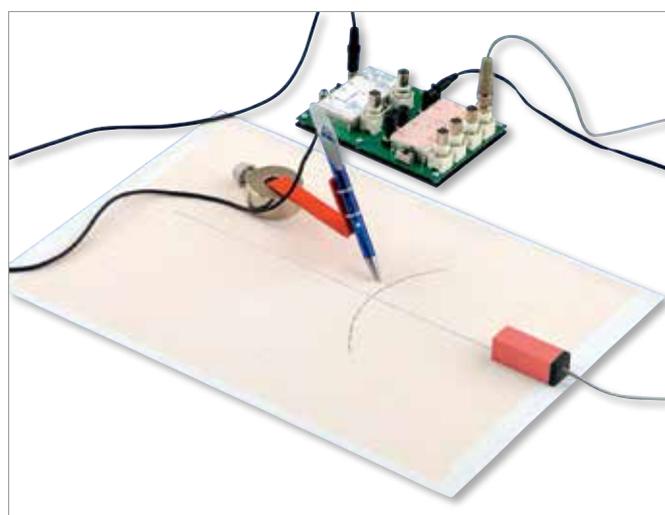
1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30
(para experimentos con **)



Interferómetro de Michelson



Difracción en una rendija doble



Dibujo de frentes de onda

PREGÚNTENOS POR DESCUENTOS A PARTIR DE JUEGOS DE 8 PIEZAS.

KITS DE EXPERIMENTOS DE ESTUDIANTES

ÓPTICA DE KRÖNCKE



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

- 1 Optikleuchte K
- 1 Transformator 12 V, 25 VA
- 1 Optische Bank K, 1000 mm
- 6 Optikreiter K
- 2 Klemmhalter K
- 2 Sammellinse K, $f = 50$ mm
- 2 Sammellinse K, $f = 100$ mm
- 2 Sammellinse K, $f = 150$ mm
- 1 Sammellinse K, $f = 300$ mm
- 1 Sammellinse K, $f = 500$ mm
- 1 Zerstreuungslinse K, $f = -100$ mm
- 1 Zerstreuungslinse K, $f = -500$ mm
- 1 Blende mit 1 Spalt
- 1 Blende mit 3 Spalten
- 1 Photo in Diarahmen
- 1 Schirm, transparent
- 1 Schirm, weiß
- 1 Satz 4 Farbfilter
- 1 Maßstab, 15 mm
- 1 Perl Eins
- 1 Lochblende, $d = 1$ mm
- 1 Lochblende, $d = 6$ mm

> ¡CD CON LAS INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN!

ÓPTICA DE KRÖNCKE CON EJERCICIOS PARA ALUMNOS

El sistema de óptica según Kroncke ofrece numerosos experimentos de alta precisión para el estudio de la Óptica Geométrica y Ondulatoria. Los experimentos se realizan de forma clásica, con la luz blanca de una lámpara incandescente, cuyo filamento se proyecta sobre una ranura variable, especialmente para la observación de interferencias.

Todas las componentes se encuentran montadas en placas diafragma sin mango y se pueden ajustar sin problemas en el jinetillo óptico y también se pueden desplazar perpendicularmente al paso de los rayos. Los jinetillos ópticos se pueden desplazar y fijar en el perfil en U del banco óptico.

ÓPTICA GEOMÉTRICA:

- Cámara con diafragma perforado
- Proyecciones con lentes convergentes
- Errores de imágenes
- Imagen en el ojo (modelo de ojo)
- Corrección de los errores de la visión
- Lupa
- Microscopio
- Telescopio astronómico
- Telescopio terrestre
- Proyector de diapositivas

Equipo de aparato – Óptica geométrica:

- 1009932 Juego básico de Óptica de Kröncke (230 V, 50/60 Hz)
- ó
- 1009931 Juego básico de Óptica de Kröncke (115 V, 50/60 Hz)

POLARIZACIÓN:

- Polarización de ondas transversales
- Polarizador y Analizador
- Visibilidad de luz polarizada en en agua turbia
- Doble refracción
- Rotación del plano de polarización en una solución de azucar

Equipo de aparatos – Polarización:

- 1009932 Juego básico de Óptica de Kröncke (230 V, 50/60 Hz)
ó
1009931 Juego básico de Óptica de Kröncke (115 V, 50/60 Hz)
1009701 Juego complementario – Polarización

JUEGO COMPLEMENTARIO – POLARIZACIÓN

Juego complementario para el juego básico de la óptica de Kröncke (1009932 ó 1009931), para la realización de experimentos de polarización de ondas de luz .

Volumen de suministro:

- 1 Par de filtro de polarización K
1 Diafragma, 10 mm
1 Cubeta, rectangular
1009701

INTERFERENCIA:

- Espejo de Fresnel
- Difracción en pequeñas aperturas y en discos
- Difracción en una ranura de aire
- Difracción en un alambre
- Difracción en una ranura múltiple
- Difracción en una retícula
- Poder de resolución óptico
- Determinación de la longitud de onda de la luz

Equipo de aparatos – Interferencia:

- 1009932 Juego básico de Óptica de Kröncke (230 V, 50/60 Hz)
ó
1009931 Juego básico de Óptica de Kröncke (115 V, 50/60 Hz)
1009700 Juego complementario – Interferencia

JUEGO COMPLEMENTARIO – INTERFERENCIA

Juego complementario para el juego basico de la óptica de Kröncke (1009932 ó 1009931), para la realización de experimentos de alumnos en interferencia de ondas de luz.

Volumen de suministro:

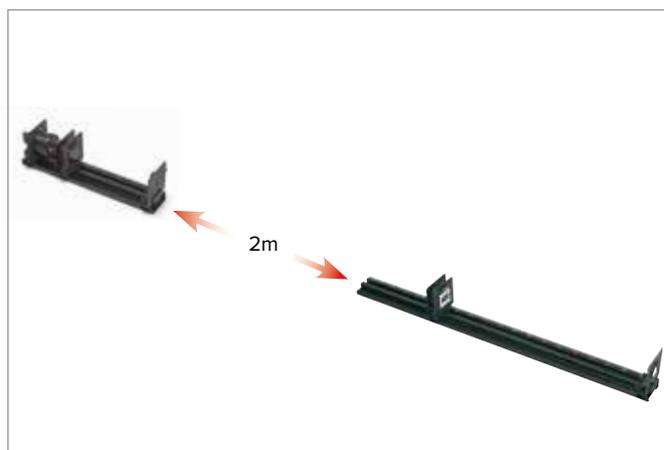
- 1 Banco óptico K, 500 mm
1 Renura variable K
1 Diafragma con 9 Discos
1 Diafragma con 9 Agujeros redondo
1 Diafragma con 3 ranuras aisladas y una doble
1 Diafragma con 4 ranuras múltiples y retícula
1 Diafragma con 3 rejillas regladas
1 Tornillo micrométrico K
1 Espejo de Fresnel K
1009700



Visibilidad de luz polarizada en agua turbia



Proyector de diapositivas

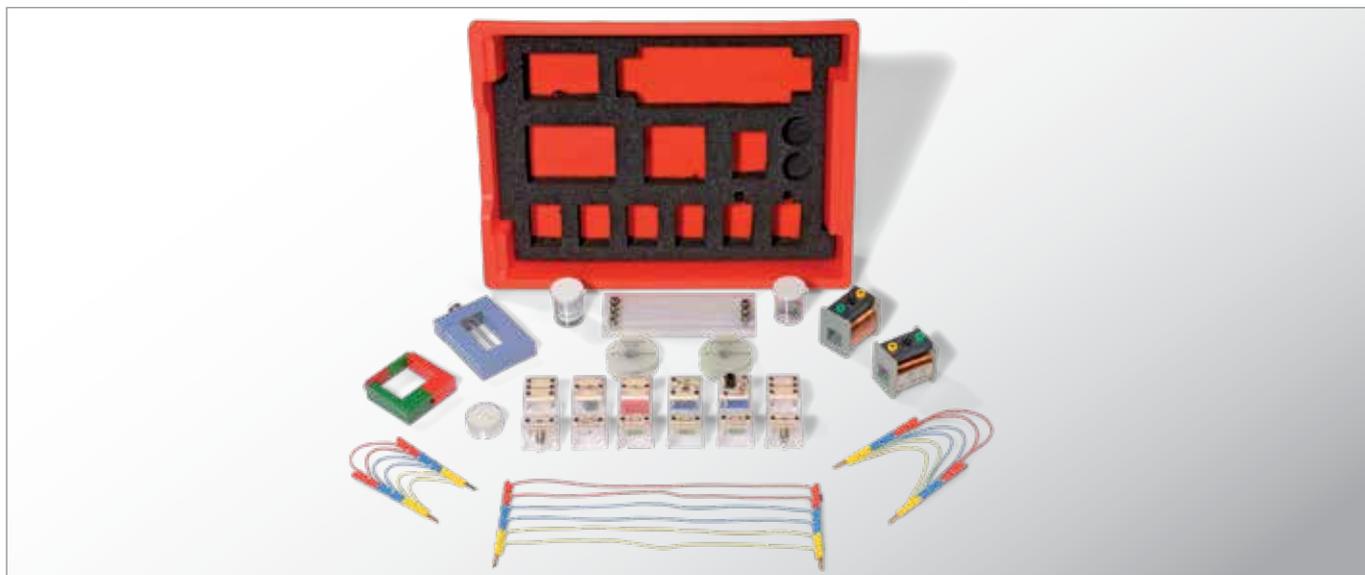


Difracción en una ranura múltiple

PREGÚNTENOS POR DESCUENTOS A PARTIR DE JUEGOS DE 8 PIEZAS.

KITS DE EXPERIMENTOS DE ESTUDIANTES

ELECTRICIDAD Y MAGNETISMO



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

- 1 Juego de cables de experimentación
- 1 Imán de barra, aprox. 65x16x5 mm³
- 1 Imán de herradura, ALNICO, plano
- 1 Tabla de resistencia
- 1 Núcleo de transformador 20x20 mm²
- 1 Tornillo tensor
- 1 Bobina 200/400/600 espiras
- 1 Bobina 400/400/800 espiras
- 2 Ramificaciones de corriente (elemento enchufable)
- 1 Potenciómetro 100 Ω (elemento enchufable)
- 1 Interruptor (elemento enchufable)
- 1 Condensador 4700 μF (elemento enchufable)
- 1 Condensador 10 μF (elemento enchufable)
- 1 Resistencia 33 Ω (elemento enchufable)
- 1 Resistencia 47 Ω (elemento enchufable)
- 1 Resistencia 1 kΩ (elemento enchufable)
- 1 Resistencia NTC 100 Ω (elemento enchufable)
- 2 Casquillos E10 (elemento enchufable)
- 2 Lámparas incandescentes E10, 7 V
- 1 Bote de almacenamiento con juego de hilo con anillo en O, 2 casquillos roscados, 2 espigas roscadas, 2 clips de oficina, 2 electrodos de aluminio, alambre de constantan
- 50 g Polvo de hierro
- 50 m Alambre de níquel cromo, 0,2 mm
- 50 m Alambre de hierro, 0,2 mm
- 1 Velita de te

Juego versátil de aparatos para la realización de 41 experimentos de Electricidad y Magnetismo para alumnos. En caja de plástico resistente con compartimento de gomaespuma y con tapa transparente. Incluye CD con las instrucciones de experimentación. Los experimentos se montan y realizan fácilmente en un espacio reducido, sin embargo claramente, sobre la placa base SEA (1000789).

1008532

Alimentación de tensión SEA

Fuente de alimentación CA/CC para la Electricidad y Magnetismo SEA (1008532).

- Limitación de la tensión de 25 V CA y 60 V CC
- Transformador de seguridad según la norma EN 61558-2-6
- Separación segura entre la tensión de alimentación y circuitos de salida

Tensiones: 1,5/ 3,0/ 4,5/ 6,0 V CA / CC

Alimentación de tensión SEA (230 V, 50/60 Hz) 1021686

ó

Alimentación de tensión SEA (115 V, 50/60 Hz) 1021687



> ¡CD CON LAS INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN!

INCLUYE 41 GUÍAS DE EXPERIMENTACIÓN PARA ELECTRICIDAD Y MAGNETISMO:

- Circuito eléctrico cerrado
- Conductores y no conductores
- Circuito eléctrico sin ramificaciones
- Circuito eléctrico con ramificaciones
- Intensidad de corriente en un circuito eléctrico sin ramificaciones
- Intensidad de corriente en un circuito eléctrico con ramificaciones
- Fuerza electromotriz y tensión de bornas
- Tensión en un circuito eléctrico sin ramificaciones
- Tensión en un circuito eléctrico con ramificaciones
- Divisor de tensión
- Ley de Ohm
- Dependencia con la temperatura de la resistencia eléctrica (alambre de hierro)
- Diagrama de corriente vs. tensión de una lámpara incandescente
- Diagrama corriente vs. tensión de un termistor
- Ley de las resistencias
- Resistencia en un circuito eléctrico sin ramificaciones
- Resistencia en un circuito eléctrico con ramificaciones
- Resistencia y tensión en un circuito sin ramificaciones
- Resistencia e intensidad de corriente en un circuito eléctrico con ramificaciones
- Divisor de tensión en vacío y cargado
- Diagrama de tensión vs. tiempo al cargar y al descargar un condensador
- Diagrama de intensidad de corriente vs. tiempo al cargar y al descargar un condensador
- Relación entre carga y tensión
- Condensador en circuito de continua y de alterna (comportamiento)
- Cuerpos muestra en el campo magnético
- Polos magnéticos
- Campo magnético de un imán de herradura y de un imán de barra
- Dipolo magnético
- Bobina como imán
- Fuerzas en el campo magnético de una bobina
- Inducción por movimiento relativo
- Inducción por cambio del campo magnético
- Ley de la inducción
- Resistencia óhmica en circuitos de continua y de alterna
- Condensador en circuitos de continua y de alterna (resistencia)
- Bobina en circuitos de continua y de alterna
- Funcionamiento de un transformador
- Tensión y número de espiras en un transformador sin carga
- Transformador cargado
- Transformador fuertemente cargado
- Termoelectricidad

Equipo de aparatos – Electricidad:

- 1008532 Electricidad y Magnetismo SEA
- 1000789 Placa base SEA
- 1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30
- 1021686 Alimentación de tensión SEA (230 V, 50/60 Hz) ó
- 1021687 Alimentación de tensión SEA (115 V, 50/60 Hz)

PREGÚNTENOS POR DESCUENTOS A PARTIR DE JUEGOS DE 8 PIEZAS.



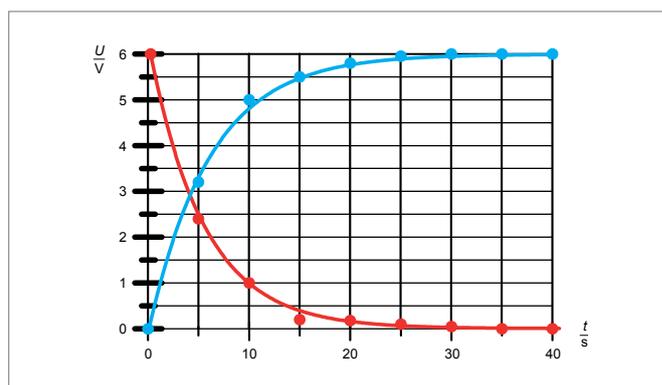
La intensidad de corriente eléctrica en un circuito sin derivación



Leyes de las resistencias



Carga y descarga de un condensador (Tensión)



Condensador: Carga (azul) y Descarga (rojo)

KITS DE EXPERIMENTOS DE ESTUDIANTES ELECTRÓNICA



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

- 1 Juego de 10 clavijas puente
- 1 Resistencia 100 Ω , 2W
- 1 Resistencia 470 Ω , 2 W
- 1 Resistencia 1 k Ω , 2 W
- 1 Resistencia 4,7 k Ω , 2 W
- 1 Resistencia 10 k Ω , 0,5 W
- 1 Resistencia 47 k Ω , 0,5 W
- 1 Condensador electrolítico 100 μ F, 35 V
- 1 Condensador electrolítico 470 μ F, 16 V
- 1 Portalámpara E10, arriba
- 1 Juego de 10 lámparas E10, 12 V; 100 mA
- 1 Juego de 10 lámparas E10, 4 V; 40 mA
- 1 Interruptor bascular, unipolar
- 1 Interruptor de tecla unipolar, de apertura
- 1 Interruptor de tecla unipolar, de cierre
- 4 Si-Diodos 1N 4007
- 1 Ge-Diodo
- 1 Diodo Zener ZPD 6,2
- 1 LED verde
- 1 LED, rojo
- 1 Fotorresistencia LDR 05
- 1 NTC Termistor 2,2 k Ω
- 1 PTC Termistor 100 Ω
- 1 Potenciómetro 220 Ω , 3 W
- 1 NPN Transistor BD 137
- 1 PNP Transistor BD 138
- 1 Transistor de efecto de campo BF 244
- 1 Tiristor TYN 1012
- 1 Conmutador, unipolar
- 1 Auriculares, de inserción en el oído

Juego de aparatos de alumnos, para la realización de 11 experimentos fundamentales de electrónica. En caja de plástico estable con insertos de gomaespuma con la forma de los aparatos y con tapa transparente. Los circuitos se montan sobre una placa de conexión con elementos en cajas enchufables. El suministro de corriente se realiza por medio de una fuente de alimentación externa. Incluye un CD con las instrucciones de experimentación. 1021672

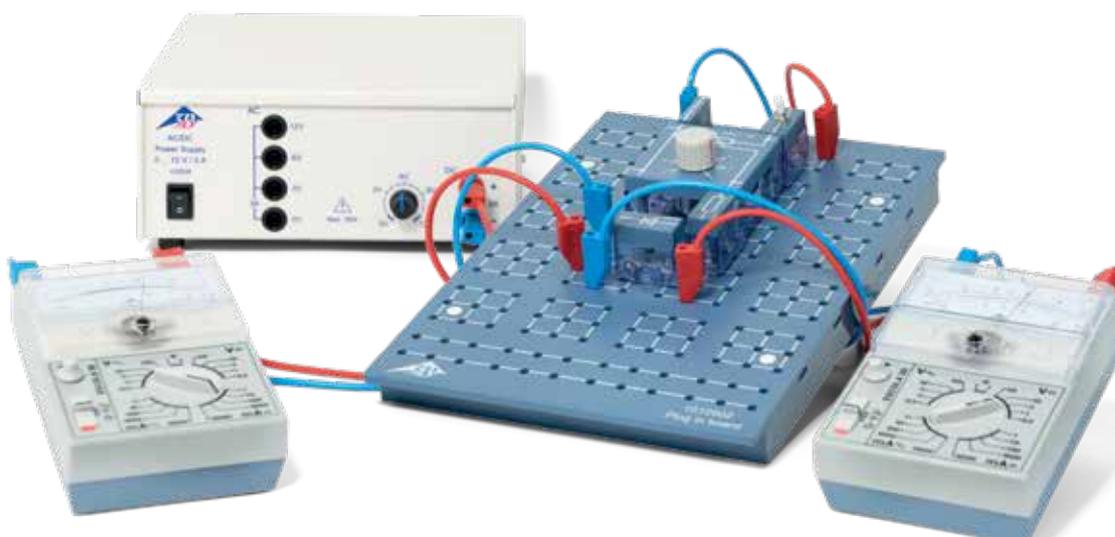
INCLUYE 11 INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN EN ELECTRÓNICA:

- Característica de un diodo semiconductor
- Característica de un LED
- Característica de un diodo Zener
- Comprobación del flujo de corriente en un transistor
- Característica de un transistor
- Fotorresistencia LDR
- Tiristor en un circuito de corriente continua
- Comportamiento térmico de una resistencia NTC y de una PTC
- Comportamientos de conmutación retardados
- Característica de un transistor de efecto de campo
- Comprobación de zumbido

JUEGO DE APARATOS ELECTRÓNICA:

- 1021672 SEA Electrónica
- 1012902 Placa enchufable para componentes
- 1021091 Fuente de alimentación de CA/CC 0 - P-12 V, 3 A (230 V; 50/60 Hz) ó
- 1021092 Fuente de alimentación de CA/CC 0 - P-12 V, 3 A (115 V; 50/60 Hz)
- 1013526 Multímetro analógico ESCOLA 30 (2x)
- 1002840 Juego de 15 Cables de experimentación, 75 cm

> ¡CD CON LAS INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN!



Característica de un diodo Zener



Comprobación del flujo de corriente en un transistor

PREGÚNTENOS POR DESCUENTOS A PARTIR DE JUEGOS DE 8 PIEZAS.



Tiristor en un circuito de corriente continua

KITS DE EXPERIMENTOS DE ESTUDIANTES

ENERGÍA SOLAR



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

- 1 Radiador halógeno
- 2 Módulos solares
- 2 Multímetros digitales
- 1 Luxómetro
- 1 Termómetro digital
- 1 Panel de conexión con cascada de resistencias
- 1 Regulador de potencia
- 1 Clavija puente
- 1 Juego de cables de experimentación
- 1 Travesaño
- 1 Arco de instalación
- 1 Juego de coberturas para módulo
- 1 Maleta

> ¡CD CON LAS INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN!

Juego de aparatos extenso para la realización de 16 experimentos referentes a la energía solar. Se comprueban experimentalmente los parámetros básicos, las propiedades de los módulos solares y los factores que influyen sobre su eficiencia energética. En una maleta metálica estable con inserto de gomaespuma con las formas de los aparatos. El sistema hace posible un montaje sencillo y compacto de todos los experimentos en la tapa de la maleta resp. al lado de la misma. Incluye CD con las instrucciones para la experimentación.

SEG Energía Solar (230 V, 50/60 Hz) 1017732

SEG Energía Solar (115 V, 50/60 Hz) 1017731

INCLUYE 16 INSTRUCCIONES DE EXPERIMENTACIÓN SOBRE ENERGÍA SOLAR:

- Intensidad de la iluminación de diferentes fuentes de luz
- Magnitudes que influyen sobre la potencia de un módulo solar
- Sombreado de módulos solares conectados en serie
- Influencia del sombreado sobre la tensión de bornas de un módulo solar
- Influencia de la intensidad de iluminación sobre la tensión en vacío y la corriente de cortocircuito de un módulo solar
- Influencia del ángulo de irradiación sobre la tensión en vacío y la corriente de cortocircuito de un módulo solar
- Tensión en vacío y corriente de cortocircuito de módulos solares conectados en serie y en paralelo
- Característica Corriente – Tensión de un módulo solar
- Característica Corriente-Tensión de una conexión en serie
- Característica Corriente-Tensión de una conexión en paralelo
- Resistencia de carga óptima con ángulo de irradiación variado
- Dependencia con la temperatura de la tensión en vacío y la corriente de cortocircuito de un módulo solar
- Dependencia con la temperatura de la potencia de módulos solares
- Característica Corriente-Tensión del módulo solar iluminado y del no iluminado *
- Montaje de una instalación de red insular **
- Transformación de la energía ***

EQUIPO DE APARATOS - ENERGÍA SOLAR:

1017732 SEA Energía solar (230 V, 50/60 Hz)

ó

1017731 SEA Energía solar (115 V, 50/60 Hz)

1003312 Fuente de alimentación CC 0-20 V (230 V, 50/60 Hz)

ó

1003311 Fuente de alimentación CC 0-20 V (115 V, 50/60 Hz)
(para experimentos con *)

1017734 Motor de engranajes con roldana

1002811 Cronómetro (para experimentos con **)

1017735 Motor de engranajes con roldana

1018597 Juego de pesas, 1 g a 500 g, ranuradas con suspensor

1007112 Cuerda de experimentación

1002811 Cronómetro (para experimentos con ***)

CONTADOR DE CARGA CON ACUMULADOR

Contador de carga para la medición del flujo de corriente, con un acumulador como almacenador de energía. Por medio de un voltímetro se indica la carga o el consumo. Según el alcance de medida, 1 V en el multímetro corresponde ya sea a 0,1 As, a 1 As, o a 10 As.

Alcance de medida: 1/10/100 As (max. carga medible \pm 499 As)

Suministro de

corriente: Batería de 9 V por medio de casquillo hueco de CC

Corriente de carga: max. 500 mA

Corriente de carga

del acumulador: max. 50 mA

Fuente de tensión

externa: Panel solar o fuente de alimentación de CC (max. 12 V CC) con limitador de corriente a 50 mA sin carga en el contador de carga

Conectores: Casquillos de seguridad de 4-mm

Dimensiones: aprox. 105x75x45 mm³

Masa: aprox. 200 g incl. acumulador con carcasa

1017734

MOTOR DE ENGRANAJES CON ROLDANA

El motor de engranajes con roldana, junto al sistema de aparatos de experimentación de alumnos en la temática de la energía solar, sirve como elemento consumidor para la comprobación de la transformación de la energía. El motor se encuentra montado sobre una placa base y está dotado de una roldana. La conexión de corriente se realiza por medio de casquillos de seguridad de 4 mm. Se pueden levantar masas de hasta 1 kg.

Suministro de corriente: max. 12 V CC

Corriente de carga: max. 50 mA

Momento angular: 0,41 Nm

Revoluciones: en vacío 76,1 r.p.m.

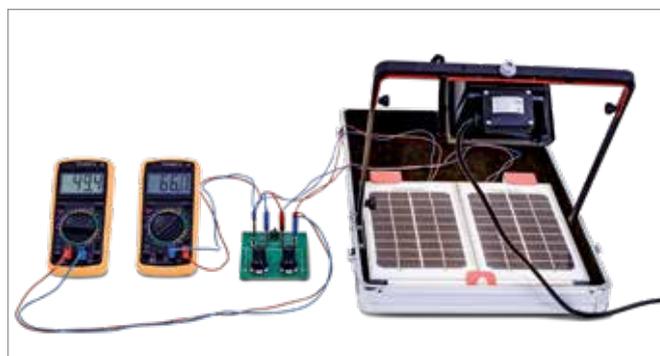
Conectores: Casquillos de seguridad de 4-mm

Dimensiones: aprox. 105x75x45 mm³

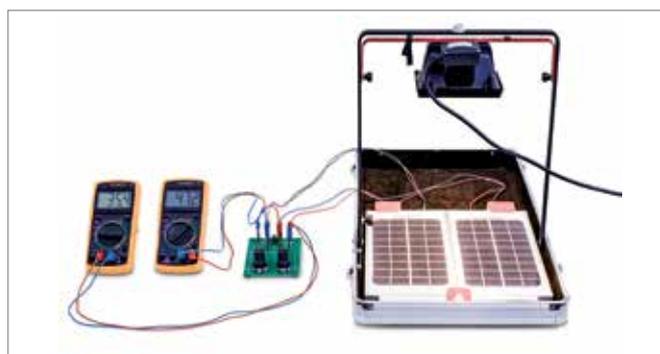
Masa: aprox. 220 g

1017735

PREGÚNTENOS POR DESCUENTOS A PARTIR DE JUEGOS DE 8 PIEZAS.



Resistencia de carga óptima con ángulo de irradiación variado



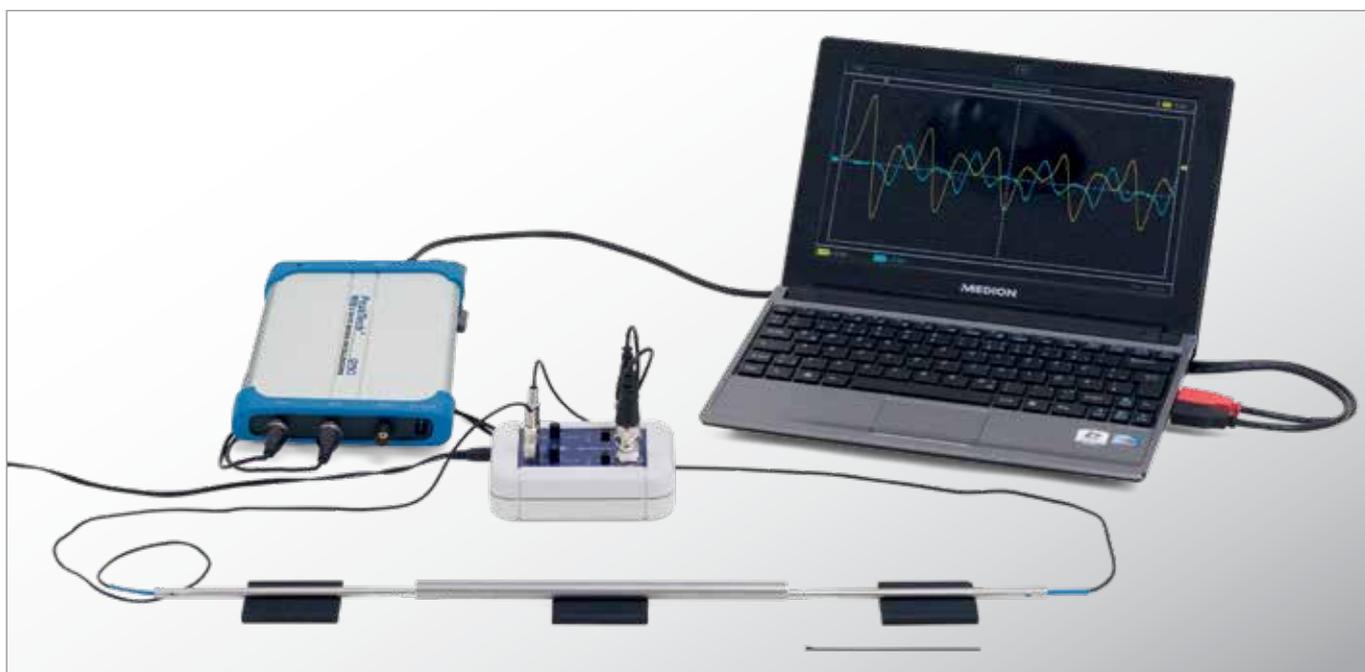
Característica Corriente-Tensión de una conexión en serie



Dependencia de la temperatura de la potencia de módulos solares

KITS DE EXPERIMENTOS DE ESTUDIANTES

PROPAGACIÓN DE SONIDO EN CUERPOS SÓLIDOS



> VOLUMEN DE SUMINISTRO:

- 6 Barras de prueba 200 mm, de vidrio, vidrio acrílico, PVC, madera (haya), acero inoxidable y aluminio
- 4 Barras de prueba 100 mm, cobre, latón, acero inoxidable y aluminio
- 1 Barras de prueba 400 mm, de acero inoxidable
- 2 Martillos de golpeo
- 2 Sondas de micrófono
- 1 Caja de micrófono
- 1 Fuente de alimentación enchufable a la red 12 V CA
- 3 Esteras de goma 50x40x5 mm³

> MONTAJE COMPACTO SOBRE LA MESA DEL LABORATORIO

JUEGO DE APARATOS “PROPAGACIÓN DEL SONIDO EN BARRAS”

Juego de aparatos para el estudio de la propagación del sonido y para determinar la velocidad del sonido en barras de diferentes materiales. El juego de aparatos se compone de diferentes barras de prueba, dos sondas de micrófono y una caja de micrófono para la conexión en un osciloscopio. En caja de plástico estable con inserto de gomaespuma con formas de los aparatos y tapa transparente.

Juego de aparatos “Propagación del sonido en barras” (230 V, 50/60 Hz) 1018469 ó

Juego de aparatos “Propagación del sonido en barras” (115 V, 50/60 Hz) 1018468

Se requiere adicionalmente:

Osciloscopio de dos canales p.ej.
1020857 Osciloscopio de 2x25 MHz para PC

TEMAS DE EXPERIMENTACIÓN:

- Velocidad de propagación de impulsos de sonido en diferentes barras
- Comparación de la propagación de ondas longitudinales y transversales
- Ondas de sonido estacionarias en barras cortas
- Polaridad de la reflexión al extremo de la barra
- Reflexión múltiple en los extremos de barras largas



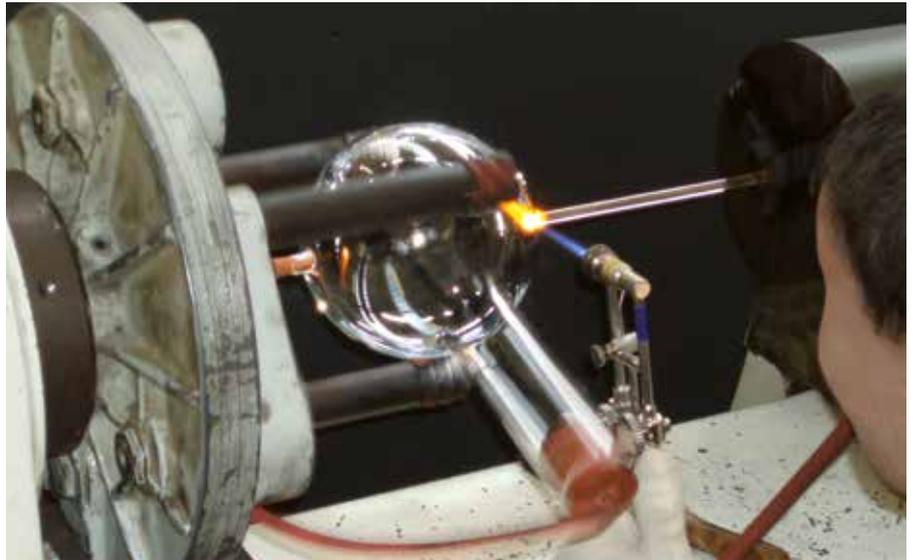
MEDICIÓN DE ONDAS DE SONIDO SIN CONTACTO DIRECTO Y DE BAJA ATENUACIÓN

LA PRODUCCIÓN DE 3B SCIENTIFIC FÍSICA EN ALEMANIA (KLINGENTHAL)



FABRICACIÓN DE UN TUBO DE ELECTRONES DE TELTRON® EN 3B SCIENTIFIC

Los tubos de electrones se fabrican en muy escasos lugares de este mundo. Sólo expertos de una formación especial y con largos años de experiencia dominan el complicado proceso tecnológico necesario para poder dotarle permanentemente con tubos de electrones de TELTRON® de la misma alta calidad.



PRODUCCIÓN DE UNIDADES EN EL CENTRO DE MECANIZADO DE CNC

Los aparatos didácticos de alta calidad resultan de la combinación entre modernas técnicas de procesos y la antigua tradición artesanal. El centro de mecanizado de CNC en Klingenthal garantiza además de la exactitud mecánica, necesaria para aparatos de física de calidad elevada, también la producción en serie a un coste eficiente y constantemente con la alta calidad deseada.

PUESTO DE TRABAJO DE CAD/CAM

Del programa de CAD (Computer Aided Design) resulta inmediatamente el control CAM (Computer Aided Manufacturing) de la máquina fresadora de bancada plana. Así se pueden hacer realidad rápidamente también proyectos especiales a demanda del cliente y con la alta precisión acostumbrada.



TUBO DE CRUCE DE SOMBRAS

Demostración de la expansión rectilínea de los electrones en el espacio sin campo

► Descubre más en la página 170

