



**EXPERIMENTOS DE
FÍSICA E INGENIERÍA**
visítenos en 3bscientific.com

Mecánica
Termodinámica

Electricidad
Óptica

Física atómica y nuclear
Física moderna

APRECIADO, APRECIADA CLIENTE

Tenemos el placer de presentarle en las siguientes páginas más de 100 Experimentos para un diseño moderno de las clases de Física. La clara composición del conjunto de aparatos cubre el espectro total de la Física, empezando por los temas de la Física clásica hasta la moderna y cuántica. Dependiendo del grupo y de las metas del programa de estudio, tiene usted la posibilidad seleccionar entre experimentos básicos, avanzados y de alta cualificación.

En cada experimento encuentra:

- Una presentación de las tareas a desarrollar
- Una imagen del montaje experimental
- La Presentación de los fundamentos teóricos y experimentales
- Un resumen de los resultados de medida
- Una lista detallada de los aparatos necesarios

En página Web www.3bscientific.com le información detallada sobre los aparatos. Además, estamos a su disposición para asesorarle telefónicamente o vía E-mail.

Quedamos a la espera de sus observaciones, preguntas y ordenes de compra. Juntos podemos elaborar combinaciones adicionales de aparatos referentes a nuevos temas, teniendo en cuenta sus deseos específicos.



Óptica ondulatoria con microondas, página 148

Compromiso con la calidad

3B Scientific ofrece alta calidad a precios justos. El elevado nivel de nuestra gestión de calidad cumple las normas de ISO 9001:2008 y de la Worlddidac Quality Charter y queda corroborado regularmente por auditores independientes.

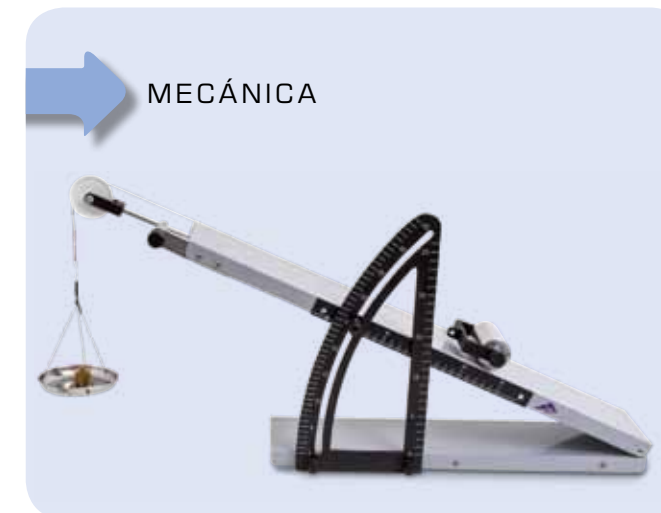
Você pode ter certeza disso.



LEGENDE

- 1** → Experimento básico
- 2** → Experimento avanzado
- 3** → Experimento exigente

CONTENIDO



MECÁNICA

MÉTODOS DE MEDICIÓN

Esferómetro (UE1010100):8
Determinación de los radios de curvatura de lunas de reloj

Longitud y volumen (UE1010200):10
Medición de un cuerpo de forma irregular

Constante gravitacional (UE1010300):12
Medición de la fuerza gravitacional y determinación de la constante gravitacional con la balanza de torsión según Cavendish

FUERZAS

Palanca de un brazo y palanca de dos brazos (UE1020200):14
Comprobación de la ley de las palancas

Paralelogramo de fuerzas (UE1020300):16
Estudio experimental de la adición vectorial de fuerzas

Plano inclinado (UE1020400):18
Determinación de la fuerza de rozamiento

Fricción por adherencia y deslizamiento (UE1020500):20
Medición de las fuerzas de fricción

EMPUJE ASCENSIONAL

Principio de Arquímedes (UE1020850):22
Determinación del empuje ascensional en dependencia con la profundidad de inmersión

MOVIMIENTOS DE TRASLACIÓN

Movimientos uniformemente acelerados (UE1030250):24
Medición de la velocidad instantánea en dependencia con el camino recorrido

Movimientos uniformemente acelerados (UE1030260):26
Registro y evaluación de movimientos uniformemente acelerados en el carril de ruedas

Caída libre (UE1030300):28
Determinar la aceleración de caída

Tiro parabólico (UE1030400):30
Registro punto a punto de las "Parábolas de tiro"

Choques en dos dimensiones (UE1030600):32
Estudio de choques elásticos e inelásticos de dos cuerpos en el plano

Segunda ley Kepler (UE1030700):34
Comprobación de la ley de las áreas para los movimientos de fuerza central

MOVIMIENTOS DE ROTACIÓN

Movimientos de rotación uniformemente acelerados (UE1040101):36
Comprobación de la ecuación del movimiento de Newton

Momento de inercia (UE1040201):38
Determinación del momento de inercia de una varilla de haltera con masas adicionales.

Momento de inercia (UE1040205):40
Determinación del momento de inercia de diferentes cuerpos de muestra

Movimientos del giroscopio (UE1040500):42
Precesión y nutación de un giroscopio

OSCILACIONES Y ONDAS

Oscilaciones armónicas de un péndulo simple (UE1050101):44
Medición del período de un péndulo simple para diferentes masas pendulares

Oscilaciones elípticas de un péndulo simple (UE1050121):46
Descripción de las oscilaciones elípticas de un péndulo simple como la superposición de dos componentes perpendiculares entre sí

Péndulo g variable (UE1050201):48
Medición de la frecuencia de oscilación de un péndulo en función de la componente activa de aceleración de caída.

Péndulo de Foucault (UE1050250):50
Comprobación de la rotación de la tierra con un péndulo de Foucault

Oscilaciones armónicas (UE1050311):52
Medición de las oscilaciones de un péndulo de muelle helicoidal con un sensor de movimiento por ultrasonido

Péndulo de torsión según Pohl (UE1050500):54
Medición y análisis de oscilaciones de torsión armónicas libres

Péndulo de torsión según Pohl (UE1050550):56
Medición y análisis de oscilaciones forzadas

Oscilaciones acopladas (UE1050600):58
Oscilaciones acopladas

CONTENIDO

Ondas mecánicas (UE1050700):60
 Estudio de ondas estacionarias en un muelle helicoidal tenso y en una cuerda tensa

ACÚSTICA

Velocidad del sonido en el aire (UE1070310):62
 Medición de los tiempos de recorrido de impulsos sonoros en un tubo de Kundt

Velocidad del sonido en el aire (UE1070320):64
 Generación y medición de ondas estacionarias de sonido en un tubo de Kundt

Propagación del sonido en cuerpos sólidos (UE1070530):66
 Determinación de las velocidades del sonido para ondas longitudinales y transversales en cuerpos sólidos

Efecto Debye-Sears (UE1070550):68
 Determinación de la velocidad de ondas ultrasónicas en líquidos

MECÁNICA DE LÍQUIDOS Y DE GASES

Viscosímetro de caída de bola (UE1080350):70
 Determinación de la viscosidad dinámica de una solución acuosa de glicerina

Tensión superficial (UE1080400):72
 Medición de la tensión superficial por el método del desprendimiento



TERMODINÁMICA

DILATACIÓN TÉRMICA

Dilatación térmica de cuerpos sólidos (UE2010130):74
 Determinación del coeficiente de dilatación térmica del latón, del acero y del vidrio

Anomalía del agua (UE2010301):76
 Determinación de la temperatura de la densidad máxima del agua

TRANSPORTE DE CALOR

Conducción del calor (UE2020100):78
 Medición de la conducción del calor en barras metálicas

Cubo de Leslie (UE2020200):80
 Medición de la radiación de calor de un cubo de Leslie

ENERGÍA INTERNA

Energía interna y trabajo mecánico (UE2030300):82
 Aumento de la energía interna por trabajo mecánico

Energía interna y trabajo eléctrico (UE2030400):84
 Aumento de la energía interna por medio de trabajo eléctrico

LEYES DE LOS GASES

Ley de Boyle-Mariotte (UE2040100):86
 Medición con aire a temperatura ambiente

El exponente adiabático del aire (UE2040200):88
 Determinación según Rüchardt del exponente adiabático C_p/C_v del aire

Gas real y punto crítico (UE2040300):90
 Estudio cuantitativo de un gas real y representación del punto crítico

CONTENIDO

PROCESOS CÍCLICOS

Motor Stirling D (UE2060100):92
 Operación del modelo funcional de un motor de aire caliente como máquina térmica

Motor de Stirling G (UE2060250):94
 Registro del diagrama $p-V$

Bomba de calor (UE2060300):96
 Registro y evaluación del diagrama Presión-Entalpía de una bomba de calor de compresión



ELECTRICIDAD

ELECTROSTÁTICA

Campo eléctrico en el condensadores de placas (UE3010700):98
 Medición del campo eléctrico en un condensador de placas con el medidor de campo eléctrico

Tensión en el condensador de placas (UE3010800):100
 Medición estática de la tensión en dependencia con la distancia entre placas

TRANSPORTE DE CARGAS Y CORRIENTE

Gotas de agua cargadas (UE3020100):102
 Comprobación de la corriente eléctrica que se genera por gotas de agua cargadas en movimiento

Conducción eléctrica (UE3020200):104
 Determinación de la conductividad eléctrica del cobre y del aluminio

Puente de medida de Wheatstone (UE3020300):106
 Determinación de resistencias óhmicas

Ley de Ohm (UE3020320):108
 Comprobación de la ley de Ohm

Reglas de Kirchhoff (UE3020330):110
 Medición de tensiones y corrientes en conexiones en serie y en paralelo de resistencias

Divisor de tensión (UE3020340):112
 Mediciones de tensión y corriente en un divisor de tensión sin carga y en uno cargado

Electrólisis (UE3020700):114
 Determinación de la constante de Faraday

CAMPO MAGNÉTICO

Fuerza de Lorentz (UE3030300):116
 Medición de la fuerza sobre un conductor con corriente en un campo magnético

Campo magnético de una bobina cilíndrica (UE3030500):118
 Determinación del campo magnético de bobinas cilíndrica de diferentes longitudes

Campo magnético terrestre (UE3030700):120
 Determinación de las componentes horizontal y vertical del campo magnético terrestre

INDUCCIÓN

Ley de inducción de Faraday (UE3040100):122
 Producción de un impulso de tensión en un bucle conductor por medio de un imán permanente en movimiento

Inducción en un bucle conductor en movimiento (UE3040200):124
 Medición de la tensión de inducción en un bucle conductor en movimiento dentro de un campo magnético

Péndulo de Waltenhofen (UE3040400):126
 Demostración y análisis del funcionamiento de un freno de corrientes parásitas.

Transformador (UE3040500):128
 Mediciones con un transformador vacío y en un cargado

CIRCUITOS DE CORRIENTE CONTINUA Y ALTERNA

Carga y descarga de un condensador (UE3050101):130
 Estudio del curso de la tensión de un condensador durante el proceso de carga y el proceso de descarga

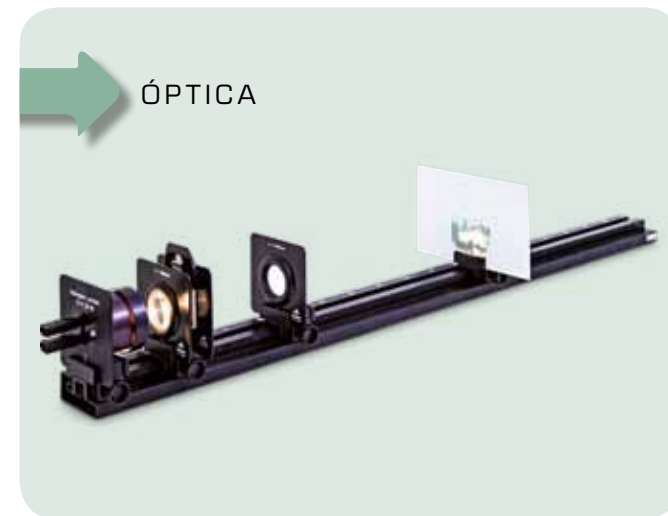
Carga y descarga de un condensador (UE3050105):132
 Medición de tiempos de carga y descarga

Resistencia de un condensador en un circuito de corriente alterna (UE3050111):134
 Determinación de la resistencia capacitiva en dependencia con la capacidad y con la frecuencia

CONTENIDO

Carga y descarga de una bobina (UE3050201):.....	136
Estudio del curso de la corriente de la bobina al conectar y desconectar	
Resistencia de una bobina en un circuito de corriente alterna (UE3050211):.....	138
Determinación de la resistencia inductiva en dependencia con la inductividad y la frecuencia	
Resistencias de corriente alterna (UE3050301):.....	140
Determinación de la resistencia de corriente alterna en un circuito con resistencia capacitiva y resistencia óhmica	
Resistencias de corriente alterna (UE3050311):.....	142
Determinación de la resistencia de corriente alterna en un circuito con resistencia inductiva y resistencia óhmica	
Resistencias de corriente alterna (UE3050321):.....	144
Determinación de la resistencia de corriente alterna en un circuito con resistencia inductiva y resistencia capacitiva	
Circuito oscilante de LC (UE3050400):.....	146
Estudio del comportamiento de resonancia de un circuitos oscilante de LC en serie	
OSCILACIONES Y ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS	
Óptica ondulatoria con microondas (UE3060300):.....	148
Demostración y estudio de la interferencia, la difracción y la polarización con microondas	
TUBOS DE ELECTRONES	
Diodo de tubo (UE3070100):.....	150
Registro de la característica de un diodo de tubo	
Triodo de tubo (UE3070200):.....	152
Registro de las características de un triodo de tubo	
Tubo de cruz de Malta (UE3070300):.....	154
Demostración de la expansión rectilínea de los electrones en el espacio sin campo	
Tubo de Perrin (UE3070400):.....	156
Determinación de la polaridad de los portadores de carga	
Tubo de Thomson (UE3070500):.....	158
Análisis de la desviación de los electrones en un campo eléctrico y en un campo magnético	
Tubo de haz fino (UE3070700):.....	160
Determinación de la carga específica del electrón	
Osciloscopio didáctico (UE3070800):.....	162
Estudio de los fundamentos físicos de la representación osciloscópica resuelta en tiempo de señales eléctricas	
Osciloscopio didáctico II (UE3070850):.....	164
Comprobación de la superposición no perturbada de campos magnéticos en el vacío	

ELECTRÓNICA	
Transistor bipolar (UE3080200):.....	166
Medición de las líneas características relevantes de un transistor npn	
Transistor de efecto de campo (UE3080300):.....	168
Medición de las líneas características de un transistor de efecto de campo	



ÓPTICA

ÓPTICA GEOMÉTRICA	
Ecuación de las lentes (UE4010100):.....	170
Determinación de la distancia focal de una lente según del procedimiento de Bessel	

COLORES	
Espectros de transmisión (UE4020400):.....	172
Registro y evaluación de los espectros de transmisión de cuerpos transparentes	

ÓPTICA ONDULATORIA	
Difracción en rendijas múltiples y en rejillas (UE4030200):.....	174
Comprobación del carácter ondulatorio de la luz y determinación de la longitud de onda	

Biprisma de Fresnel (UE4030300):.....	176
Generación de la interferencia de dos rayos con un biprisma de Fresnel	

Anillos de Newton (UE4030350):.....	178
Observación de los anillos de Newton con luz monocromática	

Interferómetro de Michelson (UE4030410):.....	180
Demostración y análisis del funcionamiento de un interferómetro de Michelson	

Interferómetro de Mach-Zehnder (UE4030520):.....	182
Ilustración del borrador cuántico en un experimento de analogía	

POLARIZACIÓN	
Ley de Malus (UE4040100):.....	184
Comprobación de la ley de Malus para luz polarizada linealmente	

CONTENIDO

Actividad óptica (UE4040300):.....	186
Giro del plano de polarización por soluciones de azúcar	
Efecto Faraday (UE4040600):.....	188
Comprobación del efecto Faraday y determinación de la constante de Verdet para el vidrio flint	

INTENSIDAD DE RADIACIÓN	
Ley del cuadrado de la distancia (UE4050100):.....	190
Comprobación de la ley del cuadrado de la distancia para la intensidad de radiación de una fuente de luz	
Ley de Stefan-Boltzmann (UE4050200):.....	192
Comprobación de la dependencia con T^4 de la intensidad de la radiación	

VELOCIDAD DE LA LUZ	
Medición de la velocidad de la luz (UE4060100):.....	194
Medición de la velocidad de la luz a partir del tiempo de recorrido de impulsos de luz cortos	

FÍSICA DEL LÁSER	
Láser de Nd:YAG (UE4070310):.....	196
Instalación y optimización de un láser de Nd:YAG	

Láser de Nd:YAG (UE4070320):.....	198
Q-switch con un láser de Nd:YAG con un módulo de Cr:YAG	

Láser de Nd:YAG (UE4070330) :.....	200
Duplicación de frecuencia con resonador interno en un láser de Nd:YAG	



FÍSICA MODERNA

FUNDAMENTOS DE LA FÍSICA ATÓMICA	
Constante de Planck (UE5010200):.....	202
Determinación de la constante de Planck según el método de la tensión	

CONTRARIA	
Microscopio de efecto túnel de rastreo (UE5010300):.....	204
Representación de la estructura atómica de una superficie de grafito y de una de oro	

Difracción de electrones (UE5010500):.....	206
Observación de la difracción de electrones en grafito policristalino y comprobación de la naturaleza ondulatoria de los electrones	

CAPA ATÓMICA	
Espectros de líneas (UE5020100):.....	208
Registro y evaluación de la serie de Balmer para el hidrógeno y otros espectros es líneas en el espectro visible	

Espectros de líneas (UE5020150):.....	210
Medición de alta resolución de espectros líneas de absorción y emisión	

Experimento con mercurio según Franck y Hertz (UE5020300):.....	212
Registro y evaluación de la curva del mercurio según el experimento de Franck y Hertz	

Experimento con neón según Franck y Hertz (UE5020400):.....	214
Registro y evaluación de la curva del neón y observación de la emisión de luz según el experimento de Franck y Hertz	

Potenciales críticos (UE5020500):.....	216
Determinación de los potenciales críticos del átomo de He	

RESONANCIA MAGNÉTICA	
Resonancia de espín electrónico (UE5030100):.....	218
Comprobación de la resonancia de espín electrónico en DPPH	

Resonancia magnética nuclear (UE5030200):.....	220
Resonancia magnética nuclear	

FÍSICA DEL ESTADO SÓLIDO/ FENÓMENOS DE CONDUCCIÓN	
Conducción eléctrica en semiconductores (UE6020100):.....	222
Determinación de la distancia entre la banda de germanio	

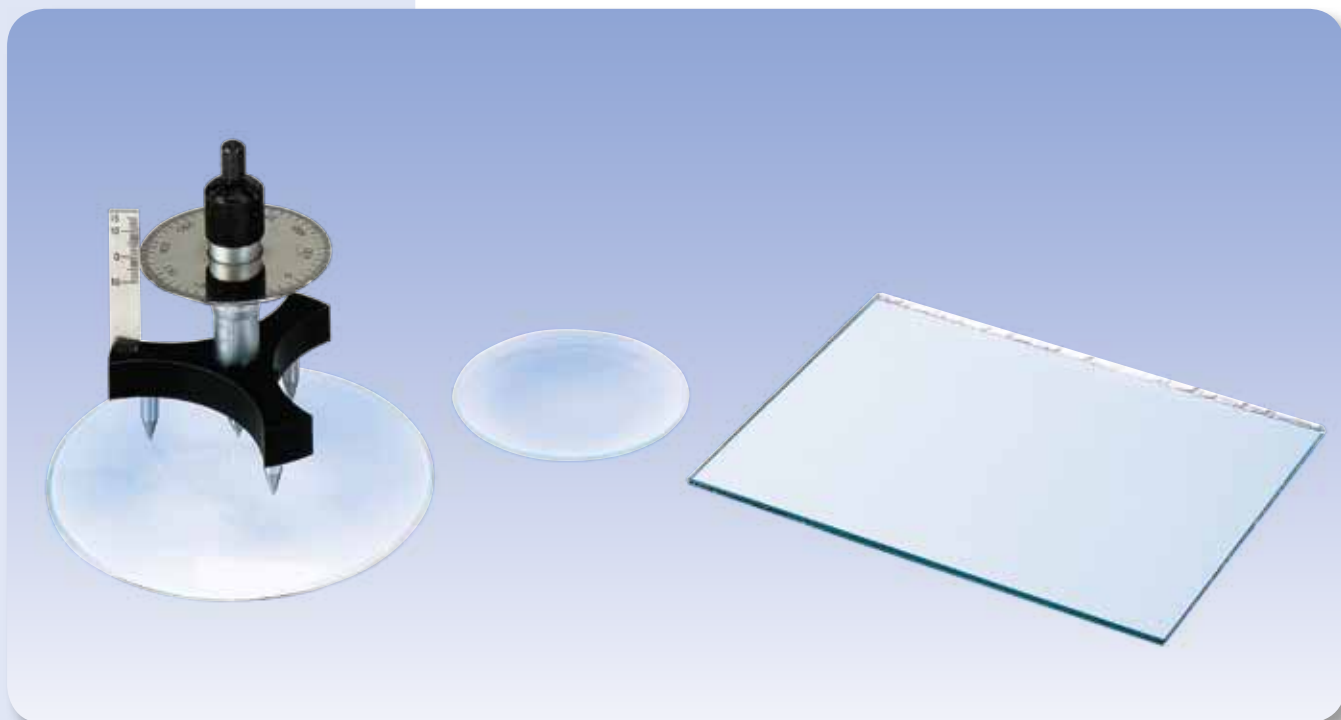
Efecto Hall en semiconductores (UE6020200):.....	224
Estudio de los mecanismos de la conducción eléctrica en germanio dotado, tomando como base el efecto Hall	

Efecto Seebeck (UE6020500):.....	226
Registro de las características de diferentes termoelementos y determinación de la sensibilidad	

FÍSICA DE LOS RAYOS X/DIFRACTOMETRÍA	
Reflexión de Bragg (UE7010100):.....	228
Determinación de las constantes reticulares de cristales con estructura de NaCl	

FÍSICA DE LOS RAYOS X/ ESPECTROSCOPIA ENERGÉTICA	
Fluorescencia de rayos X (UE7020100):.....	230
Análisis no destructivo de la composición química	

OTROS SURTIDOS	
Sistema de Experimentación de Alumnos (SEA).....	232
Biología.....	236
Geología.....	240



TAREAS

- Determinación de las alturas de curvatura h de dos lunas de reloj con una distancia s presente entre las puntas de apoyo del esférómetro.
- 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 esférómetro 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 esférómetro, 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:

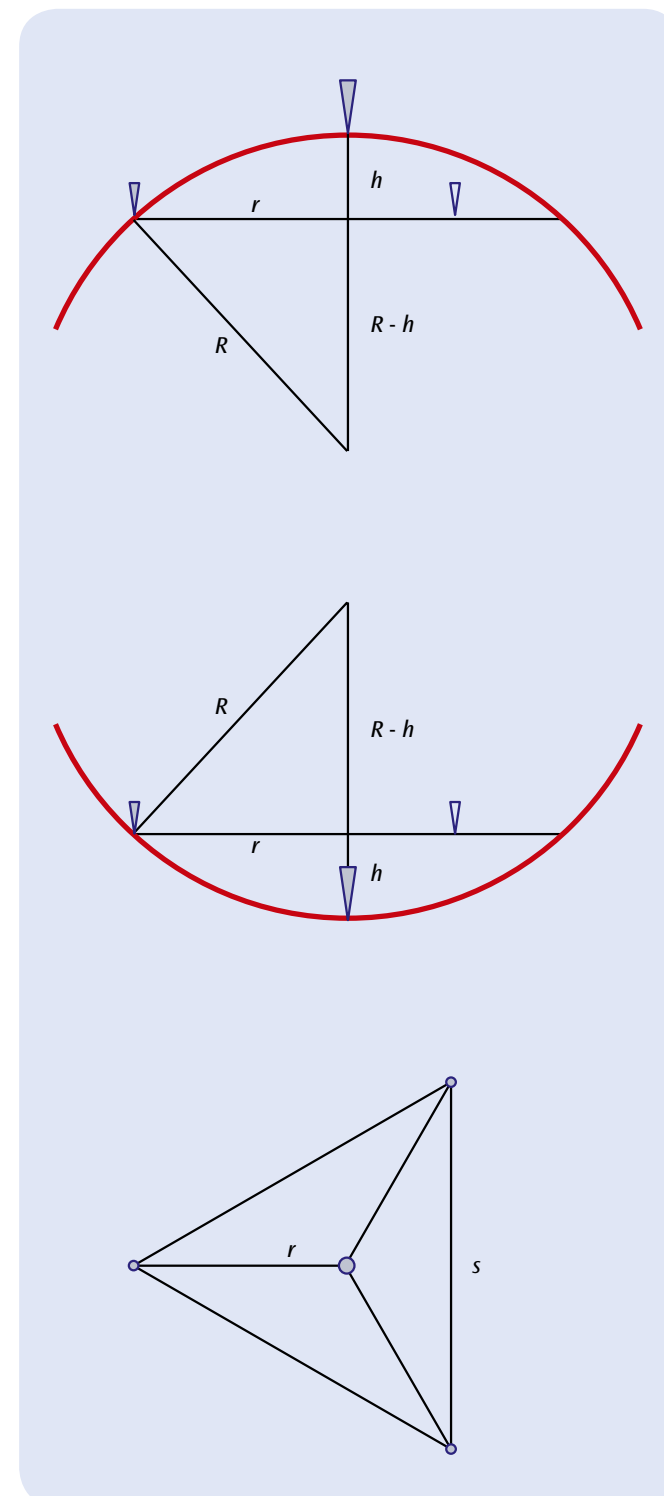
$$(4) \quad R = \frac{s^2}{6 \cdot h} + \frac{h}{2}$$

EVALUACIÓN

La distancia s entre las puntas de apoyo del esférómetro 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 esférómetro 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.

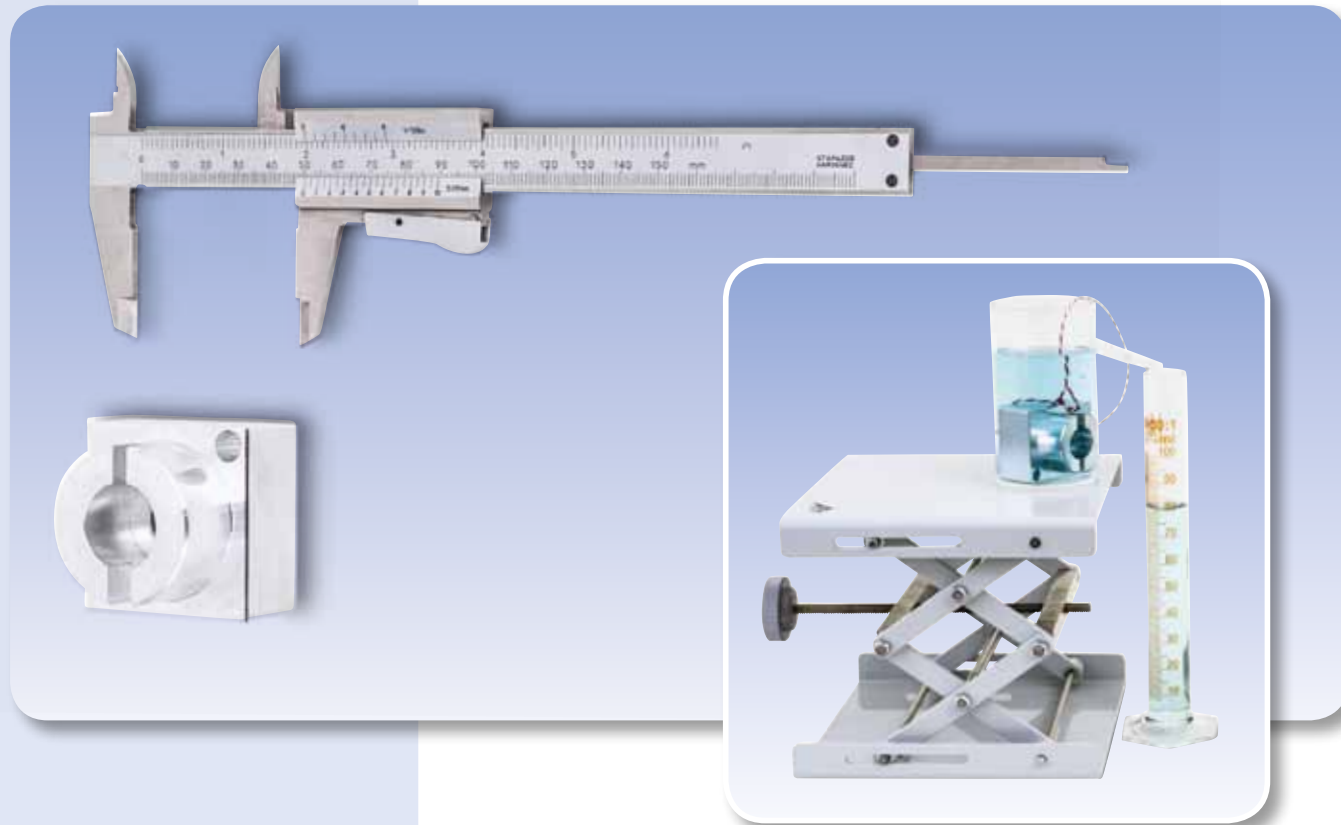


Representación esquemática de la medición del radio de curvatura con un esférómetro

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



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

1

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.

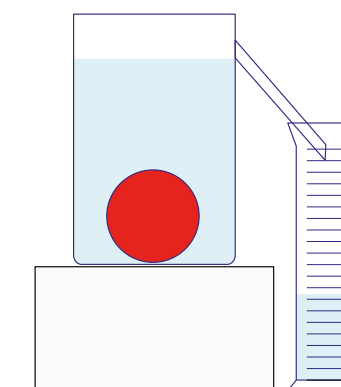
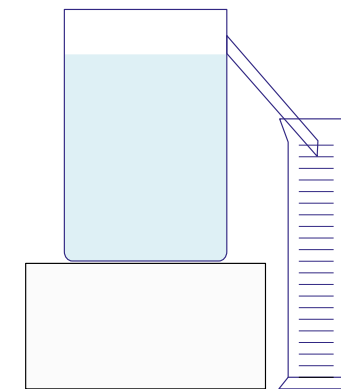


Fig. 6: Representación esquemática del método del rebose

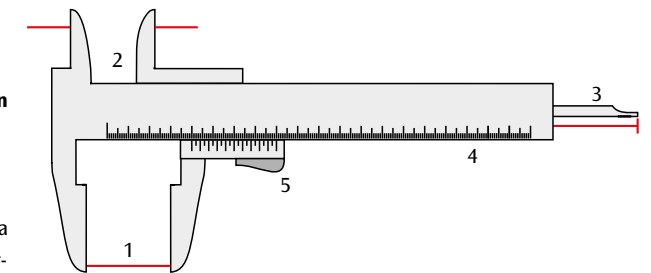


Fig. 1: Patas de medición para medidas externas (1), Cantos para medidas internas (2), Varilla para medición de profundidades (3), Escala milimétrica (4), Cursor con nonio (5)

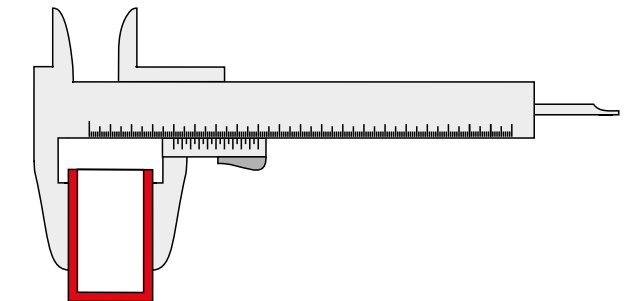


Fig. 2: Determinación de una medida externa

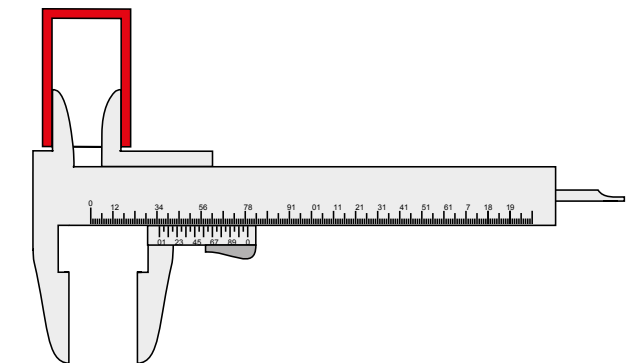


Fig. 3: Determinación de una medida interna

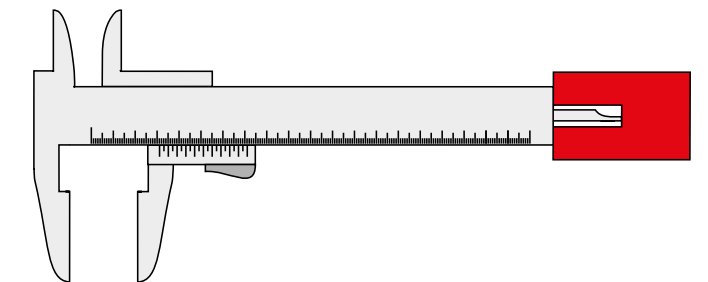


Fig. 4: Determinación de la profundidad de un orificio

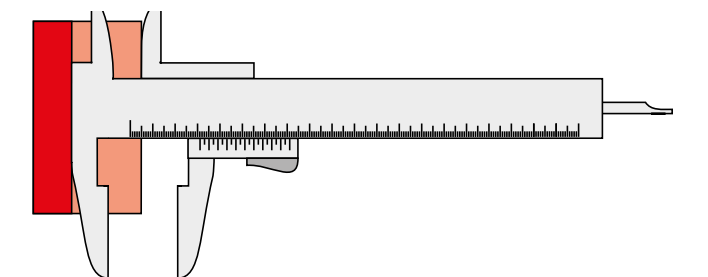
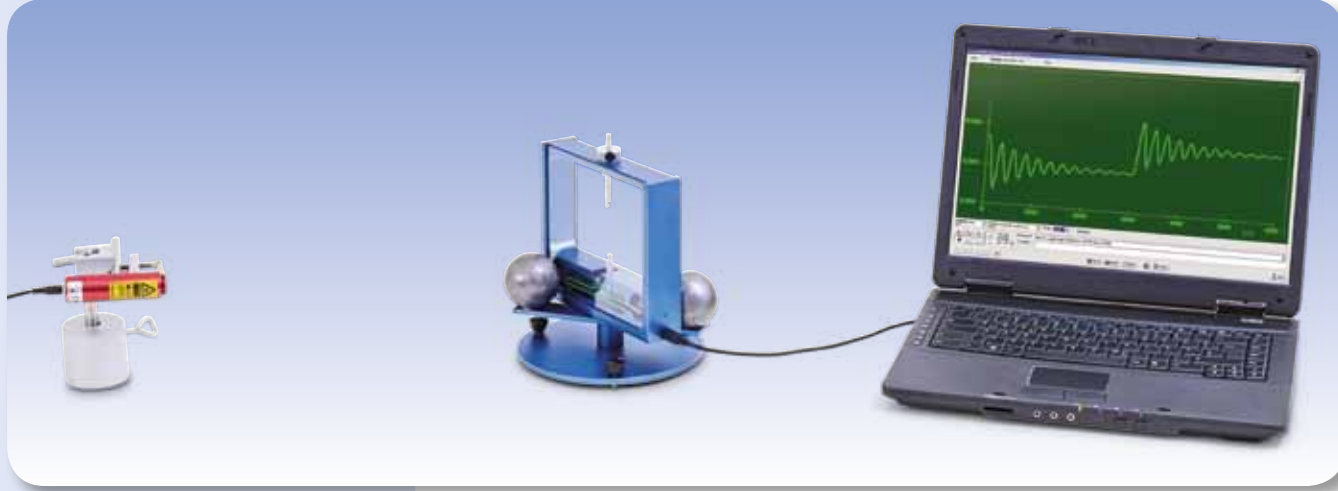


Fig. 5: Determinación de una altura escalonada



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	1003201
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 5000 g	1003434

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.

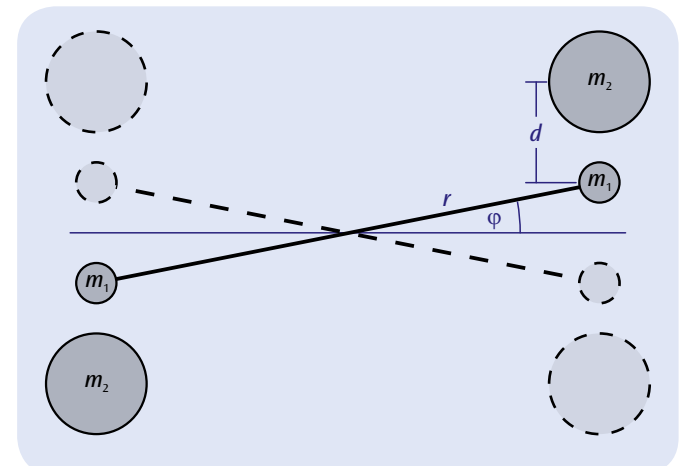


Fig. 1: Representación esquemática para la disposición de medición en la balanza de torsión según Cavendish

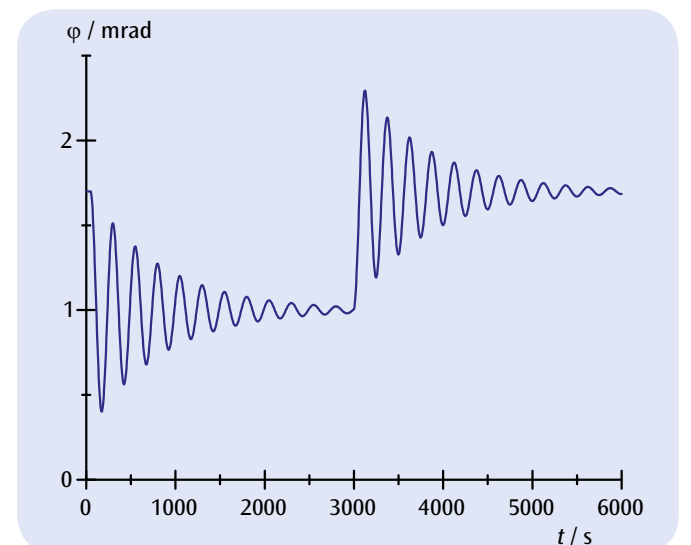


Fig. 2: Ángulo de desviación del péndulo de torsión en dependencia del tiempo habiendo cambiado dos veces la posición de medición para las esferas de plomo grandes



TAREAS

- Medición de la fuerza F_1 en dependencia, le 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, le la carga F_2 , con el brazo de la carga x_2 y con el brazo de la fuerza x_1 , en un 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

1

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 $F_1 \cdot x_1$ y $F_2 \cdot x_2$ y se comparan entre sí.

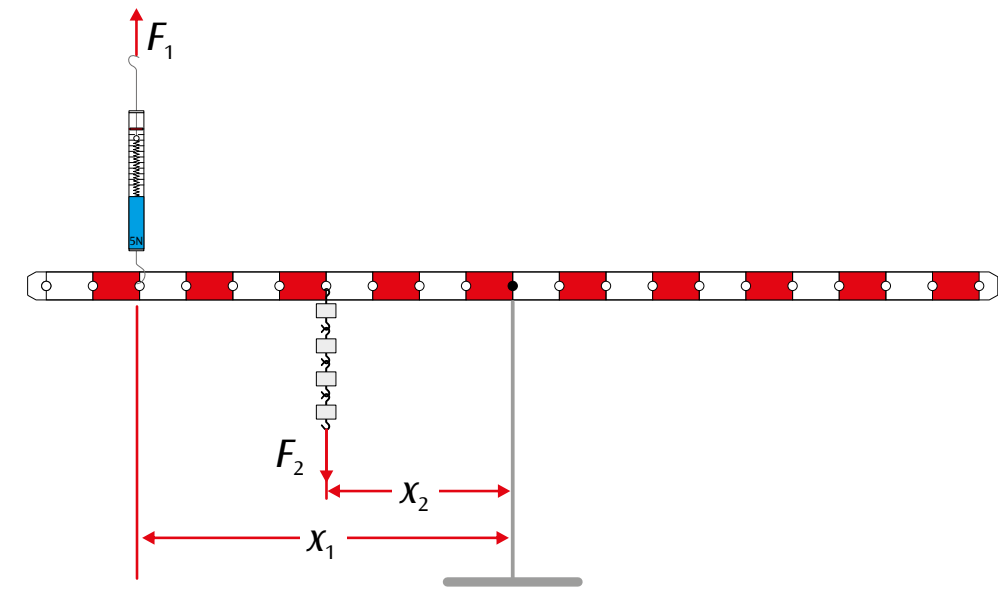


Fig. 1: Balanza de un brazo

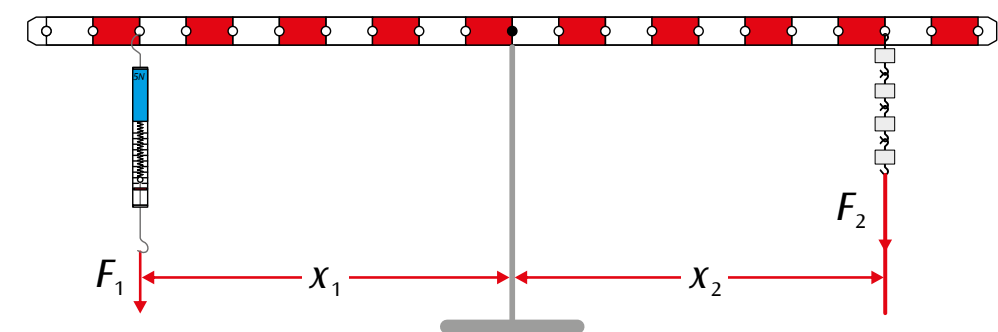


Fig. 2: Balanza de dos brazos



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

1

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

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

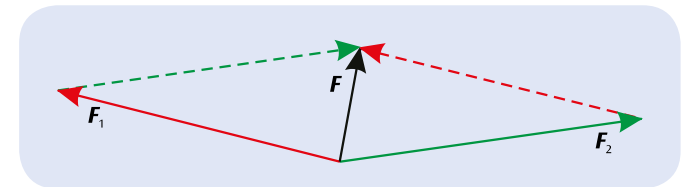


Fig. 1: Adición vectorial de fuerzas (Paralelogramo de fuerzas)

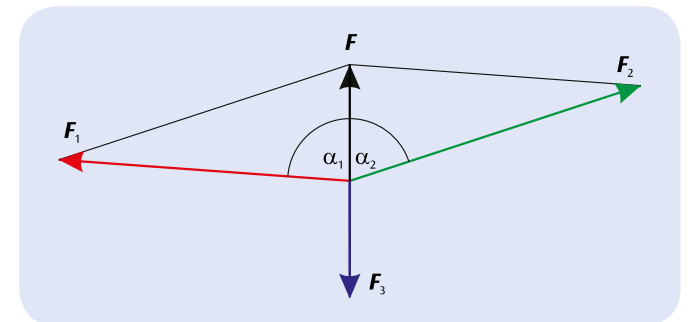


Fig. 2: Determinación de la suma vectorial de dos fuerzas F_1 y F_2 a partir de la fuerza F_3 que mantiene el equilibrio

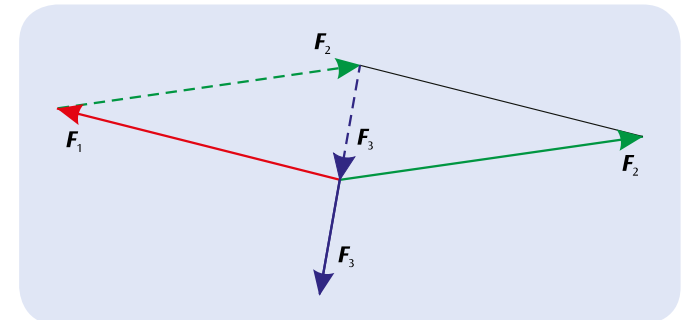


Fig. 3: Estudio gráfico del equilibrio de tres fuerzas aisladas de cualquier orientación

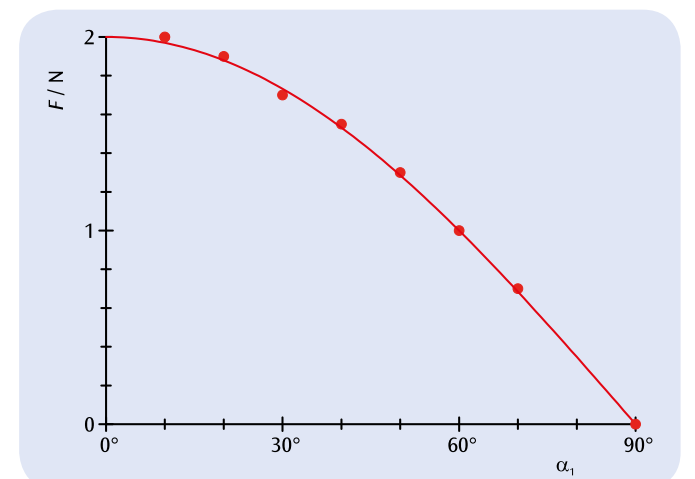


Fig. 4: Suma de dos fuerzas simétricas medida y calculada que depende del ángulo de apertura α_1



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.

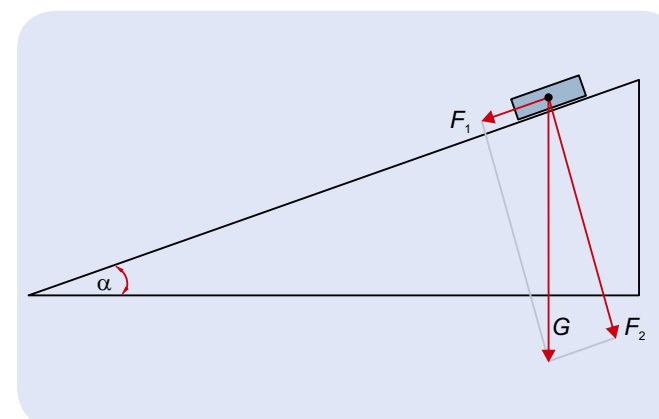


Fig. 1: Descomposición vectorial del peso G en, fuerza de fricción hacia abajo F_1 y fuerza normal F_2

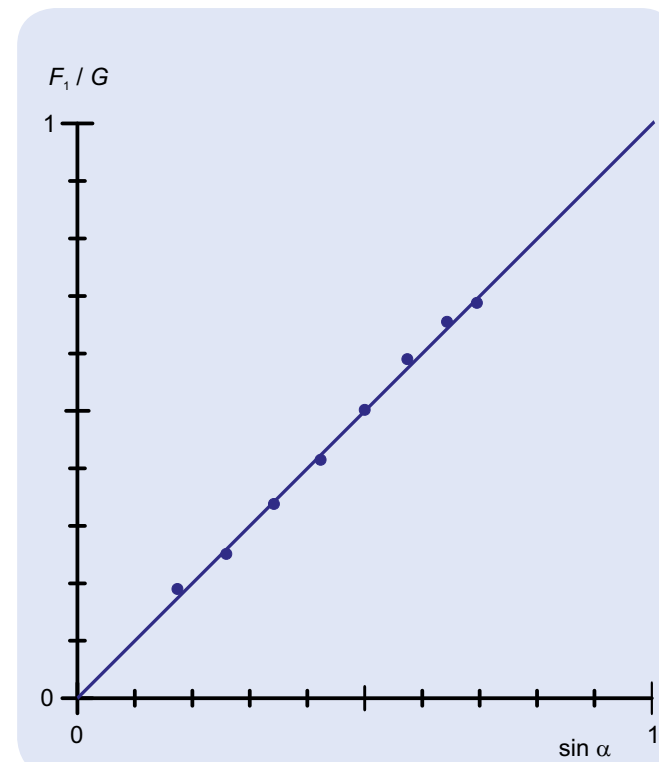
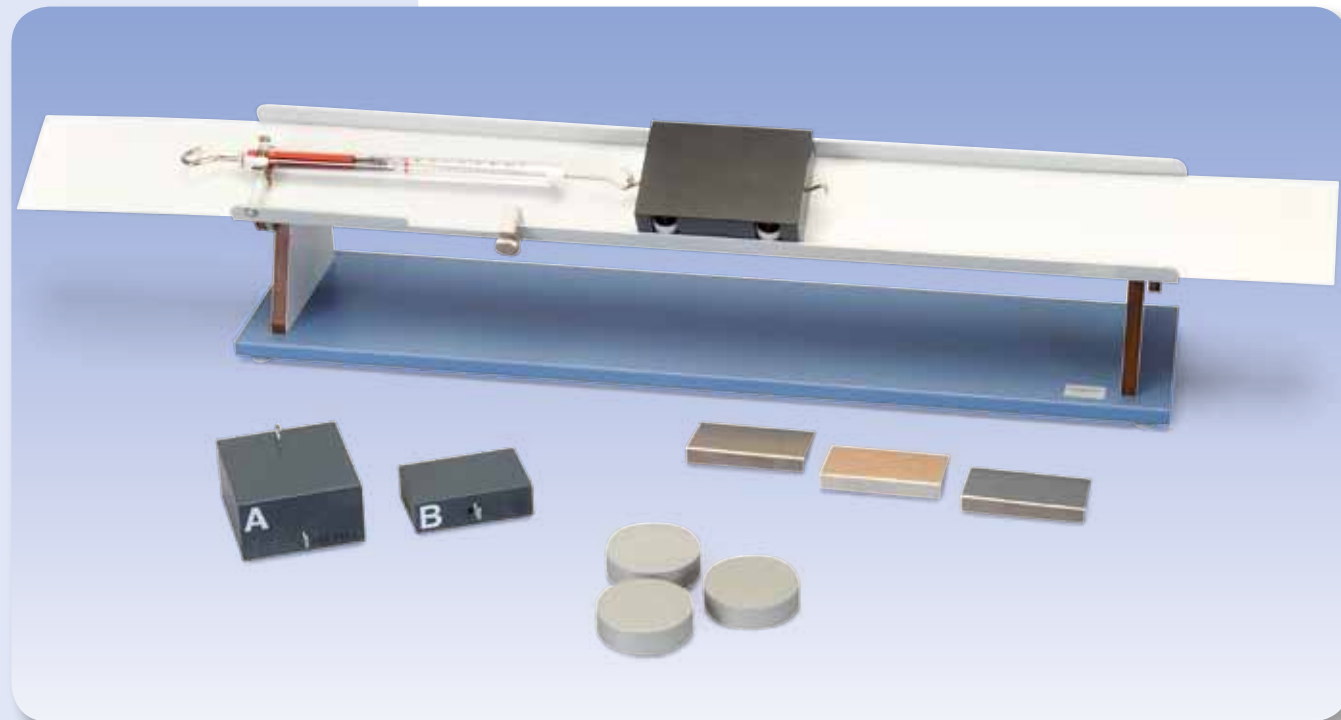


Fig. 2: La relación entre la fuerza de fricción F_1 y el peso G en función de $\sin \alpha$



TAREAS

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

1

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 intenso.

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 deslizamiento 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:

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

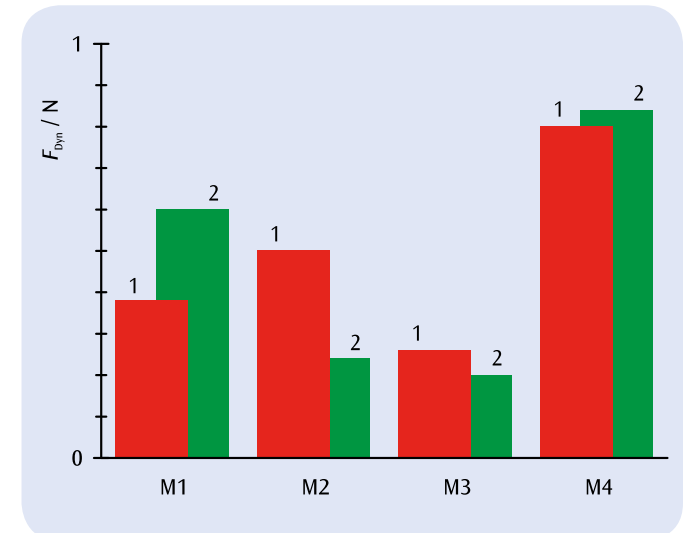


Fig. 1: Fuerza de fricción por desplazamiento F_{Dyn} para cuatro diferentes materiales sobre una superficie de apoyo lisa (1) y una rugosa (2)

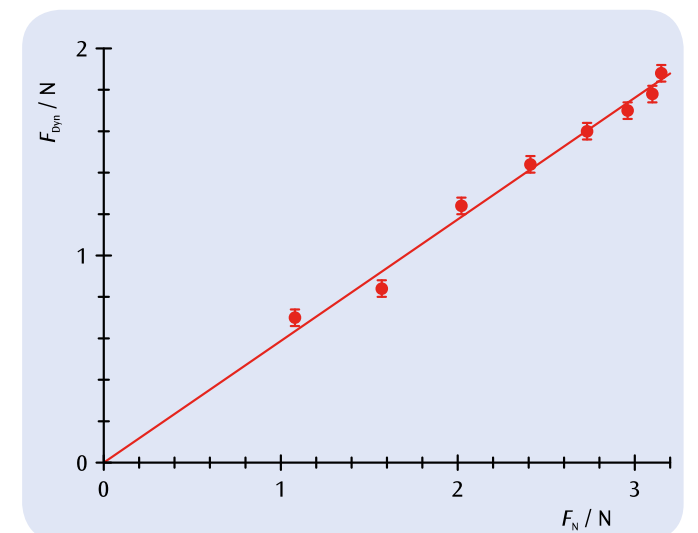


Fig. 2: Fuerza de fricción por desplazamiento F_{Dyn} que depende de la fuerza de apoyo normal F_N

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.

1
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.

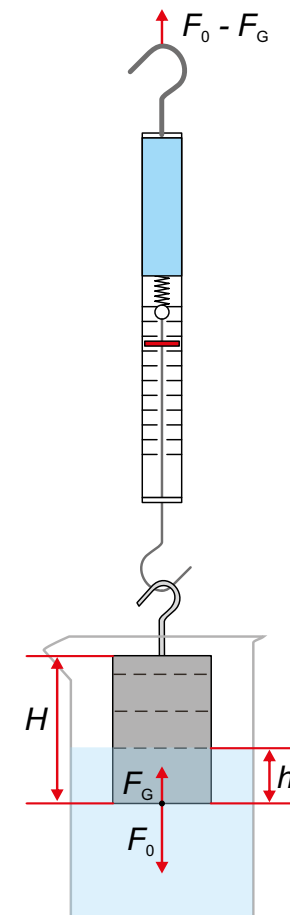
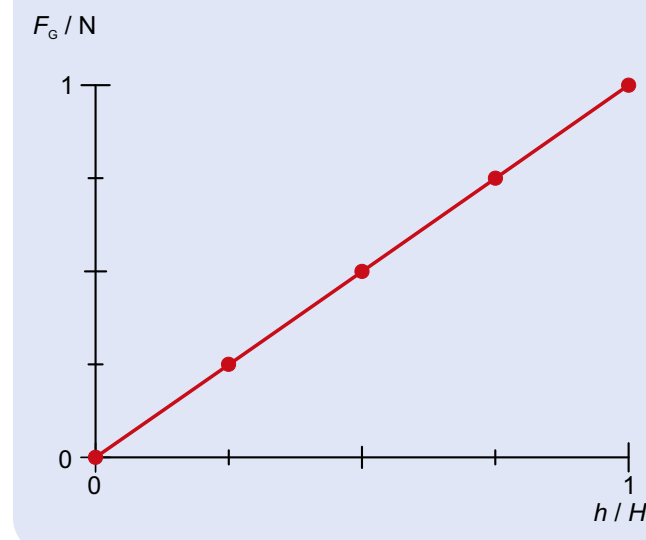
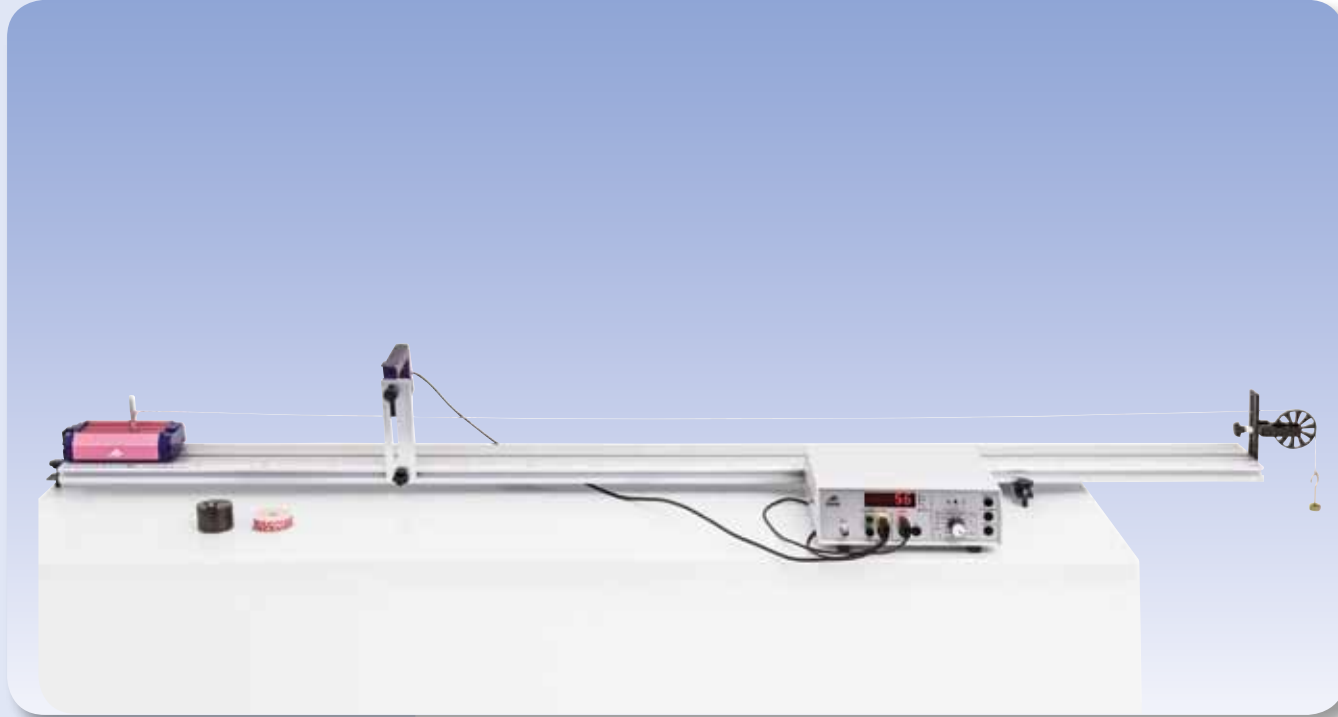


Fig. 2: Representación esquemática


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

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	1003318
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Contador digital (230 V, 50/60 Hz)	1001033
	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 de experimentación	1001055

1

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

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

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

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.

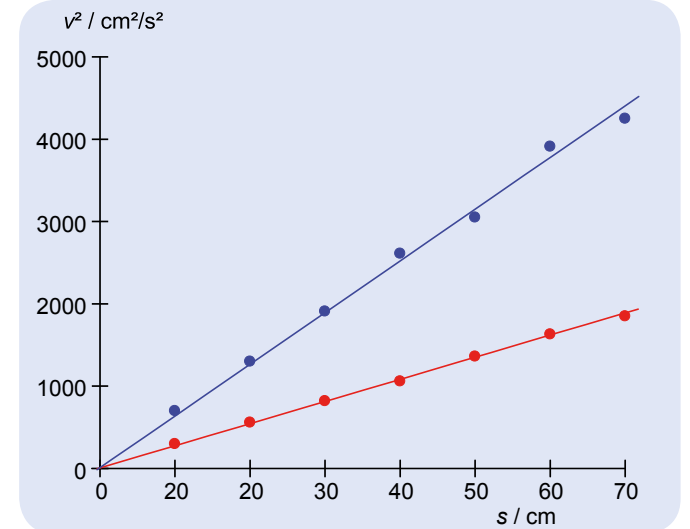


Fig. 2: Diagrama v^2 - s para $m_2 = 500$ g. $m_1 = 10$ g (rojo), 20 g (azul)

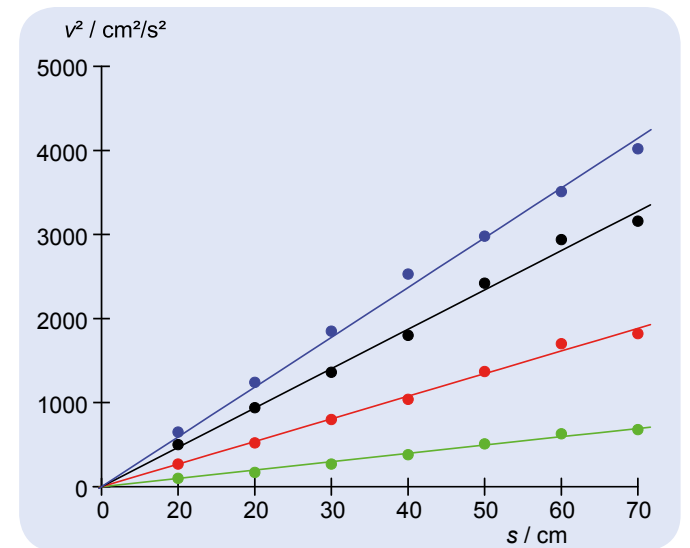


Fig. 3: Diagrama v^2 - s para $m_2 = 1000$ g. $m_1 = 10$ g (verde), 20 g (rojo), 30 g (negro), 40 g (azul)



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	1003318
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544
1	Puerta fotoeléctrica	1000563
1	Cuerda, 100 m	1007112
1	Juego de pesas de ranura 10 x 10 g	1003227

1

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 una 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:

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

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

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

$\Delta = 20$ mm: 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: $a = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot g$

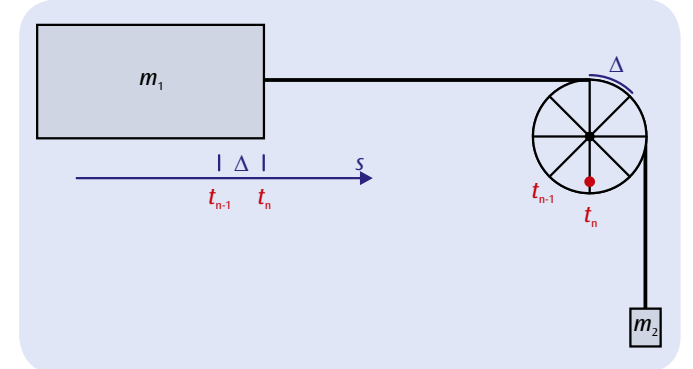


Fig. 1: Representación esquemática del principio de medición

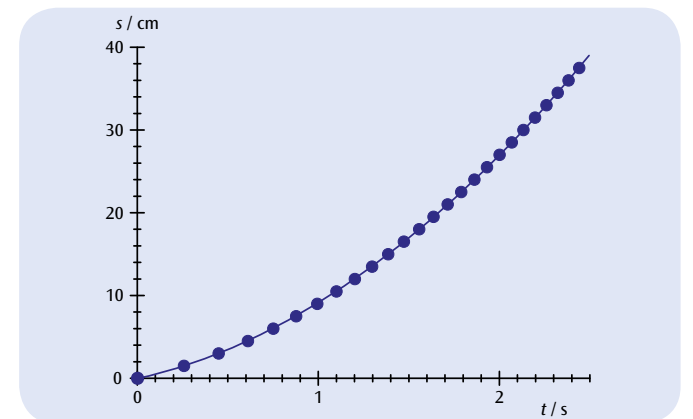


Fig. 2: Camino en dependencia del tiempo

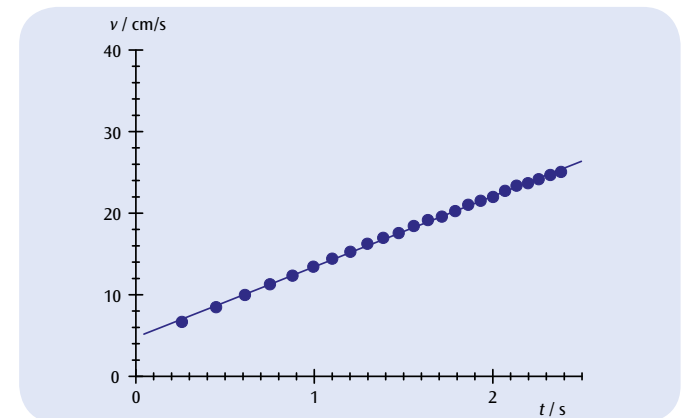


Fig. 3: Velocidad en dependencia del tiempo

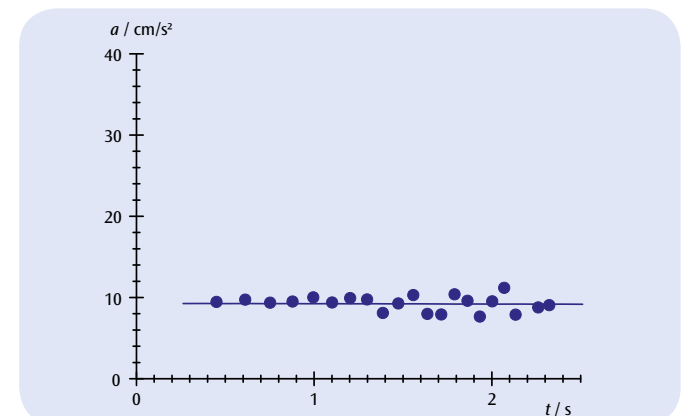
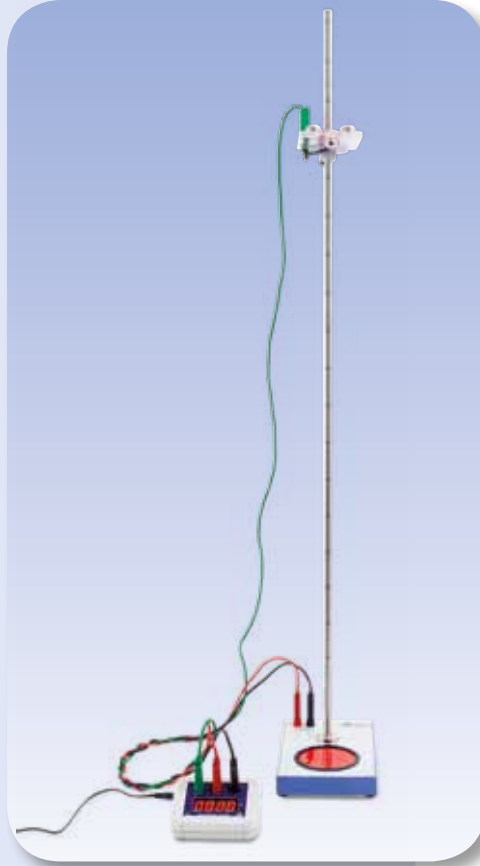


Fig. 4: Aceleración en dependencia del tiempo



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)	1012833 o
	Contador de milisegundos (230 V, 50/60 Hz)	1012832
1	Juego de 3 cables de experimentación de seguridad	1002848

1

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:

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

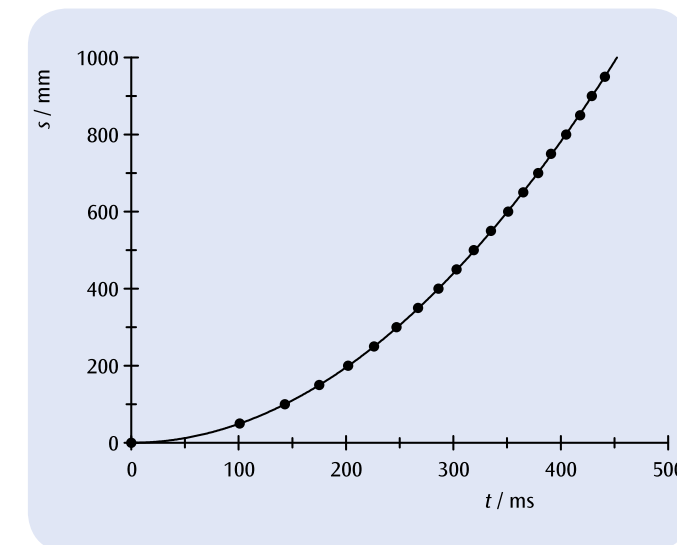


Fig. 1: Diagrama de tiempo en función del desplazamiento en caída libre

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.

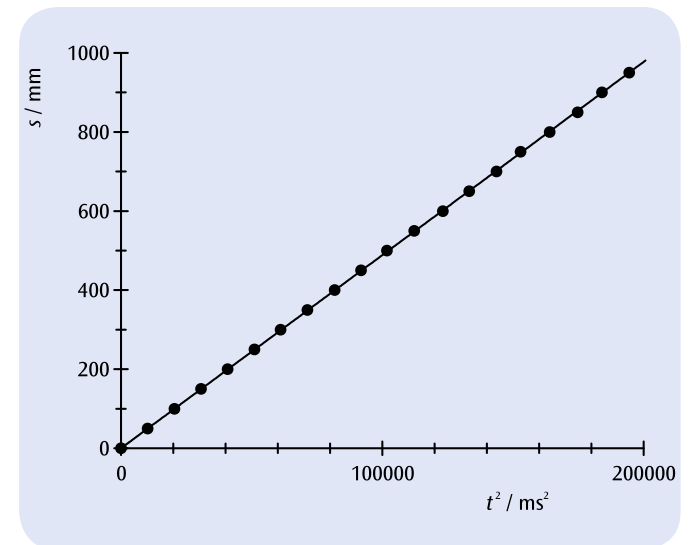
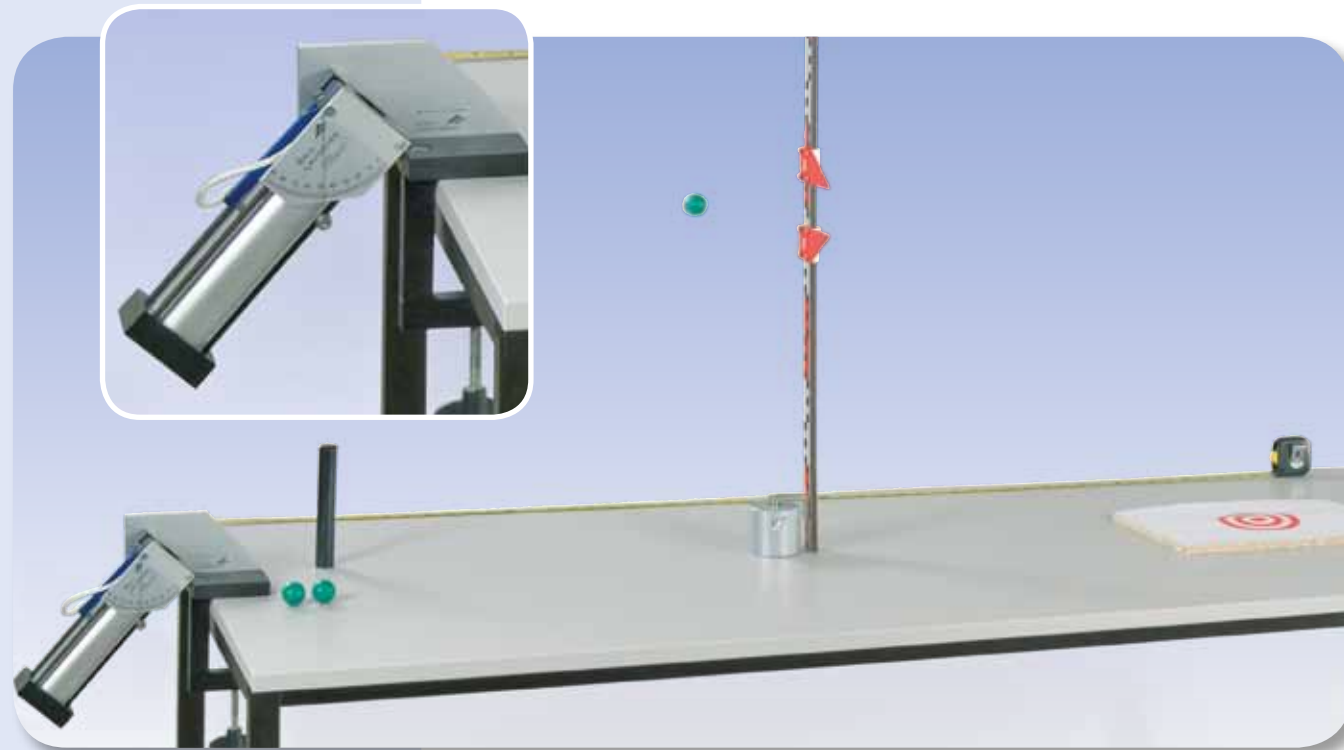


Fig. 2: Recorrido de caída como función del cuadrado del tiempo de caída



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

1

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.

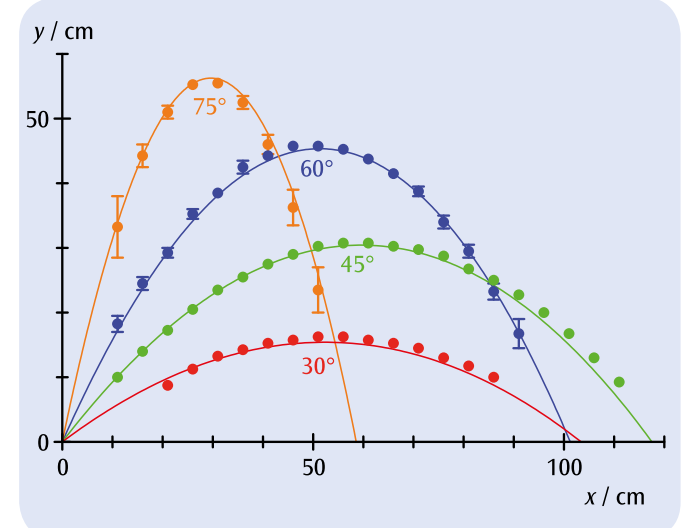
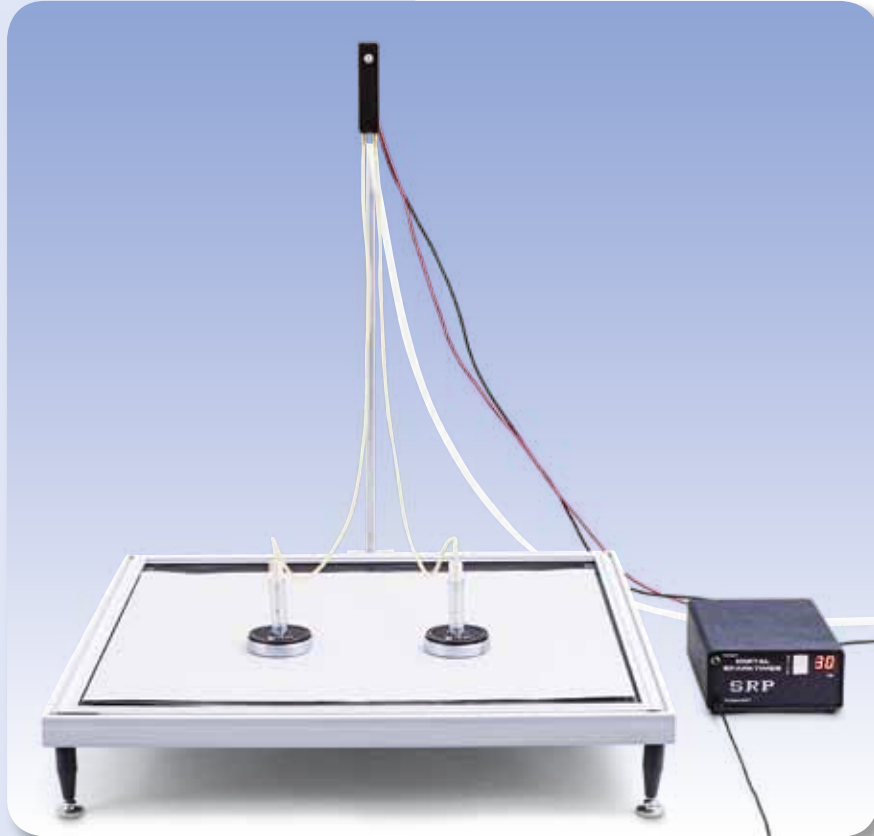


Fig. 1: Parábolas de vuelo medidas y calculadas bajo diferentes ángulos de disparo, con velocidad de disparo mínima y teniendo en cuenta la fricción del aire


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 de los cuerpos con la ayuda de un generador de chispas.

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.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tablero de cojín neumático (230 V, 50/60 Hz)	1013210 o
	Tablero de cojín neumático (115 V, 50/60 Hz)	1012569
1	Par de discos magnetizados	1003364
Recomendado adicionalmente		
1	Balanza de laboratorio 610	1003419
1	Regla, 50 cm	
1	Goniómetro	

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

$$(3) \quad v'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot v_1$$

y

$$(4) \quad v'_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \cdot v_1$$

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

$$(9) \quad r_s = \frac{m_1 \cdot r_1 + m_2 \cdot r_2}{m_1 + m_2}$$

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

$$(10) \quad v_s = \frac{m_1 \cdot v_1 + m_2 \cdot v_2}{m_1 + m_2}$$

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, las cuales se atribuyen a la generación de una onda de sonido durante el choque, a deformaciones mínimas durante el choque, a una rotación de los discos masivos no detectada o a movimiento de las mangueras de la entrada del aire.

La magnitud de la velocidad se calcula a partir de

$$v = \Delta \cdot f.$$

Δ Distancia entre dos puntos,

f : Frecuencia del generador de chispas

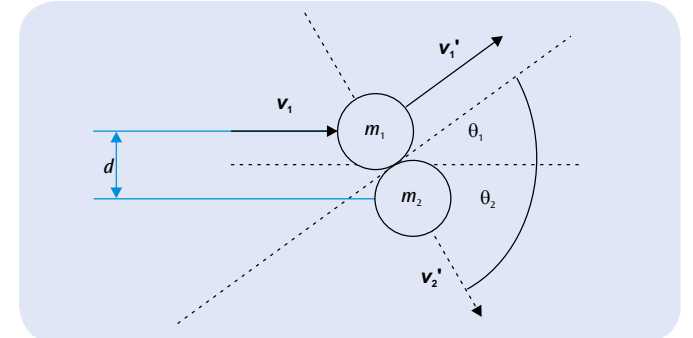


Fig. 1: Representación esquemática del choque no central de dos masas

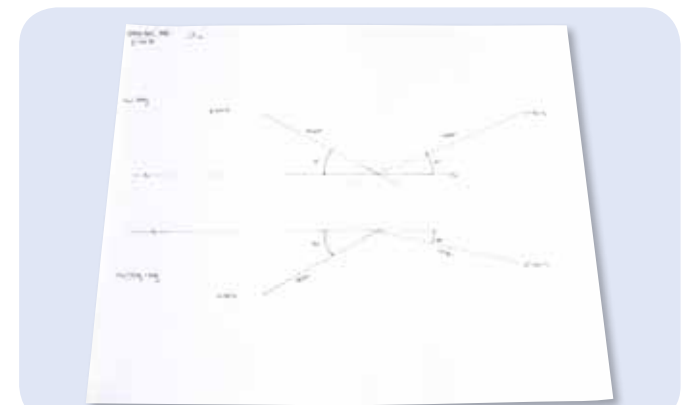
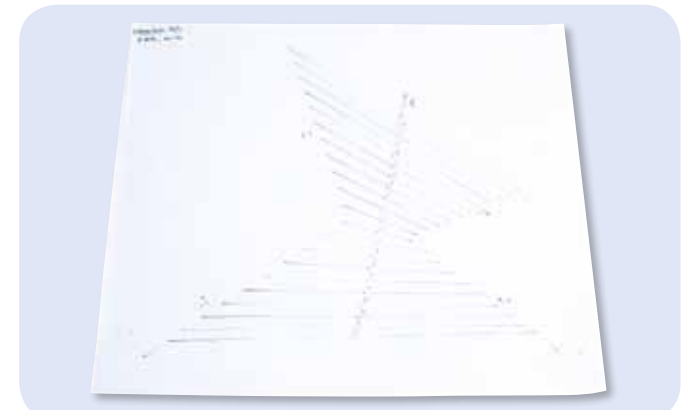

 Fig. 2: Registro y evaluación del choque no central de masas no iguales con velocidades iniciales $v_{1y} \neq 0$ y $v_{2y} = 0$


Fig. 3: Localización del centro de masas de las dos masas S

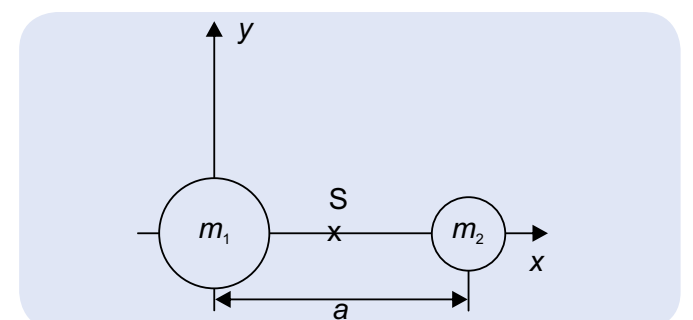


Fig. 4: Movimiento del centro de masas S de las dos masas, antes y después del choque


OBJETIVO

Comprobación de la ley de las áreas para los movimientos de fuerza central (segunda ley de Kepler)

RESUMEN

Como ejemplo de un movimiento de fuerza central se registra el movimiento elíptico de una masa de péndulo por medio del método de las marcas de polvo. Así se obtiene una traza con "mascas de tiempo", a partir de las distancias entre las marcas de polvo se puede determinar inmediatamente la velocidad de la masa del péndulo en cada momento. Una evaluación sencilla muestra además que la superficie barrida por el vector radial de la masa del péndulo permanece constante por intervalos de tiempo iguales y en esta forma es independiente del largo del vector radial.

TAREAS

- Registro de la oscilación elíptica de un péndulo por medio del método de las marcas de polvo.
- Comparación de las velocidades de la masa del péndulo con distancia máxima y mínima con respecto a la posición de reposo.
- Determinación de la superficie barrida por la masa del péndulo con una distancia máxima y una mínima con respecto a la posición de reposo.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Juego de aparatos para el registro con marcas de polvo	1000739
1	Péndulo con electrodo de registro	1000780
2	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
2	Varilla de soporte, 1000 mm	1002936
1	Varilla de soporte, 750 mm	1002935
3	Nuez universal	1002830

1
FUNDAMENTOS GENERALES

Durante el movimiento de un planeta alrededor del sol, el momento angular permanece constante, porque la fuerza que actúa sobre el planeta está siempre orientada hacia el centro del movimiento. A partir de ello se puede deducir que la órbita del planeta debe permanecer en un plano fijo. Además también se puede deducir la conocida segunda ley de Kepler, según la cual el radio de conexión del sol hacia el planeta barre la misma superficie en intervalos de tiempos iguales.

Para la validez de la ley de superficies no juega ningún papel la dependencia exacta de la fuerza central con respecto al centro del movimiento. Esta sólo determina la forma de la órbita alrededor del centro de la fuerza. Por lo tanto, la ley de las superficies también vale para las oscilaciones elípticas de un péndulo alrededor de la posición de reposo, siempre y cuando las desviaciones del péndulo no sean muy grandes. La masa del péndulo se mueve en una superficie casi horizontal (ver Fig. 1) y en cada punto de la órbita r se experimenta una fuerza de restitución:

$$(1) \quad F = -\frac{m \cdot g}{d} \cdot r$$

g : Aceleración de caída,
 d : Longitud del péndulo,
 m : Masa del péndulo

la cual está orientada hacia la posición de reposo del péndulo. Esta fuerza deja que el momento angular:

$$(2) \quad L = m \cdot r(t) \times \frac{\Delta r(t)}{\Delta t}$$

de la masa del péndulo permanezca constante. Por lo tanto la superficie barrida por el vector del radio $r(t)$ en el intervalo de tiempo Δt permanece constante (ver Fig. 2).

$$(3) \quad \Delta A = \frac{1}{2} |r(t) \times \Delta r(t)| = \frac{1}{2} \cdot r(t) \cdot \Delta r(t) \cdot \sin \alpha$$

En el experimento se registra el movimiento de la masa del péndulo de acuerdo con el método de las marcas de polvo. Para ello el electrodo de registro de la masa del péndulo se desliza sobre una placa de marcas aislada, la cual está recubierta con un polvo fino de azufre. Una tensión entre el electrodo de registro y la placa de marcas que alterna con la frecuencia de la tensión de la red, hace que dependiendo de la polaridad se origine una atracción o una repulsión del polvo de azufre. Se registra una traza de marcas de tiempo, a partir de las distancias entre ellas se puede leer inmediatamente la velocidad de la masa pendular.

EVALUACIÓN

Primero se determinan gráficamente el centro de la traza registrada y los puntos de la curva de la órbita, en los cuales la distancia al centro es máxima o mínima.

Para estos puntos de la órbita se determina la superficie barrida por el vector del radio en 10 períodos de oscilación de la tensión alterna y para hacerlo más sencillo se consideran como triángulo.

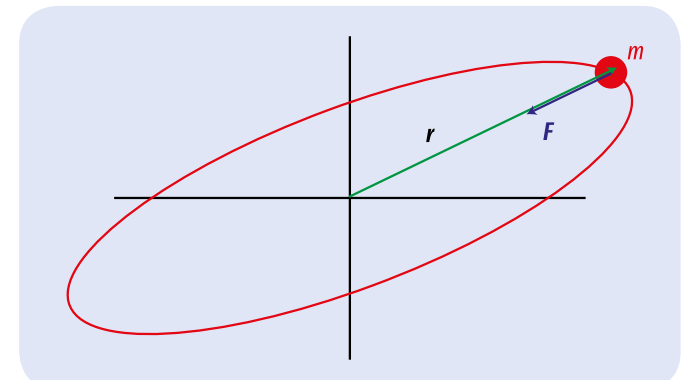


Fig. 1: Oscilación elíptica de la masa del péndulo observada desde arriba

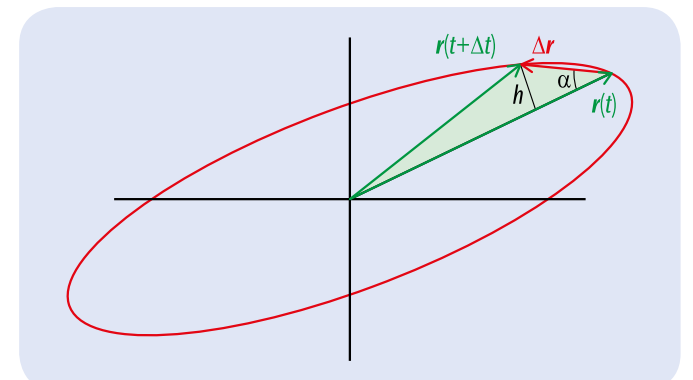
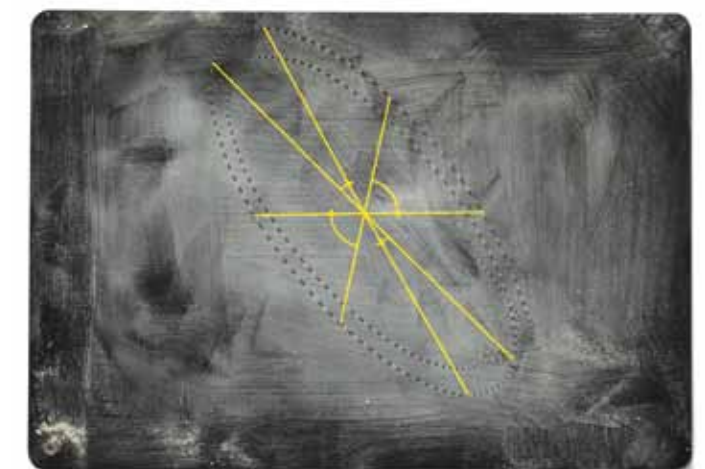

 Fig. 2: Superficie barrida por el vector del radio en el intervalo de tiempo Δt


Fig. 3: Ejemplo de medida con evaluación

UE1040101 MOVIMIENTOS DE ROTACIÓN UNIFORMEMENTE ACELERADOS

UE1040101



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.

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

$$g = 9,81 \frac{m}{s^2} : \text{Aceleración de caída libre}$$

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.

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:

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

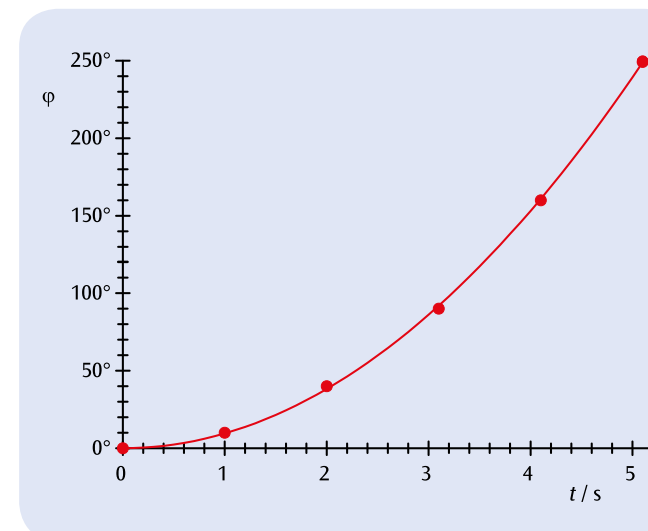


Fig. 1: Diagrama ángulo de rotación vs tiempo de un movimiento de rotación uniformemente acelerado

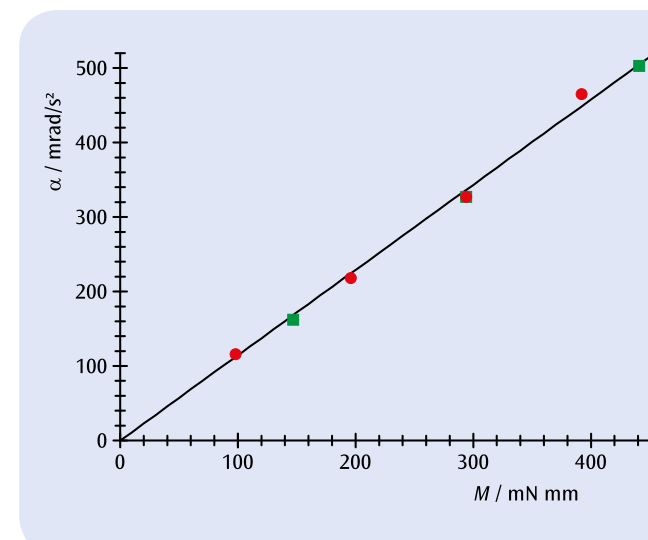


Fig. 2: Aceleración angular α que depende del par de fuerzas M

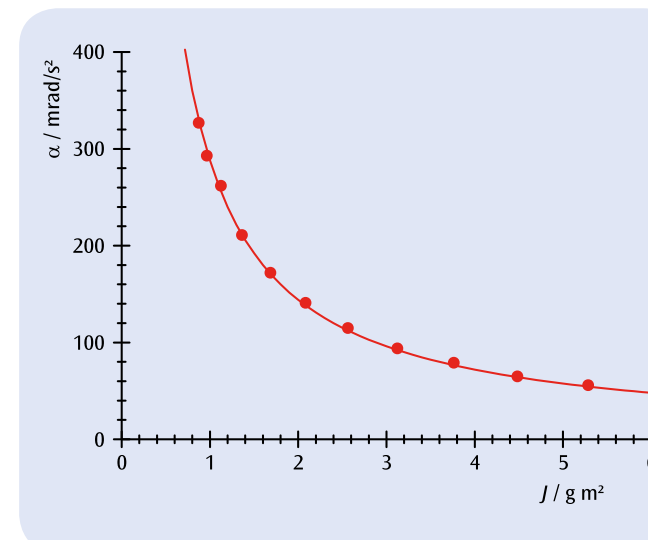
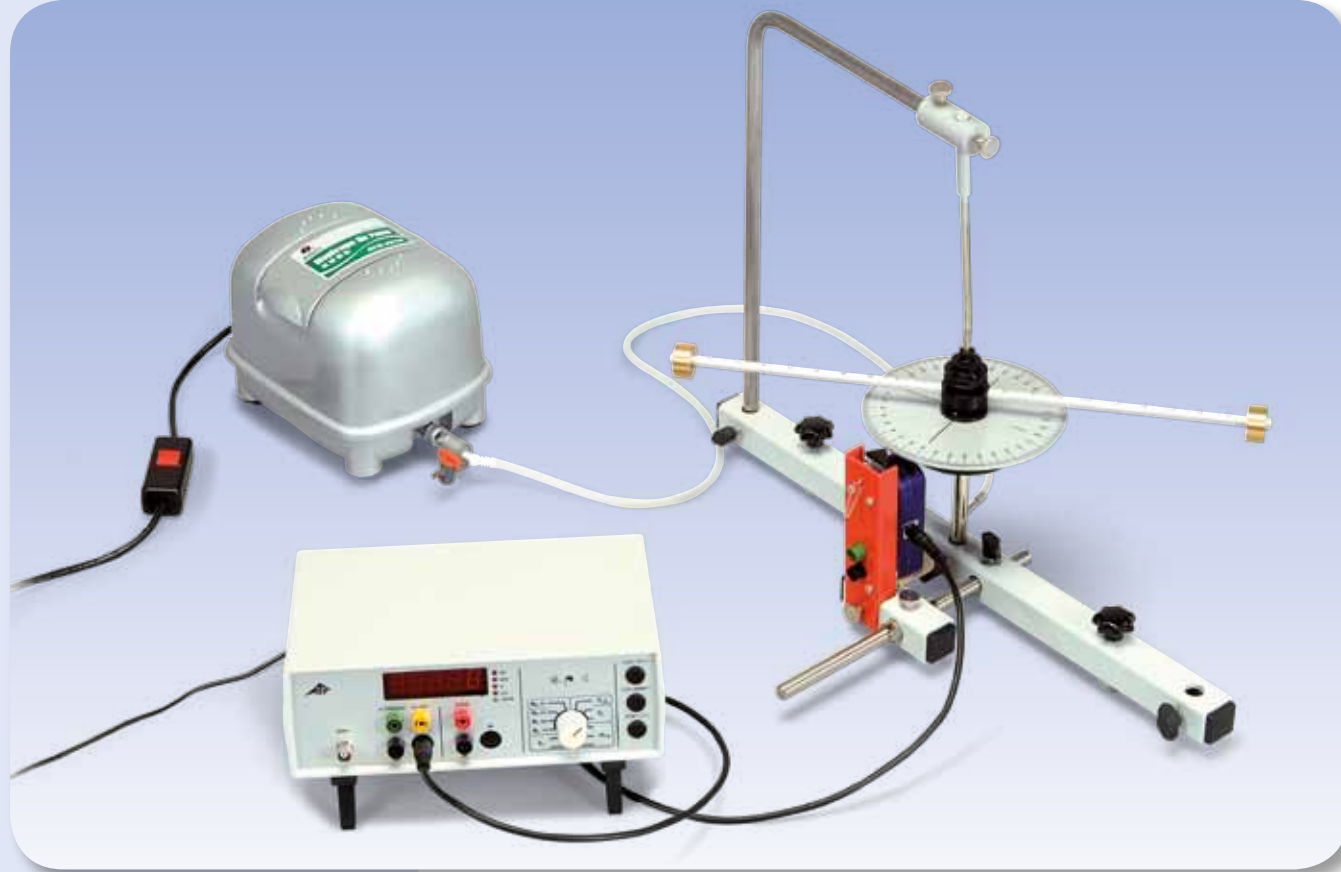


Fig. 3: Aceleración angular α que depende del momento de inercia J



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

1

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:

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

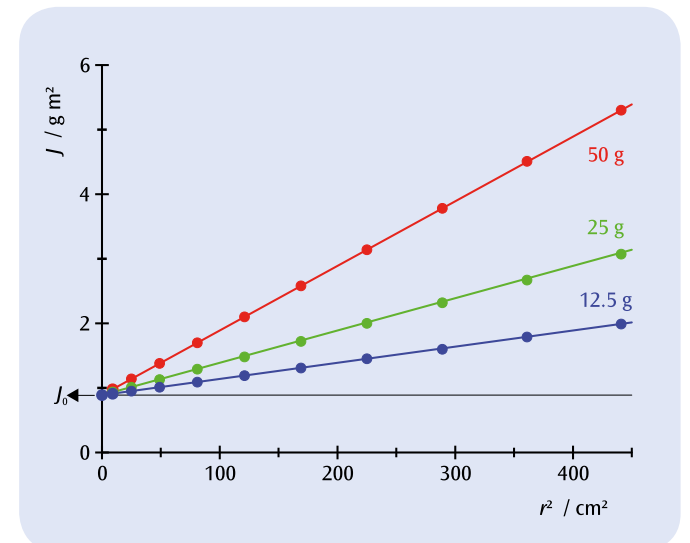
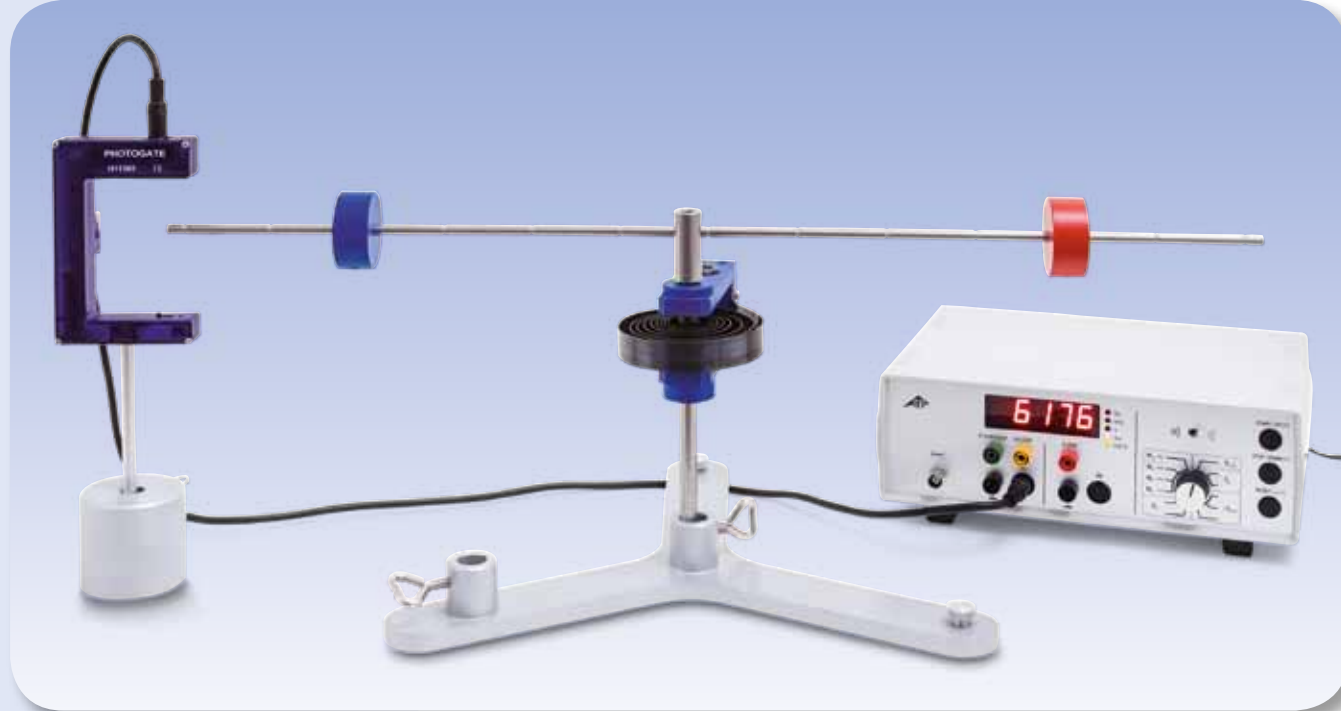


Fig. 1: Momento de inercia J del disco giratorio con la varilla de haltera para tres diferentes masas adicionales m , que depende del cuadrado de la distancia r hasta el eje de rotación



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	1008663

1

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:

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

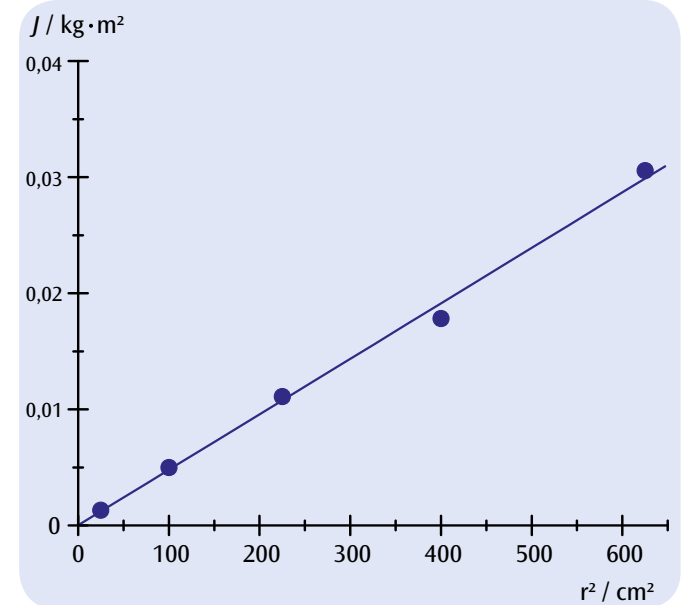


Fig. 1: Momento de inercia J de las masas en dependencia del cuadrado de la distancia r de las masas al eje de oscilación



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	1003201
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544
3	Pie soporte, 3 patas, 150 mm	1002835
3	Nuez universal	1002830
3	Varilla de soporte, 750 mm	1002935

2

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 serene-

namente se le golpea en contra de su eje de rotación, éste realiza movimientos de volcado basculares, 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:

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

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 $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$:

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

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:

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

C : Constante

En el experimento, los movimientos de rotación, precesión y nutación se captan con puertas fotoeléctricas y el desarrollo temporal de los impulsos se registra y representa por medio del 3B NETlog™ y del 3B NETlab™.

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.

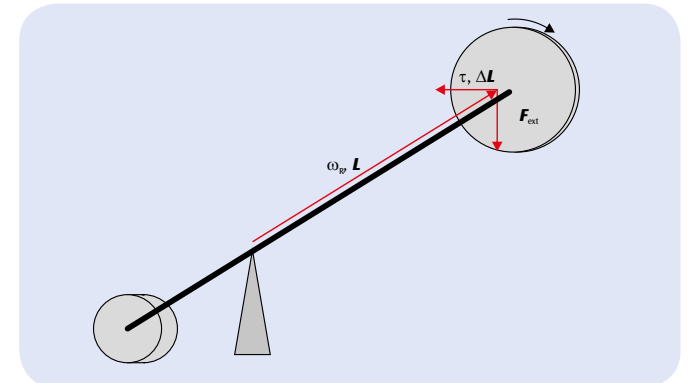


Fig. 1: Dibujo esquemático del giroscopio para la precesión

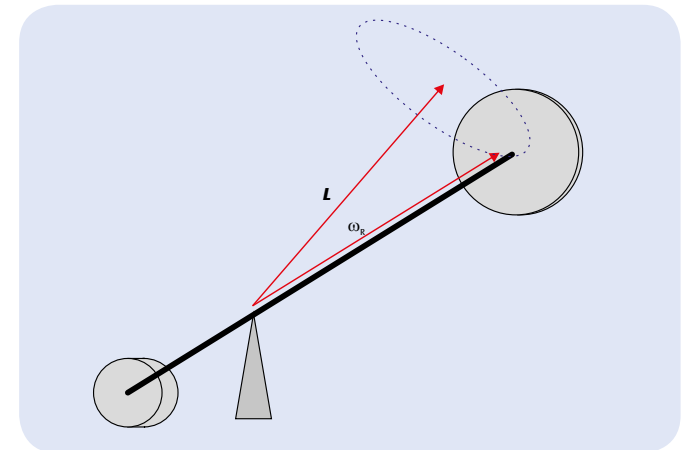


Fig. 2: Dibujo esquemático del giroscopio para la nutación

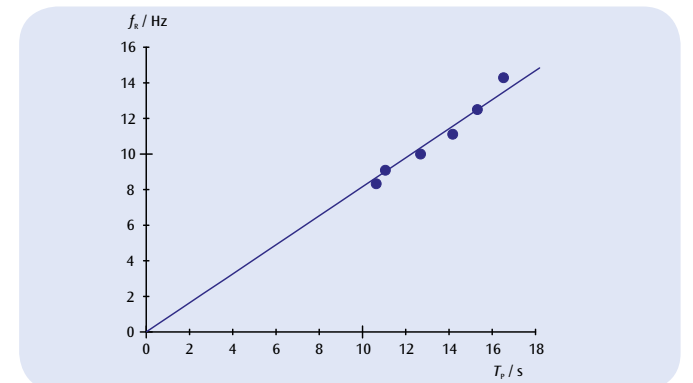


Fig. 3: Frecuencia de rotación f_R del disco en rotación en dependencia del tiempo de precesión T_p

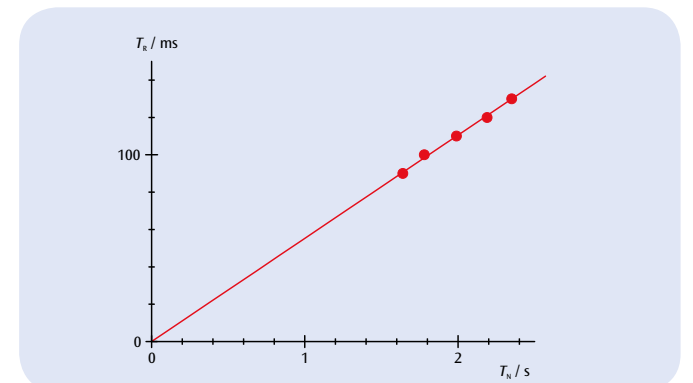
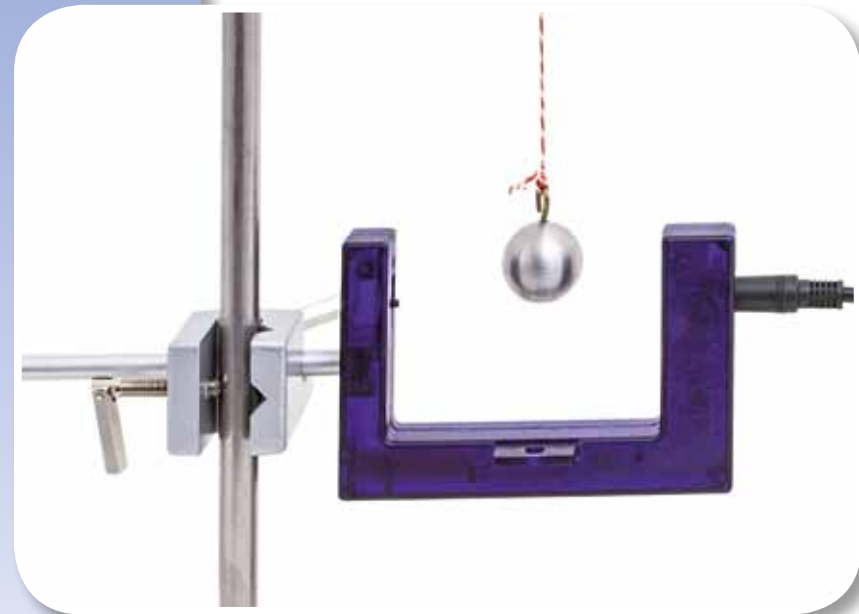


Fig. 4: Tiempo de rotación T_R en dependencia del tiempo de nutación T_N


OBJETIVO

Medición del período de un péndulo simple para diferentes masas pendulares

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 .

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
	Contador digital (115 V, 50/60 Hz)	1001032
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603
1	Balanza electrónica 200 g	1003433

1
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:

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

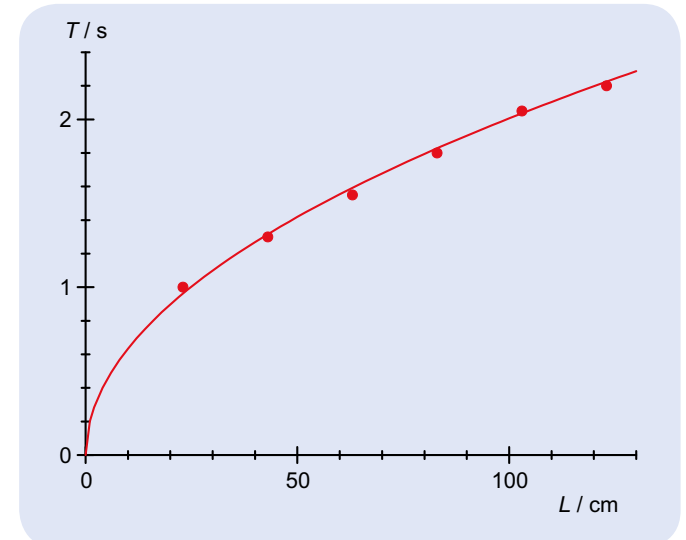
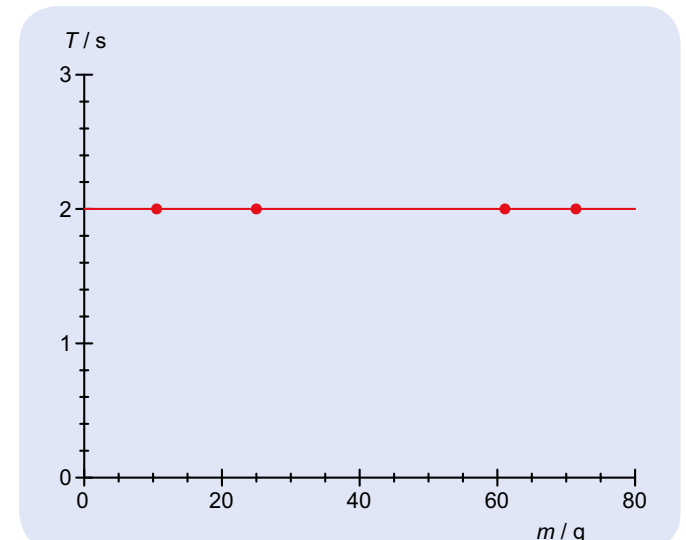
y para el período T sigue:

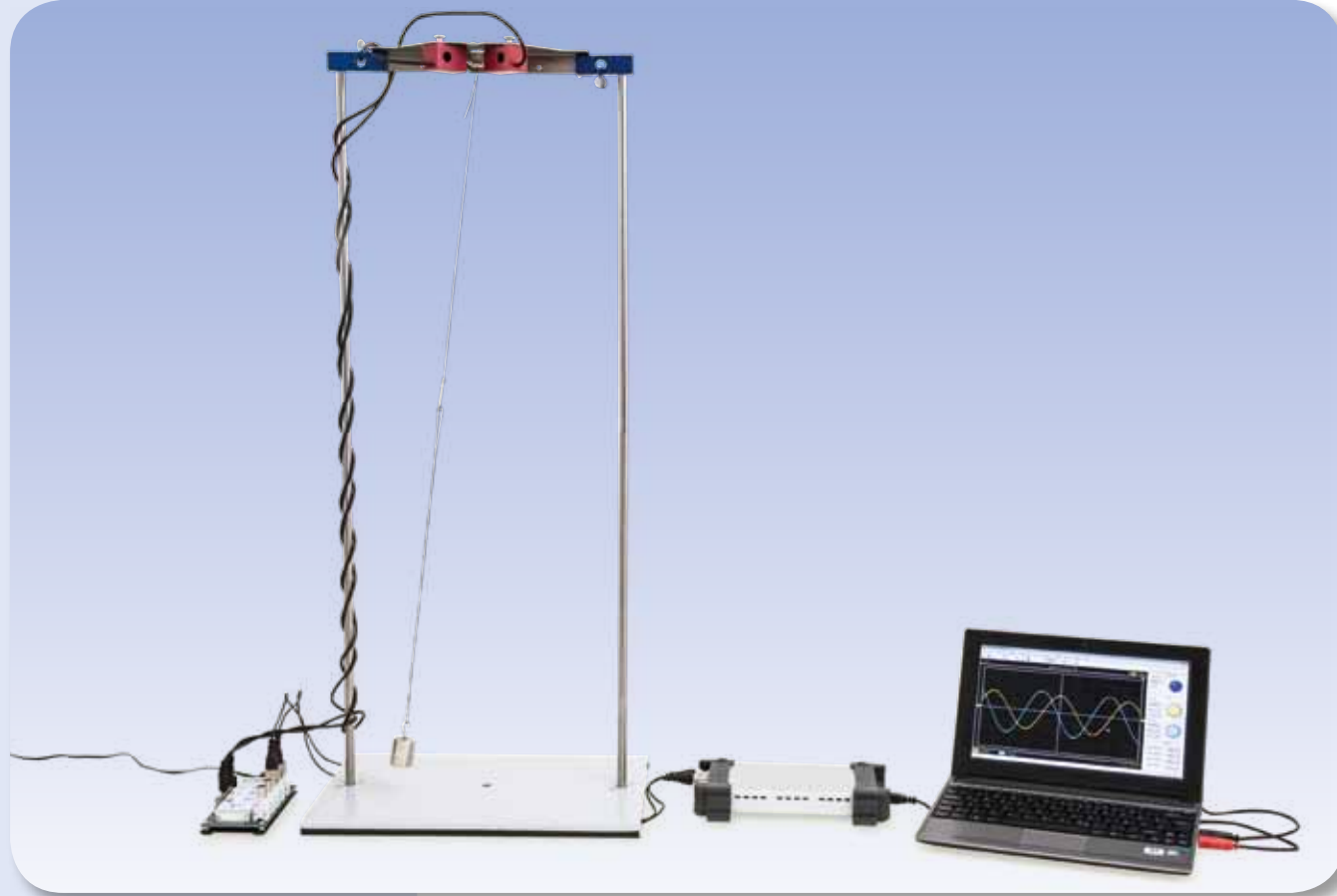
$$(4) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{L}{g}}$$

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


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	Paquete SW Péndulo de hilo	1012854
1	Paquete de SW Material de soporte	1012849
1	Paquete SW Sensores (115 V, 50/60 Hz)	1012850
	Paquete SW Sensores (230 V, 50/60 Hz)	1012851
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264

1
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.

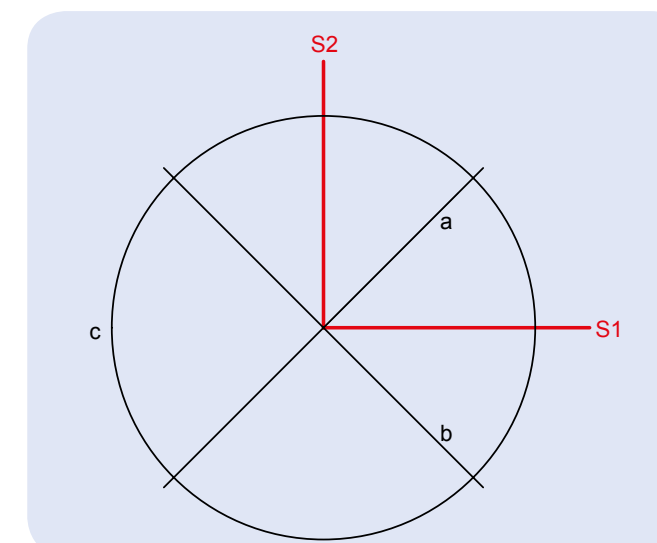


Fig. 1: Orientación de los sensores S1, S2 y las direcciones estudiadas del péndulo simple

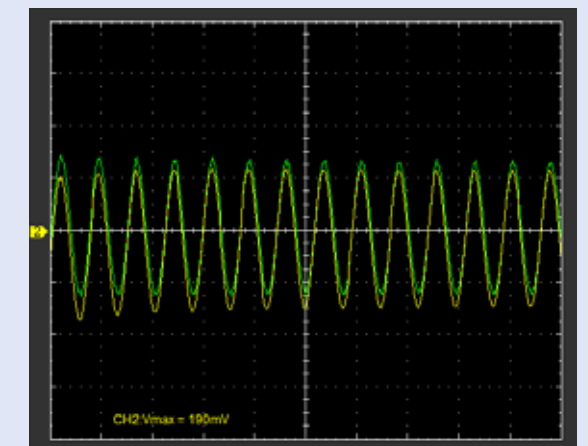


Fig. 2: Componentes de oscilación del péndulo simple "en la bisectriz angular"

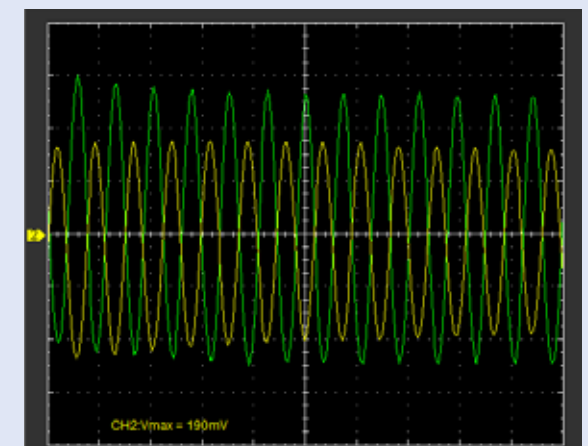


Fig. 3: Componentes de oscilación del péndulo simple "perpendicular a la bisectriz angular"

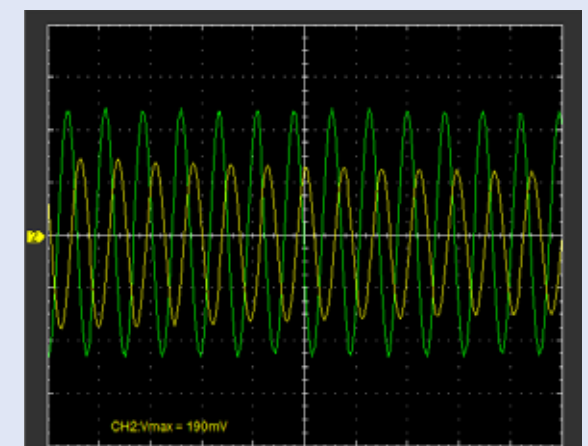


Fig. 4: Componentes de oscilación del péndulo simple en caso de oscilaciones circulares



TAREAS

- Medición de la frecuencia de oscilación T en función de la componente activa g_{eff} de aceleración de caída.

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

2

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:

$$m \cdot L \cdot \varphi + m \cdot g_{\text{eff}} \cdot \varphi = 0$$

(3)

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.

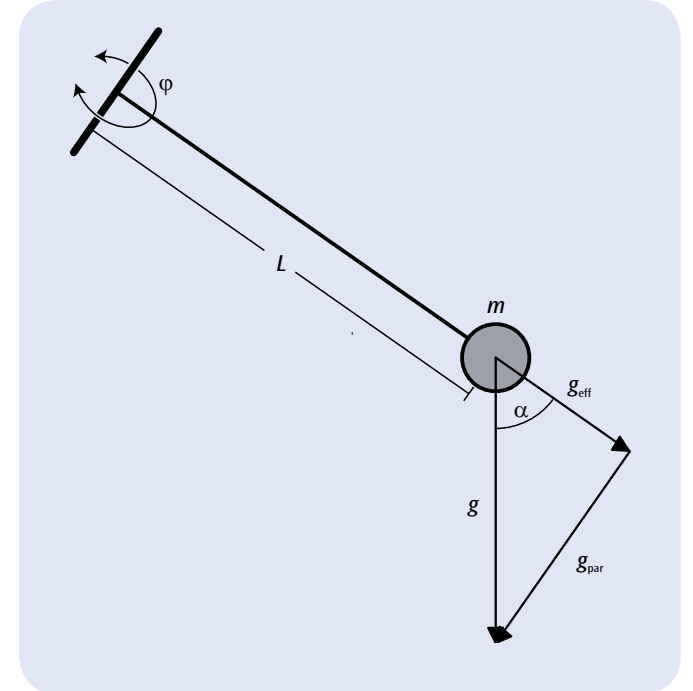


Fig. 1: Péndulo de aceleración variable (representación esquemática)

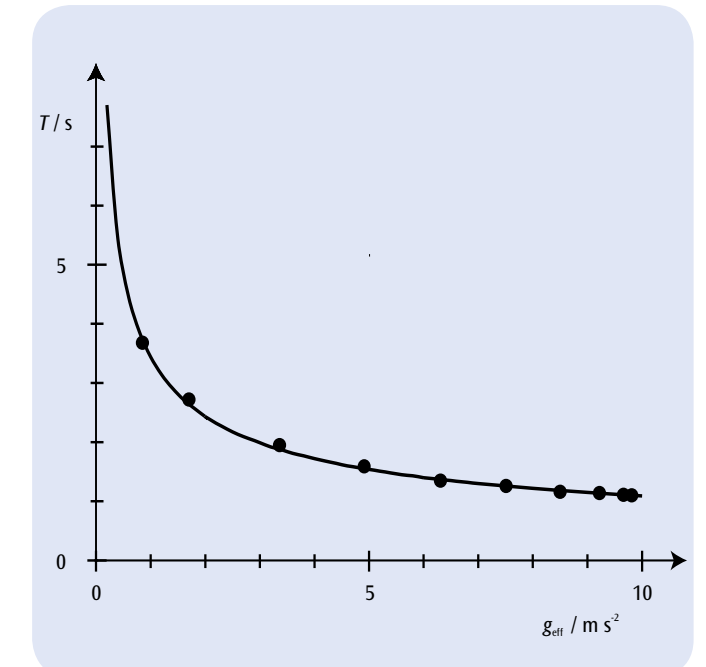


Fig. 2: Frecuencia de oscilación del péndulo en función de la componente activa de aceleración de caída
Línea continua calculada para $L = 30 \text{ cm}$

TAREAS

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

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.



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

2

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

$$(1) \quad F = 2 \cdot m \cdot \Omega_0 \times v$$

m : Masa del cuerpo del péndulo
 Ω_0 : Vector de la velocidad angular de la tierra
 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 Ω_0 es relevante. Por lo tanto la ecuación de movimiento del péndulo de Foucault oscilante se puede escribir de la siguiente forma:

$$(3) \quad \frac{d^2\alpha}{dt^2} \cdot e_p + 2 \cdot \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot \frac{d\alpha}{dt} \cdot e_v + \frac{g}{L} \cdot \alpha \cdot e_p = 0$$

L : Longitud del péndulo, g : Aceleración de caída libre
 e_p : Vector unitario horizontal paralelo a la dirección de oscilación actual
 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 e_p paralelo a la dirección de oscilación actual:

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

$$(4b) \quad e_p(t) = e_e \cdot \cos(\psi(t)) + e_n \cdot \sin(\psi(t))$$

con $\psi(t) = \Omega_0 \cdot \sin\varphi \cdot t + \psi_0$: Dirección de oscilación
 e_e : Vector unitario horizontal hacia el oriente
 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 angu-

lar. 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 ψ 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:

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

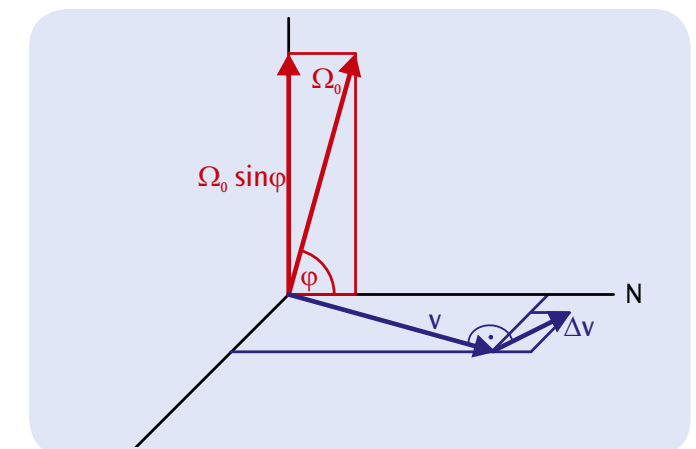


Fig. 1: Representación del péndulo de Foucault en el sistema de coordenadas fijo a la tierra.

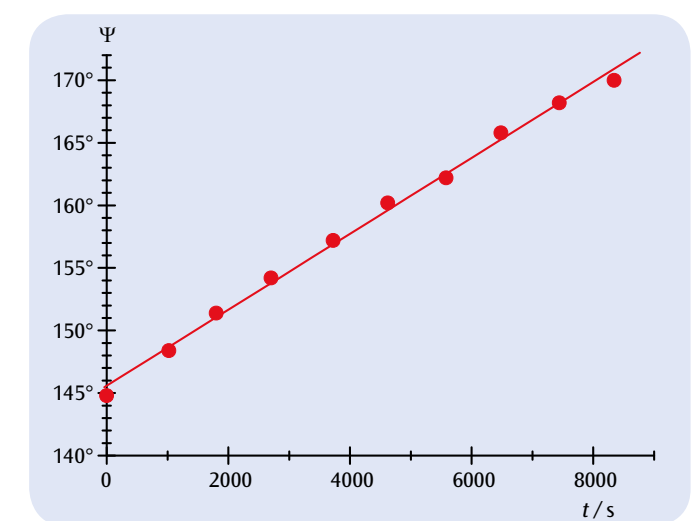
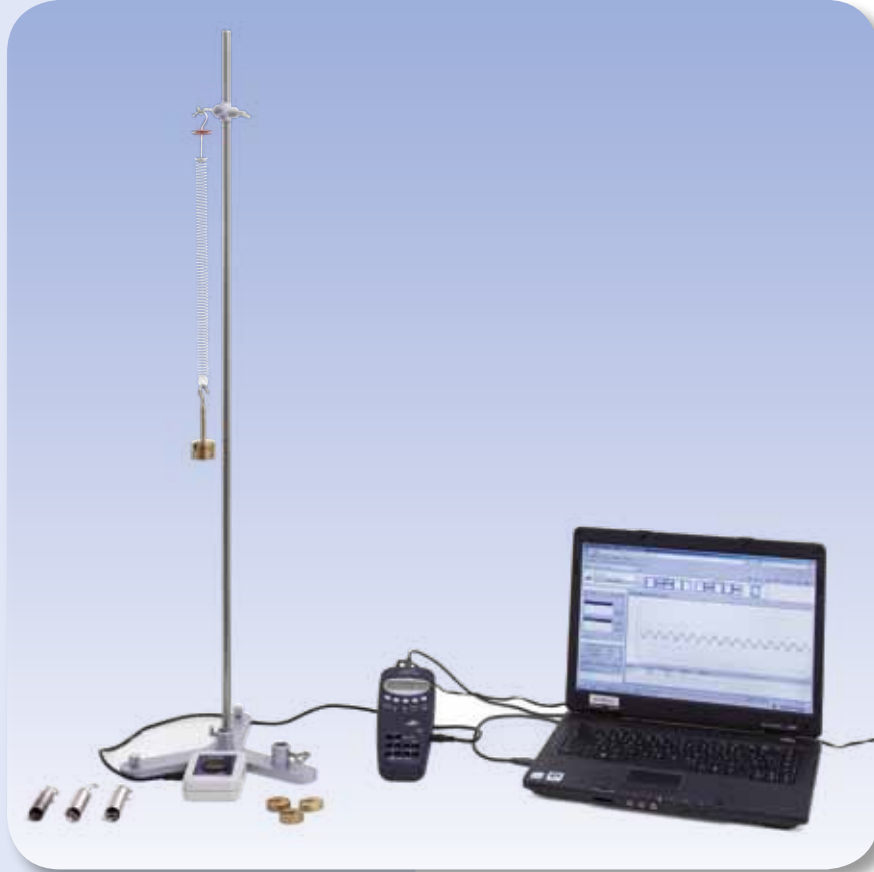


Fig. 2: Curva de medida registrada en la latitud geográfica de $\varphi = 50^\circ$


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.

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 .

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	Sensor de movimiento por ultrasonido	1000559
1	3B NETlab™	1000544
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603

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.

1

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

$$(1) \quad F = -k \cdot x \quad \text{con} \\ k: \text{Constante del muelle.}$$

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.

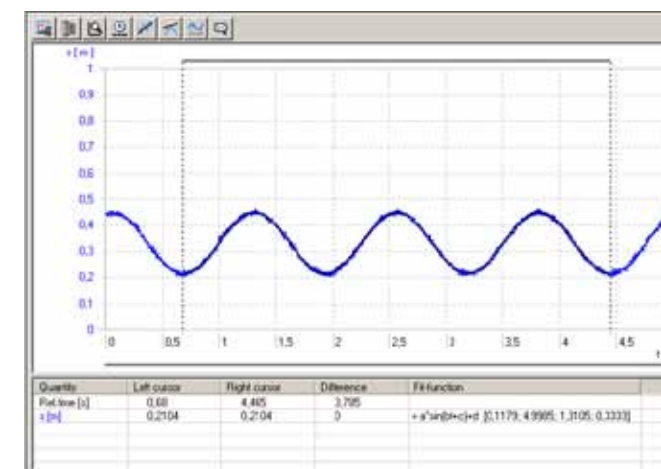


Fig. 1: Datos de oscilación registrados, después de la adaptación de una función seno

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.

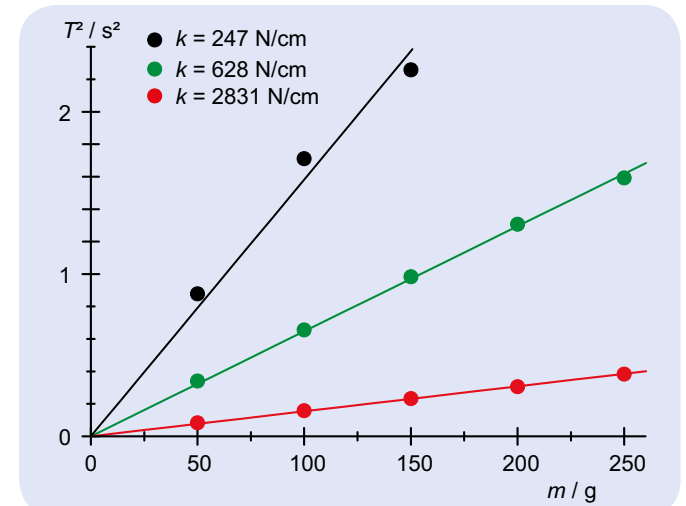


Fig. 2: T^2 como función de m

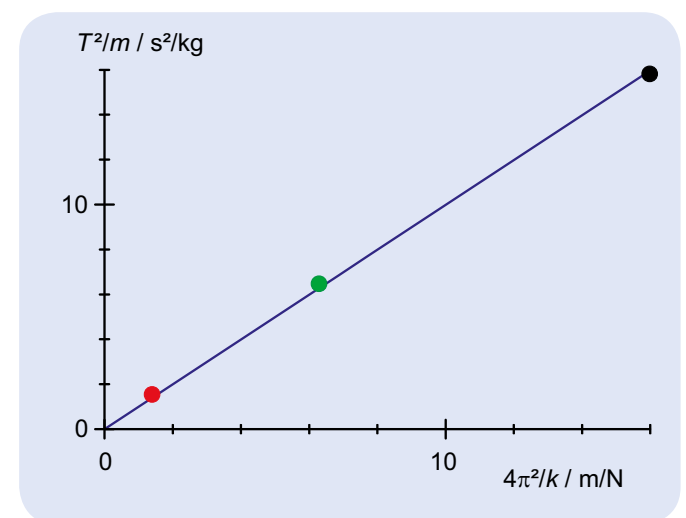


Fig. 3: $\frac{T^2}{m}$ como función de $\frac{4\pi^2}{k}$



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. La lista correspondiente de accesorios se la ofrecemos bajo el número UE2010135 (ver Fig. 3).

1

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.

EVALUACIÓN

En el rango de temperaturas estudiado es $\alpha \cdot \vartheta \ll 1$. Por lo tanto la ecuación (3) se puede modificar

$$\Delta L = L(\vartheta_1) \cdot \alpha \cdot \Delta\vartheta \text{ con } \Delta\vartheta = \vartheta_2 - \vartheta_1, L(\vartheta_1) = 600 \text{ mm}$$

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.

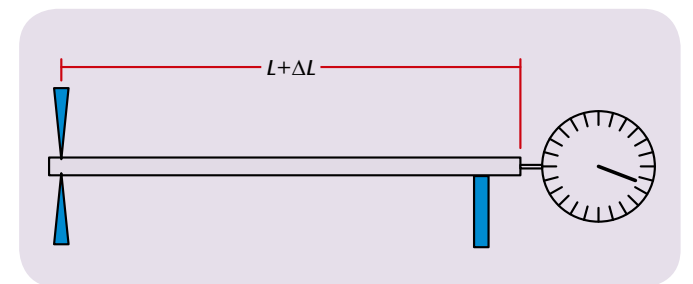


Fig. 1: Representación esquemática del montaje de medición

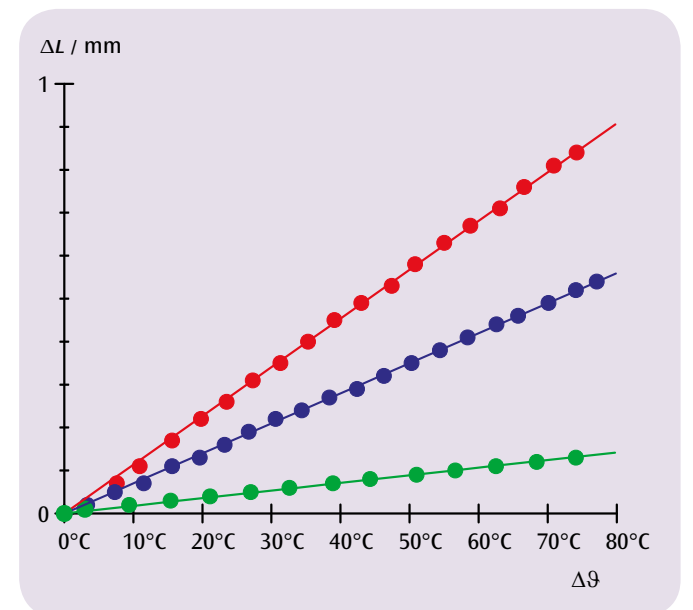


Fig. 2: Variación de la longitud, del latón (rojo), del acero (azul) y del vidrio (verde) en dependencia con la diferencia de temperatura



Fig. 3: Montaje con generador de vapor



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	Embudo	1003568
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

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

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 $\vartheta = 3,9^\circ\text{C}$.

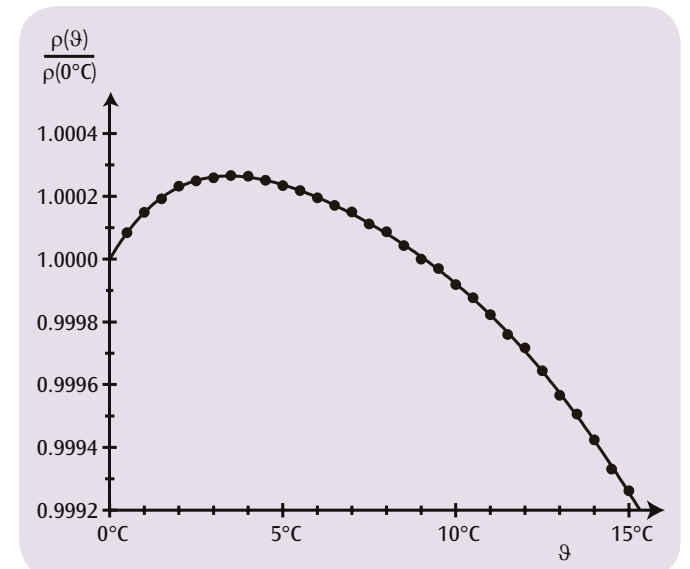


Fig. 1: Densidad relativa del agua en función de la temperatura

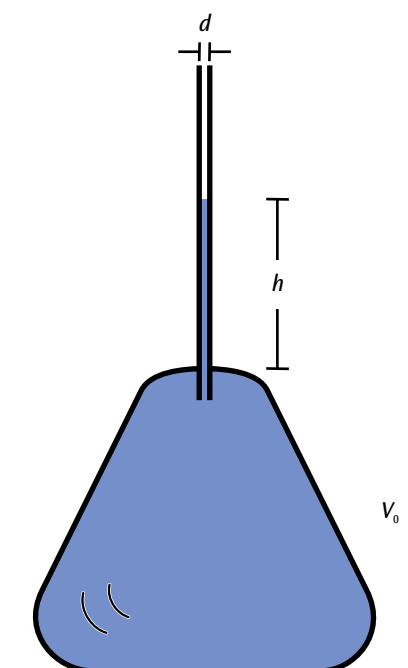


Fig. 2: Recipiente con tubo de ascenso


OBJETIVO

Medición de la conducción del calor en barras metálicas

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.

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

1

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 : $P_Q = P_{el} - P_l$

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)

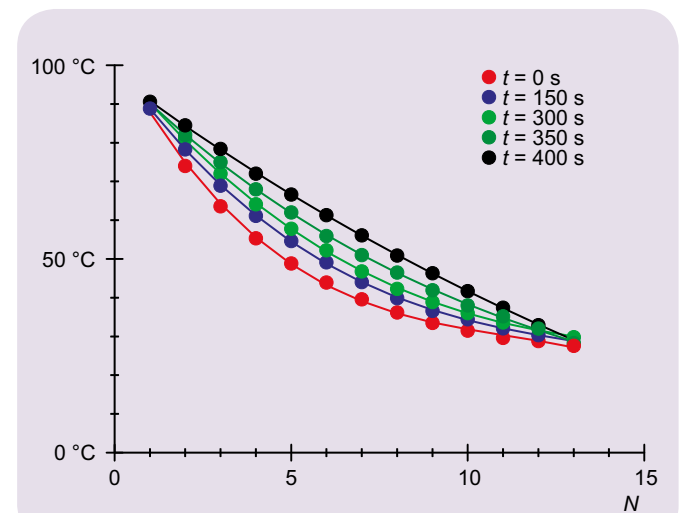


Fig. 1: Temperaturas a lo largo de la barra de aluminio con intervalos temporales de 150 s



TAREAS

- Medición de la radiación de calor de un cubo de Leslie con una termocupla 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 termocupla 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 (230 V, 50/60 Hz)	1001022
	Amplificador de medida (115 V, 50/60 Hz)	1001021
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	Termómetro digital instantáneo de bolsillo	1002803
1	Sensor sumergible de NiCr-Ni, tipo K, $-65^\circ\text{C} - 550^\circ\text{C}$	1002804
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002849
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
2	Base con orificio central, 500 g	1001046
1	Cinta métrica de bolsillo, 2m	1002603

1

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 superficie 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.

1: Superficie blanca, 2: superficie negra,
3: superficie mate, 4: superficie brillante

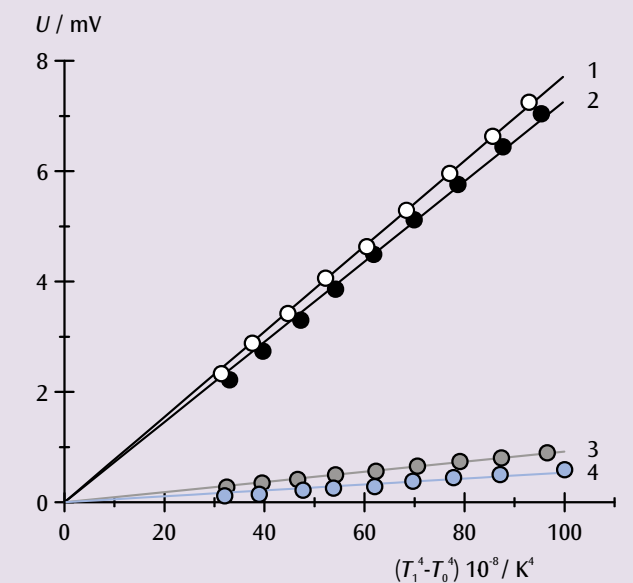


Fig. 1 Intensidad irradiada por el cubo de Leslie en dependencia con $x = T^4 - T_0^4$


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.

OBJETIVO

Comprobación de la primera ley de la termodinámica

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

1
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 de el 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.

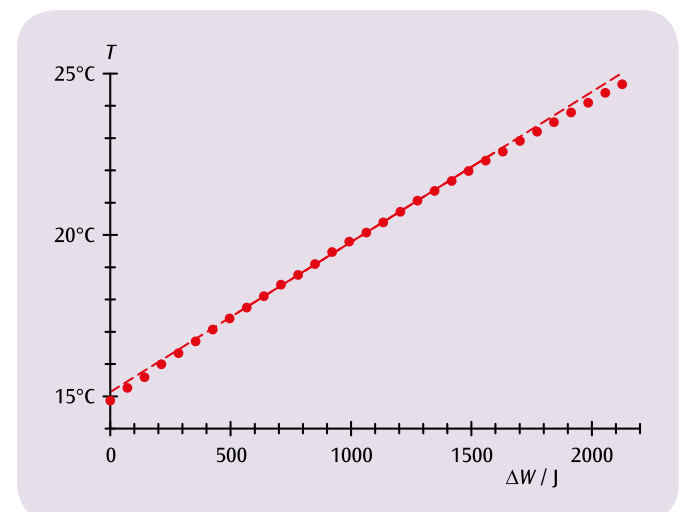


Fig. 1: Temperatura del cuerpo de aluminio en dependencia del trabajo de fricción realizado



TAREAS

- Medición de la temperatura de un calorímetro de aluminio y de uno de cobre en dependencia del el 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
	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

1

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 :

$$(1) \quad \Delta W_{\text{el}}(t) = U \cdot I \cdot t$$

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:

$$(3) \quad \Delta E(t) = \Delta W_{\text{el}}(t)$$

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.

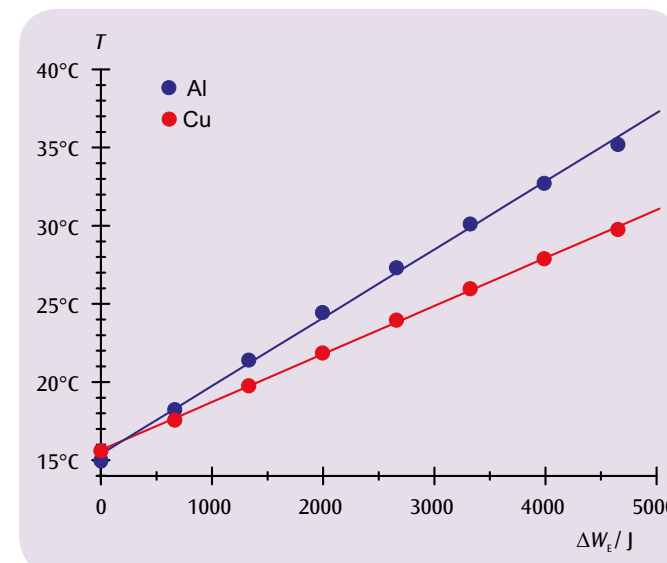


Fig. 1: Temperatura en dependencia del trabajo eléctrico

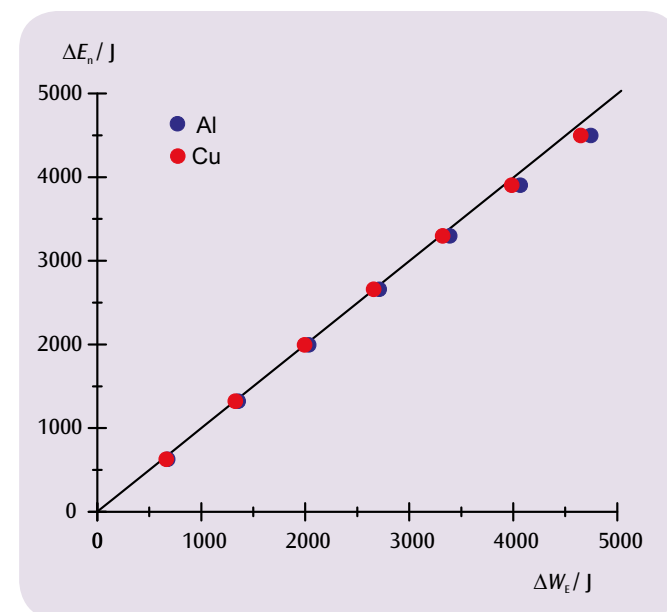
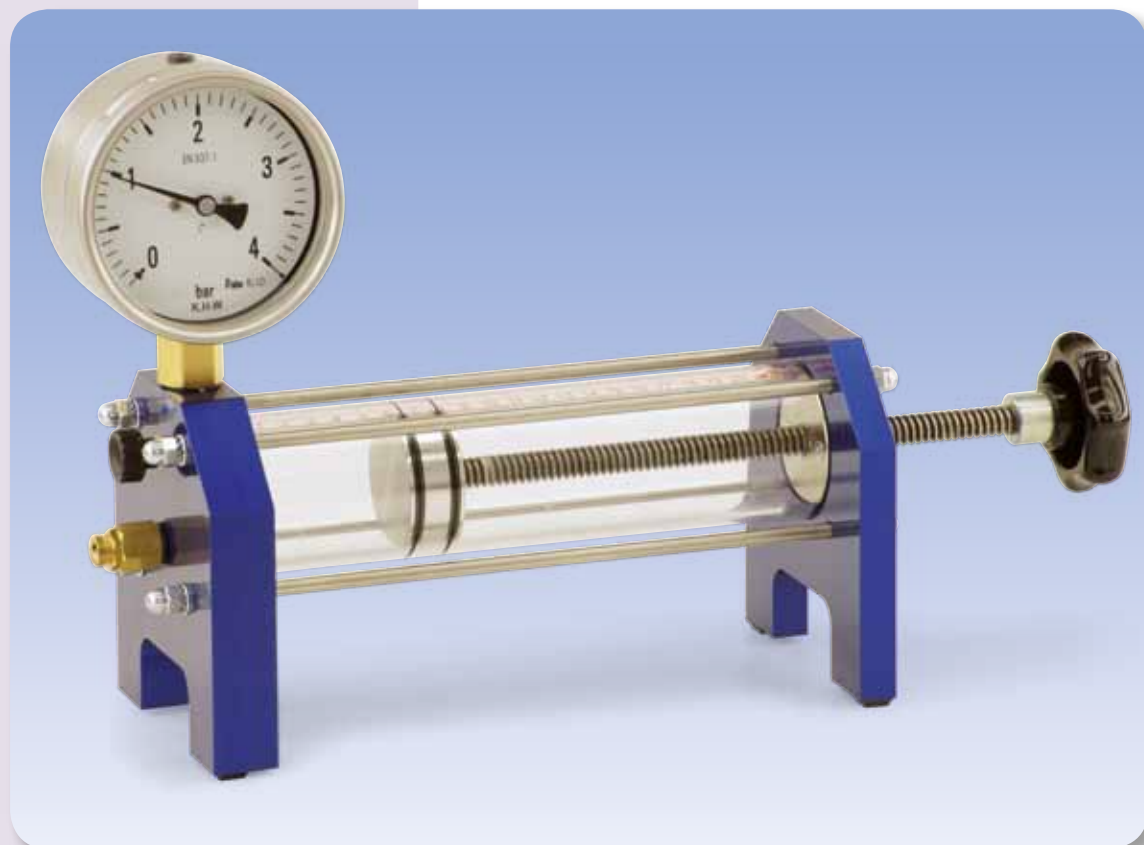


Fig. 2: Variación de la energía interna en dependencia del trabajo eléctrico realizado



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

1

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 und 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 :

$$(2) \quad p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \quad : \text{ constante universal de los gases}$$

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.

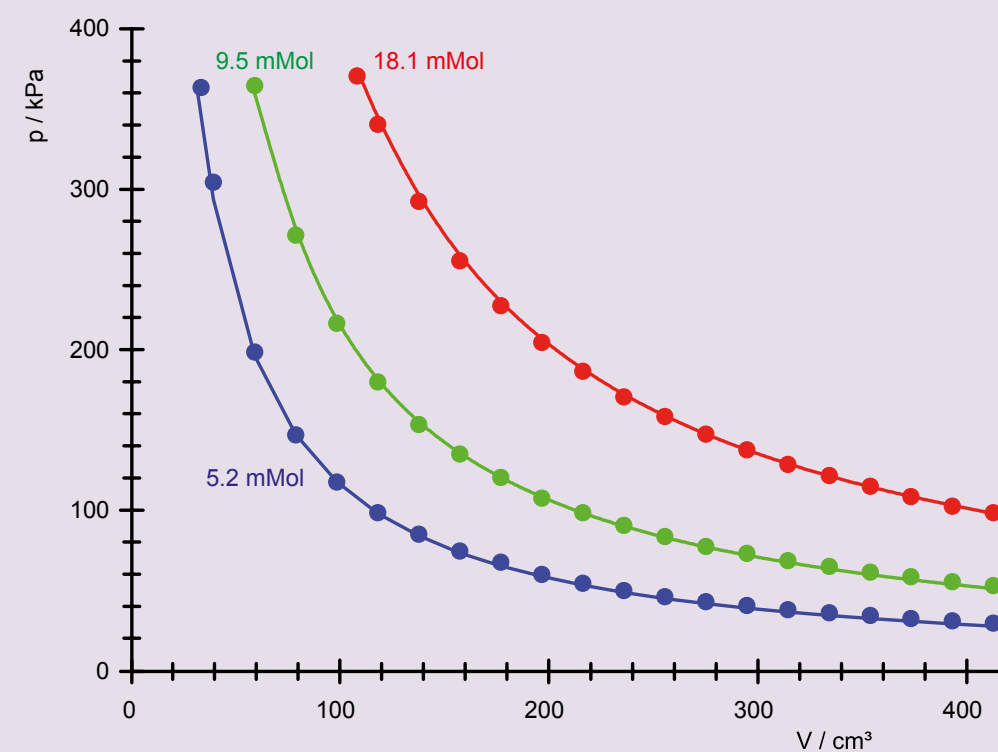


Fig. 1: Diagrama Presión – Volumen del aire a temperatura ambiente para tres cantidades de materia


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.

2
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	Barómetro anerode F	1010232
1	Pie de rey, 150 mm	1002601
1	Balanza electrónica 200 g	1003433

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

$$(6): \quad \gamma = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot \frac{m \cdot V}{A^2 \cdot p}$$

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.

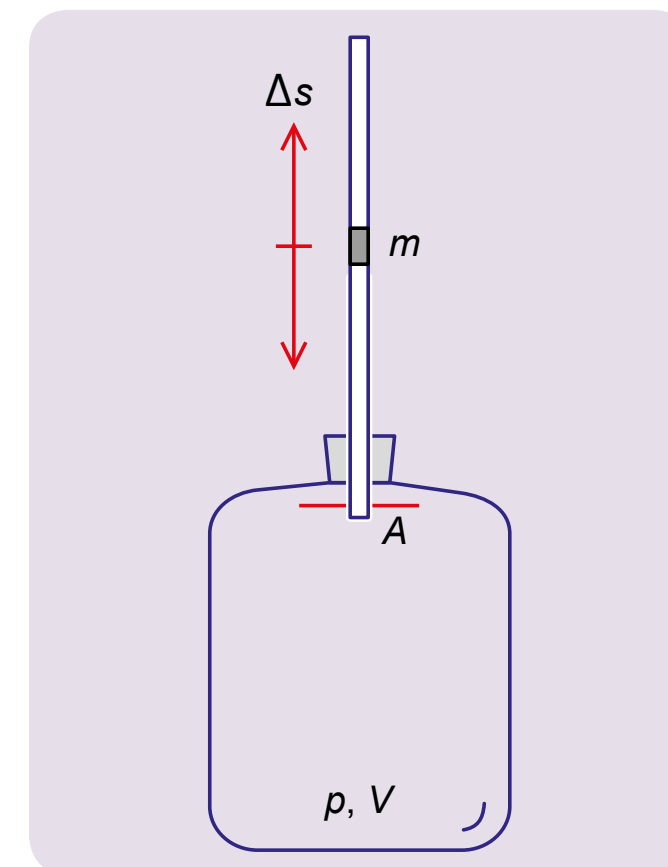


Fig. 1: Esquema del montaje experimental



TAREAS

- Observación de los estados líquido y gaseoso del hexafluoruro de azufre.
- Registro de isotermas en los diagramas p - V y en el pV - 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 ($T_c = 319 \text{ K}$) y su presión crítica ($p_c = 37,6 \text{ bar}$) 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, $-65^\circ\text{C} - 550^\circ\text{C}$	1002804
2	Manguera de silicona 6 mm	1002622

Requerido adicionalmente:

Hexafluoruro de azufre (SF_6)

3

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.

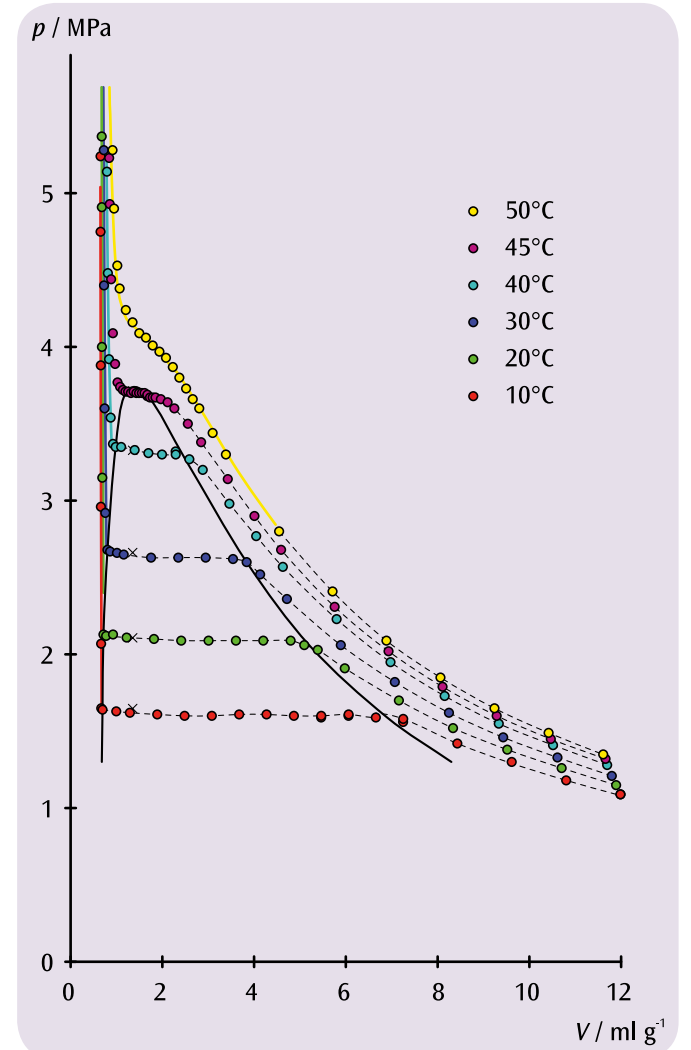


Fig. 1: Diagrama p - V del hexafluoruro de azufre



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

1

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.

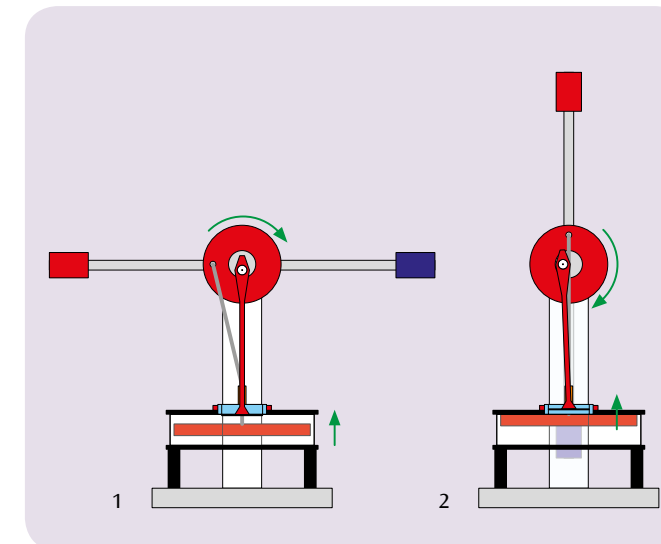


Fig. 1: Suministro de calor

Fig. 2: Expansión

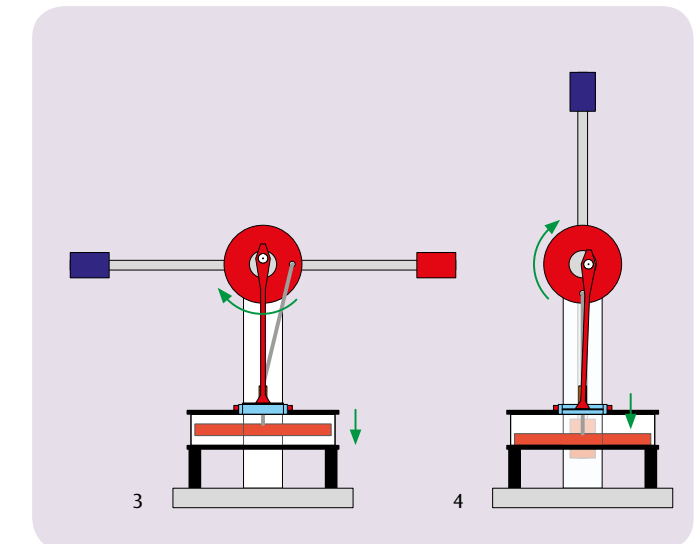


Fig. 3: Emisión de calor

Fig. 4: Compresión



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	Captador de camino	1000568
1	Sensor de presión relativa ± 1000 hPa	1000548
1	3B NETlab™	1000544
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540
1	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312
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

2

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

$$(1) \quad W = \oint p dV$$

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 .

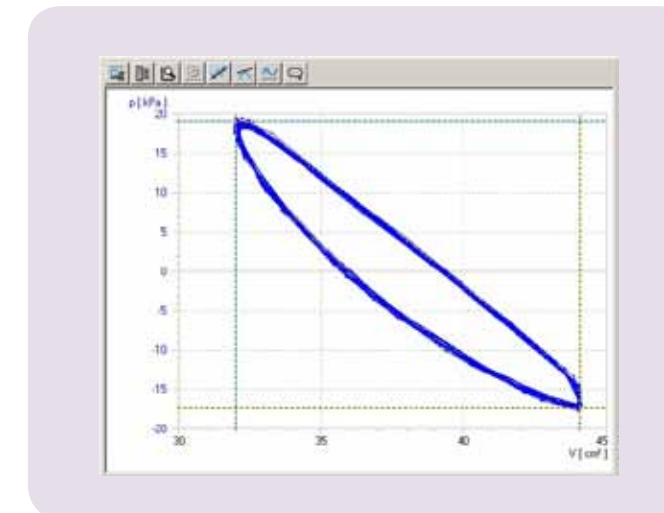


Fig. 1: Diagrama p - V del motor de Stirling G

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).

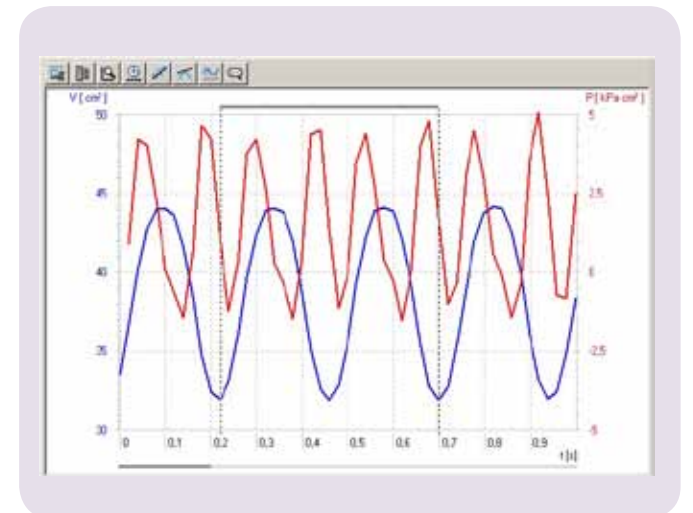


Fig. 2: $p(t)$, $V(t)$ y Diagrama $P(t)$ del motor de Stirling


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
	Bomba térmica D (115 V, 50/60 Hz)	1000819
2	Sensor de temperatura Pt100 con pinza de medida	1009922
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
Recomendado adicionalmente:		
1	3B NETlab™	1000544

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.

2

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 de compresión se utiliza frecuentemente el digiagrama de Mollier del fluido de trabajo. En él se grafica 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.

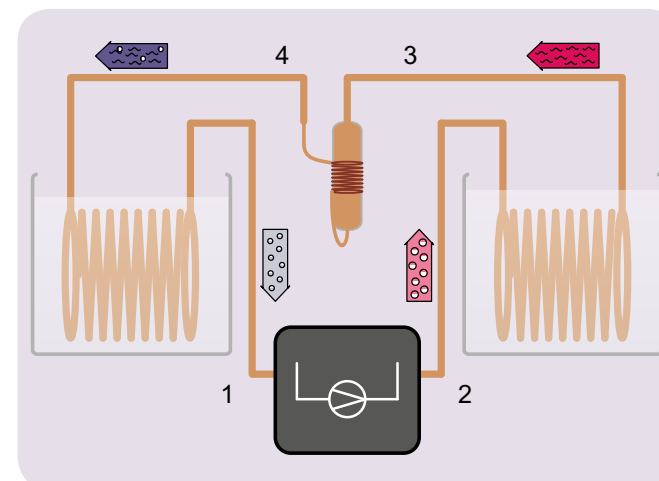


Fig. 1: Representación esquemática de la bomba de calor con, compresor (1, 2), licuefactor (2, 3), válvula de distensión (3, 4) y evaporador (4, 1)

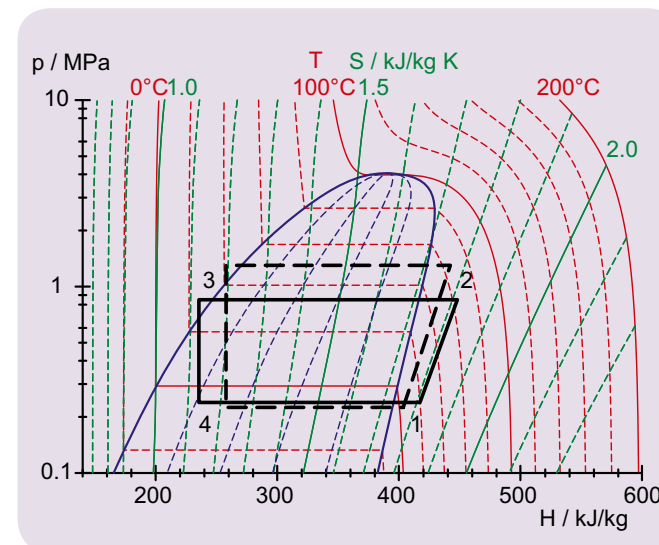


Fig. 2: Representación del proceso cíclico idealizado de la bomba de calor en el diagrama de Mollier.



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)	1001030 o
	Medidor de campo E (115 V, 50/60 Hz)	1001029
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	1006809
1	Multímetro analógico AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

1

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 rectificadas 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:

$$E = \frac{U}{d_{\text{eff}}} = \frac{U}{d + 1 \text{ mm}}$$

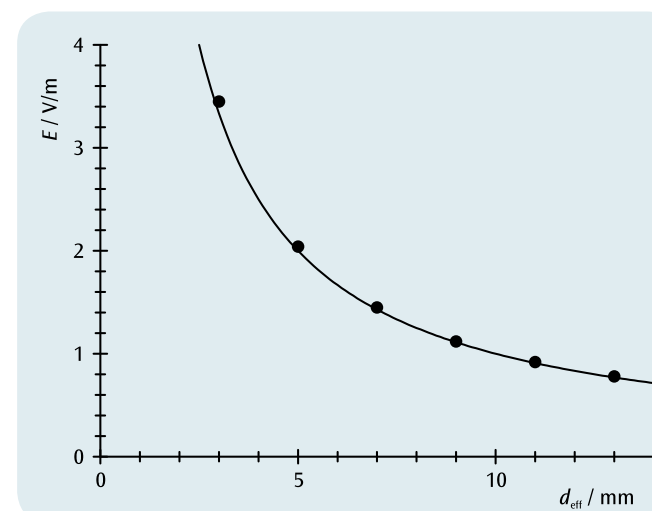


Fig. 1: Campo eléctrico en un condensador de placas en dependencia de la distancia efectiva entre placas

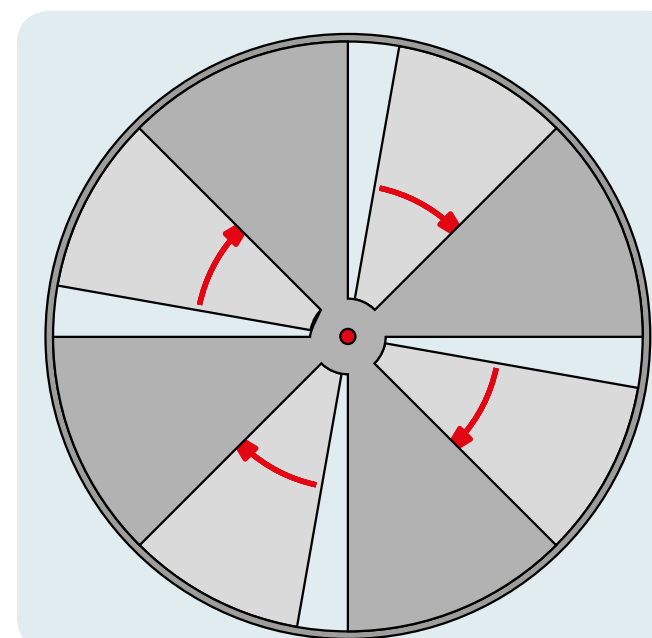


Fig. 2: Disco de alas en rotación de medidor de campo E



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)	1001030 o
	Medidor de campo E (115 V, 50/60 Hz)	1001029
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 AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 2,5 mm ²	1002841

1

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.

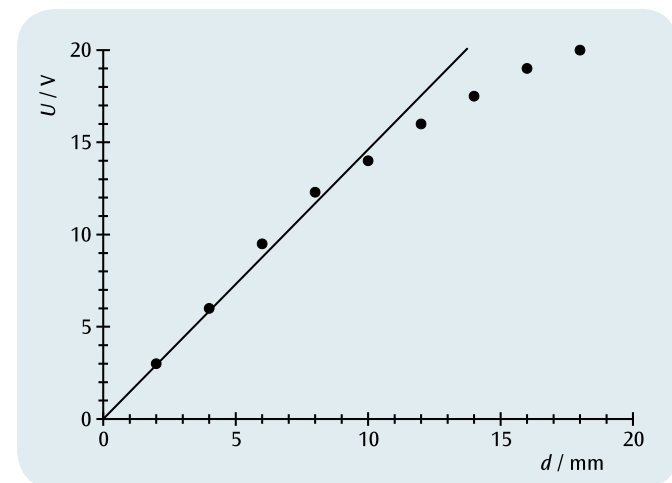


Fig. 1: Tensión U en el condensador de placas en dependencia de la distancia d entre las placas



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 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
	Electrómetro (115 V, 50/60 Hz)	1001024
1	Accesorio para electrómetro	1006813
1	Multímetro analógico AM50	1003073
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
	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	Pinza de derivación de 4 mm, no aislada	1002844
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	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544



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) $q = \frac{Q}{N}$

La corriente transportada es:

(2) $I = \frac{Q}{t}$

Opcionalmente, la tensión que cae en el condensador se puede tomar por medio del 3B NETlog™ y del 3B NETlab™ en dependencia con el tiempo t y representar gráficamente.

EVALUACIÓN

Se determina la carga Q recolectada en la copa de Faraday, leyendo la tensión U y luego calculando Q :

$Q = C \cdot U$ con $C = 1 \text{ nF}$: Capacidad del condensador

Por medio del 3B NETlog™ y del 3B NETlab™ se puede medir el curso temporal $Q(t)$. 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.

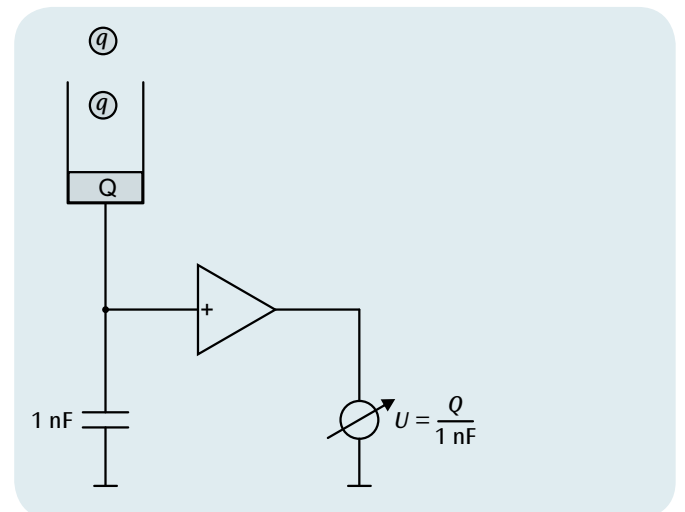


Fig. 1: Representación esquemática para la explicación del principio de medición

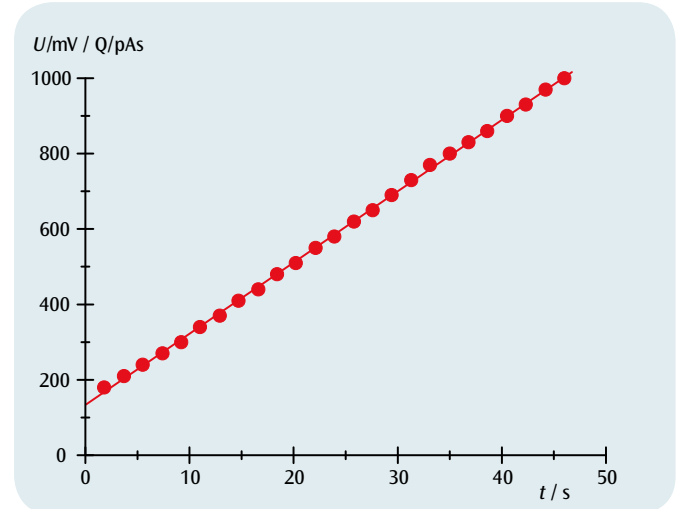


Fig. 2: Carga Q recolectada en función del tiempo t



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 (115 V, 50/60 Hz)	1012858 o
	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857
1	Microvoltímetro (230 V, 50/60 Hz)	1001016 o
	Microvoltímetro (115 V, 50/60 Hz)	1001015
1	Multímetro digital E	1006809
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.

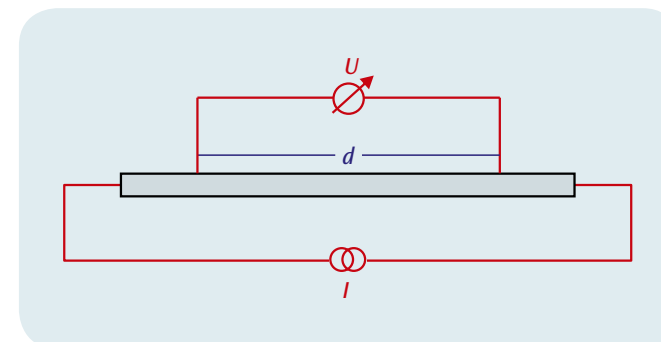


Fig. 3: Representación esquemática de medición de cuatro conductores

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.

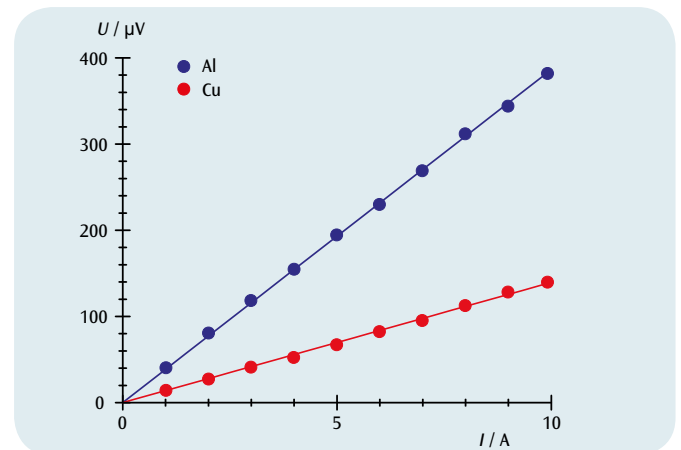


Fig. 1: Diagrama $U-I$ para cobre y aluminio

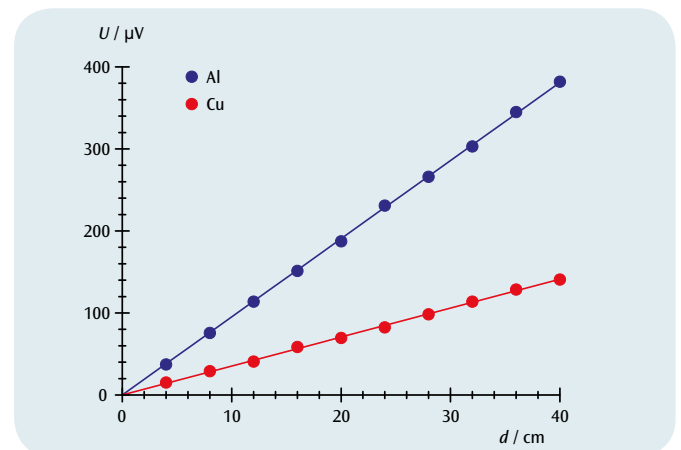
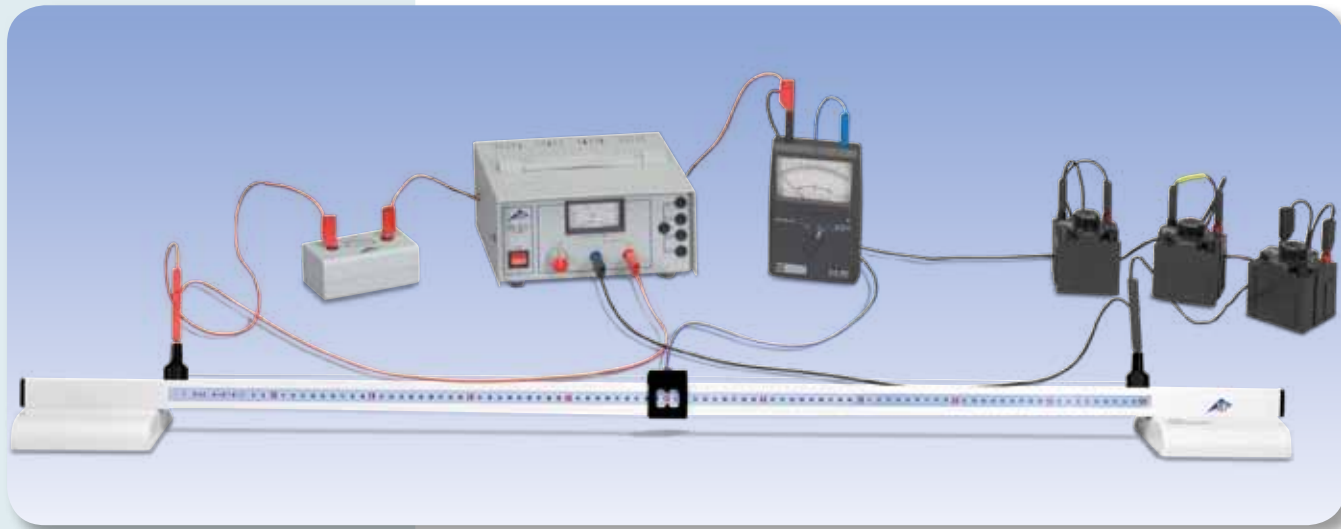


Fig. 2: Diagrama $U-d$ para cobre y aluminio



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 de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1002776 o
	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1002775
1	Galvanómetro con punto cero CA 403	1002726
1	Década de resistencia 1 Ω	1002730
1	Década de resistencia 10 Ω	1002731
1	Década de resistencia 100 Ω	1002732
1	Resistencia de precisión 1 Ω	1009843
1	Resistencia de precisión 10 Ω	1009844
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

1

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 – 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

$$R_x = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{s_2} = R_{ref} \cdot \frac{s_1}{1m - s_1}$$

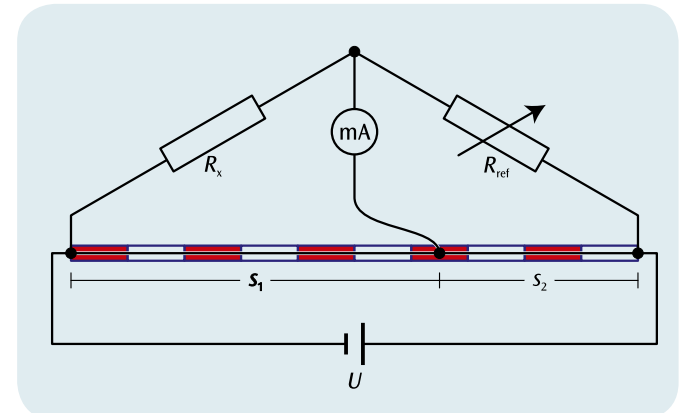
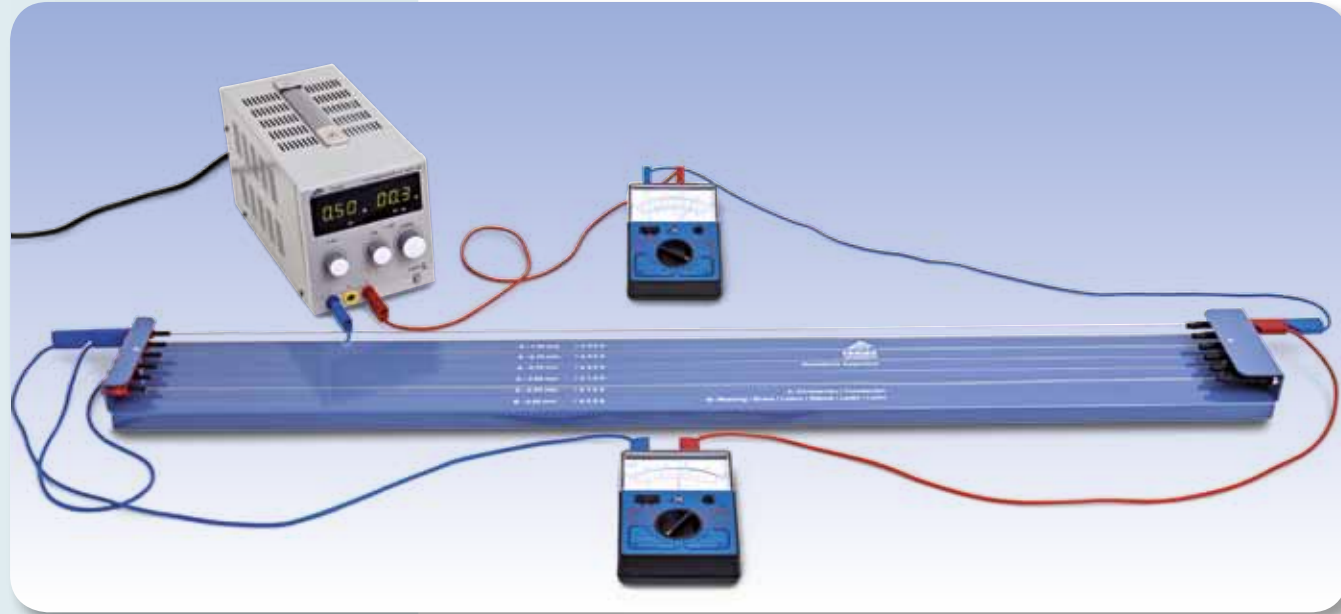


Fig. 1: Representación esquemática el puente de medida de Wheatstone



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
	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

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.

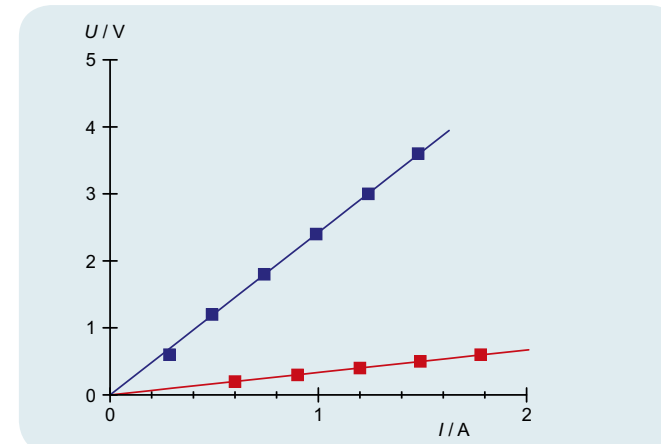


Fig. 1: Diagrama $U-I$ para un alambre de constantán (azul) y uno de latón (rojo)

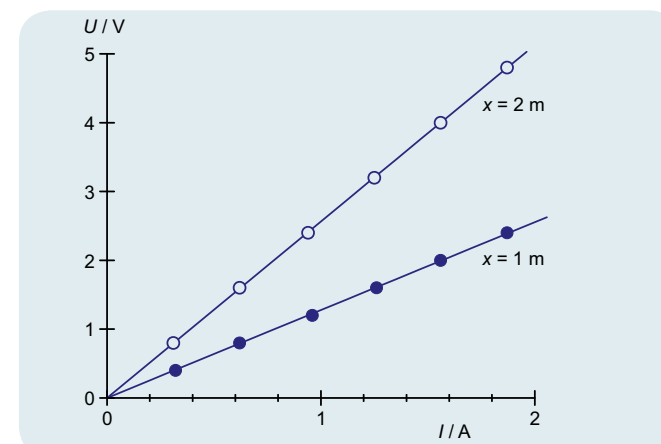


Fig. 2: Diagrama $U-I$ para alambres de constantán de diferentes longitudes

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.

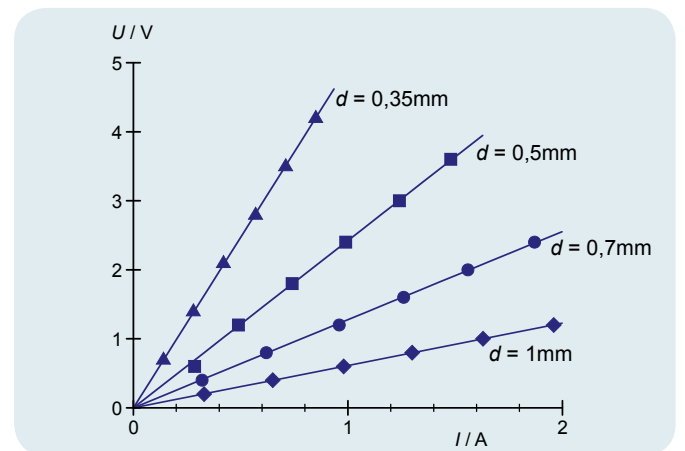


Fig. 3: Diagrama $U-I$ para alambres de constantán diferentes espesores

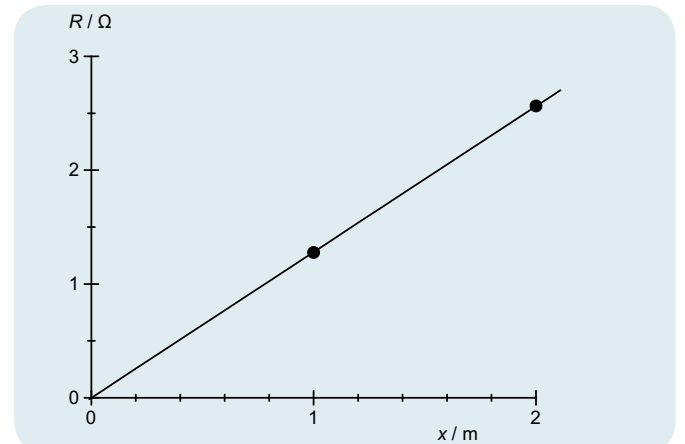


Fig. 4: Resistencia R como función de la longitud

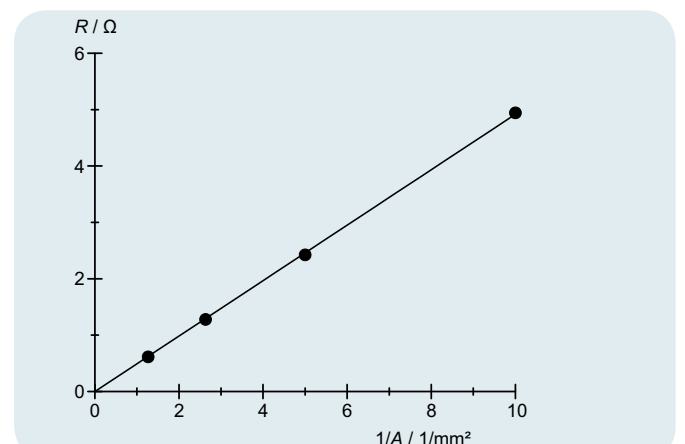
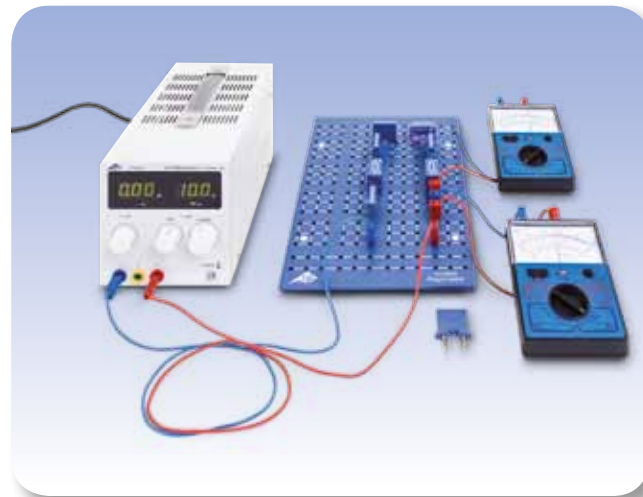
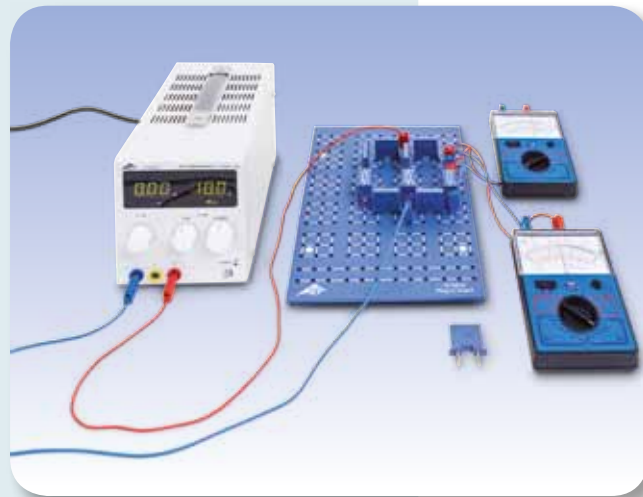


Fig. 5: Resistencia R como función del inverso de la superficie de la sección A



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 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 6,8 kΩ, 2 W, P2W19	1012921
1	Resistencia 10 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012922
1	Resistencia 100 kΩ, 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
1	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, 75 cm, 1 mm ²	1002840

1

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:

$$(2) \quad R_{ser} = \frac{U}{I} = \frac{U_1 + \dots + U_n}{I} = R_1 + \dots + R_n$$

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:

$$(4) \quad \frac{1}{R_{par}} = \frac{I}{U} = \frac{I_1 + \dots + I_n}{U} = \frac{1}{R_1} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

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).

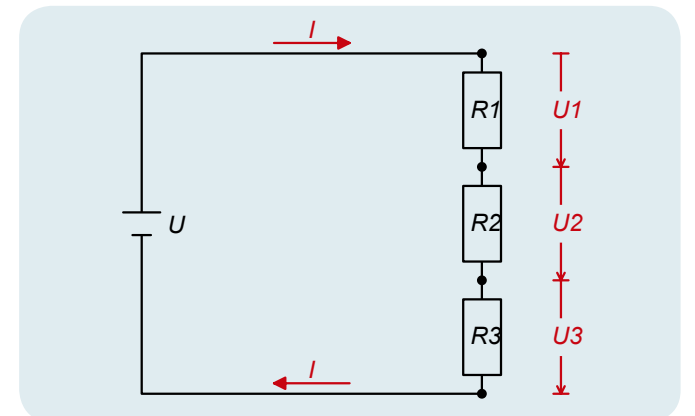


Fig. 1: Representación esquemática de las reglas de Kirchhoff para una conexión en serie de resistencias

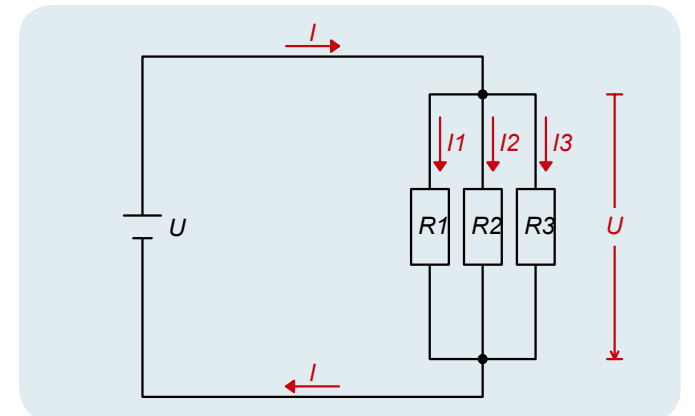
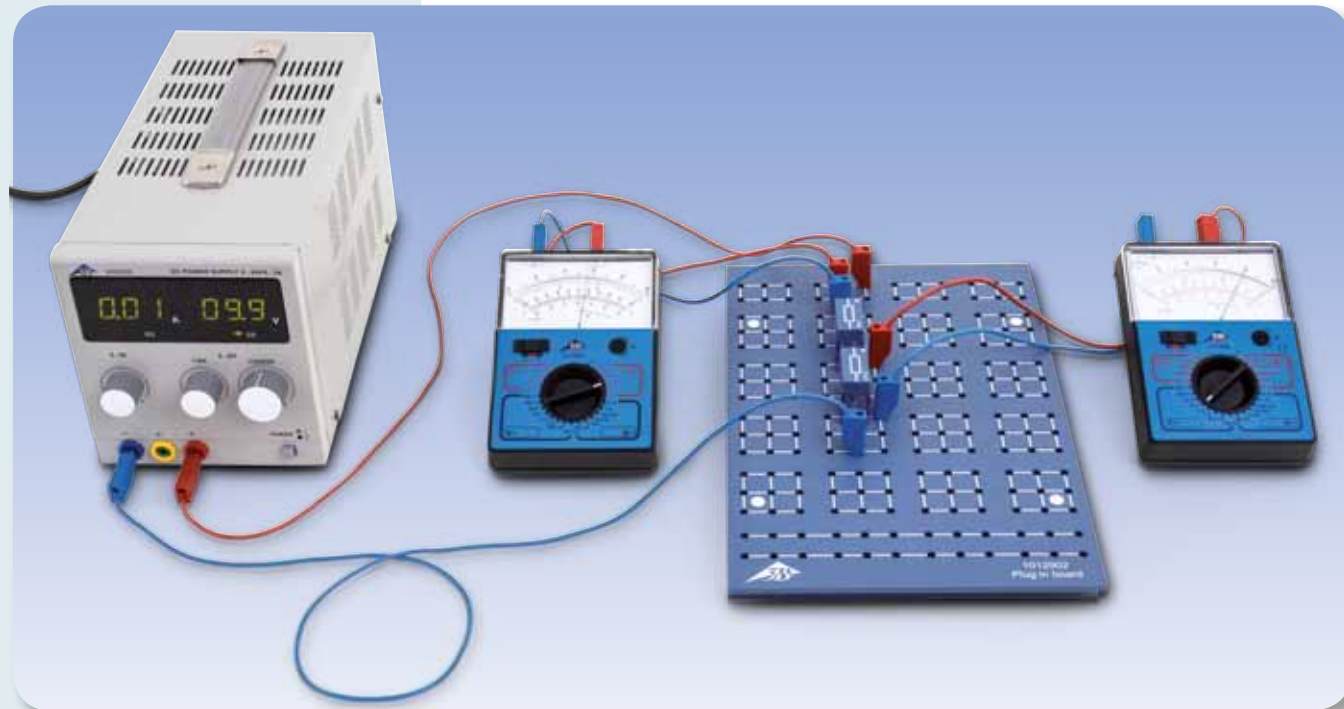


Fig. 2: Cableado para un conexión en paralelo de resistencias



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 .

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.

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
1	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, 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.

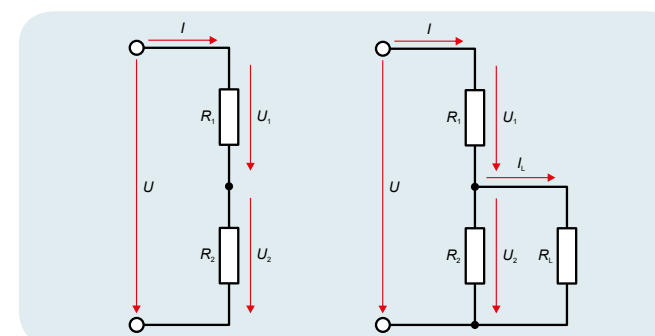


Fig. 1: Esquema de cableado del divisor de tensión sin carga

Fig. 2: Esquema de cableado del divisor de tensión cargado

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 .

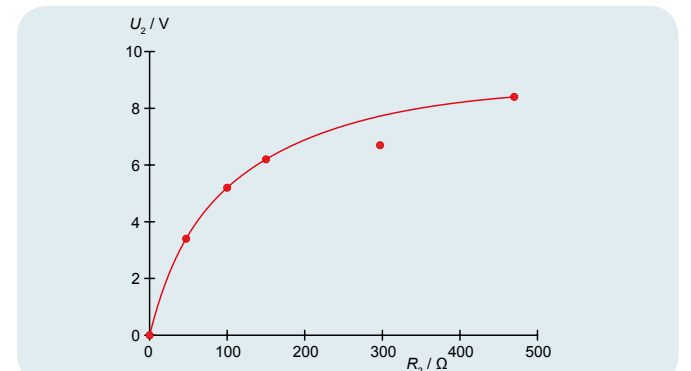


Fig. 3: Tensión parcial U_2 en dependencia de la resistencia parcial R_2 en el divisor de tensión sin carga

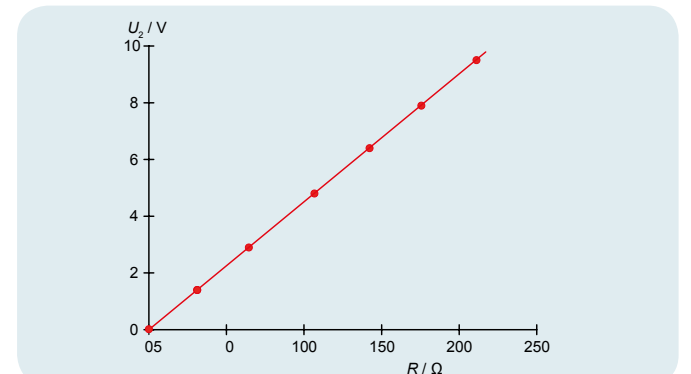


Fig. 4: Tensión parcial U_2 en dependencia de la resistencia parcial R_2 en el divisor de tensión sin carga con resistencia total $R_1 + R_2$ constante

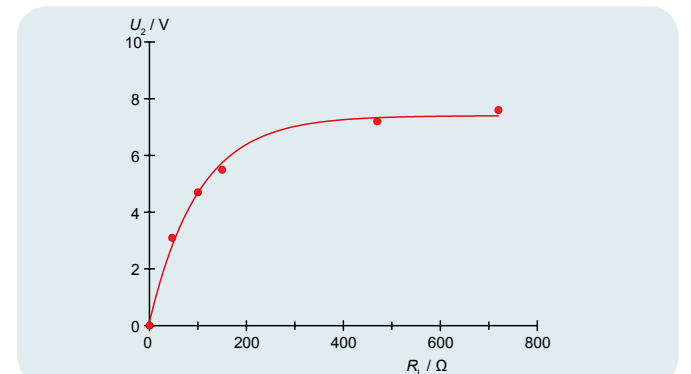


Fig. 5: Tensión parcial U_2 en dependencia de la resistencia de carga R_L en el divisor de tensión cargado



TAREAS

- Producción de hidrógeno por electrólisis y medición del volumen correspondiente V .
- Medición del trabajo eléctrico necesitado 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	Aparato de medida de potencia y energía con interface (230 V, 50/60 Hz)	1003132 o
	Aparato de medida de potencia y energía con interface (115 V, 50/60 Hz)	1003131
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

1

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 electro-lítico.

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:

$$(3) \quad n_H = 2 \cdot \frac{p \cdot V_{H_2}}{R \cdot T}$$

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

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 $z_O = 2$.

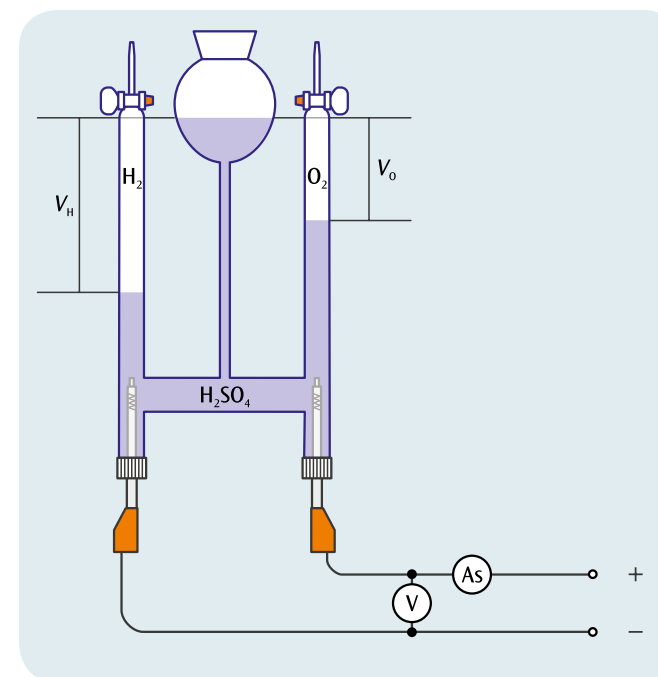
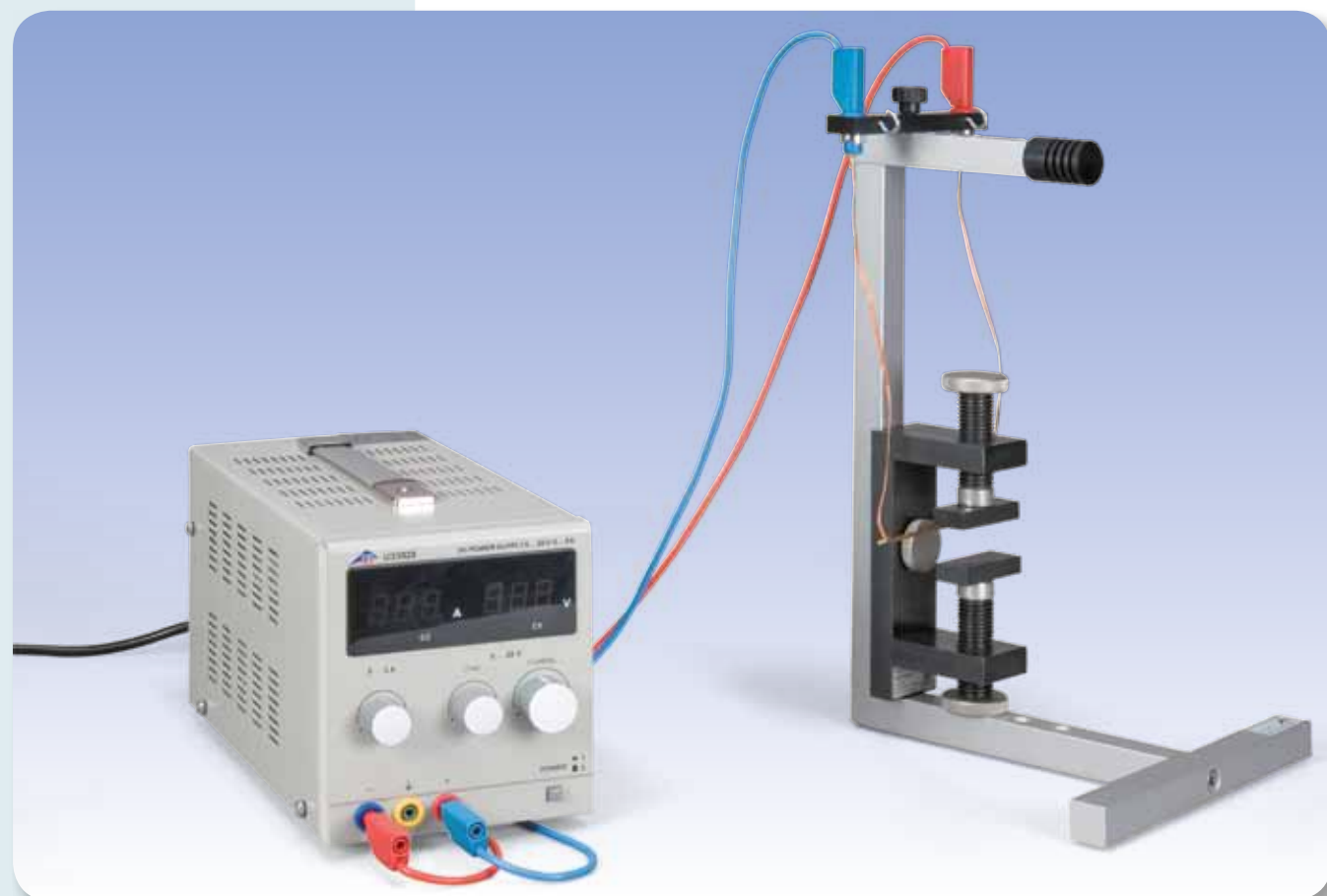


Fig. 1: Representación esquemática



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

1

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 :

$$(5) \quad F = m \cdot g \cdot \tan \varphi$$

$m = 6,23 \text{ g}$: 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:

$$\frac{x}{\sqrt{s^2 - x^2}} = \tan \varphi$$

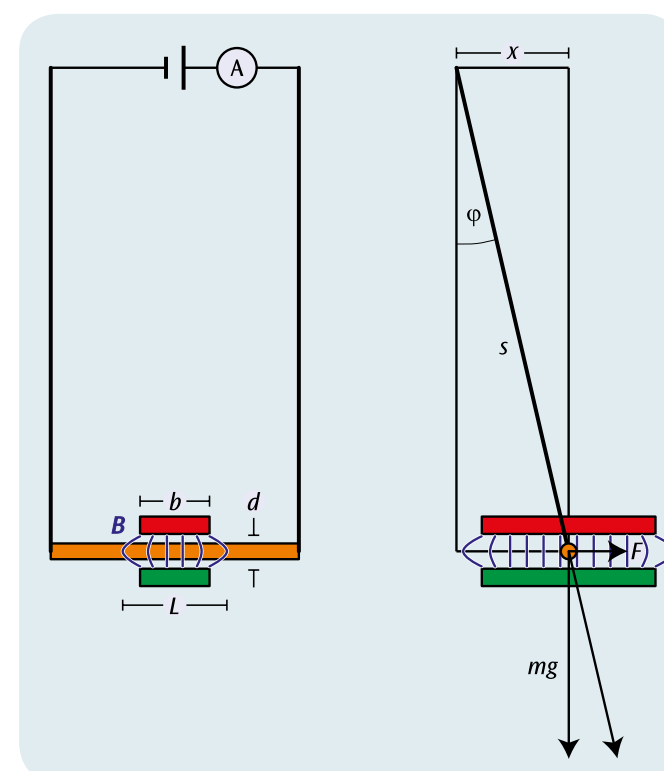


Fig. 1: Montaje de experimentación, vistas lateral y frontal

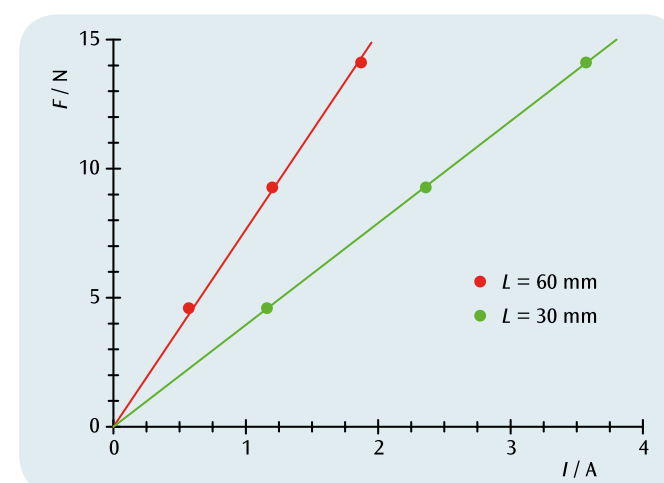
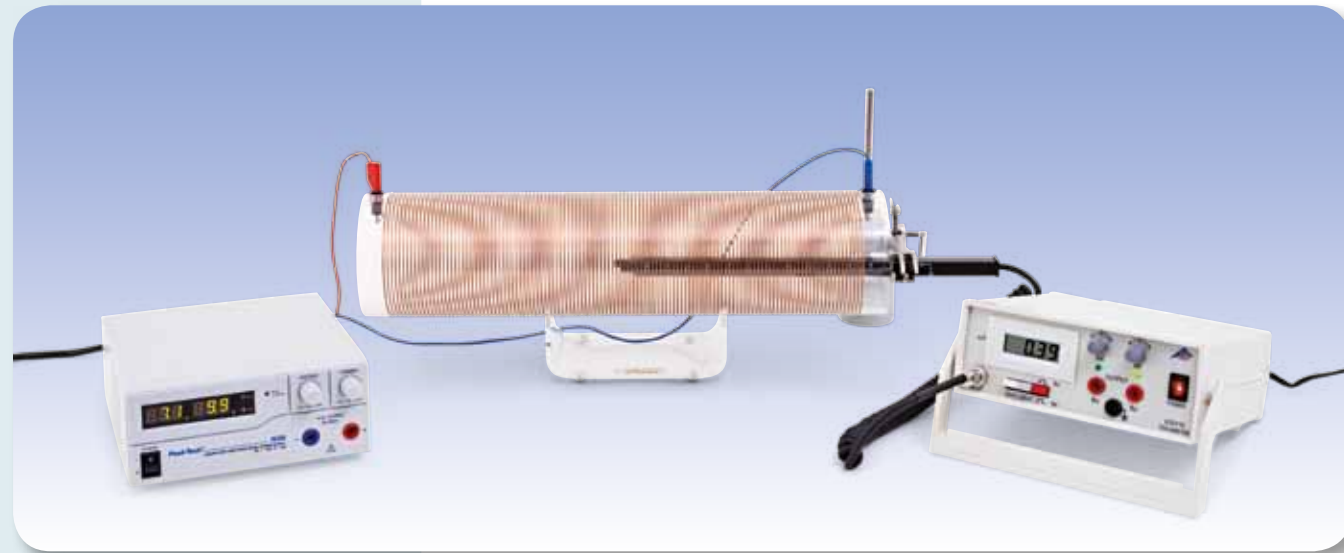


Fig. 2: Fuerza sobre un conductor con corriente en dependencia de la intensidad de corriente I para dos longitudes de conductor diferentes L . Las pendientes de las rectas dibujadas que pasan por el origen son proporcionales a L



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 200 mT (230 V, 50/60 Hz)	1003314 o
	Teslámetro 200 mT (115 V, 50/60 Hz)	1003313
1	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1012858 o
	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (230 V, 50/60 Hz)	1012857
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

1

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

$$(1) \quad dB(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I \cdot \frac{ds \times r}{r^3}$$

B : Densidad de flujo magnético

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am} : \text{Permeabilidad del vacío}$$

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.

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.

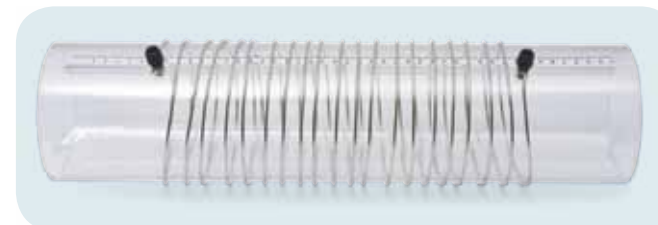


Fig. 1: Bobina de densidad de espiras variable

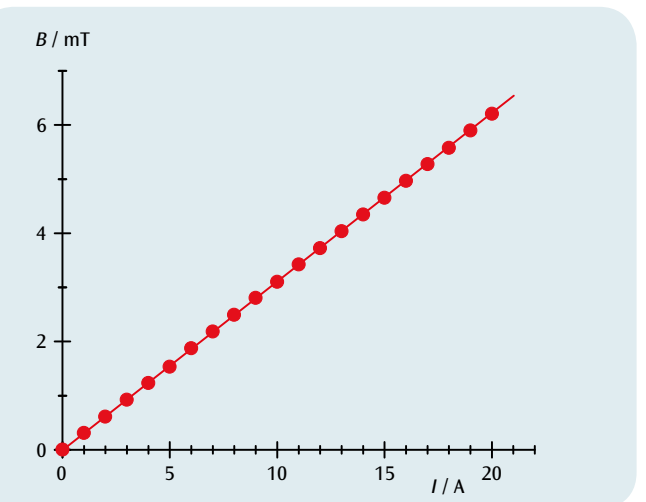


Fig. 2: Densidad de flujo magnético B en dependencia de la corriente I

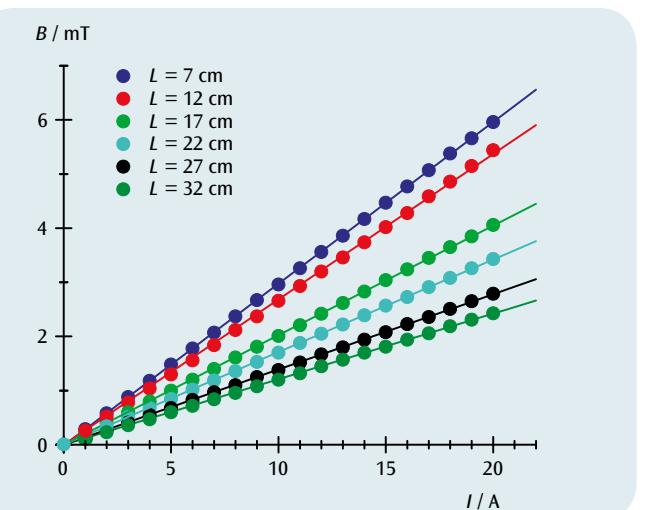


Fig. 3: Densidad de flujo magnético B en dependencia de la corriente I para la bobina con densidad de espiras variable, para diferentes longitudes L

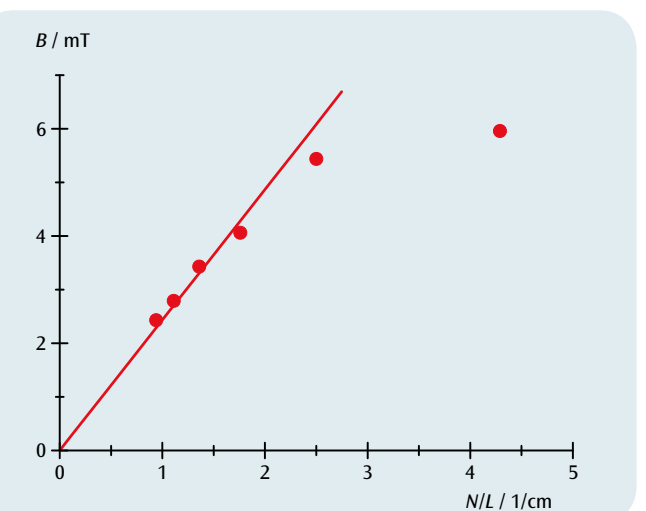


Fig. 4: Densidad de flujo magnético B en dependencia de la densidad de espiras con N/L para $I = 20$ A



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	Inclinador y declinatorio	1006799
1	Resistencia variable 100 Ω	1003066
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

2

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 inclinador. Para la determinación de la componente horizontal B_h se utiliza el mismo inclinador 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:

$$B_{HH} = k \cdot I \text{ con}$$

$$k = \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

$N = 124$: Número de espiras, $R = 147,5 \text{ mm}$: Radio de las bobinas

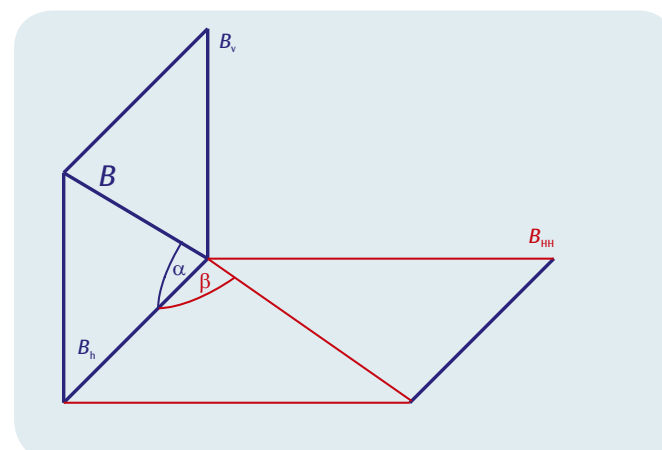


Fig. 1: Representación de las componentes de los campos magnéticos considerados en el experimento y definición de los ángulos correspondientes

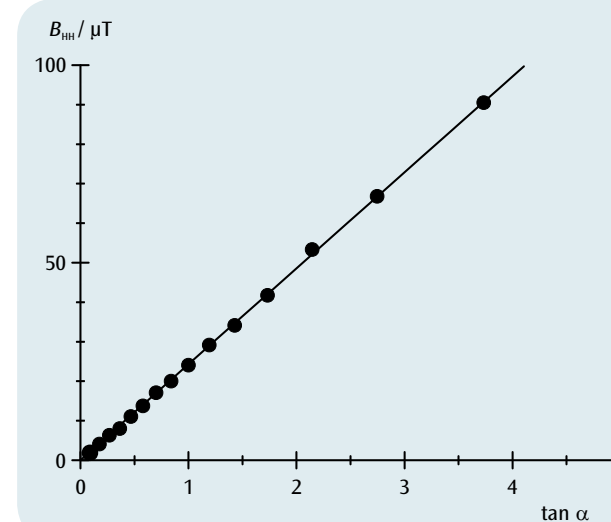
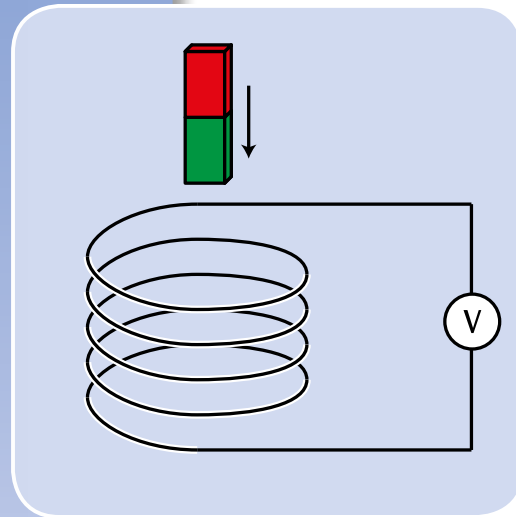


Fig. 2: Diagrama $B_{HH} - \tan \alpha$ para la determinación de la componente horizontal del campo magnético terrestre



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.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Tubo con 6 bobinas de inducción	1001005
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75 cm, rojo/azul	1017718

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.

2

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.

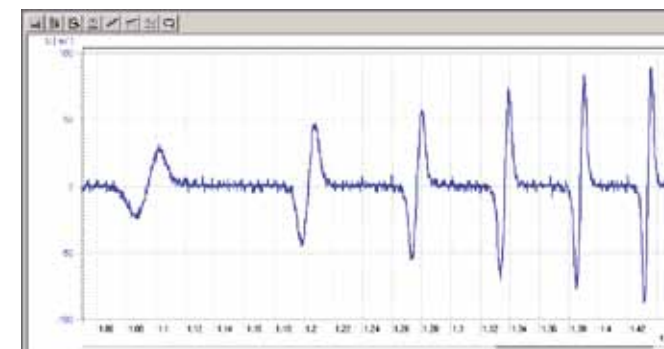


Fig. 1: Curso temporal de la tensión inducida U

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).

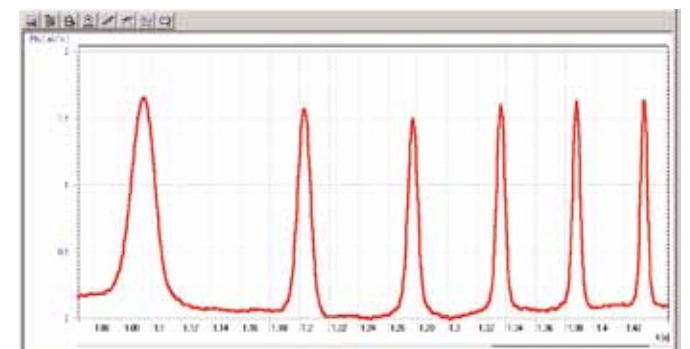
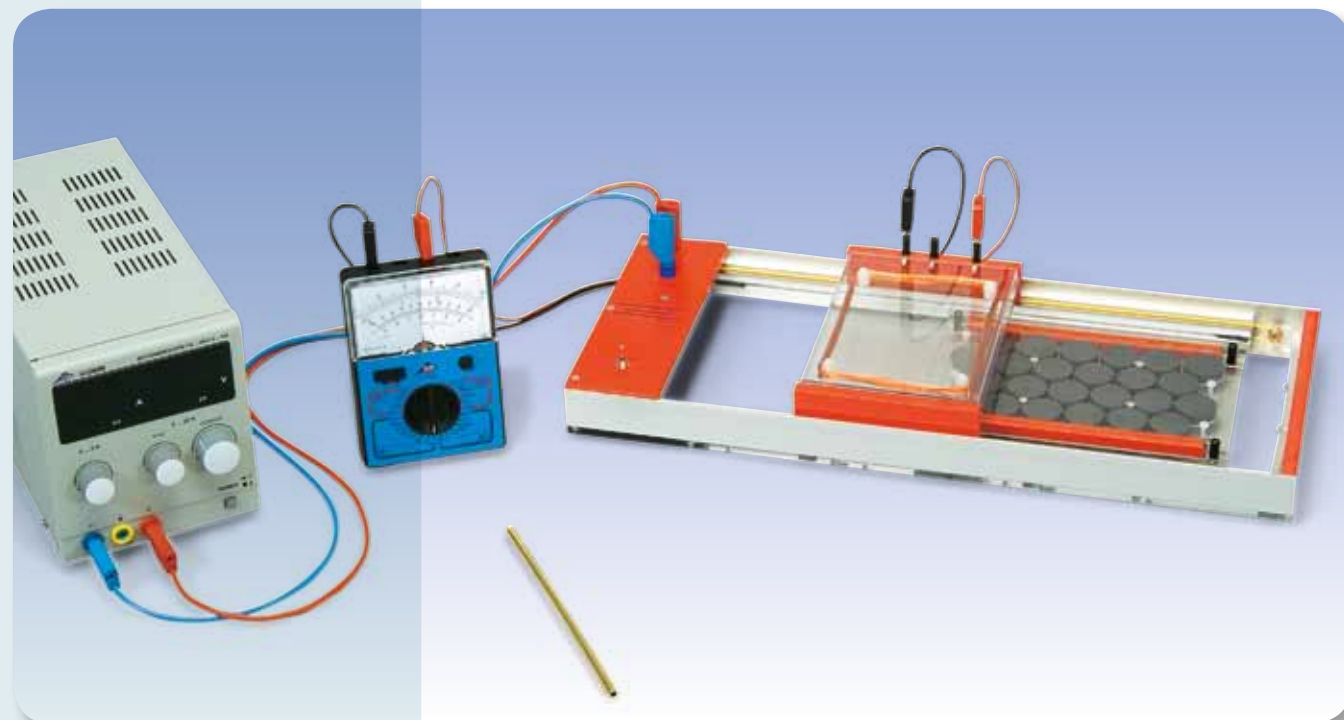


Fig. 2: Curso temporal del flujo magnético



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	
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 AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843
1	Cronómetro mecánico de adición	1002810
Recomendado adicionalmente:		
1	Amplificador de medida (230 V, 50/60 Hz)	1001022 o
	Amplificador de medida (115 V, 50/60 Hz)	1001021

1

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).

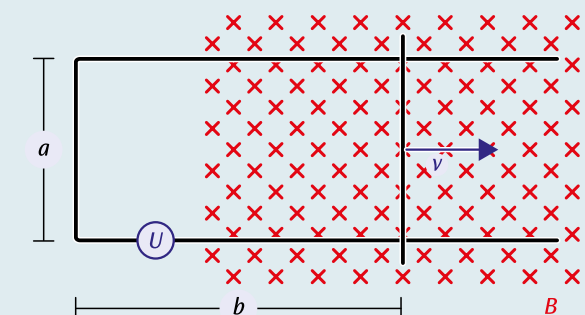


Fig. 1: Cambio del flujo magnético por el cambio de la sección del bucle

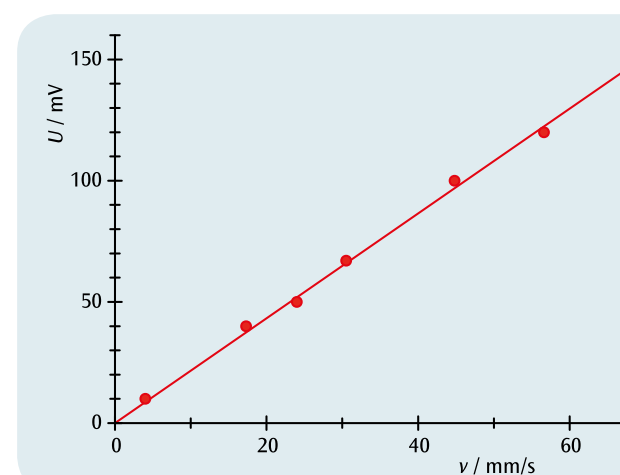


Fig. 2: Tensión inducida en dependencia de la velocidad del bucle conductor


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.

1
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

OBJETIVO

Demostración y análisis del funcionamiento de un freno de corrientes parásitas

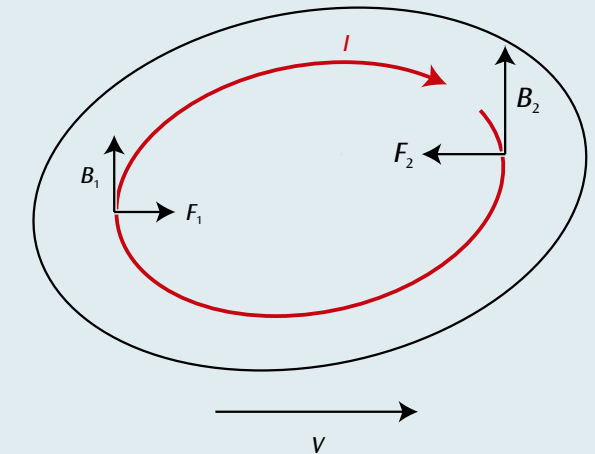
RESUMEN

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.

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.



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.

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.



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

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°
2	Bobina para tensión baja D	1000985
1	Núcleo de transformador D	1000976
1	Fuente de alimentación CA/CC 1/ 2/ 3/ ... 15 V, 10 A (230 V, 50/60 Hz)	1008691 o
	Fuente de alimentación CA/CC 1/ 2/ 3/ ... 15 V, 10 A (115 V, 50/60 Hz)	1008690
3	Multímetro digital P3340	1002785
1	Resistores variable 10 Ω	1003064
1	Conmutador bipolar	1018439
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

FUNDAMENTOS GENERALES

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.

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.

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 Kirchhoff 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_{20} secundaria en vacío ($I_{20} = 0$) en dependencia con la tensión de primario U_{10} , 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_{20} 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 $N_1/N_2 = 1/2$.

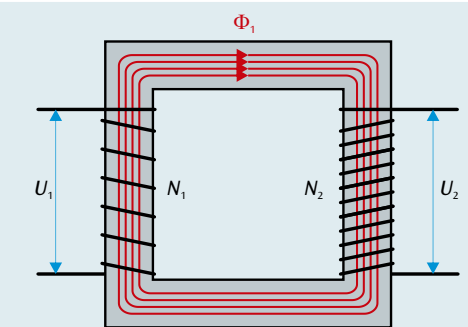


Fig. 1: Representación esquemática del transformador

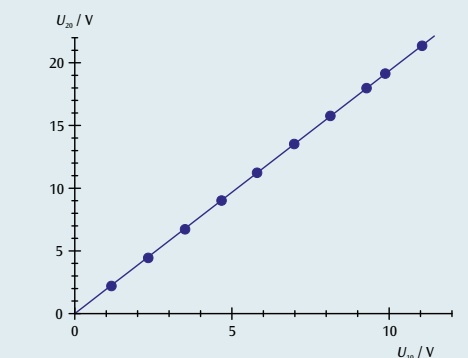


Fig. 2: Tensión de secundario U_{20} en dependencia con la tensión de primario U_{10} en vacío ($I_{20} = 0$), $N_1 = 36$, $N_2 = 72$

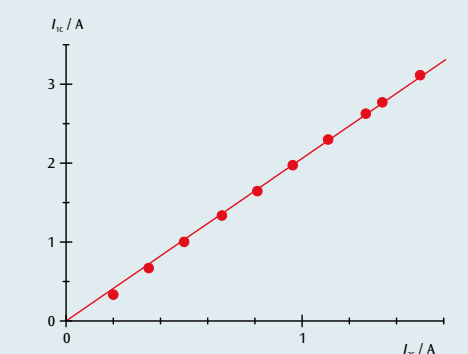
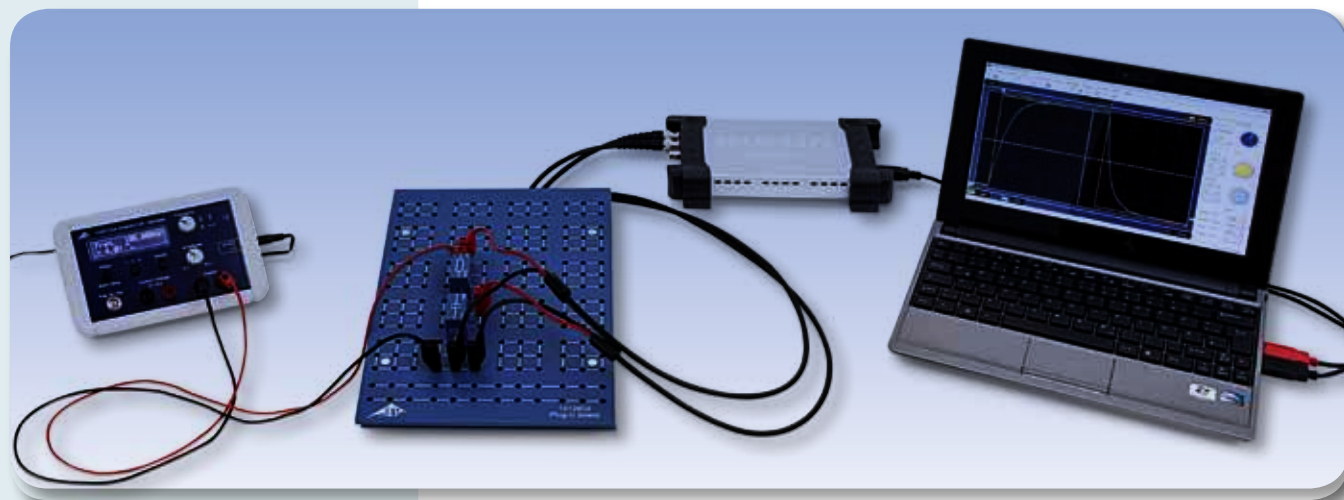


Fig. 3: Corriente de primario I_{1c} en dependencia con la corriente de secundario I_{2c} en cortocircuito ($U_{2c} = 0$), $N_1 = 36$, $N_2 = 72$



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
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
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.

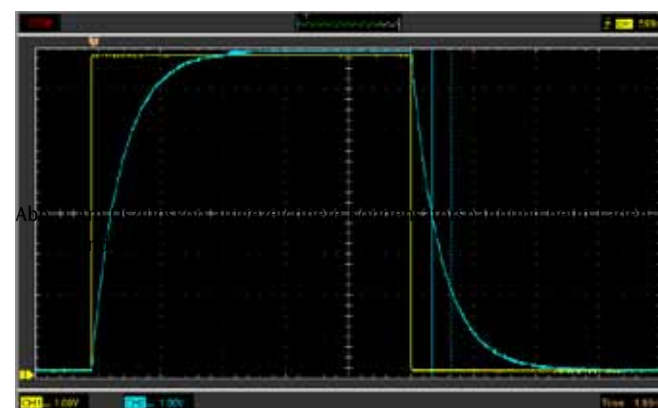


Fig. 1: Tensión en el condensador registrada en el osciloscopio al cargar y al descargar

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)

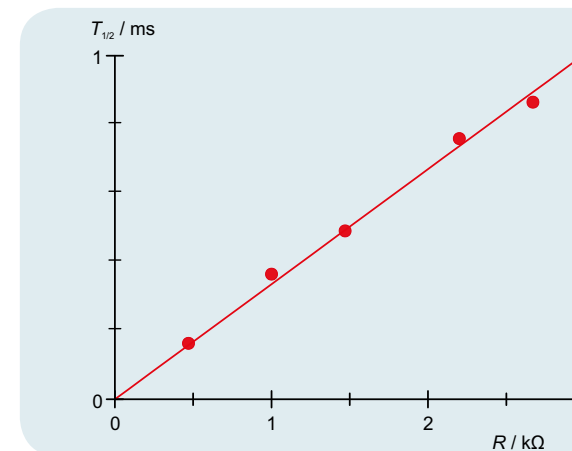


Fig. 2: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de la resistencia R

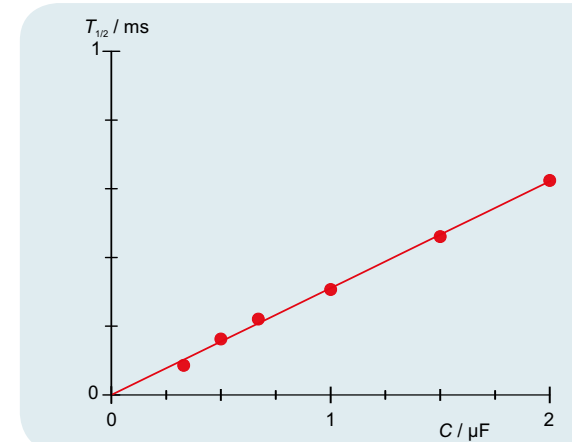


Fig. 3: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de la capacidad C

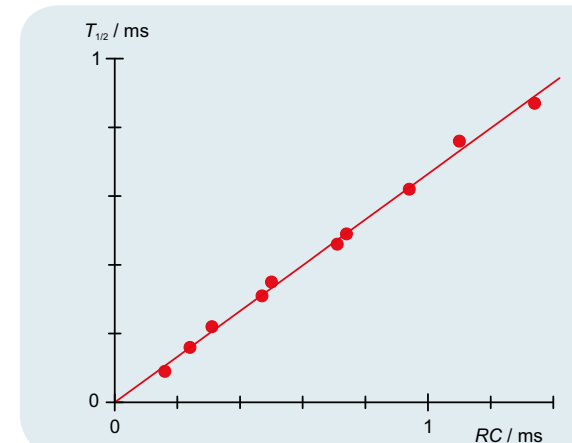


Fig. 4: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de el producto $R \cdot C$



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 muestrea 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 μF, 16 V, P2W19	1017806
1	Resistencia 10 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012922
Recomendado adicionalmente:		
1	Multímetro digital P1035	1002781

1

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 $t_{5\%}$:

$$C_{ext} = \frac{t_{5\%}}{3 \cdot R_{ext}}$$

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 $R_{int,i}$ a partir de los correspondientes tiempos de carga y descarga:

$$R_{int,i} = \frac{t_{5\%,i}}{3 \cdot C_{int}} \quad \text{con } i = 1, 2, 3$$

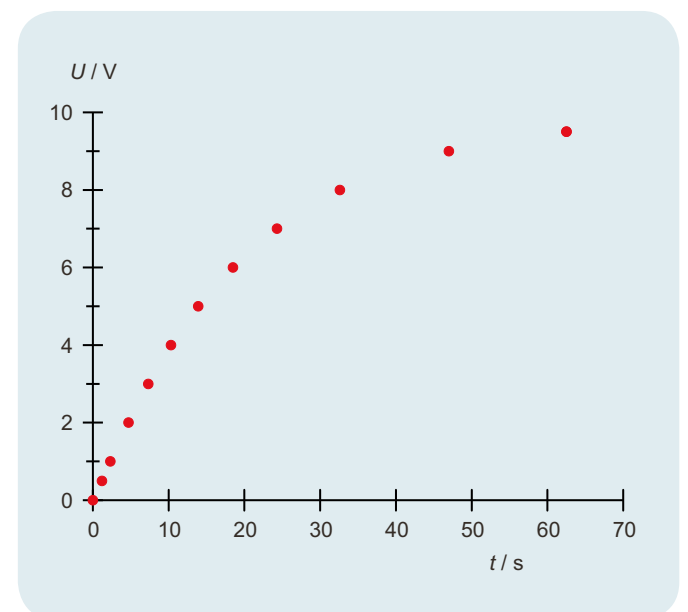


Fig. 1: Curva de carga para una combinación de RC interna

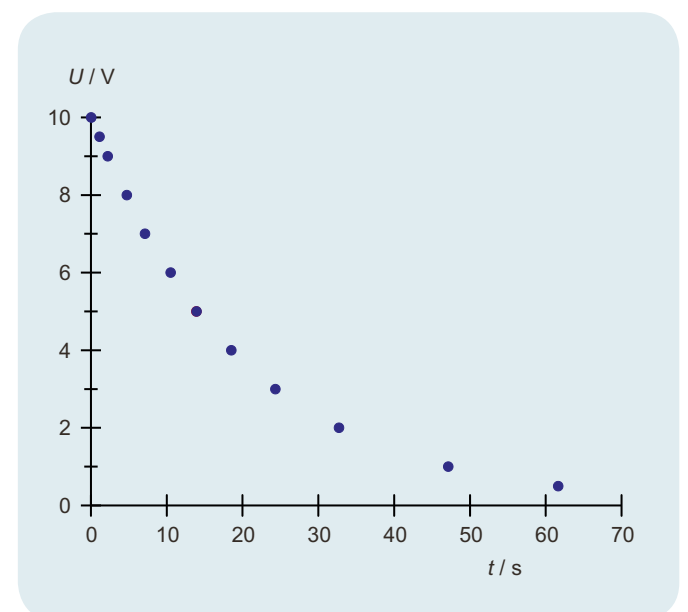
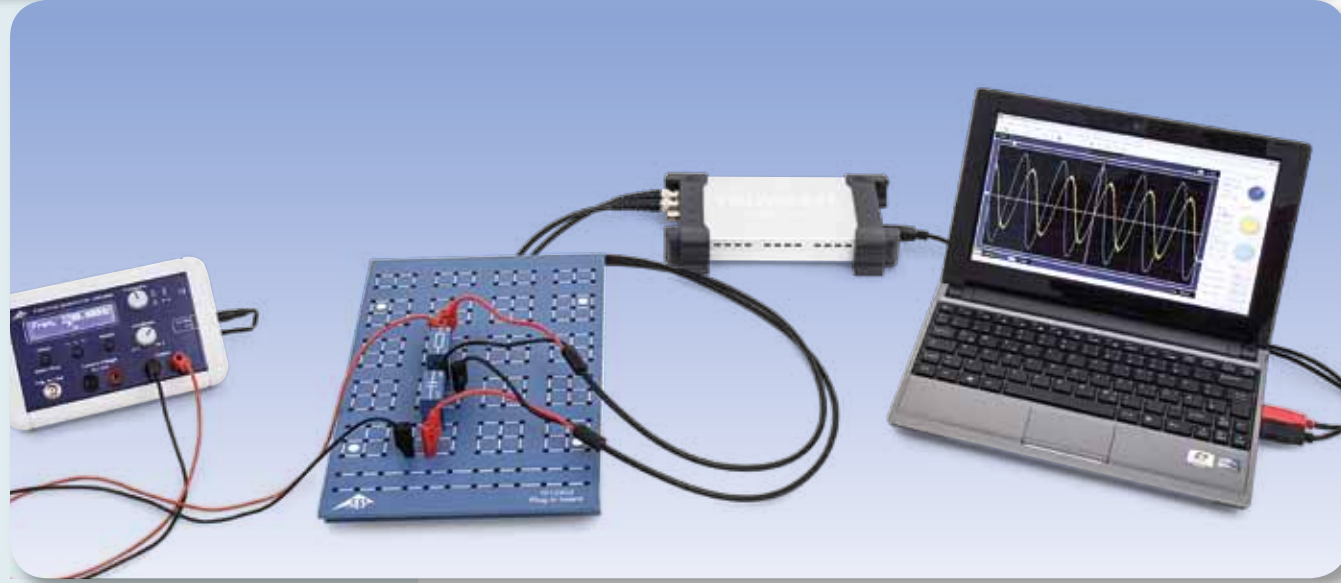


Fig. 2: Curva de descarga para un combinación RC interna



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 μF, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensador 0,1 μF, 100 V, P2W19	1012953
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 USB 2x50 MHz	1017264
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

$$(2) \quad U = U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

da origen a la corriente

$$(3) \quad I = i \cdot \omega \cdot C \cdot U_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

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:

$$(5a) \quad U = U_0 \cdot \cos \omega t$$

$$(6a) \quad I = 2\pi \cdot f \cdot C \cdot U_0 \cdot \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$= I_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$(7a) \quad X_c = \frac{U_0}{I_0} = \frac{1}{2\pi \cdot f \cdot C}$$

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.

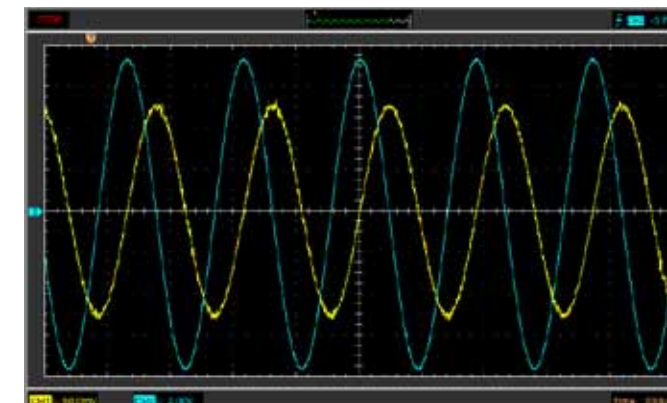


Fig. 1: Condensador en un circuito de corriente alterna: Curso de la corriente y de la tensión

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.

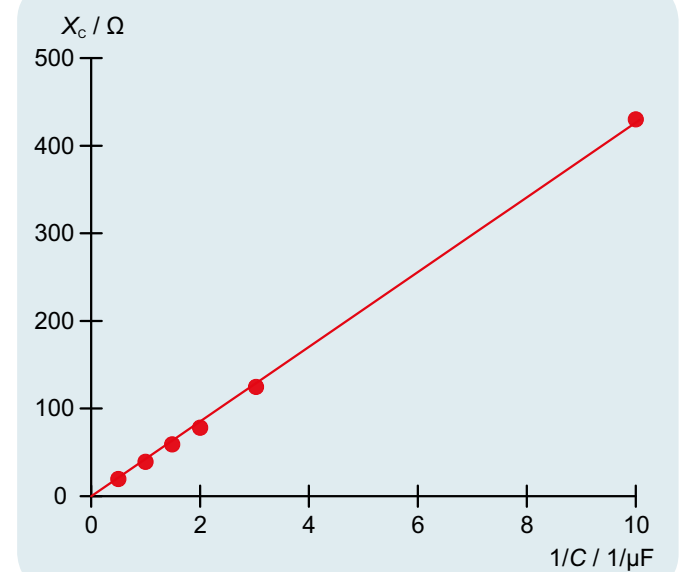


Fig. 2: Resistencia capacitiva X_c como función del valor inverso de la capacidad C

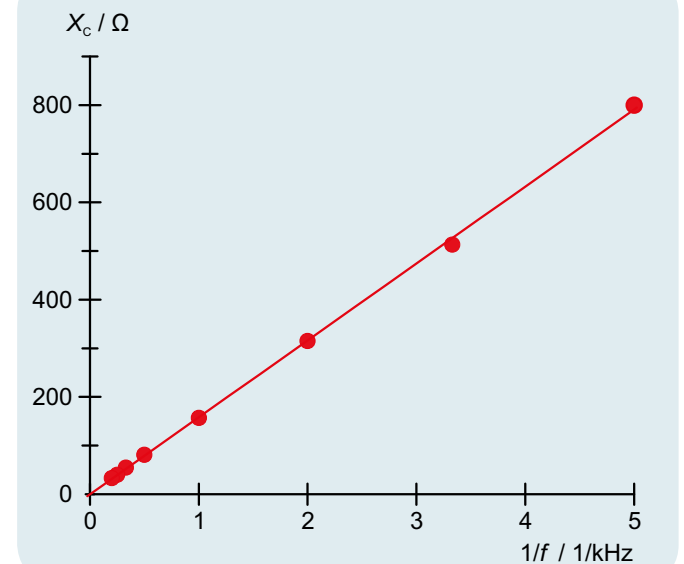
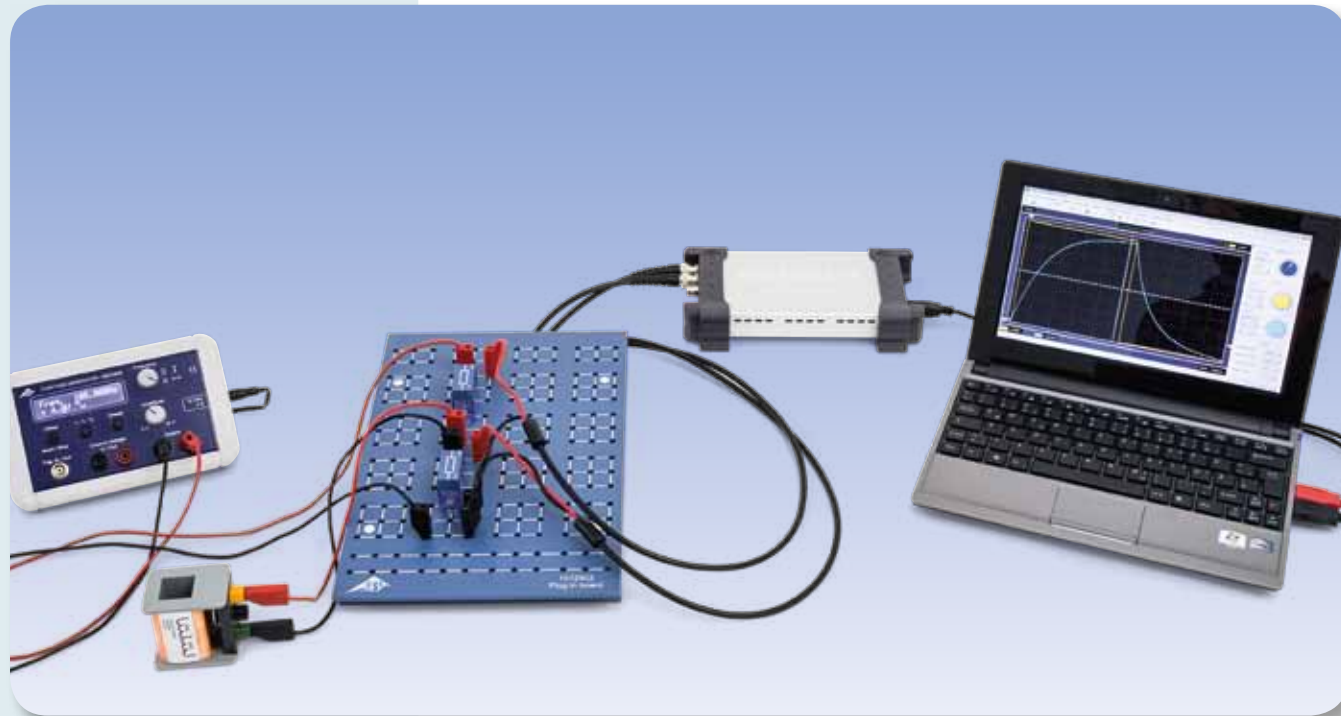


Fig. 3: Resistencia capacitiva X_c como función del valor inverso de la frecuencia f



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
1	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

1

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.

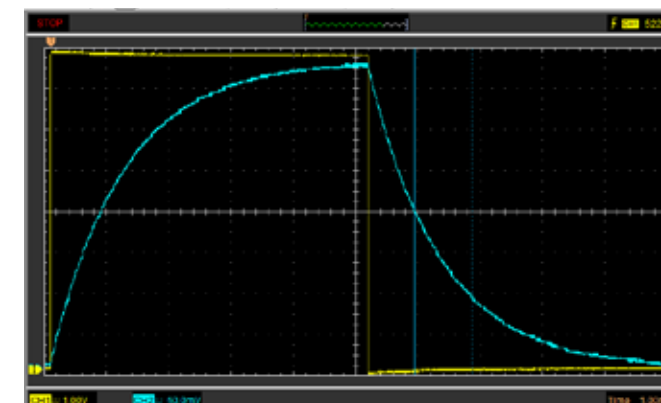


Fig. 1: Corriente de bobina registrada en el osciloscopio al cargar y descargar

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).

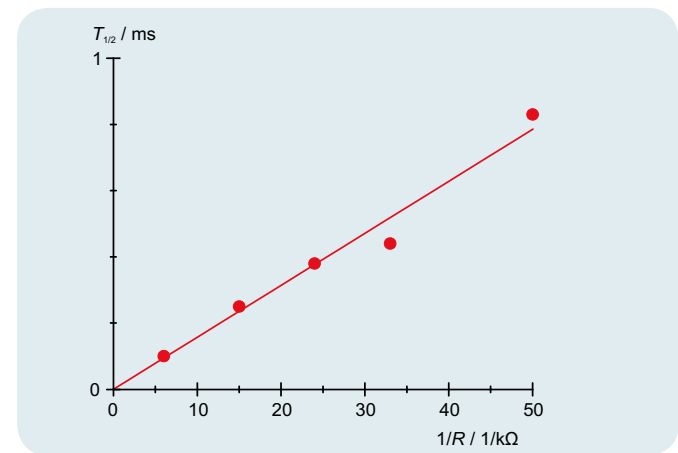


Fig. 2: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ como función del inverso del valor de la resistencia R

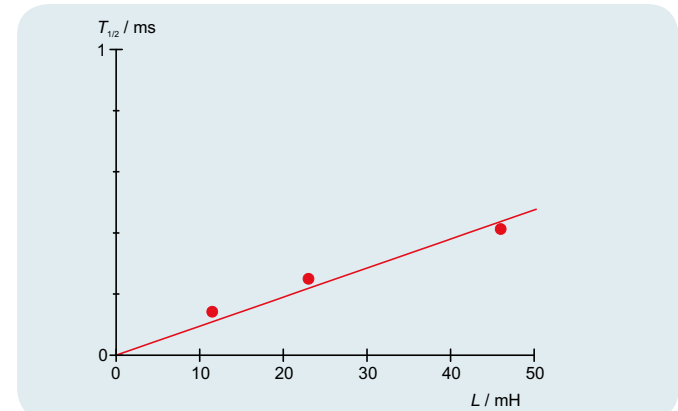


Fig. 3: Tiempo de vida media $T_{1/2}$ en dependencia de la inductividad L

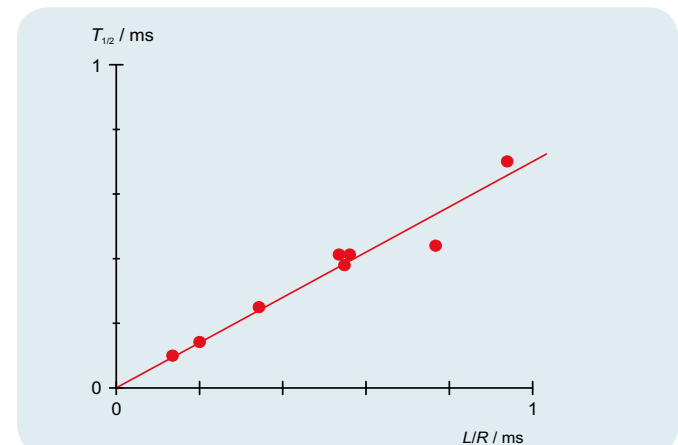
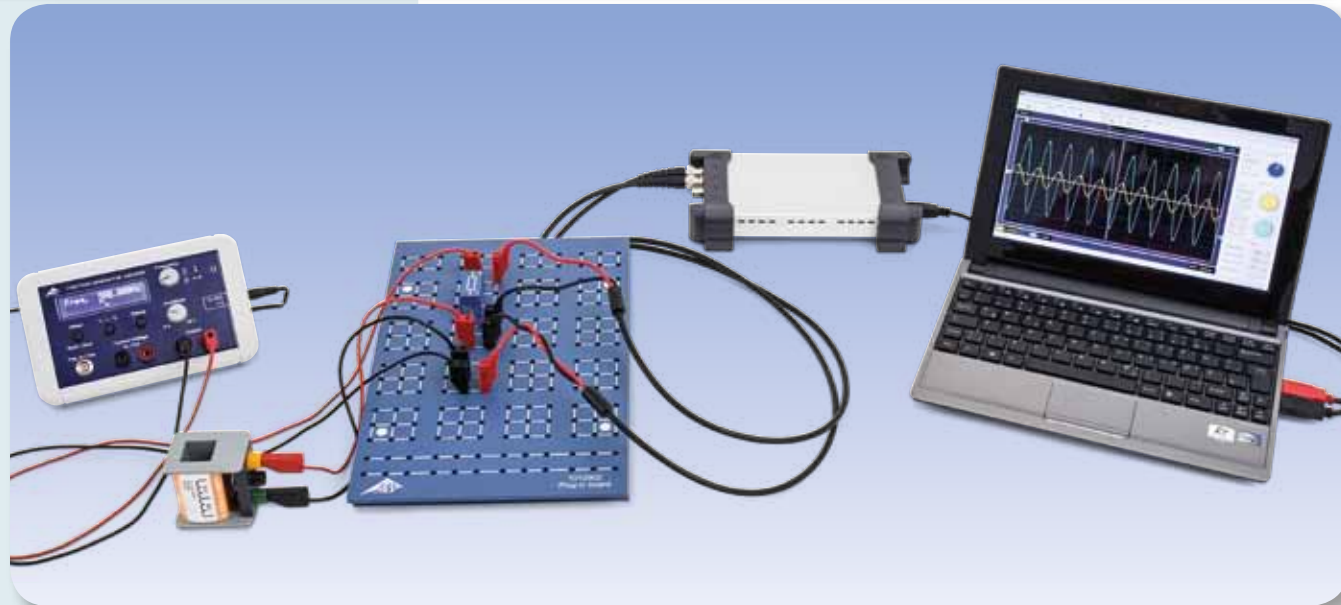


Fig. 4: Tiempo de vida media en dependencia de $\frac{L}{R}$



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
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
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.

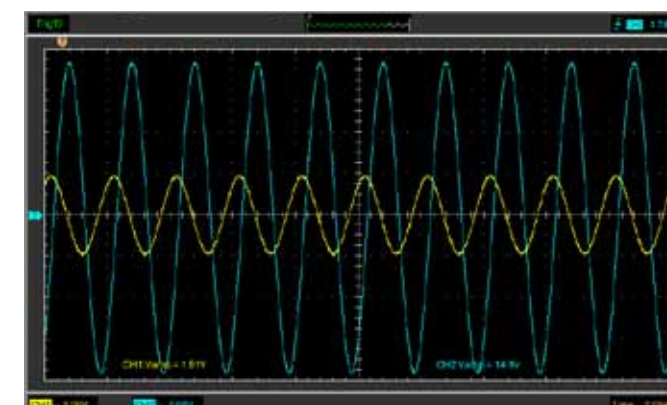


Fig. 1: Bobina en un circuito de corriente alterna: Curso de la corriente; curso de la tensión

EVALUACION

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.

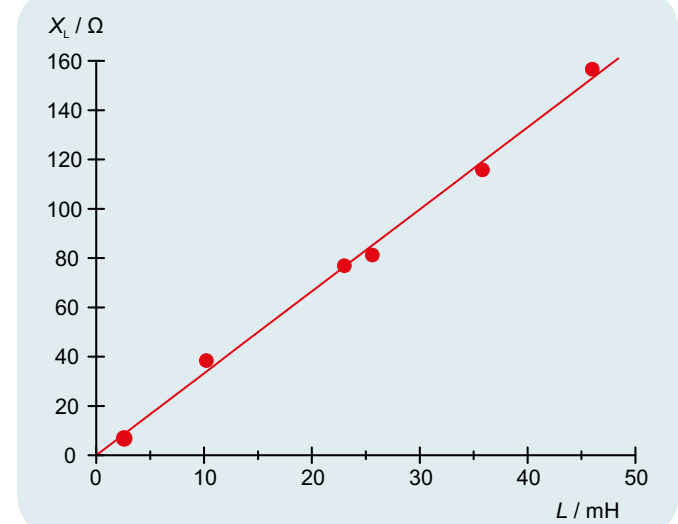


Fig. 2: Resistencia inductiva X_L como función de la inductividad L

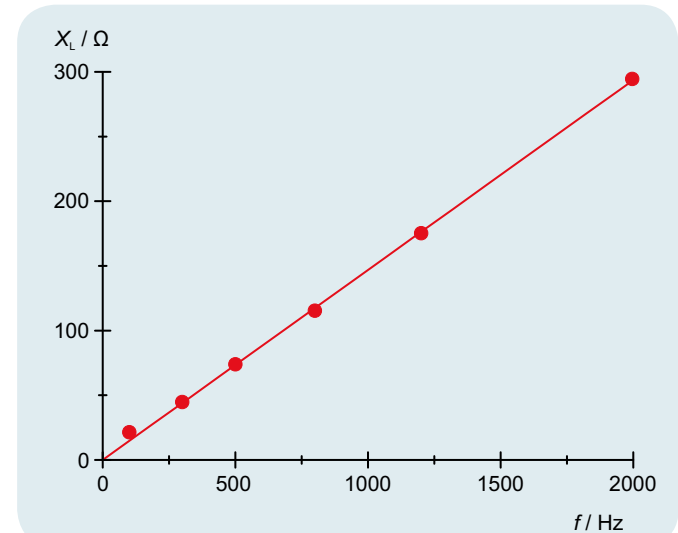


Fig. 3: Resistencia inductiva X_L como función de la frecuencia f



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 μF, 35 V, P2W19	1012957
1	Condensador 1 μF, 100 V, P2W19	1012955
1	Condensador 0,1 μF, 100 V, P2W19	1012953
1	Generador de funciones FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957
1	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
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:

$$(1) \quad X_c = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C},$$

$$\text{con:} \quad \omega = 2\pi \cdot f$$

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:

$$(5) \quad Z_s = \frac{\sqrt{1 + (\omega \cdot C \cdot R)^2}}{\omega \cdot C} \cdot \exp(i \cdot \varphi_s)$$

$$\text{con } \tan \varphi_s = -\frac{1}{\omega \cdot C \cdot R}$$

$$(6) \quad Z_p = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega \cdot C \cdot R)^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_p)$$

$$\text{con } \tan \varphi_p = -\omega \cdot C \cdot R.$$

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:

$$(8) \quad I = \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi)) \\ = I_0 \cdot \exp(i \cdot (\omega \cdot t - \varphi))$$

En el osciloscopio se leen cada vez las amplitudes I_0 y U_0 así como el desplazamiento de fase φ .

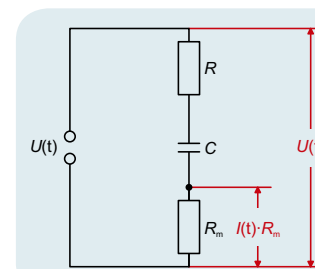


Fig. 1: Disposición de medición con conexión en serie

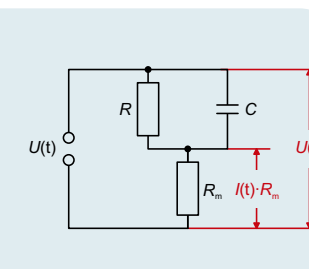


Fig. 2: Disposición de medición con conexión en paralelo

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.

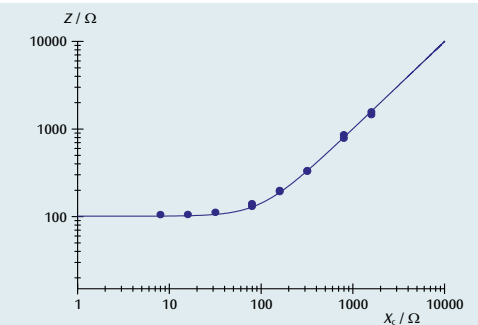


Fig. 3: Resistencia total con conexión en serie

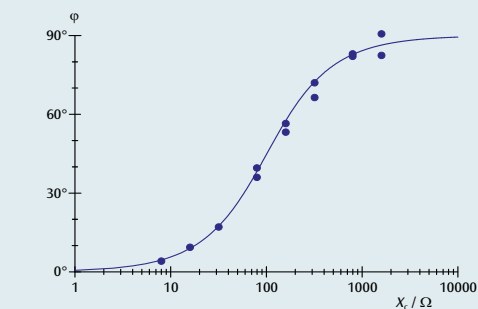


Fig. 4: Desplazamiento de fase con conexión en serie

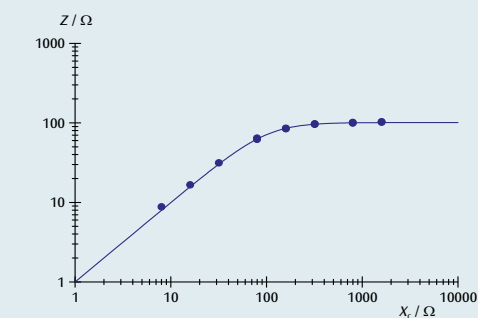


Fig. 5: Resistencia total con conexión en paralelo

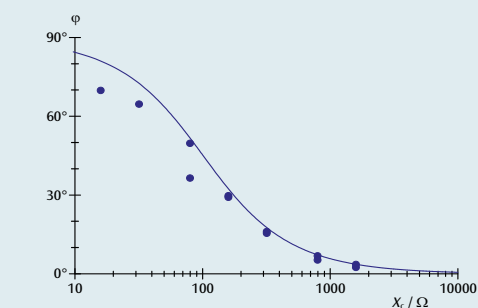
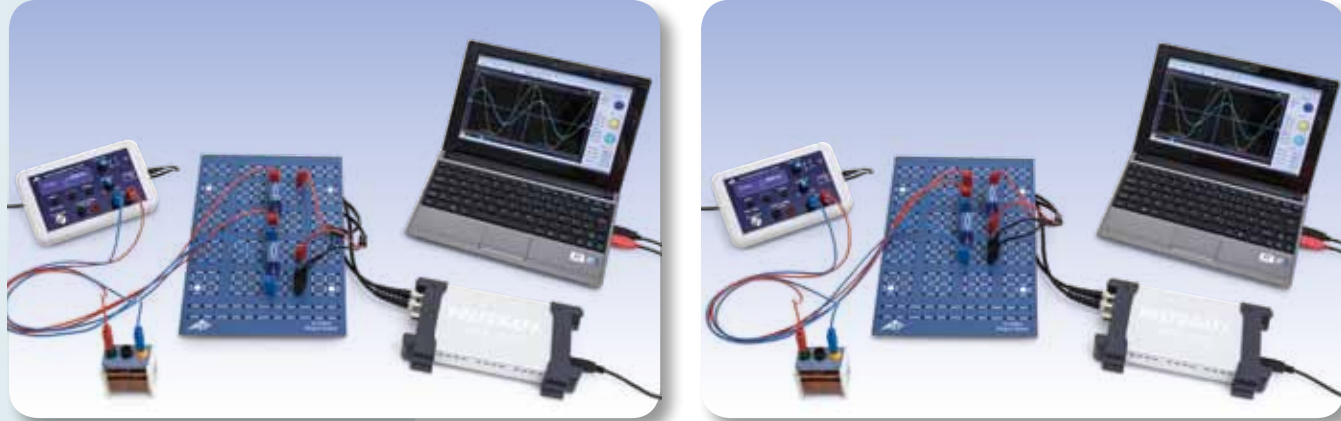


Fig. 6: Desplazamiento de fase con conexión en paralelo



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
	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
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 600 espiras	1001000
2	Bobina S con 1200 espiras	1001002

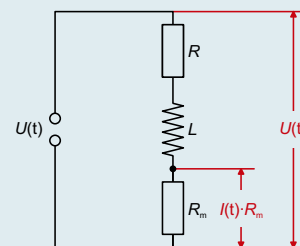


Fig. 1: Disposición de medición para la conexión en serie

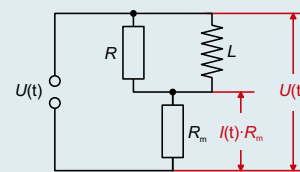


Fig. 2: Disposición de medición para la conexión en paralelo

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:

$$(1) \quad \begin{aligned} X_L &= i \cdot 2\pi \cdot f \cdot L \\ \text{con } \omega &= 2\pi \cdot f \end{aligned}$$

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:

$$(4) \quad Z = Z_0 \cdot \exp(i \cdot \varphi).$$

Se obtiene:

$$(5) \quad \begin{aligned} Z_s &= \sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2} \cdot \exp(i \cdot \varphi_s) \\ \text{con } \tan \varphi_s &= \frac{2\pi \cdot f \cdot L}{R} \end{aligned}$$

y

$$(6) \quad \begin{aligned} Z_p &= \frac{2\pi \cdot f \cdot L \cdot R}{\sqrt{(2\pi \cdot f \cdot L)^2 + R^2}} \cdot \exp(i \cdot \varphi_p) \\ \text{con } \tan \varphi_p &= \frac{R}{2\pi \cdot f \cdot L} \end{aligned}$$

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:

$$(8) \quad \begin{aligned} I &= \frac{U_0}{Z_0} \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \varphi)) \\ &= I_0 \cdot \exp(i \cdot (2\pi \cdot f \cdot t - \varphi)) \end{aligned}$$

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.

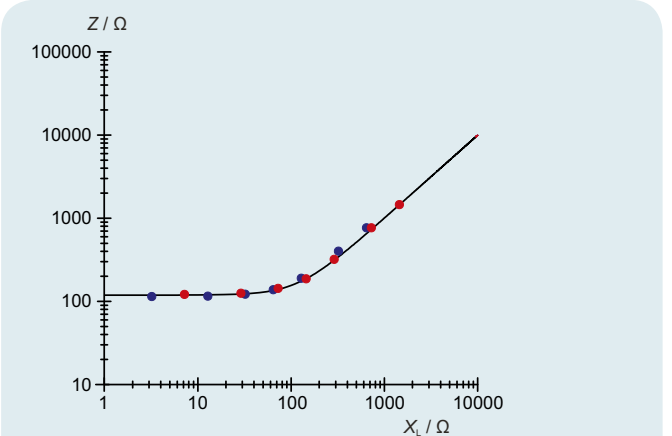


Fig. 3: Resistencia total para la conexión en serie

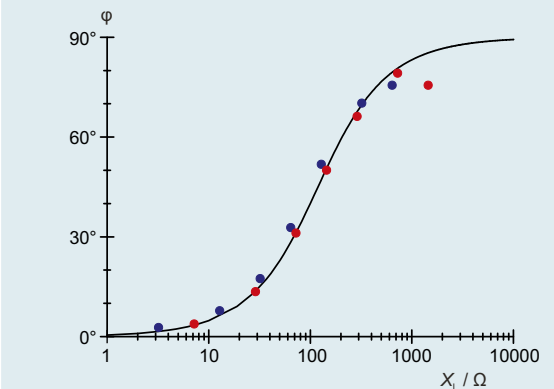


Fig. 4: Desplazamiento de fase para la conexión en paralelo

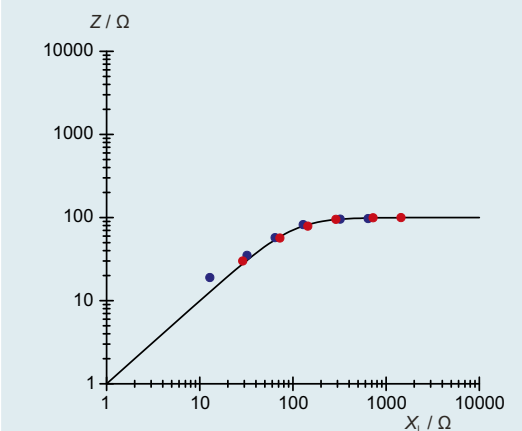


Fig. 5: Resistencia total para la conexión en paralelo

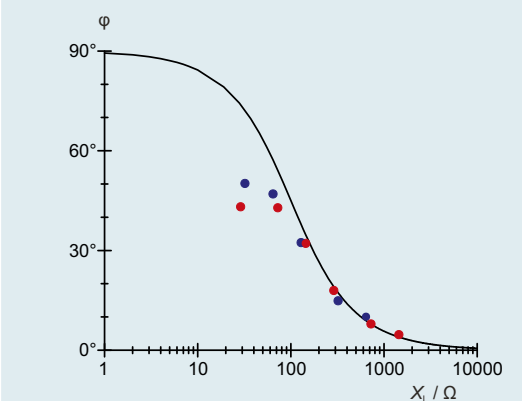
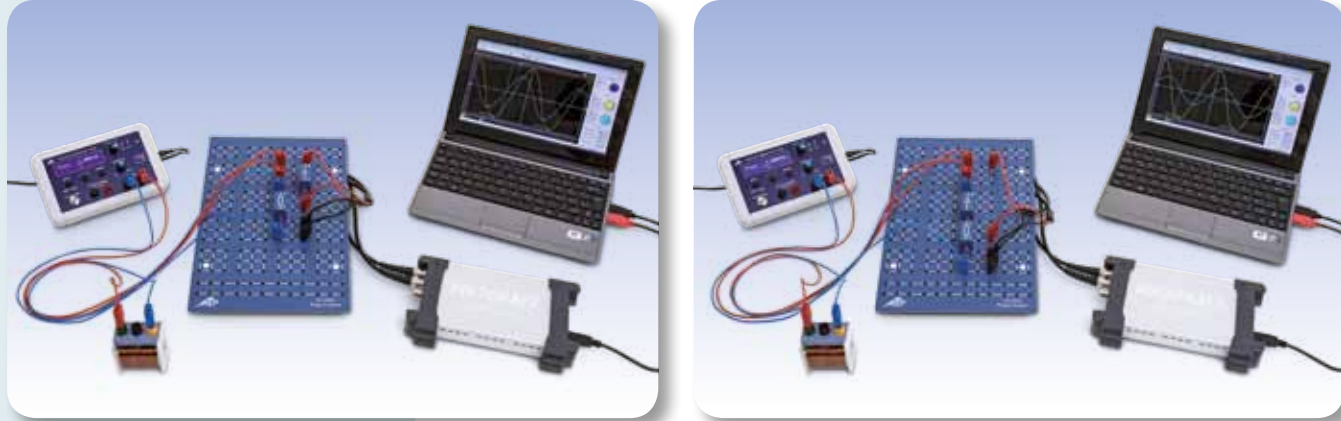


Fig. 6: Desplazamiento de fase para la conexión en paralelo



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 600 espiras	1001000
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
1	Generador de funciones FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
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.

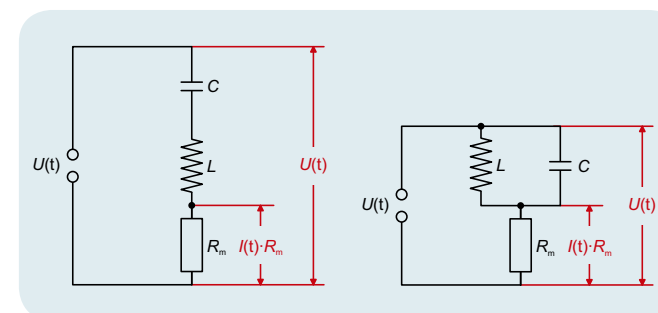


Fig. 1: Montaje experimental para la conexión en serie

Fig. 2: Montaje experimental para la conexión en paralelo

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.

$$Z_0 = \frac{U_0}{I_0}$$

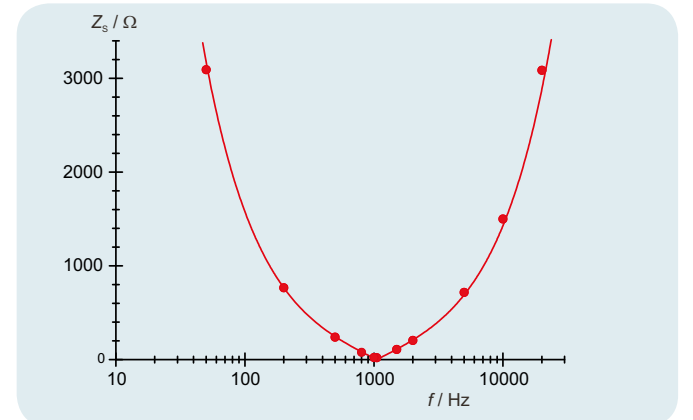


Fig. 3: Resistencia de corriente alterna de la conexión en serie en dependencia de la frecuencia

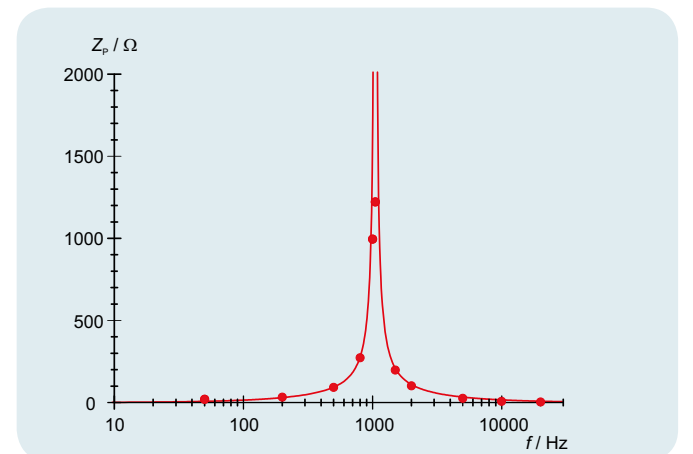


Fig. 4: Resistencia de corriente alterna de la conexión en paralelo en dependencia de la frecuencia

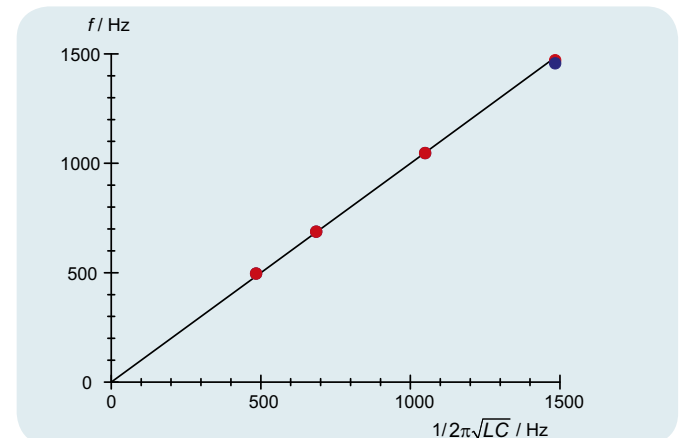


Fig. 5: Comparación entre la frecuencia de resonancia medida y la calculada; para una conexión en serie (rojo) y para una en paralelo (azul)



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

Número	Aparato	Artículo N°
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	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544
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

2

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.

$$R = \frac{U_0}{I_0(\omega_r)}$$

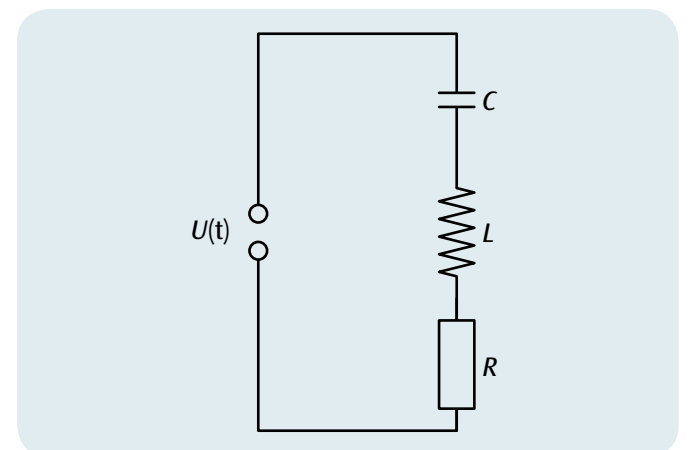


Fig. 1: Esquema de conexión para el circuito oscilante LC en serie

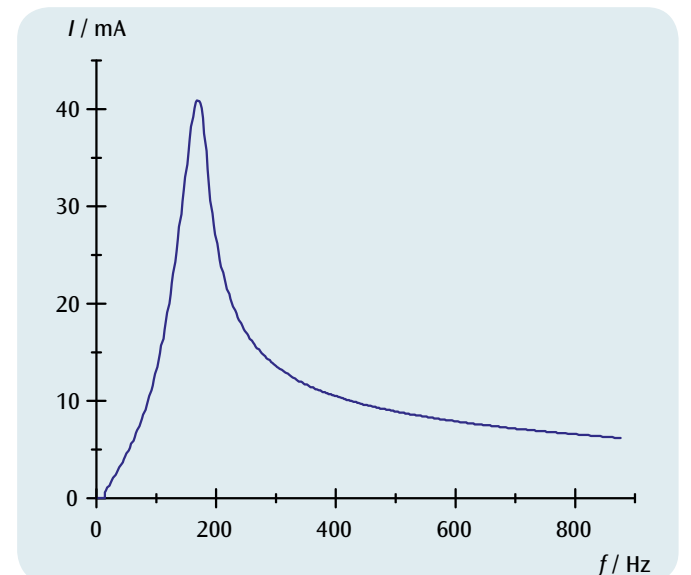
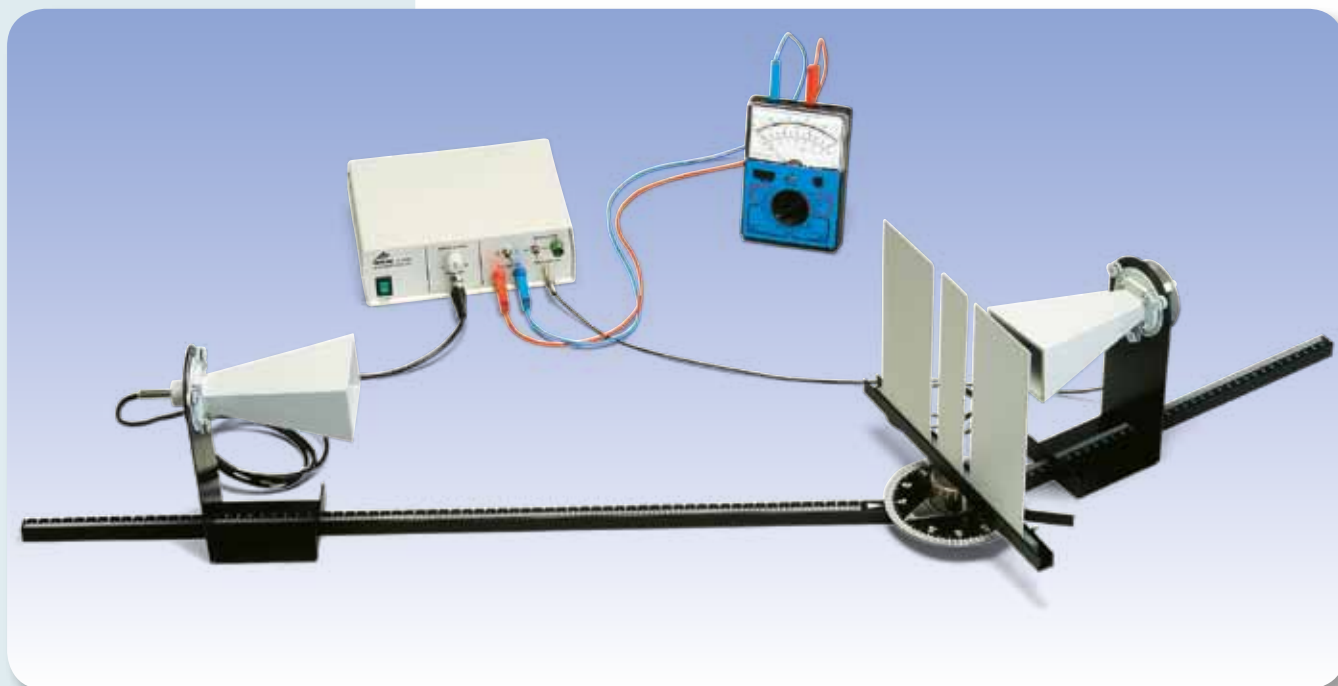


Fig. 2: Curva de resonancia de amplitud de la corriente ($R_{\text{ext}} = 0$)



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 AM50	1003073
1	Par de cables de experimentación de seguridad, 75cm, rojo/azul	1017718

2

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 rejilla 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 esto 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 .

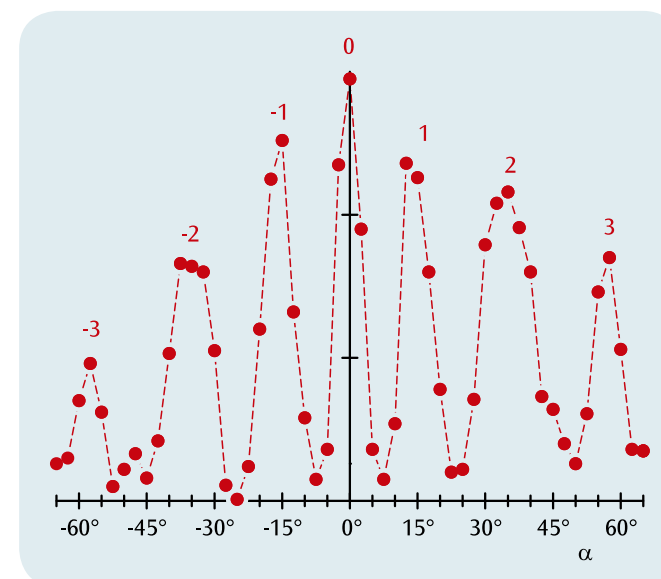


Fig. 1: Distribución de intensidad en la difracción de microondas en una rejilla doble

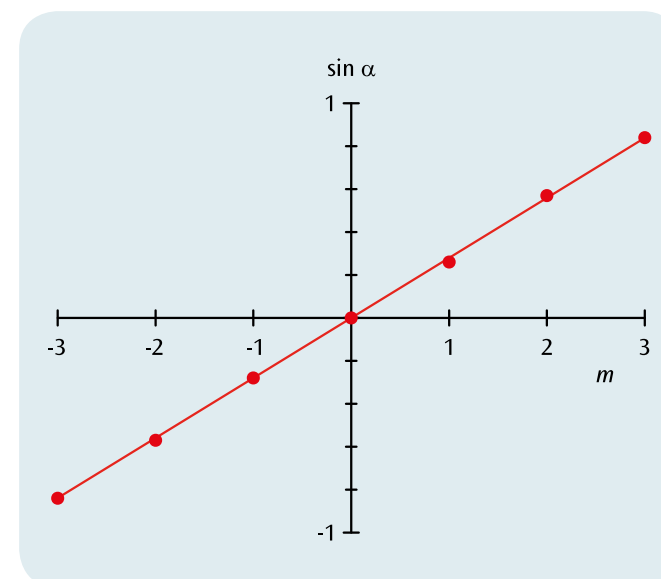


Fig. 2: Posiciones de los máximos de intensidad en función del orden de difracción m



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	Diodo 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 AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

1

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 termoelectrónico 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 .

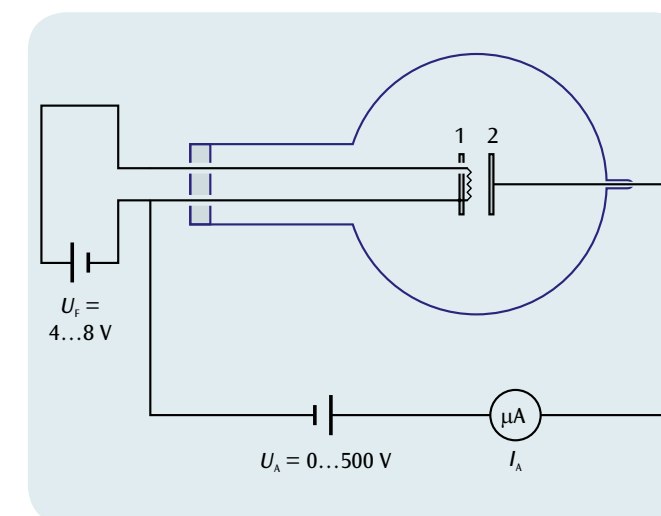


Fig. 1: Circuito para el registro del campo de características de un diodo de tubo
1: Cátodo, 2: Ánodo

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 elimine 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.

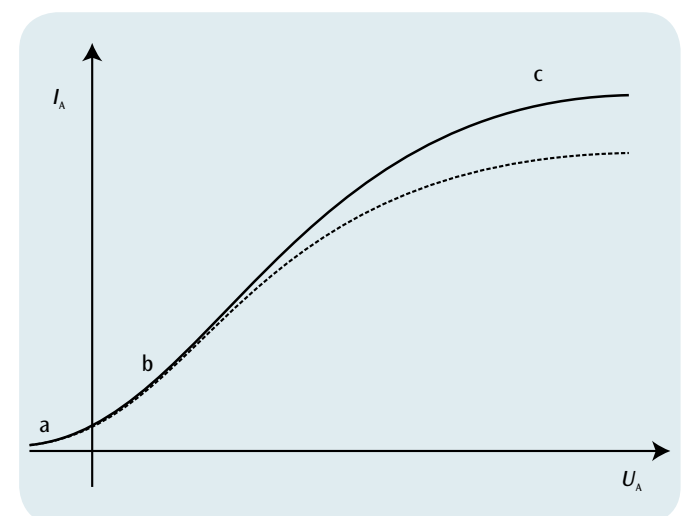


Fig. 2: Característica de un diodo de tubo
a: Rango de contratensión, b: Rango de carga espacial
c: Rango de saturación



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 AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

1

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.

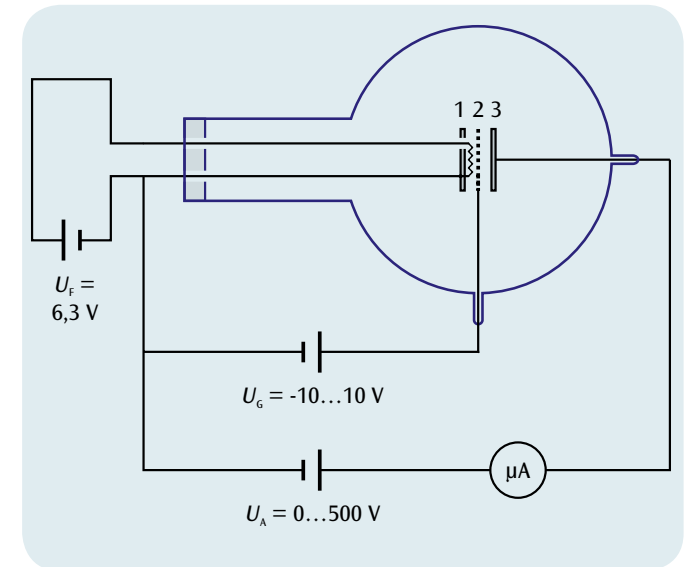


Fig. 1: Circuito para el registro del campo de características de un triodo de tubo 1: Cátodo; 2: Rejilla; 3: Ánodo

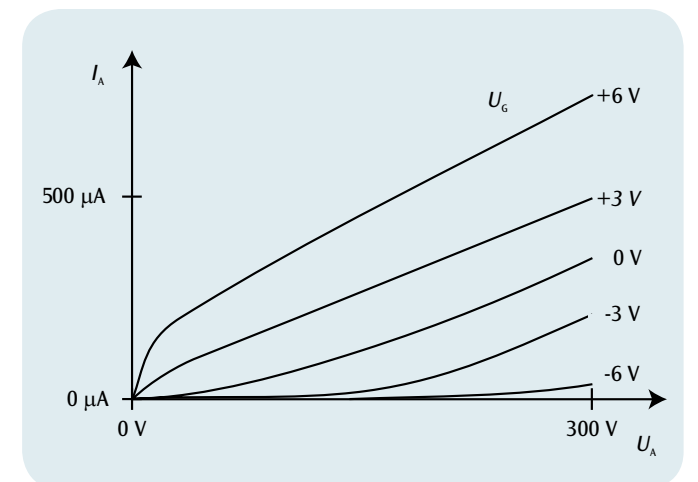


Fig. 2: Características de corriente anódica / tensión anódica

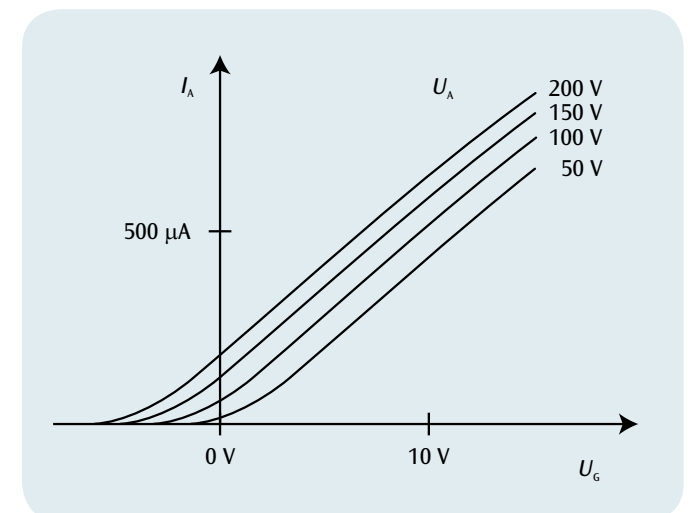
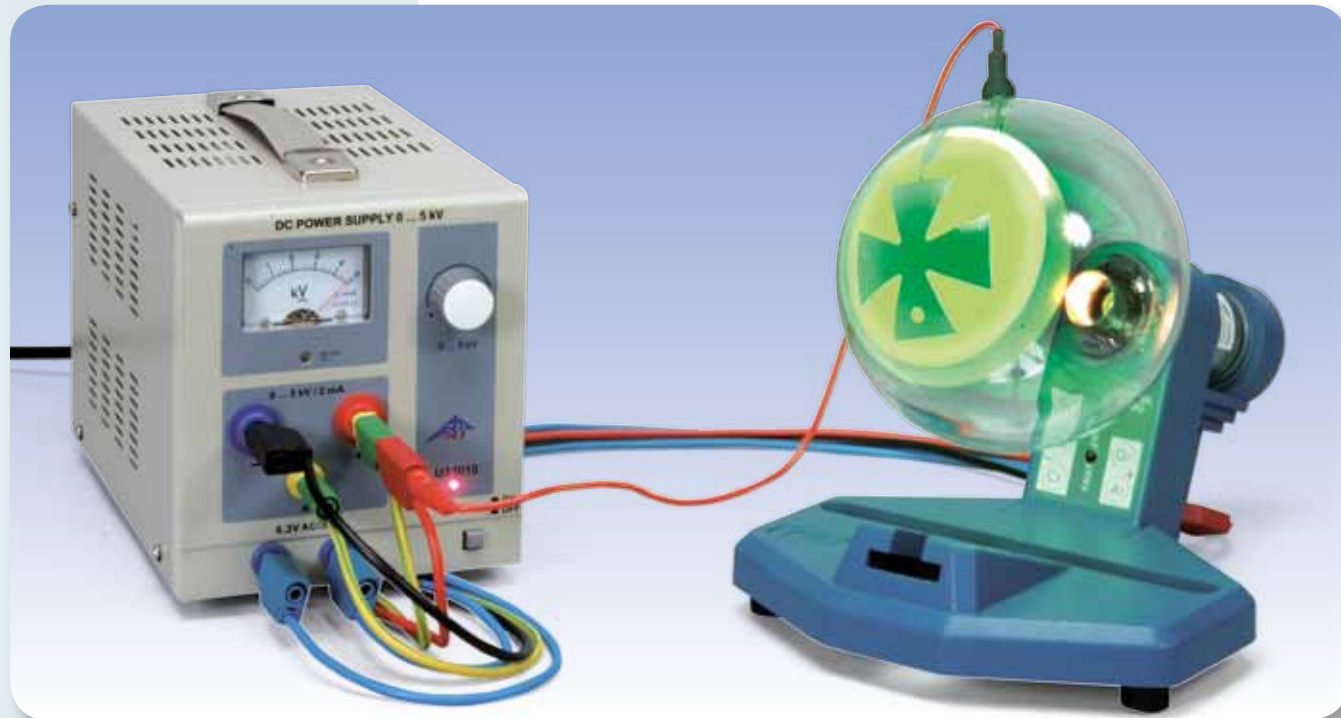


Fig. 3: Características de corriente anódica / tensión de rejilla



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 cruces 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

1

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:

$$(1) \quad F = -e \cdot v \times B$$

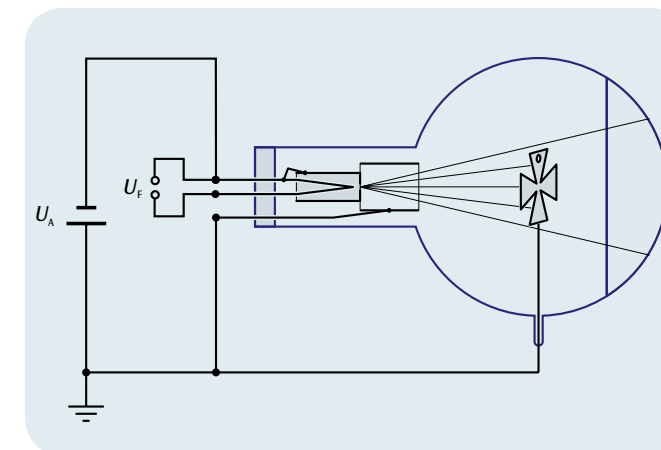


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de cruce de sombras

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. 2: Giro de la sombra de los electrones producido por su desviación en el campo magnético axial



TAREAS

- Comprobación de la emisión termoeléctrica 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

1

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 el 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:

$$B = k \cdot I_H \text{ con } k = \left(\frac{4}{5}\right)^2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

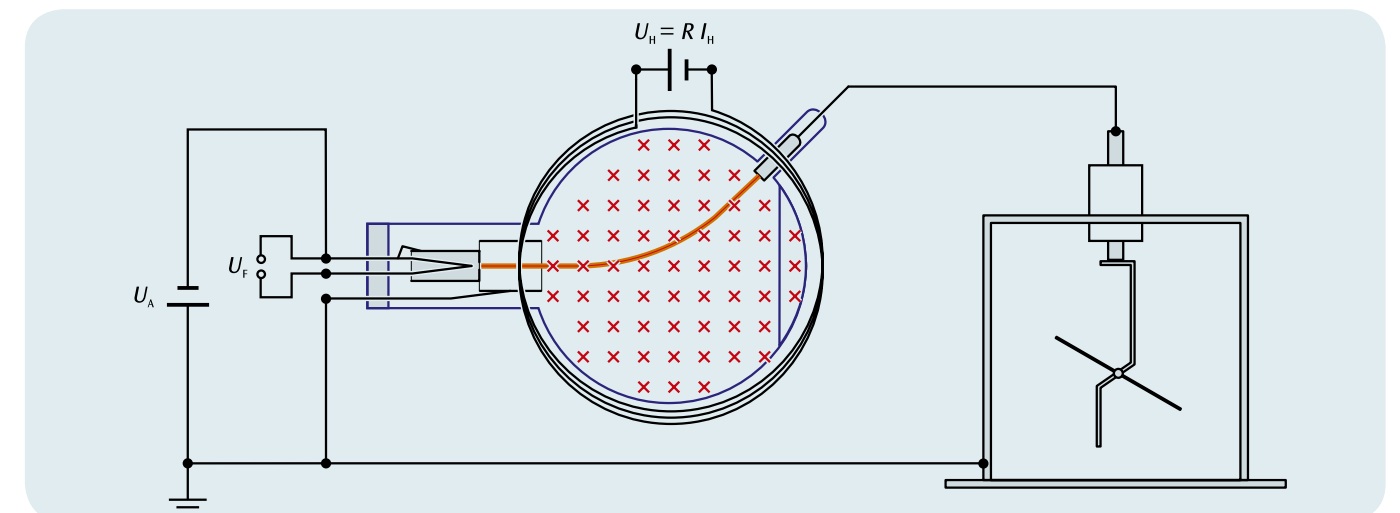
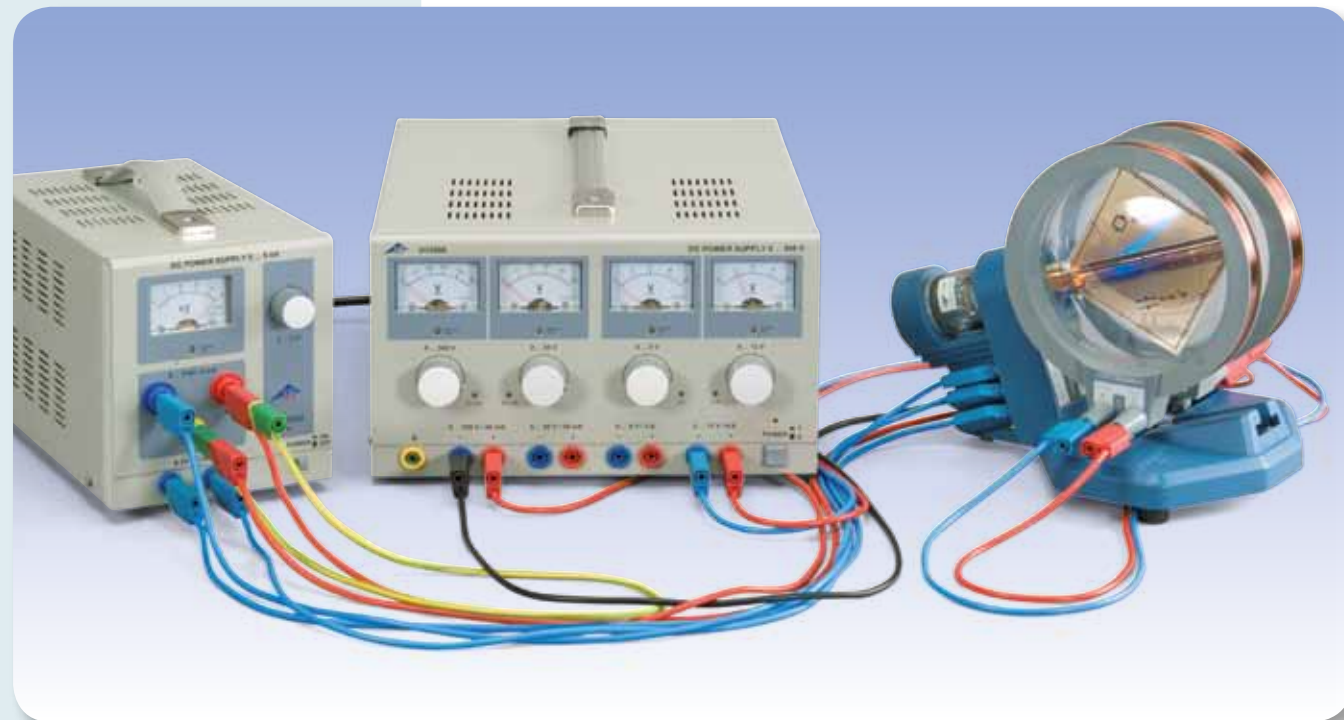


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de Perrín



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

2

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 :

$$(1) \quad F = -e \cdot v \times B$$

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:

$$(4) \quad \frac{e}{m} = \frac{2 \cdot U_A}{(B \cdot r)^2}$$

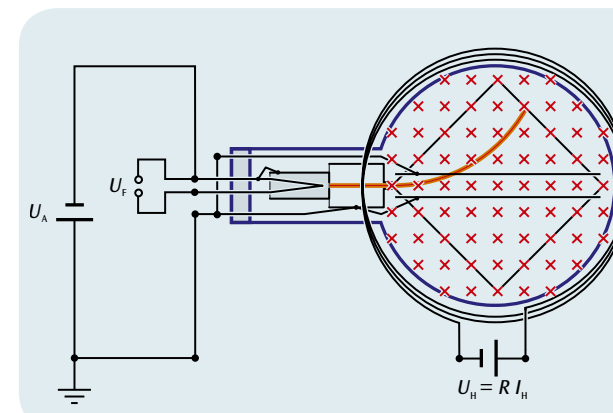


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de Thomson en el campo magnético

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:

$$(5) \quad F = -e \cdot E$$

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:

$$B = k \cdot I_H \text{ en donde } k = \left(\frac{4}{5}\right)^2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{N}{R}$$

El campo eléctrico se puede calcular a partir de la tensión U_p y de la distancia d entre placas:

$$E = \frac{U_p}{d}$$

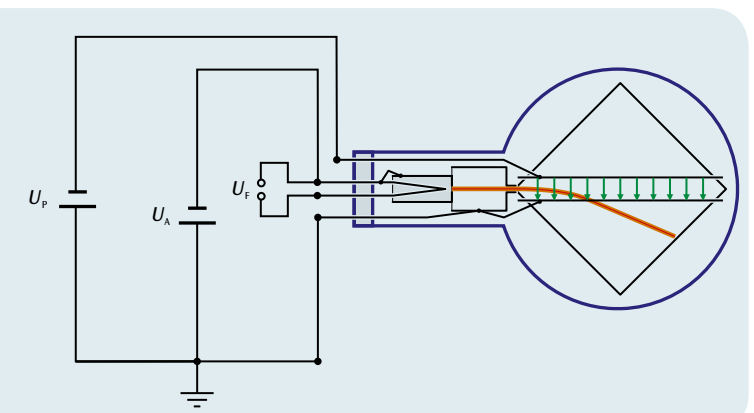
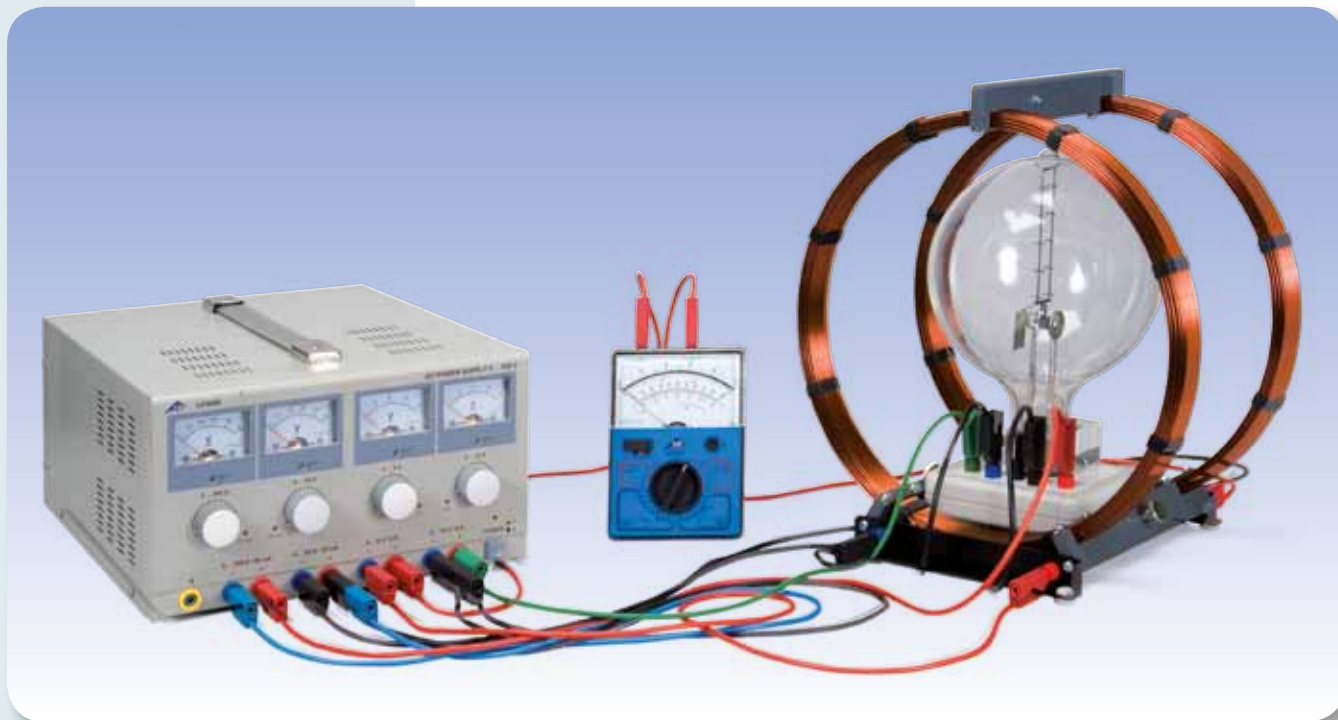


Fig. 2: Representación esquemática del tubo de Thomson en el campo eléctrico



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 de conexión	1000904
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 AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843

2

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.

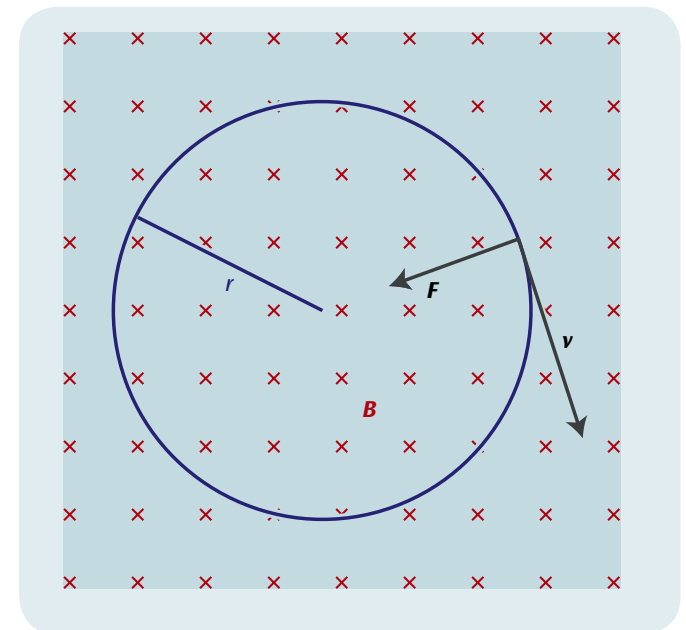


Fig. 1: Desviación de electrones con velocidad v en un campo magnético B por medio de la fuerza de Lorentz F en una órbita cerrada de radio r

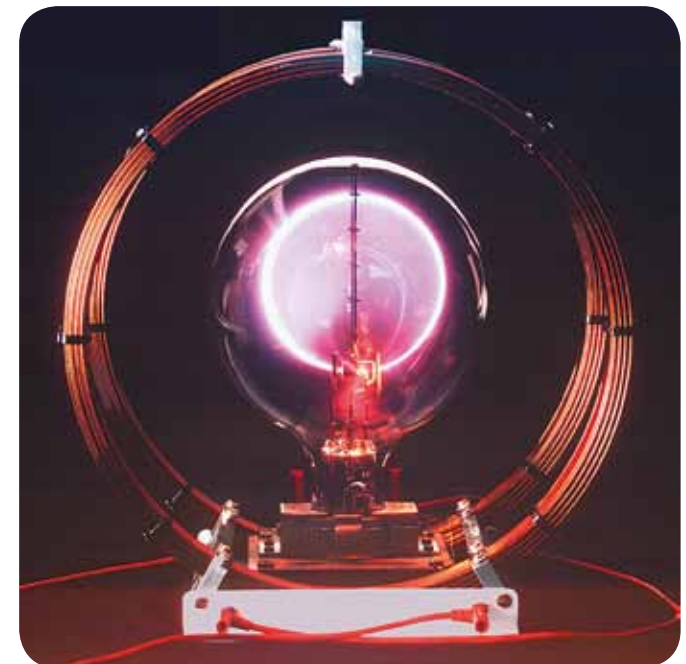
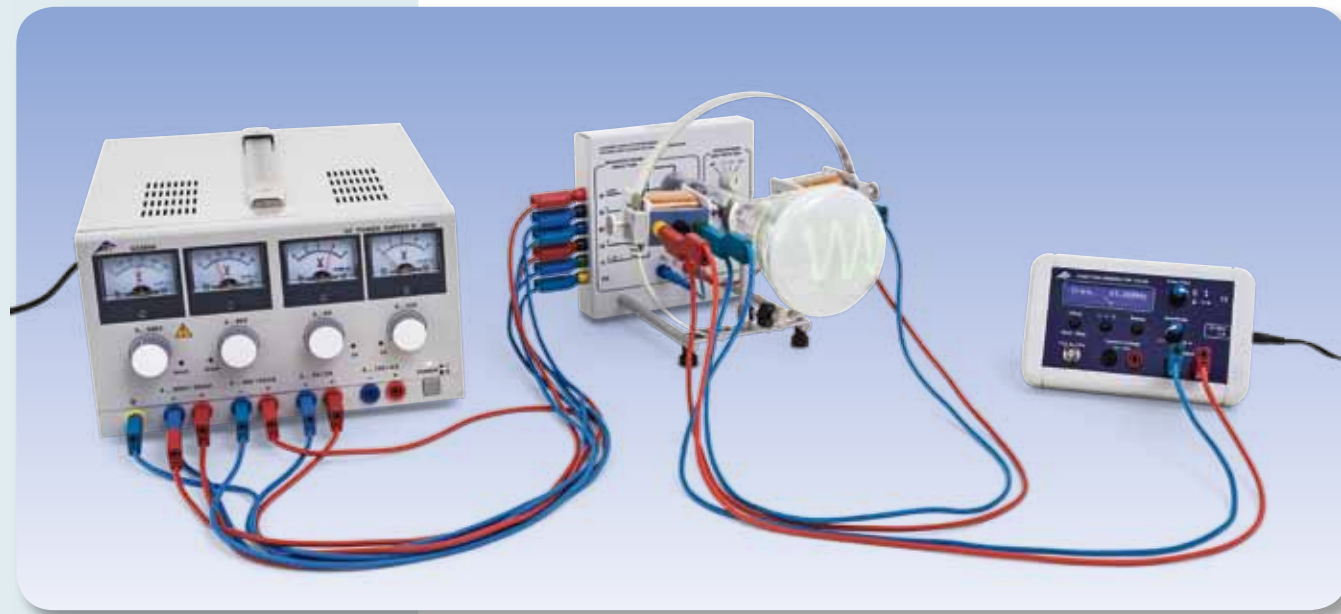


Fig. 2: Tubo de haz fino de radiación con huella luminosa circular de los electrones en el campo magnético



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

2

FUNDAMENTOS GENERALES

Una aplicación importante de la emisión termoelectrónica 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.

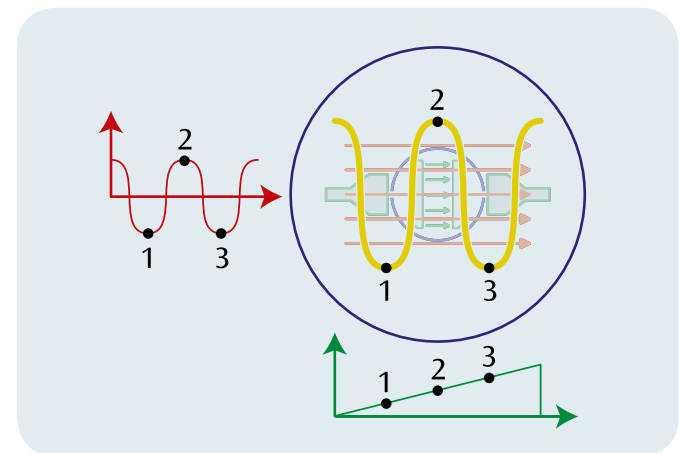


Fig. 2: Representación de una señal periódica resuelta en el tiempo

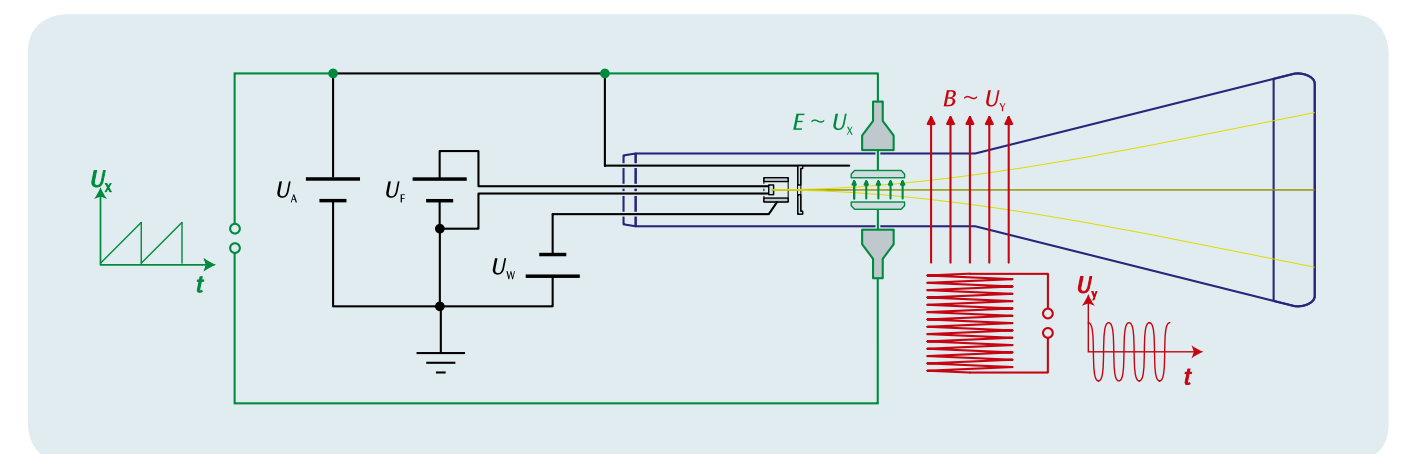
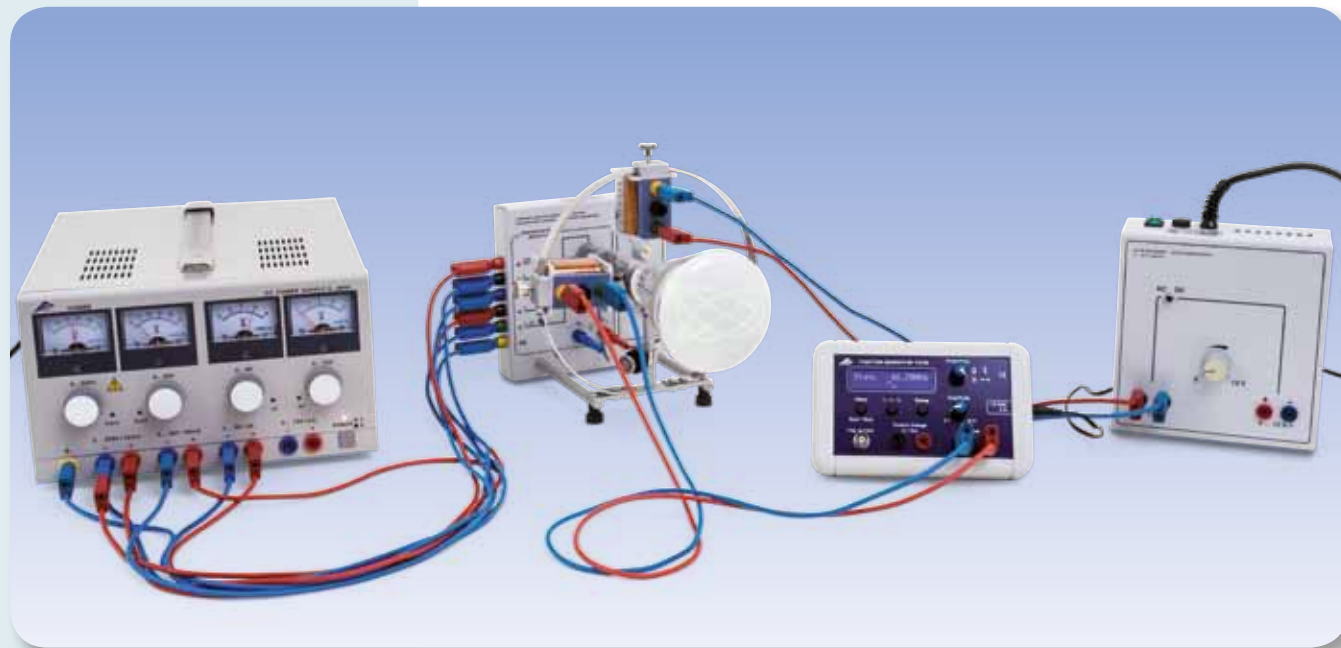


Fig. 1: Representación esquemática del osciloscopio didáctico visto desde arriba



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

2

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.

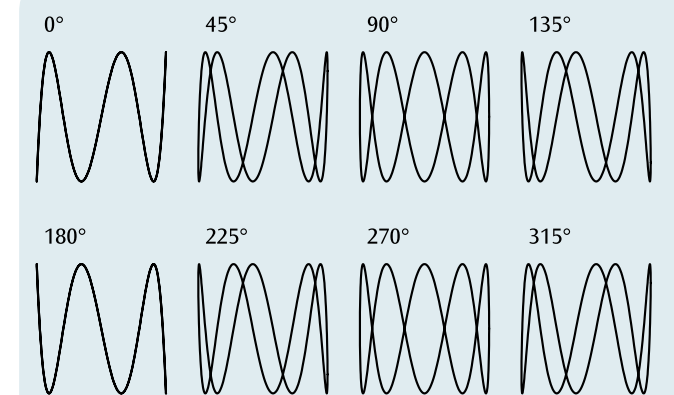
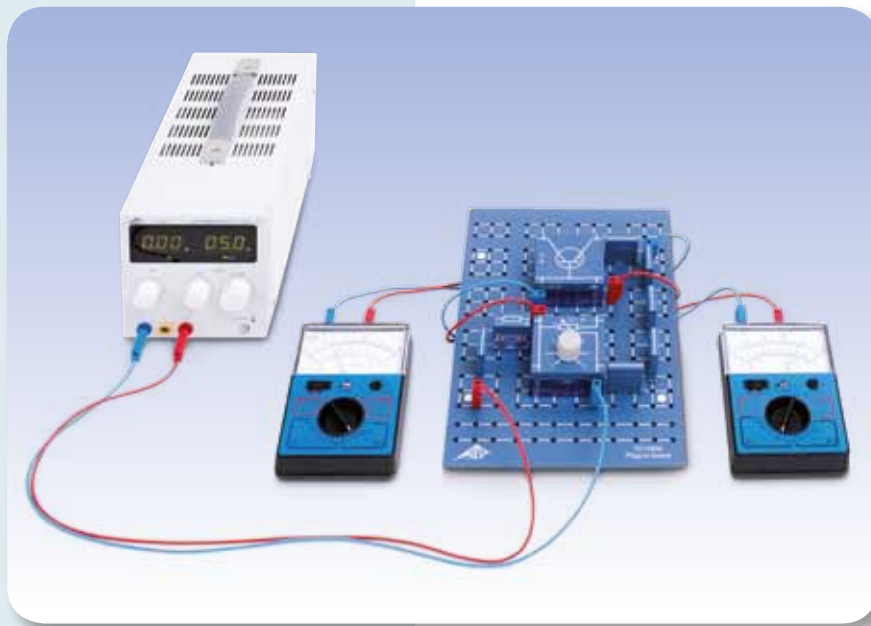


Fig. 1: Figuras de Lissajous con una relación de frecuencias de 5:1 con las diferencias de fase de 0°, 45°, 90°, ...



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 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 47 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012926
1	Potenciómetro 220 Ω, 3 W, P4W50	1012934
1	Potenciómetro 1 kΩ, 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)	1002776
1	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1002775
3	Multímetro analógico AM50	1003073
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 correspondientemente 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	$U_{BE}(U_{CE})$	$I_B = \text{const.}$

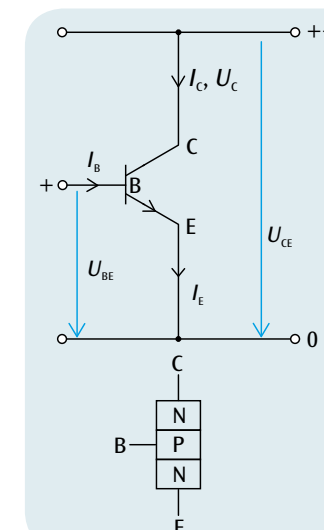


Fig. 1: Estructura básica de un transistor npn con sus correspondientes símbolos de conexión y las tensiones y corrientes que aparecen

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 $P = U_{CE} \cdot I_C$.

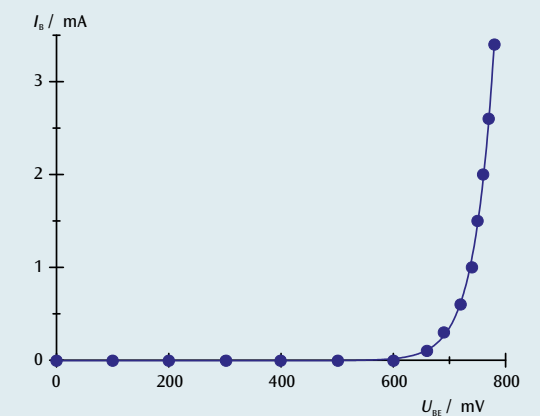
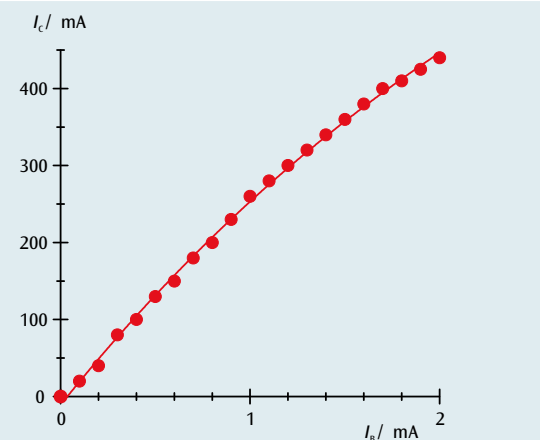
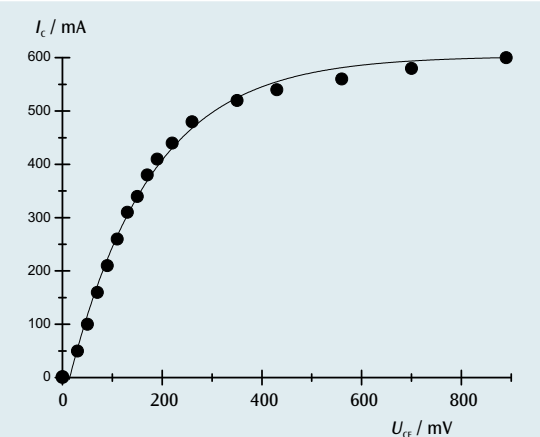
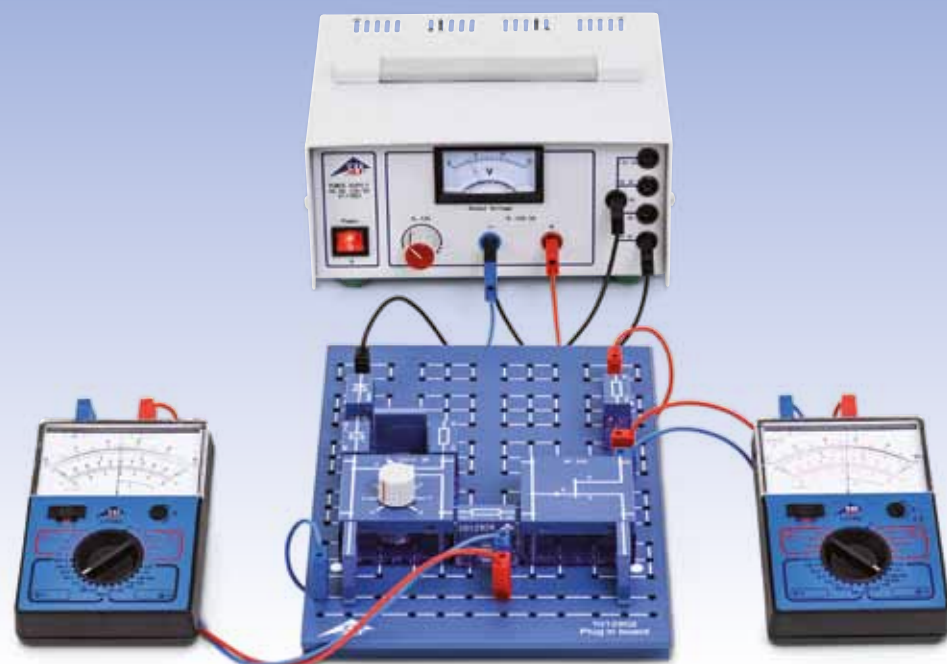


Fig. 2: Característica de entrada

Fig. 3: Característica de control para $U_{CE} = 5,2$ VFig. 4: Característica de salida para $I_B = 4,2$ mA



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 kΩ, 2 W, P2W19	1012916
1	Resistencia 470 Ω, 2 W, P2W19	1012914
1	Resistencia 47 kΩ, 0,5 W, P2W19	1012926
1	Condensador 470 μF, 16 V, P2W19	1012960
1	Transistor FET BF 244, P4W50	1012978
1	Diodo de Si 1N 4007, P2W19	1012964
1	Potenciometro 220 Ω, 3 W, P4W50	1012934
1	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (230 V, 50/60 Hz)	1002776
1	Fuente de alimentación de CA/CC, 0 – 12 V, 3 A (115 V, 50/60 Hz)	1002775
2	Multímetro analógico AM50	1003073
1	Juego de 15 cables de experimentación, 75 cm, 1 mm ²	1002840

2

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.

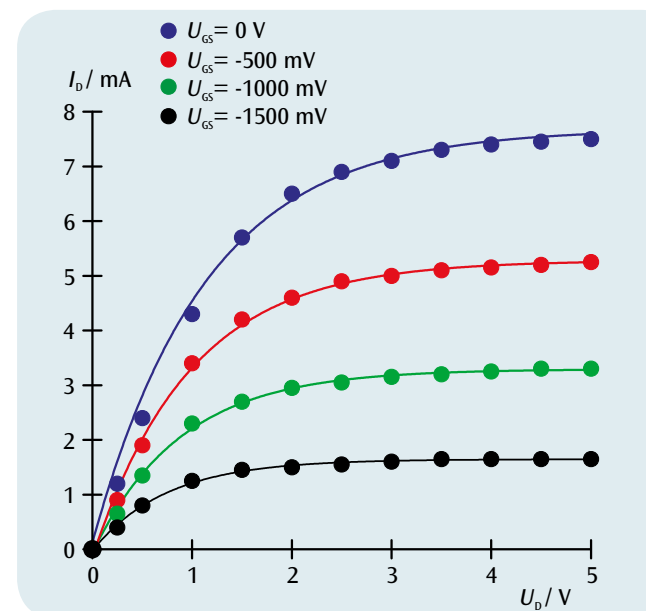
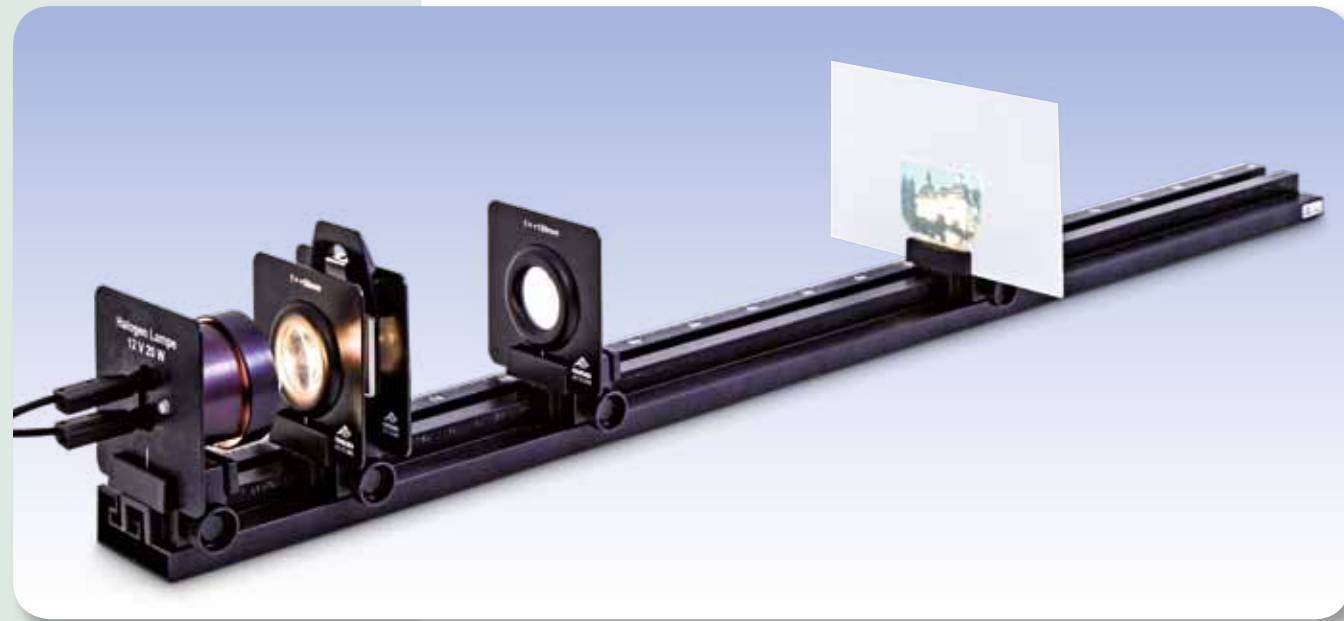


Fig. 1: Características del transistor de efecto de campo para las tensiones de Gate 0 V (azul), -0,5 V (rojo), -1 V (verde) y -1,5 V (azul-verde)



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) $a = b + g$
 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) $\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g}$
 f : Distancia focal de la lente

se obtiene

(3) $\frac{1}{f} = \frac{a}{a \cdot g - g^2}$

Esto corresponde a una ecuación de segundo grado con sus dos soluciones posibles:

(4) $g_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} - a \cdot f}$

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) $e = g_1 - g_2 = \sqrt{a^2 - 4af}$

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.

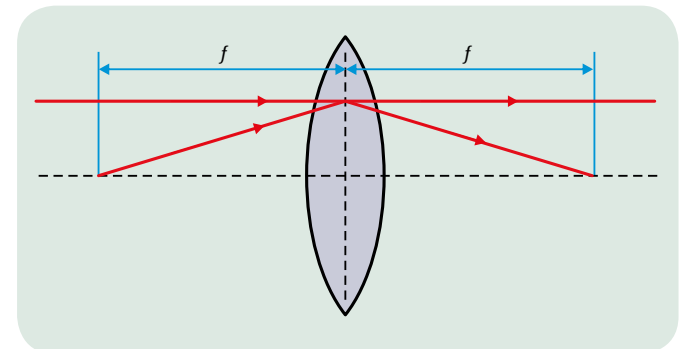


Fig. 1: Representación esquemática para la definición de la distancia focal de una lente delgada

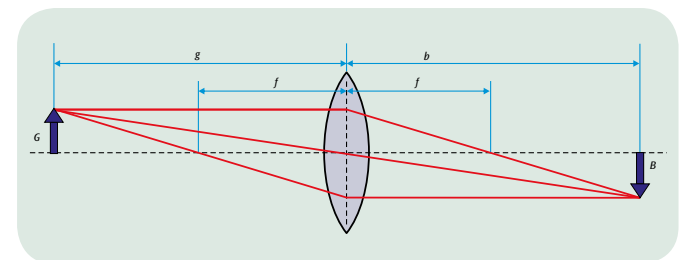


Fig. 2: Paso de rayos esquemático a través de una lente

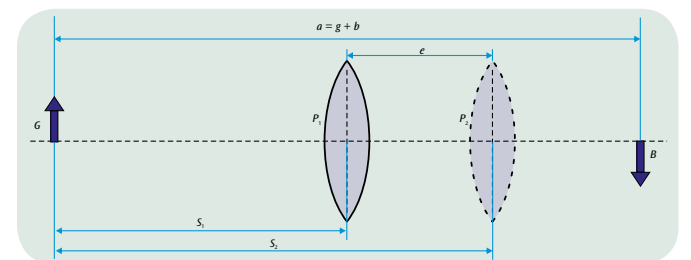
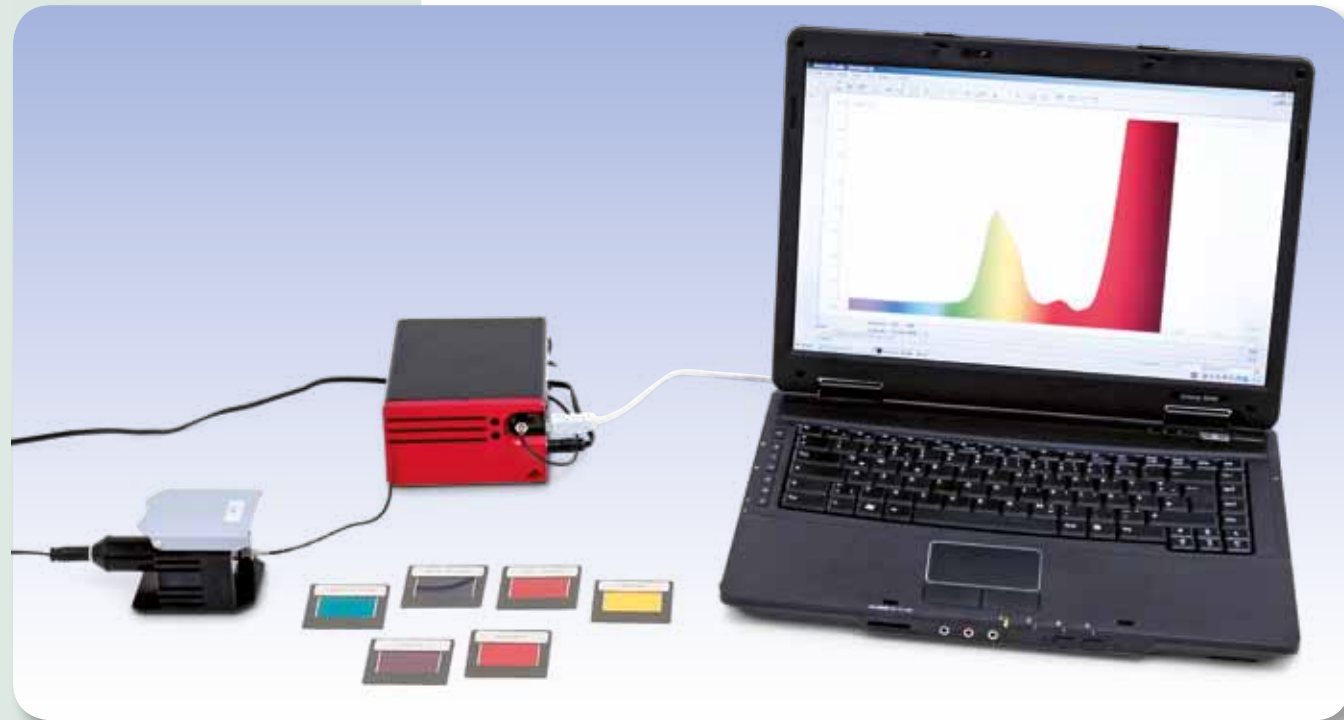


Fig. 3: Ordenación esquemática de las dos posiciones de la lente que generan una imagen nítida en la pantalla



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 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, digital	1018103
1	Módulo de absorción	1018105
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

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda)$$

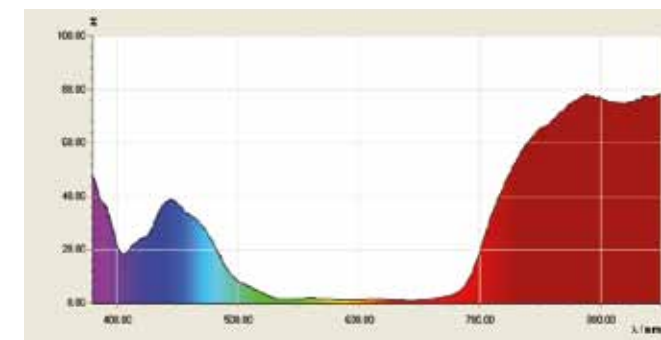


Fig. 1: Espectro de transmisión de lámina cromática azul

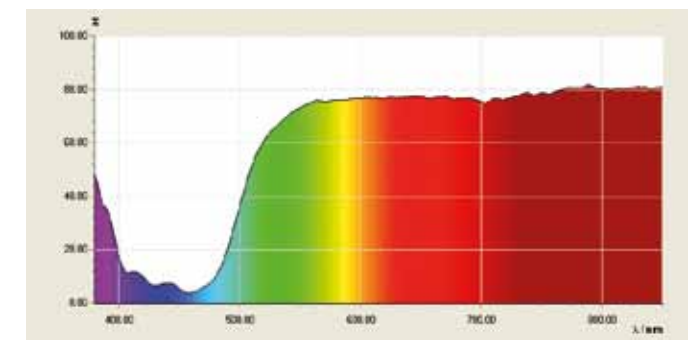


Fig. 2: Espectro de transmisión de lámina cromática amarillo

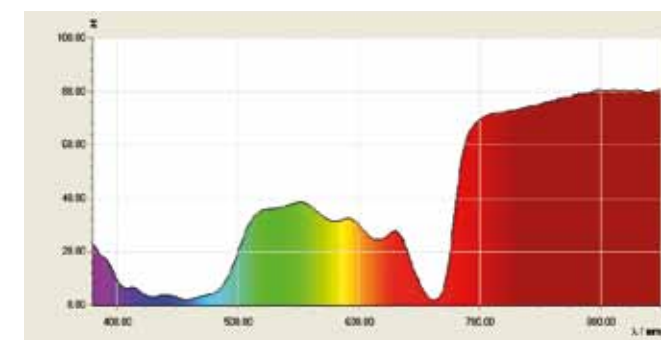


Fig. 3: Espectro de transmisión de una solución de clorofila

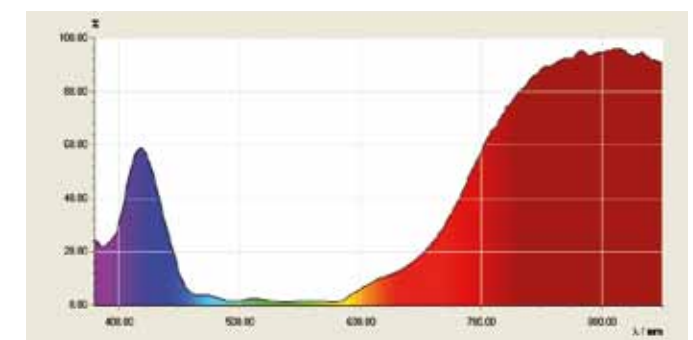
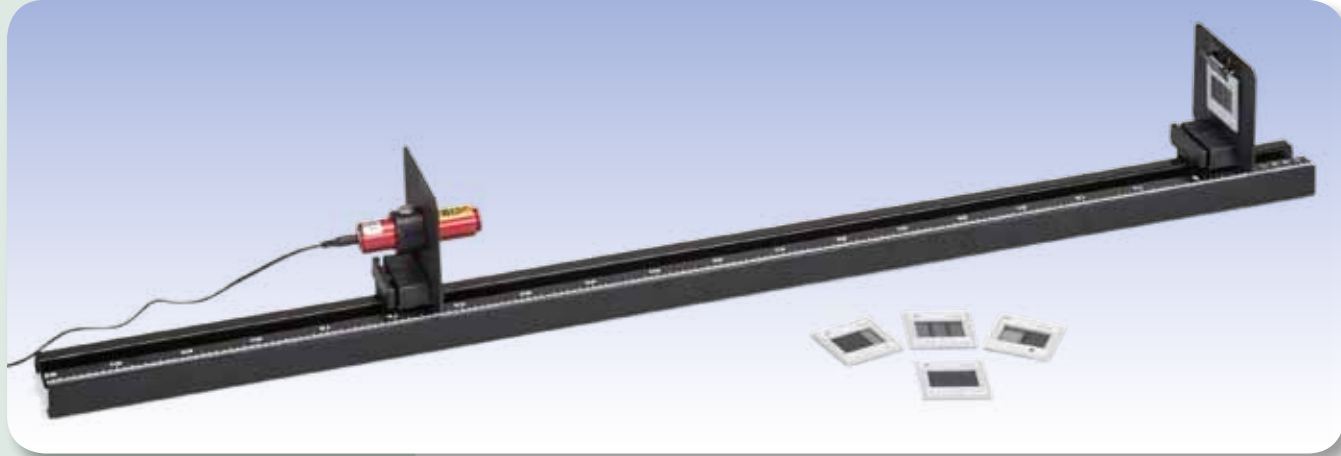


Fig. 4: Espectro de transmisión de una solución de permanganato de potasio



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	1003201
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 superponen 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:

$$\lambda = d \cdot \frac{a}{L}$$

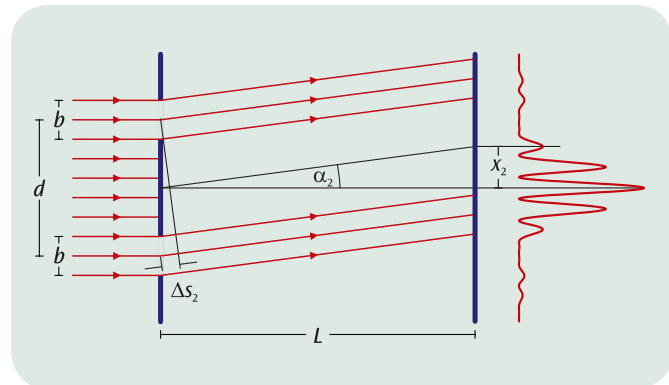


Fig. 1: Representación esquemática de la difracción de la luz en una rendija doble

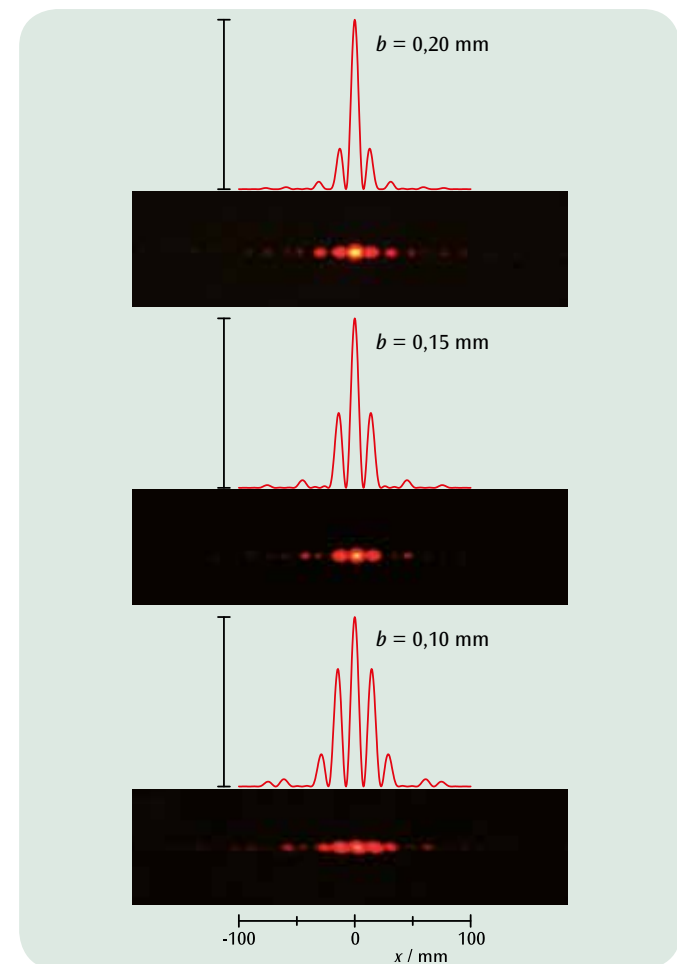
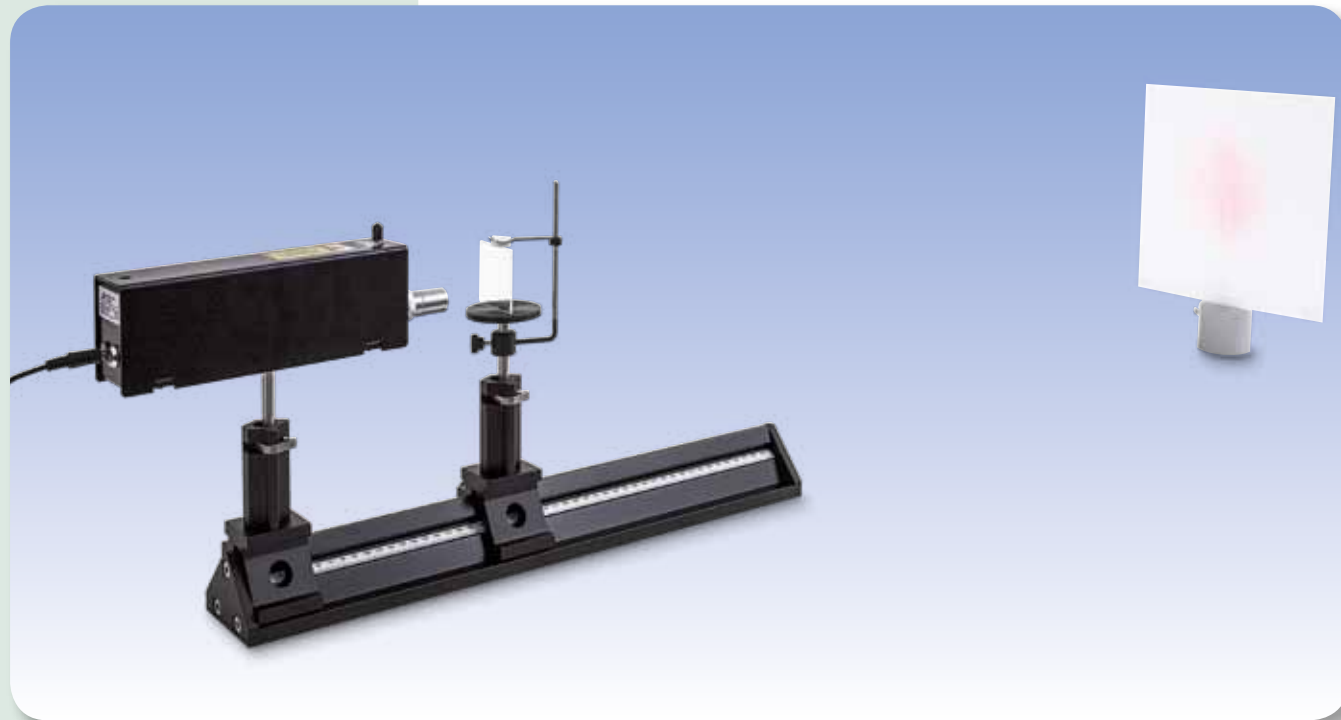


Fig. 2: Intensidades observadas y calculadas en la difracción en rendijas dobles con diferentes distancias entre las rendijas



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	1003019
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

2

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.

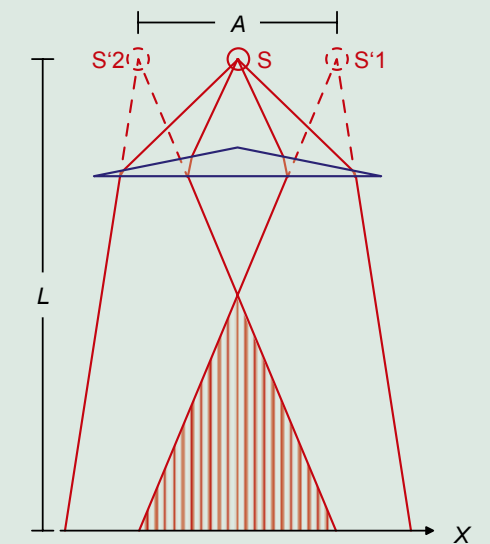


Fig. 1: Representación esquemática del paso de los rayos por el biprisma

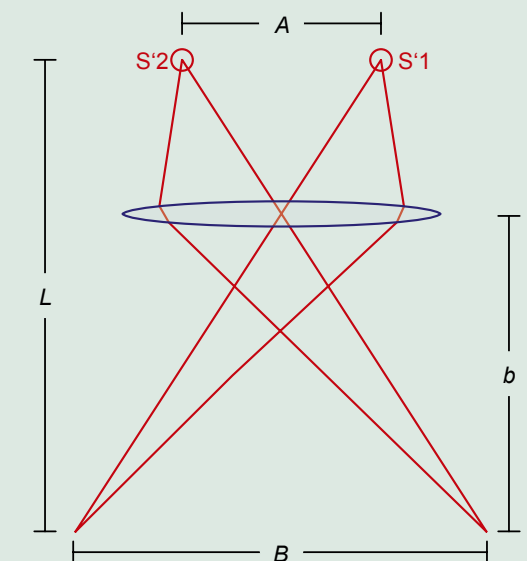
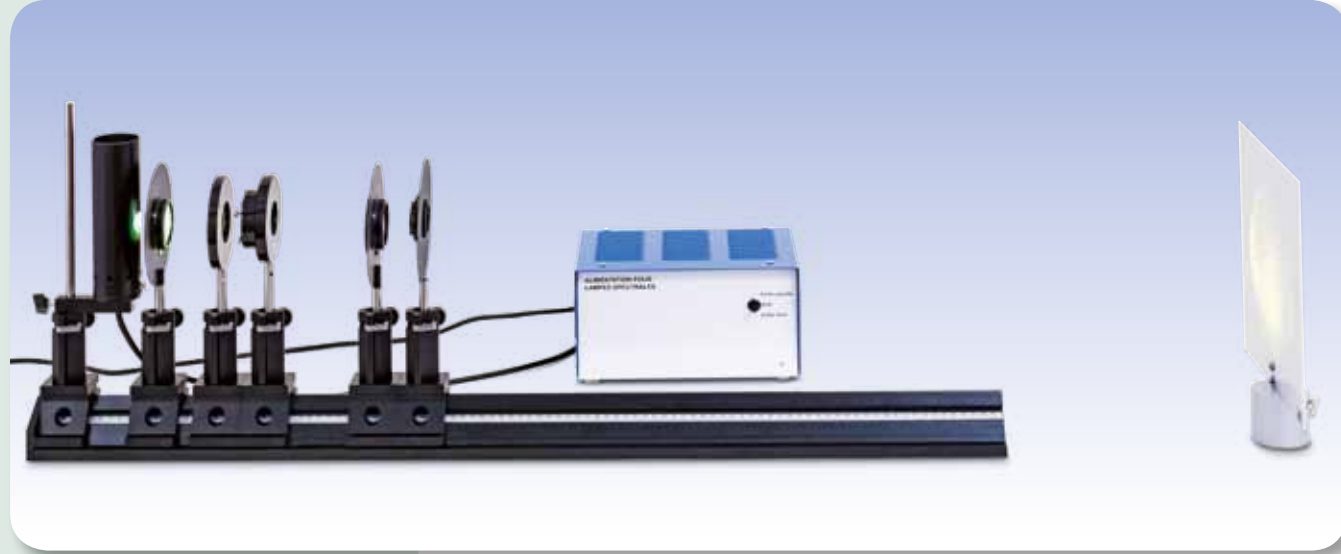


Fig. 2: Paso de los rayos para la proyección de las dos fuentes de luz virtuales sobre la pantalla



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)	1003196 o
	Reactancia para lámparas espectrales (115 V, 50/60 Hz)	1003195
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

2

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.

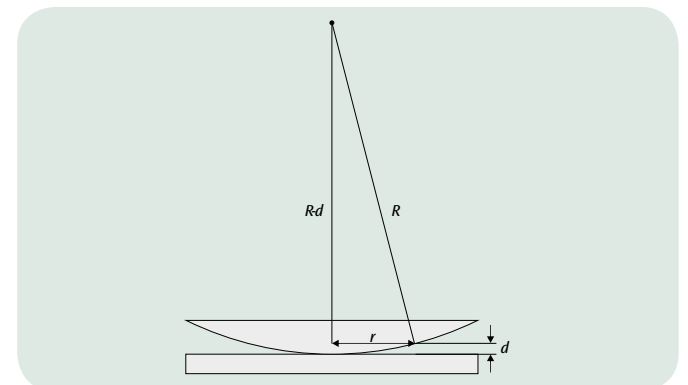


Fig. 1: Representación esquemática de la cuña de aire entre la lente convexa y la placa de vidrio

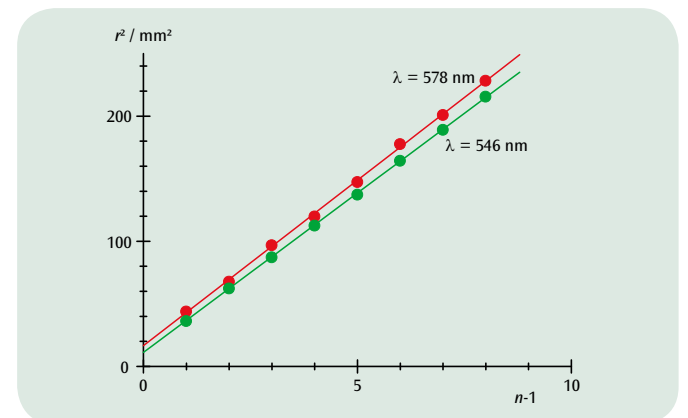


Fig. 2: Relación entre los radios r^2 de los anillos de interferencia con sus números secuenciales n

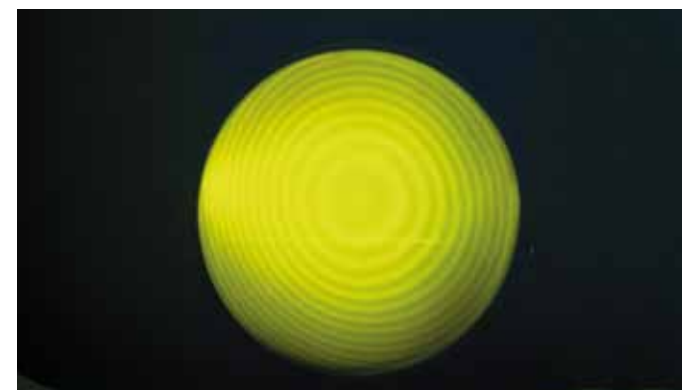
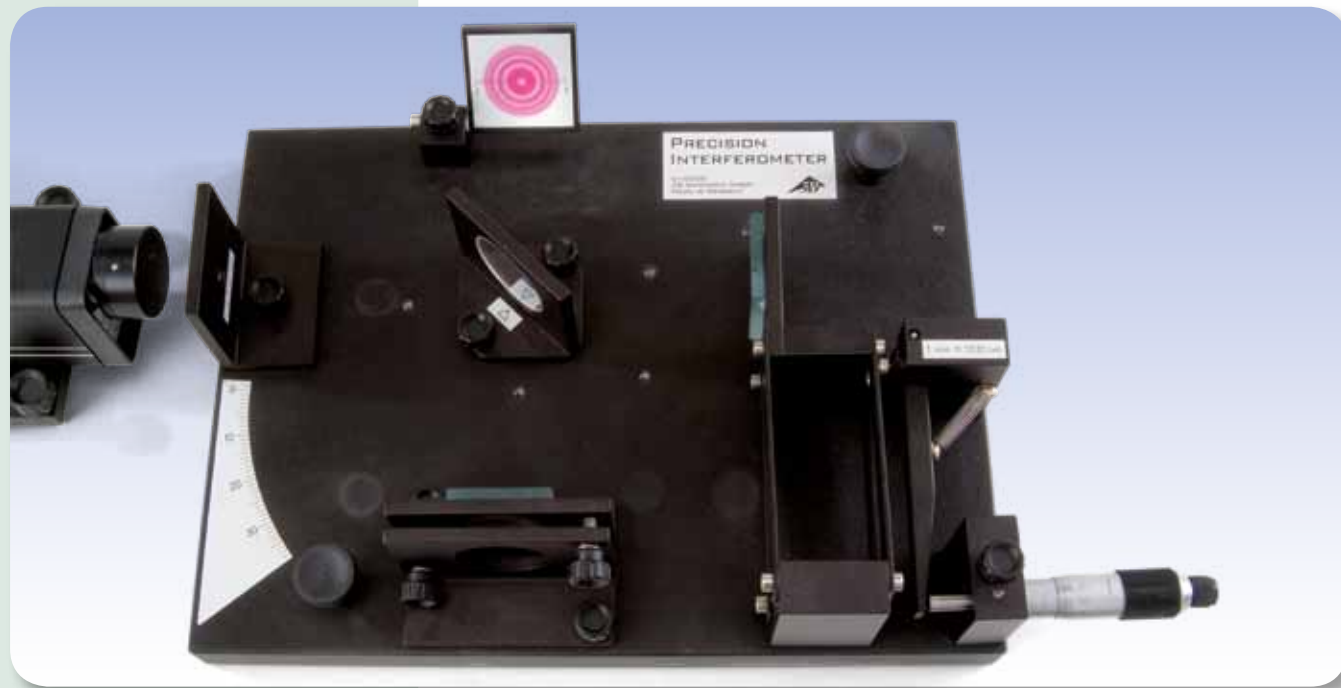


Fig. 3: Anillos de Newton con luz amarilla



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 N°
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

2



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:

$$A = \frac{z \cdot \lambda}{2 \cdot d \cdot p}$$

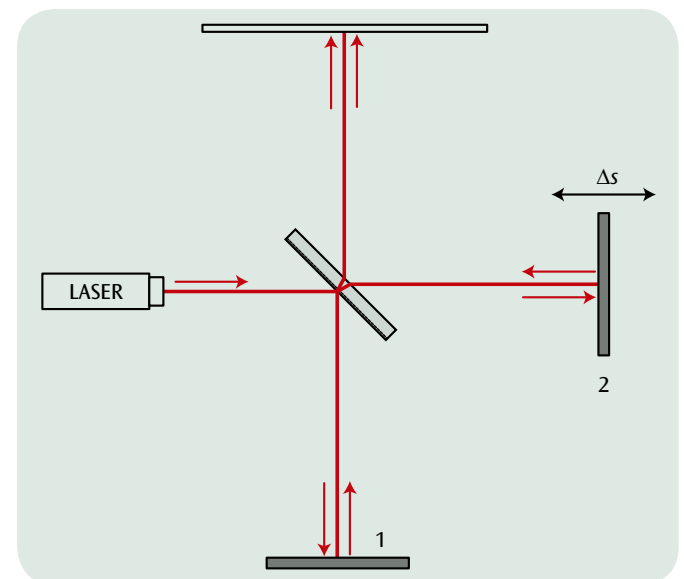


Fig. 1: Trayectoria del haz en un interferómetro de Michelson con espejo móvil

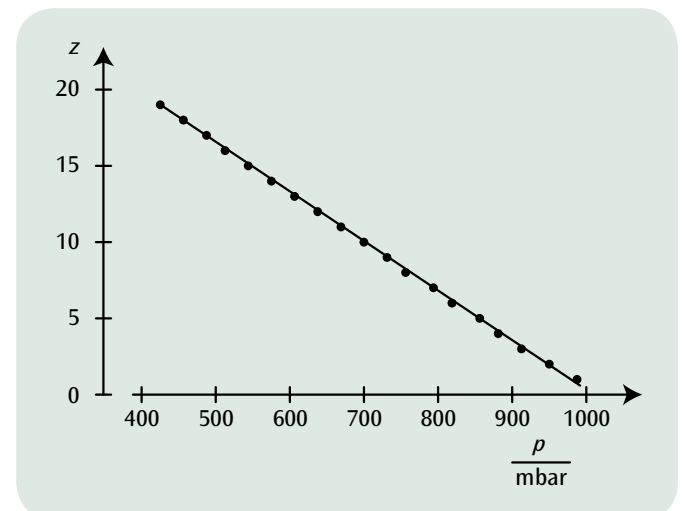


Fig. 2: Número de líneas de interferencia en función de la presión neumática



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 N°
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.

2

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:

$$(1) \quad E = E_1 + E_2$$

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 (4) $\langle \Psi_1 | \Psi_2 \rangle$ 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.

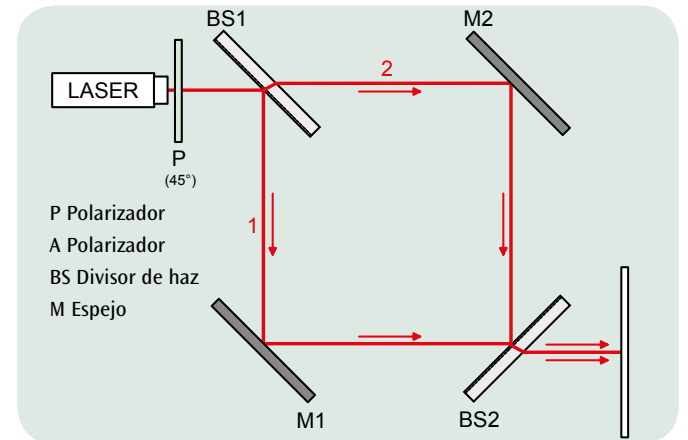


Fig. 1: Paso de los rayos por el interferómetro de Mach-Zehnder (sin información sobre el camino)

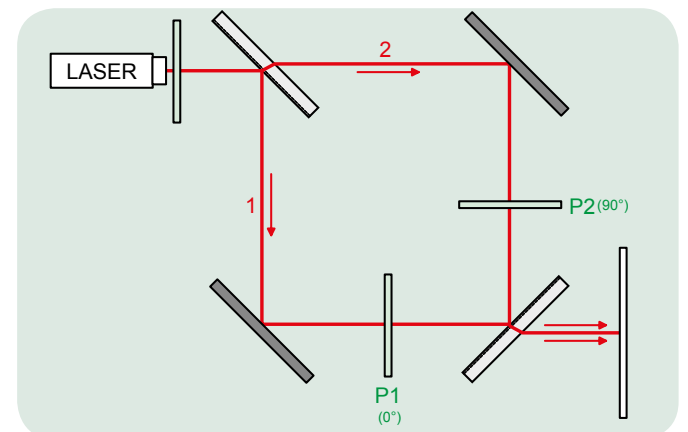


Fig. 2: Paso de los rayos en el interferómetro de Mach-Zehnder (con polarizadores P1 y P2 en los haces parciales para ganar información sobre el camino)

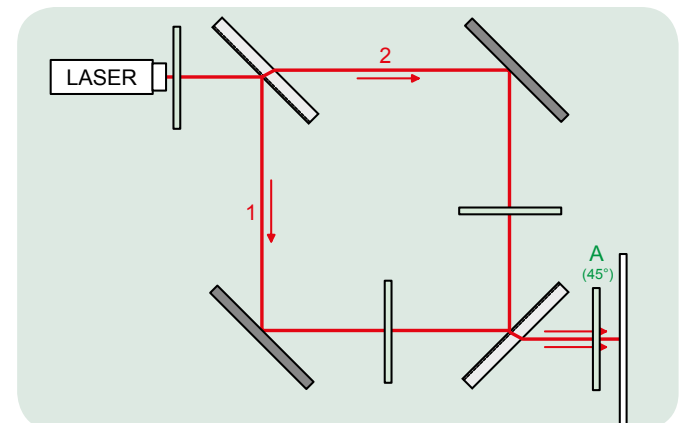


Fig. 3: Paso de los rayos por el interferómetro de Mach-Zehnder (con polarizador A para borrar la información sobre el camino)



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 N°
1	Banco óptico de precisión D, 500 mm	1002630
4	Jinetillo óptico D, 90/50	1002635
1	Lámpara óptica con lámpara halógena	1003188
1	Transformador 12 V, 60 VA (230 V, 50/60 Hz)	1000593 o
	Transformador 12 V, 60 VA (115 V, 50/60 Hz)	1006780
2	Filtro de polarización sobre mango	1008668
1	Sensor de luz	1000562
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539



FUNDAMENTOS GENERALES

La luz, como onda transversal se puede polarizar, por ejemplo, dejando la 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

$$(1) \quad E = E_0 \cdot \cos \varphi$$

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

$$(2) \quad I = I_0 \cdot \cos^2 \varphi,$$

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 $\varphi = 90^\circ$ corresponde a la luz del medio. Este valor se debe restar de la intensidad medida.

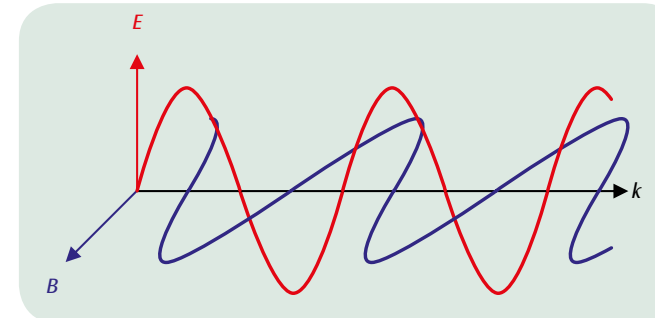


Fig. 1: Representación para la definición de la dirección de polarización

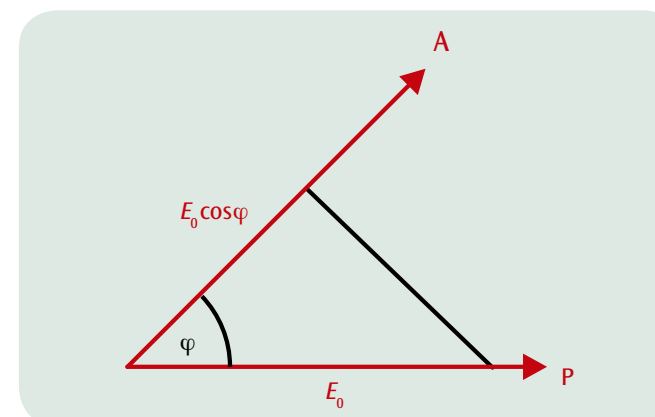


Fig. 2: Representación para el cálculo de la intensidad del campo eléctrico después del analizador

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 $\cos^2 \varphi$. En este caso los valores se encuentran en una recta que pasa por el origen de coordenadas con la pendiente I_0 .

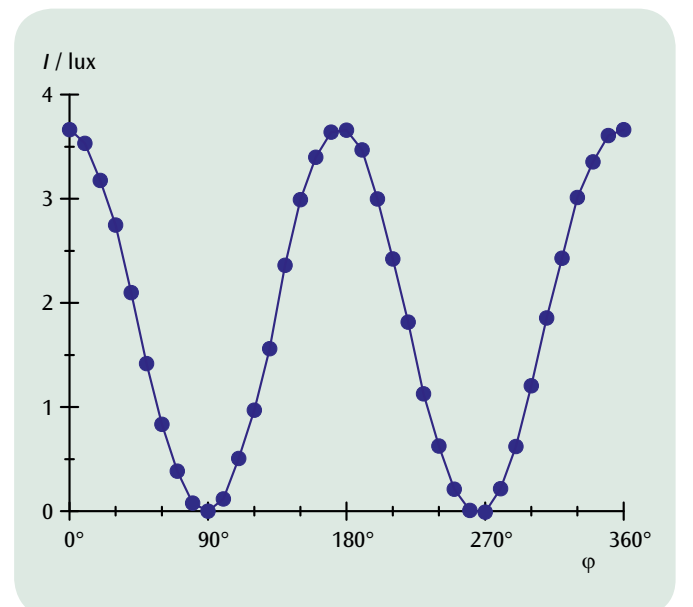


Fig. 3: Intensidad I de la luz en dependencia con el ángulo φ entre el polarizador y el analizador

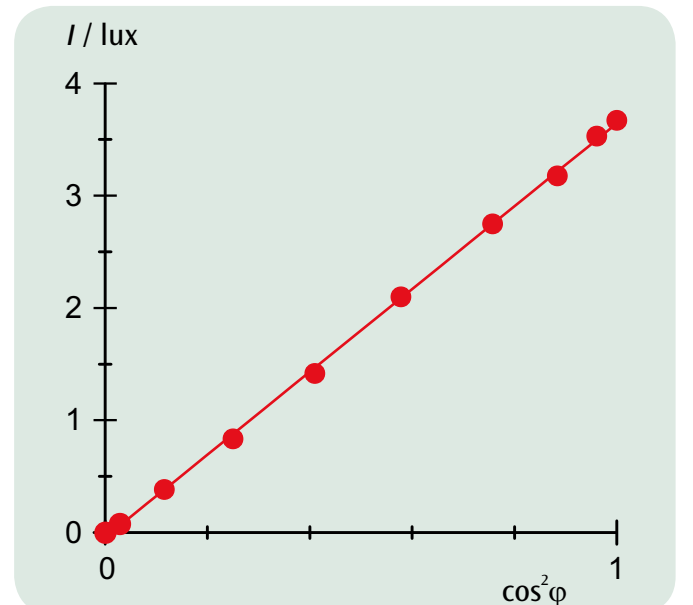


Fig. 4: Intensidad I de la luz en dependencia con $\cos^2 \varphi$



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 N°
1	Polarímetro con 4 LED (230 V, 50/60 Hz)	1001057 o
	Polarímetro con 4 LED (115 V, 50/60 Hz)	1001056
1	Probeta graduada de 100 ml	1002870
1	Vaso, de	1002872
1	Balanza electrónica Scout Pro 200 g (230 V, 50/60 Hz)	1009772 o
	Balanza electrónica Scout Pro 200 g (115 V, 50/60 Hz)	1003426

Recomendado adicionalmente:

Fructosa, 500 g
Glucosa, 500 g
Sacarosa, 500 g

2

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 α , 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.

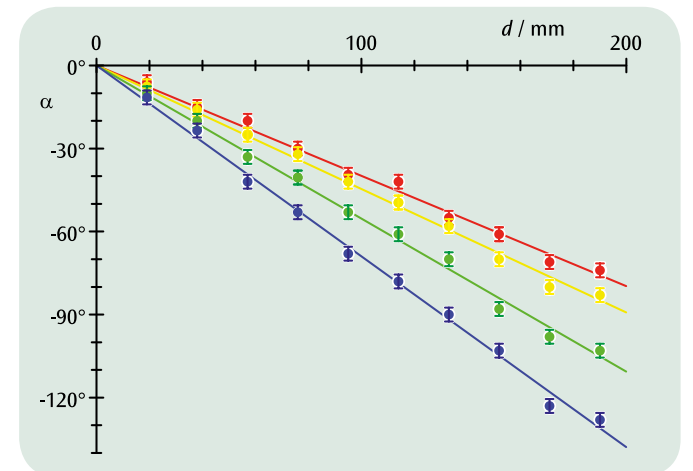


Fig. 1: Ángulo de giro de una solución de fructosa ($c = 0,5 \text{ g/cm}^3$) que depende de la longitud de la muestra para cuatro longitudes de onda

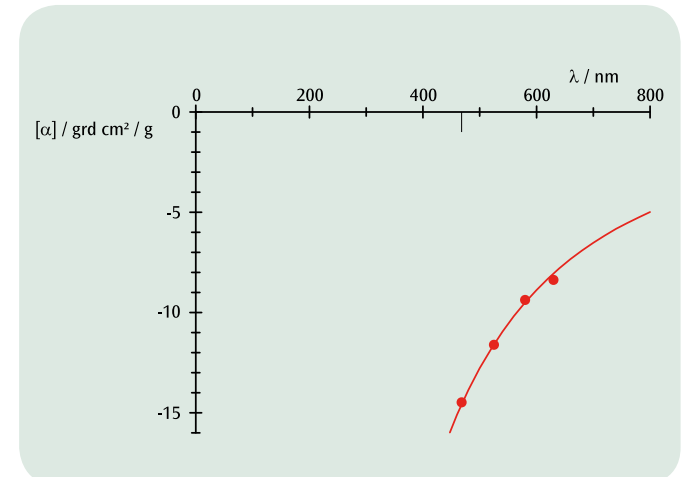


Fig. 2: Dependencia del ángulo de giro específico con la longitud de onda

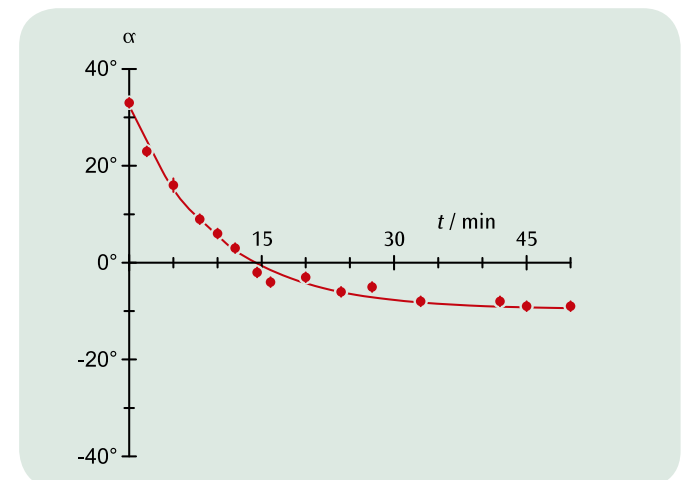


Fig. 3: Ángulo de giro de una solución de sacarosa ($c = 0,3 \text{ g/cm}^3$, $d = 190 \text{ mm}$) durante la inversión que depende del tiempo



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.

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.

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	1003201
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	Teslámetro E	1008537
1	Sonda de campo magnético, axial/tangencial	1001040
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
1	Fuente de alimentación de CC 1 – 32 V, 0 – 20 A (115 V, 50/60 Hz)	1012858

2

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 F2. 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.

$$b = \frac{m_e \cdot c}{2 \cdot e} \cdot V \cdot \lambda^2$$

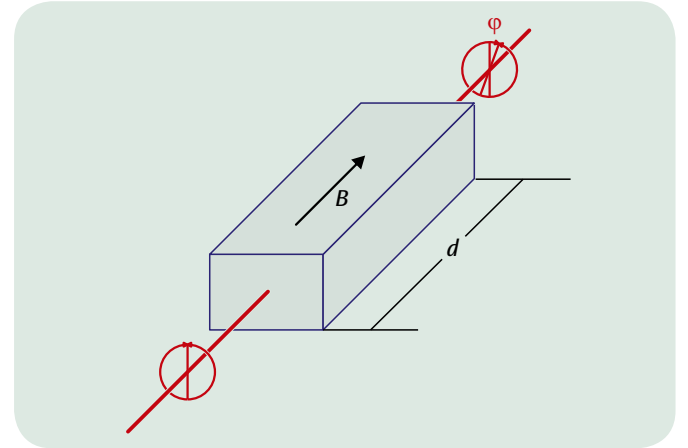


Fig. 1: Representación esquemática para explicar el efecto Faraday

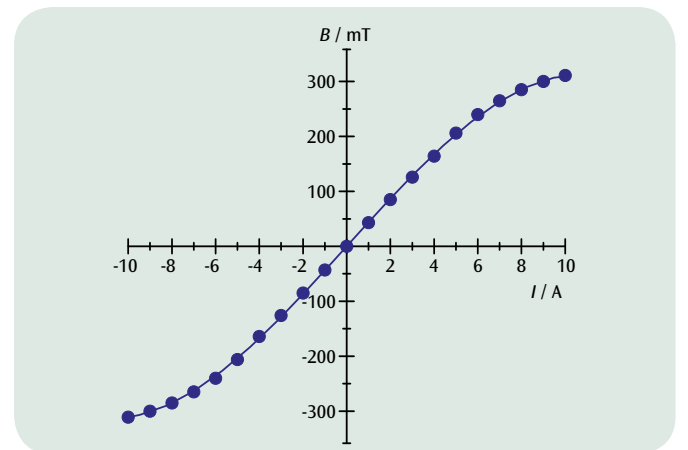


Fig. 2: Curva de calibración del electroimán

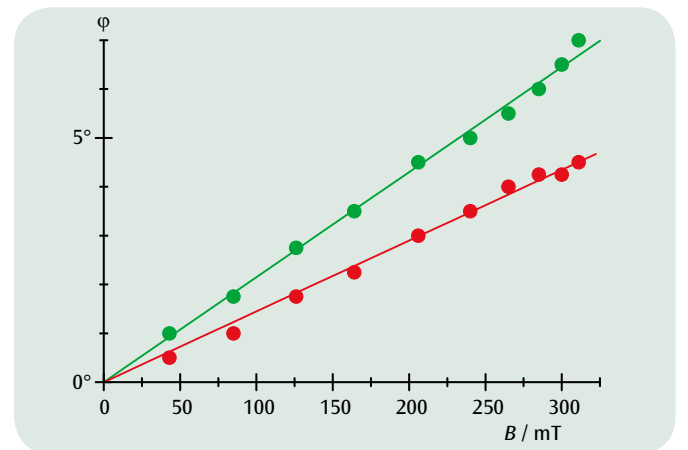


Fig. 3: Ángulo de giro como función del campo magnético para luz roja y luz verde



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 (230 V, 50/60 Hz)	1001022 o
	Amplificador de medida (115 V, 50/60 Hz)	1001021
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	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
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

1

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.

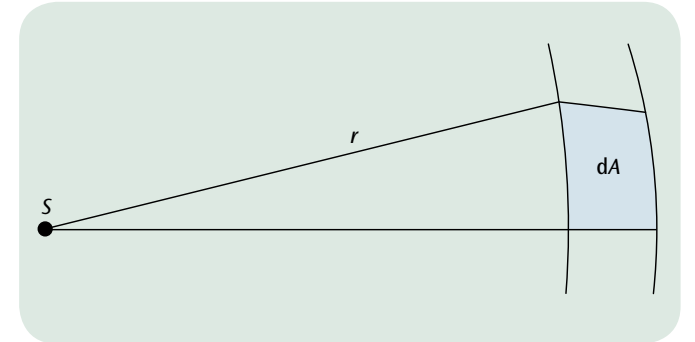


Fig. 1: Cuadrado de la distancia

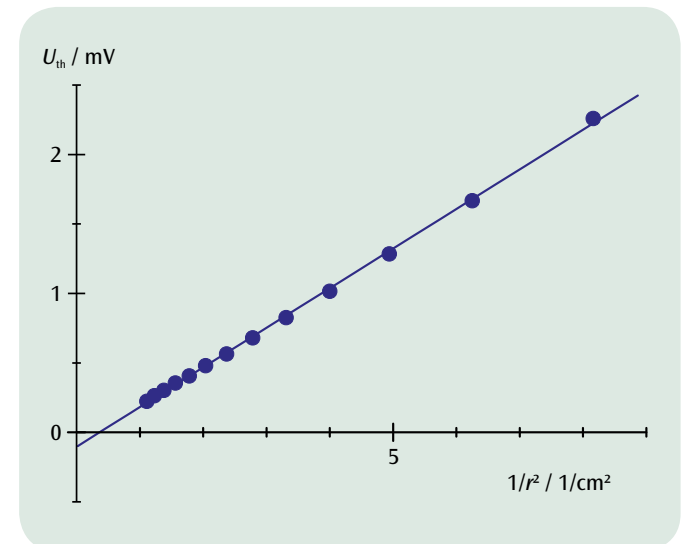


Fig. 2: Representación de los valores de medida en un diagrama $U_{th} - 1/r^2$



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 termocupla 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 termocupla 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

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} : \text{Constante de Stefan-Boltzmann}$$

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 a partir 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

$$\alpha = 4,4 \cdot 10^{-3} \frac{1}{K} \text{ para el tungsteno}$$

porque R se determina con gran exactitud en una medición de cuatro conductores.

EVALUACIÓN

De la ecuación (4) se obtiene para la temperatura T .

$$T = \frac{R - R_0 + T_0}{\alpha \cdot R_0}$$

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.

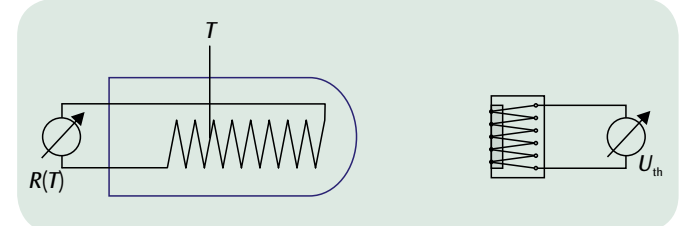


Fig. 1: Representación esquemática del montaje

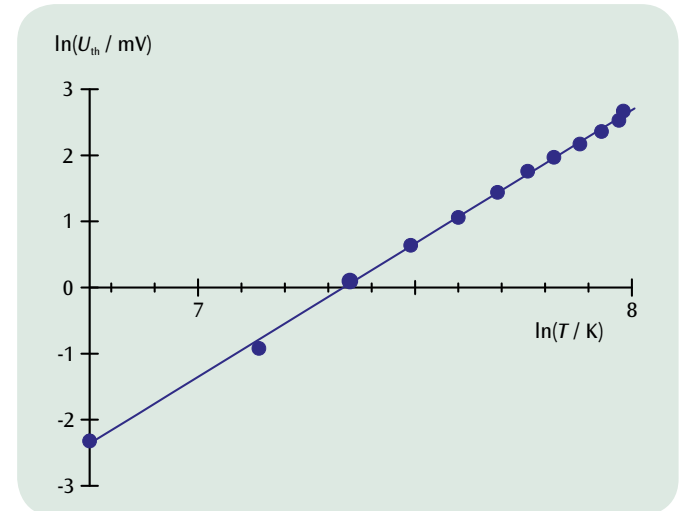


Fig. 2: Diagrama $\ln(U_{th}) - \ln(T)$



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 analógico 2x150 MHz	1002729
1	Banco óptico U, 600 mm	1003040
2	Jinetillo óptico U, 75 mm	1003041
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.

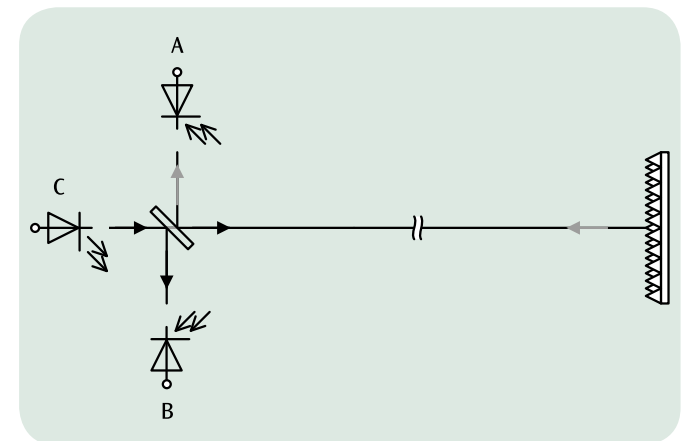


Fig. 1: Principio de la medición

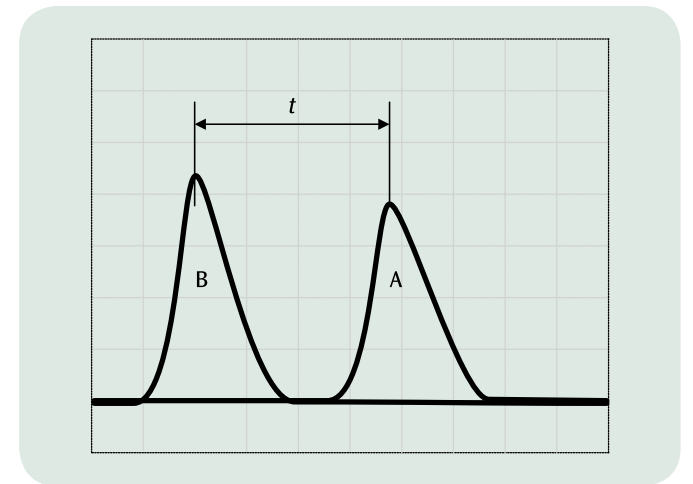
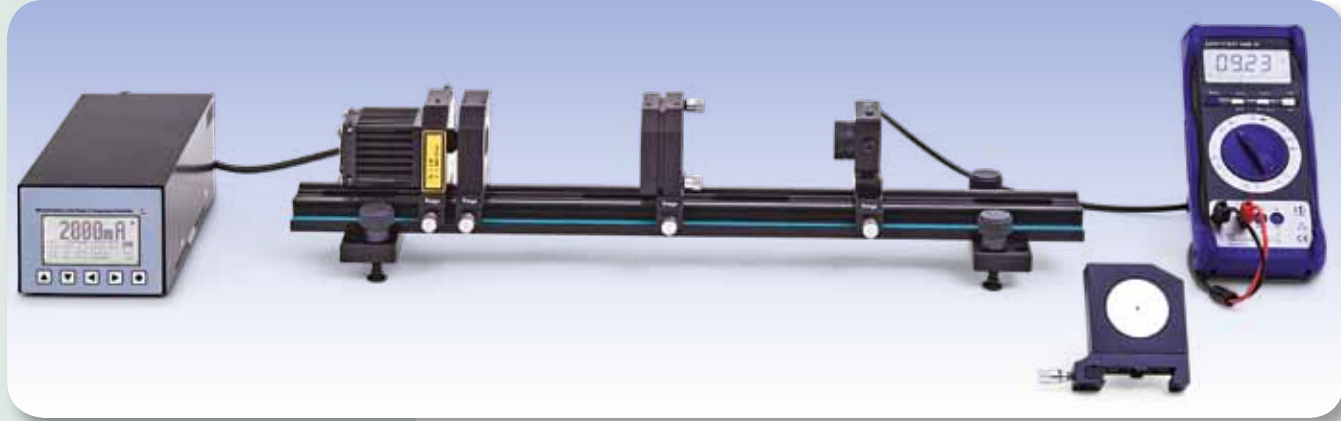


Fig. 2: Medición de tiempo de recorrido con el osciloscopio



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 4x60 MHz	1008676
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 $\lambda = 1064$ 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:

$$(2) \quad p = \frac{1}{\sigma \cdot c \cdot \tau_3} \cdot \frac{W - W_s}{W_s}$$

$$\text{con} \quad W_s = \frac{1}{\tau_3} \cdot \frac{n_i}{n_i - N_{Nd}} \quad n_i = \frac{L}{L_{Nd} \cdot \sigma \cdot c \cdot \tau_{res}}$$

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 $\lambda = 808$ 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.

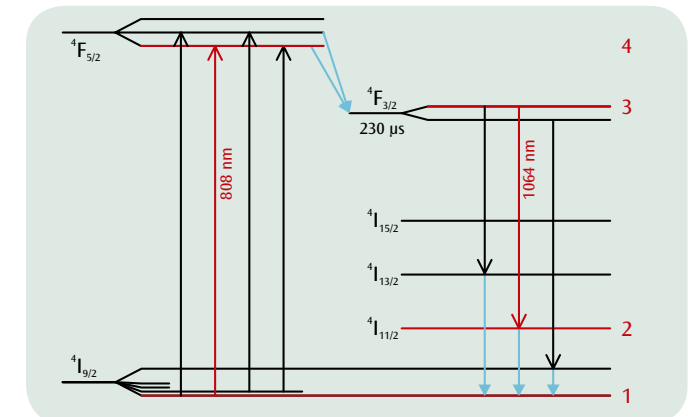


Fig. 1: Esquema de los niveles energéticos del cristal de Nd:YAG. Las transiciones relevantes para el experimento se representan en rojo

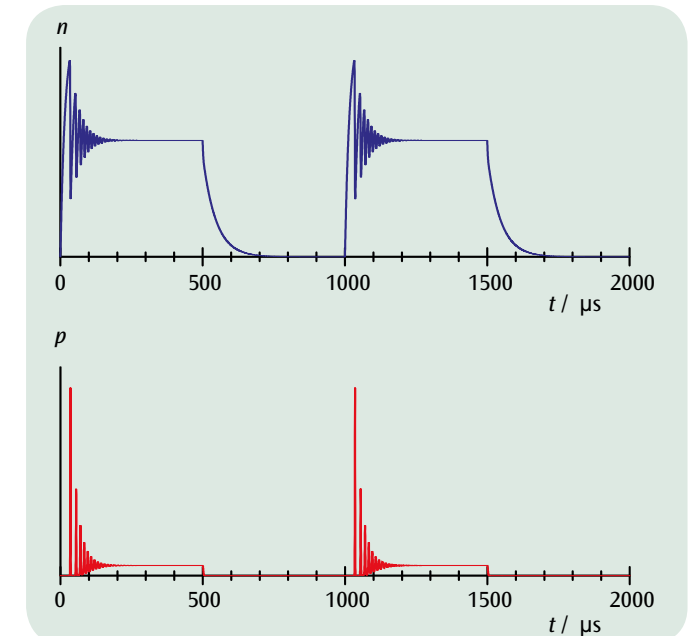


Fig. 2: Soluciones no estacionarias para las ecuaciones de rapidez (Spiking)

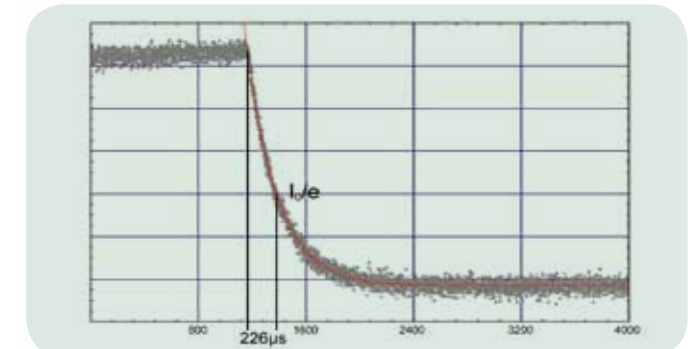
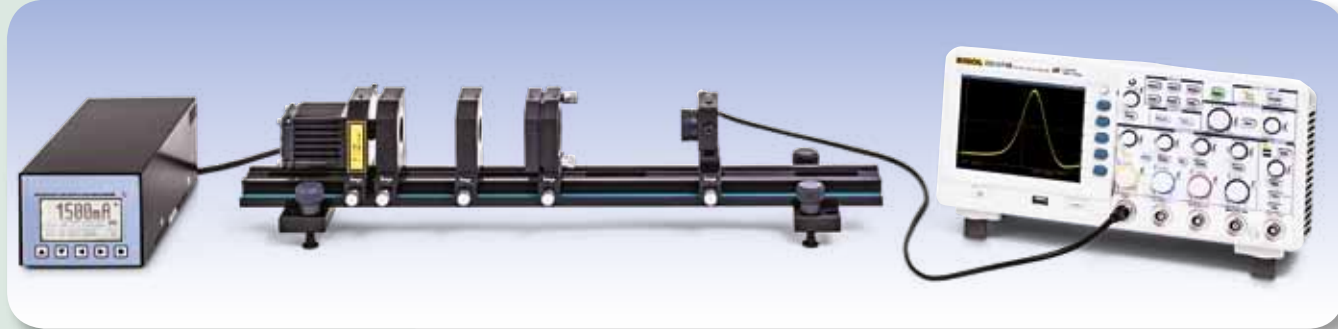


Fig. 3: Medición de la emisión espontánea para la determinación del tiempo de vida del nivel de láser superior



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 4x60 MHz	1008676
1	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Cable HF	1002746
1	Tarjeta de detector infrarrojo	1017879

3

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 se 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 acusticoópticos, 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 (comparece 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 :

$$(2a) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{n_s} \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

$$(2b) \quad \frac{dp}{dt} = -\left(\frac{n}{n_s} - 1\right) \cdot \frac{p}{\tau_{res}}$$

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:

$$(5) \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{p_{max}}{\tau_{res}} \text{ con } p(t) = p_{max}$$

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:

$$(6) \quad p_{max} = n_s \cdot \ln\left(\frac{n_i}{n_s}\right) - (n_s - n_i)$$

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.

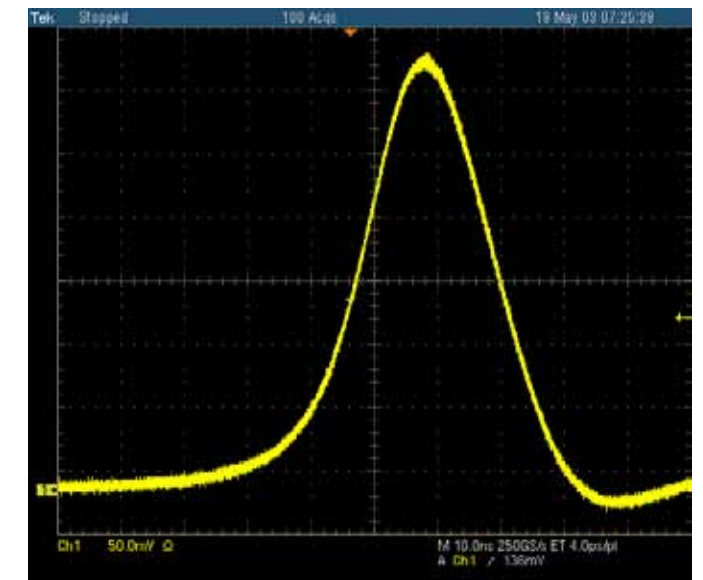
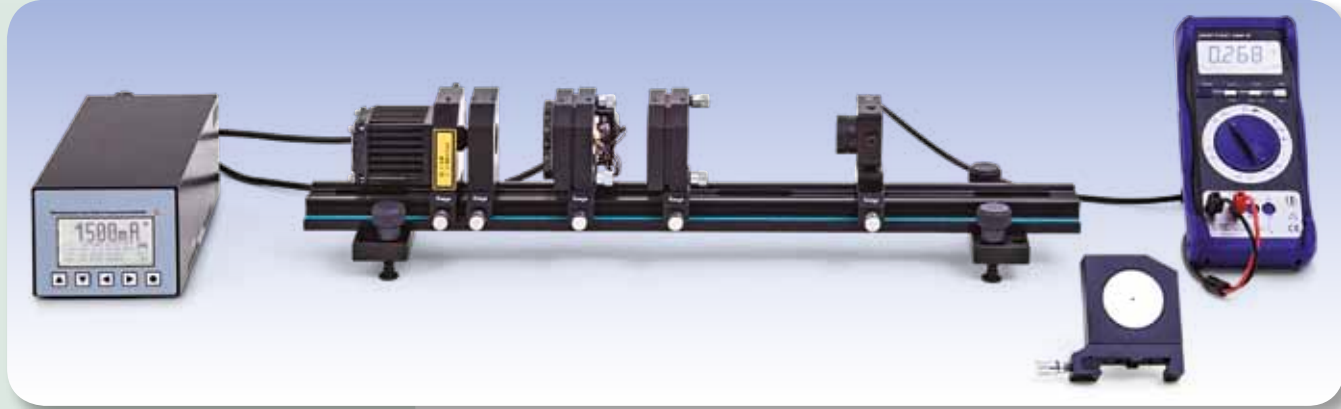


Fig. 1: Curso del pulso de un láser de Nd:YAG con instalación Q-switch pasiva



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 TL	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

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 de 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:

$$(1) \quad \Delta E(\mathbf{r},t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E(\mathbf{r},t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{P}(\mathbf{r},t)}{\partial t^2}$$

\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

$$(6) \quad \Delta k \cdot \frac{L}{2} = \left| 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_1} - \frac{2\pi}{\lambda_{2f}} \right| \cdot \frac{L}{2} = \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot L \cdot |n_1 - n_{2f}|$$

L : Longitud del resonador

λ_1, 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_1 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_1 de la radiación fundamental. Se establece

$$(7) \quad P_{2f} = P_1^2 \cdot \frac{L^2}{A} \cdot C \cdot F\left(\Delta k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ con } F(x) = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

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_1 , se aprovecha la dependencia conocida en experimentos previos de la potencia primaria de la corriente de inyección I del diodo láser.

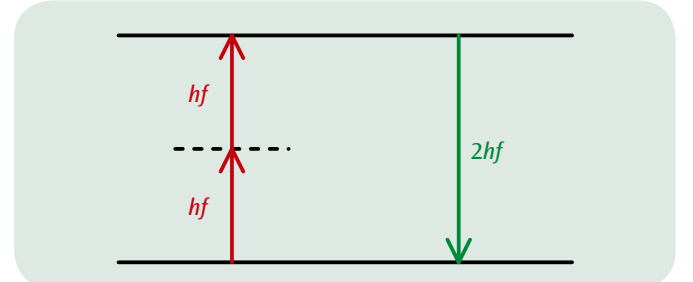


Fig. 1: Representación esquemática de la duplicación de frecuencia

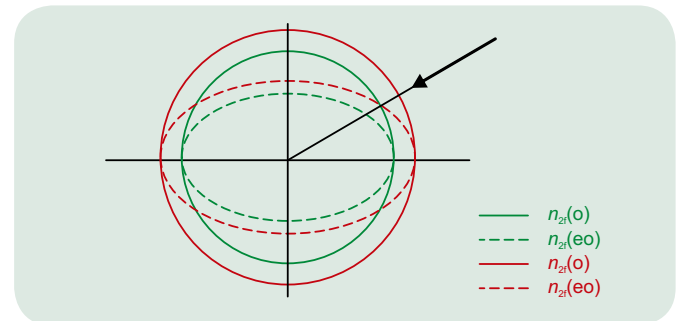


Fig. 2: Representación esquemática para la adaptación de fase por la utilización de la birrefringencia en el material
 $n(o)$: Índice de refracción del rayo ordinario
 $n(eo)$: Índice de refracción del rayo extraordinario

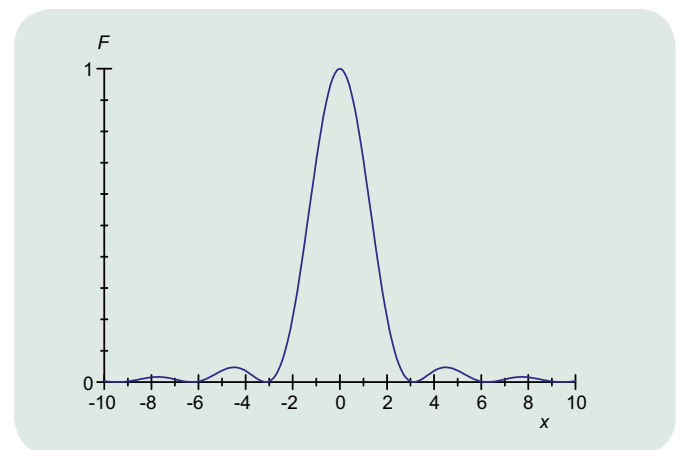


Fig. 3 Representación de la función $F(x)$



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 fotoeléctrico 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

$$(3) \quad f = \frac{c}{\lambda} \\ c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

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.

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 $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$: 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 $f = \frac{c}{\lambda}$.

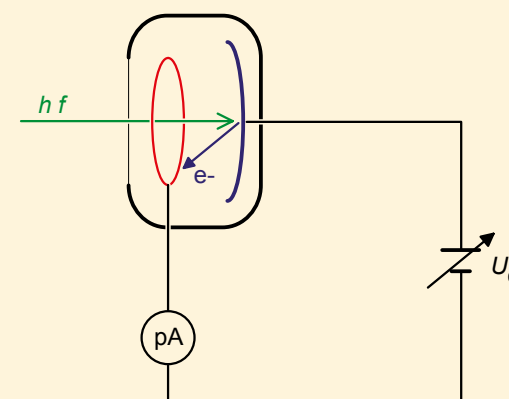


Fig. 1: Esquema del montaje de medición

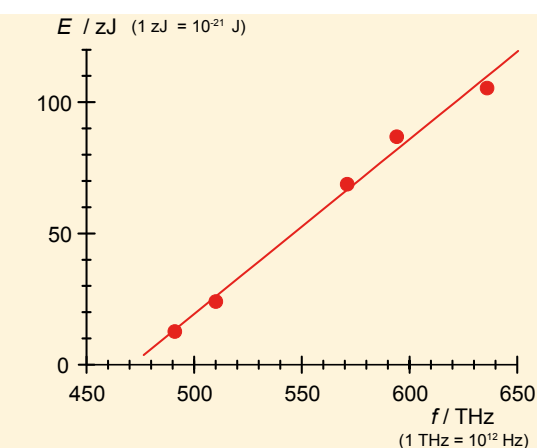


Fig. 2: Diagrama Energía-Frecuencia

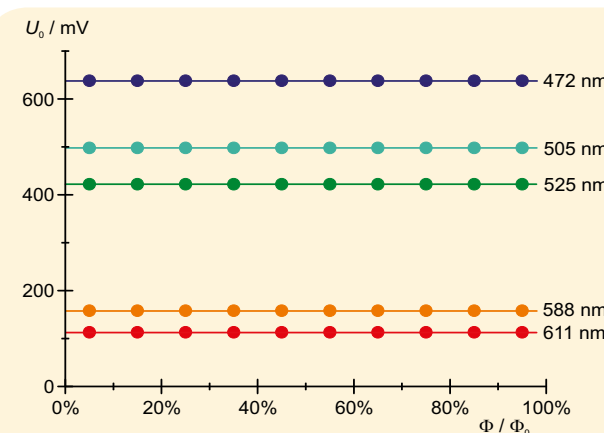


Fig. 3: Tensión límite U_0 en dependencia de la intensidad



TAREAS

- Representación de átomos aislados sobre la superficie de grafito, análisis de la estructura reticular y de las relaciones de enlace atómico.
- Representación de una superficie de oro y medición de las alturas de escalones atómicos.

OBJETIVO

Representación de la estructura atómica de una superficie de grafito y de una de oro

RESUMEN

Un microscopio de efecto túnel de rastreo se utiliza para el estudio microscópico, con resolución atómica, de materiales conductores eléctricos. Como sonda se utiliza una aguja puntiaguda, la cual rastrea la superficie de la muestra a una distancia de pocos diámetros atómicos. Durante el proceso se capta la corriente de efecto túnel entre la sonda y la muestra y se mantiene constante variando la distancia entre la sonda y la muestra. Las magnitudes de regulación se utilizan para elaborar una imagen de la superficie de la muestra, la cual representa una superposición de la topografía de la muestra con la conductividad eléctrica.

EQUIPO REQUERIDO

Número	Aparato	Artículo N°
1	Microscopio de efecto túnel	1012782
Requerido adicionalmente:		
1	Muestra de TaSe ₂	1012875

FUNDAMENTOS GENERALES

Un microscopio de efecto túnel de rastreo está dotado de una sonda muy puntiaguda, la cual se puede llevar tan cerca de una muestra de material eléctrico conductor que al conectar una tensión entre la muestra y la aguja se origina una corriente de efecto túnel. Variaciones mínimas de la distancia entre la sonda y la muestra, del orden de magnitud de 0,01 nm, conducen a una variación medible de la corriente de túnel porque la probabilidad de efecto túnel disminuye exponencialmente con la distancia. En esta forma es posible palpar la estructura atómica de la superficie dirigiendo la aguja línea por línea por encima de la superficie total regulando la distancia para que la corriente de efecto túnel permanezca constante. Durante el rastreo los movimientos de regulación se representan en el computador como una señal de imagen. La



imagen que se genera en la pantalla del computador es una superposición de la topografía de la muestra con la conductividad eléctrica de la superficie.

En el experimento, primero se realiza la sonda partiendo de un alambre de platino e iridio. La finalidad es que la punta de la sonda, en la medida de lo posible, esté formada por un sólo átomo. Para la preparación de la superficie de grafito se limpia la superficie retirando una banda de material adherente ya adherida. Con otras muestras sólo es necesario tener en cuenta que esté libre de grasa.

Para obtener una imagen de alta resolución atómica es necesario tener mucho cuidado al experimentar; es necesaria una buena punta y una superficie plana de la muestra. Después de cada cambio de un parámetro de medida se debe escanear varias veces la superficie con la sonda antes de captar una imagen definitiva. Sólo después tiene sentido volver a realizar un nuevo cambio de un parámetro de medida.

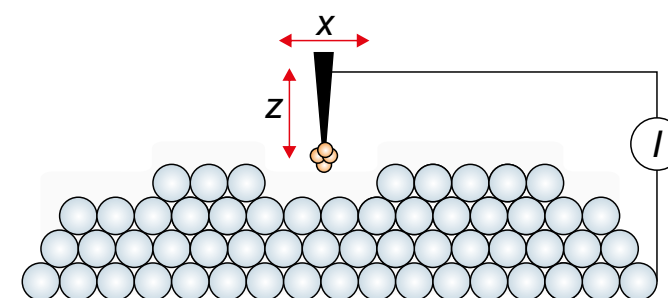


Fig. 1: Representación esquemática de la corriente de efecto túnel

EVALUACIÓN

En la imagen de la estructura hexagonal del grafito se encuentran zonas oscuras y claras alternantes representando los átomos de carbono. En las primeras claras se trata de átomos sin vecinos inmediatos, y en las otras se trata de aquellos que tienen vecinos en la capa atómica inmediatamente por debajo. Las primeras aparecen más claras porque muestran una mayor densidad de electrones. Para medir distancias y ángulos entre los átomos identificados en esta forma se utilizan las herramientas en el software.

En el estudio de la superficie de oro con una punta adecuada se pueden identificar escalones monoatómicos cuyas alturas se pueden medir.

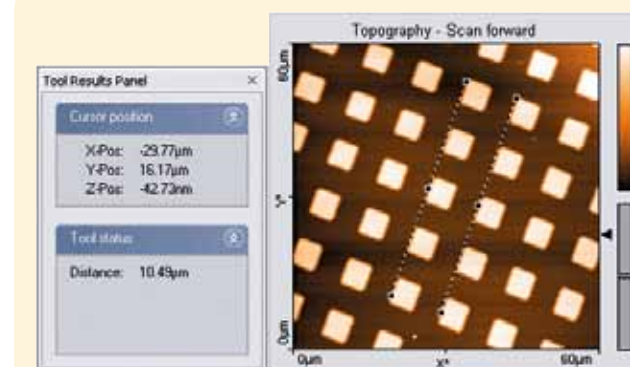
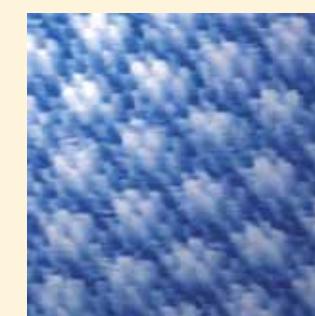


Fig. 2: Determinación de la distancia atómica

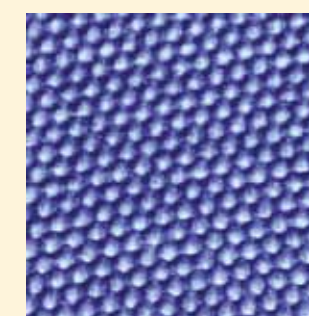
Representación de una superficie de oro

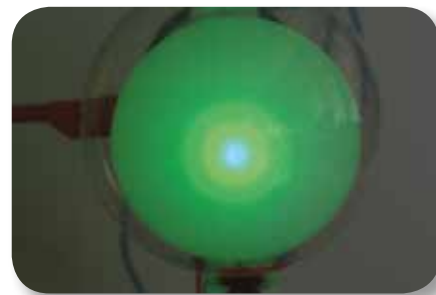


Representación de una superficie de TaS₂ con ondas estacionarias de densidad de carga



Representación de la estructura hexagonal de una superficie de grafito





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
	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)
$$\lambda = \frac{h}{p}$$

 h : Constante de Planck



Para los electrones que han pasado por una tensión de aceleración U_A , esta ecuación se puede transformar:

(2)
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot m \cdot e \cdot U_A}}$$

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)
$$2 \cdot d \cdot \sin \vartheta = n \cdot \lambda$$

 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)
$$D = 2 \cdot L \cdot \tan 2\vartheta$$

 L : Distancia entre la lámina de grafito y la pantalla fluorescente.

Como el grafito muestra una estructura cristalina con dos distancias entre planos cristalinos $d_1 = 123$ pm y $d_2 = 213$ 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).

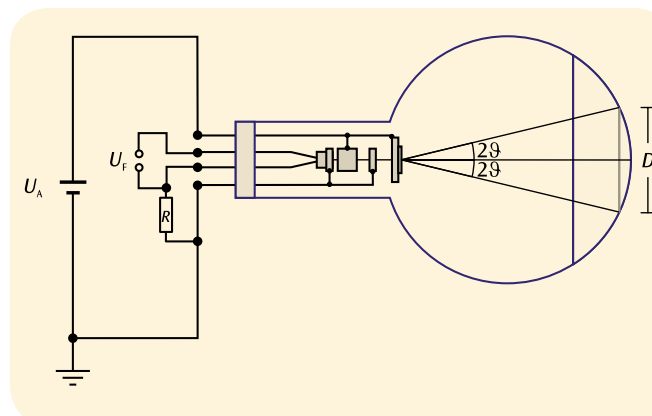


Fig. 1: Representación esquemática del tubo de difracción de electrones

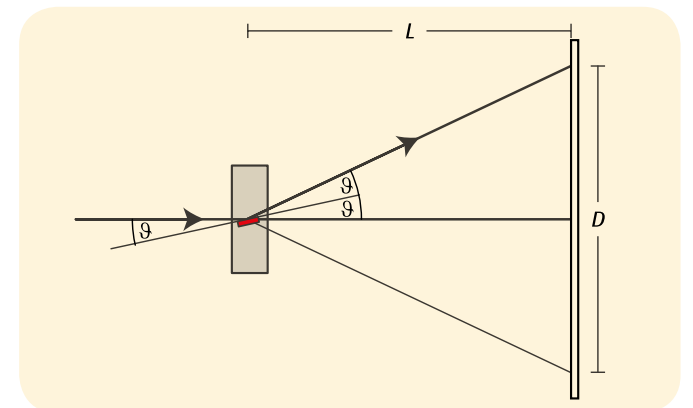


Fig. 2: Reflexión de Bragg en la "familia" de planos de rejilla adecuada de una cristallita seleccionada en la lámina de grafito

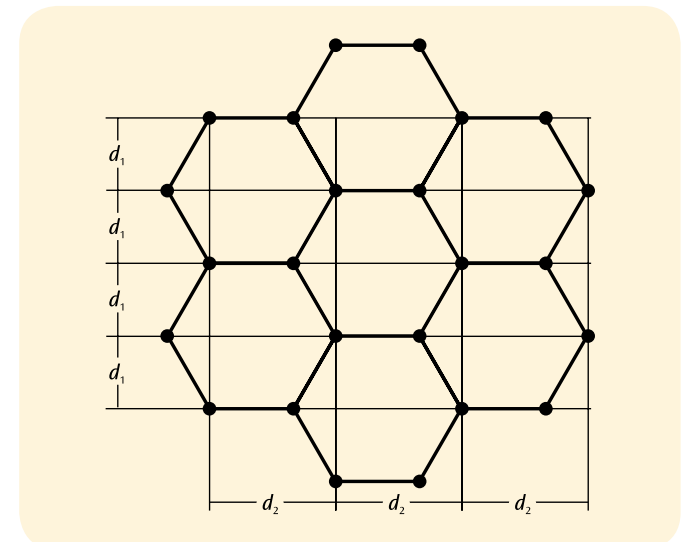


Fig. 3: Estructura cristalina del grafito

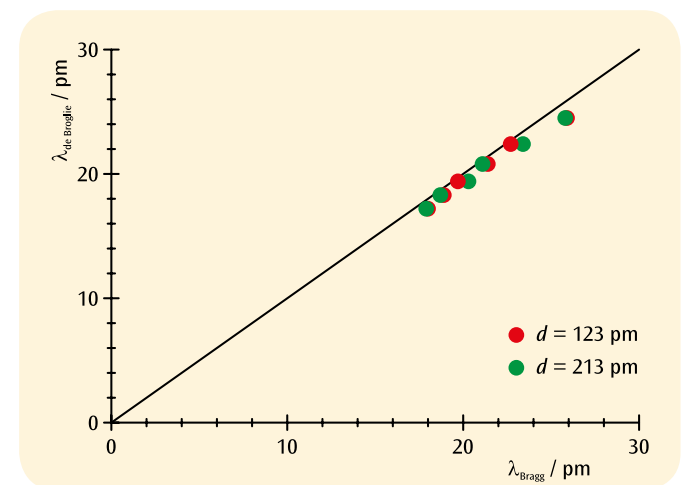


Fig. 4: Longitudes de onda determinadas a partir de la condición de Bragg que dependen de la longitud de onda de Broglie



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
	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 sobreponer 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 $n = 2$.

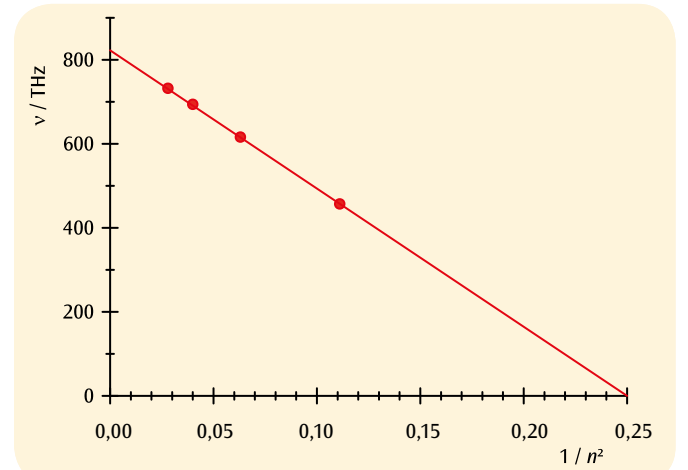


Fig. 1: Frecuencias de transición de la serie de Balmer que dependen de $1/n^2$

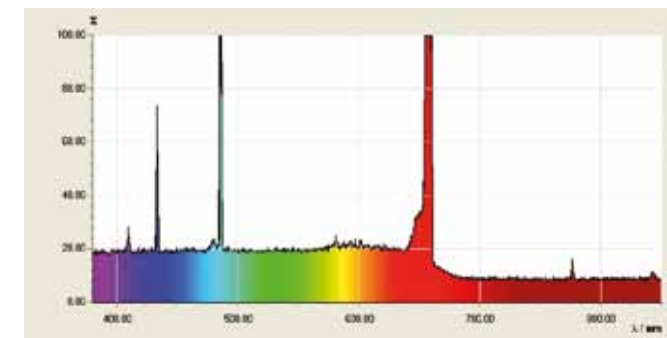


Fig. 2: Espectro de líneas del hidrógeno atómico

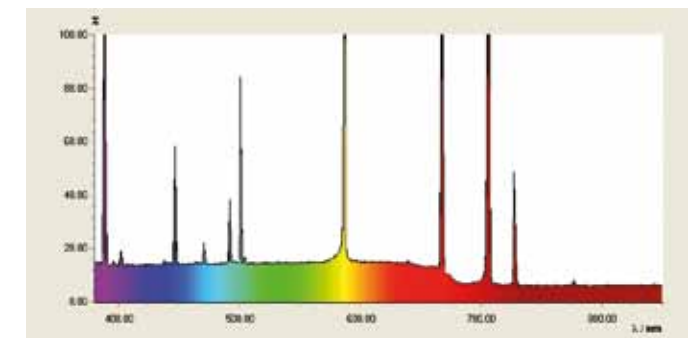


Fig. 3: Espectro de líneas del Helio

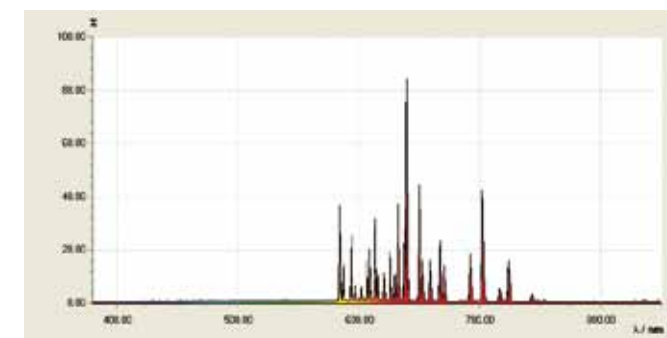


Fig. 4: Espectro de líneas del Neón

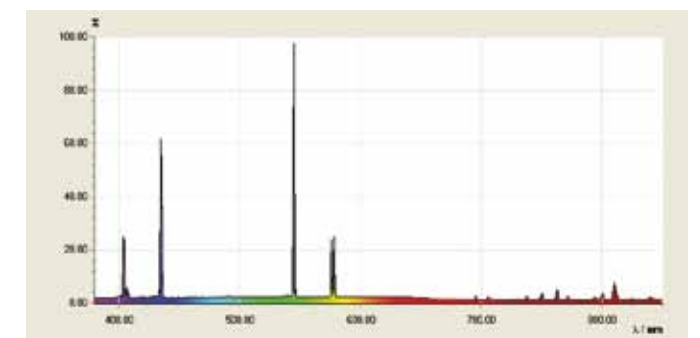


Fig. 5: Espectro de líneas del Mercurio



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)	1003196 o
	Reactancia para lámparas espectrales (115 V, 50/60 Hz)	1003195
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



FUNDAMENTOS GENERALES

El poder de resolución de un espectrómetro caracteriza el límite de poder del aparato. Indica la distancia mínima en longitud de onda entre dos líneas espectrales vecinas todavía separadas. Un par de líneas famoso es el doblete de la línea D del sodio con una distancia de longitud de onda de 0,6 nm entre ellas. El poder de resolución de un espectrómetro frecuentemente se califica si se pueden resolver dos líneas.

La línea D del sodio se origina por la transición del electron 3s del sodio, del estado excitado 3p al estado base. Como el espín del electrón y el momento angular orbital están acoplados (Acoplamiento Espín – órbita), el estado 3p está separado en dos estados finos con momento angular total $j = 1/2$ resp. $j = 3/2$. La diferencia energética de los dos estados finos es de 0,0021 eV, las longitudes de onda de las transiciones en el estado base son 588,9950 nm (D2) y 589,5924 nm (D1) respectivamente.

En el experimento se utiliza un espectrómetro digital con el cual se puede resolver la estructura fina del doblete de la línea D del sodio. La descomposición espectral de la luz incidente se realiza por medio de una rejilla de difracción de 1200 líneas por mm que trabaja en un monocromador de Czerny-Turner. Medible es el alcance espectral entre 400 nm y 700 nm, el cual es distribuido en un array CCD de 3600 pixeles. Es decir que por intervalo de 0,08 nm se tiene a disposición un pixel. En esta forma se logra un poder de resolución de 0,5 nm. Por lo tanto se puede medir la estructura fina de la línea D del sodio.

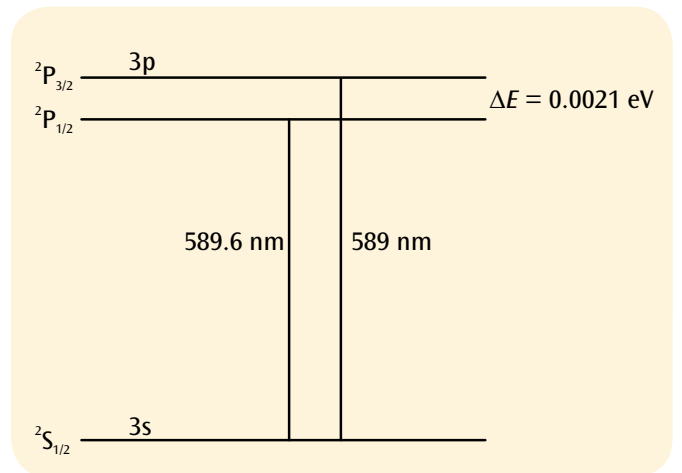


Fig. 1: Esquema simplificado de los niveles energéticos del sodio

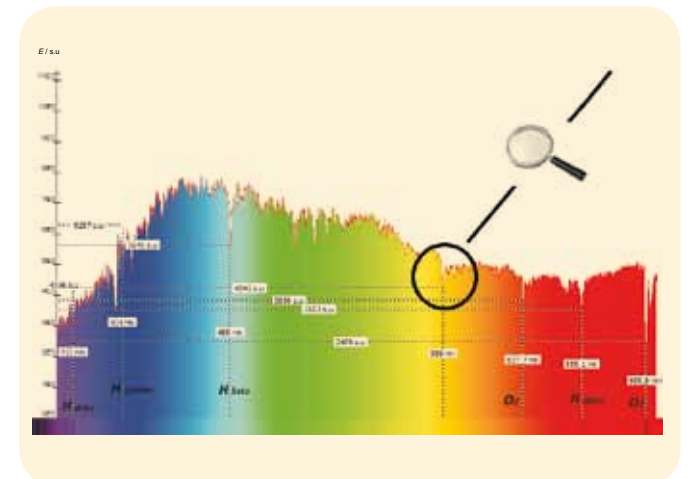


Fig. 2: Líneas de absorción en el espectro del sol

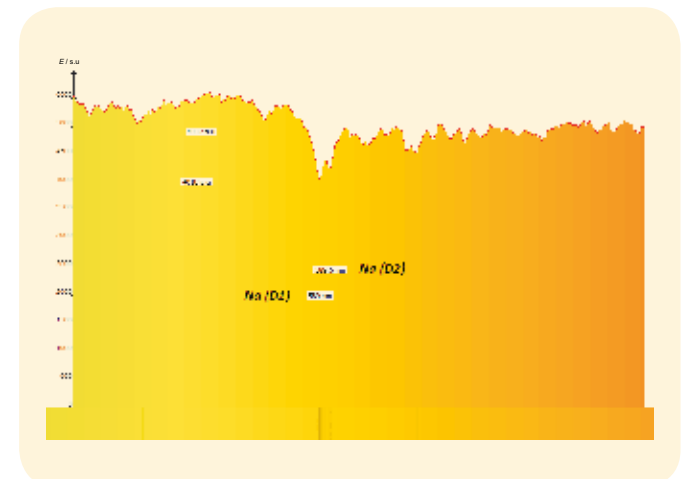


Fig. 3: Líneas de absorción de sodio en el espectro del sol



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
	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscopio analógico, 2x30 MHz	1002727
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

2

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 U_{GA} 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 $E_{Hg} = 4,9 \text{ eV}$ ($= 254 \text{ nm}$) de los átomos de mercurio desde el estado fundamental 1S_0 hacia el primer estado 3P_1 . Es válido:

$$(1) \quad E_{Hg} = e \cdot \Delta U$$

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.

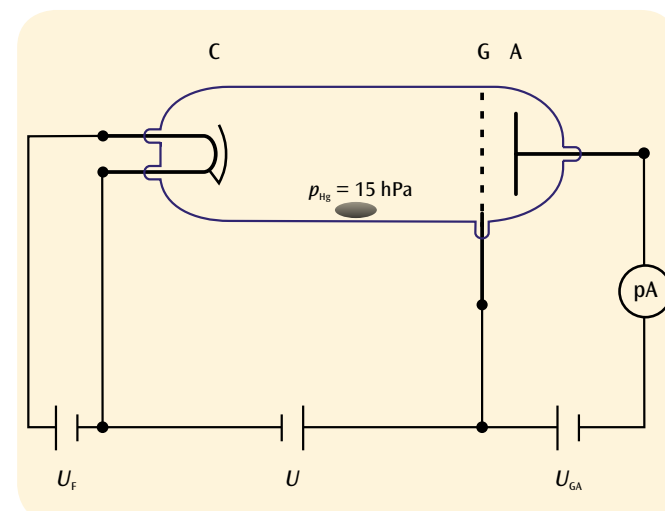


Fig. 1: Montaje esquemático para el registro de la curva de Franck y Hertz en el mercurio

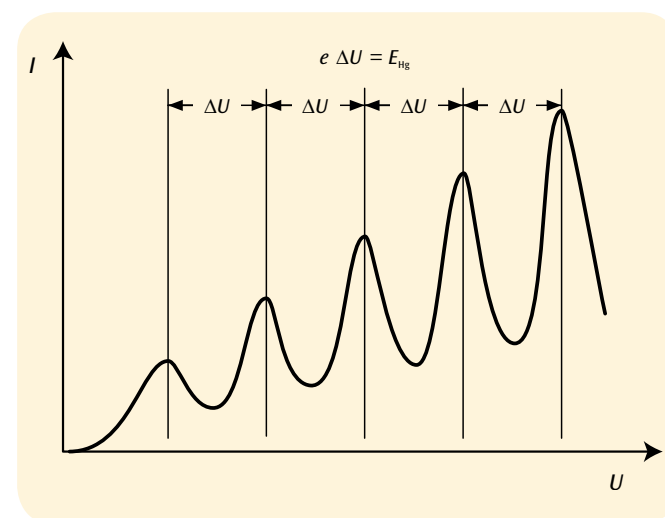
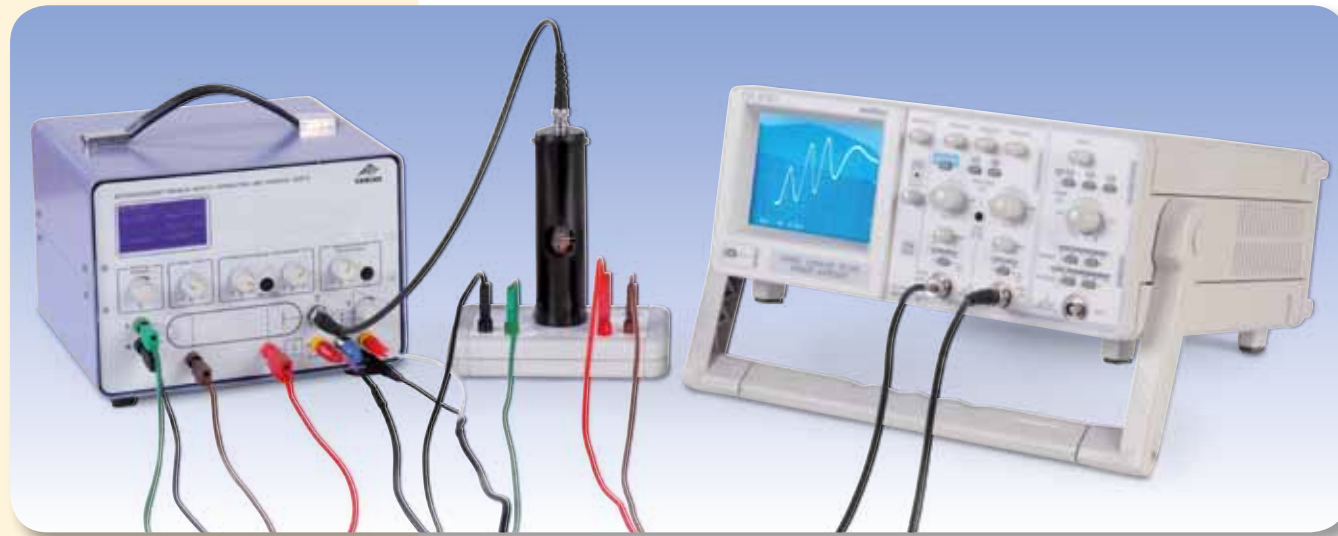


Fig. 2: Corriente I del colector en función de la tensión de aceleración U



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
	Equipo para la ejecución del experimento de Franck y Hertz (115 V, 50/60 Hz)	1012818
1	Osciloscopio analógico, 2x30 MHz	1002727
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

2

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_{CA} 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, vuelve 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.

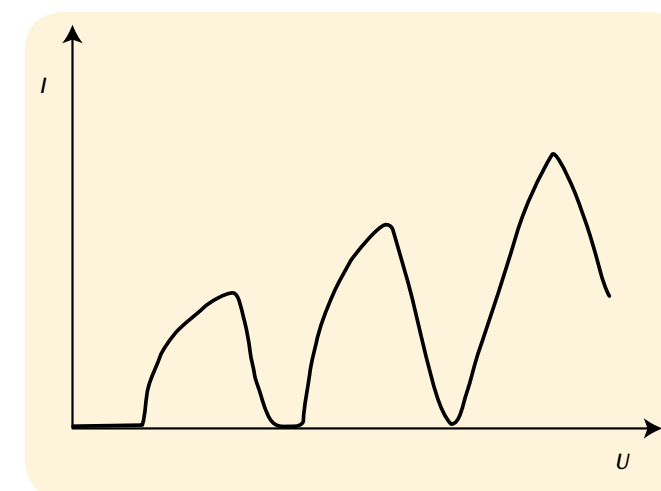


Fig. 2: Corriente I del colector en función de la tensión de aceleración U

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.

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 .

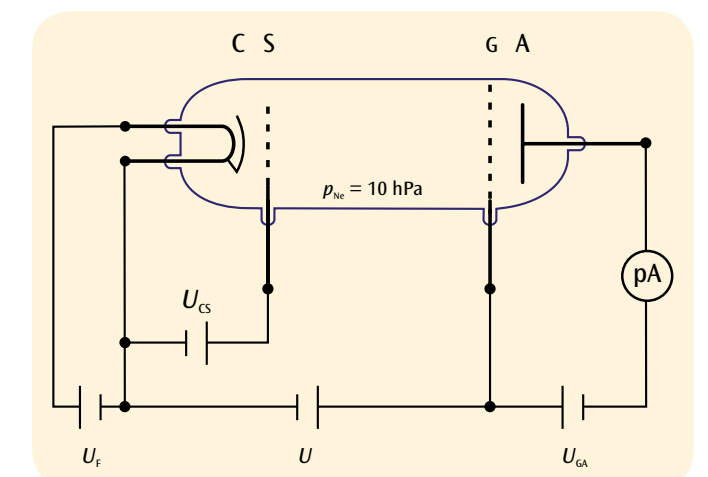


Fig. 1: Montaje esquemático para el registro de la curva de Franck y Hertz en el neón

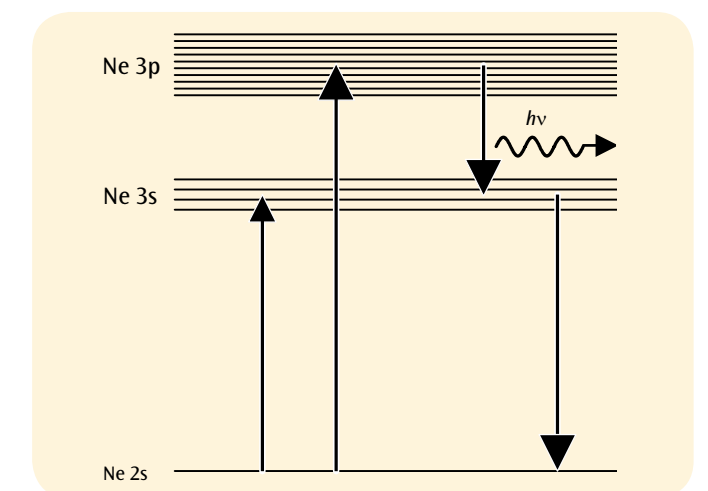


Fig. 3: Esquema energético del átomo de neón



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	1000620
1	Soporte de tubos S	1014525
1	Unidad de control para tubos del potencial crítico (230 V, 50 /60 Hz)	1008506 o
	Unidad de control para tubos del potencial crítico (115 V, 50 /60 Hz)	1000633
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	Osciloscopio USB 2x50 MHz	1017264
2	Cable HF, conector macho BNC / 4 mm	1002748
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843
Recomendado adicionalmente:		
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540 o
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544



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.

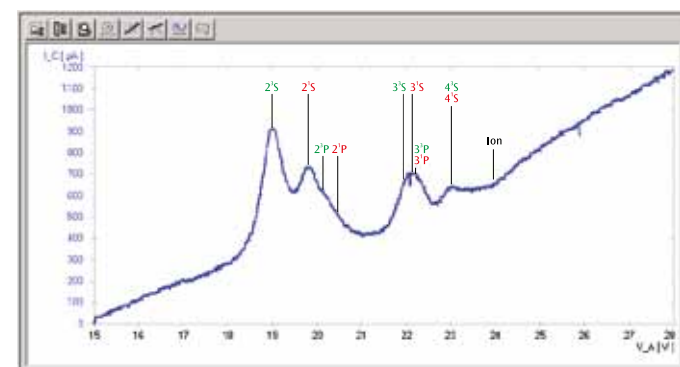


Fig. 3: Corriente de colector I_R que depende de la tensión de aceleración U_A

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.

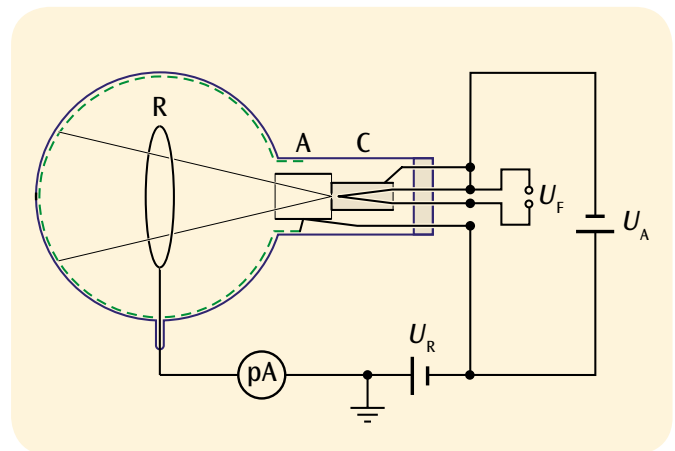


Fig. 2: Representación esquemática del tubo para el potencial crítico

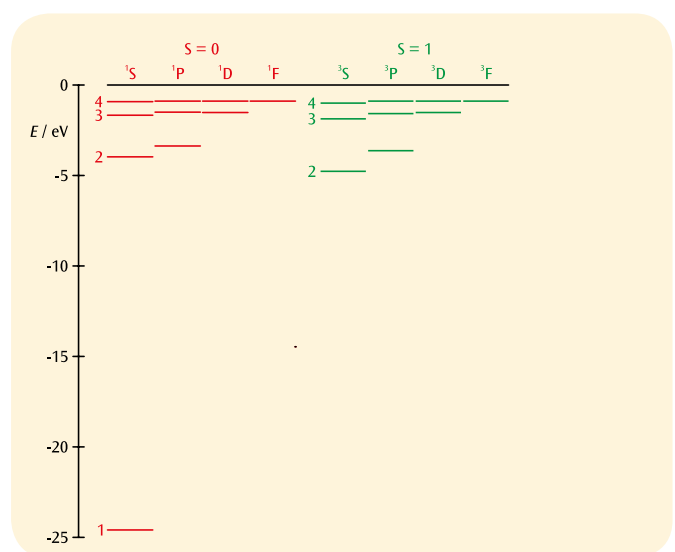


Fig. 1: Esquema de niveles electrónicos del He rojo: Espín total S = 0 (Parahelio), verde: Espín total S = 1 (Ortohelio)



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
1	Osciloscopio analógico, 2x30 MHz	1002727
2	Cable HF	1002746

3

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 dos discretos

$$(1) \quad E_m = -g_j \cdot \mu_B \cdot m \cdot B, \quad m = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$$

$$\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}} : \text{Magnetón de Bohr}$$

$$g_j = 2,0023 : \text{Factor de Landé.}$$

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

$$(3) \quad h \cdot f = \Delta E,$$

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} : \text{Constante de Planck}$$

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.

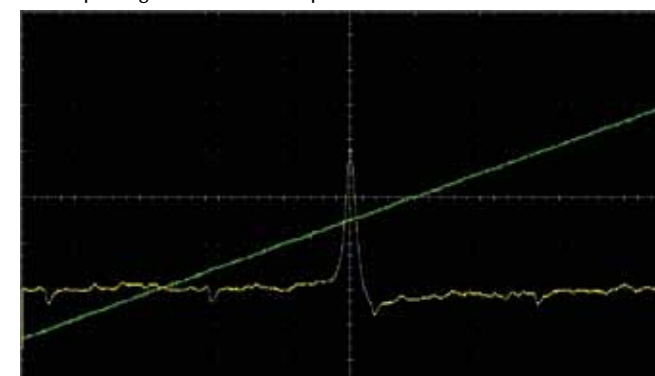


Fig. 1: Señal de absorción y curso en el tiempo del campo magnético en la resonancia de espín electrónico con DPPH

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.

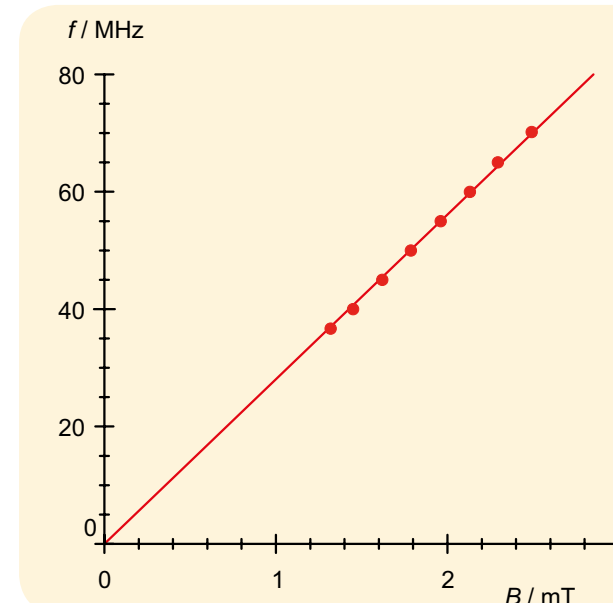


Fig. 2: Frecuencia de resonancia f en dependencia con el campo magnético B

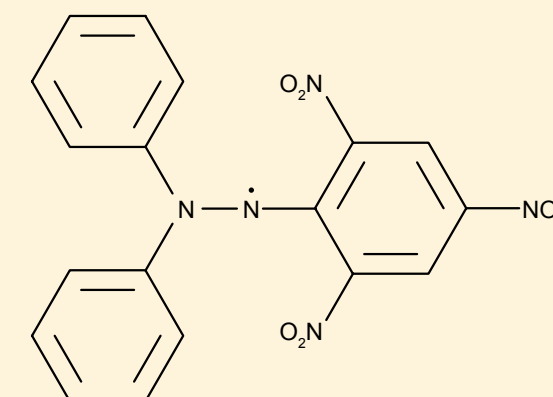


Fig.3: Estructura molecular del DPPH



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
	Juego de equipos básicos para REE/RMN	1000637
1	Juego complementario RMN	1000642
1	Osciloscopio analógico, 2x30 MHz	1002727
2	Cable HF	1002746

3

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

$$(1) \quad E_m = -g_i \cdot \mu_k \cdot m \cdot B, \quad m = -I, -I+1, \dots, I$$

$$\mu_k = 5,051 \cdot 10^{-27} \frac{\text{J}}{\text{T}}; \text{Magnetón nuclear}$$

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.

EVALUACIÓN

Los factores-g de los núcleos que participan son, según la bibliografía: $g_i(^1\text{H}) = 5,5869$ y $g_i(^{19}\text{F}) = 5,255$.

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 :

$$\frac{f(^{19}\text{F})}{f(^1\text{H})} = \frac{g_i(^{19}\text{F})}{g_i(^1\text{H})} = 94\%$$

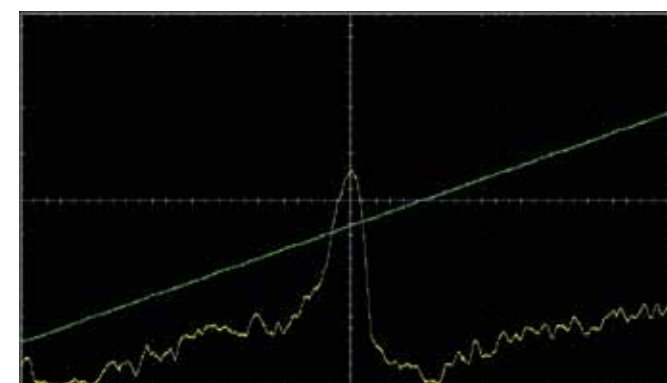


Fig. 1: Resonancia magnética nuclear en glicerina ($f = 12,854 \text{ MHz}$)

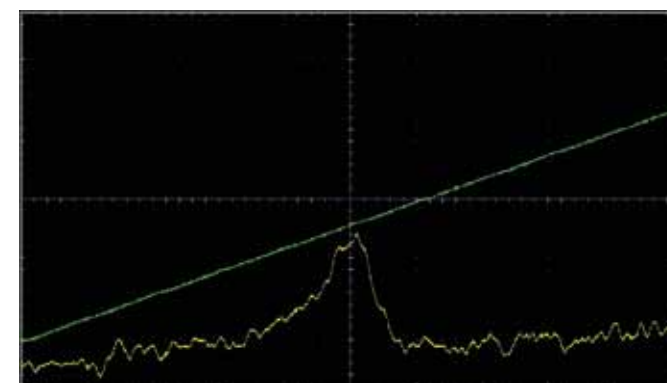


Fig. 2: Resonancia magnética nuclear en poliestireno ($f = 12,854 \text{ MHz}$)

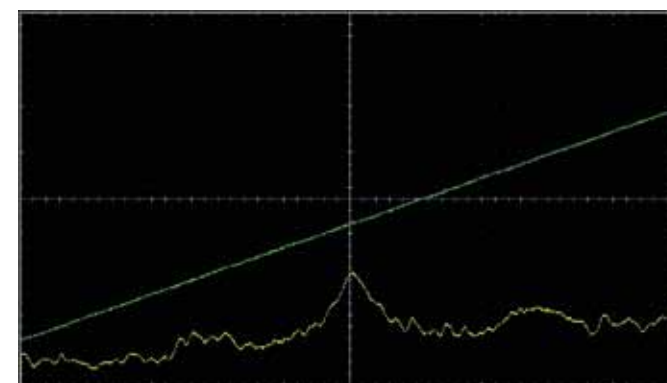


Fig. 3: Resonancia magnética nuclear en teflón ($f = 12,1 \text{ MHz}$)



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 conducción, 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 temperatura 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	Ge no dotado en placa de circuito impreso	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
	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
	n-Ge sobre placa de circuito impreso	1009760
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540
	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	3B NETlab™	1000544

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 electrones 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:

$$(2) \quad v_n = -\mu_n \cdot E \quad e \quad v_p = \mu_p \cdot E$$

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:

$$(3) \quad j_i = -e \cdot n_i \cdot v_n + e \cdot n_i \cdot v_p = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot E$$

Así, la conductividad intrínseca es igual a:

$$(4) \quad \sigma_i = e \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p)$$

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:

$$(5) \quad n_i = 2 \cdot \left(\frac{2\pi}{h^2} \cdot \sqrt{m_n m_p} \cdot kT \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

$$k = 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \quad \text{: Constante de Boltzmann,}$$

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

$$(6) \quad \mu \sim T^{-1/2}$$

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.

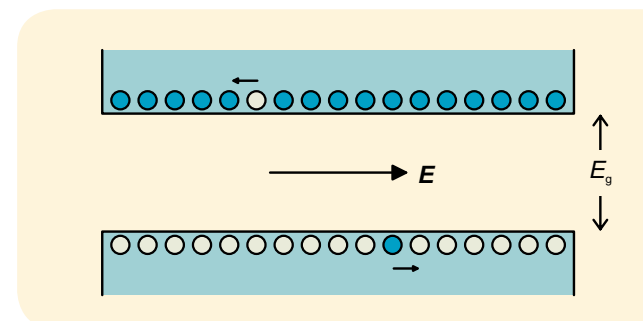


Fig. 1: Estructura de bandas del semiconductor con un electron en la banda de conducción y un electrón de defecto en la banda de valencia, ambos son arrastrados bajo la influencia del campo E

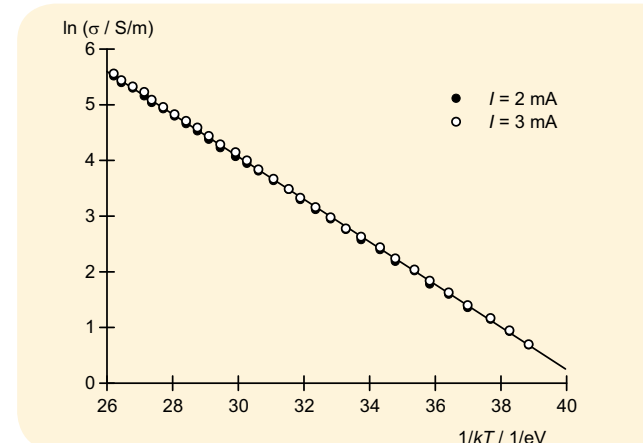


Fig. 2: Representación para la determinación de la distancia entre bandas E_g en germanio

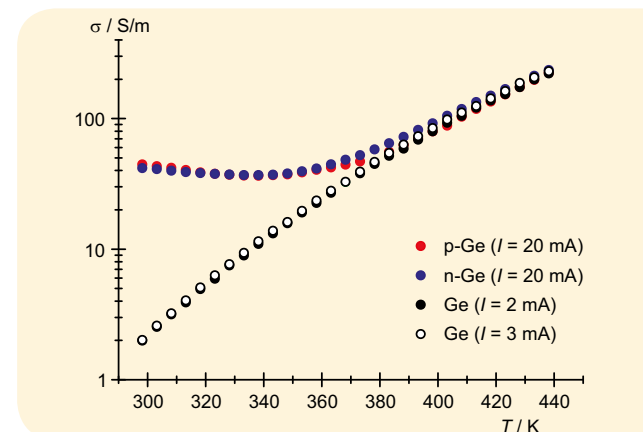


Fig. 3: Comparación de las conductividades de germanio puro con germanio dotado



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 ±2000 mT	1009941
1	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
1	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
1	Fuente de alimentación CC, 0 – 20 V, 0 – 5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
1	Multímetro digital P3340	1002785
1	3B NETlog™ (230 V, 50/60 Hz)	1000540
1	3B NETlog™ (115 V, 50/60 Hz)	1000539
1	Juego de 15 cables de experimentación de seguridad, 75 cm	1002843
Recomendado adicionalmente:		
1	3B NETlab™	1000544

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 EH, perpendicular a la dirección de la corriente, el cual compensa la fuerza de Lorentz y origina una tensión de Hall UH 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 10-19 As: Carga elemental

Las densidades, nn de los electrones en la banda de conducción, np de los electrones de defecto en la banda de valencia, así como las movilidades, μn de los electrones y μp 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 nn y np 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 electricamente neutros, las cargas positivas y negativas se compensan. Por lo tanto

$$(5) \quad n_n + n_A = n_p + n_D$$

nA: Concentración de aceptadores

nD: Concentración de donadores

Además nn y np 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:

$$(6) \quad n_n \cdot n_p = n^2$$

ni 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 nA resp. nD 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 μn 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 μn y μp no se hace más observable en el coeficiente de Hall, porque en ambos casos es válida:

$$\mu \sim T^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{ver también el experimento UE6020100})$$

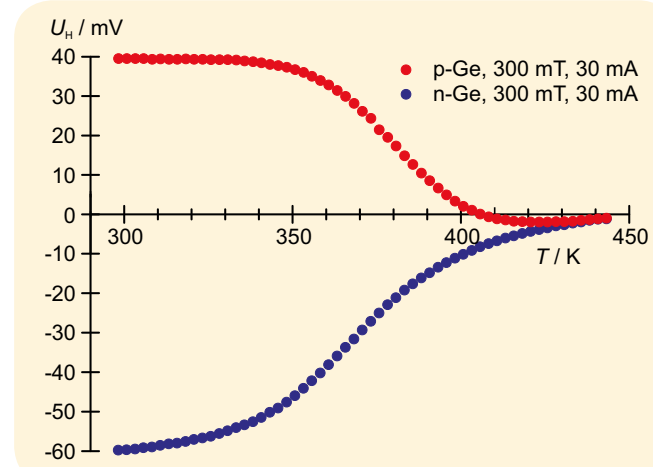


Fig. 1: Tensión de Hall en germanio dotado-p y en germanio dotado-n como función de la temperatura T



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.

EQUIPO REQUERIDO

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	Microvoltímetro (230 V, 50/60 Hz)	1001016 o
	Microvoltímetro (115 V, 50/60 Hz)	1001015



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 astúa 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 material:

$$(1) \quad U_{td} = k \cdot (T_1 - T_2)$$

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 termoeléctrica, 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 termoeléctrica,
 $U_{td,A}$, $U_{td,B}$: 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} .

En el experimento se determinan las sensibilidades S para tres diferentes apareamientos de metales. Para ello, se calienta agua en un vaso de precipitados a una temperatura T_1 y se sumerge en ella un extremo del termoelemento. El otro extremo del termoelemento se conecta a un microvoltímetro, para medir la tensión y cuyos casquillos de entrada se mantienen a la tensión constante T_2 .

EVALUACIÓN

En un diagrama $U_{th}(T_1)$ se grafica la tensión termoeléctrica contra la temperatura y se adapta cada vez a los cursos lineales; de sus pendientes se determinan las sensibilidades de los termoelementos.

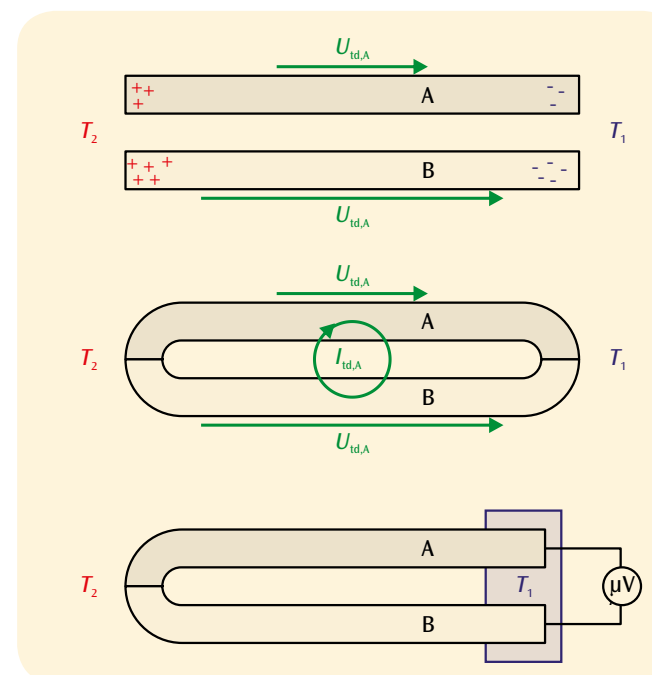


Fig. 1: Termodifusión en alambres metálicos (arriba), circuito termoelectrico (centro) y tensiones termoeléctricas en un bucle de dos alambres metálicos diferentes (abajo)

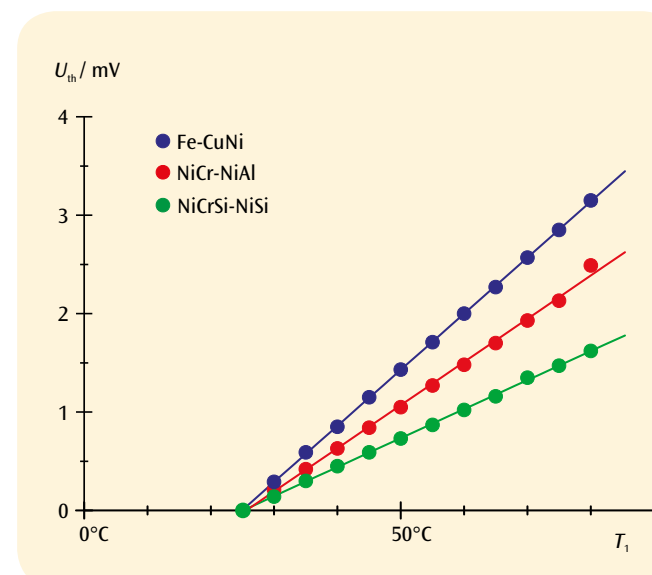


Fig. 2: Tensiones termoeléctricas en dependencia con la temperatura para termoelementos de los tipos: Fe-CuNi, NiCr-NiAl y NiCrSi-NiSi. Las curvas de medidas cortan el eje T_1 del diagrama en la temperatura de referencia $T_2 = 23^\circ\text{C}$

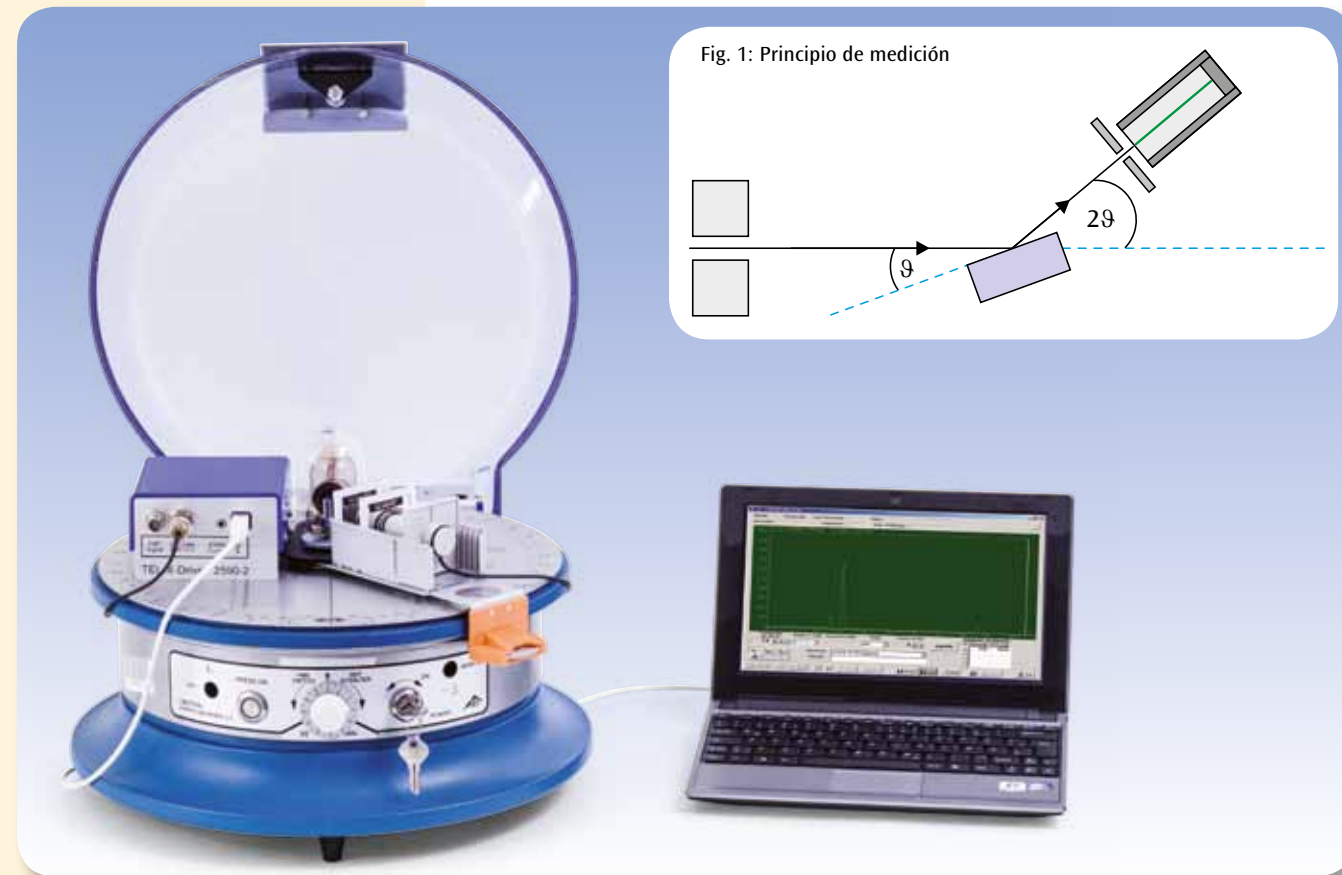
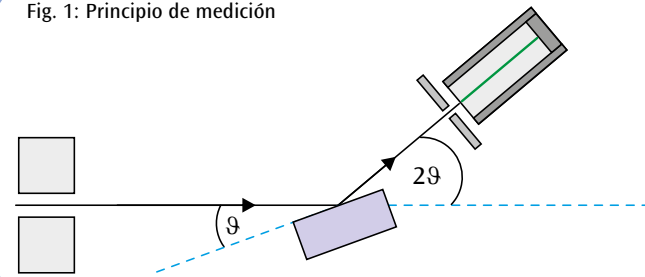


Fig. 1: Principio de medición



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	Equipo de rayos X (230 V, 50/60 Hz)	1000657 o
	Equipo 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 λ = 154 pm y la radiación K_β con λ = 138 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 redícula. La distancia entre planos reticulares d corresponde a media constante reticular a.

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.

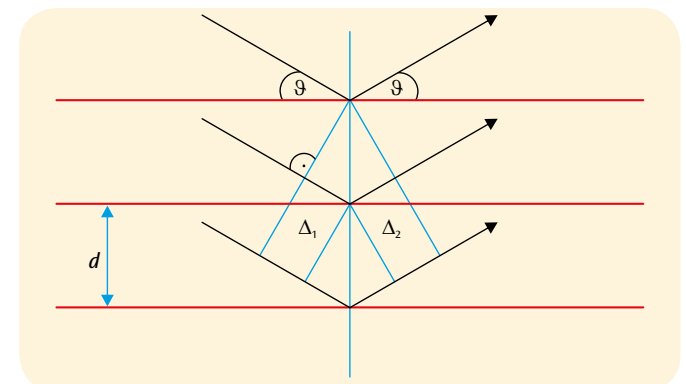


Fig. 2: Representación para deducir la condición de Bragg



Fig. 3: Curva de Bragg para el NaCl

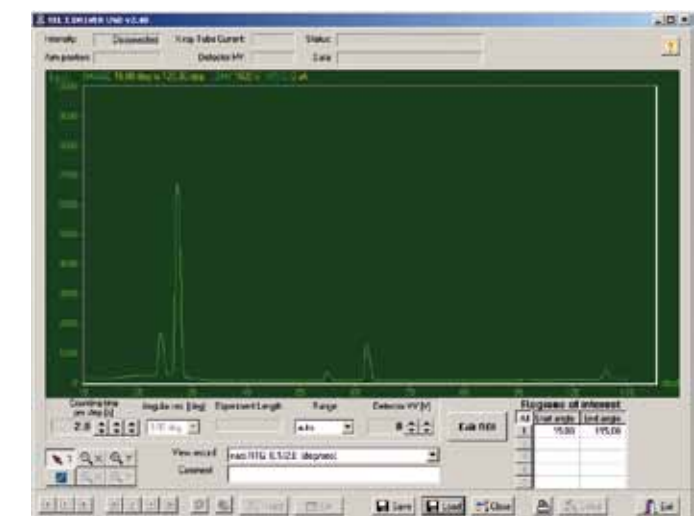
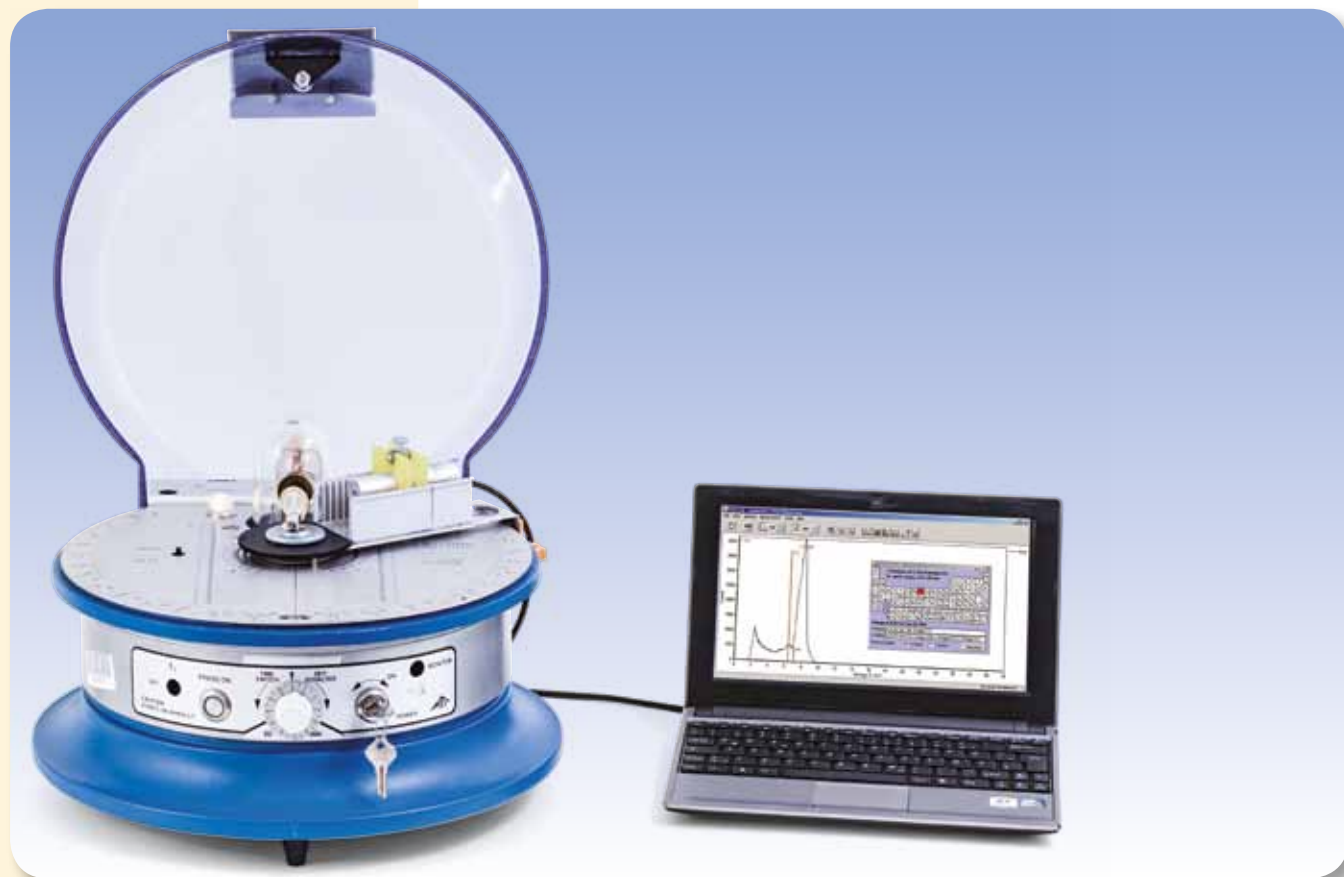


Fig. 4: Curva de Bragg para el LiF



Fig. 5: Cristal de NaCl



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	Equipo de rayos X (230 V, 50/60 Hz)	1000657
	Equipo de rayos X (115 V, 50/60 Hz)	1000660
1	Juego básico de Bragg	1008508
1	Detector de energías de rayos X	1008629
1	Juego de muestras fluorescentes	1012868
Recomendado adicionalmente:		
	Monedas	



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.

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.

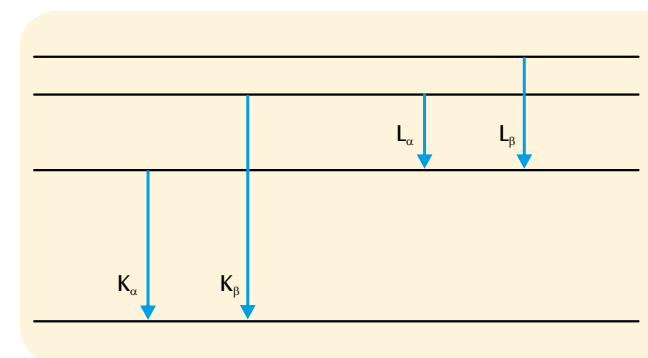


Fig. 1: Esquema simplificado de los niveles energéticos de un átomo, con las líneas de rayos X características

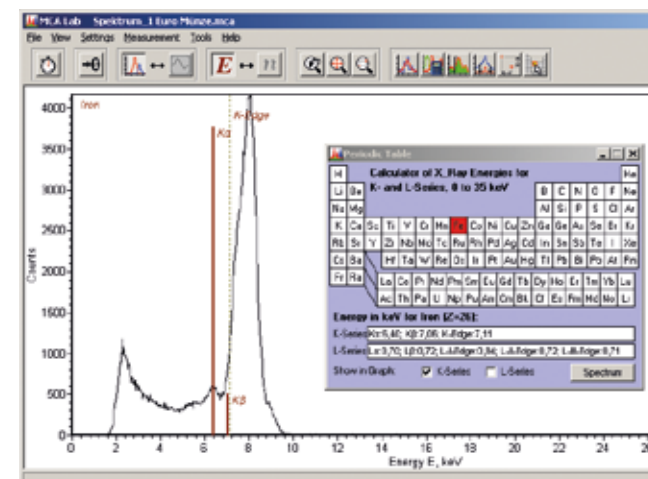


Fig. 2: Espectro de fluorescencia de rayos X de una moneda de 1 Euro

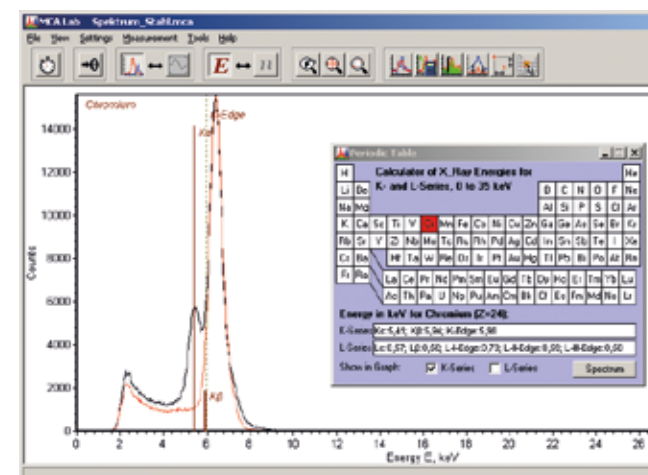


Fig. 3: Espectro de fluorescencia de rayos X de hierro de forja (rojo) y acero inoxidable (negro)

ONDAS DE ULTRASONIDO SEA

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 (Isófases). 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 (230 V, 50/60 Hz)
1014529 (115 V, 50/60 Hz)

¡CD con las instrucciones de experimentación!

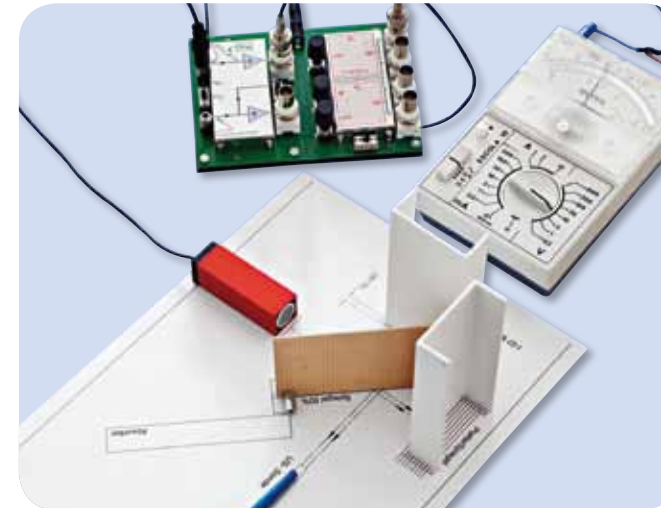
Volumen de suministro:

- 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

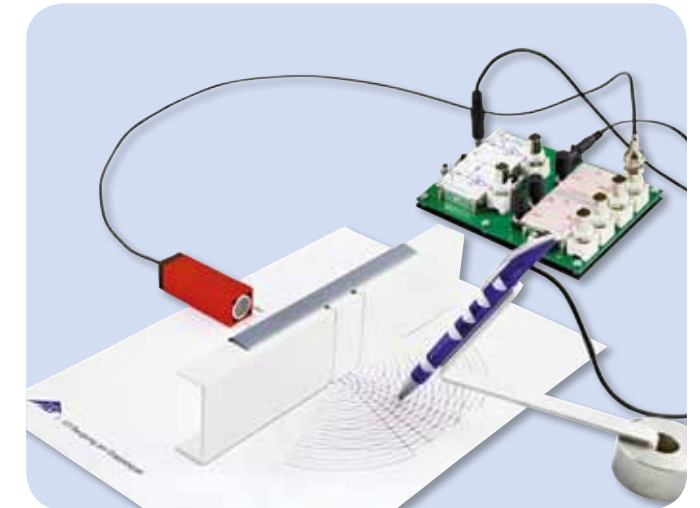


Incluye 31 instrucciones de experimentación sobre ondas de ultrasonido

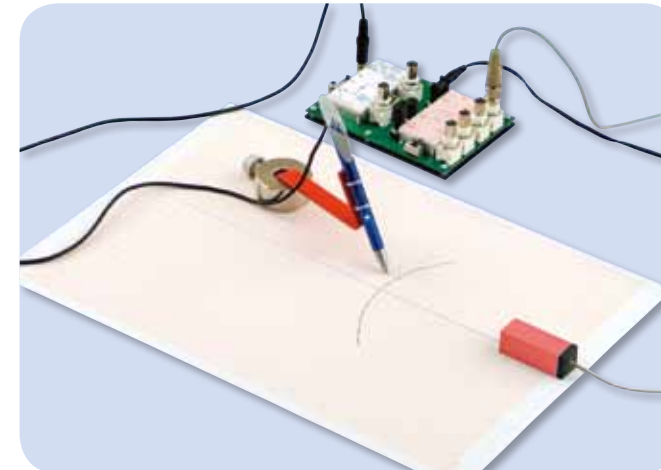
- Representación en el osciloscopio de oscilaciones de sonido (*)
- Relación entre oscilaciones y ondas (*)
- Comparación de las oscilaciones entre dos puntos en una onda (*)
- Análisis de relaciones de fases con el lápiz de US (*)
- Determinación de la longitud de onda y de la velocidad del sonido
- Dependencia de 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



Interferómetro de Michelson



Difracción en una rendija doble



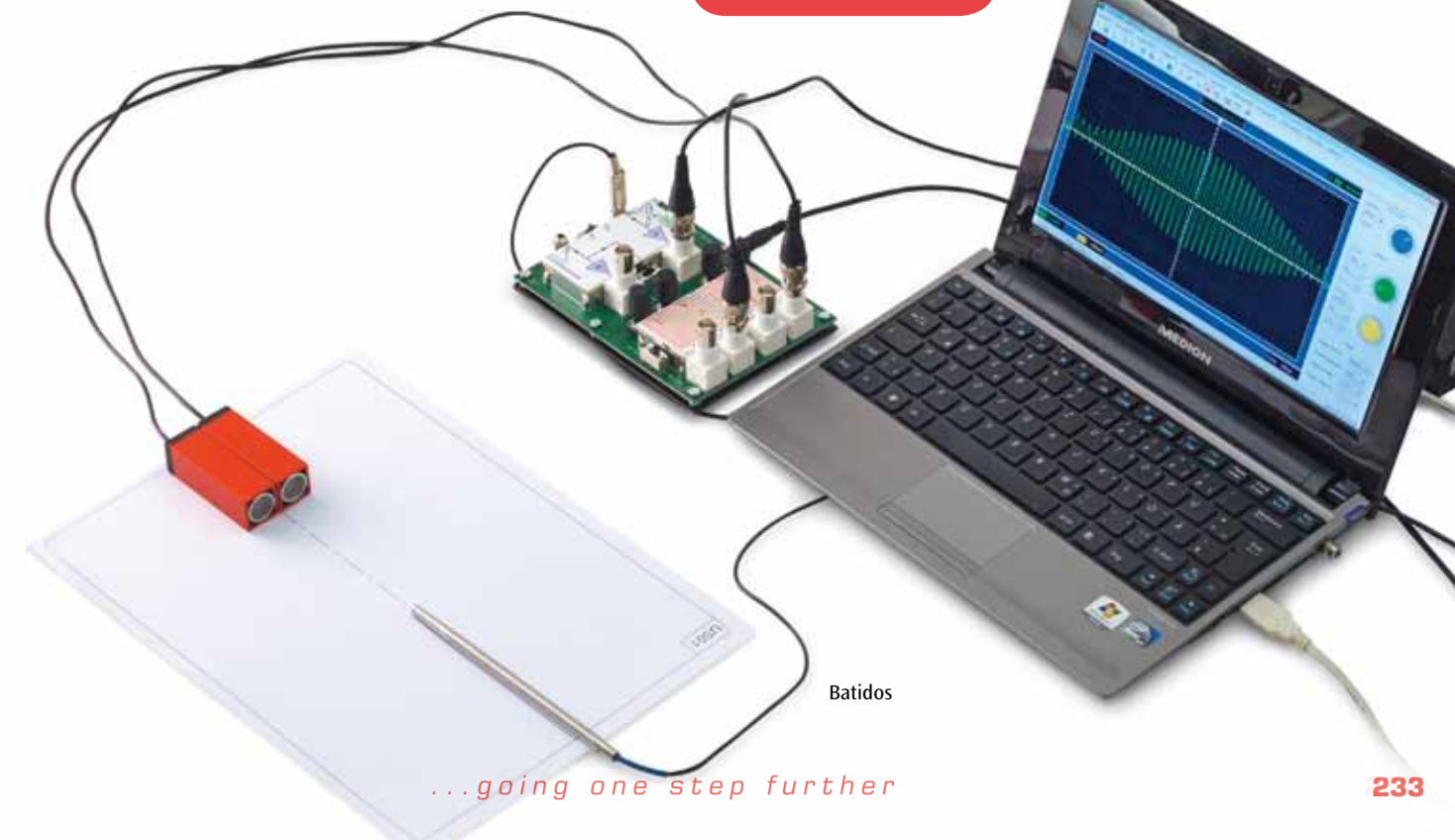
Dibujo de frentes de onda

Juego de aparatos:

1017264 Osciloscopio de dos canales, (para experimentos con *)

1006811 Aparato de medida múltiple ESCOLA 2 (para experimentos con (**))

Solicite descuento para grupos de clase, a partir de 8 unidades.



Batidos

...going one step further

ÓPTICA DE KRÖNCKE EN EJERCICIOS PARA ALUMNOS

JUEGO BÁSICO – ÓPTICA DE KRÖNCKE

El sistema de óptica según Kröncke ofrece numerosos experimentos de alta precisión 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.

Todos los componentes se encuentran montados en placas de diafragma sin mango y se pueden ajustar sin problemas en el jinetillo óptico y se pueden también desplazar perpendicularmente al paso de los rayos. Los jinetillos ópticos se pueden desplazar y fijar en el perfil en U del banco óptico.

Volumen de suministro:

- 1 Lámpara óptica K
- 1 Transformador 12 V, 25 VA
- 1 Banco óptico K, 1000 mm
- 6 Jinetillos ópticos K
- 2 Placas con pinza de apriete K
- 2 Lentes convergentes K, $f = 50$ mm
- 2 Lentes convergentes K, $f = 100$ mm
- 2 Lentes convergentes K, $f = 150$ mm
- 1 Lente convergente K, $f = 300$ mm
- 1 Lente convergente K, $f = 500$ mm
- 1 Lente divergente K, $f = -100$ mm
- 1 Lente divergente K, $f = -500$ mm
- 1 Diafragma con 1 ranura
- 1 Diafragma con 3 ranuras
- 1 Foto en marco de diapositiva
- 1 Pantalla, transparente
- 1 Pantalla, blanca
- 1 Juego de 4 filtros cromados
- 1 Escala, 15 mm
- 1 Uno de perlas
- 1 Diafragma perforado $d = 1$ mm
- 1 Diafragma perforado $d = 6$ mm
- 1009932** (230 V, 50/60 Hz)
- 1009931** (115 V, 50/60 Hz)

El CD incluye todas las instrucciones para hacer los experimentos



Proyector de diapositivas

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 agua turbia
- Doble refracción
- Rotación del plano de polarización en una solución de azúcar

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 (1009701 ó 9009931), 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



Por ejemplo: Visibilidad de luz polarizada en agua turbia

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



Difracción en una ranura múltiple

Juego complementario – Interferencia
 Juego complementario para el juego básico 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 Ranura variable K
 1 Diafragma con 9 Discos
 1 Diafragma con 9 Agujeros redondos
 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

Solicite descuento para grupos de clase, a partir de 8 unidades

MODELOS PARA LA ENSEÑANZA DE LA BIOLOGÍA



Extracto de ADN de la cebolla

Con este sencillo experimento de biología celular y genética puede, sin demasiada preparación, aislar ADN de los cromosomas de una cebolla durante una clase. De este modo sus alumnos de las clases de secundaria aprenderán un procedimiento básico para la extracción de ADN. Este Kit contiene todo lo necesario para que 5 grupos trabajen simultáneamente. Este es un experimento muy práctico que proporciona una gran cantidad de ADN para poder hacer numerosas prácticas con los alumnos.

Tamaño de la entrega para 15 experimentos:

80ml de buffer, 500mg de mezcla de proteasa, 15 tubitos de ensayo de base plana, 15 filtros de papel redondos, 5 embudos, 15 palitos de madera, instrucciones (en varios idiomas).

Dimensiones: 20,5x20,5x10,5 cm

Peso: 534 g

D/E/F/S/J/R

1010264



Microscopio didáctico monocular, modelo 300 (230 V, 50/60 Hz)

Los microscopios didácticos modelo 300 cumplen todas condiciones que impone una enseñanza exigente en biología. El manejo sencillo y las buenas calidades mecánica y óptica caracterizan a estos microscopios. Los microscopios están dotados de un mesa portaobjetos cruzada, con un revólver de objetivos de 4 posiciones con objetivos acromáticos DIN 4x, 10x, 40x, 100x y un condensador de Abbe.

1003271

Estuche de instrumental de disección

Un excelente estuche de disección para que disponga de instrumental de alta calidad en acero inoxidable. Se entrega con un estuche de vinilo.

- 1 aguja, punta afilada, 10 cm
- 1 pinza, punta afilada, 13 cm
- 1 aguja de disección, 13,5 cm
- 1 soporte para cuchillas de bisturí nº 4
- 5 cuchillas de recambio para bisturí nº 11

18x8x3 cm, 0,15 kg

1008710



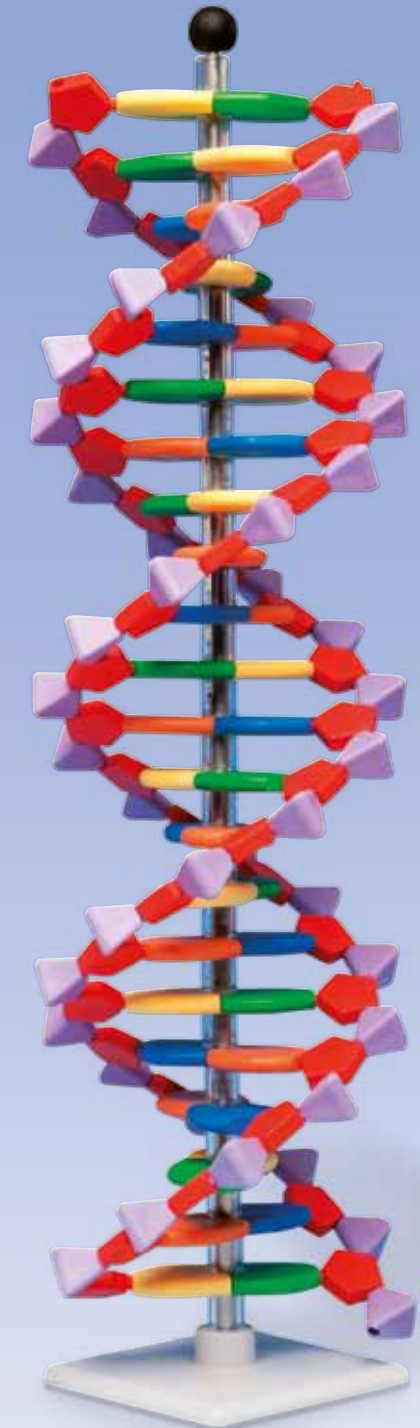
La célula vegetal

ampliada de 500.000 a 1.000.000 veces

El modelo, que consta de dos partes, muestra la estructura de una célula vegetal típica, con citoplasma y orgánulos celulares, tal como se aprecia a través de un microscopio electrónico. Todos los orgánulos importantes aparecen representados en relieve y se diferencian cromáticamente para una mejor comprensión. Entre otros elementos, se encuentran los siguientes:

- Pared celular
- Membrana celular
- Núcleo celular
- Retículo endoplasmático liso
- Retículo endoplasmático rugoso
- Ribosomas
- Cloroplastos
- Mitocondrias
- Dictiosomas / Aparato de Golgi

1000524



miniADN™ Modelo molecular de 22 planos

El sistema miniDNA™ comprende piezas de forma abstracta, codificadas por colores para representar las piezas de las bases nitrogenadas, el azúcar pentagonal y el fosfato piramidal necesarios para construir el modelo de ADN de doble hélice.

Contenido: 11 Timinas (naranja), 11 Adeninas (azul), 11 Guaninas (verde), 11 Citosinas (amarillo), 44 Desoxirribosas (rojo), 44 Fosfatos (púrpura)

Se suministra con las instrucciones, su propia base y empaquetada en una caja de plástico. Altura 44 cm; diámetro 11 cm

E

1005296



Ciclo vital de la abeja – Apis cerana

Las abejas mieleras miden alrededor de 1,5 cm y presentan bandas anaranjadas y negras y vellos amarillentos. Atacan a sus enemigos utilizando un aguijón venenoso. Las abejas viven en una colonia con una reina, que pone huevos, y miles de abejas obreras hembra. Hay pocas abejas macho. Las abejas transportan el polen de flor en flor contribuyendo así a la polinización. También producen miel con el néctar de las flores. Viven en colmenas, donde guardan la miel y donde viven las larvas.

21x12x3 cm; 0,6 kg
1005971



Flor de cerezo con fruto (prunus avium)

Este modelo muestra la flor de la guinda garrafa (de 3 partes) aumentada 7 veces así como un fruto aumentado 3 veces. La flor de cerezo se puede desmontar en dos mitades, de manera que queda a la vista el ovario extraíble con estilo y estigma. Sobre base.

32,5 cm; 0,6 kg
1000530

*pintado a mano
fiel a la realidad*



Salamandra de fuego (Salamandra salamandra)

Una salamandra que los jóvenes estudiantes encontrarán impresionante. Incluso los más pequeños detalles y colores de esta salamandra están representados con gran exactitud. La salamandra de fuego está en tamaño natural y va montada sobre una base realista.

1001267

Ojo, 5 veces su tamaño natural, 6 piezas

Este modelo es desmontable en:

- Ambas mitades de la esclerótica sujetas por el músculo del ojo
- Una mitad de la coroides con iris y retina
- Lentes
- Humor vítreo

Sobre base. 9x9x15 cm; 0,1 kg

L/D/E/F/P/S/I/J www.

1000259



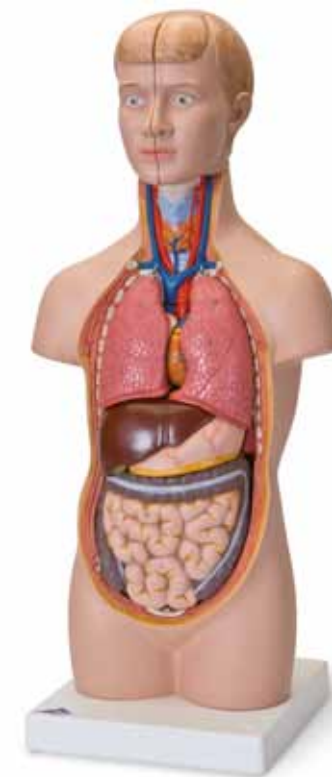
Mini-Torso, 12 partes

Este torso es la mitad de tamaño que un torso a tamaño natural. El resto de las partes pequeñas del torso son:

- Cabeza en 2 mitades
- Medio cerebro
- 2 lóbulos pulmonares
- Corazón en 2 partes
- Estómago
- Hígado con vesícula biliar
- Paquete intestinal en 2 partes

54x24x18 cm; 1,89 kg

1000195



Compensación de la presión en el oído medio

Este modelo funcional nos permite ver el mecanismo para compensar la presión en el oído medio a través de la trompa de Eustaquio. El modelo representa como el tímpano se abomba o se comba, así como la consecuente compensación de presiones. En el lote se incluye una membrana de repuesto y una descripción para el profesor. 16x13x12 cm, 0,2 Kg

D/E

1012829



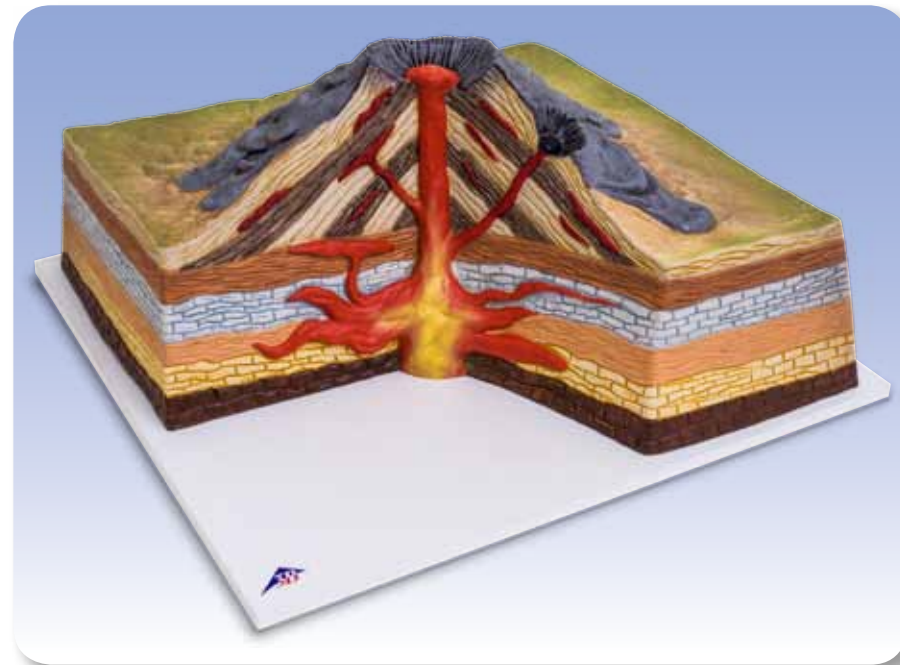
Cráneo antropológico – La Chapelle-aux-Saints

Fundido a partir de la reconstrucción del cráneo de "La Chapelle-aux-Saints", este modelo, elaborado con precisión, muestra el cráneo de un hombre de Neandertal europeo de 50 a 55 años de edad, el Homo (sapiens) neanderthalensis. Representación del cráneo de un ser humano primitivo. Lugar del hallazgo: Sur de Francia. Fecha del hallazgo: 1908; edad: aprox. 35.000 a 45.000 años.

22x16x22,5 cm; 0,9 kg

L/D/E/F/P/S/I/J

1001294



Estratovolcán

Esta maqueta de un estratovolcán pintada a mano ilustra, mediante un corte, el recorrido del magma líquido a través del interior de la tierra hasta el exterior de la misma.

Material: PVC
 Medidas: 47 x 35 x 19 cm
 Peso: 2,40 kg.
1017595



Conjunto de tres juegos de rocas volcánicas

Este conjunto de tres juegos de rocas volcánicas consta de tres saquitos cada uno con diez piedras del tamaño de una nuez, que contienen piedras de lava, obsidiana y piedra pómez.

1018462

Dorsal Mesoatlántica

Esta maqueta muestra en tres dimensiones el trazado en forma de S de la cordillera volcánica resultado del desplazamiento de las placas tectónicas en el Océano Atlántico.

Escala en el Ecuador: 1:32x106
 Material: PVC
 Medidas: 64 x 48 x 8 cm
 Peso: 6,5 kg.
1017594



COLECCIÓN DE 24 PIEDRAS

Las colecciones contienen las 24 representaciones más comunes de distintos grupos de piedras y minerales. Los ejemplares que se incluyen tienen un tamaño aproximado de entre 3x3x3 cm³ hasta 5x5x5 cm³ y se ofrecen en una robusta caja de minerales que incluye la numeración, la clasificación y una guía.



Colección de 24 piedras y minerales volcánicos

Esta colección contiene piedras y minerales volcánicos.

Rocas volcánicas: basalto, fonolita, resinita, riolita

Lava: lava del Vesubio,
lava basáltica y lava riolítica Piroclastos: lapilli, cenizas volcánicas,
piedra pómez **Minerales:** anortita, anortoclasa, augita, cristobalita, hauyna, leucita, natrolita, nefelina, pickeringita, sanidina, azufre, taumasita, tridimita, obsidiana

1018442

Colección de 24 piedras

La colección consta de las representaciones más comunes de rocas metamórficas, sedimentarias y magmáticas, así como representaciones importantes de minerales industriales.

Rocas magmáticas, rocas plutónicas: foyaíta, gabro, granito, granodiorita, larvikita y monzonita
Rocas magmáticas, rocas volcánicas: basalto, piedra pómez, fonolita, riolita
Rocas sedimentarias: brecha, dolomía, yeso, caliza, creta, cuarcita y arenisca
Rocas metamórficas: anfíbolita, eclogita, esquistos, gneis, mármol, filita y serpentinita

1018443

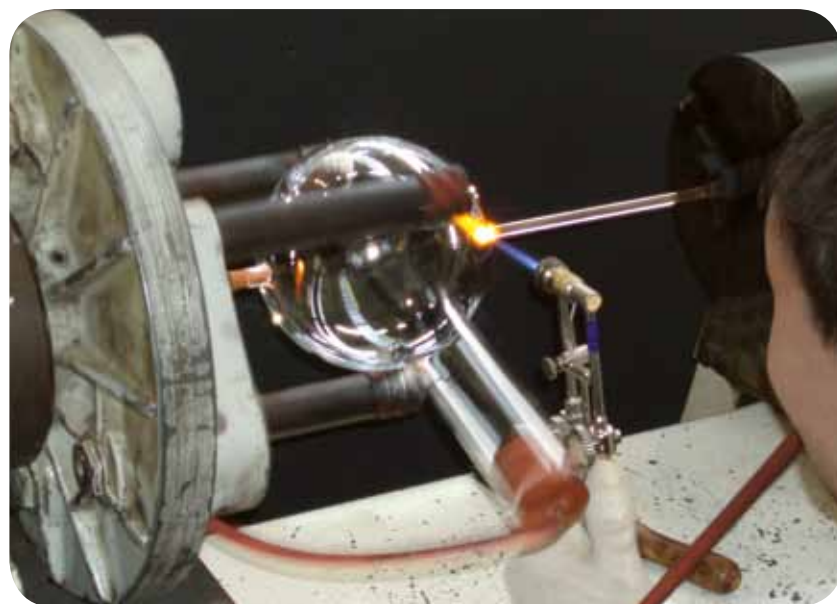
Colección de 24 minerales

Esta colección consta de representaciones de diez clases de minerales: elementos, sulfuros, halogenuros, óxidos, carbonatos, boratos, sulfatos, silicatos, fosfatos y compuestos orgánicos.

1. **Elementos:** grafito y azufre
2. **Sulfuros:** buornita, galena y pirita
3. **Halogenuros:** fluorita y halita
4. **Óxidos:** hematita, cuarzo y rutilo
5. **Carbonatos:** calcita y dolomía
6. **Boratos:** ludwigita
7. **Sulfatos:** baritina, celestina y yeso
8. **Fosfatos, arseniato y vanadato:** apatita y vanadinita
9. **Silicatos y germanatos:** actinolita, amazonita, moscovita, sodalita y talco
10. **Compuestos orgánicos:** copal

1018444

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.

3B SCIENTIFIC HISTORIA



El grupo empresarial internacional 3B Scientific es el fabricante de material didáctico más importante y con más experiencia en el ámbito mundial. El centro de fabricación más antiguo inició su producción en 1819 en Budapest, Hungría. El éxito ininterrumpido de 3B Scientific es el resultado de su expansión global basada en la fabricación y la venta de material didáctico orientado a la medicina y a las ciencias naturales, asequible a unos precios ajustados. La marca internacional registrada 3B Scientific, está representada en los ámbitos de las ciencias naturales, la formación sobre temas de la medicina y la educación de los pacientes en más de 100 países. La línea de producción incluye esqueletos, columnas vertebrales, órganos y torsos fabricados con material sintético, además de pósters, simuladores de enfermedades y software, así como productos para la enseñanza de la biología y la física. La excelente calidad del servicio, de los productos y del desarrollo continuado está certificado conforme DIN EN ISO 9001 desde junio del 2000. Este paso oficial hacia una gestión de calidad subraya el proceso imparable de innovación, mejoría de los productos y orientación de las ventas, asociado con la marca registrada 3B Scientific.



- 1819 Fundación de Calderoni en Budapest, Hungría
- 1912 Fundación del taller didáctico del Museo Alemán de Higiene en Dresden
- 1948 Fundación de la fábrica de material didáctico Paul Binhold en Hamburgo
- 1950 Producción del primer esqueleto de material sintético
- 1952 Inauguración de la primera fábrica de esqueletos
- 1963 Nueva ubicación en Rudorffweg, Hamburgo
- 1965 Introducción de la línea de productos del torso
- 1970 Introducción del logotipo de la firma Binhold
- 1979 Inicio de la exportación de modelos anatómicos a los Estados Unidos
- 1983 Inicio de la producción en granulado plástico de partes del esqueleto
- 1986 Complemento de los surtidos de los simuladores para asistencia médica
- 1988 Inicio de la exportación de modelos anatómicos al Japón
- 1991 Inauguración de la DHM Lehrmittelfabrik GmbH en Dresden
- 1993 Compra de Calderoni e inauguración de Biocalderoni en Hungría
- 1995 Establecimiento de American 3B Scientific en Atlanta, EEUU
- 1996 Nuevo logotipo para el grupo 3B Scientific
- 1997 Establecimiento de Nipon 3BScientific en Niigata, Japón
- 1998 Establecimiento de France 3B Scientific en Bartenheim, Francia
- 1998 Fusión de la empresa Paul Binhold Lehrmittelfabrik GmbH y la DHM Lehrmittelfabrik con 3B Scientific GmbH
- 1999 Establecimiento de China 3B Scientific en Suzhou, China
- 2000 Certificación por DIN EN ISO 9001
- 2001 Introducción de los extensos surtidos físicos 3B Scientific®
- 2002 Establecimiento de Italia 3B Scientific en Bologna, Italia
- 2003 Establecimiento de España 3B Scientific en Valencia, España
- 2003 Establecimiento de UK 3B Scientific en Weston-super-Mare, Inglaterra
- 2004 Distribución exclusiva en Europa de agujas de acupuntura de SEIRIN®
- 2005 Fundación de Rusia 3B Scientific en St. Petersburgo, Rusia.
- 2006 Fundación de Brasil 3B Scientific en Joinville, Brasil
- 2007 Fundación de Thai 3B Scientific en Bangkok, Tailandia
- 2009 Certificación por DIN EN ISO 9001
- 2011 Implementación de SAP como Software Integrado de Gestión Empresarial
- 2012 Fundación de 3B Scientific Korea en Yongin, Corea del Sur
- 2012 Fundación de 3B Scientific TR en Istanbul, Turquía

