

- 7.1 Introducción
- 7.2 Experiencia de Oersted
- 7.3 Ley de Biot y Savart
- 7.4 Flujo magnético
- 7.5 Teorema de Ampère
- 7.6 Magnetismo en la materia
- 7.7 Problemas

Objetivos

- Utilizar la ley de Biot y Savart para calcular el campo magnético creado en el centro de una espira circular plana por la que pasa una corriente
- Definir el flujo de un campo magnético.
- Utilizar el Teorema de Ampère para calcular el campo magnético creado por conductores rectilíneos, espiras circulares y solenoides.

7.1 Introducción

En el capítulo 6 se han estudiado las fuerzas que los campos magnéticos ejercen sobre cargas eléctricas en movimiento y sobre corrientes. En este capítulo se va a tratar de como y donde se originan los campos magnéticos, y veremos que su origen son las cargas en movimiento y las corrientes eléctricas.

La generación artificial de campos magnéticos tiene una relevancia tecnológica de primer orden, pues está presente en multitud de aplicaciones: generadores, cabezales de grabación de cintas y discos magnéticos, equipos de resonancia magnética, etc.

7.2 Experiencia de Oersted

Este experimento, realizado en 1820 por Oersted, constituyó la primera demostración de la relación existente entre la electricidad y el magnetismo. La

experiencia consistió en hacer circular una corriente eléctrica en las cercanías de una brújula, observándose como ésta se orientaba perpendicularmente al paso de la corriente, tal como muestra la Figura 7-1. En la figura se representa el efecto de una corriente situada diametralmente respecto de la brújula y en distintos planos.

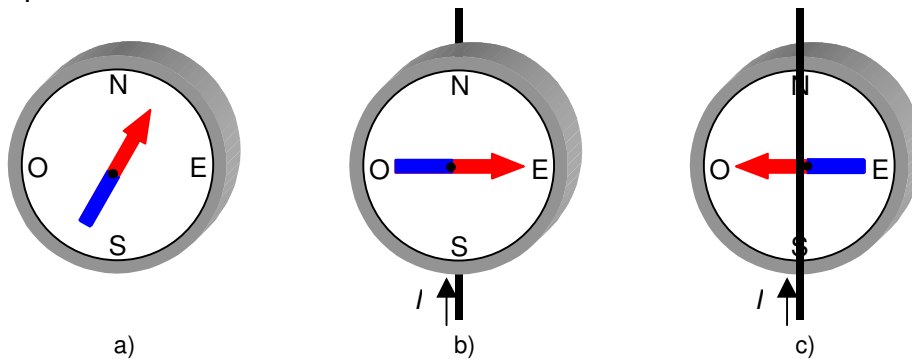
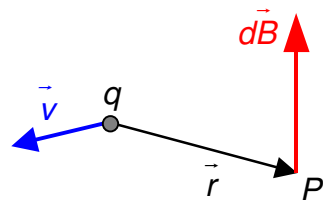


Figura 7-1. Experiencia de Oersted. En a) la brújula se orienta según el campo magnético terrestre. En b) circula una corriente en un plano inferior al plano de la brújula, y ésta se orienta perpendicularmente a la corriente. En c) circula una corriente en un plano superior al plano de la brújula, y ésta se orienta perpendicularmente a la corriente y en sentido contrario a b)

La experiencia sirvió para concluir que las corrientes eléctricas son la fuente de los campos magnéticos. Se demostraba que, aunque las cargas eléctricas en reposo carecen de efectos magnéticos, las corrientes eléctricas, es decir, las cargas en movimiento, crean campos magnéticos y se comportan, por lo tanto, como lo hacen los imanes. Este experimento marcó el comienzo de una era en que electricidad y magnetismo iban a ser distintas manifestaciones de una misma interacción: el electromagnetismo.

7.3 Ley de Biot y Savart

El campo magnético creado por una carga eléctrica en movimiento en un punto P cualquiera viene dado por la expresión:



$$\vec{B} = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

Ecuación 7-1

En esta relación, q es el valor de la carga, \vec{v} la velocidad con que se mueve, y \vec{r} es el vector que va dirigido desde la carga hasta el punto P donde se quiere calcular el campo. Además, aparece una nueva constante denominada permeabilidad magnética del vacío μ_0 , que es una constante universal cuyo valor es:

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$$

Generalmente serán los movimientos de cargas en corrientes eléctricas los que originen los campos magnéticos. Para calcular el campo hay aplicar superposición utilizando la expresión anterior. Considerando las cargas libres dq que se mueven por un volumen elemental dv de un conductor, el campo que generan en un punto P será:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 dq}{4\pi} \frac{\vec{v}_a \times \vec{r}}{r^3}$$

A partir de la definición de intensidad de corriente eléctrica que atraviesa un conductor filiforme, podemos expresar dq como $I dt$. Además, el vector velocidad de arrastre puede expresarse a partir de la definición de velocidad instantánea como $\vec{v}_a = \frac{d\vec{\ell}}{dt}$, por lo que el campo magnético elemental puede expresarse en función de la intensidad y el vector desplazamiento $d\vec{\ell}$, obteniendo la ley de Biot y Savart:

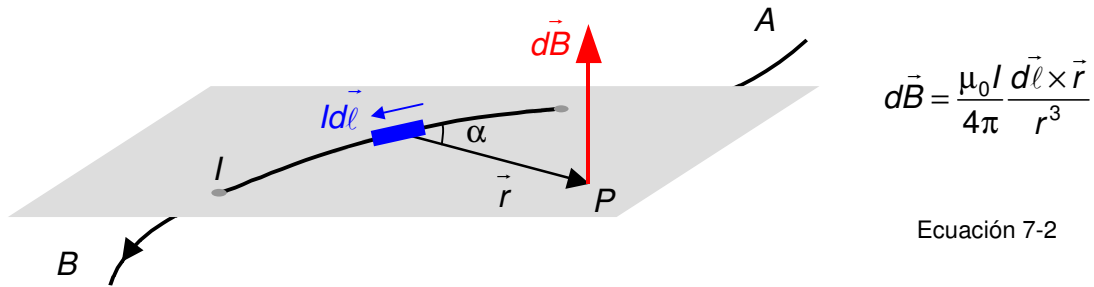


Figura 7-2. Campo magnético elemental producido por un elemento de corriente en el punto P

Esta relación matemática permite calcular el campo magnético que origina un elemento de corriente, es decir, una corriente I de longitud elemental $d\vec{\ell}$, en un punto cualquiera P . Dos detalles requieren que fijemos nuestra atención. En primer lugar, obsérvese que se trata de un producto vectorial, por lo que el campo elemental $d\vec{B}$ es normal al plano formado por \vec{r} y $d\vec{\ell}$. En la figura se ha sombreado el plano formado por $d\vec{\ell}$ y \vec{r} , y por lo tanto, $d\vec{B}$ es perpendicular a ese plano y con el sentido que se obtiene con la regla de la mano derecha.

En segundo lugar, hay que subrayar que la ley de Biot y Savart no está integrada, es decir sirve para obtener el campo magnético elemental originado por una corriente elemental. Si se quiere obtener el campo magnético creado por una corriente (p.e. como una corriente circular) habrá que aplicar superposición integrando la Ecuación 7-2 entre el primer elemento de corriente y el último.

$$\vec{B} = \int_A^B \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{\ell} \times \vec{r}}{r^3}$$

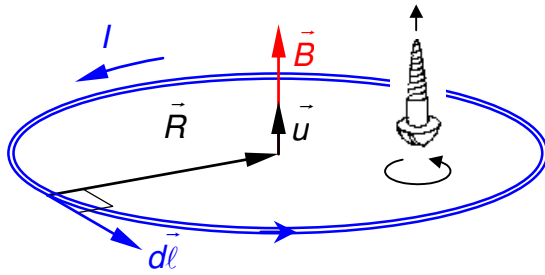
Ecuación 7-3

Esta ecuación general se aplicará a continuación para calcular el campo magnético producido por corrientes con geometría simple.

Campo magnético producido por una espira de corriente en su centro

Se trata de aplicar la Ecuación 7-3 a toda una corriente circular, para lo que habrá que sumar (integrar) los campos elementales producidos por las corrientes elementales a lo largo de toda la circunferencia. En primer lugar, se identifican los elementos de corriente, que son tangentes a la circunferencia. El vector distancia \vec{r} coincide con el radio de la circunferencia en cada punto, por

lo que en todo punto $d\vec{\ell}$ y $\vec{r} = \vec{R}$ forman 90° . Por otra parte, el módulo de \vec{r} es constante e igual al radio, por lo que se obtiene simplificando e integrando:



$$\begin{aligned}\vec{B}_{\text{centro}} &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{d\vec{\ell} \times \vec{R}}{R^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \frac{d\ell R}{R^3} \vec{u} = \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} 2\pi R \vec{u} = \frac{\mu_0 I}{2R} \vec{u}\end{aligned}$$

Figura 7-3. Campo magnético en el centro de una espira

El vector \vec{u} es el unitario del campo magnético, normal al plano de espira y cuyo sentido puede obtenerse con la regla de la mano derecha aplicada a los elementos de corriente (o con la regla del tornillo) aplicada al sentido de giro de la corriente en la espira.

Puede observarse que la espira se comporta del mismo modo que un imán, con su cara norte o cara donde emergen las líneas de campo, y su cara sur, o cara donde se sumergen la líneas de campo.

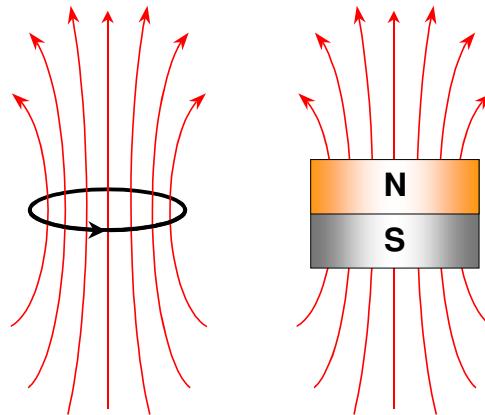


Figura 7-4. Líneas de campo en una espira y en un imán

Ejemplo 7-1

El campo magnético en el centro de una espira de 5 cm de radio por la que circulan 3 A vale:

$$B = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 3}{0,1} = 37,7 \mu\text{T}$$

7.4 Flujo magnético

El flujo elemental del campo magnético a través de una superficie elemental $d\vec{S}$ vale,

$$d\Phi = \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

Y el flujo del campo magnético a través de una superficie cualquiera S es la suma de los flujos elementales:

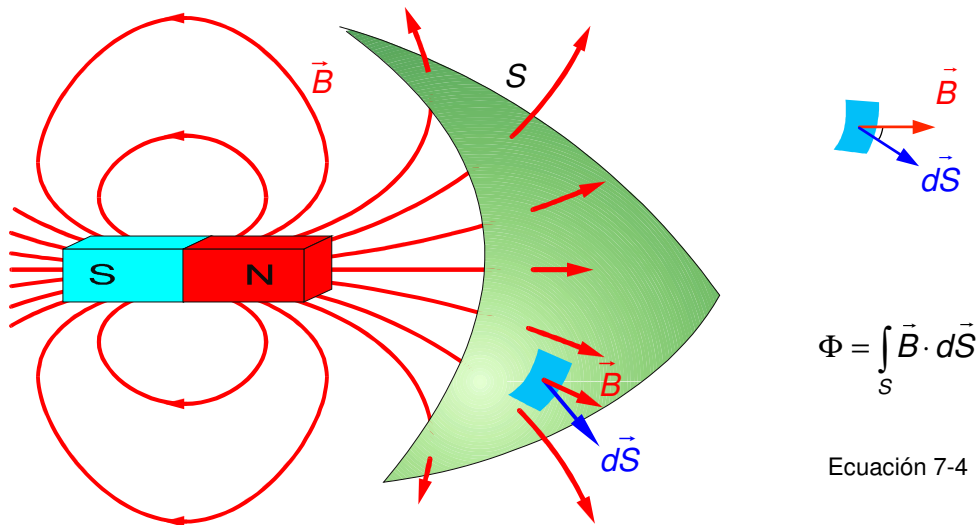


Figura 7-5. Flujo magnético a través de una superficie

El flujo magnético se mide, por tanto, en Tm^2 , que se denomina **weber** (Wb) y es la unidad de flujo magnético en el SI.

En relación al flujo, el campo magnético presenta una diferencia respecto al campo eléctrico, pues si el flujo eléctrico a través de una superficie cerrada depende de las cargas encerradas por dicha superficie (teorema de Gauss), el flujo del campo magnético a través de una superficie cerrada es siempre cero.

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Ecuación 7-5

Este hecho tiene relación con la inexistencia de fuentes y sumideros de líneas de campo magnético, y por tanto, con la inexistencia de monopolos magnéticos. Así como las cargas eléctricas de distinto signo son separables, y en consecuencia, hay fuentes de campo eléctrico (cargas positivas) o sumideros (cargas negativas), los polos de un imán, o las caras norte y sur de una espira, son inseparables. Por este motivo, no existe una ley similar la ley de Gauss de electrostática.

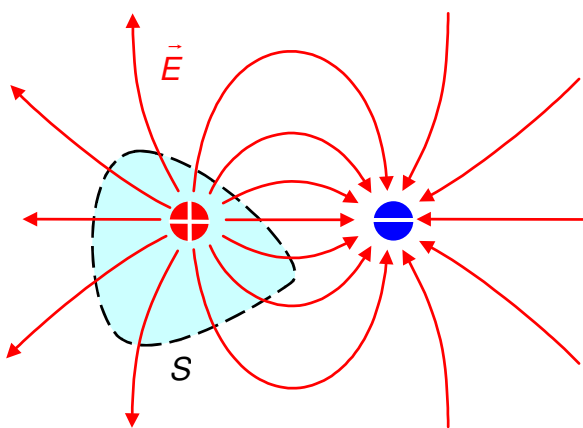


Figura 7-6. Dipolo eléctrico. Es posible rodear una carga con una superficie cerrada, todas las líneas de

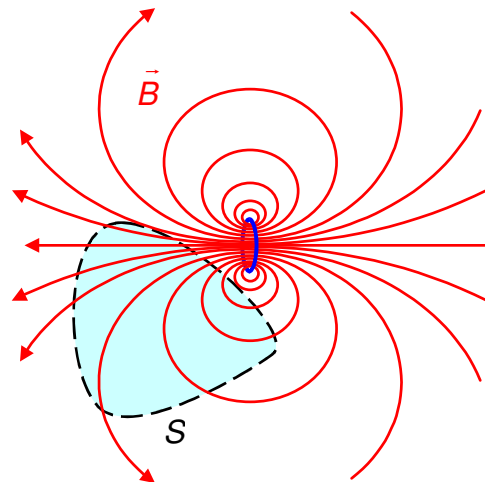


Figura 7-7. Dipolo magnético. No es posible rodear un polo con una superficie cerrada y

campo la atravesarán en el mismo sentido y por tanto habrá un flujo neto a su través

obtener un flujo neto a su través. Las líneas de campo siempre atravesarán dos veces la superficie, entrando y saliendo

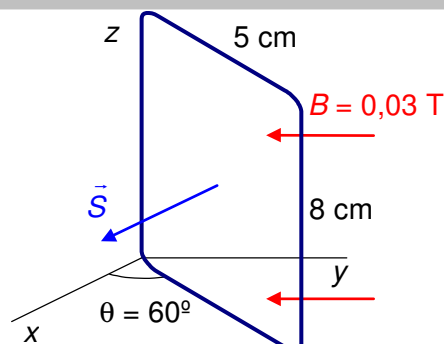
Ejemplo 7-2

Determina el flujo a través de un conjunto de 100 espiras como la de la figura, situadas en el interior de un campo magnético uniforme $\vec{B} = -0,03\vec{j} \text{ T}$.

Solución

El flujo a través del rectángulo vale

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S} = NBS \cos \theta = 100 \cdot 0,03 \cdot 40 \cdot 10^{-4} \cdot \cos 60^\circ = 0,006 \text{ Wb}$$



7.5 Teorema de Ampère

Como se ha comentado al hablar del flujo magnético, así como las líneas del campo eléctrico nacen o terminan en cargas eléctricas, las líneas del campo magnético son curvas cerradas sin fuentes ni sumideros y que rodean corrientes. El campo magnético no es conservativo, existiendo una circulación no nula a lo largo de una curva cerrada. Existe una relación matemática que permite calcular la circulación $C = \oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$ del campo magnético a lo largo de una curva cerrada: se trata del teorema de Ampère, que dice:

La circulación del vector campo magnético a lo largo de una curva cerrada es igual al producto de la constante μ_0 por la suma de las intensidades que atraviesan cualquier superficie limitada por la curva. El signo de la intensidad será positivo si cumple la regla de la mano derecha con el sentido de la circulación, y negativo en caso contrario.

$$C = \oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \sum I$$

Ecuación 7-6

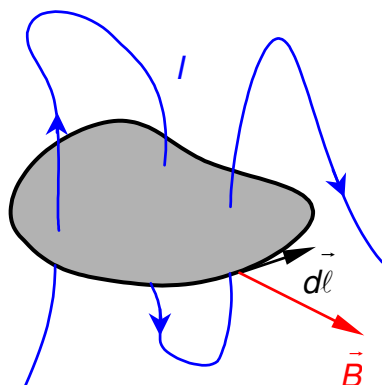


Figura 7-8. La curva cerrada ha rodeado una corriente neta I , por lo que $C = \mu_0 I$

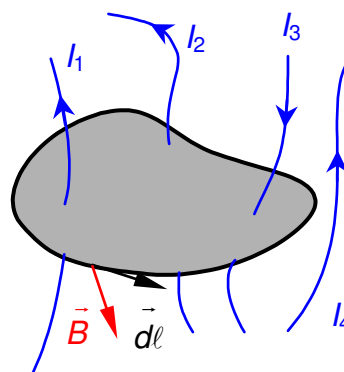


Figura 7-9. La curva cerrada ha rodeado una corriente neta $I_1 + I_2 - I_3$, por lo que $C = \mu_0(I_1 + I_2 - I_3)$

Esto significa que la circulación sólo depende de las corrientes que haya dentro de la curva, y no depende de las que se hallen fuera.

Del mismo modo que ocurría con el teorema de Gauss de la electrostática, el teorema de Ampère se puede utilizar para calcular campos magnéticos producidos por corrientes, pero únicamente en casos en que un alto grado de simetría hace posible el cálculo de la circulación y extraer el campo. A continuación vamos a ver varios casos en que se dan estas condiciones de simetría necesarias para aplicar el teorema.

Campo magnético creado por una corriente rectilínea indefinida

Vamos a calcular el campo magnético producido por una corriente infinita a una distancia x de ésta.

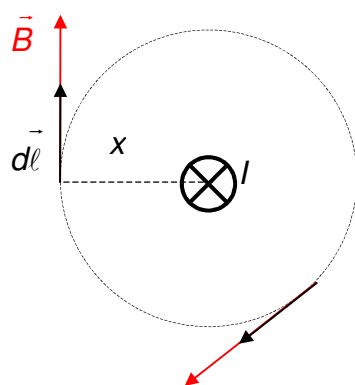


Figura 7-10. Circulación del campo magnético a lo largo de una circunferencia. En la figura la corriente es normal al plano y con sentido hacia dentro.

Dado que el campo magnético no varía de módulo al desplazarse por una circunferencia centrada en el conductor (Figura 7-10), y el campo es tangente a la circunferencia en todo momento, consideremos una circunferencia de radio x como curva en la que aplicar el teorema de Ampère. La circulación de \vec{B} a lo largo de la longitud de la circunferencia es:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \oint B d\ell = B 2\pi x$$

ya que \vec{B} y $d\vec{\ell}$ son paralelos en todo punto de la circunferencia. Finalmente, puesto que la curva rodea la corriente I , aplicando el teorema de Ampère obtenemos:

$$B 2\pi x = \mu_0 I$$

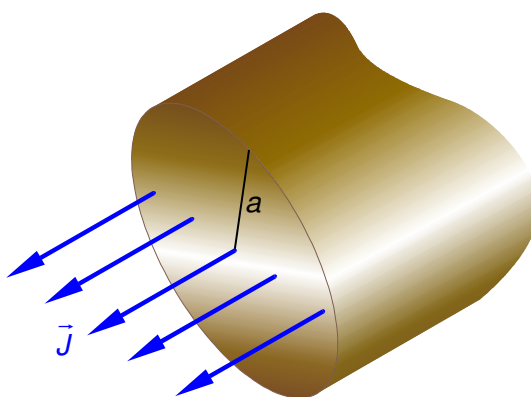
$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x} \quad \text{Ecuación 7-7}$$

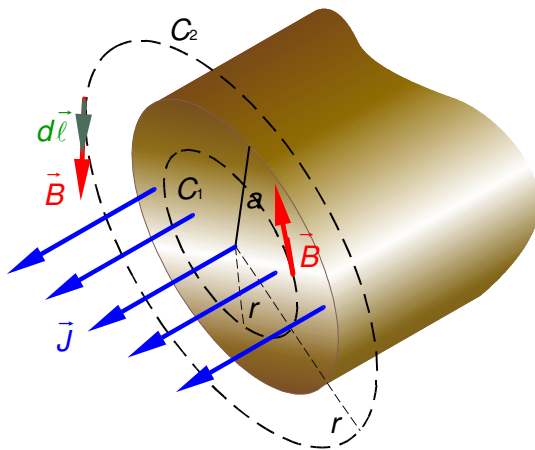
Que es la expresión que utilizaremos para calcular el campo producido por una corriente rectilínea de longitud infinita a una distancia x .

Campo magnético dentro y fuera de un conductor

Vamos a considerar un conductor cilíndrico de radio a por el que circula una corriente homogénea de densidad

$J = \frac{I}{S} = \frac{I}{\pi a^2}$, y vamos a calcular el campo producido por la corriente en dos zonas: fuera del conductor, y dentro.





a) Fuera

Para resolverlo utilizando el teorema de Ampère, recorremos una curva cerrada como C_2 donde el campo es tangente a la circunferencia en todo momento, y donde el campo es uniforme. De este modo, campo y desplazamiento forman 0° en todo momento, y \vec{B} sale fuera de la integral, quedando:

$$\oint_{C_2} \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B\ell = B2\pi r$$

aplicando el teorema a C_2 , la corriente

encerrada es la totalidad, por lo que:

$$2\pi r B = \mu_0 I = \mu_0 J \pi a^2$$

$$B = \frac{\mu_0 J a^2}{2 r}$$

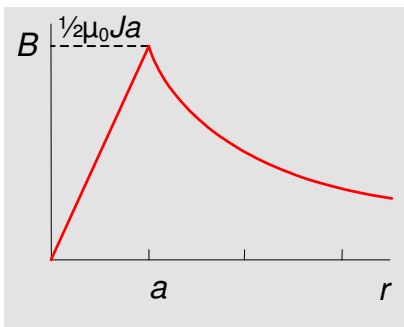
b) Dentro

Del mismo modo que antes, únicamente que ahora la curva C_1 no encierra la totalidad de la corriente, sino únicamente $J\pi r^2$:

$$\oint_{C_1} \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B\ell = B2\pi r$$

$$2\pi r B = \mu_0 J \pi r^2$$

$$B = \frac{\mu_0 J r}{2}$$



El campo en las dos zonas está representado en el gráfico, donde se observa un campo nulo en el eje y un máximo en la superficie del conductor.

Figura 7-11. Campo dentro y fuera del conductor

Ejemplo 7-3

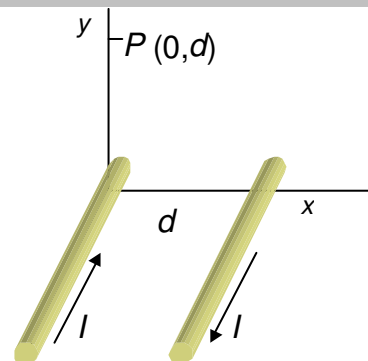
Calcula el campo magnético producido por dos corrientes indefinidas de sentido contrario de intensidad I , separadas una distancia d en el punto $P(0,d)$, tal como muestra la figura.

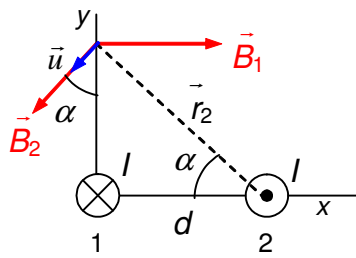
Solución

El campo total en el punto P es la suma vectorial del ejercido por ambas corrientes

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2$$

Aplicando la Ecuación 7-7 y el sentido del campo según la Figura 7.10:





$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I}{2\pi d} \vec{i}$$

$$\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{2\pi d\sqrt{2}} \vec{u}$$

Podemos descomponer \vec{B}_2 en las componentes cartesianas como:

$$\vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{2\pi d\sqrt{2}} \vec{u} = \frac{\mu_0 I}{2\pi d\sqrt{2}} (-\sin\alpha \vec{i} - \cos\alpha \vec{j}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi d\sqrt{2}} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \vec{i} - \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{j}\right)$$

Quedando finalmente,

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I}{2\pi d} \vec{i} + \frac{\mu_0 I}{2\pi d\sqrt{2}} \frac{-1}{\sqrt{2}} (\vec{i} + \vec{j}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi d} (\vec{i} - \vec{j})$$

Definición de amperio

Las corrientes producen, como se ha visto, campos magnéticos, y éstos a su vez, ejercen fuerzas sobre las corrientes. Si dos corrientes rectilíneas, paralelas, indefinidas I_1 e I_2 , que circulan en el mismo sentido, están separadas una distancia d , tal como muestra la figura, el campo que I_1 produce donde se encuentra I_2 vale:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}$$

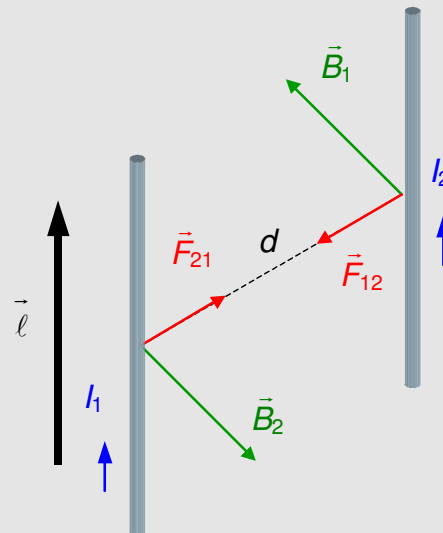
y el que I_2 produce donde se encuentra I_1 ,

$$B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi d}$$

En ambos casos el campo es normal al plano formado por las dos corrientes. Como consecuencia aparecerán sendas fuerzas sobre I_1 e I_2 que, para un tramo de longitud ℓ , valen:

$$\vec{F}_{21} = I_1 \vec{\ell} \times \vec{B}_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \ell (\vec{u})$$

$$\vec{F}_{12} = I_2 \vec{\ell} \times \vec{B}_1 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} \ell (-\vec{u})$$



que son iguales en módulo y de sentido contrario. Por este motivo, los dos conductores se atraen. Un análisis similar puede hacerse en caso de corrientes de sentido contrario, en cuyo caso éstas se repelen.

Este hecho se ha utilizado y se utiliza para definir el amperio, que es la unidad fundamental adicional a las de la mecánica necesaria para el electromagnetismo, y como tal se define de modo arbitrario pero con el criterio de que sea un procedimiento fiel y fácilmente reproducible.

El amperio es la intensidad de una corriente constante que, mantenida entre dos conductores paralelos rectilíneos, de longitud infinita, de sección circular despreciable y colocados a la distancia de un metro uno del otro en el vacío, producirá una fuerza igual a $2 \cdot 10^{-7}$ N por metro de longitud.

Campo magnético en el interior de un solenoide recto muy largo

También puede utilizarse el teorema de Ampère para calcular el campo magnético en el interior de un solenoide modelo que sea muy largo comparado con su radio. En esta situación, puede considerarse que el campo es nulo en el exterior, y uniforme en el interior. Se trata de una simplificación del solenoide recto real, pero esta aproximación es bastante acertada cuando la relación entre la longitud y el radio es grande, como se trató en el apartado 7.3. al aplicar la ley de Biot y Savart.

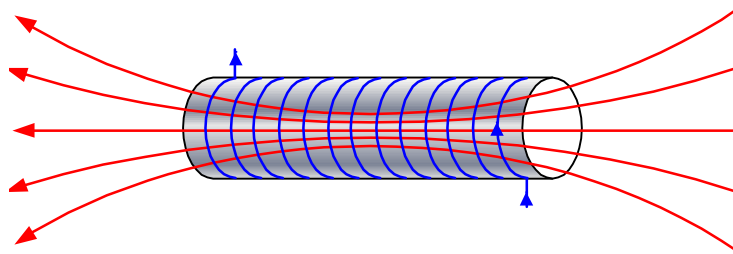


Figura 7-12. Si el solenoide no es estrecho (radio comparable a su longitud), el campo magnético en el interior no puede considerarse uniforme, ni nulo en el exterior

De esta forma, vamos a calcular el campo magnético en el interior de un solenoide de N espiras y longitud L mucho mayor que su radio mediante el teorema de Ampère. Para poder utilizar dicho teorema se necesita una curva cerrada en la que calcular la circulación. Con las aproximaciones explicadas antes, resulta adecuado escoger un rectángulo como el de la Figura 7-13. Un lado del rectángulo es paralelo al eje del solenoide en el interior, otro por fuera, y otros dos son transversales al eje del solenoide.

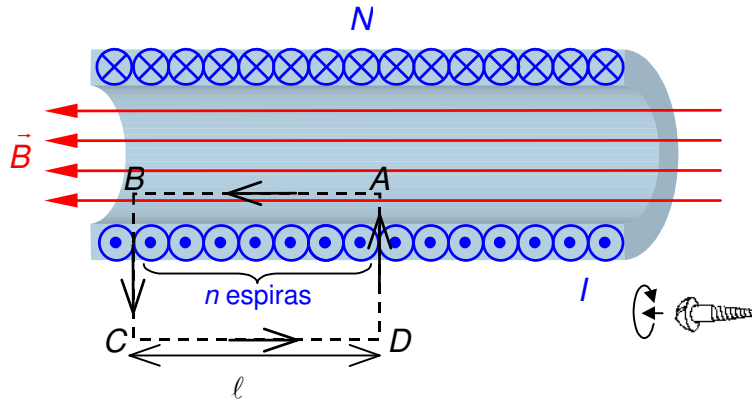


Figura 7-13. Tramo de un solenoide muy largo de N espiras. La corriente en las espiras es saliente por abajo, y entrante por arriba.

La circulación en el sentido $ABCD$ nos dará:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \int_A^B \vec{B} \cdot d\vec{\ell} + \int_B^C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} + \int_C^D \vec{B} \cdot d\vec{\ell} + \int_D^A \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$$

pero el tramo de C a D tiene circulación nula por ser nulo el campo, y los tramos DA y BC también tienen circulación nula por formar el campo y $d\vec{\ell}$ 90° en la parte de dichos lados interior al solenoide, y ser cero el campo en la parte exterior al solenoide. De esta forma, sólo queda el tramo AB , donde el campo se supone paralelo al lado AB y uniforme a lo largo del mismo, con lo cual se obtiene $B\ell = \mu_0 nI$, siendo n el número de espiras contenidas en el tramo de longitud ℓ , con lo cual

$$B = \frac{\mu_0 nI}{\ell}$$

Finalmente hay que tener cuenta que n/ℓ es igual al número total de espiras N dividido por la longitud total del solenoide L .

Campo magnético en el interior de un solenoide recto de longitud L mucho mayor que su radio, que consta de N espiras, y por el que circula una corriente I .

$$B = \frac{\mu_0 NI}{L}$$

Ecuación 7-7

Una barra magnética creará un campo magnético en su interior similar a un solenoide recto, ya que sus electrones giran con los ejes orientados en la misma dirección, de tal forma que equivale a una circulación de corriente en la superficie de la barra.

Ejemplo 7-4

Determina el flujo magnético a través de un solenoide de 25 cm de longitud, 1 cm de radio y 4000 vueltas por el que circulan 4 A.

Solución

El campo magnético en el interior del solenoide recto propuesto, con una longitud 25 veces superior al radio, se considera uniforme y de valor:

$$B = \frac{\mu_0 N I}{L}$$

y el flujo que atraviesa una espira es BS , por lo que a través de N espiras valdrá,

$$\Phi = \frac{\mu_0 N^2 I S}{\ell} = \frac{\mu_0 N^2 I \pi r^2}{\ell} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} 4000^2 \cdot 4\pi \cdot 0,01^2}{0,25} = 0,101 \text{ Wb}$$

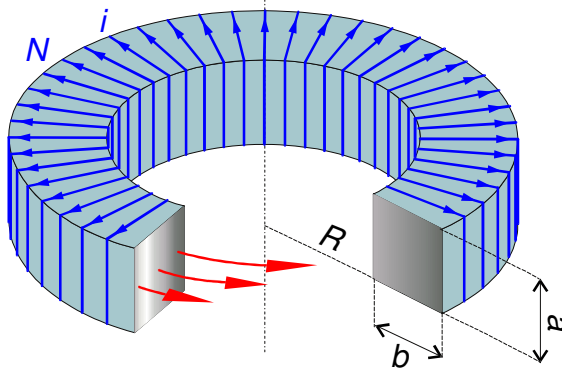
Campo magnético en el interior de un solenoide toroidal

Un solenoide toroidal es un solenoide cuyas espiras están dispuestas como si fueran un anillo. El campo es prácticamente nulo en el exterior del solenoide, y sólo hay campo en el interior. Si se aplica el teorema de Ampère escogiendo como curva cerrada una circunferencia centrada en el eje del toro, y que pase por el interior, la circulación valdrá:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = B 2\pi r$$

y la corriente encerrada, ahora es Ni , quedando:

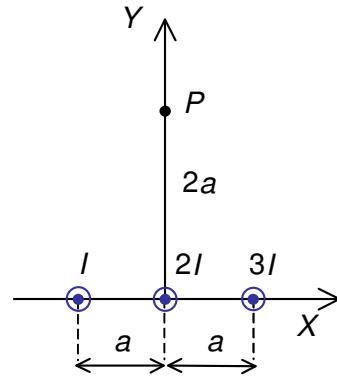
$$B = \frac{\mu_0 N i}{2\pi r}$$



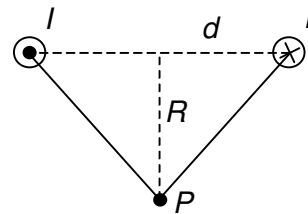
7.6 Problemas

1. La figura representa tres hilos conductores rectilíneos y paralelos, de longitud indefinida, recorridos por intensidades I , $2I$ y $3I$, todas ellas en el mismo sentido. Calcula el campo magnético creado por dichas corrientes en el punto P .

Sol: $\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{10\pi a} (-13\vec{i} - 2\vec{j})$

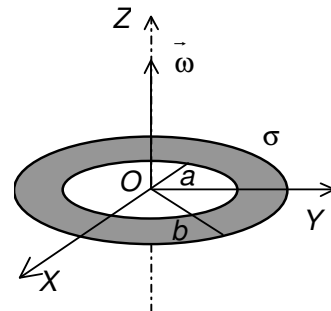


2. Dos conductores largos, paralelos, separados una distancia d llevan corrientes iguales antiparalelas I . Demuestra que el módulo del campo magnético en el punto P que equidista de los dos conductores está dado por la expresión $B = 2\mu_0 I d / \pi(4R^2 + d^2)$



3. Una corona circular, cargada con densidad superficial de carga σ de radios a y b , gira con velocidad angular $\vec{\omega}$ alrededor de su eje. Calcula el campo magnético creado en su centro O .

Sol: $(\mu_0 \sigma \omega / 2)(b - a)\vec{k}$

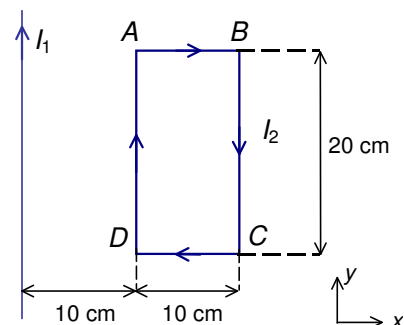


4. Un conductor rectilíneo de longitud indefinida es recorrido por una intensidad $I_1 = 30$ A. Un rectángulo $ABCD$, cuyos lados BC y DA son paralelos al conductor rectilíneo, está en el mismo plano que el conductor, y es recorrido por $I_2 = 10$ A. Calcula la fuerza ejercida sobre cada lado del rectángulo por el campo magnético creado por el conductor rectilíneo.

Sol: $\vec{F}_{AD} = 12 \cdot 10^{-5} (-\vec{i})$ N

$\vec{F}_{BC} = 6 \cdot 10^{-5} \vec{i}$ N

$\vec{F}_{AB} = 4,16 \cdot 10^{-5} \vec{j}$ N = $-\vec{F}_{CD}$



5. El campo magnético \vec{B} en una cierta región del espacio es de 2 T, y su dirección la del eje X en el sentido positivo.

a) ¿Cuál es el flujo a través de la superficie $abcd$ de la figura?

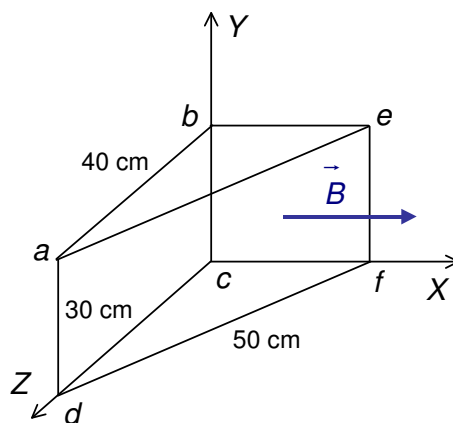
b) ¿Cuál es el flujo a través de la superficie $befc$?

c) ¿Y a través de la $aefd$?

Sol: a) $\Phi = -0,24 \text{ Wb}$

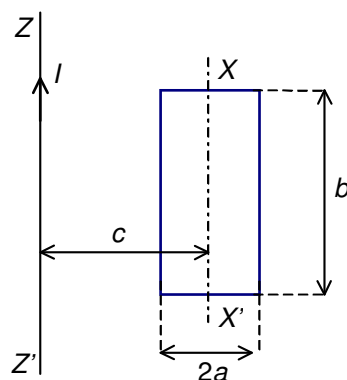
b) $\Phi = 0$

c) $\Phi = 0,24 \text{ Wb}$



6. Un conductor rectilíneo, indefinido, $z'z$ está recorrido por una corriente de intensidad I . La superficie rectangular de la figura de lados $2a$ y b , puede girar en torno a su eje $x'x$ paralelo al $z'z$, del que dista una distancia c . Inicialmente el plano de la superficie contiene al conductor $z'z$. Calcula la variación de flujo magnético creado por I a través de la superficie cuando ésta gira un ángulo de $\pi/2$ en torno a $x'x$.

Sol: $\Phi_2 - \Phi_1 = \frac{\mu_0 b I}{2\pi} \ln \frac{c+a}{c-a}$



7. Un cable coaxial muy largo está formado por dos conductores concéntricos de radio a el interior, y radios b y c el exterior (radios interno y externo). Por los conductores circula la misma intensidad de corriente I pero en sentido opuesto. Calcula el campo magnético en: a) a una distancia $r < a$, b) a una distancia $a < r < b$ entre los dos conductores, c) a una distancia $b < r < c$ interior al conductor exterior, y d) fuera del cable a $r > c$.

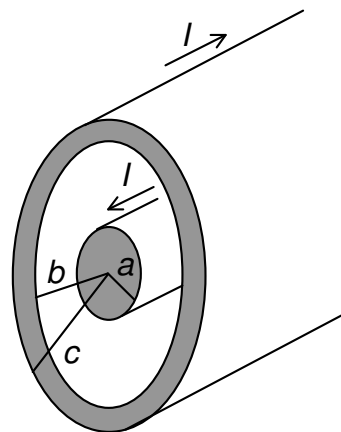
Sol: a) $\mu_0 I / 2\pi a^2$

b) $\mu_0 I / 2\pi r$

c) $\mu_0 I ((c^2 - r^2) / (c^2 - b^2)) / 2\pi r$

d) 0

En todos los casos, \vec{B} es perpendicular al eje del cable y al vector \vec{u}_r , y sentido indicado por la regla de la mano derecha.



GLOSARIO

Permeabilidad magnética del vacío: Constante universal cuyo valor es $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$

Ley de Biot y Savart: El campo magnético elemental $d\vec{B}$ originado por una corriente elemental $I d\vec{\ell}$, en un punto cualquiera dado por el vector de posición \vec{r} vale

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{\ell} \times \vec{r}}{r^3}$$

Campo producido por una corriente rectilínea infinita: a una distancia r :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

dirección normal al plano formado por la corriente y el punto, y sentido el de aplicar la regla del tornillo al sentido de la corriente.

Campo en el interior de un solenoide de N vueltas, de longitud L por el que circula una corriente I

$$B = \frac{\mu_0 NI}{L}$$

dirección del eje del solenoide y sentido el de aplicar la regla del tornillo al sentido de la corriente.

Flujo del campo magnético a través de una superficie cerrada

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Weber (Wb) es la unidad de flujo magnético en el SI, y equivale a Tm^2

Teorema de Ampère. La circulación del vector campo magnético a lo largo de una curva cerrada es igual al producto de la constante μ_0 por la suma de las intensidades que atraviesan cualquier superficie limitada por la curva. El signo de la intensidad será positivo si cumple la regla de la mano derecha con el sentido de la circulación, y negativo en caso contrario.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \sum I$$