

CLASE 12

SEGUIMOS CON MAGNETISMO

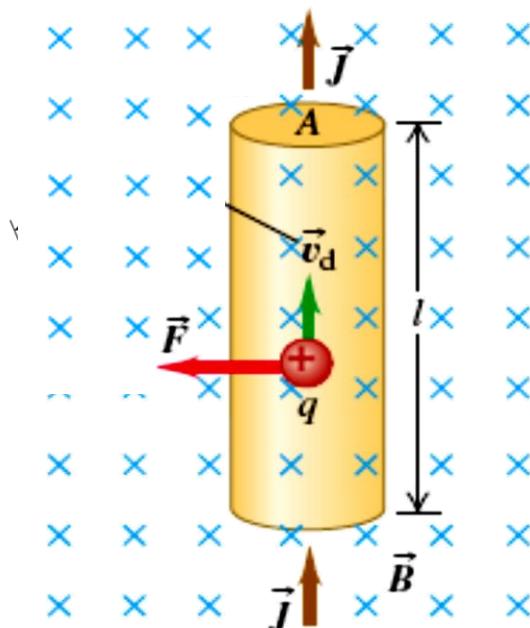
FUENTES DEL CAMPO MAGNÉTICO

- ✓ *Campo magnético creado por cargas puntuales en movimiento*
- ✓ *Campo magnético creado por corrientes eléctricas:
ley de Biot y Savart*
- ✓ *Ley de Gauss para el magnetismo*
- ✓ *Ley de Ampère*

FUERZA MAGNÉTICA SOBRE UN CONDUCTOR QUE TRANSPORTA CORRIENTE

Cuando por un cable situado en el interior de un campo magnético circula una corriente, existe una fuerza que se ejerce sobre el conductor que es simplemente la suma de las fuerzas magnéticas sobre las partículas cargadas cuyo movimiento produce la corriente.

- ✓ tenemos un alambre corto de área de sección transversal A y de longitud L por el cual circula una corriente I



- ✓ si el alambre está en el interior de un \vec{B}
- ✓ sobre cada carga, la fuerza magnética es

$$\vec{F} = q \vec{v}_d \times \vec{B}$$

\vec{v}_d velocidad de desplazamiento

- ✓ n es el número de cargas por unidad de volumen multiplicado por el volumen AL

$$\vec{F} = (q \vec{v}_d \times \vec{B}) n AL$$

$$\vec{F} = (q\vec{v}_d \times \vec{B})nAL$$

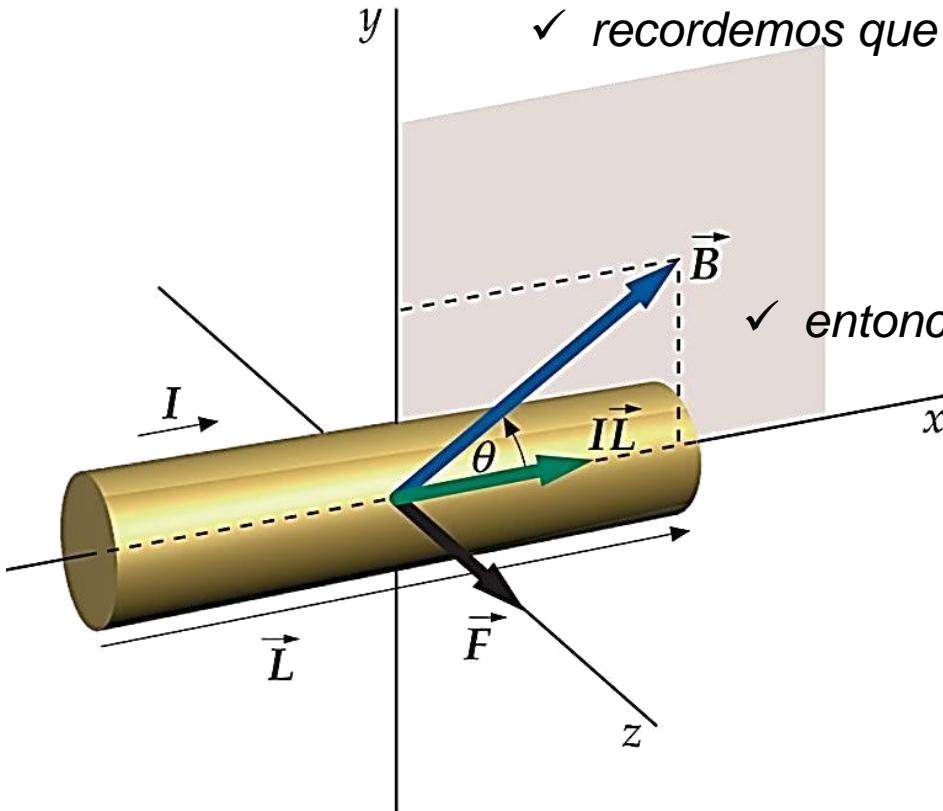
✓ recordemos que la corriente que circula por el segmento es

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = qnA\vec{v}_d$$

✓ entonces la fuerza puede escribirse en la forma:

$$\boxed{\vec{F} = I\vec{L} \times \vec{B}}$$

donde \vec{L} es un vector cuyo módulo es la longitud del segmento y la dirección es paralela a la corriente, en el mismo sentido



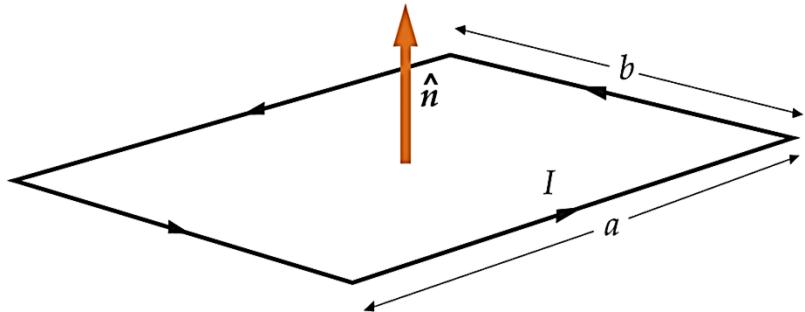
Si elegimos un segmento suficientemente pequeño $d\vec{l}$, la fuerza que actúa sobre dicho segmento será:

$$\boxed{d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}}$$

$I d\vec{l}$, se denomina **elemento de corriente**

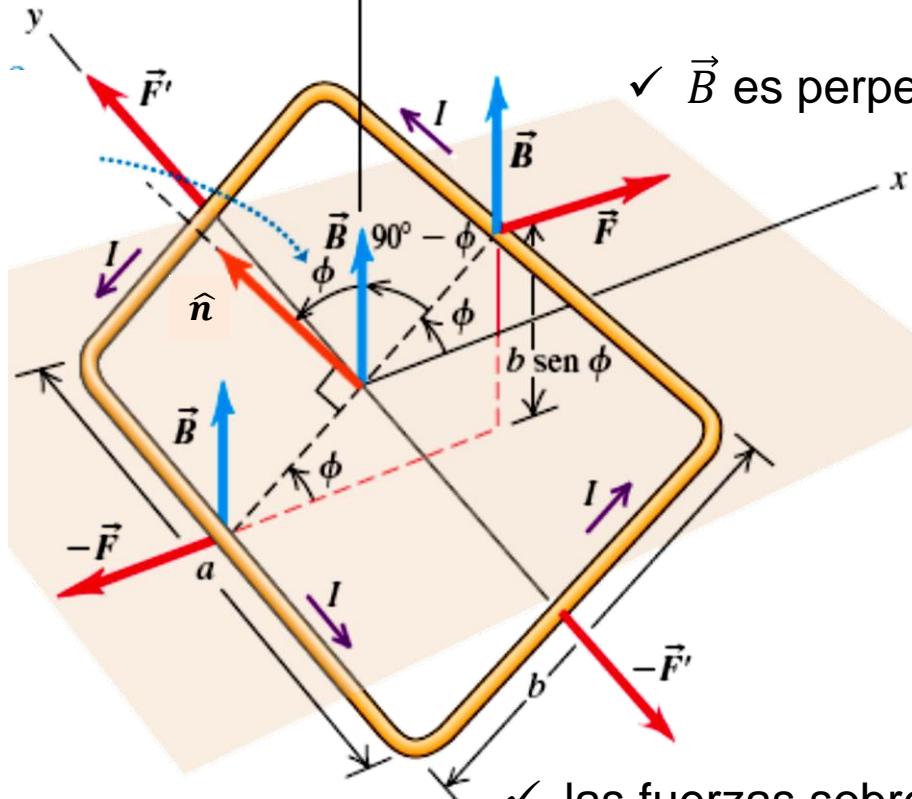
MOMENTO DE FUERZA (TORQUE) SOBRE ESPIRAS DE CORRIENTE E IMANES

Una espira portadora de corriente no experimenta ninguna fuerza neta cuando se encuentra en un campo magnético uniforme, pero sobre ella se ejerce **un par de torsión** neto que tiende a girarla.



- ✓ consideraremos una espira rectangular de lados a y b cuya orientación está dada por el vector unitario \hat{n} perpendicular al plano de la espira
- ✓ la espira transporta una corriente I
- ✓ \hat{n} forma un ángulo ϕ con el campo magnético \vec{B}
- ✓ analicemos las fuerzas ejercidas por un campo magnético uniforme sobre la espira

$$\vec{F} = I\vec{L} \times \vec{B}$$



✓ la fuerza sobre el lado derecho de la espira va hacia la derecha, en la dirección $+x$

✓ \vec{B} es perpendicular a la dirección de la corriente, y la fuerza sobre este lado tiene magnitud:

$$F = IaB$$

✓ sobre el lado opuesto de la espira actúa una fuerza $-F$ con la misma magnitud pero dirección opuesta

✓ los lados con longitud de b forman un ángulo $(90^\circ - \phi)$ con la dirección de \vec{B}

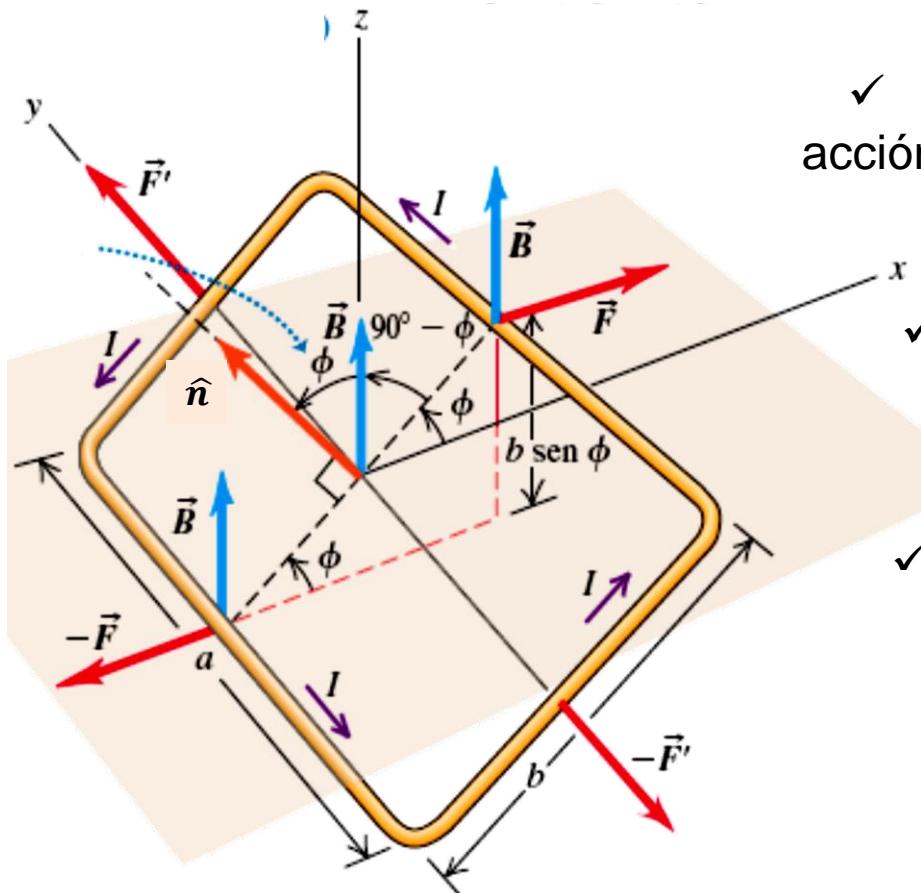
✓ las fuerzas sobre estos lados son los vectores \vec{F}' y $-\vec{F}'$; su magnitud está dada por

$$F' = IbB\sin(90^\circ - \phi) = IbB\cos\phi$$

✓ las líneas de acción de ambas fuerzas están sobre el eje y

La fuerza neta sobre una espira de corriente en un campo magnético uniforme es igual a cero.

La fuerza neta sobre una espira de corriente en un campo magnético uniforme es igual a cero. Sin embargo, analicemos qué pasa con los pares de torsión.



- ✓ las fuerzas \vec{F} y $-\vec{F}$ tienen la misma línea de acción, por lo que generan un par de torsión neto de cero

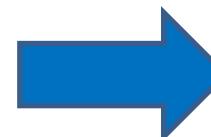
- ✓ ahora, \vec{F} y $-\vec{F}$ quedan en distintas líneas de acción y cada una origina un par de torsión con respecto al eje y

- ✓ el brazo de momento, es decir la distancia perpendicular desde el eje de rotación hasta la línea de acción de la fuerza, para cada fuerza es

$$\left(\frac{b}{2}\right) \operatorname{sen}(\phi)$$

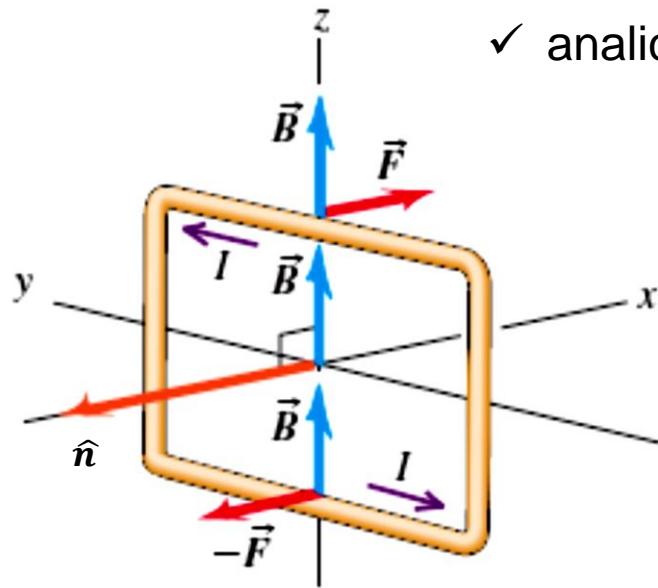
- ✓ entonces, la magnitud del par de torsión neto es

$$\tau = 2F \left(\frac{b}{2}\right) \operatorname{sen}(\phi) \quad \text{donde, } F = IaB$$



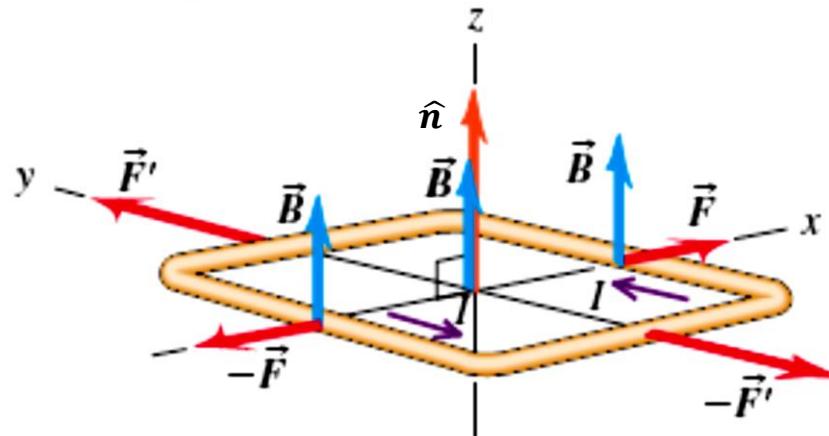
$$\tau = (IBa)(bsen\phi)$$

$$\tau = (IBa)(b \operatorname{sen} \phi)$$



✓ analicemos los valores del ángulo que forman el campo magnético \vec{B} y el vector unitario \hat{n}

el par de torsión es **máximo cuando** $\phi = 90^\circ$



el par de torsión es **igual a cero cuando**
 $\phi = 0^\circ$ o $\phi = 180^\circ$

$$\tau = (IBa)(bsen\phi)$$

- ✓ si consideramos que el área A de la espira es igual a ab , entonces reemplazamos y tenemos que,

$$\tau = IBAsen\phi$$

El momento puede escribirse en función del **momento dipolar magnético μ (momento magnético)** de la espira de corriente definido por:

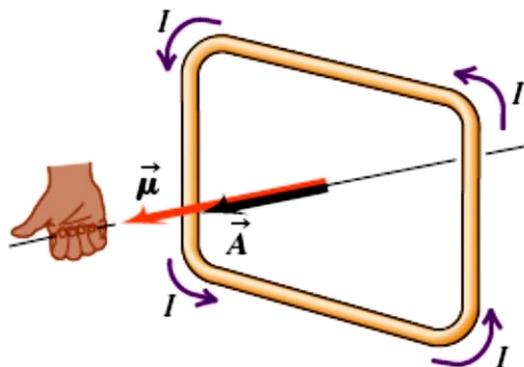
$$\mu = IA$$

✓ reemplazando obtenemos,

$$\tau = \mu Bsen\phi$$

donde ϕ es el ángulo entre la normal a la espira y \vec{B}

dipolo magnético

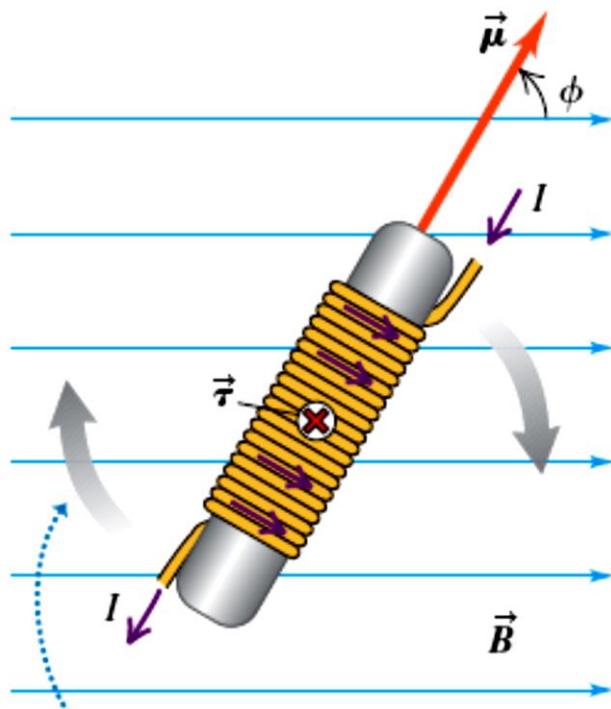


$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

SI= A·m²

Un **solenoide** es un alambre enrollado en forma de una hélice con espiras muy próximas entre sí. El par de torsión total sobre un solenoide en un campo magnético es simplemente la suma de los pares de torsión de las vueltas individuales.

- ✓ para un solenoide de N vueltas en un campo uniforme B , el momento magnético es



$$\mu = NIA$$

- ✓ entonces,

$$\tau = NIBA \operatorname{sen} \phi$$

donde ϕ es el ángulo entre el eje del solenoide y la dirección del campo

$$\vec{\mu} = NIA \hat{n}$$

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

El efecto del par de torsión que tiende a hacer girar el solenoide hacia una posición donde su eje es paralelo al campo magnético.

ENERGÍA POTENCIAL DE UN DIPOLO MAGNÉTICO EN UN CAMPO MAGNÉTICO

Cuando un dipolo magnético cambia de orientación en un campo magnético, este campo magnético realiza trabajo sobre el dipolo.

- ✓ si tenemos un desplazamiento angular infinitesimal $d\phi$, el trabajo realizado es

$$dW = -\tau d\phi = -\mu B \sin \phi d\phi$$

donde ϕ es el ángulo entre $\vec{\mu}$ y \vec{B}

el signo menos?

- ✓ haciendo el trabajo igual a la disminución de energía potencial, tenemos

$$dU = -dW = \mu B \sin \phi d\phi$$

- ✓ integrando, llegamos a la expresión

$$U = -\mu B \cos \phi + U_0$$

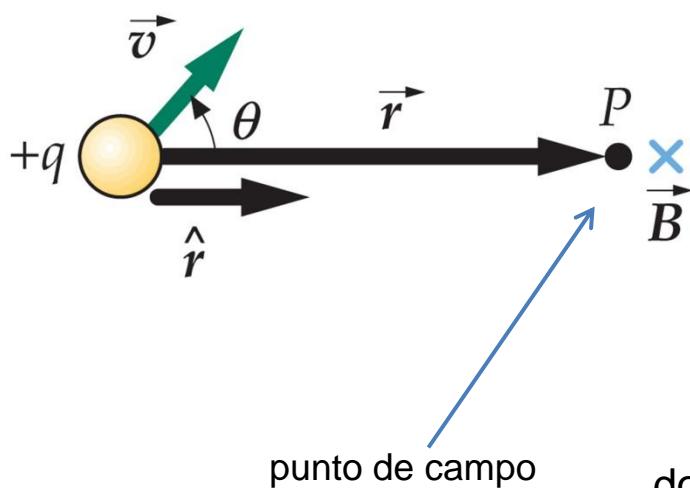
- ✓ si $U_0 = 0$ cuando $\phi = 90^\circ$,

Energía potencial en un dipolo magnético:

$$U = -\mu B \cos \phi = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

CAMPO MAGNÉTICO CREADO POR CARGAS PUNTUALES EN MOVIMIENTO

Una carga puntual q que se mueve con velocidad \vec{v} produce un campo magnético \vec{B} en un punto P en la dirección $\vec{v} \times \hat{r}$, siendo \hat{r} el vector unitario dirigido desde la carga al punto P .



✓ el campo magnético es perpendicular al plano del pizarrón

✓ varía inversamente al cuadrado de la distancia desde la carga al punto P

✓ y es proporcional al seno del ángulo que forman \vec{v} y \hat{r}

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} (q \vec{v} \times \hat{r}) / r^2$$

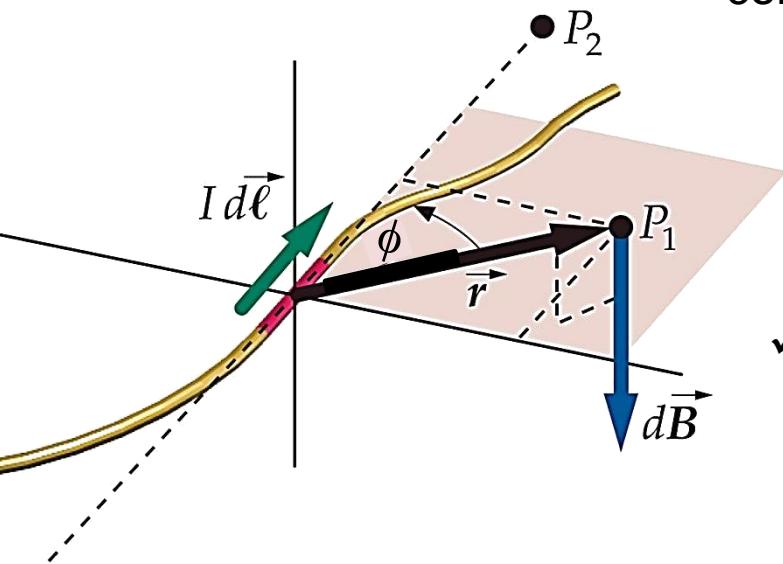
donde \hat{r} es un vector unitario que apunta desde la carga q , que se mueve con velocidad \vec{v} , al punto del campo P

μ_0 es una constante de proporcionalidad llamada **permeabilidad del espacio libre**

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T}\cdot\text{m/A} = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$$

CAMPO MAGNÉTICO DE UN ELEMENTO DE CORRIENTE

El campo magnético total generado por varias cargas en movimiento es la suma vectorial de los campos generados por las cargas individuales.



- ✓ consideremos un segmento corto $d\vec{l}$ de un conductor que transporta corriente con área de la sección transversal es A
- ✓ el volumen del segmento es Adl
- ✓ si hay n partículas con carga en movimiento por unidad de volumen, siendo q la carga de cada partícula, la carga total en movimiento será

$$dQ = nqAdl$$

- ✓ las cargas en movimiento en este segmento son equivalentes a una sola carga con velocidad igual a la velocidad de deriva v_d . Entonces, en cualquier punto P

$$\left. \begin{aligned} \vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi} (q \vec{v} \times \hat{r}) / r^2 \\ B &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{|q| v \sin \phi}{r^2} \end{aligned} \right\}$$

$$dB = \frac{\mu_0 |dQ| v_d \sin \phi}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 n |q| v_d A dl \sin \phi}{4\pi r^2} =$$

$$I = \frac{dQ}{dt} = nqv_d A$$

$$dB = \frac{\mu_0 |dQ| v_d \sin\phi}{4\pi r^2} = \frac{\mu_0 n |q| v_d A d \sin\phi}{4\pi r^2} =$$

✓ reemplazando,

$$dB = \frac{\mu_0 I d \sin\phi}{4\pi r^2}$$

En forma vectorial, usando el vector unitario \hat{r} , tenemos que el campo magnético de un elemento de corriente es:

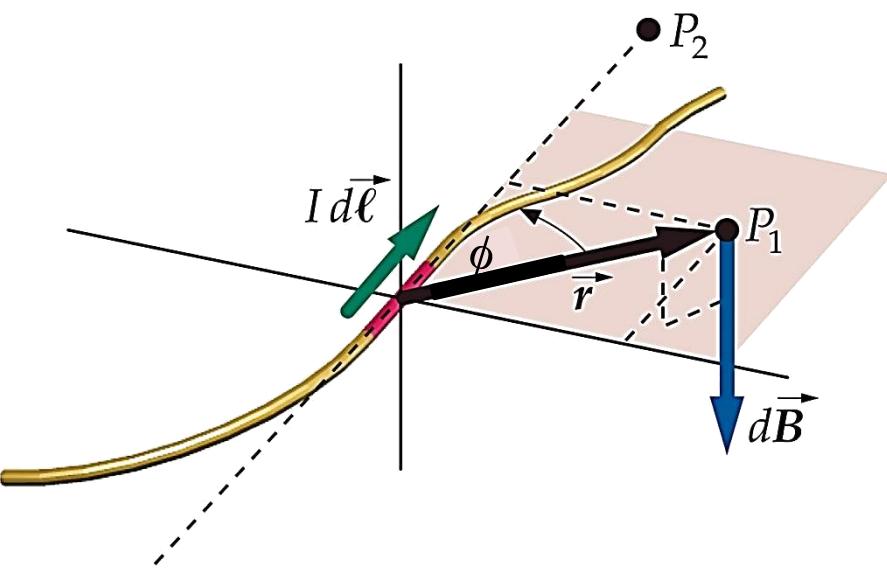
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{l} \times \hat{r}}{4\pi r^2}$$

✓ donde $d\vec{l}$ es un vector con longitud dl , en la misma dirección que la corriente en el conductor.

Ley de Biot y Savart da el campo magnético creado por un elemento de un conductor que transporta una corriente I .

CAMPO MAGNÉTICO CREADO POR CORRIENTES ELÉCTRICAS: ley de BIOT y SAVART

La ley de Biot y Savart da el campo magnético creado por un elemento de un conductor que transporta una corriente I .



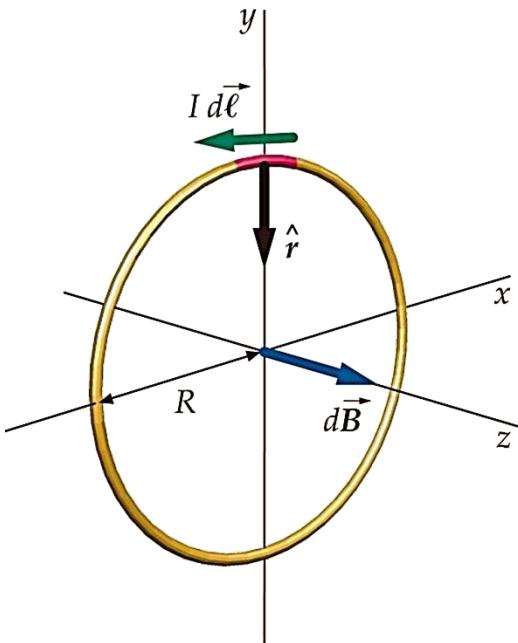
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{l} \times \hat{r}}{4\pi r^2}$$

El elemento de corriente $Id\vec{l}$ produce un campo magnético $d\vec{B}$ en el punto P_1 que es perpendicular tanto a $Id\vec{l}$ como a \hat{r}

Este elemento no produce campo magnético en el punto P_2 que está en la misma línea de $Id\vec{l}$

CAMPO MAGNÉTICO DEBIDO A UNA ESPIRA DE CORRIENTE

Nos proponemos calcular el campo magnético en el centro de una espira de corriente circular.



- ✓ consideraremos un elemento de corriente $Id\vec{l}$ de una espira de corriente de radio R y el vector unitario \hat{r} dirigido desde el elemento de corriente hacia el centro de la espira
- ✓ el campo magnético magnético en el centro viene dado por

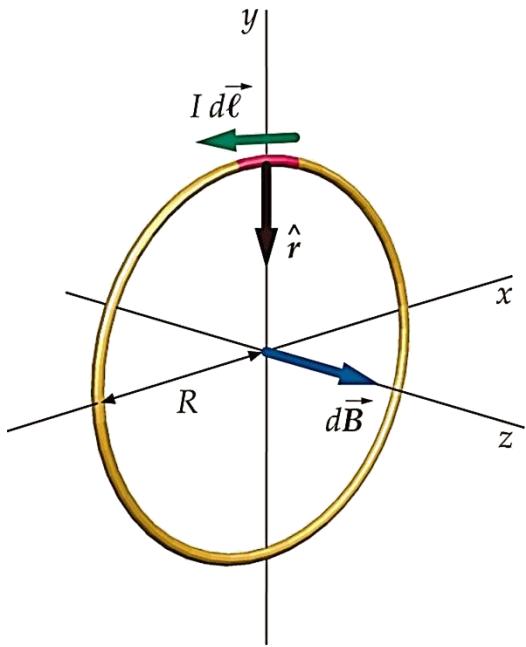
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{l} \times \hat{r}}{4\pi r^2}$$

$$dB = \frac{\mu_0 I dl \sin \phi}{4\pi R^2}$$

- ✓ donde ϕ es el ángulo que forma $d\vec{l}$ y \hat{r} , y vale 90° para cada elemento de corriente

- ✓ la corriente total se obtiene integrando

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \oint dl$$



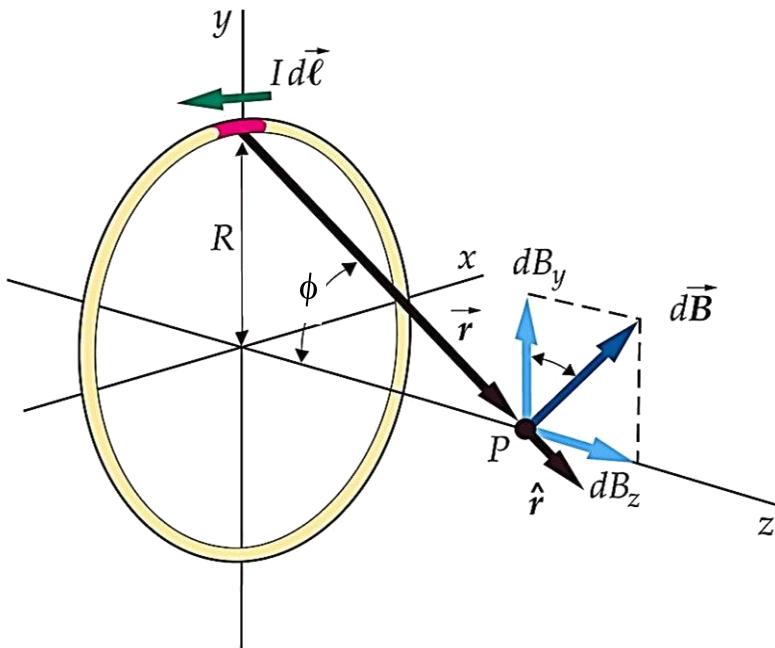
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \oint dl$$

donde la integral de dl alrededor de la espira completa es $2\pi R$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

B en el centro de una espira de corriente

Ahora calculemos el campo magnético en un punto del eje de una espira de corriente circular.



- ✓ elegimos un punto sobre el eje de la espira a una distancia z de su centro y el elemento de corriente $Id\vec{l}$ en la parte superior de la espira
- ✓ $Id\vec{l}$ es tangente a cada punto de la espira y perpendicular al vector \vec{r}
- ✓ el campo magnético en el punto P es perpendicular a \hat{r} y también a $Id\vec{l}$

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{|d\vec{l} \times \hat{r}|}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{(z^2 + R^2)}$$

donde $r^2 = z^2 + R^2$ y $d\vec{l}$ perpendicular a \hat{r} , de modo que $|d\vec{l} \times \hat{r}| = dl$

- ✓ analicemos las componentes de $d\vec{B}$

$$\frac{dB_y}{dB_z}$$

$$|d\vec{B}| = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{|d\vec{l} \times \hat{r}|}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{(z^2 + R^2)}$$

$$dB_z = dB \sin \phi = \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl}{(z^2 + R^2)} \right) \left(\frac{R}{\sqrt{z^2 + R^2}} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IRdl}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$

✓ integrando dB_z alrededor de la espira

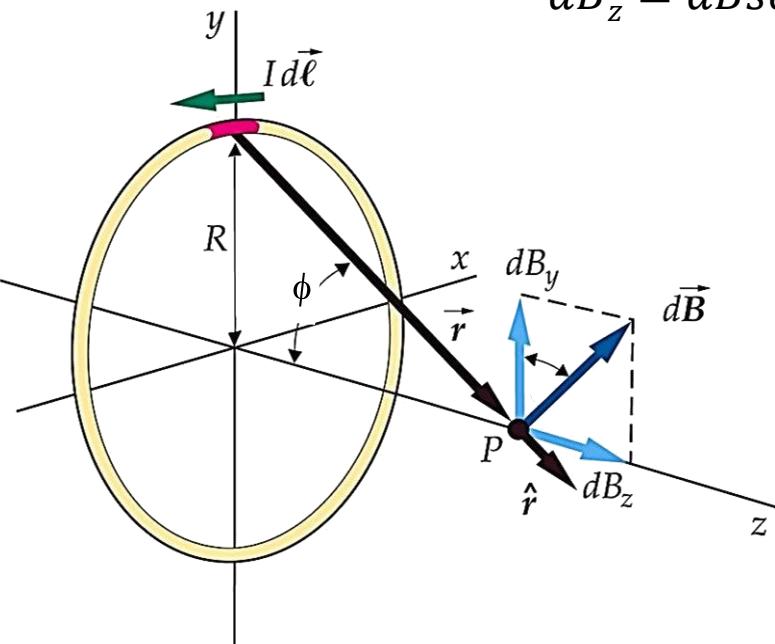
$$B_z = \oint dB_z = \oint = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{(z^2 + R^2)^{3/2}} dl$$

✓ como z y R no varían al sumar para todos los elementos de la espira

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{(z^2 + R^2)^{3/2}} \oint dl$$

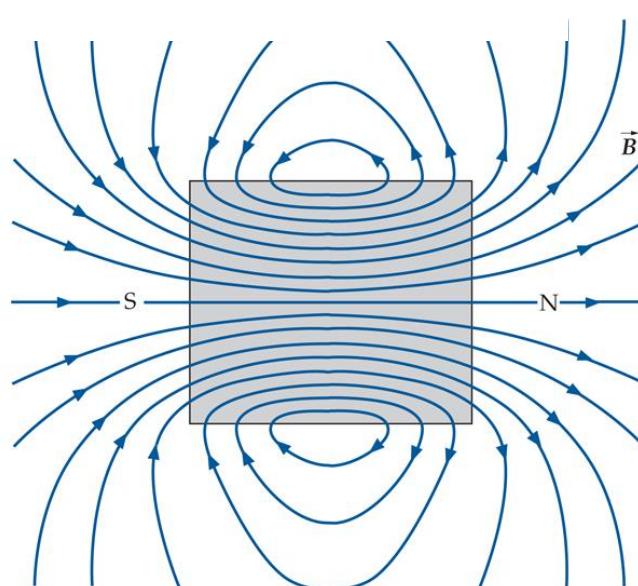
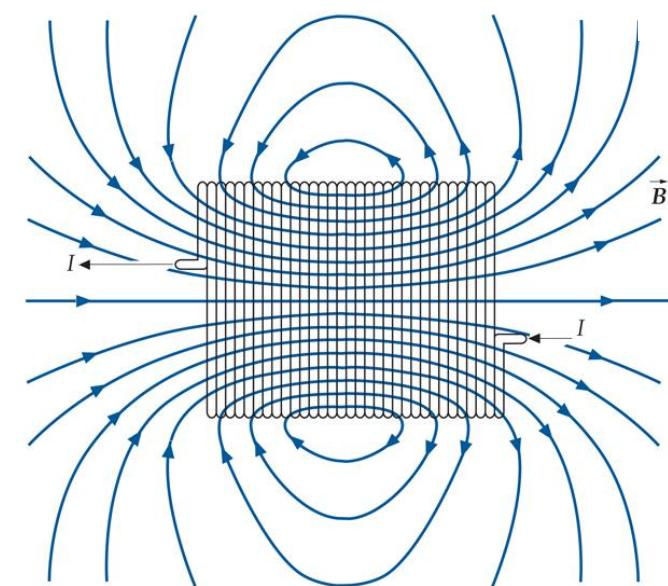
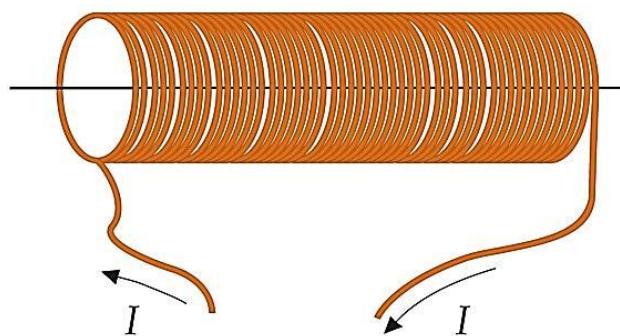
$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{(z^2 + R^2)^{3/2}} 2\pi R = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$

B en el eje de una espira de corriente

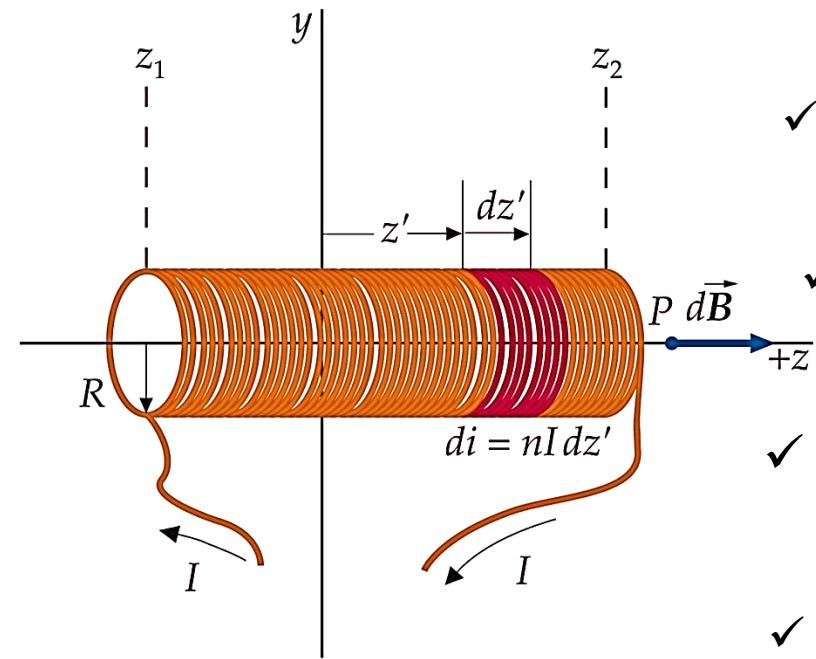


CAMPO MAGNÉTICO \vec{B} DEBIDO A UNA CORRIENTE EN UN SOLENOIDE

Un solenoide puede considerarse como una serie de espiras de corriente circulares situadas paralelamente que transportan la misma corriente. En el interior se produce un campo magnético uniforme.



- ✓ tenemos un solenoide de longitud L formado por N espiras de cable conductor que transporta una corriente de intensidad I



- ✓ Elegimos el eje del solenoide como el eje z , con los extremos $z = z_1$ y $z = z_2$
- ✓ definimos un elemento del solenoide dz' a una distancia z' del origen
- ✓ $n = N/L$, es el número de vueltas por unidad de longitud
- ✓ entonces en el elemento existen ndz' vueltas de alambre
- ✓ Entonces, podemos decir que el elemento es equivalente a una espira que transporta una corriente

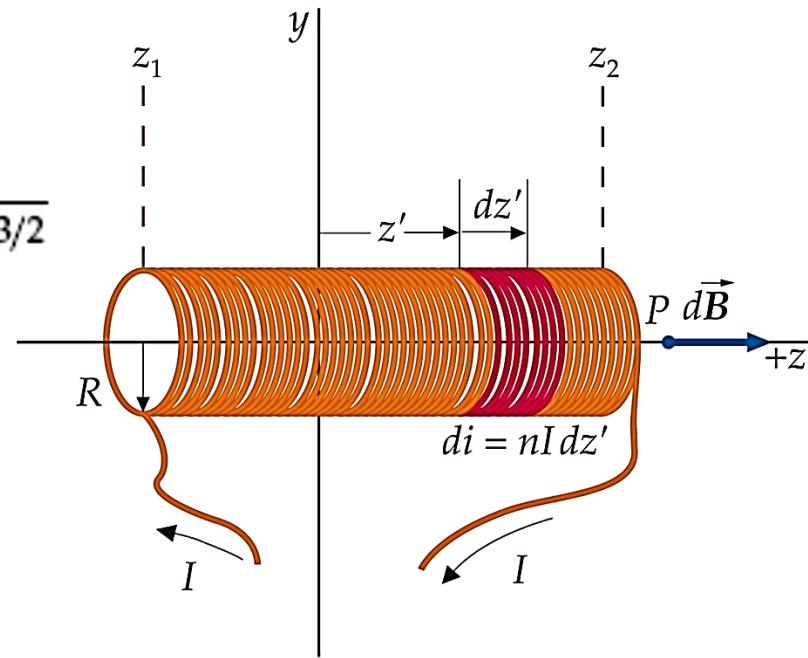
$$di = nI dz'$$

Calculamos el campo magnético en un punto sobre el eje z causado por una espira situada en le origen.

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{IR}{(z^2 + R^2)^{3/2}} 2\pi R = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 I}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$

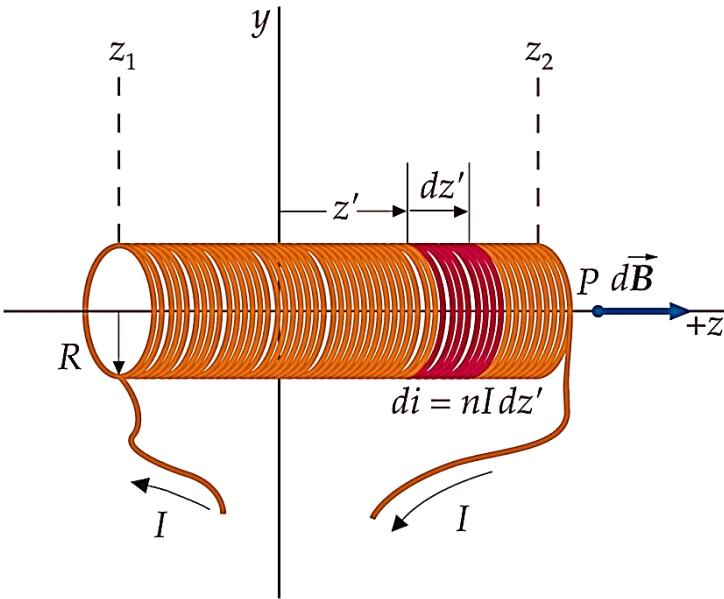
- ✓ reemplazando I por di ,

$$dB_z = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{R^2 di}{(z^2 + R^2)^{3/2}}$$



- ✓ donde z es la distancia entre la espira y el punto donde se calcula el campo.
- ✓ para $z = z'$, la distancia entre la espira y el punto campo es $z - z'$,

$$dB_z = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{R^2 n I dz'}{[(z - z')^2 + R^2]^{3/2}}$$



$$dB_z = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{R^2 n I dz'}{[(z - z')^2 + R^2]^{3/2}}$$

Para calcular el campo magnético debido al solenoide completo, necesitamos integrar entre z_1 y z_2

$$B_z = \frac{1}{2} \mu_0 n I R^2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz'}{[(z - z')^2 + R^2]^{3/2}}$$

integral tiene el valor

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz'}{[(z - z')^2 + R^2]^{3/2}} = \frac{1}{R^2} \left(\frac{z - z_1}{\sqrt{(z - z_1)^2 + R^2}} - \frac{z - z_2}{\sqrt{(z - z_2)^2 + R^2}} \right)$$

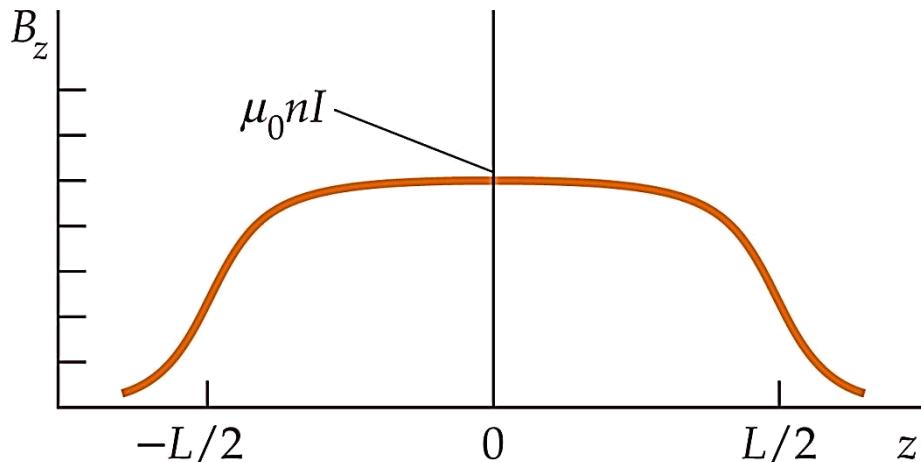
✓ reemplazando en B_z obtenemos el campo en el eje del solenoide

$$B_z(z) = \frac{1}{2} \mu_0 n I \left(\frac{z - z_1}{\sqrt{(z - z_1)^2 + R^2}} - \frac{z - z_2}{\sqrt{(z - z_2)^2 + R^2}} \right)$$

Consideramos un solenoide infinito, es decir que su longitud L es mucho mayor que su radio R.

$$B_z(z) = \frac{1}{2}\mu_0 nI \left(\frac{z - z_1}{\sqrt{(z - z_1)^2 + R^2}} - \frac{z - z_2}{\sqrt{(z - z_2)^2 + R^2}} \right)$$

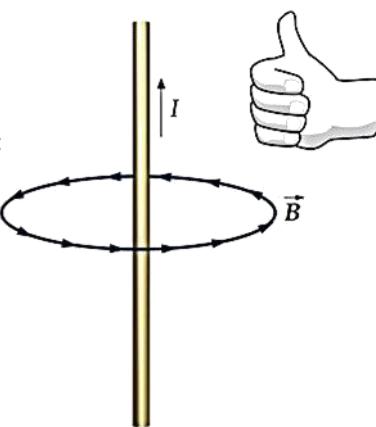
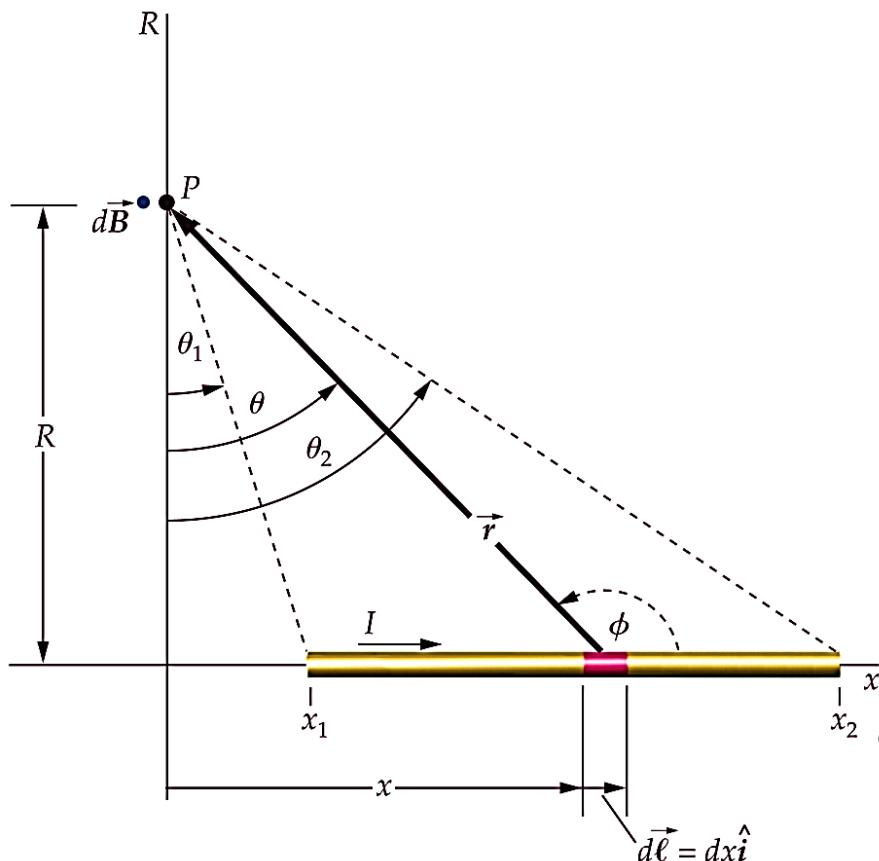
- ✓ analicemos la expresión. Si consideramos dentro del solenoide y lejos de los extremos de un solenoide infinito, la expresión dentro del paréntesis tiende a 2.
- ✓ entonces, el campo magnético B_z en el interior de un solenoide infinito es igual a



$$B_z = \mu_0 nI$$

CAMPO MAGNÉTICO DEBIDO A UNA CORRIENTE EN UN CONDUCTOR RECTILÍNEO

El campo magnético \vec{B} a una distancia R de un conductor largo, recto y que transporta una corriente I tiene una magnitud inversamente proporcional a R . Las líneas de campo magnético son círculos coaxiales con el cable, con direcciones dadas por la regla de la mano derecha.



$$B = \frac{\mu_0 2I}{4\pi R}$$



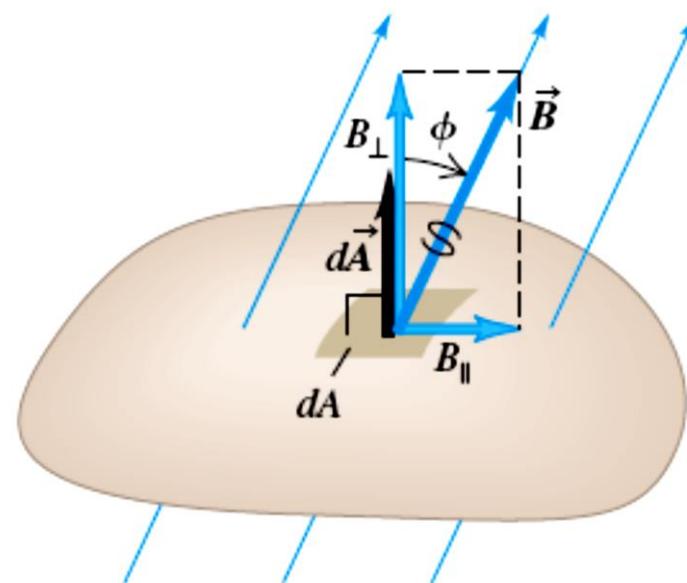
Campos magnéticos debidos a distribuciones de corriente

La siguiente tabla lista los campos magnéticos causados por varias distribuciones de corriente. En cada caso, el conductor transporta una corriente I .

Distribución de corriente	Punto en el campo magnético	Magnitud del campo magnético
Conductor largo y recto	Distancia r desde el conductor	$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$
Espira circular de radio a	Sobre el eje de la espira	$B = \frac{\mu_0 I a^2}{2(x^2 + a^2)^{3/2}}$
	En el centro de la espira	$B = \frac{\mu_0 I}{2a}$ (para N espiras, multiplique estas expresiones por N)
Conductor largo y cilíndrico de radio R	Dentro del conductor, $r < R$	$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{r}{R^2}$
Solenoides largo, con devanado compacto y n vueltas por unidad de longitud, cerca de su punto medio	Afuera del conductor, $r > R$	$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$
	Dentro del solenoide, cerca del centro	$B = \mu_0 n I$
	Afuera del solenoide	$B \approx 0$
Solenoides toroidal (toroide) con devanado compacto y N vueltas	Dentro del espacio encerrado por los devanados, a una distancia r del eje de simetría.	$B = \frac{\mu_0 N I}{2\pi r}$
	Afuera del espacio encerrado por los devanados	$B \approx 0$

FLUJO MAGNÉTICO Y LEY DE GAUSS DEL MAGNETISMO

Definimos el **flujo magnético** Φ_B a través de una superficie al igual que definimos el flujo eléctrico en relación con la ley de Gauss.



✓ se puede dividir cualquier superficie en elementos de área dA

✓ se determina la componente de \vec{B} normal a la superficie en la posición de ese elemento

$$B_{\perp} = B \cos \phi$$

donde ϕ es el ángulo entre la dirección de \vec{B} y una línea perpendicular a la superficie

$$d\Phi_B = B_{\perp} dA = B \cos \phi dA = \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

✓ flujo magnético total a través de la superficie es la suma de las contribuciones desde los elementos de área individuales

$$\Phi_B = \int B_{\perp} dA = B \cos \phi dA = \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

$$\Phi_B = \int B_{\perp} dA = B \cos dA = \vec{B} \cdot \vec{dA}$$

$$SI = T \cdot m^2 = \text{weber} (1Wb)$$

$$1Wb = T \cdot m^2 = 1N \cdot m/A$$

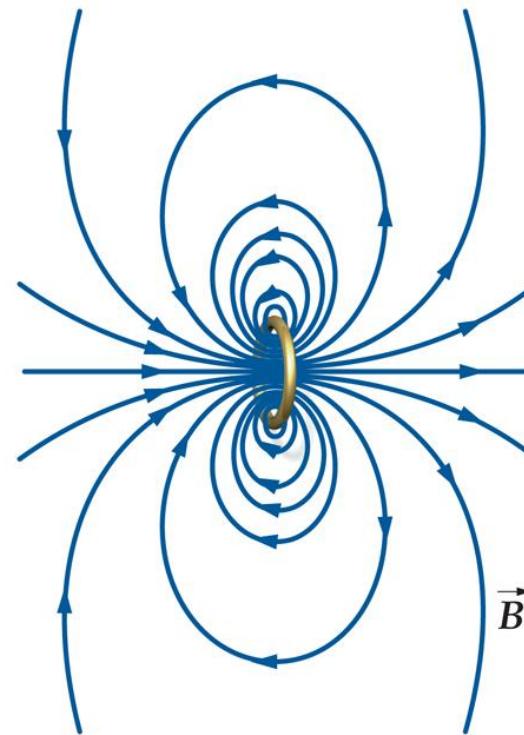
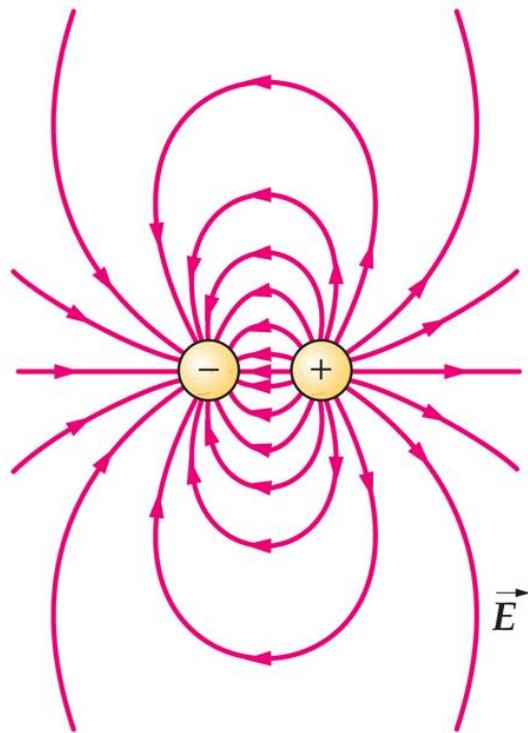
El flujo magnético total a través de una superficie cerrada siempre es igual a cero.

$$\oint \vec{B} \cdot \vec{dA} = 0$$

ley de Gauss del magnetismo

Wilhelm Weber (1804-1891), físico alemán

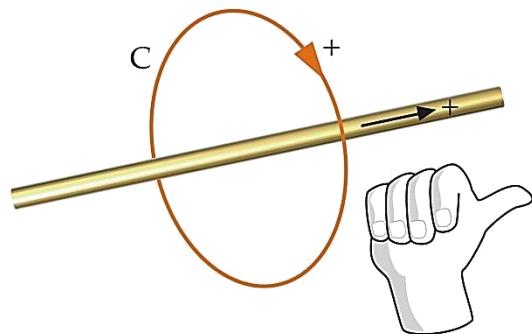
Comparación entre las líneas de \vec{B} de un dipolo magnético con las líneas de \vec{E} de un dipolo eléctrico



Las líneas de campo eléctrico salen de la carga positiva y convergen sobre la negativa, mientras que las líneas de campo magnético son bucles cerrados continuos.

LEY DE AMPÈRE

La ley de Ampère establece que la integral de línea de \vec{B} alrededor de cualquier trayectoria cerrada es igual a μ_0 multiplicado por la **corriente neta** a través del área encerrada por la trayectoria. El sentido positivo de la corriente se determina mediante la regla de la mano derecha.

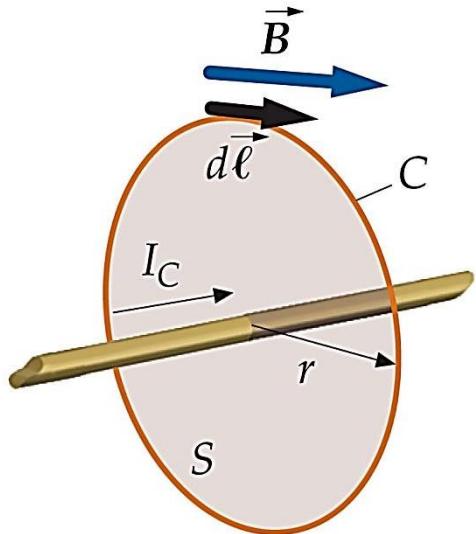


$$\oint_C \vec{B}_t d\vec{l} = \oint_C \vec{B}_t \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_c$$

donde C es cualquier curva cerrada, I_c es la **corriente neta** que penetra en el área S limitada por la curva C

La ley de Ampère se cumple para cualquier curva siempre y cuando las corrientes sean estacionarias y continuas, y existe un alto grado de simetría.

Ley de Ampère para un conductor infinitamente largo y rectilíneo portador de una corriente



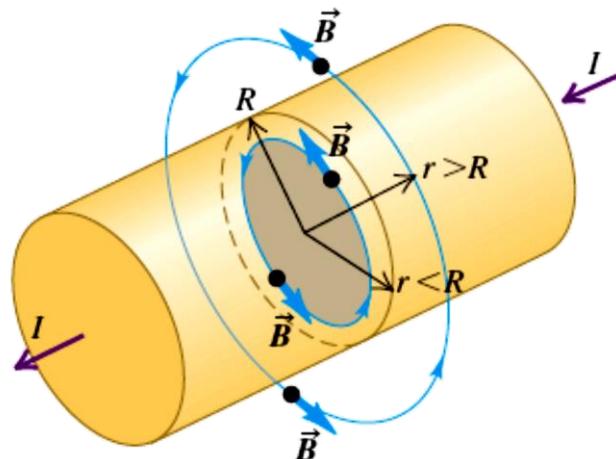
- ✓ tenemos una curva circular alrededor de un punto situado sobre un alambre largo que pasa por el centro de la misma
- ✓ usando la ley de Biot y Savart, la dirección del campo magnético debido a cada elemento diferencial de corriente es tangente a la circunferencia
- ✓ es paralelo a $d\vec{l}$ y el módulo será constante en todo punto de la circunferencia
- ✓ Aplicando la ley de Ampère obtenemos.

$$\oint_C B_t dl = \mu_0 I_C \rightarrow B \oint_C dl = \mu_0 I_C$$

- ✓ B tiene el mismo valor en todos los puntos de la circunferencia, y la integral de dl es igual a $2\pi r$

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

Tenemos un alambre largo y recto de radio R que transporta una corriente I uniformemente distribuida en toda el área transversal del conductor.



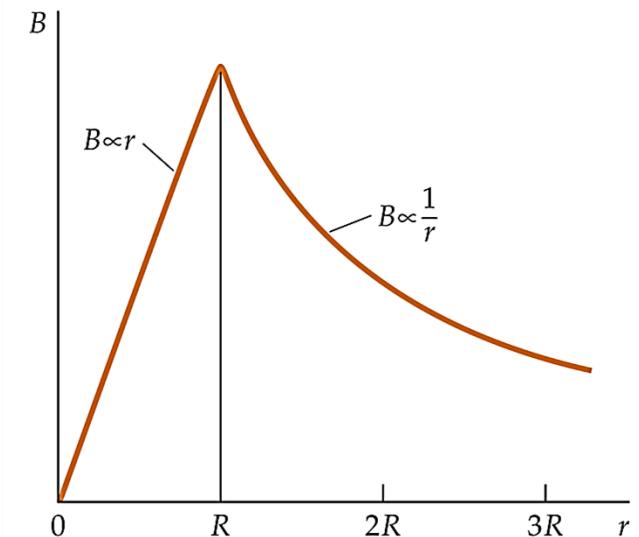
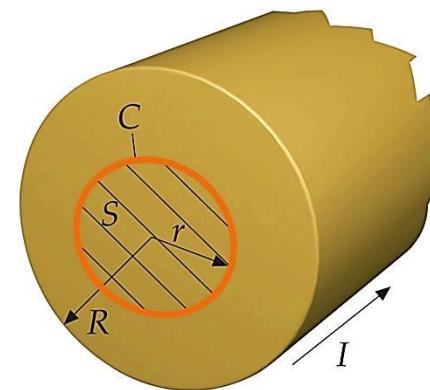
✓ ley de Ampère

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

$$J = I/\pi R^2$$

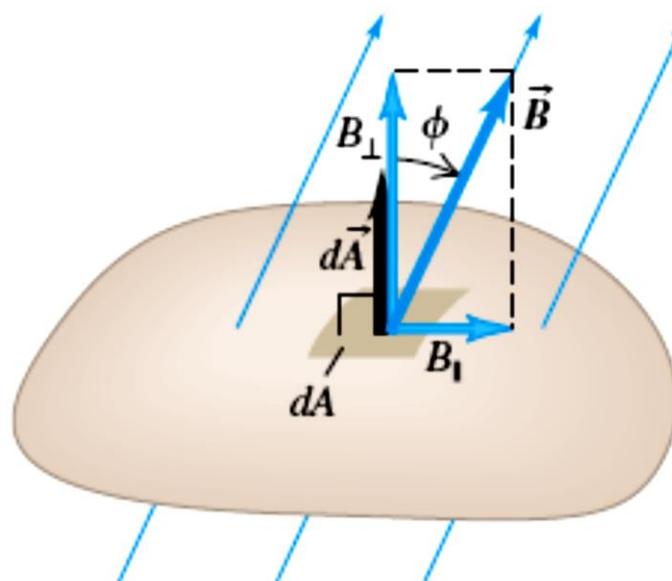
$$I_{enc} = J (\pi r^2) = Ir^2/R^2$$

$$B = \begin{cases} \frac{\mu_0 I}{2\pi r} & \text{si } r \geq R \\ \frac{\mu_0 I r}{2\pi R^2} & \text{si } r \leq R \end{cases}$$



FLUJO MAGNÉTICO

Michael Faraday en Inglaterra y Joseph Henry en Norteamérica descubrieron independientemente que la variación temporal del flujo magnético debida a un campo magnético variable que atraviesa la superficie por una espira conductora estacionaria induce en ésta una corriente (**proceso de inducción magnética**).



cálculo del flujo magnético a través de un elemento de área

- ✓ sea $d\vec{A}$ un elemento infinitesimal de área sobre la superficies en un campo magnético \vec{B}
- ✓ el flujo magnético Φ_B a través del área es

$$d\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{A} = B_{\perp} dA = BdA \cos\phi$$

donde B_{\perp} es la componente de B perpendicular a la superficie del elemento de área, y ϕ es el ángulo entre \vec{B} y $d\vec{A}$

$$d\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{A} = B_{\perp} dA = BdA\cos\phi$$

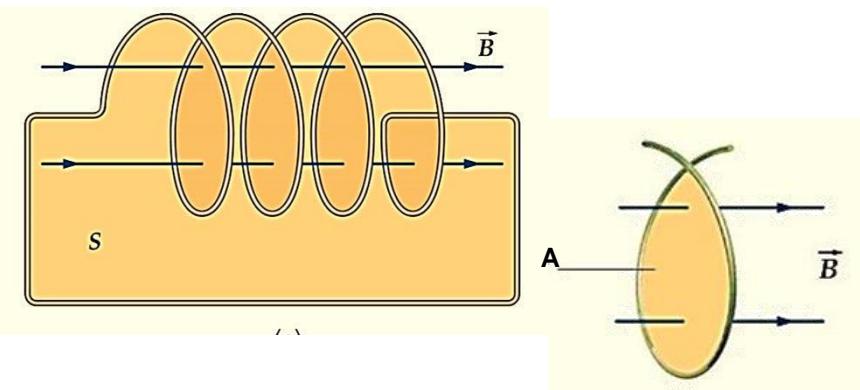
✓ el flujo magnético total a través del área se obtiene integrando

$$\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} = \int BdA\cos\phi$$

Si \vec{B} es uniforme sobre un área plana \vec{A} entonces

$$\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{A} = BdA\cos\phi$$

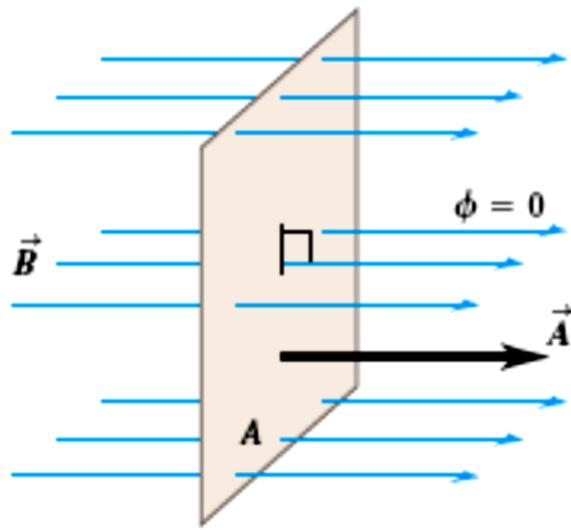
Si tenemos una bobina con N vueltas, el flujo a través de la superficie es igual al producto de N por el flujo que atraviesa una sola vuelta:



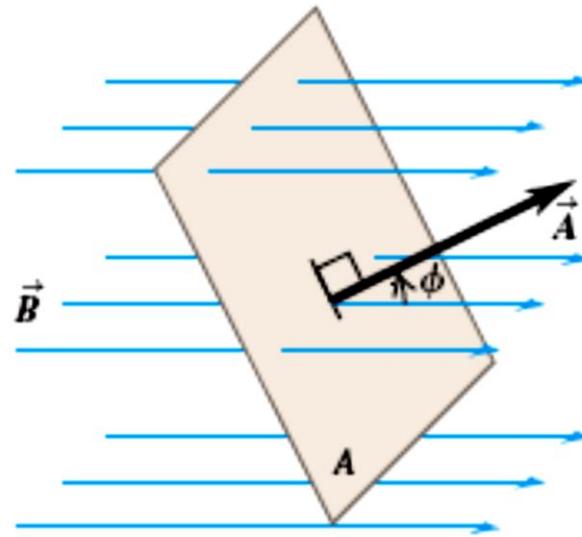
$$\Phi_B = NBA\cos\phi$$

donde A es el área de la superficie plana encerrada por una sola vuelta

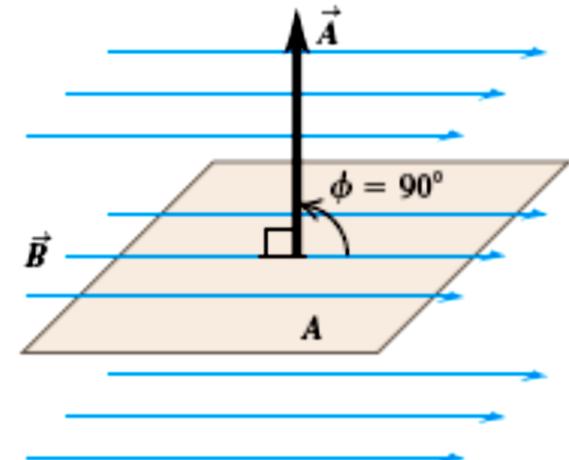
$$\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{A} = BdA\cos\phi$$



$$\Phi_B = BA$$



$$\Phi_B = BA\cos\phi$$



$$\Phi_B = 0$$

LEY DE FARADAY

La fem inducida en una espira cerrada es igual al negativo de la tasa de cambio del flujo magnético a través de la espira con respecto al tiempo.

$$\boldsymbol{\varepsilon} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

Para determinar la dirección de una fem o corriente inducida necesitamos establecer una convención de signos.

1. Definir una dirección positiva para el vector de área $d\vec{A}$
2. A partir de las direcciones de \vec{A} y del campo magnético \vec{B} , determinar el signo del flujo magnético Φ_B y su tasa de cambio $d\Phi_B/dt$.

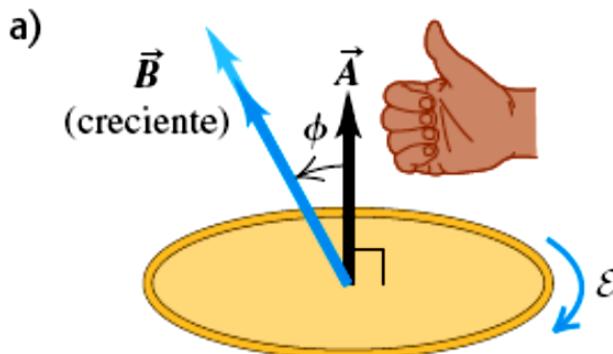
3. Determinar el signo de la fem o corriente inducida.

si el flujo es creciente, de manera que $d\Phi_B/dt$ es positiva, entonces la fem o corriente inducida es negativa;

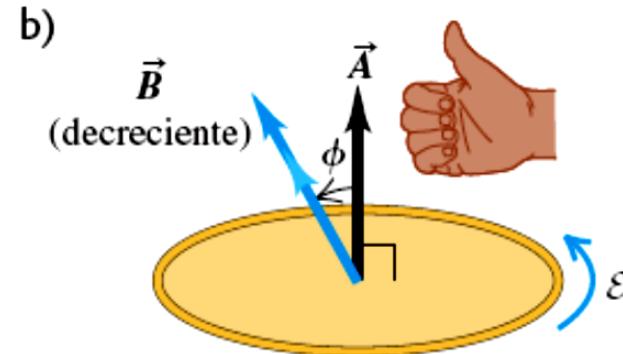
si el flujo es decreciente, entonces $d\Phi_B/dt$ es negativa y la fem o corriente inducida es positiva.

4. Determinar la dirección de la fem o corriente inducida con la regla de la mano derecha (doblar los dedos de la mano derecha alrededor del vector \vec{A} , con el pulgar en dirección de \vec{A}).

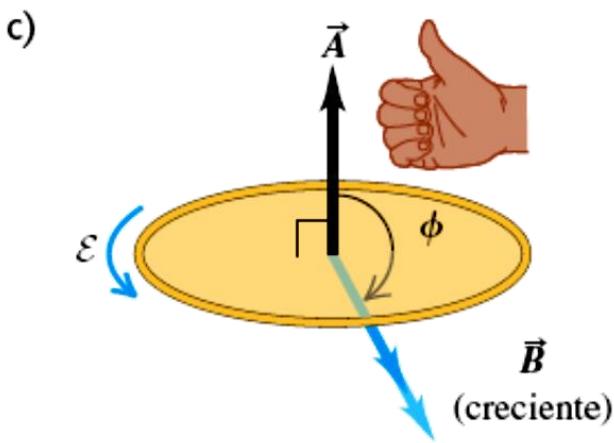
- ✓ *si la fem o corriente inducida en el circuito es positiva, está en la misma dirección de los dedos doblados*
- ✓ *si la fem o corriente inducida es negativa, se encuentra en la dirección opuesta.*



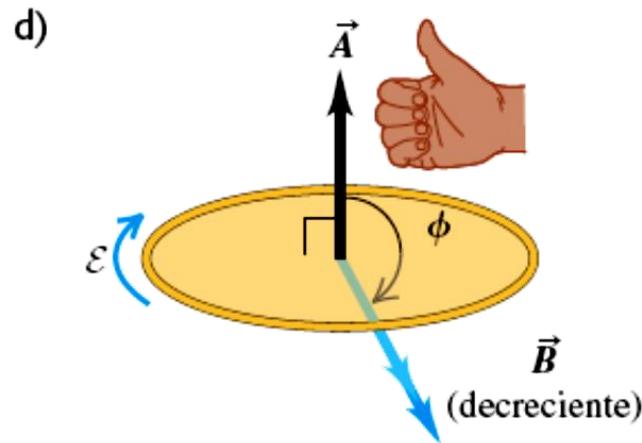
- El flujo es positivo ($\Phi_B > 0$) ...
- ... y se torna más positivo ($d\Phi_B/dt > 0$).
- La fem inducida es negativa ($\mathcal{E} < 0$).



- El flujo es positivo ($\Phi_B > 0$) ...
- ... y se torna menos positivo ($d\Phi_B/dt < 0$).
- La fem inducida es positiva ($\mathcal{E} > 0$).



- El flujo es negativo ($\Phi_B < 0$) ...
- ... y se torna más negativo ($d\Phi_B/dt < 0$).
- La fem inducida es positiva ($\mathcal{E} > 0$).



- El flujo es negativo ($\Phi_B < 0$) ...
- ... y se torna menos negativo ($d\Phi_B/dt > 0$).
- La fem inducida es negativa ($\mathcal{E} < 0$).

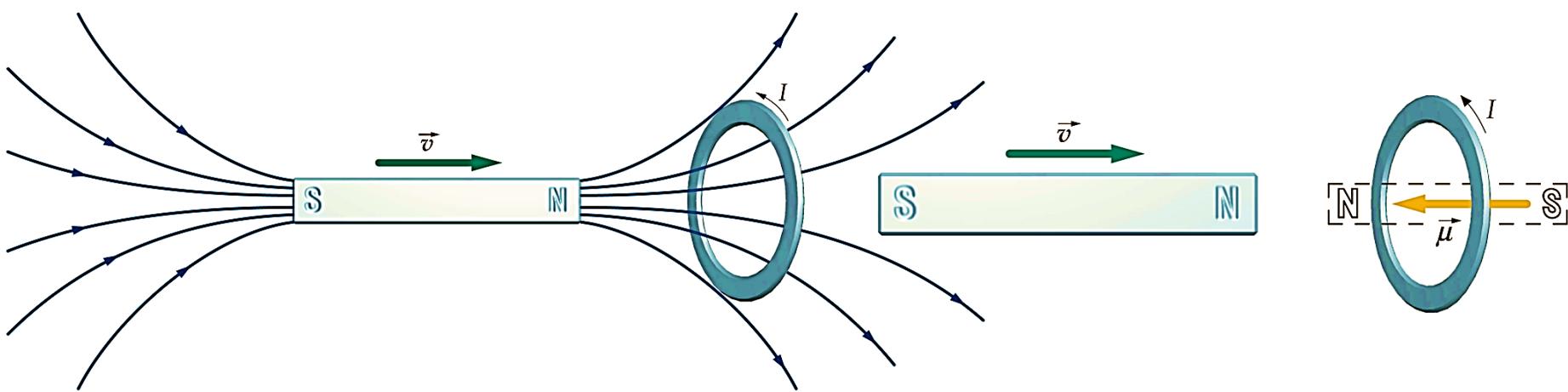
LEY DE LENZ

La ley de Lenz es un método alternativo conveniente para determinar la dirección de una corriente o fem inducida

La fem y la corriente inducidas poseen una dirección y sentido tal que tienden a oponerse a la variación que las produce.

Se puede enunciar la ley de Lenz de forma alternativa en términos del flujo magnético de la siguiente forma:

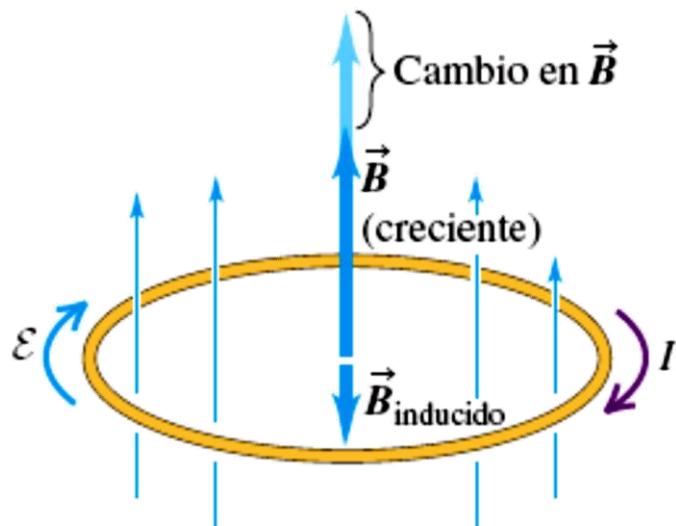
Cuando se produce una variación del flujo magnético que atraviesa una superficie, el campo magnético debido a la corriente inducida genera un flujo magnético sobre la misma superficie que se opone a dicha variación.



H. F. E. Lenz (1804-1865), científico ruso

Ejemplo - ¿Cómo determinar la dirección de la corriente inducida?

Tenemos un campo magnético uniforme a través de la bobina. La magnitud del campo va en aumento y la fem inducida resultante ocasiona una corriente inducida. Usando la ley de Lenz, *determine la dirección de la corriente inducida*.



- ✓ de acuerdo a la ley de Lenz, la corriente inducida debe producir un campo magnético $\vec{B}_{\text{inducido}}$ dentro de la bobina cuya dirección es opuesta al cambio en el flujo
- ✓ con la regla de la mano derecha, el $\vec{B}_{\text{inducido}}$ tendrá la dirección deseada si la corriente inducida fluye en sentido horario

La corriente inducida debida al cambio en \vec{B} fluye en sentido horario. El campo adicional $\vec{B}_{\text{inducido}}$ originado por esta corriente es hacia abajo, en oposición al cambio en el campo \vec{B} hacia arriba.

Ejemplo - ¿Cómo determinar la dirección de la corriente inducida?

Usando la ley de Lenz, determine la dirección de la corriente inducida en la espira.

