CAMPO MAGNÉTICO

El descubrimiento del fenómeno magnético es previo al eléctrico (magnetismo siglo V AC; eléctrico siglo III AC)

Primeros fenómenos magnéticos → imanes naturales
trozos de mineral de Fe → Fe_3O_4 (óxido salino de Fe)
Estos imanes tienen la propiedad de atraer el Fe, siendo este efecto + pronunciado en ciertas regiones del imán llamados POLOS. También el Níquel y el Cobalto
Este conocimiento se supone es anterior al del fenómeno eléctrico.

Un trozo de Fe o acero que ha estado suficiente st en contacto con un imán, después de alejado del mismo adquiere también su propiedad característica (aunque temporariamente) ⇒ imán artificial

Los imanes poseen 2 clases de polos mag., comprobándose que polos de = clase se repelen y de ≠ clase se atraen.

Si suspendemos un imán muy liviano (aguja), por su punto medio, observamos que se orienta uno de sus extremos apuntando hacia el norte.

Llamamos Polo NORTE Mag. al polo de la aguja que apunta al norte geográfico

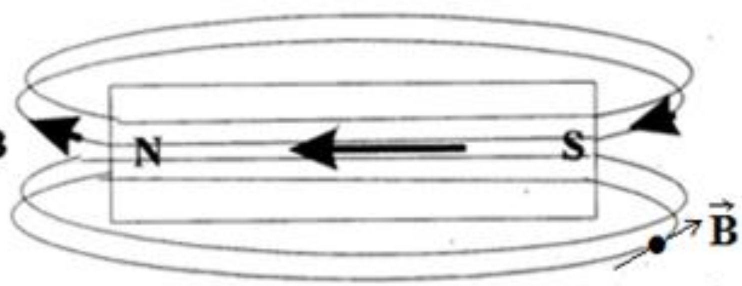
Imanes quebrados. Hipótesis de imanes moleculares

Si seguimos subdividiendo: dominios magnéticos

Los dos polos de un iman son opuestos (N-S) y de = intensidad. **Los polos no se encuentran ubicados en los extremos sino en una zona más o menos extensa. Sin embargo, supondremos que existen dos puntos que consideraremos los centros de acción de ambos polos.**

Llamamos B al vector magnético o inducción magnética, <u>cuya unidad</u> es el Tesla, con símbolo: **T**

Líneas de B



El campo B siempre es tg a la línea de campo en el punto donde se requiere hallar.
Líneas de campo cerradas → campo solenoidal → no existen fuentes ni sumideros de B.

se denominan DOMINIOS MAGNÉTICOS al conjunto de átomos o moléculas ($\sim 10^{10}$ aprox), que poseen una dirección mag. definida SIN excitación mag. externa.

Con estos conocimientos elementales, podemos entender como se hace un imán:

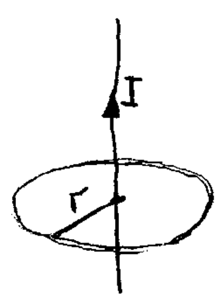
Simplemente, sometiendo a un material apropiado (Fe, Co, Ni, Ne (neodimio)) a un fuerte campo magnético y sometiendo al mencionado material a una temperatura T > T de Curie, y sin retiralo del campo magnético , se lo deja enfriar.

Ley de Oersted / Ampère (1820)

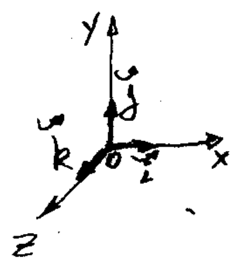
Oersted descubrió que el fenómeno magnético NO era independiente del fenómeno eléctrico (hasta esa fecha eran ambos estudiados independientemente.
Oersted observó que, cuando hacía circular I x unos conductores, unas brújulas cercanas a los conductores se excitaban; infirió que la I que circulaba x los conductores genera un campo magnético, el cual excitaba a las brújulas ⇒ encontró una conexión entre la electricidad y el magnetismo.

Conclusiones de Oersted / Ampère

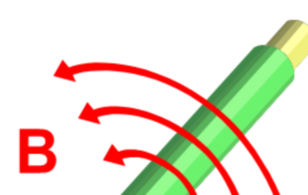
• Las líneas representativas del campo mag son continuas (cerradas), no tienen principio ni fin: rodean al conductor con I y tienen el mismo valor si se considera una circunferencia cuyo centro es atravesado x el cond. ∴



Para cada circunferencia de radio r, en cuyo centro pasa el cond. existe un $\vec{B}$ cuyo módulo no cambia si r no lo hace.
Estas ∞ circunferencia, para ∞ radios, que rodean al conductor, siempre se encuentran en planos perpendiculares al conductor ∴ la I esté en $\check{j}$, el plano xz es el ⊥ a $\check{j}$.



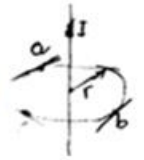
El campo $\vec{B}$ es un campo vectorial ⇒ mód., dirección y sentido



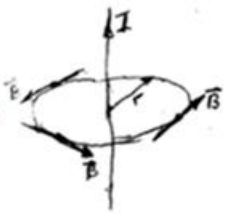

B
I

El mód. no cambia si r no cambia.

- Para hallar la dirección, hay que indicar en cual punto de la circunferencia se quiere hallar la dirección y allí, trazamos una tg: a, b o c (fig 1)

(1) 

El sentido se halla, una vez trazada la dirección, con la regla dextrógira o la regla de la mano derecha (fig 2)

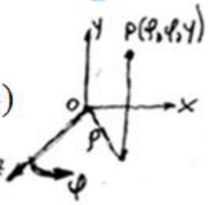
(2) 

El dedo pulgar indica el sentido de la I y los 4 dedos restantes, describen la circunferencia de radio r e indican el sentido de $\vec{B}$ (en este ejemplo, antihorario) (fig 3)

(3) 

Si se invierte el sentido de I $\Rightarrow$ se invierte el sentido del campo $\vec{B}$ (horario)

Para matematizar completamente a $\vec{B}$, razonando que podemos definir cilindros de $\neq r$, atravesados con un eje en común

(4) 

Para modelizar esta geometría, accedemos a las coordenadas cilíndricas:
2 coordenadas métricas: ρ, y
1 coordenada angular: φ (fig. 4)
Un punto en el espacio, en cilíndricas, está definido: $P(\rho, \varphi, y)$; ρ es el radio vector.

- El campo magnético $\vec{B}$ es dependiente del medio y, al igual que en el tema eléctrico, hay un parámetro que categoriza al medio, en cuanto magnetizable: μ ← MU

Si se trata del aire o vacío, tiene subíndice 0: $\mu_0 = 4\pi . 10^{-7}$ unidad a considerar

y también existe: $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$

El μ_r nos dice cuantas veces + permisible es el material en cuestión respecto de la permisividad del vacío μ_0

Ley de Ampère

Ampère enunció (audazmente) en 1820, que TODO CAMPO MAGNÉTICO se debe a la existencia de una corriente eléctrica.

La estructura atómica de la materia, para 1820, no permitía concluir que el razonamiento de Ampère era cierto.

Hubo que esperar hasta el 1911 para que Rutheford generara un modelo atómico que permitiera concluir que Ampère tenía razón:

El átomo de Rutherford tiene un núcleo protónico y neutrónico (donde se congrega prácticamente toda la masa del átomo y en su alrededor, una nube de electrones girando con centro en el núcleo atómico.

Para entender que la velocidad de giro de los electrones es importante, baste este ejemplo: en el hidrógeno, su único electrón es $v \approx 2.10^6$ m/s !

Este modelo obliga al siguiente razonamiento:

Cada electrón moviéndose alrededor de su núcleo configura una pequeñísima I eléctrica que, según Ampère, genera un pequeñísimo campo magnético ∴ tendríamos que detectar $\vec{B}$ en todos los cuerpos ⇒ NO es cierto, porque la suma de los electrones que componen un átomo, multiplicado x los átomos que tiene un cuerpo (aprox 10^{22} x cm^3), configuran un campo $\vec{B}$, en final, NULO, ya que el movimiento de cada electrón en el átomo no configura una dirección magnética que comparten los demás electrones (movimientos azarosos en cuanto al perfil magnético) ∴ $\nexists \vec{B}$ posible

En los materiales magnetizados, hay una dirección magnética en la que se alinean la mayoría de los átomos / moléculas ∴ ∃ $\vec{B}$ perceptible.

Fórmula de Ampère

unidades: B[T].dl[m] = μ.I[A]

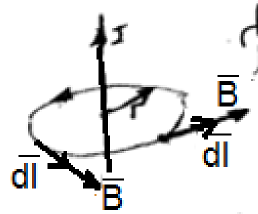
$[\mu] = \frac{T.m}{A}$

$$\boxed{\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu I}$$

Es la primera ecuación electromagnética, ya que en el 1er. miembro está $\vec{B}$ y en 2do. I ⇒ ∄ campo $\vec{B}$ sin I !

Nótese que el 1er. miembro: la circulación de $\vec{B}$ en un camino cerrado da ≠0 (recordar que en electrostática $\oint \vec{E}\cdot d\vec{l} = 0$ ∴ el campo electrostático es conserva) ∴ $\vec{B}$ NO es conserva $\underset{\vec{B}}{\Rightarrow}$ se le puede extraer W útil !

Si hacemos un camino circular con r = cte alrededor del conductor con I:



aire o vacío

$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 I$ ∴ $\oint B\,dl = \mu_0 I$

∥

El módulo de $\vec{B}$ = B no cambia si r no cambia ∴

$$B\oint dl = \mu_0 I = B\,2\pi r = \mu_0 I \;\therefore\; B = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\frac{1}{r}$$

Veamos de qué depende B   símbolo proporcional: ∼

$$\begin{cases} B \sim \mu \\ B \sim I \\ B \sim \frac{1}{r} \end{cases}$$

O sea: $B = f(\text{material}, I, r)$

Nótese que el vector $\vec{B}$ a un r dado, sólo depende φ ⇒

$$\boxed{\vec{B} = \frac{\mu I}{2\pi}\frac{1}{r}\vec{\varphi}\ [T]}$$

Expresión válida para conductores rectos e ∞ (largos)

Fuerza magnética ejercida sobre cargas eléctricas: $\mathbf{F_B}$

Hemos estudiado que en presencia de un campo $\vec{E}$, sobre una carga q colocada en él, se ejerce una fuerza $\vec{F} = q\vec{E}$.

Debe de quedar claro que esta fuerza se ejerce estando la carga q en reposo o en movimiento.

Si ahora, introducimos una carga q en movimiento donde se encuentra un campo $\vec{B}$, se observa que el campo vectorial de inducción magnética $\vec{B}$ ejerce una fuerza $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$

La dirección de $\vec{F}$ resulta $\perp$ al plano generado por $\vec{v}$ y $\vec{B}$ y el sentido es el de la mano derecha, siempre que q sea $\oplus$.

$F = qvB\sin\theta$, siendo θ el $\measuredangle$ entre $\vec{B}$ y $\vec{v}$

$$\vec{F} = 0 \begin{cases} \vec{v} = 0 \\ \theta = 0 \text{ ó } \theta = \pi \end{cases}$$

Como la fuerza ejercida x el campo $\vec{B}$ sobre una partícula cargada en movimiento es siempre $\perp$ a $\vec{v}$ $\Rightarrow$ el $W^{\vec{F}} = 0$. Esto nos informa que un campo $\vec{B}$ estático no realiza trabajo sobre las cargas, cosa que sí puede hacer un campo eléctrico.

Obsérvese que la F generada por un campo E , actúa sobre una Q en la misma dirección que el campo ➔ hace W y actúa independiente que la carga estuviere en reposo o en movimiento: La F generada por el campo B actúa sobre una Q sólo si la Q se desplaza y como la F es normal al vector velocidad ➔ **F_B no hace W.**

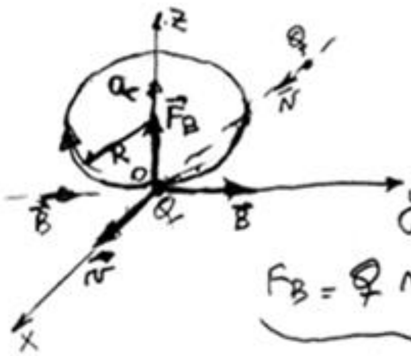
Unidades:

F = qvB → B = F/qv

$$[B] = T = \frac{N}{C.m/s} = \frac{N}{A.m}$$

Ejemplo $\vec{v} \perp \vec{B}$

Suponer una carga que se desplaza velocidad $\vec{v}$ y en el instante en que accede a $x=0$, se le aplica un $\vec{B}$ perpendicular ⇒ $\vec{v} \perp \vec{B}$ (fig.)



Como $\vec{F}_B = q\,\vec{v} \times \vec{B}$ ⇒ $\vec{F}_B$ es $\perp$ a $\vec{v}$ y $\vec{B}$

$\check{i} \times \check{j} = \check{k}$

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

$\vec{F} \perp \vec{v}$ ⇒ movimiento circular

q se mueve en mov.circular en el plano zy.

$\underbrace{F_B = q\,v\,B \sin\alpha}_{F_B = q\,v\,B}$ → ∡ entre $\vec{v}$ y $\vec{B}$ ⇒ 90°; $\sin 90° = 1$.

Pero F_B es una fuerza newtoniana ∴ $\boxed{\vec{F}_B = m\,\vec{a}_c}$ → centripeta con a ∥ y del mismo sentido que F_B ⇒ a_c

Recordando que en MCU (mov. circular uniforme)

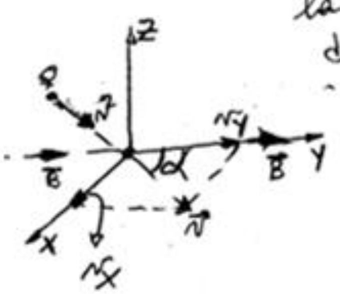
$a_c = \frac{v^2}{R}$ con $a_c = \frac{F_B}{m} = \frac{q v B}{m}$ ∴ $\frac{q v B}{m} = \frac{v^2}{R}$

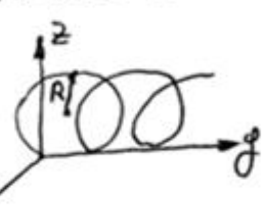
$\frac{q B}{m} = \frac{v}{R}$ ∴ $\boxed{v = \frac{q B R}{m}}$ (*), velocidad ∡ $\left[\frac{rad}{s}\right]$

Del mismo MCU ⇒ $v = \omega R$

(*): $\omega R = \frac{q B R}{m}$ ∴ $\boxed{\omega = \frac{q B}{m}}$

Si $\vec{v} \not\perp \vec{B}$: ahora hay una componente de $\vec{v}$ en el eje y ∴ la carga tendrá una v en y ⇒ el movimiento de q será una hélice de radio R





de (*): $R = \frac{m v_x}{q m}$

$v_x = v \cdot \sin\alpha$

Fuerza de Lorentz

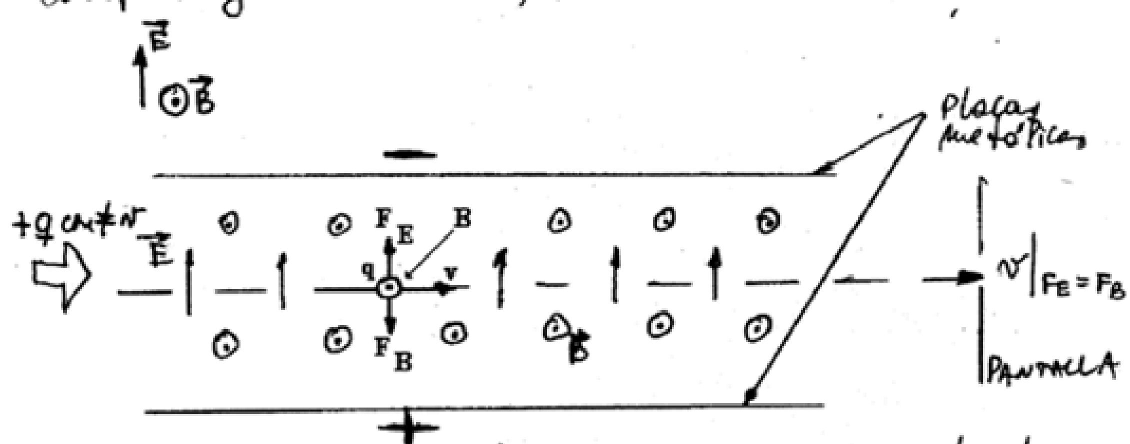
Estudiaremos el movimiento de portadores de carga, en el seno de campos electromagnéticos.

La fuerza combinada que actúa sobre una partícula con carga q y velocidad $\vec{v}$ es:

$$\boxed{\vec{F} = \underbrace{q\vec{E}}_{\overline{F}_E} + \underbrace{q\vec{v}\times\vec{B}}_{\overline{F}_B}} \quad \boxed{\vec{F} = q(\vec{E}+\vec{v}\times\vec{B})}$$

Selector de velocidades

Supongamos una región del espacio donde existe un campo $\vec{E}$ y un campo $\vec{B}$, siendo $\vec{E} \perp \vec{B}$



En estas condiciones, existe una velocidad $\vec{v}$ particular que hace que la fuerza sobre la partícula es nula ⇒

$|\vec{F}_E| = |\vec{F}_B|$

Las cargas que posean esta $\vec{v}$ pasarán por esta región sin desviarse

Como la $\vec{F}_B$ depende de la velocidad, pero no así F_E ⇒ la fuerza total no será nula para partículas que lleven velocidades distintas.

¿Cuál es el motivo principal de elegir una única velocidad?

Elegir una energía **cinética determinada**: $U_C = \frac{1}{2} m v^2$.

La velocidad $\vec{v}$ seleccionada responderá a:

$$0 = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

$$0 = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}.$$

Tomando módulo:

$$\boxed{v = \frac{E}{B}}$$

Unidades:

$$\underbrace{v}_{\frac{m}{s}} = \frac{\overbrace{E}^{\frac{V}{m}}}{\underbrace{B}_{T}} \Rightarrow T = \frac{V}{m\,\frac{m}{s}} = \frac{V.s}{m^2}$$

Llamamos a V.s = Wb (Weber)

--> el Tesla será: $\mathbf{T = \dfrac{Wb}{m^2}}$