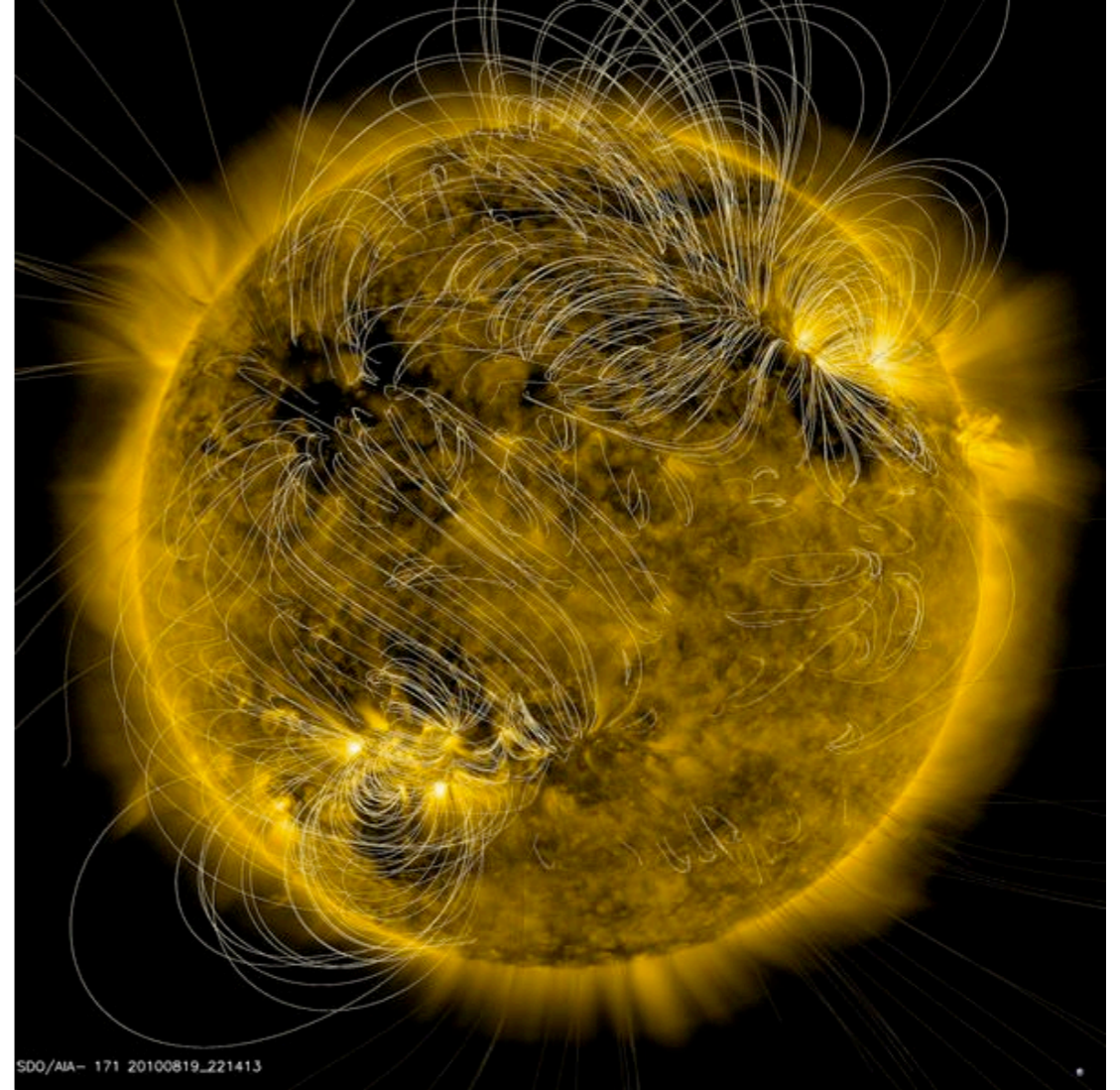
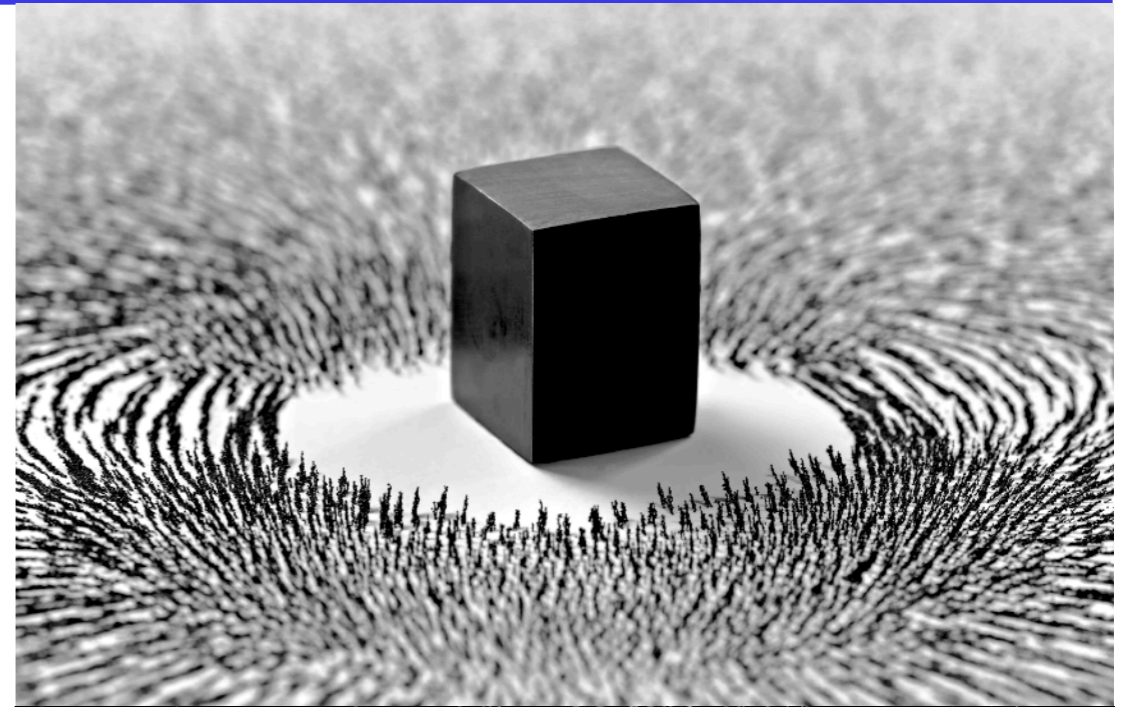


Magnetismo

- ⚡ A "força" magnética
- ⚡ Leis de Ampère e Biot-Savart
- ⚡ O potencial-vetor
- ⚡ Alguns exemplos



A “força” magnética

- Quanto começamos a estudar o magnetismo, nunca é uma boa idéia olhar para ímãs: como veremos mais adiante, a física desses materiais é na verdade bastante complexa!
- É muito melhor observar o que acontece ao redor de **fios** que carregam **correntes**.
- Uma observação importante é notar que, se um **par de fios** que carregam **correntes** são colocados próximos um ao outro, aparece uma **força** entre eles, que depende não apenas da **intensidade da corrente**, mas da **orientação relativa** dos fios, e da **distância** entre eles.
- Essa força é **perpendicular** à direção na qual flui a corrente, e portanto é inevitável que acabemos utilizando um **produto vetorial** na **lei de força** que envolve o **campo magnético**.
- A idéia é que a **corrente**, o **campo** e a **força** estão todos relacionados por meio de produtos vetoriais:

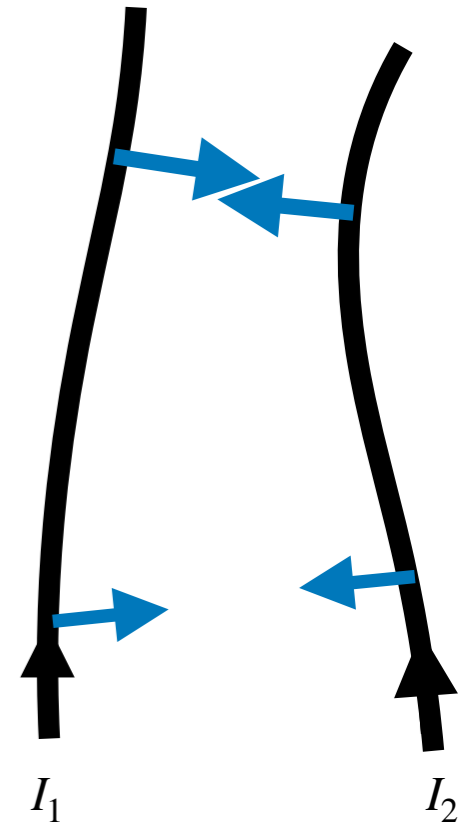
$$I d\vec{l} \perp d\vec{B} \perp d\vec{F}$$

- Vamos começar com a força, e tentar algo como:

$$d\vec{F}_B = (I d\vec{l}) \times \vec{B} \quad ,$$

o que de fato é a parte magnética da **força de Lorentz**.

- Mas antes de prosseguir, vamos discutir um pouco melhor a natureza dessa “corrente”, e ver de que modo ela se relaciona com a densidade de cargas.



Cargas e correntes

- Vamos olhar em detalhe o que está acontecendo numa corrente que flui por um fio muito fino.
- Uma corrente corresponde a um certo número de cargas que entra e sai de um certo elemento de volume — por exemplo, o fio visto muito de perto se parece com o cilindro indicado na figura.
- No **regime estacionário**, as cargas que **entram** nesse volume são exatamente contrabalançadas por cargas que **saem** do volume:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dt} \Big|_{S,baixo} = \frac{dQ}{dt} \Big|_{S,cima}$$

- Podemos expressar isso em termos da densidade de cargas, da superfície que essas cargas atravessam, e da velocidade com que essas cargas se movem. Desse modo, a carga que atravessa uma superfície S é dada por:

$$\frac{dQ_S}{dt} = \rho S \frac{dl}{dt} = \rho S v = \int d\vec{S} \rho \vec{v} \quad ,$$

onde, se você preferir, pode pensar num elemento de volume $dV = S dl$.

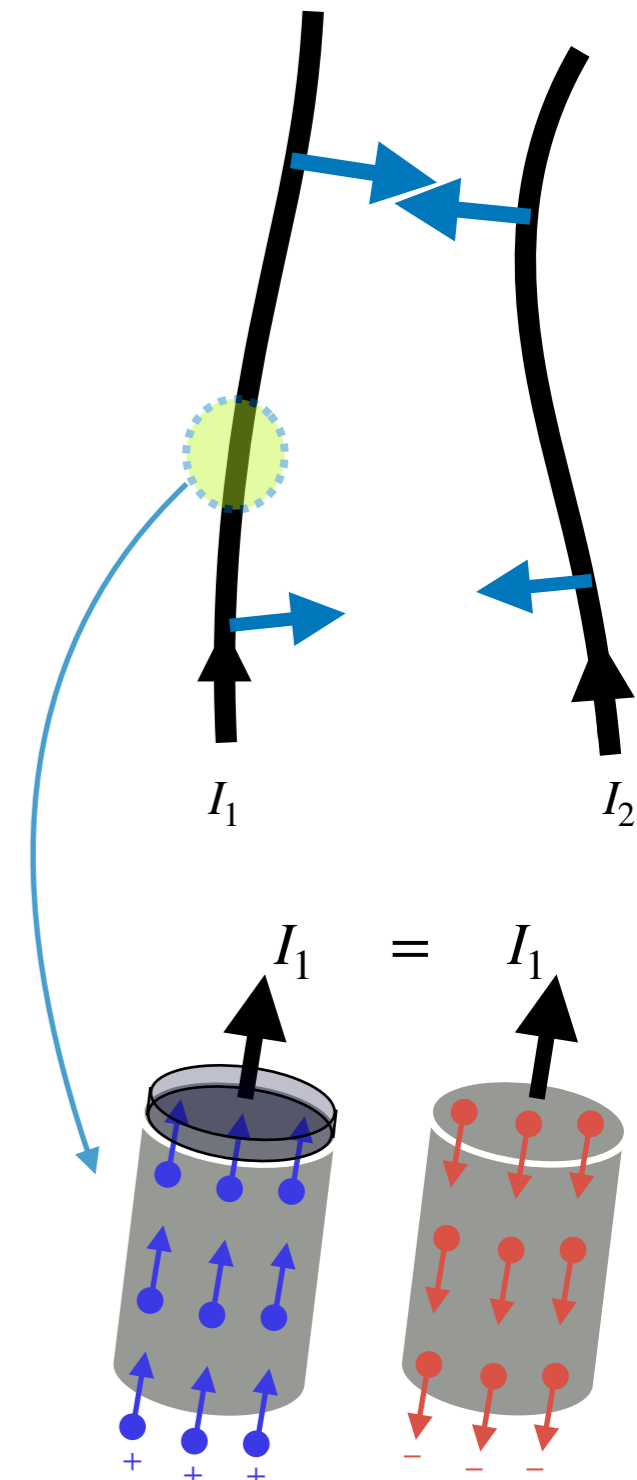
- Claramente, existe uma relação entre a carga que entra num determinado volume, a carga que sai desse volume, e a variação da carga dentro desse volume. Usando a convenção da carga que **entra** no volume, podemos fazer a integral sobre uma superfície fechada:

$$\frac{dQ_V}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V dV \rho = - \oint_{S(V)} d\vec{S} \cdot (\rho \vec{v})$$

- O termo $\rho \vec{v}$ da integral de superfície tem dimensões de **corrente por unidade de volume** — e é uma **quantidade vetorial**. De fato, podemos identificar isso como uma **densidade de corrente**, e fazer:

$$\int_V dV \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \oint_{S(V)} d\vec{S} \cdot \vec{J} \quad , \quad \text{e como isso vale para qualquer volume, temos:}$$

$$\int_V dV \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \int_V dV \vec{\nabla} \cdot \vec{J} \quad , \quad \text{e assim obtemos a } \mathbf{equação da continuidade:} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$$



Cargas e correntes

- Vamos repetir aqui esse resultado fundamental, que é a **equação da continuidade**:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0$$

- Essa é uma das equações mais importantes da Física, e aparece não apenas no Eletromagnetismo, mas na:

- Mecânica de fluidos ($\rho \rightarrow$ densidade, $\vec{J} \rightarrow$ corrente do fluido)
- Termodinâmica ($\rho \rightarrow$ calor, $\vec{J} \rightarrow$ fluxo de calor)
- Teoria de campos
- E muito mais

- De fato, a equação da continuidade é **mais básica** do que a Física — ela expressa algo que é praticamente **lógica**: se você move algo de um lugar para outro, é necessário gerar uma corrente desse “algo”. Ou seja, se acumulamos algo num certo local, é porque a corrente levou aquele “algo” até ali, e o divergente da corrente é expressão exata dessa acumulação.

- Vamos agora retornar à força de um campo magnético e à força de Lorentz. Para uma corrente num fio fino obtivemos:

$$d\vec{F}_B = (I d\vec{l}) \times \vec{B} \quad ,$$

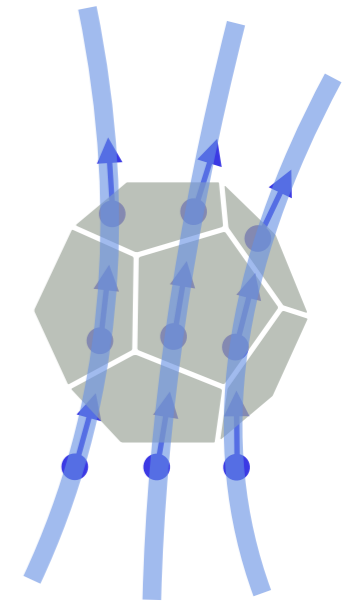
Isso pode ser generalizado para o caso de uma **densidade de corrente** como:

$$d\vec{F}_B = (\vec{J} dV) \times \vec{B}$$

- E para uma carga pontual q que se move com velocidade \vec{v} temos portanto a força de Lorentz:

$$\vec{F}_B = q \vec{v} \times \vec{B} \quad \Rightarrow \quad \vec{F}_L = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

- Note que a **força magnética** é **perpendicular** tanto à **densidade de corrente** \vec{J} (ou, de modo equivalente, à **velocidade** de cargas pontuais), quanto ao **campo magnético** \vec{B} .



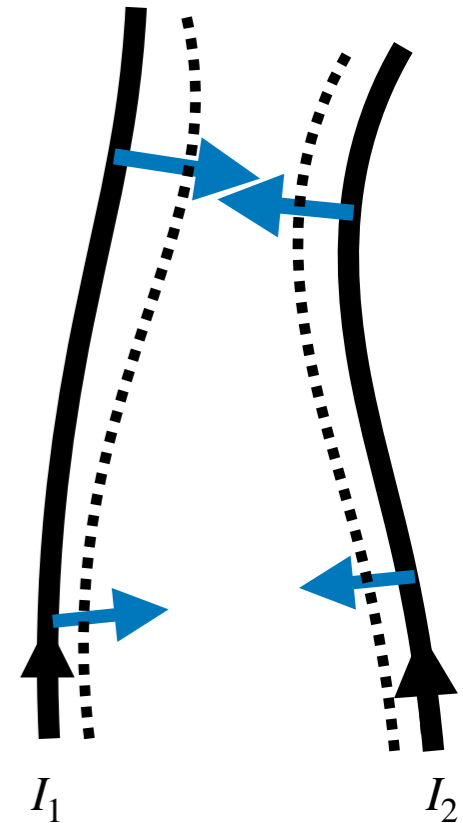
A “força” magnética

- Desde o início é importante deixar algo muito claro: a força magnética nunca, nunca, nunca realiza **trabalho**.
- Isso fica evidente através da expressão para a força de Lorentz:

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

$$\Rightarrow dW = \vec{F}_L \cdot d\vec{x} = q\vec{E} \cdot d\vec{x} + q\left(\frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B}\right) \cdot d\vec{x} = q\vec{E} \cdot d\vec{x}$$

- Portanto, apesar do campo magnético exercer um **torque**, ele não realiza **trabalho**.
- Entretanto, por mais que a gente saiba disso, muitas vezes a nossa imaginação/intuição nos confunde, e acabamos culpando o campo magnético por efeitos que ele não pode ter causado!
- Lembre-se: toda vez que algum tipo de trabalho estiver sendo feito por/sobre um sistema, em última análise os responsáveis são os **campos elétricos**. Mas nós vamos retornar a esse assunto oportunamente.



Magnetostática

- Vamos começar o estudo do magnetismo com a situação mais simples possível, na qual temos **correntes estacionárias**. Isso significa que a densidade de corrente é tal que **não há acúmulo de cargas** em nenhum lugar do condutor por onde elas fluem.

- Em outras palavras, da equação da continuidade temos:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

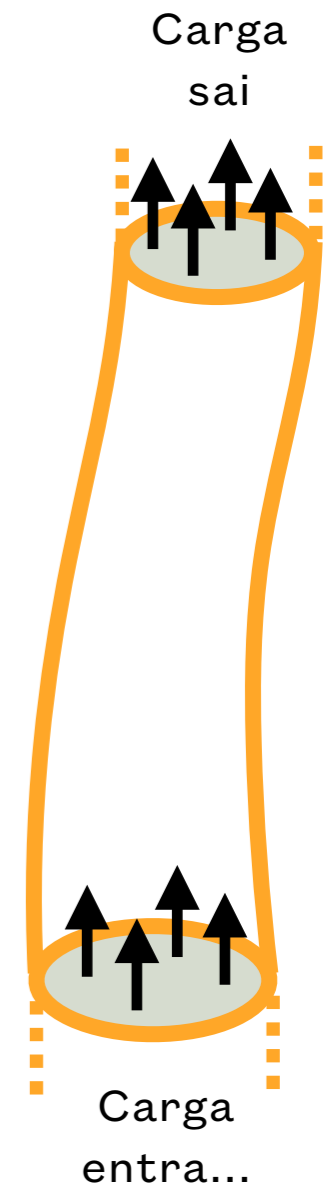
e como a **densidade de cargas** é **estática**, $\partial \rho / \partial t = 0$, segue que:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$$

- Essa é a condição básica da **magnetostática**, e será a nossa hipótese de trabalho por enquanto — mais tarde vamos relaxar essa condição.
- Sob a hipótese de correntes estacionárias, Ampère e Biot-Savart descobriram que o campo magnético (ou melhor, aquilo que vai na força de Lorentz!) pode ser descrito pelas leis:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad [\text{Lei de Ampère}] \quad , \quad \text{e}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$



Magnetostática

- Historicamente, antes de Ampère (1826) havia uma lei “fenomenológica” que foi derivada por Biot-Savart (1820), e que funcionava muito bem — mas ela não era geral o suficiente para lidar com alguns tipos de sistemas físicos.

- A expressão de Biot-Savart é a seguinte:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int I(\vec{r}') d\vec{l}' \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{J}(\vec{r}') \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}$$

- De modo a demonstrar que a lei de Biot-Savart segue da Lei de Ampère, vamos introduzir a noção do **potencial vetor**. Note que, como:

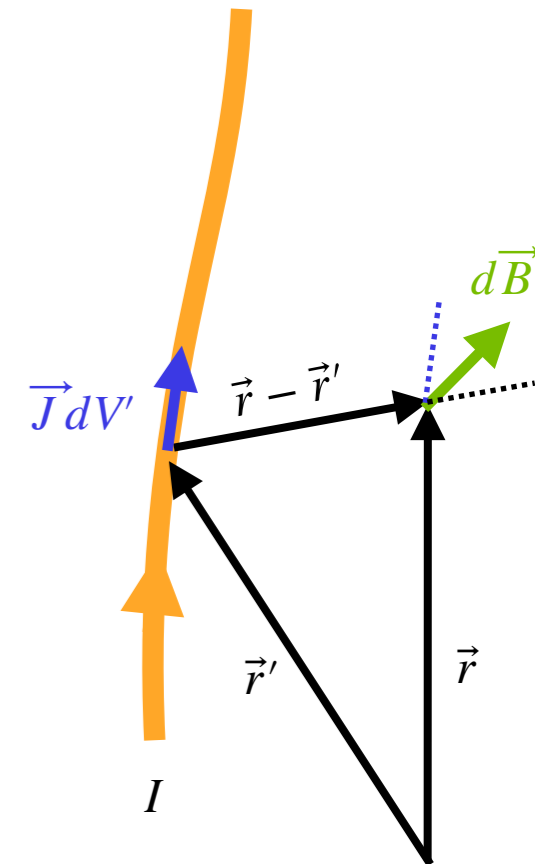
$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad , \quad \text{então segue (lembre do Teorema da Helmholtz!):}$$

$$\Rightarrow \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

- Substituindo isso na Lei de Ampère temos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \mu_0 \vec{J}$$

$$\Rightarrow \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \mu_0 \vec{J}$$



Invariância de calibre (*gauge*)

- Nesse ponto é útil introduzir um conceito que é fundamental no eletromagnetismo, ao qual vamos retornar frequentemente: a noção de que a **relação** entre os **potenciais** e os **campos físicos** (\vec{E} e \vec{B}) não é unívoca.
- De fato, sabemos que devido às Equações de Maxwell, os campos \vec{E} and \vec{B} ficam invariantes se fizermos as **transformações de calibre** (ou **transformações de gauge**):

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla}f, \text{ e}$$

$$\phi \rightarrow \phi - \frac{\partial f}{\partial t}$$

- Por enquanto, apenas a primeira parte nos importa — a invariância de calibre do potencial vetor \vec{A} . Isso significa que podemos escolher **qualquer função** f tal que, por exemplo:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} \rightarrow \vec{\nabla} \cdot (\vec{A} + \vec{\nabla}f) = 0 \quad (\text{Essa escolha é o que chamamos de } \textbf{escolha de calibre de Coulomb.})$$

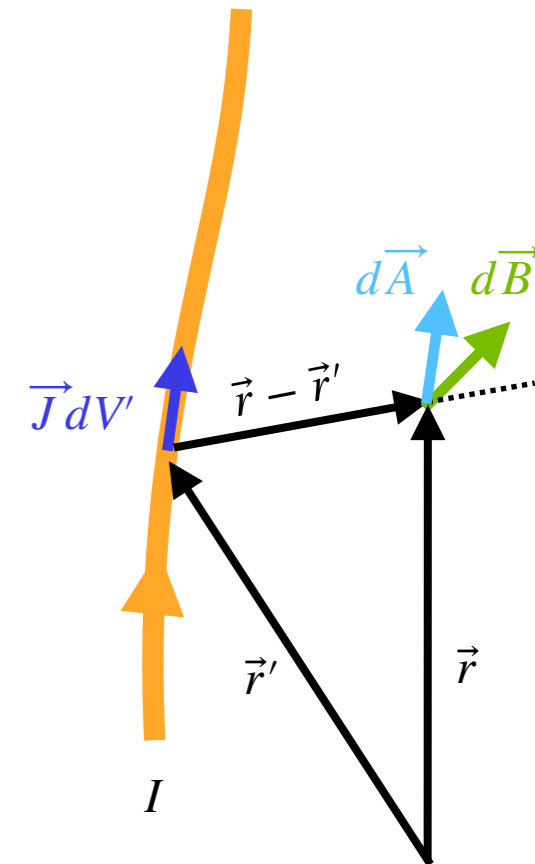
- Com essa escolha, a Lei de Ampère fica na forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \mu_0 \vec{J}$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}$$

- Em **coordenadas Cartesianas** a solução para **cada componente**, A_x , A_y e A_z , é exatamente a mesma que encontramos no caso da eletrostática para Equação de Poisson. De fato, a equação acima **é a equação de Poisson**, e sob condições de contorno “normais” temos:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$



Leis de Ampère e Biot-Savart

- Usando a solução obtida acima é possível encontrar o campo magnético como:

$$\vec{B} = \vec{\nabla}_r \times \vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{\nabla}_r \times \left[\frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right], \quad \text{o que simplifica para:}$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{J}(\vec{r}') \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right),$$

que é exatamente a lei de Biot-Savart para uma densidade de corrente.

- A lei de Biot-Savart em sua expressão usual é obtida tomando $dV' \vec{J}(\vec{x}') \rightarrow I d\vec{l}'$:

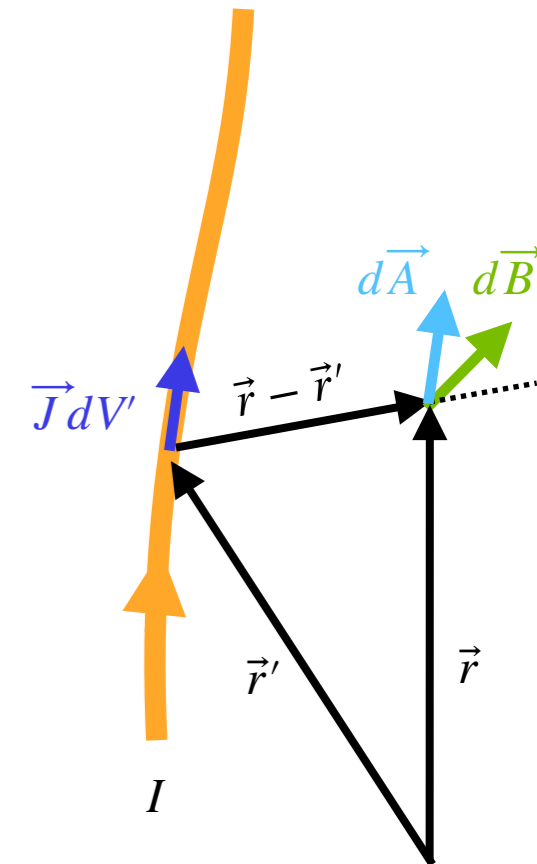
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int d\vec{l}' \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right),$$

- É importante checar explicitamente que o campo magnético nas expressões acima obedece as equações de Maxwell para a magnetostática:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad \text{e} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

- Vamos começar com a segunda equação, que é um pouco mais simples. Temos:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}_r \cdot \vec{B}(\vec{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{\nabla}_r \cdot \left[\vec{J}(\vec{r}') \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right) \right] \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \left\{ \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \cdot \left[\vec{\nabla}_r \times \vec{J}(\vec{r}') \right] - \vec{J}(\vec{r}') \cdot \left[\vec{\nabla}_r \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right] \right\} = 0 \end{aligned}$$



Leis de Ampère e Biot-Savart

- Já a segunda identidade (Lei de Ampère) envolve um pouco mais de álgebra:

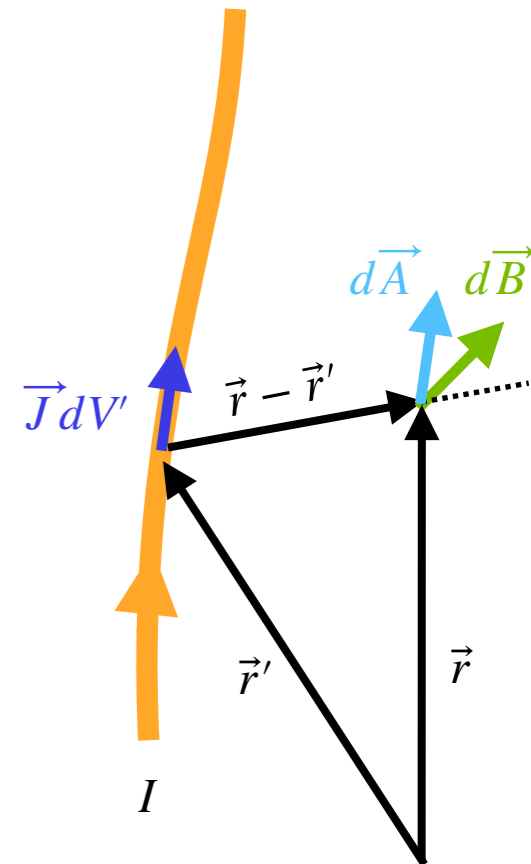
$$\begin{aligned}\vec{\nabla}_r \times \vec{B} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{\nabla}_r \times \left[\vec{J}(\vec{r}') \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right) \right] \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \left\{ \vec{J}(\vec{r}') \left[\vec{\nabla}_r \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right] - \left[\vec{J}(\vec{r}') \cdot \vec{\nabla}_r \right] \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right\}\end{aligned}$$

- O primeiro termo é um “velho conhecido” nosso:

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right) = 4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

- Já o segundo termo pode ser trabalhado até mostrar que ele se torna uma integral de superfície, mais uma integral de volume cujo integrando é proporcional a $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$ (verifique isso!). O resultado disso é que, como esperado:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$



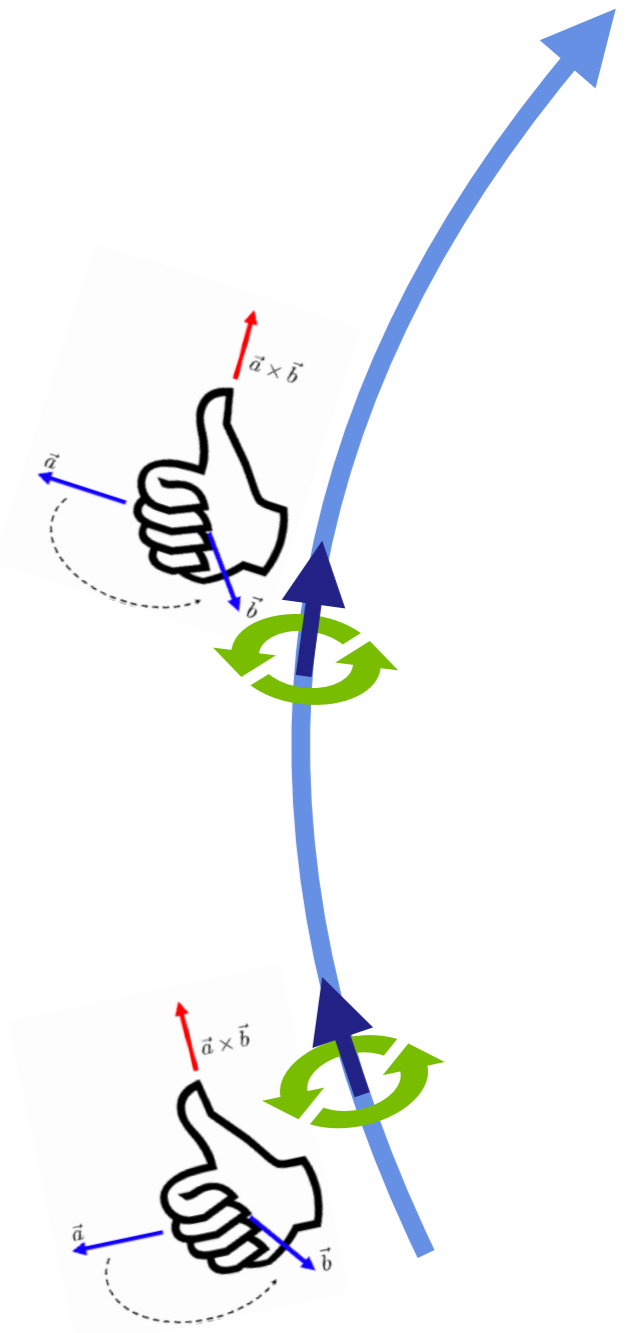
Alguns exemplos

- Vamos agora calcular os campos magnéticos de algumas configurações mais simples de correntes estacionárias, e fixar uma intuição importante: o **campo magnético** sempre **circula** em torno das **correntes**.
- A direção de circulação do campo pode ser determinada usando a **regra da mão direita**, como indicado na figura: o dedo indica a direção da corrente, e os dedos indicam a direção da circulação (no caso, no sentido horário).
- Agora vamos resolver um par de problemas, primeiro usando a forma "clássica" da Lei de Biot-Savart:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int d\vec{l}' \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right)$$

- Depois, vamos encarar problemas em que temos uma forma mais próxima da Lei de Ampère:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \vec{J}(\vec{r}') \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right)$$



Exemplo 1: fio fino, reto, infinito

- O nosso primeiro exemplo é muito manjado: um fio infinito, reto, que leva uma corrente I .
- Vamos tomar a orientação desse fio como sendo a nossa direção \hat{z} , de modo que a Lei de Biot-Savart fica, com $d\vec{l}' = dz' \hat{z}$:

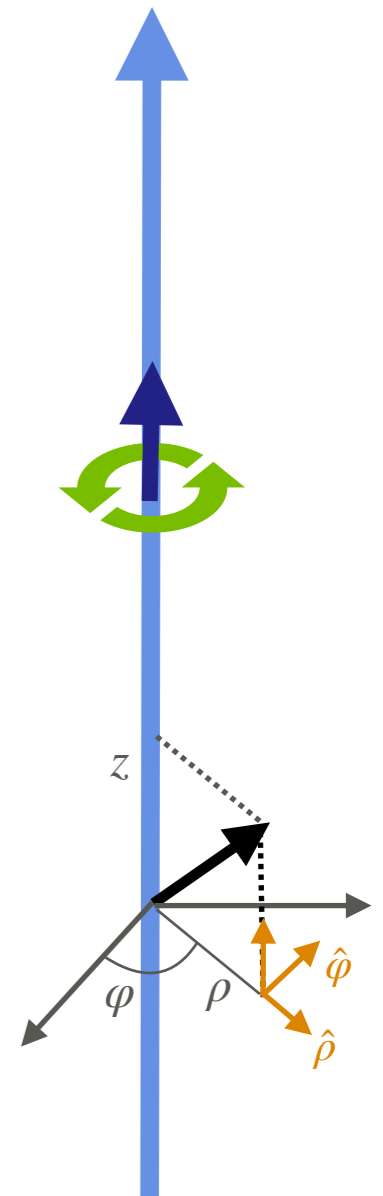
$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \hat{z} \times \left(\frac{\vec{r} - z' \hat{z}}{|\vec{r} - z' \hat{z}|^3} \right)$$

- Claramente, o problema tem simetria por rotações em torno do eixo z , portanto $\vec{B} = \vec{B}(\rho, z)$ — o campo não depende do ângulo φ
- Evidentemente, o problema também é invariante por translações na direção z : $\vec{B}(\rho, z) = \vec{B}(\rho, z + \Delta z)$.
- Portanto, podemos simplificar esse problema tomando $\vec{r} \rightarrow \rho \hat{\rho} (z = 0)$ e assim:

$$\begin{aligned} \vec{B}(\rho) &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \hat{z} \times \left(\frac{\rho \hat{\rho} - z' \hat{z}}{|\rho \hat{\rho} - z' \hat{z}|^3} \right) \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \rho \hat{\phi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{|\rho \hat{\rho} - z' \hat{z}|^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \rho \hat{\phi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{(\rho^2 + z'^2)^{3/2}} \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \rho \hat{\phi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz'}{\rho^3 [1 + (z'/\rho)^2]^{3/2}} \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\phi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{1}{(1 + t^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\phi} \left[\frac{t}{(1 + t^2)^{1/2}} \right]_{-\infty}^{\infty} \end{aligned}$$

- Assim, chegamos ao resultado "velho de guerra":

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\phi}$$



Exemplo 2: fio grosso, reto, infinito

- Agora vamos generalizar o resultado para um fio, reto, mas grosso: um cilindro de raio R que leva uma corrente I .
- A primeira quantidade que devemos determinar é a densidade de corrente. Mas isso é simples: a corrente I se distribui sobre a área da seção do cilindro, πR^2 ou seja:

$$\vec{J} = \frac{I}{\pi R^2} \theta_H(R - \rho) \hat{z} \quad , \quad \text{onde novamente usamos a função-degrau de Heaviside, } \theta_H(x)=1 \text{ se } x > 0, \text{ e se anula se } x < 0.$$

- Aplicando isso na Lei de Biot-Savart temos:

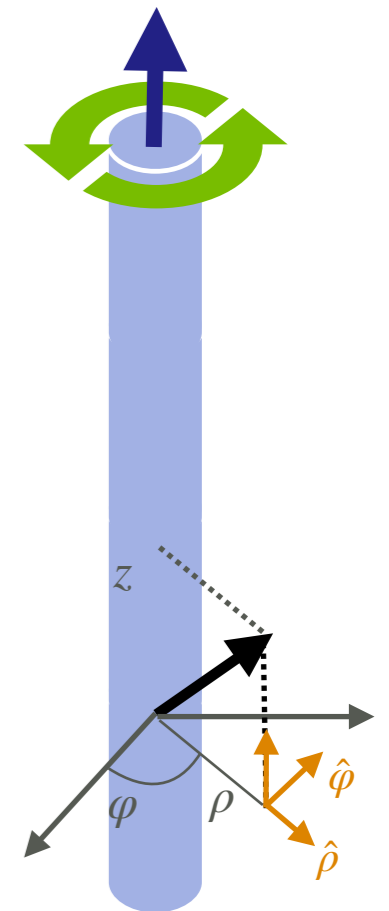
$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int dV' \left[\frac{I}{\pi R^2} \theta_H(R - \rho) \hat{z} \right] \times \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right)$$

- Os mesmíssimos argumentos de simetria do caso anterior se aplicam: temos $\vec{B} = B(\rho) \hat{\phi}$ — o campo não depende do ângulo φ , nem da altura z . Assim, sem perda de generalidade podemos tomar $\vec{r} \rightarrow \rho \hat{\rho}$.
- A principal diferença agora é que antes todos os pontos por onde passava a corrente eram em cima do fio fino, $\vec{r}' \rightarrow z' \hat{z}$, e agora esses pontos são quaisquer, $\vec{r}' \rightarrow \rho' \hat{\rho}(\varphi') + z' \hat{z}$. Portanto:

$$\begin{aligned} \vec{B}(\rho) &= \frac{\mu_0 I}{4\pi^2 R^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^R \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \hat{z} \times \left(\frac{\rho \hat{\rho} - \rho' \hat{\rho}(\varphi') - z' \hat{z}}{|\rho \hat{\rho} - \rho' \hat{\rho}(\varphi') - z' \hat{z}|^3} \right) \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi^2 R^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^R \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \left(\frac{\rho \hat{\phi}(\varphi)}{|\rho \hat{\rho} - \rho' \hat{\rho}(\varphi') - z' \hat{z}|^3} - \frac{\rho' \hat{\phi}(\varphi')}{|\rho \hat{\rho} - \rho' \hat{\rho}(\varphi') - z' \hat{z}|^3} \right) \end{aligned}$$

- Mas... opa... espera aí! Será que não tem um jeito MUITO mais fácil de encarar esse problema?

Claro que sim! Vamos usar a Lei de Ampère diretamente, como fazemos com a Lei de Gauss.



Exemplo 1: fio fino *reload*

- Vamos voltar ao problema do fio fino por um momento. Sim, já encontramos que o campo magnético é dado por:

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\phi}$$

- Vamos agora obter esse resultado de um modo muito mais simples. Lembre-se da Lei de Ampère:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

- Vamos agora usar a Lei de Ampère junto com o Teorema de Stokes, numa superfície que é um disco de raio ρ , como indicado na figura. Temos então, pelo uso direto do Teorema de Stokes:

$$\int_S d\vec{S} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \oint_{C(S)} d\vec{l} \cdot \vec{B}$$

- Por outro lado, pela Lei de Ampère:

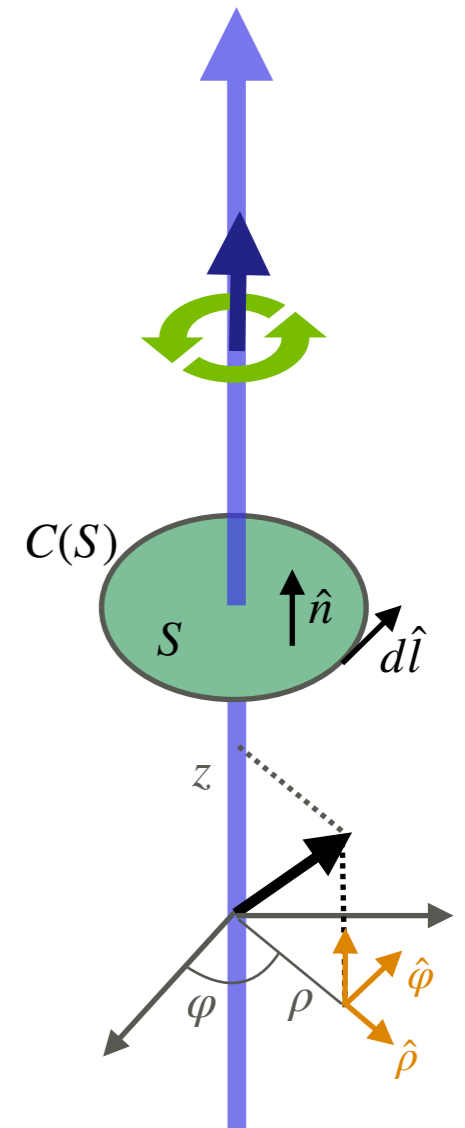
$$\int_S d\vec{S} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \int_S d\vec{S} \cdot \mu_0 \vec{J} = \mu_0 I$$

- Agora, pelos mesmos argumentos de simetria enunciados acima, o campo magnético é simétrico em torno do fio, portanto:

$$\oint_{C(S)} d\vec{l} \cdot \vec{B} = 2\pi\rho B_\phi(\rho)$$

- Das duas igualdades acima tiramos, portanto, que:

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\phi}, \text{ que era o nosso resultado original.}$$



Exemplo 2: fio grosso *reload*

- Agora vamos atacar novamente o problema do fio grosso.
- Como antes, temos a Lei de Ampère combinada com o Teorema de Stokes, num disco de raio ρ :

$$\int_S d\vec{S} \cdot (\nabla \times \vec{B}) = \oint_{C(S)} d\vec{l} \cdot \vec{B}$$

- Agora só temos de prestar atenção no seguinte: aplicando a Lei de Ampère num disco, se o raio ρ (que corresponde ao raio do disco) é maior do que o raio do cilindro, então temos toda a corrente passando pela superfície do disco:

$$\int_{S(\rho \geq R)} d\vec{S} \cdot (\nabla \times \vec{B}) = \int_{S(\rho \geq R)} d\vec{S} \cdot \mu_0 \vec{J} = \mu_0 I$$

- Mas se o raio $\rho < R$, então apenas uma parte da corrente passa por aquele disco. Como a densidade de corrente é homogênea, a fração que atravessa o disco é igual à razão da área do disco para a área da seção do cilindro:

$$\int_{S(\rho \leq R)} d\vec{S} \cdot (\nabla \times \vec{B}) = \int_{S(\rho \leq R)} d\vec{S} \cdot \mu_0 \vec{J} = \mu_0 I(\rho) = \mu_0 \frac{\pi \rho^2}{\pi R^2} I$$

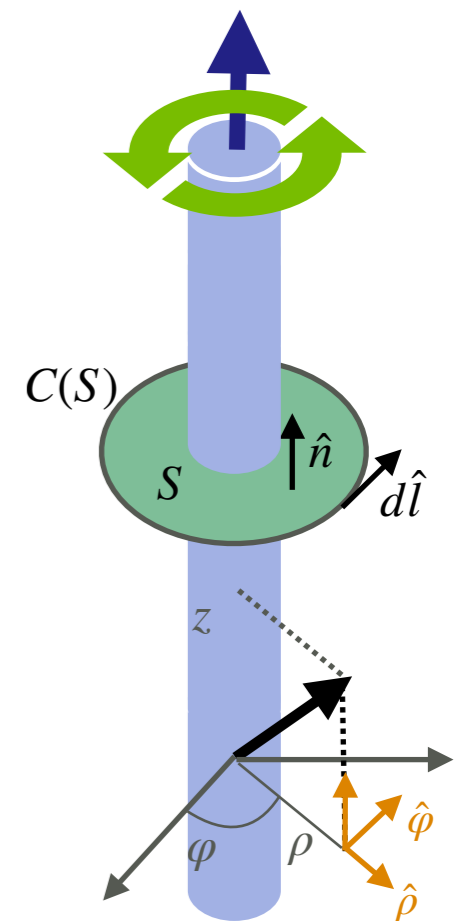
- Quanto à circulação do campo magnético, ela só depende mesmo do raio ρ :

$$\oint_{C(S)} d\vec{l} \cdot \vec{B} = 2\pi \rho B_\varphi(\rho)$$

- Portanto, obtemos que o campo magnético é dado por:

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{\rho}{R^2} \hat{\varphi} \quad , \quad \text{se } \rho \leq R, \text{ e}$$

$$\vec{B}(\rho) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} \hat{\varphi} \quad , \quad \text{se } \rho \geq R \quad , \quad \text{o que era o nosso resultado original para o fio!}$$



Próxima aula:

- Condições de contorno para magnetostática
- O potencial-vetor e suas aplicações

- Leitura: Griffiths, Cap. 5
- Leitura complementar: Jackson, Cap. 5