Indução Eletromagnética

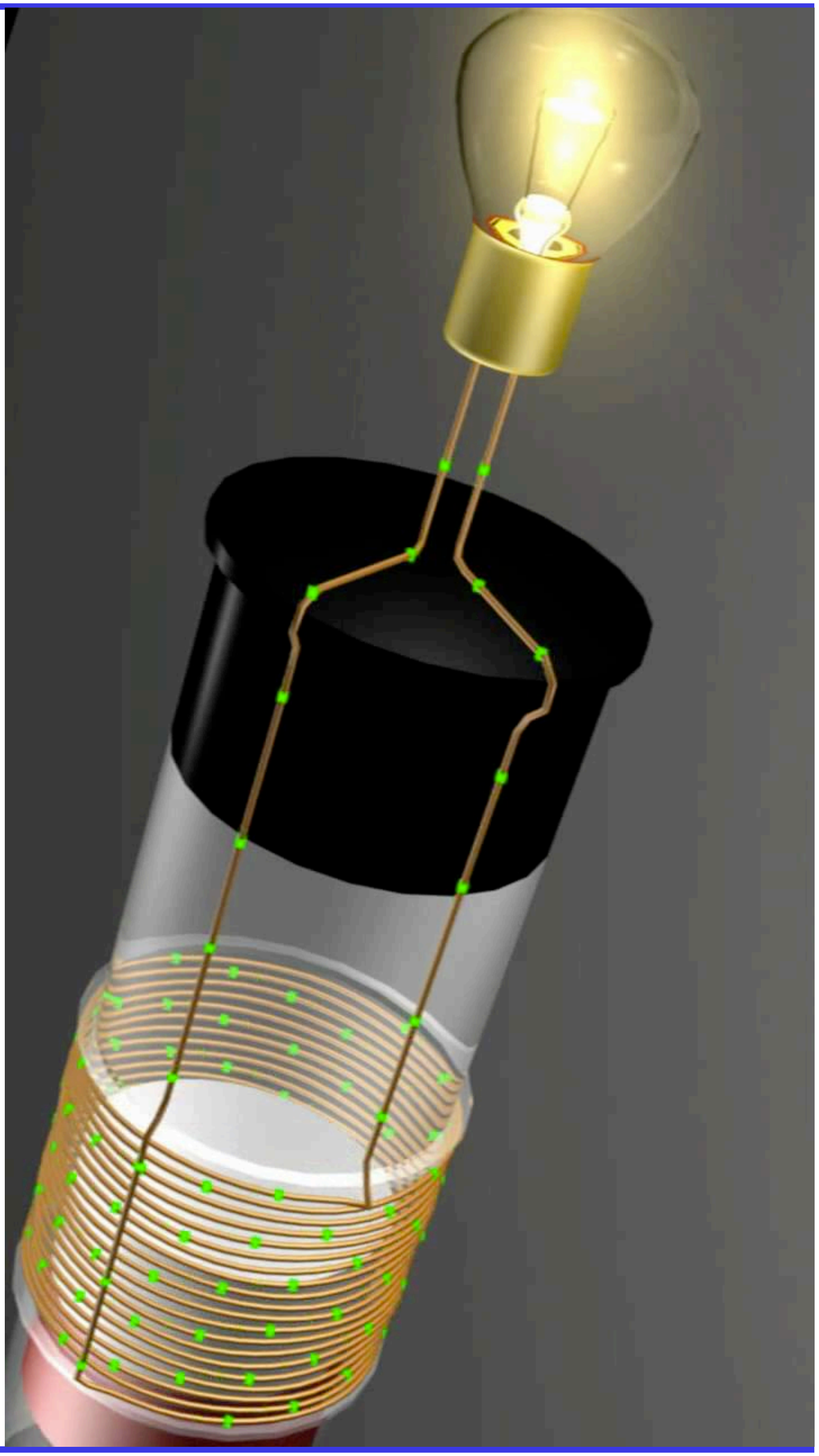
⚡ Lei de Faraday

⚡ A energia do campo magnético

⚡ Difusão magnética

⚡ Indução

⚡ Supercondutividade



A Lei de Faraday

- Em 1831, Michael Faraday descreveu como a **variação no tempo** do **fluxo do campo magnético através de um circuito fechado** gerava uma ***diferença de potencial*** ao longo desse circuito, e portanto uma **corrente**.

- Essas diferenças de potencial não podiam ser atribuídas a um lugar específico no circuito: não era como se uma bateria fosse colocada num ponto específico do circuito. Esse potencial induzido está "distribuído" ao longo de ***todo o circuito***, e por essa razão é chamado de **força eletromotiva**. Por essa razão, nós definimos essa força em termos da integral sobre o circuit:

$$\Delta\phi \sim \vec{E}\cdot\Delta\vec{x} \quad \Rightarrow \quad \mathscr{E} = \oint d\vec{l}\cdot\vec{E}$$

- A origem dessa força está no **fluxo** do campo magnético ***por dentro*** do circuito, ou seja, através de uma ***superfície***:

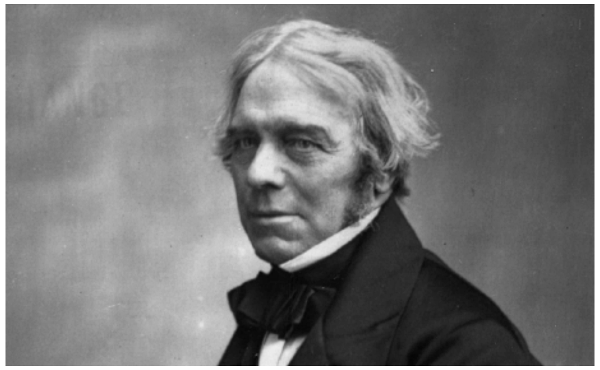
$$\Phi_S = \int d\vec{S}\cdot\vec{B}$$ é o fluxo magnético pela superfície delimitada pelo circuito.

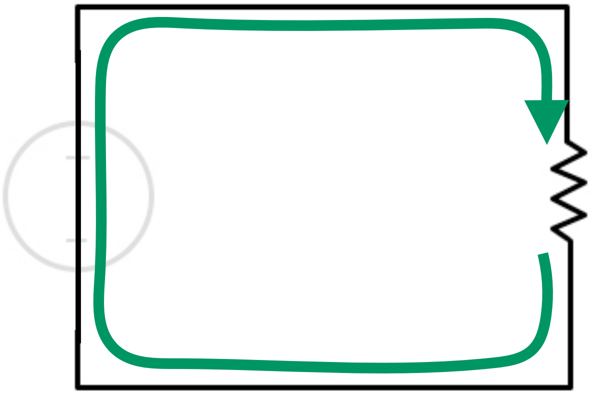
- A observação feita por Faraday (que, por sinal, usa de modo fundamental a noção de **campo** , que o próprio Faraday introduziu) foi de que era a ***variação no tempo*** desse fluxo determinava a força eletromotriz:

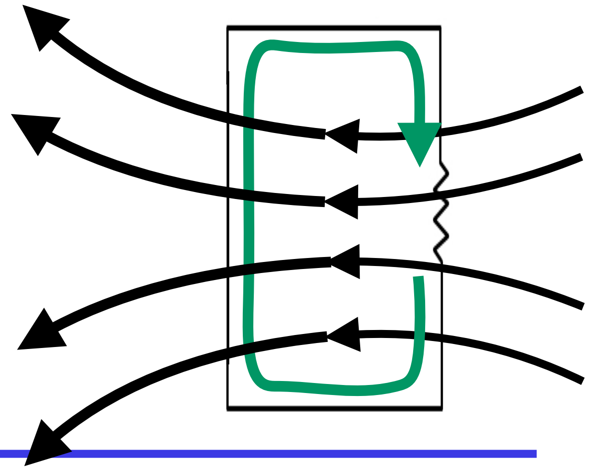
$$\mathscr{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad \Leftrightarrow \quad \oint_C d\vec{l}\cdot\vec{E} = -\frac{d}{dt}\int_{S(C)} d\vec{S}\cdot\vec{B}$$

- É notável que a Lei de Faraday introduz **dois novos elementos** no Eletromagnetismo: primeiro, ela **connecta** os campos elétrico e magnético. E segundo, ela introduz o ***tempo*** na jogada.

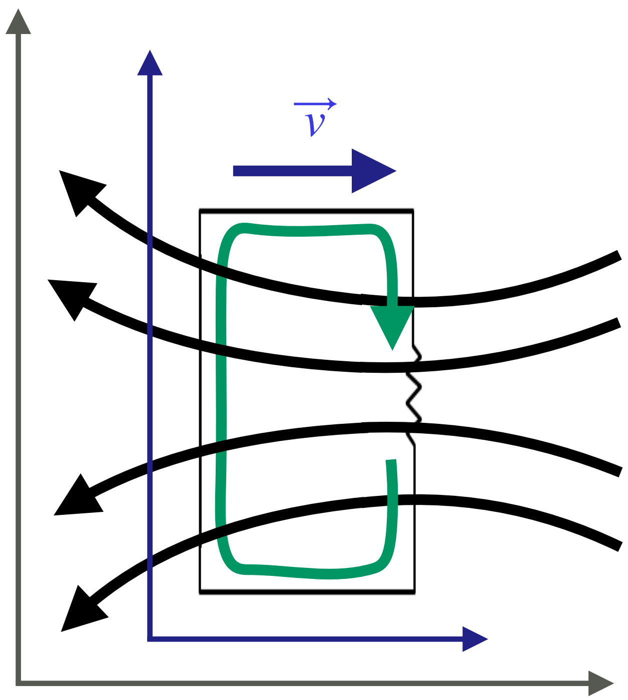
- O **sinal** na Lei de Faraday é conhecido também como **Lei de Lenz**: o campo magnético gerado pela corrente induzida é no sentido de ***opor a mudança no fluxo*** de campo magnético externo através daquele circuito.







A Lei de Faraday



- Uma propriedade interessante da Lei de Faraday é que uma mudança no fluxo pode ocorrer de dois modos básicos:

  (i) nós mantemos o **circuito fixo**, mas **aumentamos/diminuímos o fluxo** — p.ex., aumentando/diminuindo um campo magnético externo;

  (ii) nós mantemos a **configuração de campos fixa**, mas nós **movimentamos o circuito** de tal forma que o fluxo pelo circuito muda.

- De modo a explorar essas relações, vamos considerar um circuito que se move com uma velocidade $\vec{v}$ numa região com um campo magnético inomogêneo, como mostrado na figura. O fluxo do campo magnético pelo circuito muda por causa do movimento do mesmo.

- Essa situação é ***claramente idêntica*** à situação na qual deixamos o circuito fixo e mudamos o campo na posição do circuito — por exemplo, movendo um ímã para mais perto do circuito. É evidente que as duas situações devem gerar exatamente a mesma corrente induzida nesse circuito.

- Entretanto, note que, no referencial do "laboratório" (no qual é o circuito que se move), o campo fica constante. Mas nesse caso, como devemos lidar com a Lei de Faraday, já que ela se refere à variação do fluxo por um circuito que se move. Temos então:

$$\oint_C d\vec{l} \cdot \vec{E} = -\frac{d}{dt} \int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \vec{B}$$

A Lei de Faraday

- Nós podemos encontrar o modo correto de fazer esse cálculo usando, na integral do fluxo magnético, a referencial de repouso do circuito, $\vec{x}_c = \vec{x} - \vec{v}\,t$, no qual o circuito (e portanto a superfície) fica fixo. Temos então:

$$\oint_C d\vec{l} \cdot \vec{E} = -\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \left[\frac{d}{dt} \vec{B}\left(t, \vec{x}_c = \vec{x} - \vec{v}t\right) \right]$$

$$= -\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \left(\frac{\partial \vec{x}_c}{\partial t} \cdot \vec{\nabla}_c \right) \vec{B} \right] = -\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \left(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_c \right) \vec{B} \right]$$

- Esse último termo pode ser re-escrito usando $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} = \vec{v}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = -\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B})$, levando a:

$$\oint_C d\vec{l} \cdot \vec{E} = -\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla}_c \times \left(\vec{v} \times \vec{B} \right) \right]$$

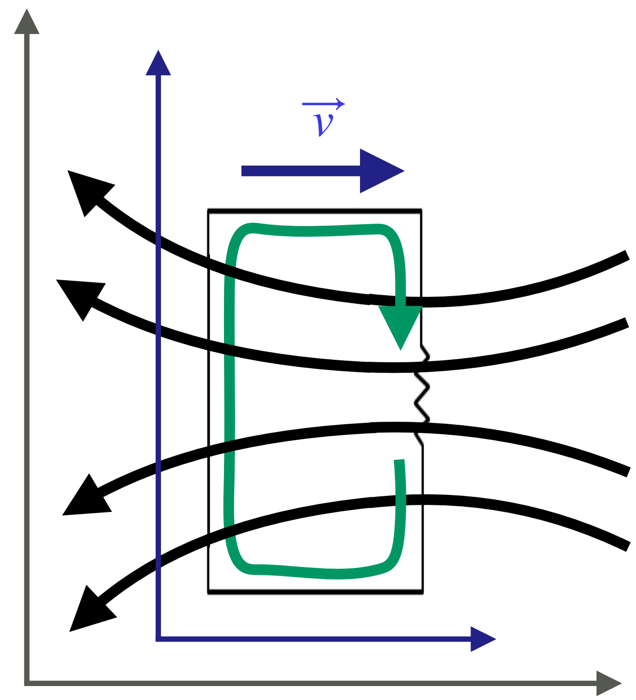
- Agora, usamos o Teorema de Stokes para passar o último termo para o lado esquerdo, e chegamos em:

$$\oint_C d\vec{l} \cdot \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) = -\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

- O que fizemos foi, de fato, expressar a Lei de Faraday no referencial do "laboratório", onde o campo magnético é estático. Assim, o lado esquerdo ***tem que ser*** o ***campo elétrico*** no referencial do circuito! E de fato, o que encontramos é justamente a **Força de Lorentz**!

- Portanto, mesmo que o campo magnético seja completamente estático ($\partial \vec{B}/\partial t = 0$), ainda assim ocorre indução no circuito, devido ao fato de que o circuito está se movendo, e portanto as cargas disponíveis no condutor sentem a força de Lorentz associada com a movimento delas junto com o circuito.

- Em outras palavras: no referencial onde o campo magnético é estático, a **circulação** dos campos elétrico e magnético que surgem na força de Lorentz **se cancelam exatamente**! (Note, porém, que as cargas **se movem** dentro do circuito: é a "circulação" que cancela!)



Esse argumento é uma simplificação: aqui na verdade nós deveríamos usar as transformações de Lorentz! Entretanto, a Lei de Faraday permanece exatamente válida, como derivamos!

A Lei de Faraday

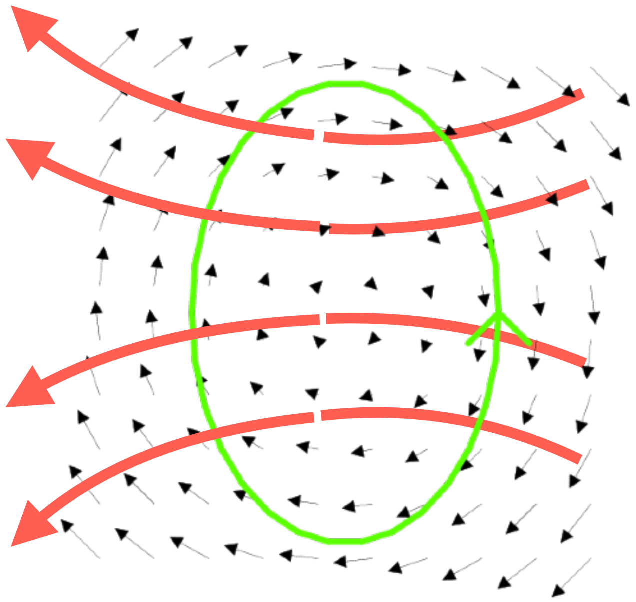
- De qualquer forma, a Lei de Faraday pode ser portanto expressa de dois modos: em sua forma "global", ou integral, ela nos diz que:

$$\oint_C d\vec{l} \cdot \vec{E} = -\frac{d}{dt}\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \vec{B}$$

- Por outro lado, podemos usar o Teorema de Stokes para chegar a uma lei na forma local, ou diferencial:

$$\oint_C d\vec{l} \cdot \vec{E} = \int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = -\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad .$$



- Em caso de dúvida num dado problema, é útil recorrer à forma diferencial da Lei de Faraday, e daí fazer as integrações necessárias.

- A Lei de Faraday nos diz que uma ***variação do campo magnético no tempo*** leva a uma ***circulação do campo elétrico***.

Energia do campo magnético

- Como visto acima, a Lei de Faraday em seu formato local nos diz que:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

- Para uma discussão sobre energia, é útil retorna à noção de força eletromotiva:

$$\mathscr{E} = \oint_C d\vec{l} \cdot \vec{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

- Essa força eletromotiva realiza trabalho nas cargas que se movem por esse circuito. De fato:

$$\oint_C (I\,d\vec{l}) \cdot \vec{E} = \oint_C (dq\,\vec{v}_q) \cdot \vec{E} = \oint_C d\vec{F}_q \cdot \vec{v}_q = \frac{d\,W}{dt}$$

- Portanto:

$$\frac{dW}{dt} = -I\frac{d\Phi_B}{dt}$$

- Vamos considerar o que isso significa para um circuito que permanece fixo, à medida que aumentamos o campo magnético desde zero até um dado valor.
- Podemos expressar o trabalho feito durante esse processo como:

$$\frac{dW}{dt} = -I\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -I\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{\nabla} \times \vec{A}\right) = -I\frac{\partial}{\partial t}\int_{S(C)} d\vec{S} \cdot \left(\vec{\nabla} \times \vec{A}\right)$$

$$= -I\frac{\partial}{\partial t}\oint_C d\vec{l} \cdot \vec{A}$$

Energia do campo magnético

- A expressão acima nos dá o trabalho realizado pela força eletromotiva para um circuito que carrega uma corrente fixa I, à medida que aumentamos o potencial-vetor $\vec{A}$ (ou, de modo equivalente, $\vec{B}$):

$$\frac{dW}{dt} = -I \oint_C d\vec{l} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

- Portanto, a energia que é transferida ***do campo magnético para o circuito*** é idêntica mas com o sinal contrário:

$$\frac{dU_B}{dt} = +\oint_C \left(I d\vec{l}\right) \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \int \left(\vec{J}\, dV\right) \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

- Nesse momento podemos usar a Lei de Ampère para expressar a densidade de corrente em termos do campo magnético of the magnetic field, $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}$:

$$\frac{dU_B}{dt} = \int dV \left(\vec{\nabla} \times \vec{H}\right) \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \int dV \left[\vec{H} \cdot \left(\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) + \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{H} \times \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right)\right]$$

$$= \int dV \left[\vec{H} \cdot \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)\right] + \oint_{S(V)} d\vec{S} \cdot \left[\vec{H} \times \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right] \quad \to \quad \int dV \left[\vec{H} \cdot \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)\right]$$

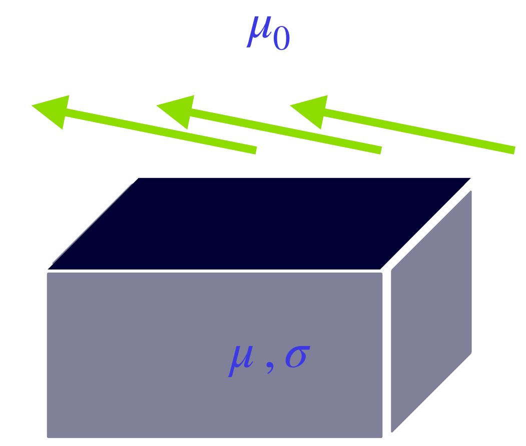
- Finalmente, assumindo uma relação constitutiva linear entre $\vec{B}$ e $\vec{H}$, obtemos:

$$\frac{dU_B}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int dV \, \frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} \quad \Longrightarrow \quad \rho_B = \frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B}$$ é a **densidade de energia** do campo magnético.

- Junto com o resultado para e energia do campo elétrico nós obtemos a densidade de energia total do campo eletromagnético:

$$\rho_{EM} = \frac{1}{2}\left(\vec{D} \cdot \vec{E} + \vec{H} \cdot \vec{B}\right) \quad ,$$ que é a expressão correta, final, e relativística!

Difusão magnética



- Considere um campo magnético que varia lentamente na vizinhança de um material condutor, de tal modo que o campo elétrico e as correntes induzidas naquele material não são muito fortes.
- Para um material condutor, a corrente é proporcional ao campo elétrico induzido, de acordo com a Lei de Ohm:

  $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, onde σ é a ***condutividade*** do meio.

- Temos então que a Lei de Ampère toma a forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \leftrightarrow \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu\sigma\vec{E}$$

Mas como a Lei de Faraday é $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, obtemos $\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = -\frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{B})}{\partial t} = -\mu\sigma\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

o que leva a:

$$\vec{\nabla}\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}\right) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} = -\mu\sigma\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

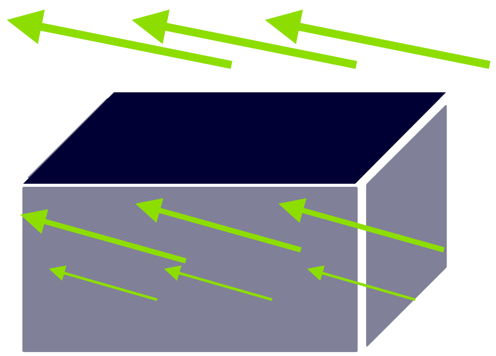
- Como não temos cargas livres nesse problema, $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$, e portanto:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \mu\sigma\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$, que se chama equação de difusão.

- De modo similar, é possível derivar uma equação para o campo magnético e para o potencial-vetor:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} = \mu\sigma\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad , \quad \text{ou} \quad \vec{\nabla}^2 \vec{B} = \mu\sigma\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad .$$

Difusão magnética



- A equação da difusão magnética nos diz que um campo magnético que muda com o tempo é capaz de penetrar num meio devido aos campos e correntes induzidos, que geram outros campos, que geram outras correntes, e assim por diante.
- Como fica claro pelo nome, a "difusão" neste caso se refere à maneira como o campo magnético entra no material, que é similar ao modo como o calor se difunde dentro de um meio. De fato, temos:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} \sim \frac{\Delta \vec{A}}{\Delta x^2} \sim \mu\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \sim \mu\sigma \frac{\Delta \vec{A}}{\Delta t} \quad ,$$

  Podemos interpretar essas relações do seguinte modo: numa escala de tempo Δt, a escala de distância da difusão é $\Delta x \sim \sqrt{\Delta t/\mu\sigma}$. Essa escala se chama "pele" do material, que depende da frequência de oscilação do campo magnético.

- Como exemplo, considere um material de permeabilidade magnética μ e condutividade σ ocupando a região $z \leq 0$, e que temos o vácuo em $z > 0$. Vamos super que na região $z > 0$ temos um campo $\vec{H}_> = H_0 \, e^{i\omega t} \, \hat{x}$.
- As condições de contorno significam que:

$$\Delta \vec{H}_{||} = \vec{K} \times \hat{n} \to 0 \quad \text{(não há correntes livres!)} \quad , \quad \text{e} \quad \Delta B_\perp = 0$$

- Mas nesse caso não há campo na direção z, já que a única componente do campo magnético é $\vec{H} \sim \hat{x}$, o que significa que as correntes induzidas na superfície só poderiam ser na direção $\hat{y}$. Portanto, tentamos o ansatz:

$$\vec{H}_< = H_0 \, f(z) \, e^{i\omega t} \hat{x}$$

Difusão magnética

- Substituindo esse ansatz na equação de difusão temos:

$$\frac{d^2}{d\,z^2}\left[H_0\, f(z)\, e^{i\omega t}\,\hat{x}\right] = \mu\sigma\frac{d}{dt}\left[H_0\, f(z)\, e^{i\omega t}\,\hat{x}\right] \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 f}{d\,z^2} = i\omega\mu\sigma f(z)$$

- Essa é mais uma daquelas soluções exponenciais/trigonométricas, exceto que a frequência não é real ou imaginária, mas ***complexa***:

$$f(z) = f_+\, e^{qz} + f_-\, e^{-qz} \quad , \quad \text{com} \quad q^2 = i\omega\mu\sigma$$

- Essa equação pode ser facilmente resolvida usando $i = e^{i\pi/2}$, e assim:

$$q = \left(e^{i\pi/2}\omega\mu\sigma\right)^{1/2} = e^{i\pi/4}\sqrt{\omega\mu\sigma} = \frac{1+i}{\sqrt{2}}\sqrt{\omega\mu\sigma}$$

- Claramente, na região $z \leq 0$ temos apenas a solução que decai, $\sim e^{qz}$ (note que nesse passo utilizamos a condição de contorno de que o campo vai a ser no infinito espacial, $z \to -\infty$), o que nos deixa com a solução:

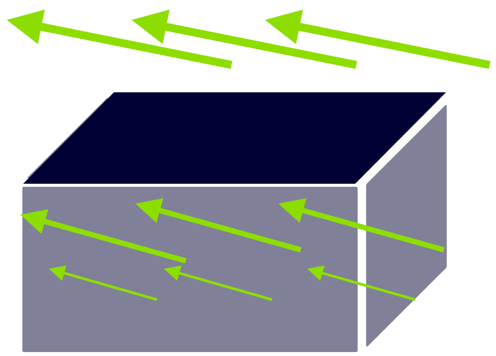
$$\vec{H}_< = H_0\, \exp\left[\frac{1+i}{\sqrt{2}}\sqrt{\omega\mu\sigma}\, z\right] e^{i\omega t}\hat{x}$$

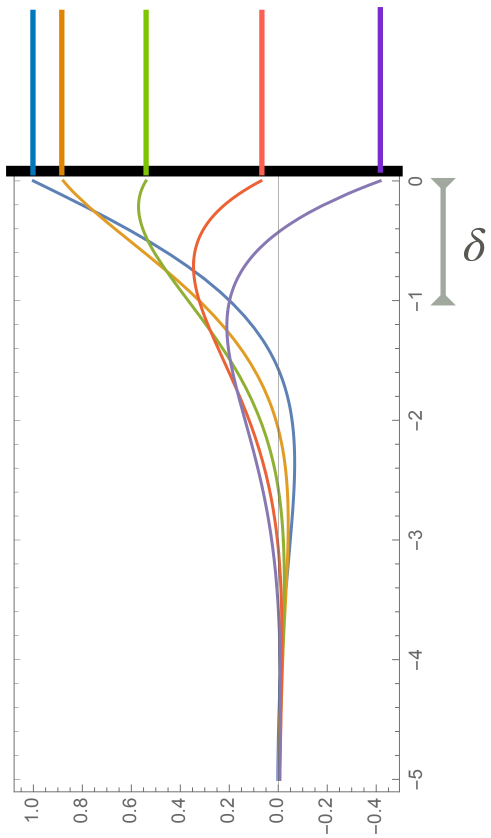
- Definimos a "pele do material" (*skin depth*) como:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad \Rightarrow \quad \vec{H}_< = H_0\, e^{z/\delta}\cos(\omega t + z/\delta)\,\hat{x}$$

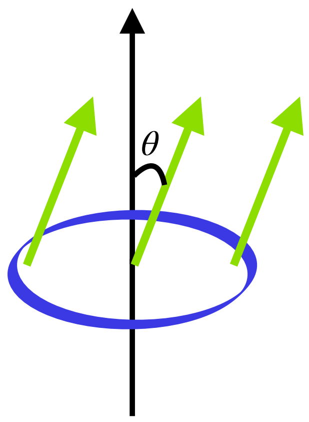
- Eu vou deixar como um exercício para vocês mostrarem que o campo elétrico e a corrente superficial induzidos são dados por:

$$\vec{E}_< = \frac{\mu\omega\delta}{\sqrt{2}} H_0\, e^{z/\delta}\, \cos(\omega t + z/\delta - 3\pi/4)\,\hat{y} \quad , \quad \text{com} \quad \vec{J} = \sigma\vec{E} \quad , \quad \text{de modo que} \quad \int_{-\infty}^{0} dz\, J_y(z) = -H_0 \cos\omega t \quad !$$





Indução: exemplos



- O exemplo mais trivial é um circuito circular de raio R, com seção de area a (muito pequena). Vamos calcular a indução nesse circuito, e a potência dissipada.

- O **fluxo** do campo magnético através do circuito de raio R é:

$$\Phi_B = \pi R^2 B \cos\theta$$

Uma força eletromotriz será gerada se (i) nós aumentarmos a intensidade do campo, ou se (ii) nós girarmos o disco.

- Vamos tomar um fio neutro, de condutividade σ. Nesse caso podemos pensar nas cargas negativa se movendo numa direção, e as cargas positivas se movendo na outra direção:

$$\vec{F}_+ = +q\vec{E} \quad \text{e} \quad \vec{F}_- = -q\vec{E} \quad , \quad \text{mas} \quad \vec{F}_{Tot} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = 0$$

- Entretanto, cada uma das cargas se move no sentido horário ou anti-horário, mas são as cargas negativas que estão de fato se movendo (lentamente) pelo condutor. Se esse movimento está num regime estacionário (aceleração nula), temos:

$$P = \frac{dW}{dt} = \oint d\vec{F}\cdot\vec{v} = \oint (dq\vec{v})\cdot\vec{E} = \oint (Id\vec{l})\cdot\vec{E} = \int_V (\vec{J}dV)\cdot\vec{E} = \sigma\int dV\,\vec{E}^2$$

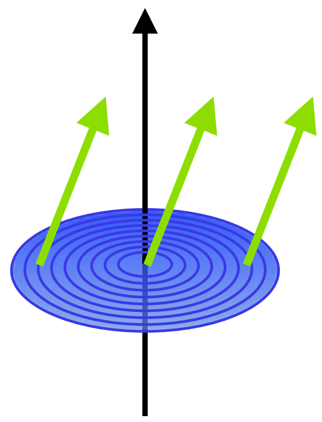
- Como o fio tem comprimento $2\pi R$ e $E = 2\pi R\,\mathscr{E}$ temos:

$$\mathscr{E}_r = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\pi R^2\frac{dB}{dt}\cos\theta \quad \Rightarrow \quad E = -\frac{1}{2}R\dot{B}\cos\theta\,\hat{\varphi} \quad , \quad \text{e portanto a potência dissipada é:}$$

$$P = \sigma V_{fio}\vec{E}^2 = \sigma(a2\pi R)\,\vec{E}^2 = \frac{\sigma\pi a R^3}{2}\dot{B}^2\cos\theta^2$$

- Ok, então essas correntes acabam sendo dissipadas na forma de calor, cuja origem é, em última análise, a bateria que gerou o campo magnético externo dependente do tempo.

Indução: exemplos

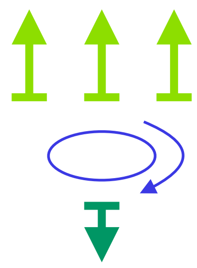


- Agora, considere um disco condutor de raio R, feito de muitos fios finos, circulares, concêntricos.
- O **fluxo** do campo magnético através de um circuito de raio r é:

$$\Phi_B(r) = \pi r^2 B \cos\theta$$

- A força eletromotriz num circuito de raio r será:

$$\mathscr{E}_r = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\pi r^2 \frac{dB}{dt} \cos\theta$$



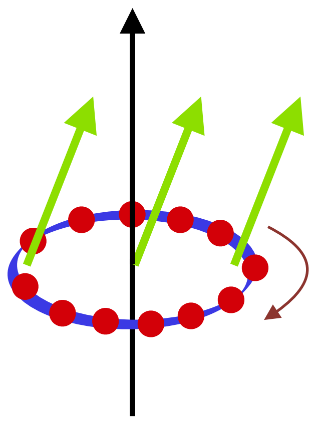
- Suponha agora que temos um número arbitrariamente grande de loops perfazendo esse disco. Nesse caso, a soma das forças eletromotrizes poderia se tornar arbitrariamente grande !? O que está acontecendo?…
- Numa situação realística, em cada um dos circuitos a variação do fluxo gera uma corrente que circula de forma a ***opor*** a mudança do campo externo (Lei de Lenz). As correntes são proporcionais às resistências de cada um dos circuitos, o que (no caso de fios homogêneos) é proporcional ao comprimento dos circuitos, $2\pi r$. Portanto:

$$\vec{J}_r = \sigma \vec{E}_r \quad , \quad \mathscr{E}_r = \oint_r d\vec{l} \cdot \vec{E}_r \quad \Rightarrow \quad I_r \sim \frac{\mathscr{E}_r}{r} \sim r$$

- Ou seja, a corrente cresce de forma mais ou menos linear desde o centro, e as correntes induzidas num circuito oferecem uma “reação" que afeta os outros circuitos, e assim por diante.
- Uma outra maneira de pensar sobre essa questão é por meio da **auto-indutância** de um material com um dado volume. Nós vamos retornar a essa questão brevemente.

Indução: exemplos

- Agora vamos retornar ao caso de um circuito individual, de raio R, mas vamos tomar um círculo feito de material isolante, no qual colocamos algumas cargas q em intervalos regulares — você pode imaginar uma densidade linear de cargas λ .



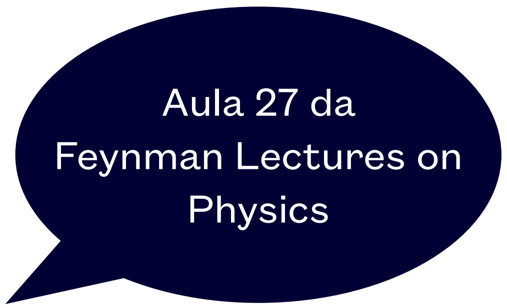
- Vamos perguntar o que ocorre quando induzimos uma corrente nesse circuito, pela variação do fluxo magnético. A potência transferida ao circuito pela variação do fluxo é dada por:

$$P = \frac{dW}{dt} = \oint d\vec{F} \cdot \vec{v} = \oint (dq\,\vec{v}) \cdot \vec{E} = \oint (\lambda dl\,\vec{v}) \cdot \vec{E}$$

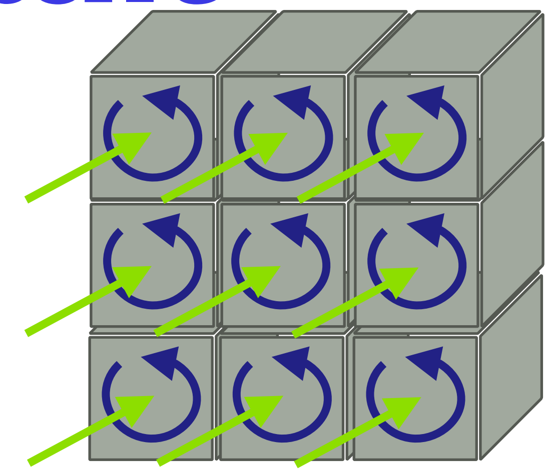
- Claramente o anel vai começar a rodar, com uma velocidade angular ω tal que $v = \omega r$. O cálculo acima mostra que:

$$P = \lambda\,(2\pi r)\,(\omega r)\,\left(-\frac{1}{2} r\dot{B}\,\cos\theta\right) = -\,\lambda\,\omega\,\pi r^2\,\dot{B}\,\cos\theta$$

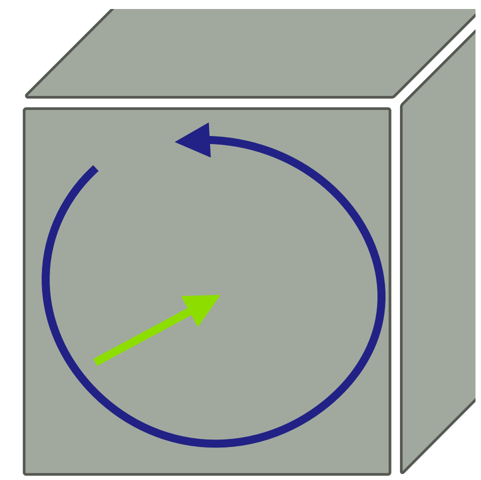
- Ou seja, essa potência está sendo convertida na rotação do anel, cujo ***momento angular*** começa a ***crescer***.
- OK, claro, a energia para realizar essa rotação vem da fonte do campo externo, e o campo magnético transmite essa energia desde a fonte até o anel.
- Isso mostra que o o anel adquire momento angular! Mas… de onde ***veio*** esse momento angular??
- Esse exemplo demonstra um fato incrível: os campos magnéticos (e de modo geral, os campos eletromagnéticos) ***carregam momento angular***, e esse momento angular pode ser transferido dos campos para o material com o qual eles interagem — no caso, o nosso anel!

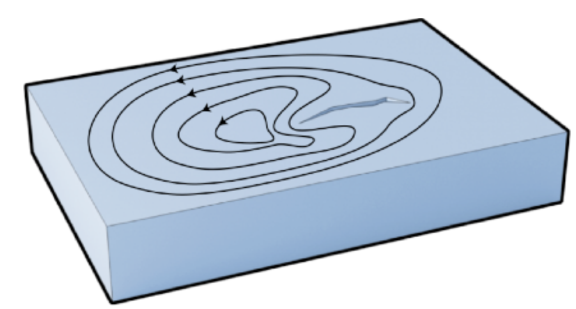


Correntes de Eddy/Foucault

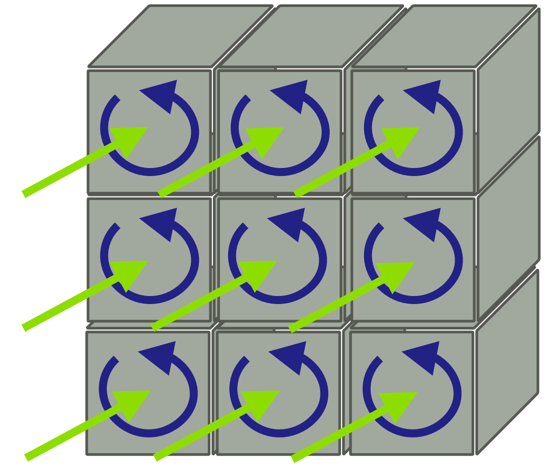


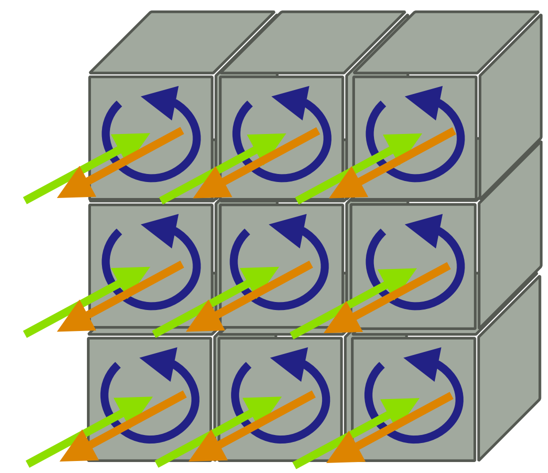
- Quando um campo magnético dependente do tempo entra num condutor, ele induz correntes em todo o condutor.
- Essas correntes são chamadas de ***correntes de Foucault*** (ou ***correntes de Eddy***). Mas **onde** exatamente estariam essas correntes?
- Devemos sempre lembrar que as leis do Eletromagnetismo são ***locais***: o que ocorre numa região microscópica é determinado pelos **campos naquela região microscópica**.
- Correntes de Eddy são induzidas de um modo totalmente local, mas o modo como essas correntes se combinam, em domínios que se juntam ou se partem, depende de modo essencial da forma e da geometria do material, pela estrutura cristalina, e até mesmo dos defeitos no material. O efeito final são correntes que podem "parecer" macroscópicas, mas que têm fontes estritamente microscópica, e fundamentalmente local!

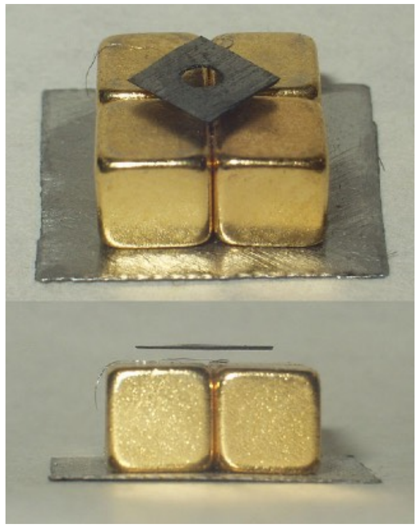




Supercondutores







- Um exemplo radical de material que é capaz de gerar correntes de Eddy extremamente altas é um supercondutor.
- Num supercondutor a resistência é praticamente nula, $R \to 0$: as cargas podem se mover de modo totalmente livre, sem nenhum obstáculo e sem perder energia. Isso significa que uma força eletromotriz, por menor que seja, é capaz de induzir correntes que podem ser arbitrariamente grandes, pois $I = \mathscr{E}/R$!
- O campo magnético gerado por uma corrente induzida vai crescer e crescer, até que o campo externo seja completamente cancelado, eliminando o próprio campo magnético externo! E quando chega nesse ponto, as correntes se estabilizam e o campo total dentro do material é nulo!
- Numa visão microscópica, você pode pensar em correntes de Eddy como dipolos magnéticos que cancelam o campo magnético externo, de modo parecido com o que ocorre com cargas num condutor, que são mobilizadas dentro do condutor até que elas cancelam completamente o campo elétrico externo.
- Isso significa que se você tenta ***aproximar*** um ímã de um supercondutor, um campo magnético **oposto** aparece (devido às correntes de Eddy), que cancela o campo magnético dentro do material, e resulta numa ***força repulsiva***.
- De modo análogo, se você tem um ímã perto de um supercondutor e tenta ***tirá-lo*** de lá, você também vai encontrar uma força que opõe o seu movimento — nesse caso, uma ***força atrativa***.
- Podemos até mesmo definir a "pressão magnética" de um campo magnético num supercondutor, usando um argumento de energia:

$$P_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

- Esses conceitos formam a base para a idéia de experimentos e aparatos de "levitação" , que vocês já devem ter visto por aí! *[Vamos agora assistir um videozinho legal no YouTube: https://www.youtube.com/watch?v=zPqEEZa2Gis]*

Próxima aula:

- Exemplos e exercícios com indução
- Indutância mútua e auto-indutância
- Derivação alternativa da energia do campo magnético

- Leitura: Griffiths, Cap. 7
- Leitura complementar: Jackson, Cap. 5