



## TEORIA ELETRÔNICA DA MAGNETIZAÇÃO

Sabemos que uma corrente elétrica passando por um condutor dá origem a um campo magnético em torno deste. A este campo damos o nome de campo eletro-magnético, para denotar a sua origem, ou seja, um campo magnético provocado por uma corrente elétrica. Sabemos também que existem campos magnéticos provocados por certos materiais, comumente chamados de **ímãs permanentes**. Dizemos que estes materiais tem a capacidade de manter um certo magnetismo residual, uma vez colocados na presença de um campo magnético externo. Entretanto, quer seja o campo provocado por uma corrente elétrica passando por um condutor, quer seja o campo magnético devido a um ímã permanente, devemos saber que a origem de ambos é a mesma, ou seja: todo **campo magnético** é provocado por **corrente elétrica**. No primeiro caso isto está bastante claro. Vamos entender por que essa afirmação é válida também para o segundo caso.

### 17.1 - EFEITO DO FERRO EM CAMPOS MAGNÉTICOS ESTÁTICOS

O ferro tem a propriedade de multiplicar o efeito magnético de uma corrente. O campo magnético no centro de um solenóide enrolado sobre uma pequena barra de ferro é muito maior do que o campo magnético no centro do mesmo solenóide, porém com núcleo de ar. Em outras palavras podemos definir o ferro com sendo um "condutor de fluxo magnético", em analogia à materiais como o cobre, que são bons condutores de corrente elétrica. Nós utilizamos esta propriedade para criar intensos campos magnéticos, manipulá-los e guiá-los por onde desejarmos

#### 17.1.1 - Magnetismo

O modelo ainda mais utilizado para representar a estrutura dos materiais é o modelo atômico. O elemento básico é o átomo, que possui um núcleo relativamente pesado, ao qual é atribuído sinal positivo, orbitado por cargas negativas (elétrons). Um elétron orbitando em torno do núcleo de um átomo pode ser considerado, devido à grande velocidade do movimento, como sendo um microscópico laço de corrente, como é sugerido pela figura 17.1. Este laço de corrente tem um momento magnético (dipolo)  $m$ , que é igual ao produto da corrente equivalente  $I$ , pela área  $A$  da espira definida pelo laço de corrente. Este momento pode ser expresso como um vetor  $\vec{m}$ , que é perpendicular ao plano do laço, com direção definida pela regra da mão direita. (Devemos notar que a corrente  $I$  é oposta à direção do movimento da carga negativa).

Quando essa espira de corrente é colocada na presença de um campo magnético externo  $\vec{B}$ , haverá um torque tendendo a alinhar o momento do laço com o campo externo, dado por:

$$\vec{T} = \vec{m} \times \vec{B} \quad (17.1)$$

O módulo do torque resultante é :

$$|T| = |m||B|\sin\theta \quad (17.2)$$

Quando o alinhamento é obtido o torque torna-se nulo.

Considere agora a situação mostrada na figura 17.2a, onde há milhares de laços atômicos, orientados aleatoriamente. Na figura 17.2b um campo magnético externo é aplicado, fazendo com

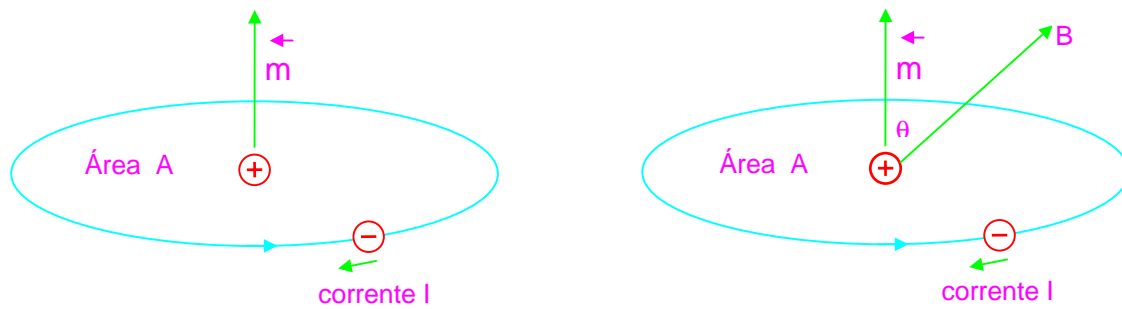


figura 17.1 - Elétron girando em torno de um núcleo

que todos os momentos magnéticos atômicos se alinhem na direção do campo magnético externo. Olhando para esta configuração, percebemos que esse conjunto formado por milhares de laços atômicos alinhados na mesma direção podem ser considerados como sendo uma única espira delimitada pelo contorno do material que contém os milhares de laços atômicos (figura 17.2c). Se agora tomarmos milhares dessas espiras, como na figura 17.2d, nós obtemos uma capa de corrente cilíndrica, semelhante a um solenóide.

Esta discussão simplista serve para dar uma idéia do fenômeno da magnetização. Negligenciamos os efeitos da agitação térmica das moléculas, que interfere no processo de alinhamento. Também consideramos o átomo como tendo um único elétron orbitando o núcleo, quando pode haver mais de um, e desprezamos os movimentos de rotação do elétron e do núcleo em torno de seus próprios eixos. Embora muito longe de um rigoroso tratamento de mecânica quântica, nosso modelo simplista permite ter uma visão bastante clara do fenômeno da magnetização. A grande maioria dos fenômenos que estudaremos serão em escala macroscópica, e não necessitarão de uma visão rigorosa dos fenômenos microscópicos envolvidos.

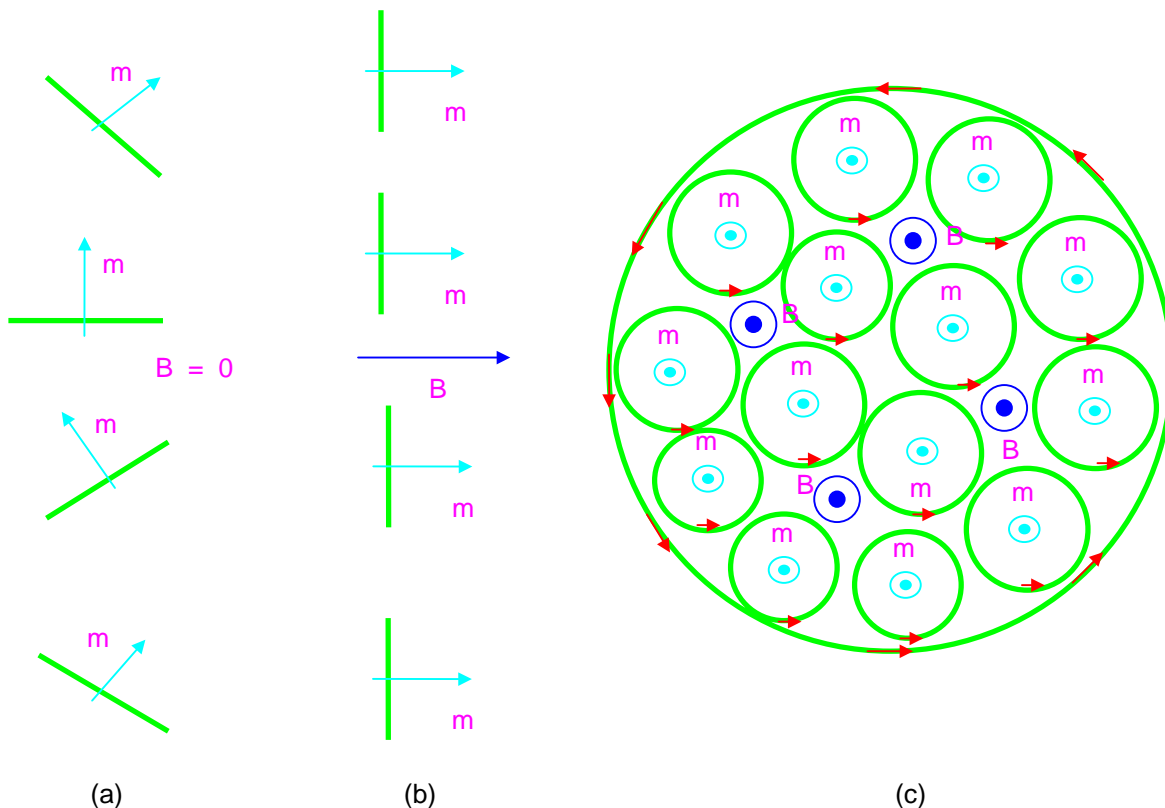
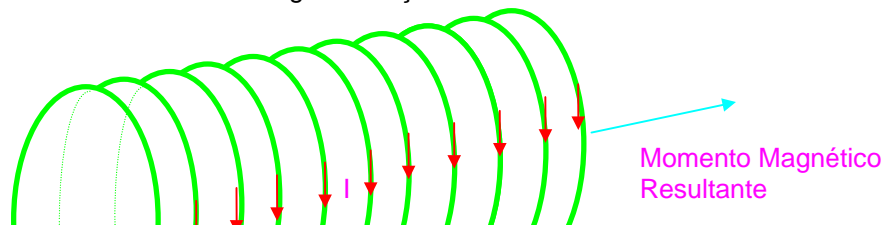


figura 17.2 - (a) - Momentos atômicos aleatoriamente direcionados, (b) - alinhados com um campo externo, (c) - vista frontal mostrando grande laço externo



(d)

figura 17.2 - (d) centenas de laços, como em um solenóide.

## 17.2 - O VETOR MAGNETIZAÇÃO M

Considere um toróide com núcleo de ar, área A e raio R mostrado na figura 17.3a. A densidade de fluxo magnético no interior do toróide será:

$$B_0 = \mu_0 \frac{N_0 I}{2\pi R} \quad (17.3)$$

Mas  $N_0 I / 2\pi R$  pode ser considerado com sendo a densidade de uma lâmina de corrente, K. Então:

$$B_0 = \mu_0 K = \mu_0 H \quad (17.4)$$

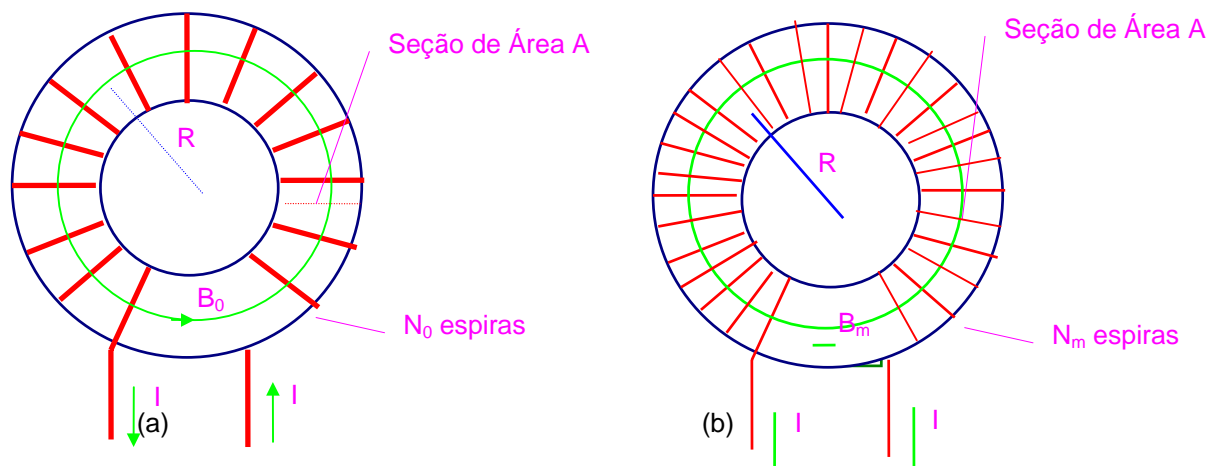


figura 17.3 - (a) Toróide com  $N_0$  espiras produzindo um campo  $B_0$  e (b) Toróide com  $N_m$  espiras produzindo um campo  $B_m$

Se o mesmo enrolamento é colocado sobre um anel de ferro com a mesma área e raio, o valor de B deverá aumentar substancialmente. Imagine agora que, ao invés de um anel de ferro nós tenhamos o mesmo toróide com núcleo de ar, porém, com um número de espiras  $N_m$  (figura 17.3b) tal que campo magnético produzido por este seja igual ao aumento provocado pela presença do núcleo de ferro. Assim:

$$B_m = \mu_0 \frac{N_m I}{2\pi R} = \mu_0 K' = \mu_0 M \quad (17.5)$$

onde  $N_m I / 2\pi R = K'$  é a densidade da lâmina de corrente fictícia.

O campo magnético total B será dado por:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_m = \mu_0(\mathbf{K} + \mathbf{K}') \quad (17.6)$$

ou:

$$\vec{\mathbf{B}} = \mu_0(\vec{\mathbf{H}} + \vec{\mathbf{M}}) \quad (17.7)$$

onde:

$\vec{\mathbf{B}}$  = vetor indução magnética (T)

$\vec{\mathbf{H}}$  = vetor intensidade de campo magnético (A/m)

$\vec{\mathbf{M}}$  = vetor magnetização (A/m)

Embora desenvolvida para o caso de um toróide, esta é uma relação vetorial de aplicação geral

Assim, semelhantemente ao caso da eletrostática, onde o vetor polarização  $\vec{\mathbf{P}}$  está relacionado ao vetor intensidade de campo elétrico  $\vec{\mathbf{E}}$ , na magnetostática o vetor magnetização  $\vec{\mathbf{M}}$  está relacionado ao vetor intensidade de campo magnético  $\vec{\mathbf{H}}$ . Dividindo a equação 17.7 por  $\vec{\mathbf{H}}$  nós temos:

$$\mu = \mu_0 \left( 1 + \frac{\vec{\mathbf{M}}}{\vec{\mathbf{H}}} \right) \quad (17.8)$$

Em meios isotrópicos,  $\vec{\mathbf{M}}$  e  $\vec{\mathbf{H}}$  estão na mesma direção, de modo que o quociente entre eles é um escalar. Para os materiais ferromagnéticos, que serão os de nosso maior interesse, esta relação em geral não é linear, ou seja, o quociente entre  $\vec{\mathbf{M}}$  e  $\vec{\mathbf{H}}$  não é linear, e não é possível escrever uma relação matemática exata para essa relação. Entretanto vamos, para o momento, escrever essa relação como sendo uma constante:

$$\chi = \frac{\vec{\mathbf{M}}}{\vec{\mathbf{H}}} \quad (17.9)$$

onde  $\chi$  é a **susceptibilidade magnética** do material em questão.

Podemos agora escrever

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (17.10)$$

ou:

$$\mu = \mu_0\mu_r \quad (17.11)$$

onde  $\mu_r = 1 + \chi$  é definida como sendo a **permeabilidade relativa** do material em relação ao vácuo.

### 17.3 - FERROMAGNETISMO, PARAMAGNETISMO E DIAMAGNETISMO

---

Todos os materiais apresentam algum efeito magnético. Em alguns materiais esses efeitos são tão fracos, que esses materiais são chamados de não-magnéticos. Entretanto, o único meio realmente não magnético é o vácuo (daí o fato de ser tomado como sendo o material de permeabilidade relativa igual a 1). Em geral, os materiais podem ser classificados de acordo com o seu comportamento magnético em **diamagnéticos**, **paramagnéticos** e **ferromagnéticos**.

Os materiais diamagnéticos possuem uma permeabilidade relativa ligeiramente inferior a 1 (por exemplo o cobre, com  $\mu_r = 0.999991$ ), e apresentam a característica de, na presença de um campo magnético, se oporem a ele (figura 17.4). Em outras palavras, quando um material diamagnético é colocado na presença de um campo magnético, ele é repelido por ele. Os materiais paramagnéticos possuem uma permeabilidade relativa ligeiramente superior a 1 (por exemplo o alumínio, com  $\mu_r = 1.00000036$ ) e, na presença de um campo magnético os seus momentos magnéticos se alinham com ele. Quando esse campo é retirado, eles voltam a se desalinhar (figura 17.5). Em outras palavras, quando um material paramagnético é colocado na presença de um campo magnético ele é atraído por ele. Ao comportamento dos materiais ferromagnéticos será dedicado o próximo módulo

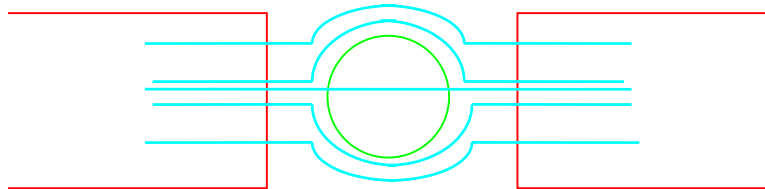


figura 17.4- Comportamento de um material diamagnético

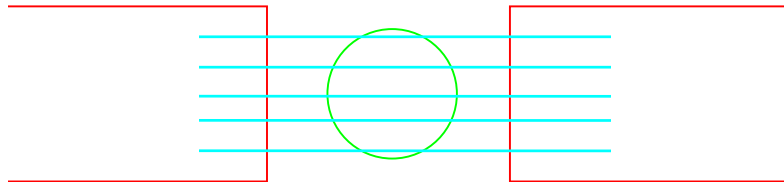


figura 17.5 - Comportamento de um material paramagnético

