思考题讨论

- **思考题6.3** 当$m_0B\sim kT$时，求顺磁质的χ_{m}。
- **思考题6.4** 为什么抗磁质微观机制与实际能很好符合，而顺磁质微观机制则不一定？

思考题6.3 求$m_0B<<kT$不成立时顺磁质的χ_{m}。

令$x=\cos\theta$

解：令$\alpha=m_0B/kT$，则$\mathrm{d}n(\theta)=Ce^{\alpha\cos\theta}\sin\theta\,\mathrm{d}\theta$,

由 $$n_0=\int_0^{\pi}\mathrm{d}n(\theta)=\int_0^{\pi}Ce^{\alpha\cos\theta}\sin\theta\mathrm{d}\theta=C(e^{\alpha}-e^{-\alpha})/\alpha$$

得归一化系数$C=n_0\alpha/(e^{\alpha}-e^{-\alpha})$,

不是常数

$$M=\int_0^{\pi}m_0\cos\theta\mathrm{d}n(\theta)=\frac{n_0m_0}{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}\int_0^{\pi}\cos\theta e^{\alpha\cos\theta}\sin\theta\mathrm{d}\theta$$

$$=\frac{n_0m_0}{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}\int_{-1}^{1}xe^{\alpha x}\mathrm{d}x=\frac{n_0m_0}{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}\left(e^{\alpha}+e^{-\alpha}-\frac{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}{\alpha}\right)$$

$$=n_0m_0\left(\frac{e^{\alpha}+e^{-\alpha}}{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}-\frac{1}{\alpha}\right)=n_0m_0\left(\coth\alpha-\frac{1}{\alpha}\right)=\chi_{\mathrm{m}}H.$$

$\alpha\to0$, $M=\dfrac{n_0m_0}{3}\alpha=\dfrac{n_0m_0^2}{3kT}B\approx\dfrac{\mu_0n_0m_0^2}{3kT}H$(同书上);

$\alpha\to\infty$, $M=n_0m_0$(饱和磁化).

$\alpha\to 0$时的近似计算

$$\frac{e^{\alpha}+e^{-\alpha}}{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}-\frac{1}{\alpha}=\frac{(1+\alpha+\alpha^2/2)+(1-\alpha+\alpha^2/2)}{(1+\alpha+\alpha^2/2)-(1-\alpha+\alpha^2/2)}-\frac{1}{\alpha}$$

$$=\frac{1+\alpha^2/2}{\alpha}-\frac{1}{\alpha}=\frac{\alpha}{2}$$

对不对？多展开一阶

$$\frac{e^{\alpha}+e^{-\alpha}}{e^{\alpha}-e^{-\alpha}}-\frac{1}{\alpha}$$

$$=\frac{(1+\alpha+\alpha^2/2+\alpha^3/6)+(1-\alpha+\alpha^2/2-\alpha^3/6)}{(1+\alpha+\alpha^2/2+\alpha^3/6)+(1-\alpha+\alpha^2/2-\alpha^3/6)}-\frac{1}{\alpha}$$

$$=\frac{1+\alpha^2/2}{\alpha(1+\alpha^2/6)}-\frac{1}{\alpha}=\frac{1+\alpha^2/3}{\alpha}-\frac{1}{\alpha}=\frac{\alpha}{3}$$

第二十二讲 2022-05-17

第6章 静磁场中的磁介质

§ 6.1 磁场对电流的作用

§ 6.2 磁介质及其磁化强度*M*

§ 6.3 磁介质中静磁场的基本定理

§ 6.4 介质的磁化规律

§ 6.5 边值关系和唯一性定理 ~~§ 6.6 磁像法~~

§ 6.7 磁路定理及其应用

§ 6.8 磁荷法

2) 介质界面与磁感应线垂直

与B线处处正交的曲面称“等磁势面”，以其为分界，填入若干均匀各向同性线性介质。只要填充前后总电流的分布形式不变，则$B=\alpha B_0$，其中α为常数，B_0是无介质时的磁感应强度。

证明：设填入介质前后B的位形不变，则$B\perp$介质界面，$\therefore M\perp$界面，→介质界面无磁化电流。磁化电流只分布于介质-导体界面。如果传导电流只分布在导体表面 (超导体或内部磁场恒为零的理想导体)，而且能自由改变其分布，就可能保证总电流分布形式不变，即$I=\alpha I_0$。这一结果与所设的$B=\alpha B_0$自恰。

- 求解步骤：

由
$$\alpha \sum_i \int_{L_i} \frac{\boldsymbol{B}_0}{\mu_i} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \sum I_0 \qquad (*)$$

定出α，从而得到$\boldsymbol{B}$。

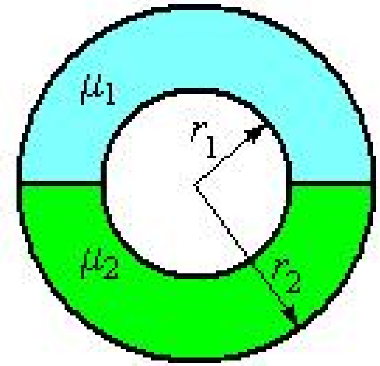
特别地，对一维对称情形，可直接由

$$\oint_L \frac{\boldsymbol{B}}{\mu_i} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \sum I_0$$

得到$\boldsymbol{B}$，而

$$\boldsymbol{H}_i = \frac{1}{\mu_i} \boldsymbol{B}.$$

[例6.8] 同轴电缆 (内、外导体壳半径分别为r_1、r_2) 中填满磁导率为μ_1和μ_2的两种磁介质，各占一半空间。设通过电缆的电流强度为I，求介质中的磁场分布和介质-导体毗连面上的电流分布。



[解] 本题属于介质界面与磁感应线垂直的情况。取半径为$r(r_1< r < r_2)$的圆形回路，由一维对称性

$$\frac{B}{\mu_1}\pi r+\frac{B}{\mu_2}\pi r=I\,,\quad \therefore B=\frac{\mu_1\mu_2 I}{\pi(\mu_1+\mu)r},$$

$$\therefore H_1=\frac{B}{\mu_1}=\frac{\mu_2 I}{\pi(\mu_1+\mu)r},\ H_2=\frac{\mu_1 I}{\pi(\mu_1+\mu)r}.$$

$$M_1 = \frac{B}{\mu_0} - H_1 = \frac{\mu_2(\mu_1/\mu_0 - 1)I}{\pi(\mu_1+\mu)r}，\ M_2 = \frac{\mu_1(\mu_2/\mu_0 - 1)I}{\pi(\mu_1+\mu)r}.$$

在$r<r_1$和$r>r_2$区域，$\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}=\boldsymbol{M}=0$。

在$r=r_1$处的磁化面电流和传导面电流密度分别为

$$i_1' = \begin{cases} M_1|_{r=r_1} = \dfrac{\mu_2(\mu_1/\mu_0 - 1)I}{\pi(\mu_1+\mu)r_1}，\text{介质1处}， \\ M_2|_{r=r_1} = \dfrac{\mu_1(\mu_2/\mu_0 - 1)I}{\pi(\mu_1+\mu)r_1}，\text{介质2处}， \end{cases}$$

$$i_{10} = \begin{cases} H_1|_{r=r_1} = \dfrac{\mu_2 I}{\pi(\mu_1+\mu)r_1}，\text{介质1处}， \\ H_2|_{r=r_1} = \dfrac{\mu_1 I}{\pi(\mu_1+\mu)r_1}，\text{介质2处}。 \end{cases}$$

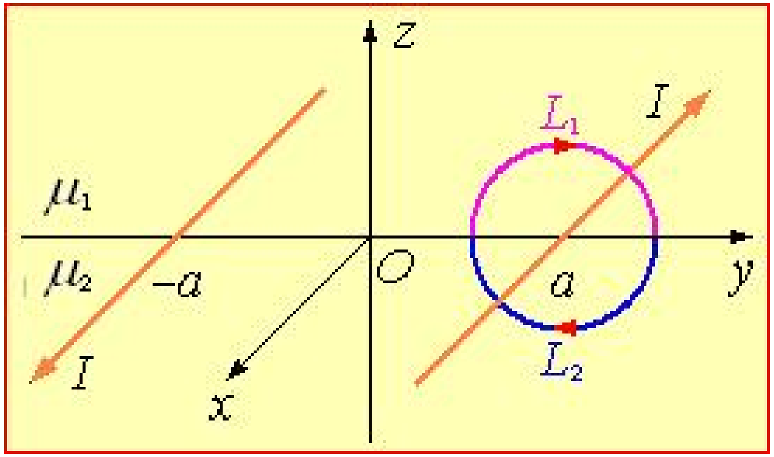
在$r=r_2$处的磁化面电流和传导面电流密度分别为

$$i_2' = \begin{cases} -M_1\big|_{r=r_2} = -\dfrac{\mu_2(\mu_1/\mu_0-1)I}{\pi(\mu_1+\mu)r_2}，\text{介质1处，} \\ -M_2\big|_{r=r_2} = -\dfrac{\mu_1(\mu_2/\mu_0-1)I}{\pi(\mu_1+\mu)r_2}，\text{介质2处。} \end{cases}$$

$$i_{20} = \begin{cases} -H_1\big|_{r=r_2} = -\dfrac{\mu_2 I}{\pi(\mu_1+\mu)r_2}，\text{介质1处，} \\ -H_2\big|_{r=r_2} = -\dfrac{\mu_1 I}{\pi(\mu_1+\mu)r_2}，\text{介质2处。} \end{cases}$$

尽管传导面电流和磁化面电流分布不均，但总面电流仍各向同性，因而磁感应强度与撤去磁介质时有相同的分布形式。

[例6.9] z=0平面将磁导率分别为μ_1和μ_2的两介质隔开，在y轴上$y=\pm a$的位置分别放置沿x负向和正向的无限长直线电流I，求空间磁场分布。



[解] z=0平面恰好是该体系的等磁势面，即介质界面与磁感应线垂直。由例5.1求得，去掉介质时的磁场

$$B_{0y}=\frac{\mu_0 Iz}{2\pi}\left\{\frac{1}{(y-a)^2+z^2}-\frac{1}{(y+a)^2+z^2}\right\},$$

$$B_{0z}=\frac{\mu_0 I}{2\pi}\left\{-\frac{y-a}{(y-a)^2+z^2}+\frac{y+a}{(y+a)^2+z^2}\right\}.$$

设待求磁场$\boldsymbol{B}=\alpha\boldsymbol{B}_0$，求$\alpha$：在$y$-$z$平面内环绕$y=a$处的直线电流取闭合圆回路$L$，由 $\alpha\sum_i\int_{L_i}\boldsymbol{B}_0/\mu_i\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\sum I_0$

$$\alpha=\frac{I}{\mu_1^{-1}\int_{L_1}\boldsymbol{B}_0\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}+\mu_2^{-1}\int_{L_2}\boldsymbol{B}_0\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}}=\frac{2\mu_1\mu_2}{\mu_0(\mu_1+\mu_2)},$$

式中L_1和L_2分别是回路L位于介质1和2中的部分，有

$$\int_{L_1}\boldsymbol{B}_0\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\int_{L_2}\boldsymbol{B}_0\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\mu_0 I/2.$$ 左电流对环量无贡献

最终有 $$B_y=\frac{\mu_1\mu_2 Iz}{\pi(\mu_1+\mu_2)}\left[\frac{1}{(y-a)^2+z^2}-\frac{1}{(y+a)^2+z^2}\right],$$

$$B_z=\frac{\mu_1\mu_2 I}{\pi(\mu_1+\mu_2)}\left[\frac{y+a}{(y+a)^2+z^2}-\frac{y-a}{(y-a)^2+z^2}\right].$$

各介质区的磁场强度用式$\boldsymbol{H}_i=\boldsymbol{B}/\mu_i$计算 (略)。

§ 6.7 磁路定理及其应用

1. 磁路定理的基本方程

- 不同性质的物理现象满足不同的物理规律，泾渭分明。但只要这些规律有相同/相近的数学表述，就可以采用同一种数学方法处理。本节的磁路和磁路定理vs第四章的电路和电路定律就有这种对应关系。
- 回顾：直流电路的基本方程

1) 稳恒条件： $\oiint_S \boldsymbol{j}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=0,$

2) 欧姆定律： $\boldsymbol{j}=\sigma(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{K})=\sigma\boldsymbol{E}',$

3) 电动势的定义： $\int \boldsymbol{K}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}=\int \boldsymbol{E}'\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}=\mathcal{E}.$

- 从上述基本方程出发，对一闭合电流管即闭合电路而言：

1) 沿电流管的电流强度：

$$I=jS=\text{常量}.$$

2) 电路方程：

$$\mathcal{E}=IR,$$

其中 $R=\oint \mathrm{d}l/\sigma S.$

若电导率σ和截面积S沿电流管分段均匀，第i段电流管的长度、截面积、电导率和电阻分别为l_i、S_i、σ_i和R_i，则R可表示为：

$$R=\sum_i R_i,\quad R_i=l_i/\sigma_i S_i.$$

- 静磁场的有关方程

1) 磁场的高斯定理 $\oiint_S \boldsymbol{B}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=0,$

2) 磁介质性能方程 $\boldsymbol{B}=\mu \boldsymbol{H},$

3) 安培环路定理 $\oint \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}=\sum I_0 \triangleq \mathcal{E}_{\mathrm{m}}$磁动势.

- 只要$\boldsymbol{j}\leftrightarrow \boldsymbol{B}$，$\boldsymbol{E}'\leftrightarrow \boldsymbol{H}$，$\sigma\leftrightarrow\mu$，$\mathcal{E}\leftrightarrow\mathcal{E}_{\mathrm{m}}$，则上面三式与电路的三式一一对应。进一步有对应：

1) 电导率为σ的电流管$\leftrightarrow$磁导率为μ的磁场线管；

2) 电流管的$I=jS\leftrightarrow$磁场线管的$\Phi_{\mathrm{B}}=BS$；

3) 闭合电流管电阻$R\leftrightarrow$闭合磁场线管$R_{\mathrm{m}}=\oint \mathrm{d}l/\mu S$，$R_{\mathrm{m}}$称磁阻。$\mu$和$S$分段均匀，则 $R_{\mathrm{m}}=\sum_i R_{\mathrm{m}i}$，$R_{\mathrm{m}i}=l_i/\mu_i S_i$.

- 类比：电流管称为电路，磁场线管称为磁路。对一闭合磁路而言，有与电路相对应的如下结论：

1) 沿磁场线管的磁通量

$$\Phi_{\mathrm{B}}=BS=\text{常量};$$

2) 磁路定理：

$$\mathcal{E}_{\mathrm{m}}=\Phi_{\mathrm{B}}R_{\mathrm{m}}=\Phi_{\mathrm{B}}\sum_i R_{\mathrm{m}i}$$

通常将$\Phi_{\mathrm{B}}R_{\mathrm{m}i}$称为第$i$段磁路的磁势降。

- 也可以不经磁路与电路的类比，直接推演得

$$\mathcal{E}_{\mathrm{m}}=\int \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}=\int \frac{\boldsymbol{B}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}}{\mu}=\Phi_B\int \frac{\mathrm{d}l}{\mu S}=\Phi_B R_{\mathrm{m}}.$$

2. 磁路定理的应用

- 理想电路：由电源、电阻和其它电路元件通过导线连接而成，电路外部为绝缘介质或真空，电流仅限于电路内部，即电流线严格与电路平行。
- 理想磁路：一般由绕有线圈的闭合铁芯实现磁路。通电线圈所产生的磁场B_0将使铁芯磁化，产生附加磁场B'。我们称B_0为外磁场，而称B_0+B'为合磁场。根据6.5节，当铁芯磁导率均匀且填满合磁场的某个闭合磁场线管时，合磁场的磁场线位形将同B_0完全一致，这样的铁芯的确构成一个理想磁路。例子：密绕螺绕环。

- 实际磁路：

1) 铁芯的几何形状往往不能与磁场线管一致。

2) 回路由分段均匀的材料构成。有的铁芯回路，如日光灯镇流器铁芯，还留有气隙。于是实际铁芯回路和磁场线管之间必然出现偏离，不再是理想磁路。

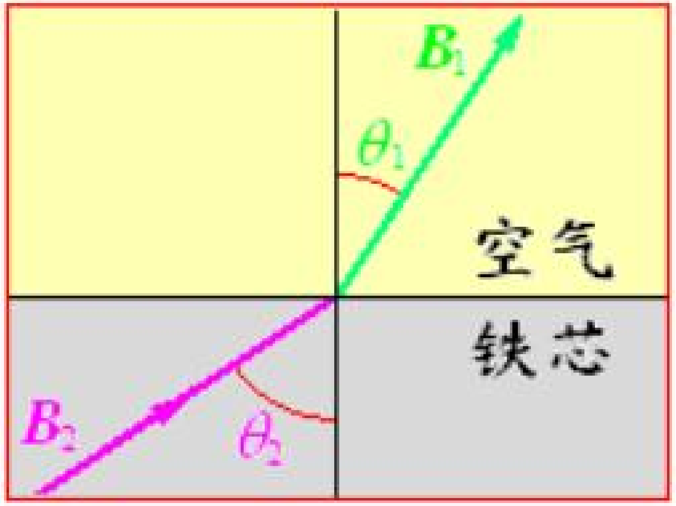
3) 不过，如果偏离不大，这些实际磁路还是可以近似视为理想磁路，从而运用磁路定理进行处理。事实上，由于铁芯的$\mu >> \mu_0$，铁芯回路接近理想磁路。

- 性质3) 的进一步说明

图(a)中磁场线在铁芯-空气界面发生“折射”。边值关系：

$$B_1\cos\theta_1=B_2\cos\theta_2,$$

$$H_1\sin\theta_1=H_2\sin\theta_2。$$



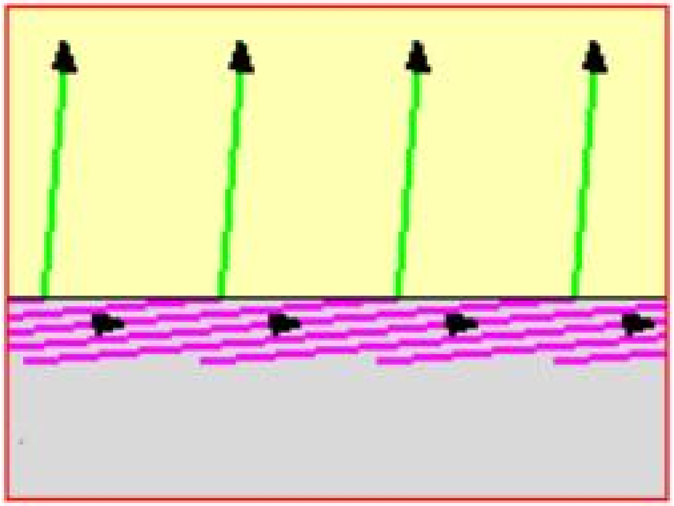
由$H_1=B_1/\mu_0$和$H_2=B_2/\mu$，红式

$$\rightarrow\mu B_1\sin\theta_1=\mu_0 B_2\sin\theta_2。$$

根据两个蓝式可得

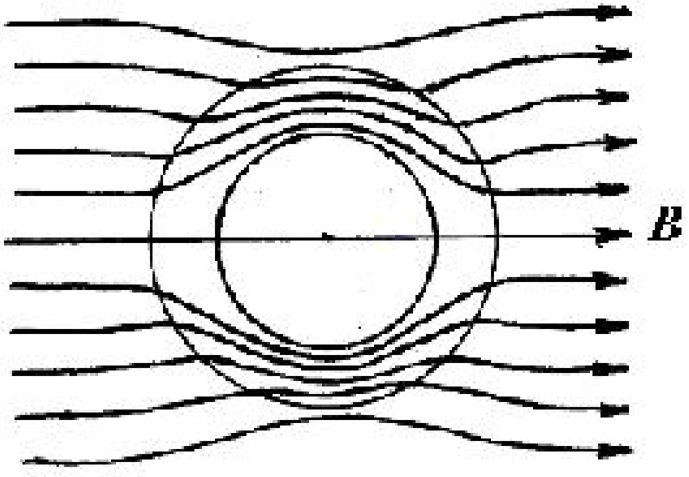
$$\tan\theta_2=(\mu/\mu_0)\tan\theta_1,\quad B_2=\sqrt{\frac{1+(\mu/\mu_0)^2\tan^2\theta_1}{1+\tan^2\theta_1}}B_1.$$

$\mu >> \mu_0$，则 $\theta_1 \neq 0$ 时 $\theta_2 \sim \pi/2$，且 $B_2 >> B_1$，因此铁芯内磁场线几乎与界面平行，且密集于铁芯内部。大部分磁通量集中于铁芯内部，仅极小部分从铁芯表面泄漏。

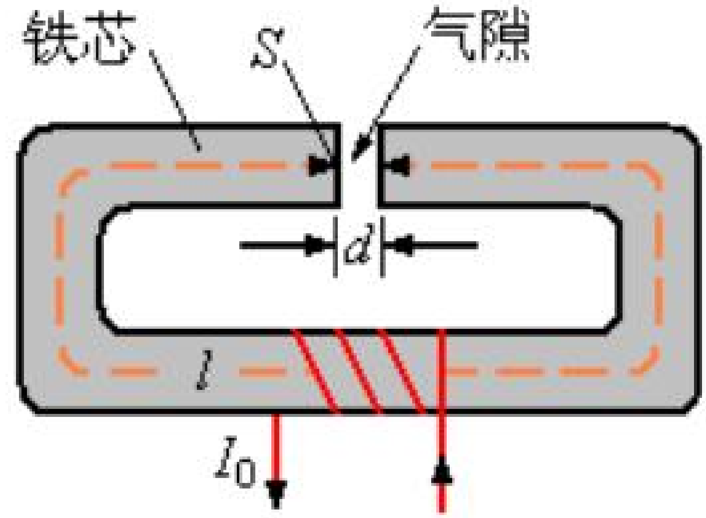


- 应用：磁屏蔽

$\mu_r > 10^3$ 的空腔软铁磁材料置于外磁场，磁感应线密集于外壳，极少漏进腔内，因此腔内物体很少受外磁场影响。



- 考虑一带气隙的铁芯回路，设铁芯上的线圈提供磁动势$\mathcal{E}_m=NI_0$，N为线圈匝数，I_0为电流强度。铁芯材料均匀，$\mu>>\mu_0$，气隙很窄，以至可忽略漏磁效应→理想磁路。由磁路定理，



$$NI_0=\Phi_B(R_{m1}+R_{m2}),$$

式中$R_{m1}=l/\mu S$, $R_{m2}=d/\mu_0 S$分别为铁芯和气隙的磁阻，l为铁芯磁路长度，d为气隙长度，S为铁芯截面面积 (假定铁芯截面均匀)。

[例6.12]日光灯镇流器可以等效为一带气隙的矩形磁路。设铁芯磁导率为μ，截面积为S，长度为l，线圈匝数为N，电流为I_0，求无气隙时铁芯中的磁通量以及该磁通量减至一半时的气隙厚度d。

[解] 无气隙时

$$NI_0=\Phi_B\frac{l}{\mu S},\quad \therefore \Phi_B=\frac{\mu SNI_0}{l}.$$

存在气隙时，磁通量减半，

$$\therefore NI_0=\frac{\Phi_B}{2}\left(\frac{l}{\mu S}+\frac{d}{\mu_0 S}\right)\rightarrow d=\frac{\mu_0}{\mu}l.$$

§ 6.8 磁荷法

- 磁荷的概念最早由库仑提出，至今孤立磁荷尚未被实验发现，所以物理上我们仍然坚持电流观点。
- 不过，作为静磁场的一种处理方法，磁荷法还是值得介绍的。
- 本节将指出，对不存在传导电流的空间 (包括真空和磁介质) 的静磁场问题，磁荷法和电流法将给出完全相同的结果；某些情况下，磁荷法更简便。

1. 磁荷观点下的静磁场规律

1) 真空中静磁场的高斯定理和环路定理

从5.1节中介绍的磁场强度定义和点磁荷库仑定律出发，仿照静电场的推导方法，可证明真空中的静磁场满足如下的高斯定理和环路定理：

$$\oiint_S \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \frac{1}{\mu_0}\sum_{(S内)} q_m, \quad \oint_L \boldsymbol{H}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = 0.$$

由于环量为零，可引入“磁势”φ_{m}，形式上与电势相对应：

$$\boldsymbol{H} = -\nabla \varphi_{\mathrm{m}}.$$

2) 磁偶极子

- 定义：距离l很小的一对等量异号点磁荷$\pm q_{\mathrm{m}}$。磁偶极矩$\boldsymbol{p}_{\mathrm{m}}=q_{\mathrm{m}}\boldsymbol{l}$，方向由负荷指向正荷。
- 类似电偶极子，可得磁偶极子的磁场强度为

$$\boldsymbol{H}=-\frac{\boldsymbol{p}_m}{4\pi\mu_0 r^3}+\frac{3\boldsymbol{p}_m\cdot\boldsymbol{r}}{4\pi\mu_0 r^5}\boldsymbol{r},$$

在外磁场中受的力和力矩分别为

$$\boldsymbol{F}=(\boldsymbol{p}_{\mathrm{m}}\cdot\nabla)\boldsymbol{H}=[\nabla(\boldsymbol{p}_{\mathrm{m}}\cdot\boldsymbol{H})]_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{m}}},\quad \boldsymbol{L}=\boldsymbol{p}_{\mathrm{m}}\times\boldsymbol{H}.$$

- 对比：磁矩为$\boldsymbol{m}$的元电流环相关公式

$$\boldsymbol{B}=-\frac{\mu_0\boldsymbol{m}}{4\pi r^3}+\frac{3\mu_0\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{r}}{4\pi r^5}\boldsymbol{r},$$

$$\boldsymbol{F}=(\boldsymbol{m}\cdot\nabla)\boldsymbol{B}=[\nabla(\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{B})]_{\boldsymbol{m}},\quad \boldsymbol{L}=\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{B}.$$

- 只要将磁荷法与电流法中的量做如下对应:

$$\boldsymbol{H} \leftrightarrow \boldsymbol{B}/\mu_0，\quad \boldsymbol{p}_{\mathrm{m}} \leftrightarrow \mu_0 \boldsymbol{m}$$

则上述两组公式将等效，即所求得的$\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{L}$完全一样。

- 于是，磁介质分子既可看成是磁偶极子，也看成是元电流环，这两种观点在描述磁介质和外场的相互作用方面完全等效 (在一定条件下)，进而磁荷法与电流法等效。

3) 磁介质的“磁极化”规律

- 磁介质在外磁场中的“磁极化”和6.2节的磁化是同一物理现象的不同叫法。
- 将磁介质分子视为磁偶极子，描述磁极化状态的量是磁极化强度，定义为单位体积中分子磁偶极矩

$$\boldsymbol{J}=\sum \boldsymbol{p}_{\mathrm{m分子}}/\Delta V,$$

- 磁极化强度和极化磁荷存在如下关系：

$$\oint\!\!\!\oint_S \boldsymbol{J}\cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}=-\sum_{S内} q'_m,\quad \sigma'_{\mathrm{m}}=\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{n}.$$

- 磁极化规律： $\boldsymbol{J}=\chi_{\mathrm{m}}\mu_0\boldsymbol{H},$

式中χ_{m}为磁极化率，它就是以前的磁化率 (见后)。

4) 磁介质中静磁场的高斯定理

- 将$\boldsymbol{H}$的高斯定理乘以μ_0后与$\boldsymbol{J}$的高斯定理相加得

$$\oint\!\!\!\oint_S (\mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{J}) \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = \sum_{S内} (q_{\mathrm{m}} - q'_{\mathrm{m}}) = \sum_{S内} q_{\mathrm{m0}}. \qquad (*)$$

仿照电位移的引入，定义辅助矢量磁感应强度

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{J}, \qquad (\#)$$

鉴于自由磁荷q_{m0}不存在，(*)式简化为

$$\oint\!\!\!\oint_S \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0.$$

- 将磁极化规律$\boldsymbol{J} = \chi_{\mathrm{m}} \mu_0 \boldsymbol{H}$代入(#)式得:

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H},$$

式中$\mu = \mu_0 (1 + \chi_{\mathrm{m}})$称为磁导率。

2. 磁荷法和电流法的等效性

- 由$\boldsymbol{p}_\mathrm{m}\leftrightarrow\mu_0\boldsymbol{m}$和$\boldsymbol{J}=\sum\boldsymbol{p}_{\mathrm{m}分子}/\Delta V$、$\boldsymbol{M}=\sum\boldsymbol{m}_{分子}/\Delta V$得

$$\boldsymbol{J}=\mu_0\boldsymbol{M},$$

- 将上式代入$\boldsymbol{J}=\chi_\mathrm{m}\mu_0\boldsymbol{H}$得

$$\boldsymbol{M}=\chi_\mathrm{m}\boldsymbol{H},$$

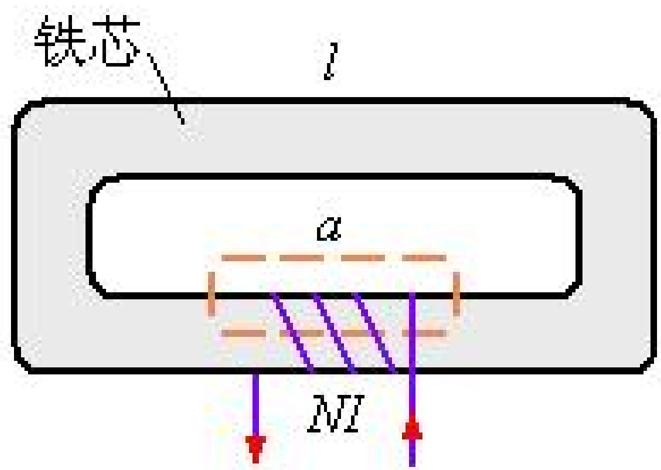
  可见此处与电流法中的χ_m相同。

- 这里定义的$\boldsymbol{H}$和$\boldsymbol{B}$与电流观点中的$\boldsymbol{H}$和$\boldsymbol{B}$之间的区别仅仅在于$\boldsymbol{H}$满足不同的环路定理。

$$\oint_L \boldsymbol{H}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{l}=\begin{cases}0, & \text{磁荷法}\\ \sum I_0, & \text{电流法}\end{cases}$$

作业、预习及思考题

- 作业：**6.14, 6.17~6.19**
- 预习：**6.8** 余下部分、**7.1** 电磁感应定律、**7.2** 动生电动势与感生电动势



- 思考题**6.5** 闭合铁芯周长l，线圈安匝数NI。对长边为a的狭长矩形环路 应用安培环路定理，$Ha=NI$，$H=NI/a$；对整个回路应用安培环路定理：$Hl=NI$，$H=NI/l$。Which is √?