大学物理(1)

云南大学

第12章

磁场和它的源

我不喜欢那种没有实验的枯燥的讲课，所有的科学研究都是从实验开始的。

——汉斯·克里斯蒂安·奥斯特

12.1 磁力与电荷的运动

» 人类在很早时候就发现了电现象和磁现象，但在历史上的很长一段时间里，人们都认为电就是电，磁就是磁，它们之间没有联系。

» 直到奥斯特因为偶然的机会发现导线通电时，放在导线周围的指南针会偏转。

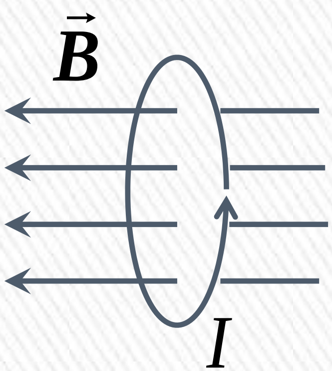
» 即使把指南针浸在水中、油中或者用其它介质阻隔在导线与指南针周围依然如此。

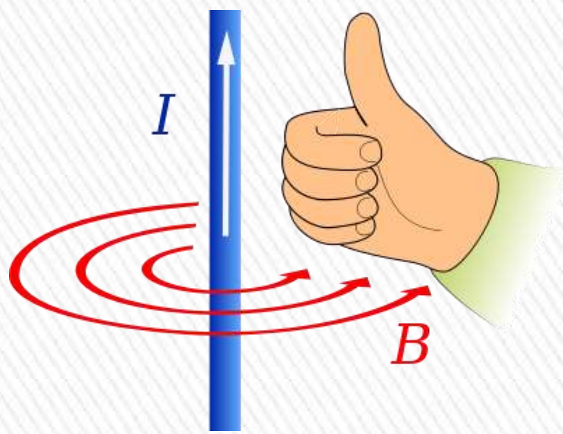
Hans Christian Oersted
1777-1851

12.1 磁力与电荷的运动

» 安培马上注意到奥斯特的实验结果，并经过两周的思考后指出“是电流产生了磁场，磁场的方向满足右手螺旋定则。”

» 安培进一步指出，永磁体分子内部存在一种环形的“分子电流”，正是分子电流产生了永磁体的磁场。

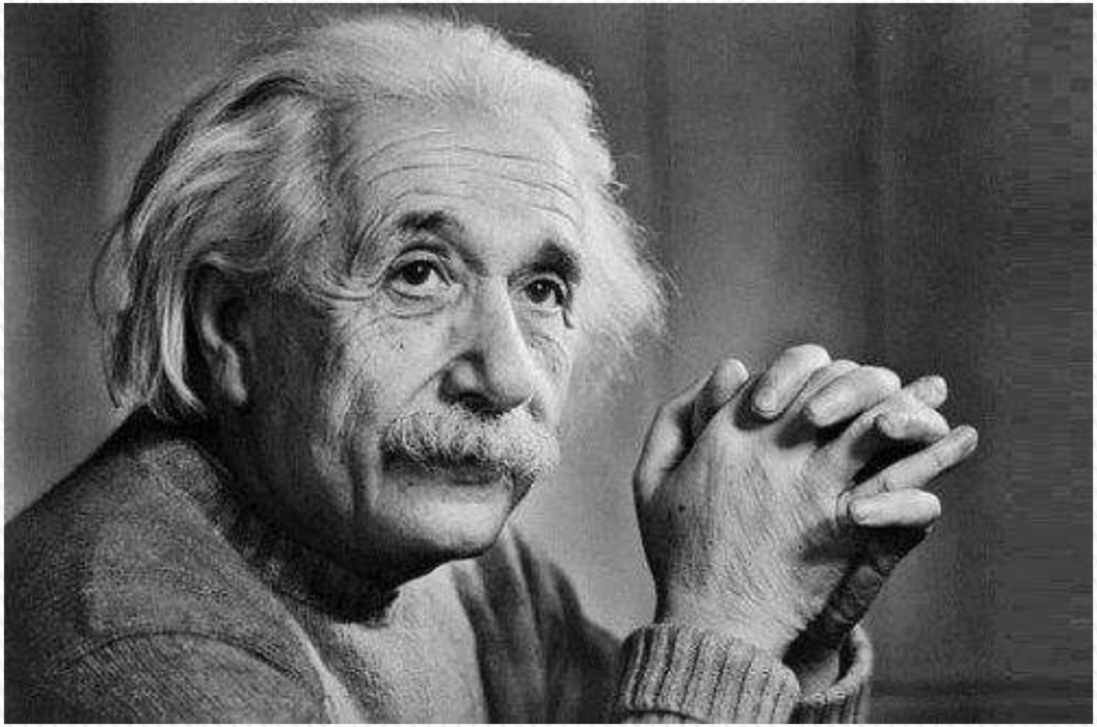




André Marie Ampère
1775-1836

12.1 磁力与电荷的运动

- 现在我们认为，**磁力**只是电荷之间的另外一种相互作用形式，只不过这种相互作用只发生在它们之间有相对运动时。
- 用相对论的观点看，**磁力**和**静电力**其实就是不同参照系下看同一个力的不同表现。
- 这个力统称为**电磁力**。



12.1 磁力与电荷的运动

» 磁场

相对某参照系运动的电荷，在这个参照系看来，这个电荷在其周围空间中即会产生电场，也会产生磁场。

定向运动产生电流，恒定的电流产生恒定磁场，或者叫静磁场。

» 磁场的大小

如何定量衡量磁场的大小呢？

12.2 磁场与磁感应强度

» **磁感应强度**：从实验可检验的角度出发，我们知道磁场会对处于其中的运动电荷产生作用力，通过大量的实验测量我们发现，这个力的大小和方向与磁感应强度之间有确定的、简单的关系：

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

洛伦兹力公式

» 在 SI 单位制中**磁感应强度**的单位是**特斯拉(T)**，另外还用**高斯(G)**作为磁感应强度的单位。

$$1\ \mathrm{T} = 10^4\ \mathrm{G}$$

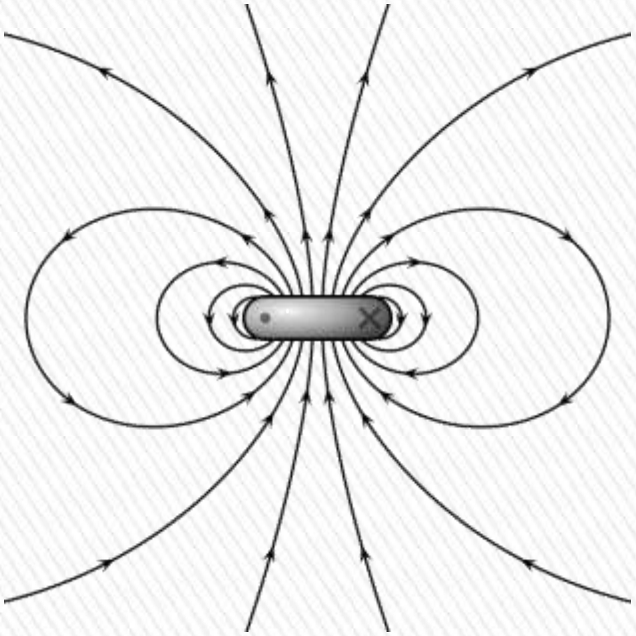
磁体类型	磁感应强度(T)
永磁体	0.01 - 0.5
电磁铁	0.5 - 10
地磁场	约5×10^{-5}
昆明的地磁场强度	约4.7×10^{-5}

12.2 磁场与磁感应强度

- 大量实验表明，**磁感应强度**也满足**叠加原理**。
- 多个磁场共同作用在某点时，该点的磁感应强度，等于各个磁场单独作用在该点的磁感应强度的矢量和：

$$\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i$$

12.2 磁场与磁感应强度



- 与用电场线描绘电场类似，我们也可以用**磁感线**描绘磁场。
- 磁感线的**规定**：
  - 切线方向为磁感应强度的方向；
  - 疏密程度表示磁感应强度的大小。
- 磁感线的**特点**：
  - **无头无尾，闭合曲线**。

- 同时，引入**磁通量**的概念，即通过空间中某个曲面的磁感线的数量：

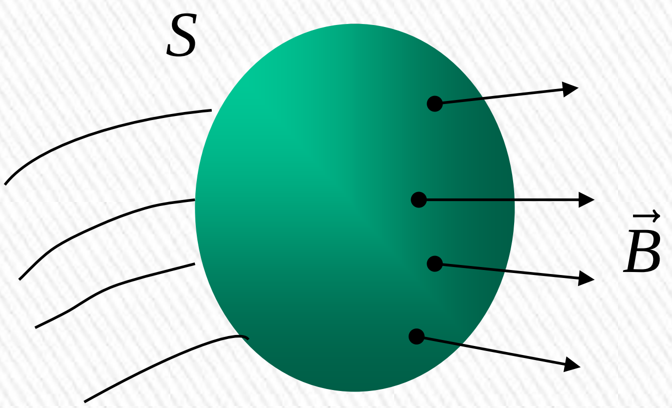
$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

- **磁通量**的单位是**韦伯(Wb)**，$1\ \mathrm{Wb} = 1\ \mathrm{T{\cdot}m^2}$ 。

12.2 磁场与磁感应强度

» **磁场的高斯定理**：穿过任意闭合曲面的磁通量等于零：

$$\oint_S \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{S}=0$$



» 磁场的高斯定理是麦克斯韦方程组中的其中一个。

» 其物理含义：磁场是**无源场**。

» **静电场的高斯定理**：穿过任意闭合曲面的电位移通量等于该曲面包围的电荷的代数和：

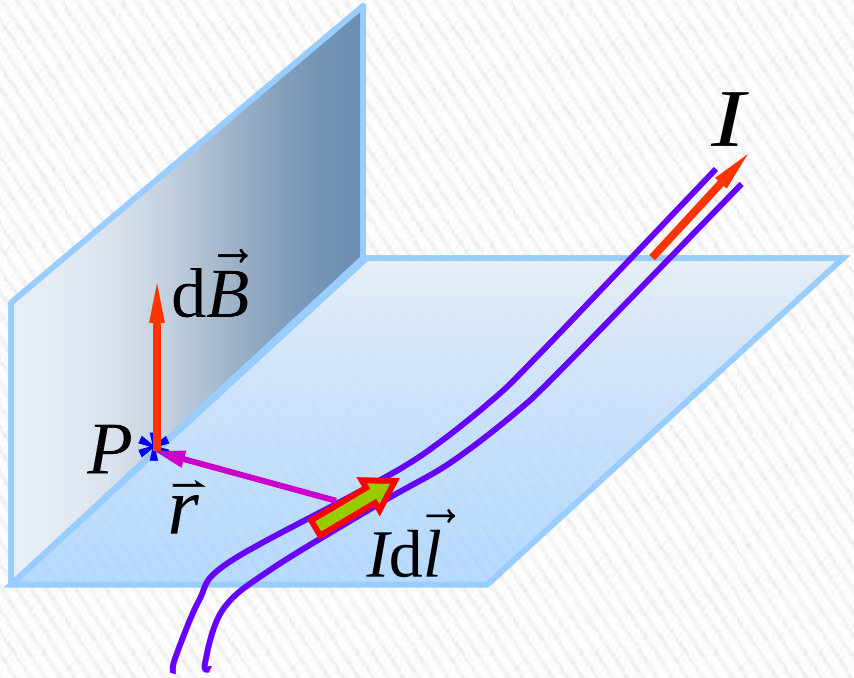
$$\oint_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{S}=\sum q^{\mathrm{in}}$$

» 物理含义：静电场是**有源场**。

12.3 毕奥-萨伐尔定律

» 法国物理学家 J.B.**毕奥** 和 F.**萨伐尔**在法国数学家 P.S.**拉普拉斯**的帮助下得到了**电流微元**产生的**磁感应强度微元**的公式：

$$\mathrm{d}\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}\vec{l}\times\vec{e}_r}{r^2}$$



» 式中，$\mu_0 = 1.2566\times10^{-6}$ N/A^2，是 **真空磁导率**。

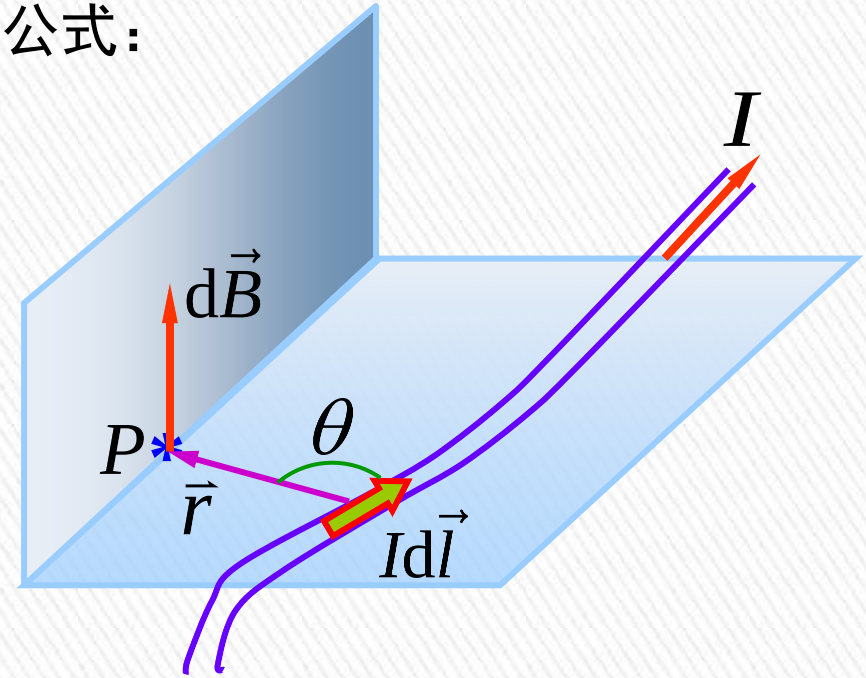
» **电流微元** $I\mathrm{d}\vec{l}$ ：在一段大小为 I 的连续电流上取一个微元，方向为电流在该处的方向。

» $\vec{r}$ 为电流微元 $I\mathrm{d}\vec{l}$ 到场点 P 的**位移矢量**，r 是它的大小，$\vec{e}_r$ 是它的方向。

12.3 毕奥-萨伐尔定律

» **电流微元**产生的**磁感应强度微元**的公式：

$$\mathrm{d}\vec{B}=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}\vec{l}\times\vec{e}_r}{r^2}$$

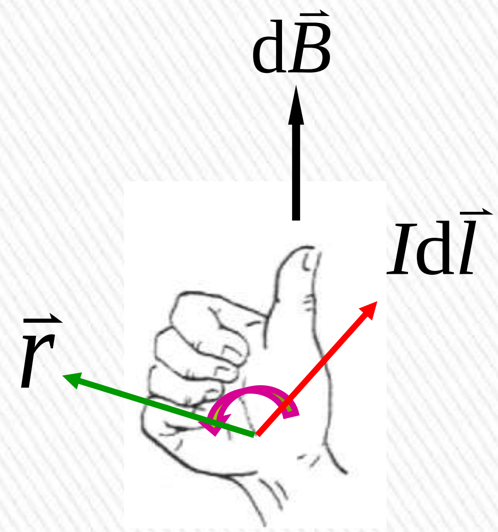


» 电流元 $I\mathrm{d}\vec{l}$ 在场点 P 处产生的磁感应微元 $\mathrm{d}\vec{B}$ 的大小为

$$\mathrm{d}B=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}l}{r^2}\sin\theta\ ,$$

θ 为 $I\mathrm{d}\vec{l}$ 和 $\vec{r}$ 之间的方向。

» 方向由**右手螺旋法则**确定。

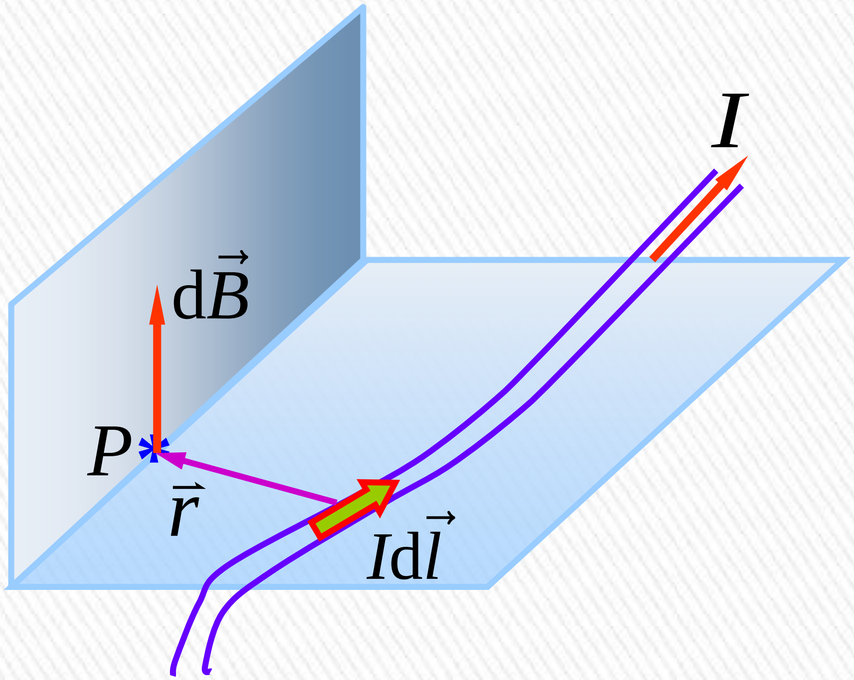


12.3 毕奥-萨伐尔定律

» 求任意载流导线在场点 P 处所产生的的磁感应强度的方法为：对载流导线进行 **曲线积分**：

$$\vec{B}=\int_l \mathrm{d}\vec{B}$$

$$=\int_l \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}\vec{l}\times\vec{e}_r}{r^2}$$



12.3 毕奥-萨伐尔定律

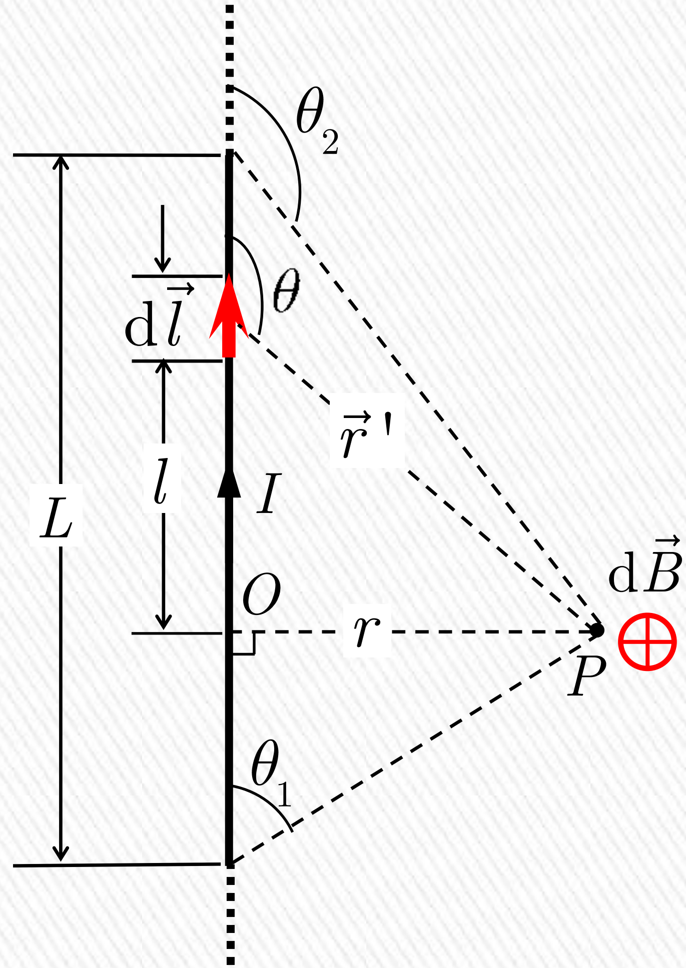
» **静电场的库伦定律** vs **磁场的毕-萨定律**：

$$\mathrm{d}\vec{E}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\mathrm{d}q\cdot\vec{e}_r}{r^2},\qquad \vec{E}=\int_q\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\mathrm{d}q\cdot\vec{e}_r}{r^2}$$

$$\mathrm{d}\vec{B}=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}\vec{l}\times\vec{e}_r}{r^2},\qquad \vec{B}=\int_l\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}\vec{l}\times\vec{e}_r}{r^2}$$

P344 例 12.1：如图所示，长为 L 的直导线中通有电流 I，求它附近 P 点处的磁感应强度，P 点到导线的垂直距离为 r。

解：以 P 点在直导线上的中垂点为原点 O 建立坐标系。为了方便积分，引入三角函数。



如图所示的电流元 $I\mathrm{d}\vec{l}$ 在 P 处的磁感应强度为

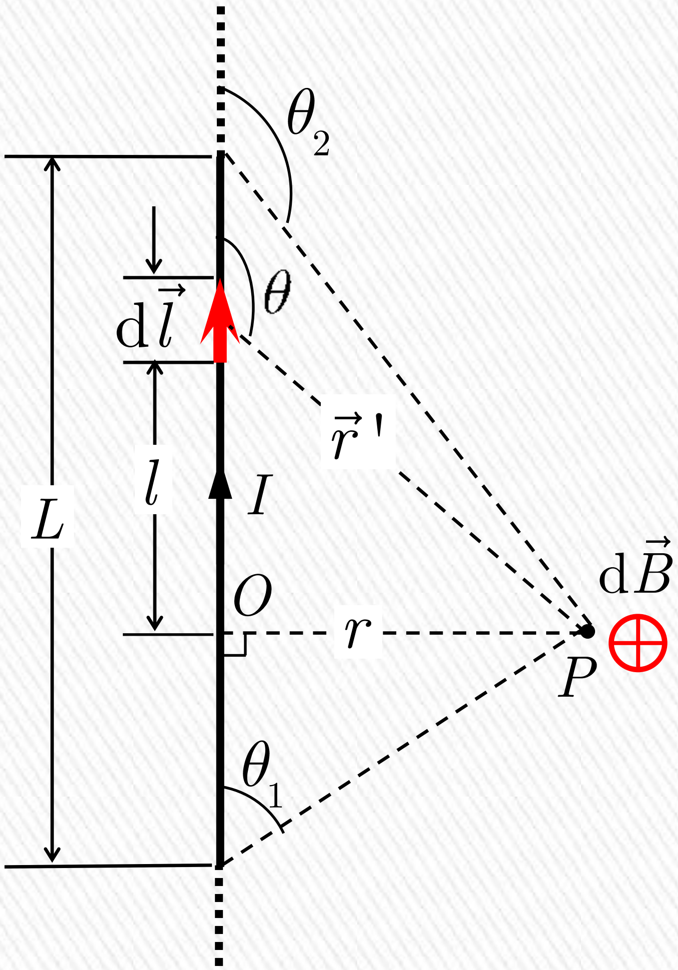
$$\mathrm{d}\vec{B}=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\mathrm{d}\vec{l}\times\vec{e}_{r'}}{r'^2}$$

其大小为 $\mathrm{d}B=\dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{I\mathrm{d}l}{r'^2}\sin\theta$ ，方向如图。

因为导线上每一个微元在点 P 处产生的磁感应强度的方向都相同，因此，整条直导线在点 P 处产生的磁感应强度只需进行标量积分。

P344 例 12.1：如图所示，长为 L 的直导线中通有电流 I，求它附近 P 点处的磁感应强度，P 点到导线的垂直距离为 r。

解(续)：$\mathrm{d}B = \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{I\mathrm{d}l}{r'^2}\sin\theta$ ，方向如图。



则 $B = \int_L \mathrm{d}B = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \dfrac{\mu_0}{4\pi}\dfrac{I\mathrm{d}l}{r'^2}\sin\theta$

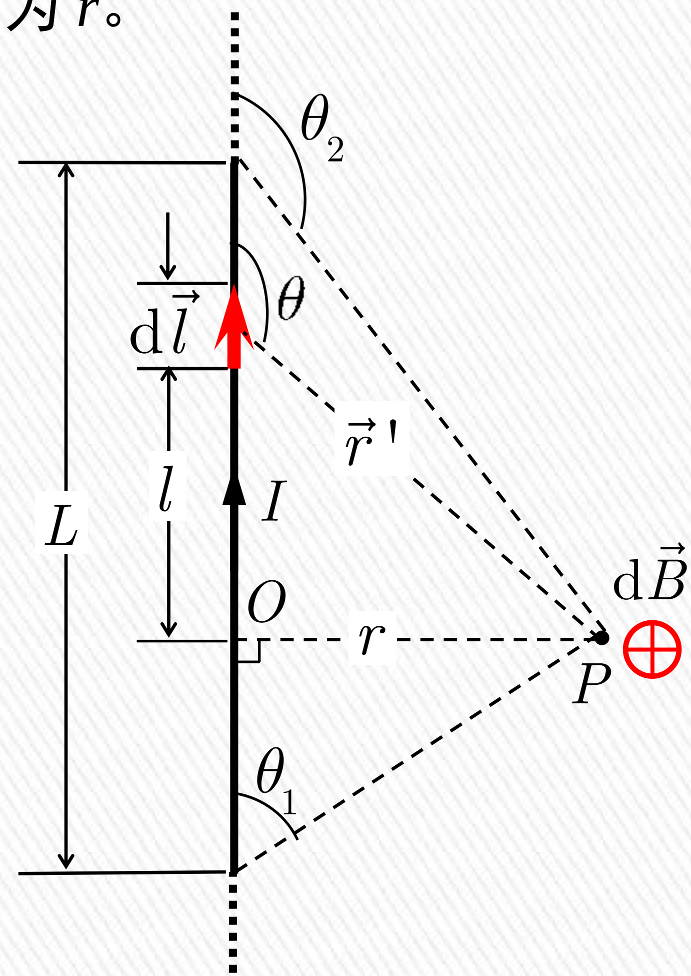
其中

$$r' = \frac{r}{\sin\theta},\quad l = -r\cot\theta \Rightarrow \mathrm{d}l = \frac{r\mathrm{d}\theta}{\sin^2\theta}$$

代入得：$B = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \dfrac{\mu_0 I}{4\pi r}\sin\theta\mathrm{d}\theta$

积分得：$B = \dfrac{\mu_0 I}{4\pi r}(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$

P344 例 12.1：如图所示，长为 L 的直导线中通有电流 I，求它附近 P 点处的磁感应强度，P 点到导线的垂直距离为 r。



解(续)：长为 L 、电流为 I 的直导线在场点 P 处的磁感应强度大小为

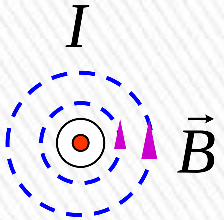
$$B=\frac{\mu_0 I}{4\pi r}(\cos\theta_1-\cos\theta_2)$$

方向如图。

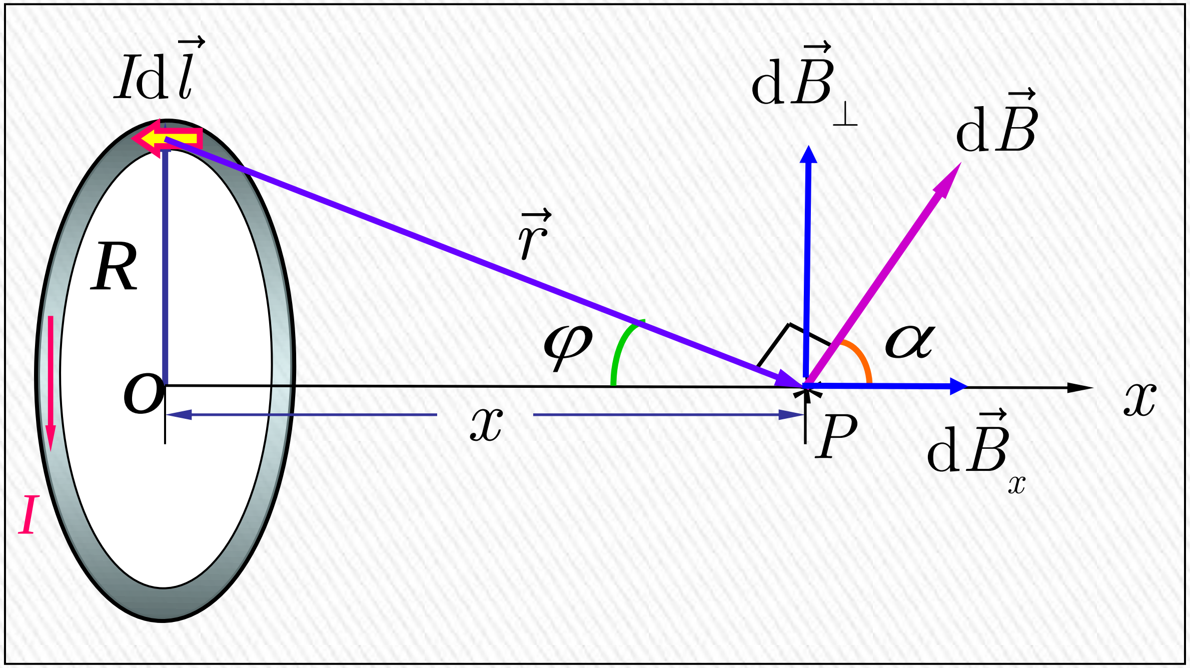
当直导线的长度为 ∞ 时，$\theta_1=0$，$\theta_2=\pi$，磁感应强度大小为

$$B=\frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

方向与电流方向**右手螺旋**：



P344 例 12.2：圆形载流导线，电流强度为 I，半径为 R，求其轴线上的磁场分布。



解：建立如图坐标系。在圆环上任取一个电流元 $I\mathrm{d}\vec{l}$，其在点 P 处的场强大小为

$$\mathrm{d}B=\frac{\mu_0 I\mathrm{d}l}{4\pi r^2}$$

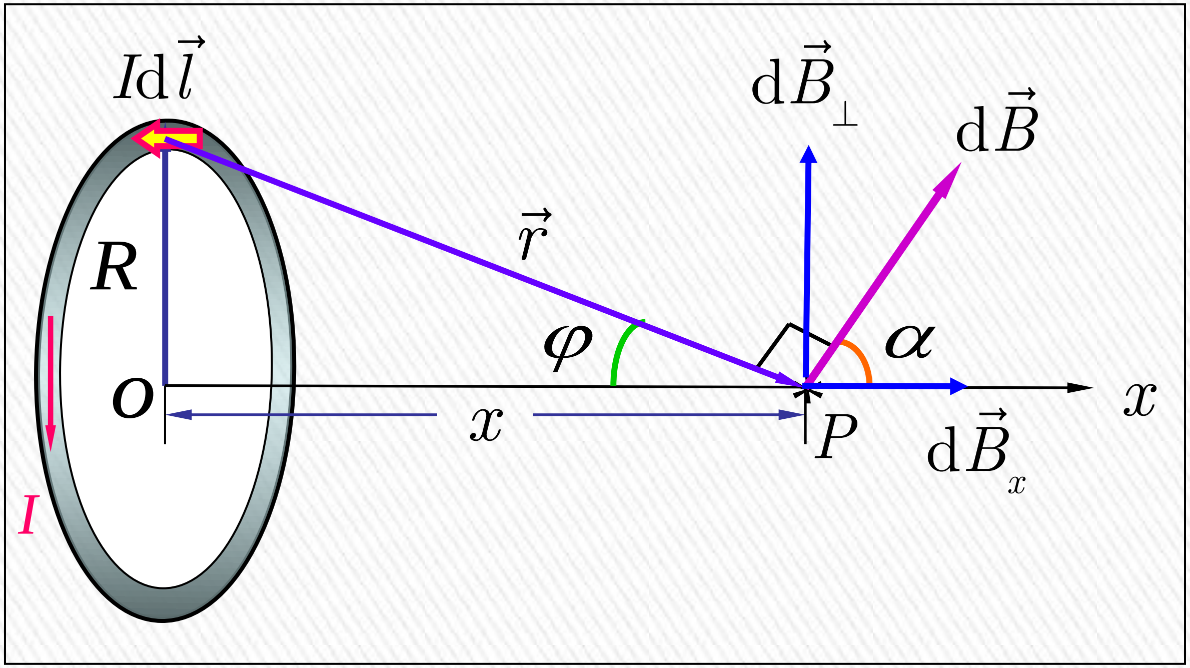
方向如图。

由于圆环的对称性，$\mathrm{d}\vec{B}$ 在 $\perp$ 方向上的分量相互抵消，只需对 x 方向分量进行积分即可。

$$\mathrm{d}B_x=\mathrm{d}B\cdot\cos\alpha=\mathrm{d}B\cdot\sin\varphi=\frac{\mu_0 I\sin\varphi}{4\pi r^2}\mathrm{d}l$$

$$B=\oint_l \mathrm{d}B_x=\oint_l\frac{\mu_0 I\sin\varphi}{4\pi r^2}\mathrm{d}l=\frac{\mu_0 I\sin\varphi}{4\pi r^2}\cdot 2\pi R$$

P344 例 12.2：圆形载流导线，电流强度为 I，半径为 R，求其轴线上的磁场分布。



解(续)：圆形电流在其轴线上的磁感应强度为

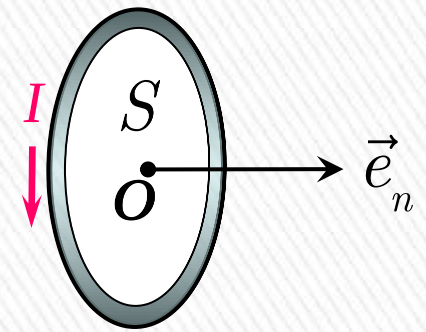
$$B=\frac{\mu_0 I\sin\varphi}{4\pi r^2}\cdot 2\pi R$$

用位置 x、半径 R、距离 r 来表示为：

$$B=\frac{\mu_0 I\dfrac{R}{\sqrt{R^2+x^2}}}{4\pi(R^2+x^2)}\cdot 2\pi R=\frac{\mu_0 I}{2}\frac{R^2}{(R^2+x^2)^{3/2}}=\frac{\mu_0 I}{2}\frac{R^2}{r^3}$$

圆心位置磁感应强度为 $B=\dfrac{\mu_0 I}{2R}$，方向都是**右手螺旋**。

P344 例 12.2：圆形载流导线，电流强度为 I，半径为 R，求其轴线上的磁场分布。



解(续)：将一个闭合圆环电流定义为**磁偶极矩**(简称**磁矩**，也叫**磁偶极子**)

$$\vec{m} = IS\vec{e}_n$$

其中 I 为电流强度，S 为线圈面积，$\vec{e}_n$ 为线圈的右手螺旋方向。

则线圈在轴线上的磁感应强度为：

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \vec{m}}{2\pi (R^2 + x^2)^{3/2}}$$

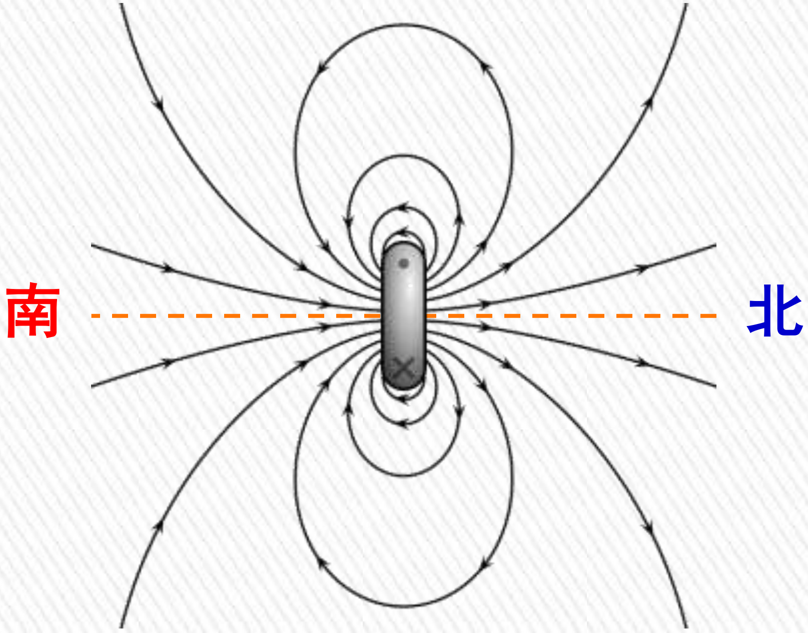
12.3 毕奥-萨伐尔定律

磁偶极子轴线上的磁感应强度：

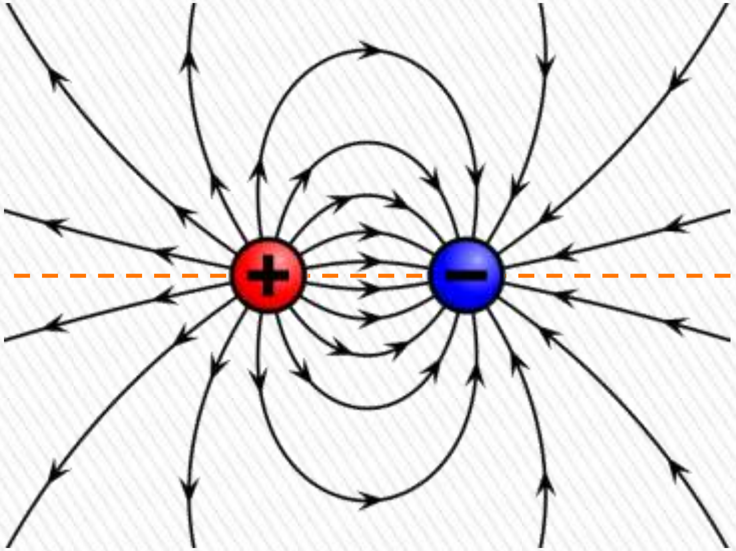
$$\vec{B}=\mu_0 \frac{\vec{m}}{2\pi x^3}(x \gg R)$$

电偶极子轴线上的电场强度：

$$\vec{E}=\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\vec{p}}{2\pi x^3}(x \gg l)$$

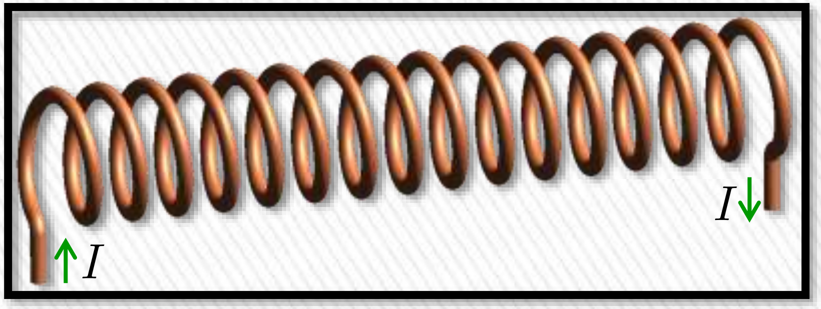


磁偶极子

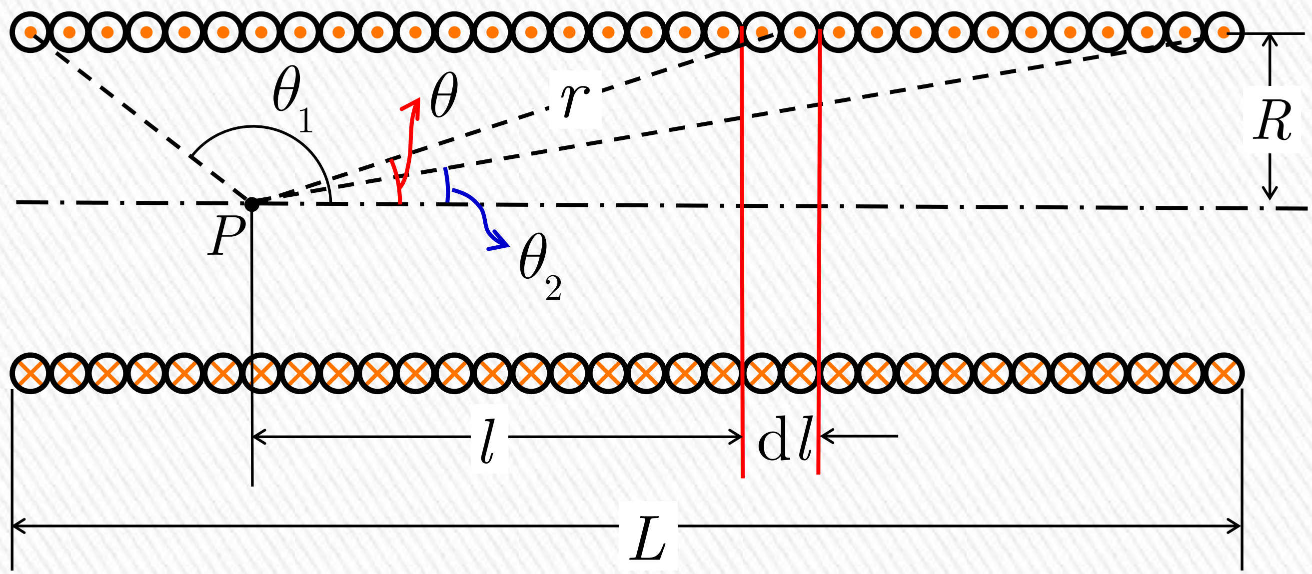


电偶极子

P346 例 12.3：均匀密绕螺线管，管的长度为 L，半径为 R，单位长度长绕有 n 匝线圈，通有电流 I，求其轴线上的磁场分布。



解：密绕螺线管可以看做许多圆环电流的并列，其轴线上点 P 处的磁感应强度为各个线圈电流的磁感应强度的矢量和。

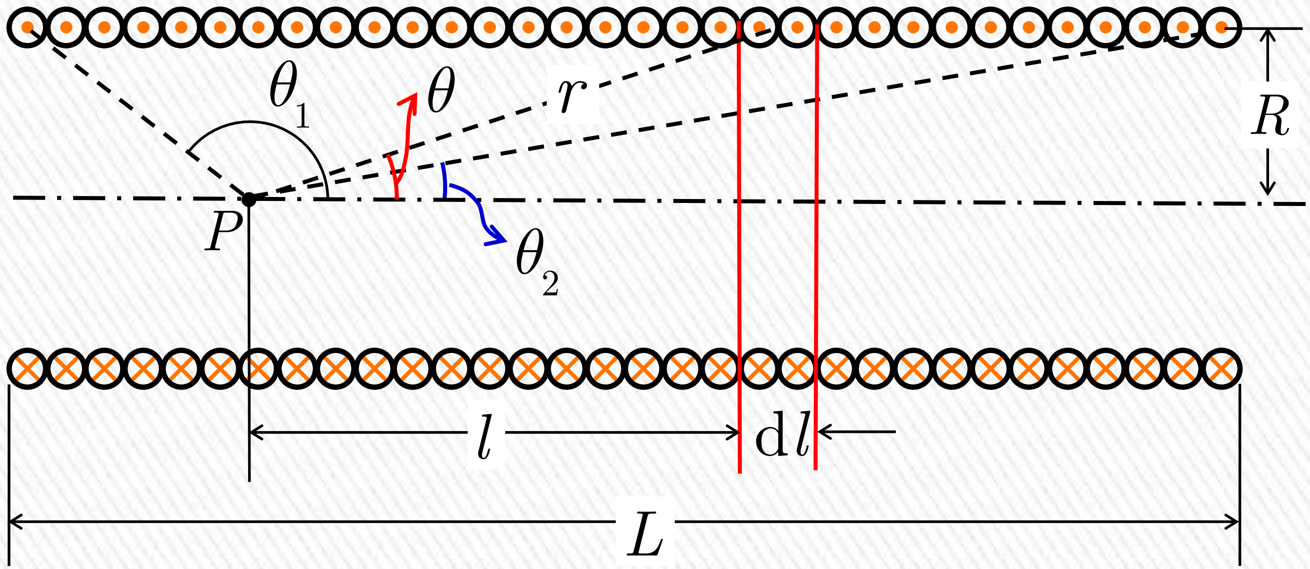


取螺线管上长度为 **d*l*** 的微元，则该微元的电流为 $\mathbf{d}I = nI\mathbf{d}l$，它在轴线上 P 处产生的磁感应强度：

$$dB = \frac{\mu_0 n I R^2}{2r^3} dl$$

P346 例 12.3：均匀密绕螺线管，管的长度为 L，半径为 R，单位长度长绕有 n 匝线圈，通有电流 I，求其轴线上的磁场分布。

解(续)：微元 **d*l*** 在点 P 处产生的磁感应强度：



$$dB = \frac{\mu_0 n I R^2}{2r^3} dl$$

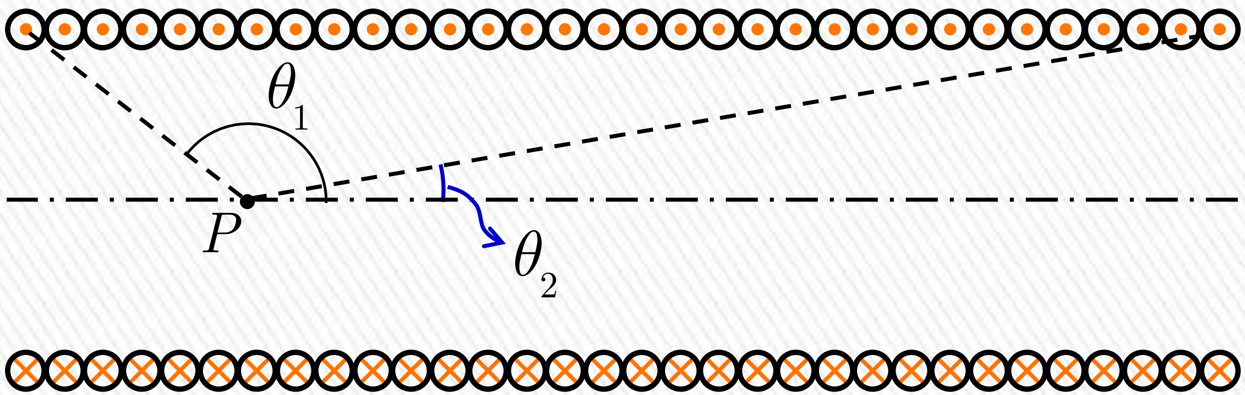
代入三角函数表达方式：

$$r = \frac{R}{\sin\theta}, \quad l = R\cot\theta \Rightarrow dl = -\frac{R}{\sin^2\theta} d\theta \quad \text{得：} \quad dB = -\frac{\mu_0 n I}{2} \sin\theta d\theta$$

对整个螺线管积分得：

$$B = \int_L dB = -\int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\mu_0 n I}{2} \sin\theta d\theta = \frac{\mu_0 n I}{2} (\cos\theta_2 - \cos\theta_1)$$ 方向 右手螺旋。

P346 例 12.3：均匀密绕螺线管，管的长度为 L，半径为 R，单位长度长绕有 n 匝线圈，通有电流 I，求其轴线上的磁场分布。



解(续)：密绕螺线管轴线上点 P 的磁感应强度为：

$$B = \frac{\mu_0 nI}{2}(\cos\theta_2 - \cos\theta_1)$$

若螺线管无限长，则其内部点 P 处 $\theta_1 = \pi$， $\theta_2 = 0$，此时其磁感应强度为

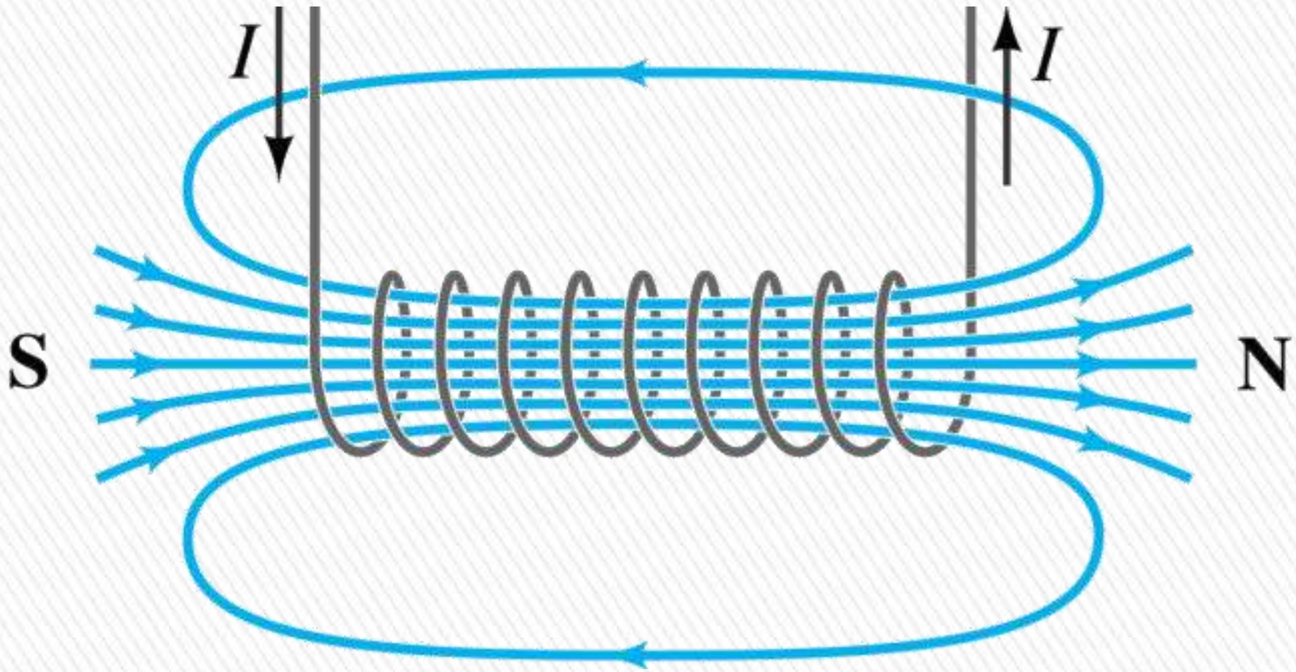
$$B = \mu_0 nI$$ **正比于 绕线密度 n 和 电流 I** 。

而在螺线管端口处，$\theta_1 = \pi$， $\theta_2 = \pi/2$，磁感应强度为

$$B = \frac{\mu_0 nI}{2}$$

12.3 毕奥-萨伐尔定律

» 载流螺线管的磁感线分布如图，管外磁场非常弱，管内基本是均匀场。

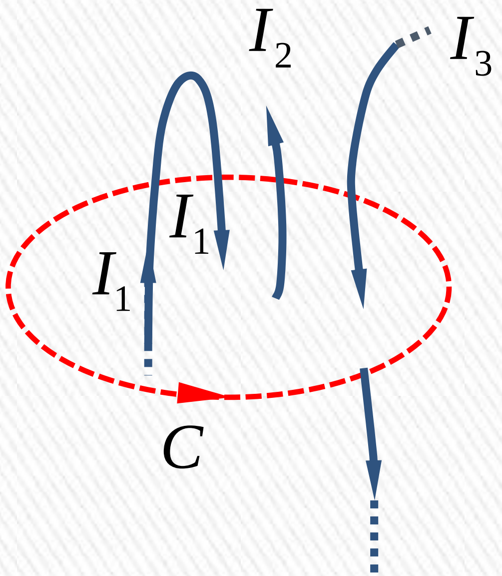


» 螺旋管越长，这种特点越显著。

12.5 安培环路定理

» 磁场的**安培环路定理**：在**恒定电流磁场**中，磁感应强度沿**任一闭合路径 C** 的曲线积分，等于该路径所包围的电流强度代数和的乘以真空磁导率 μ_0：

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum_i I_{\mathrm{in}}$$



» 磁场的**安培环路定理**是麦克斯韦方程组中的其中一个。

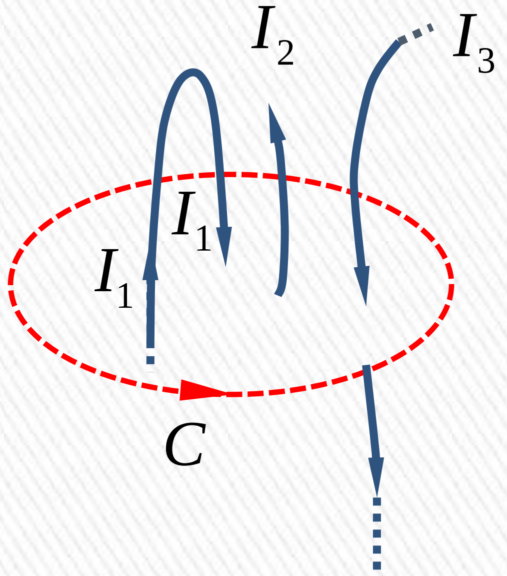
» 该定理可以用来求解**对称**分布的电流的磁感应强度。

12.6 利用安培环路定理来求磁场的分布

» 跟**静电场**的**高斯定理**很相似，**磁场**的**安培环路定理**可以用来求解具有**对称性**的稳定磁场的磁感应强度。

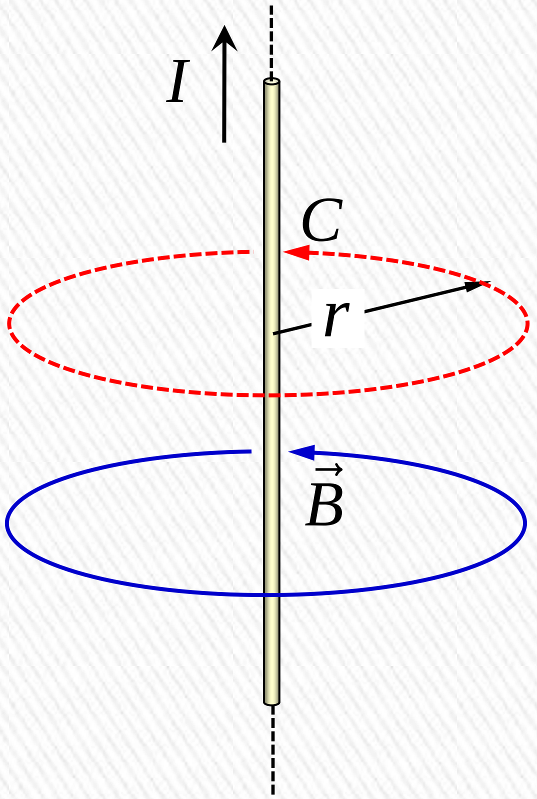
» 求解磁感应强度时，要在电流周围作一个有方向的闭合回路 C，称之为**安培回路**。

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum_i I_{\mathrm{in}}$$



例：无限长载流直导线，电流为 I，求其周围的磁场分布。

解：以导线为圆心，在其周围作一个半径为 r 的安培环路，环路的方向和电流的方向右手螺旋。则根据安培环路定理得：



$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 I$$

由于无限长直导线周围磁场的对称性，磁感应强度 $\vec{B}$ 的方向和安培环路的方向 $\mathrm{d}\vec{r}$ 处处一致，因此

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \oint_C B\cdot \mathrm{d}r$$

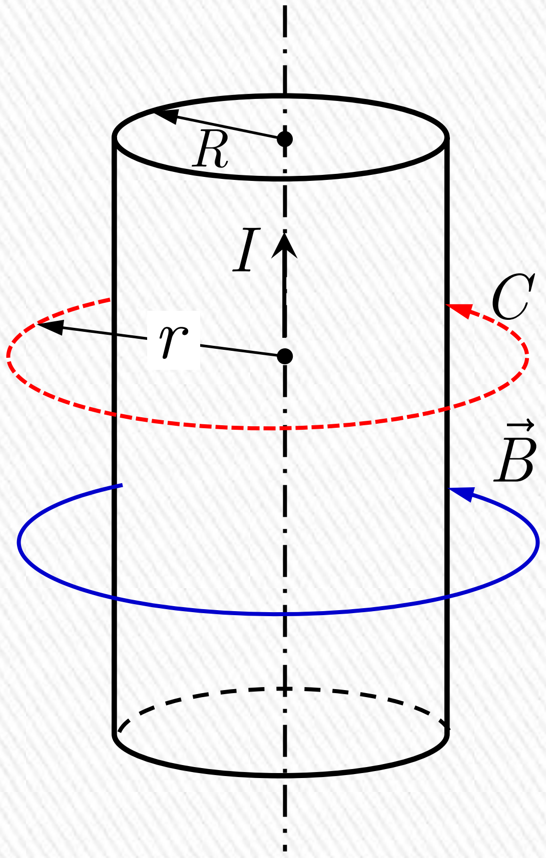
又因为对称性，安培环路上的磁感应强度大小处处一样，因此

$$\oint_C B\cdot \mathrm{d}r = B\cdot\oint_C \mathrm{d}r = B\cdot 2\pi r$$

因此 $B\cdot 2\pi r = \mu_0 I \;\Rightarrow\; B = \dfrac{\mu_0 I}{2\pi r}$

P352 例 12.6：无限长**圆柱面电流**，轴向总电流为 I，半径为 R，求其周围的磁场分布。

解：以圆柱轴线为圆心，在其周围作一个半径为 r 的安培环路，环路的方向和电流的方向右手螺旋。则根据安培环路定理得：



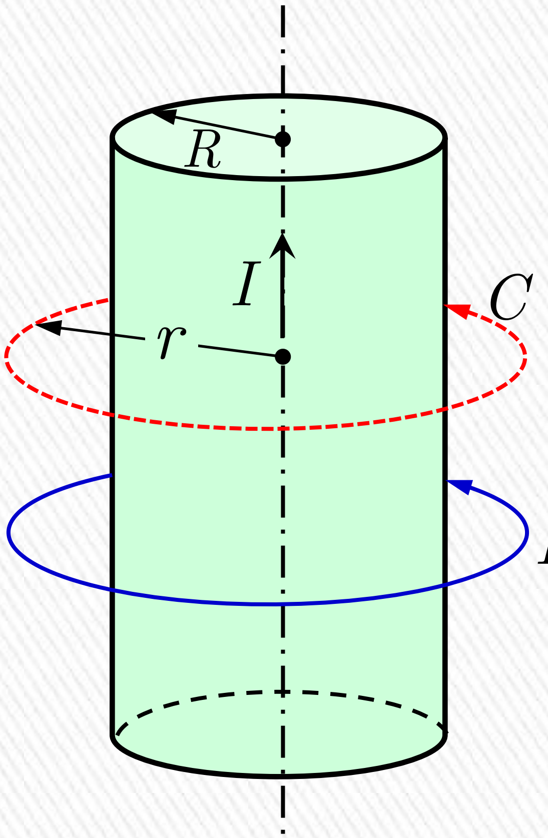
$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum I$$

由前述分析可得， $\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = B\cdot 2\pi r$

又有 $\sum I = \begin{cases} 0\,, & r < R \\ I\,, & r \geq R \end{cases}$

容易得： $B = \begin{cases} 0\,, & r < R \\ \dfrac{\mu_0 I}{2\pi r}\,, & r \geq R \end{cases}$

例：无限长**圆柱电流**，电流均匀分布，轴向总电流为 I，半径为 R，求其周围的磁场分布。



解：以圆柱轴线为圆心，作一半径为 r 的安培环路，则安培环路定理：

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum I$$

由前述分析可得，$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = B\cdot 2\pi r$

又有 $\sum I = \begin{cases} \dfrac{r^2}{R^2} I \ , & r < R \\ I \ , & r \geq R \end{cases}$

容易得：$B = \begin{cases} \dfrac{\mu_0 I r}{2\pi R^2} \ , & r < R \\ \dfrac{\mu_0 I}{2\pi r} \ , & r \geq R \end{cases}$

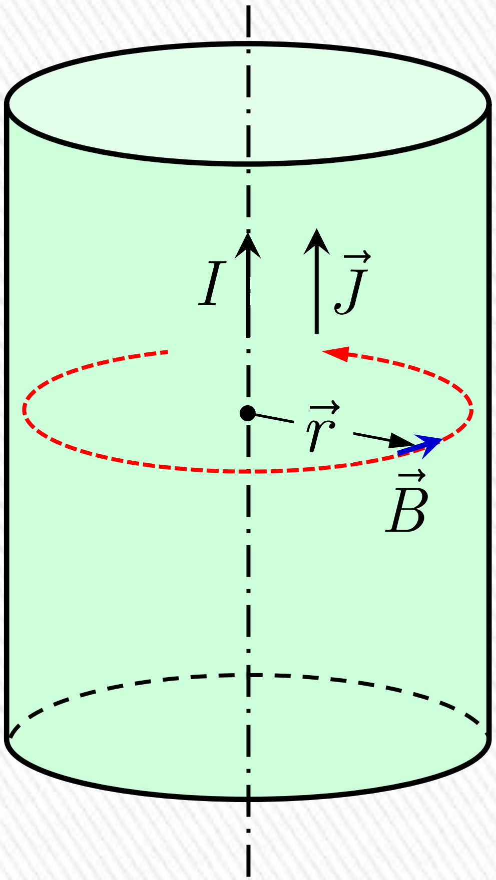
例：无限长**圆柱电流**，电流均匀分布，轴向总电流为 I，半径为 R，求其周围的磁场分布。

解(续)：在圆柱内部，磁感应强度的大小为

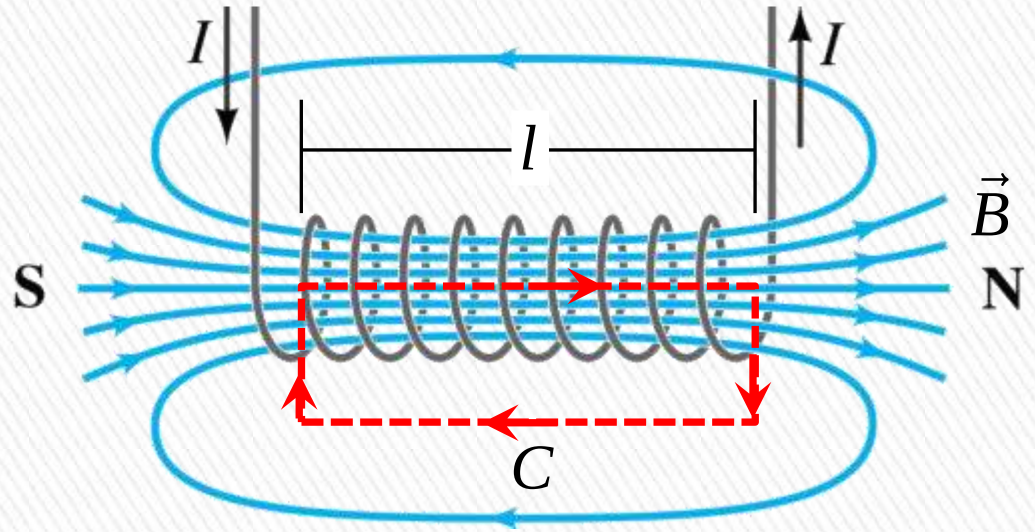
$$B = \frac{\mu_0}{2}\frac{I}{\pi R^2}r$$

考虑电流密度 $J = \dfrac{I}{\pi R^2}$，同时考虑它和径矢 r 的方向，则圆柱内部某一点的磁感应强度可以写作：

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{2}\vec{J}\times\vec{r}$$



P346 例 12.3：均匀密绕螺线管，绕线密度为 n，电流为 I，求其轴线上的磁场分布。



解：在螺线管上作如图的矩形安培环路。安培环路定理：

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum I$$

其中

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \int_{内} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} + \int_{外} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} + \int_{左} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} + \int_{右} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r}$$

$$= \int_{内} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r}$$

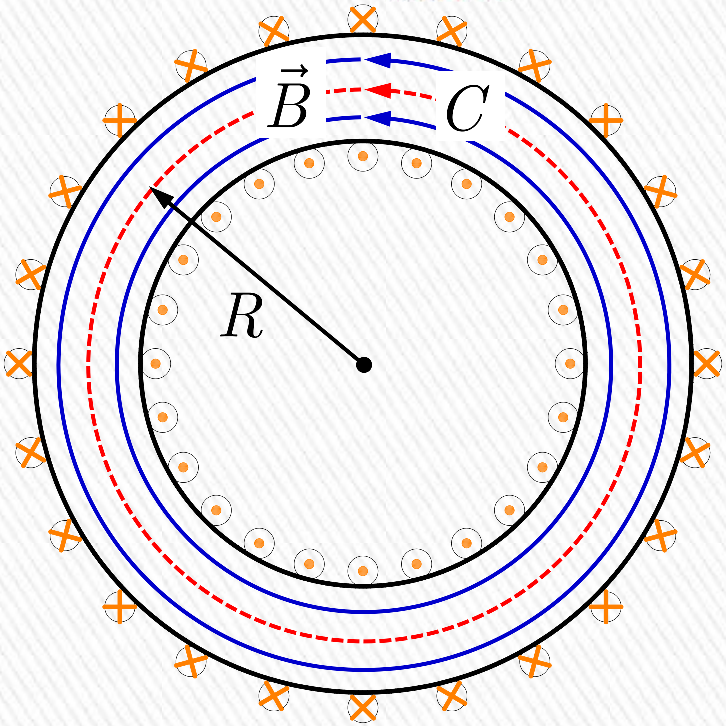
$$= B\cdot l$$

$$\mu_0 \sum I = \mu_0 \cdot nlI$$

容易得：$B = \mu_0 nI$

P353 例 12.7：如图所示**螺绕环**，管的轴线半径为 R，绕线匝数为 N，电流为 I，求线圈中的磁场。

解：对于螺绕环，可以认为其内部的磁感应强度为大小相等，方向右手螺旋，如右下图图蓝线所示。



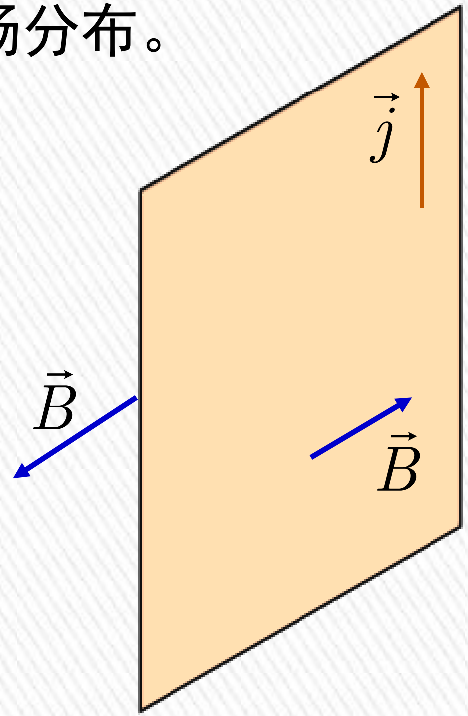
在螺绕环内部作半径为 R 的安培环路，环路方向和磁感应强度方向一致，则安培环路定理：

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum I$$

其中 $\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = B\cdot 2\pi R\,,\ \sum I = NI$

容易得：$B = \dfrac{\mu_0 NI}{2\pi R} = \mu_0 nI\,,\ n$ 为绕线密度。

P354 例 12.8：无限大平面电流的磁场分布。如图所示，一无限大载流导体平面，面电流密度为 j，求此平面两边的磁场分布。



解：根据对称性分析，无限大带电平面两边的磁场分布如右下图的剖面图，两边都是常矢量。

作如图红色虚线所示的、宽为 l 的矩形安培环路，则安培环路定理：

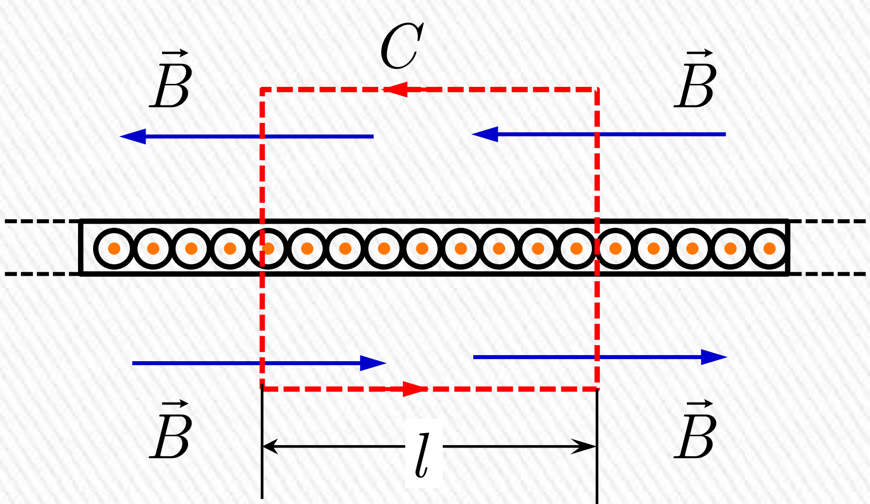
$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum I$$

其中

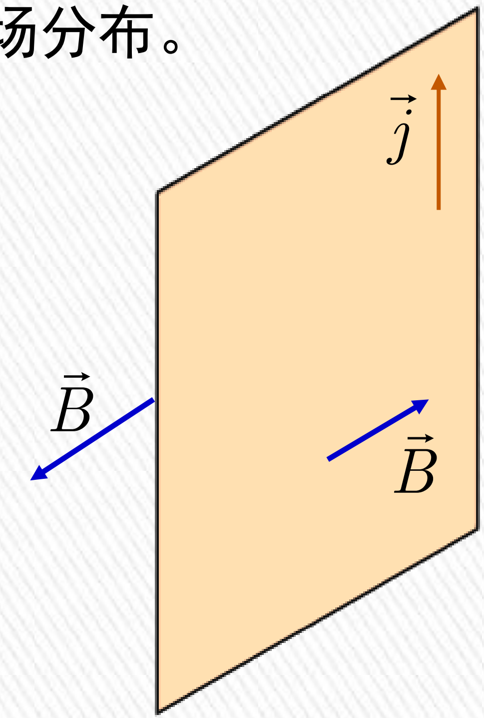
$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \int_{上} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} + \int_{下} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} + \int_{左} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} + \int_{右} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r}$$

$$= \int_{上} B\cdot \mathrm{d}r + \int_{下} B\cdot \mathrm{d}r$$

$$= B\cdot 2l$$



P354 例 12.8：无限大平面电流的磁场分布。如图所示，一无限大载流导体平面，面电流密度为 j，求此平面两边的磁场分布。



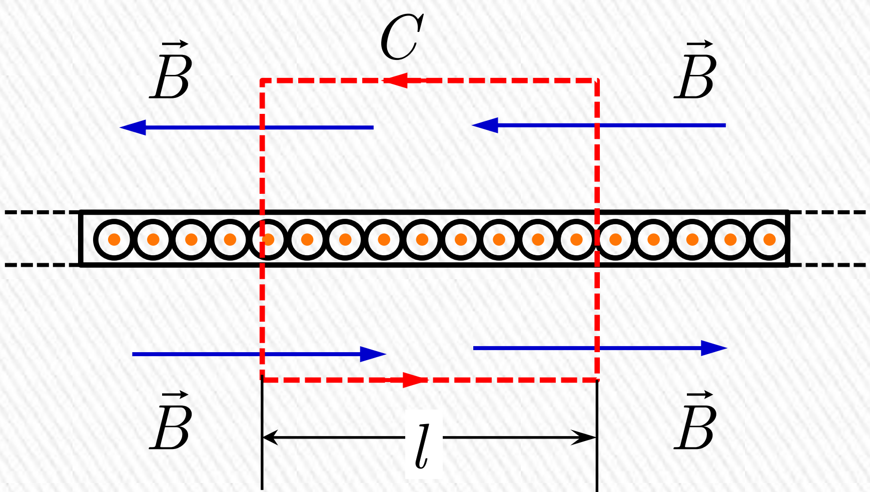
解(续)：安培环路定理

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0 \sum I$$

其中

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = B\cdot 2l$$

$$\mu_0 \sum I = \mu_0 \cdot l \cdot j$$



容易得： $B = \dfrac{1}{2}\mu_0 j$

*几种常见带电体系周围的电场和载流体系周围的磁场分布

电荷线密度为λ 的无限长带电直线周围的电场：

$$E=\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\lambda}{2\pi r}$$

电流为I 的无限长载流直导线周围的磁场：

$$B=\mu_0\frac{I}{2\pi r}$$

电荷面密度为σ 的无限大带电平面周围的电场：

$$E=\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\sigma}{2}$$

电流面密度为j 的无限大载流平面周围的磁场：

$$B=\mu_0\frac{j}{2}$$

带电量为q 的带电圆环轴线上的电场：

$$E=\frac{qx}{4\pi\varepsilon_0\left(R^2+x^2\right)^{3/2}}$$

电流为I 的载流圆形线圈轴线上的磁场：

$$B=\frac{\mu_0 IR^2}{2\left(R^2+x^2\right)^{3/2}}$$

12.7 与变化电场相联系的磁场

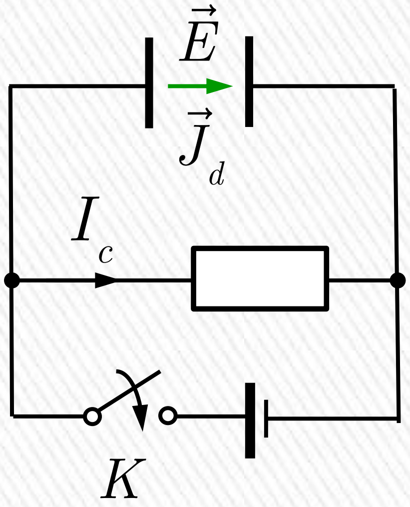
» 安培环路定理在解决恒定磁场分布问题时非常有效，但很遗憾，它只在**恒定磁场**中才具有如此简单的形式。

» 麦克斯韦提出了**位移电流**的概念(与之相对应的就是**传导电流**)：

> 如图所示，电容器充电放电的过程中，电容两板之间没有电荷流动，但两板之间的**电场强度** E 产生了变化。

» **变化的电场强度**也可以认为是一种电流，即**位移电流**，其电流密度为：

$$\vec{J}_d = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$



» **位移电流**和**传导电流**有本质的不同，但在**产生磁场**方面与传导电流等效，因此，它的引入方便了**麦克斯韦电磁学方程组**的统一。

12.7 与变化电场相联系的磁场

» **位移电流**和**传导电流**合起来称作**全电流**。

» **全电流**的安培环路定理为：

$$\oint_C \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \mu_0\left(\underbrace{\sum I_{c,\mathrm{in}}}_{\text{传导电流部分}} + \underbrace{\varepsilon_0 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_S \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{S}}_{\text{位移电流部分}} \right)$$