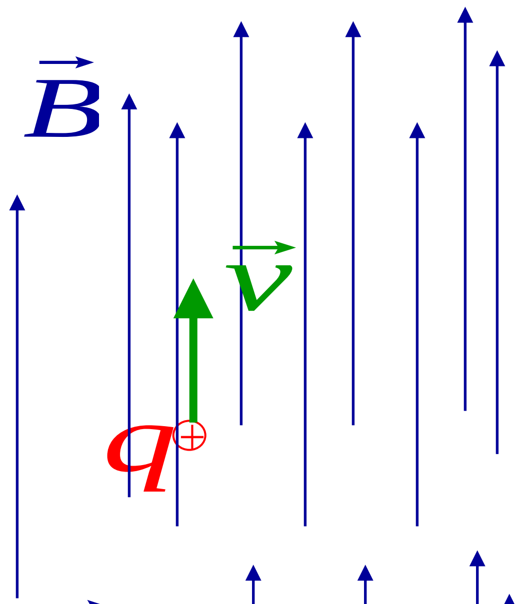
§11-6 带电粒子在电场和磁场中的运动

1. 洛伦兹力

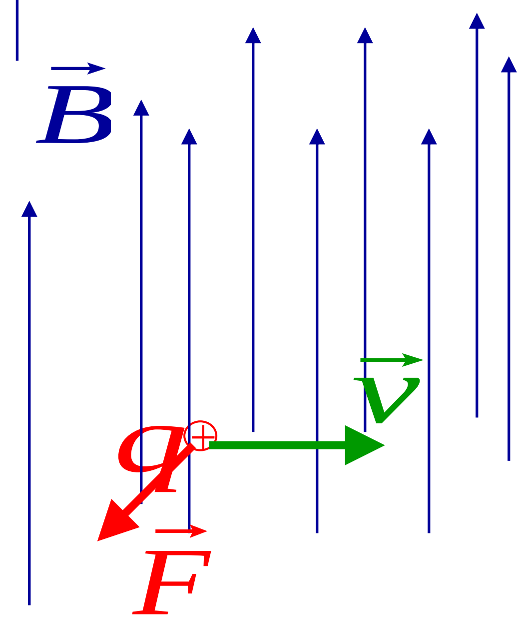
①当带电粒子沿磁场方向运动时:

$$F = 0$$



②当带电粒子的运动方向与磁场方向垂直时:

$$F_m = qvB$$



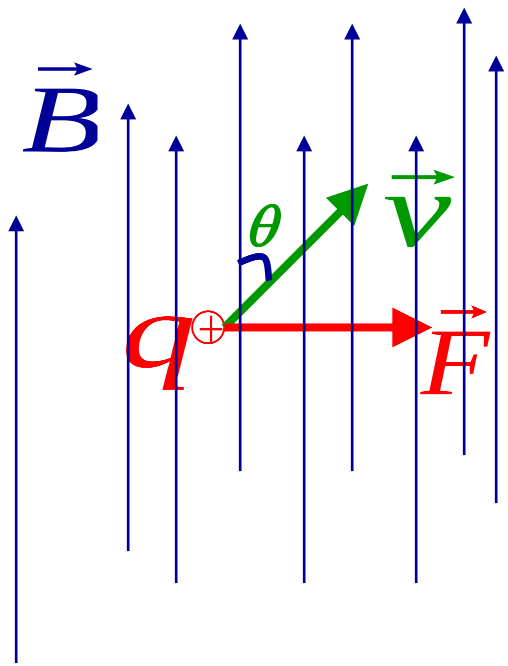
③一般情况下，如果带电粒子运动的方向与磁场方向成夹角θ时。

洛伦兹力

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

大小：$F=qvB\sin\theta$

方向：$\vec{v}\times\vec{B}$的方向



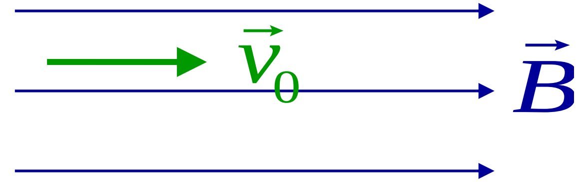
考虑：当 $q<0$ 时，方向?

洛伦兹力始终与电荷运动方向垂直，故洛伦兹力对电荷不作功。

2. 带电粒子在磁场中的运动

2.1 设有一均匀磁场，磁感应强度为 $\vec{B}$，一电荷量为 q、质量为 m 的粒子，以初速 $\vec{v}_0$ 进入磁场中运动。

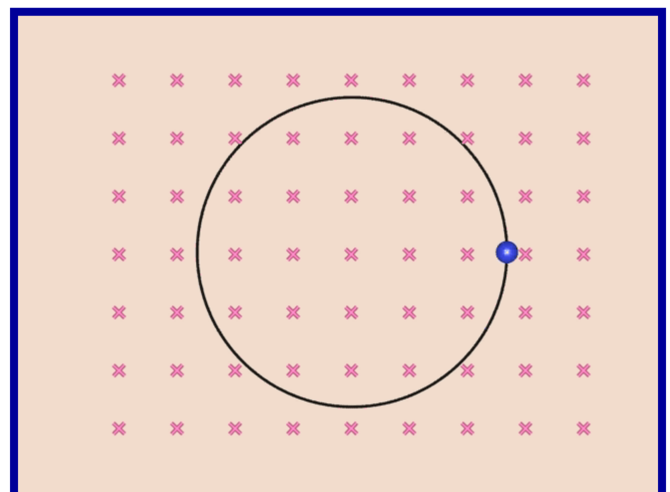
（1）如果 $\vec{v}_0$ 与 $\vec{B}$ 相互平行



$$F = 0$$

粒子作匀速直线运动。

（2）如果 $\vec{v}_0$ 与 $\vec{B}$ 垂直

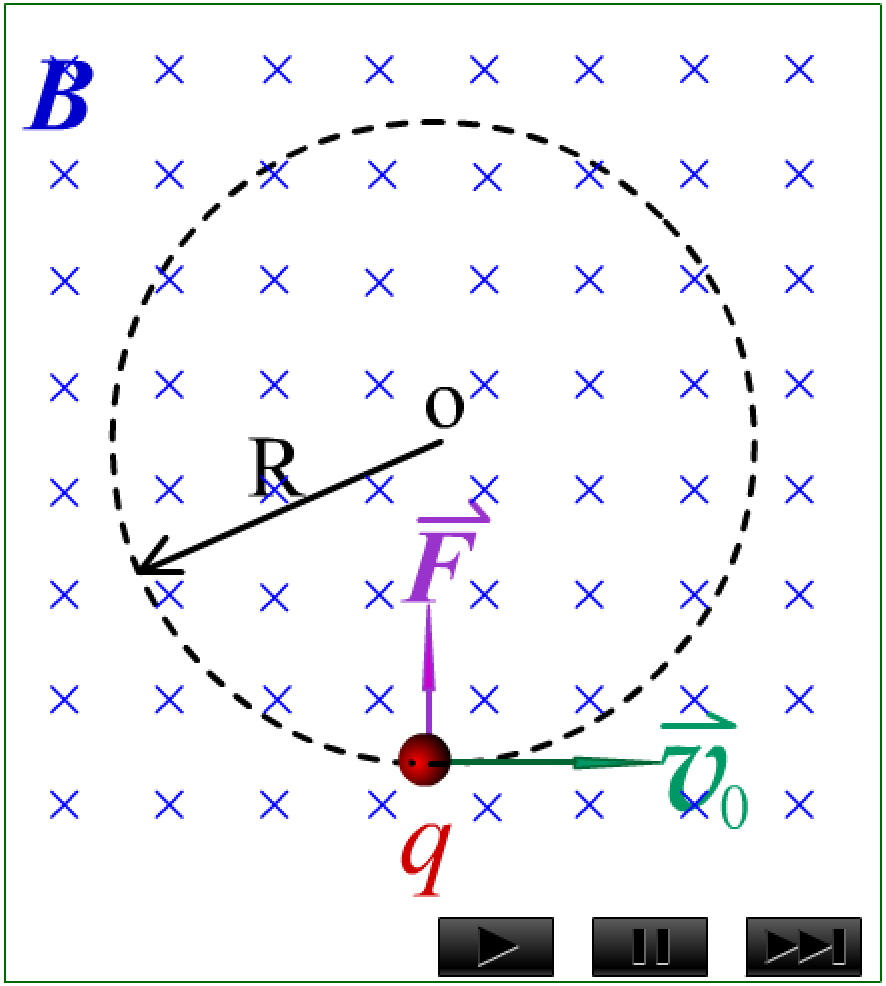


$$F = qv_0B$$

粒子作匀速圆周运动。

回旋半径和回旋频率

$$\vec{v}_0 \perp \vec{B}$$



$$qv_0B = m\frac{v_0^2}{R}$$

$$R = \frac{mv_0}{qB}$$

$$T = \frac{2\pi R}{v_0} = \frac{2\pi m}{qB}$$

$$\boxed{f = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m}}$$

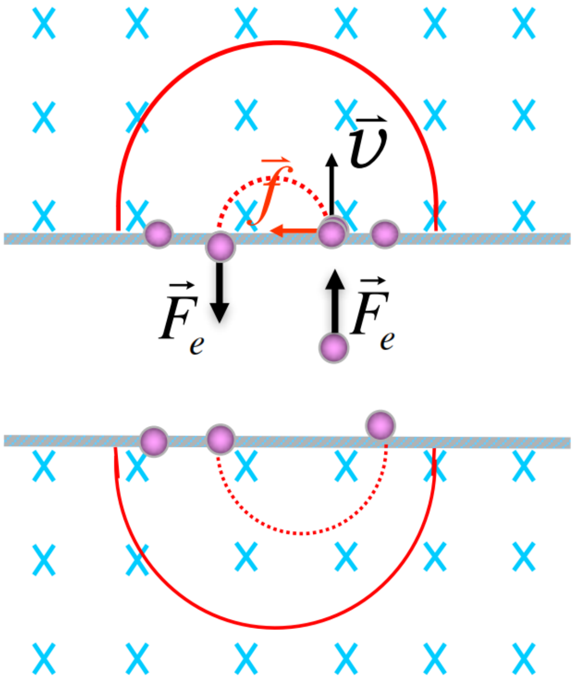
★ 应用　回旋加速器

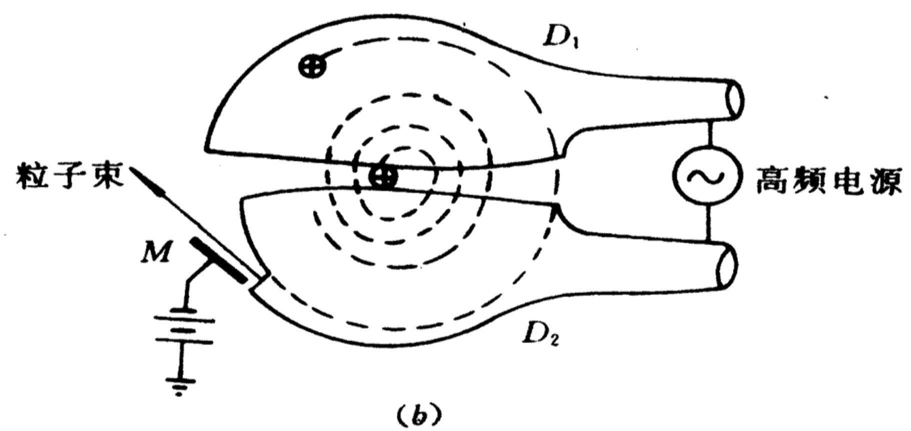
回旋加速器是用来获得高能带电粒子的设备。

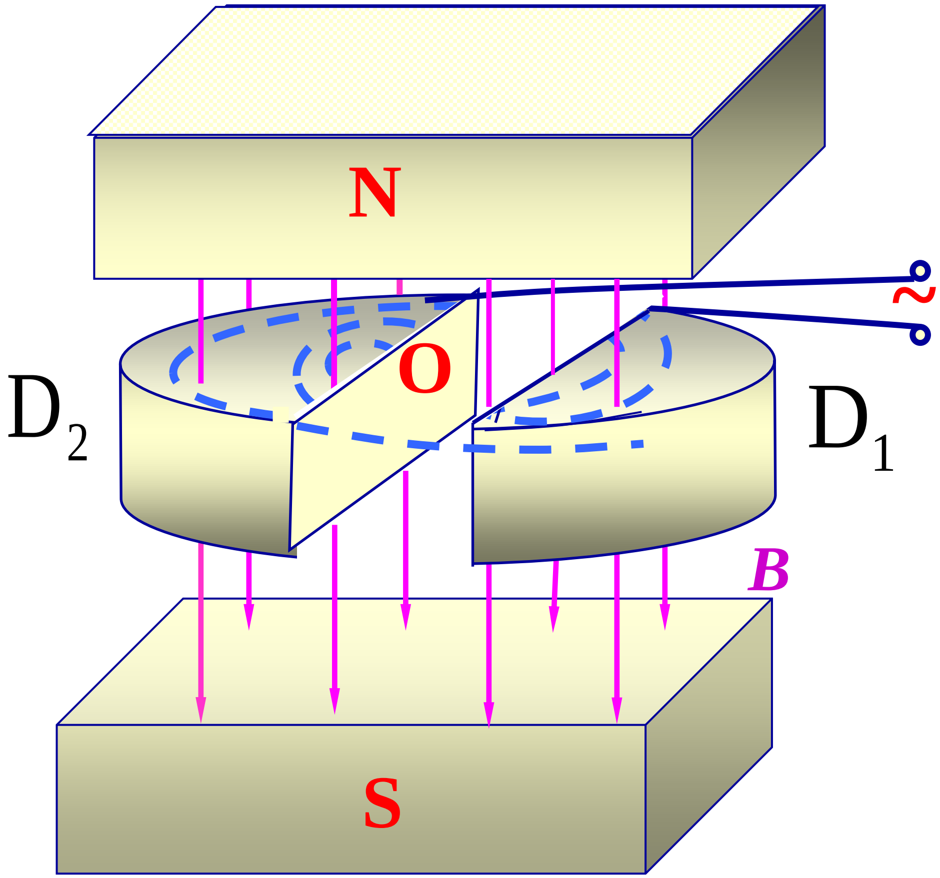
基本性能：

a) 使带电粒子在磁场的作用下作回旋运动。

b) 使带电粒子在电场的作用下得到加速。







回旋加速器原理图

频率与半径无关

$$f = \frac{qB}{2\pi m}$$

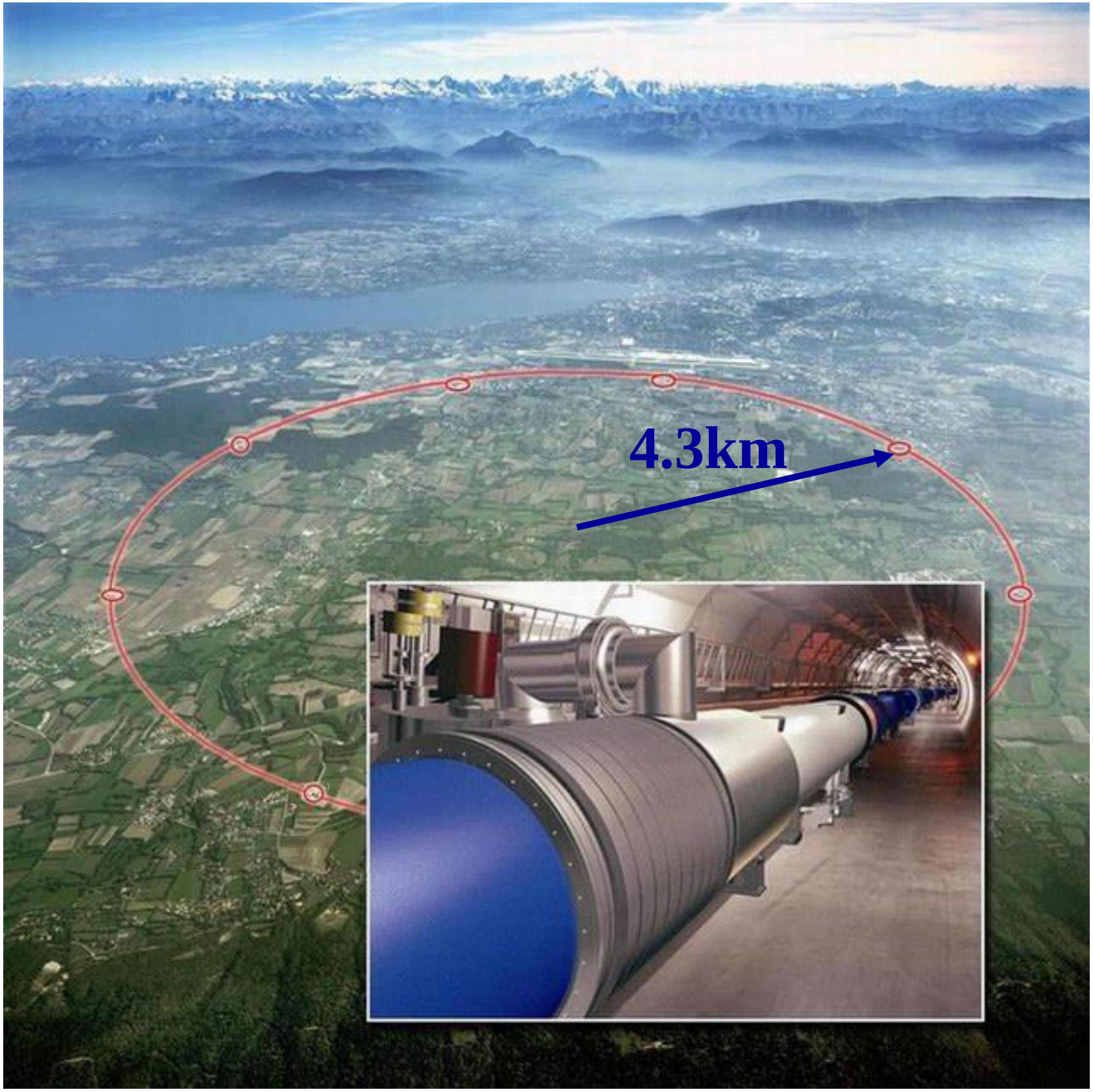
到半圆盒边缘时

$$v = \frac{qBR_0}{m}$$

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2$$

$$E_k = \frac{q^2B^2R_0^2}{2m}$$

欧洲核子中心的加速器

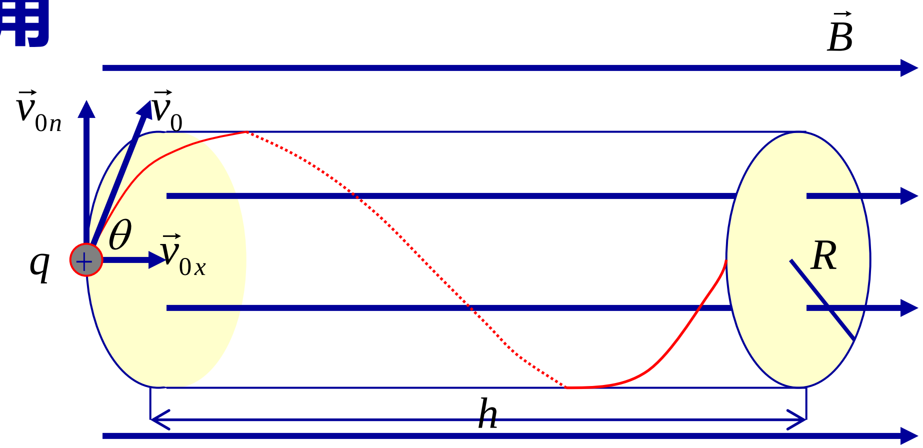


加速器的一部分

(3) 如果 $\vec{v}_0$ 与 $\vec{B}$ 斜交成 θ 角

$$v_{0x} = v_0 \cos\theta$$

$$v_{0n} = v_0 \sin\theta$$

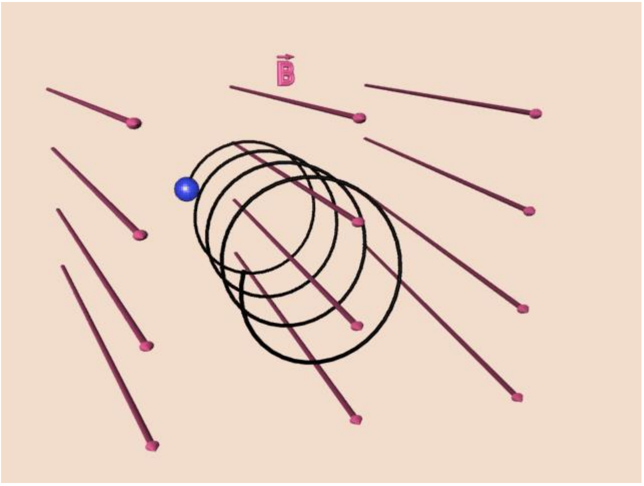


粒子作螺旋运动。

$$R = \frac{mv_{0n}}{qB}$$

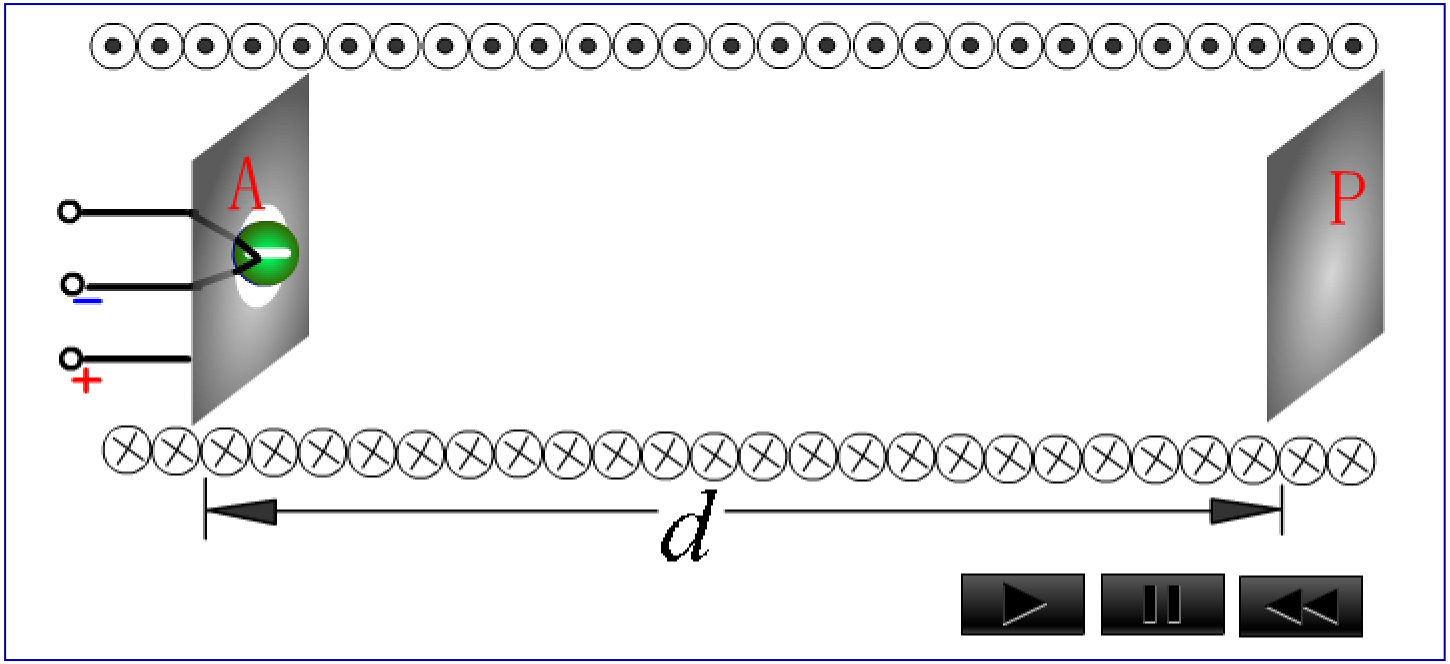
$$T = \frac{2\pi m}{qB}$$

$$h = v_{0x}T = v_{0x}\frac{2\pi m}{qB}$$



螺距

◆ **磁聚焦** 在均匀磁场中某点A发射一束初速相差不大的带电粒子，它们的$\vec{v}_0$与$\vec{B}$之间的夹角θ不尽相同，但都较小，这些粒子沿半径不同的螺旋线运动，因螺距近似相等，都相交于屏上同一点，此现象称之为磁聚焦 。

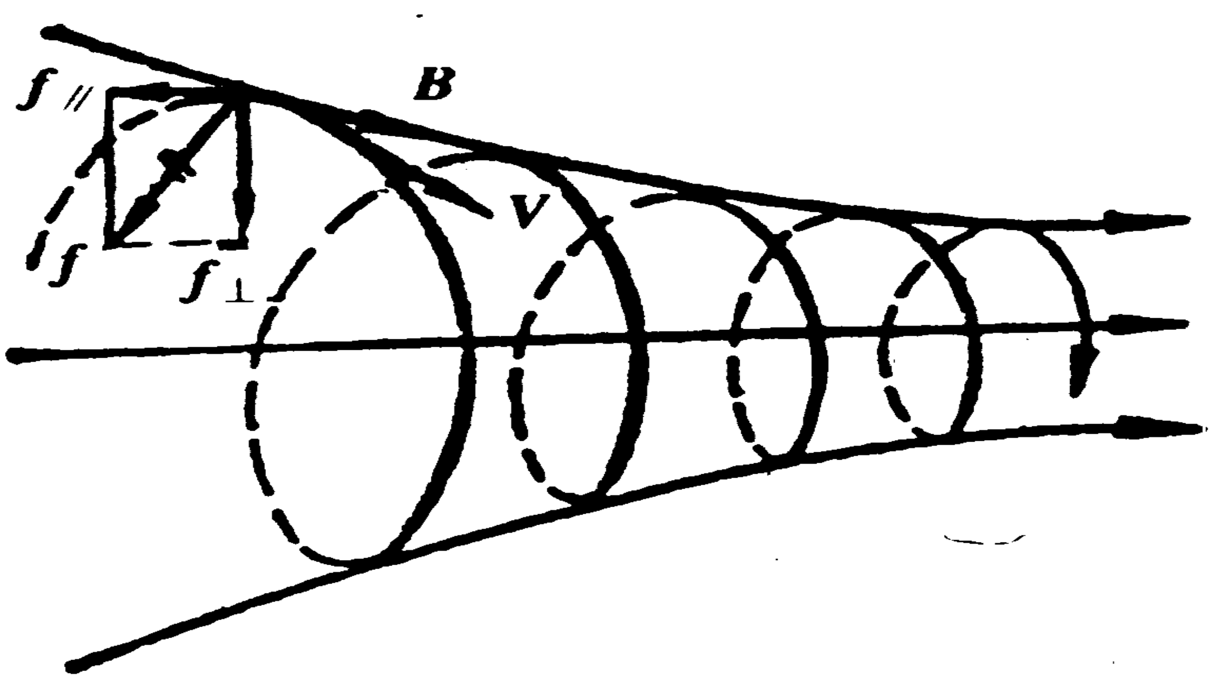


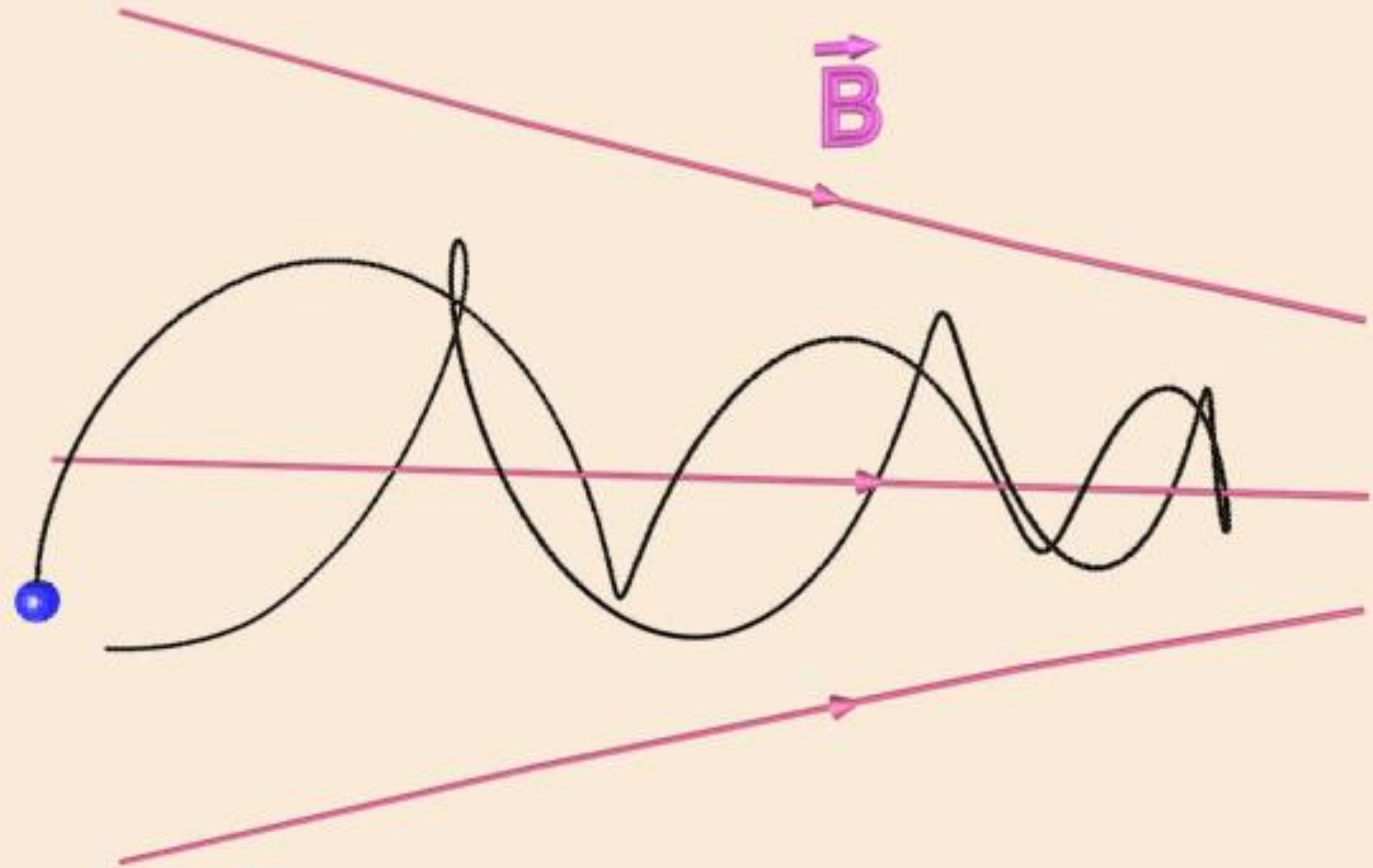
当θ很小时 $v_{//} \approx v$ $v_{\perp} \approx v\theta$ $h = v_{//}T \approx \dfrac{2\pi m v}{qB}$

◆ **应用**电子光学，电子显微镜等。

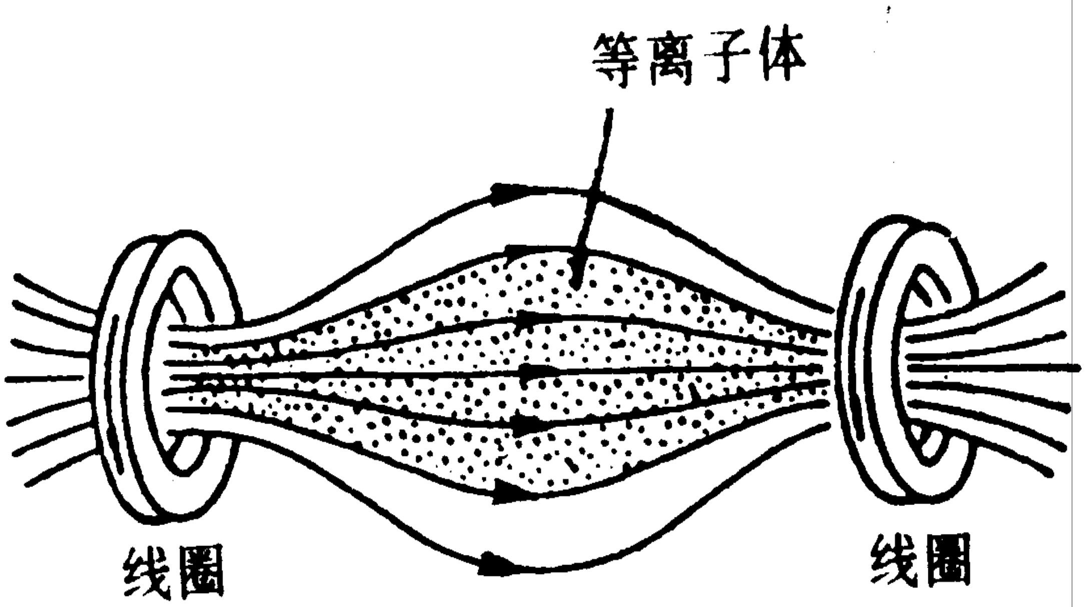
2.2 带电粒子在非均匀磁场中运动

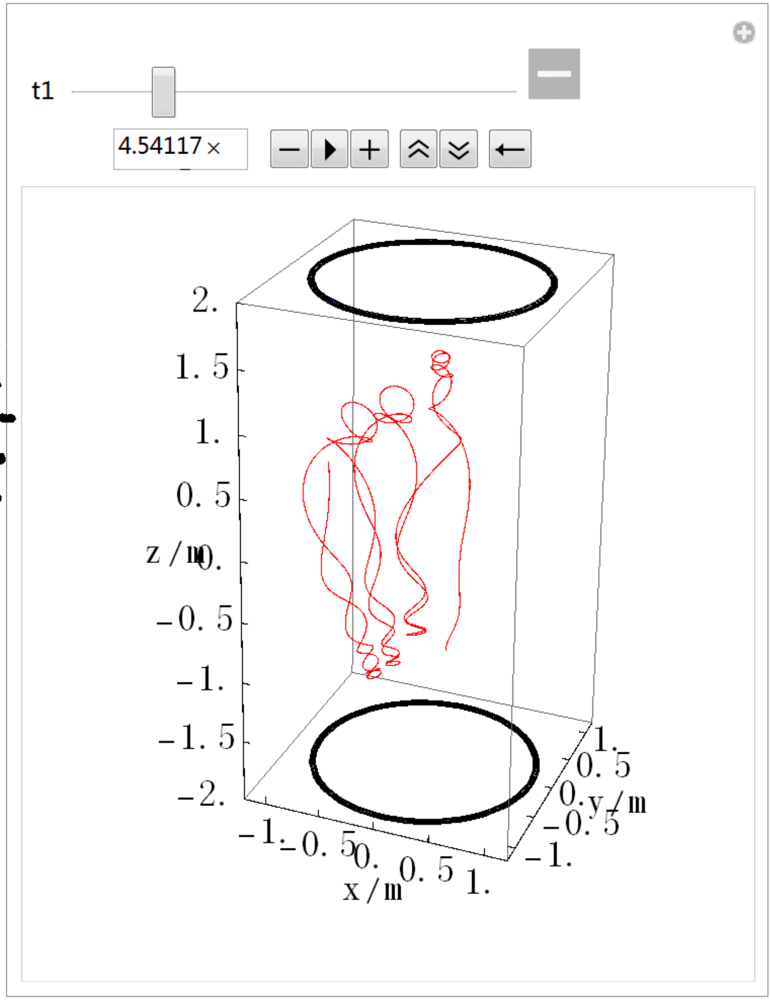
（1）会聚磁场中作螺旋运动的带正电粒子掉向返转

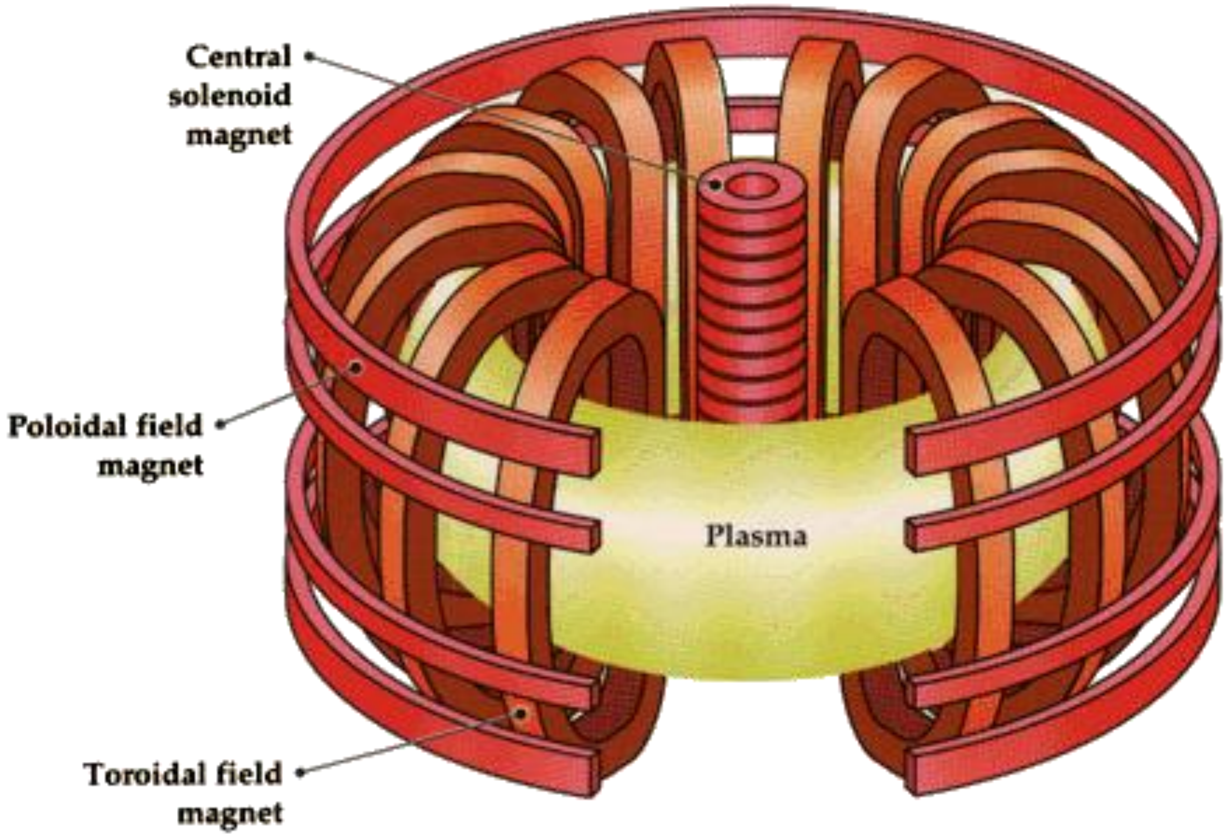



$\vec{B}$

（2）磁约束装置

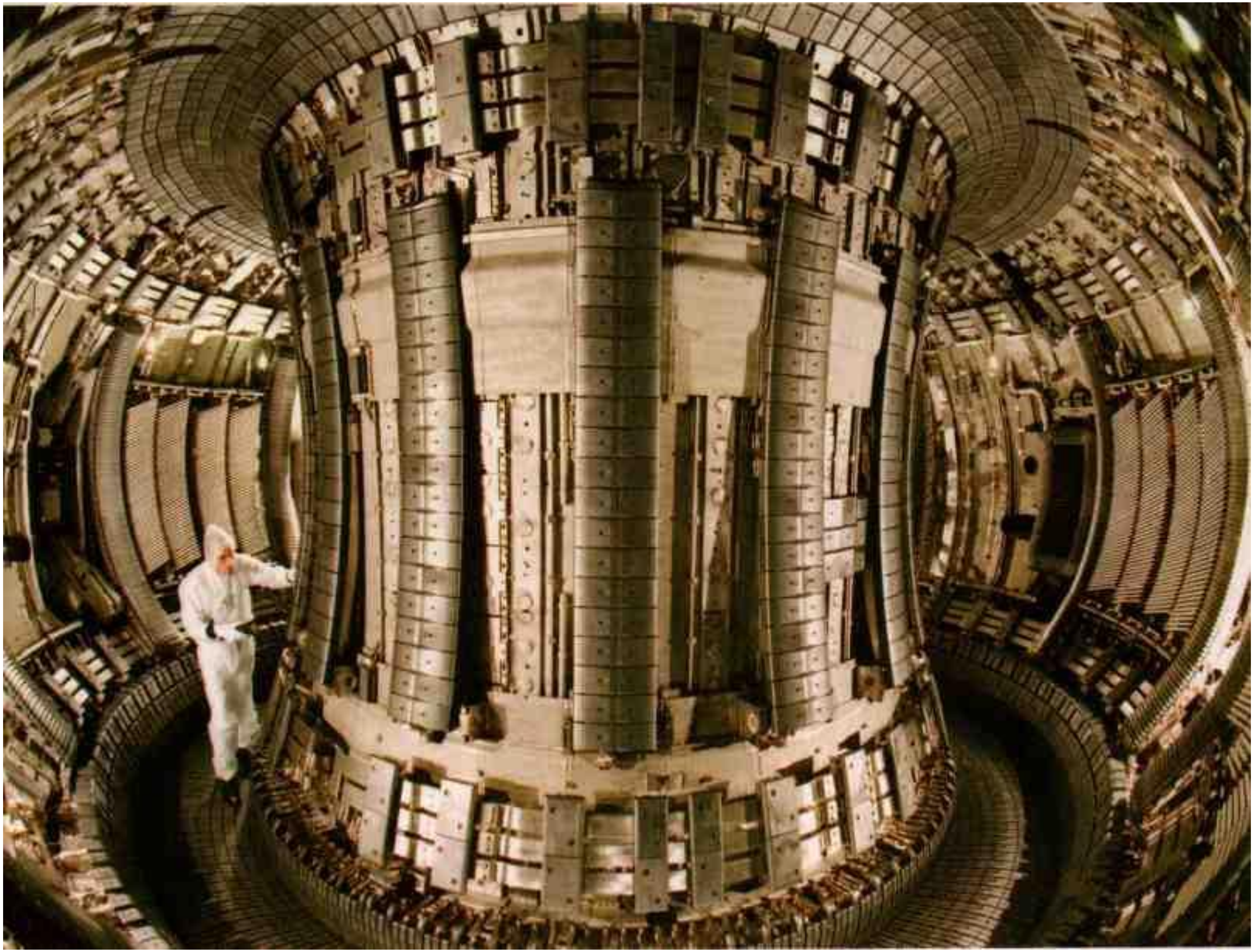






托卡马克装置原理示意图

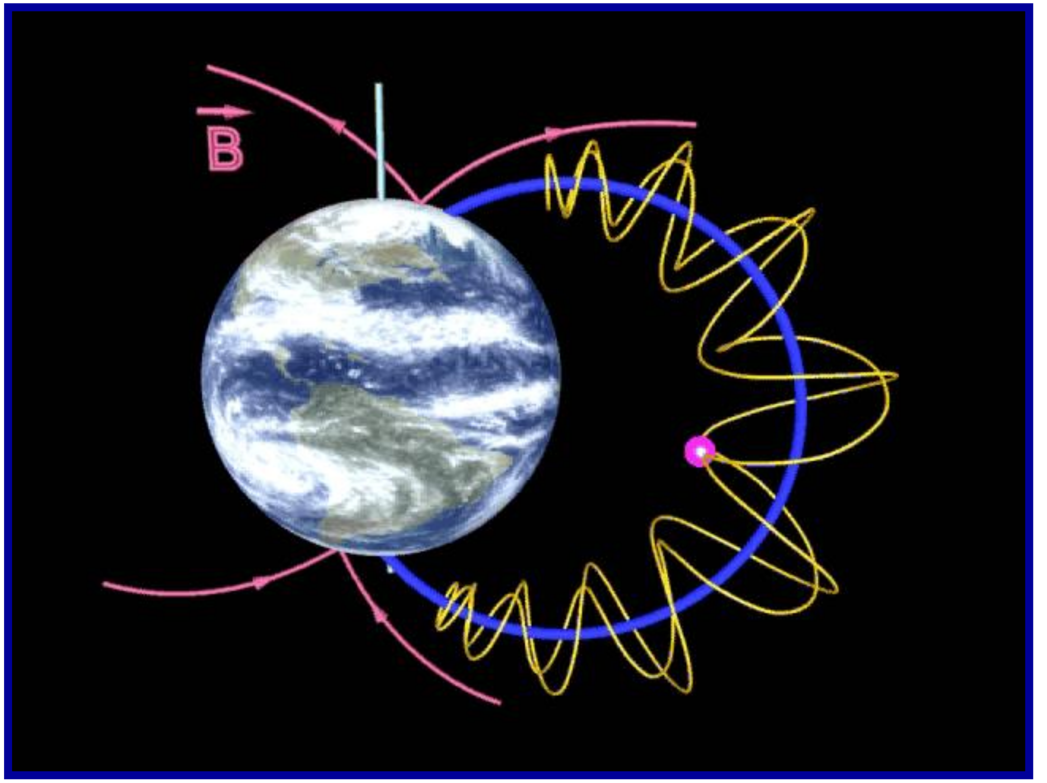
托卡马克装置环形容器内部实景



（3）非均匀磁场的实例：

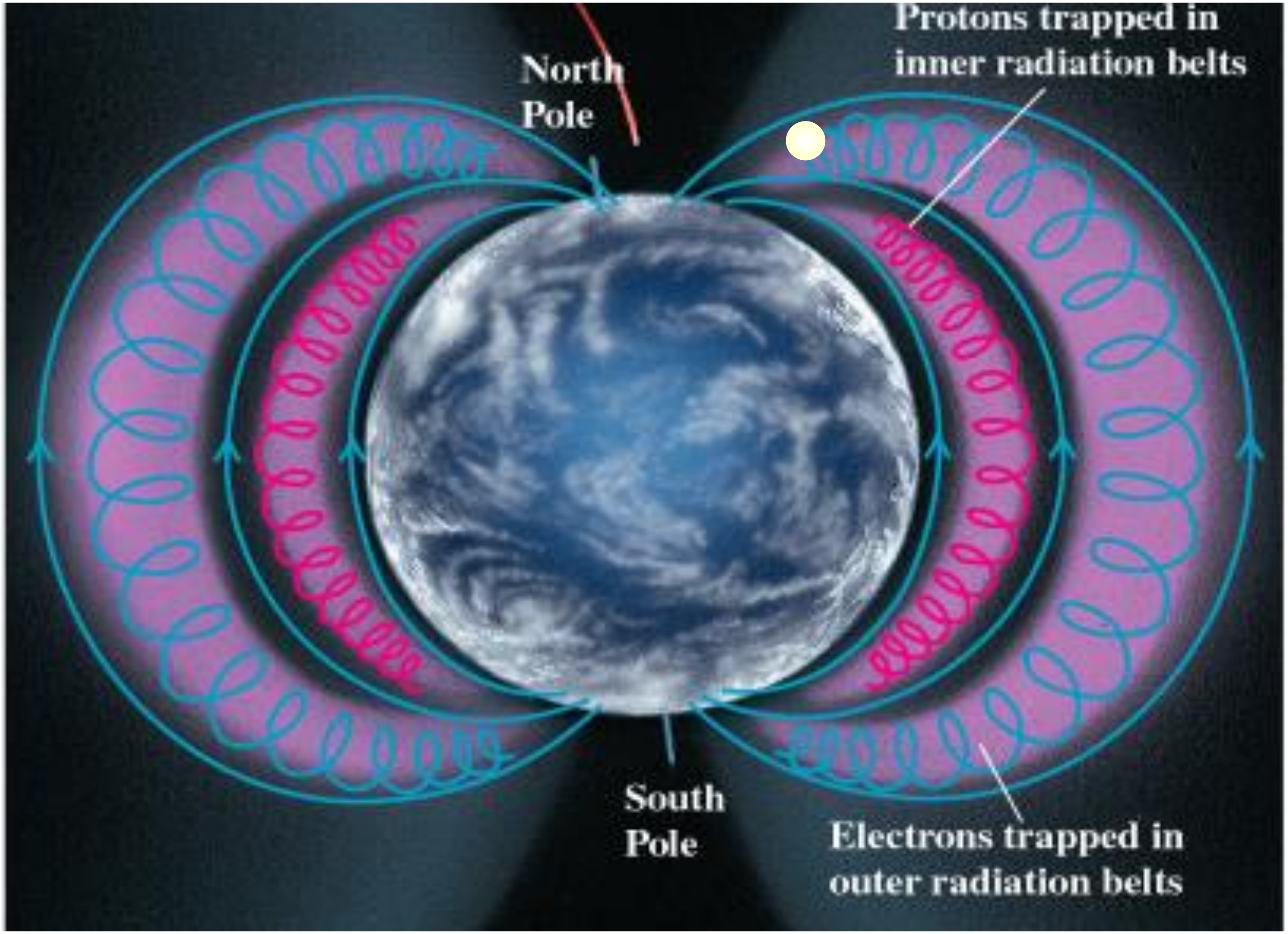
范•艾仑(Van Allen)辐射带----宇宙中的磁约束现象

当来自外层空间的大量粒子(宇宙射线)进入地球磁场范围，粒子将绕地磁感应线作螺旋运动，因为在近两极处地磁场增强，作螺旋运动的粒子将被折回，



结果粒子在沿磁感应线的区域内来回振荡，形成一个带电粒子区域，称范艾仑辐射带.

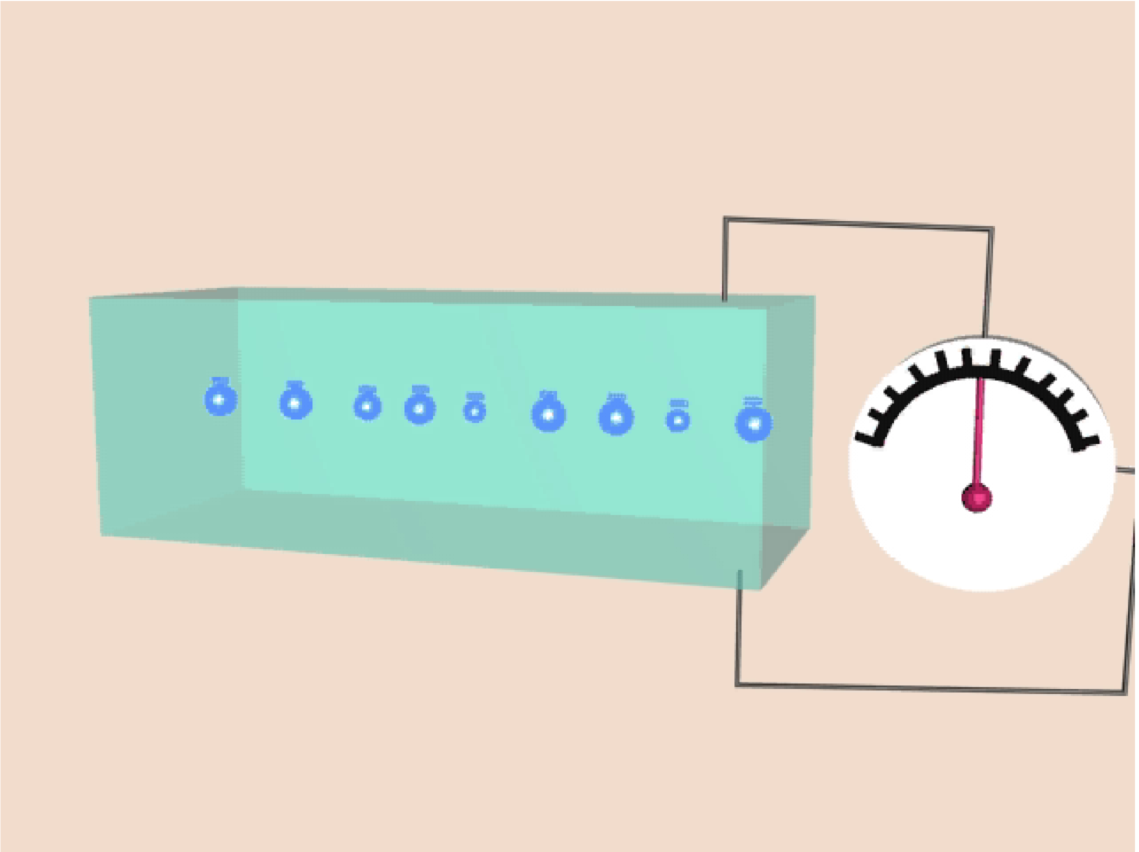
范艾仑辐射带的形成示意图



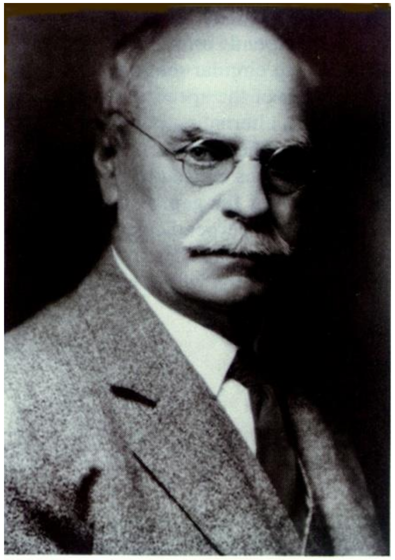
极致之美—极光


搜狐视频
tv.sohu.com
12:25
时事新闻
北汉江分流洪水成功转移近7000名群众。
■长江上游干

3. 霍耳（E.C.Hall)效应



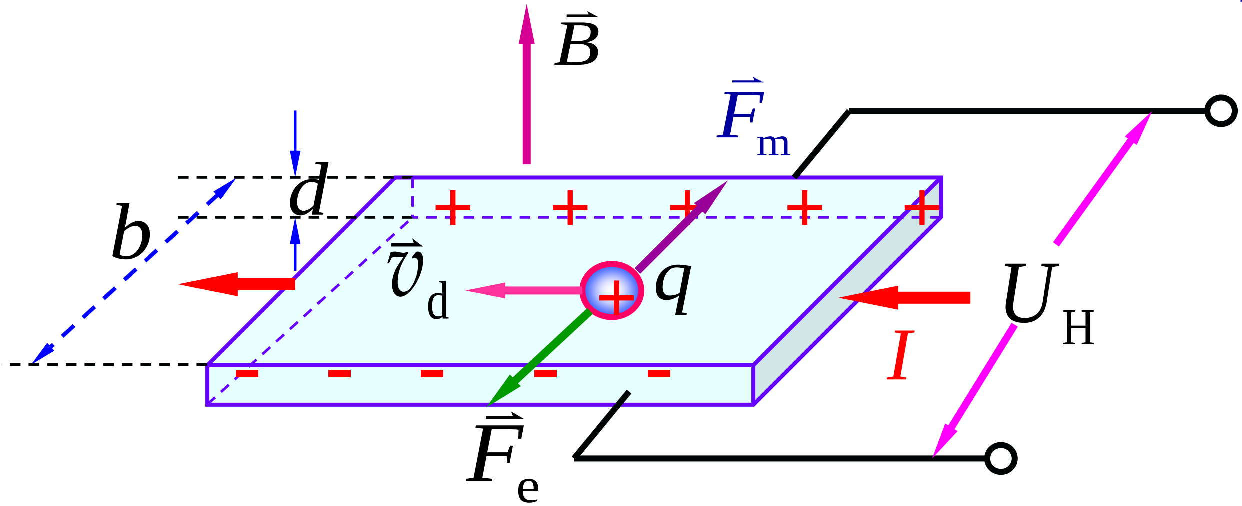
霍耳效应



Edwin H. Hall
(1855–1938).

霍耳

霍耳电压 $U_H = R_H \frac{IB}{d}$



$$qE_H = qv_d B$$

$$I = qnv_d S = qnv_d bd$$

$$E_H = v_d B$$

$$U_H = v_d Bb$$

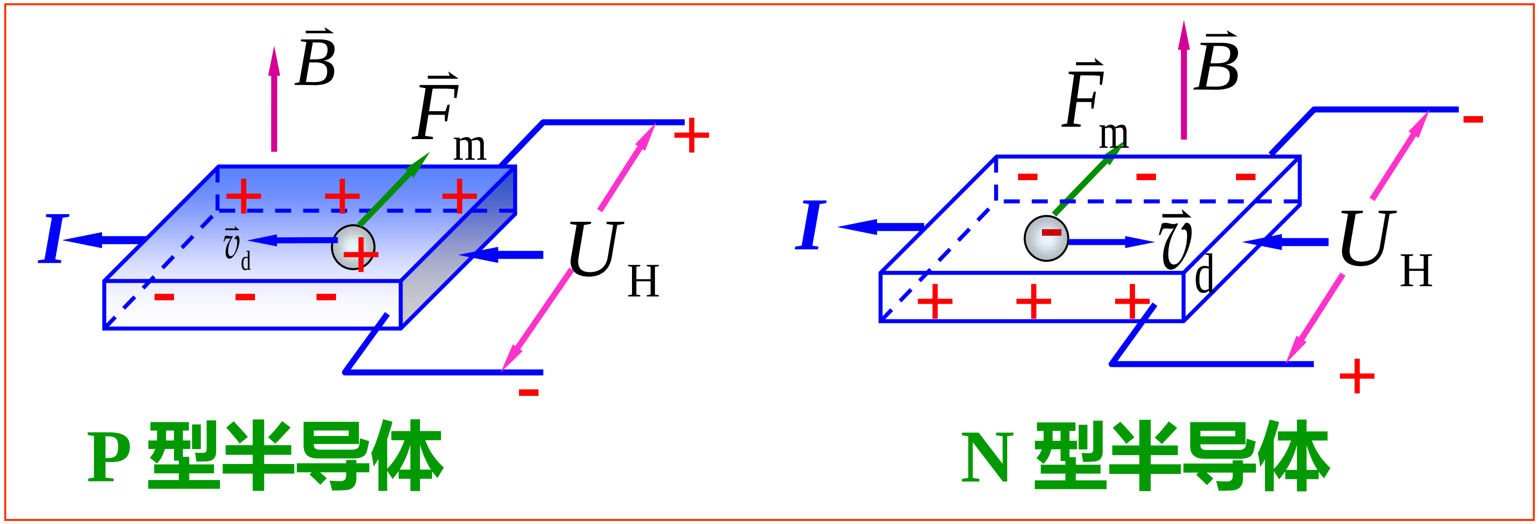
$$U_H = \frac{IB}{nqd}$$

霍耳系数 $R_H = \frac{1}{nq}$

霍耳效应的应用

(1) 判断半导体的类型

$$U_{\mathrm{H}} = R_{\mathrm{H}} \frac{IB}{d} \qquad R_{\mathrm{H}} = \frac{1}{nq}$$



(2) 测量磁场 霍耳电压 $U_{\mathrm{H}} = R_{\mathrm{H}} \frac{IB}{d}$

§11-7 磁介质

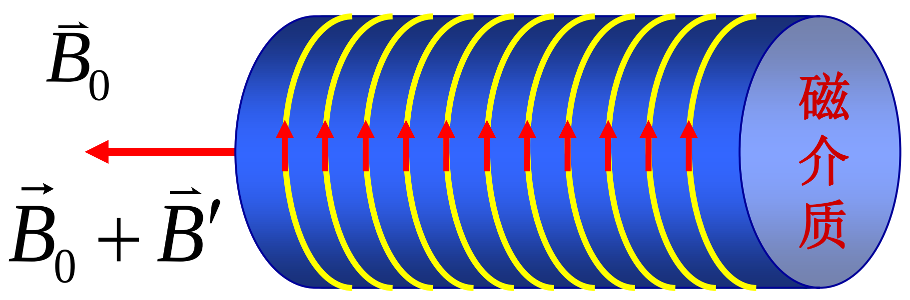
一、磁介质的分类

磁介质： 放入磁场中能够显示磁性，并影响原磁场的物质，称为磁介质。

磁　化： 磁场对磁介质的作用称为磁化。

磁化后的磁介质产生附加磁场，对原磁场产生影响。

磁介质分成三类：
顺磁质、抗磁质和
铁磁质。



电介质放入外电场中

$$\vec{E}_0 \Longrightarrow \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \Longrightarrow \left|\vec{E}\right| < \left|\vec{E}_0\right|$$

$$\frac{E}{E_0} = \frac{1}{\varepsilon_r}$$

相对介电常数

磁介质放入外磁场中

$$\vec{B}_0 \Longrightarrow \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \Longrightarrow \left|\vec{B}\right| \; ? \; \left|\vec{B}_0\right|$$

$$\frac{B}{B_0} \equiv \mu_r$$

相对磁导率

或 $B = \mu_r B_0$ μ_r **反映磁介质的性质。**

顺磁质 $\vec{B} > \vec{B}_0$ $\mu_r > 1$

（铝、氧、锰等） **弱磁质**

抗磁质 $\vec{B} < \vec{B}_0$ $\mu_r < 1$

（铜、铋、氢等） **弱磁质**

铁磁质 $\vec{B} >> \vec{B}_0$ $\mu_r >> 1$

（铁、钴、镍等） **强磁性物质**

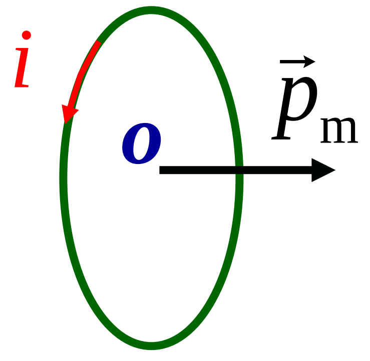
二、顺磁性和抗磁性的微观解释

1. 分子电流与分子磁矩

构成物质的分子或原子中， 每个电子绕原子核作轨道运动, 具有**轨道磁矩**；电子本身还有自旋，具有**自旋磁矩**。

分子中所有电子的各种磁矩总和构成固有磁矩： $\vec{p}_{\mathrm{m}}$

固有磁矩可以看成由一个等效圆形分子电流 i 产生。



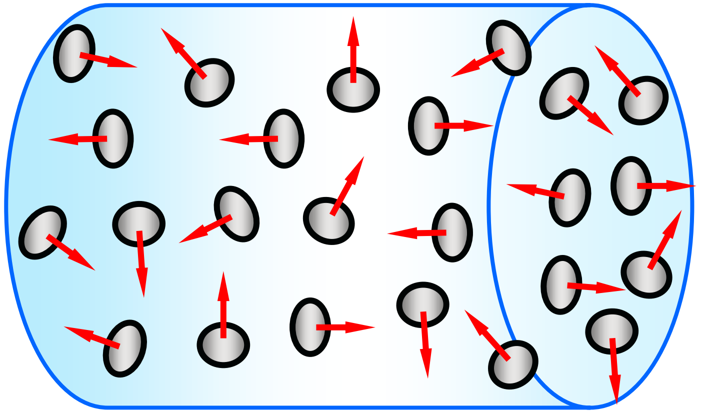
分子电流

2. 无外磁场作用时的抗磁质与顺磁质

抗磁质各电子固有磁矩 $\vec{p}_{\mathrm{m}}=0$ ，对外不显磁性。

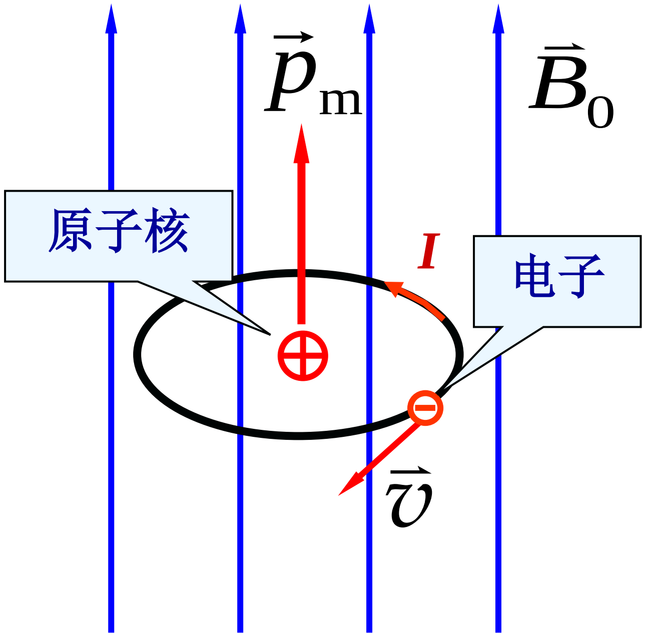
顺磁质各电子固有磁矩 $\vec{p}_{\mathrm{m}}\neq 0$ ，由于热运动，分子磁矩取向杂乱，对外不显磁性。

$\vec{B}=0$ **时的顺磁质**



3. 有外磁场作用时的电子的附加磁矩

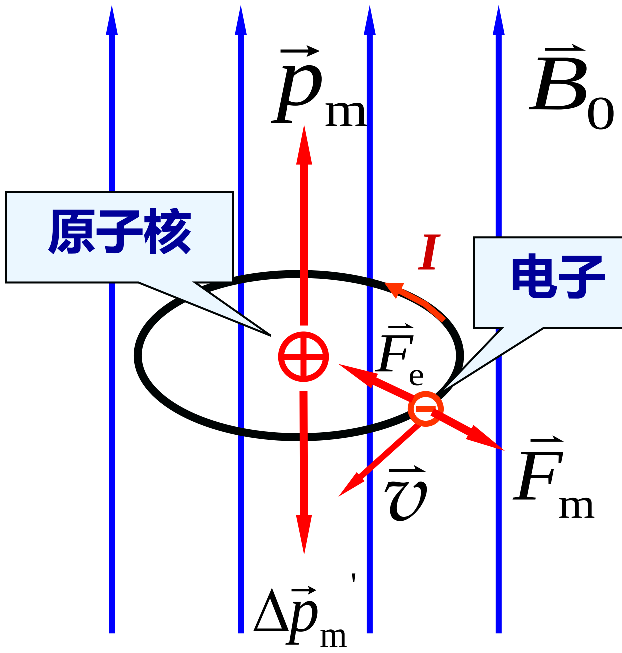
当原子中的电子在库仑力的作用下以速度 $\vec{v}$ 绕原子核顺时针作圆周运动时， 形成电子轨道运动的**磁矩** $\vec{p}_{\mathrm{m}}$ 。



电子受到洛仑兹力作用

$$\vec{F}_{\mathrm{m}} = -e\vec{v} \times \vec{B}$$

$\vec{F}_{\mathrm{m}}$ **与库仑力** $\vec{F}_{\mathrm{e}}$ **相反, 背离原子核。**



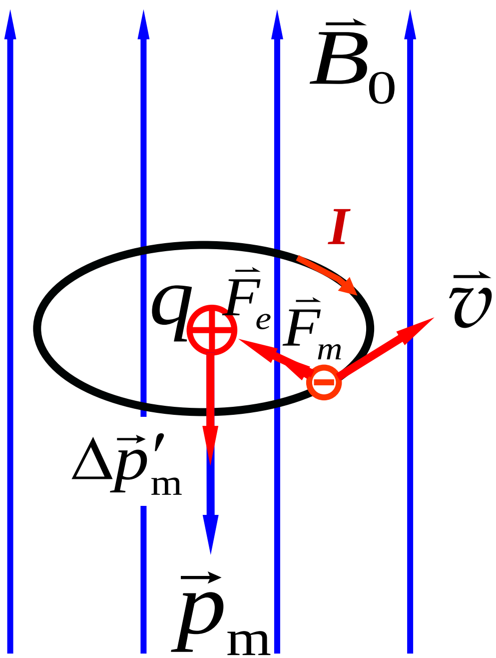
向心力减小, 则 $\vec{v}$ 减小, 轨道磁矩变小，等效为在 轨道磁矩 上叠加一个反方向附加磁矩 $\Delta\vec{p}_{\mathrm{m}}'$ 。

电子轨道磁矩与外磁场方向相同

$\Delta\vec{p}_{\mathrm{m}}'$ **与 $\vec{B}_0$ 方向相反，削弱外磁场。**

当电子作逆时针转动时

电子受到洛仑兹力 $\vec{F}_m$ 与库仑力 $\vec{F}_e$ 方向相同，在向心力增大的情况下，要维持轨道半径不变，必然引起电子轨道运动速度增大，以致引起磁矩增加，即在轨道磁矩上叠加一个同方向的附加磁矩。



电子轨道磁矩与外磁场方向相反

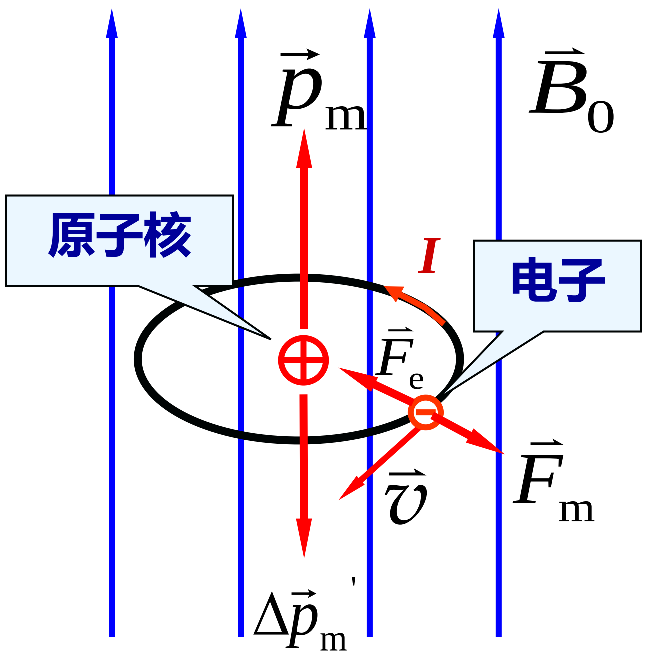
$\Delta\vec{p}_{\mathrm{m}}{}'$ 与 $\vec{B}_0$ 方向相反，削弱外磁场

结论：附加磁矩的方向总是与外加磁场相反

4. 有外磁场作用时的抗磁质

分子的总固有磁矩为零，但在外磁场的作用下，每个电子产生附加磁矩。

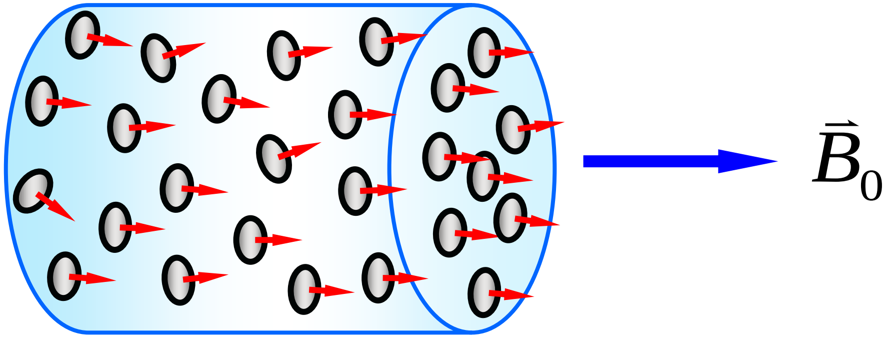
附加磁矩的方向总是与外加磁场相反，因此削弱了磁场，导致 $B < B_0$。



4. 有外磁场作用时的顺磁质

分子的固有磁矩受力矩的作用，**趋于外磁场方向排列**。但由于分子热运动的影响，各分子固有磁矩的取向不可能完全整齐，外磁场越强，排列越整齐。

有外磁场



由于这种取向排列**使原磁场得到加强**，$B > B_0$

注：顺磁质在磁场中也会产生方向相反的附加磁矩，只是其影响要远小于固有磁矩。

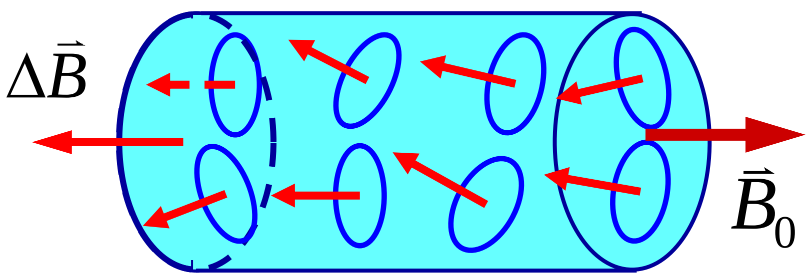
三、磁介质中的安培环路定理　磁场强度

1. 磁介质的磁化　束缚电流

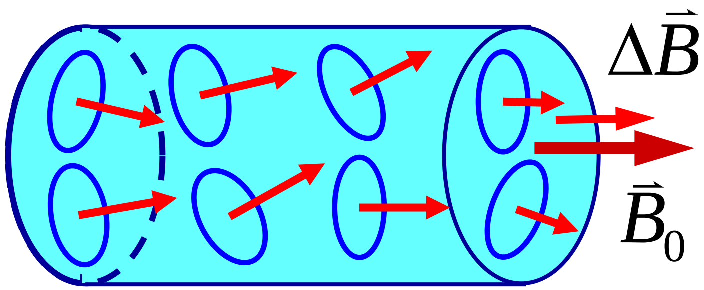
磁介质磁化后，顺磁质的分子固有磁矩沿着磁场方向排列，产生与原磁场方向相同的附加磁场；

抗磁质产生与原磁场方向相反的附加磁场。

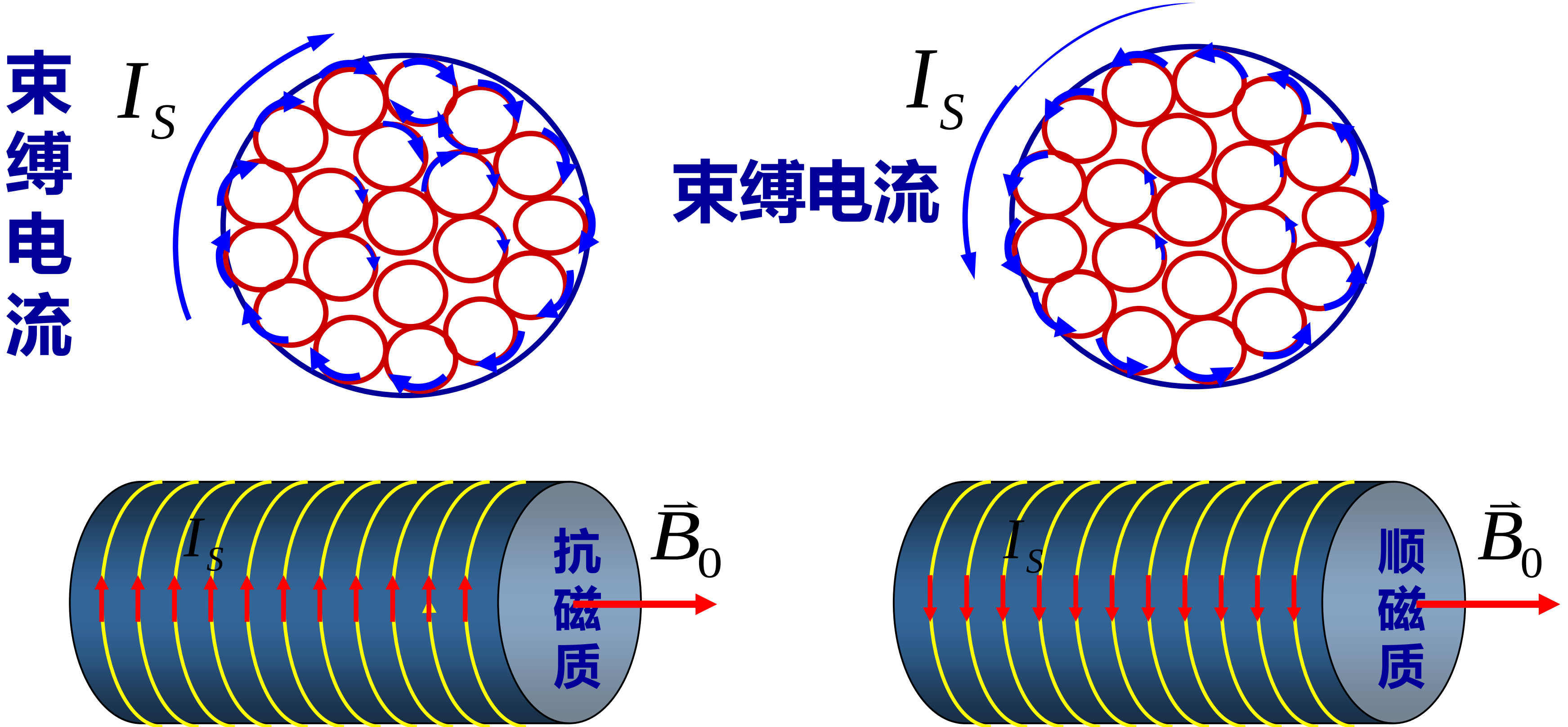
分子电流呈有规则排列，在磁介质内部，宏观上将在磁介质表面形成电流。



抗磁质



顺磁质



宏观上构成沿介质表面的等效环形电流， 称为**表面束缚电流**或磁化电流。

2. 磁介质中的安培环路定理 磁场强度

(1) 有介质时的高斯定理

束缚电流在激发磁场方面与传导电流等效, 激发的磁场都是**涡旋场**, 存在介质的磁场中高斯定理仍然成立:

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

在真空中, $\vec{B}$ 为外磁场;
在磁介质中, $\vec{B}$ 是**外磁场**与**束缚电流产生的附加磁场**的合磁场。

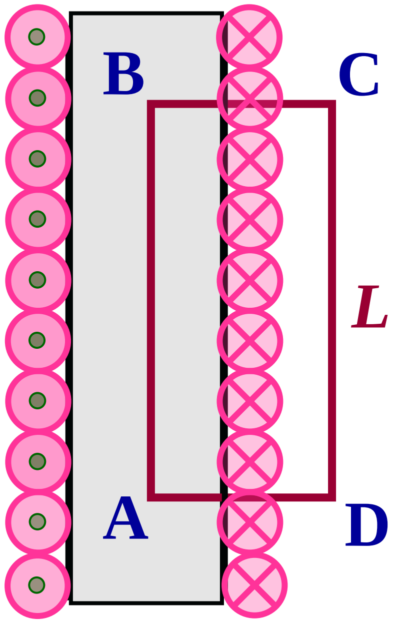
(2) 有介质时的安培环路定理

在密绕的长直螺线管中，充满磁介质，线圈中的电流为 I，单位长度上有 N 匝。取闭合回路 $ABCDA$，求此闭合回路的磁场环流。

$$\oint_L \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \int_{AB} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \mu_0 \sum I_{\mathrm{i}}$$

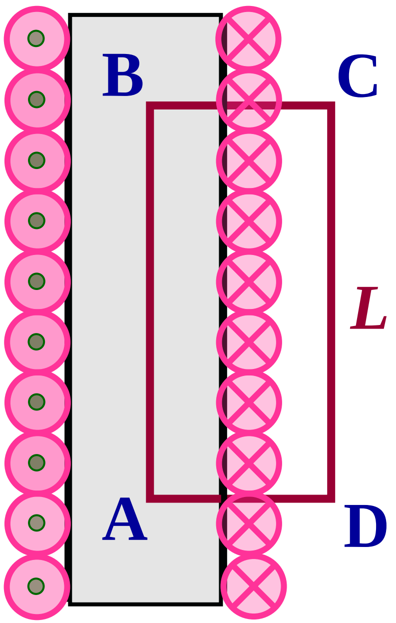
闭合回路所包围的电流，包含传导电流 I 和束缚电流 I_S 两项：

$$\oint_L \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \int_{AB} \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \mu_0 \left(NI + I_{\mathrm{s}}\right) L$$



其中 I_S 为单位长度上的束缚电流

$$\oint_L \vec{B}\cdot d\vec{l} = \int_{AB} \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(NI + I_s\right) L$$



$$BL = \mu_0 (NI + I_s) L$$

另外 $$B_0 L = \mu_0 NIL$$

两式相比 $$\frac{NI + I_s}{NI} = \frac{B}{B_0} = \mu_r$$

代入式子 $$\oint_L \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(NI + I_s\right) L$$

得 $$\oint_L \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 \mu_r NLI$$

令 $$\boxed{\mu \equiv \mu_0 \mu_r}$$ 称为**磁导率**。

$$\oint_L \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0\mu_r NLI$$

将 *NLI* 写成 $\sum\limits_{(内)} I$

则 $$\oint_L \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0\mu_r NI = \mu\sum_{(内)} I$$

或 $$\int_L \frac{\vec{B}}{\mu}\cdot d\vec{l} = \sum_{(内)} I$$

令 $\boxed{\vec{H} \equiv \dfrac{\vec{B}}{\mu}}$ $\qquad \vec{B} = \mu\vec{H} \qquad \vec{H}$ **为磁场强度。**

则 $$\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = \sum_{(内)} I$$

磁介质中的安培环路定理

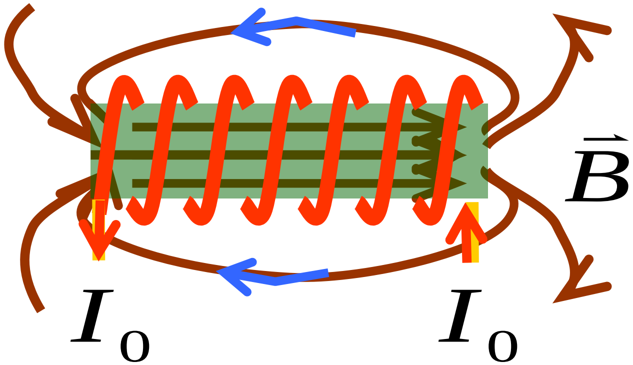
$$\oint_L \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \sum_{(内)} I$$

沿任一闭合路径磁场强度的环流等于该闭合路径所包围的自由电流的代数和。

由于 $\vec{H}$ 的环流仅与传导电流 I 有关，而与介质无关， 因此在有磁介质的空间，可以用介质中 $\vec{H}$ 的安培环路定理来求磁场强度矢量 $\vec{H}$ ，然后用 $\vec{H}$ 与 $\vec{B}$ 的关系，求出空间磁感应强度的分布。

例: 长直螺旋管内充满均匀磁介质 μ_r**，设励磁电流** I_0**，单位长度上的匝数为** n **。**

求: 管内的磁感应强度。



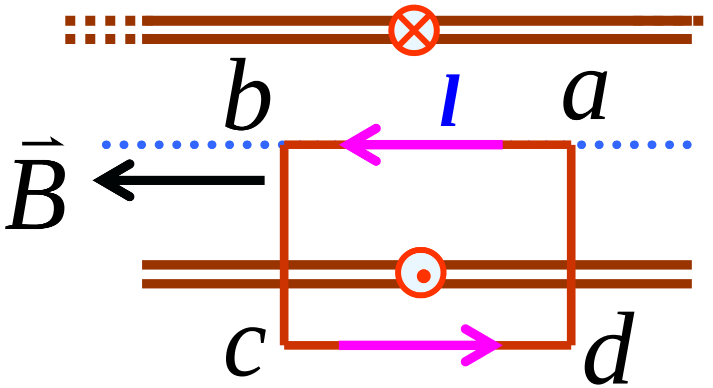
解: 因管外磁场为零, 取安培回路 L

$$\oint_L \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \sum_L I$$

$$lH = nlI_0$$

l **为**ab**的长度**

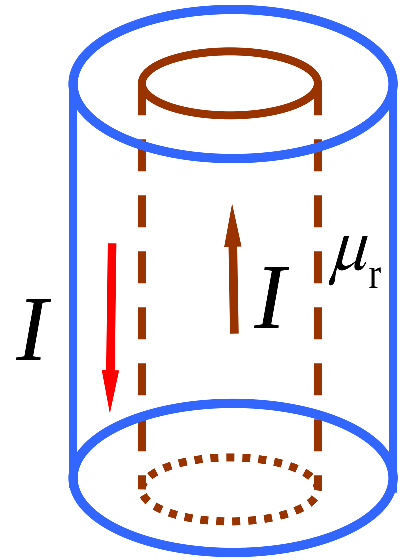
$$H = nI_0$$



$$\therefore B = \mu_0 \mu_r H = \mu_0 \mu_r n I_0$$

例：长直单芯电缆的芯是一根半径为 R_1 的金属导体，它与外壁 R_2 之间充满均匀磁介质,电流从芯流过再沿外壁流回。

求:介质中磁感应强度分布。

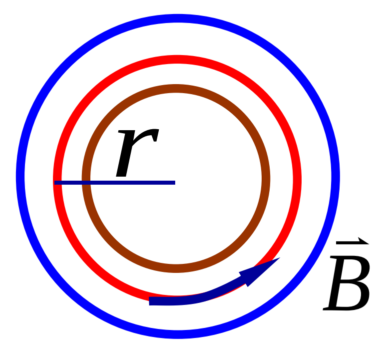


解：取安培回路 $\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = H2\pi r = \sum_L I$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\frac{\pi r^2}{\pi R_1^2} = \frac{\mu_0 I r}{2\pi R_1^2} \quad , \quad r < R_1$$

$$B = \mu_0\mu_r H = \mu_0\mu_r \frac{I}{2\pi r} \quad , \quad R_1 < r < R_2$$

方向沿圆切线。



$$B = 0 \quad , r > R_2$$

5．铁磁质

与弱磁质相比，铁磁质具有以下特点：

居里

(1)在外磁场的作用下能产生很强的附加磁场。

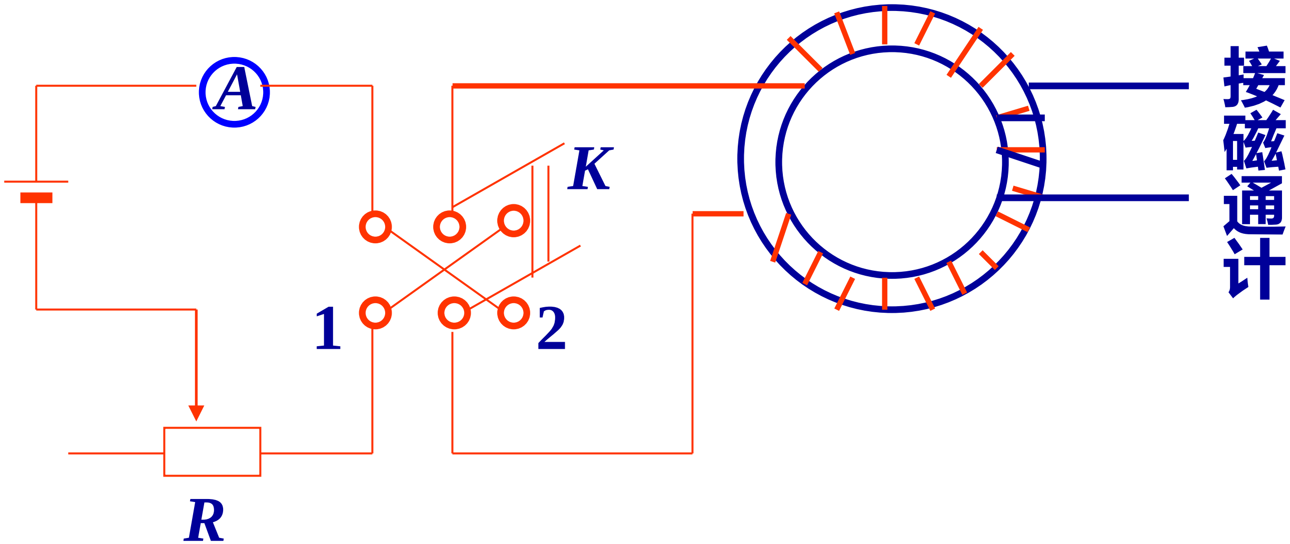
(2)外磁场停止作用后，仍能保持其磁化状态。

(3)相对磁导率和磁化率不是常数，而是随外磁场的变化而变化；具有磁滞现象，$\vec{B}$、$\vec{H}$之间不具有简单的线性关系。

(4)具有临界温度T_c。在T_c以上，铁磁性完全消失而成为顺磁质，T_c称为居里温度或居里点。不同的铁磁质有不同的居里温度T_c。纯铁：770°C，纯镍：358°C。

磁化曲线和磁滞回线

把未磁化的均匀铁磁质充满一螺绕环，如图：



线圈中通入电流(励磁电流)后，铁磁质就被磁化。

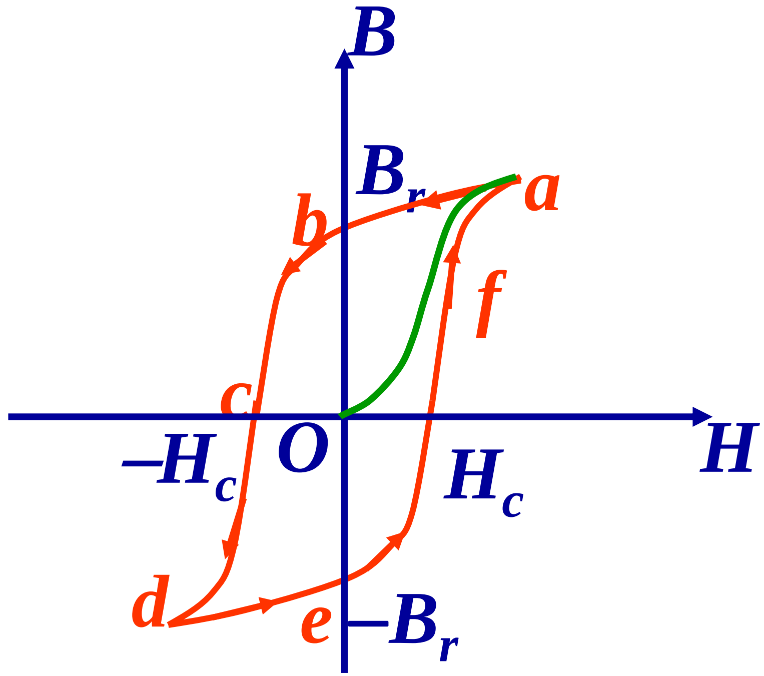
根据有介质时的安培环路定理，当励磁电流为I时，环内的磁场强度：

$$H = nI$$

磁滞回线

当铁磁质达到饱和状态后，缓慢地减小H，铁磁质中的B并不按原来的曲线减小，并且$H = 0$时，B不等于0，具有一定值，这种现象称为**剩磁**。

要完全消除剩磁B_r，必须加反向磁场，当B=0时磁场的值H_c为铁磁质的**矫顽力**。



当反向磁场继续增加，铁磁质的磁化达到反向饱和。反向磁场减小到零，同样出现剩磁现象。不断地正向或反向缓慢改变磁场，磁化曲线为一闭合曲线—**磁滞回线**。