§4 麦克斯韦方程组；电磁场

§4-1 位移电流

§4-2 全电流安培环路定理

§4-3 麦克斯韦方程组

§4-4 电磁波

§4-5 电磁波能量与电磁波谱

1819年奥斯特　　　　电 $\xrightarrow{\text{产生}}$ 磁

1831年法拉第　　　　磁 $\xrightarrow{\text{产生}}$ 电

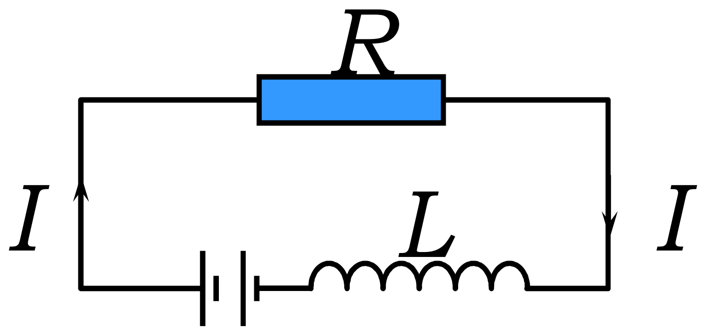
变化的磁场 $\xrightarrow{\text{激发}}$ 电场

变化的电场 $\xrightarrow{\text{?}}$ 磁场

§ 4-1 位移电流

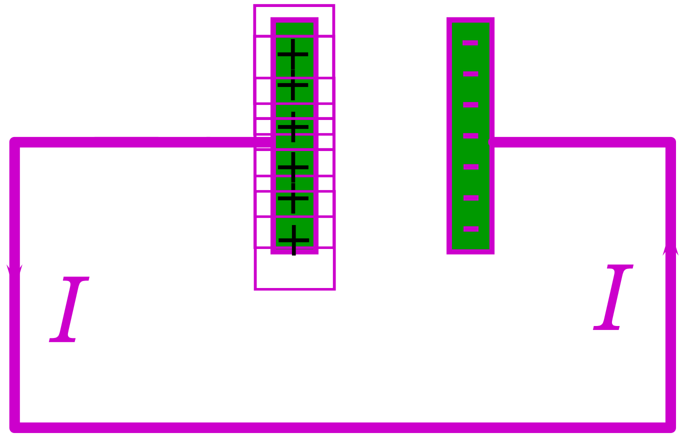
一. 位移电流

电流的连续性问题:



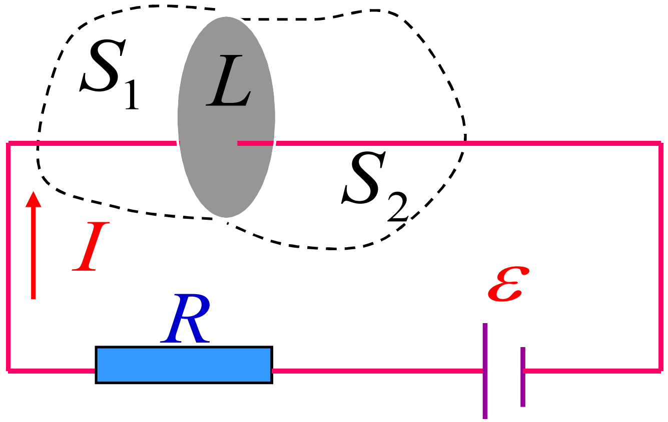
包含电阻、电感线圈的电路,电流是连续的.

?包含有电容的电流是否连续



1. 问题的提出

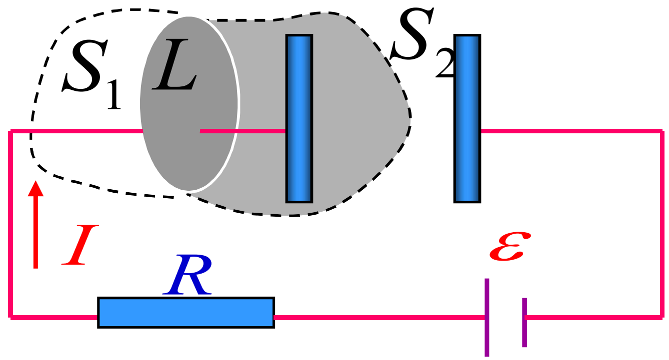
对恒定电流 $\oint_L \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I$



对$\boldsymbol{S_1}$面 $\oint_L \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I$

对$\boldsymbol{S_2}$面 $\oint_L \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = 0$

} 矛盾



稳恒磁场的安培环路定理已不适用于非稳恒电流的电路

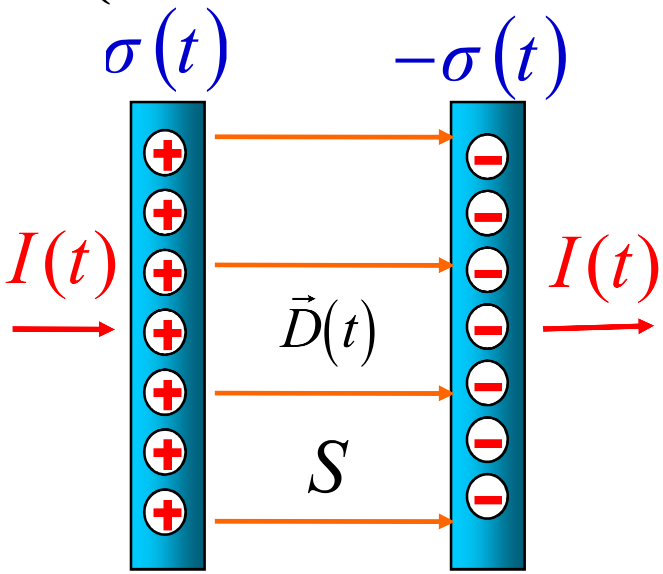
2. 位移电流假设

非稳恒电路中，在传导电流中断处必发生电荷分布的变化

$I = \mathrm{d}q / \mathrm{d}t$ 极板上电荷的时间变化率等于传导电流

电荷分布的变化必引起电场的变化　　(以平行板电容器为例)

电位移通量



$$\Phi_D = DS = \Phi_D(t)$$

$$D = \varepsilon E = \varepsilon \cdot \frac{\sigma}{\varepsilon} = \sigma$$

$$\Phi_D(t) = \sigma(t) S = q(t)$$

$$I = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\Phi_D}{\mathrm{d}t} = I_D$$ —位移电流(电场变化等效为一种电流)

通过电场中某截面的位移电流等于电位移通量的时间变化率

在无传导电流的介质中　I_D = 回路导线段 传导电流I

一般情况位移电流　$I_D = \frac{\mathrm{d}\Phi_D}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iint_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}$

变化的电场象传导电流一样能产生磁场，从产生磁场的角度看，变化的电场可以等效为一种电流。

$$I_D=\frac{\mathrm{d}\Phi_D}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iint_S\vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\iint_S\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\cdot\mathrm{d}\vec{S}$$

若把最右端电位移通量的时间变化率看作为一种电流，那么电路就连续了。麦克斯韦把这种电流称为位移电流。

定义
$$\begin{cases} I_D=\dfrac{\mathrm{d}\Phi_D}{\mathrm{d}t}=\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iint_S\vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\iint_S\dfrac{\partial\vec{D}}{\partial t}\cdot\mathrm{d}\vec{S} \\ \vec{j}_D=\dfrac{\partial\vec{D}}{\partial t} \end{cases}$$
（位移电流密度）

位移电流的方向　　位移电流与传导电流方向相同

3. 位移电流的特点

1、只要电场随时间变化，就有相应的位移电流.

(1)在无传导电流的介质中
I_D = 回路导线段 I.

(2)在导体中，低频 时$I_D << I$， 可忽略；高频时不可略

2、位移电流与传导电流是完全不同的概念，仅在产生磁场方面二者等价.

(1)传导电流只存在于导体中，有电荷流动，通过导体会产生焦耳热.

(2) I_D则无论是导体、介质或真空中都可以存在，无电荷流动，一般不存在热效应。在高频交变电场作用下，介质也发热，那是分子反复极化造成，不遵守焦耳—楞次定律.

§4-2 全电流安培环路定理

1、全电流

通过某一截面的全电流是通过这一截面的传导电流和位移电流的代数和.

电路中的全电流在任何情况下总是连续的。

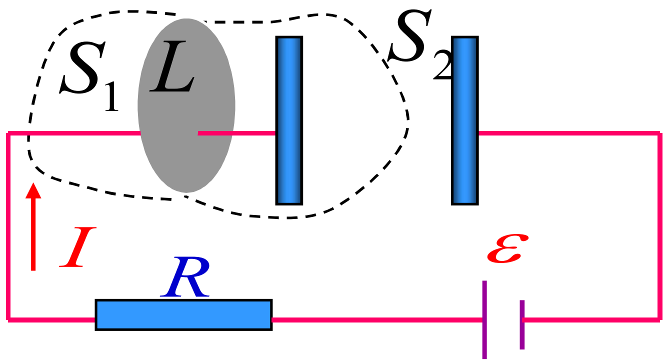
在非稳恒的电路中，安培环路定律仍然成立。

2、全电流安培环路定律

$$\oint_L \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \sum I + I_D = \sum I + \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = \sum I + I_D = \sum I + \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\cdot d\vec{S}$$

对$\boldsymbol{S_2}$面 $$\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = I_D = \frac{d\Phi_D}{dt}$$



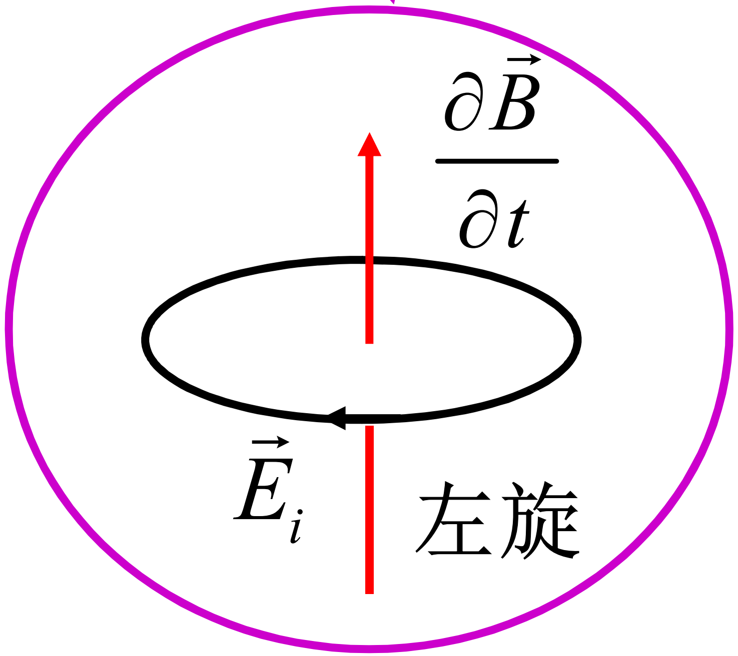
$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d\Phi_D}{dt} = I_D$$

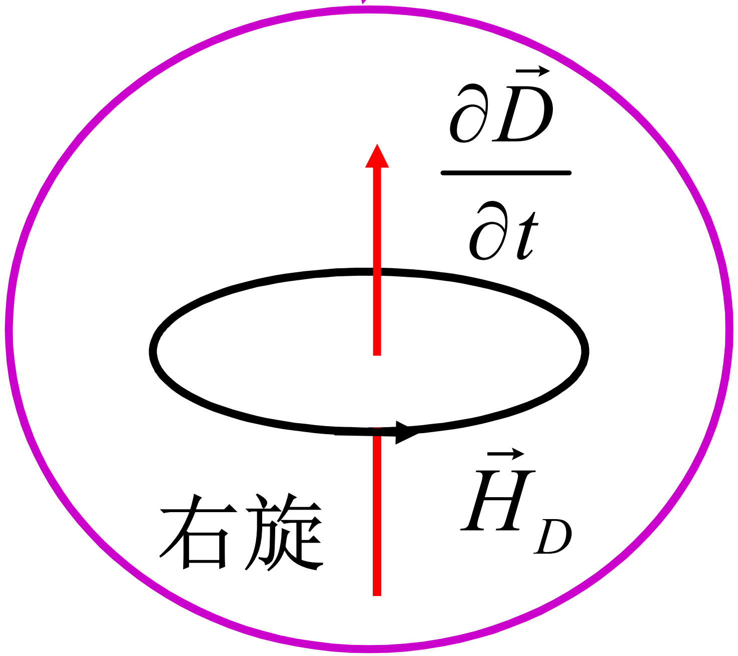
$$\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = I$$

既解决了矛盾，同时又与电荷守恒定律吻合。

$$\oint_l \vec{E}_i \cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$\oint_L \vec{H}_D \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\vec{S}$$





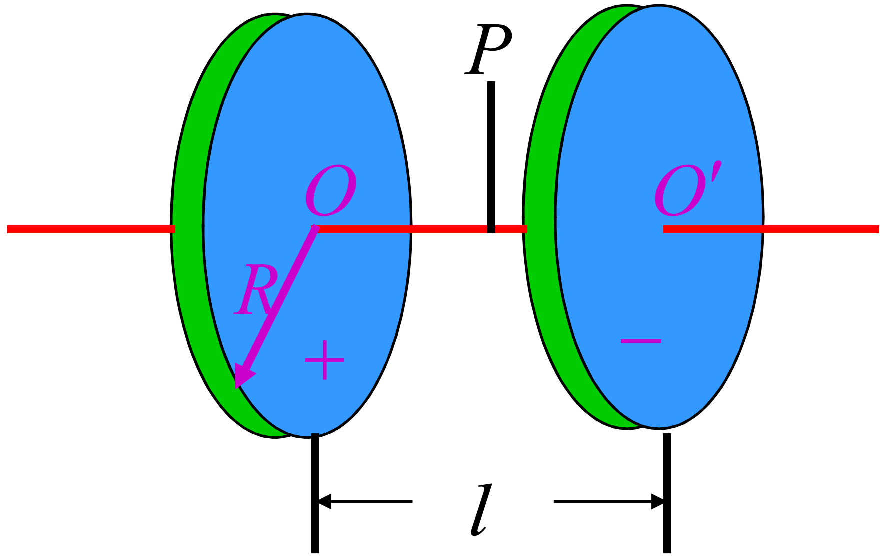
对称

例 半径为R,相距$l(l \ll R)$的圆形空气平板电容器,两端加上交变电压$U=U_0 \sin \omega t$,求电容器极板间的:

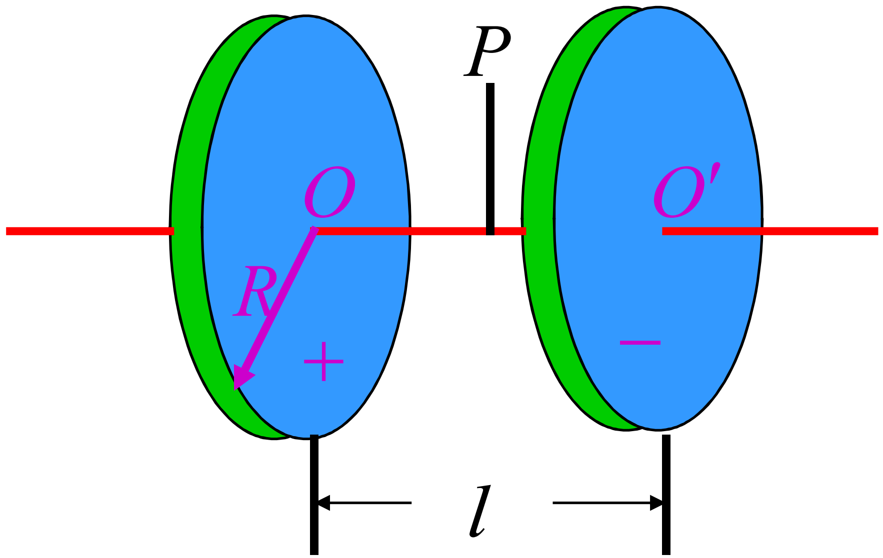
(1)位移电流;

(2)位移电流密度的大小;

(3)位移电流激发的磁场分布$B(r)$,r为圆板的中心距离.



解： **(1)**由于$l<<R$,故平板间可作匀强电场处理,



$$E=\frac{U}{l}=\frac{U_0\sin\omega t}{l}$$

根据位移电流的定义

$$I_D=\frac{\mathrm{d}\Phi_D}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}(DS)}{\mathrm{d}t}=\varepsilon_0\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\pi R^2=\frac{\varepsilon_0\pi R^2}{l}U_0\omega\cos\omega t$$

另解 $I_D=\dfrac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}=\dfrac{\mathrm{d}(CU)}{\mathrm{d}t}=C\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t}$

平行板电容器的电容 $C=\dfrac{\varepsilon_0\pi R^2}{l}$

代入,可得同样结果.

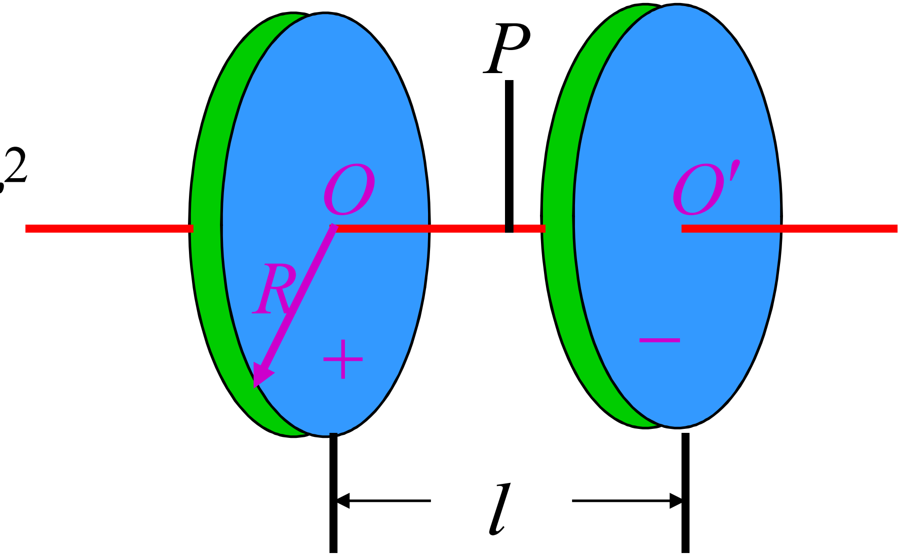
(2)由位移电流密度的定义

$$J_D=\frac{\partial D}{\partial t}=\varepsilon_0\frac{\partial E}{\partial t}=\frac{\varepsilon_0}{l}\frac{\partial U}{\partial t}=\frac{\varepsilon_0 U_0}{l}\omega\cos\omega t$$

或者 $J_D=I_D/\pi R^2$

(3)两极板间的位移电流相当于均匀分布的柱电流，这将产生具有轴对称性的涡旋磁场,由全电流安培环路定律得

$\boldsymbol{r < R}$



$$\oint_{L_1} \vec{H}_1 \cdot \mathrm{d}\vec{l} = \iint_S \vec{J}_D \cdot \mathrm{d}\vec{S} = J_D \pi r^2$$

$$H_1 2\pi r = \frac{\varepsilon_0 U_0}{l} \pi r^2 \omega \cos \omega t$$

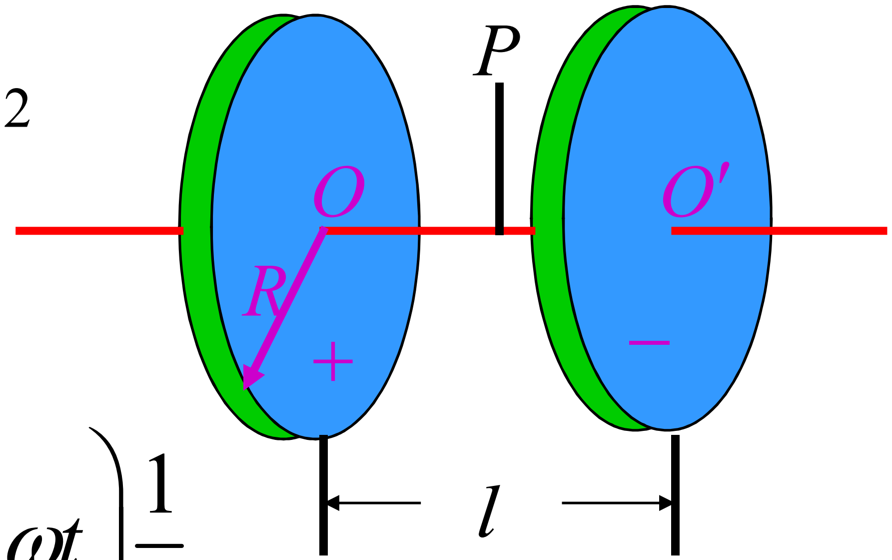
$$H_1 = \left(\frac{\varepsilon_0 U_0}{2l} \omega \cos \omega t \right) r$$

$$B_1 = \mu_0 H_1 = \left(\frac{U_0 \omega}{2lc^2} \cos \omega t \right) r$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

$\boldsymbol{r > R}$

$$\oint_{L_2} \vec{H}_2 \cdot \mathrm{d}\vec{l} = I_D = J_D \pi R^2$$



$$H_2 = \frac{I_D}{2\pi r} = \left(\frac{\varepsilon_0 R^2 U_0}{2l} \omega \cos \omega t \right) \frac{1}{r}$$

$$B_2 = \mu_0 H_2 = \left(\frac{R^2 U_0 \omega}{2lc^2} \cos \omega t \right) \frac{1}{r}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

§ 4-3 麦克斯韦方程组

静电场和恒定磁场的基本规律

静电场	恒定磁场
$\oiint_S \vec{D}\cdot d\vec{S}=\iiint_V \rho\cdot dV$	$\oiint_S \vec{B}\cdot d\vec{S}=0$
$\oint_L \vec{E}\cdot d\vec{l}=0$	$\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l}=\sum I_i=\iint_S \vec{j}\cdot d\vec{S}$

$E_{涡}$

变

I_D

$$\boxed{\oint_L \vec{E}\cdot d\vec{l}=-\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\cdot d\vec{S}}$$

$$\boxed{\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l}=\iint_S\left(\vec{j}+\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right)\cdot d\vec{S}}$$

一、积分形式

麦克斯韦指出：变化的电场和磁场不是彼此孤立的，它们相互联系，彼此激发，组成一个统一的电磁场

静电场
$$\begin{cases} \oiint_S \vec{D}_0 \cdot \mathrm{d}\vec{S} = \sum_i Q_i \\ \oint_L \vec{E}_0 \cdot \mathrm{d}\vec{r} = 0 \end{cases}$$

涡旋电场
$$\begin{cases} \oiint_S \vec{D}' \cdot \mathrm{d}\vec{S} = 0 \\ \oint_L \vec{E}' \cdot \mathrm{d}\vec{r} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \end{cases}$$

恒定磁场
$$\begin{cases} \oiint_S \vec{B}_0 \cdot \mathrm{d}\vec{S} = 0 \\ \oint_L \vec{H}_0 \cdot \mathrm{d}\vec{r} = \sum_i I_i \end{cases}$$

“涡旋磁场”
$$\begin{cases} \oiint_S \vec{B}' \cdot \mathrm{d}\vec{S} = 0 \\ \oint_L \vec{H}' \cdot \mathrm{d}\vec{r} = \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \end{cases}$$

若两类场同时存在

$$\vec{E}=\vec{E}_0+\vec{E}' \qquad \vec{D}=\vec{D}_0+\vec{D}'$$

$$\vec{B}=\vec{B}_0+\vec{B}' \qquad \vec{H}=\vec{H}_0+\vec{H}'$$

$$(1)\quad \oiint_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{S}=\sum_i Q_i=\iiint_V \rho\,\mathrm{d}V$$

$$(2)\quad \oiint_S \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{S}=0$$

$$(3)\quad \oint_L \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{r}=-\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$(4)\quad \oint_L \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{r}=\sum_i I_i+\iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}=\iint_S (\vec{J}+\frac{\partial \vec{D}}{\partial t})\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

***Maxwell* 方程组**

麦克斯韦方程组的物理意义

方程 (1) $\oiint_S \vec{D}\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\sum_i Q_i=\iiint_V \rho\,\mathrm{d}V$ 是电场的高斯定理（电场通量定理）.它给出了电场强度与电荷的关系,揭示了电场的性质.其中的电场既包括电荷产生的,也包括变化的磁场产生的.

静电场是有源场、感生电场是无源场

方程(2) $\oiint_S \vec{B}\cdot\mathrm{d}\vec{S}=0$ 是磁场的高斯定理,反映磁场的性质

传导电流、位移电流产生的磁场都是无源场,磁感应线总是闭合曲线,该方程也叫磁通连续方程.

方程 (3) $\oint_L \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}$ 是电场的环路定理,反映了变化的磁场和电场之间的联系

——法拉第电磁感应定律

静电场是保守力场，变化磁场可以激发涡旋电场

方程 (4) $\oint_L \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \sum_i I_i + \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iint_S (\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t})\cdot \mathrm{d}\vec{S}$

是全电流安培环路定理(磁场环路定理),反映了变化的电场和磁场之间的联系

传导电流和变化电场都可以激发涡旋磁场

- 这四个方程称为麦克斯韦方程组的积分形式. 麦克斯韦方程组能完全描述电磁场的动力学过程

麦克斯韦方程组的积分形式描述的是在某有限区域内(例如一个闭合曲线或一个封闭曲面所围的区域)以积分形式联系各点的电磁场量(E, D, B, H)和电流、电荷之间的依存关系, 不能直接表示某一点上各个电磁场量和该点电流、电荷间的相互联系.

二、微分形式

根据高斯公式 $\oiint_S \vec{F}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iiint_V (\nabla\cdot\vec{F})\mathrm{d}V$

$$\oiint_S \vec{D}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iiint_V \left(\nabla\cdot\vec{D}\right)\mathrm{d}V = \iiint_V \rho\,\mathrm{d}V$$

$$\oiint_S \vec{B}\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iiint_v (\nabla\cdot\vec{B})\mathrm{d}V = 0$$

根据斯托克斯公式

$$\oint_L \vec{F}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \iint_S \left(\nabla\times\vec{F}\right)\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$\oint_L \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \iint_S \left(\nabla\times\vec{E}\right)\cdot \mathrm{d}\vec{S} = -\iint_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$\oint_L \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{r} = \iint_S \left(\nabla\times\vec{H}\right)\cdot \mathrm{d}\vec{S} = \iint_S (\vec{J}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t})\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$\nabla\cdot\vec{D} = \rho$$

$$\nabla\cdot\vec{B} = 0$$

***Maxwell* 方程组**

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

$$\nabla\times\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$$

§4-4 电磁波

电磁波：

根据麦克斯韦理论，在自由空间内的电场和磁场满足

$$\oint \vec{E}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

$$\oint \vec{H}\cdot \mathrm{d}\vec{l} = \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\cdot \mathrm{d}\vec{S}$$

这样电场和磁场可以相互激发并以波的形式由近及远,以有限的速度在空间传播开去，就形成了电磁波。

一、电磁波的波动方程

无限大均匀介质或真空中，空间内无自由电荷，也无传导电流。则麦克斯韦方程组

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

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \qquad \nabla \cdot \vec{B} = 0$$

介质性质方程：

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \qquad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\nabla\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\qquad\nabla\times\vec{H}=\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\qquad\nabla\cdot\vec{D}=0\qquad\nabla\cdot\vec{B}=0$$

$$\begin{cases}\nabla^2\vec{E}-\mu\varepsilon\dfrac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0\\[2ex]\nabla^2\vec{B}-\mu\varepsilon\dfrac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2}=0\end{cases}$$

令 $u=\dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$

电磁场的传播速度

$$\begin{cases}\nabla^2\vec{E}-\dfrac{1}{u^2}\dfrac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0\\[2ex]\nabla^2\vec{B}-\dfrac{1}{u^2}\dfrac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2}=0\end{cases}$$

电磁场的波动微分方程

在真空中，$u_0 = c = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c = 3.0 \times 10^8 \text{ m/s}$

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad \nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0$$

对于仅沿 $\boldsymbol{x}$ 方向传播的一维平面电磁波，有

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

解上两微分方程得：

$$E = E_0 \cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)$$ （沿y方向振动）

$$H = H_0 \cos\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)$$ （沿z方向振动）

沿x轴正方向传播的单色平面电磁波的波动方程

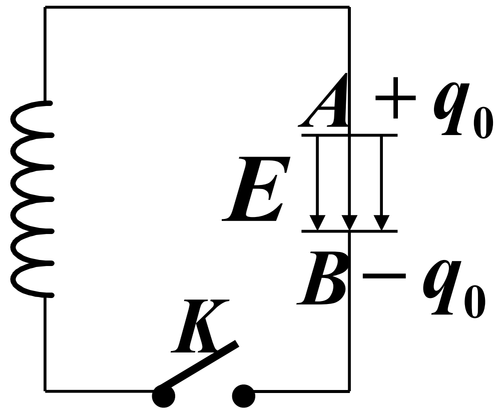
二、电磁波的发射和接收

<u>电磁波的发射</u>

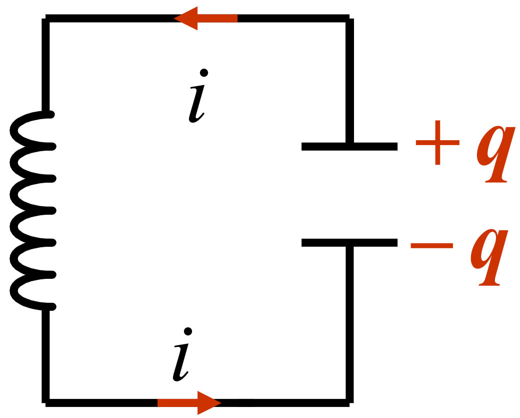
如何获得变化的电场呢？

振荡电路中的电流是周期性变化的，因此振荡电路可以发射电磁波

LC回路



<u>讨论LC回路中电荷和电流的变化规律</u>



任一时刻

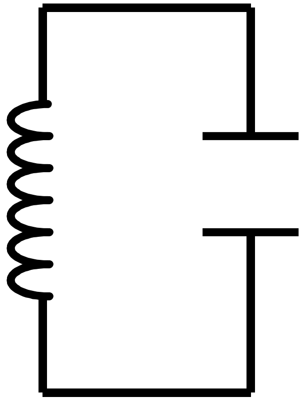
电容器两极板间电势差 $u=\dfrac{q}{C}$

自感线圈内电动势 $\varepsilon_L=-L\dfrac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$

$$-L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}=\frac{q}{C} \xrightarrow{i=\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}} \frac{\mathrm{d}^2q}{\mathrm{d}t^2}+\frac{1}{LC}q=0$$

令 $\frac{1}{LC}=\omega^2$

$$\frac{\mathrm{d}^2q}{\mathrm{d}t^2}+\omega^2q=0 \qquad \left(\ \frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+\omega^2x=0\ \right)$$



电荷$\boldsymbol{q}$和电流$\boldsymbol{i}$作简谐振动，周期性变化

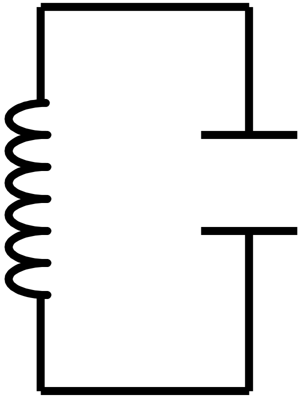
$$q=q_0\cos(\omega t+\phi) \qquad i=-q_0\omega\sin(\omega t+\phi)$$

振荡角频率 $\omega = \dfrac{1}{\sqrt{LC}}$ 振荡频率 $f = \dfrac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$

电场 $E = \dfrac{\sigma}{\varepsilon_0} = \dfrac{q}{\varepsilon_0 S}$ $W_e = \dfrac{1}{2}\dfrac{q^2}{C}$

磁场 $B = \mu_0 n i$ $W_m = \dfrac{1}{2}Li^2$

电场和磁场以及各自场的能量均呈周期性变化。



? LC回路能否有效地发射电磁波

LC回路有两个缺点：

(1)振荡频率太低

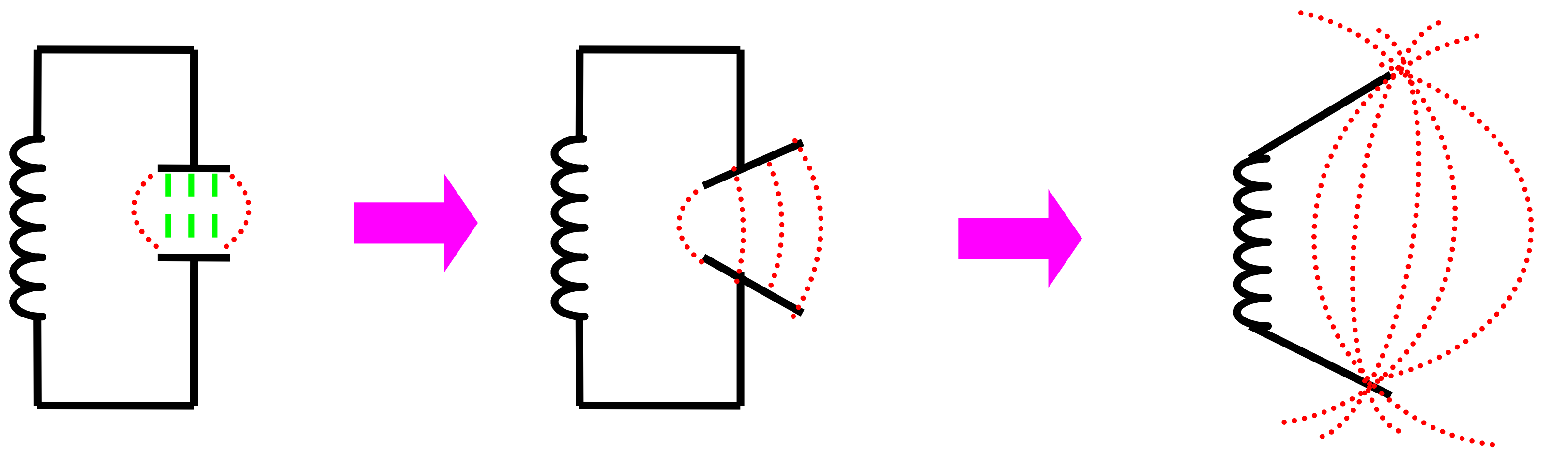
LC电路的辐射功率 $S \propto \omega^4$

(2)电磁场仅局限于电容器和自感线圈内

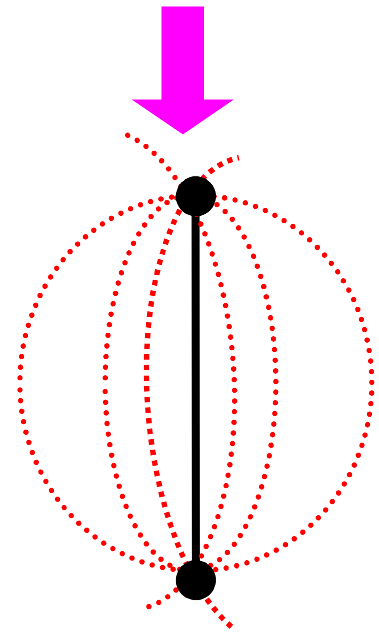
解决途径：

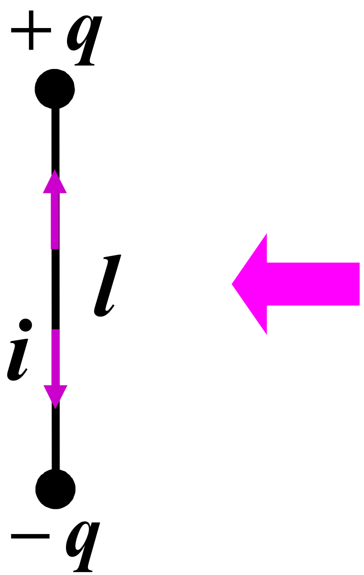
(1)提高回路振荡频率 $\omega = \dfrac{1}{\sqrt{LC}}$ 减小L、C

(2)实现回路的开放



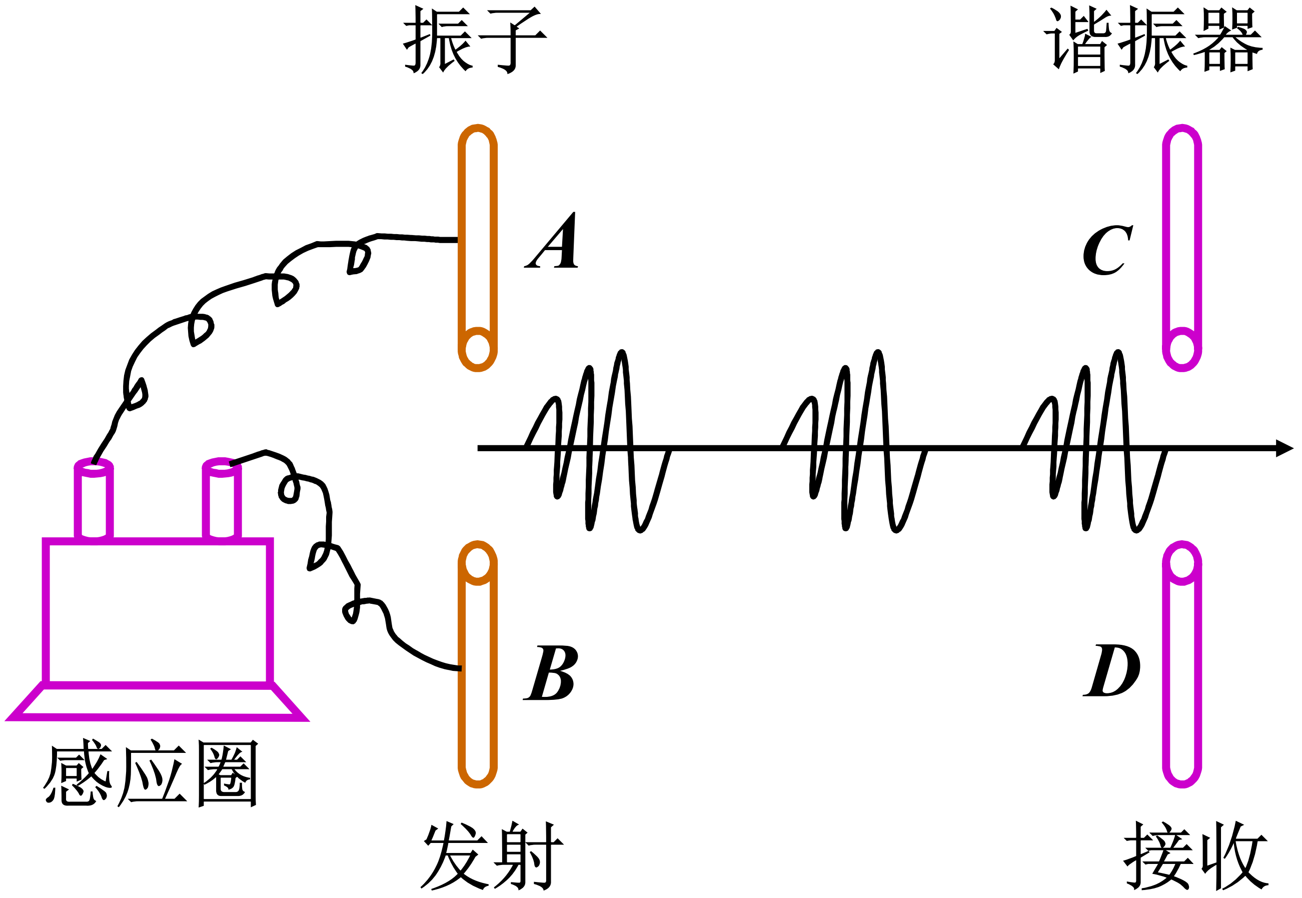
$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d} \qquad L = \mu_0 n^2 V$$





从*LC*振荡电路
到振荡电偶极子

电磁波的接收（赫兹实验）



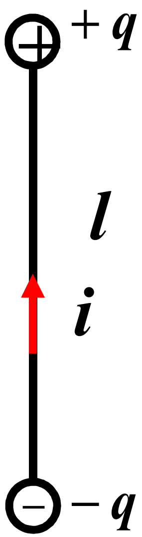
赫兹----德国物理学家

赫兹对人类伟大的贡献是用实验证实了电磁波的存在，发现了光电效应。

1888年，成了近代科学史上的一座里程碑。开创了无线电电子技术的新纪元。

赫兹对人类文明作出了很大贡献，正当人们对他寄以更大期望时，他却于**1894**年因血中毒逝世，年仅**36**岁。为了纪念他的功绩，人们用他的名字来命名各种波动频率的单位，简称“赫”。

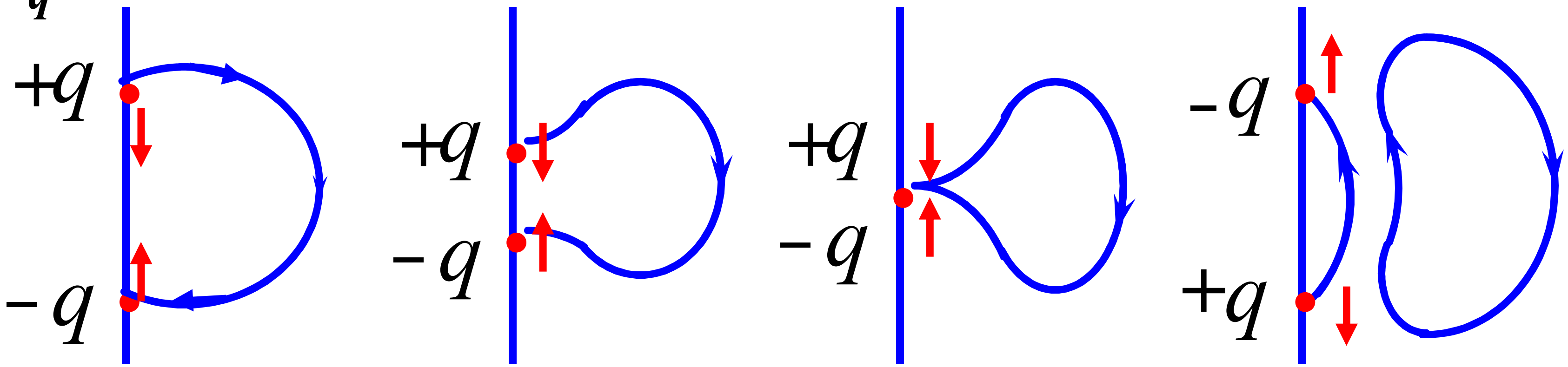
振荡电偶极子：电矩作周期性变化的电偶极子.



$$p = ql = ql_0 \cos \omega t = p_0 \cos \omega t$$

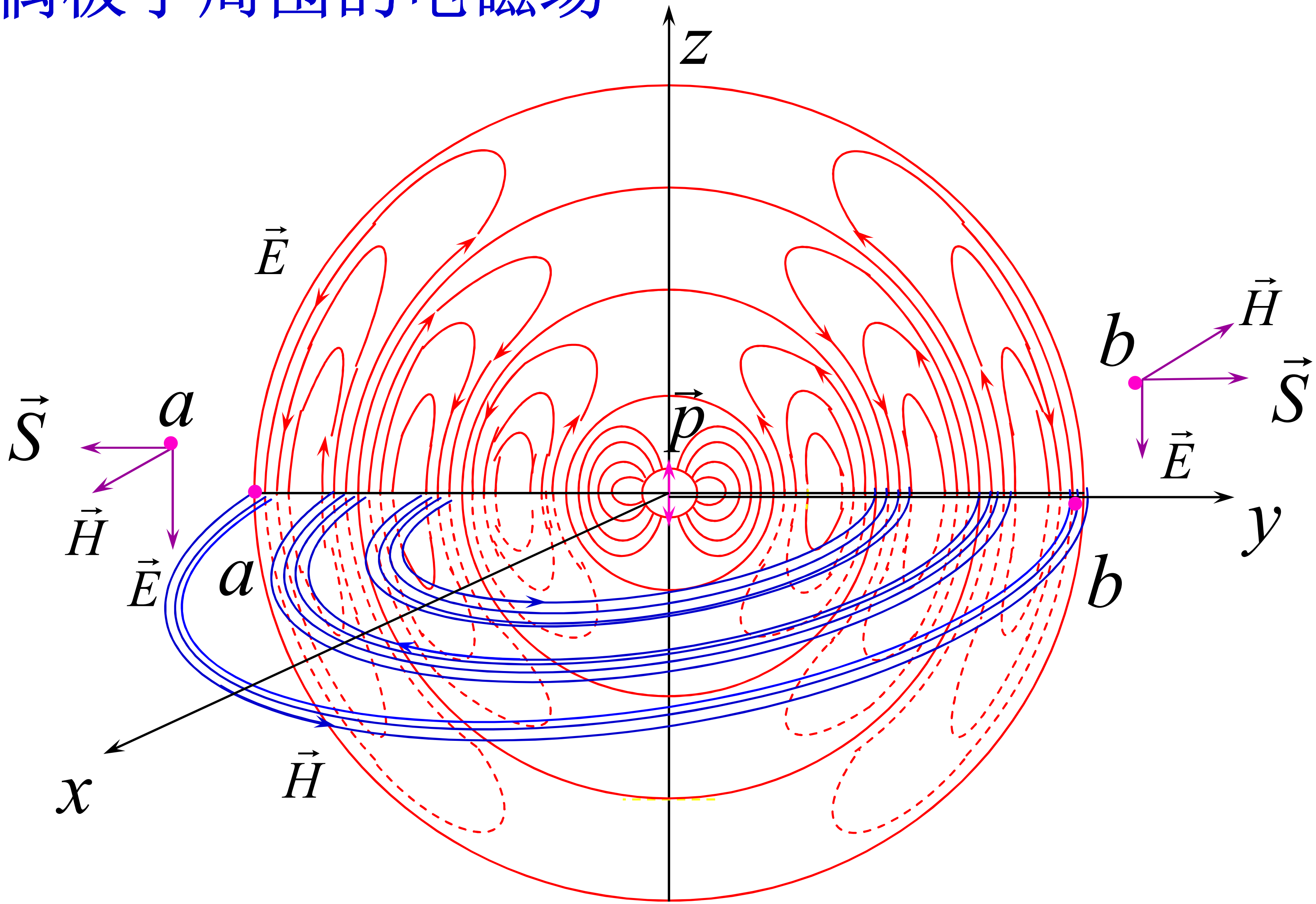
振荡电偶极子等效于一振荡电流元

$$il = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} l = \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = -p_0 \omega \sin \omega t$$



电偶极子的辐射过程

偶极子周围的电磁场

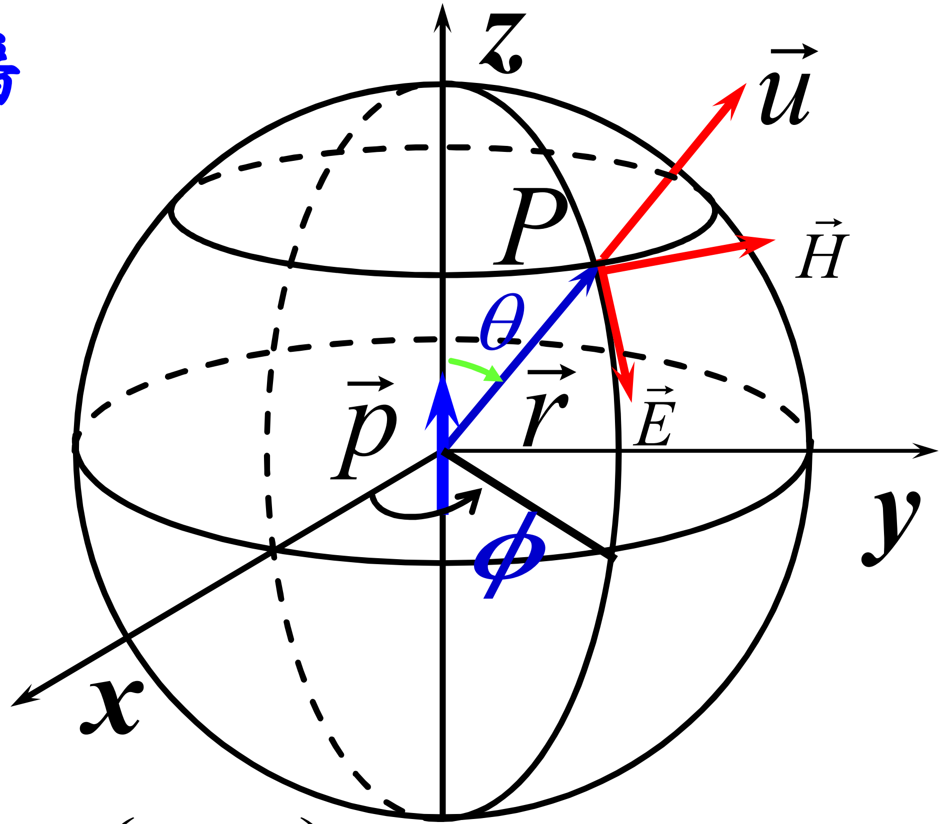


三、平面电磁波的传播

电偶极子的辐射场

各向同性介质中，可由波动方程解得振荡偶极子辐射的电磁波

球面电磁波方程



$$E(r,t)=\frac{\omega^2 p_0 \sin\theta}{4\pi\varepsilon u^2 r}\cos\omega\left(t-\frac{r}{u}\right)$$

$$u=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

$$H(r,t)=\frac{\omega^2 p_0 \sin\theta}{4\pi u r}\cos\omega\left(t-\frac{r}{u}\right)$$

在远离偶极子的地方（$r>>l$），因 r 很大，在通常的研究范围内，θ 的变化很小，故 $\vec{E},\vec{H}$ 的振幅可看作恒量，因而

$$E = E_0 \cos\omega\left(t - \frac{r}{u}\right)$$

平面电磁波方程

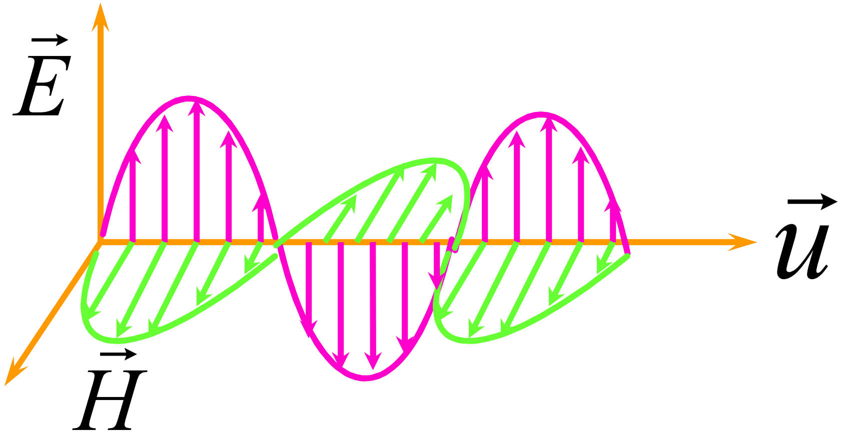
$$H = H_0 \cos\omega\left(t - \frac{r}{u}\right)$$

四、电磁波的性质

在无限大均匀绝缘介质(或真空)中，平面电磁波的性质概括如下：

1. 电磁波是横波，$\vec{E},\vec{H},\vec{u}$ 构成正交右旋关系.

电磁波是偏振波，$\vec{E},\vec{H}$ 都在各自的平面内振动，且 $\vec{E},\vec{H}$ 是同位相的.



平面电磁波示意图

2. 在同一点的***E***和***H***值满足下式：$\sqrt{\varepsilon}\boldsymbol{E}=\sqrt{\mu}\boldsymbol{H}$

3. 电磁波的传播速度为

$$u = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$$

<u>真空中</u> $u_0 = c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 2.9979\times10^8\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$

<u>实验测得真空中光速</u>

$$c = 2.99792458\times10^8\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$$

光波是一种电磁波

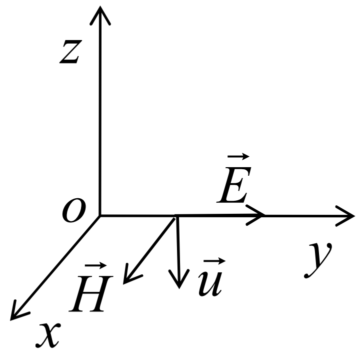
已知：真空中沿z轴负向传播的平面电磁波，其磁场强度的表达式为

$$\vec{H} = \vec{i} H_0 \cos\left(t + \frac{z}{c}\right) \text{[SI]}$$

求：　电场强度的波的表达式。

解：　由已知该电磁波沿z轴负向传播，磁场分量振动的正方向为x轴正向，由平面电磁波性质可得

$$\vec{u} = -u\vec{k} \propto \vec{E} \times \vec{H},\ \vec{H} = H\vec{i}$$



$$\vec{E} = \vec{j}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} H = \vec{j}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} H_0 \cos\omega\left(t + \frac{z}{c}\right) \quad \text{[SI]}$$

电磁波的应用

从**1888**年赫兹用实验证明了电磁波的存在，

1895年俄国科学家波波夫发明了第一个无线电报系统。

1914年语音通信成为可能。

1920年商业无线电广播开始使用。

20世纪**30**年代发明了雷达。

40年代雷达和通讯得到飞速发展，

自**50**年代第一颗人造卫星上天，卫星通讯事业得到迅猛发展。

如今电磁波已在通讯、遥感、空间控测、军事应用、科学研究等诸多方面得到广泛的应用。

§ 4-5 电磁波能量与电磁波谱

一、电磁波的能量　坡印廷矢量

1. 能量密度

电场 $$\boxed{w_e = \frac{1}{2}\varepsilon E^2}$$

磁场 $$\boxed{w_m = \frac{1}{2}\mu H^2}$$

电磁场 $$\boxed{w = w_e + w_m = \frac{1}{2}\left(\varepsilon E^2 + \mu H^2\right)}$$

电磁波所携带的能量称为辐射能.

2. 能流密度(又叫辐射强度)

单位时间内通过垂直于传播方向的单位面积的辐射能量(*S*)

$$\boxed{S = wu = \frac{1}{2}\left(\varepsilon E^2 + \mu H^2\right)u}$$

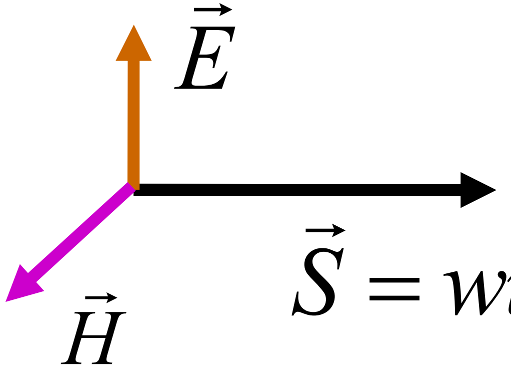
$$u = 1\big/\sqrt{\varepsilon\mu} \qquad \sqrt{\varepsilon}\boldsymbol{E} = \sqrt{\mu}\boldsymbol{H}$$

$$\boldsymbol{S} = \boldsymbol{EH}$$

能流密度矢量

坡印廷矢量

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$



$$\vec{S} = w\vec{u}$$

对于振荡电偶极子辐射波, 可导出平均辐射强度:

$$\overline{S} = \frac{\mu p_0 \omega^4 \sin^2\theta}{2(4\pi)^2 r^2 u}$$

上式表明:

1) 辐射具有方向性

2) $\overline{S}$与ω^4成正比

二、电磁波谱

将电磁波按波长或频率的顺序排列成谱

不同频率或波长的电磁波具有不同的特征和不同的用途