# 一、概念题

## 1

> 名词解释：电场强度与磁感应强度。

电场，记为 $\vec{E}$，定义为单位检验电荷在场中所受的力：

$$\vec{E} \equiv \frac{\vec{F}}{Q'}$$

其中，$\vec{F}$ 是检验电荷 $Q'$ 在电场中所受的力。

实验指出，一个电流元 $I\mathrm{d}\vec{l}$ 在磁场中所受的力 $\mathrm{d}\vec{F}$ 可以表示为：

$$\mathrm{d}\vec{F} = I\mathrm{d}\vec{l} \times \vec{B}$$

其中，$\vec{B}$ 称为磁感应强度。

## 2

> 写出电磁场能量守恒的微分形式与积分形式。

积分形式：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int\limits_V w\mathrm{d}V = -\oint\limits_{\partial V} \vec{S} \cdot \mathrm{d}\vec{\sigma} - \int\limits_V \vec{f} \cdot \vec{v}\mathrm{d}V$$

微分形式：

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{S} - \vec{f} \cdot \vec{v}$$

## 3

> 写出库仑规范条件与洛伦兹规范条件。

库仑规范：

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

洛伦兹规范：

$$\nabla \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$$

## 4

> 什么是推迟势？写出表达式及其意义。

洛伦兹规范下的达朗贝尔方程（真空中）

$$\nabla^2\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\nabla^2\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0\vec{J}$$

的解有推迟势的形式：

$$\varphi(\vec{x},t)=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int\limits_V\frac{\rho\left(\vec{x}',t-\frac{r}{c}\right)}{r}\mathrm{d}V'$$

$$\vec{A}(\vec{x},t)=\frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_V\frac{\vec{J}\left(\vec{x}',t-\frac{r}{c}\right)}{r}\mathrm{d}V'$$

它反映了电磁作用具有一定的传播速度。源点 $\vec{x}'$ 对场点 $\vec{x}$ 的电磁作用需要的传播时间为 $\dfrac{r}{c}=\dfrac{|\vec{x}-\vec{x}'|}{c}$

## 5

> 牛顿力学与狭义相对论的原理是什么？它们各自的适用范围？

牛顿力学原理：牛顿三定律、绝对时空观、伽利略变换；适用范围：宏观、低速物体

狭义相对论原理：（1）相对性原理：所有惯性参考系是等价的。（2）光速不变原理：真空中的光速相对于任何惯性系沿任一方向恒为 $c$，且与光源运动无关。适用范围：高速

# 二、计算题

## 1

> 一个半径为 $R$ 的无限长圆柱内通有恒定电流，电流密度为 $j_0$，求空间内的磁感应强度与磁能量密度。

安培环路定理：

$$\oint\limits_{\partial S}\vec{B}\cdot\mathrm{d}\vec{l}=\mu_0 I$$

当 $r>R$

$$2\pi rB=\mu_0\pi R^2 j_0\Longrightarrow B=\frac{\mu_0 R^2 j_0}{2r}$$

当 $r<R$

$$2\pi rB=\mu_0\pi r^2 j_0\Longrightarrow B=\frac{\mu_0 j_0 r}{2}$$

于是：

$$\vec{B}=\begin{cases}\dfrac{\mu_0 j_0 r}{2}\vec{e}_\varphi & ,\ r<R\\ \dfrac{\mu_0 j_0 R^2}{2r}\vec{e}_\varphi & ,\ r>R\end{cases}$$

磁场能量密度：

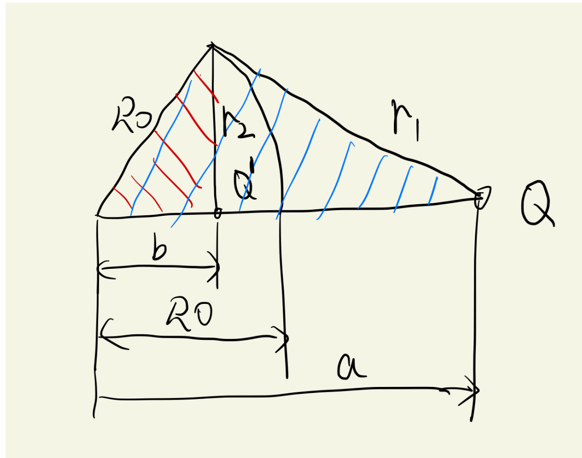
$$w=\frac{1}{2}\vec{B}\cdot\vec{H}=\frac{1}{2}\vec{B}\cdot\frac{\vec{B}}{\mu_0}=\frac{B^2}{2\mu_0}=\begin{cases}\dfrac{\mu_0 j_0^2 r^2}{8} & ,r<R\\ \dfrac{\mu_0 j_0^2 R^4}{8r^2} & ,r>R\end{cases}$$

## 2

> 真空中有一个半径为 $R_0$ 的导体球，在距球心为 $a(a>R_0)$ 处有一点电荷 $Q$，已知导体球电势为 $0$，求：
>
> （1）空间内的电势；
>
> （2）点电荷 $Q$ 受到的静电力。

## (1)

电荷 $Q$ 会使导体表面产生感应电荷。电像法说，这些感应电荷在球面上以及球外产生的电势可等效为一个电荷为 $Q'$ 的点电荷产生的电势。




由相似：

$$\frac{b}{R_0}=\frac{r_2}{r_1}=\frac{R_0}{a}$$

可得：

$$b=\frac{R_0^2}{a},\quad \frac{r_2}{r_1}=\frac{R_0}{a}$$

导体球边界电势为零：

$$\frac{Q'}{r_2}+\frac{Q}{r_1}=0$$

得到：

$$Q'=-Q\frac{r_2}{r_1}=-\frac{R_0}{a}Q$$

再考虑球外空间任一点 $(r,\theta,\phi)$，这点到 $Q$ 距离记为 $r_1$，到 $Q'$ 距离记为 $r_2$，由余弦定理有：

$$r_1=\sqrt{r^2+a^2-2ar\cos\theta}$$

$$r_2=\sqrt{r^2+b^2-2br\cos\theta}=\sqrt{r^2+\frac{R_0^4}{a^2}-2\frac{R_0^2}{a}r\cos\theta}$$

空间内电势为：

$$\begin{aligned}\varphi(r,\theta)&=\frac{Q'}{4\pi\varepsilon_0 r_2}+\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r_1}\\&=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{-\frac{R_0}{a}Q}{\sqrt{r^2+\frac{R_0^4}{a^2}-2\frac{R_0^2}{a}r\cos\theta}}+\frac{Q}{\sqrt{r^2+a^2-2ar\cos\theta}}\right]\\&=\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{-1}{\sqrt{a^2r^2/R_0^2+R_0^2-2ar\cos\theta}}+\frac{1}{\sqrt{r^2+a^2-2ar\cos\theta}}\right]\end{aligned}$$

## (2)

点电荷受到的力等于与像电荷给的力：

$$\vec{F}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{QQ'}{(a-b)^2}\vec{e}_x=\frac{-Q^2R_0a}{4\pi\varepsilon_0\left(a^2-R^2\right)^2}\vec{e}_x$$

## 3

> 求磁化强度为 $\vec{M}_0$ 的均匀磁化铁球产生的磁场。

取 $z$ 轴与 $\vec{M}_0$ 同向，则问题有 $z$ 轴对称性。

界面为球面

在球内部，即 $R < R_0$ 区域（记为区域 $1$ ），磁化强度 $\vec{M} = \vec{M}_0$，则磁荷密度为：

$$\rho_m = -\mu_0 \nabla \cdot \vec{M} = -\mu_0 \nabla \cdot \vec{M}_0 = 0,\ \ R < R_0$$

区域 $1$ 内无自由电流，于是磁标势 $\varphi_1$ 满足方程：

$$\nabla^2 \varphi_1 = -\frac{\rho_m}{\mu_0}$$

即：

$$\nabla^2 \varphi_1 = 0$$

由于问题有 $z$ 轴对称性，则 $\varphi_1$ 的形式解为：

$$\varphi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \left( a_n R^n + \frac{b_n}{R^{n+1}} \right) \mathrm{P}_n(\cos\theta)$$

由于球心处磁标势有限，即 $\varphi_1 \big|_{R=0} < \infty$，则：

$$\varphi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} a_n R^n \mathrm{P}_n(\cos\theta)$$

在球外部，即 $R > R_0$ 区域（记为区域 $2$ ），磁化强度 $\vec{M} = \vec{0}$，则磁荷密度为：

$$\rho_m = -\mu_0 \nabla \cdot \vec{M} = 0,\ \ R > R_0$$

区域 $2$ 内无自由电流，于是磁标势 $\varphi_2$ 满足方程：

$$\nabla^2 \varphi_2 = -\frac{\rho_m}{\mu_0}$$

即：

$$\nabla^2 \varphi_2 = 0$$

由于问题有 $z$ 轴对称性，则 $\varphi_2$ 的形式解为：

$$\varphi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \left( a_n R^n + \frac{b_n}{R^{n+1}} \right) \mathrm{P}_n(\cos\theta)$$

由于无穷远处磁标势为零，即 $\varphi_2 \big|_{R=\infty} = 0$，则：

$$\varphi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{b_n}{R^{n+1}} P_n(\cos\theta)$$

$$\begin{cases} \varphi_1 = \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty} a_n R^n \mathrm{P}_n(\cos\theta) \\ \varphi_2 = \displaystyle\sum_{n=0}^{\infty} \frac{b_n}{R^{n+1}} \mathrm{P}_n(\cos\theta) \end{cases}$$

第一条边值关系（界面处磁标势连续）：

$$\varphi_1 \big|_{R=R_0} = \varphi_2 \big|_{R=R_0} \Longrightarrow \sum_{n=0}^{\infty} a_n R_0^n \mathrm{P}_n(\cos\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{b_n}{R_0^{n+1}} \mathrm{P}_n(\cos\theta)$$

于是得到：

$$a_n R_0^n = \frac{b_n}{R_0^{n+1}}$$

即：

$$\boxed{b_n = a_n R_0^{2n+1}}$$

第二条边值关系：

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial n_{1\to 2}} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial n_{1\to 2}} = \vec{n}_{1\to 2} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2), \text{ 界面处}$$

计算方向导数在界面处的取值：

$$\begin{aligned} \left.\frac{\partial \varphi_1}{\partial n_{1\to 2}}\right|_{R=R_0} &= \left.\frac{\partial \varphi_1}{\partial R}\right|_{R=R_0} \\ &= \left.\sum_{n=0}^{\infty} n a_n R^{n-1} \mathrm{P}_n(\cos\theta)\right|_{R=R_0} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} n a_n R_0^{n-1} \mathrm{P}_n(\cos\theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left.\frac{\partial \varphi_2}{\partial n_{1\to 2}}\right|_{R=R_0} &= \left.\frac{\partial \varphi_2}{\partial R}\right|_{R=R_0} \\ &= \left.\sum_{n=0}^{\infty} \frac{-(n+1)b_n}{R^{n+2}} \mathrm{P}_n(\cos\theta)\right|_{R=R_0} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-(n+1)b_n}{R_0^{n+2}} \mathrm{P}_n(\cos\theta) \end{aligned}$$

代入边值关系第二条：

$$\sum_{n=0}^{\infty} n a_n R_0^{n-1} \mathrm{P}_n(\cos\theta) - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-(n+1)b_n}{R_0^{n+2}} \mathrm{P}_n(\cos\theta) = M_0 \cos\theta$$

即：

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left( n a_n R_0^{n-1} + \frac{(n+1)b_n}{R_0^{n+2}} \right) \mathrm{P}_n(\cos\theta) = M_0 \cos\theta$$

将第一条边值关系得到的结论 $b_n = a_n R_0^{2n+1}$ 代入上式，得：

$$\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) a_n R_0^{n-1} \mathrm{P}_n(\cos\theta) = M_0 \cos\theta$$

对比等式两边 $\cos\theta$ 的各级系数，可得：

$$a_0 = 0, \ \ a_1 = \frac{1}{3} M_0, \ \ a_2 = a_3 = \cdots = 0$$

代回关系 $b_n = a_n R_0^{2n+1}$ 得：

$$b_0 = 0, \ \ b_1 = \frac{1}{3} M_0 R_0^3, \ \ b_2 = b_3 = \cdots = 0$$

于是得到磁标势：

$$
\begin{aligned}
\varphi_1 &= \sum_{n=0}^{\infty} a_n R^n \mathrm{P}_n(\cos\theta) \\
&= \frac{1}{3} M_0 R \cos\theta \\
&= \frac{1}{3} \vec{M}_0 \cdot \vec{R}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\varphi_2 &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{b_n}{R^{n+1}} \mathrm{P}_n(\cos\theta) \\
&= \frac{1}{3} M_0 R_0^3 \frac{1}{R^2} \cos\theta \\
&= \frac{R_0^3}{3} \frac{\vec{M}_0 \cdot \vec{R}}{R^3}
\end{aligned}
$$

球内磁场：

$$
\vec{H}_1 = -\nabla\varphi_1 = -\frac{1}{3}\vec{M}_0,\quad R < R_0
$$

球内磁感应强度：

$$
\vec{B}_1 = \mu_0\left(\vec{H}_1 + \vec{M}_1\right) = \mu_0\left(-\frac{1}{3}\vec{M}_0 + \vec{M}_0\right) = \frac{2}{3}\mu_0\vec{M}_0
$$

球外磁场：

$$
\vec{H}_2 = -\nabla\varphi_2 = -\frac{R_0^3}{3}\left(\frac{\vec{M}_0}{R^3} - \frac{3(\vec{M}_0\cdot\vec{R})}{R^4}\vec{e}_R\right)
$$

# 4

> 已知在长宽分别为 $a, b$ 的矩形波导内，磁场强度的 $z$ 分量大小为：
>
> $$H_z = H_0 \cos\left[\frac{\pi}{a}y\right]\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_z z - \omega t)}$$

## (1)

> 求波导内电场强度、磁感应强度大小

时谐电磁波：

$$
\frac{\partial}{\partial t} \longleftrightarrow -\mathrm{i}\omega
$$

波导内：

$$
\vec{E}(x,y,z) = \vec{E}_0(x,y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_z z - \omega t)}
$$

$$
\vec{H}(x,y,z) = \vec{H}_0(x,y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_z z - \omega t)}
$$

麦克斯韦方程组：

$$
\begin{cases}
\nabla \times \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \vec{D} = \rho \\
\nabla \cdot \vec{B} = 0
\end{cases}
$$

考虑波导内真空且无源，有 $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E}$，$\vec{B} = \mu_0\vec{H}$，再结合时谐电磁波 $\frac{\partial}{\partial t} \longleftrightarrow -\mathrm{i}\omega$ 可得：

$$\begin{cases}\nabla\times\vec{E}=\mathrm{i}\omega\mu_0\vec{H}\\ \nabla\times\vec{H}=-\mathrm{i}\omega\varepsilon_0\vec{E}\\ \nabla\cdot\vec{E}=0\\ \nabla\cdot\vec{H}=0\end{cases}$$

对第一式两边同时取 $x,y$ 分量:

$$\begin{aligned}\mathrm{i}\omega\mu_0H_x&=\partial_yE_z-\partial_zE_y\\&=\partial_yE_z-\mathrm{i}k_zE_y\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathrm{i}\omega\mu_0H_y&=\partial_zE_x-\partial_xE_z\\&=\mathrm{i}k_zE_x-\partial_xE_z\end{aligned}$$

对第二式两边同时取 $x,y$ 分量:

$$\begin{aligned}-\mathrm{i}\omega\varepsilon_0E_x&=\partial_yH_z-\partial_zH_y\\&=\partial_yH_z-\mathrm{i}k_zH_y\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}-\mathrm{i}\omega\varepsilon_0E_y&=\partial_zH_x-\partial_xH_z\\&=\mathrm{i}k_zH_x-\partial_xH_z\end{aligned}$$

于是:

$$\begin{cases}\mathrm{i}\omega\mu_0H_x=\partial_yE_z-\mathrm{i}k_zE_y\\ -\mathrm{i}\omega\varepsilon_0E_y=\mathrm{i}k_zH_x-\partial_xH_z\end{cases}\Longleftrightarrow\begin{cases}\mathrm{i}\omega\mu_0H_x+\mathrm{i}k_zE_y=\partial_yE_z\\ \mathrm{i}k_zH_x+\mathrm{i}\omega\varepsilon_0E_y=\partial_xH_z\end{cases}$$

解得:

$$H_x=\frac{\mathrm{i}}{k^2-k_z^2}\Big(-\omega\varepsilon_0\partial_yE_z+k_z\partial_xH_z\Big)$$

$$E_y=\frac{\mathrm{i}}{k^2-k_z^2}\Big(-\omega\mu_0\partial_xH_z+k_z\partial_yE_z\Big)$$

其中，$k^2=\omega^2\mu_0\varepsilon_0$

$$\begin{cases}\mathrm{i}\omega\mu_0H_y=\mathrm{i}k_zE_x-\partial_xE_z\\ -\mathrm{i}\omega\varepsilon_0E_x=\partial_yH_z-\mathrm{i}k_zH_y\end{cases}\Longleftrightarrow\begin{cases}\mathrm{i}\omega\mu_0H_y-\mathrm{i}k_zE_x=-\partial_xE_z\\ \mathrm{i}k_zH_y-\mathrm{i}\omega\varepsilon_0E_x=\partial_yH_z\end{cases}$$

解得:

$$H_y=\frac{\mathrm{i}}{k^2-k_z^2}\Big(\omega\varepsilon_0\partial_xE_z+k_z\partial_yH_z\Big)$$

$$E_x=\frac{\mathrm{i}}{k^2-k_z^2}\Big(\omega\mu_0\partial_yH_z+k_z\partial_xE_z\Big)$$

本题中，$H_z=H_0\cos\left[\frac{\pi}{a}y\right]\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}$， $E_z=0$，于是:

$$E_x=\frac{-\mathrm{i}\pi\omega\mu_0H_0}{a(k^2-k_z^2)}\sin(\frac{\pi}{a}y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}$$

$$E_y=0$$

$$H_x=0$$

$$B_x=0$$

$$H_y=\frac{-\mathrm{i}\pi k_zH_0}{a(k^2-k_z^2)}\sin(\frac{\pi}{a}y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}$$

$$B_y=\mu_0H_y=\frac{-\mathrm{i}\pi\mu_0k_zH_0}{a(k^2-k_z^2)}\sin(\frac{\pi}{a}y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}$$

### (2)

> 求平均能流密度功率

**解**:

$$\begin{aligned}\bar{\vec{S}}&=\frac{1}{2}\Re\{\vec{E}^*\times\vec{H}\}\\&=\frac{1}{2}\Re\{-E_x^*H_z\vec{e}_y+E_x^*H_y\vec{e}_z\}\\&=\frac{1}{2}\Re\left\{-\frac{\mathrm{i}\pi\omega\mu_0H_0}{a(k^2-k_z^2)}\sin(\frac{\pi}{a}y)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}\cdot H_0\cos\left[\frac{\pi}{a}y\right]\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}\vec{e}_y+\frac{\mathrm{i}\pi\omega\mu_0H_0}{a(k^2-k_z^2)}\sin(\frac{\pi}{a}y)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}\cdot\frac{-\mathrm{i}\pi k_zH_0}{a(k^2-k_z^2)}\sin(\frac{\pi}{a}y)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_zz-\omega t)}\vec{e}_z\right\}\\&=\frac{1}{2}\frac{\pi^2\omega\mu_0k_zH_0^2}{a^2(k^2-k_z^2)^2}\sin^2(\frac{\pi}{a}y)\vec{e}_z\end{aligned}$$

# 5

> 证明：在相同荷质比 $\frac{q}{m}=C$ 粒子组成的体系中，不可能存在电偶极辐射。

远场电偶极辐射公式：

$$\vec{B}=\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kR}}{4\pi\varepsilon_0c^3R}\ddot{\vec{p}}\times\vec{e}_R$$

$$\vec{E}=\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kR}}{4\pi\varepsilon_0c^2R}(\ddot{\vec{p}}\times\vec{e}_R)\times\vec{e}_R$$

要证明不存在电偶极辐射，只需要证明 $\ddot{\vec{p}}=\vec{0}$

设第 $i$ 个粒子的质量为 $m_i$，带电量为 $q_i$，满足：

$$\frac{q_i}{m_i}=C$$

计算体系电偶极矩：

$$\begin{aligned}\vec{p}&=\sum_i q_i\vec{r}_i\\&=\sum_i\frac{q_i}{m_i}m_i\vec{r}_i\\&=C\sum_i m_i\vec{r}_i\end{aligned}$$

电偶极矩对时间二阶导数：

$$\begin{aligned}\ddot{\vec{p}}&=C\sum_i m_i\ddot{\vec{r}}_i\\&=C\sum_i m_i\vec{a}_i\\&=C\sum_i\vec{F}_i\\&=\vec{0}\end{aligned}$$

于是得证。

# 6

> （1）狭义相对论中洛伦兹标量有哪些？通过洛伦兹标量、洛伦兹矢量 $\mathrm{d}x_\mu$，构造尽可能多的洛伦兹矢量。

> （2）狭义相对论中的绝对量和相对量分别有哪些？
>
> （3）写出 $F_{44}, F_{4i}, F_{\mu\nu}$，并写出麦克斯韦方程组的协变形式。

（1）

洛伦兹标量：

间隔

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}x^2 - \mathrm{d}y^2 - \mathrm{d}z^2$$

洛伦兹矢量：

$$x_\mu = (\vec{x}, \mathrm{i}ct)$$

四维电流密度：

$$J_\mu = (\vec{J}, \mathrm{i}ct)$$

（2）

绝对量：真空中的光速 $c$，间隔 $\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}x^2 - \mathrm{d}y^2 - \mathrm{d}z^2$，固有时

相对量：各惯性参考系中的时间、空间

（3）

$$F_{44} = 0$$

$$F_{4i} = \begin{bmatrix} \frac{\mathrm{i}}{c}E_1 & \frac{\mathrm{i}}{c}E_2 & \frac{\mathrm{i}}{c}E_3 & 0 \end{bmatrix}$$

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} = \begin{bmatrix} 0 & B_3 & -B_2 & -\frac{\mathrm{i}}{c}E_1 \\ -B_3 & 0 & B_1 & -\frac{\mathrm{i}}{c}E_2 \\ B_2 & -B_1 & 0 & -\frac{\mathrm{i}}{c}E_3 \\ \frac{\mathrm{i}}{c}E_1 & \frac{\mathrm{i}}{c}E_2 & \frac{\mathrm{i}}{c}E_3 & 0 \end{bmatrix}$$

麦克斯韦方程组协变形式：

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{x_\nu} = \mu_0 J_\mu$$

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\lambda} + \frac{\partial F_{\nu\lambda}}{\partial x_\mu} + \frac{\partial F_{\lambda\mu}}{\partial x_\nu} = 0$$