中国劳动保护科学技术学会
第二届机电安全学术会议交流论文

# 科技资料

## 影响电磁场危害程度的因素的理论分析

马正颜

沈阳航空工业学院科协

一九八七年二月

# 影响电磁场危害程度的因素的理论分析

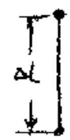
沈阳航空工业学院安全工程系　马正颜

由实践中人们知道高频电磁场会干扰通讯、测量等电子设备的正常工作，造成事故，还可能因电磁感应产生高频火花放电，造成火灾和爆炸事故，此外还会对人体产生伤害。比如，数百千赫的工业用高频设备人体所处位置的电场强度往往达到每米数十伏，少数达到每米上百伏乃至上千伏。磁场强度多为每米数安至每米数十安。广播电台附近的电场强度也比较高。这些都可能对人体造成伤害。为此国外制定了一些电磁场安全标准，国内也有学者给出了安全范围，并在现场通过实际检测来预防危险，如此难以做到预先防范。本人拟从宏观电磁场的基本规律出发，通过理论推导来分析距电磁波源近的地方——静电感应，电磁感应区以及距电磁波源远的地方——辐射区的电磁场特性，特别是电磁能量的传播特性，得出有关计算公式，用于事先估算某一特定的电磁波源可能达到的危害程度，以便采取预防措施。

一、引入单元辐射子这一理想化模型讨论。

可以假定任何实际的电磁波源都由无数个单元辐射子迭加而成，因而该电磁波源产生的电磁场亦可看做无数个单元辐射子所产生的电磁场的迭加，现以载流直导线产生的电磁场为例预以推导。所谓单元辐射子是相距$\triangle L \to 0$的两点电荷$+g$和$-g$，其值随时间做正弦变化，即：

$g = g_m \sin\omega t$



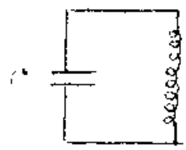

如右图（a）所示。

因两端存在电容和电感，其等效电路如图（b），设其间位移电流为i

则有　$i = \frac{dg}{dt} = g_m \omega \cos\omega t$

即：$i = I_m \cos\omega t$

其中 $I_m = g_m \omega$



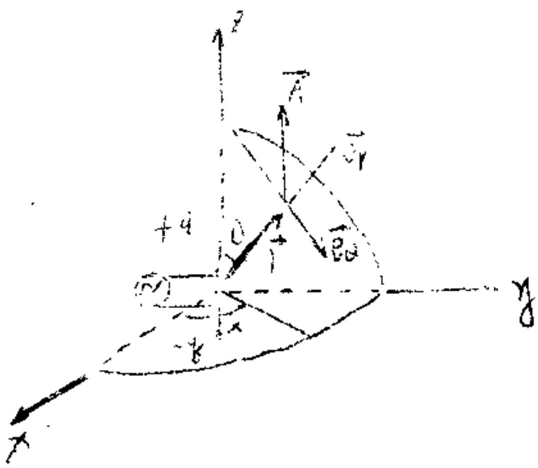
而且这个电流如果同流过直导线的电流相同，则直导线上相距为ΔL的两点间部分所产生的电磁场与该单元辐射子所产生的电磁场相同，故可以单元辐射子产生的电磁场代表载流直导线上无限小段所产生的电磁场。

## 二、理论推导和计算公式

为讨论方便引入电磁矢量动态位A，对于线形电流有

$$A(x、y、z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i(t-r/v)}{r} dL$$

该式表示距单元辐射子为r的空间任意一点（x、y、z）的A值与r有关，其相位也受r的影响，即在时刻t，场中某点的矢量磁位A并不决定于同一时刻的波源情形，而是决定于前一时刻即（$t-\frac{r}{v}$）时刻的波源情形（滞后现象）为讨论方便，将辐射子中心安放在直角坐标原点，△L沿Z轴方向放置，忽略地面影响（不考虑地面感应电荷）则：



$$\vec{A}=\frac{\mu_0 i\left(t-\frac{r}{v}\right)}{4\pi r}\overrightarrow{\Delta L}$$

$$\because A_x = 0 \qquad A_y = 0$$

$$\therefore A = A_z = \frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r}\cos\left(\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)\right)$$

在球坐标中,

$$A_r = A_z\cos\theta = \frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r}\cos\theta\ \cos\left(\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)\right)$$

$$A_\theta = A_z\sin\theta = -\frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r}\sin\theta\cos\left(\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)\right)$$

$$A_\alpha = 0$$

以下用复数解法运算(方法:取实部)

A的相量表达式为:

$$A_r = \frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r}\cos\theta e^{-jkr}$$

$$A_\theta = -\frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r} \sin\theta \, e^{-jkr}$$

$$A_\alpha = 0$$

其中$K = \omega / v$

由$\vec{H} = (\nabla \times \vec{A}) \frac{1}{\mu_0}$

$$\therefore \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \begin{vmatrix} \frac{1}{r^2 \sin\theta} \vec{e}_r & \frac{1}{r \sin\theta} \vec{e}_\theta & \frac{1}{r} \vec{e}_\alpha \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \alpha} \\ \dot{A}_r & r \dot{A}_\theta & \dot{A}_\alpha \end{vmatrix}$$

得：$\dot{H}_r = 0$，$\dot{H}_\theta = 0$

$$\dot{H}_\alpha = \frac{1}{\mu_0 r} \left( \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{A}_\theta) - \frac{\partial \dot{A}_r}{\partial \theta} \right)$$

$$= \frac{1}{\mu_0 r} \left( -\frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r} \sin\theta \, e^{-jkr} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\mu_0 I_m \Delta L}{4\pi r} \cos\theta \, e^{-jkr} \right) \right)$$

$$= \frac{I_m \Delta L}{4\pi} \sin\theta \, e^{-jkr} \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right)$$

E可由麦克斯韦第一方程得到：

$$\dot{\vec{E}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0} \nabla \times \dot{\vec{H}}$$

$$\vec{E}=\frac{1}{\partial\omega\varepsilon_0 r^2\sin\theta}\begin{vmatrix}\vec{e}_r & r\vec{e}_\theta & r\sin\theta\vec{e}_\alpha\\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial\theta} & \frac{\partial}{\partial\alpha}\\ H_r & rH_\theta & r\sin\theta H_\alpha\end{vmatrix}$$

$$=\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 r^2\sin\theta}\begin{vmatrix}\vec{e}_r & r\vec{e}_\theta & r\sin\theta\vec{e}_\alpha\\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial\theta} & \frac{\partial}{\partial\alpha}\\ 0 & 0 & r\sin\theta\vec{\dot{H}}_\alpha\end{vmatrix}$$

可得，

$$\vec{\dot{E}}_r=\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 r^2\sin\theta}\ \frac{\partial}{\partial\theta}(r\sin\theta H_\alpha)$$

$$=\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\ (r\sin\theta\frac{I_m\Delta L\sin\theta}{4\pi}(\frac{1}{r^2}+$$

$$+\frac{jk}{r})e^{-jkr})$$

$$=\frac{I_m\Delta L\cos\theta}{2\pi\omega\varepsilon_0 j}(\frac{1}{r^3}+\frac{\partial k}{r^2})e^{-jkr}$$

$$\vec{\dot{E}}_\theta=-r\frac{\partial}{\partial r}(r\sin\theta\vec{\dot{H}}_\alpha)\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 r^2\sin\theta}$$

$$=-r\frac{\partial}{\partial r}(r\sin\theta\frac{I_m\Delta L\sin\theta}{4\pi}(\frac{1}{r^2}+\frac{\dot{\partial}k}{r})$$

$$+\frac{\partial k}{r})e^{-jkr})\frac{1}{j\omega\varepsilon_0 r^2\sin\theta}$$

$$=\frac{I_m\Delta L\sin\theta}{4\pi\omega\varepsilon_0 j}(-\frac{k^2}{r}+\frac{\partial k}{r^2}+\frac{1}{r^3})e^{-jkr}$$

$\vec{E}_{\alpha}=0$

以下再由$\vec{E}$和$\vec{H}$的相量表达式求各分量的瞬时值表达式：

$$H_{\alpha}=R_e(H_{\alpha}e^{j\omega t})=R_c(\frac{I_m\Delta L}{4\pi}\sin\theta(\frac{\partial k}{r}+\frac{1}{r^2})e^{j(\omega t-kr)}$$

$$=\frac{I_m\Delta L\sin\theta}{4\pi}(\frac{1}{r^2}\cos(\omega t-kr)-\frac{k}{r}\sin(\omega t-kr))$$

$$=\frac{k^2 I_m\Delta L\sin\theta}{4\pi}(-\frac{1}{r_k}\sin(\omega t-kr)+$$

$$+\frac{1}{r^2k^2}\cos(\omega t-kr))\cdots\cdots①$$

$H_r=0,\ H_{\theta}=0$

同理可得：

$$E_r=\frac{I_m\Delta L\cos k^3}{2\pi\varepsilon_0\omega}(\frac{1}{k^2r^2}\cos(\omega t-kr)+$$

$$+\frac{1}{k^3r^3}\sin(\omega t-kr))\cdots\cdots②$$

$$E_{\theta}=\frac{k^3 I_m\Delta L\sin\theta}{4\pi\varepsilon_0\omega}(-\frac{1}{rk}\sin(\omega t-kr)+\frac{1}{k^2r^2}\cos(\omega t-$$

$$-kr)+\frac{1}{k^3r^3}\sin(\omega t-kr))\cdots\cdots③$$

$E_{\alpha}=0$

三、近区（静电感应、电磁感应区）的讨论

当$kr<<1$即$r<<\frac{1}{k}=\frac{1}{\frac{\omega}{v}}=\frac{c}{\omega}=\frac{\frac{\lambda}{T}}{\frac{2\pi}{T}}=\frac{\lambda}{2\pi}\approx\frac{\lambda}{6}$

$\therefore k\,r << 1$ 条件等价于 $r << \frac{\lambda}{6}$（近区）

故有近区滞后因子 $e^{-jkr} \approx 1$（滞后现象可以忽略）

此条件下场量表达式中起主要作用的是k r 的方次较高的那些项故近区场量表达式如下：

$$H_{\alpha} = \frac{k^2 I_m \Delta L \sin\theta}{4\pi} \frac{\cos\omega t}{k^2 r^2} = \frac{I_m \Delta L \cos\omega t}{4\pi r^2} \sin\theta$$

$H_{\alpha} = \frac{i\Delta L}{4\pi r^2} \sin\theta$（恰是恒定磁场中电流源 $i\ \Delta L$ 产生磁场）

对一段导线产生的磁场

$$\Sigma H_{\alpha} = \int \frac{i\,dL}{4\pi r^2} \sin\theta$$

$$r = \frac{a}{\sin\theta}$$

$$L = -a\,ctg\,\theta$$

$$dL = a\,cse^2\theta d\theta$$

$$\Sigma H_{\alpha} = \frac{i a cse^2\theta d\theta}{4\pi \left(\frac{a}{\sin\theta}\right)^2} \sin\theta = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{i \sin\theta}{4\pi a} d\theta$$

$$\Sigma H_{\alpha} = \frac{-i}{4\pi a} \cos\theta \Big|_{\theta_1}^{\theta_2} = \frac{i}{4\pi a}(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) \cdots\cdots ④$$

$$E_r = \frac{I_m \Delta L \cos\theta}{2\pi \varepsilon_0 \omega r^3} \sin\omega t$$

$$= \frac{2\frac{I_m}{\omega} \Delta L \sin\omega t}{4\pi \varepsilon_0 r^3} \cos\theta$$

$$E_r = \frac{2gAL}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\cos\theta$$

$$E_\theta = \frac{gAL}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sin\theta$$ （恰是静电场中偶极子产生的电场）

故可以推论 $r << \frac{\lambda}{6}$ 的近场区域场的性质和静态电磁场相似。

各点的能流密度矢量（坡印廷矢量）

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

$$S = \begin{vmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\theta & \vec{e}_\alpha \\ E_r & E_\theta & E_\alpha \\ H_r & H_\theta & H_\alpha \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\theta & \vec{e}_\alpha \\ E_r & E_\theta & 0 \\ 0 & 0 & H_\alpha \end{vmatrix}$$

$\therefore S_r = E_\theta H_\alpha$

$S_\theta = -E_r H_\alpha$（负号只表示能量的传播方向）

$S_\alpha = 0$

$$\vec{S} = E_\theta H_\alpha \vec{e}_r - E_r H_\alpha \vec{e}_\theta \quad \cdots\cdots ⑤$$

显然 $S_r$，$S_\theta$ 之值与 $a^4$ 成反比，

即有如右所示关系：

| 距离a | S值 |
|---|---|
| 1米 | $S_0$ |
| 2米 | $S_0/16$ |
| 3米 | $S_0/81$ |
| 4米 | $S_0/128$ |

例如：对于频率 $100KH_z$—$6MH_z$

波长3000米—50米（$\lambda = c/\gamma$）

当 $r << \lambda/6$ 即 $r << 500$米—$\frac{50}{6}$米时

电磁场的能流密度矢量值随a的减少而急剧增加。

四、远区（辐射区）的简化公式

远区即是 $kr >> 1$（$r >> \lambda$）区域

此时场中起作用的主要是 $kr$ 方次低的项，

故 $E_r$（2式）与 $E_\theta$（3式）相比，$E_r$ 项略去，

考虑 $E_\theta$ 与 $H_\alpha$ 的 $kr$ 一次方项，由①③两式可得：

$$H_\alpha = -\frac{I_m \Delta L k \sin\theta}{4\pi r}\sin(\omega t - kr) \cdots\cdots ③$$

$$E_\theta = -\frac{I_m \Delta L k^2 \sin\theta}{4\pi \varepsilon_0 \omega r}\sin(\omega t - kr)$$

能流密度 $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$

$$\vec{S} = \begin{vmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\theta & \vec{e}_\alpha \\ E_r & E_\theta & e_\alpha \\ H_r & H_\theta & H_\alpha \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{e}_r & \vec{e}_\theta & \vec{e}_\alpha \\ 0 & E_\theta & 0 \\ 0 & 0 & H_\alpha \end{vmatrix}$$

$\therefore S = E_\theta H_\alpha$（是时间函数）

平均功率流密度计算如下：

$$S = \frac{1}{T}\int_0^T s\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T E_\theta H_\alpha dt$$

$$= \frac{1}{T}\int_0^T \frac{I_m^2 \Delta L^2 k^3 \sin^2\theta}{(4\pi r)^2 \varepsilon_0 \omega}\sin^2(\omega t - kr)dt$$

$$= \frac{I_m^2 \Delta L^2 k^3 \sin^2\theta}{(4\pi r)^2 \varepsilon_0 \omega T}\int_0^T \frac{1-\cos^2(\omega t - kr)}{2}\,dt$$

$$= \frac{I_m^2 \Delta L^2 k^3 \sin^2\theta}{32\pi^2 r^2 \varepsilon_0 \omega}$$

将 $K=\frac{\omega}{v}=\frac{2\pi}{Tv}=\frac{2\pi}{\lambda}$ 代入上式可得：

$$S=\frac{(I_m\Delta L)^2 8\pi^3\sin^2\theta}{32\pi^2 r^2\varepsilon_0\omega\lambda^3}=\frac{I_m^2\Delta L^2\pi\sin^2\theta}{4r^2\varepsilon_0\omega\lambda^3}$$

$$=\frac{I_m^2\Delta L^2\pi\sin^2\theta}{4r^2\varepsilon_0 2\pi\gamma\lambda^3}=\frac{I_m^2\Delta L^2\sin^2\theta}{8r^2\lambda^2\varepsilon_0 v}=\frac{I_m^2\Delta L^2\sin^2\theta}{8r^2\lambda^2\varepsilon_0\frac{1}{\mu_0\varepsilon_0}}$$

$$=\frac{I_m^2\Delta L^2\sin^2\theta}{8r^2\lambda^2}\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$$

整理为 $\overline{S}=\frac{1}{8}\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\,(\frac{I_m\Delta L}{r\lambda})^2\sin^2\theta$ （平均功率流密度表达式）

总功率应为：

$$P=\oint_s\vec{S}\cdot\vec{ds}=\frac{1}{8}\iint\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,(\frac{I_m\Delta L}{r\lambda})^2\sin^2\theta\, r^2\sin\theta d\theta d\varphi$$

$$=\frac{1}{8}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,(\frac{I_m\Delta L}{\lambda})^2\int_0^\pi \sin^3\theta d\theta\int_0^{2\pi}d\varphi$$

$$P=\frac{\pi}{3}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,(\frac{I_m\Delta L}{\lambda})^2 \quad\cdots\cdots⑦$$

五、分析与结论

(1)．由④式和⑥式可见无论是在近区还是在辐射区电流越大电磁场的强度也越大。再由⑤式和⑦式可见电磁场强度越大，其能流密度也越大，即单位时间通过单位面积的电磁能量越大，人或设备所吸收的能量也越大，转换为人体的热量也大，人体器官所受的伤害也越大，

(2)、由⑤式和⑦式可见无论是近区还是远区能流密度大小都与γ有关，r值越大，S值越小，可得出距离电磁波源越近，能流密度越大，同上理由得出人体所受伤害及设备所受干扰越大的结论。

(3)、由⑦式可见总功率（单位时间通过包围电磁波源的任一闭合面的电磁能量——是对一个周期的时间取平均得到的）与波长$\lambda^2$成反比，而$\lambda v = c$（式中γ～频率，$c = 3 \times 10^8 m/s$～电磁波在真空中波速）

∴λ与γ成反比，即总功率与频率的平方成正比，频率越高所辐射的电磁能量越大，与上同样的理由得出频率越高人体所受伤害，设备所受干扰越大的结论。

(4)、频率越高，人体所受伤害越大还可做如下理论分析：①、频率升高时，人体内有极分子的取向极化和无极分子的位移极化频率也随之加快，分子间摩擦和碰撞的机会增多，产生的热量也增多，伤伤害必增大，②、频率升高时，等效为$d\Phi/dt$磁通量随时间变化化率增多，则由法拉第电磁感应定律感应电动势也增大，随之而产生生的是感应电流也增大（涡流增大）导致热量增加，伤害增加。