

电、磁场作用于扁球边界面上的力矩*

谭 福 培
(广东工学院)

提 要

本文研究电、磁场作用于扁球导体、磁导体上的力矩。根据基本解答和把体积力公式运用于扁球体面上后(包括平面上有半扁球形突面的边界问题),得出静电问题的较为普遍的解式。又由于静电、静磁张力公式的简单对应关系存在,故很容易把所得到的公式直接推广到对应的静磁问题上去。最后根据所得的解式,我们得到了若干有益的结论。

一、基本解

一般说来,电、磁场作用于电、磁导体上的张力由场量 E 和 H 在该面上的分布来决定。如所周知,如果我们的研究对象是若干有规则形状的曲面,则场量 E 和 H 以及由它们所决定的张力,可由已知的数学方法得到严格的解答。本文将探讨电、磁场作用于扁球边界面上的力矩,首先由静电问题开始。

在扁球坐标 (ξ, ζ, ϕ) 中,假设均匀电场和 $x = \text{常数}$ 面的法向的交角是 α 。又选择 $\phi = 0$ 平面与均匀电场 E_0 平行,并由拉普拉斯方程的一般解,我们可得^[1]

$$\zeta \geq \zeta_0, \quad V = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\xi) [A' P_n^m(j\zeta) + B' Q_n^m(j\zeta)] \cos m\phi, \quad (1)$$

其中 V 是电位函数, $P_n^m(\xi)$ 是第一类副勒让特函数, $Q_n^m(j\zeta)$ 是第二类虚变量副勒让特函数。为了保证解答在 $\xi = \pm 1$ 轴上为有限,所以函数 $Q_n^m(\xi)$ 已弃去。同时由于电场对 $\phi = 0$ 面有偶对称性,所以 $\sin m\phi$ 也已弃去。

由(1)可求得场量 E 的 ζ 分量如下:

$$E_{\zeta} = \frac{1}{h_{\zeta}} \cdot \frac{\partial V}{\partial \zeta} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{P_n^m(\xi)}{h_{\zeta}} \cdot \frac{d\theta_n^m(j\zeta)}{d\zeta} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(-1)^{\frac{m}{2}}}{h_{\zeta}} (\zeta^2 + 1)^{\frac{m}{2}} P_n^m(\xi) \left[j \frac{d^{m+1}\theta_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^{m+1}} + \frac{m\zeta}{(\zeta^2 + 1)} \cdot \frac{d^m\theta_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^m} \right] \cos m\phi \quad (2)$$

(其中 h_{ζ} 是坐标 ζ 的度量系数)和

$$\left. \begin{aligned} \theta_n(j\zeta) &= A' P_n(j\zeta) + B' Q_n(j\zeta), \\ \theta_n^m(j\zeta) &= A' P_n^m(j\zeta) + B' Q_n^m(j\zeta). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

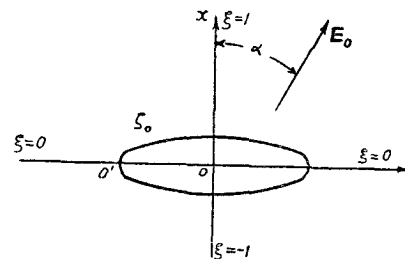


图 1

* 1962 年 8 月 22 日收到; 1963 年 11 月 5 日收到修改稿。

由于

$$\begin{aligned} \frac{dP_n^m(j\zeta)}{d\zeta} &= j \frac{dP_n^m(j\zeta)}{d(j\zeta)} = \\ &= (-1)^{\frac{m}{2}} (\zeta^2 + 1)^{\frac{m}{2}} \left[j \frac{d^{m+1}P_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^{m+1}} + \frac{m\zeta}{\zeta^2 + 1} \cdot \frac{d^m P_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^m} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

和

$$\begin{aligned} \frac{dQ_n^m(j\zeta)}{d\zeta} &= j \frac{dQ_n^m(j\zeta)}{d(j\zeta)} = \\ &= (-1)^{\frac{m}{2}} (\zeta^2 + 1)^{\frac{m}{2}} \left[j \frac{d^{m+1}Q_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^{m+1}} + \frac{m\zeta}{\zeta^2 + 1} \frac{d^m Q_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^m} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

因此由(3),(4)和(5)式便得

$$\frac{d\theta_n^m(j\zeta)}{d\zeta} = (-1)^{\frac{m}{2}} (\zeta^2 + 1)^{\frac{m}{2}} \left[j \frac{d^{m+1}\theta_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^{m+1}} + \frac{m\zeta}{\zeta^2 + 1} \cdot \frac{d^m \theta_n(j\zeta)}{d(j\zeta)^m} \right]. \quad (6)$$

由(6)可得(2)式的最后等式.

場量 E_ζ 的普遍解式(2)中的常数 A' 和 B' , 可按照通常的方法由适当地运用勒让特函数的正交特性求得. 下面我们将应用较为简易的方法求之.

根据级数形式的解答(1), 当 $n = k$ 已由边界条件求出了时, 我们总可以把(1)写成

$$V = \sum_{m=0}^k V_m, \quad (7)$$

其中

$$V_m = P_k^m(\xi) [A'_m P_k^m(j\zeta) + B'_m Q_k^m(j\zeta)] \cos m\phi.$$

也就是可以把 V 看作是 $k + 1$ 个电位的迭加.

根据无穷远处的边界条件

$$V_\infty = E_\rho \rho = E_0 \rho \sin \alpha \cos \phi, \quad (8)$$

与(1)比较后可得: $m = 1$ 和 $n = 1$. 此时 V 便是 $k + 1 = 2$ 个电位的迭加. 因此根据(7)式, 解答(1)便可写成如下的形式:

$$\zeta \geq \zeta_0, \quad V = V_0 + V_1, \quad (9)$$

其中

$$V_0 = [A'_0 P_1(j\zeta) + B'_0 Q_1(j\zeta)] P_1(\xi)$$

和

$$V_1 = [A'_1 P_1^1(j\zeta) + B'_1 Q_1^1(j\zeta)] P_1^1(\xi) \cos \phi.$$

为了求出两个迭加位中的常数, 我们需要两组边界条件. 试将无穷远处的均匀场 E_0 沿 x 和 ρ 轴分解, 得

$$E_{\rho\infty} = E_0 \sin \alpha \cos \phi$$

和

$$E_{x\infty} = E_0 \cos \alpha,$$

容易看出, E_ρ 应与 V_1 对应, E_x 应与 V_0 对应. 因此得两个迭加位的边值:

$$V_{1\infty} = E_\rho \rho = E_0 \rho \sin \alpha \cos \phi,$$

$$V_{0\infty} = E_x x = E_0 x \cos \alpha;$$

和在扁球面上:

$$V_{1\zeta_0} = 0, \quad V_{0\zeta_0} = 0.$$

根据上面給出的边值,各常数可由(9)求出,它們是

$$\left. \begin{aligned} A'_0 &= -B'_0 \frac{Q_1(j\zeta_0)}{P_1(j\zeta_0)} = (j)^{-1} E_0 b (1 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}} \cos \alpha, \\ B'_0 &= -\frac{E_0 \zeta_0 b (1 + \zeta_0^2)^{-\frac{1}{2}} \cos \alpha}{\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1}, \\ A'_1 &= -B'_1 \frac{Q_1^1(j\zeta_0)}{P_1^1(j\zeta_0)} = (j)^{-1} E_0 b (1 + \zeta_0^2)^{-\frac{1}{2}} \sin \alpha, \\ B'_1 &= -\frac{E_0 b (1 + \zeta_0^2)^{-\frac{1}{2}} \sin \alpha}{\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

将(10)各常数代入(9)后,可得解答(1)的最后的具體表式:

$$\begin{aligned} V &= E_0 b (1 + \zeta^2)^{-\frac{1}{2}} \left\{ \xi \cos \alpha \left[\zeta - \frac{\zeta_0 (\zeta \cot^{-1} \zeta - 1)}{\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1} \right] + \right. \\ &\quad \left. + (1 + \zeta^2)^{\frac{1}{2}} (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \frac{\cot \zeta - \frac{\zeta}{1 + \zeta^2}}{\cot \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2}} \right] \sin \alpha \cos \phi \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

将(11)代入(2)后,又可得 E_{ζ_0} 的具體表式:

$$E_{\zeta_0} = \frac{1}{(\xi^2 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}}} [\mathcal{A} \xi + \mathcal{B} (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \cos \phi], \quad (12)$$

其中 \mathcal{A} 和 \mathcal{B} 是常数,它們是

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \frac{E_0 (1 + \zeta_0^2)^{-\frac{1}{2}} \cos \alpha}{\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1}, \\ \mathcal{B} &= \frac{2E_0 [\zeta_0^2 (1 + \zeta_0^2)^{-1} - 1] \sin \alpha}{\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2}}. \end{aligned}$$

Smythe 曾經应用与上面相似的方法去求电位解答中的常数^[1]. 但他是由把无穷远处的均匀場 E_0 的分解入手,然后令每一个 E_0 的分量确定一个迭加位. 在我們的处理方法中,迭加位的个数由 n 决定,由(7)即有 $k + 1$ 个迭加位.

二、电場作用力矩和問題的几个推广

如所周知,在靜电場內,作用于导体边界面上的力是麦克斯韦张力 T' ^[2]. T' 和与其对应的体积力是^[3](此处采用 MKS 制,以后相同)

$$T' = \left\{ \begin{array}{ccc} \varepsilon \left(E_x^2 - \frac{E^2}{2} \right) & \varepsilon E_x E_y & \varepsilon E_x E_z \\ \varepsilon E_y E_x & \varepsilon \left(E_y^2 - \frac{E^2}{2} \right) & \varepsilon E_y E_z \\ \varepsilon E_x E_x & \varepsilon E_x E_y & \varepsilon \left(E_z^2 - \frac{E^2}{2} \right) \end{array} \right\},$$

$$f_V = \mathbf{E} \operatorname{div} \mathbf{D} - \frac{1}{2} E^2 \operatorname{grad} \epsilon.$$

在各向同性和均匀介质中,上式右边第二项等于零。同时我们已规定场 \mathbf{E}_0 与 $\phi = 0$ 的平面平行,故得 $E_\phi = 0$ 。把上面的体积力公式运用在扁球体面上,取面散 $\operatorname{Div}_s \mathbf{D}$, 使得

$$f'_s = (\mathbf{E}_x + \mathbf{E}_\rho) \operatorname{Div}_s \mathbf{D} = (\mathbf{E}_x + \mathbf{E}_\rho) \epsilon E \zeta_0. \quad (13)$$

显然,分量 $(\epsilon \mathbf{E}_\rho E \zeta_0)$ 作用在 ρ 轴上任一点的力矩为零,于是作用于 $0'$ 的力矩便是

$$\text{和} \quad \left. \begin{aligned} & \int_0^b \int_{-\pi}^{+\pi} \epsilon E_x E \zeta_0 (b + \rho \cos \phi) ds \\ & \int_0^b \int_{-\pi}^{+\pi} \epsilon E_x E \zeta_0 (b - \rho \cos \phi) ds, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中 $(b + \rho \cos \phi)$ 和 $(b - \rho \cos \phi)$ 是力臂。对 $0'$ 的力矩是以上两力矩之差,即

$$M_{0'} = \int_0^b \int_{-\pi}^{+\pi} 2\epsilon E_x E \zeta_0 \rho \cos \phi ds. \quad (15)$$

又因 $E_x = -\left\{ \frac{\partial V_0}{\partial \zeta} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\}_{\zeta_0}$, 和由扁球坐标与 (x, ρ) 坐标之间的关系,得 $\partial \zeta / \partial x = (c_1 \xi)^{-1}$ 。对 V_0 取偏导数后,得

$$\left(\frac{\partial V_0}{\partial \zeta} \right)_{\zeta=\zeta_0} = E_0 b (1 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}} \xi \cos \alpha \left[1 - \frac{\zeta_0 \left(\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2} \right)}{\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1} \right].$$

因此我们得

$$E_x = -c_1^{-1} b E_0 (1 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}} \cos \alpha \left[1 - \frac{\zeta_0 \left(\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2} \right)}{\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1} \right] = \mathcal{A} / (1 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

把已知关系代入(15)后,再把变量 ξ 和 ζ 变换到 (x, ρ, ϕ) 坐标,求积分,便得以下结果:

$$M_{0'} = \frac{2\epsilon \mathcal{A} \mathcal{B}}{(1 + \zeta_0^2)} \int_0^b \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{\rho^3 \cos^2 \phi d\rho d\phi}{[c_1^2 (1 + \zeta_0^2) - \rho^2]^{\frac{1}{2}}} = -\frac{4\pi \epsilon b^3 \mathcal{A} \mathcal{B}}{3(1 + \zeta_0^2)}. \quad (17)$$

将常数值 \mathcal{A} 和 \mathcal{B} 代入上式后,又得

$$M_{0'} = -\frac{4\pi \epsilon E_0^2 b^3 \sin 2\alpha [\zeta_0^2 (1 + \zeta_0^2)^{-1} - 1]}{3(1 + \zeta_0^2)^{\frac{3}{2}} (\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1) \left(\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2} \right)}. \quad (18)$$

根据扁球函数的性质^[1],对应的球问题的解答可通过令 $\zeta_0 \rightarrow \infty$ 得到。此时根据(18),我们得 $M_{0'} = 0$,即处于均匀电场内的金属球体保持静止状态,这是合理的结果。

如令 $\zeta_0 \rightarrow 0$,我们又可得到对应的圆盘问题的解答,此时根据(18),可得

$$M_{0'} = -\frac{8}{3} \epsilon b^3 E_0^2 \sin 2\alpha. \quad (19)$$

显然,此特例的结果与 Smythe 所得的结果是一致的。

下面我们得把以上所得的结果推广和应用到另外两种有关的电场。

推广之一:无穷平面导体上有半个平扁球形突面的电场。此时在离半个平扁球形突

面相当远处, E_0 場应垂直于导体平面, 即 $\alpha = 0$. 在我們已研究过的問題中, 由(10)式, 当 $\alpha = 0$ 时, 得 $A'_1 = 0$ 和 $B'_1 = 0$, 即得 $V_1 = 0$. 又此时在 $\xi = 0$ 即 $x = 0$ 的平面上, $P_1(0) = 0$ (由于 $n = 1$ 是奇数), 故此又得 $V_0 = 0$; 也就是在 $x = 0$ 面上电位处处为零, 即 $V|_{x=0} = 0$. 因此由唯一性定理, 在 $x = 0$ 平面上放上一平板导电面后, 电場的解答将保持不变. 总的說来, 无穷平面导体上有半个平扁球形突面的电場的解答, 可直接在我們所研究过的問題中令 $\alpha = 0$ 得到. 此时作用于半个平扁球面上的力矩是

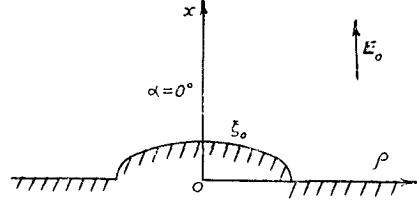


图 2

$$M' = \int_0^b \int_{-\pi}^{+\pi} \varepsilon E_x E \zeta_0 (b + \rho \cos \phi) ds = -\frac{\pi \varepsilon b^3 \mathcal{A}}{1 + \zeta_0^2} \left(\mathcal{A} + \frac{2}{3} \mathcal{B} \right) = -\frac{\pi \varepsilon b^3 \mathcal{A}^2}{1 + \zeta_0^2} \quad (\text{当 } \alpha = 0 \text{ 时, } \mathcal{B} = 0). \quad (20)$$

将 \mathcal{A} 的值代入(20)式后, 当 $\zeta_0 \rightarrow 0$ 时, 又得

$$M' = -\varepsilon E_0^2 b^3. \quad (21)$$

由比較(18)和(19), (20)和(21)后, 容易看出, 当 $\zeta_0 \rightarrow 0$ 时力矩为最大.

推广之二: 无穷平面导体面上有半个尖扁球形突面的电場. 容易看出, 此电場的

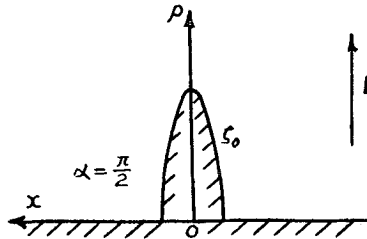


图 3

解答可直接在我們所研究过的問題中令 $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 得到.

此时由于 $\alpha = \frac{\pi}{2}$, 即得 $\mathcal{A} = 0$ 和 $E_x = 0$. E 場的 ρ 分量是

$$E_\rho = \frac{\partial V_1}{\partial \rho} = \frac{\partial V_1}{\partial \zeta} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial \rho}.$$

由于

$$\rho = c_1 [(1 - \xi^2)(1 + \zeta^2)]^{\frac{1}{2}},$$

因此得

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \rho} = \frac{(1 + \zeta^2)^{\frac{1}{2}}}{c_1 \zeta (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

由(9)和(10)式, 当 $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 时, 又得

$$\frac{\partial V_1}{\partial \zeta} = \frac{E_0 b \zeta (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 + \zeta^2)^{\frac{1}{2}} (1 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}}} \left(1 - \frac{\cot^{-1} \zeta + \frac{\zeta}{1 + \zeta^2}}{\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2}} \right) \cos \phi.$$

最后我們可得电場 E_ρ 的具体表示:

$$E_\rho = \frac{E_0 b}{c_1 (1 + \zeta_0^2)^{\frac{1}{2}}} \left(1 - \frac{\cot^{-1} \zeta + \frac{\zeta}{1 + \zeta^2}}{\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2}} \right) \cos \phi. \quad (22)$$

当 $\zeta_0 \rightarrow 0$ 时, 我們又得到平面导体面上有半个圆盘插面时的电場. 此时在圆盘表面上,

由(22)式得

$$E_{\rho}\zeta_0|_{\zeta_0=0} = 0. \quad (23)$$

这就说明,在导体圆盘面上, E 的切向分量 E_{ρ} 等于零的边界条件在(22)内得到满足.

电场作用在半个尖扁球面上的力,可由(13)式求得,即

$$F_{\rho} = \int_0^b \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \epsilon E_{\rho}\zeta_0 E_{\zeta_0} ds. \quad (24)$$

很明显,根据(23)式,当 $\zeta_0 \rightarrow 0$ 时,得 $F_{\rho} = 0$. 这个结果的意义是与上例相同的,也就是在平面上,无论有平滑的突面,或有尖形的突面存在时,都可以使得力矩或力降低.

三、磁场作用力矩

以上是对静电问题求解. 我们知道,静磁问题中的麦克斯韦张力 T'_H 与静电问题中的麦克斯韦张力 T'_E 有明显的对称性(令 T'_E 中之 E 改为 H 和 ϵ 改为 μ 便得 T'_H). 因此以前所得的一系列结果,可以直接地应用到其对应的静磁问题上去.

首先,(18)式可以应用来求均匀磁场作用在扁球磁铁上的力矩,即

$$M'_{\theta/H} \left\{ \begin{array}{l} = \frac{4\pi\mu H_0^2 b^3 \sin 2\alpha [\zeta_0^2(1 + \zeta_0^2)^{-1} - 1]}{3(1 + \zeta_0^2)^{\frac{3}{2}}(\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1) \left(\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2} \right)}, \\ = -\frac{8}{3} \mu H_0^2 b^3 \sin \alpha \quad \text{当 } \zeta_0 \rightarrow 0, \\ = 0 \quad \text{当 } \zeta_0 \rightarrow \infty. \end{array} \right. \quad (25)$$

又(20)式可以应用来求当平面磁极上有半个平扁球形突面时,磁场作用在半扁球面上的力矩,即

$$M'_H \left\{ \begin{array}{l} = -\frac{\pi\mu b^3 \mathcal{A}^2}{(1 + \zeta_0^2)}, \\ = -\mu b^3 H_0^2 \quad \text{当 } \zeta \rightarrow 0. \end{array} \right. \quad (26)$$

同理,(22)式和(24)式可应用到平面磁极有半个尖扁球形突面的磁场问题上.

显然,在静磁问题中应得的结论是与其对应的静电问题的结论一致的.

四、公式和讨论

均匀电场作用在扁球导体上的力矩是

$$M_{\theta'} \left\{ \begin{array}{l} = \frac{4\pi\epsilon E_0^2 b^3 \sin 2\alpha [\zeta_0^2(1 + \zeta_0^2)^{-1} - 1]}{3(1 + \zeta_0^2)^{\frac{3}{2}}(\zeta_0 \cot^{-1} \zeta_0 - 1) \left(\cot^{-1} \zeta_0 - \frac{\zeta_0}{1 + \zeta_0^2} \right)}, \\ = -\frac{8}{3} \epsilon E_0^2 b^3 \sin \alpha \quad \text{当 } \zeta_0 \rightarrow 0, \\ = 0 \quad \text{当 } \zeta_0 \rightarrow \infty. \end{array} \right. \quad (27)$$

当平面导体上有半个平扁球突面时,电场作用在半扁球面上的力矩是

$$M' \left\{ \begin{array}{l} = -\frac{\pi\epsilon b^3 \mathcal{A}^2}{(1 + \zeta_0^2)}, \\ = -\epsilon b^3 E_0^2 \quad \text{当 } \zeta_0 \rightarrow 0. \end{array} \right. \quad (28)$$

下面就所得的結果进行簡單的討論:

1. 由公式(27)或(25), 当 $\zeta_0 \rightarrow 0$ 时力矩最大. 因此工作在电場中的导体或工作在磁場中的磁导体愈薄, 則电、磁場作用力矩愈大. 此时又由于电、磁导体薄, 重量減輕, 因此在节省了材料的同时, 又可以使动作灵敏度提高. 在这方面的实际应用的例子是: 自动与遙控系統中广泛应用的极化继电器(此时我們所指的磁导体便是所謂銜鉄), 整个銜鉄处于磁場中工作的继电器、靜电伏特計等等.

2. 由(28)或(26), 当 $\zeta_0 \rightarrow 0$ 时力矩最大. 也就是在平面电、磁导体面上, 無論是有平滑的或尖形的突面存在时, 都可以使力矩降低. 因此从提高电、磁力矩或力的观点来看, 对于工作在电、磁場中的一切电、磁导体而言, 其表面应是光滑的平面.

最后作者衷心感謝馮秉銓教授的关怀和指导, 并感謝黃鵬超先生、黃延豫教授、宋毓华教授的幫助.

参 考 文 献

- [1] William R. Smythe, "Static and Dynamic Electricity" (1950), § 5, 271, 273.
- [2] Julius Adams Stratton, "Electromagnetic Theory" (1941), § 2, 5.
- [3] 塔姆著, "电学原理", 上册 §33, §34; 下册 §74, §75, §84.
- [4] 林为干, 物理学报, 15(1959).

THE TORQUE DUE TO ELECTROMAGNETIC FIELD ACTING ON AN OBLATE SPHEROIDAL BOUNDARY

TOM FU-FAY

(Kwang-tung Polytechnic Institute)

ABSTRACT

In this paper, the problem of electromagnetic stress tensor of the oblate spheroidal conductor in an electric field is studied. By means of the similar corresponding relation of the stress tensor between the magnetostatic and the electrostatic case, the solution obtained here for electrostatics could be conveniently applied to the magnetostatic problem. It follows that some significant conclusions have been obtained.