



$I = 90^\circ$  时, 设磁化强度向量的函数为  $\vec{J}_1$ , 其模为  $J_1$ , 磁位

$$U_1 = - \int_V \vec{J}_1 \cdot \text{grad} \left( \frac{1}{R} \right) dv = \int_V J_1 \frac{\partial}{\partial h} \left( \frac{1}{R} \right) dv \quad (3)$$

沿  $l_1$  方向的场强分量

$$\begin{aligned} T_1 &= - \frac{\partial U_1}{\partial l_1} = - \left[ - \frac{\partial U_1}{\partial h} \sin I + \frac{\partial U_1}{\partial x} \cos I \right] \\ &= \int_V J_1 \left[ \sin I \frac{\partial^2}{\partial h^2} \left( \frac{1}{R} \right) - \cos I \frac{\partial^2}{\partial h \partial x} \left( \frac{1}{R} \right) \right] dv \quad (4) \end{aligned}$$

对比(2)、(4)两式可知: 当磁性体各处  $\vec{J}_1$  的方向不变(数值可变化), 且处处有  $J_1 = J_1$  时

$$Z_1 = T_1 \quad (5)$$

故垂直磁化时, OXYH 坐标系中任意一点  $O'(0, 0, h)$  的磁位

$$U_1 = - \int_{\infty}^{O'} T_1 \cdot dl_1 = - \int_{\infty}^{O'} Z_1 dl_1 \quad (6)$$

考虑到在  $O'X'Y'H'$  坐标系中的任意一点  $(x', 0, h')$  有

$$Z_1(x', 0, h') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z_1(x, y, 0)(h+h')}{[(x-x')^2 + y^2 + (h+h')^2]^{3/2}} dx dy \quad (7)$$

$$\text{以及 } x' = -ctg I \cdot h' \quad (8)$$

$$dl_1 = - \frac{dh'}{\sin I} \quad (9)$$

再考虑到

$$Z_1 = \frac{\partial U_1}{\partial h}$$

则在 OXYH 坐标系中

$$\begin{aligned} Z_1(0, 0, 0) &= \frac{-1}{2\pi \sin I} \left[ \frac{\partial}{\partial h} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{Z_1(x, y, 0)(h+h') dh'}{[(x+h'ctg I)^2 + y^2 + (h+h')^2]^{3/2}} dx dy \right\} \right]_{h \rightarrow 0} \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{-1}{2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial h} \left\{ Z_1(x, y, 0) \left[ \frac{\sin I}{(x^2 + y^2 + h^2)^{1/2}} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \cos I \frac{h \cos I - x \sin I}{y^2 + (h \cos I - x \sin I)^2} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left( 1 - \frac{h \sin I + x \cos I}{(x^2 + y^2 + h^2)^{1/2}} \right) \right\} dx dy \right]_{h \rightarrow 0} \quad (11) \end{aligned}$$

因为积分平面包含了原点  $(0, 0, 0)$ ,  $h = 0$  时, (10) 式中有时 [如  $Z_1(x, y, 0) = \text{常数} \neq 0$  时] 不存在对  $h$  的导数, 故 (10) 式取  $h$  趋于零时的极限值。

将(11)式中的积分全平面分为两部分。一部分是以原点O为圆心,  $r_1$  为半径的圆面  $\Delta S_1$ 。另一部分为平面的其余部分  $\Delta S_{\infty-1}$  (图2)。

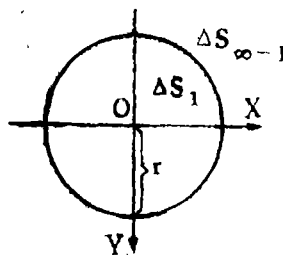


图2

把(11)式对  $\Delta S_{\infty-1}$  的积分值记为  $Z_{1(\infty-1)}(0,0,0)$ , 用求和近似代替积分, 令  $\Delta S_{\infty-1} = \sum \Delta S_{ij}$ , 得

$$Z_{1(\infty-1)}(0,0,0) = \frac{-1}{2\pi} \sum_{i,j} \bar{Z}_{ij,l}(x,y,0) \left\{ \iint_{\Delta S_{ij}} \frac{\partial}{\partial h} \left[ \frac{\sin l}{(x^2+y^2+h^2)^{1/2}} + \cos l \frac{h \cos l - x \sin l}{y^2 + (h \cos l - x \sin l)^2} \right. \right. \\ \left. \left. \left( 1 - \frac{h \sin l + x \cos l}{(x^2+y^2+h^2)^{1/2}} \right) \right] dx dy \right\}_{h=0} \dots\dots\dots (12)$$

式中,  $\bar{Z}_{ij,l}(x,y,0)$  为小面积  $\Delta S_{ij}$  中  $Z_l(x,y,0)$  的平均值。因各  $\Delta S_{ij}$  均不包含原点  $(0,0,0)$ , 故求导数后可先令  $h=0$  再进行积分, 即

$$Z_{1(\infty-1)}(0,0,0) = \frac{-\cos l}{2\pi} \sum_{i,j} \bar{Z}_{ij,l}(x,y,0) \left\{ \iint_{\Delta S_{ij}} \left[ \cos l \frac{y^2 - x^2 \sin^2 l}{(y^2 + x^2 \sin^2 l)^2} \left( 1 - \frac{x \cos l}{(x^2+y^2)^{1/2}} \right) + \frac{x \sin^2 l}{(y^2 + x^2 \sin^2 l)(x^2+y^2)^{1/2}} \right] dx dy \right\}$$

取极坐标, 令  $x = r \cos \phi$ ,  $y = r \sin \phi$ , 则

$$Z_{1(\infty-1)}(0,0,0) = \frac{-\cos l}{2\pi} \sum_{i,j} \bar{Z}_{ij,l}(r,\phi,0) \left\{ \iint_{\Delta S_{ij}} \frac{\cos l + \cos \phi}{r^2(1 + \cos \phi \cos l)^2} r dr d\phi = -\frac{\text{ctgl}}{\pi} \sum_{j=0}^{i=\infty} \bar{Z}_{ij,l}(r,\phi,0) \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \cdot \frac{\text{tg}(l/2) \cdot \text{ctg}(\phi/2)}{\text{tg}^2(l/2) + \text{ctg}^2(\phi/2)} \bigg|_{\phi_j}^{\phi_{j+1}} \dots\dots\dots (13) \right.$$

下面, 将(11)式的积分面取为  $\Delta S_1$ , 将积分值记为  $Z_{11}(0,0,0)$ 。在小面积  $\Delta S_1$  范围内, 将  $Z_l(r,\phi,0) = Z_l(x,y,0)$  视为线性变化, 即

$$Z(r, \phi, 0) = Z_1(0, 0, 0) + \frac{Z_1(r_1, \pi, 0) - Z_1(r_1, 0, 0)}{2r_1} \cdot x \\ + \frac{Z_1(r_1, 3\pi/2, 0) - Z_1(r_1, \pi/2, 0)}{2r_1} \cdot y \dots\dots\dots (14)$$

则

$$Z_{11}(0, 0, 0) = \frac{Z_1(0, 0, 0)}{2\pi} \left\{ \iint_{\Delta S_1} \left[ \frac{\sin I \cdot h}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} \right. \right. \\ \left. \left. - \cos^2 I \frac{y^2 - (h \cos I - x \sin I)^2}{[y^2 + (h \cos I - x \sin I)^2]^2} \left( 1 - \frac{h \sin I + x \cos I}{(x^2 + y^2 + h^2)^{1/2}} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \cos I \frac{(h \cos I - x \sin I) \sin I (x^2 + y^2 + h^2) - h (h \sin I + x \cos I)}{[y^2 + (h \cos I - x \sin I)^2]^2 (x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} \right] dx dy \right\}_{h \rightarrow 0} \\ + \iint_{\Delta S_1} \left[ \frac{Z_1(r_1, \pi, 0) - Z_1(r_1, 0, 0)}{4\pi r_1} \cdot x + \frac{Z_1(r_1, 3\pi/2, 0) - Z_1(r_1, \pi/2, 0)}{4\pi r_1} \cdot y \right] \\ \left[ \frac{\sin I \cdot h}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} - \cos^2 I \frac{y^2 - (h \cos I - x \sin I)^2}{[y^2 + (h \cos I - x \sin I)^2]^2} \left[ 1 - \frac{h \sin I + x \cos I}{(x^2 + y^2 + h^2)^{1/2}} \right] \right. \\ \left. + \cos I \frac{(h \cos I - x \sin I) \sin I (x^2 + y^2 + h^2) - h (h \sin I + x \cos I)}{[y^2 + (h \cos I - x \sin I)^2]^2 (x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} \right] dx dy \dots\dots\dots (15) \\ h = 0$$

在极坐标中积分后得

$$Z_{11}(0, 0, 0) = Z_1(0, 0, 0) + [Z_1(r_1, \pi, 0) - Z_1(r_1, 0, 0)] \frac{1 - \sin I}{2 \cos I} \dots\dots\dots (16)$$

令

$$\delta Z_1 = Z_1(r_1, \pi, 0) - Z_1(r_1, 0, 0) \dots\dots\dots (17)$$

$$k(I) = (1 - \sin I) / 2 \cos I \dots\dots\dots (18)$$

$$\text{则(16)式变为 } Z_{11}(0, 0, 0) = Z_1(0, 0, 0) + \delta Z_1 \cdot K(I) \dots\dots\dots (19)$$

(18)式所示的K(I)与I的关系如图3和表1所示。

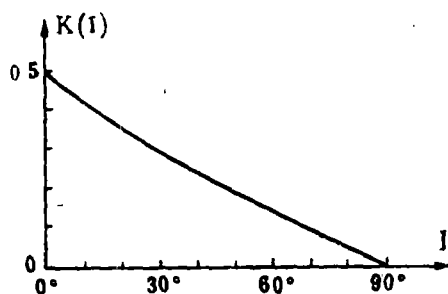


图 3

表 1

| I    | 0     | 15°   | 30°   | 45°   | 60°   | 75°    | 90° |
|------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|-----|
| K(I) | 0.500 | 0.384 | 0.289 | 0.207 | 0.134 | 0.0659 | 0   |

综合(13)、(19)两式 得

$$Z_1(0,0,0) = Z_1(0,0,0) + \delta Z_1 \cdot K(I) - \frac{\text{ctg}}{\pi} \sum_{\substack{j=0 \\ i=1}}^{\substack{j=n \\ i=\infty}} Z_{ij,1}(r, \phi, 0) \\ \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} = \frac{\text{tg}(I/2) \cdot \text{ctg}(\phi/2)}{\text{tg}^2(I/2) + \text{ctg}^2(\phi/2)} \left| \frac{\phi_{j+1}}{\phi_j} \right| \dots\dots\dots (20)$$

## 2. 计算量板的制作和应用

在(20)式中, 令

$$f(\phi) = - \frac{\text{tg}(I/2) \cdot \text{ctg}(\phi/2)}{\text{tg}^2(I/2) + \text{ctg}^2(\phi/2)} \dots\dots\dots (21)$$

当  $\frac{\partial f(\phi)}{\partial \phi} = 0$  时,  $\phi = \pm(\pi - I)$ , 且  $f(\pi - I) = f_{\min}(\phi) = -0.5$ ,  
 $f[-(\pi - I)] = f_{\max}(\phi) = 0.5$ 。

而当  $\phi = 0, \pi$  时,  $f(0) = f(\pi) = 0$ 。

$$\text{令 } \phi_0 = 0 \\ |f(\phi_{j+1}) - f(\phi_j)| = |\Delta f(\phi)| = 0.1 \dots\dots\dots (22)$$

$$\text{则 } \left. \begin{aligned} \phi_j &= 2\text{ctg}^{-1} \left[ \frac{1 + (1 - 0.04j^2)^{1/2}}{0.2j} \text{tg}(I/2) \right] & (0 \leq j \leq 5) \\ \phi_j &= 2\text{ctg}^{-1} \left\{ \frac{1 - [1 - 0.04(10-j)^2]^{1/2}}{0.2(10-j)} \right\} \text{tg}(I/2) & (5 \leq j \leq 10) \\ \phi_j &= 2\pi - \phi_{20-j} & (10 < j \leq 20) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

$$\text{而且, 当 } 0 \leq j < 5 \text{ 及 } 15 < j \leq 20 \text{ 时, } \Delta f(\phi) = -0.1; \\ 5 < j < 15 \text{ 时, } \Delta f(\phi) = +0.1 \dots\dots\dots (24)$$

(23)、(24)式所确定的  $\phi_j$  与  $j$ 、 $I$  的关系及  $\Delta f(\phi)$  的符号如表 2 和图 4 所示。

在(20)式中, 又令

$$\frac{r_{i+1}}{r_i} = 0.2\pi \dots\dots\dots (25)$$

并令  $r_1 = 0.5$  厘米, 则

$$r_j = 0.5 \times 1.87446^{i-1} \text{ 厘米} \dots\dots\dots (26)$$

$r_j$  数值如表 3 所示。

依据(23)、(24)、(26)式制作的量板如图 5a 所示。须指出的是: 量板有正、负值区分。且  $I$  角越小, 正值区范围越小, 正值区小扇形面积也越小。为便于应用, 可将量板灵活地做些改变。如图 5b 所示, 将量板正值区的圆加密一倍, 而将角度射线减掉一半, 并不影响计算效果。

将(22)、(24)、(25)式代入(20)式, 最后得

表 2

| $\phi_j(^{\circ})$<br>$\Delta f$ |                | I     |       |       |       |       |       |
|----------------------------------|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| j                                |                | 15°   | 30°   | 45°   | 60°   | 75°   | 90°   |
| 0                                | $\Delta f < 0$ | 0     |       |       |       |       |       |
| 0.25                             |                | 21.6  | 10.7  | 6.9   |       |       |       |
| 0.5                              |                | 41.7  | 21.2  | 13.8  |       |       |       |
| 0.75                             |                | 59.6  | 31.4  | 20.6  |       |       |       |
| 1                                |                | 75.0  | 41.3  | 27.4  | 19.8  | 14.8  | 11.5  |
| 1.5                              |                | 98.8  | 59.7  | 40.7  |       |       |       |
| 2                                |                | 115.5 | 75.9  | 53.5  | 39.8  | 29.9  | 23.6  |
| 3                                |                | 136.9 | 102.4 | 77.6  | 60.0  | 47.0  | 36.9  |
| 4                                |                | 150.5 | 123.6 | 100.7 | 81.8  | 66.2  | 53.1  |
| 4.5                              |                | 157.9 | 136.7 | 116.9 | 98.8  | 82.6  | 68.0  |
| 5                                | $\Delta f > 0$ | 165.0 | 150.0 | 135.0 | 120.0 | 105.0 | 90.0  |
| 5.5                              |                | 170.6 | 161.0 | 150.9 | 140.2 | 128.7 | 115.8 |
| 6                                |                | 172.5 | 164.7 | 156.6 | 147.6 | 138.0 | 126.9 |
| 7                                |                | 175.0 | 169.8 | 164.3 | 158.2 | 151.3 | 143.1 |
| 8                                |                | 176.8 | 173.6 | 170.1 | 166.2 | 161.8 | 156.4 |
| 9                                |                | 178.5 | 176.9 | 175.2 | 173.5 | 171.0 | 168.5 |
| 10                               |                | 180   |       |       |       |       |       |

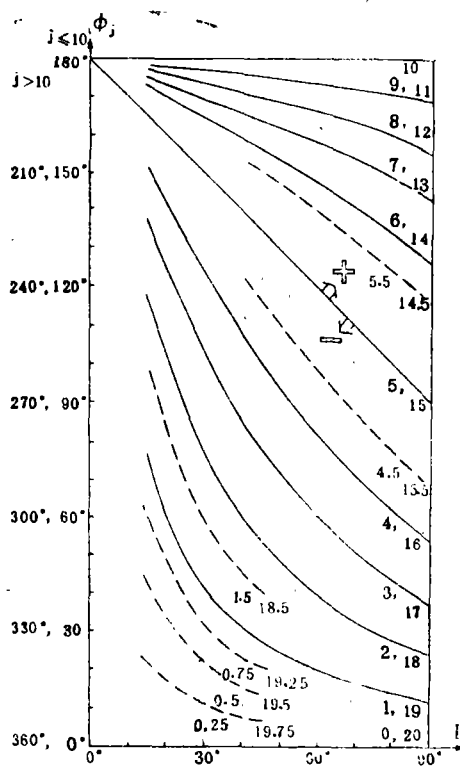


图 4

表 3

| i          | 1    | 1.5  | 2    | 2.5  | 3    | 3.5  | 4    | 4.5  | 5    | 5.5  | 6     | 6.5   | 7     | 7.5   | 8     | 8.5   | 9     |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $r_i$ (厘米) | 0.50 | 0.68 | 0.94 | 1.28 | 1.76 | 2.41 | 3.29 | 4.51 | 6.17 | 8.45 | 11.57 | 15.84 | 21.69 | 29.69 | 40.65 | 55.66 | 7.620 |

$$Z_1(O) = Z_1(O) + \delta Z_1 \cdot K(I) + \frac{\text{ctg } I}{50} \left[ \sum_{+} \bar{Z}(r, \phi, 0) - \sum_{-} \bar{Z}(r, \phi, 0) \right] \quad (27)$$

式中  $Z_1(O) = Z_1(0, 0, 0)$  为量板原点处要计算的垂直磁化的垂直场强;

$Z_1(O) = Z_1(0, 0, 0)$  为量板原点处斜磁化时的垂直场强;

$\delta Z_1 = Z_1(A) - Z_1(B) = Z_1(r_1, \pi, 0) - Z_1(r_1, 0, 0)$  为量板 A、B 两点 (见图 5) 斜磁化时垂直

场强代数差;  $K(I)$  为 (18) 式和图 3 所示的系数;  $\sum \bar{Z}(r, \phi, 0) = \sum_{i=1}^{i=\infty} \sum_{j=5}^{j=15} \bar{Z}_{ij,1}(r, \phi, 0)$

为量板正值区各小扇形内  $Z_1$  平均值之代数和;  $\bar{Z}(r, \phi, 0) = \sum_{i=1}^{i=\infty} \sum_{j=5,20}^{j=0,15} \bar{Z}_{ij,1}(r, \phi, 0)$

为量板负值区各小扇形内  $Z_1$  平均值之代数和。

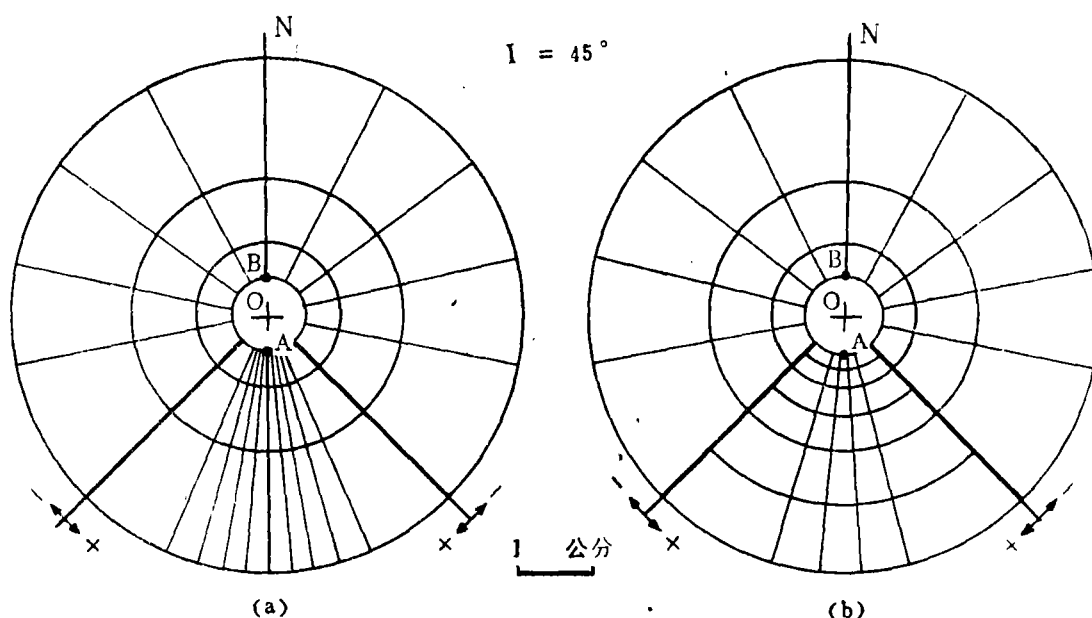


图 5

应用本量板计算时步骤如下:

①根据事先确定的  $I$  值由图 4 和表 3 查出相应的数据, 在透明纸上制作出量板。必要时, 可适当改变一下量板半径和角度的疏密。

②由图3查出 $K(I)$ 值。求得 $\text{ctg} I$ 值。

③将量板放在 $Z_1$ 平面等值线图上,量板的O点对准计算点,量板的ON轴(见图5)对准磁化强度 $J$ 的方位(一般为磁北)。读出 $Z_1(O)$ 、 $Z_1(A)$ 、 $Z_1(B)$ ,分别计算出量板正、负值区内各小扇形 $\bar{Z}_1$ 之代数和。

④将有关数据代入(27)式,计算出 $Z(O)$ 。

⑤将量板移至下一个计算点,重复③、④两步。

## 二、将斜磁化的 $Z$ 转换为垂直磁化的磁位 $U$ 的量板

### 1. 原理和 $-U_1$ 的物理意义

由(6)、(7)、(8)、(9)式可得到垂直磁化时的磁位 $U_1$ 在原点 $O(h=0)$ 的表达式

$$U_1(0,0,0) = \frac{1}{2\pi \sin I} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{Z_1(x,y,0) h' dh'}{[(x + \text{ctg} I \cdot h')^2 + y^2 + h^2]^{3/2}} dx dy$$

引入极坐标  $x = r \cos \phi$ ,  $y = r \sin \phi$ , 积分后得

$$-U_1(0,0,0) = \frac{\sin I}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{Z_1(r, \phi, 0)}{1 + \cos \phi \cos I} dr d\phi \quad \dots\dots\dots (28)$$

用求和近似代替积分

$$\begin{aligned} -U_1(0,0,0) &= \frac{\sin I}{2\pi} \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=0}^{j=n} \bar{Z}_{ij,1}(r, \phi, 0) \iint_{\Delta S_{ij}} \frac{dr d\phi}{1 + \cos \phi \cos I} \\ &= \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{i=\infty} \sum_{j=0}^{j=n} \bar{Z}_{ij,1}(r, \phi, 0) \left[ \text{tg}^{-1} \left\{ \text{tg}(I/2) \text{tg}(\phi/2) \right\} \right]_{\phi_j}^{\phi_{j+1}} \times (r_{i+1} - r_i) \quad \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

式中,  $\bar{Z}_{ij,1}(r, \phi, 0)$  为小面积  $\Delta S_{ij}$  内  $Z_1$  的平均值。

下面讨论一下负磁位函数 $-U_1$ 的物理意义。

如图1所示,取OH轴向上为正 则由(3)式得

$$-U_1 = - \int_v J \frac{\partial}{\partial h} \left( \frac{1}{R} \right) dv \quad \dots\dots\dots (30)$$

体积与磁性体体积 $v$ 相同的质体的重力

$$g = -f \int_v \rho \frac{\partial}{\partial h} \left( \frac{1}{R} \right) dv \quad \dots\dots\dots (31)$$

中,  $\rho$  为质体假设的体密度函数,  $f$  为万有引力常数。设  $J = Q \rho$ ,  $Q$  为一常量,则(30)式变为



$$-U_1 = -Q \int_V \rho \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{1}{R} \right) dv \quad \dots\dots\dots (32)$$

由(31)、(32)式可知

$$-fU_1 = Q \cdot g \quad \dots\dots\dots (33)$$

在CGSM单位制中, 当 $Q=1$ 时,  $J=\rho$ , (33)式变为

$$-fU_1 = g \quad \dots\dots\dots (34)$$

所以, 当假想质体(其几何形状与位置和磁性体相同)体密度 $\rho=J$ 时,  $-fU_1$ 就是假想质体的重力。故可以称 $-fU_1$ 为假重力异常。例如, 一个体积为 $v$ 、磁化强度为 $J=0.05$ CGSM的球体, 其 $-fU_1$ 相当于体密度 $\rho=0.05$ 克/厘米<sup>3</sup>的同一球体的重力。

## 2. 量板的制作和应用

在(29)式中, 令

$$r_0 = 0 \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$r_i = (i - 0.5) \text{ 厘米}, \quad (i > 0.5)$$

$$\text{又令} \quad \text{tg}^{-1} \left[ \text{tg}(l/2) \cdot \text{tg}(\phi/2) \right]_{\phi_j} = 0.05 j \pi, \quad (j = 0, 1, 2, 3, \dots, 20) \quad \dots\dots (36)$$

$$\text{则} \quad \phi_j = 2 \text{tg}^{-1} [\text{ctg}(l/2) \times \text{tg}(0.05 \pi j)], \quad (j = 0, 1, 2, 3, \dots, 20) \quad \dots\dots (37)$$

按(37)式计算出的 $\phi_j$ 如表4和图6所示。须指出的是

$$\phi_j = 2\pi - \phi_{20-j}$$

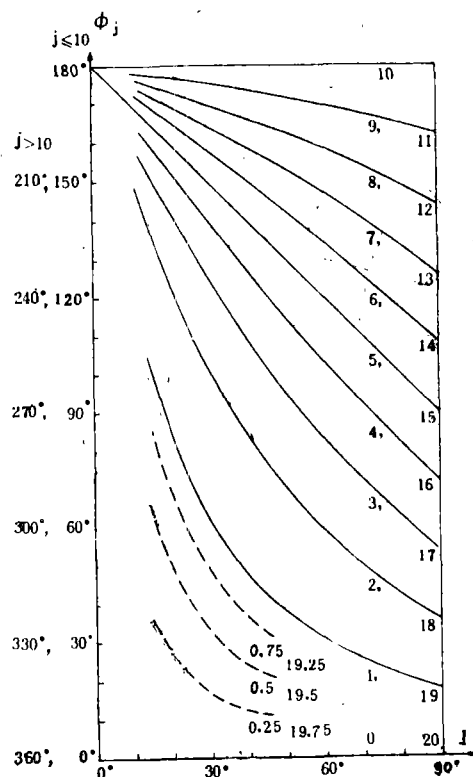


图6

表 4

| $\phi (^{\circ})$<br>I<br>i | 15°   | 30°   | 45°   | 60°   | 75°   | 90°   |
|-----------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 0                           | 0     |       |       |       |       |       |
| 0.25                        | 25.5  | 16.7  | 20.8  |       |       |       |
| 0.5                         | 61.7  | 32.6  | 21.5  |       |       |       |
| 0.75                        | 84.0  | 49.3  | 32.0  |       |       |       |
| 1                           | 100.5 | 61.1  | 41.6  | 30.7  | 23.3  | 18.0  |
| 2                           | 135.9 | 101.1 | 76.2  | 58.7  | 46.9  | 36.0  |
| 3                           | 151.0 | 124.5 | 101.8 | 82.9  | 67.1  | 54.0  |
| 4                           | 159.5 | 139.6 | 120.6 | 103.1 | 86.9  | 72.0  |
| 5                           | 165.0 | 150.0 | 135.0 | 120.0 | 105.0 | 90.0  |
| 6                           | 169.1 | 158.0 | 146.5 | 134.5 | 121.7 | 108.0 |
| 7                           | 172.3 | 164.4 | 156.2 | 147.2 | 137.3 | 126.0 |
| 8                           | 175.1 | 170.0 | 164.7 | 158.7 | 152.0 | 144.0 |
| 9                           | 167.6 | 175.1 | 172.5 | 169.6 | 166.1 | 162.0 |
| 10                          | 180   |       |       |       |       |       |

根据(35)、(37)式制出的量板如图7a所示。将图7a所示量板依(35)、(36)式稍加改变即得图7b所示量板。

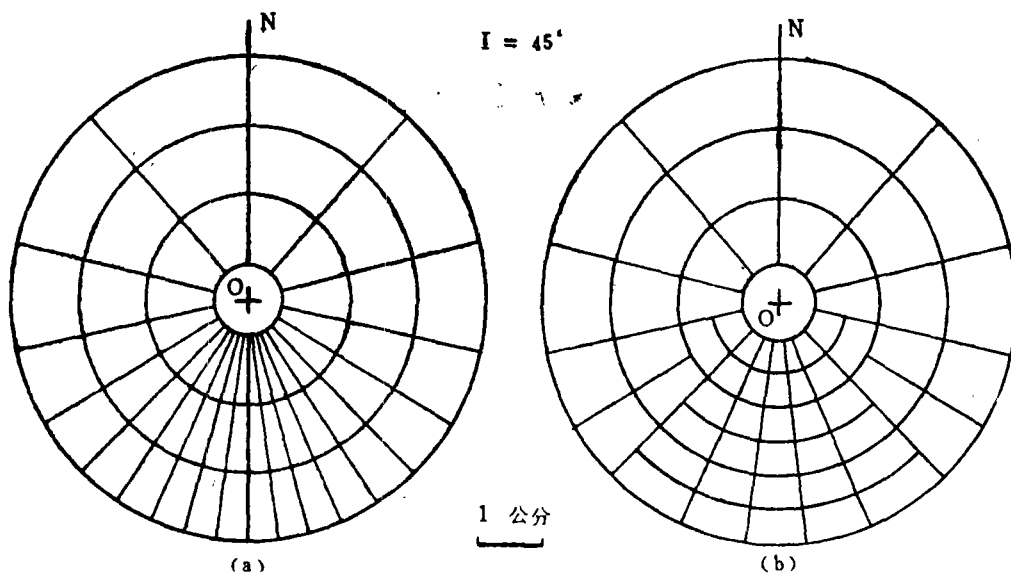


图 7

将(35)、(36)式代入(29)式得

$$-U_1(O) = 0.5 \left[ Z_1(O) + 0.1 \sum_{\substack{j=1 \\ i=0}}^{\substack{j=20 \\ i=\infty}} Z_{ij}, \quad (r, \phi, 0) \right] \quad \dots\dots\dots (38)$$

式中,  $-U_L(O) = -U_L(0,0,0)$ , 为量板原点处要计算的负磁位;  $\bar{Z}_L(O)$  为量板最内圈小圆中  $Z_L$  的平均值;  $\bar{Z}_{jil}(r, \phi, 0)$  为量板由半径为  $r_i$  和  $r_{i+1}$  的圆弧、角度为  $\phi_j$  和  $\phi_{j+1}$  的射线所组成的小扇形内  $Z_L$  的平均值。

应用该量板计算  $-U_L$  的步骤如下:

- ①按事先决定的  $I$  值, 从(35)式和图 6 中求出相应的数据, 在透明纸上绘出量板。
- ②将量板放到斜磁化的  $Z_L$  平面等值线图, 把量板原点对准计算点, 把量板 ON 轴(图 7)对准  $J$  的方位(一般为磁北)。读出量板最里圈小圆中  $Z_L$  的平均值  $\bar{Z}(O)$ , 并求出量板各小扇形内  $Z_L$  平均值之代数和。
- ③将数据代入(38)式进行计算。
- ④将量板原点移至下一点, 重复②, ③两步。

### 三、转换的理论例子和应用

为检验上述两种计算量板的准确度, 对斜磁化球体的  $Z_L$  值进行了转换。

在图 8 上绘出了  $I = 45^\circ$ 、 $J = 0.05 \text{ CGSM}$  的斜磁化球体  $Z$  平面等值线图。在图 9 上绘出了过垂直磁化球体中心磁子午面内的  $Z_L$  和  $-U_L$  理论曲线 ( $J = 0.05 \text{ CGSM}$ )。根据图 8 的数据, 用图 5 和图 7 所示的量板计算出垂直磁化的  $Z_L$  和  $-U_L$  值, 也用圆点和圆圈绘在图 9 上。由图可见, 各点计算精度可达  $Z_L$  极大值的 2%。

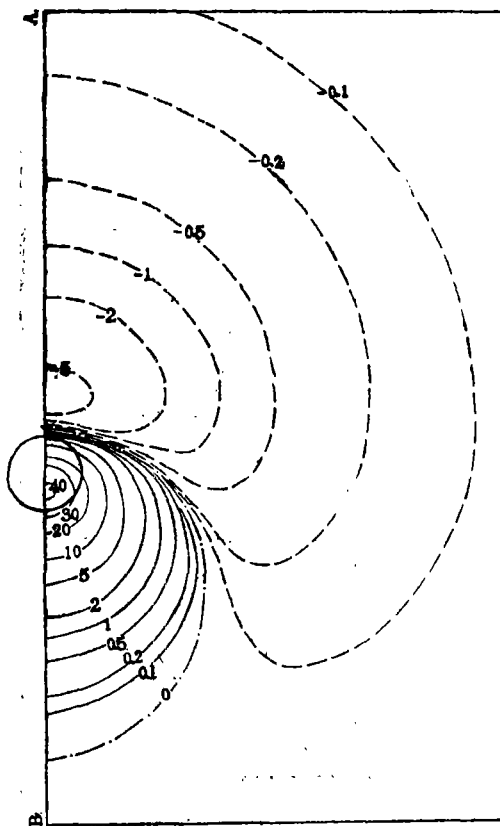


图 8  
(场强单位为  $100\gamma$ )

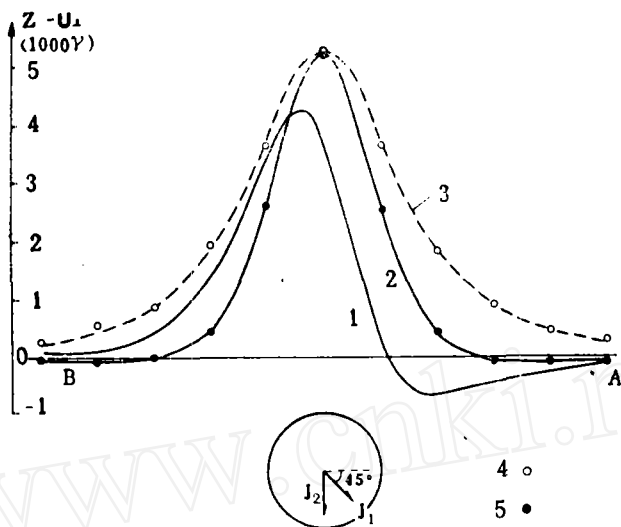


图 9

1— $i=45^\circ$ 时的 $Z$ 理论曲线,  $J_1=0.05\text{CGSM}$ ; 2— $i=90^\circ$ 时的 $Z$ 理论曲线,  $J_2=0.05\text{CGSM}$ ; 3— $-U_1$ 理论曲线,  $I=0.05\text{CGSM}$ ; 4—量板换算后的 $-U_1$ 值; 5—量板换算的 $Z$ 值,  $i=90^\circ$

本文所述两种转换方法, 其应用条件是:

①斜磁化磁性体各处磁化强度的方向要一致(数值可不一致)。

②地形要平坦。否则要先对 $Z_1$ 进行地形改正。

与斜磁化时的 $Z_1$ 相比, 应用垂直磁化时的 $Z_1$ 和 $-U_1$ 进行推断解释, 有如下的优越性:

①斜磁化时, 磁性体的位置与 $Z_1$ 极大值的关系较为复杂。一般磁性体中心部分多在 $Z_1$ 极大值偏北部位下方。而 $Z_1$ 极大值正下方不一定存在磁性体。垂直磁化时, 磁性体浅部主体部位一般就在 $Z_1$ 极大值或 $-U_1$ 极大值下方。

②斜磁化时,  $Z_1$ 与磁性体产状关系较为复杂。垂直磁化时,  $Z_1$ 和 $-U_1$ 水平梯度缓的方向就是磁性体倾斜方向。

③对于走向长度不大的磁性体而言, 当其走向不是南北或东西向时, 斜磁化时的 $Z_1$ 异常走向常常不与磁性体走向符合。而垂直磁化时,  $Z_1$ 或 $-U_1$ 异常的走向与磁性体走向一致。

④垂直磁化时,  $Z_1$ 和 $-U_1$ 的定量反演方法也比斜磁化时的 $Z_1$ 反演方法简便。

$Z_1$ 与 $-U_1$ 相比, 对于左右相邻磁性体的叠加异常, 前者的分辨能力比后者强; 而对于上下磁性体的叠加异常, 下部磁性体在总异常中所占比例, 后者比前者高。或者说,  $Z_1$ 反映浅部磁性体特征的能力比 $-U_1$ 强, 但 $-U_1$ 反映深部磁性体的能力比 $Z_1$ 强。

最后说明一点, 本文所介绍的第一种量板还有一种用途: 在测量平面平坦以及总磁场方向不变或变化不大的情况下, 可将航磁或地面的 $T$ 异常转换为同平面的 $Z$ 异常。