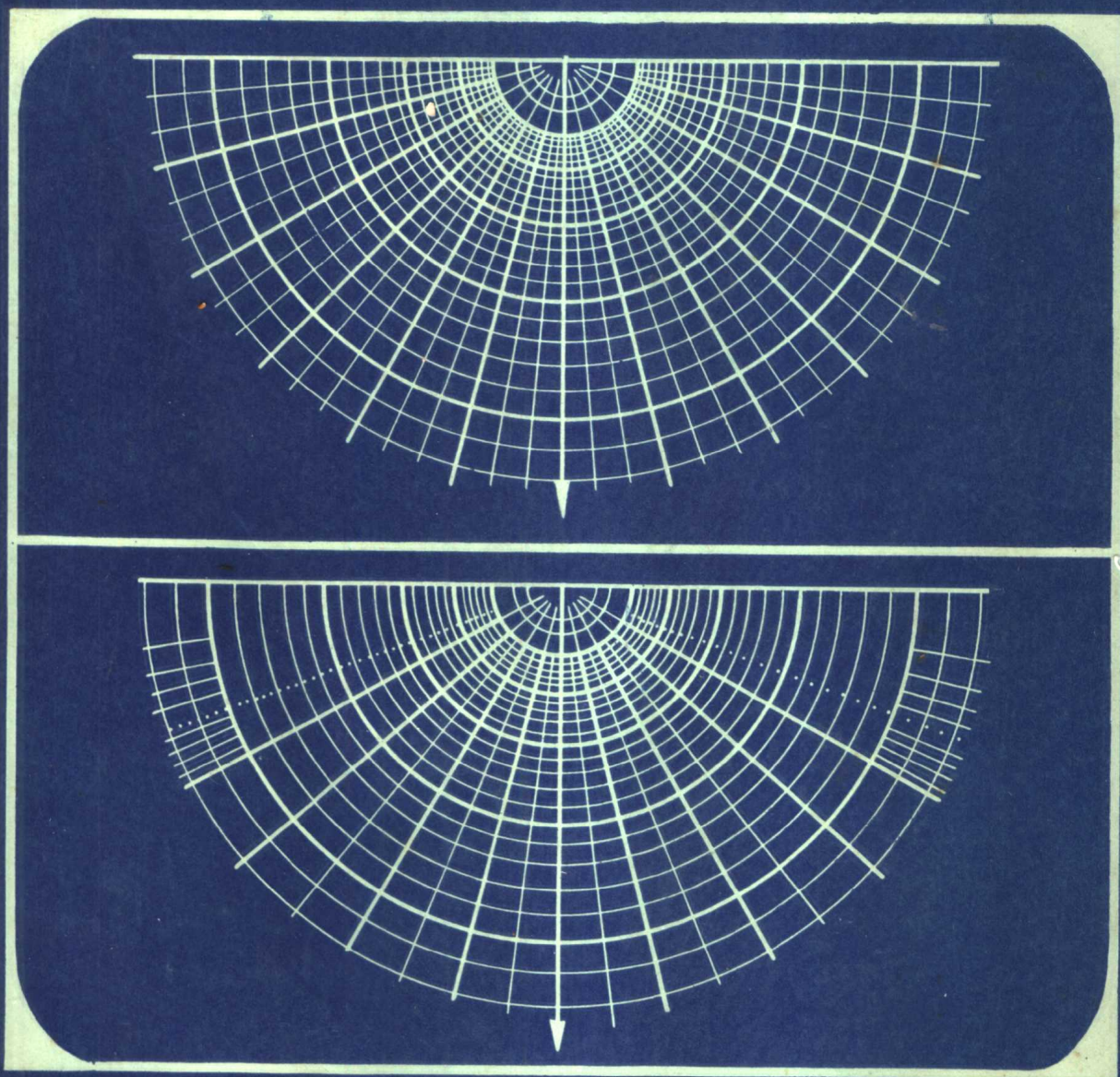


# 重磁量板集

李继林等著



地质出版社

重磁量板集

李继林等著

D631.24-333

# 重 磁 量 板 集

李 继 林 等 著

地 质 出 版 社

## 内 容 提 要

本量板集主要介绍用选择法进行正、反演计算的几种常用重、磁量板,包括似二度量板、“三合一”量板、“三四二”量板以及二度厚板、薄板量板等。这些量板均有各自不同的特点,可以根据野外地质体形状和定量计算的具体要求灵活选用。每一种量板除叙述其原理、制作和使用方法外,大多有计算理论模型的实例及记录计算表格,还有电算结果与之对比,可供应用时参考。

使用这些量板可以计算任意走向长度、任意截面形态、任意磁化方向、任意剖面位置的各种地质体的全平面重、磁异常值,包括计算垂直分量 $Z$ 、水平分量 $H_x$ 、 $H_y$ 以及航磁 $\Delta T$ 和重力 $\Delta g$ 等,是进行重、磁异常推断解释工作的简单、直观、方便、实用的计算工具,并已在实践中进行过检验和运用。

重磁量板集可供地质、冶金、石油等部门的物探队、地质院校师生、地质科研单位有关人员参考或使用。

## 重 磁 量 板 集

李继林 等著

\*

地质矿产部书刊编辑室编辑

责任编辑:唐光后

地质出版社出版

(北京西四)

地质出版社印刷厂印刷

(北京市海淀区学院路29号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

\*

开本:  $787 \times 1092 \frac{1}{16}$  印张: 10 字数: 235,000

1982年12月北京第一版·1982年12月北京第一次印刷

印数1—1,690册·定价1.70元

统一书号: 15038·新818

# 前言

我们在七十年代初期研制了长度有限、截面稳定、均匀磁化体  $Z$ 、 $H$  量板（简称似二度量板）。最近几年又研制了一种重、磁通用乘系数的似二度量板（简称“三四二”量板），以及用二度量板近似计算三度重、磁异常的方法（简称“三合一”量板）。同时研制了和磁法似二度量板相对应的重力  $\Delta g$  似二度量板。对于某些特殊情况的地质体如厚板、薄板等，也尽可能利用已经制作的这几种量板，采用特定的方法，使之能更为方便地加以计算。现将以上几部分内容系统加以汇集整理，供有关单位和野外工作同志参考、检验和应用。希望同志们多多提出改进意见。

似二度量板的优点是比较严格、准确，同时不存在乘系数的麻烦，缺点是需要制作量板的总的数量较多，且使用量板的次数也较多。

“三四二”量板的优点，是使量板的总的数量减少到只用固定的三块标准量板，同时使用量板的次数也减少了，而且计算精度可以调节。缺点是精度比似二度量板要低，乘系数工作量较大。

“三合一”量板的优点是进一步减少了量板，只需用一块量板，而且这块量板正是物探工作者十分熟悉的、应用历史最长的米可夫扇形量板。缺点是乘系数工作量较大，精度比“三四二”量板稍差，有时还要多乘一个角度改正系数。

选用量板的原则，一方面要考虑计算精度的要求；另一方面也要考虑计算的效率。对于计算全平面的重、磁异常，用“三四二”、“三合一”量板比似二度量板更为方便实用；对于计算少量剖面或仅计算中心剖面，则用似二度量板比较简单。使用哪一种量板还与每个同志的习惯和爱好有关。我们认为，在一般情况下，可以先考虑使用“三合一”或“三四二”量板，然后再考虑用似二度量板。当然，对于二度薄板、厚板的计算，采用我们这里介绍的特殊量板是具有简便、快速的明显优点的。

《重磁量板集》是在我所物探室领导的支持和磁法组同志们的帮助下才得以完成的。物探室曾参与过这项工作的有邵孟林、李学圣、李杏林、姜秀明等同志。

熊光楚、王敬尧、李赛林、齐文秀等同志给予了许多指导、支持和帮助。同时，桂林冶金地质学院张秋光、王钟、王玉梅同志，中南矿冶学院程方道同志和冶金部物探公司杨子江等同志曾给予热情的帮助。所有基本数据均由湖南计算技术研究所邹淑珍同志协助完成。大部分量板的理论模型数据由王一文同志协助计算。全部图件由我所绘图组陈正莲等同志描绘。对以上单位的领导和同志们的支持、指导和帮助，特此表示深切的感谢。

限于本人的水平，这本量板集难免有不少的缺点和错误，欢迎同志们批评指正。



# 目 录

|                                                |        |
|------------------------------------------------|--------|
| 一、长度有限、截面稳定、均匀磁化体 $Z$ 、 $H$ 量板 (简称似二度量板) ..... | ( 1 )  |
| 二、“三合一”量板                                      |        |
| ——用二度量板近似计算三度磁异常的方法 .....                      | ( 12 ) |
| 三、“三四二”量板                                      |        |
| ——重、磁通用乘系数的似二度量板 .....                         | ( 26 ) |
| 四、“三四二”与“三合一”量板的简便算法 .....                     | ( 37 ) |
| 五、“三四二”与“三合一”量板的特殊用法 .....                     | ( 41 ) |
| 六、沿走向倾斜柱体的磁异常计算方法 .....                        | ( 47 ) |
| 七、航磁异常的量板算法 .....                              | ( 52 ) |
| 八、二度厚板量板 .....                                 | ( 61 ) |
| 九、计算水平柱体的重力 $\Delta g$ 似二度量板 (简称“七六”量板) .....  | ( 66 ) |
| 十、计算直立柱体的重力 $\Delta g$ 似二度量板 (简称“七八”量板) .....  | ( 72 ) |
| 十一、用“三四二”量板计算重力 $\Delta g$ 异常的方法 .....         | ( 77 ) |
| 十二、沿走向倾斜柱体的重力 $\Delta g$ 异常计算方法 .....          | ( 92 ) |
| 十三、用“三合一”量板近似计算重力 $\Delta g$ 异常的方法 .....       | ( 94 ) |
| 十四、“两合一”量板                                     |        |
| ——二度重力 $\Delta g$ 量板、二度磁法薄板量板的合并 .....         | (100)  |
| 十五、二度薄板等值圆量板 (简称等值圆量板) .....                   | (107)  |
| 结束语 .....                                      | (111)  |
| 参考文献 .....                                     | (112)  |
| 附录一 .....                                      | (113)  |
| 附录二 .....                                      | (131)  |
| 附录三 .....                                      | (137)  |

# 一、长度有限、截面稳定、 均匀磁化体 $Z$ 、 $H$ 量板

(简称似二度量板)

## (一) 基本原理

如图 1—1 所示, 位于  $P(x, y, h)$  点的小体积元  $\Delta V$  受均匀磁化后, 相当于一均匀磁化球体, 其在坐标原点  $O$  所产生的磁场强度垂直分量为:

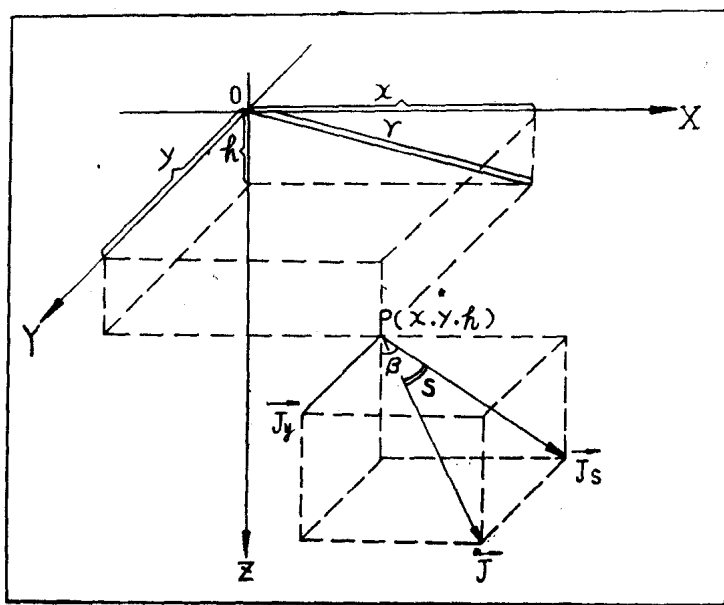


图 1—1

$$\Delta Z = \frac{J_r [(2h^2 - x^2 - y^2) \cos \beta + 3xh \sin \beta] + J_y 3yh}{(x^2 + y^2 + h^2)^{5/2}} \Delta V \quad (1.1)$$

式中  $J_r$  为磁化强度向量  $\vec{J}$  在  $XOZ$  面上的投影值;

$J_y$  为磁化强度向量  $\vec{J}$  在  $Y$  轴上的分量;

$\angle \beta$  为  $\vec{J}_r$  与  $Z$  轴的夹角 (由  $Z$  轴起算, 逆时针旋转为正)。

$J_y = J_r \tan s$   $\angle s$  为  $\vec{J}$  与  $\vec{J}_r$  之间的夹角, 引入柱坐标  $y = y$ ,  $x = r \sin \theta$ ,  $h = r \cos \theta$ 。

当磁化体走向平行于  $Y$  轴, 且走向长度处处皆为从 0 到  $nL$  时, 磁性体在原点  $O$  所产

生的磁场强度垂直分量为:

$$Z = \int_0^{nL} ds \int_s \Delta Z dy = \int_s J_x \left\{ \frac{\cos(2\theta - \beta)}{2r^2} \left[ \frac{3nLr^2}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} + \frac{2n^3L^3}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] \right. \\ \left. + \frac{\cos \beta}{2} \left[ \frac{nL}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] \right\} ds + \int_s J_y \frac{\cos \theta}{r^2} \left[ 1 - \frac{r^3}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] ds \quad (1.2)$$

$$\text{令 } Z^{(1)} = J_x \int_s \frac{\cos(2\theta - \beta)}{2r^2} \left[ \frac{3nLr^2}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} + \frac{2n^3L^3}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] ds \quad (1.3)$$

$$Z^{(2)} = J_x \int_s \frac{\cos \beta}{2} \left[ \frac{nL}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] ds \quad (1.4)$$

$$Z^{(3)} = J_y \int_s \frac{\cos \theta}{r^2} \left[ 1 - \frac{r^3}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] ds \quad (1.5)$$

则  $Z = Z^{(1)} + Z^{(2)} \pm Z^{(3)}$

根据公式 (1.3)、(1.4)、(1.5) 可以制作三个量板, 如图 1—2 所示, 将磁性体截面  $S$  分为许多小扇形  $\Delta S_i$ , 每个小扇形在原点  $O$  所产生的  $\Delta Z_i$  为下列三个积分之和:

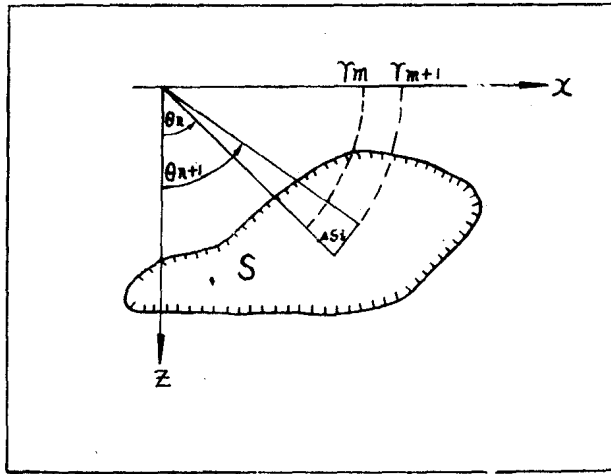


图 1—2

$$\Delta Z_i^{(1)} = J_x \int_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \cos(2\theta - \beta) d\theta \int_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \frac{3}{2r} \left[ \frac{nLr^2}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} + \frac{2n^3L^3}{3(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} \right] dr \\ = [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{J_x}{4} \left[ \frac{-nL}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2}} + \ln \frac{(r^2 + n^2L^2)^{1/2} - nL}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2} + nL} \right]_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (1.6)$$

$$\Delta Z_i^{(2)} = J_x \frac{\cos \beta}{2} \int_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} d\theta \int_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \frac{nL}{(r^2 + n^2L^2)^{3/2}} r dr \\ = \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{J_x}{2} \left[ \frac{-nL}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned}\Delta Z_i^{(3)} &= J_y \int_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \cos \theta d\theta \int_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \left[ \frac{1}{r} - \frac{r^2}{(r^2 + n^2 L^2)^{3/2}} \right] dr \\ &= J_y [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \left[ \frac{r}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r}{r + (r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}}\end{aligned}\quad (1.8)$$

截面 S 内所有小扇形在 O 点产生的磁场强度垂直分量为:

$$Z = \Sigma \Delta Z_i^{(1)} + \Sigma \Delta Z_i^{(2)} \pm \Sigma \Delta Z_i^{(3)}$$

当  $n=1$ , 即积分区间取  $[O, L]$  时, 由公式 (1.6)、(1.7)、(1.8) 得:

$$\Delta Z_j^{(1)} = [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{J_s}{4} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{(r^2 + L^2)^{1/2} - L}{(r^2 + L^2)^{1/2} + L} \right]_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (1.9)$$

$$\Delta Z_j^{(2)} = \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{J_s}{2} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.10)$$

$$\Delta Z_j^{(3)} = J_y [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \left[ \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r}{r + (r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (1.11)$$

$$Z = \Sigma \Delta Z_j^{(1)} + \Sigma \Delta Z_j^{(2)} + \Sigma \Delta Z_j^{(3)}$$

当  $n=-1$ , 且积分区间取  $[-L, O]$  时, 由公式 (1.6)、(1.7)、(1.8) 得:

$$\Delta Z_k^{(1)} = [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{J_s}{4} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{(r^2 + L^2)^{1/2} - L}{(r^2 + L^2)^{1/2} + L} \right]_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (1.12)$$

$$\Delta Z_k^{(2)} = \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{J_s}{2} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.13)$$

$$\Delta Z_k^{(3)} = J_y [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \left[ \frac{-r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} - \ln \frac{r}{r + (r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (1.14)$$

$$Z = \Sigma \Delta Z_k^{(1)} + \Sigma \Delta Z_k^{(2)} + \Sigma \Delta Z_k^{(3)}$$

中心剖面, 积分区间取  $[-L, L]$ , 这等于积分区间  $[-L, 0]$  与  $[0, L]$  之和, 即

$$\Delta Z_{jk}^{(1)} = \Delta Z_j^{(1)} + \Delta Z_k^{(1)} = [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{J_s}{2} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{(r^2 + L^2)^{1/2} - L}{(r^2 + L^2)^{1/2} + L} \right]_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (1.15)$$

$$\Delta Z_{jk}^{(2)} = \Delta Z_j^{(2)} + \Delta Z_k^{(2)} = \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} J_s \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.16)$$

$$\Delta Z_{jk}^{(3)} = \Delta Z_j^{(3)} + \Delta Z_k^{(3)} = 0 \quad (1.17)$$

$$Z = \Sigma \Delta Z_{jk}^{(1)} + \Sigma \Delta Z_{jk}^{(2)}$$

非中心剖面, 即计算剖面是位于磁性体走向两端面之间的横剖面时, 积分区间为  $[-L, nL]$ , 这等于积分区间  $[-L, 0]$  与  $[0, nL]$  之和, 得:

$$\Delta Z_{ik}^{(1)} = \Delta Z_i^{(1)} + \Delta Z_k^{(1)} = [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{J_s}{4} \left\{ - \left[ \frac{L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \frac{nL}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right] \right\}$$



$$+ \ln \frac{[(r^2 + n^2 L^2)^{1/2} - nL][(r^2 + L^2)^{1/2} - L]}{[(r^2 + n^2 L^2)^{1/2} + nL][(r^2 + L^2)^{1/2} + L]} \Bigg\}_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (1.18)$$

$$\Delta Z_{ik}^{(2)} = \Delta Z_i^{(2)} + \Delta Z_k^{(2)} = \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{J_s}{2} \left\{ - \left[ \frac{L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \frac{nL}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right] \right\}_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} \Delta Z_{ik}^{(3)} &= \Delta Z_i^{(3)} + \Delta Z_k^{(3)} \\ &= J_y [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \left\{ \frac{r}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} - \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r + (r^2 + L^2)^{1/2}}{r + (r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right\}_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \end{aligned} \quad (1.20)$$

$$Z = \Sigma \Delta Z_{ik}^{(1)} + \Sigma \Delta Z_{ik}^{(2)} \pm \Sigma \Delta Z_{ik}^{(3)}$$

旁侧横剖面，即计算剖面是位于磁性体走向两端面之外的横剖面时，积分区间为  $[L, nL]$ ，这等于  $[0, nL]$  与  $[0, L]$  两积分区间之差。得：

$$\begin{aligned} \Delta Z_{ij}^{(1)} &= \Delta Z_i^{(1)} - \Delta Z_j^{(1)} = \left[ \sin(2\theta - \beta) \right]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \cdot \frac{J_s}{4} \left\{ \frac{L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} - \frac{nL}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right. \\ &\quad \left. + \ln \frac{[(r^2 + n^2 L^2)^{1/2} - nL][(r^2 + L^2)^{1/2} + L]}{[(r^2 + n^2 L^2)^{1/2} + nL][(r^2 + L^2)^{1/2} - L]} \right\}_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\Delta Z_{ij}^{(2)} = \Delta Z_i^{(2)} - \Delta Z_j^{(2)} = \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{J_s}{2} \left\{ \frac{L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} - \frac{nL}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right\}_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.22)$$

$$\begin{aligned} \Delta Z_{ij}^{(3)} &= \Delta Z_i^{(3)} - \Delta Z_j^{(3)} \\ &= J_y [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \left\{ \frac{r}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} - \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r + (r^2 + L^2)^{1/2}}{r + (r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right\}_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$Z = \Sigma \Delta Z_{ij}^{(1)} + \Sigma \Delta Z_{ij}^{(2)} \pm \Sigma \Delta Z_{ij}^{(3)}$$

对于计算磁场强度沿测线方向的水平分量，公式推导也是类似的。以计算剖面与矿体走向方向某端面重合的端部剖面情况为例，三个相应的公式如下：

$$\Delta H_{ij}^{(1)} = [\sin(2\theta - \beta - 90^\circ)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{J_s}{4} \left\{ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{(r^2 + L^2)^{1/2} - L}{(r^2 + L^2)^{1/2} + L} \right\}_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (1.24)$$

$$\Delta H_{ij}^{(2)} = \sin \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{J_s}{2} \left\{ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} \right\}_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.25)$$

$$\Delta H_{ij}^{(3)} = [\sin(\theta - 90^\circ)]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} J_y \left\{ \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r}{r + (r^2 + L^2)^{1/2}} \right\}_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (1.26)$$

$$H_x = \Sigma \Delta H_{ij}^{(1)} + \Sigma \Delta H_{ij}^{(2)} \pm \Sigma \Delta H_{ij}^{(3)}$$

将式 (1.24)、(1.25)、(1.26) 相应地与式 (1.9)、(1.10)、(1.11) 进行对比后表明，对于第 I 量板，只要转动座标轴  $45^\circ$  角，就可用计算垂直分量的量板计算沿测线方向的水平分量  $H_x$ ，其具体作法和米可夫量板类似。对于第 II 量板，可直接利用计算  $Z$  的第 II 量板数据，无须重新读数，只要将所乘常数  $\cos \beta$  改为  $\sin \beta$  即可。对于第 III 量板，只要转动座标轴  $90^\circ$  角进行读数，就可以用计算  $Z$  的量板计算  $H_x$ 。

现将计算剖面相对于矿体不同位置时，磁场强度沿矿体走向方向的水平分量计算公式

分别整理如下:

端部剖面

$$\Delta H_y^{(1)} = 0 \quad (1.27)$$

$$\Delta H_y^{(2)} = -2J_y[\theta] \frac{\theta_{n+1}^{(2)}}{\theta_n^{(2)}} \frac{1}{2} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.28)$$

$$\Delta H_y^{(3)} = J_y[\sin(\theta - \beta)] \frac{\theta_{n+1}^{(3)}}{\theta_n^{(3)}} \left[ \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r}{r + (r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (1.29)$$

$$H_y = \Sigma \Delta H_y^{(2)} \pm \Sigma \Delta H_y^{(3)}$$

中心剖面

$$\Delta H_y^{(2)} = -2J_y[\theta] \frac{\theta_{n+1}^{(2)}}{\theta_n^{(2)}} \left[ \frac{-L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.30)$$

$$H_y = \Sigma \Delta H_y^{(2)}$$

非中心剖面

$$\Delta H_y^{(1)} = 0 \quad (1.31)$$

$$\Delta H_y^{(2)} = -2J_y[\theta] \frac{\theta_{n+1}^{(2)}}{\theta_n^{(2)}} \frac{1}{2} \left\{ - \left[ \frac{L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \frac{nL}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right] \right\}_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.32)$$

$$\Delta H_y^{(3)} = J_y[\sin(\theta - \beta)] \frac{\theta_{n+1}^{(3)}}{\theta_n^{(3)}} \left[ \frac{r}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} - \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r + (r^2 + L^2)^{1/2}}{r + (r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (1.33)$$

$$H_y = \Sigma \Delta H_y^{(2)} \pm \Sigma \Delta H_y^{(3)}$$

旁侧剖面

$$\Delta H_y^{(1)} = 0 \quad (1.34)$$

$$\Delta H_y^{(2)} = -2J_y[\theta] \frac{\theta_{n+1}^{(2)}}{\theta_n^{(2)}} \frac{1}{2} \left[ \frac{L}{(r^2 + L^2)^{1/2}} - \frac{nL}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (1.35)$$

$$\Delta H_y^{(3)} = J_y[\sin(\theta - \beta)] \frac{\theta_{n+1}^{(3)}}{\theta_n^{(3)}} \left[ \frac{r}{(r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} - \frac{r}{(r^2 + L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r + (r^2 + L^2)^{1/2}}{r + (r^2 + n^2 L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (1.36)$$

$$H_y = \Sigma \Delta H_y^{(2)} \pm \Sigma \Delta H_y^{(3)}$$

我们将同一剖面的计算  $H_y$  分量公式与计算垂直分量  $Z$  的公式对比, 可以看出, 只要利用第Ⅱ、第Ⅲ两种类型量板, 就能计算矿体沿走向方向的水平分量  $H_y$ 。第Ⅱ量板 仍与角度无关, 且不必重新读数, 第Ⅲ量板则要转  $\beta$  角读数。

## (二) 量板制作

现以端部剖面的情况为例, 说明似二度量板的制作原理。

令  $r = KL$ , 则  $K_m^{(1)} = \frac{r_m^{(1)}}{L}$ ,  $K_{m+1}^{(1)} = \frac{r_{m+1}^{(1)}}{L}$ ;

$$K_m^{(2)} = \frac{r_m^{(2)}}{L}, \quad K_{m+1}^{(2)} = \frac{r_{m+1}^{(2)}}{L};$$

$$K_m^{(3)} = \frac{r_m^{(3)}}{L}, \quad K_{m+1}^{(3)} = \frac{r_{m+1}^{(3)}}{L}.$$

则公式 (1.9)、(1.10)、(1.11) 相应地变为

$$\Delta Z_j^{(1)} = J_r [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} \frac{1}{4} \left[ \frac{-1}{\sqrt{K^2+1}} + \ln \frac{\sqrt{K^2+1}-1}{\sqrt{K^2+1}+1} \right]_{K_m^{(1)}}^{K_{m+1}^{(1)}} \quad (1.37)$$

$$\Delta Z_j^{(2)} = J_r \cos \beta [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} \frac{1}{2} \left[ \frac{-1}{\sqrt{K^2+1}} \right]_{K_m^{(2)}}^{K_{m+1}^{(2)}} \quad (1.38)$$

$$\Delta Z_j^{(3)} = J_y [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} \left[ \frac{K}{\sqrt{K^2+1}} + \ln \frac{K}{K + \sqrt{K^2+1}} \right]_{K_m^{(3)}}^{K_{m+1}^{(3)}} \quad (1.39)$$

这就是端部剖面时, 制作三个量板的基本公式。

第 I 量板由公式 (1.37) 我们取

$$J_r = 1000 \times 10^{-6} \text{CGSM}, \quad [\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} = 0.125$$

$$\frac{1}{4} \left[ \frac{-1}{\sqrt{K^2+1}} + \ln \frac{\sqrt{K^2+1}-1}{\sqrt{K^2+1}+1} \right]_{K_m^{(1)}}^{K_{m+1}^{(1)}} = 0.08 \quad \text{则} \quad \Delta Z_j^{(1)} = 1\gamma$$

第 II 量板由公式 (1.38) 取

$$J_r = 1000 \times 10^{-6} \text{CGSM}, \quad [\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} = \frac{\pi}{18} = 0.1745329$$

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{-1}{\sqrt{K^2+1}} \right]_{K_m^{(2)}}^{K_{m+1}^{(2)}} = 0.05729577 \quad \text{则} \quad \frac{\Delta Z_j^{(2)}}{\cos \beta} = 1\gamma$$

第 III 量板由公式 (1.39) 取

$$J_y = 1000 \times 10^{-6} \text{CGSM}, \quad [\sin \theta]_{\theta_n^{(3)}}^{\theta_{n+1}^{(3)}} = 0.125$$

$$\left[ \frac{K}{\sqrt{K^2+1}} + \ln \frac{K}{K + \sqrt{K^2+1}} \right]_{K_m^{(3)}}^{K_{m+1}^{(3)}} = 0.08 \quad \text{则} \quad \Delta Z_j^{(3)} = 1\gamma$$

对于中心剖面、非中心剖面和旁侧剖面的量板制作方法也是类似的。这三个量板的角度值都是这样选取, 即所有第 I 量板都按

$$[\sin(2\theta - \beta)]_{\theta_n^{(1)}}^{\theta_{n+1}^{(1)}} = 0.125 \quad \text{确定;}$$

所有第 II 量板都按

$$[\theta]_{\theta_n^{(2)}}^{\theta_{n+1}^{(2)}} = 0.1745329 \quad \text{确定;}$$

所有第 III 量板都按

$$\frac{\theta_n^{(3)}}{\theta_n^{(1)}} [\sin \theta] = 0.125 \quad \text{确定。}$$

由此可见, 所有第 I 量板的角度值都和二度量板的角度值相同; 所有第 II 量板的角度值都是等角度  $10^\circ$  整; 所有第 III 量板的角度值都是二度量板角度值的两倍, 似二度量板主要是半径值  $r$  系列常变, 而角度值只有这三种。

关于似二度量板  $r$  系列的确定, 虽然都是按公式  $K=r/L$  即  $r=KL$ , 但对于不同的计算剖面  $L$  代表不同的量。只有在计算中心剖面位置时,  $L$  才代表矿体的半走向长。如果以  $F_0(K)$ 、 $\Phi_0(K)$  表示中心剖面第 I、第 II 量板的  $K$  系列, 则根据 (1.15) 和 (1.16) 式可得出公式 (1.40)、(1.41) 即确定中心剖面的  $K$  系列公式为

$$F_0(K) = \frac{1}{2} \left[ \frac{-1}{\sqrt{1+K^2}} + \ln \frac{\sqrt{1+K^2}-1}{\sqrt{1+K^2}+1} \right] \quad (1.40)$$

$$\Phi_0(K) = \frac{-1}{\sqrt{1+K^2}} \quad (1.41)$$

如以  $F_+(K)$  和  $\Phi_+(K)$ 、 $Y_+(K)$  表示确定非中心剖面第 I、第 II、第 III 量板的  $K$  系列, 则根据 (1.18)、(1.19)、(1.20) 可得出公式 (1.42)、(1.43)、(1.44) 即非中心剖面的  $K$  系列公式为:

$$F_+(K) = \frac{1}{4} \left[ - \left( \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}} + \frac{1}{\sqrt{1+K^2}} \right) + \ln \frac{(\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}-1)(\sqrt{1+K^2}-1)}{(\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}+1)(\sqrt{1+K^2}+1)} \right] \quad (1.42)$$

$$\Phi_+(K) = \frac{1}{2} \left[ - \left( \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}} + \frac{1}{\sqrt{1+K^2}} \right) \right] \quad (1.43)$$

$$Y_+(K) = \left[ \frac{K}{\sqrt{K^2+n^2}} - \frac{K}{\sqrt{1+K^2}} + \ln \frac{K+\sqrt{1+K^2}}{K+\sqrt{K^2+n^2}} \right] \quad (1.44)$$

如以  $F_-(K)$  和  $\Phi_-(K)$  和  $Y_-(K)$  表示旁侧剖面第 I、第 II、第 III 量板的  $K$  系列, 则根据公式 (1.21)、(1.22)、(1.23) 可得出公式 (1.45)、(1.46), 即旁侧剖面的  $K$  系列公式为:

$$F_-(K) = \frac{1}{4} \left[ \left( \frac{1}{\sqrt{1+K^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}} \right) + \ln \frac{(\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}-1)(\sqrt{1+K^2}+1)}{(\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}+1)(\sqrt{1+K^2}-1)} \right] \quad (1.45)$$

$$\Phi_-(K) = \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{1+K^2}} - \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{K}{n}\right)^2}} \right] \quad (1.46)$$

$Y_-(K)$  与非中心剖面第 III 量板的公式  $Y_+(K)$  相同

$$\Delta F_i(K) = F_i(K_m^{(1)}) - F_i(K_m^{(1)})$$

$$\Delta \Phi_i(K) = \Phi_i(K_m^{(2)}) - \Phi_i(K_m^{(2)})$$

$$\Delta Y_i(K) = Y_i(K_m^{(3)}) - Y_i(K_m^{(3)})$$

对于中心剖面,  $i$  代表符号 0;

对于非中心剖面,  $i$  代表符号 +;

对于旁侧剖面,  $i$  代表符号 -;

附录一中给出了  $K$  与  $F_i(K)$  和与  $\Phi_i(K)$ 、 $Y_i(K)$  的关系曲线图。

我们总是按下列公式求取  $K$  系列值的:

$$\Delta F_i(K) = 0.08, \Delta \Phi_i(K) = 0.05729577, \Delta Y_i(K) = 0.08$$

可以用作图法从图上截取我们需要的  $K$  系列, 或用电算直接算出相应的  $K$  系列。

旁侧剖面第 II 量板的  $K$  系列曲线有极值, 说明这种情况的第 II 量板读数有正、负之分, 不难证明, 其极值点为:

$$K = \sqrt{\frac{n^{4/3} - 1}{1 - n^{-2/3}}}$$

对于非中心剖面、旁侧剖面第 III 量板的半径值公式 (1.20), 如果我们使  $n$  变得足够大, 则可以得到只有单独一个端面的情况下, 距该端面有一定距离时的第 III 量板半径值公式为:

$$Y_{Ln}(r) = - \left[ \frac{r}{\sqrt{r^2 + L^2}} - \ln(r + \sqrt{r^2 + L^2}) \right]$$

$$\text{即 } Y_{Ln}(K) = \frac{-K}{\sqrt{K^2 + 1}} + \ln(K + \sqrt{K^2 + 1})$$

再设  $L=0$ , 就可以得到在只有单独一个端面的情况下, 且观测剖面正好位于该端面上方时, 第 III 量板的半径值公式为:

$$Y_{L0}(K) = \ln \frac{1}{r}$$

由于似二度量板需要用的量板数量较多, 主要是半径值经常变化, 故可按附录一的三种角度值描绘、晒制角度放射线蓝图, 再在蓝图上绘半径制作量板。图1—3为似二度量板示意图。

### (三) 量板使用

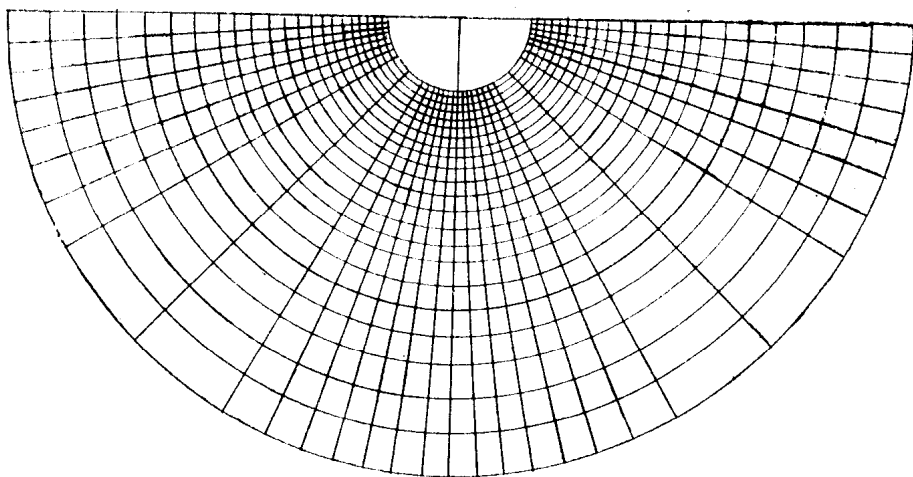
#### 1. 中心剖面

不论矿体是垂直磁化还是倾斜磁化, 只用 I、II 两个量板。量板的半径值, 须根据矿体沿走向实际长度、作图比例尺两个因素来确定。第 I 量板的半径值  $r_m^{(1)} = LK_m^{(1)}$ ; 第 II 量板的半径值  $r_m^{(2)} = LK_m^{(2)}$ ,  $L = L'/M$ ,  $L'$  为矿体实际半走向长度; 作图比例尺为  $1:M$ 。设矿体沿走向实际长度 ( $2L'$ ) 为 100 米, 作图比例尺为  $1:1000$ , 则  $L=5$  (厘米)。用 5 通乘附录一的中心剖面第 I、第 II 量板  $K$  系列表, 即可绘制量板。第 I 量板的用法与米可夫扇形量板相同,  $\beta \neq 0$  时, 须转  $\beta/2$  角, 读数有正、负之分。第 II 量板只要使计算点与量板原点重合, 与角度无关, 读数全为正值。计算公式为:

$$Z = (n_1 + n_2 \cos \beta) \frac{J_s}{1000}$$

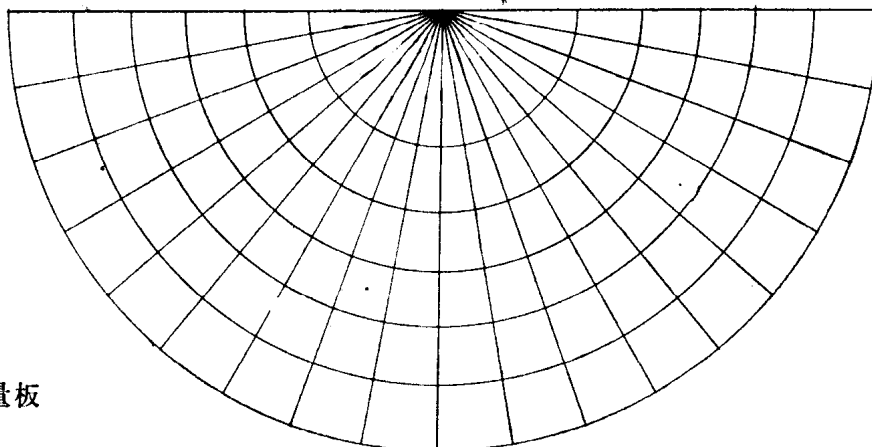
式中  $J_s$  以  $10^{-6}$  CGSM 为单位,  $n_1$ 、 $n_2$  分别为中心剖面时 I、II 量板的读数。

第 I 量板

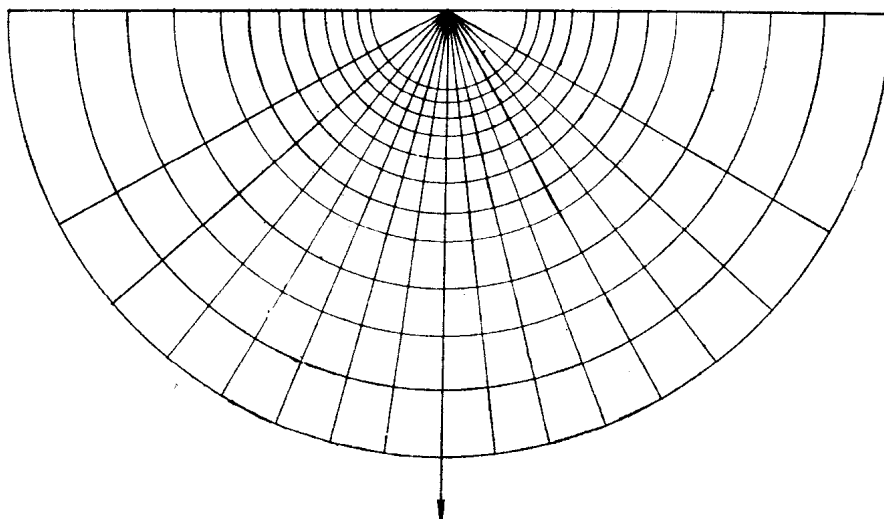


第 II 量板(角度值为 $10^\circ$ 整)

乙



第 III 量板



乙

图 1-3 似二度量板示意图



## 2. 端部剖面

若  $J_y=0$ , 只用中心剖面的 I、II 两个量板, 但计算结果应除 2。

若  $J_y \neq 0$ , 除用中心剖面 I、II 量板外, 还要用第 III 量板, 第 III 量板半径值  $r_m^{(s)} = LK_m^{(s)}$ 。端部剖面时的  $L$  系指矿体全走向长。端部剖面第 III 量板的  $K$  系列见附录一。

计算垂直分量用第 III 量板时, 使量板原点与透明纸上计算点重合, 并使量板的垂直轴与计算点处所作铅垂线重合即可读数。

端部剖面计算结果用公式:

$$Z = \frac{1}{2}(n_1 + n_2 \cos \beta) \frac{J_x}{1000} \pm n_3 \frac{J_y}{1000}$$

我们规定, 第 III 量板下半平面读数为正, 上半平面读数为负; 当近端面带正磁荷时,  $n_3$  前边的符号取负号, 反之则取正号。

## 3. 非中心剖面

若  $J_y=0$ , 只用 I、II 两个和值量板, 用法与中心剖面相同。

若  $J_y \neq 0$ , 除用 I、II 两个和值量板外, 还要用和差量板 III。

这时三个量板的半径值的确定, 除考虑上述两个因素外, 还决定于计算剖面距矿体走向近端面的水平距  $L$ , 距远端面的水平距  $nL$ 。应注意, 这时  $L$  已不代表矿体的半走向长了。不同  $n$  值的和值量板 I、II 与和差量板 III 的  $K$  系列表请见附录一。

非中心剖面计算结果用公式:

$$Z = (n_{+1} + n_{+2} \cos \beta) \frac{J_x}{1000} \pm n_3 \frac{J_y}{1000}$$

式中  $n_{+1}$ 、 $n_{+2}$ 、 $n_3$  分别为和值量板 I、II 与和差量板 III 的读数;  $J_x$ 、 $J_y$  均以  $10^{-6}$ CGSM 为单位。

## 4. 旁侧剖面

若  $J_y=0$ , 只用 I、II 两个差值量板, 但这时差值量板 II 的读数有正、负之分。附录一的差值量板 II 的  $K$  系列中, 顺序号为 0 的  $K$  值是正负区间的分界线, 顺序号为正的  $K$  值所确定的量板区间读数为正, 反之读数为负。

若  $J_y \neq 0$ , 除用 I、II 两个差值量板外, 还要用和差量板 III, 不同  $n$  值时的差值量板  $K$  系列可从附录一中查得。

旁侧剖面的计算公式为:

$$Z = \frac{1}{2}(n_{-1} + n_{-2} \cos \beta) \frac{J_x}{1000} \pm n_3 \frac{J_y}{1000}$$

式中  $n_{-1}$ 、 $n_{-2}$  为差值量板 I、II 的读数, 如果附录一中差值量板放稀到原来的一倍, 则计算结果不用除 2。

## 小 结

似二度量板的应用条件是要求均匀磁化和截面稳定。截面稳定是指垂直其走向的任何剖面上, 磁性体的截面形状都相同。应用似二度量板进行计算的磁性体, 下列几个条件可以是任意的:

1. 走向长度可以是任意的;
2. 截面形状可以是任意的;
3. 磁化方向可以是任意的;
4. 地形起伏可以是任意的;
5. 走向倾角可以是任意的;
6. 剖面位置可以是任意的。

同时对于  $Z$ 、 $H_x$ 、 $H_y$ 、 $\Delta T$  均可进行计算。由此可见, 应用较为广泛。

似二度量板提供了一种计算均匀磁化、全平面三度磁异常的手算方法, 有助于我们对野外磁异常进行正确地分析、认识和评价。但似二度量板也存在一个缺点, 就是需要用的量板次数以及总的量板数量都较多。随后介绍的“三四二”、“三合一”量板就是为了克服上述缺点而研制的, 读者可以根据野外具体情况灵活选用。

## 二、“三合一”量板

### —用二度量板近似计算三度磁异常的方法

1972年,我们发表了长度有限、截面稳定、均匀磁化体 $Z$ 、 $H$ 量板,这种量板所用量板数多,而且量板制作起来也较为麻烦。这里我们再介绍一种“三合一”量板,它是利用大家熟悉的二度量板(即米可夫扇形量板)稍作补充,并配合用一个改正系数计算尺来进行全平面的磁异常计算。

#### (一) “三合一”量板的基本原理

由1972年介绍的 $Z$ 、 $H$ 量板可知,长度有限( $nL$ )、截面稳定的均匀磁化体,其端部剖面上某一点处所产生的磁场强度为: $Z = \sum \Delta Z_i^{(1)} + \sum \Delta Z_i^{(2)} \pm \sum \Delta Z_i^{(3)} = Z_1 + Z_2 \pm Z_3$ ,  $\Delta Z_i^{(1)}$ 、 $\Delta Z_i^{(2)}$ 、 $\Delta Z_i^{(3)}$ 分别为将截面 $S$ 分为许多小扇形 $\Delta S_i$ 在点产生的磁场强度:

$$\Delta Z_i^{(1)} = [\sin(2\theta - \beta)] \frac{J_z}{\theta_n^{(1)}} \left[ \frac{-nL}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2}} + \ln \frac{(r^2 + n^2L^2)^{1/2} - nL}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2} + nL} \right]_{r_m^{(1)}}^{r_{m+1}^{(1)}} \quad (2.1)$$

$$\Delta Z_i^{(2)} = \cos\beta [\theta] \frac{J_z}{\theta_n^{(2)}} \left[ \frac{-nL}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(2)}}^{r_{m+1}^{(2)}} \quad (2.2)$$

$$\Delta Z_i^{(3)} = J_z [\sin\theta] \frac{\theta_n^{(3)}}{\theta_n^{(3)}} \left[ \frac{r}{(r^2 + n^2L^2)^{1/2}} + \ln \frac{r}{r + (r^2 + n^2L^2)^{1/2}} \right]_{r_m^{(3)}}^{r_{m+1}^{(3)}} \quad (2.3)$$

其中  $J_z$  为磁化强度向量  $\vec{J}$  在  $XOZ$  面上的投影;

$J_y$  为磁化强度  $\vec{J}$  在  $Y$  轴上的分量;

$J_y = J_z \tan S$ ,  $\angle S$  为  $\vec{J}$  与  $\vec{J}_z$  之间的夹角;

$\angle \beta$  为  $\vec{J}_z$  与  $Z$  轴夹角;

$r$ 、 $\theta$  分别为所划扇形的边和角度值。

以上(2.1)、(2.2)、(2.3)三式提供了制作三块扇形量板的基本公式。但实际上并不需要做三块量板,而只要用一块“三合一”量板进行三次读数即可。下面讨论这个问题:

1. 第一次读数——相当于按公式2.1制作的量板的读数  $n_1$  (第I量板读数)

我们知道一般的二度量板(米可夫量板)计算公式为:

$$Z_\infty = J_z \Delta \sin(2\theta - \beta) \Delta \ln r$$

对(2.1)式取  $K = r/L$ , 并按中心剖面进行计算, 可得:

$$Z_1 = J_z \Delta \sin(2\theta - \beta) \cdot \Delta F_0(K)$$