地信网
WWW.3S001.COM

序

“磁异常三角形解释系”是一个利用简便方法解释复杂异常的方法系统。

该系统来源于实践。早在1975年，该系统作者在野外实践中遇到一个较为复杂的磁异常需要解释并提交验证。需要解释的异常剖面上，仅峰值区残存有单体异常的明显特征，其余部分干扰严重，加之正常场亦未选准，未找到合适的解释方法。在此情况下，强烈地促使他去研究非完整异常求解问题，以建立一种适用于仅有峰值区异常曲线的解释方法，起先，找到了有关无限延深薄板的“拐点-极值分合比解释法”，即是根据极大值点，两翼拐点之间的坐标间距，去求解磁化特征角、深度参数、磁矩参数的解释方法。这种方法仅需峰值区异常曲线即可全面解释异常。但是，由于拐点在呈线性变化的梯度区内难以确定，因此，不确定性是这种方法的最大弊端。克服弊端的愿望导致了以线代点的设想。这一设想使极值切线及其两翼拐点切线构成了Δ——特征三角形。至此，后来简称为“T法”的“特征三角形解释法”也就诞生了。“T法”对于寻找曹家坝大型钨矿、三合圩锡-多金属矿等深埋于地下的盲矿起了卓著的作用。

以无限延深薄板磁异常的“T法”为起点，通过展开，找到了利用整条曲线的“大三角形”，建立了“整幅三角形解释法”（即Z法）；找到了借用正常场的“中三角形”，建立了“分幅三角形解释法”（即F法）。通过进一步的类比、推导、逐步建立了无限长水平柱、球等简单几何体磁异常的“T法”、“F法”及“Z法”。而对叠加异常的研究，又建立了利用异常负值部分的“谷域三角形解释法”（即Y法）。

“磁异常三角形解释系”旺盛的生命力，来自于与计算机技术的紧密结合。首先，由于该系统中所有方法均可反演出正问题的一切必要参数，且可以给定理论原点、正常场、极大值等参数。因此，既利于理论异常与给定异常之间的作图对比，更利于对剩余异常加以研究。该系统由于在PC-1501袖珍机中开发了包括具有“自动反演”、“三元反演”，“分解反演”、“迭代反演”、“滤波反演”、“微商反演”、“连续反演”、“蓄蓄反演”、“觅踪反演”等功能的软件包，能得心应手地处理多种叠加异常，包括处理一些难度很大的叠加异常。由于等效作用的缘故，当异常体相距太近时，其叠加异常是无法分解的。异常体作水平叠加时，其间距等于埋深时，曾被视为极限间距。对于极限间距产生的叠加异常，该系统仍可通过“屏障分解”、“迭代反演”等技术措施，对该类异常轻易地加以分解，并给出理想的解释结果。

可见，“磁异常三角形解释系”是源于实践，并在实践中不断探索、不断攻克疑难问题而逐步发展起来的。该系统由于和袖珍机技术的结合，获得了旺盛的生命力。该系统适用于野外工作者。相信该系统将为提高野外队对磁异常的解释能力，提高物探的地质效果作出贡献。

熊光楚

1988年6月

地信网
WWW.3S001.COM

目　录

绪言 …… (1)
第一章　方法基础 …… (3)
第一节　磁化特征角的三分角反正切公式 …… (3)
一、异常三元 …… (3)
二、三元系反演通式 …… (3)
三、四种三角形解释法 …… (4)
四、三分角反正切公式 …… (5)
第二节　单体异常反演的数学依据 …… (6)
一、无限延深薄板 …… (6)
二、有限延深薄板 …… (12)
三、无限延深厚板 …… (17)
四、无限长水平柱 …… (20)
五、球 …… (25)
第三节　叠加异常分解与迭代反演 …… (31)
一、三元映射 …… (32)
二、模式识别 …… (32)
三、屏障分解 …… (47)
四、三元迭代 …… (49)
第二章　三元系列线图法 …… (55)
第一节　三元簇 …… (55)
一、单元参数 …… (55)
二、双元参数 …… (55)
三、复元参数 …… (55)
第二节　函系数 …… (56)
一、函系数集 …… (56)
二、函系数的前置条件 …… (56)
三、函系数的归一性与专属性 …… (57)
第三节　列线图 …… (58)
一、参数列线图 …… (58)
二、函系数列线图 …… (62)
三、用法导引 …… (76)
第三章　三元系袖珍机程序析 …… (79)
第一节　PC-1501磁异常九功能程序包 …… (79)
一、程序功能 …… (79)
二、程序说明 …… (79)
三、用法导引 …… (84)

四、要点浅析 …… (96)
第二节 PB-700袖珍机蓓蕾图 …… (100)
一、程序设计要点 …… (100)
二、用法导引 …… (101)
三、变量说明 …… (102)
第四章 叠加异常的程序反演 …… (103)
第一节 叠加异常的分解反演 …… (103)
一、垂直分解 …… (103)
二、斜列分解 …… (108)
三、水平分解 …… (108)
第二节 叠加异常的迭代反演 …… (113)
第三节 二度有限板异常的分解反演 …… (120)
一、倾斜有限板异常的分解反演 …… (120)
二、水平有限板异常的分解反演 …… (123)
第四节 无限延深厚板异常的“微商反演” …… (124)
第五节 复合叠加异常分解反演 …… (125)
第五章 方法精度 …… (129)
第一节 反演精度 …… (129)
一、点距与精度 …… (129)
二、点位与精度 …… (133)
三、方法与精度 …… (135)
第二节 公式精度 …… (138)
一、无限延深薄板异常三分角公式 …… (138)
二、无限长水平柱异常三分角公式 …… (140)
三、球体异常三分角公式 …… (141)
第六章 解释实例 …… (143)
第一节 找矿应用 …… (143)
一、曹家坝磁异常 …… (143)
二、三合圩磁异常 …… (145)
第二节 矿量预测与矿外找矿 …… (146)
一、拟合试算 …… (146)
二、矿量预测 …… (147)
三、矿外找矿 …… (152)
第三节 类磁解释 …… (155)
一、低频复电阻率异常的类磁解释 …… (155)
二、电磁枪异常的类磁解释 …… (163)
附录 薄板异常函数系列线图 …… (166)
参考文献 …… (214)
后记 …… (215)
三元系物理量一览表 …… (216)
英文摘要 …… (219)

CONTENT

Preface 1

Chapter 1 The basis of method 3

Section 1 Arctangent formula for triangulable magnetic diagnostic angle 3

1) Anomalous three elements 3

2) General inversion formula for three element system 3

3) Four kinds of triangular interpretation methods 4

4) Triangulable arctangent formula 5

Section 2 Inversion mathematical basis for a single body anomaly 6

1) A thin plate with infinite extension in depth 6

2) A thin plate with finite extension in depth 12

3) A thick plate with infinite extension in depth 17

4) A horizontal cylinder with infinite extension 20

5) A sphere 25

Section 3 Reduction of superposed anomalies and their iterative inversion 31

1) Three element mapping 32

2) Model identification 32

3) Screening resolution 47

4) Three element iteration 49

Chapter 2 Nomographic method of three element system 55

Section 1 Three element group 55

1) Single element parameter 55

2) Dual element parameter 55

3) Compound element parameter 55

Section 2 Function coefficient 56

1) Function coefficient set 56

2) Pre-condition of function coefficient 56

3) Normalization and specialization of function coefficient 57

Section 3 Nomograph 58

1) Nomograph of parameter 58

2) Nomograph of function coefficient 63

3) Introduction of usage 76

Chapter 3 Pocket-size computer programme of three element system 79

Section 1 Nine functions programme package of PC-1501 for

magnetic anomalies……79
1) Function of programme……79
2) Explonation of programme……79
3) Introduction of usage……84
4) Analysis of key point……96
Section 2 Bud diagram of PB-700 pocket-size computer……100
1) Key points of programme design……100
2) Introduction of usage……101
3) Explonation of parameters……102
Chapter 4 Program inversion of superposed anomalies……103
Section 1 Separated inversion of supersoped anomalies……103
1) Vertical separation……103
2) Inclined separation……108
3) Horizontal separation……108
Section 2 Iterative inversion of superposed anomalies……113
Section 3 Separated inversion of two-dimensional finite plate anomaly……120
1) Inclined finite plate anomaly……120
2) Horizontal finite plate anomaly……123
Section 4 Differential inversion of a thick plate with infinite extension in depth……124
Section 5 Separated inversion of complex superposed anomalies……125
Chapter 5 Accuracy of the method……129
Section 1 Accuracy of inversion……129
1) Station distance and accuracy……129
2) Station locality and accuracy……133
3) Method and accuracy……135
Section 2 Accuracy of formula……138
1) Triangular formula of the anomaly of a thin plate with infinite extension in depth……138
2) Triangular formula of a infinite horizontal cylinder anomaly……140
3) Triangular formula of a sphere anomaly……141
Chapter 6 Case histories of interpretation……143
Section 1 Prospecting application……143
1) Cao Jiaba magnetic anomaly……143
2) San Heyi magnetic anomaly……145
Section 2 Ore reserve estimation and further prospecting……146
1) Simulated calculation……146
2) Ore reserve estimation……147
3) Further prospecting……152
Section 3 Magnetic-like interpretation……155

1) Magnetic-like interpretation of low frequency complex resistivity anomaly····· 155
2) Magnetic-like interpretation of EM gun anomaly····· 163
Appendix: Nomograph of function coefficient for plate anomaly····· 166
References····· 214
Beckword····· 215
Table of physical parameters of three element system····· 216
English abstract····· 219

绪　言

“磁异常三角形解释系”亦称“三元系”。三元系是依据局部异常曲线全面解释异常、多方位分解反演复杂异常的系统；是通过图形最简变换去实现异常反演目的的方法系统。

当前，磁异常理论研究虽较深入，简单异常的解释方法亦颇多。但是，实践中最常见的叠加异常、部分曲线遭到干扰的异常等复杂异常，尚无实用而简便的方法。因此，以切实解决野外实际问题为宗旨，建立既适用于简单异常，亦适用于复杂异常的解释系统，乃具有重要的现实意义。

三元系萌生于1975年，成熟于80年代。经历了不长的发展过程。由于和计算机技术紧密结合，在系统建立完成之后，已开始了向智能化方向的起步。当前，三元系与已有的剖面解释方法相比，重要的进展在以下五个方面：

一、系统地建立了适用于任意磁化特征、产状、任意简单几何形体异常的四种三角形解释方法。这四种方法可分别对同一异常的不同部位的片断曲线进行解释，均能提供准确的解释结果。因此，在单体异常遭到干扰或叠加时，区别情况恰当地选用一种三角形解释方法，在一定程度上能起到回避局部干扰、克服深源叠加影响的作用。因此，三元系首先是为非完整异常曲线建立的解释系统。

二、为解释复杂的叠加异常，系统地确立了“模式识别”、“屏障分解”、“迭代反演”等反演技术。对多种难以识别叠加程度很深的复杂异常，包括曾被雅诺夫斯基〔苏〕等权威视为极限的叠加异常，亦能成功地分解反演。所以，三元系是为复杂异常建立的解释系统。

三、在初步形成“三元映射”理论的前提下，本方法找到了分解反演由二度体、似二度体、三度体混合叠加而成的“复合叠加异常”的有效途径。

四、为直接解释任意磁化特征、产状的有限延深薄板，无限延深厚板体异常，配置了“蓓蕾识别”，“顶宽识别”等列线图，建立了能分别提供包括薄板下延长度、厚板上顶宽度等参数的“三元系列线图法”。

五、三元系中所有基本方法，均适宜引入计算机。在SHARP产PC-1501等袖珍机上开发了“三元系九功能解释软件包”。软件包除能迅速而简便地实现“三元反演”、“自动反演”、“连续反演”、“微商反演”，解释各类单体异常、叠加异常（包括复合叠加异常）及长剖面外，并已实现了包括球、柱在内的薄板类异常的“觅踪反演”（初级智能反演）。

磁异常三元系的形成是对磁异常解释难题研究的过程中方法反馈的结果。通过数年来的理论研究与实践，它已逐步地发展成为自行封闭的解释系统。并为区分异常类别，设计了异常的“模式识别”技术，无论是二度体、三度体、似二度体异常，均可通过三元系模式识别，给出判别异常体的下延、顶宽等特征参数，以便较为客观地采用相应类型的异常解释方案。

三元系采用模糊数学思想，选定所有单体Z_a异常为论域，视异常体走向长度与埋深之

间的比值关系，参照相应的异常平面参数进行逐步聚类，将异常分为三类。每类异常视其异常体的下延情况又各分为三个亚类，共分九个亚类。分类情况见下表。

异常类别 \ 亚类	球、柱亚类 $(\frac{l}{h}\leqslant 0.375)$	有限延深板、柱亚类 $(0.375\leqslant\frac{l}{h}\leqslant 3)$	无限延深板、柱亚类 $(\frac{l}{h}\geqslant 3)$
二度异常 $(\frac{L}{h}\geqslant 3)$	1. 无限长水平柱异常	4. 无限长有限延深板异常	7. 无限延深板异常
似二度异常 $(0.375<\frac{L}{h}<3)$	2. 有限长水平柱异常	5. 有限长有限延深板异常	8. 有限长无限延深板异常
三度异常 $(\frac{L}{h}\leqslant 0.375)$	3. 球体异常	6. 有限延深倾斜柱异常	9. 无限延深倾斜柱异常

对于表内九亚类异常，三元系均给出了相应的解释方法。其中1、3、7亚类给出了公式法及列线图法；2、4、5、6、8及9亚类给出了列线图法，九亚类异常均系统地配置出了相应的程序解释法。

三元系中的任一种解释方法，均可给出绘制正演理论曲线的一切必要参数。因此，三元系中有关方法的解释结果，均直观地接受了曲线对比的检验。

三元系的研究过程是不断使用、验证和提高的过程。研究初期建立的特征三角形解释法，为寻找盲矿发挥了重要的作用。在曹家坝、三合圩磁异常查证时，对发现深埋在100m以下的钨锡多金属矿取得了显著的效果；中期建立的整幅三角形解释法等，在对低频复电阻率仪实验结果进行类磁解释时，也获得了良好的使用效果；后期建立了谷域三角形解释法及“迭代反演”等技术，对塌岩山磁异常的再解释结果，提出了进一步查证剩余盲矿的初步论证。

第一章 方 法 基 础

磁异常三角形解释系是将磁异常剖面曲线通过图形变换达到反演目的的方法，它立足于有关磁场的基本理论。

建立磁异常剖面曲线的有关三角形，通过几何图形的转换，借以实现函数简化、参数筛选，是三元系的数学物理基础。

通过单体异常的系统研究，分别建立适用于单体异常不同部位的多种解释方法，并辅以“屏障分解”、“模式识别”、“三元迭代”等反演技术，对叠加异常实现有效的分解反演，进而获得可靠的解释结果，是三元系方法之精髓。

第一节 磁化特征角的三分角反正切公式

先求出磁化特征角，是三元系解题的关键。

一、异常三元

“异常三元”是来自于曲线作几何变换后有关三角形中的三个重要元素——高与垂足分割段。“*a*”元是指三角形顶点至底边垂足之间的磁场坐标量；“*b*”元与“*c*”元是指三角形底边被垂足分割后的两坐标线段，见图1-1。以下“*a*”元、“*b*”元、“*c*”元以*a*、*b*、*c*代替。不同三角形中的*a*、*b*、*c*，附以不同的下标，如a_T、a_F、a_Y等，以示区别。异常三元简称三元。三元是三角形解释系解题的基本要素。

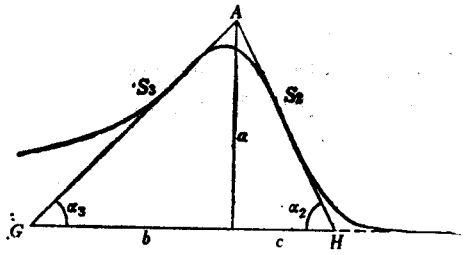


图 1-1 异常三元 (a, b, c)

Fig. 1-1 Anomalous three elements(a, b, c)

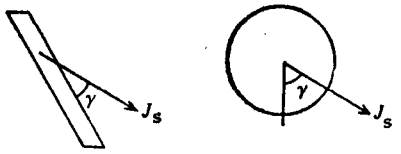


图 1-2 磁化特征角(γ)

Fig. 1-2 Magnetized characteristic angle(γ)

二、三元系反演通式

对于无限延深薄板、无限长水平柱及球体磁异常的反演问题，三元系给出了极为简明的“反演通式”：

$$W = P \cdot F(\gamma) \qquad (1\text{-}1)$$

式中 W——待求的参数，如磁性体埋深、磁矩等；

P——常数，如有关三角形的面积，底边坐标量等；

γ——磁化特征角，是指剖面内有效磁化方向($\vec{J}_s$)与板体的夹角，或球体、水平柱体与地球径向之间的夹角，见图1-2。

地信网
WWW.3S001.COM

$F(\gamma)$——函系数的总称。函系数是指磁化特征角函数组成的系数，如 $H(\gamma)$、$M(\gamma)$ 等；

反演通式表明：与磁性体有关的待求参数是相应三角形有关常量与磁化特征角函数的乘积。

三、四种三角形解释法

磁异常剖面曲线上的拐点切线与峰值（极大值）点切线或谷值（极小值）点切线交会时，可以组成众多的三角形。三元系中选择了四种三角形（见图1-3），针对无限延深薄板、有限延深薄板、无限延深厚板、无限长水平柱及球体磁异常，建立了相应的解释方法。

现将四种三角形解释法概述如下：

（一）特征三角形ΔABC（图1-3a）解释法，简称“T”法。

其三角形由峰值两翼最大斜率切线（即拐点切线）与峰值点切线交会组成。用T_Δ表示。T法是一种仅依据异常的峰值区异常片断即可全面解释异常的方法。对于简单异常而言，当正常场不准、谷值区异常曲线因故无法利用时，T法即成了唯一可以选用的方法。对于复杂的叠加异常而言，T法是选作垂直叠加、水平叠加两种“叠加判别”的基本方法。T法对于相对浅源产生的叠加异常，尤其具有良好的分辨力。因此，在叠加异常分解方面，T法具有非常重要的作用；

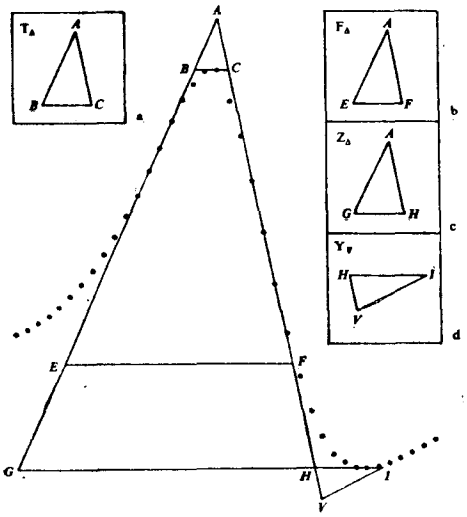


图 1-3 异常三角形T_Δ、F_Δ、Z_Δ、Y_∇

Fig. 1-3 Anomalous triangle T_Δ, F_Δ, Z_Δ and Y_∇

（二）分幅三角形ΔAEF（见图1-3b）解释法，简称“F法”。

其三角形由峰值两翼最大斜率切线及坐标横轴线交会组成。以F_Δ表示。F法是在峰值、谷值均难以确定，而在正常场尚可借用的前提下，依据梯度段曲线解释异常的一种备用的方法。

（三）整幅三角形ΔAGH（见图1-3c）解释法，简称“Z法”。

其三角形由峰值两翼最大斜率切线及谷值点切线交会组成，用Z_Δ表示。当峰值区因异常曲线中的峰值不准，不宜选用T法时，在谷值可靠的前提下，Z法具有重要的作用。对于单体异常而言，以Z法为基础的“Z判别”，是异常类别划分的依据；对于复杂异常而言，经“Z判别”后的剩余异常特征，是检验异常叠加与否的重要标志。Z法对于异常的解，具有良好的稳定性，是解释单体异常最常用的方法。

（四）谷域三角形ΔVHI（见图1-3d）解释法，简称“Y法”。T法依据的是峰值区的异常曲线，而Y法依据的则是谷值区的异常曲线。其三角形由谷值两翼最大斜率切线与谷值点切线交会组成。Y法对于分解斜列叠加异常具有重要作用。谷域三角形代号为“Y_∇”。

前三种解释法又合称为“峰域三角形解释法”。

四、三分角反正切公式

峰域、谷域三角形解释法是三角形解释系中最基本的方法。磁异常三角形解释系方法的建立，其主要关键在于对磁异常“特征比值”的研究，优先地找到了根据特征比值求解磁化特征角的简捷途径。

特征比值(K_Δ)系指磁异常主剖面曲线峰值两翼最大斜率绝对值的差、和之比：

$$K_\Delta=\frac{|S_2|-S_3}{|S_2|+S_3} \tag{1-2}$$

规定单一异常的峰值出现在（主）谷值的左边，故峰值右翼最大斜率（S_2）为负值，取绝对值。S_3为正值。一般情况下S_2的绝对值大于S_3。K_Δ又称为峰特征比值。

特征比值的大小，完全取决于异常曲线的对称性。异常曲线的对称性，主要受制于磁体的磁化特征。而磁化特征角则是描述磁化特征的主要参数。

无限延深薄板磁异常、无限长水平柱及球体磁异常曲线的对称性完全受制于磁化特征角的变化。当$\gamma=0$时，异常曲线为轴对称；当γ角逐步增大为90°时，异常曲线则逐步向中心对称或接近于中心对称变化。其特征比值产生有规律的变化，见表1-1。

表 1-1

K_Δ / γ / 异常类型	0°	30°	60°	90°
无限延深薄板	0	0.2977	0.5649	0.7778
无限长水平柱	0	0.2149	0.4184	0.6
球　体	0	0.1439	0.3244	0.5599

显然，表内磁化特征角与特征比值之间存在着单值对应关系。因此，对于无限延深薄板磁异常、无限长水平柱磁异常及球体磁异常而言，可以导出由特征比值对应磁化特征角的“三分角反正切公式”：

$$\gamma=3\operatorname{arctg}\varphi(K_\Delta) \tag{1-3}$$

式中：$\varphi(K_\Delta)$为磁化特征函数。不同几何形体磁异常的磁化特征函数不同：

$$\varphi_1(K_\Delta)=\sqrt{3}\left[K_\Delta-2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot\operatorname{sh}\left(\frac{1}{3}\operatorname{sh}^{-1}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right] \tag{1-4}$$

$$\varphi_2(K_\Delta)=\frac{82}{25}\left[K_\Delta-2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot\operatorname{sh}\left(\frac{1}{\sqrt{7}}\operatorname{sh}^{-1}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right] \tag{1-5}$$

$$\varphi_3(K_\Delta)=5\left[K_\Delta-2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot\operatorname{sh}^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{7}}\operatorname{sh}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right] \tag{1-6}$$

$\varphi_1(K_\Delta)$、$\varphi_2(K_\Delta)$、$\varphi_3(K_\Delta)$分别为无限延深薄板、无限长水平柱、球体磁异常的磁化特征函数。

由图1-4可见，$\varphi_1(K_\Delta)$与$\varphi_2(K_\Delta)$是双曲正弦曲线的一线分；$\varphi_3(K_\Delta)$是反双曲正弦曲线的一部分。确切地说，前者是含有反双曲正弦曲线成分的双曲正弦曲线；后者是含有双曲正弦函数成分的反双曲正弦曲线。当K_Δ为一定值时，$\varphi_1(K_\Delta)>\varphi_2(K_\Delta)>\varphi_3(K_\Delta)$

一般情况下，有限延深薄板的磁化特征函数值介于$\varphi_1(K_\Delta)$与$\varphi_2(K_\Delta)$之间，当有限延

深薄板的下延长度之半与上顶埋深之比(l/h)为1.5时，其磁化特征函数$\varphi_4(K_\Delta)$：

$$\varphi_4(K_\Delta)\doteq\frac{\varphi_1(K_\Delta)+\varphi_2(K_\Delta)}{2} \tag{1-7}$$

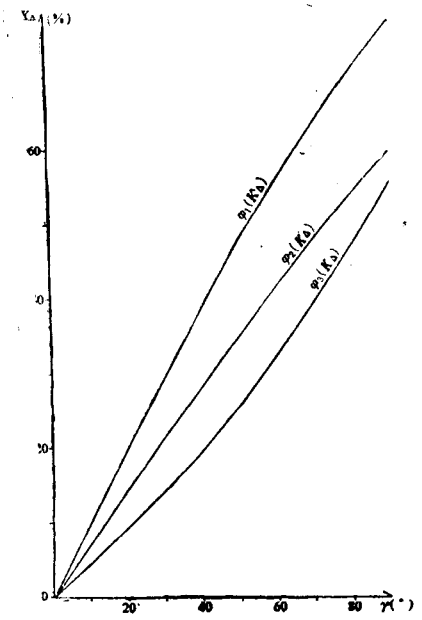


图 1-4 无限延深薄板、无限长水平圆柱体及球体磁异常的磁化特征函数曲线图

Fig. 1-4 Characteristic curves of the anomalies for thin plate with infinite extension in depth, infinite horizontal cylinder and sphere

有限长水平柱的磁化特征函数值介于$\varphi_2(K_\Delta)$与$\varphi_3(K_\Delta)$之间，当有限长水平柱体的走向长度之半与其柱心埋深之比（L/h)在1.5时，其磁化特征函数$\varphi_5(K_\Delta)$：

$$\varphi_5(K_\Delta)\doteq\frac{\varphi_2(K_\Delta)+\varphi_3(K_\Delta)}{2} \tag{1-8}$$

异常峰值两翼之最大斜率，在作图的纵横比例尺发生变化时，并无确切的斜率可言。因此，需要找到不受作图比例尺变化影响的比值，去替代斜率之比才有意义。

以异常峰值两翼最大斜率切线与过峰值的切线，或者与过“谷值”的切线，或与坐标横线相交，即可组成有关的三角形。不难证明，三角形底边被顶点垂足分割后，其两段横坐标的差、和之比，全等于异常峰值两翼最大斜率绝对值的差、和比。

显然

$$S_2=\mathrm{tg}\alpha_2=\frac{a}{c}$$

$$S_3=\mathrm{tg}\alpha_3=\frac{a}{b}$$

代入（1-2）整理后得

$$K_\Delta=\frac{b-c}{b+c} \tag{1-9}$$

因此，特征比值仅与异常三角形底边被顶点的垂足分割段有关，不再受纵横比例尺的影响。

特征比值的确定与三分角反正切公式的建立，为磁异常三角形解释系方法系列的产生奠定了基础。

第二节 单体异常反演的数学依据

一、无限延深薄板

（一）四种三角形的三元数学表达式

在特征三角形(T_Δ)、分幅三角形(F_Δ)、整幅三角形(Z_Δ)及谷域三角形(Y_∇)中，均

有各自的三元。

1．T_{Δ}的a、b、c数学表达式

$$a_T=\frac{M_s}{8h}\cdot\frac{[2\cos(\gamma/3)-1]^2}{\cos(\gamma/3)} \tag{1-10}$$

式中 M_s——磁矩在剖面内的分量；h——薄板上顶埋深。

$$b_T=h\left\{\frac{4[2\cos^3(\gamma/3)-1]-3[\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)]^3}-\mathrm{tg}(\gamma/3)\right\} \tag{1-11}$$

$$c_T=h\left\{\frac{4[2\cos^3(\gamma/3)-1]-3[\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3}+\mathrm{tg}(\gamma/3)\right\} \tag{1-12}$$

2．F_{Δ}的a、b、c数学表达式

$$a_F=\frac{M_s}{8h}\cdot\frac{[4\cos^2(\gamma/3)-1]^2}{\cos(\gamma/3)} \tag{1-13}$$

$$b_F=h\left\{\frac{3[\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)}-\mathrm{tg}(\gamma/3)\right\} \tag{1-14}$$

$$c_F=h\left\{\frac{3[\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)}+\mathrm{tg}(\gamma/3)\right\} \tag{1-15}$$

3．Z_{Δ}的a、b、c数学表达式

$$a_Z=\frac{M_s}{8h}\cdot\frac{[2\cos(\gamma/3)+1]^2}{\cos(\gamma/3)} \tag{1-16}$$

$$b_Z=h\left\{\frac{4[2\cos^3(\gamma/3)+1]-3[\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)]^3}-\mathrm{tg}(\gamma/3)\right\} \tag{1-17}$$

$$c_Z=h\left\{\frac{4[1+2\cos^3(\gamma/3)]-3[\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3}+\mathrm{tg}(\gamma/3)\right\} \tag{1-18}$$

4．$Y_{\blacktriangledown}$的a、b、c数学表达式

$$a_Y=\frac{M_s}{2h}\cdot\frac{\sin^2(\gamma/3)+[\cos(\gamma/3)-1][\sqrt{3}\sin(\gamma/3)-1]}{\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)} \tag{1-19}$$

$$b_Y=h\frac{2\sin^2(\gamma/3)+[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)][\cos(\gamma/3)-1]}{2\sin^3(\gamma/3)[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)]} \tag{1-20}$$

$$c_Y=h\frac{4\{\sin^2(\gamma/3)+[\cos(\gamma/3)-1][\sqrt{3}\sin(\gamma/3)-1]\}}{[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)][\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3} \tag{1-21}$$

不难看出在（1-10）—（1-21）四组异常三元中，任何一组三元均可解出γ、h、M_s，给出相应的反演公式。

（二）角点坐标及特征比值

无限延深薄板磁场垂直分量为

$$Z=M_s\frac{h\cos\gamma-x\sin\gamma}{x^2+h^2} \tag{1-22}$$

式中 $M_s=2J_s\cdot 2b\cdot\sin\beta$；

J_s——剖面内有效磁化强度；

$2b$——薄板顶宽；

β——薄板倾角。

其异常剖面曲线如图1-5。

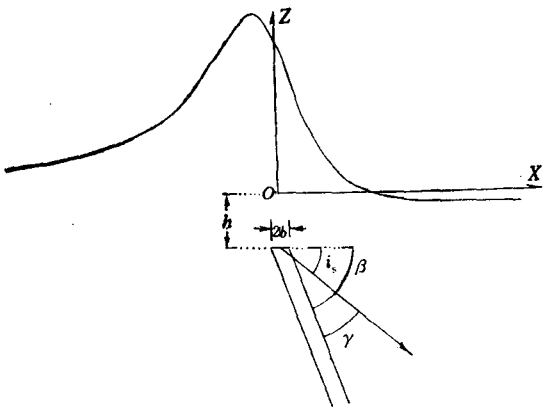


图 1-5 无限延深薄板参量及 Z 曲线图

Fig. 1-5 Parameters and Z curve of thin plate with infinite extension in depth

曲线的斜率可由(1-22)式对 x 求一阶导数得：

$$S=M_s\frac{x^2\sin\gamma-2xh\cos\gamma-h^2\sin\gamma}{(x^2+h^2)^2} \tag{1-23}$$

令(1-23)式为零。则得峰值点及谷值点的横坐标为：

$$X_{max}=-h\cdot\mathrm{tg}(\gamma/2) \tag{1-24}$$

$$X_{min}=h\cdot ctg(\gamma/2) \tag{1-25}$$

代回(1-22)式，得峰、谷值：

$$Z_{max}=\frac{M_s}{2h}(1+\cos\gamma) \tag{1-26}$$

$$Z_{min}=-\frac{M_s}{2h}(1-\cos\gamma) \tag{1-27}$$

对(1-22)式求 x 的二阶导数，令其为零。尔后引用德·英弗A公式作复数转换，得(1-22)式拐点坐标（X_1、X_2、X_3）及拐点值（Z_1、Z_2、Z_3）的解析式：

$$X_1=h\cdot\mathrm{ctg}(\gamma/3) \tag{1-28}$$

$$X_2=h\cdot\frac{\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)}{\sin(\gamma/3)+\sqrt{3}\cos(\gamma/3)} \tag{1-29}$$

$$X_3=h\cdot\frac{\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)}{\sin(\gamma/3)-\sqrt{3}\cos(\gamma/3)} \tag{1-30}$$

$$Z_1=-\frac{2M_s}{h}\sin^2(\gamma/3)\cdot\cos(\gamma/3) \tag{1-31}$$

$$Z_2=\frac{M_s}{4h}[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^2[\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)] \tag{1-32}$$

$$Z_3=\frac{M_s}{4h}[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)]^2[\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)] \tag{1-33}$$

分别将(1-28)、(1-29)、(1-30)式代入(1-23)式，得各拐点的斜率：

$$S_1=\frac{M_s}{h^2}\sin^3(\gamma/3) \tag{1-34}$$

$$S_2=-\frac{M_s}{8h^2}[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3 \tag{1-35}$$

$$S_3=\frac{M_s}{8h^2}[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)]^3 \tag{1-36}$$

上述各点位置与坐标见图1-6

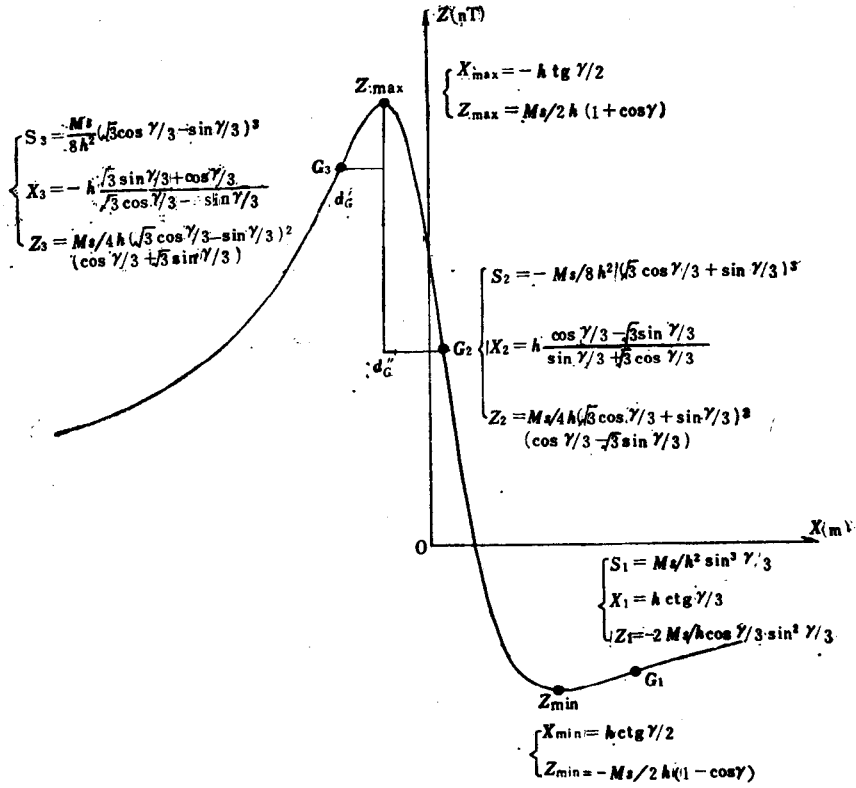


图 1-6　无限延深薄板磁异常特征点坐标函数图

Fig. 1-6 Coordinate function of characteristic points of magnetic anomaly for thin plate with infinite extension in depth

峰、谷值点及拐点位置（坐标）确定后，建立点斜式方程，并联立求解，可得到T_Δ及Y_∇的顶点坐标（X_Δ、Z_Δ；X_∇、Z_∇）；对点斜式直线方程与Z曲线的峰值切线、谷值切线方程联立求解，可得到T_Δ、Z_Δ的端点B、C、G、H及I点的横坐标；在点斜式方程中令纵坐标为零，可得到F_Δ的端点E、F的横坐标。结果如下：

$$X_\Delta = -h \cdot \mathrm{tg}(\gamma/3) \tag{1-37}$$

$$Z_\Delta = \frac{M_s}{8h} \cdot \frac{[4\cos^2(\gamma/3)-1]^2}{\cos(\gamma/3)} \tag{1-38}$$

$$X_\nabla = h \cdot \frac{\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)}{\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)} \tag{1-39}$$

$$Z_\nabla = -\frac{M_s}{h} \cdot \frac{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^2 \cdot \sin^2(\gamma/3)}{\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)} \tag{1-40}$$

$$X_B = -h \cdot \frac{4[2\cos^3(\gamma/3)-1]-3[\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)]^3} \tag{1-41}$$

$$X_C = h \cdot \frac{4[\cos^3(\gamma/3)-1]-3[\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3} \tag{1-42}$$

$$X_G = -h \cdot \frac{4[1+2\cos^3(\gamma/3)]-3[\cos(\gamma/3)-\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)]^3} \tag{1-43}$$

$$X_H = h \cdot \frac{4[1+2\cos^3(\gamma/3)-3[\cos(\gamma/3)+\sqrt{3}\sin(\gamma/3)]}{[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3} \tag{1-44}$$

$$X_E = -h \cdot \frac{3[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)]}{\sqrt{3}\cos(\gamma/3)-\sin(\gamma/3)} \tag{1-45}$$

$$X_F = h \cdot \frac{3\left[\cos\left(\frac{\gamma}{3}\right)-\sqrt{3}\sin\left(\frac{\gamma}{3}\right)\right]}{\sqrt{3}\cos\left(\frac{\gamma}{3}\right)+\sin\left(\frac{\gamma}{3}\right)} \tag{1-46}$$

$$X_I = h\left[\frac{\cos\left(\frac{\gamma}{3}\right)-1}{2\sin^3\left(\frac{\gamma}{3}\right)}+\operatorname{ctg}(\gamma/3)\right] \tag{1-47}$$

有关T_Δ、F_Δ、Z_Δ及Y_∇的顶点及端点的位置及坐标见图1-7。其中B、C两点的纵坐标与峰值相等；G、H、I三点的纵坐标与谷值相等。

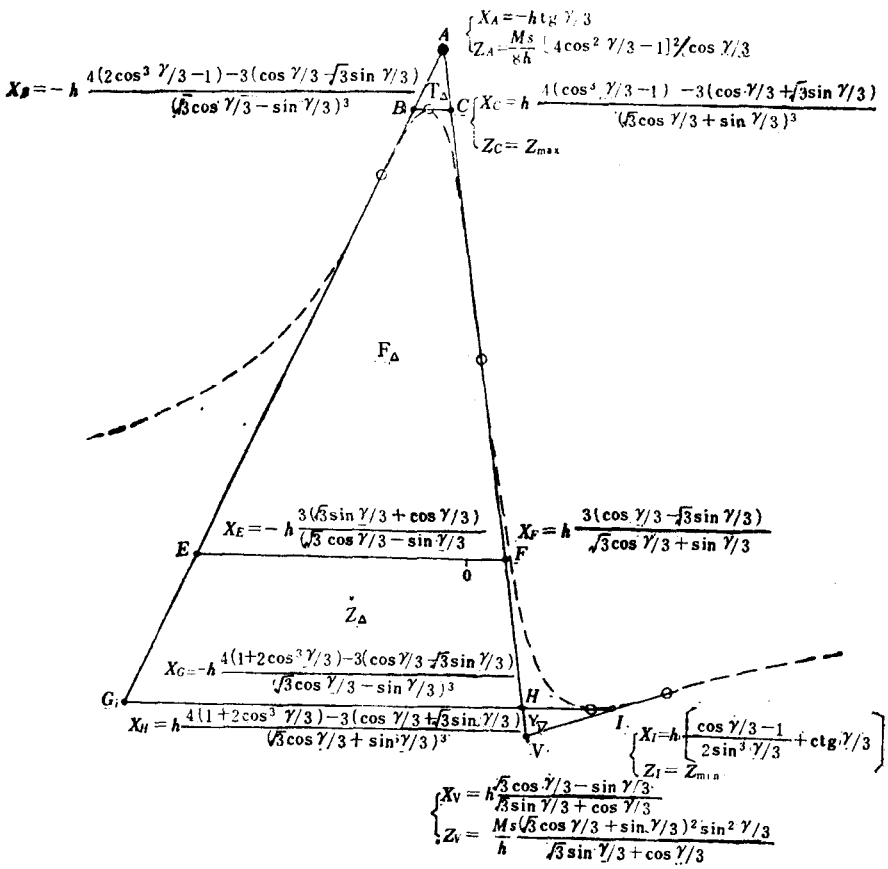


图 1-7　无限延深薄板磁异常三角坐标函数图

Fig. 1-7 Triangular coordinate function of magnetic anomaly for thin plate with infinite extension in depth

T_Δ—特征三角形；F_Δ—分幅三角形；Z_Δ—整幅三角形；Y_∇—谷域三角形

有关三角形顶点及端点的坐标确定后，相应的三元即可获得。如(1-38)式减(1-26)式即可得到T_Δ的a_T元；(1-37)式减(1-41)式、(1-42)式减(1-37)式，即可得到T_Δ的b_T元及c_T元。以此类推，F_Δ、Z_Δ及Y_∇的相应三元(a_F、b_F、c_F、a_Z、b_Z、c_Z、a_Y、b_Y、c_Y)，均可获得。

异常三元中孕育着与磁异常有关的一切必要参数。对异常三元从数学上稍加整理，即可获得磁异常反演其磁性体有关参数的有关公式。

首先得到的是“特征比值”公式：

$$K_\Delta=\frac{4\sin(2\gamma/3)+\operatorname{tg}(\gamma/3)}{3\sqrt{3}} \tag{1-48}$$

特征比值的反函数即为“三分角反正切公式”。

每一组异常三元均可独立推出全面反演异常的“深度公式”、“磁矩公式”、“正常场公式”（“峰值公式”）及“原点公式”。

1．T法的反演公式

$$h=\frac{\sqrt{3}}{18}\left[2\cos\left(\frac{\gamma}{3}\right)-1\right]\left[2\cos\left(\frac{\gamma}{3}\right)+1\right]^3\cdot(b_T+c_T) \tag{1-49}$$

$$M_S=\frac{4\sqrt{3}}{9}\cdot\frac{[2\cos(\gamma/3)+1]^3}{2-\sec\left(\frac{\gamma}{3}\right)}\cdot a_T(b_T+c_T) \tag{1-50}$$

$$Z_A=[2\cos(\gamma/3)+1]^2\cdot a_T \tag{1-51}$$

Z_A为T_Δ顶点至正常场的磁场值。

$$X_A=\frac{-\sqrt{3}}{18}\cdot\operatorname{tg}(\gamma/3)[2\cos(\gamma/3)-1][2\cos(\gamma/3)+1]^3\cdot(b_T+c_T) \tag{1-52}$$

X_A是T_Δ顶点至坐标原点的横坐标量。

上述四式均可简化成二项式。一项是由异常三元组成的常量，即反演通式中的“P”；另一项是由磁化特征角三角函数组成的函系数。在反演通式中以$F(\gamma)$表示。其中

深度函系数：

$$H(\gamma)=\frac{\sqrt{3}}{18}[2\cos(\gamma/3)-1][2\cos(\gamma/3+1] \tag{1-53}$$

有效磁矩函系数：

$$M(\gamma)=\frac{4\sqrt{3}}{9}\ \frac{\left[2\cos\left(\frac{\gamma}{3}\right)+1\right]^3}{2-\sec(\gamma/3)} \tag{1-54}$$

正常场函系数：

$$Z_A(\gamma)=[2\cos(\gamma/3)+1]^2 \tag{1-55}$$

原点函系数：

$$X_A(\gamma)=-\frac{\sqrt{3}}{18}\operatorname{tg}(\gamma/3)[2\cos(\gamma/3)-1][2\cos(\gamma/3)+1]^3 \tag{1-56}$$

$F(\gamma)$是$H(\gamma)$、$M(\gamma)$、$Z_A(\gamma)$、$X_A(\gamma)$等函系数的代称。以下类同，不赘述。

2．F法的反演公式

$$h=\frac{\sqrt{3}}{18}[4\cos^2(\gamma/3)-1]\cdot(b_F+c_F) \tag{1-57}$$

$$M_S=\frac{4\sqrt{3}}{9}\cdot\frac{\cos(\gamma/3)}{4\cos^2(\gamma/3)-1}\cdot a_F(b_F+c_F) \tag{1-58}$$

$$Z_M=\frac{4\cos(\gamma/3)[\cos(\gamma/3)+1]}{[2\cos(\gamma/3)+1]^2}\cdot a_F \tag{1-59}$$

F_Δ 是借用正常场建立的三角形，故正常场无需再求取。(1-59) 式是峰值公式。峰值公式的作用在于校验正常场；在峰值受到干扰后，峰值公式提供了根据正常场确定峰值理论值的途径。

$$X_A=-\frac{\sqrt{3}}{18}\mathrm{tg}(\gamma/3)[4\cos^2(\gamma/3)-1]\cdot(b_F+c_F) \tag{1-60}$$

3．Z法的反演公式

$$h=\frac{\sqrt{3}}{18}[2\cos(\gamma/3)-1]^3[2\cos(\gamma/3)+1]\cdot(b_Z+c_Z) \tag{1-61}$$

$$M_S=\frac{4\sqrt{3}}{9}\cdot\frac{[2\cos(\gamma/3)-1]^3}{2+\sec(\gamma/3)}\cdot a_Z(b_Z+c_Z) \tag{1-62}$$

$$Z_A=[2\cos(\gamma/3)-1]^2\cdot a_Z \tag{1-63}$$

$$X_A=-\frac{\sqrt{3}}{18}\mathrm{tg}(\gamma/3)[2\cos(\gamma/3)+1][2\cos(\gamma/3)-1]^3\cdot(b_Z+c_Z) \tag{1-64}$$

4．Y法的反演公式

$$h=\frac{2\sqrt{3}}{9}\cdot\frac{\sin^3(\gamma/3)[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3}{[\cos(\gamma/3)-1][\sqrt{3}\sin(\gamma/3)-1]+\sin^2(\gamma/3)}\cdot(b_Y+c_Y) \tag{1-65}$$

$$M_S=\frac{4\sqrt{3}}{9}\cdot\frac{\sin^3(\gamma/3)[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^3\cdot[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)]}{\{\sin^2(\gamma/3)+[\cos(\gamma/3)-1][\sqrt{3}\sin(\gamma/3)-1]\}^2}$$

$$\cdot a_Y(b_Y+c_Y) \tag{1-66}$$

$$Z_V=-\frac{2[\sqrt{3}\cos(\gamma/3)+\sin(\gamma/3)]^2\sin^2(\gamma/3)}{[\cos(\gamma/3)-1][\sqrt{3}\sin(\gamma/3)-1]+\sin^2(\gamma/3)}\cdot a_Y \tag{1-67}$$

$$X_V=\frac{2\sqrt{3}[4\cos^2(\gamma/3)-1][\sqrt{3}\cos(\gamma/3)}{9[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)+\cos(\gamma/3)]\{[\cos(\gamma/3)-1]}\rightarrow$$

$$\leftarrow\frac{+\sin(\gamma/3)]^2\sin^3(\gamma/3)}{\cdot[\sqrt{3}\sin(\gamma/3)-1]+\sin^2(\gamma/3)\}}\cdot(b_Y+c_Y) \tag{1-68}$$

由此可见，任何一组三元已知时，均可根据相应的反演公式对异常进行全面反演。任何一组三元均对应一种完善的解释方法，所不同的却是解释方法所依据的异常曲线部位并不相同。因此，甲种方法不能完成的使命，可让乙种方法去完成。这种安排，给许多复杂的异常和各种叠加异常的解释工作，准备了灵活的回旋余地。

二、有限延深薄板

（一）四种三角形中的三元表达式

有限延深薄板磁异常曲线与无限延深薄板磁异常相比，由于前者增加了底部的影响，故较后者要复杂得多，见图1-8。尽管如此，有限延深薄板异常，同样可以根据异常曲线建立T_Δ、F_Δ、Z_Δ及Y_∇。相应三角形中同样具有各自的“异常三元”。

1．T_Δ中的a、b、c数学表达式

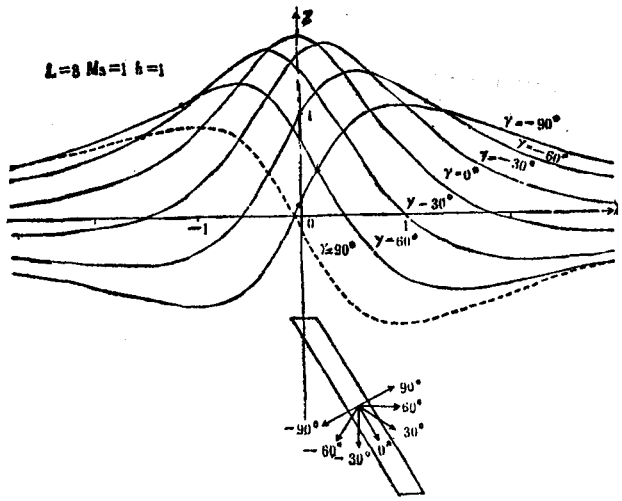


图 1-8 斜磁化有限延深薄板 Z 曲线图

Fig.1-8 *Z* curves of inclined magnetization for thin plate with finite extension in depth

$$a_T=\frac{S_3\cdot Z_4-S_4Z_3+S_3S_4(X_3-X_4)}{S_3-S_4}-Z_{max} \tag{1-69}$$

$$b_T=\frac{S_4X_4-S_3X_3+Z_3-Z_4}{S_4-S_3}-\frac{Z_{max}-Z_4}{S_4}-X_4 \tag{1-70}$$

$$c_T=\frac{Z_{max}-Z_3}{S_3}+X_3-\frac{S_4X_4-S_3X_3+Z_3-Z_4}{S_4-S_3} \tag{1-71}$$

2. $F_\triangle$中的a、b、c数学表达式

$$a_F=\frac{S_3Z_4-S_4Z_3+S_3S_4(X_3-X_4)}{S_3-S_4} \tag{1-72}$$

$$b_F=\frac{S_4X_4-S_3X_3+Z_3-Z_4}{S_4-S_3}+\frac{Z_4}{S_4}-X_4 \tag{1-73}$$

$$c_F=X_3-\frac{Z_3}{S_3}-\frac{S_4X_4-S_3X_3+Z_3-Z_4}{S_4-S_3} \tag{1-74}$$

3. $Z_\triangle$中的a、b、c数学表达式

$$a_Z=\frac{S_2Z_4-S_4Z_2+S_2S_4(X_2-X_4)}{S_2-S_4}-Z_{min} \tag{1-75}$$

$$b_Z=\frac{S_4X_4-S_2X_2+Z_2-Z_4}{S_4-S_2}+\frac{Z_4-Z_{min}}{S_4}-X_4 \tag{1-76}$$

$$c_Z=X_2-\frac{Z_2-Z_{min}}{S_2}-\frac{S_4X_4-S_2X_2+Z_2-Z_4}{S_4-S_2} \tag{1-77}$$

4. $Y_\triangledown$中的a、b、c数学表达式

$$a_Y=Z_{min}-\frac{S_2Z_1-S_1Z_2+S_1S_2(X_2-X_1)}{S_2-S_1} \tag{1-78}$$

$$b_Y=X_1-\frac{Z_1-Z_{min}}{S_1}-\frac{S_1X_1-S_2X_2+Z_2-Z_1}{S_1-S_2} \tag{1-79}$$

$$c_Y=\frac{S_1X_1-S_2X_2+Z_2-Z_1}{S_1-S_2}-X_2+\frac{Z_2-Z_{min}}{S_2} \tag{1-80}$$

式中X_1、X_2、Z_1、Z_2、S_1、S_2是有限延深薄板异常曲线谷值两翼拐点的横、纵坐标及斜率，X_3、X_4、Z_3、Z_4、S_3、S_4是峰值两翼拐点的横、纵坐标及斜率，Z_{max}、Z_{min}是曲线的峰值与谷值。

（二）角点坐标

曲线拐点的横坐标（X_1、X_2、X_3、X_4）可令曲线的二阶导数为零，用解方程求根的办法获得。由于斜磁化有限延深薄板磁场的垂直分量较为复杂，其解析式：

$$Z=M_SL\left\{\frac{h\cos\gamma-x\sin\gamma}{(x^2+h^2)(x^2+h^2+L^2)^{1/2}}\right.$$

$$\left.-\frac{[(h+2l\sin\beta)\cos\gamma-(x-2l\cos\beta)\sin\gamma}{[(x-2l\cos\beta)^2+(h+2l\sin\beta)^2][L^2+(x-2l\cos\beta)^2+(h+2l\sin\beta)^2]}\right\} \tag{1-81}$$

式中 $M_S=2b\cdot 2J_S\cdot\sin\beta$；$2L$——磁性体沿走向方向的长度；$2l$——磁性体沿倾向方向的长度；$2b$——有限延深薄板上顶宽度。

有限延深薄板磁异常曲线的斜率可由（1-81）式对x求一阶导数获得：

$$S=M_SL\left\{\frac{\sin\gamma(x^2+h^2)(x^2+h^2+L^2)+x(h\cos\gamma-x\sin\gamma)(3h^2+3x^2+2L^2)}{(x^2+h^2)(x^2+h^2+L^2)^{3/2}}\right.$$

$$-\frac{\sin\gamma}{[(h+2l\cos\beta)^2+(x-2l\sin\beta)^2][(h+2l\cos\beta)^2+(x-2l\sin\beta)^2+L^2]^{1/2}}+$$

$$\left.\frac{[(h+2l\sin\beta)(x-2l\cos\beta)\cos\gamma-(x-2l\cos\beta)^2\sin\gamma][3(h+2l\sin\beta)^2+3(x-2l)^2+2L^2]}{[(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^2[(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2+L^2]^{3/2}}\right\} \tag{1-82}$$

欲求有限延深薄板异常曲线的拐点坐标，需由（1-81）式对x求二阶导数，尔后令其为零，求方程的根。先看（1-81）式对x的二阶导数：

$$Z''=M_SL\cdot\left\{\frac{(h\cos\gamma-3x\sin\gamma)(2L^2+3x^2+3h^2)+(6x^2h\cos\gamma-6x^3\sin\gamma)}{(x^2+h^2)^2(x^2+h^2+L^2)^{3/2}}\right.$$

$$-\frac{(2L^2+3x^2+3h^2)(x^2h\cos\gamma-x^3\sin\gamma)(4L^2+7x^2+7h^2)}{(x^2+h^2)^3(x^2+h^2+L^2)^{5/2}}-$$

$$\frac{[(h+2l\sin\beta)(\cos\gamma-3(x-2l\cos\beta)\sin\gamma][2L^2+3(h+2l\sin\beta)^2+3(x-2l\cos\beta)^2]}{[(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^2[L^2+(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^{3/2}}$$

$$-\frac{6[(h+2l\sin\beta)(x-2l\cos\beta)^2\cos\gamma-(x-2l\cos\beta)^3\sin\gamma]}{[(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^2[L^2+(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^{3/2}}$$

$$+\frac{[(h+2l\sin\beta)(x-2l\cos\beta)^2\cos\gamma-(x-2l\cos\beta)^3\sin\gamma]}{[(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^3[L^2+(h+2l\sin\beta)^2+(x-2l\cos\beta)^2]^{5/2}}\cdot$$

$$\left.[2L^2+3(h+2l\sin\beta)^2+3(x-2l\cos\beta)^2][4L^2+7(h+2l\sin\beta)^2+7(x-2l\cos\beta^2]\right\} \tag{1-83}$$

其曲线见图1-9

若令（1-83）式为零，可得到一个相当复杂的五次方程。方程中将含有M_s、h、L、l、β、γ等未知参数及变量x。据阿贝尔定理，五次以及更高次的代数方程没有一般的代数解法（即由方程的系数经有限次四则运算和开方运算求根的方法）。因此，迄今尚无法给

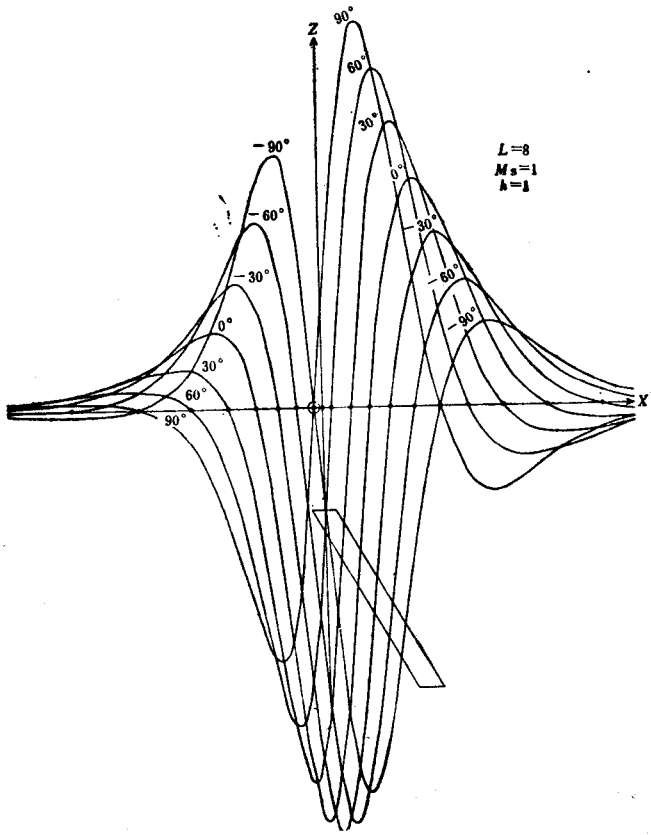


图 1-9　斜磁化有限延深薄板Z'曲线图

Fig.1-9 Z' curves of inclined magnetization for thin plate with finite extension in depth

（曲线上方为磁化特征角数值）

出(1-83)的精确根式。显然，有限延深薄板拐点的坐标解析式是无法写出的。

为简化问题，设定M_s、h为单位（M_s为磁场曲线纵横坐标的强度单位，h为横轴的长度单位）。以L/h、l/h比值取代L、l，则(1-83)式可在i_s已知的情况下，分别给出九组L/h、l/h比值。定组变化γ角，则可得到有限延深薄板极值及拐点坐标的数值解。

有限延深薄板的极值及拐点坐标的数值解用“牛顿-二分法”求取。

“牛顿-二分法”是借用牛顿法及二分法解题思路，根据相应函数的符号变化，逐步改变步长，一并求取函数极值及极值两翼拐点的“牛顿-二分法”方法，其原理见图1-10。

“牛顿-二分法”解题步骤如下：

1．初选包括峰、谷值在内的〔p，q〕区间，以

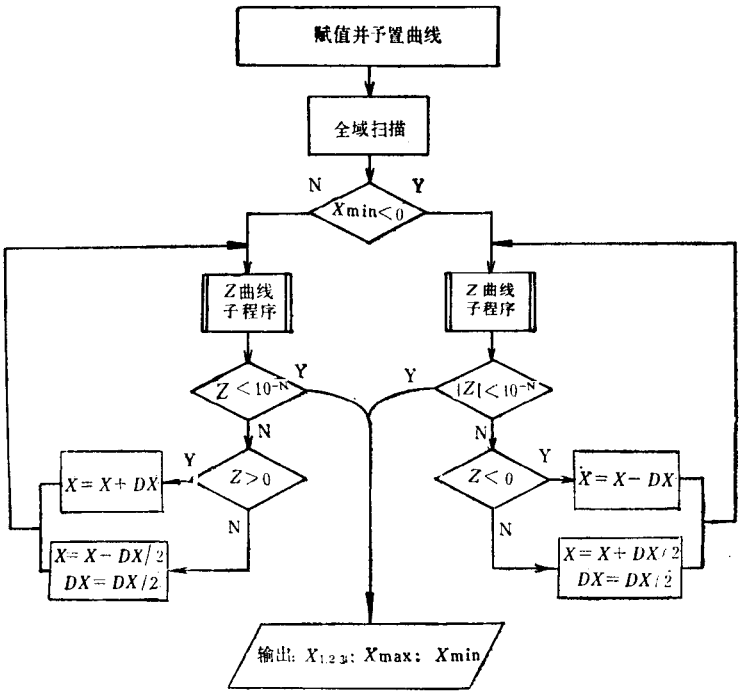


图 1-10 “牛顿-二分法”解磁异常高次方程原理方框图

Fig. 1-10 Theoretical block map of high power equation for solving magnetic anomaly by Newton's method

$$D_x=\frac{pq}{n\cdot 10}$$

为解题的初始步长。式中 n 为待求函数的最高方次，pq为解题区间；

2．以D_x为步长作函数扫描，初拟函数的峰、谷近似值；

3．分别以峰（或谷）值为初始点，并以待求函数的二阶导数 $f''(x)$ 为判别函数。函数符号与初始值相同时，步长不变，继续向前；函数符号改变时，步长减半，转为后退。如此进时步长不变，退时减步长，就这样往返进行，即可获得有关拐点的近似坐标；

4．拐点坐标求得后，代入原函数即可求得拐点的理论近似值。

“牛顿-二分法”求取函数极值及拐点的精度可达到任意的水平。三元系中有限延深薄板异常的极值及拐点精度为10^{-6}。

如当$L/h=4$、$l/h=3$、$i_s=60°$、$\gamma=60°$时，以“牛顿-二分法”求得极值及拐点坐标如下：

$X_{max}=-0.546669$ 、 $X_{min}=1.566203$

$X_1=2.512856$ 、 $X_2=0.176885$

$X_3=X_2$ 、 $X_4=-1.83394$

以上述数值解代入（1-81)—(1-82）式，可得：

$Z_{max}=0.709492$ 、 $Z_{min}=-0.218257$

$Z_1=-0.179255$、 $Z_2=0.322388$

$Z_3=Z_2$ 、 $Z_4=0.573099$

$S_1=0.055901$ 、 $S_2=-0.919581$

$S_3=S_2$ 、 $S_4=0.298955$

将 X_{max}、X_{min}、X_1、X_2、X_3、X_4、Z_{max}、Z_{min}、Z_1、Z_2、Z_3、Z_4、S_1、S_2、S_3、S_4代入（1-69）—（1-80）式，则可得到T_Δ、F_Δ、Z_Δ、Y_∇中的“异常三元”：

$a_T=0.108991$、$b_T=0.364572$、$c_T=0.118521$；

$a_F=0.818482$、$b_F=2.737814$、$c_F=0.890053$；

$a_Z=1.036739$、$b_Z=3.467881$、$c_Z=1.127395$；

$a_Y=0.063892$、$b_Y=0.990166$、$c_Y=0.060191$；

进而即可得到有关三角形解释法的函系数及特征比值：

$H_T(\gamma)=2.069993$、$M_T(\gamma)=18.992407$、

$X_{AT}(\gamma)=0.750559$、$Z_{AT}(\gamma)=7.509661$；

$H_F(\gamma)=0.275644$、$M_F(\gamma)=0.336674$、

$X_{AF}(\gamma)=0.099946$、$Z_{MF}(\gamma)=0.866838$；

$H_Z(\gamma)=0.217615$、$M_Z(\gamma)=0.209903$、

$X_{AZ}(\gamma)=0.078905$、$Z_{AZ}(\gamma)=0.789478$；

$H_Y(\gamma)=0.952057$、$M_Y(\gamma)=17.20032$、

$X_{VY}(\gamma)=0.345206$、$Z_{VY}(\gamma)=4.943135$。

$K_\Delta=0.509324$、$K_\nabla=0.885389$。

其余，均可类推。

由此可见，有限延深薄板异常，在磁性体下延参数（l/h）、长度参数（L/h）及剖面内有效磁化倾角（i_s）给定的前提下，有了三元，亦可利用三元系反演通式加以解释。在三个需要给定的参数中，长度参数（L/h）的初值可以用异常的长、短轴之比替代；剖面内有效磁化倾角（i_s）由异常区的地磁倾角、剖面与磁北之间的夹角加以计算；下延参数（l/h）可据本章第二节中介绍的“蓓蕾图”图解或计算。可见有限延深薄板磁异常的解释前提是完全存在的。

有限延深薄板的长度参数不能始终用异常的长短轴之比来替代。三元系所提供的长度参数终值，是经过修正后的结果。

三、无限延深厚板

无限延深厚板磁异常特有的“近峰缓坡段”特征，是区分薄板与厚板异常的重要标志，见图1-11。厚板异常同样可以建立特征、分幅、整幅及谷域三角形。

（一）四种三角形的三元数学表达式

1. T_Δ的a、b、c数学表达式

$$a_T=\frac{S_2Z_3-S_3Z_2+S_2S_3(X_2-X_3)}{S_2-S_3}-h\mathrm{ctg}\gamma+\sqrt{h^2\mathrm{csc}^2\gamma+b^2} \tag{1-84}$$

$$b_T=\frac{S_3X_3-S_2X_2+Z_2-Z_3}{S_3-S_2}-X_3-\frac{Z_3-h\mathrm{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\mathrm{csc}^2\gamma+b^2}}{S_3} \tag{1-85}$$

$$c_T=\frac{h\cdot\mathrm{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\mathrm{csc}^2\gamma+b^2}-Z_2}{S_2}+X_2-\frac{S_3X_3-S_2X_2+Z_2-Z_3}{S_3-S_2} \tag{1-86}$$

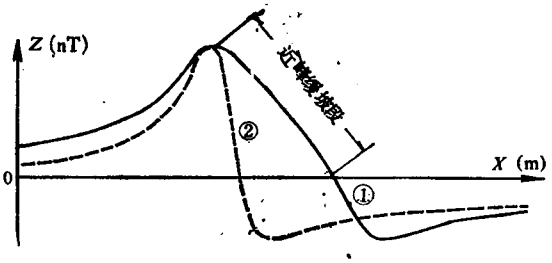


图 1-11 无限延深厚板异常的“近峰缓坡段”特征

Fig. 1-11 Characteristics of"gentle slope section near the peak"for the anomaly of a thick plate with infinite extension in depth

（1）无限延深厚板异常曲线；（2）无限延深薄板异常曲线

2．F_{Δ}的a、b、c数学表达式

F_{Δ}中的a_F、b_F、c_F与（1-72）、（1-73）、（1-74）三式相同，从略。

3．Z_{Δ}的a、b、c数学表达式

$$a_Z=\frac{S_2Z_3-S_3Z_2+S_2S_3(X_2-X_3)}{S_2-S_3}-h\operatorname{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\csc\gamma+b^2} \tag{1-87}$$

$$b_Z=\frac{S_3X_3-S_2X_2+Z_2-Z_3}{S_3-S_2}-X_3+\frac{Z_3-h\operatorname{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2}}{S_3} \tag{1-88}$$

$$c_Z=X_2-\frac{Z_2-h\operatorname{ctg}\gamma+\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2}}{S_2}-\frac{S_3X_3-X_2S_2+Z_2-Z_3}{S_3-S_2} \tag{1-89}$$

4．Y_{∇}的a、b、c数学表达式

$$a_Y=h\operatorname{ctg}\gamma+\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2}-\frac{S_2Z_1-S_1Z_2+S_1S_2(X_2-X_1)}{S_2-S_1} \tag{1-90}$$

$$b_Y=X_1-\frac{Z_1-h\operatorname{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2}}{S_1}-\frac{S_1X_1-S_2X_2+Z_2-Z_1}{S_1-S_2} \tag{1-91}$$

$$c_Y=\frac{S_1X_1-S_2X_2+Z_2-Z_1}{S_1-S_2}-X_2+\frac{Z_2-h\operatorname{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2}}{S_2} \tag{1-92}$$

（二）特征点坐标

式中X_1、X_2、X_3、Z_1、Z_2、Z_3及S_1、S_2、S_3是无限延深厚板异常曲线上的拐点横坐标纵坐标及斜率；$2b$为厚板上顶的宽度。上述拐点的坐标及斜率，可根据无限延深厚板公式对x的一、二阶导数去求解。无限延深厚板异常解析式：

$$Z=M_S\left[\frac{1}{2}\sin\gamma\cdot\ln\frac{(x-b)^2+h^2}{(x+b)^2+h^2}-\cos\gamma\cdot\operatorname{tg}^{-1}\frac{2bh}{x^2-b^2+h^2}\right] \tag{1-93}$$

斜率：

$$S=M_S\left[\frac{h\cos\gamma-(x+b)\sin\gamma}{h^2+(x+b)^2}-\frac{h\cos\gamma-(x-b)\cos\gamma}{h^2+(x-b)^2}\right] \tag{1-94}$$

（1-94）与（1-22）式比较后即不难发现：无限延深厚板异常的斜率，实质是极性相反的两个无限延深薄板异常的叠加。

（1-93）式对x的二阶导数：

$$Z''=M_S\left\{\frac{[(x+b)^2-h^2]\sin\gamma-2(x+b)h\cos\gamma}{[h^2+(x+b)^2]^2}\right.$$

$$-\frac{[(x-b)^2-h^2]\sin\gamma-2(x-b)h\cos\gamma}{[h^2+(x-b)^2]^2}\Big\} \tag{1-95}$$

对（1-94）式求解，可得极值坐标：

$$X_{max}=h\mathrm{ctg}\gamma-\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2} \tag{1-96}$$

$$X_{min}=h\mathrm{ctg}\gamma+\sqrt{h^2\csc^2\gamma+b^2} \tag{1-97}$$

令（1-95）式为零，得到一个五次方程：

$$x^5-3h\mathrm{ctg}\gamma\cdot x^4-2(h^2+b^2)x^3-2h(h^2-b^2)\mathrm{ctg}\gamma\cdot x^2-3(h^2-b^2)x+h(h^2+b^2)\mathrm{ctg}\gamma=0 \tag{1-98}$$

前已提出，五次方程没有一般的代数解法。我国侯重初于1973年针对（1-98）式提出了近似解法。侯氏假定厚板是由两个薄板组成的，当两薄板间的相互干扰可以忽略时，则以$x=0$为界，将曲线划分为左右两支。

左支曲线：

$$X_{1,2}=h(\mathrm{ctg}\gamma\mp\csc\gamma)-b \tag{1-99}$$

右支曲线：

$$X_{3,4}=h(\mathrm{ctg}\gamma\mp\csc\gamma)+b \tag{1-100}$$

并认为另一未知的拐点在中间，位于峰值附近。

作者根据函数的苗卡尔符号法则，通过计算机对（1-95）式进行判别、求解、验证，结果表明：

1．当$b/h>1.5$时，侯氏提出的近似根式，具有较好的精确度，极值两翼近似式拐点之间距离与理论拐点之间的距离的相对误差小于25%。当b/h比值增大时，精度将进一步得到提高。

如取h为单位，对$b/h=1.6$、$\gamma=10°$的无限延深厚板曲线求峰值两翼拐点坐标：

$$X_2=1.512511$$

$$X_3=-1.687489$$

两拐点之间的坐标间距（$X_{2-3}=X_2-X_3=3.2$）与$2b/h$参数相等。

据侯氏近似式计算：

$$X'_2=1.186295$$

$$X'_3=-1.448099$$

两拐点之间的坐标间距$X'_{2-3}=X'_2-X'_3=2.634394$。与理论值相比两者间的相对误差为21.9%。

2．侯氏指出在四个拐点中间还存在一个拐点。计算结果表明：该情况只有在比值$b/h>2.6$时才成立；当$b/h<2.6$时，在峰、谷值之间仅有一个拐点，而另外四个拐点均位于峰、谷值之外侧；当$b/h=2.6$时，在峰、谷间存在两个拐点。

厚板异常曲线上近峰缓坡段的产生与消亡，是厚板磁场函数特性的体现，是b/h比值制约的结果。近峰缓坡段不单可作为定性认识厚板异常曲线的一种特征标志，而且可作为定量解释厚板异常，确定顶宽参数（b/h）的基础线段。

三元系中如何利用近峰缓坡段作顶宽识别，进而判定b/h值，将在第二章列线图法的有关部份加以论述。

鉴于以上分析，三元系在建立有关无限延深厚板异常的解释方法时，对于拐点坐标的

确定，采用“牛顿-二分法”求解，可准到10^{-6}。

拐点坐标X_1、X_2、X_3确定后，其磁场值Z_1、Z_2、Z_3及斜率S_1、S_2、S_3可通过分别回代到（1-93）及（1-94）两式后获得。在拐点、极值的纵横坐标、拐点斜率确定的前提下，通过解线性方程组，就可得X_A、Z_A、X_B、X_C、X_E、X_F、X_G、X_H、X_I、X_V、Z_V等角点坐标，进而可获得相应的“异常三元”。

b/h确定的前提下，在无限延深厚板异常中，一组异常三元即有一组有关顶端埋深、磁矩矢量在剖面内的分量、原点、正常场等参量的反演公式与之对应。b/h比值可有任意多个，任一异常均有多组三元。因此，对应于b/h比值的反演公式将有无穷多组，为简化问题，三元系中给出了列线图法。视b/h为前提条件，一定的“异常三元”在列线图上仅有一组函系数与之对应，统一以反演通式求解顶端埋深、磁矩矢量在剖面内的分量等参数。三元系中，b/h比值可通过“顶宽识别”去获得。在此基础上，任意磁化的无限延深厚板异常，在三元系中即可获得直接解释。

四、无限长水平柱

三元系中，无限长水平柱磁异常的反演，与无限延深薄板异常反演问题一样，可根据Z曲线最大斜率切线与极值切线的相交关系，组合成T_Δ、F_Δ、Z_Δ及Y_V。。并建立相应的三角形解释方法。该方法亦有相应的“三元公式”。其形式与（1-69）—（1-80）式完全相同，从略。

（一）特征点坐标

三元系中，无限长水平柱体磁异常的有关解释方法的建立，其出发点是无限长水平柱磁场垂直分量在主剖面上的基本公式：

$$Z=2M_s\cdot\frac{(h_C^2-x^2)\cos\gamma-2xh_C\sin\gamma}{(x^2+h_C^2)^2} \tag{1-101}$$

式中 M_s——圆柱体单位长度磁矩在主剖面内的分量；

h_C——柱心埋深；

$$M_S=J_S\pi R^2、\ \gamma=90^\circ-i_S;$$

J_S——剖面内有效磁化强度；

πR^2——圆柱体截面积；

i_S——主剖面内有效磁化倾角。

Z曲线斜率，可根据（1-101）式对x求一阶导数获得：

$$S=4M_S\cdot\frac{x^3\cos\gamma+3x^2h_C\sin\gamma-3xh_C^2\cos\gamma-h_C^3\sin\gamma}{(x^2+h_C^2)^3} \tag{1-102}$$

令

$$x^3+3h_C\mathrm{tg}\gamma\cdot x^2-3h_C^2x-h_C^3\mathrm{tg}\gamma=0 \tag{1-103}$$

可得峰值坐标：

$$X_{max}=-h_C\cdot\mathrm{tg}(\gamma/3) \tag{1-104}$$

位于峰值右翼的主谷值坐标：

$$X_{min}=h_C\cdot\mathrm{tg}(60^\circ-\gamma/3) \tag{1-105}$$

并有位于峰值左翼的次谷值坐标：

$$X'_{min}=-h_C[2\sec\gamma\cdot\cos(30^\circ-\gamma/3)+\mathrm{tg}\gamma] \tag{1-106}$$

三元系中的有关公式，仅据（1-104）、（1-105）式推导。

（1-101）式对 x 求二阶导数，并令其为 0

$$x^4+4h_C\cdot tg\gamma\cdot x^3-6h_C^2x^2-4h_C^3\cdot tg\gamma\cdot x+h_C^4=0 \tag{1-107}$$

Z 曲线的四个拐点，可对上述方程求解后获得。其中位于峰值右翼的拐点：

$$x_2=h_C\cdot tg(22.5^\circ-\gamma/4) \tag{1-108}$$

峰值左翼的拐点：

$$x_3=-h_Ctg(22.5^\circ+\gamma/4) \tag{1-109}$$

谷值右翼的拐点：

$$x_1=h_C\cdot tg(67.5^\circ-\gamma/4) \tag{1-110}$$

Z 曲线最左侧的拐点：

$$x_4=-h_C\cdot tg(67.5^\circ+\gamma/4) \tag{1-111}$$

三元系中的有关公式，据X_1、X_2、X_3推导，X_4未予利用。

无限长水平柱磁异常的Z、Z'、Z''曲线及特征点点位见图1-12

（二）反演公式

将（1-110）、（1-108）、（1-109）、（1-104）、（1-105）式代入（1-101）式可获得无限长水平柱磁异常的Z_1、Z_2、Z_3、Z_{max}、Z_{min}；S_1、S_2、S_3可将(1-110)、(1-108)、(1-109)式代入（1-102）式获得。在此基础上，无限长水平柱磁异常的反演公式即可给出：

1．T法反演公式

深度公式

$$h_C=H_T(\gamma)\cdot(b_T+c_T) \tag{1-112}$$

$H_T(\gamma)$ 为深度函系数：

$$H_T(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)\cdot S_3(\gamma)}{S_3(\gamma)[tg(\gamma/3)-Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)\cdot tg(22.5^\circ-\gamma/4)]-S_2(\gamma)[tg\gamma/3-Z_3(\gamma)\rightarrow}$$

$$\leftarrow -S_3(\gamma)tg\left(22.5^\circ+\frac{\gamma}{4}\right)]$$

其中：

$$S_2(\gamma)=\frac{2[tg^3(22.5^\circ-\gamma/4)\cdot\cos\gamma+3tg^2(22.5^\circ-\gamma/4)\cdot\sin\gamma-3tg(22.5^\circ-\gamma/4)\rightarrow}{[1+tg^2(22.5^\circ-\gamma/4)]^3}$$

$$\leftarrow\cdot\cos\gamma-\sin\gamma]$$

$$S_3(\gamma)=\frac{2[-tg^2(22.5^\circ-\gamma/4)\cdot\cos\gamma+3tg^2\left(22.5^\circ-\frac{\gamma}{4}\right)\cdot\sin\gamma+3tg(22.5^\circ+\gamma/4)\rightarrow}{[1+tg^2(22.5^\circ+\gamma/4)]^3}$$

$$\leftarrow\cdot\cos\gamma-\sin\gamma]$$

$$Z_2(\gamma)=\frac{[1-tg^2(22.5^\circ-\gamma/4)]\cos\gamma-2tg(22.5-\gamma/4)\sin\gamma}{[1+tg^2(22.5^\circ-\gamma/4)]^2}$$

$$Z_3(\gamma)=\frac{[1-tg^2(22.5^\circ+\gamma/4)]\cos\gamma+2tg\left(22.5^\circ+\frac{\gamma}{4}\right)\cdot\sin\gamma}{[1+tg^2(22.5^\circ+\gamma/4)]^2}$$

磁矩公式：

$$M_S=M_T(\gamma)\cdot a_T(b_T+c_T)^2 \tag{1-113}$$

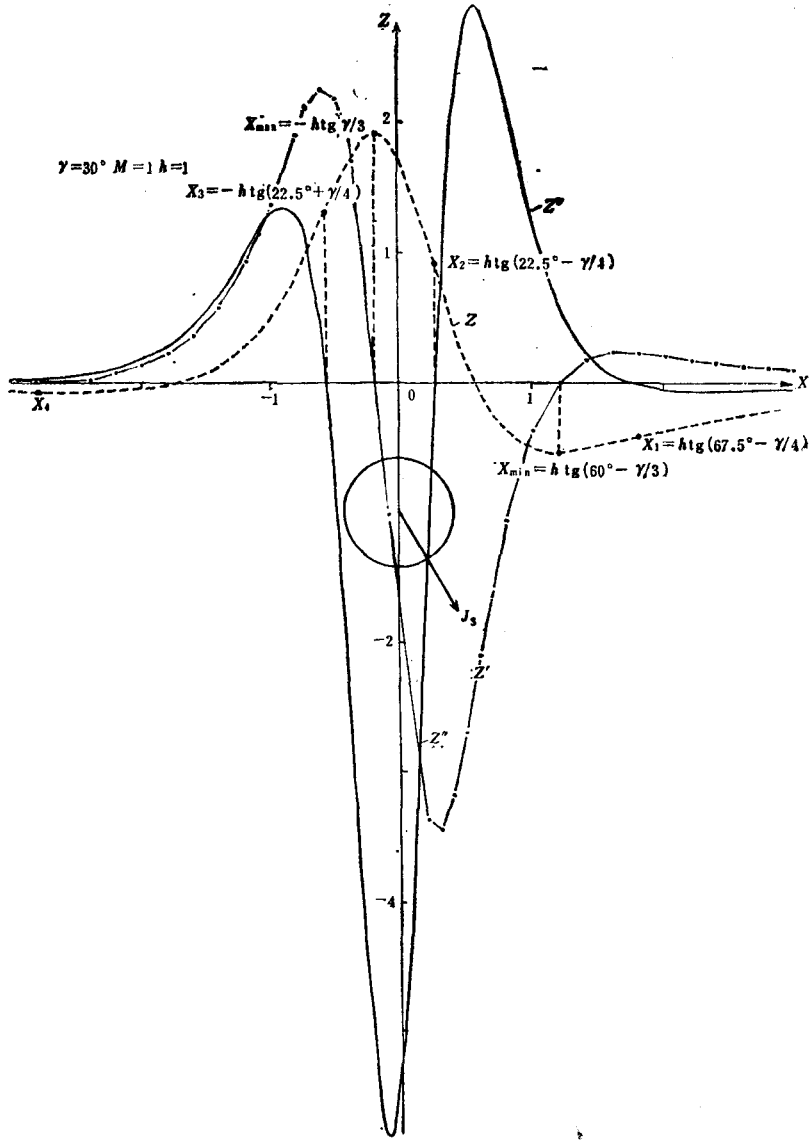


图 1-12　无限长水平柱磁异常Z、Z'、Z''曲线图

Fig. 1-12　Magnetic Z、Z' and Z'' curves for infinite horizontal cylinder

$M_T(\gamma)$ 为磁矩函系数：

$$M_T(\gamma)=H_T^2(\gamma)\cdot\frac{S_2(\gamma)-S_3(\gamma)}{S_2(\gamma)\cdot Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[tg(22.5°-\gamma/4)\rightarrow}$$

$$\leftarrow+tg(22.5°+\gamma/4)-tg\gamma/3[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]$$

原点公式

$$X_a=X_{AT}(\gamma)\cdot(b_T+c_T) \tag{1-114}$$

$X_{AT}(\gamma)$ 为原点函系数：

$$X_{AT}=H_T(\gamma)\frac{S_3(\gamma)-S_2(\gamma)}{-S_3(\gamma)\cdot tg(22.5°+\gamma/4)-S_2(\gamma)\cdot tg(22.5°-\gamma/4)+Z_2(\gamma)-Z_3(\gamma)}$$

正常场公式

$$Z_{\Delta}=Z_{AT}(\gamma)\cdot a_T \tag{1-115}$$

$Z_{AT}(\gamma)$ 为正常场函系数：

$$Z_{AT}=\frac{S_2(\gamma)Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)+\mathrm{tg}(22.5^\circ+\gamma/4)]}{S_2(\gamma)Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)Z_3(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)+\mathrm{tg}(22.5+\gamma/4)]\rightarrow}$$
$$\leftarrow -[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]\mathrm{tg}\gamma/3$$

2．F法反演公式

深度公式：

$$h_C=H_F(\gamma)\cdot(b_F+c_F) \tag{1-116}$$

$$H_F(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)\cdot S_3(\gamma)}{S_2(\gamma)\cdot Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)\cdot Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)\cdot S_3(\gamma)[\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)\rightarrow}$$
$$\leftarrow +\mathrm{tg}(22.5^\circ+\gamma/4)]$$

磁矩公式：

$$M_S=M_F(\gamma)\cdot a_F(b_F+c_F)^2 \tag{1-117}$$

$$M_F(\gamma)=M_F^a(\gamma)\cdot\frac{S_2(\gamma)-S_3(\gamma)}{S_2(\gamma)\cdot Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)\cdot Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)\rightarrow}$$
$$\leftarrow +\mathrm{tg}(22.5^\circ+\gamma/4)]$$

原点公式

$$X_{\Delta}=X_{AF}(\gamma)\cdot(b_F+c_F) \tag{1-118}$$

$$X_{AF}(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)-S_3(\gamma)}{S_3(\gamma)\cdot\mathrm{tg}(22.5^\circ+\gamma/4)+S_2(\gamma)\cdot\mathrm{tg}(22.5-\gamma/4)-Z_2(\gamma)+Z_3(\gamma)}$$

峰值公式

$$Z_M=Z_{MF}(\gamma)\cdot a_F \tag{1-119}$$

$Z_{MF}(\gamma)$ 为峰值函系数：

$$Z_{MF}(\gamma)=\frac{P\cdot\{S_2(\gamma)\cdot Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)\cdot Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)\cdot S_3(\gamma)[\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)\rightarrow}{S_2(\gamma)-S_3(\gamma)}$$
$$\leftarrow+\mathrm{tg}(22.5^\circ+\gamma/4)]\}$$

其中：

$$P=\frac{[1-\mathrm{tg}^2(\gamma/3)]\cos\gamma-2\mathrm{tg}(\gamma/3)\cdot\sin\gamma}{[1+\mathrm{tg}^2(\gamma/3)]^2}$$

3．Z法反演公式

深度公式：

$$h_C=H_Z(\gamma)\cdot(b_Z+c_Z) \tag{1-120}$$

$$H_Z(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)S_3(\gamma)}{S_3(\gamma)[\mathrm{tg}(60^\circ-\gamma/3)-Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)]-S_2(\gamma)[\mathrm{tg}(60^\circ\rightarrow}$$
$$\leftarrow -\gamma/3)-Z_3(\gamma)+S_3(\gamma)\mathrm{tg}(22.5^\circ+\gamma/4)]$$

磁矩公式

$$M_S=M_Z(\gamma)\cdot a_Z(b_Z+c_Z)^2 \tag{1-121}$$

$$M_Z(\gamma)=\frac{H_Z^3(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]}{S_2(\gamma)Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)Z_2(\gamma)+S_3(\gamma)S_2(\gamma)[\mathrm{tg}(22.5^\circ-\gamma/4)+\mathrm{tg}(22.5^\circ\rightarrow}$$
$$\leftarrow+\gamma/4)]-\mathrm{tg}(60^\circ-\gamma/3)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]$$

原点公式：

$$X_A = X_{AZ}(\gamma)\cdot(b_Z + c_Z) \tag{1-122}$$

$$X_{AZ}(\gamma) = \frac{H_Z(\gamma)[S_3(\gamma) - S_2(\gamma)]}{Z_2(\gamma) - Z_3(\gamma) - S_3(\gamma)\,\mathrm{tg}(22.5^\circ + \gamma/4) - S_2(\gamma)\,\mathrm{tg}(22.5^\circ - \gamma/4)}$$

正常场公式

$$Z_A = Z_{AZ}(\gamma)\cdot a_Z \tag{1-123}$$

其中

$$Z_{AZ}(\gamma) = \frac{S_2(\gamma)Z_3(\gamma) - S_3(\gamma)Z_2(\gamma) + S_2(\gamma)S_3(\gamma)\left[\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right.}{S_2(\gamma)Z_3(\gamma) - S_3(\gamma)Z_2(\gamma) + S_2(\gamma)S_3(\gamma)\left[\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right.}\rightarrow$$

$$\leftarrow\frac{\left.+\,\mathrm{tg}(22.5^\circ + \frac{\gamma}{4})\right]}{\left.+\,\mathrm{tg}(22.5^\circ + \frac{\gamma}{4})\right] - [S_2(\gamma) - S_3(\gamma)]\,\mathrm{tg}(60^\circ - \frac{\gamma}{3})}$$

4．Y法反演公式

深度公式

$$H = H_Y(\gamma)\cdot(b_Y + c_Y) \tag{1-124}$$

$$H_Y(\gamma) = \frac{S_1(\gamma)S_2(\gamma)}{S_1(\gamma)\left[\mathrm{tg}(60^\circ - \frac{\gamma}{3}) - Z_2(\gamma) + S_2(\gamma)\,\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right]\rightarrow}$$

$$\leftarrow -S_2(\gamma)\left[\mathrm{tg}(60^\circ - \frac{\gamma}{3}) - Z_1(\gamma) - S_1(\gamma)\,\mathrm{tg}(67.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right]$$

磁矩公式

$$M_S = M_Y(\gamma)\cdot a_Y(b_Y + c_Y)^2 \tag{1-125}$$

$$M_Y(\gamma) = \frac{H_Y^3(\gamma)[S_2(\gamma) - S_1(\gamma)]}{S_2(\gamma)Z_1(\gamma) - S_1(\gamma)Z_2(\gamma) + S_1(\gamma)\cdot S_2(\gamma)\left[\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right.\rightarrow}$$

$$\leftarrow\left.-\,\mathrm{tg}(67.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right] - \mathrm{tg}(60^\circ - \frac{\gamma}{3})[S_2(\gamma) - S_1(\gamma)]$$

原点公式

$$X_Y = X_{VY}(\gamma)\cdot(b_Y + c_Y) \tag{1-126}$$

$$X_{VY}(\gamma) = \frac{S_3(\gamma) - S_2(\gamma)}{S_1(\gamma)\,\mathrm{tg}(67.5^\circ - \frac{\gamma}{4}) - S_2(\gamma)\,\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4}) + Z_2(\gamma) - Z_1(\gamma)}$$

正常场公式

$$Z_Y = Z_{VY}(\gamma)\cdot a_Y \tag{1-127}$$

$$Z_{VY}(\gamma) = \frac{S_2(\gamma)Z_1(\gamma) - S_1(\gamma)Z_2(\gamma) + S_1(\gamma)S_2(\gamma)\left[\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right.}{S_2(\gamma)Z_1(\gamma) - S_1(\gamma)Z_2(\gamma) + S_1(\gamma)S_2(\gamma)\left[\mathrm{tg}(22.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right.}\rightarrow$$

$$\leftarrow\frac{\left.-\,\mathrm{tg}(67.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right]}{\left.-\,\mathrm{tg}(67.5^\circ - \frac{\gamma}{4})\right] - \mathrm{tg}(60^\circ - \frac{\gamma}{3})[S_2(\gamma) - S_1(\gamma)]}$$

五、球

三角形解释系中，球体磁异常的反演问题，与其它形体磁异常一样，可根据Z曲线建立T_{Δ}、F_{Δ}、Z_{Δ}及Y_{∇}。三角形中均有相应的“三元公式”。“三元公式”的形式与(1-69)—(1-80)式相同，故从略。有限延深薄板的“三元公式”是代数表达式，而球体异常的“三元公式”可以写出严格的函数表达式。

（一）特征点坐标

三元系中，球体磁异常有关解释方法的建立，出发点是球体磁场的基本公式：

$$Z=M\frac{2h_c\cos\gamma-x^2\cos\gamma-3xh_c\sin\gamma}{(x^2+h_c^2)^{5/2}} \tag{1-128}$$

式中 M——磁矩，$M=\frac{4}{3}\pi R^3J$；

R——球体半径；

J——剖面中总磁化强度。

Z曲线斜率可据（1-128）式对x求一阶导数获得：

$$S=3M\frac{x^3\cos\gamma+4x^2\sin\gamma\cdot h_c-4x\cos\gamma h_c^2-\sin\gamma\cdot h_c^3}{(x^2+h_c^2)^{7/2}} \tag{1-129}$$

解三次方程：

$$x^3+4h_c\operatorname{tg}\gamma x^2-4h_c^2x-h_c^3\operatorname{tg}\gamma=0 \tag{1-130}$$

则有峰值坐标：

$$X_{max}=\frac{4}{3}[\sqrt{3+4\operatorname{tg}^2\gamma}\cdot\cos(60^\circ+\theta)-\operatorname{tg}\gamma]\cdot h_c \tag{1-131}$$

当$|\gamma|>90^\circ$时：

$$X_{max}=-\frac{4}{3}[\sqrt{3+4\operatorname{tg}^2\gamma}\cdot\cos(60^\circ+\theta)+\operatorname{tg}\gamma]\cdot h_c \tag{1-132}$$

式中

$$\theta=\frac{1}{3}\arccos\left[\frac{11\sin^3\gamma+117\sin\gamma}{16(4-\cos^2\gamma)^{3/2}}\right]$$

位于峰值右翼的谷值坐标：

$$X_{min}=\frac{4}{3}[\sqrt{3+4\operatorname{tg}^2\gamma}\cdot\cos(60^\circ-\theta)-\operatorname{tg}\gamma]\cdot h_c \tag{1-133}$$

当$|\gamma|>90^\circ$时：

$$X_{min}=-\frac{4}{3}[\sqrt{3+4\operatorname{tg}^2\gamma}\cdot\cos(60^\circ-\theta)+\operatorname{tg}\gamma]\cdot h_c \tag{1-134}$$

位于峰值左翼谷值坐标：

$$X'_{min}=-\frac{4}{3}[\sqrt{3+4\operatorname{tg}^2\gamma}\cdot\cos\theta+\operatorname{tg}\gamma]\cdot h_c \tag{1-135}$$

当$|\gamma|>90^\circ$时：

$$X'_{min}=\frac{4}{3}[\sqrt{3+4\operatorname{tg}^2\gamma}\cdot\cos\theta-\operatorname{tg}\gamma]\cdot h_c \tag{1-136}$$

(1-135)、(1-136)两式未利用于三元系中。

Z曲线的拐点，可据（1-128）式对x求二阶导数，并解四次方程后获得。先解四次方程：

$$x^4+5h_c\cdot tg\gamma\cdot x^3-\frac{27}{4}h_c^2\cdot x^2-\frac{15}{4}h_c^3\cdot tg\gamma\cdot x+h_c^4=0 \tag{1-137}$$

(1-137) 式的四个根与以下两方程的四个根完全一样：

$$x^2+\left(\frac{5}{2}\,tg\gamma+\frac{1}{2}\sqrt{8y+25tg^2\gamma+27}\right)x+y+\frac{20ytg\gamma+15tg\gamma}{4\sqrt{8y+25tg^2\gamma+27}}=0 \tag{1-138}$$

$$x^2+\left(\frac{5}{2}\,tg\gamma-\frac{1}{2}\sqrt{8y+25tg^2\gamma+27}\right)x+y-\frac{20ytg\gamma+15tg\gamma}{4\sqrt{8y+25tg^2\gamma+27}}=0 \tag{1-139}$$

式中y是三次方程：

$$y^3+\frac{27}{8}y^2-\left(\frac{75}{16}tg^2\gamma+1\right)y-\left(\frac{27}{8}+\frac{625}{128}tg^2\gamma\right)=0 \tag{1-140}$$

的任一实根。以 $\phi=y+\frac{9}{8}$ 代入 (1-140) 式，得卡尔丹方程：

$$\phi^3-\left(\frac{307}{64}+\frac{75}{16}tg^2\gamma\right)\phi+\left(\frac{153}{256}+\frac{25}{64}tg^2\gamma\right)=0 \tag{1-141}$$

鉴于 (1-141) 式中

$$-\left(\frac{307}{64}+\frac{75}{16}tg^2\gamma\right)<0$$

因此，(1-141) 式的根可用三角函数表达式表示：

$$\phi=\frac{2}{3}(921+900tg^2\gamma)^{-\frac{1}{2}}\cos\left\{\frac{1}{3}\arccos\left[-\frac{4131+2700tg^2\gamma}{(921+900tg^2\gamma)^{3/2}}\right]\right\} \tag{1-142}$$

分析 (1-142) 式，ϕ为实数。以此代入 (1-140) 式，进而代入(1-138)、(1-139)式，即可解出Z曲线的四个拐点：

$$X_1=\frac{h_c}{4}\left\{\left[(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}-5tg\gamma\right]^2-2\phi+18+\frac{10tg\gamma(\phi-3)}{(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}}+(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}-5tg\gamma\right\}^{1/2} \tag{1-143}$$

$$X_2=-\frac{h_c}{4}\left\{\left[(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}-5tg\gamma\right]^2-2\phi+18+\frac{10tg\gamma(\phi-3)}{(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}}+(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}-5tg\gamma\right\}^{1/2} \tag{1-144}$$

$$X_3=\frac{h_c}{4}\left\{\left[(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}+5tg\gamma\right]^2-2\phi+18-\frac{10tg\gamma(\phi-3)}{(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}}-(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}-5tg\gamma\right\}^{1/2} \tag{1-145}$$

$$X_4=-\frac{h_c}{4}\left\{\left[(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}+5tg\gamma\right]^2-2\phi+18-\frac{10tg\gamma(\phi-3)}{(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}}+(\phi+18+25tg^2\gamma)^{1/2}+5tg\gamma\right\}^{1/2} \tag{1-146}$$

上述四个拐点中，X_1位于谷值的右翼；X_2位于峰值的右翼；X_3位于峰值的左翼；X_4位于Z曲线的最左边；

值得指出的是，当球体磁异常的$\gamma>90°$时，四个拐点的相对位置，均要发生置换变化：X_1由位于谷值的右翼，变化到Z曲线的最右边；X_2由位于峰值的右翼，变化到谷值的右翼；X_3由位于峰值的左翼，变化到峰值的右翼；X_4由位于Z曲线最左边，变化到了峰值的左翼，见图1-13。

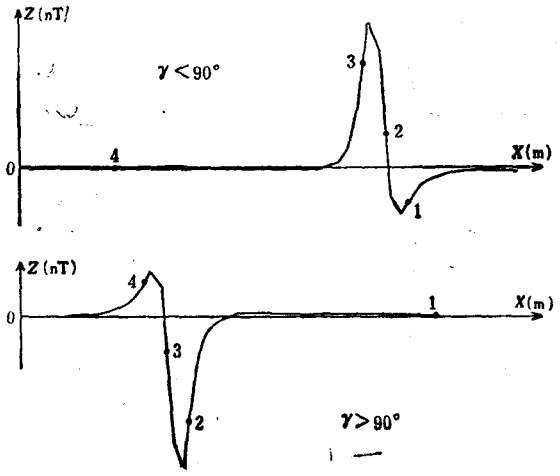


图 1-13 球体磁异常拐点位置置换图

Fig. 1-13 Inflexion point replacement for sphere magnetic anomaly

由此可见，三元系中球体磁异常“反演公式”需以$\gamma=90°$为界。当$\gamma<90°$时使用X_2、X_3的公式，在$\gamma>90°$时要用X_3、X_4作相应置换；当$\gamma<90°$时使用X_1、X_2的公式，在$\gamma>90°$时要用X_2、X_3作相应置换。

（二）反演公式

球体异常Z曲线上的极值、拐点坐标获得后，Z_{max}、Z_{min}、Z'_{min}，Z_1、Z_2、Z_3、Z_4，可分别将(1-131)、(1-133)、(1-135)、(1-143)—(1-146)式代入到(1-128)式获得；将(1-143)—(1-146)式代入到(1-129)式后获得拐点斜率S_1、S_2、S_3、S_4。坐标、斜率获得后，则可给出有关三角形相应的反演公式。

1．T法反演公式

深度公式

$$h_c=H_T(\gamma)\cdot(b_T+c_T) \tag{1-147}$$

式中深度函系数$H_T(\gamma)$较为复杂，若以所有三角函数及反三角函数统计，由1066基本函数组成：

$$H_T(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)\cdot S_3(\gamma)}{S_3(\gamma)[M(\gamma)-Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)X_2(\gamma)]-S_2(\gamma)[M(\gamma)-Z_3(\gamma)+S_3(\gamma)\,X_3(\gamma)]}$$

当$|\gamma|>90°$时：

$$H_T(\gamma)=\frac{S_3(\gamma)\cdot S_4(\gamma)}{S_4(\gamma)[M(\gamma)-Z_3(\gamma)+S_3(\gamma)\cdot X_3(\gamma)]-S_3(\gamma)[M(\gamma)-Z_4(\gamma)+S_4(\gamma)\cdot X_4(\gamma)]}$$

式中：

$$M(\gamma)=\frac{[2-m^2(\gamma)]\cos\gamma-3m(\gamma)\cdot\sin\gamma}{[1+m^2(\gamma)]^{5/2}}$$

$$m(\gamma)=\frac{4}{3}\left\{\sqrt{3+4\mathrm{tg}^2\gamma}\cdot\cos\left[60^\circ+\frac{1}{3}\arccos\frac{11\sin^3\gamma+117\sin\gamma}{16(4-\cos^2\gamma)^{3/2}}-\mathrm{tg}\gamma\right]\right\}$$

$$Z_2(\gamma)=\frac{[2-X_2^2(\gamma)]\cos\gamma-3X_2(\gamma)\sin\gamma}{[1+X_2^2(\gamma)]^{5/2}}$$

$$Z_3(\gamma)=\frac{[2-X_3^2(\gamma)]\cos\gamma-3X_3(\gamma)\sin\gamma}{[1+X_3^2(\gamma)]^{5/2}}$$

$$Z_4(\gamma)=\frac{[2-X_4^2(\gamma)]\cos\gamma-3X_4(\gamma)\sin\gamma}{[1+X_4^2(\gamma)]^{5/2}}$$

$$S_2(\gamma)=\frac{3[X_2^3(\gamma)\cos\gamma+4X_2^2(\gamma)\sin\gamma-4X_2(\gamma)\cos\gamma-\sin\gamma]}{[1+X_2^2(\gamma)]^{7/2}}$$

$$S_3(\gamma)=\frac{3[X_3^3(\gamma)\cos\gamma+4X_3^2(\gamma)\sin\gamma-4X_3(\gamma)\cos\gamma-\sin\gamma]}{[1+X_3^2(\gamma)]^{7/2}}$$

$$S_4(\gamma)=\frac{3[X_4^3(\gamma)\cos\gamma+4X_4^2(\gamma)\sin\gamma-4X_4(\gamma)\cos\gamma-\sin\gamma]}{[1+X_4^2(\gamma)]^{7/2}}$$

$$X_2(\gamma)=-\frac{1}{4}\left\{[(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}-5\mathrm{tg}\gamma]^2-2\psi+18+\frac{10\mathrm{tg}\gamma(\psi-3)}{(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}}\right.$$
$$\left.+(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}-5\mathrm{tg}\gamma\right\}^{1/2}$$

$$X_3(\gamma)=\frac{1}{4}\left\{[(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}+5\mathrm{tg}\gamma]^2-2\psi+18-\frac{10\mathrm{tg}\gamma(\psi-3)}{(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}}\right.$$
$$\left.-(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}-5\mathrm{tg}\gamma\right\}^{1/2}$$

$$X_4(\gamma)=-\frac{1}{4}\left\{[(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}+5\mathrm{tg}\gamma]^2-2\psi+18-\frac{10\mathrm{tg}\gamma(\psi-3)}{(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}}\right.$$
$$\left.+(\psi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}+5\mathrm{tg}\gamma\right\}^{1/2}$$

$$\psi=\frac{2}{3}\ (921+900\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}\cos\left\{\frac{1}{3}\arccos\left[-\frac{4131+2700\mathrm{tg}^2\gamma}{(921+900\mathrm{tg}^2\gamma)^{3/2}}\right]\right\}$$

磁矩公式

$$M=M_T(\gamma)\cdot a_T(b_T+c_T)^3 \qquad (1-148)$$

式中$M_T(\gamma)$为磁矩函系数。磁矩函系数更为复杂：

$$M_T(\gamma)=\frac{H_T^3(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]}{S_3(\gamma)Z_2(\gamma)-S_2(\gamma)Z_3(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma)-X_3(\gamma)]\rightarrow}$$
$$\leftarrow -M(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]$$

当$|\gamma|>90^\circ$时：

$$M_T(\gamma)=\frac{H_T^3(\gamma)[S_3(\gamma)-S_4(\gamma)]}{S_4(\gamma)\cdot Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)Z_4(\gamma)+S_3(\gamma)S_4(\gamma)[X_3(\gamma)-X_4(\gamma)]\rightarrow}$$
$$\leftarrow -M(\gamma)[S_3(\gamma)-S_4(\gamma)]$$

原点公式：

$$X_A = X_{AT}(\gamma)\cdot(b_T + c_T) \tag{1-149}$$

$$X_{AT}(\gamma) = \frac{H_T(\gamma)[S_3(\gamma) - S_2(\gamma)]}{S_3(\gamma)X_3(\gamma) - S_2(\gamma)X_2(\gamma) + Z_2(\gamma) - Z_3(\gamma)}$$

当$|\gamma| > 90°$时

$$X_{AT}(\gamma) = \frac{H_T(\gamma)[S_4(\gamma) - S_3(\gamma)]}{S_4(\gamma)X_4(\gamma) - S_3(\gamma)\cdot X_3(\gamma) + Z_3(\gamma) - Z_4(\gamma)}$$

正常场公式：

$$Z_A = Z_{AT}(\gamma)\cdot a_T \tag{1-150}$$

$Z_{AT}(\gamma)$为正常场函系数

$$Z_{AT}(\gamma) = \frac{S_2(\gamma)Z_3(\gamma) - S_3(\gamma)Z_2(\gamma) + S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma) - X_3(\gamma)]}{\cdot[X_2(\gamma) - X_3(\gamma)]} \rightarrow$$

$$\leftarrow \frac{}{-M(\gamma)[S_2(\gamma) - S_3(\gamma)]}$$

当$|\gamma| > 90°$时

$$Z_{AT}(\gamma) = \frac{S_3(\gamma)Z_4(\gamma) - S_4(\gamma)Z_3(\gamma) + S_3(\gamma)S_4(\gamma)}{S_3(\gamma)Z_4(\gamma) - S_4(\gamma)Z_3(\gamma) + S_3(\gamma)S_4(\gamma)[X_3(\gamma) - X_4(\gamma)]} \rightarrow$$

$$\leftarrow \frac{\cdot[X_3(\gamma) - X_4(\gamma)]}{-M(\gamma)[S_3(\gamma) - S_4(\gamma)]}$$

2．F法反演公式

深度公式

$$h_c = H_F(\gamma)\cdot(b_F + c_F) \tag{1-151}$$

$$H_F(\gamma) = \frac{S_2(\gamma)S_3(\gamma)}{S_2(\gamma)Z_3(\gamma) - S_3(\gamma)Z_2(\gamma) + S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma) - X_3(\gamma)]}$$

当$|\gamma| > 90°$时

$$H_F(\gamma) = \frac{S_3(\gamma)S_4(\gamma)}{S_3(\gamma)Z_4(\gamma) - S_4(\gamma)Z_3(\gamma) + S_3(\gamma)S_4(\gamma)[X_3(\gamma) - X_4(\gamma)]}$$

磁矩公式

$$M = M_F(\gamma)\cdot a_F(b_F + c_F)^3 \tag{1-152}$$

$$M_F(\gamma) = \frac{H_F^3(\gamma)[S_2(\gamma) - S_3(\gamma)]}{S_2(\gamma)Z_3(\gamma) - S_3(\gamma)Z_2(\gamma) + S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma) - X_3(\gamma)]}$$

当$|\gamma| > 90°$时：

$$M_F(\gamma) = \frac{H_F^3(\gamma)[S_3(\gamma) - S_4(\gamma)]}{S_3(\gamma)Z_4(\gamma) - S_4(\gamma)Z_3(\gamma) + S_3(\gamma)S_4(\gamma)[X_3(\gamma) - X_4(\gamma)]}$$

原点公式

$$X_A = X_{AF}(\gamma)\cdot(b_F + c_F) \tag{1-153}$$

$$X_{AF}(\gamma) = \frac{H_F(\gamma)[S_3(\gamma) - S_2(\gamma)]}{S_3(\gamma)X_3(\gamma) - S_2(\gamma)X_2(\gamma) + Z_2(\gamma) - Z_3(\gamma)}$$

当$|\gamma| > 90°$时

$$X_{AP}(\gamma)=\frac{H_F(\gamma)[S_4(\gamma)-S_3(\gamma)]}{S_4(\gamma)X_4(\gamma)-S_3(\gamma)X_3(\gamma)+Z_3(\gamma)-Z_4(\gamma)}$$

峰值公式

$$Z_M=Z_M(\gamma)\cdot a_1 \tag{1-154}$$

式中$Z_M(\gamma)$为峰值函系数

$$Z_M(\gamma)=M(\gamma)\frac{S_2(\gamma)Z_3(\gamma)-S_3(\gamma)Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma)-X_3(\gamma)]}{S_2(\gamma)-S_3(\gamma)}$$

当$|\gamma|>90°$时：

$$Z_M(\gamma)=M(\gamma)\frac{S_3(\gamma)Z_4(\gamma)-S_4(\gamma)Z_3(\gamma)+S_3(\gamma)S_4(\gamma)[X_3(\gamma)-X_4(\gamma)]}{S_3(\gamma)-S_4(\gamma)}$$

3．Z法反演公式

深度公式、原点公式、正常场公式的表达式与有限延深薄板磁异常Z_Δ中相应的主体公式的型式完全相同，其中深度函系数，原点函系数、正常场函系数的注记，在（1-146）式中已基本包括。以下相同的公式与注记不再枚举。

球体磁异常Z_Δ中的磁矩公式不同于有限延深薄板磁异常的磁矩公式。

$$M=M_Z(\gamma)\cdot a_Z(b_Z+c_Z)^3 \tag{1-155}$$

$$M_Z(\gamma)=\frac{M_Z^3(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]}{S_2(\gamma)Z_2(\gamma)-S_3(\gamma)Z_3(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma)-X_3(\gamma)]\rightarrow}$$

$$\leftarrow -N(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]$$

式中

$$H_Z(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)\cdot S_3(\gamma)}{S_3(\gamma)[N(\gamma)-Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)X_2(\gamma)]-S_2(\gamma)[N(\gamma)-Z_3(\gamma)\rightarrow}$$

$$\leftarrow +S_3(\gamma)X_3(\gamma)]$$

$$N(\gamma)=\frac{[2-n^2(\gamma)]\cos\gamma-3n(\gamma)\sin(\gamma)}{[1+n^2(\gamma)]^{5/2}}$$

$$n(\gamma)=\frac{4}{3}\left\{(3+4\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}\cdot\cos\left[60°-\frac{1}{3}\arccos\frac{11\sin^3\gamma+117\sin\gamma}{16(4-\cos^2\gamma)^{3/2}}-\mathrm{tg}\gamma\right]\right\}$$

当$|\gamma|>90°$时：

$$n(\gamma)=-\frac{3}{4}\left\{(3+4\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}\cdot\cos\left[60°-\frac{1}{3}\arccos\frac{11\sin^3\gamma+117\sin\gamma}{16(4-\cos^2\gamma)^{3/2}}+\mathrm{tg}\gamma\right]\right\}$$

4．Y法反演公式

深度公式

$$h_c=H_Y(\gamma)\cdot(b_Y+c_Y) \tag{1-156}$$

$$H_Y(\gamma)=\frac{S_1(\gamma)S_2(\gamma)}{S_1(\gamma)[N(\gamma)-Z_2(\gamma)+S_2(\gamma)X_2(\gamma)]-S_2(\gamma)[N(\gamma)-Z_1(\gamma)\rightarrow}$$

$$\leftarrow +S_1(\gamma)X_1(\gamma)]$$

当$|\gamma|>90°$时：

$$H_Y(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)S_3(\gamma)}{S_2(\gamma)[N(\gamma)-Z_3(\gamma)+S_3(\gamma)X_3(\gamma)]-S_3(\gamma)[N(\gamma)-Z_2(\gamma)}$$

$$\leftarrow +S_2(\gamma)X_2(\gamma)]$$

其中：

$$X_1(\gamma)=\frac{1}{4}\left\{[\phi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}+5\mathrm{tg}\gamma]^2-2\phi+18+\frac{10\mathrm{tg}\gamma(\phi-3)}{(\phi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}}\right.$$

$$\left.+(\phi+18+25\mathrm{tg}^2\gamma)^{1/2}-5\mathrm{tg}\gamma\right\}^{1/2}$$

$$Z_1(\gamma)=\frac{[2-X_1^2(\gamma)]\cos\gamma-3X_1(\gamma)\sin\gamma}{[1+X_1^2(\gamma)]^{5/2}}$$

$$S_1(\gamma)=\frac{3[X_1^2(\gamma)\cos\gamma+4X_1^2(\gamma)\sin\gamma-4X_1(\gamma)\cos\gamma-\sin\gamma]}{[1+X_1^2(\gamma)]^{7/2}}$$

磁矩公式

$$M=M_Y(\gamma)\cdot a_Y(b_Y+c_Y)^3 \tag{1-157}$$

$$M_Y(\gamma)=\frac{H_Y^2(\gamma)[S_2(\gamma)-S_1(\gamma)]}{S_2(\gamma)Z_1(\gamma)-S_1(\gamma)Z_2(\gamma)+S_1(\gamma)S_2(\gamma)[X_1(\gamma)-X_2(\gamma)]\rightarrow}$$

$$\leftarrow -N(\gamma)[S_1(\gamma)-S_2(\gamma)]$$

当$|\gamma|>90°$时

$$M_Y(\gamma)=\frac{H_Y^2(\gamma)[S_3(\gamma)-S_2(\gamma)]}{S_3(\gamma)Z_2(\gamma)-S_2(\gamma)Z_3(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma)-X_3(\gamma)]\rightarrow}$$

$$\leftarrow -N(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]$$

原点公式

$$X_V=X_{VY}(\gamma)\cdot(b_Y+c_Y) \tag{1-158}$$

$$X_{VY}(\gamma)=\frac{H_Y(\gamma)[S_1(\gamma)-S_2(\gamma)]}{S_2(\gamma)X_2(\gamma)-S_1(\gamma)X_1(\gamma)+Z_1(\gamma)-Z_2(\gamma)}$$

当$|\gamma|>90°$时

$$X_{VY}(\gamma)=\frac{H_Y(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]}{S_3(\gamma)X_3(\gamma)-S_2(\gamma)X_2(\gamma)+Z_2(\gamma)-Z_3(\gamma)}$$

正常场公式

$$Z_V=Z_{VY}(\gamma)\cdot a_Y \tag{1-159}$$

$$Z_{VY}(\gamma)=\frac{S_2(\gamma)Z_1(\gamma)-S_1(\gamma)Z_2(\gamma)}{S_2(\gamma)Z_1(\gamma)-S_1(\gamma)Z_2(\gamma)+S_1(\gamma)S_2(\gamma)[X_1(\gamma)-X_2(\gamma)]}\rightarrow$$

$$\leftarrow\frac{+S_1(\gamma)S_2(\gamma)[X_1(\gamma)-X_2(\gamma)]}{-N(\gamma)[S_1(\gamma)-S_2(\gamma)]}$$

当$|\gamma|>90°$时

$$Z_{VY}(\gamma)=\frac{S_3(\gamma)Z_2(\gamma)-S_2(\gamma)Z_3(\gamma)}{S_3(\gamma)Z_2(\gamma)-S_2(\gamma)Z_3(\gamma)+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma)-X_3(\gamma)]}\rightarrow$$

$$\leftarrow\frac{+S_2(\gamma)S_3(\gamma)[X_2(\gamma)-X_3(\gamma)]}{-N(\gamma)[S_2(\gamma)-S_3(\gamma)]}$$

第三节　叠加异常分解与迭代反演

叠加异常解释是以异常获得分解为前提的。磁异常三元系的研究，即为分解异常提出

了理论依据。也为分解异常提供了有效的解释方法。根据各类简单几何形体异常分段曲线分别建立三角形，并给出多组“三元”，拟定了根据某一组“三元”即能独立解释异常的多种解释方法。叠加异常能否获得成功的解释，其关键在于采用得当的“模式识别”，选用恰当的“屏障分解”，配置相应的反演方法，并适时地把握好“三元迭代”。

一、三元映射

若将问题限定在对简单几何形体，如板、柱、球等产生的异常进行讨论时，显然，特定的几何体产生特定的异常，特定的异常必定有相应的“异常三元”与之对应。三元与异常体之间普遍存在着一一对应的且处处可定义的函数关系，这种关系即称为“三元映射”。这种映射是相应磁场函数的拓广。三元、异常、异常体之间是一种复合映射关系。

由第一、二节的理论分析可知，对于无限延深薄板、无限长水平柱、球等简单几何形体磁异常而言，三元中浓缩了有关磁性体正演理论曲线必要参数的一切信息。根据三元本身就能将这些必要参数如深度、磁化特征角、磁矩、原点、正常场解出来。即使对于诸如有限延深薄板、无限延深厚板体异常而言，有了异常三元，结合“模式识别”等反演技巧，亦可对异常全面加以求解，给出包括异常体下延长度，上顶宽度等在内的基本参数。

可见，三元，它是相应单体异常剖面曲线的抽象，是单体异常一切重要参数的化身。有了三元，等于等效的获得了异常本身。

任一简单几何体异常剖面均具有多组三元映射的特性。异常完整的曲线剖面可以建立整幅三角形，可获得有关三元的整幅映射；仅据异常峰值附近的曲线可以建立特征三角形，进而获得三元的特征映射；仅据异常谷值附近的曲线建立谷域三角形，即可获得三元的谷域映射；另外，还有三元的分幅映射等，构成了同一异常的多组三元映射。这种同一异常具有多组三元映射的性质，称做三元映射的多位性。

同一异常的多组三元映射具有获得同样解释结果的函数关系。处于异常剖面不同部位的异常三元，量值虽然不同，但由于异常同属于同一场源，具有固定的函数关系。因此，不同异常部位的异常三元，配置相应的函系数，必可获得相同的解释结果。这种多组三元映射具有同一解释结果的性质，称做三元映射的归一性。

三元映射的多位性与归一性，为分解叠加异常奠定了基础。

单体异常叠加后，其异常面貌无疑会产生变化，这种变化，将随异常叠加的程度、方式不同而有千变万化的差异。在呈现千变万化的叠加异常中，只要某一局部线段，仍保留有相应单体异常的固有异常特征，即可借助于相应曲线段去获得异常三元，使异常分解成为现实。值得提出的是，这种分解并不依赖于三元的绝对准确，在异常因叠加而严重变形的情况下，首先依据变形的异常获取近似的三元，给出近似的分解。有了这种近似分解，可进一步借助于三元系中的“迭代反演”技术，逐步使反演的结果向真值逼近，从而给出令人满意的最终结果来。

二、模式识别

三元系中“模式识别”是指借用典型几何形体的三角形解释方法，对给定异常作检验性解释，根据其剩余异常的符号、量级、特点、去衡量给定异常体与典型异常体之间的相关关系，进而判别给定异常的归属。这一过程，就是三元系模式识别。

只有正确的认识异常，才能得当的解释异常。三元系模式识别，是正确认识异常的重要途径。

实践中，有关给定异常的一切真实参数往往是完全未知的，能从给定异常中得到的有用参数仅有两种：一种是异常平面特征参数，主要是异常的长短轴之比；一种是异常剖面特征参数，如强度、幅度对称性等。三元系将剖面异常中所有的特征参数通过图形转换，抽象的给出了“异常三元”。人们有理由根据异常的平面参数将异常粗划为二度体，似二度体及三度体异常，又可根据异常的剖面参数提出一系列的解释方法，进而解得有关磁性体的埋深、产状、磁性大小、磁化特征等。问题出在人们提出的一切解释方法的前提往往是设定的。设定的前提难以避免众多的失误，要想对一个给定异常作出毫无失误的解释几乎是不可能的。但是，改善目前的解题思路，减少不必要的主观因素，提高解释结果的可信程度却是可行的。基于这种考虑，三元系中除设法尽可能地利用与异常本身有关的一切参数外，并提出了需要为给定异常提供一些密切相关的“参考参数”。

通过给定异常与典型异常模式的识别与比较，则可相对合理地给出与理论、经验均有关的前提条件，进而则可正确地解释给定异常。这一模式识别过程与单一的使用异常本身的信息比较，是一大进步。这种前提条件，能有统一的标准，便于计算机接受。计算机有了“模式识别”的功能，将为“智能反演”给定异常奠定必要的基础。

三元系中的“模式识别”主要分“叠加判别”与“类型识别”两种。“叠加判别”在于判别给定异常是叠加异常还是单体异常；“类型识别”在于识别给定异常在九亚类异常中的归属。把握好叠加判别与类型识别，就不难使给定异常获得相对完美的解释。

（一）叠加判别

所有异常均可归结为二大类：单体异常与复体异常。复体异常亦称叠加异常。一般情

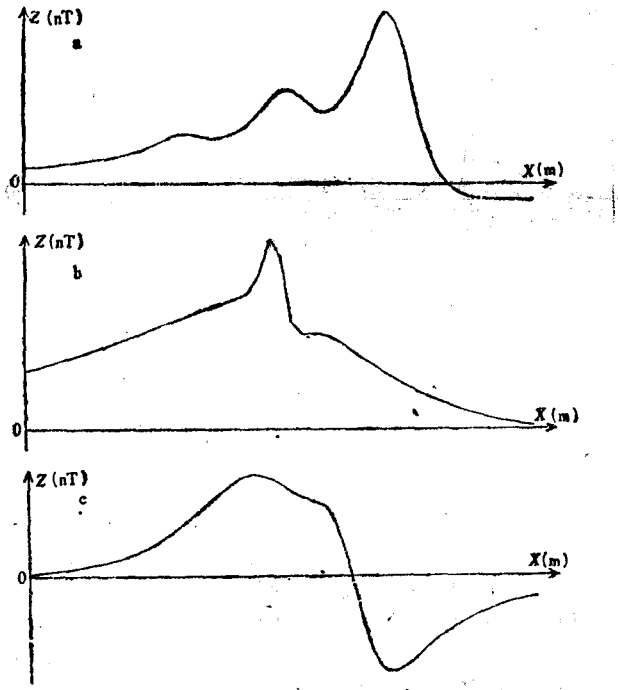


图 1-14 叠加异常的“多峰”、“阶梯”特征

Fig.1-14 “Multi-peak” and “stair” characteristics of superposed anomalies

况下，单体异常与叠加异常是容易区分的。典型的叠加异常往往具有“多峰”，或“阶梯状”的特征，如图1-14。此类异常无需识别亦能判定。

但事实上，有不少的叠加异常在外形上酷似单体异常，有时相似到真假难分的程度。对于这些外形上与单体异常相似，而实质上是叠加异常，在异常解释实践中是非常需要加以区分的。磁异常三元系为区分这些外形酷似单体异常的叠加异常，专门设计了“T—Z”判别与“Y—Z”判别。

1．T—Z判别

“T—Z”判别是利用无限延深薄板、无限长水平圆柱体、球体三种典型几何形体异常的特征三角形解释法（即T）和整幅三角形解释法（Z），对给定异常做检验性解释，进而判别给定异常是否归属于叠加异常。

“T—Z”判别主要适用于对垂直叠加及水平叠加异常进行检验。

对于垂直叠加异常而言，若利用特征三角形解释法对给定异常进行“T”检验时，剩余异常呈明显的深源单体异常特征，剩余异常DZ曲线圆滑宽缓，横跨由特征三角形解释法结果所确定的Z异常；再利用整幅三角形解释法对给定异常进行“Z”检验时，剩余异常呈燕形“∽”特征，经T、Z检验后的剩余异常以正值为主。由此即可判定给定异常为垂直叠加异常，见图1-15。

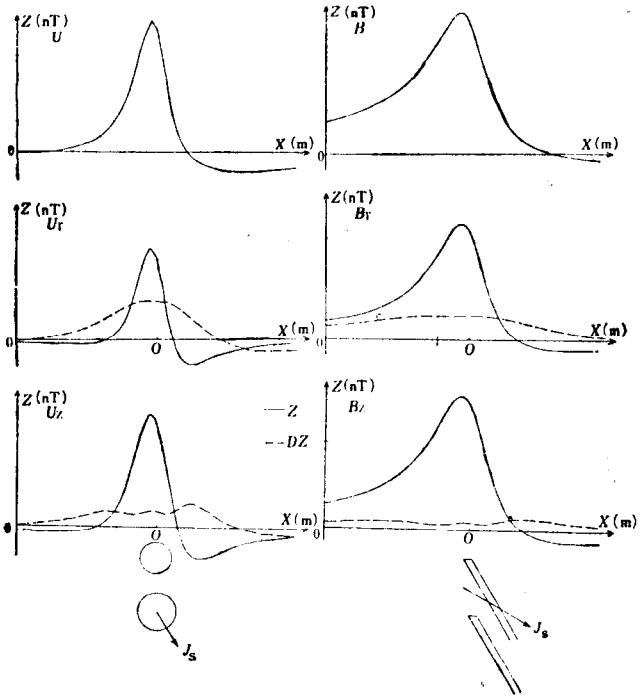


图 1-15　垂直叠加异常的T—Z判别

Fig.1-15　T—Z identification of vertical superposed anomalies

图1-15中的U异常及B异常曲线，用经验的方法仅能将其看做是单体异常曲线。U_T与B_T异常剖面，是对U与B异常进行T检验的结果，其剩余异常DZ曲线，具有圆滑、宽缓的深源异常特征，且横跨Z曲线。U_Z与B_Z异常剖面，是对U与B异常进行Z检验的结果。剩

余异常均呈燕形特征。且U_T、U_Z、B_T、B_Z中的剩余异常均以正值为主，因此判定U、B异常均为垂直叠加异常。

一般情况下，水平叠加异常都是容易识别的。只有当磁性体之间相距过近，且以一个磁性体为主的情况下产生的叠加异常才难以识别。

对于水平叠加异常而言，若对给定异常进行T检验时，剩余异常DZ曲线位于Z曲线一侧，其宽度与Z曲线的宽度相当；Z检验结果类同，且剩余异常均以正值为主。由此即可判别给定异常为水平叠加异常，见图1-16。

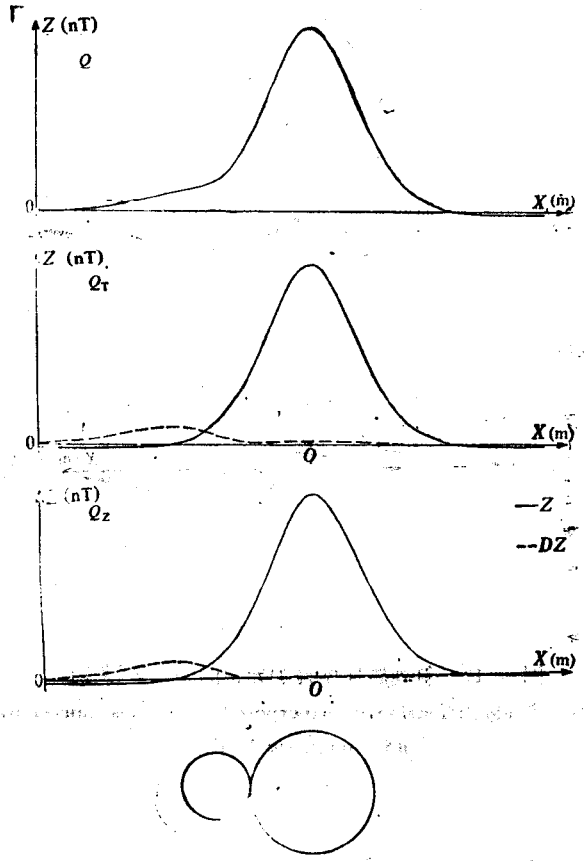


图 1-16　水平叠加异常的T—Z判别

Fig.1-16　T—Z identification of horizontal superposed anomalies

图中异常曲线是两个体积不等的磁性球体引起的水平叠加异常。Q_T、Q_Z分别是对Q异常进行T与Z检验的结果。

2。"Y—Z"判别

"Y—Z"判别是利用典型几何形体异常的谷域三角形解释法（Y）及整幅三角形解释法（Z）对给定异常作检验，进而确定给定异常的归属问题。该法适用于判别由斜列磁性体引起的叠加异常。

图1-17中的U曲线是斜列的两水平柱体的叠加异常。但从图形上看不出叠加的迹象，经Y检验后，在U_Y剖面内得到了位于Z曲线一侧的剩余异常。此剩余异常具有明显的单体

异常特征，即异常正负相伴，且宽度大于Z曲线，是斜列磁性体叠加异常的典型特征。U_Z是对异常作Z检验的结果，剩余异常DZ曲线具有明显的燕形特征。Y、Z检验的结 果为判别斜列磁性体叠加异常提供了依据。

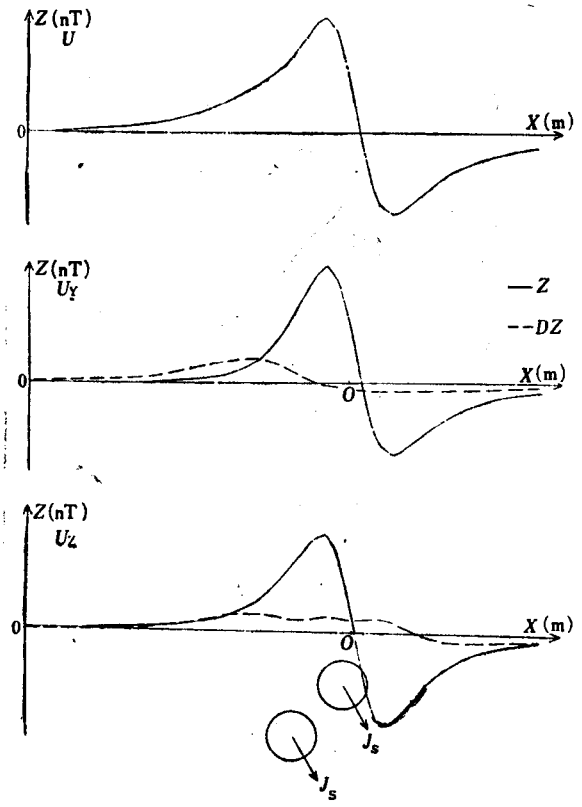


图 1-17　斜列磁性体叠加异常的"Y—Z"判别

Fig.1-17　"Y—Z" identification of superposed anomalies caused by inclined parallel magnetic bodies

（二）类型识别

二度体、似二度体、三度体三类异常的划分，主要依据平面异常的长短轴之比。大于3者为二度体异常；近于1者为三度体异常；介乎二者间的为似二度体异常。这种粗略的划分，在很大程度上已基本满足了实践中的应用要求。其论据是，影响异常剖面特征的因素，主要是异常体处于剖面中的状态，在一定的埋深条件下制约异常剖面特征的要素是：异常体磁化特征与顶宽参数、异常体的下延及走向长度。加之人们在研究问题时，往往将解释剖面选择在异常的中部，从而进一步压抑了异常体走向长度对于 异 常 特 征的影响程度。因此，在一般情况下根据异常的走向长短轴之比，粗略的将异常分为三类即可满足人们对解释精度的一般要求。

决定剖面异常特征的因素虽然主要是异常体的上部状态，但在实践中，人们往往是将异常体的下延状况，作为重要的研究对象。

根据异常的剖面特征去探索异常体的下延状况，是国内外诸多学者与同行们颇为关注

的问题。从野外工作需要的角度看，真正实用的方法尚不多见。而三元系为此提供了依靠“类型识别”判定磁性体下延状况的两种方案。一种是“板柱识别”，一种是“蓓蕾识别”。板柱识别仅需利用异常的剖面特征，即可给出有关磁性体的下延参数 l/h。板柱识别适用于二度薄板体异常。蓓蕾识别需利用异常的剖面和平面特征，方可确定磁性体的下延参数。蓓蕾识别适用于球、一切柱和薄板磁性体（有限延深及无限延深）所产生的“薄板类异常”。

1. 板柱识别

产生二度体异常的异常体中，包括无限延深薄板与无限长水平柱，可以认为是在倾向延深方面的两种极限情况。前者是倾向延深长至极限，后者是倾向延深短至极限。而无限长有限延深薄板的倾向延深必定介于两者之间。如将无限延深薄板称做“板”，无限长水平柱称作“柱”，对无限长有限延深薄板则可谓之“有限板”。如何识别给定异常的异常体的倾向延深是介乎板、柱之间，进而确定其下延参数呢？

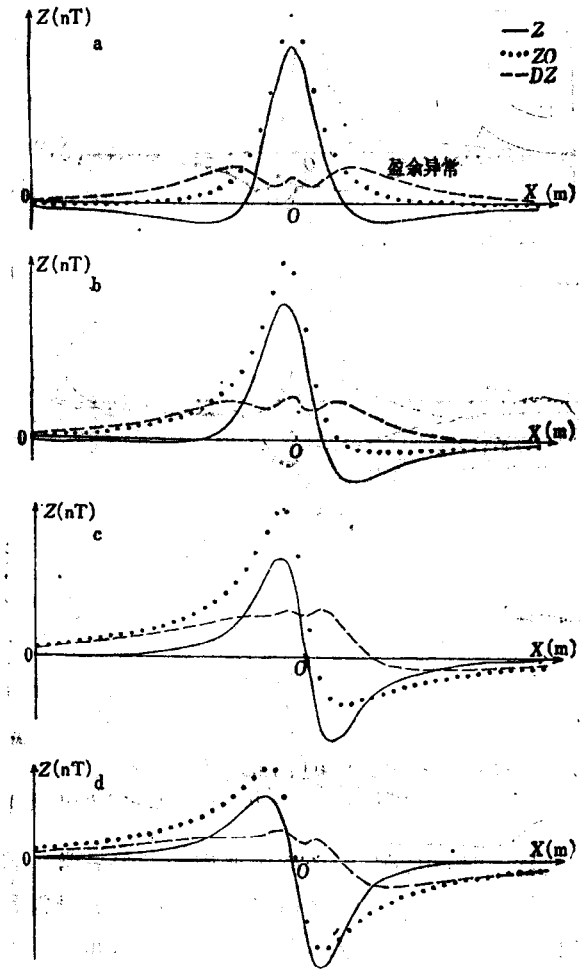


图 1-18 柱识别中典型的“盈余模式”

Fig. 1-18 Typical “residual model” cylinder identification

给定一个二度体异常，且已设定该异常必由板、柱或有限板中的一种所引起。在此前提下，对给定的二度体异常试以专用于板或柱的解释方法各解释一次，若根据其中某次的解释结果，去作正演曲线，能获得与给定异常的最佳拟合，则给定异常之异常体必定就是专用方法所属的板（或柱）。如若不然，必定归属于有限板之列。对于有限板异常，若以柱的专用法解释时，会因为解释“不足”而有正向的剩余，称“盈余异常。”相反，若以板的专用法去解释，则会因解释“过分”而出现反向剩余，称之为“亏久异常”。典型的“亏欠异常”与“盈余异常”见图1-18—图1-19。

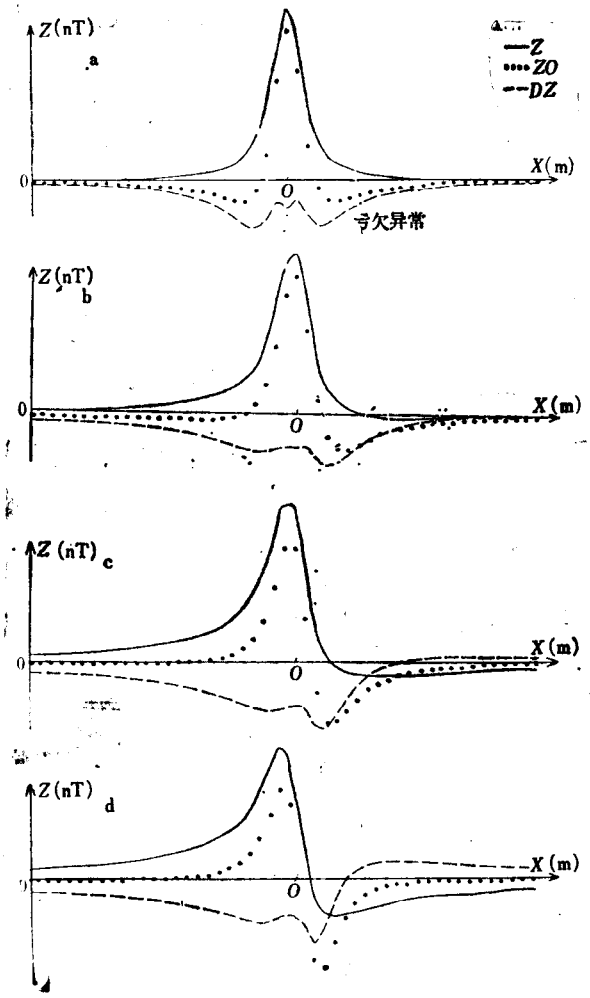


图 1-19 “板识别”中典型的“亏欠模式”

Fig. 1-19 Typical"lost model"in plate identification

当有限板 $l/h=0.375$时，“板识别”后产生了典型的亏欠异常。若以亏欠异常的幅值与有限板异常幅值相比，其幅值亏欠率（B_c）达32%；若以亏欠异常和坐标轴之间包络的有效面积与有限板异常相应面积相比，其幅域亏欠率（B_s）达90.4%。“柱识别”后产生了极不明显的盈余异常，其幅值盈余率（U_c）仅3%，幅域盈余率（U_s）为9.5%。采用柱专用法解释该异常，求得有限板的中心埋深，其相对误差为4.9%；而采用板专门方法求

得有限板上顶埋深的相对误差达14%。

当有限板$l/h=3$时，板识别后亏欠异常大为减弱，其幅值亏欠率为8.6%，幅域亏欠率降低为32.5%。柱识别后获得了典型的盈余异常。其幅值盈余率上升为21.6%，幅域盈余率上升为43.4%。采用柱专用法解释该异常时，求出的有限板中心埋深误差很大，相对误差达32.4%，而采用板专用法求得的有限板上顶埋深却仅有0.8%的相对误差。见图1-20。

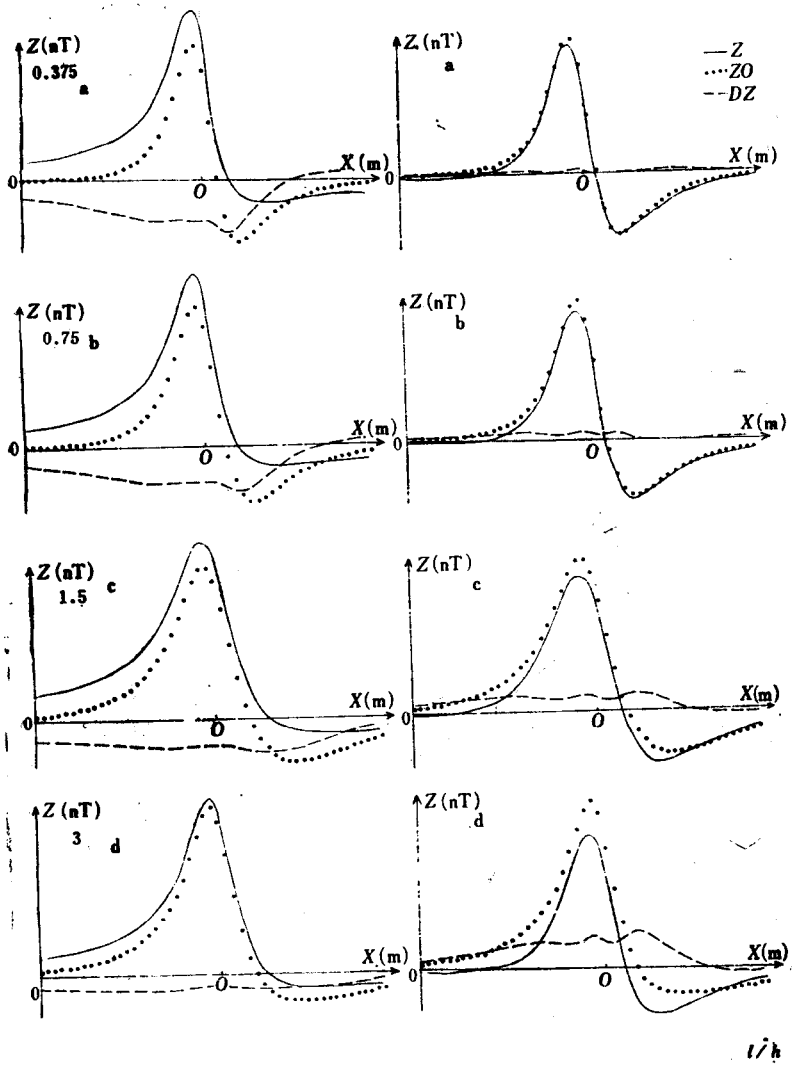


图 1-20 二度薄板体异常的“板柱识别”

Fig. 1-20 “Plate and cylinder identification” in two-dimensional thin plate anomalies

可见，延深小的板异常即可看做是柱异常，且以柱异常专用解释方法加以解释，可以获得理想的解释结果，详见表1-2。

表中：

B_c——板识别幅值亏欠率；

B_s——板识别幅域亏欠率；

U_c——柱识别幅值盈余率；

U_s——柱识别幅域盈余率；

K_c——柱板幅值比。指板、柱识别后，剩余异常的幅值之比；

K_s——柱板幅域比。指板、柱识别后，剩余异常的幅域之比。见图1-21。

板柱专用法，系指从属于板、柱几何体异常的三角形解释方法。

表 1-2

l/h	板柱识别特征参数						板柱专用法解释误差			
	Bc	Bs	Uc	Us	Ks	Kc	深度参数相对误差(%)		γ 角绝对误差(°)	
							hc柱	h 板	γ 柱	γ 板
0.375	32	90.4	3	10.1	0.112	0.095	4.9	14	58.	6.9
0.75	27	74.9	5	13.4	0.18	0.184	6.4	13	9	6.6
1.5	18	54.5	12	23.5	0.43	0.654	7.4	5	14.8	2.5
3	8.6	32.5	22	43.4	1.333	2.53	32.4	0.8	16.2	1.4

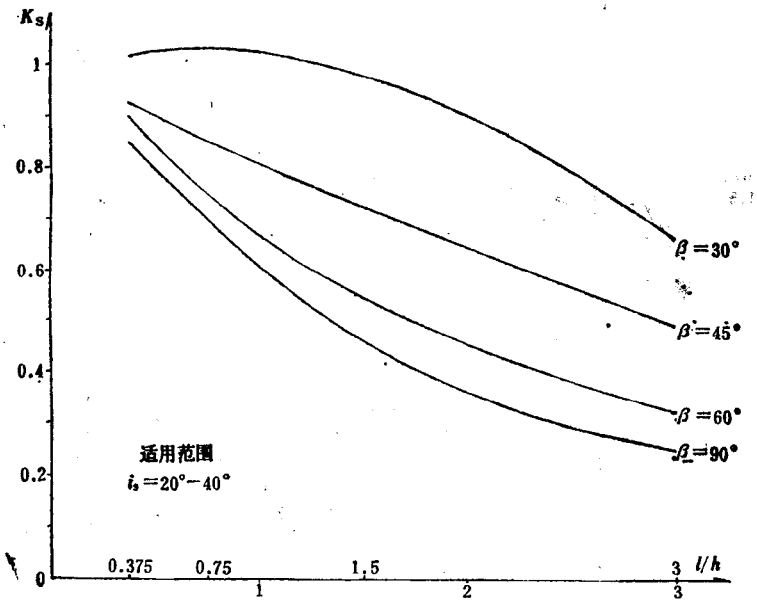


图 1-21 柱板幅域比值列线图

Fig. 1-21 Nomograph of ratio for plate and cylinder amplitude field

表1-2是 $i_s=30°$，$\gamma=30°$，即 $\beta=60°$ 时的板柱识别特征参数及板柱专用法解释误差一览表。表内有关参数及比值均具有良好的规律；主要表现在B_c、B_s随 l/h 比值的延深比增大而减小；U_c、U_s、K_c、K_s随l/h 比值增加而增加。在 $\beta=30°$、$\beta=90°$ 等同类一览表中，亦具有类似的结果，其中 U_c、B_s 与 l/h 的关系尤为密切，图 1-20 表明，当有限板 $\beta\geqslant 30°$，即可根据K_s比值，准确的查到l/h比值。

“板柱识别”对于薄板体在倾向延深方面的变化极为敏感。通过“板柱识别”针对给

定异常给出了一系列的“参考参数”。这些参考参数对于确定异常的归属，具有重要的作用。

大量统计的结果表明：

当$U_c<7\%$、$B_c>29\%$时，有限板的$l/h<0.5$；当$U_c>16\%$、$B_c<17.6$时，有限板的$l/h\geqslant1.5$；当$U_c>22\%$、$B_c<10$时，有限板的$l/h\geqslant3$。

综合利用其它参考参数U_s、B_s、K_c、K_s等，尚能进一步细划出l/h的变化区间。但经权衡利弊，通过板柱识别，将二度薄板异常划分为四档，$l/h<0.5$；$0.5\leqslant l/h<1.5$；$1.5\leqslant l/h<3$；$l/h\geqslant3$，并将中间二档归为一个亚类，连同首、尾两档共三个亚类。显然，第一亚类$l/h<0.5$者可借助于无限长水平柱异常的解释方案去解释异常；第三亚类$l/h\geqslant3$者，可选用无限延深薄板异常的解释方案；第二亚类$0.5\leqslant l/h<1.5$与$1.5\leqslant l/h<3$可以有限板异

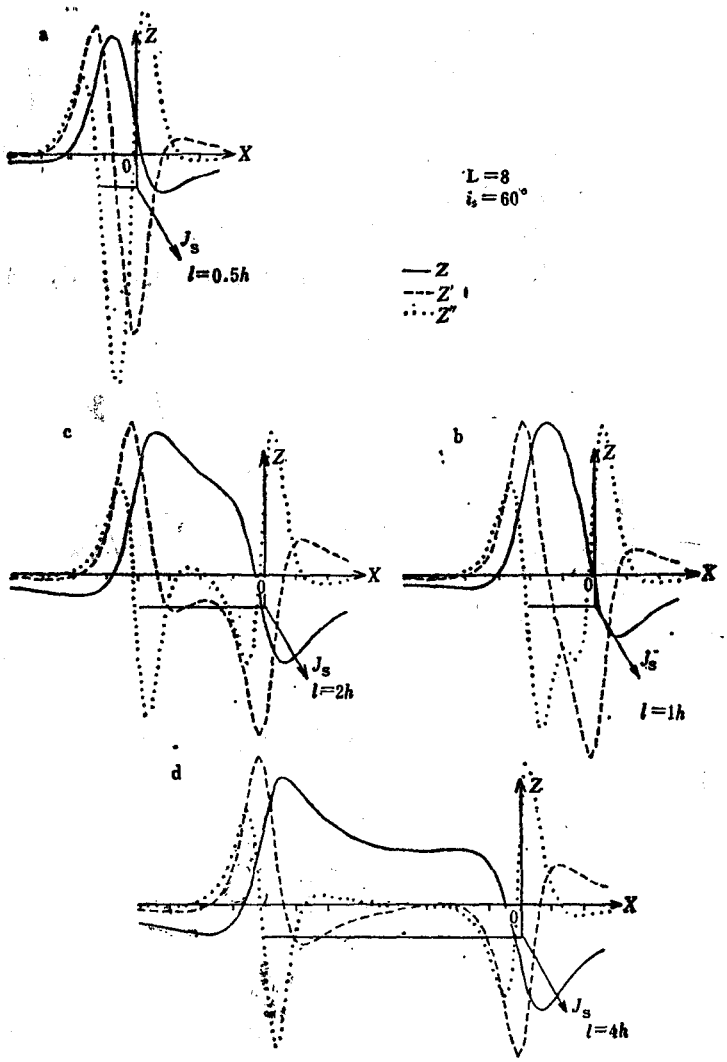


图 1-22　水平有限板斜磁化Z、Z'、Z''曲线图

Fig. 1-22　Z、Z' and Z'' curves of inclined magnetization for finite horizontal plate

常的解释方案去实现。

通过“板柱识别”为二度体薄板异常划分亚类，为采取相对正确的解释方案确定了前提条件。在PC-1501磁异常三角形解释系九功能解释程序包中限定了这些前提条件。因此，若将二度薄板异常作为给定异常输入到具备上述程序包的计算机，即可实现“自动反演”。自动反演将由程序作出判定，解释结果中包括磁矩参数、磁化特征角、磁性体的下延长度、上顶埋深。当$l/h<0.5$时，程序自动给出磁性体的中心埋深，而不输出上顶埋深。最终绘出给定异常与三元理论异常的拟合对比剖面图。

2。蓓蕾识别

蓓蕾识别是为系统解释薄板类异常，以蓓蕾图中有关的从属函数关系为基础而拟定的模式识别。蓓蕾识别是薄板类异常实现初级智能化反演——“觅踪反演”的重要支柱。

“觅踪”是指寻找特定目标的过程。“觅踪反演”则是依据蓓蕾识别拟定的路线，以寻找给定异常正确解为特定目标的智能化的反演过程。

蓓蕾图是一种根据给定异常特征参数去判别薄板类异常体倾向延深状况的模式图。

这种模式图的出现，主要是深入研究有限延深薄板异常的产物。

图1-22—图1-26是在$i_s=60°$时，对应于各种磁化条件，具有不同的倾向延深的薄板Z、Z'、Z''曲线图。仔细分析这些曲线图就不难发现：

（1）当薄板延深很小（如$l/h=0.5$）时，不论磁化特征是顺层磁化、斜磁化，还是垂直磁化，各种产状有限板的Z、Z'、Z''曲线的特征变化都不大。相反，当薄板延深足够

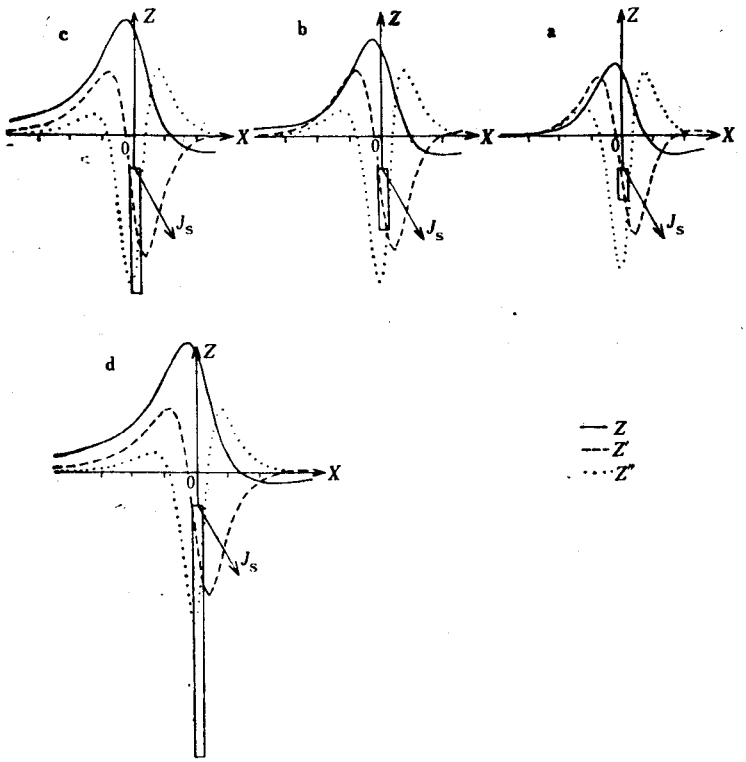


图 1-23 垂直有限板斜磁化Z、Z'、Z''曲线图

Fig. 1-23 Z、$Z'$and Z'' curves of inclined magnetization for finite vertical plate

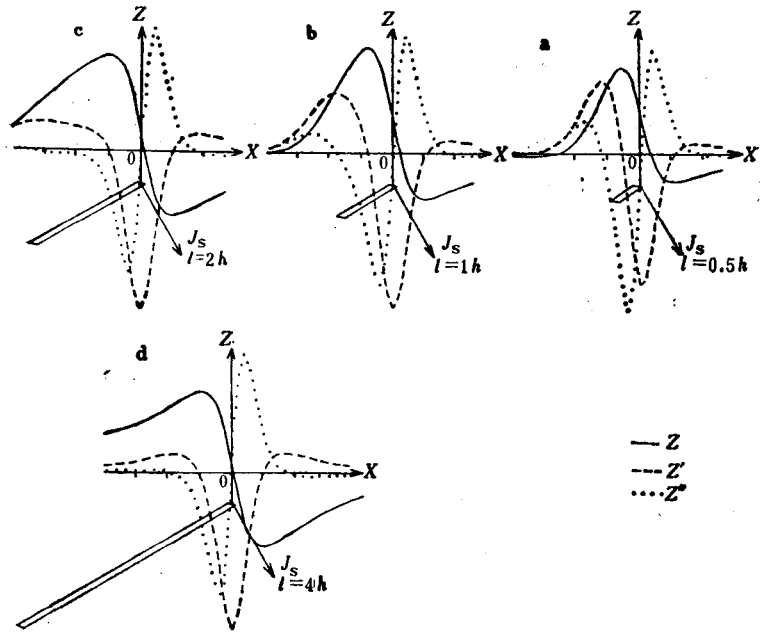


图 1-24 倾斜有限板垂直磁化Z'、Z'、Z''曲线图

Fig. 1-24 Z、Z' and Z'' curves of vertical magnetization for finite inclined plate

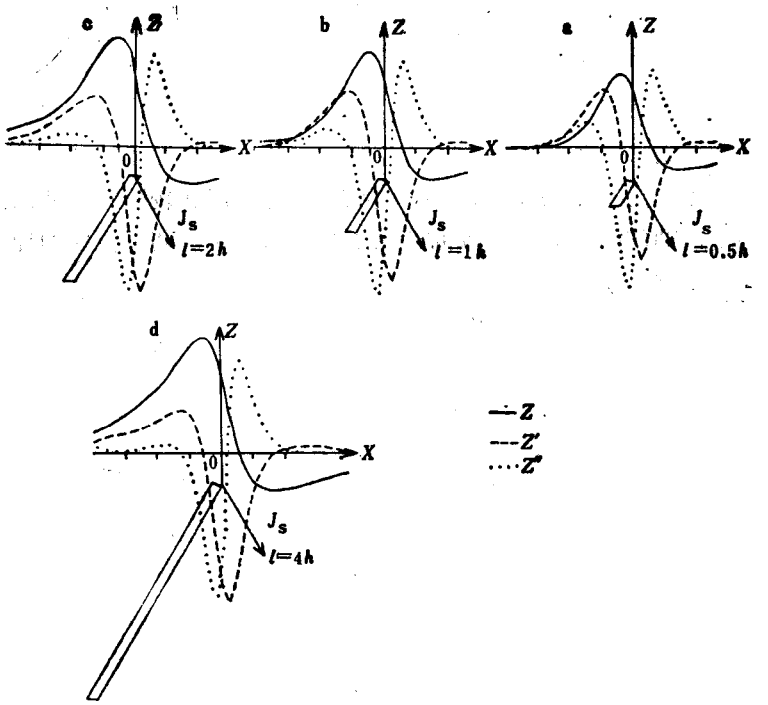


图 1-25 倾斜有限板斜磁化Z、Z'、Z''曲线图

Fig. 1-25 Z、Z' and Z'' curves of inclined magnetization for finite inclined plate

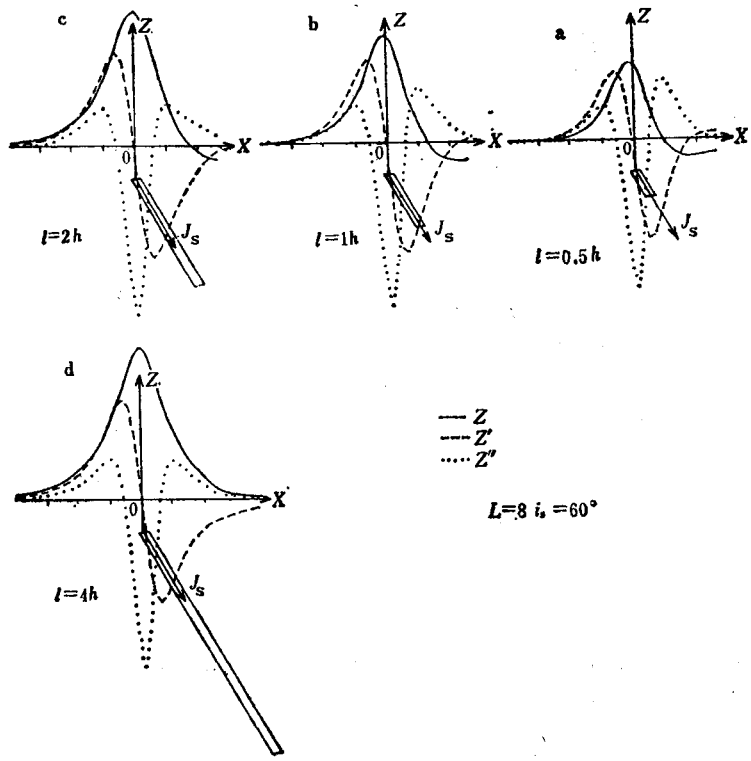


图 1-26 倾斜有限板顺层磁化Z、Z'、Z''曲线图

Fig.1-26 Z、$Z'$and Z'' curves of parallel magnetization for finite inclined plate

大（如$l/h=4h$）时，其异常特征非常明显地受磁化特征的制约；

（2）板体延深很小的Z、Z'、Z''曲线与$i_s=60°$时的无限长水平柱曲线相比，曲线特征基本一致；板体延深足够大的Z、Z'、Z''曲线，当薄板产状较陡时，其曲线特征类同于无限延深薄板异常的曲线特征。当薄板的产状平缓或水平时，其峰值区的异常特征与无限延深薄板异常亦非常相近；

（3）有限板产状水平或较平缓的异常曲线，是一种特殊类型。当薄板延深加大时，峰值与谷值间的梯度区逐步发生质的变化。从Z''曲线的变化可知，峰值与谷值之间的拐点将由一个增至三个。同时，Z曲线将由单峰过渡为鞍形。当l/h继续增大时，将进一步向双峰过渡；

（4）曲线由极值经梯度区向正常场过渡的变化率称“归零梯度”。在Z曲线上，能相对集中体现异常体下延特征的区间，主要是谷值区。当延深发生变化时，谷值区外域的“归零梯度”有较明显的变化，但若孤立的去研究谷值区，而不有机的联系峰值区，显然无法根据异常特征的微妙变化去把握住异常体倾向延深的变化。

蓓蕾图是在充分利用上述研究结果的基础上建立起来的，是以峰特征比值K_Δ为纵坐标、以谷特征比值K_∇为横坐标的模式图。用于一次性的确定有限深薄板体的下延参数（l/h）及磁化特征角（γ）的列线图，见图1-27。

为便于手算，比照划分异常时依据长短轴之比的方案，蓓蕾图分为二度体薄板磁异常蓓蕾图、似二度体及三度体薄板磁异常蓓蕾图共三组。每组蓓蕾图分别由$i_s=0°$、30°、60°、

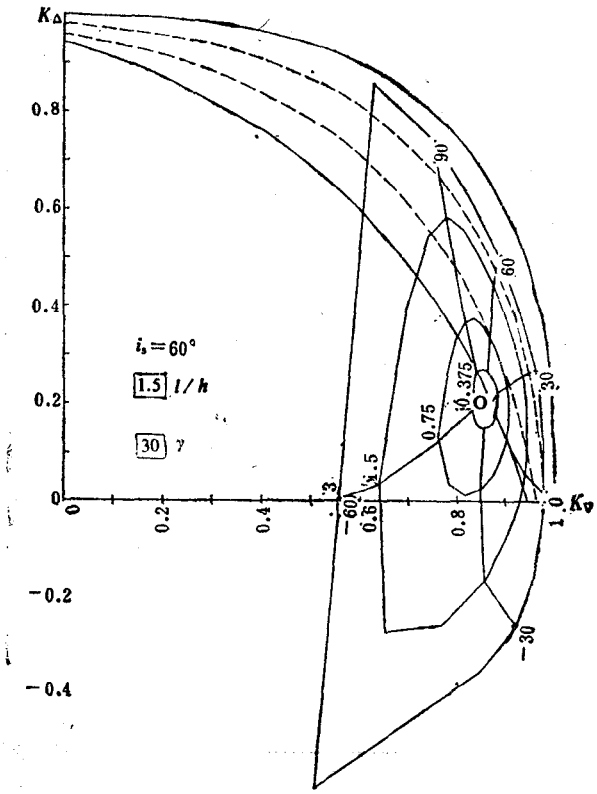


图 1-27　PB-700袖珍机绘制的$i_s=60°$时二度薄板磁异常蓓蕾图

Fig. 1-27　Bud diagram of magnetic two-dimensional finite plate mapped by PB-700 pocket computer, when $i_s=60°$

"O"为芯点，放射状为蓓蕾经线，用以划分磁化特征角(γ)；封闭圈线为蓓蕾纬线，用以衡量l/h比值大小

90°四幅选型蓓蕾图组成。详见第二章有关附图。

蓓蕾图由两部分组成，一是蓓蕾图的经纬线，另一部份是蓓蕾图的模式线。最初拟定出的图象好似一朵含饱欲放的花朵，故名蓓蕾图。

蓓蕾图的经纬线均由有限延深薄板公式计算而得。经线划定磁化特征角的变化区间，纬线区分异常体的下延参数，由$l/h=0.375$、0.75、1.5、3四条纬线将蓓蕾图划分为核心区、内区、中区、外区及纬外区共五区。待识别的异常需计算两项比值，即

峰特征比值　$$K_\Delta=\frac{b_T-c_T}{b_T+c_T}=\frac{b_F-c_F}{b_F+c_F}=\frac{b_z-c_Z}{b_z+c_Z}$$

谷特征比值　$$K_\nabla=\frac{b_Y-c_Y}{b_Y+c_Y}$$

蓓蕾图的纵坐标为K_Δ，横坐标为K_∇。给定异常的K_Δ、K_∇确定后，即在蓓蕾图上根据K_Δ与K_∇相交确定的模式点落在经纬区间内的相对位置，按比例细划后即可确定l/h及γ值。

蓓蕾图的模式线由无限延深薄板，无限长水平柱体异常公式计算，采用模糊数学思想作逐步聚类分析后确定的。

四条模式线将蓓蕾图划分为五个半环区，即B区、G区、U区、模内区及模外区，见图1-28。由于经纬线与模式线的分区，巧妙的将复杂的模式识别简化成图象判读问题。这种模式点加双分区的安排，实质上是二元高次方程的图解法。根据图象识别去作模式判读的原则是：

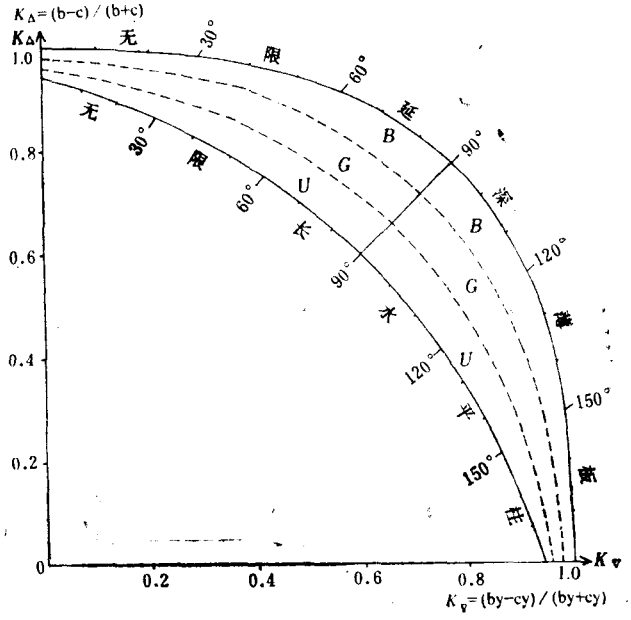


图 1-28 板、柱特征函数模式图

Fig. 1-28 Characteristic function model for plate and cylinder

① 当异常的模式点落在B区，并处于经纬线的外区或纬外区时，可近似的作为无限延深薄板类异常处理；

② 当异常的模式点落在U区，并处于经纬线的外区或纬外区时，可近似的作为无限长水平柱类异常处理；

③ 当异常的模式点落在U区，且位于经纬线的核心区或内区，即可近似的作为球体类异常处理；

④ 除以上三种情况外的异常，则需采用蓓蕾识别——程序解释法或蓓蕾识别——列线图解释法加以处理。前三种情况亦可与④作相同处理。

当模式点落在模内区，且位于核心轴附近时，即可将异常近似地看做为产状水平的磁性体异常；当模式点位于经纬核心区之外，且近于核心轴时，即可将该异常近似的看做产状垂直的磁性体异常。$\gamma=90°-i_s$的蓓蕾经线及其过芯点的延长线为核心轴。

芯点——蓓蕾图中放射状蓓蕾经线的起点。当 l/h 趋近于零时，不同的γ角所确定的坐标点轨迹均趋于一点。该点即为芯点。

蓓蕾图中，以经线划分γ角的变化区间，以纬线去衡量 l/h 比值的大小。因此，以图解法求取γ、l/h两参数极为容易。当采用以上原则计算时，给定异常以其峰、谷特征比值为纵横坐标，其坐标点置身于经、纬网络中时，其特定的位置与选定的已知参数之间存在着简单的从属函数关系。

$$\gamma \doteq \frac{1}{2}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{K_O-K_B}{K_O^*-K_B^*}\right)-\operatorname{arctg}\left(\frac{K_C-K_1}{K_C^*-K_1^*}\right)\right]+i_s \tag{1-160}$$

$$l/h \doteq 1+\left\{\sqrt{\frac{[(K_O-K_B)^2+(K_O^*-K_B^*)^2]^{1/2}}{[(K_O-K_1)^2+(K_O^*-K_1^*)^2]^{1/2}}}-1\right\}^{2/3} \tag{1-161}$$

式中K_O、K_O^*为芯点的纵、横坐标，K_B、K_B^*为给定异常的蓓蕾点坐标；K_1、K_1^*为$\gamma=i_s$、$l/h=1$时的参考点坐标。

计算（1-158）与（1-159）从属函数式时，可根据运算点与参考点之间的相对关系逐步逼近真值，求出γ、l/h值，进而解出其它待求参数，最终实现薄板类异常的“觅踪反演”。

觅踪反演适用于一切薄板类异常。主要包括有限延深薄板、无限延深薄板、有限延深倾斜柱、无限延深倾斜柱、有限长水平柱、无限长水平柱及球体异常等。

上述异常在一般情况下其剖面特征呈“尖峰型”和“深谷型”。峰值大于谷值绝对值的异常为尖峰型；反之为深谷型。当异常体产状平缓或水平时，其剖面特征呈“鞍峰型”和“鞍谷型”。鞍峰型异常以峰为主，在峰、谷间产生鞍部的单体异常；鞍谷型异常以谷为主，在峰、谷间有鞍部存在的单体异常。见图1-29中的a、b、c、d。

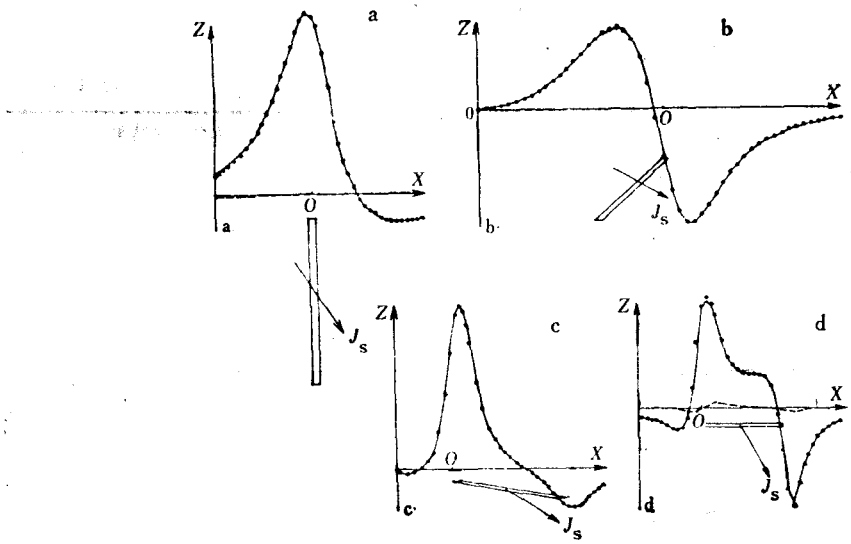


图 1-29 四种类型剖面异常的“觅踪反演”结果

Fig. 1—29 “Look and see inversion” results of four kinds of profile anomalies

a—尖峰线；b—深谷型；c—鞍峰型；d—鞍谷型

对尖峰型、深谷型、鞍峰型及鞍谷型异常，通过觅踪反演后，均可获得良好的反演结果，见表1-3。

觅踪反演对不同下延长度磁性体的异常，也可获得良好的反演效果。一般情况下，无论下延状况如何，觅踪反演结果中γ，β，h可达到高精度；而M_s不低于一般精度，见图1-30及表1-4。

三、屏障分解

“屏障分解”是一种限定解释区间分解异常的功能性技巧。

表 1-3

剖面类型	给定参数						觅踪反演结果		
	γ	Ms	h	L	ι	β	γ	Ms	h
尖峰型	35°	19	90	290	220	90°	34.5°	18.3	89.3
深谷型	110°	257	120	120	125	140°	112.4°	221	116.9
鞍峰型	−20°	9	106	53	318	10°	−19.8°	9	107.4
鞍谷型	−60°	15	90	90	250	0°	−60°	14.1	88.8

剖面类型	觅踪反演结果			误差情况					
	L	ι	β	γ	Ms	h	L	ι	β
尖峰型	259	242	89°	0.5°	3.7%	0.8%	10.7%	10%	1°
深谷型	140.3	124.4	142.4°	2.4°	14%	2.6%	17%	0.4%	2.4°
鞍峰型	53.7	313.5	10.1°	0.2°	0	1.3%	1.3%	1.4%	0.1°
鞍谷型	88.8	252	0°	0°	6%	1.3%	1.3%	0.8%	0°

注：表中h、L、ι的单位为米，Ms的单位为A·m²。（下同）

表 1-4

ι/η	给定参数						觅踪反演结果		
	L	ι	Ms	h	γ	β	L	ι	Ms
0.75	75	75	140.9	100	70°	110°	75.7	76.2	140.7
1.5	75	150	140.9	100	70°	110°	75.9	142.7	142.6
3	75	300	140.9	100	70°	110°	76	250.3	142.7

ι/h	觅踪反演结果			误差情况					
	h	γ	β	L	ι	Ms	h	γ	β
0.75	100.9	69.8°	109.8°	0.9%	1.6%	0.7%	0.9%	0.2°	0.2°
1.5	101.2	70.05°	110.05°	1.2%	4.9%	1.2%	1.2%	0.05°	0.05°
3	101.4	69.95°	109.95°	1.4%	16.6%	1.3%	1.4%	0.05°	0.05°

参与叠加的单体异常称为原体异常。异常叠加后，其原体异常形态相对于叠加前的单体异常而言，势必发生畸变。这种畸变形态随叠加程度、方式而不同。同时，原体异常的某些固有特征将或多或少的被保留下来，而且这些原体异常被保留的程度，将取决于原体异常在叠加场中所处的位置、异常的相对强度等。

强度相当的两异常水平叠加后，处于叠加异常外侧的部分，尤其是包含谷值的叠加异常，往往较好的保留着原体异常的固有特征；

强度相当的两异常垂直叠加后，处于峰值的部分较多的保留有浅源的原体异常的固有

地信网
WWW.3S001.COM

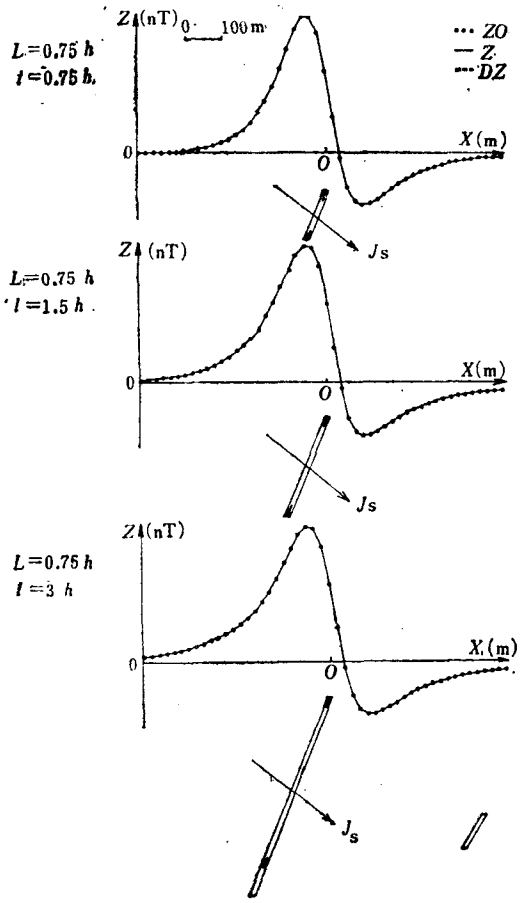


图 1-30　觅踪反演下延况状不同的磁性体异常

Fig. 1-30　Look and see inversion of the anomalies caused by magnetic bodies with different extensions in depth

特征；强度差异较大的异常水平叠加后，在强度较大的叠加异常一侧，会更多的保留原体异常的固有特征。

不等强度的异常垂直、倾斜叠加后，情况较复杂。但认真分析，总可以找到保留原体异常特征的部分。

在叠加异常中。保留原体异常固有特征的曲线段称“单裔区”。单裔区以外的区段称为“叠合区”。N个简单几何体引起的叠加异常，最多可保留N个单裔区，$N-1$个叠合区。不同深度物体叠加的叠加异常至少保留一个单裔区和一个叠合区。

对于复杂的叠加异常，其原体异常残存下来的峰值、谷值部分要仔细推敲，认真比较，正确的找到单裔区。当叠加异常中存在多个单裔区时，则应选择最佳单裔区，只有把解题的着眼点首先集中在单裔区，才能使叠加异常获得最佳分解。见图1-31。

综上所述屏障分解有灵活选择单裔区作为解释区间的自由，有迴避叠加异常中严重畸变区间的功能。

四、三元迭代

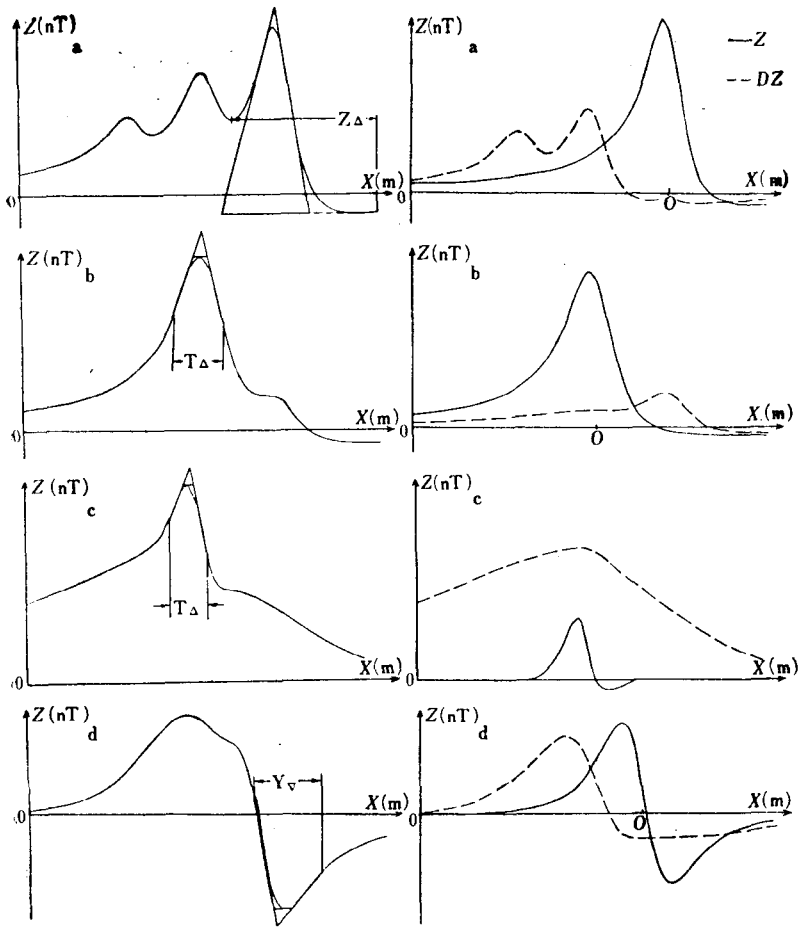


图 1-31 “叠加异常”屏障分解图

Fig. 1-31 Screened separation of “superposed anomalies”

“三元迭代”是指三元系在分解叠加异常产生失真的情况下，逐次回代末级“异常三元”的过程。通过三元信息反馈去压抑因异常叠加而产生的曲线畸变，以改善解释结果的失真度。因此，这是一种提高解释精度的技术措施。

三元迭代的产生，使三元系分解、解释叠加异常的应用领域得到了最有效的拓广。

三元系对于相距较远的磁性体产生的水平叠加异常，或对于埋深差异较大的磁性体产生的垂直叠加异常，可以得到较为满意的解释结果。另外，当甲异常恰好处于乙异常梯度变化缓慢的曲线部分，异常叠加后以三元系方法进行反演，亦可获得较好的结果。如果脱离了这些有利于分解异常的基础条件，单以三角形解释方法去反演那些已产生严重畸变的叠加异常，其结果则难以避免产生失真，还会因出现明显的“伪剩异常”而产生错误。三元迭代反演可以最大限度地通过“逼真”去纠正这种错误。三元迭代反演的过程是通过回代三元参数，逐次的改善解释结果的失真程度，逐步地使解释结果中的各项物理量向真值逼近的过程。

实践证明，通过三元迭代对叠加异常进行反复处理后，最终给出的解释结果，其可靠

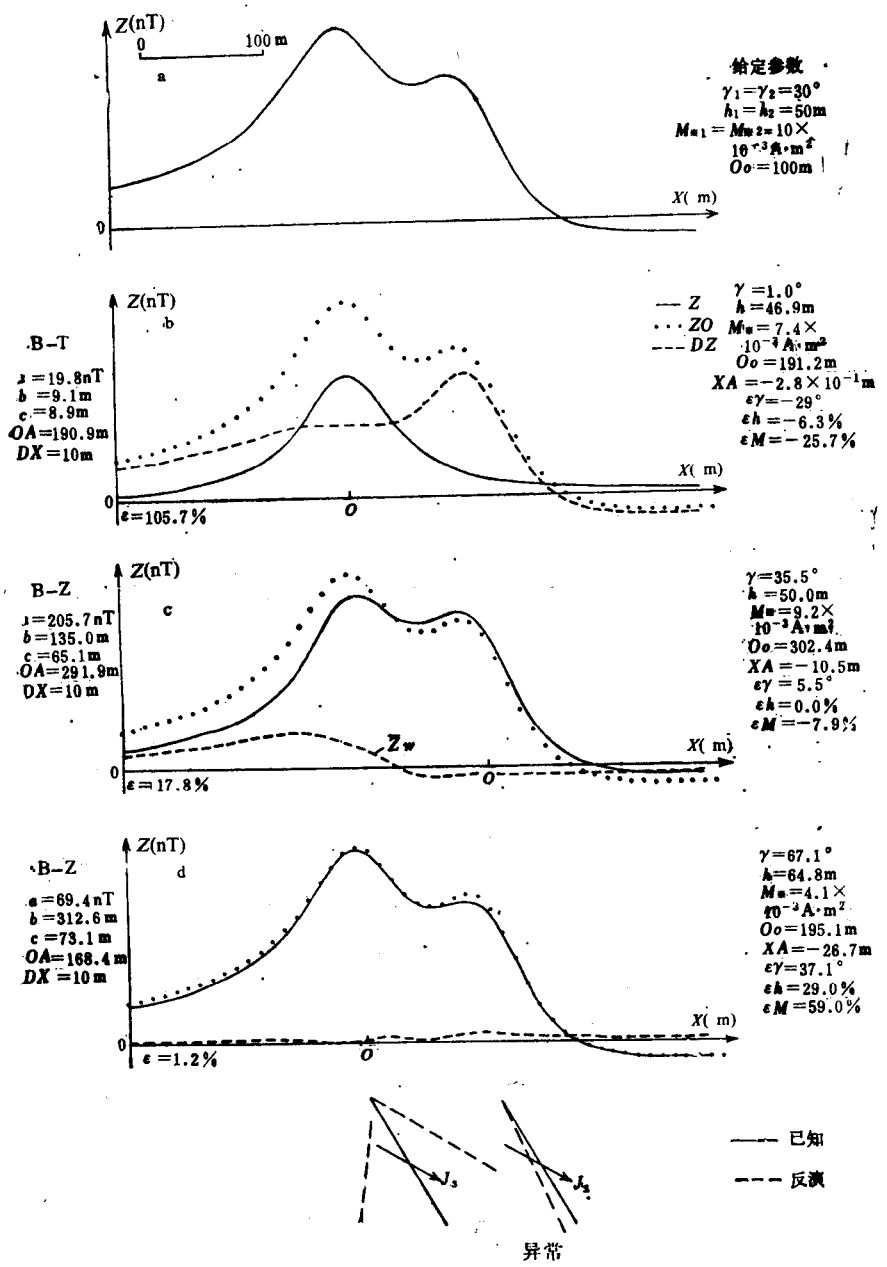


图 1-32. 三元反演与伪剩异常

Fig. 1-32 Three element inversion and false-residual anomaly

Z_w——伪剩异常

性得到了最大限度的改善。

图1-32是二个斜磁化无限延深薄板，相距为上顶埋深二倍的叠加异常，经三元系中有关方法分解、反演的结果。图中显现出明显的伪剩异常，其极大值差不多是原叠加异常极大值的1/5。且不难发现位于左侧的薄板体异常的磁化特征遭到严重的歪曲。磁化特征角

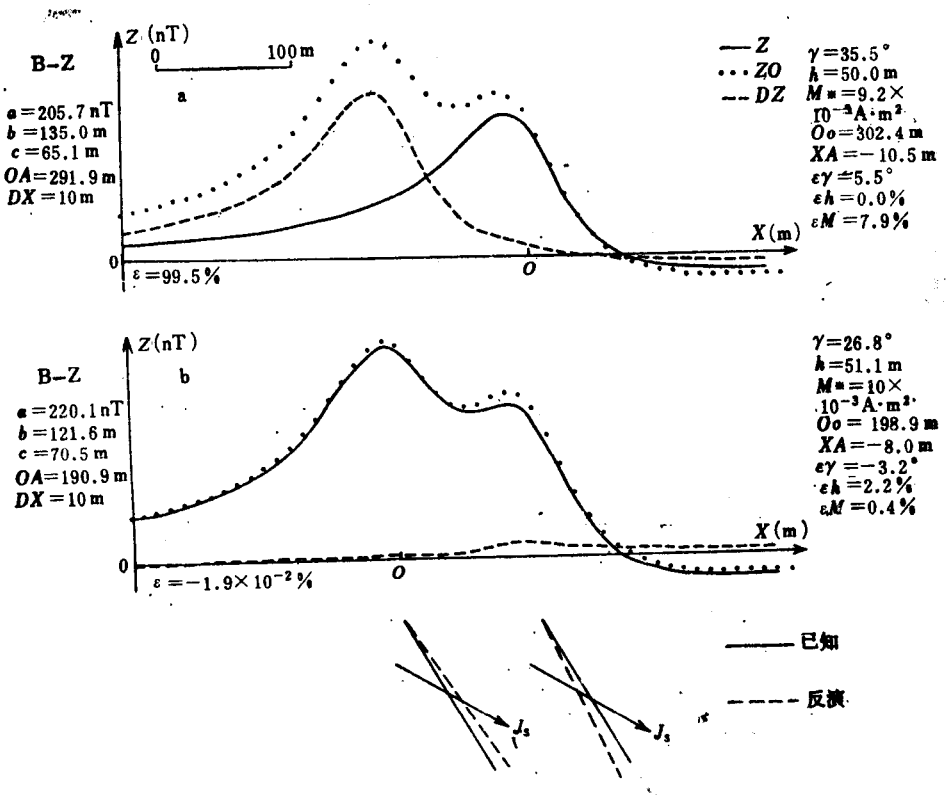


图 1-33 水平叠加异常的一次三元迭代结果

Fig. 1-33 Primary three element iteration of horizontal superposed anomalies

的失真量高达29°；剖面内有效磁矩的相对误差高达－26%；斜磁化特征的异常畸变成近乎垂直磁化的异常了。若对伪剩异常作进一步的解释，必然会衍生出一个埋深与给定异常体相当的虚假磁性体。它是指对伪剩异常反演后，给出的而实际并不存在的磁性体。实践中，若据此布钻验证，必然落空。

三元迭代使用得当时，则可轻易地克服产生伪剩异常的弊端。

图1-33是一次迭代反演的结果。左侧薄板的斜磁化特征获得了良好的恢复。磁化特征角的失真量下降到－3.2°，剖面内有效磁矩的相对误差亦下降到仅存0.4%，薄板上顶埋深的相对误差仅为2.2%。

图1-34、图1-35分别是二次、三次三元迭代的结果。

显然，三次三元迭代后，曲线畸变得到了最大限度的压制，失真程度降到了最低，磁化特征角的绝对误差＜3°。深度、磁矩参数的相对误差均小于3%，详见表1-5

三次三元迭代结果使曲线获得了最佳拟合。同时，反演结果中各项参数的精度情况亦已得到了很大程度的改善。因此，一般情况下，可将曲线的最佳拟合，作为三元迭代的终点。

当异常的叠加程度较深，曲线最初获得最佳拟合时，其解释结果并非是最佳的放释结果。若需获得最佳解释结果，必须在曲线已获最佳拟合的基础上再次迭代。此次三元迭代

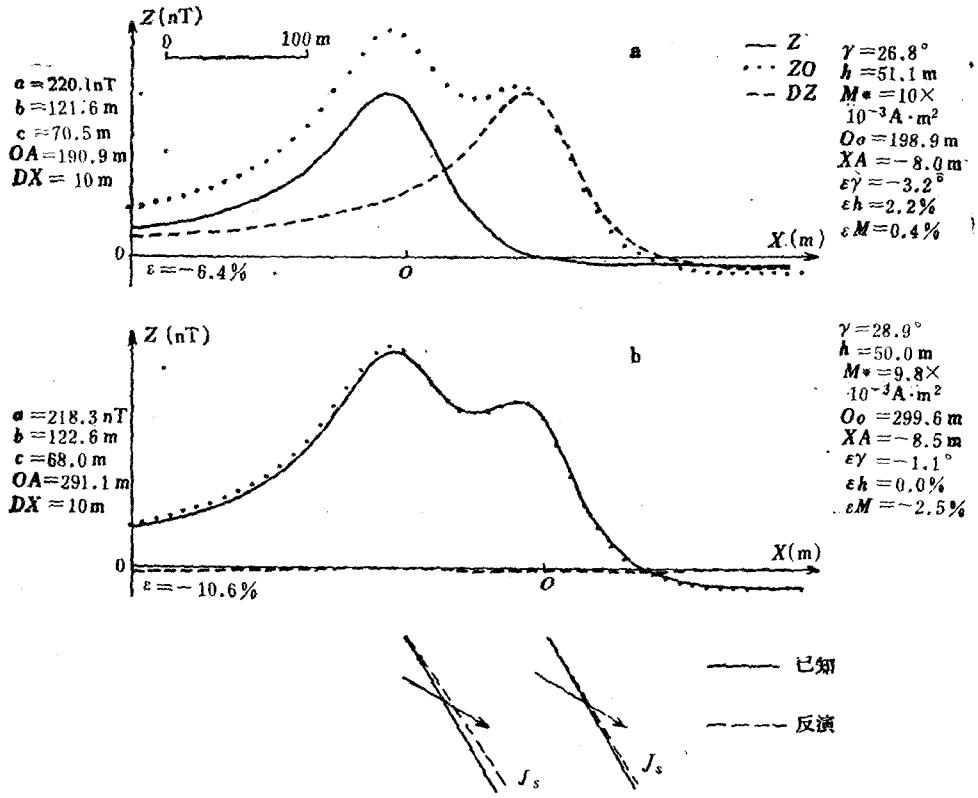


图 1-34 水平叠加异常的二次三元迭代的结果

Fig. 1-34 Secondary three element iteration of horizontal superposed anomalies

表 1-5

异常体	参数	误差削减情况			
		分解反演	一次迭代反演	二次迭代反演	三次迭代反演
左侧薄板体	γ	−29°	−3.2%	−3.2°	−1.1°
	h	−6.3%	2.2%	2.2%	3.3%
	Ms	−25.7%	0.4%	0.4%	1.6%
右侧薄板体	γ	−10.5%	−10.5°	−1.1°	−1.1
	h	0	0	0	0
	Ms	−7.9%	−7.9%	−2.5%	−2.5%

起着“矫枉过正”的作用。

起“矫枉过正”作用的迭代反演即称为“矫顽迭代”。通过“矫顽迭代”使曲线再次获得最佳拟合时的解释结果，即为最佳的解释结果。有关“矫顽迭代”的算例，参见第四章。

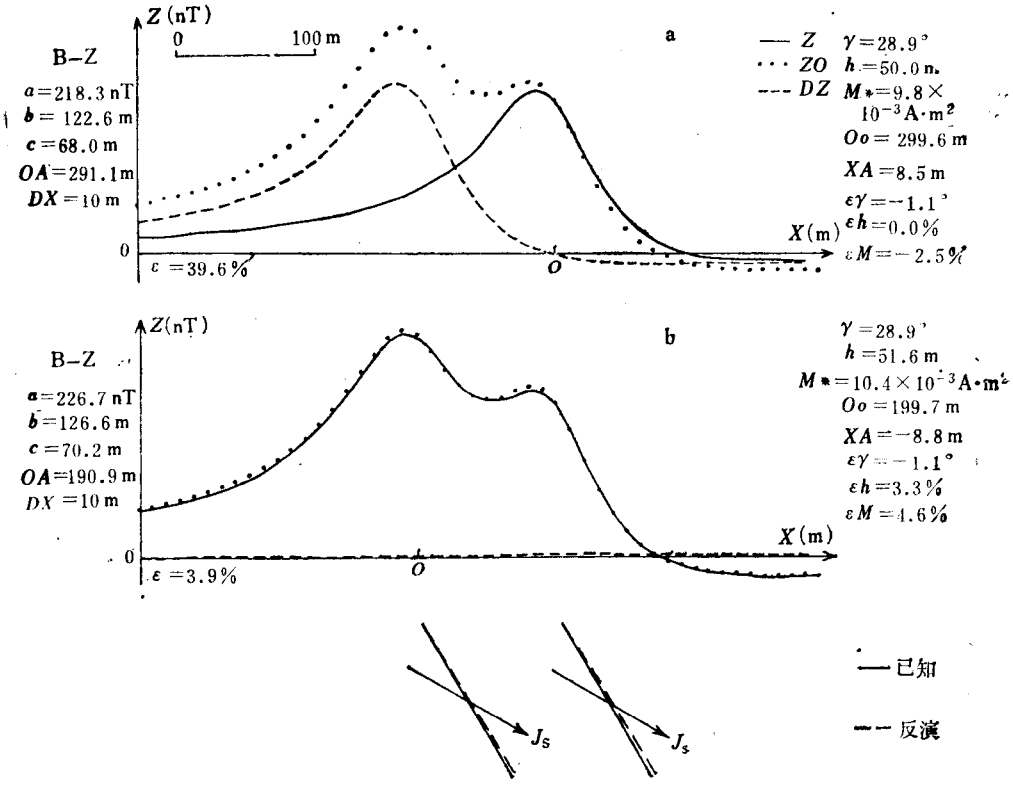


图 1-35 水平叠加异常的三次三元迭代结果

Fig. 1-35 Third three element iteration of horizontal superposed anomalies

第二章　三元系列线图法

三元系列线图法是选取有关异常的“三元”作为基本参数，通过下延、顶宽等模式识别，并在相应列线图中读出函系数，即可求得有关异常体基本参数的解释方法。

第一节　三　元　簇

三元，它是三元系解题的基本要素。由前一节的理论分析可知：三元中的任何一元，都与磁性体有着特定的函数关系；更重要的是元与元之间作不同的组合，可以简化函数关系。这样便产生了由异常三元去反演异常体有关参数的“三元参数”（Δ_x）。“三元参数”的总和即为“三元簇”。三元簇由单元参数（Δ_a）、双元参数（K_Δ、K_∇、Δ_{bc}）及复元参数（$\Delta_{a\cdot bc^n}$）组成。三元簇可作为其间某参数的代称。

一、单元参数Δ_a

Δ_a是与磁场强度有关的参数。其作用在于校正异常的正常场，推算极值量，因此又称为“场量参数”

$$\Delta_a=a \tag{2-1}$$

二、双元参数

（一）度量参数Δ_{bc}

$$\Delta_{bc}=b+c \tag{2-2}$$

度量参数Δ_{bc}是异常三角形底边之坐标量。Δ_{bc}是反演异常体埋深、确定异常体位置的参数。

（二）特征角参数K_Δ、K_∇

$$K_\Delta=\frac{b-c}{b+c} \tag{2-3}$$

$$K_\nabla=\frac{b_\nabla-c_\nabla}{b_\nabla+c_\nabla} \tag{2-4}$$

K_∇、K_Δ是确定磁化特征角的比值参数，故称K_Δ为“特征比值”。称K_∇为“谷特征比值”。对于无限延深薄板、无限长水平圆柱、球等简单几何形体异常而言，可据K_Δ、K_∇直接计算或图解磁化特征角（γ）；对于有限延深薄板、厚板等几何形体异常而言，K_Δ及K_∇需借助于有关磁性体下延参数、顶宽参数的判定，才可图解出相应的磁化特征角。

三、复元参数$\Delta_{a\cdot bc^n}$

复元参数$\Delta_{a\cdot bc^n}$是描述磁矩量变化的物理量，因此，也称磁矩量参数。其中的“n”是形体指数，它与产生异常的几何形体有关。板状体异常的$n=1$，称为“复元线参数”；水平柱体异常的$n=2$，称为“复元面参数”；球体异常的$n=3$，称为“复元体参数”。即：

$$\left.\begin{matrix}\text{板状体异常}\\ \text{水平柱异常}\\ \text{球体异常}\end{matrix}\right\}\ \Delta_{a\cdot bc^n}=\begin{cases}a\cdot(b+c)\cdots & \text{复元线参数}\\ a\cdot(b+c)^2\cdots & \text{复元面参数}\\ a\cdot(b+c)^3\cdots & \text{复元体参数}\end{cases}\qquad(2\text{-}5)$$

（2-5）式间接的表明，主导板状体异常强度的因素是磁极线；而主导水平柱及球体异常强度的因素是单位柱体磁荷面及偶极子的体积。

板状体异常中，不同下延或不同顶宽的板状体异常，其复元线参数的实质不变，即方次不变。有变化的是在后一节中将要提到的函系数；同理，不同走向长度的水平柱异常，其复元面参数的方次亦不变。

由Δ_a、Δ_{bc}、$K_\wedge$、K_∇、$\Delta_{a\cdot bc^n}$集成的三元簇——Δ_x是三元系列线图法解题时最基本的参量。有了三元簇及其与之对应的函系数，极易求出有关磁性体的必要参数❶。

第二节 函 系 数

第一章中给出了适用于五种简单几何形体异常的反演通式。对反演通式略加变换，即可得到函系数数学表达式为

$$F(\gamma)=W\cdot\frac{1}{\Delta_x}\qquad(2\text{-}6)$$

显然，函系数就是有关磁性体的某一参数（W）与相应的三元簇（Δ_x）倒数之积。

一、函系数集

三元系中由$H(\gamma)$、$M(\gamma)$、$X_A(\gamma)$、$Z_A(\gamma)$、$Z_M(\gamma)$等五个函系数子集组成了$F(\gamma)$函系数集，即：

$$H(\gamma)=\{H_T(\gamma),\ H_F(\gamma),\ H_Z(\gamma),\ H_Y(\gamma)\}\qquad(2\text{-}7)$$

$$M(\gamma)=\{M_T(\gamma),\ M_F(\gamma),\ M_Z(\gamma),\ M_Y(\gamma)\}\qquad(2\text{-}8)$$

$$X_A(\gamma)=\{X_{AT}(\gamma),\ X_{AF}(\gamma),\ X_{AZ}(\gamma),\ X_{VY}(\gamma)\}\qquad(2\text{-}9)$$

$$Z_A(\gamma)=\{Z_{AT}(\gamma),\ Z_{AZ}(\gamma),\ Z_{VY}(\gamma),\ \}\qquad(2\text{-}10)$$

$$Z_M(\gamma)=\{Z_M(\gamma)\}\qquad(2\text{-}11)$$

二、函系数的前置条件

函系数的建立，首先需设M^*❷$=1$、H^*❸$=1$作为“场量”及“度量”单位；在此前提下，出现两种类型的函系数：

（一）无前置条件函系数

无限延深薄板、无限长水平圆柱体及球体异常，针对所求参数只要选取三元簇中相应的参数，即可找到对应于该三元参数的函系数。三元簇参数与其函系数之积即为所求参数。此类函系数属无前置条件函系数。

（二）待定条件函系数

除上述三种简单几何形体异常反演问题中的函系数无前置条件外，有限延深薄板、无

---

❶ 磁性体的必要参数，系指该磁性体正演异常时不可缺少的参数。如无限延深薄板，知道M_S、h、γ后即可正演异常。而无需知道J_S、β等参数。

❷ M^*：磁矩参数，不同的几何形体，磁矩参数具有不同的含意。

❸ H^*：深度参数，对于板状体而言，均指顶深；对于水平柱及球体而言，系指中心埋深。

限延深厚板等异常反演问题中的函系数，均需给出必要的边界条件后才能确定。

无限延深厚板异常的反演问题，必须在确定 b/h 比值的基础上，有关函系数才有实在的意义；有限延深薄板异常的反演问题，必须在异常归属已知、γ 角和 l/h 比值已确定的基础上，有关函系数才有实在的意义。因此，对应于无限延深厚板，有限延深薄板反演问题中的函系数，是有赖于确定的前置条件才会具有确切的物理意义。

在三元系列线图法中b/h、l/h系通过“顶宽识别”、“蓓蕾识别”去确定；异常的归属问题，可据异常平面图中的长短轴之比去划分。因此，三元系中，对于一般的几何形体异常均可由三元簇给出确切意义的函系数来。

三、函系数的归一性与专属性

三元系中的函系数，均系磁化特征角（γ）的隐函数。

（一）函系数的归一性，任何形体的剖面异常均可拟定出多种三角形。有关磁性体的任一参数，虽然必须在相应的剖面异常上去求解，但利用任一三角形中相应的三元簇，均有单一的函系数与之对应。而且据此求得的参数，与另一三角形中相应的三元簇及其与之对应的函系数求得之结果是完全一致的。即：同一异常剖面中，根据不同部位三角形的三元簇，去求解同一参数，只要配偶相应的函系数，即可获得完全一致的解释结果。这种性质就称函系数的归一性。例如，求一球体异常的中心埋深，从其剖面曲线异常的特征三角形及整幅三角形中量得，$\Delta_{bc\text{-}T}=40.5\text{m}$，$\Delta_{bc\text{-}Z}=272.6\text{m}$，并查得相应的函系数 $H_T(\gamma)=3.7$，$H_Z(\gamma)=0.55$。两两相乘后，得到的球体中心埋深分别为149.85m、149.93m，是完全一致的结果。

（二）函系数的专属性

当磁性体的磁化特征一定时，其函系数的大小与磁性体在三维空间中的产出形态密切相关，其中：

1．深度函系数〔$H(\gamma)$〕：当磁性体的倾向延深不变时，$H(\gamma)$ 随磁性体走向长度增加而递减；当磁性体的走向长度不变时，$H(\gamma)$ 随磁性体的倾向延深加大而随之减小；当倾向延深，走向长度均不变时，$H(\gamma)$ 随磁性体的厚度加大而随之减小。显然：

$$H(\gamma)_{球}>H(\gamma)_{柱}>H(\gamma)_{板}>H(\gamma)_{厚板} \tag{2-12}$$

走向长度与倾向延深的变化对于$H(\gamma)$ 的影响，后者是主要的。无限延深薄板在倾向延深上减小至无限走向的水平柱，其$H(\gamma)$ 增长率达90—168%，无限长水平柱在走向上缩短至球体时，$H(\gamma)$ 的增长率仅4.4—26%。

2．磁矩函系数〔$M(\gamma)$〕：其变化规律正好与深度函系数相反。当磁性体的倾向深延不变时，$M(\gamma)$ 随磁性体走向长度增加而递增；当磁性体的走向长度不变时，$M(\gamma)$ 随磁性体倾向延（伸）深加大而随之加大；当倾向延深与走向长度均不变时，$M(\gamma)$ 将随磁体厚度的增加而增加。因此有：

$$M(\gamma)_{球}<M(\gamma)_{柱}<M(\gamma)_{板}<M(\gamma)_{厚板} \tag{2-13}$$

对于$M(\gamma)$ 的影响，走向长度与倾向延深相比，主要的仍是后者，无限延深薄板在倾向延深上减小至水平圆柱体，其$M(\gamma)$ 的变化率达128—264%；无限长水平柱在走向上缩短为球体时，$M(\gamma)$ 的变化率仅为18—45%。

3．原点函系数〔$X_A(\gamma)$〕：当$i_S=90°$、$\gamma=0$时，无论磁性体在走向长度及倾向延深上变化如何，其$X_A(\gamma)=0$。在斜磁化条件下，由于原点函系数是以有关三角形的底边长度

地信网
WWW.3S001.COM

为单位的。因此，磁性体厚度的变化对$X_A(\gamma)$影响最大，其次是磁性体倾向延深。走向长度的变化对$X_A(\gamma)$的影响最小，归结起来：

$$X_A(\gamma)_{球}\geqslant X_A(\gamma)_{柱}\geqslant X_A(\gamma)_{板}\geqslant X_A(\gamma)_{厚板} \tag{2-14}$$

4．正常场函系数〔$Z_A(\gamma)$〕和极大值函系数〔$Z_M(\gamma)$〕：它们均为递减函数，递减幅度不大。磁性体在走向长度与倾向延深发生变化时，对$Z_A(\gamma)$、$Z_M(\gamma)$影响幅度较小。磁性体厚度发生变化时，对$Z_A(\gamma)$、$Z_M(\gamma)$影响幅度较大。

总之，从理论角度讲，任一函系数均严格的从属于特定的走向长度、倾向延深及厚度的磁性体，这就是函系数的专属性。

理论研究表明，磁性体在厚度、倾向延深、走向长度产生逐渐变化时，所有函系数$F(\gamma)$均不产生突变，而是作连续有规律变化；对函系数产生重要影响的主要是磁性体的厚度，其次是磁性体在倾向延深上的变化，而磁性体在走向长度上的变化对函系数的影响相对要小得多。

因此，三元系重点的研究了磁性体的厚度及倾向延深对于函系数的影响，建立了“顶宽识别”及“下延识别”（蓓蕾认别）。实用中依据磁性体在走向长度上的变化或平面异常的长短轴之比，粗略的将异常划分为二度体、似二度体、三度体异常，这种划分，配合有上述两种识别后，并不影响函系数的专属性，更不影响函系数的实用价值。

第三节　列　线　图

三元系中的列线图有两种。一种是参数列线图，一种是函系数列线图。参数列线图的作用主要在于确定顶宽参数（b/h）及下延参数（l/h）。

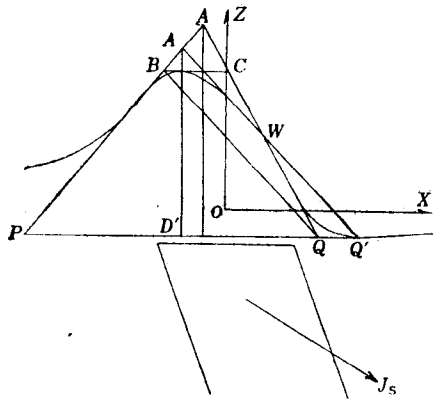


图 2-1　无限延深厚板异常缓坡截差图

Fig. 2-1　Magnetic gentle slope cut-off of a thick plate with infinite extension in depth

一、参数列线图

（一）顶宽参数列线图

作者尚未最终找到一种求解顶宽参数适用于任意磁化特征的列线图。因此，只能分选磁化特征角的变化区间，分别提供适用于不同磁化特征的异常去解顶宽参数的列线图。

1．截差比值参数列线图

通过对无限延深厚板异常及其异常三角形的解析表明：选用特征三角形角点B与整幅三角形的反向角点Q的联线BQ，其斜率与“近峰缓坡段”的平均斜率有极为近似的平行关系。以其斜率去求厚板异常“近峰缓坡段”的切线$A'Q'$。$A'Q'$与厚板异常的最大斜率切线相交于W，见图 2-1。若令截差比值为

$$K_b=A'W/WQ'-K_A/2 \tag{2-15}$$

则可采用K_b为横坐标、K_A为纵坐标，组成截差比值参数列线图（即坡截顶宽参数列线图），见图2-2。根据磁化特征角变化在0°—±60°范围内的异常曲线，去求解顶宽参数（b/h）具有十分良好的分辨力。

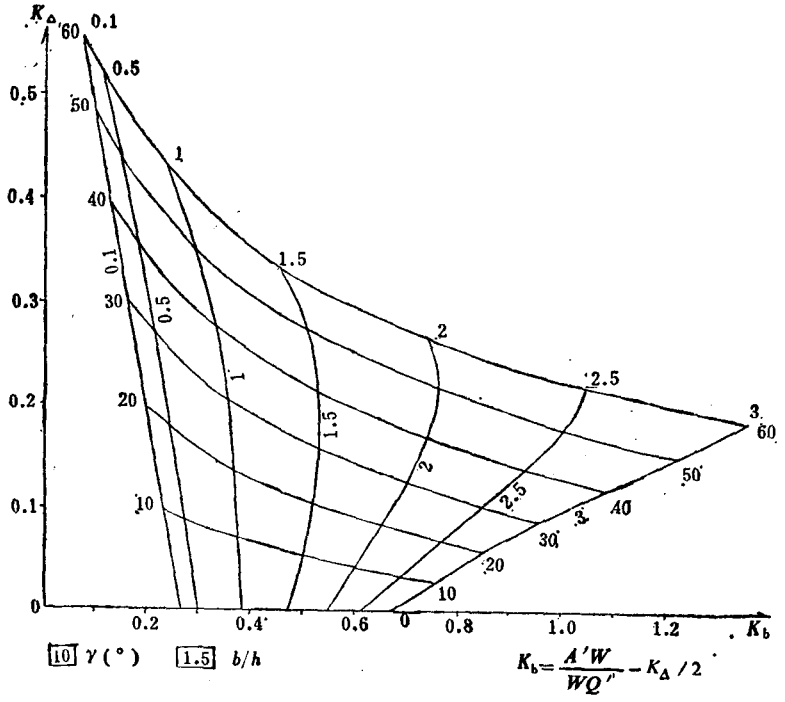


图 2-2 坡截顶宽参数列线图

Fig. 2-2 Nomograph of flat top width by slope cutting

列线图中数字注记分两种：≥10者为γ(°)；≤3者为b/h。

坡截顶宽参数列线图，对于利用磁化特征角在±60°—±90°范围内的异常，去求解顶宽参数问题时，分辨力急剧下降，故最佳解题区间为

$$\gamma:\ 0°—\pm60°$$

$$b/h:\ 0.1—3$$

2．缓坡比值参数列线图（图2-3）

缓坡比值列线图是坡截顶宽参数列线图的补充。它是根据磁化特征角变化在60°—90°范围内的异常曲线去求解顶宽参数（b/h），具有较好的分辨力。缓坡比值K''_Δ，实质是重点描述近峰缓坡段斜率的特征比值：

$$K''_\Delta=\frac{PA'-A'Q'}{PA'+A'Q'} \tag{2-16}$$

缓坡比值参数列线图的最佳解题区间为

$$\gamma:\ \pm60°—\pm90°$$

$$b/h:\ 0.1—3$$

对于磁化特征角$\gamma>90°$的异常曲线，可视异常的谷值区为峰值区，并区别情况选用坡截顶宽参数列线图或缓坡比值参数列线图解题，求得b/h及γ'。b/h比值即为最终结果，而磁化特征角

$$\gamma=\gamma'+90°$$

坡截顶宽参数列线图，缓坡比值参数列线图是对磁性体作“顶宽识别”的基础参数图。

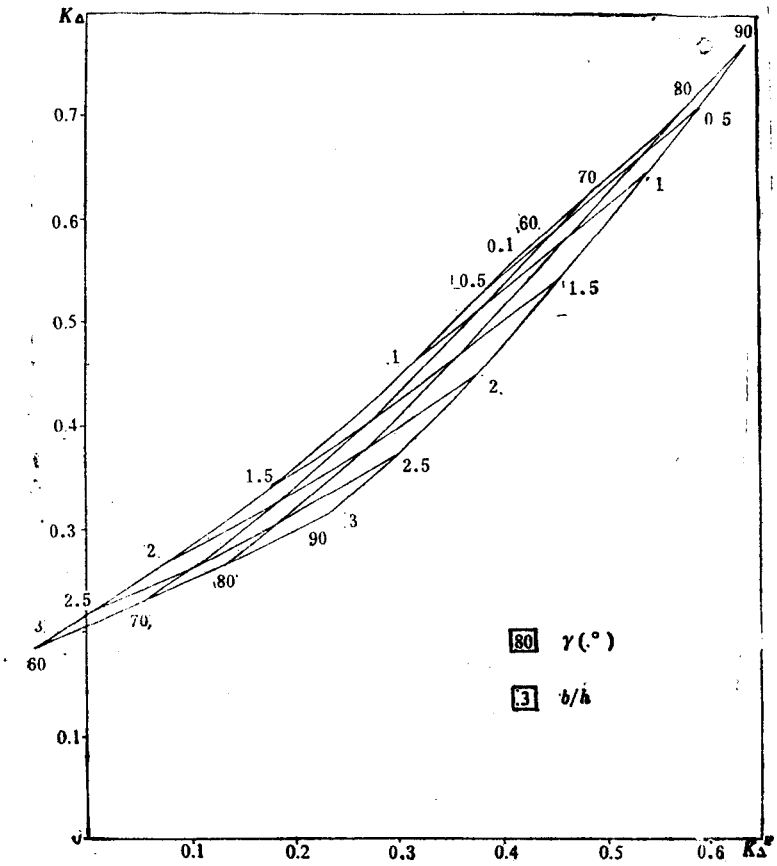


图 2-3 缓坡比值参数列线图

Fig. 2-3 Nomograph of gentle slope ratio parameter

（二）下延参数列线图

蓓蕾图即下延参数列线图。当磁化特征角小于 90° 时，异常峰值及其两翼曲线组成的峰值区的异常特征，主要是磁性体顶部的反映；异常谷值及其两翼曲线组成的谷值区的异常特征主要是磁性体底部的反映。当磁化特征角大于 90° 时，异常的峰值区已不是磁性体顶部的反映，而主要是磁性体底部的反映；异常的谷值区则主要是磁性体顶部的反映。因此，由分别描述峰值区及谷值区斜率特征的两个特征参数（$K_{\triangle}$ 及 $K_{\triangledown}$）为纵横坐标组成的蓓蕾图，能同时解出磁化特征角(γ)及磁性体的下延参数(l/h)值。

1．使用蓓蕾图的先决条件：

（1）异常系由薄板状体引起；

（2）由异常的长短轴之比初步确定异常属二度体、似二度体或三度体异常中的某一类或者给定L/h值。

（3）已知有效磁化倾角i_s，它是异常所在地的磁化倾角在异常主剖面内的投影。

三元系为解释薄板异常提供了二度体、似二度体及三度体异常的三套蓓蕾图。每套蓓蕾图包括了$i_s=0°$、$i_s=30°$、$i_s=60°$、$i_s=90°$ 四种共12幅选型蓓蕾图(图2-4—图2-5)。按理，不同前提的异常，应配套使用其相应的蓓蕾图，才能获得尽可能逼真的下延参数。这样做，显然需有无限多幅蓓蕾图才能适应变化不定的异常解释问题。本专题研究后认

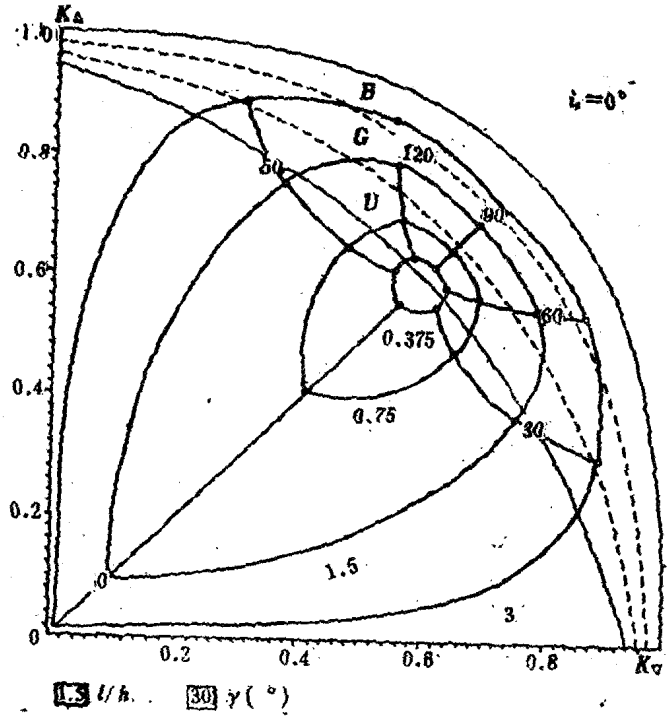


图 2-4 $i_s=0°$时二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-4 Magnetic bud diagram of two-dimensional plate when $i_s=0°$

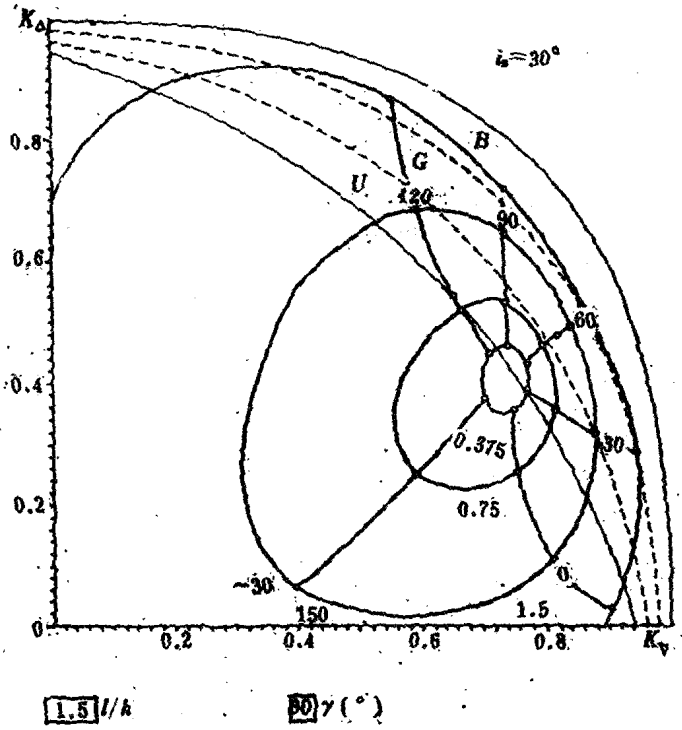


图 2-5 $i_s=30°$时二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-5 Magnetic bud diagram of two-dimensional plate when $i_s=30°$

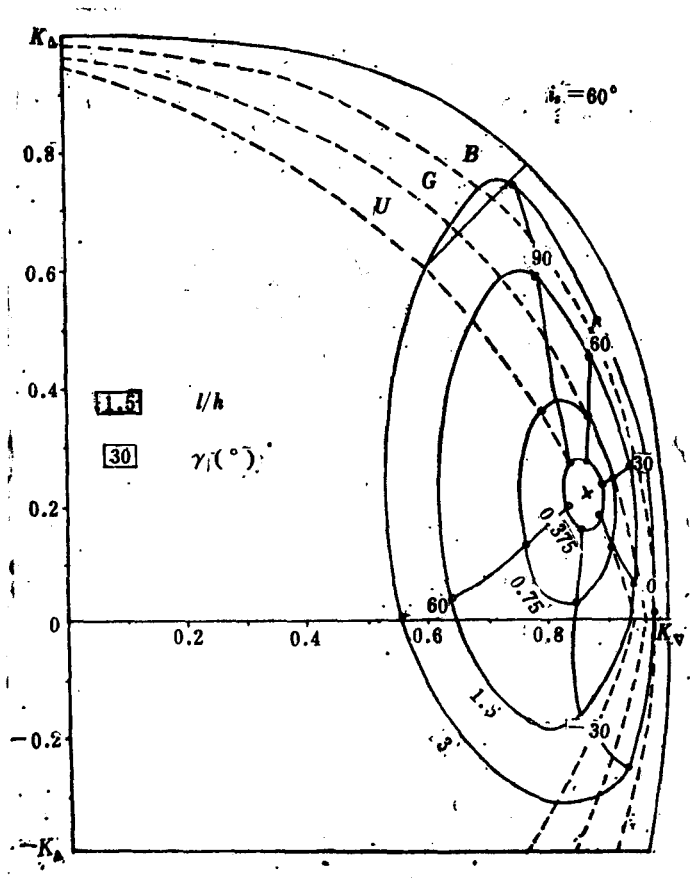


图 2-6 $i_e=60°$时二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-6 Magnetic bud diagram of two-dimensional plate when $i_e=60°$

为：由三套各包括四种选型蓓蕾图组成的蓓蕾图集合，借助于得当的内插方法，就能较好地满足一般精度要求的异常解释问题。

2．选型蓓蕾图种类：

（1） 二度薄板体异常蓓蕾图（图2-4—图2-7）

（2） 似二度薄板体异常蓓蕾图（图2-8—图2-11）

（3） 三度薄板体异常蓓蕾图（图2-12—图2-15）

二、 函系数列线图

函系数列线图一般均与参数列线图配套使用。只有当异常已确定为无限延深薄板、无限长水平圆柱体、球体异常时，无需与参数列线图配套使用。主要包括：

（1） 无限延深薄板异常函系数列线图（图2-16—图2-19）

（2） 无限长水平圆柱体异常函系数列线图（图2-20—图2-23）。

（3） 球体异常函系数列线图（图2-24—图2-27）。

有了上述列线图，板、柱、球体异常即可依据自身的三元参数及列线图中相应的函系

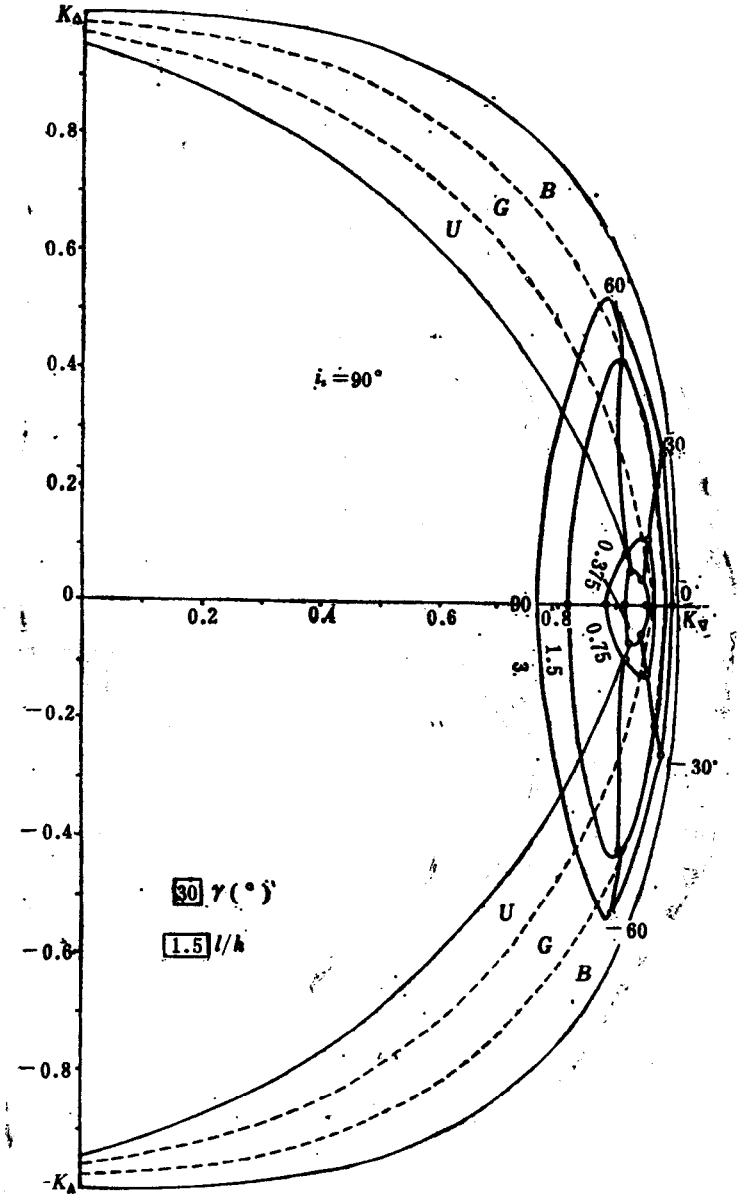


图 2-7 $i_s=90°$时二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-7 Magnetic bud diagram of two-dimensional plate when $i_s=90°$

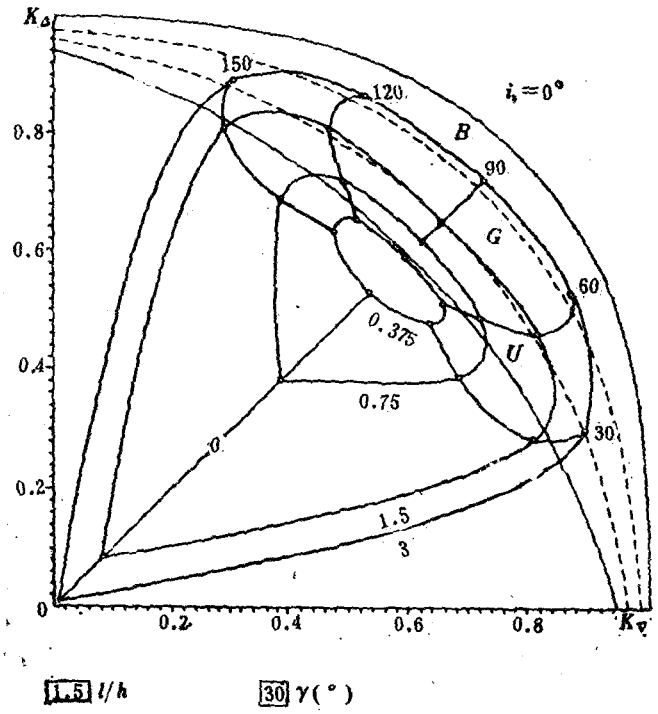


图 2-8 $i_s=0°$时似二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-8 Magnetic bud diagram of subtwo-dimensional plate when $i_s=0°$

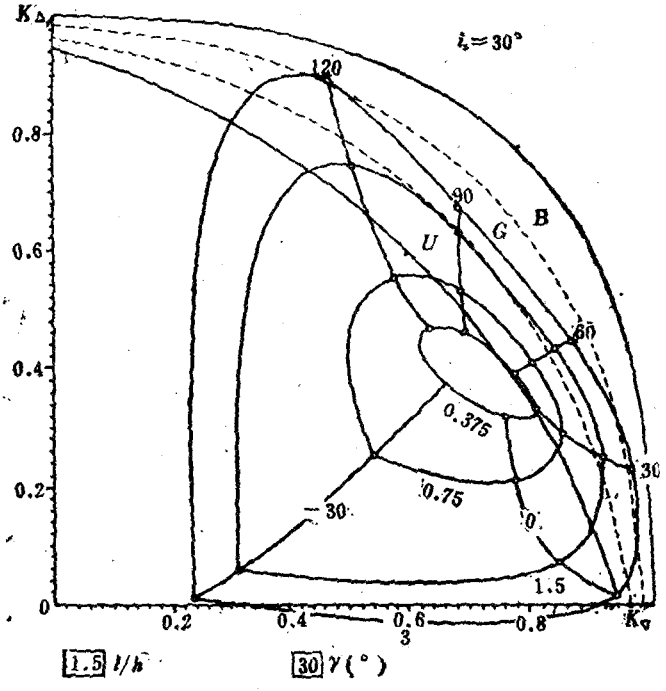


图 2-9 $i_s=30°$时似二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-9 Magnetic bud diagram of subtwo-dimensional plate when $i_s=30°$

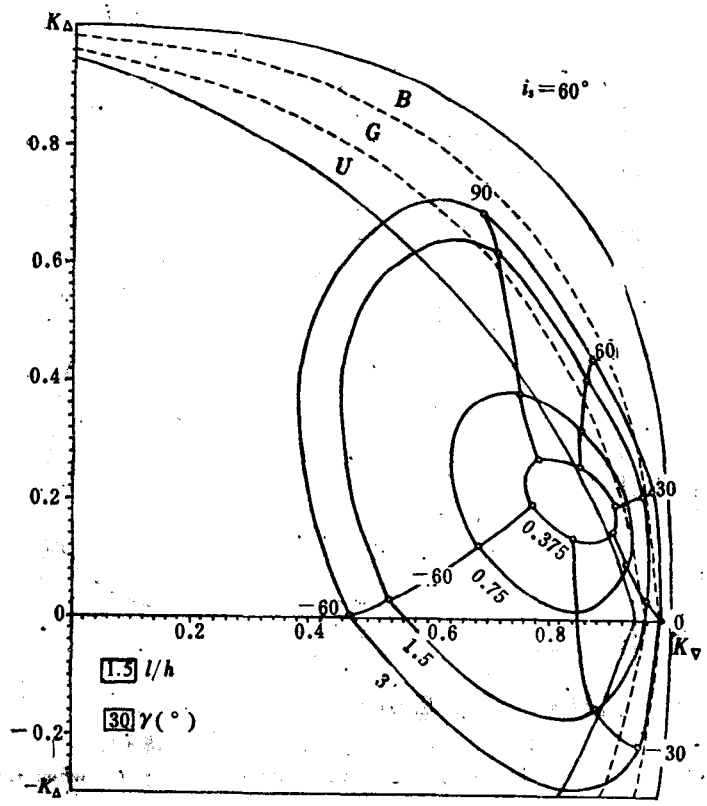


图 2-10 $i_s=60°$时似二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-10 Magnetic bud diagram of subtwo-dimensional plate when $i_s=60°$

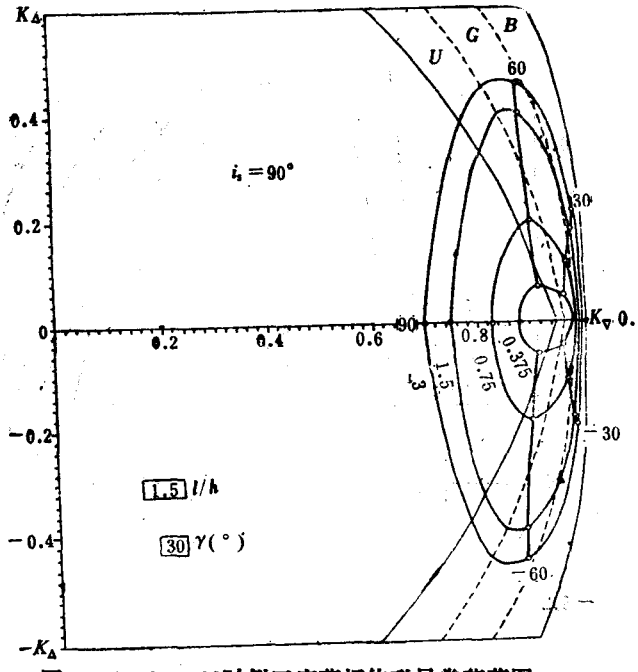


图 2-11 $i_s=90°$时似二度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-11 Magnetic bud diagram of subtwo-dimensional plate when $i_s=90°$

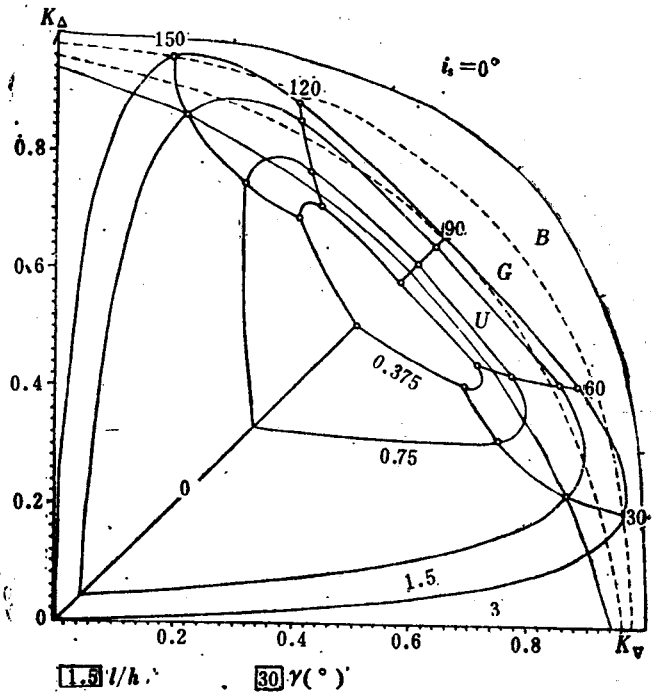


图 2-12 $i_s=0°$时三度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-12 Magnetic bud diagram of three-dimensional plate when $i_s=0$

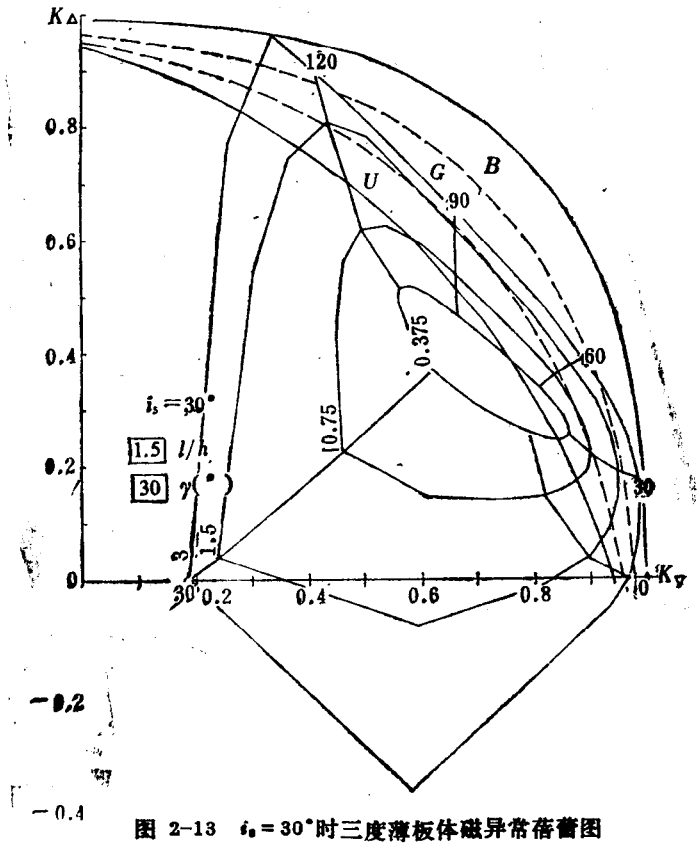


图 2-13 $i_s=30°$时三度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-13 Magnetic bud diagram of three-dimensional plate when $i_s=30°$

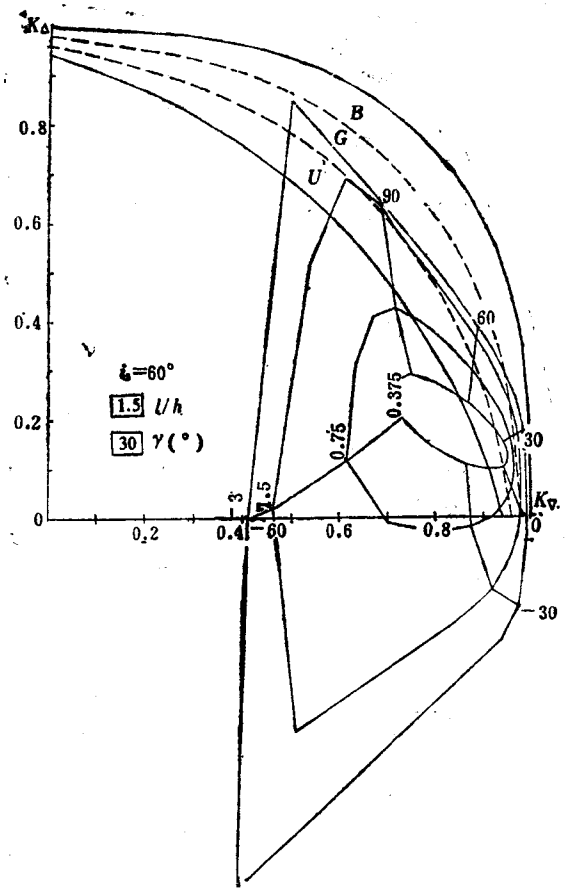


图 2-14 $i_s=60°$时三度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-14 Magnetic bud diagram of three-dimensional plate when $i_s=60°$

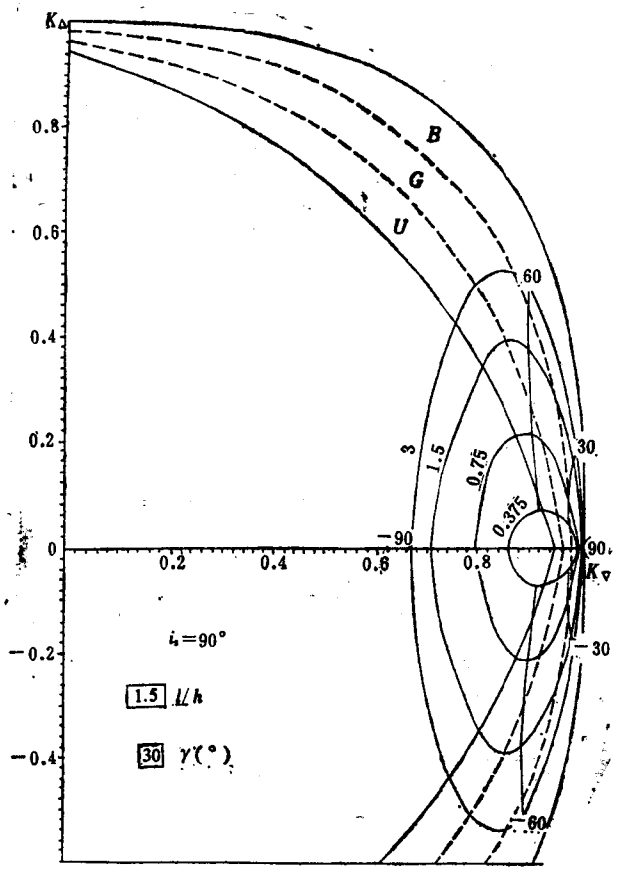


图 2-15 $i_s=90°$时三度薄板体磁异常蓓蕾图

Fig. 2-15 Magnetic bud diagram of three-dimensional plate when $i_s=90°$

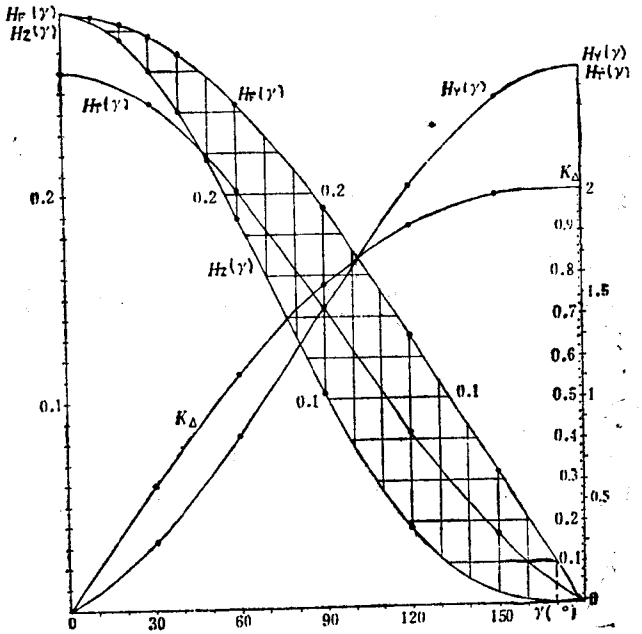


图 2-16 无限延深薄板磁异常特征函数、深度函系数理论曲线列线图

Fig. 2-16 Magnetic theoretical curves nomograph of characteristic function and depth-functioned coefficient for thin plate with infinite extension in depth

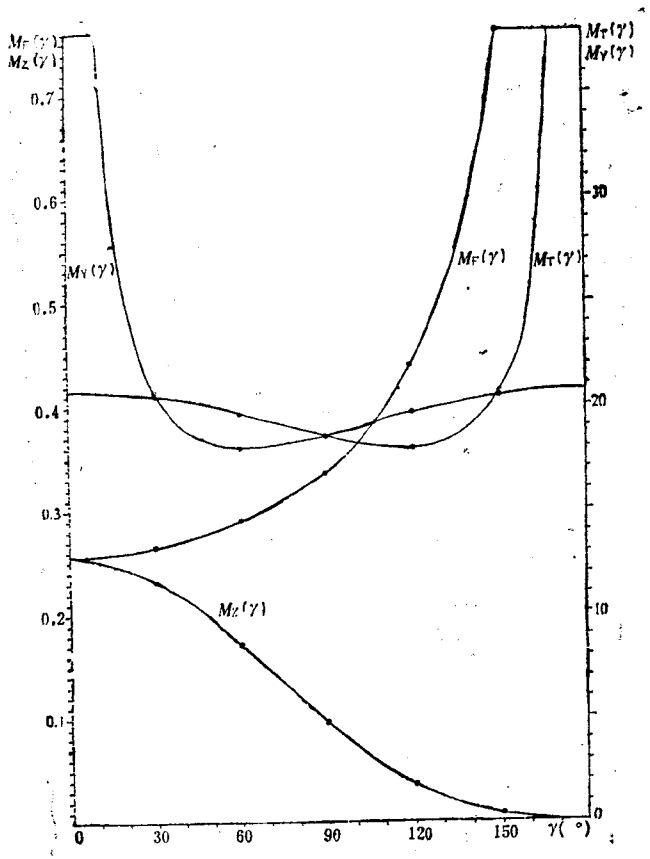


图 2-17 无限延深薄板磁异常磁矩函系数理论曲线列线图

Fig. 2-17 Theoretical curves nomograph of magnetic moment-functioned coefficient for thin plate with infinite extension in depth

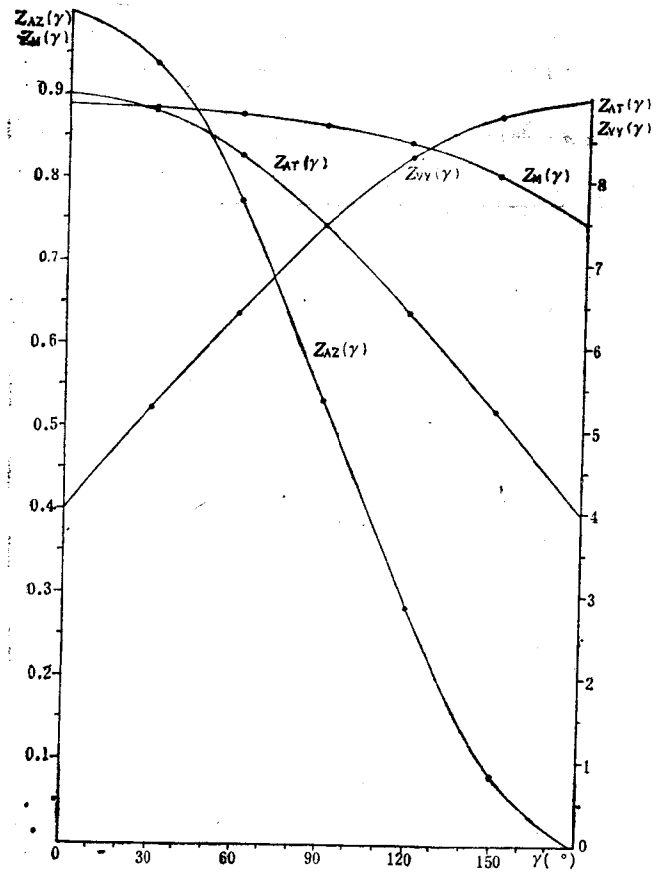


图 2-18 无限延深薄板磁异常原点函系数理论曲线列线图

Fig. 2-18 Magnetic theoretical curves nomograph of origin-functioned coefficient for thin plate with infinite extension in depth

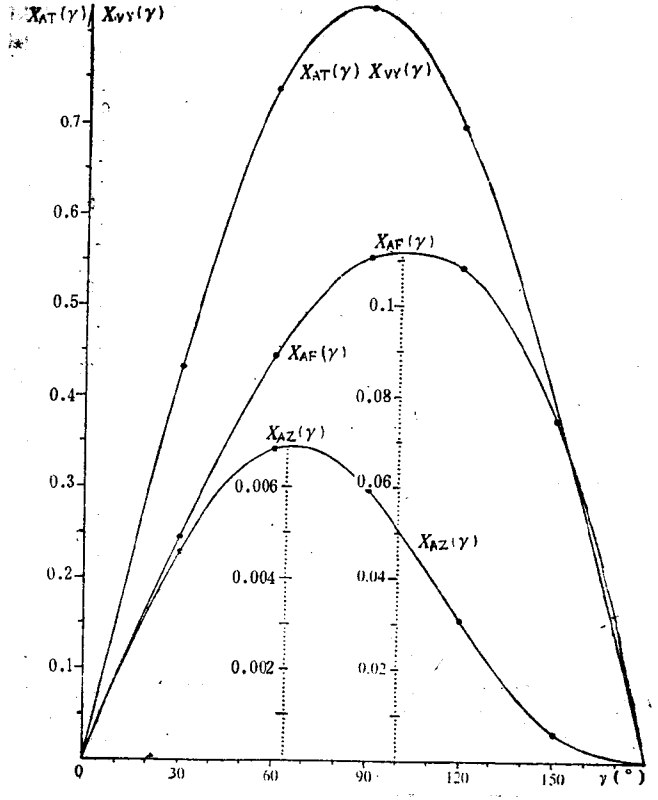


图 2-19 无限延深薄板磁异常正常场、极大值函系数理论曲线列线图

Fig. 2-19 Magnetic theoretical curves nomograph of background field and maximum functioned coefficients for thin plate with infinite extension in depth

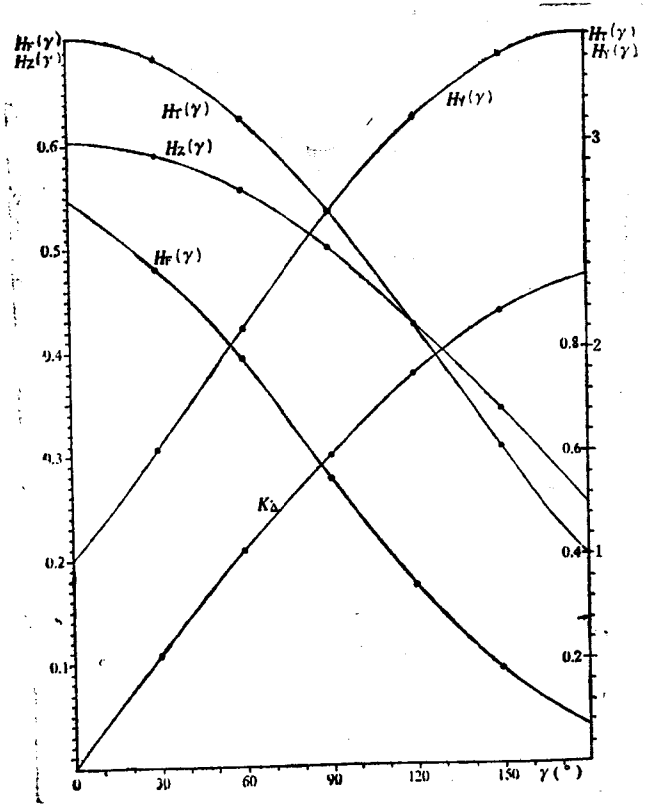


图 2-20 无限长水平圆柱体磁异常特征函数、深度函系数理论曲线列线图

Fig. 2-20 Magnetic theoretical curves nomograph of characteristic function and depth-functioned coefficient for infinite horizontal cylinder

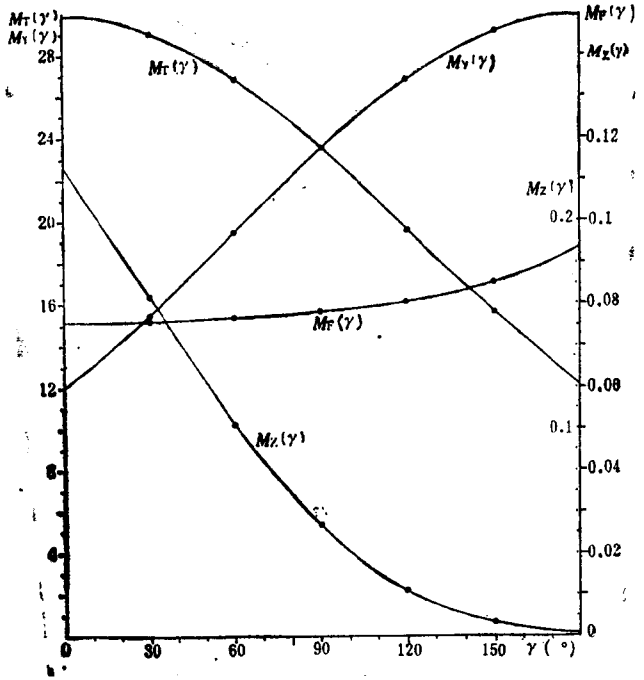


图 2-21 无限长水平圆柱体磁异常磁矩函系数理论曲线列线图

Fig. 2-21 Theoretical curves nomograph of magnetic momemt-functioned coefficient for infinite horizontal cylinder

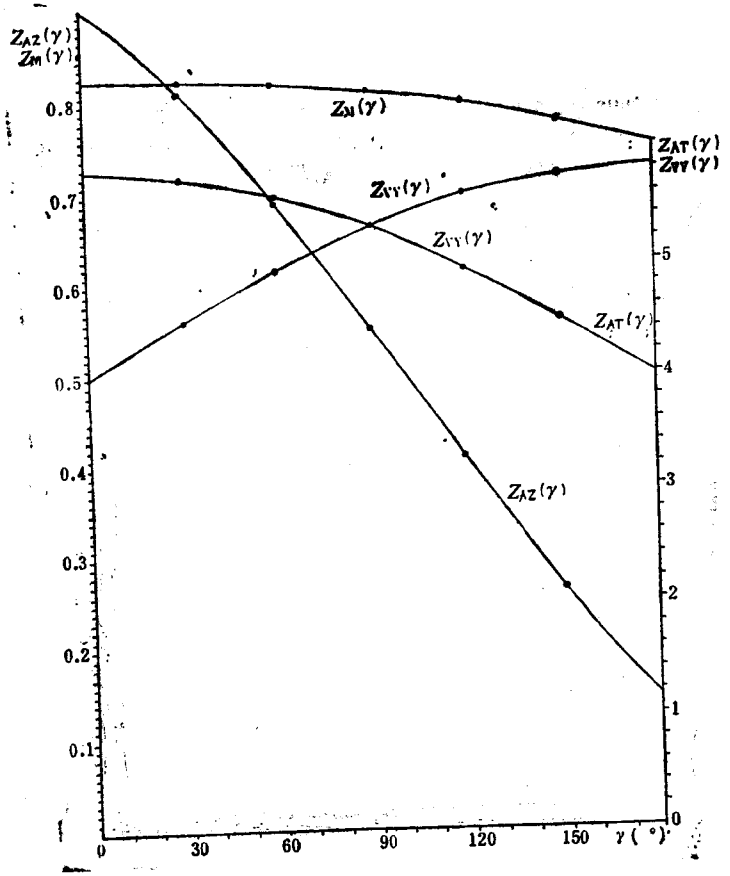


图 2-22 无限长水平圆柱体磁异常原点函系数理论曲线列线图

Fig. 2-22 Magnetic theoretical curves nomograph of origin-functioned coefficient for infinite horizontal cylinder

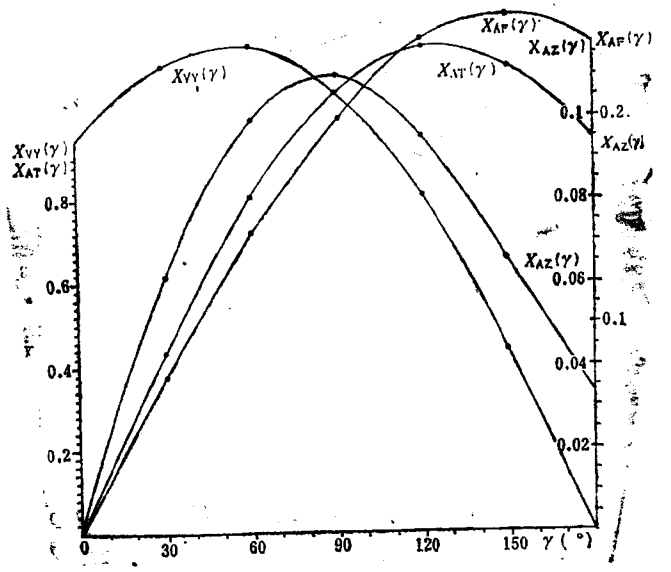


图 2-23 无限长水平圆柱体磁异常正常场、极大值函系数理论曲线列线图

Fig. 2-23 Magnetic theoretical curves nomograph of background field and maximum functioned coefficients for infinite norizontal cylinder

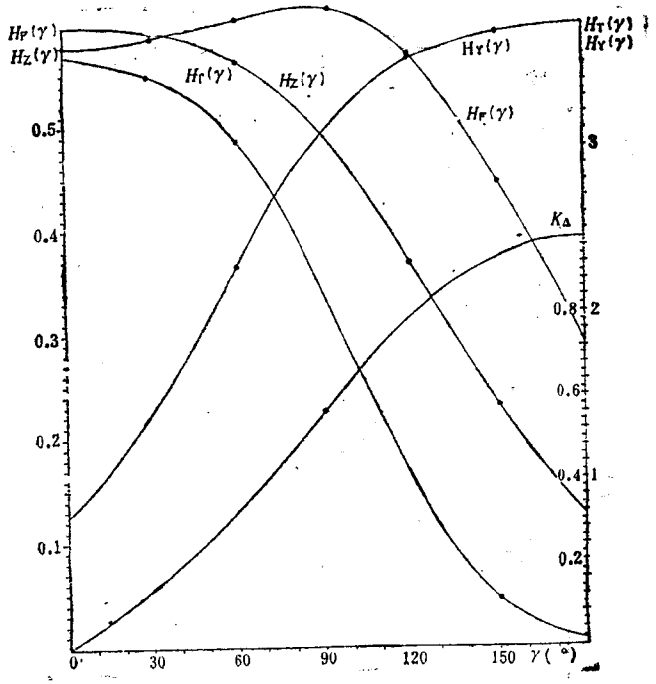


图 2-24 球体磁异常特征函数、深度函系数理论曲线列线图

Fig. 2-24 Magnetic theoretical curves nomograph of characteristic function and depth-functioned coefficient for sphere

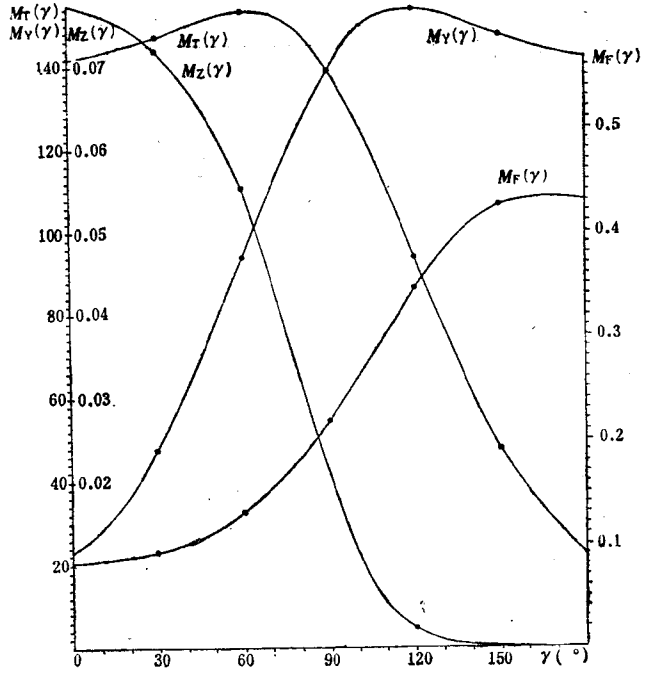


图 2-25 球体磁异常磁矩函系数理论曲线列线图

Fig. 2-25 Magnetic theoretical curves nomograph of magnetic momemt-functioned coefficient for sphere

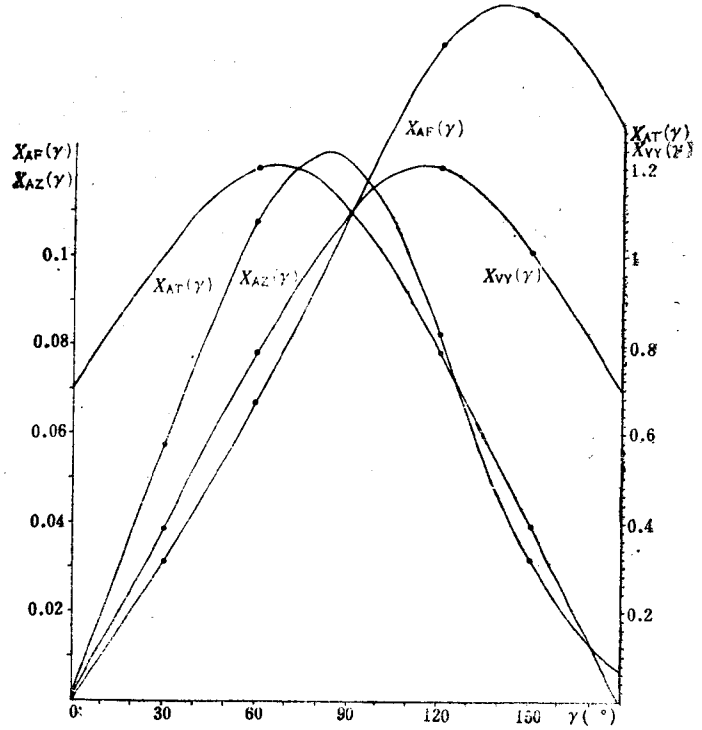


图 2-26 球体磁异常原点函系数理论曲线列线图

Fig. 2-26 Magnetic theoretical curves nomograph of origin-functioned coefficient for sphere

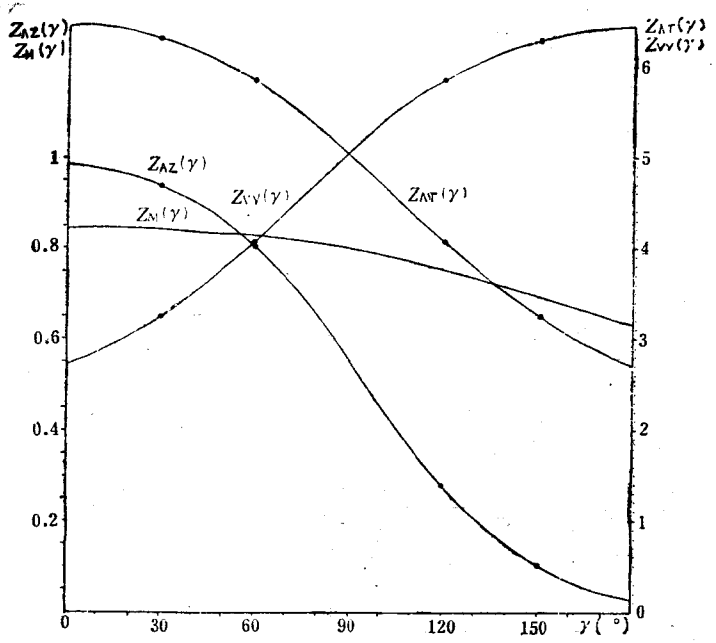


图 2-27 球体磁异常正常场、极大值函系数理论曲线列线图

Fig. 2-27 Magnetic theoretical curves nomograph of background field and maximum functioned coefficients for sphere

数，直接求取深度等参数。

一般情况下，根据异常的平面特征，将异常分为三大类，进而去确定相应的函系数。

（一） 二度体异常函系数列线图

二度体异常一般为板状体异常。当磁性体的下延有限或很有限时，可近似的看成是无限长水平柱体异常或当成是无限长水平柱体异常。若以磁性体的上顶埋深为度量单位时，当$l/h<0.5$时，二度板状体异常即可看成或近似的当成是无限长水平柱体异常。

板状体异常可据上顶参数的差异，将二度体异常分为薄板亚类及厚板亚类：

当$b/h<0.5$时，属二度体薄板亚类异常；

当$b/h\geqslant 0.5$时，属二度体厚板亚类异常。

1．二度体厚板异常函系数列线图。

二度体厚板异常函系数列线图共四组见图2-28—图2-31。

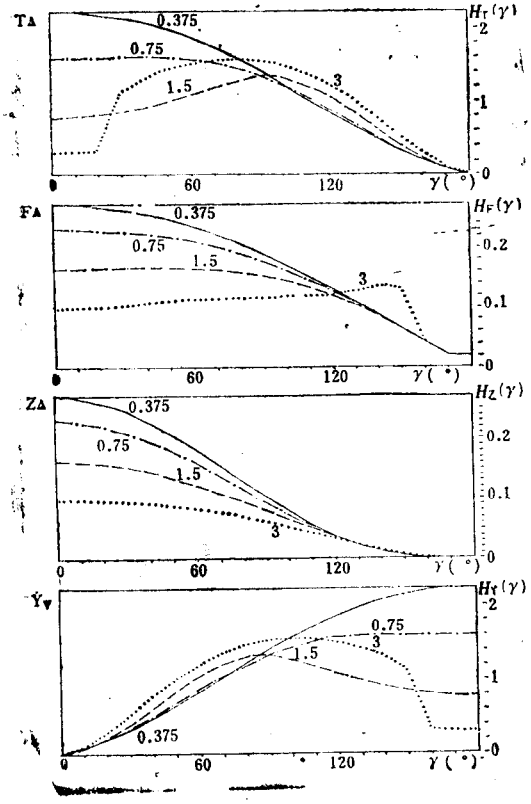


图 2-28 无限延深厚板磁异常顶深函系数列线图

Fig. 2-28 Magnetic theoretical curves nomograph of top depth-functioned coefficient of thick plate with infinite extension in depth

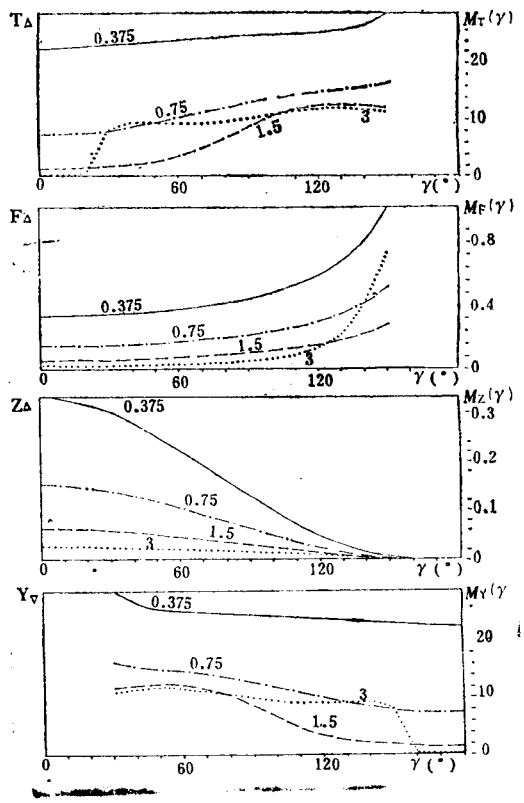


图 2-29 无限延深厚板磁异常磁矩函系数列线图

Fig. 2-29 Magnetic theoretical curves nomograph of magnetic moment-functioned coefficient of thick plate with infinite extension in depth

每一组函系数列线图中均包括特征三角形解释法（T）、分幅三角形解释法（F）、整幅三角形解释法（Z法）及谷域三角形解释法（Y法）四种方法的列线图。每种方法的列

线图均包括了$b/h=0.375$、0.75、1.5，3四条函系数曲线。其中$b/h=3$时，部分曲线在$\gamma=150°$附近产生畸变，显然是厚板异常函数由于b/h逐步加大，至使位于近峰缓坡段内的拐点位置已由虚数解转化为实数解的缘故。

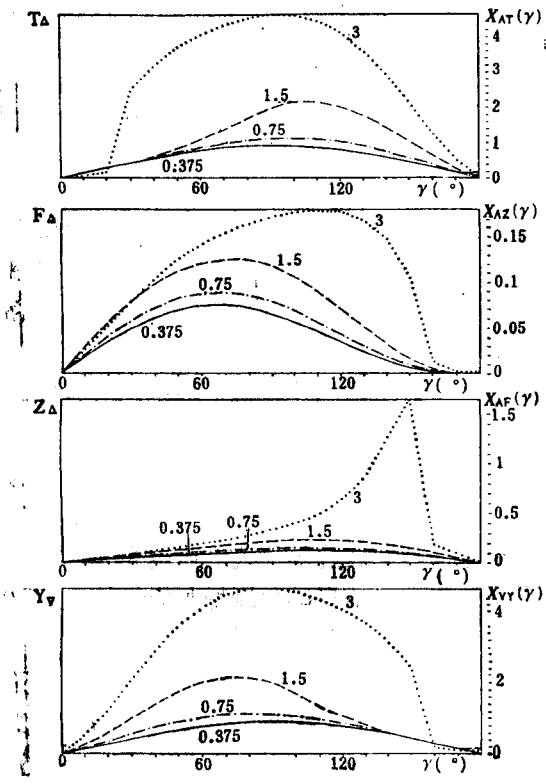


图 2-30 无限延深厚板磁异常原点函系数列线图

Fig. 2-30 Magnetic theoretical curves nomograph of origin-functioned coefficient of thick plate with infinite extension in depth

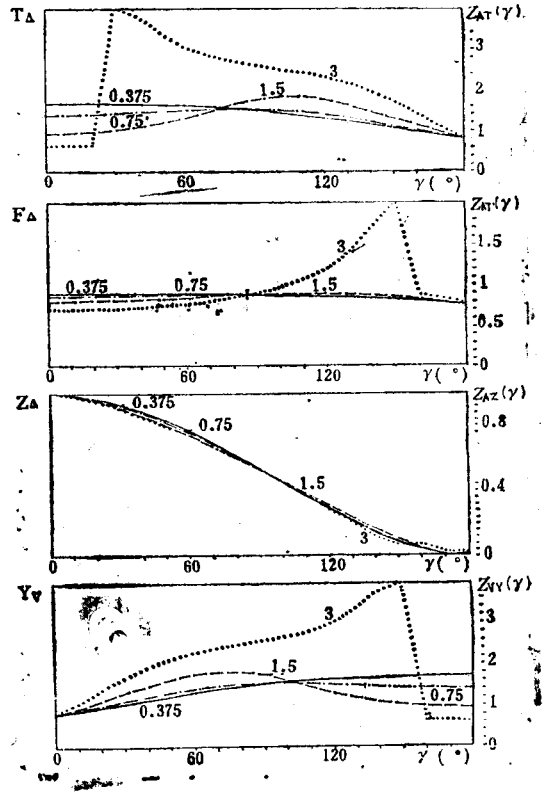


图 2-31 无限延深厚板磁异常正常场、极大值函系数列线图

Fig. 2-31 Magnetic theoretical curves nomograph of background field and maximum functioned coefficients of thick plate with infinite extension in depth

2．二度体薄板异常函系数列线图

二度体薄板异常的函系数是待定条件函系数。首先必须已知i_s。列线图编制中选用$i_s=0°$、30°、60°、90°四档，每档将三元系中的四种解释方法内的十六种函系数，84条函系数曲线，按相近的两种解释方法进行组合，组合为8幅列线图。二度体薄板异常函系数列线分四档，共32幅。见附图2-32—图2-63。

（二） 似二度体薄板异常函系数列线图

似二度体薄板异常函系数列线图共32幅。其排列顺序与二度体薄板异常函系数列线图类同。见附图2-64—图2-95。

（三）三度体薄板异常函系数列线图

列线图32幅。见附图2-96—图2-127。

（四）函系数列线图编制原则

函系数列线图遵循一定的原则编制而成。其纵轴表示函系数集中任一对子集，如 $H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$等，横轴为磁化特征角（γ）的变化量，原点的位置随给定异常剖面内的有效磁化倾角（i_e）的变化而作相应位移。但不管原点如何位移，坐标横轴中γ角的变化量始终为180°。

当$i_e=0°$时，$\gamma=0°—180°$；

当$i_e=30°$时，$\gamma=-30°—150°$；

当$i_e=60°$时，$\gamma=-60°—120°$；

当$i_e=90°$时，$\gamma=-90°—90°$。

这种设计使产状水平的薄板体异常的函系数，均处于坐标横轴端点的纵轴上；而使产状垂直的板状体异常的函系数，均处于横轴中点的纵轴上。如此安排，显然便于将产状相同、不同磁化特征的薄板体异常的函系数加以对照研究，以便从中找出影响函系数变化的因素。

1．函系数列线图中，在相同的边部位置上产生了极大值或极小值特征的函系数曲线，变化剧烈，引人注目。不难分析，该部位都属于薄板体，产状平缓，倾角在30°左右。产生极值特征的函系数曲线部位，对于T法，F法及Z法而言，均处于磁化特征角大于90°的一侧，对于Y法而言，均处于磁化特征角小于90°的一侧。这种极值特征以薄板体下延长度较大时，表现得更为明显。可见，列线图中函系数曲线同在边部位置上产生的极值特征，是由于薄板体产状平缓，大角度斜磁化，其下端对异常的影响急剧增加的缘故，见图2-128。函系数曲线产生极值的部位，即是板状体下端对异常影响最强的位置。

2．不同类异常中相同的函系数具有数值不同、但特征类同的函系数图象；同一类异常中不同方法的函系数曲线，往往具有截然不同的图象特征。产生这种差异的原因是：其一，不同方法依据异常的曲线部位并不一样；其二，在无限延深薄板异常问题中，T法、F法、Z法依据的是三个相似三角形，而在有限板异常问题中则不然。当有限板下延发生变化、且产状较缓时，峰谷间将会区别情况产生了1—3个拐点，因而会产生独特的异常。考虑到需要充分的利用这些特征，规定峰值两翼拐点切线及峰值切线组成T_Δ；峰值外翼拐点切线、谷值内翼拐点切线与坐标横轴组成Z_Δ；谷值两翼拐点切线与谷值切线组成Y_∇。有关异常三角形的配置情况见图2-129。

三、用法导引

三元系的列线图使用步序归纳如下：

（一） 根据异常平面特征，首先划分异常类别。如异常的长短轴之比为3时，则可划定为二度体异常；

（二） 根据垂直于异常长轴方向的主剖面异常曲线，建立复三角形$\Delta APQ—\Delta A'PQ'$。量取异常三元，计算特征比值K_Δ及截差比值K_b，在坡截顶宽参数列线图上判读b/h及γ值。

1．当$b/h>0.5$时，可区别两种情况加以处理：

异常剖面有典型的水平圆柱体异常特征，在异常两翼均出现谷值或一翼出现谷值的趋势，则应选用水平圆柱体列线图2-20—图2-23查找有关函系数，以反演通式解题；

异常具有延深较大厚板异常特征，异常两翼中至少有一翼无谷值特征出现，则应选用无限延深厚板异常函系数列线图2-28—图2-31，延用反演通式解题。

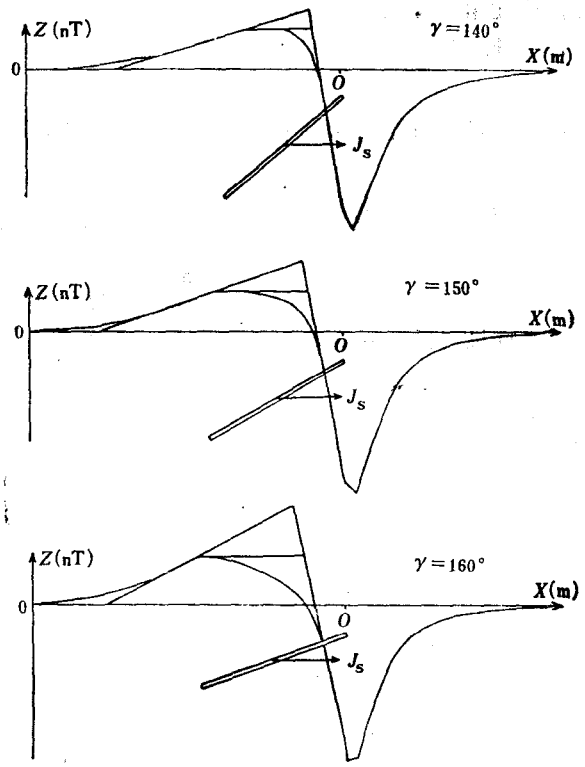


图 2-128 有一定延深的有限板下端对异常影响随板体倾角减小而加剧。

Fig. 2-128 The bottom end of a plate with certain extension in deqth shows the increasing effect of its magnetic anomaly with reducing dip of the plate

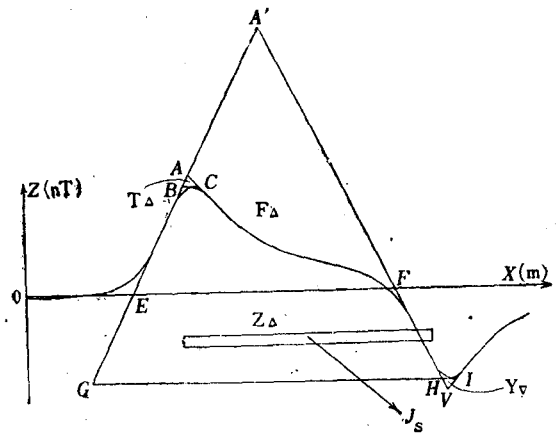


图 2-129 水平有限板异常三角形配置图

Fig. 2-129 Disposition of anomalous triangular of a finite horizontal plate

2．当$b/h<0.5$时，亦应区别情况加以处理：

此时应补充计算谷特征比值$K_{\triangledown}$，利用$K_{\triangle}$及$K_{\triangledown}$值在蓓蕾图上判读l/h及γ。

若二度体异常的$l/h>3$时，则可采用无限延深薄板异常列线图2-16—图2-19，结合反演通式解题；

若三度体异常的$l/h<0.5$时，可采用球体异常列线图2-24—图2-27，结合反演通式解题；

除此以外，均要在相应类别异常列线图中，查找相应的函系数，尔后结合反演通式解题。

（三） 总之，利用列线图解题过程中，要密切结合异常的平面与剖面特征，才能恰当的选用列线图，得到专属性良好的函系数，进而获得相对好的解释结果。

第三章　三元系袖珍机程序析

第一节　PC-1501磁异常九功能程序包

三元系PC-1501“九功能解释程序包”，简称“三元系程序包”，代号为“C_{Δ}-8599”，是三元系中典型方法与技术的缩影。

“九功能解释程序包”中的“九”，是“多”的意思。因为用“多功能”的地方很多，故不用“多”，而用“九”。

一、程序功能

1.“自动反演”功能：解释任意磁化特征，任意产状的二度体及三度体异常；

2.“三元反演”功能：在人工建立异常三角形的基础上，近似解释未经数据处理的实测异常剖面；

3.“分解反演”功能：解释叠加异常。包括分解反演由二度体、似二度体、三度体组合产生的“复合叠加异常”；

4.“迭代反演”功能：通过逐步迭代，逐次消除叠加异常的曲线畸变，逐步恢复单体异常的本来面貌；

5.“滤波反演”功能：对给定异常或剩余异常提供可选的5个滤波器，以便在解释前或解释中作必要的滤波处理，尔后再作自动反演；

6.“微商反演”功能：对给定异常或剩余异常作水平微商处理，以便将厚板异常转换为两个磁化方向完全相反的薄板异常；

7.“连续反演”功能：适用于对长剖面进行解释，长剖面中多个不同类型的异常，通过调用“连续反演”功能，可一次性获得解释；

8.“蓄奋反演”功能：采用“人机联系”方式，解释二度体、似二度体、三度体薄板类异常；

9.“觅踪反演”智能化解释薄板类异常功能；

10.“磁场水平调整”功能；

11.“理论曲线输出”功能。包括提供由任意个模型组合产生的叠加异常。模型组合中包括均匀磁化模型组合及非均匀磁化模型组合；

12. 解释方案、方法选择功能；

13. 数据恢复、追踪与输出功能。

C_{Δ}-8599适用于Z_a异常解释及理论、方法研究。在一定条件下亦可用于低频复电阻率、极化率及电磁法观测资料的类磁解释。

二、程序说明

C_{Δ}-8599采用扩展BASIC语言，程序占内存约15KB。

（一）程序框图（图3-1）

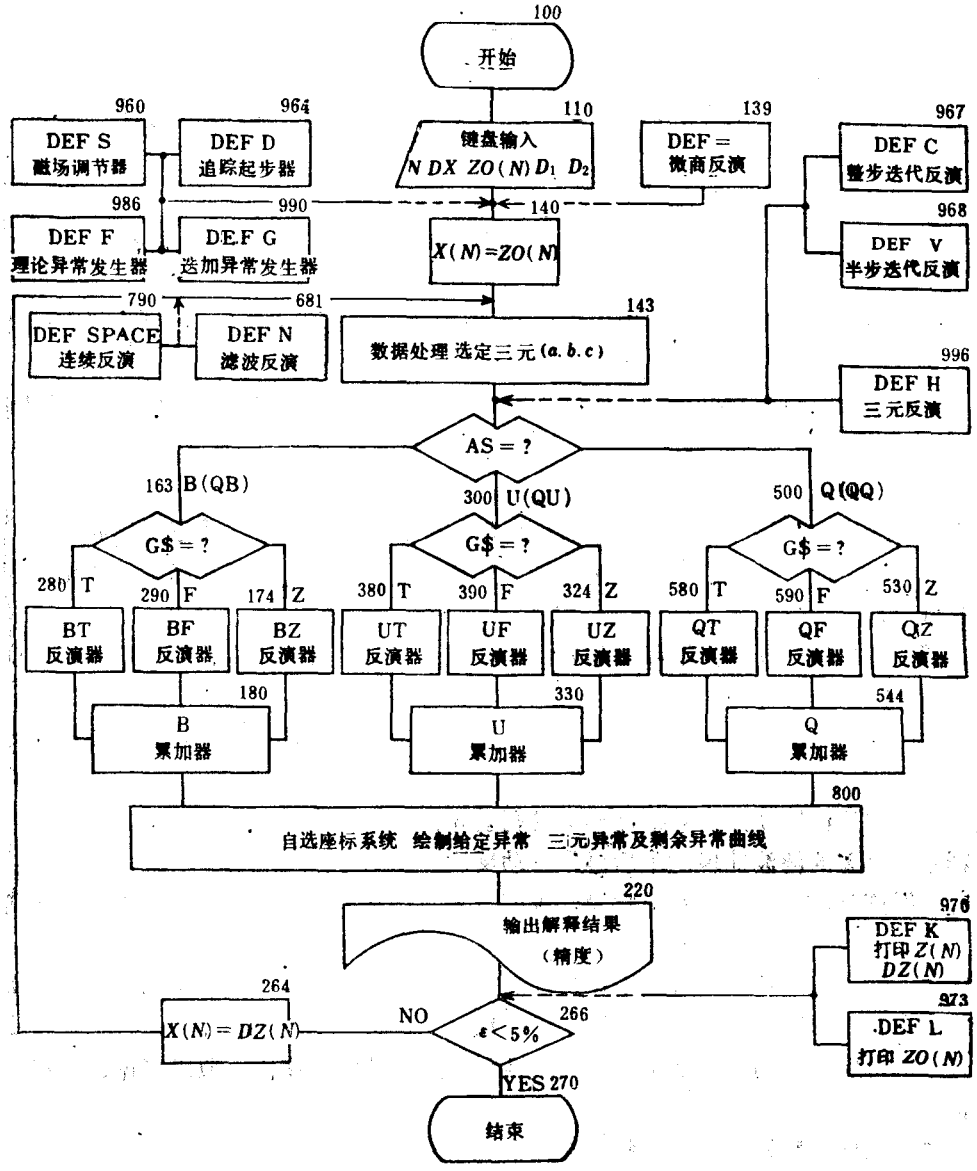


图 3-1 三元系九功能解释程序包框图(C_A-8599)

Fig. 3-1 Block diagram of nine functions programme package (C_A-8599)

（二）C_A-8599开工指令一览表3-1。

（三）变量说明

C_A-8599多种功能的实现，除较充分的利用了PC-1501袖珍机内RAM区里的23个单名简单变量及13个字符串变量固定存贮器外，还在RAM区内开辟了25个自定义简单变量及5个数组变量。

1．固定存贮区单名简单变量

A—Z 26个英文字母中，除P、W、Y三个字母未被用作单名简单变量外，其余均分别被启用，见表3-2。主要用作异常三角形内的三元变量、累加器、循环变量、函数、函

表 3-1

指　令	名　称	注　记
RUN	程序启动键	在给定点数、点距前提下，逐点输入磁场值
DEF A	自动反演键	反演方案、方法指定后，自动建立三角形并完成反演
DEF H	三元反演键	要求人工输入异常三角形中的a、b、c及OA
DEF M	分解反演键	提供选择“解释区间”的自由，实现分解反演
DEF C	迭代反演键	跨过最终分解出的单体异常作迭代反演
DEF V	半步迭代键	仅对最终分解出的单体异常作迭代反演
DEF B	重新起步键	反演暂停后重新起步
DEF D	追踪起起步键	恢复给定异常数据后重新起步
DEF S	磁场调节键	平移正常场
DEF F	理论异常键	产生任意简单几何体的理论异常
DEF G	叠加异常键	产生任意组合的叠加异常
DEF J	一步追踪键	反演过程中回头一步，以便中途重新决策
DEF K	DZ 制表键	打印剩余异常（DZ）及三元异常（Z）数据
DEF L	ZO制表键	打印给定异常（ZO）数据
DEF X	ZO制图键	单绘ZO异常曲线图
DEF Z	随机干扰键	产生受到随机干扰的异常
DEF N	滤波反演键	对给定异常或剩余异常数据作滤波处理
DEF SPACE	连续反演键	一次性解释由多个不同类型单体异常组成的长剖面
DEF =	微商反演键	对给定异常或剩余异常作水平微商处理

系数计算中的中向变量等。

2。固定存贮区单名字符串变量

C_{Δ}-8599中共用了12个字符串变量。用作程序路线的代码转向及绘图注记。

P$系“自动迭代”转向器，在迭代反演开工指令 DEF C 启动程序后，“三元”程序中立即设置了内容为“PP”的P$转向器。这一转向器设置后，在不破坏反演结果中已有“三元”a、b、c的前提下，调用数据恢复功能，利用前一轮反演求得a、b、c进行三元反演。设置了P$转向器的三元反演与常规的三元反演不同。常规的三元反演由三元输入，三元解释，打印绘图输出三部分组成。而设置了P$转向器的三元反演有目的的省略去第三部分。转向器设在三元反演的第二与第三部分之间。程序运行至此，已将给定异常分解为二部分。一部分是根据上一轮反演——“三元”所确定的三元异常；一部分是给定异常与三元异常之差——剩余异常。转向器由“PP”内容作为条件，不再将上述解释结果输出、打印或绘图，而将剩余异常送至解释系统的入口，让C_{Δ}-8599对剩余异常进一步作解释，其结果打印、绘图输出。可见，“整步迭代”的实现，是由于在P$中设定的“PP”内容起到了关键性作用的结果。

P$是一次性转向器。P$在程序中发生作用的同时，将被程序重新赋值，这一设计避免了迭代不止的病态过程。

P$转向器的启用是968行确定的：

```
968:"C"  P$="PP"
```

191行撤消P$的转向条件，同时使转向器一次生效：

```
191:IF P$="PP" LET P$="NO":GOTO 143
```

C_{Δ}-8599中设在RAM区内的其余简单变量及字符串变量，见表3-2。

表 3-2

字符串变量	注　　记	单名简单变量	注　　记
A$	异常类别转向器	*A*	三元变量之一，*AS*为备用变量
		B	三元变量之一；磁性体顶宽；中间变量
C$	自选坐标系中纵轴注记"Z(nT)"	*C*	三元变量之一；COSR 的中间变量
G$	解释方法转向器	*D*	点距的比例长度
		E	相对误差累加器
F$	F法注记	*F*	水平比例尺的走笔长度计量器
		G	拐点坐标的中间变量
H$	异常转子换向器	*H*	磁体埋深，*HO*为备用变量
		I	循环变量
		J	剖面内有效磁化强度
K$	转向器	*K*	特征比值
		L	磁体走向长度参数
M$	转向器	*M*	磁矩变量，*MO*为备用变量
		N	点数
O$	绘图转向器	*O*	自选坐标系中异常原点的坐标
P$	自动迭代转向器	*P*	
		Q	磁性体倾角
		R	磁化特征角；*RO*为备用变量
		S	斜率；中间变量
T$	T法注记	*T*	磁体下延长度参数
		U	中间变量
V$	微商反演转向器	*V*	中间变量
		W	
X$	自选座标系中横轴注记"*X*(*m*)"。通过键盘操作可以重新赋值	*X*	横坐标
Y$	Y 法注记	Y	
Z$	Z法注记	*Z*	异常强度

3．自定义变量

C_{Δ}-8599除在固定存贮区内占用了*H*、*R*、*M*等单名简单变量外，还在RAM区内，对应地设计有*HO*、*RO*、*MO*双名备用变量。备用变量用在理论异常发生器中，在产生理论异常及叠加异常时，采用的是*HO*、*RO*、*MO*，这种设计便于给定参数和相应的解释结果作比较，求出绝对误差及相对误差，以便去衡量C_{Δ}-8599中有关解释方法解题的可靠性。

表 3-3

自定义变量	注　　记	数组变量	注　　记
DX	点距	*ZO(N)*	给定异常数组
XM	峰值坐标		
XN	谷值坐标		
XA	三角形顶点坐标；原点函系数		
XB	三角形角点坐标		
XC	三角形角点坐标		
XE	三角形角点坐标		
XF	三角形角点坐标		
XG	三角形角点坐标	*Z(N)*	“三元异常”数组自206行后，为剩余异常数组
XH	三角形角点坐标		
ZM	峰值		
ZN	谷值		
ZA	三角形顶点值；极值函系数	*X(N)*	140行为给定异常的中间数组；206行为归一化的三元异常数组；212行为归一化剩余异常数组；264行为归一化给定异常数组
Z2 ①	拐点值（Z_2）		
Z3	拐点值（Z_3）		
S2	拐点斜率（S_2）		
S3	拐点斜率（S_3）		
OA	三角形顶点的自选坐标距	*Y(N)*	144行始为给定异常斜率数组；180行为剩余异常数组；206行为横坐标数组
ZZ	作图的垂直比例单位		
MM	峰值绘图量	*B(N)*	异常追踪数组
NN	谷值绘图量		
HR	深度函系数		
MR	磁矩函系数		
MS	归一化磁矩量（nT）		
SS	比例尺终点注记量		

① 在计算机屏幕上显示是Z2，实际是Z_2，下同。

在PC-1501的RAM区内，C_Δ-8599自定义了*DX*、*XA*、*AX*等25个简单变量。其中，多数与第一章中相同代号的变量含义一致，故不赘述。

4．一维数组

C_Δ-8599中共设定*ZO(N)*、*Z(N)*、*X(N)*、*Y(N)*、*B(N)* 五个一维数组。若按需要，在C_Δ-8599中不得少于六个相同元素数上界的数组变量，为了节约内存，空出有效的数值区，以适应测点数量大的剖面异常能在C_Δ-8599中加以解释，程序中除*ZO(N)*与*B(N)*外，其余三个数组在不同的程序阶段轮流的存贮不同含意的异常数值与坐标，见表3-3。

地信网
WWW.3S001.COM

$B(N)$ 的设置，提高了C_{Δ}-8599在解题过程中的改错能力。C_{Δ}-8599每次解题均将供解释的异常一分为二——三元异常及剩余异常。供解释的异常可以是给定异常，也可以是经一次或若干次解释后的剩余异常。在一次复杂的解题过程中，当某一步因方法选择、区间选择不当时，可借助于具有保留前一步待解释时的异常数据$B(N)$以实现退步解释。退步只限一次。双名及数组变量见表3-3。

三、用法导引

C_{Δ}-8599解释磁异常剖面时，有三种解题方式：

1．键盘输入异常数据，尔后由程序作自动反演；

2．直接输入异常三角形❶中的 a 、 b 、 c 作三元反演；

3．剖面数据输入后，选择解释区间作分解反演；

第一种方式适用于对异常曲线规律性好，数据素质好的异常剖面作反演；第二种方式适用于对曲线规律一般，数据素质差的异常剖面作反演；第三种方式主要适用于对叠加异常作分解处理，或者用于选择一条剖面中异常规律性、数据素质相对上乘的曲线部分作反演。

（一）自动反演

1．以 R · 开工。显示“N＝—”，要求确定异常总点数。表3-4和表3-5内提供解释的

表 3-4

步 序	键 操 作	显 示	打 印	注
1	R ·	N = ____		N为点数，内存为8K时，$N\leqslant 50$ 内存≥16K时，$N\leqslant 255$
2	30 ↵	DX = ____		键操作输入N值，DX点距
3	4 ↵	$ZO(0)$ = ?	N $ZO(N)$	题头打印
4	1.2 ↵ 2.75 ↵ 4.6 ↵ ⋮ -19.3 ↵ -18.7 ↵	$ZO(1)$ = ? $ZO(2)$ = ? $ZO(3)$ = ? ⋮ $ZO(30)$ = ? BREAK IN 140	0 1.2 1 2.75 2 4.6 ⋮ ⋮ 29 -19.3 30 -18.7	数据输入并打印
5	DEF A	B?U?Q? -QB?QU?QQ? 2?2·5?		路线选择。“2”为“迹踪反演”，“2.5”为“蓓蕾反演”
6	U ↵	T?F?Z?Y? (M?)		方法选择，“M”为立式输出呼号
7	Z ↵	BUSY	打印结果及综合剖面图3-2	自动解释成图并打印结果

❶ “异常三角形”是特征三角形、分幅三角形、整幅三角形及谷域三角形的总称。

一组异常剖面数据的总点数为31，故用键盘打入30，并按回车键——ENTER执行（以下用↵代替ENTER键）；

2．显示“$DX=__$”，DX为点距，输入点距后，↵按键执行；

3．显示$ZO(0)=?$”，并优先打印“$N\quad ZO(N)$”。前者要求输入0点的异常数据，后者为异常数据的题头。键盘打入1.2后，按↵键执行。尔后逐点显示“$ZO(1)$”、“$ZO(2)$”……，需逐点输入2.75、4.6……，每一点键盘打入异常数据后，均需按回车键↵执行。按键操作步序如表3-4。

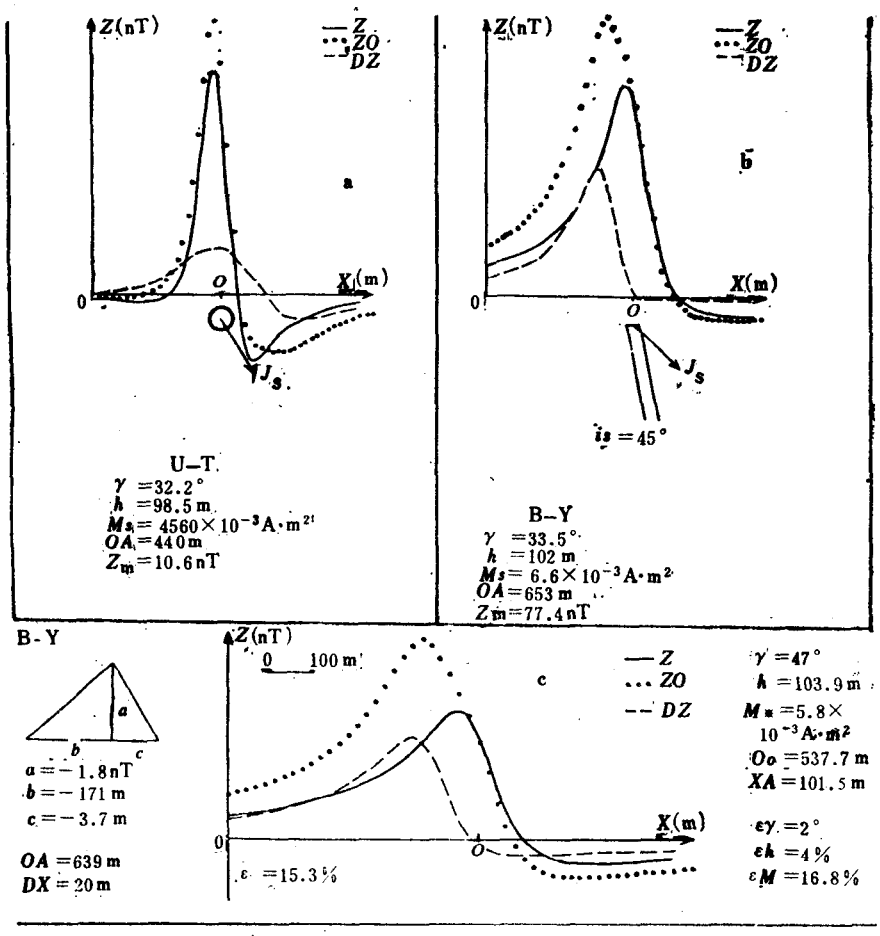


图 3-2 C_4-8599综合剖面图

Fig. 3-2 Complex profile C_4-8599

a、b—立式综合剖面图；c—卧式综合剖面图

步序5为有关异常类别的路线选择。一般情况下，本程序包提供了三种基本类型的解释方案。液晶显示屏上，通过点阵显示出“B?U?Q?—QB?QU?QQ”，其中，“B?”是无限延深薄板类异常解释方案的缩写符，“U””是无限长水平圆柱体类异常解释方案的缩写符，“Q?”是球体类异常的解释方案的缩写符。在B、U、Q之前可冠以Q变为“QB?”、“QU”、

表 3-5

编号			编号		
点号	N	ΔZ (γ)	点号	N	ΔZ (γ)
100	0	1.2	132	16	63.9
102	1	2.75	134	17	54.7
104	2	4.6	136	18	42.8
106	3	7	138	19	30
108	4	1.0	140	20	17.6
110	5	13.6	142	21	6.6
112	6	18.2	144	22	-2.2
114	7	23.7	146	23	-8.9
116	8	30.2	148	24	-3.6
118	9	37.7	150	25	-16.7
120	10	45.9	152	26	-18.6
122	11	54.2	154	27	-19.4
124	12	61.8	156	28	-19.6
126	13	67.7	158	29	-19.3
128	14	70.5	160	30	-18.7
130	15	69.4			

及"QQ"仍为相应类别的异常解释方案。冠以Q的缩写符，经程序识别后，在完成自动解释绘图，打印之后，程序并不就此停止，而是获得了利用整幅三角形解释法对剩余异常自动再解释的功能。若在B、U、Q之前不冠以Q，则不具备自动再解释功能。但在异常自动解释绘图、打印后，对于停机与否，程序具有自动判别选择的能力，当通过反演获得的理论异常与给定异常曲线的拟合百分误差>5%时，程序并不就此结束，而会自动返回到步序5，重新开始要求给定路线、方法，以便对剩余异常作进一步解释。当拟合百分误差<5%时，程序解释将全部结束，机器不再运行。

步序6是方法选择。在液晶显示屏上显示"T?F?Z?Y?(M?)"。T、F、Z、Y是解释方法的缩写符。程序内提供了特征三角形解释法、分幅三角形解释法、整幅三角形解释法及谷域三角形解释法。选择哪种解释方法于解题更为有利，可视曲线的具体情况，合理确定，"M"为立式输出呼号。

步序7为输出，输出分两种类型。一种为"立式"输出；一种为"卧式"输出。图3-2中的a、b为立式输出的综合剖面图；c为卧式输出的综合剖面图。两种类型各具特点：

1．立式综合剖面图　综合剖面由三条曲线组成。给定异常为点线（ZO），三元异常为实线（Z），剩余异常为虚线（DZ）。剖面下按比例绘有与"类型选择"相应的板、柱、球的剖面投影，并标绘相应的有效磁化方向，其箭头指向随剖面内有效磁化方向而变化；

解释结果由五项内容组成：γ、h、M^*、OA、Z_m。γ为磁化特征角、h为深度参数、M^*为磁矩参数、OA为自选坐标原点至异常三角形顶点的横坐标量、Z_m即Z_{max}，以此可以判别正常场选取的合理性。

2．卧式综合剖面图　综合剖面的组成与立式输出时一样。但在综合剖面的下方不绘有板、柱、球的剖面投影及磁化方向箭头。剖面的左上方具有"跟踪的比例尺"；剖面的

左下方注有曲线拟合相对误差；

图外注记分两部分：异常参数及解释结果。异常参数中包括“异常三元”位置示意图、异常三元 a、b、c、异常三角形顶点至自选坐标原点的实际距离OA、点距DX。在异常参数上方附注有异常类型及解释方法。“B”、“U”、“Q”分别表示板、柱、球；“T”、“F”、“Z”、“Y”分别表法T法、F法、Z法及Y法。“B—T”则表示对无限延深薄板异常采用T法解释。余此类推。

解释结果中除γ、h、M^*与立式综合剖面图相同外，并给出了自选坐标原点至理论坐标原点的距离O_0、给出了异常三角形顶点A的理论坐标X_A。当给定异常是理论模型异常时，解释结果中将进一步的给出γ角的绝对误差和h、M^*的相对误差。

C_{Δ}-8599在一般情况下均采用卧式综合剖面图的输出方式。当需要采用立式综合剖面图的输出方式时，则需要在步序6显示“T?F?Z?Y?(M?)”，打入立式呼号——“M”。

若是对薄板类异常进行解释，在立式呼号后会自动显示“i_s——”，要求给出剖面内有效磁化倾角。之后再显示“T?F?Z?Y?”，要求作出方法选择，继而进入步序7。

如果不是薄板类异常，立式呼号后直接显示“T?F?Z?Y?”，在方法选择后即转入步序7。

（二）三元反演

三元反演多用于异常的近似解释。它是利用异常三角形内特定的坐标线段去完成反演目的系统过程。三元反演以DEF H开工，输入三元 a、b、c 及自选坐标OA，经异常类型、方法选择，则进入程序反演过程，最终打印并绘制反演结果。

有一无限延深薄板类异常，据其建立一特征三角形后，量取 $a=100$(nT)，$b=200$m，$c=300$m；三角形之顶点与自选坐标原点之间的距离$OA=808$m。“三元反演”用法参见下表3-6。

表 3-6

步序	按键	显示	注记
1	DEF H	a——	(nT)
2	100 ↵	b——	三元输入 (m)
3	200 ↵	c——	(m)
4	300 ↵	OA——	自选坐标
5	808 ↵	B?U?Q?	路线选择
6	B ↵	T?F?Z?Y?	方法选择
7	T ↵	BUSY	程序反演
		↓	
	打印反演结果、绘制综合剖面图		

（三）分解反演

分解反演先以DEF A开工（对剩余异常作分解反演时，只能用DEF B启动程序）。待异常类别选定后，当显示“T?F?Z?Y?(M?)”时，再按键DEF M作“分解反演”呼号。按键时，显示不变。此时显示虽未改变，但程序中已设置了“屏障变量”。“屏障变量”是指限定解释区间的变量。方法选择后，顺次显示“$D1=$_”、“$D2=$_”，要求给定屏障区

间的起点值与终点值，继而进入程序反演过程。

用法范例

图3-3是无限延深薄板叠加产生的三峰异常。给定参数 $\gamma=30°$、$h=30m$、$M_s=10\times10^{-3}A\cdot m^2$，分解反演步序如表3-7。

可见，上述叠加异常的分解是逐次完成的。分解反演的结果是较为理想的。在最终结果图3—3d中，给定异常ZO与三元叠加异常Z之间，亦有颇为良好的拟合关系。其曲线拟合相对误差仅0.21%。另一方面，从三次反演结果看：γ角的绝对误差$<\pm2\%$；薄极顶

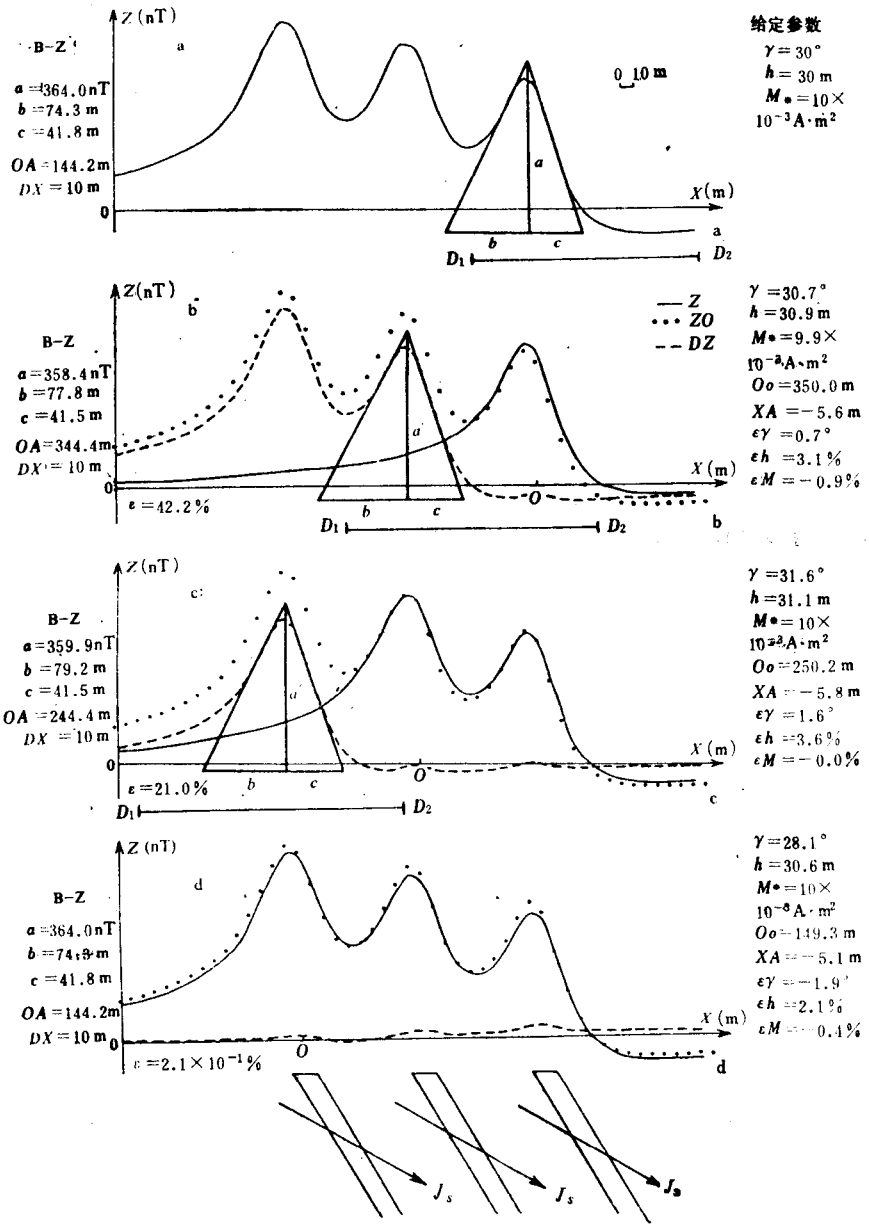


图 3-3 叠加异常的逐次分解与反演

Fig. 3-3 Progressive separation and inversion of superposed anomalies

表 3-7

步 序	键操作	显 示	注 记
1	DEF A	B?U?Q?—QB? QU?QQ?2?2.5?	要求按缩写符作出异常类别的路线选择
2	B ↵	T?F?Z?Y? (M?)	要求按缩写符作出方法选择，或发出“屏障反演”呼号
3	DEF M	T?F?Z?Y? (M?)	设置“屏障变量” $D1$选$D2$
4	Z ↵	$D1$ = ——	选择 Z法并将解释区间确定在39—50点之间，图
5	39 ↵	$D2$ = ——	3-3a
6	50 ↵	BUSY	进入程序反演过程
		↓	
打印第一次反演结果，绘制综合剖面图3-3b			
		⋮	
步 序	键操作	显 示	注 记
7		B?U?Q?—QB? QU?QQ?Z?2.5	同前
8	B ↵	T?F?Z?Y? (M?)	同前
9	DEF M	T?F?Z?Y? (M?)	再次设置“屏障变量”
10	Z ↵	$D1$ = ——	第二次将解释区间选择在19—29点之间，图3-3b
11	19 ↵	$D2$ = ——	
12	39 ↵	BUSY	同前
		↓	
打印第二次反演的结果，绘制综合剖面图3-3c			
		⋮	
步 序	键操作	显 示	注 记
13	DEF B	B?U?Q?—QB? QU?QQ?2?2.5?	同前
14	B ↵	T?F?Z?Y? (M?)	同前
15	DEF M	T?F?Z?Y? (M?)	第三次设置“屏障变量”
16	Z ↵	$D1$ = ——	第三次将解释区间选择在2—24点间，图3-3c
17	2 ↵	$D2$ = ——	
18	24 ↵	BUSY	同前
		↓	
打印第三次反演结果，绘制综合剖面图3-3d			

端埋深 h 的相对误差<4%；磁矩在剖面内的分量M_s的相对误差<1%。

（四）迭代反演

迭代反演在解释疑难叠加异常时，对于压制曲线畸变，具有极为重要的作用，但迭代反演本身，不能作为独立的解释过程，应用中均作为分解反演的后续部分。可以认为：若无分解反演，就无迭代反演可言，如图3-4、图3-5。

迭代反演有“半步迭代”与“整步迭代”之分。

“半步迭代”以DEF V开工；“整步迭代”以DEF C开工。开工后立即转入程序反演过程。由于迭代反演是分解反演的后续部分，故异常类别，解释方法无需再作选择。

“半步迭代”与“整步迭代”的差别在于：“半步迭代”需根据分解反演结束时所确定的三元，

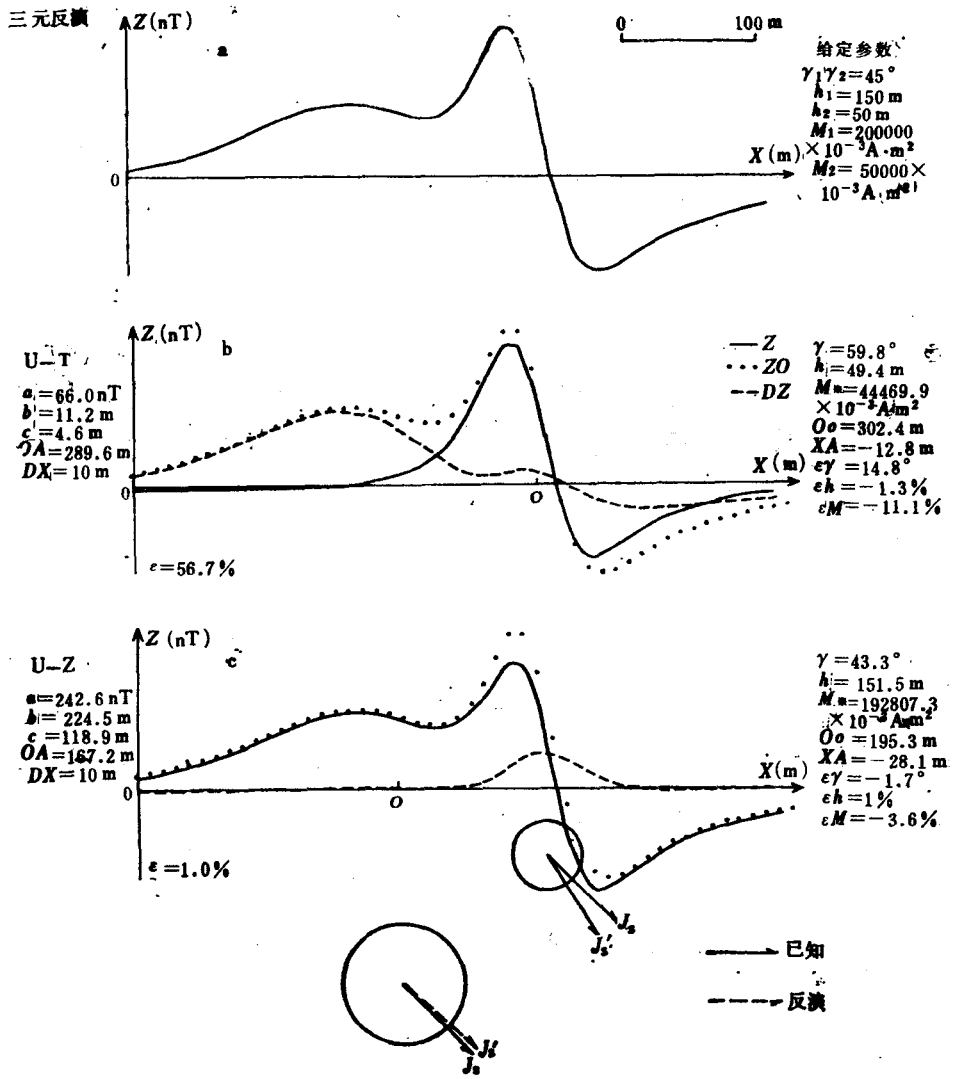


图 3-4 无限长水平柱叠加异常分解与反演

Fig. 3-4 Separation and inversion of superposed anomalies for infinite horizontal cylinders

正演三元异常，绘制包括该三元异常及给定异常减去三元异常后的剩余异常在内的综合剖面图。而“整步迭代”虽同样有与“半步迭代”相同的解释过程，但“整步迭代”不绘制“半步迭代”的综合剖面图。而且，程序运行至此改道继续运行，转入对上述剩余异常的自动程序解释，尔后再绘制不包括由分解反演确定的三元异常在内的综合剖面图。并打印反演结果。

用法示例：

图3-4为无限长水平柱叠加异常的分解与反演图。分析分解结果可见：

1．对于斜列组合的两个水平柱体所产生的异常而言，无论是浅部磁性体，还是深部磁性体，根据其叠加异常分解反演的深度参数相对误差均不大。相对误差$\varepsilon h<2\%$；

2．磁化特征角与磁矩在剖面内分量产生了较大的误差，而且误差集中在首先作分解反演的浅部磁性体异常方面。磁化特征角的最大绝对误差达15°，磁矩在剖面内的投影相对误差达－11.1%；

3．曲线拟合的综合剖面图3-4c中，产生了对应于浅部磁性体的“伪剩异常”（Zw）。“伪剩异常”的产生，是分解叠加异常产生严重失真的标志。

图3-5给出了上述分解反演后的迭代反演结果。对照两图可见，图3-5a中的三元（a、b、c），即来自于图3-4c中的a、b、c三元。

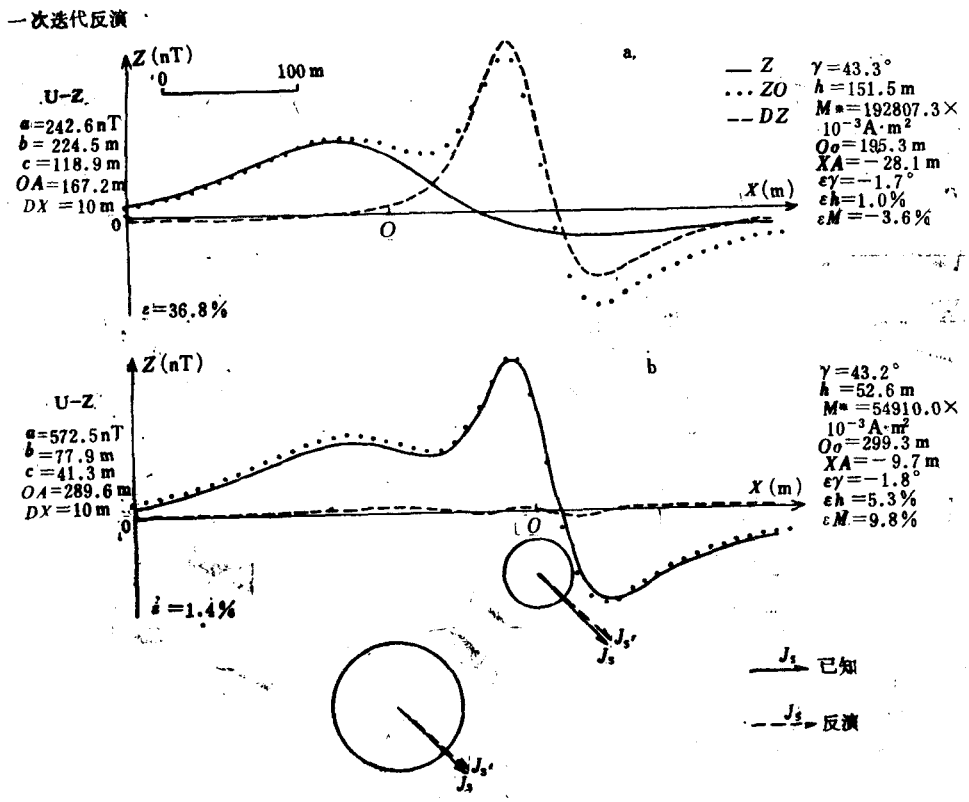


图 3-5　无限长水平柱叠加异常叠代反演

Fig.3-5　Iterative inversion of superposed anomalies for infinite horizontal cylinders

经过一次迭代后的结果，图3-5b表明，无论是磁化特征角的绝对误差，磁矩在剖面内投影的相对误差，还是曲线拟合等方面均获得很大改善。在此同时，深度参数的误差有所增加，达5.3%。这方面的误差可在进一步的“矫枉迭代”中得到抑制。在分解反演上述异常后，若作“半步迭代”则得图3-5a；若作“整步迭代”则无图3-3a，直接得到图3-5b。

若在步序12以[DEF][C]启动程序，则无11—15步序，而直接得到图3-5b。

现将图3-4与图3-5中对相应异常进行分解与迭代的步序列表3-8。

表 3-8

步序	键操作	显示	注记
1	[DEF] [A]	B?U?Q? - QB?	步序1—5：分解反演浅部水平柱异常，其中步序3的作用是设置屏障变量D1及D2
		QU?QQ?2?2.5?	
2	U ↵	T?F?Z?Y?(M?)	
3	[DEF] [M]	T?F?Z?Y?(M?)	
4	Z ↵	D1 = ___	
5	20 ↵	D2 = ___	
6	50 ↵	BUSY	→图3—4b
7		B?U?Q? - QB?	步序7—12：反演深部水平柱异常，步序8的作用与步序3相同
		QU?QQ?2?2.5?	
8	U ↵	T?F?Z?Y?(M?)	
9	[DEF] [M]	T?F?Z?Y?(M?)	
10	Z ↵	D1 = ___	
11	0 ↵	D2 = ___	
12	25 ↵	BUSY	→图3-4c

步序	键操作	显示	注记	
13		B?U?Q? - QB?		迭代反演
		QQ?QU?2?2.5?		
14	[DEF] [V]	BUSY	“半步迭代” →图3—5a	
15		B?U?Q? - QB?		整幅反演
		QQ?QU?2?2.5?		
16	U ↵	T?F?Z?(M?)		
17	Z ↵	BUSY	→图3—5b	

（五）滤波反演

“滤波反演”的作用主要在于对二度体异常数据作预处理，旨在消除呈高频特性的随机干扰。C_{Δ}-8599中采用了“线性圆滑公式“及”二次曲线逼近”两种方法。

线性圆滑公式：

$$\bar{Z}(0)=\frac{1}{2N+1}\sum_{j=-N}^{N}Z(j\Delta x) \tag{3-1}$$

式中Δx为取值的点矩，N为参与圆滑的点数。C_{Δ}-8599中取$N=3$、5、7三种。

由二次曲线$a_0+a_1x+a_2x^2$逼近Z曲线，取二阶五点和七点圆滑公式：

$$\bar{Z}(0)=0.4857Z(0)+0.3428[Z(-\Delta x)+Z(\Delta x)]-0.0857[Z(-2\Delta x)+Z(2\Delta x)] \tag{3-2}$$

$$\bar{Z}(0)=0.3333Z(0)+0.2857[Z(-\Delta x)+Z(\Delta x)]+0.1428[Z(-2\Delta x)+Z(2\Delta x)]-0.0952[Z(-3\Delta x)+Z(3\Delta x)] \tag{3-3}$$

1．“滤波反演”以[DEF][N]开工。显示：

```
3? 5? 7? S5? S7?
```

3、5、7是线性圆滑公式的点数。以键盘打入“5”时，表示选用5点线性圆滑公式对给定异常作滤波处理；S5、S7是二次曲线作逼近圆滑的点数。用键盘打入“S5”时，表示选用5点二次曲线作二阶五点逼近处理。

2．在显示屏上显示“B?U?”，显示内容中仅有板与柱的类型缩写符，而无球的类型缩写符。用以提醒上述滤波器仅适用于二度体异常。

3．尔后，反演步序与“自动反演”的6、7相同。从略。

（六） 微商反演

以[DEF][=]调用微商反演功能。开工后，PC-1501主机显示屏左上角出现“BUSY”，数秒至数十秒钟后，当显示

```
B? U? Q?-QB? QU? QQ? (2? 2.5?)
```

则已完成了对给定异常的一次水平微商过程。此时，给定异常先从$ZO(N)$数组被转移到$B(N)$数组中，尔后，$ZO(N)$数组即被微商数据所充填。

上述显示表明，需作“路线选择”的按键操作。“路线选择”相当于“自动反演”中的步序4，以下步序与“自动反演”的5、6相同。

若需作给定异常与微商曲线的对比，可在微商前后，分别以[DEF][X]绘图指令将不同内容的ZO曲线绘出即可，参见图3-6。

GOTO“DD”指令仍可在微商后恢复给定异常数据。

（七） “连续反演”

“连续反演”主要用于解释长剖面。长剖面上允许多个单体异常同时存在。这里的“多个”不是无限多个。长剖面的总观测点数必须限定在256点以内，以20—30点控制一个单体异常计，长剖面中的单体异常不宜多于10个。

“连续反演”的特点即在于一旦剖面内要解释的单体异常总数确定后，即要求将剖面内各个单体异常的类型、解释方法、解释区间的起点、终点等一次逐个输入。尔后由程序包系统的完成解释工作。

一个单体异常的类型、方法、区间参数称为“单组参数”。以“单组参数”为单元，允许掉换先后输入的次序。这种安排有利于优先解释长剖面中最主要的异常，以尽可能地

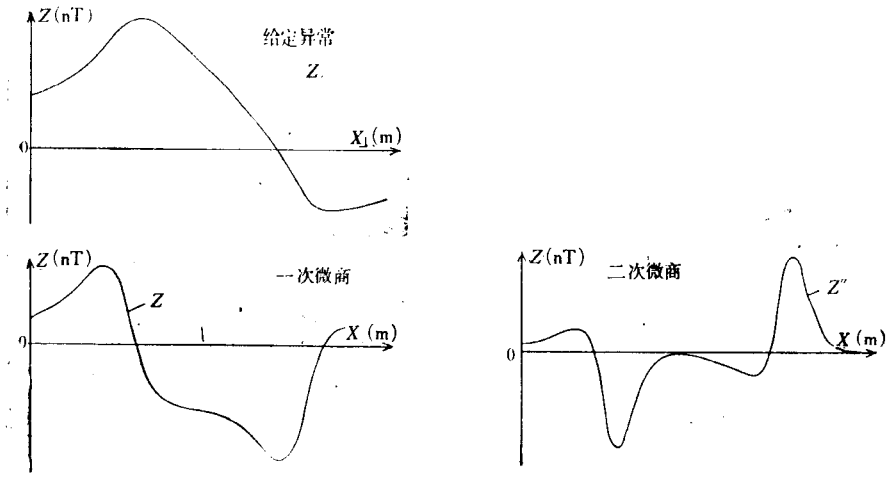


图 3-6. 厚板异常及其一、二次微商曲线

Fig.3-6 A thick plate anomaly and its first and second differential curves

减少该异常对相邻异常的影响。

长剖面数据的输入方法与“自动反演”的1、2、3、4相同，故从略。

1．以DEF SPACE启动“连续反演”功能。提示“*N*5=”，要求输入单体异常数。如长剖面内有5个单体异常，则输入5。↵。

2．在显示屏最右侧显示“1”，即提示以下要求第一组“单组参数”。显示持续1秒钟后，转而在显示屏左侧提示：

> *A*$(B? U? Q?)____

要求将第一个需要解释异常的类型（如板），键入缩写符（如“B”）。↵。

3．提示：

> *G*$(T? F? Z? Y?)____

方法择择。如选择T法，则键入“T”，↵。

4．提示：

> *D*1=____

表示解释区间的起点。第一个需解释异常的解释起点不一定是“0”点，可以是长剖面中任一个点，如25。在“*D*1=－”之后，输入25，↵。

5．提示

> *D*2=____

表示解释区间的终点。如在“*D*2____”之后输入50，↵。至此，即完成了第一个单元的输入。

6．第一单元输入完成后，显示屏的左侧出现“2”，时间约1秒钟，转而在显示屏中出现与步序2完全相同的提示。尔后，情况与步序3、4、5一样，仍按提示内容作相应输入，完成第二单元输入。就这样周而复始的一气完成五个单元“单组参数”的输入，并

进入“BUSY”运行状态。最终一次性的给出综合剖面图及全部反演结果。

（八） 蓓蕾反演

“蓓蕾反演”是“蓓蕾识别-程序解释法”的简称。该种反演是采用”人机联系”方式，先据$K_{\triangle}$、$K_{\triangledown}$作蓓蕾识别，并在函系数列线图上查取$H(\gamma)$、$M(\gamma)$、$X_A(\gamma)$、l/h等函系数及有关参数，并依次按显示屏上有关提示送进$C_{\triangle}$-8599软件的入口，计算机即据此进行蓓蕾反演。“蓓蕾反演”很烦杂，但对解释一些三度体、似二度体薄板异常，可以取得更为客观的解释结果。

“蓓蕾反演”没有单独的入口。借用的入口选在程序运行至“类型选择”的阶段。当显示：

B? U? Q?-QB? QU? QQ? 2? 2.5?___

“2.5”即为“蓓蕾反演”的入口呼号。键入“2.5”，按↵，即相继显示：

$H(\gamma)$___

要求据函系数列线图上查得的深度函系数，并键入程序。

$M(\gamma)$___

要求键入磁矩函系数；

$X(\gamma)$___

要求键入原点函系数；

l/h___

要求键入有限板下延参数；

i_S___

要求键入剖面内有效磁倾角。

并显示。

T? F? Z? Y? (M) ___

方法选择(要求所作方法选择的方法应与上述函系数相一致)。

尔后即进入“BUSY”状态。最终绘制综合剖面图并打印反演结果。

若反演结果不够理想，经推敲需要重新反演时，可用[DEF][D]，使给定异常数据恢复后重新起步，并键入修改后的参数。

（九） 觅踪反演

本软件仅适用于对薄板类异常作初级智能反演。觅踪反演无需作方法选择。给定异常数据输入后，使用[DEF][A]开工。计算机显示：

B? U? Q?-QB? QU? QQ? 2? 2.5

“2”是“觅踪反演”“的入口呼号。打入呼号后即显示

i_S___

要求输入剖面内有效磁化倾角。

A/N___

要求输入异常的长短轴之比，手动操作即告完成。显示屏上出现：

地信网
WWW.3S001.COM

```
MI  ZONG  FAN  YAN
```

最后自动打印反演结果，绘制综合剖面图，参见图3-2

四、要点浅析

（一） 数据输入

C_A-8599程序在解题之先，要求在数组予存器$ZO(N)$中，输入给定异常数据。数据输入形式有两种：

1．据显示屏上的提示，采用键盘逐点将异常剖面数据输入到数组予存器中。这种方法简称“键入数据”。

2．调用程序内部的理论异常（或叠加异常）发生器，直接在机内产生理论的给定异常，并送入到数组予存器中。这种方法简称“机生数据”。

键入数据是解题时的常用方式。其特点表现在具有提示输入打印列表和予置改错间隔的功能。

首先，采用INPUT语句给变量N、DX赋值。N为给定异常的点数，DX为点距，并以LPRINT语句打印表头“N $ZO(N)$”选用STR$函数与WAIT语句搭配，辅以显示、输入、输出语句，形成赋值循环。其中STR$函数的作用是将给定异常数据的顺序号转化为字符形式，赋值给字符串变量$S$$，并作屏幕提示。WAIT的作用是控制提示的执行时间，令其为0，即可在执行屏幕提示后，立即转入INPUT键入状态。尔后，按一定程序列表打印。其主要程序段：

```
130: LPRINT" N  ZO(N)":WAIT  0  :LF  1
132: FOR  I=0  TO  N:S$="ZO("+STR$(I)+")=":PRINT  S$; :
     INP UT  ZO(I):CLS:TAB3:LPRINT  I; TAB10; ZO(N):NEXT  I
```

数据输入、打印列表后，程序暂停运行。显示：

```
BREAK  IN  135
```

此时，可对数据输入过程中出现的错误及时加以纠正。改错前应将CE-150打印机上的PRINT键置于“.”一侧，如在输入中将$ZO(7)=28$错成了82，此时按键：

$$ZO(7)=28\text{↵}$$

即可。

（二） 异常三角形的建立

根据异常极值切线及两翼最大斜率切线建立三角形，这是三元解释系解题的根本。程序中能否自动的根据异常数据建立有关的三角形，其关键在于确定曲线的极值，找到极值两翼最大的斜率所在。

极值直接来源于给定异常。因此极值的确定，可利用条件语句对给定异常进行逐点判别去获得，各点的斜率是相邻点场值的变化率，可以公式：

$$S_I=\frac{ZO(I+1)-ZO(I)}{DX} \tag{3-4}$$

去求。程序中采用了在一个循环语句中，并列四个条件语句，一次性的确定了极值及其两翼最大斜率。其程序如下：

```
142: FOR  I=0  TO  N: X(I)=ZO(I):NEXT  I
```

143：$ZN=ZO(0):ZM=0:S2=0:S3=0$

144：FOR $I=D1$ TO $(D2-1):Y(I)=[X(I+1)-X(I)]/DX$

145：IF $X(I)>ZM$ LET $ZM=X(I):XM=DX\times I$

146：IF $X(I)<ZN$ LET $ZN=X(I):XN=DX\times I$

147：IF $Y(I)>S2$ LET $S2=Y(I):G2=DX\times I:Z2=X(I)$

148：IF $Y(I)<S3$ LET $S3=Y(I):G3=DX\times I:Z3=X(I)$

149：NEXT I

其中142句为数据预备阶段，把$ZO(N)$内的给定数据，转置于$X(N)$中，不直接使用$ZO(N)$的原因，主要在于整个程序运行中需要多次的调用$ZO(N)$值，即$ZO(N)$值需要自始至终的加以保存。

程序中，144行循环头中的循环变量初值$I\neq 0$，而是$I=D1$，且终值TO为$D2$。$D1$、$D2$是为“分解反演”“叠加异常”或选择解释区间的两个限制性变量，称为“屏障变量”。$D1$为指定的起点，$D2$为指定终点。$D1$、$D2$可强行的将解释区间限制于其中。不难理解，$D1$、$D2$为用户提供了选择曲线中任一连续区间进行解释的自由。

至此，曲线极值，极大值两翼最大斜率点（代拐点）的纵、横坐标均已确定，为三角形的建立，准备了必要的前提。

首先，由于已知$XM(X_{max})$、$ZM(Z_{max})$、$XN(X_{min})$、$ZN(Z_{min})$、$G2(X_2)$、$Z2(Z_2)$、$S2(S_2)$、$G3(X_3)$、$Z3(Z_3)$、$S3(S_3)$，要求三角形顶点A的坐标，可解联立方程：

$$S_2(G_2-X_A)-Z_2+Z_A=0$$

$$S_3(G_3-X_A)-Z_3+Z_A=0$$

因此150、151行中的X_A、Z_A为：

$$X_A=\frac{(S_3\times G_3-S_2\times G_2+Z_2+Z_3)}{S_3-S_2} \tag{3-5}$$

$$Z_A=\frac{S_2\times Z_3-S_3\times Z_2+S_2\times S_3\times(G_2-G_3)}{S_2-S_3} \tag{3-6}$$

152、153、154句分别给出特征三角形、整幅三角形底边、分幅三角形的底边两端点坐标XB与XC、XG与XH、XE与XF。上述所有横坐标数值，均系相对于“自选坐标”原点而言。

156、158句确定的给出了有关“异常三元”

$$\text{特征三角形}\begin{cases}a_T=Z_A-Z_M\\ b_T=X_A-X_B\\ c_T=X_C-X_A\end{cases}$$

$$\text{整幅三角形}\begin{cases}a_Z=Z_A-Z_N\\ b_Z=X_A-X_G\\ c_Z=X_H-X_A\end{cases}$$

$$\text{分幅三角形}\begin{cases}a_F=Z_A\\ b_F=X_A-X_B\\ c_F=X_F-X_A\end{cases}$$

157句$OA=XA$。程序运行至此时，X_A是三角形顶点至自选坐标原点的横坐标量，尔

后程序中将根据给定的a_Z、b_Z、c_Z（或a_T、b_T、c_T等），求出三角形顶点相对于理论坐标原点的横坐标——X_A。因此，将相对于自选坐标原点的X_A值转移到OA中，便于在绘制对此曲线时，调用这一参量。

至此，程序完成了由异常曲线至相应三角形的转换。并给定了用于反演计算的异常三元。

（三） 反演路线与反演器

程序中采用字符串变量$A\$$，$G\$$与条件语句搭配，在利用三元进行的反演计算中，借助于人机对话形式，实现了异常类别、解释方法的对号转移。

$A\$$是异常类别选择器。首先选择确定异常类别的路线。当$A\$$="U"时，程序路线从161句直接转移到300句，对号地进入无限长水平圆柱体异常反演器，当$A\$$="Q"时，程序路线则从162句立即转移到500句，对号进入球体异常反演器；当$A\$$="B"时，程序路线不转移，跨过161、162句后，进入无限延深薄极异常反演器。进入反演器后，程序路线还要作进一步的方法选择。方法选择靠$G\$$选择器来完成。$G\$$="T"时，程序路线在反演器中选择特征三角形解释法；$G\$$="F"时，程序路线选择分幅三角形解释法。总之，无论是异常类别的确定，还是解释方法的选择。均要靠$A\$$、$G\$$两个选择器来完成。

程序中共设计有解释异常的九个反演器，供使用者对号选用。其代号、名称、对应行号及内容见下表3-9。

表 3-9

序号	类别代号	方法代码	名　　称	行　　号	内　　容
1	B	T	BT反演器	280—288	无限延深薄板磁异常T法及Y法
2		F	BF反演器	290—298	无限延深薄板磁异常F法
3		Z	BZ反演器	170—177	无限延深薄板磁异常Z法
4	U	T	UT反演器	380—389	无限长水平圆柱体磁异常T法及Y法
5		F	UF反演器	390—399	无限长水平圆柱体磁异常F法
6		Z	UZ反演器	324—328	无限长水平圆柱体磁异常Z法
7	Q	T	QT反演器	580—588	球体磁异常法T及Y法
8		F	QF反演器	590—598	球体磁异常F法
9		Z	QZ反演器	538—542	体磁异常Z法球

反演器的作用在于根据三角形中的三元，反演计算磁体深度参数、磁化特征角、磁矩等参数。

九个反演器由三条程序支路分出，尔后又汇成三条程序支路。在支路的结束部分均设计了曲线拟合平均相对误差变量（E）。当$E>5\%$，剩余异常较大，异常解释未尽。此时，程序自动将剩余异常转化为待解释异常，并返回到异常解释的程序入口，继续对剩余异常进行解释。

（四） 归一化浮动坐标系

1．X、Y坐标

归一化浮动坐标系是指限定在固定的图幅内，纵横坐标线随曲线正负比值随意变化的坐标系。其作用可将作任意变化的给定异常剖面，控制在特定尺寸的纸幅内。PC-1501配套使用的CE-150打印机，纸幅5.6cm，可供打印笔最大移动的纸幅范围为4.3cm，退纸最

大限制是10.24cm。在打印机中，设计时已确定1cm＝50坐标单位值。由此可知：能提供上下、左右自由绘制曲线的活动范围，必须控制在X215、Y512坐标单位值中。

为充分利用4.3×10.24cm²的绘图面积，用方向语句，旋转90°，使坐标量为215的X与坐标量为512的Y互换，即X为512，Y为215。

在确定Y坐标时，考虑下列因素：

A、 异常强度作任意变化时，均需控制在215坐标量之内；

B、 异常的正负幅值比例随磁化特征不同而任意变化时，坐标横轴应随之作相应的变动。负幅值比例增大时，坐标横轴会相应上浮；反之，坐标轴应相应下沉。

C_A-8599中给定异常变化幅度的控制数为200坐标量。设计了“正负极值比系数”：

$$ZZ=200/(ZM-ZN)$$

给出了坐标原点随负值比例增大而作相应变化的“浮动系数”：

$$NN=-ZN\cdot ZZ$$

这样，随异常正、负幅值变化而变化的“浮动坐标”即可给出：

860：GRAPH:GLCURSOR(NN＋5，－30):SORGH:ROTATE1

2．跟踪比例尺

C_A-8599中设定了绘制异常剖面曲线的“比例因子”——F，

$$F=K_S\times S_5 \qquad (3\text{-}7)$$

$$K_S=\frac{D}{DX}$$

式中 K_S——绘图比例系数；

D——点距的绘图走笔坐标量；

DX——点距。

D受两方面的制约，一是剖面绘图长度；一是点数。当剖面的绘图长度定为500单位时，$D=500/N$，N为点数。

改变D的大小，剖面的绘图长度将成比例的放大或缩小。同时，同样注记量的比例尺亦随之作相应的变化。其间众多的繁杂变化，均由程序实现。

式中S_5是比例尺的终点注记量。选用10的n次幂，如1、10、100、1000等。异常剖面的长短一般均要求确保异常具较好的完整程度，而异常的完整程度与剖面长度间的关系，则在很大程度上要受磁性体埋深的制约。异常体埋藏很浅时，不长的剖面即可控制住异常的全貌，从而获得完整的剖面异常；异常体埋深加大时，要获得同样完整的异常面貌，必须加长剖面才能实现。可见，深度参数在选用剖面实际长度方面的重要作用。

剖面实际长度确定后，比例尺注记量要随之作相应的选择。C_A-8599中分五档：

当$H\leqslant 4$时，　　$S_5=1$；

当$4<H\leqslant 40$时，　　$S_5=10$；

当$40<H\leqslant 400$时，　　$S_5=100$；

当$400<H\leqslant 4000$时，　　$S_5=1000$；

当$4000<H\leqslant 40000$时，　　$S_5=10000$。

F值确定后，PC-1501绘制的异常剖面，不管点矩、点数如何，均针对相对完整的异常曲线，注记出合适的比例尺。

第二节　PB-700袖珍机蓓蕾图

蓓蕾图软件代号为“PB-700，CAS-8507”。约5000Bytes。

蓓蕾图主要是用于判别磁性体下延的模式图。第二章中针对二度体、似二度体、三度体三类异常分别给出了三组蓓蕾图。每组蓓蕾图均包括$i_s=0°$、$30°$、$60°$、$90°$四种选型蓓蕾图，共12幅。一般情况下，辅助于相应的内插方法，即可满足有关异常解释的需要。但对于一些特定的异常研究，12幅选型蓓蕾图就显得不够了。报告中不可能包括无穷多幅蓓蕾图，但是，提供快速制作专用于特定i_s、特定异常走向长度参数（L/h）的蓓蕾图方法却是必要的。这种快速制作蓓蕾图的方法，只可能借助于计算机来完成，至少必须由计算机提供数据，人工作图的方法才能完成。单靠人工的方法是不可能完成的。

一、 程序设计要点

（一） 设计思路

蓓蕾图的建立，是以有限延深薄板磁异常的峰、谷特征比值为纵、横坐标，以无限延深薄板、无限长水平圆柱体异常相应比值的轨迹为模式线，分别以磁化特征角、不同的l/h比值计算由$K_\triangle$、$K_\triangledown$值确定模式点，并最终归结为由蓓蕾经纬线、模式线构成的蓓蕾图。蓓蕾图用于给定异常，据$K_\triangle$、$K_\triangledown$比值确定的模式点，在相应经纬区内的特定位置，一次性的给出磁性体的下延参数及磁化特征角来。并可据给定异常在模式区内所占的位置，提供解释该异常的正确方案。

可见，要建立蓓蕾图，就必须给出确定蓓蕾图经纬线、模式线的轨迹点来。

（二） 程序任务

建立蓓蕾图的程序，其任务主要是计算蓓蕾经纬线及模式线的轨迹点。

蓓蕾图中四圈蓓蕾经线、六条蓓蕾纬线由72个轨迹点确定。

确定经纬轨迹点需知$K_\triangle$、$K_\triangledown$值；确定$K_\triangle$、$K_\triangledown$需知拐点斜率；确定拐点斜率需对有限板异常二次求导并解五次高阶方程。由于有限板异常函数本身就很复杂，因此经纬轨迹点的计算是极为复杂的过程。以PB-700型袖珍机计算这72个轨迹点，仅要求把拐点求准到10^{-6}，即需占用23个机时，可见其巨大的工作量。以人工计算的方法，即使算得出，也是无法完成的。

蓓蕾图模式线的轨迹点，亦有72个，通过解析式给出。所花计算时间仅需几分钟。

程序在完成了轨迹点的计算任务后，即需调用四色打印机，打印出精美的蓓蕾图。整个程序是以“求点”为任务，以绘制蓓蕾图为其目的。

（三） 分区求点

能否确定蓓蕾图的轨迹点，其关键在于正确的求得有限板异常曲线的拐点。曲线求拐点，实质是令曲线函数的二阶导数为零，进而解方程求根的问题。有限板异常函数的二阶导数为零后为五次方程。五次方程就有五个根。五个根在曲线上就有可能出现五个拐点。蓓蕾图的建立既要用峰值两翼拐点斜率算取（峰）特征比值，又要利用谷值两翼的拐点斜率算取谷特征比值。峰、谷值外翼的拐点容易判别与确定。而峰、谷之间的拐点则易于混淆。

有限延深薄板异常峰、谷值之间的拐点数量是不定的。一般情况下，当有限板的下延

地信网
WWW.3S001.COM

不大或下延较大但产状较陡时，峰、谷之间仅有一个拐点；当有限板下延较大但产状平缓，直至水平时，峰谷之间会出现三个拐点；处于上述两者之间的一种特殊情况，会出现两个拐点。

有限板异常的峰、谷间出现一个拐点时，峰、谷特征比值（$K_{\triangle}$、$K_{\triangledown}$）共用此拐点的斜率；二个及三个拐点时，峰、谷特征比值分别选用靠近峰值及靠近谷值的拐点斜率。为此，程序中采取了分区求点的方案。

分区求点的前提是建立在快速扫描求取峰、谷值粗值的基础上。进而分区采用牛顿-二分法分别逼近峰、谷值前后的拐点真值。

分区求解极值前后两翼的拐点时，必定会遇到四种情况需要分别加以处置。

1．分区求点处于有限板异常的二阶导数负值区，求前方拐点时，采取“整步进、半步退”的处置方案。所谓“整步进、半步退”方案，是指前进时步长不变，遇到二阶导数由负变正时，即将步长缩短一半改为后退。后退半步后，符号不变仍需后退时，则将步长再缩短一半继续后退，若后退符号由正相反地变为负号时，则以当时的步长改为前进，这种前进时函数不变号亦不变步长，函数变号则步长减半改为后退，直至逼近零值点的方案即为“整步进、半步退”。概括起来，上述方案应为“负起点、整步进、半步退”方案；

2．“负起点、整步退、半步进”方案；

3．“正起点、整步进、半步退”方案；

4．“正起点、整步退、半步进”方案。

程序中将四种方案列为子程序，以便在求拐点、极值时反复调用。

（四） 组合成图

蓓蕾图程序中定维了三个二维数组，主要用于存贮由不同类型异常求取的经纬线及模式线轨迹点的坐标值，对有限板异常函数，经过复杂运算求取的拐点坐标，存于G!(*N*,23)中。据此获得$K_{\triangle}$、$K_{\triangledown}$值，分别存于*E*!(*N*,*N*)及*F*!(*N*,*N*)中，在此基础上，首先绘制表征磁化特征角（γ）及下延参数（l/h）的经纬线。尔后，*E*!(*N*,*N*)及*F*!(*N*,*N*)再次被用于存贮无限长水平柱及无限延深薄板异常的$K_{\triangle}$、$K_{\triangledown}$值，进而绘制用作模式识别的模式线，与上述蓓蕾经纬线组合而成蓓蕾图。

二、 用法导引

利用CAS-8507程序构制专用蓓蕾图，仅需在程序运行后，根据显示屏提示给定i_s与L/h二个参数。“CAS-8507”以RUN启动程序。

当显示：`is(0—90)?` 时，

要求给定剖面内的有效磁化倾角数值，括弧内提示，表示可在0°—90°范围内连续取值，键盘打入后，按↵键执行。

当显出：`L/h?` 时，

要求给定异常体长度与深度的比值。一般情况下，对于二度体异常L/h值可给定4，或大于4的值，对于似二度体异常可给定1.5，对于三度体异常可给定0.375。或根据实际情况的需要酌情增减均可，比值给出后，按↵键执行。

尔后，程序即进入运行状态，经24小时左右，全部完成蓓蕾图的绘制。

图3-7即是PB-700袖珍机绘制的$i_S=0°$时似二度体薄板磁异常蓓蕾图，给定参数："i_S"=0，"L/h"=1.5

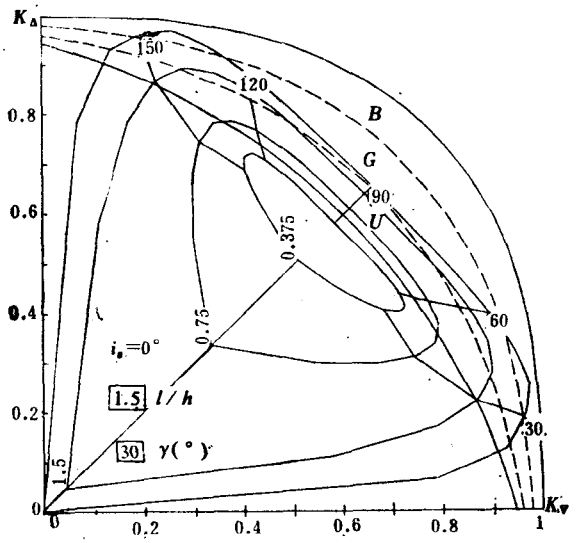


图 3-7. PB-700绘制的薄板磁异常蓓蕾图

Fig.3-7 Magnetic bud diagram of a plate created by PB-700

三、 变量说明

D——剖面内有效磁化倾角（i_S）；

L_1——异常体长度与上顶埋深之比（L/h）；

L——异常体下延长度与上顶埋深之比（l/h）；

R——磁化特征角（γ）；

A——磁性体倾角（β），$A=D+R$；

DR——磁化特征角增量；

U——I、I_1——循环变量；

DX——起始步长；

E——累加器；

F、W、P、T、Z、K、J——转置变量；

X_1、X_2、X_3、X_9——拐点坐标；

Z_1、Z_2、Z_3、Z_9——拐点磁场值；

S_1、S_2、S_3、S_9——拐点斜率；

XM、XN、ZM、ZN——峰、谷值坐标及场值。

PB-700 CAS-8507源程序，从略。

第四章　叠加异常的程序反演

自然界中，叠加异常与单体异常相比，叠加异常更具普遍性。因此，叠加异常的反演问题就更具有吸引力。无论是实践，还是理论研究均可以证明，对叠加异常的反演，其难度要远远的超过单体异常的反演。异常三元与异常体之间所具有的专属性的映射关系，为采用单体异常的解释方法去分解并解释叠加异常，既提供了前提，且确立了基础，从而使叠加异常的分解与解释问题，简化成了对多个单体异常的解释问题。虽然如些，变化万千，具有不同组合模式的叠加异常，以人工方法去分解和解释，还是较难完成的。C_{Δ}-8599程序包除健全的具有解释各种单体异常功能外，还专门设计了屏障分解健，为分解叠加异常提供了选择解释区间的自由。

本章重点的阐述同类形体的叠加异常获得分解与迭代反演的过程，并将叠加异常反演的范畴拓广至对不同类形体产生的复合叠加异常的分解反演。在第三节中叙述了利用解释无限板的方法去分解反演二度有限板异常，成功的求得了有限板的下延长度及下端空间位置的算例，第四节简要地叙述了厚板异常的“微商反演”。

第一节　叠加异常的分解反演

迄今，叠加异常的解释，仍属难题之列。对叠加异常实现有效的分解，是叠加异常获得解释的前提。由此可见，分解异常对于解释叠加异常的重要性。第一章中已详细的讨论了由单体异常确定的异常三元与异常体之间存在着比函数关系更为普遍的三元映射关系。这种关系不但为分解隶属于不同异常体的叠加异常确立了理论前提；而且也为叠加异常获得分解奠定了方法基础。本章将结合具体算例重点阐述三元映射在分解叠加异常中的独特作用。

一、垂直分解

垂直叠加异常的成功分解，主要是特征三元映射的作用。处于同一深度层上的相同类型磁性体，往往是因产状不一等因素而使异常具有不同的异常特征；而处于不同深度层上的同类磁性体，其异常的主要差别在于曲线具有不同的梯度特征。不同深度层上磁性体产生的叠加异常，必然有浅源异常的高梯度特性，亦兼有深源异常的低梯度特性。深源的低梯度异常具有分布广，变化缓慢的特点，在受到浅源高梯度异常叠加后，往往落到面目全非的地步。浅源的高梯度异常，具有异常集中，急剧变化的特点。在受到深源叠加后，其峰值区具有强度高、梯度明显的相对优势，而其余部分则往往陷于影综难寻的境地。在这种情况下，对应于异常峰值区的特征三元映射的作用就非常重要了。

依据特征三元映射理论建立的T法，对于分解垂直叠加异常，具有尤为重要的作用。

图4-1与图4-2分别是无限长水平圆柱体、无限延深薄板体、深度比均为3时产生的叠加异常，经T法成功分解的两个算例。

两图的相同之处在于：叠加异常均无明显的叠加特征，看不出叠加的迹象；异常经T

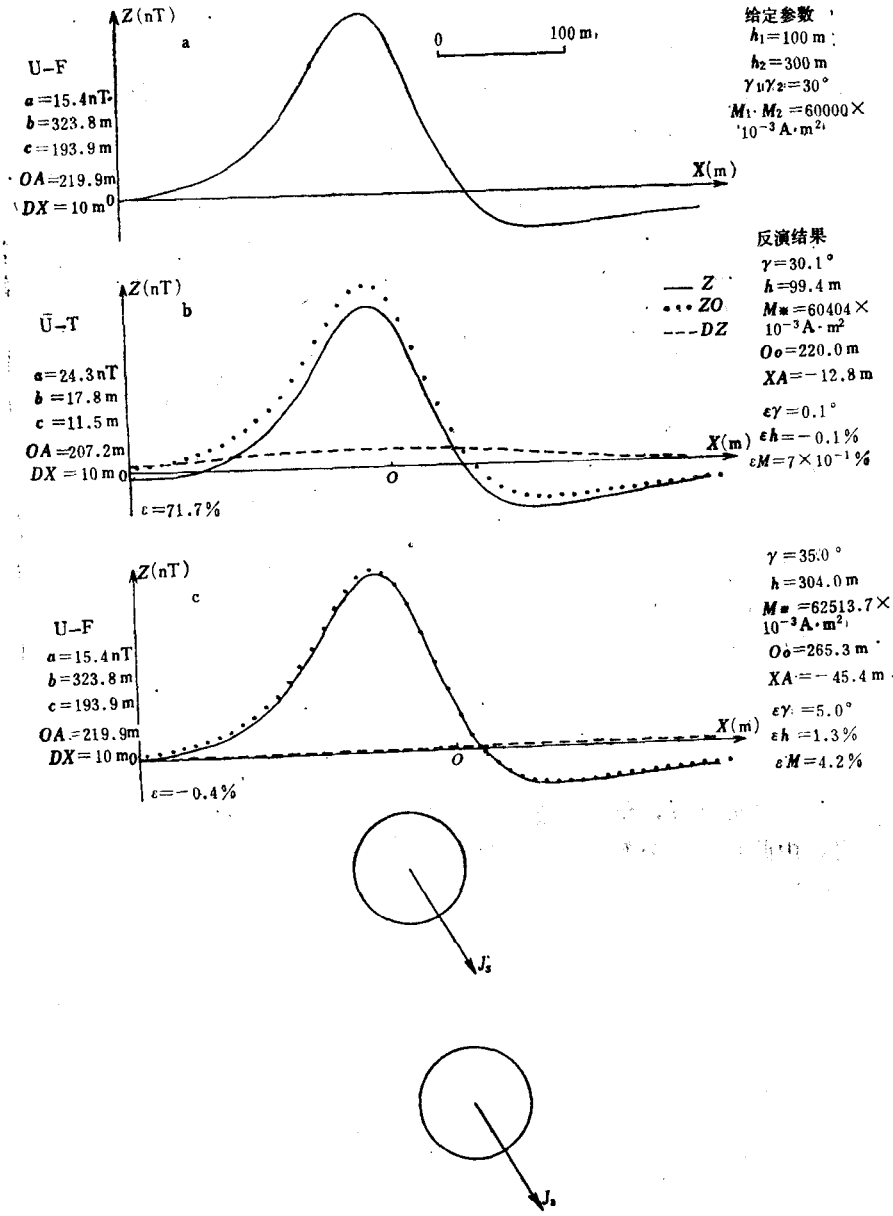


图 4-1 垂直叠加异常的分解与反演

Fig. 4-1 Separation and inversion of vertical superposed anomalies

法分解后剩余异常具有良好的深源单体异常特征，剩余异常强度均较低缓。两图的不同之处首先是异常的场源类型不同。一是柱，二是板。参与叠加的磁性体的磁性参数虽然相同，但深源剩余异常却具有不等的份量。板的深源剩余异常相当于浅源异常的1/5，柱的深源剩余异常仅为浅源异常的1/12，若在剖面内将柱换成球，其剩余的深源异常将更加微弱。这显然的反映了不同类型磁性体产生的叠加异常，有其不同衰减速度的缘故。

深源异常相对于浅源异常呈现出低缓特征，就“低”这一点来说，并非是一般规律。

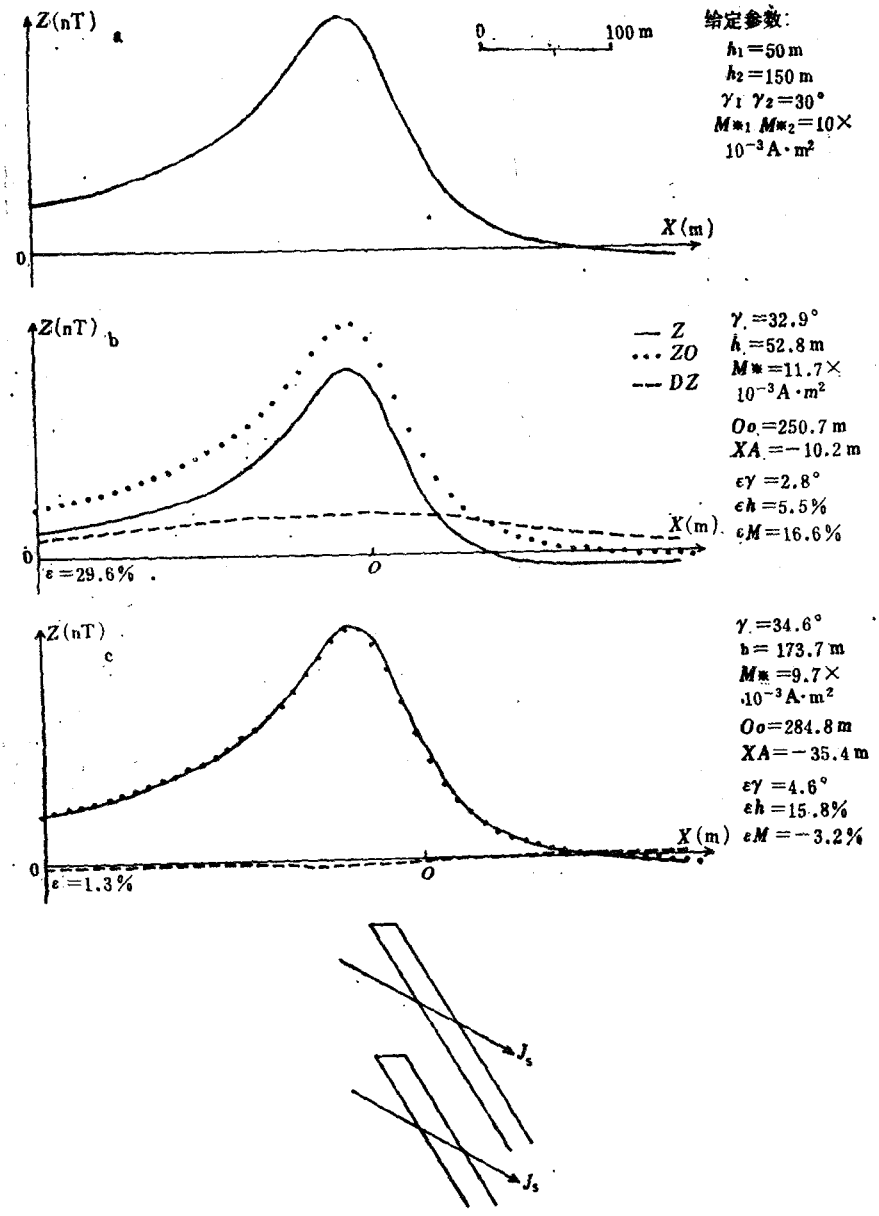


图 4-2 深度比为 3 的薄板叠加异常分解与反演

Fig. 4-2 Separation and inversion of superposed anomalies for thin plates with their depth ratio 3

当深部异常体大于浅部异常体，或深部异常体的磁性数倍于浅部异常体时，叠加异常中的深源异常则会显得更为明显，这种情况在实践中更具有普遍性，因此也很重要。图4-3中，深浅源的磁化强度虽然相同，但深源异常体的截面积 5 倍于浅源异常体。因此，经T法分解后，深源异常仍具有较高的异常强度，具有明显的正负相伴的异常特征；图4-4中，深部磁性体的埋深相对浅部磁性体的埋深深度大 4 倍。由图分析，深部磁性体不但截面积大，而且有效磁化强度也大，在这种情况下，叠加异常经T法分解后，作为剩余异常出现

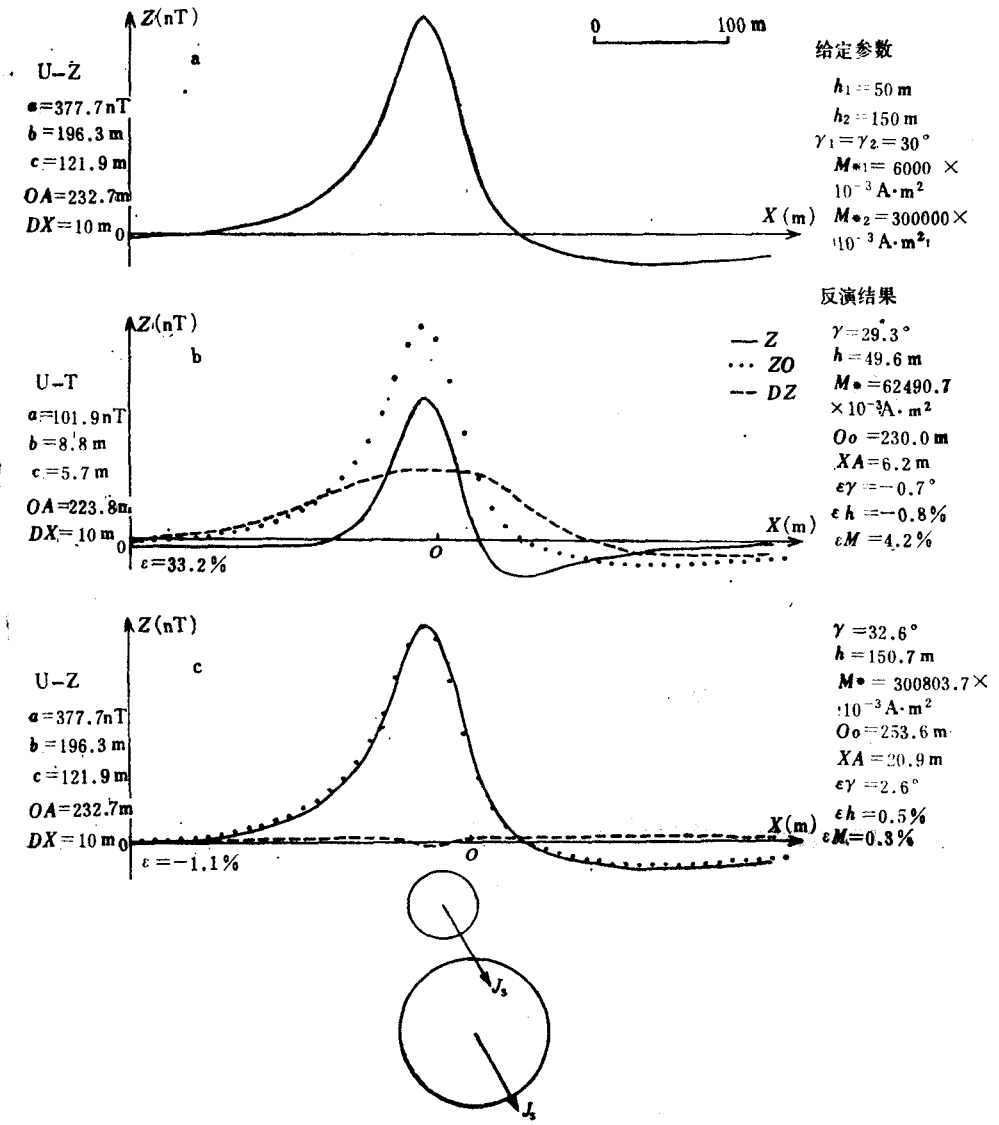


图 4-3 不等磁性体垂直叠加异常的分解与反演

Fig. 4-3 Separation and inversion of vertical superposed anomalies of different magnetic bodies

的深源异常，同样可以呈现为强度大，特征明显的异常。

上述四种情况的叠加异常，T法均可获得良好的分解效果。每个叠加异常的给定参数，分解反演的结果已分别列于图中，不难看到磁化特征角的绝对误差均不大于5°；深度参数与磁矩参数的相对误差一般均未超过5%。仅在图4-1中T法分解由两板叠加引起的异常，其反演结果中个别参数的误差较大。深源的深度参数相对误差达10.6%，浅源的磁矩参数相对误差为15.8%。

研究工作中选择了不同深度组合的两个无限长水平柱，作为产生垂直叠加异常的模

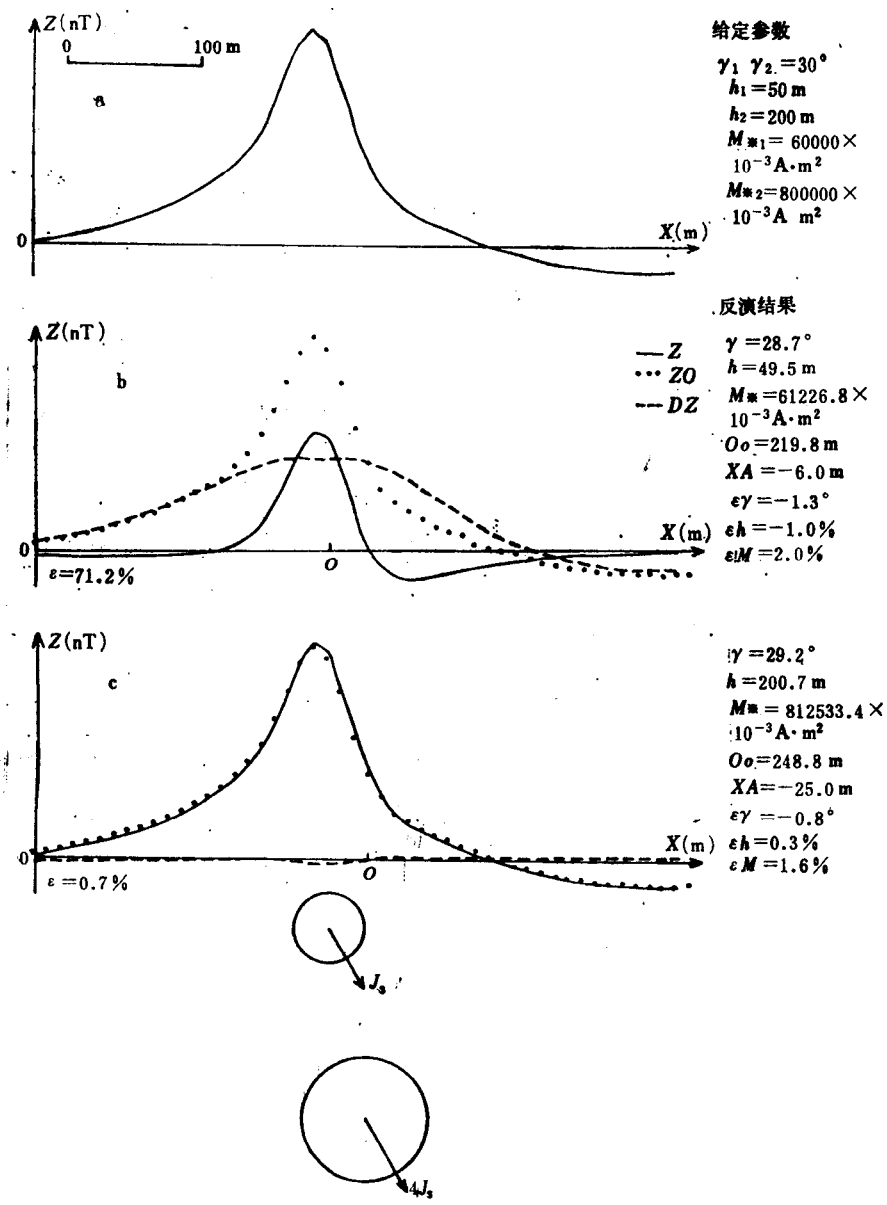


图 4-4 深度比为 4 的垂直叠加异常的分解与反演

Fig. 4-4 Separation and inversion of vertical superposed anomalise for depth ratio 4

型。叠加异常获得后，采用T法分解与反演，其误差情况呈现出一定的规律性。见表4-1。

分析上述T法分解及其分解所产生的误差：

1。浅源异常获得成功分解后，浅源的反演效果良好时，深源异常反演亦会取得良好的效果。反之，若浅源的反演效果差时，使深源异常的反演效果变差。浅源异常分解过程中产生的误差，则会明显的传递给深源异常。

2。深、浅源之间的深度比越大，分解中的误差越小，且叠加异常也越易于分解。深度比大于 3 时，以T法分解垂直叠加异常，一般均可达到磁化特征角的绝对误差小于5°，

地信网
WWW.3S001.COM

表 4-1

深度比 ($H_{深}/H_{浅}$)	误差性质					
	相对误差(%)				绝对误差	
	$H_{浅}$	$H_{深}$	$M_{浅}$	$M_{深}$	$\gamma_{浅}$	$\gamma_{深}$
1.5	12.5	21.3	57	19	-26.8°	54.9°
2	5.9	17	29.7	12.1	-15.6°	17.3°
3	1	5.6	2.9	4.3	-5°	-4.8°
4	1	0.8	2	1.8	-1.3°	-0.8°

深度、磁矩参数的相对误差小于15%的水平。

3．当深度比减少至1.5时，深、浅源之间的深度差异也就不大了。以T法分解该类异常时，磁化特征角与磁矩参数均要产生很大的误差，至使这些参数无法利用。但值得重视的是，由T法分解无限长水平柱异常时，反演结果中的深度参数，误差上升的速度缓慢，深度比为1.5时的浅源深度参数，其相对误差为12.5%，深源为21.3%。以T法分解无限延深薄板异常时，误差上升相对较快，当深度比为2时（见图4-5），浅源深度的相对误差为10.5%，深源已达23%。必要时，可以参考利用这些参数。

4．无论误差大小，曲线均可以得到良好的拟合，仔细分析，差异仅出现在极值的投影部位。可见，垂直叠加异常曲线分解后，通过反演再得到良好的拟合，并非是一个十分重要的指标，要仔细推敲曲线的拟合情况，要重视极值部位的微小差异。

5．以上误差的产生，是采用T法一次性反演结果。当采用一次“迭代反演”后，精度情况会大幅度的得到改善。

二、 斜列分解

谷域三元映射与特征三元映射有异曲同工之妙。当异常的极值区由于叠加作用的影响，至使特征三元映射无法发挥作用时，以谷域三元映射为基础的Y法就显得尤为重要了。

相距较近、斜列的异常体所产生的叠加异常，其峰值区的异常特征，往往会受到致命的影响，图4-6是两个无限长水平圆柱体产生的叠加异常。单商区仅存于异常的谷值部分，其原体异常的固有特征颇为明显外，而在其余叠合区中根本无法辨认出原体异常的丝毫特征。该类异常唯有靠谷域分解才能奏效。对照给定参数与反演结果看，分解反演的效果较为可以。深度参数的相对误差控制在10%以内。磁距参数、磁化特征角的误差较大，曲线拟合后在浅部磁性体的极值区出现了伪剩异常。分解反演即已得到如此的结果，若采用“迭代反演”，有关磁化特征角、磁矩参数的误差将必然得到压制。有关深度参数的精度仍会得到进一步改善。

三、水平分解

水平叠加异常最为常见。只要异常体之间相距有一定的距离，通过一次性分解反演即可获得较理想的结果。

图4-7是三个不等磁性薄板体叠加产生的异常获得逐次分解反演的过程。由于薄板与薄板之间的距离是薄板上顶埋深的3倍，相距较大。分解该类异常，可以通过多种途径。

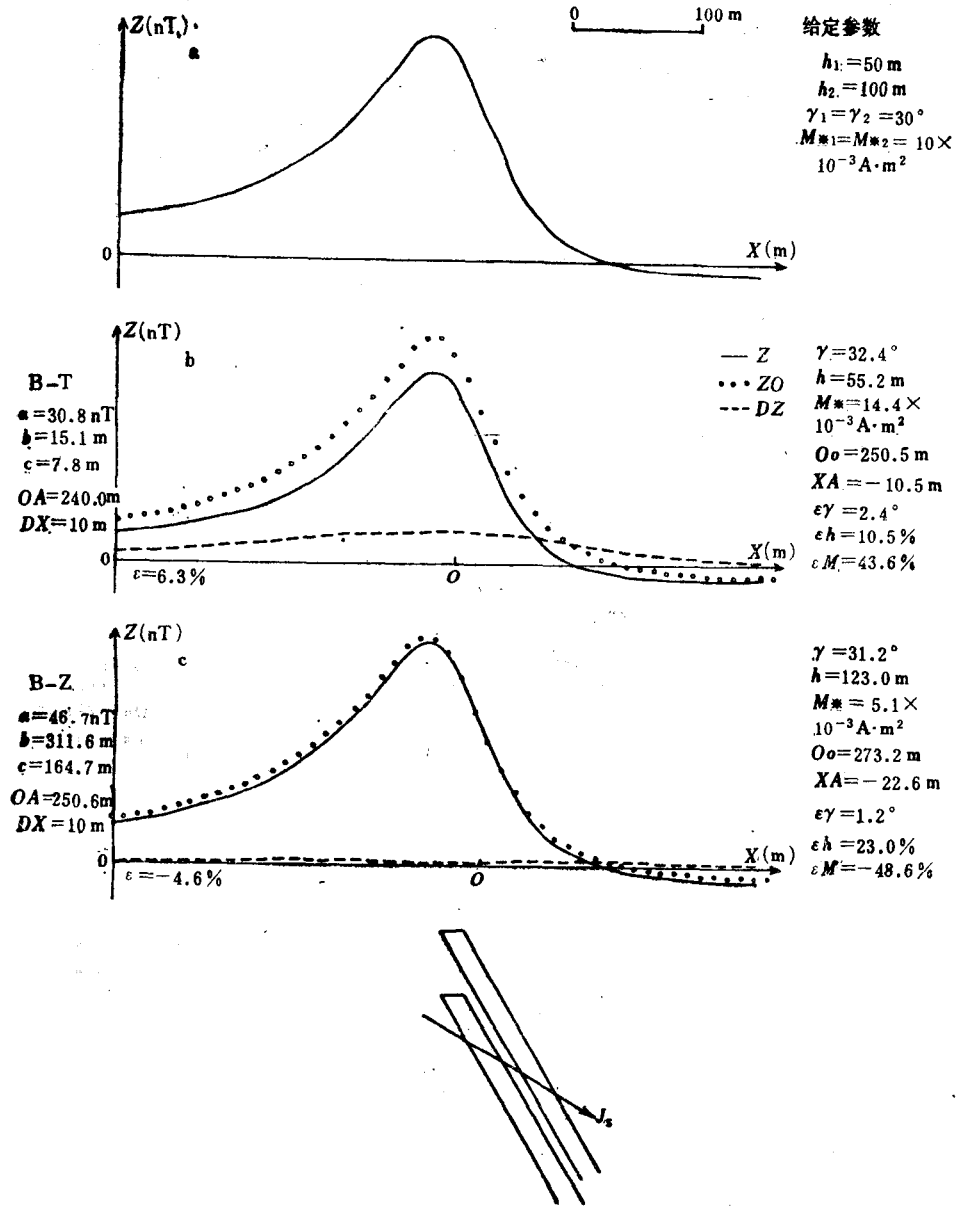


图 4-5 深度比为 2 的垂直叠加磁异常的分解与反演

Fig. 4-5 Separation and inversion of vertical superposed anomalies for depth ratio 2

异常分解后亦无需迭代反演技术的帮助，即可获得较为理想的结果。图4-7中首先采用依据整幅三元映射建立的Z法对叠加异常作分解反演，在首先对磁性最强的异常获得有关参数的基础上，给出了主要由磁性中等及磁性最弱的两个异常体所产生的“剩余叠加型异常”。对此异常仍采用Z法进行分解反演，即可获得中等磁性异常体的有关参数，并对应于叠加异常中的最弱峰，给出了一个单体异常特征明显的剩余异常，最终仍以Z法进行反演，完成了对整条曲线逐次分解与反演的全过程。

对照给定参数分析，在所有的反演结果中，磁化特征角的误差均小于3°，深度参数的

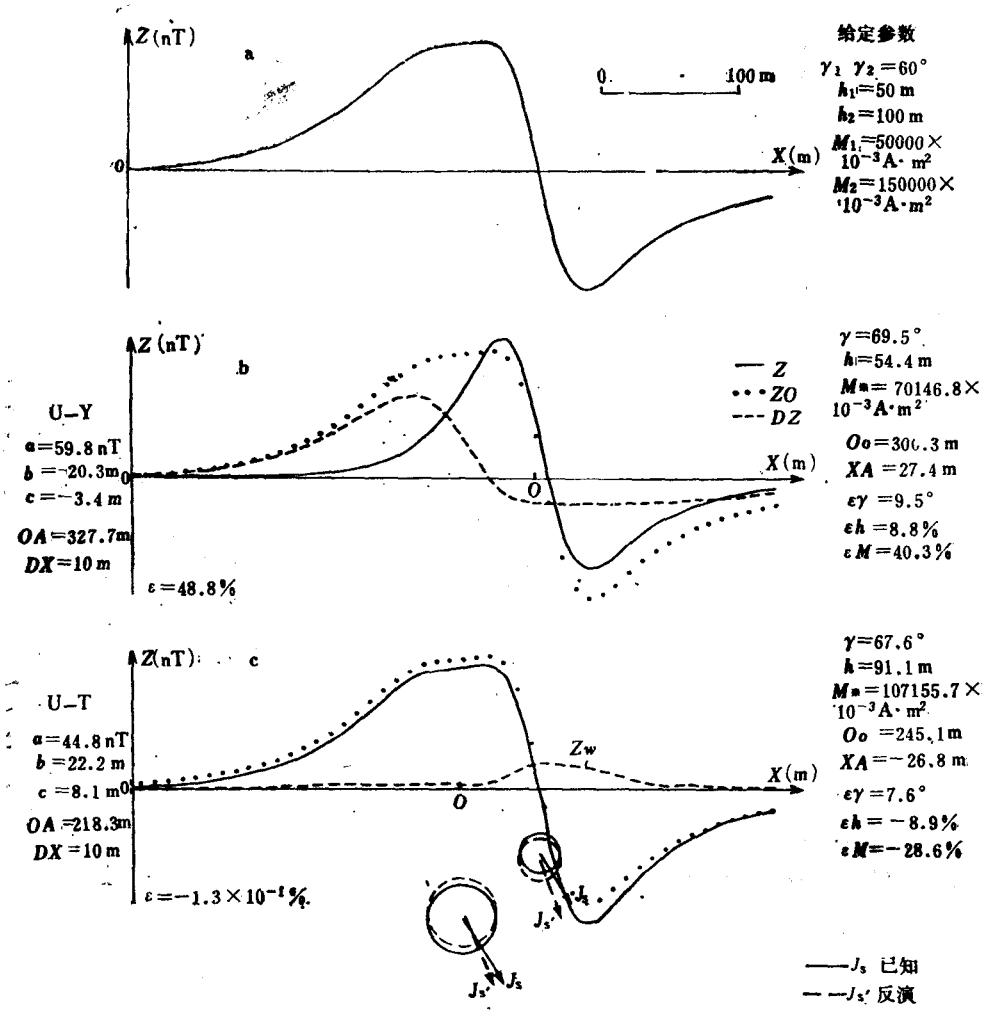


图 4-6 叠加异常的谷域分解

Fig. 4-6 Valley field separation of superposed anomalies

Z_w——伪剩异常

相对误差均小于15%。磁距参数除最弱磁性体的反演结果中，磁性参数的相对误差达到19.2%外，其余两次分解反演结果中的有关磁矩参数精度情况均较好。

当水平叠加异常因磁性体之间的距离减小时，单奇区中原体异常的固有特征将逐步产生畸变。这种畸变很易使人对异常的磁化特征产生错觉，给解释异常带来困难。

图 4-8 为无限延深薄板水平叠加异常的“左分解”过程与反演结果。这种左分解反演结果中，右边薄板深度参数与磁矩参数的相对误差均未超过10%，严重产生误差的是左边薄板的磁化特征角，其绝对误差为16.2°。这种左分解在左边产生的误差，将会给判断左边板体产状带来失误。

图4-9系对相同于图4-8中的叠加异常进行“右分解”的过程。此时，严重产生误差的是右边薄板的磁化特征角，其绝对误差高达20°。这种右分解给右边带来失误，同样会给判断右边板状体的产状造成障碍。

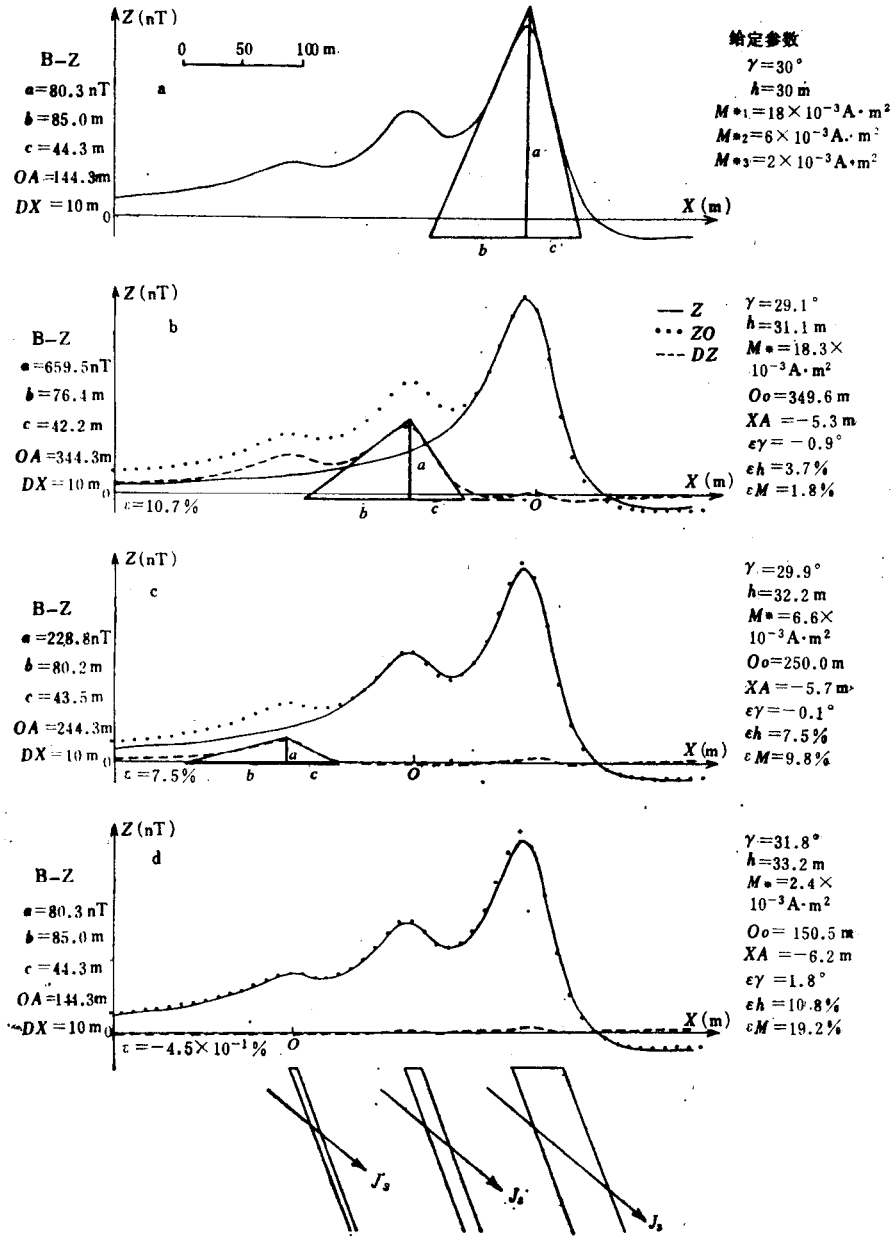


图 4-7 磁性不同的三薄板叠加异常分解与反演

Fig. 4-7 Separation and inversion of superposed anomalies for three thin plates with different magnetization

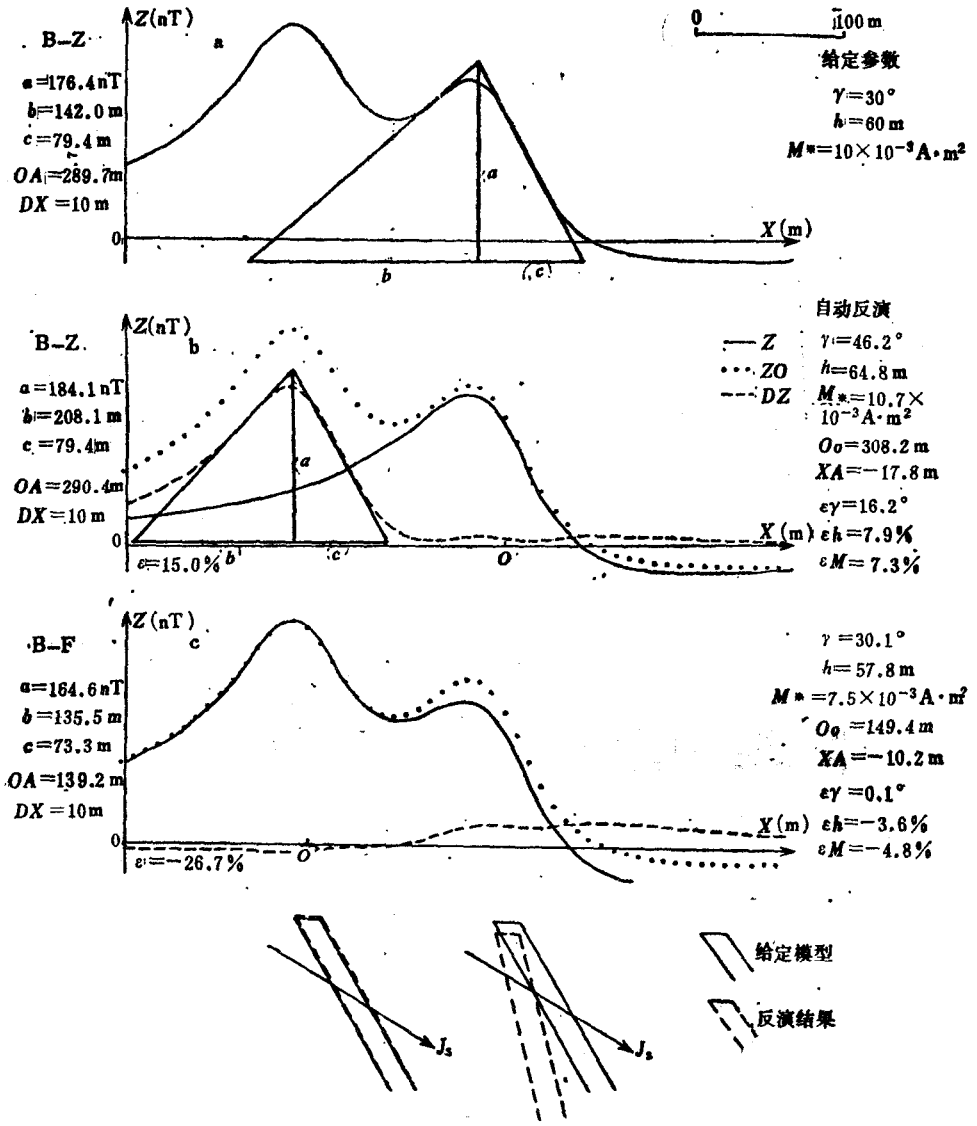


图 4-8 无限延深薄板水平叠加异常的左分解与反演

Fig. 4-8 Left separation and inversion of horizontal superposed anomalies for thin plate with infinite extension in depth

不厌其烦地一左一右地讨论异常的分解，并非故弄虚玄。正是这一左一右，又一右一左地研究异常的分解问题，探讨误差的来源，寻找压抑曲线畸变的着眼点，才使三元系中产生了最重要的专用于分解反演疑难叠加异常时，校正严重失真的“三元迭代”技术。

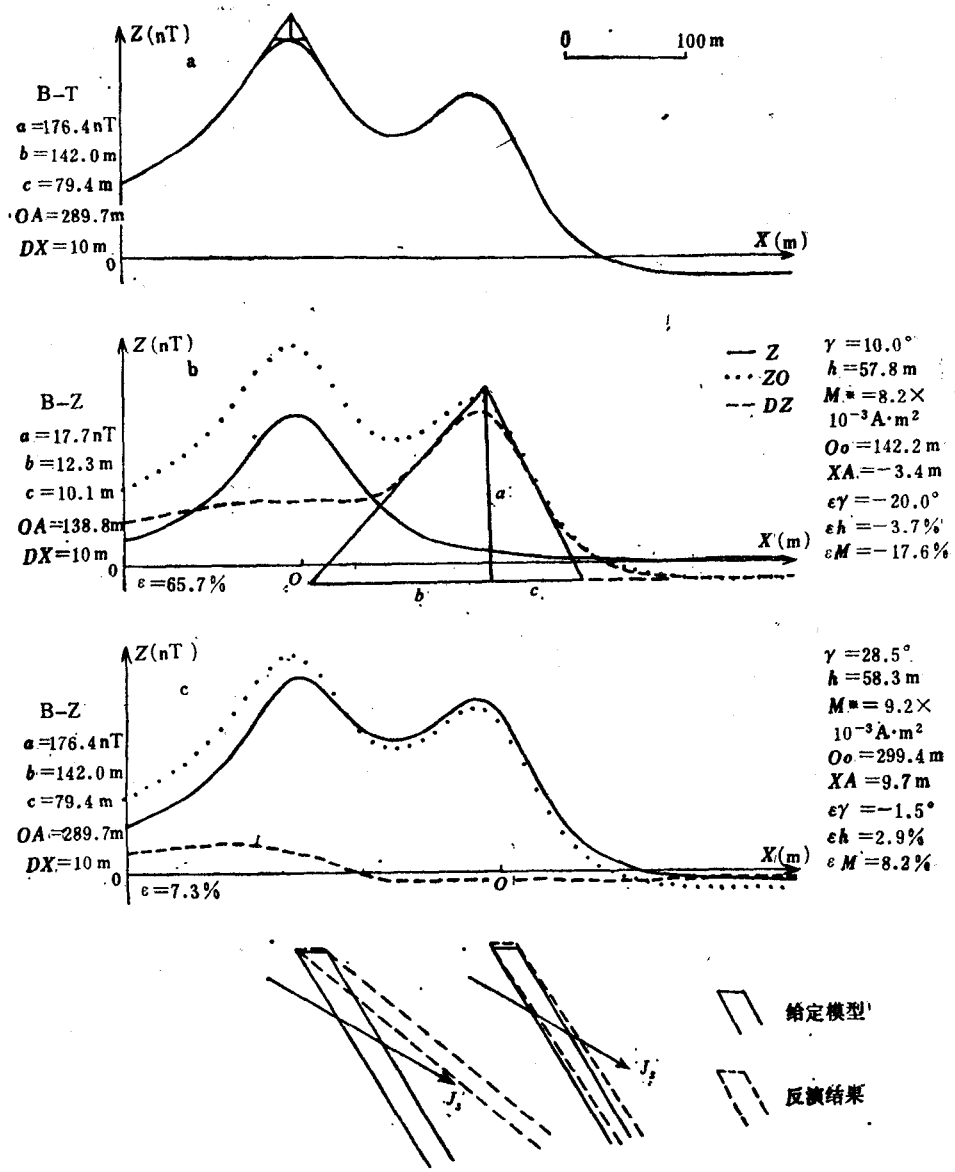


图 4-9 无限延深薄板水平叠加异常的右分解与反演

Fig. 4-9 Right separation and inversion of horizontal superposed anomalies for thin plate with infinite extension in depth

第二节 叠加异常的迭代反演

“三元迭代”的出现，无与伦比地强化了磁异常三元系用于解释叠加异常的功能。三元系中，分解叠加异常的方法，完全是借用解释单体异常的方法。因此，叠加异常能否分解，是以叠加异常中是否保存有单商区为前提的。

一旦在叠加异常中完全失去所有原体异常残存的特征，全为叠合区时，再万能的解释

方法，也将失去前提。一般情况下，叠加异常中均程度不等的残存有原体异常的部分曲线特征，至少，会在叠加异常的边部仍残存有单裔区。因此，多数情况下，叠加异常是能获得分解的。

异常叠加后，曲线的不同部位必定产生程度不等的畸变。根据畸变了的异常曲线去反演，必定产生失真，这是问题的另一侧面。

前一节中，已通过不少算例证明，当磁性体在水平方向叠加时，只要其间的距离大于三倍埋深，或当磁性体作垂直叠加时，其深度比大于 3 时，在叠加异常上只产生轻微的曲线畸变。这种情况下叠加异常中均相对完好的分段保存了原体异常的固有异常特征，大部分曲线被单裔区所占据。因此，该类叠加异常均可轻易的获得成功的分解。

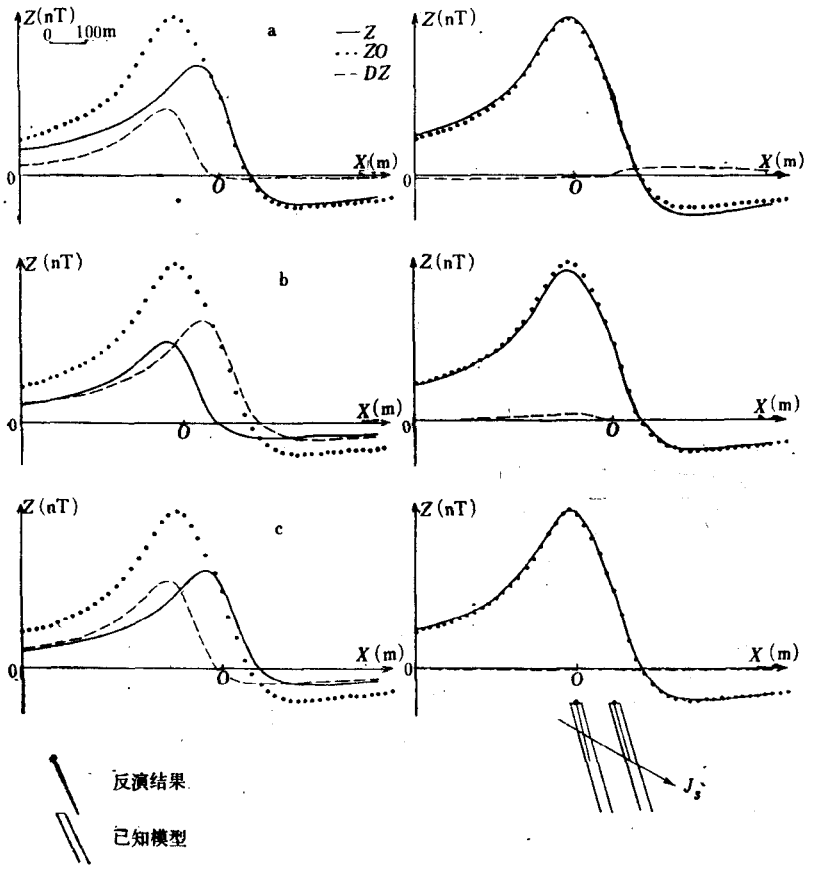


图 4-10 ”极限间距叠加异常“的分解与反演

Fig. 4-10 Separation and inversion of“superposed anomalies with limit intervals”

a—谷域分解；b—迭代反演；c—娇枉迭代

当磁性体之间的水平距离小于三倍埋深，或者作垂直叠加的磁性体之间的埋深比小于 3 时，在叠加异常上，曲线的畸变程度将相应增高。叠合区逐步占据曲线的主要部分。对该类异常实现反演的成功程度，显然会受到曲线畸变的严重挑战。这种情况下，曲线严重的失真从根本上动摇了反演结果的可信程度。

“迭代反演”提供了回避曲线畸变，压抑异常失真，迫使部分曲线回归原形的可能性

与可行性。因此，有了“迭代反演”，即使在磁性体相距较近的情况下，当间距与深度比为1，埋深比为1.5时，其叠加异常仍能获得相当成功的分解反演。

磁性体相距太近时，其叠加异常是无法分解的。当间距与深度之比小到1时产生的叠加异常，曾被视为极限异常。对于这种极限异常，采用三元系中的Y法、T法，既能不费劲的加以分解，且能通过”三元迭代”及“娇枉迭代”最终给出十分令人满意的结果来，见图4-10。

图4-11是两个产状不同、磁性不等（以厚度差表示）的板状体，在相距二倍埋深时产

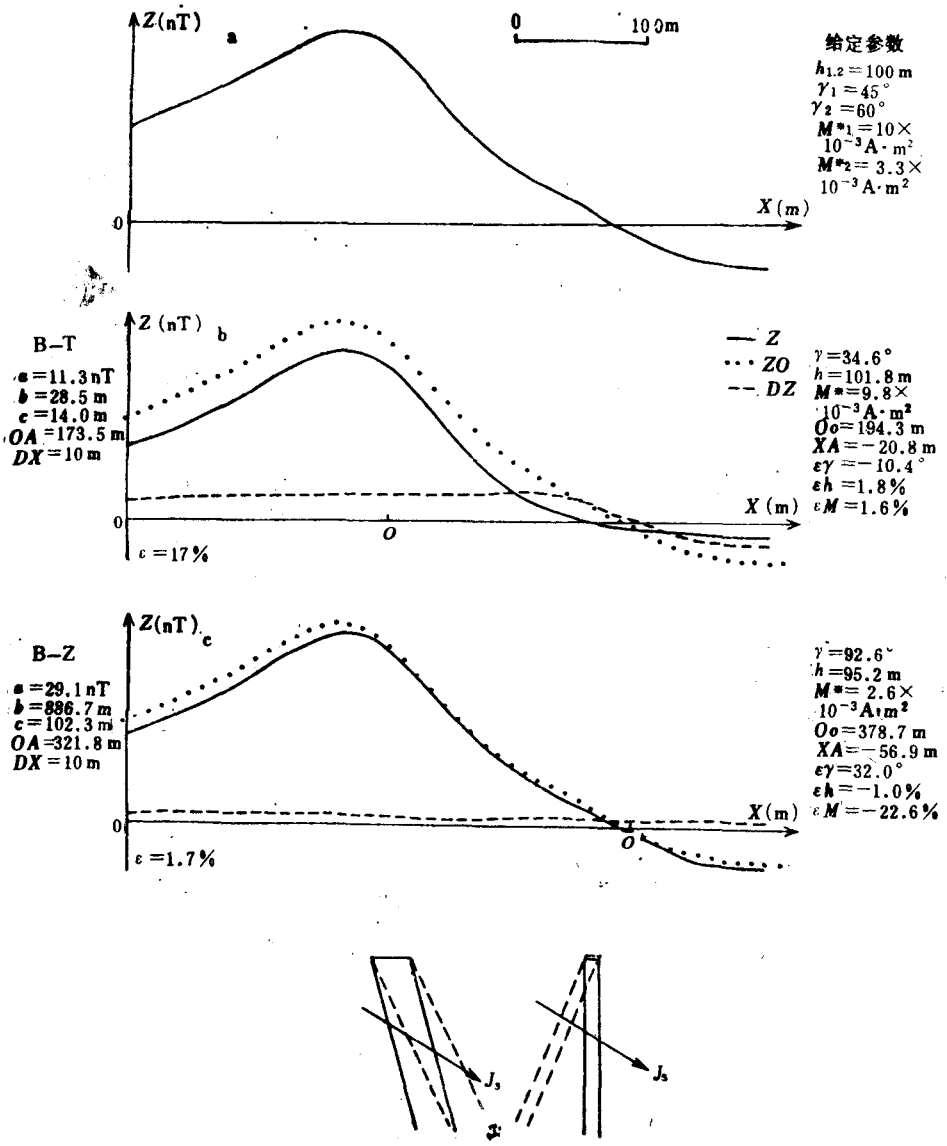


图 4-11 无限延深薄板叠加异常分解与反演

Fig. 4-11 Separation and inversion of superposed anomalies for thin plate with infinite extension in depth

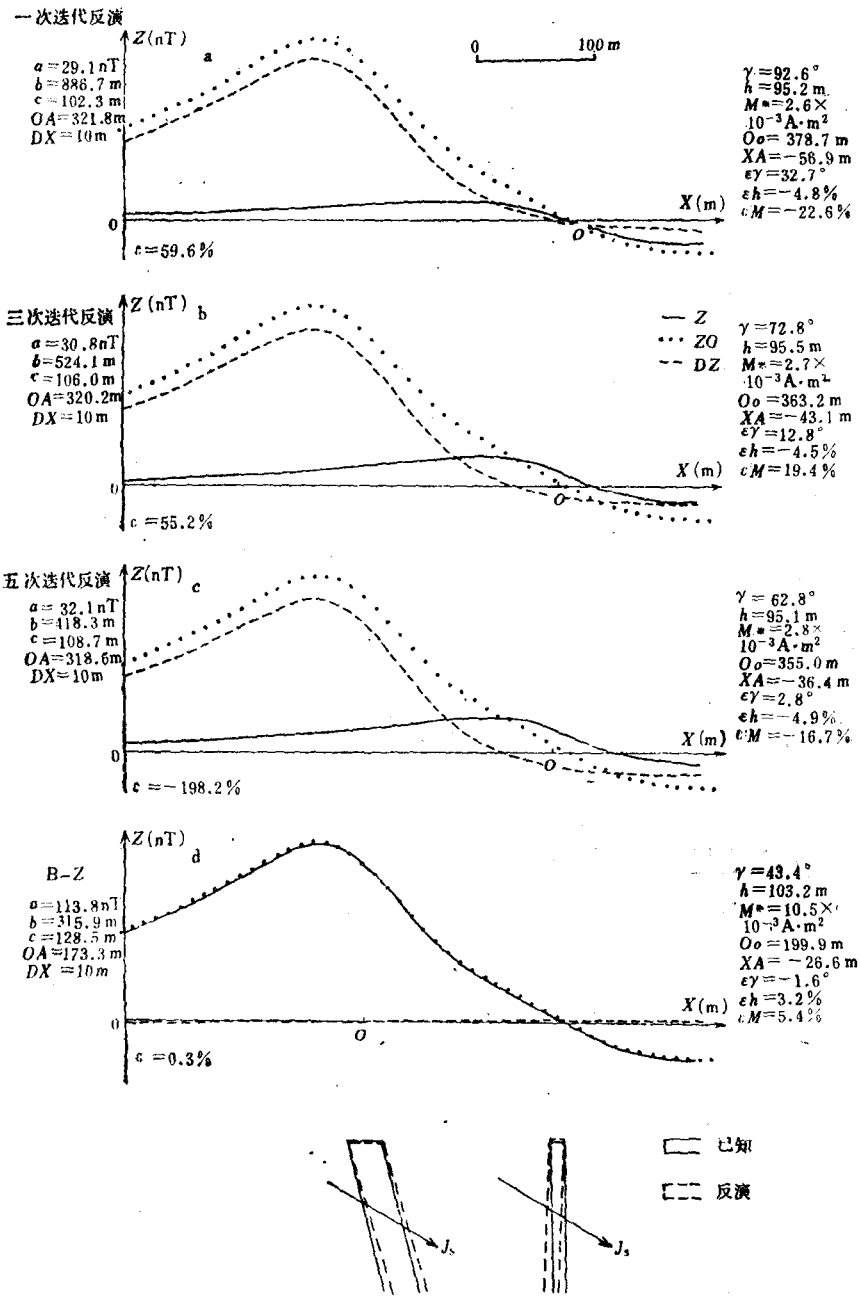


图 4-12 不同产状无限延深薄板叠加异常的迭代反演

Fig. 4-12 Iterative inversion of superposed anomalies of thin plates with infinite extension in depth and different occurrences

生的叠加异常，首先，通过T法分解，得到了一组有关强磁性板状体的反演结果，与给定参数相比，磁化特征角的的绝对误差为-10.4°。深度、磁矩参数的相对误差均小于2%，误差主要出在角度上。这是叠加异常主峰值右翼曲线优先接受相邻正值区的叠加，至使梯度变缓的缘故。T法分解后，剩余异常已因分解过程中的角度误差影响，使峰值左翼曲线逐

渐抬高，形成衰减很慢的假象，并使谷值区降低，改变了峰，谷值之间的梯度，使其更陡，因此，对剩余异常反演后，磁化特征角的绝对误差高达+32°之多！两次的角度误差，显然会混淆板状体的真实产状。

针对上述叠加异常分解后的失真情况，采取多次“迭代反演”，即可使曲线畸变逐步得到纠正，使异常逐步的恢复到本来的面貌，此时，角度误差必然会逐步消除。图4-12中给出了一次三次五次迭代反演时异常面貌逐步获得恢复的过程，并给出了最终曲线的最佳拟合。

迭代反演中磁化特征角的恢复情况如下表4-2

表 4-2

γ角	给定度数	分解反演	一次迭代	三次迭代	娇枉迭代	最终绝对误差
γ左	45°	34.6°	37.5°	40.4°	43.4°	-1.6°
γ右	60°	92.6。	82.7°	72.8°	62.8°	2.8°

塌岩山磁异常利用三元系有关方法及迭代反演技术重新进行了推断解释。有关情况将在第六章内介绍。为了论证其再解释结果，根据再解释结果中有关参数建立了三重垂直叠加的理论模型。并产生三重垂直叠加异常。

图4-12中，首先利用“整幅模式识别”对三重（中、浅、深）垂直叠加异常进行鉴别°经模式识别后的图象，可见剩余异常为典型的燕式盈余异常，盈余异常横跨三元异常两翼，且由内向外衰减缓慢。因此，可以断定给定异常为垂直迭加异常。为了正确认识剩余异常，首先，采用T法分解，初步得到浅源异常与剩余异常。剩余异常的峰值区，因浅源异常的失真性反演，而呈现出平台型，因此需要通过迭代反演，去改善浅源异常的失真情况。经二次迭代反演后，剩余异常峰值区特征得到足够的恢复。且所得参数均与给定参数非常接近，磁化特征角的绝对误差由12.3°缩小到4.4°；深度参数的相对误差由19.7%减少至3.6%；磁矩参数的相对误差由181.8%缩小到12%。

图4-13中首先对消除浅源异常后的剩余异常采取“整幅模式识别”，其结果仍然呈燕式盈余异常。盈余异常同样横跨包括浅源异常在内的复合三元异常两翼。且盈余异常由内向外的衰减速度更为缓慢。并保留了整体异常的固有异常特征。至此，即可断定消除了浅源异常后的剩余异常仍为垂直叠加型异常，即剩余异常是由中源与深源叠加引起。

为了研究深源异常，就必需正确的分解中源异常。同样采用T法分解将中源异常从剩余异常中加以分解。至此，要使中源异常的失真面貌，通过迭代反演获得改善，可以采取两种途径。

1。将确认为是中、深源引起的剩余异常输出，尔后重新作为给定异常，进行分解、迭代反演；

2。T法分解剩余异常后，进行一次迭代，并以迭代反演最终对浅源异常确定的a、b、c三元作“三元迭代反演”（即在T法后的迭代反演结束时，调用C_A-8599的三元反演功能，输入a、b、c及当时的OA值），这样即可粗略的得到主要反映深源的剩余异常。此时对深源异常进行三元反演，并采用组合迭代反演方案，见图4-15。即可将中源异常较好的

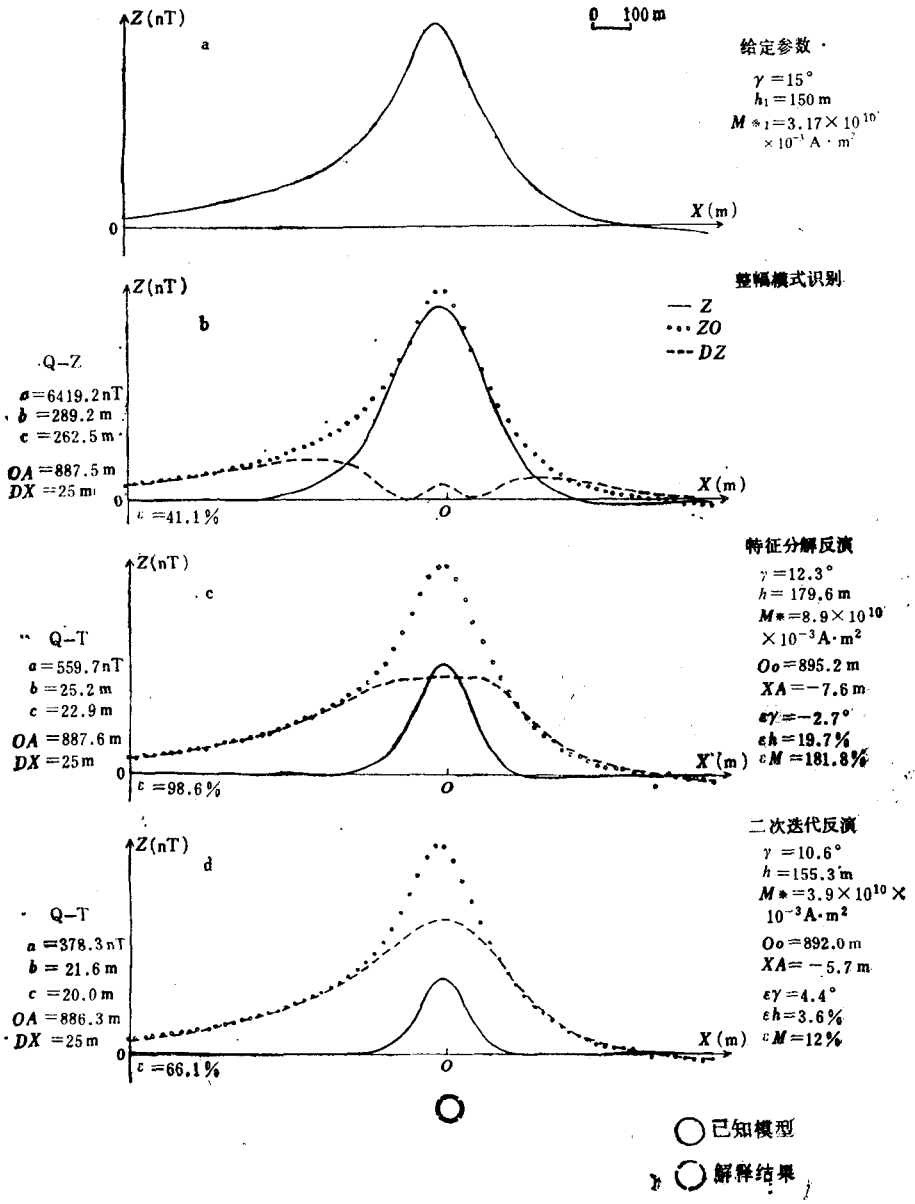


图 4-13 三重垂直叠加异常中深源的模式识别与浅源迭代反演

Fig. 4-13 Iterative inversion of shallow source and model identification of deep source for trinal vertical superposed anomalies

分离开来，进而得到规律较好的深源异常。反演结果表明，深源误差较大，深度参数的相对误差达15.9%。且水平投影位置也有较大的偏移。

图4-14与图4-15是采用的第二种途径，实践证明：第一种途径要优于第二种途径。第二种途径对于中深源的反演结果会产生较大的误差。

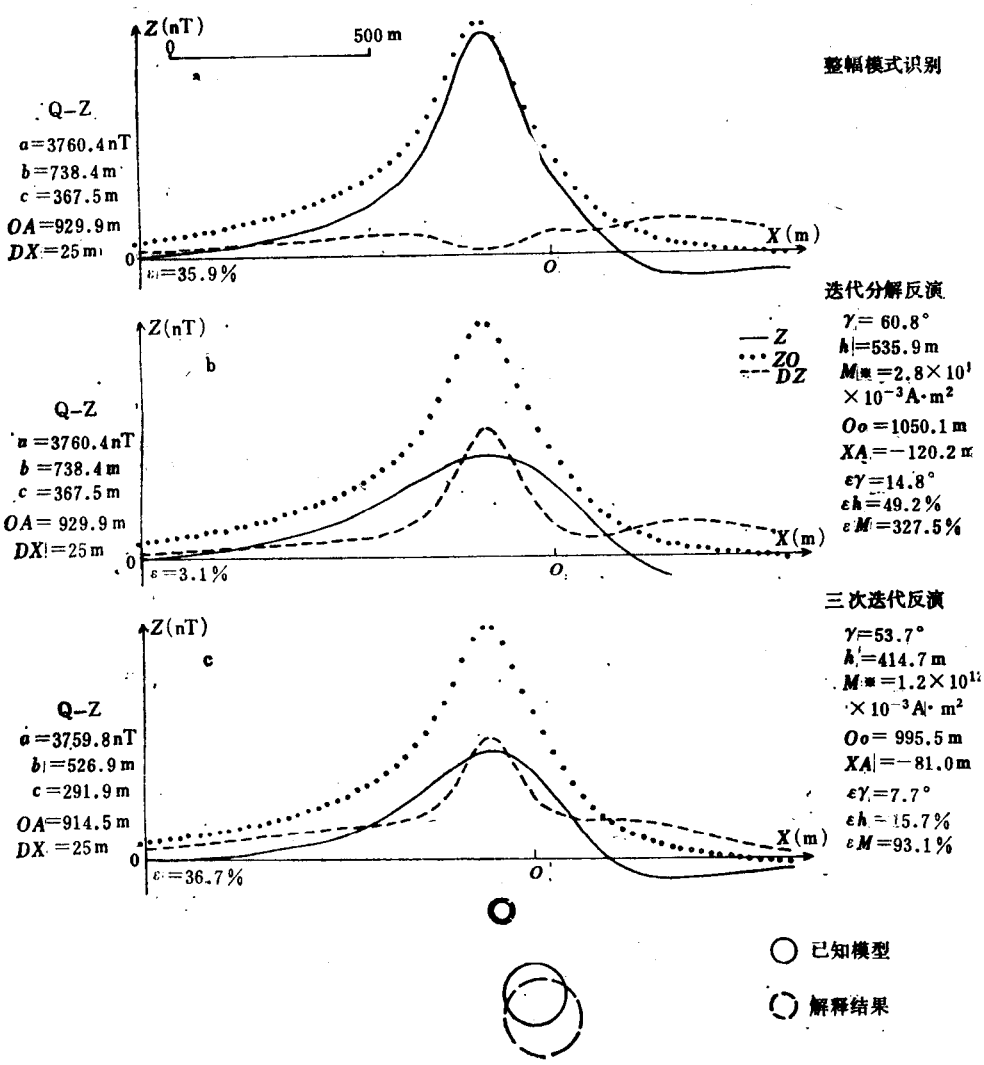


图 4-14　三重垂直叠加深源异常模式识别与中源异常迭代反演

Fig. 4-14　Iterative inversion of intermediate source and model identification of deep source for trinal vertical superposed anomalies

通过上述反演可见，对于复杂的异常，把握好给定异常特征，根据模式识别所确定的异常模式，分别情况，充分利用好“迭代反演”，即可对迭加异常进行成功的分解与反演。

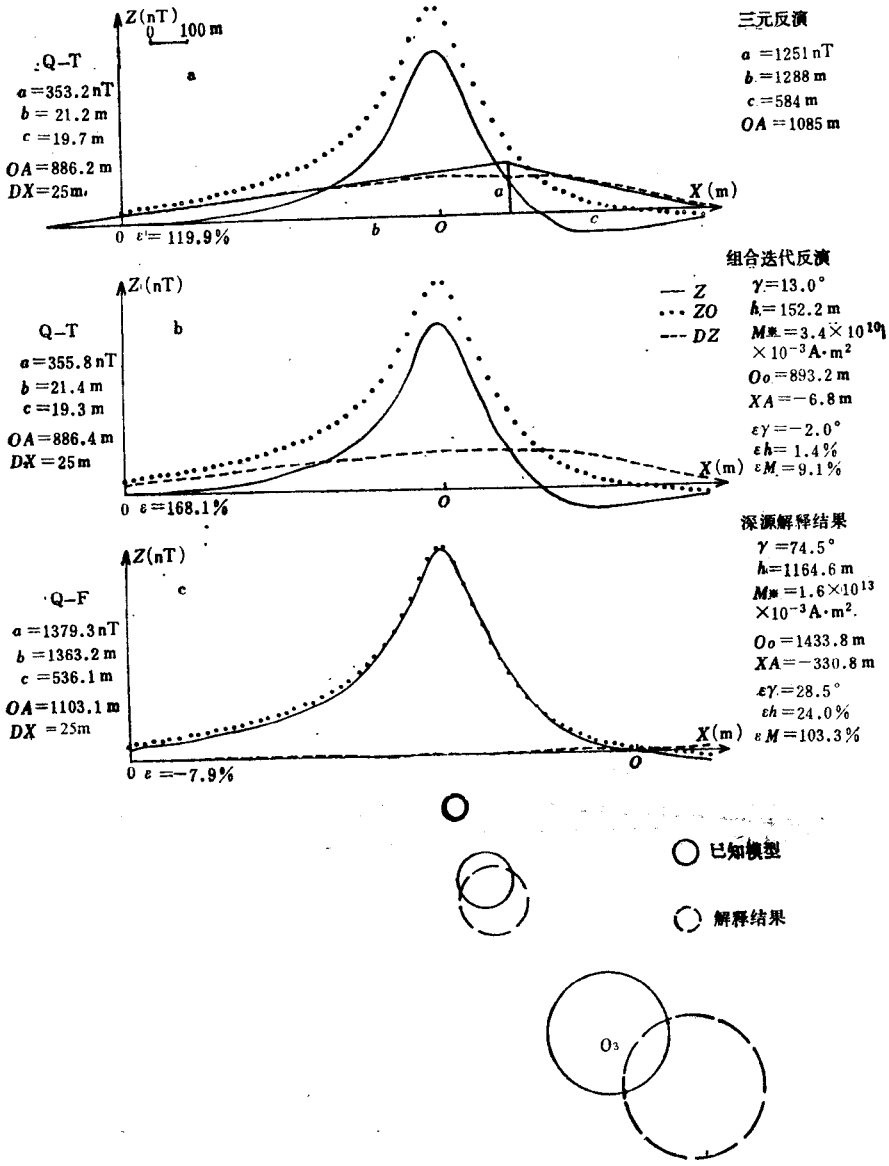


图 4-15 三重垂直叠加深源异常的三元反演与组合迭代反演

Fig. 4-15 Complex iterative and three element inversions of deep source for trinal vertical superposed anomalies

第三节 二度有限板异常的分解反演

对有限延深板状体异常实现分解反演，是叠加异常分解反演的拓广。

一、倾斜有限板异常的分解反演

依据磁场叠加理论，有限延深薄板异常可视为二个磁化特征角完全相反的无限板异常叠加的结果。因此，利用解释无限板异常的方法去解释有一定延深的有限板异常，先求上

顶参数，再对剩余部分求解下端参数，实现分解反演。并依据反演结果所确定的顶、底板位置去推算有限板的下延长度的方案，也就不足为奇了，如图4-16、图4-17。

图4-16即是采用无限板异常的解释方法，对倾斜有限板异常进行分解反演与迭代反演，并获得非常成功的例证。

图中并列有下延长度相等、产状不等的有限板异常的分解反演结果。有限板的下延半长度是上顶埋深的三倍。显然，板体倾角 $\beta=30°$ 比 $\beta=60°$ 时有限板异常的分解反演效果为好。

$\beta=30°$ 的有限板异常，其给定参数：$i_s=60°$；$\gamma=-30°$；$h=40\text{m}$；$M_s=0.05\text{A}\cdot\text{m}^2$；$L=800\text{m}$；$l=120\text{m}$。该异常采用T法分解后，即获得到一条单体异常规律十分良好的反向剩余异常曲线，对该曲线采用Y法反演后，即可得到图4-16左列C剖面曲线的最佳拟合。若以具体的反演参数来衡量，一次性反演即可获得接近高精度水平的反演结果。

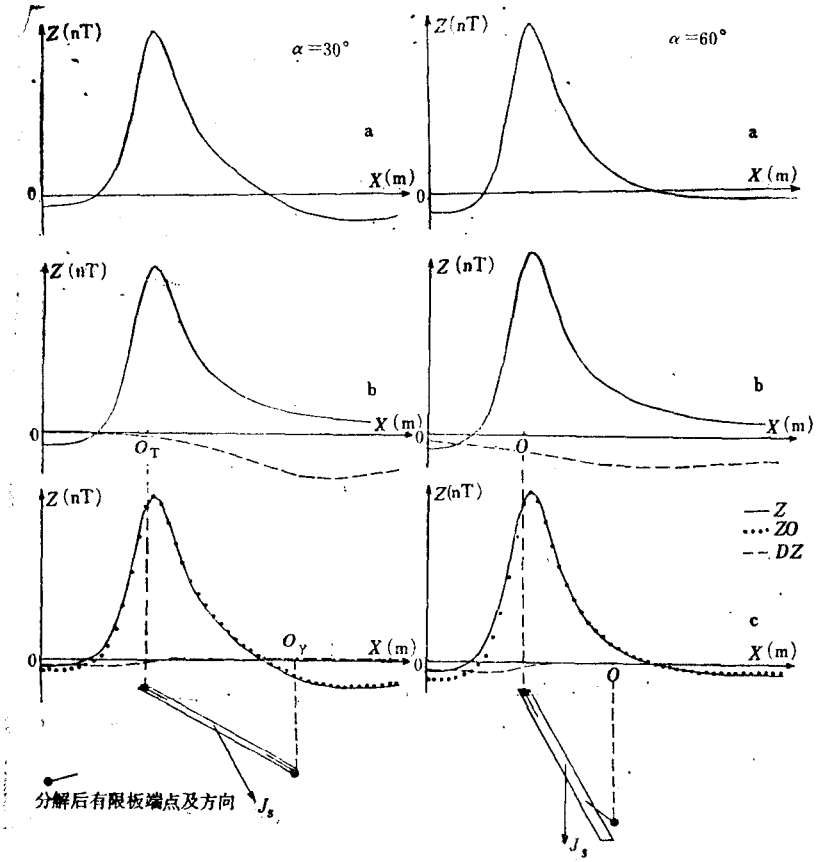


图 4-16 倾斜有限板异常的分解与迭代反演

Fig. 4-16 Separation and iterative inversion of inclined finite plate anomalies

T法分解后，磁化特征角的绝对误差为3.5°，上顶埋深相对误差为−0.8%，磁矩矢量在剖面内分量的相对误差为−2.3%；Y法反演负异常后磁化特征角的绝对误差亦为3.5°，下端埋深几乎没有产生误差，据给定值推算，有限板下端距地表的埋深应为160m，反演结果是160.23m，其相对误差仅0.14%。磁矩矢量在剖面内分量的相对误差也很小，仅2.9%。T法、Y法作分解反演时所获得的两个理论原点，结合两次分别获得有限板顶、

底板的埋深，可据下式推算有限板下延长度。

$$2l = O_{TY} \times \sec\left[\operatorname{arctg}\frac{h_Y - h_T}{O_{TY}}\right] \tag{4-1}$$

$$2l = (334.2-141) \times \sec\left[\operatorname{arctg}\frac{160.23-39.7}{344.2-141}\right]$$

$$= 236.3\text{m}$$

式中O_{TY}系指以无限板T法分解反演有限板异常所得到的原点O_T至Y法反演后所得原点O_Y之间的实际距离，h_T、h_Y分别为两次反演所求得的有限板端点埋深。

上述结果与给定的240m相比，其相对误差仅－1.6%。$\beta=60°$的有限板异常，其给定参数$i_s=90°$、$\gamma=-30°$、$h=40$m、$M_s=0.0866\text{A}\cdot\text{m}^2$、$L=800$m、$l=120$m。该异常同样采用T法分解、Y反演，不同的是一次分解后，其剩余异常的规律远不如$\beta=30°$时的情况，图b中给出的光滑剩余异常是二次迭代后的曲线。T法分解所得到参数的精度尚可，

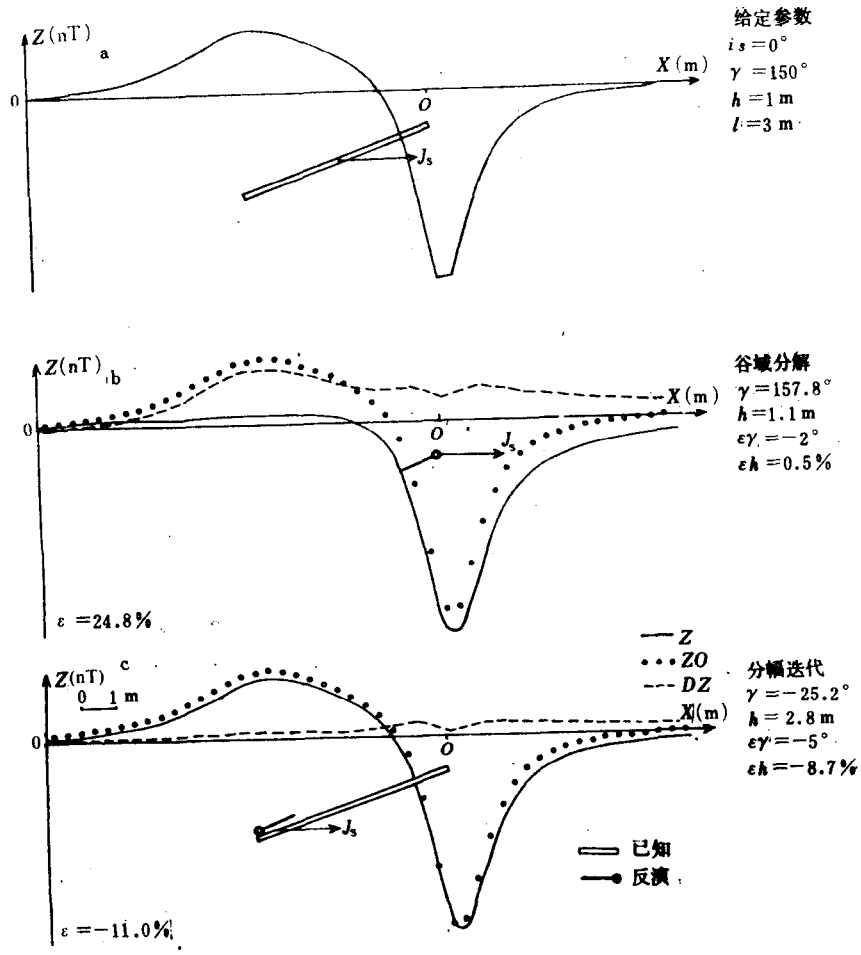


图 4-17 分解、迭代反演有限延深薄板下端埋深

Fig. 4-17 Separation and iterative inversion for the depth of bottom end of thin plate with finite extension in depth

磁化特征角的绝对误差为3.6°，上顶埋深及磁矩矢量的相对误差分别为－1.3%及－3.9%。但由Y法反演求得有限板下端的埋深，其相对误差较大，达10.7%。综合两次的反演结果中所求得的原点位置及有限板端点埋深，据（4-1）式计算得$2l=222.79$m，与给定参数相比，$2l$的相对误差为7.7%。

由图4-16中提供的两例可见：当有限板下延与深度之比较大，如$l/h=3$时，在$\beta\leqslant30°$的前提下，用无限延深薄板的T法对其作分解反演，并以Y法反演其剩余异常，可以得到理想的解释结果；当β增大到60°时，上述分解反演结果的精度会有所下降，但若辅助于迭代反演技术，仍能得到可信的解释结果。研究表明，有一定延深的有限板下端对异常的影响，显然随板体倾角的加大而减小。因此，当β继续增大时，上述分解方案的误差将会更大。

对于磁化特征角大于90°、有限板产状相对平缓的异常，采用Y分解，亦可得到类似的结果。见图4-17。

二、水平有限板异常的分解反演

水平板是倾斜板的特例。倾斜板的倾角为零时即为水平板。水平板不再是上顶与下端的关系，而是板“首”与板“尾”之间的关系。$2b$与$2l$发生了根本的变化。此时的$2b$实为原来有限板的$2l$，而此时的$2l$实为原来有限板的$2b$，作为水平板的条件显然是：

$$2b\gg h$$

$$2l\ll h$$

因此，水平板异常有其独特的异常特征。在$i_s\approx0°$时，异常为不对称曲线。$b>\sqrt{2}h$时，峰、谷极值之间将出现三个拐点。$b>\sqrt{3}h$时，会出现三个谷值，两个极值。

水平板既是倾斜板的特例，故同样可以采用研究倾斜板的思路来研究水平板。同样可以将水平板当成是首部平行，磁化特征角完全相反的二个水平无限延深薄板异常的叠加。这样，当$2b$足够大时，对应于板首与板尾的异常极值区的特征，就会与无限延深薄板异常极值区的特征逼近。$2b$越大，这种逼近程度就越好。对该类异常采用适合于对无限延深薄板异常极值区进行反演的T法及Y法，必定可以获得较好的解释效果。

图4-18是$b=3h$的水平板异常曲线采用无限板异常的T法，Y法分解反演的图示。由图可见，其中b图是T法分解的结果（Y法先分解负异常也一样），几乎已达到了理论分解的水平。c图是完成全部反演后曲线的最佳拟合。从分解反演后，以其结果确定的水平板端点位置、方向与给定模型的位置、方向去衡量，已达到完全吻合的程度。有关反演结果的细节，见表4-3。

表 4-3

给定参数	反演结果	
	水平板端首	水平柱端尾
$\gamma=-30$	$-30.6°$	$150.1°$
$h=40$m	39.2m	39.3m
$Ms=1.745\times10^{-3}$A·m²	1.657×10^{-3}A·m²	1.661×10^{-3}A·m²
$2l=240$m	240m	

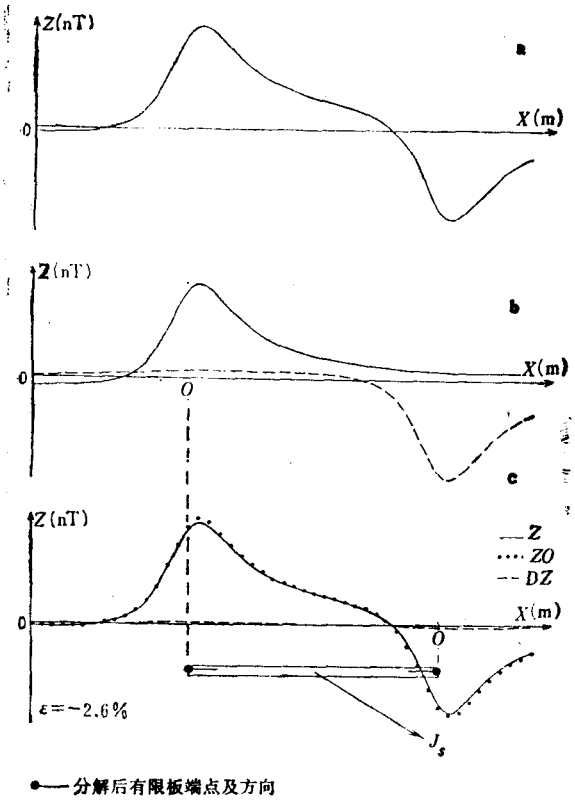


图 4-18 水平有限板磁异常的分解反演

Fig. 4-18 Separation and inversion of the anomaly of finite horizontal plate

当 b 相对于 h 减小时，上述反演精度必然下降，在一定的范围内，可采取迭代反演技术去提高反演结果的精确程度。

第四节 无限延深厚板异常的“微商分解”

第一章中（1-94）式是无限延深厚板异常的一次水平微商式。若写成：

$$Z'=M_s\frac{h\cos\gamma-(x+b)\sin\gamma}{h^2+(x+b)^2}-M_s\frac{h\cos\gamma-(x-b)\sin\gamma}{h^2+(x-b)^2} \qquad (4-2)$$

显然，(4-2) 式中Z'是两个磁化方向完全相反、水平间距为$2b$的无限延深薄板异常的叠加。可见，对无限延深厚板异常作水平一次微商予处理后，完全可以用无限延深薄板异常的解释方法去处理。

当无限延深厚板的$2b$足够大，如$b/h=3$时，以无限延深薄板异常的T法（或Y法），对无限延深厚板异常的水平微商异常作分解反演，并对其剩余异常采用Y法（或T法）作最终反演。这种一次性“微商分解”即可获得十分理想的反演结果，γ角的绝对误差均可达到小于2°，h、M_s的相对误差均小于3%，并获得了曲线的最佳拟合。反演精度是非常良

好的，见图4-19中的d′。

反演精度将随b/h比值减小而降低。当b/h比值减小到0.5时，采用无限延深薄板异常的解释方法，对无限延深厚板异常的水平微商异常作T法分解、Y法反演，则不能一次性获得成功，要经过七次“迭代反演”后，才算得到图4-19中右边的结果。该结果中曲线拟合较差，主要是磁化特征角产生了较大的误差。深度参数及磁矩参数仍可满足一般精度要求，其相对误差均可达到小于15%的水平。若要改善精度，还需要辅以必要的迭代反演。

由此可见，$b/h \geqslant 0.5$时，无限延深厚板异常通过一次水平微商处理后，采用无限延深薄板异常的（T、Y）方法，“微商分解”即可获得成功。

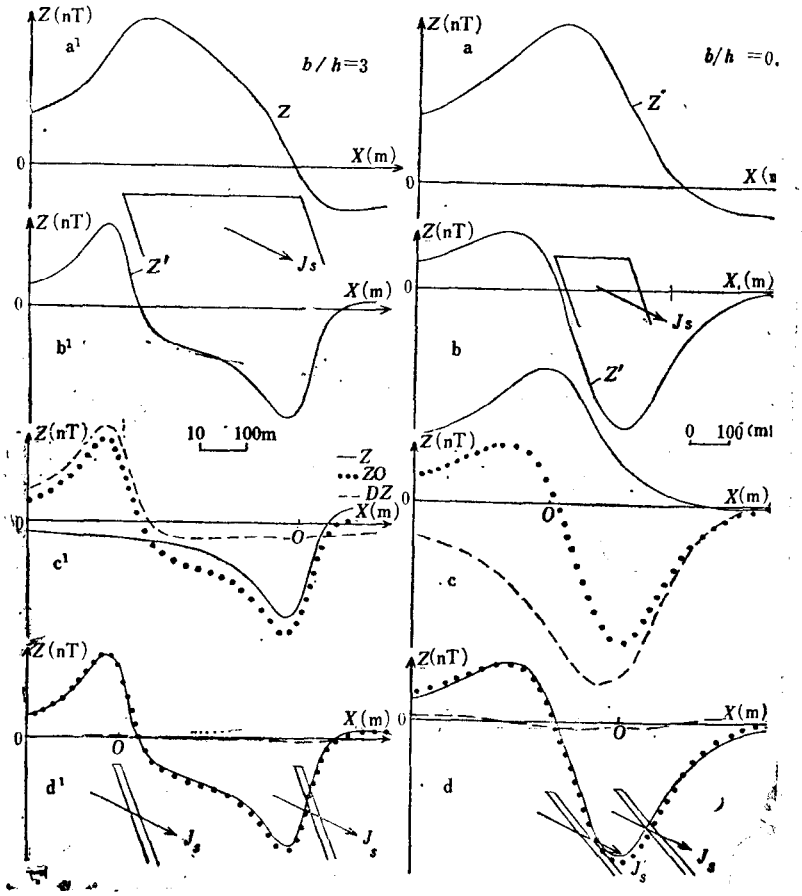


图 4-19 厚板异常的“微商反演”

Fig. 4-19 “Differential inversion”of thick plate anomaly

第五节 复合叠加异常分解反演

不同类型异常体混合产生的叠加异常称为“复合叠加异常”。板与球组合产生板球复合叠加异常，球与柱组合产生球柱复合叠加异常，球板与柱三者叠加产生板柱球复合叠加异常，等等。

迄今，有关这一类的异常解释问题，尚未见之于文献中。

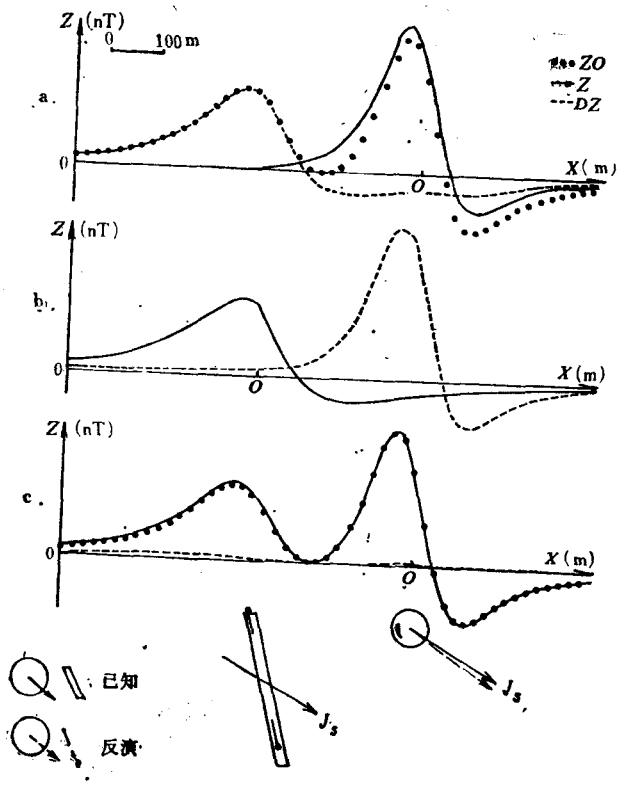


图 4-20 球与有限板复合异常的分解反演

Fig. 4-20 Separation and inversion of complex anomaly caused by sphere and finite plate

a—Z法分解；b—蓓蕾迭代(BUD)；c—拟合对比

若将板、柱、球等磁异常的解释问题，抽象为类型不同的函数问题，通过单独求解，已发现其难度是一个难似一个。若将这些函数中的两个或三个组合成新函数，且要求直接对新函数求解，求出适用于原函数的解来，几乎成了不可思议的问题。板球等复合异常的反演即属这样的问题。

然而，“三元映射”这一较函数关系更具普遍意义的对应关系，为解决复合叠加异常与同类型异常之间的对应关系，同样地确立了前提，因此为异常分解并获得解释铺平了道路。任一“三元”与其相应的异常体之间，均有确定的而且一一对应的映射关系。特定的异常体产生特定的异常，特定的异常具有特定的“三元”。因此根据特定的“三元”即可针对性地对相应的异常体问题进行求解。异常叠加后，表征“三元”性质的前提确定时，即可根据不同前提的“三元”，采用不同性质的三元映射关系，分别对隶属于不同类型的异常体问题进行相应的三元反演，问题即可迎刃而解。

为直观起见，图4-20中给出了一条由球与有限板复合迭加异常曲线。对该曲线采用Z法分解、蓓蕾迭代即可获得良好的反演结果，见表4-4。

图4-21是埋深不同的板、柱、球体叠加异常，通过逐次分解、屏障分解及多次三元迭

表 4-4

复合模型	给定参数						反演结果						精度情况					
	γ	M^*	h^*	L	l	β	γ	M^*	h_*	L	l	β	$\varepsilon\gamma$	εM	εh	εL	εl	$\varepsilon\beta$
有限板	45°	0.0966A·m²	100m	400m	150m	75°	44.1°	0.0872A·m²	96.4m	385.6m	132.3m	74.1°	0.9°	9.8%	5.6%	3.6%	11.8%	0.9°
球	60°	15000000A·m²	120m				61.2°	15161505A·m²	121.1m				1.2°	1.2%	0.92%			

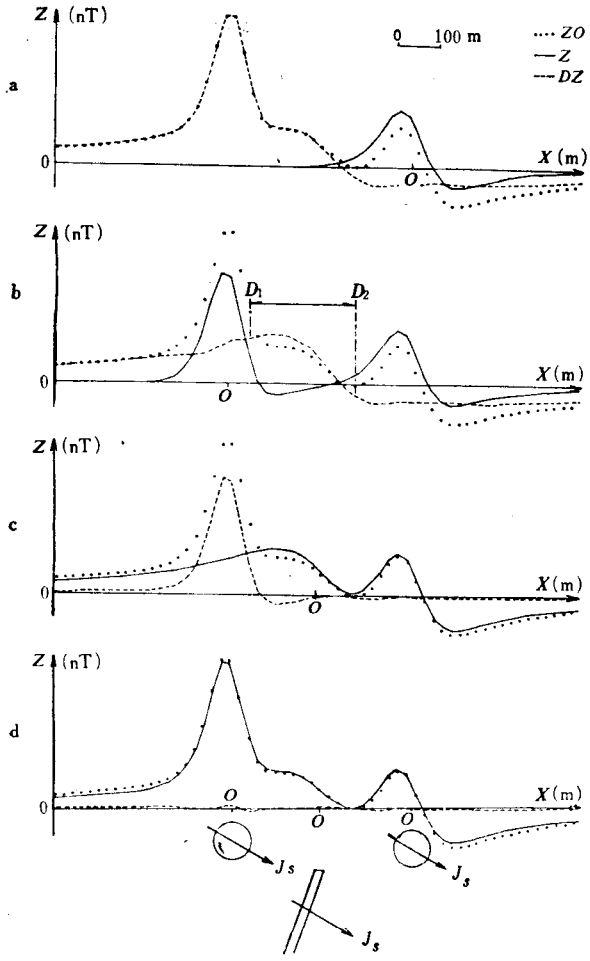


图 4-21 板、柱、球复合叠加异常的分解与迭代

Fig. 4-21 Separation and iteration of complex superposed anomaly caused by plate, cylinder and sphere

a—逐次分解；b—屏障分解；c—三元迭代；d—曲线对比；D_1-D_2—屏障分解区间

代后，获得成功的算例。给定参数、反演结果及精度情况见下表4-5。

有一点是值得着重提出的，对于复合叠加异常的分解与反演，首先需要通过模式识别弄清前提，才能正确地采用专属于何种形体异常的解释方法，取得专属性确定的反演结果。

表 4-5

复合模型	给定参数			反演结果			精度情况		
	γ	h^*	M^*	γ	h^*	M^*	$\varepsilon\gamma$	εh	εM
球	30°	80m	600000A·m²	29.6°	85.8m	734733A·m²	0.4°	7.3%	22.5%
柱	30°	100m	60A·m²	36.2°	100.9m	59.3A·m²	6.2°	0.9%	1.2%
板	70°	150m	0.015A·m²	63.2°	131.6m	0.016A·m²	6.8°	12. %	7 %

地信网
WWW.3S001.COM

第五章　方法精度

求解问题时，复杂性与精确性往往是不相容的。显然，一个系统的复杂性增大时，它的精确性必然减小。这一不相容原理恰当的阐明了磁异常三元系在解决不同问题时具备不同适用程度的原因所在。

不同的磁性体引起不同特征的磁异常。制约磁异常特征的因素是多方面的。就磁异常本身而言，有产状方面的因素，亦有磁化特征方面的因素；在产状方面，又可细分为埋深、走向长度、倾向延深、倾角、厚度等。如此众多的因素，要一一精确求解是无法做到的。但在某些因素处于可忽略不计，只留下几种主导因素时，再去相对精确的求解问题才有可能。如讨论无限延深薄板异常主剖面曲线的解释问题时，由于是“无限延深”，首先排除了磁性体下延部分对于异常的影响，亦排除了倾角的影响；由于是主剖面异常，就排除了异常体走向长度对异常的影响；又由于是“薄板”，当然可排除磁性体厚度对异常的影响。再加上均匀磁化等前提条件的设定，使无限延深薄板异常的反演问题变成了最为简单的问题。此时，制约异常特征的主导因素只留下两种：一是磁性体的顶端埋深，一是描述磁性体磁化特征的磁化特征角——γ。对于制约异常特征只留下两种主导因素的反演问题求解，给出相对精确的解是容易作到的。无限长水平圆柱体异常，球体异常的反演问题求解，情况与无限延深薄板异常基本类似。制约异常特征的主异因素，亦只有磁化特征角与磁性体的中心埋深两种因素，属于简单问题的求解。三元系对于诸如无限延深薄板、无限长水平圆柱体、球体异常等简单几何形体异常的问题均可给出相对精确的解。

自然界中能够简化为上述简单几何形体引起的异常并不普遍，而常见的往往是要复杂得多的异常。在薄板类的异常中，有限延深薄板异常要多于无限延深薄板引起的异常。而有限延深薄板异常就较无限延深薄板异常的问题为复杂。因此三元系给出的解，其精确性必将减小。倘若异常遭到干扰或产生叠加异常后，问题将进一步复杂化，三元系给出的解，其精确性必将进一步减小。

可见，磁异常三元系，对于不同复杂程度磁异常的反演问题，其解释结果的精确度，与异常本身的复杂程度必定呈负相关。

第一节　反　演　精　度

一、 点距与精度

关于点深比和半幅区概念：

点深比(K_H)：点距(DX)与异常体深度参数(h^*)之比，即：

$$K_H=\frac{DX}{h^*} \tag{5-1}$$

半幅区：剖面异常半幅值的横坐标区间。

精度要求一般依据实践需要与可能而确定。因此难以避免地带有人为性。以往，在磁

法勘探实践中，已采用相对误差小于30%的解释方法。据此，三元系将反演深度、磁矩参数的相对误差等于或小于15%；反演磁化特征角的绝对误差等于或小于9°列为一般的精度。而将h^*、M^*的相对误差等于或小于5%、γ的绝对误差等于或小于3°列为高精度。

解释系中的T法、F法、Z法、Y法对于任意磁化的板、柱、球体异常的反演在点深比得当时，均可达到高精度。这里的T法、F法、Z法、Y法系指特征三角形解释法、分幅三角形解释法、整幅三角形解释法、谷域三角形解释法。这里的板、柱、球体，专指无限延深薄板，无限长水平柱及球体。这里所达到的高精度，是指解释理论模型产生的异常而言。上述方法解释理论模型异常，当$K_H<1/5$时，其反演精度均可达到以下精度：

磁化特征角绝对误差$\varepsilon\gamma\leqslant 2°$；

深度参数的相对误差$\varepsilon h\leqslant 4\%$；

磁矩参数的相对误差$\varepsilon M^*\leqslant 5\%$（仅球体磁异常在$\gamma=90°$时$M$的反演精度较差，$\varepsilon M$达8.2%）。

图5-1、5-2及图5-3中分别在磁化特征角为0°、30°、60°、90°时，采用整幅三角形解释法的反演结果。从理论曲线与三元异常（指根据反演结果计算的异常）的曲线对比去衡量，均达到了最佳拟合的程度。比较而言，在板，柱、球三种形体中，以板的反演效果尤佳。这是由于反演板异常求解磁化特征角的“三分角反正切公式”已非常逼近于理论公式的缘故。

三元系中所有的解释方法，其反演精度均与观测异常的点深比紧密相关。点深比的大小与方法精度呈负相关。点深比增大时，方法精度降低，反之，方法精度增高。对于提高解释水平而言，显然要求点深比越小越好。点深比减小，观测点数必然增加，效益将必然下降。对于效益而言，则要求点深比越大越好，这就产生了矛盾。要兼顾的考虑精度与效益，就必须确定出“最佳点深比”来。最佳点深比必须充分满足异常解释的需要，确保其误差不得影响异常反演结果中的所有参量均达到一般精度要求为原则。

三元系中，采用Z法对不同K_H值、不同磁化特征的板、柱、球体异常，进行检验性反演，以全面观察γ角的绝对误差，h^*、M^*的相对误差情况，见表5-1。

由此可见：

1．解释精度与K_H值成反比。对无限延深薄板异常而言，当$K_H\leqslant\frac{1}{3}$时，以Z法解释异常，可满足磁化特征角绝对误差小于5°、深度参数及磁矩参数相对误差小于或等于15%的精度要求；对无限长水平柱及球体异常而言，当点深比 $K_H\leqslant\frac{1}{4}$时，即可达到上述精度要求。

2．解释精度随磁化特征角增加而降低。无论是磁化特征角的绝对误差，还是深度、磁矩参数的相对误差均随γ角加大而加大。因此，磁化特征角较小时，对点深比的要求可以适当放宽，对板异常可放宽至$\frac{1}{2}$；对柱、球异常可放宽至$\frac{1}{3}$。

对照图5-4可见，当点距较稀时，误差主要集中在峰值区，其次是峰、谷值之间的梯度带，再其次是谷值区。

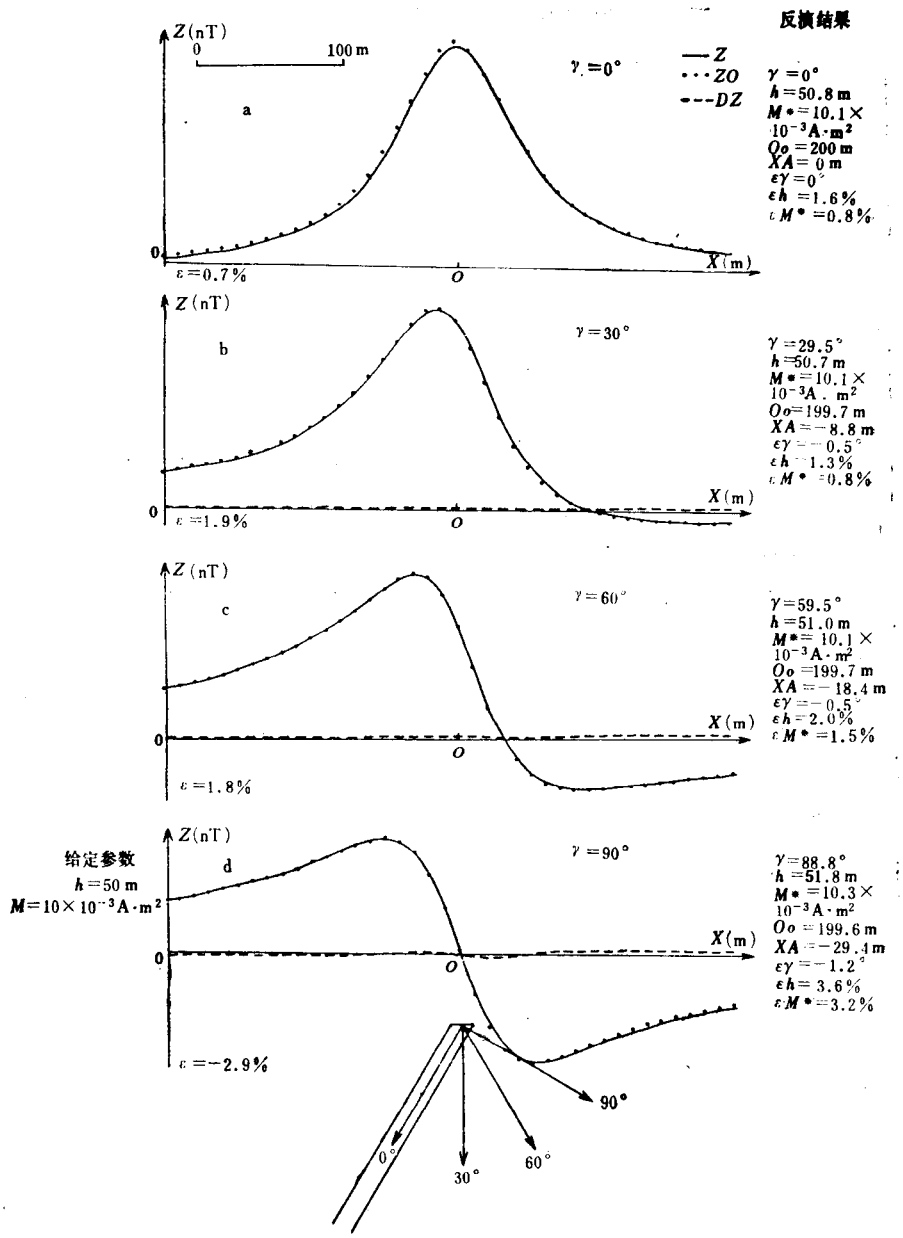


图 5-1 无限延深薄板异常的三元反演结果

Fig. 5-1 Result of three element inversion of the anomaly of thin plate with infinite extension in depth

以上分析表明，对于任何几何形体的异常，以 $K_H \leqslant \frac{1}{4}$ 的观测点密度所得到的异常是可靠异常。采用整幅三角形解释法可确保解释结果达到较好的精度要求。统计表明，在

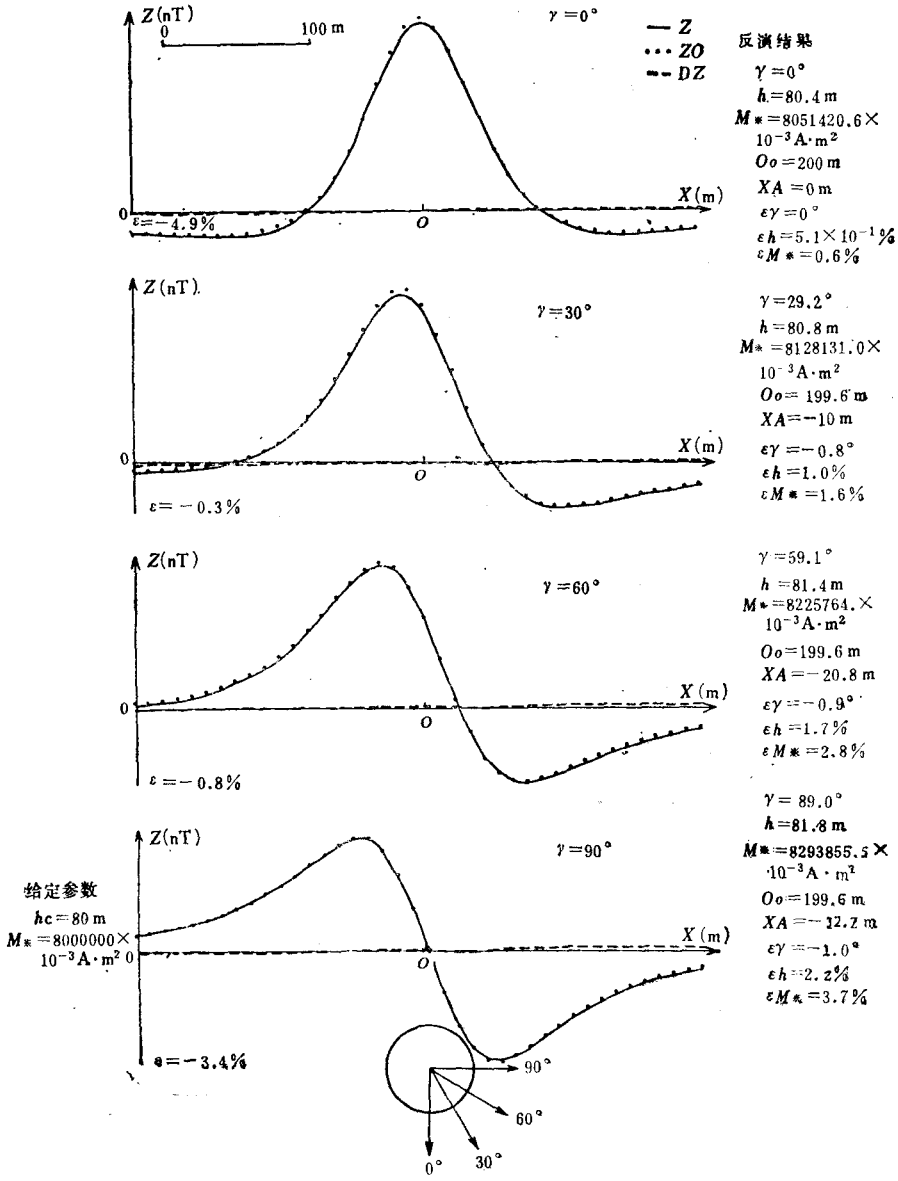


图 5-2 无限长水平圆柱体异常的三元反演结果

Fig. 5-2 Result of three element inversion of the anomaly of infinite horizontal cylinder

$K_H \leqslant \frac{1}{4}$的前提下，三元系的其他解释方法的解释结果亦可达到较好的精度要求。因此，$K_H=\frac{1}{4}$是最佳点深比。

若将剖面异常半幅值的坐标区间作为“半幅区”去确定观测点密度时，对于不同磁化特征的异常，若要寻求既经济又能确保解释要求的观测密度可见表5-2。

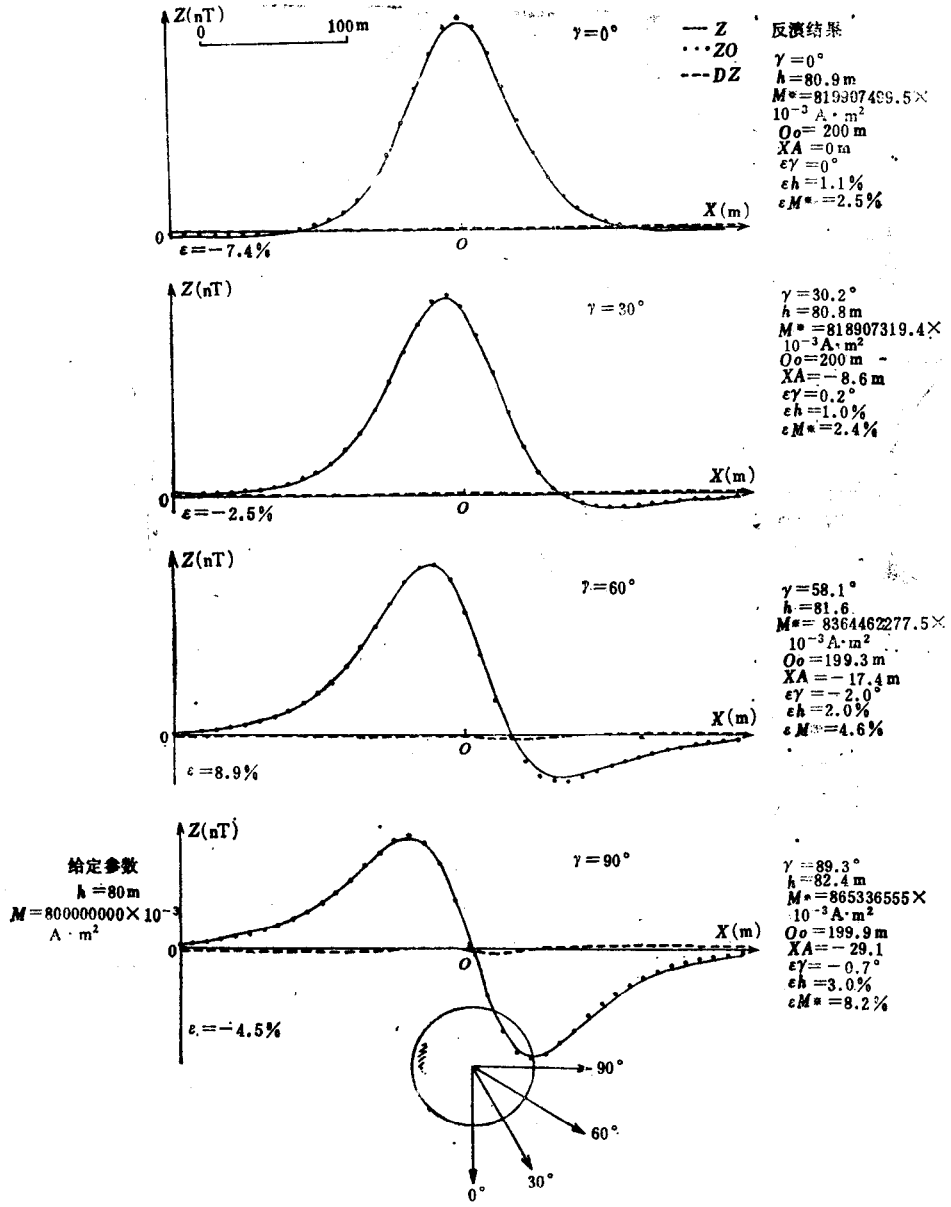


图 5-3 球体磁异常的三元反演结果

Fig. 5-3 Result of three element inversion of sphere anomaly

二、 点位与精度

点位相对于异常体发生改变时，异常形态必然产生变化，根据变化了的异常进行解释，其结果亦会随之发生改变。在满足 $K_H \leqslant \frac{1}{4}$ 条件下获得的异常点位变化对异常的影响可以忽略不计。其时三元系解释方法反演结果均可满足一般精度要求。

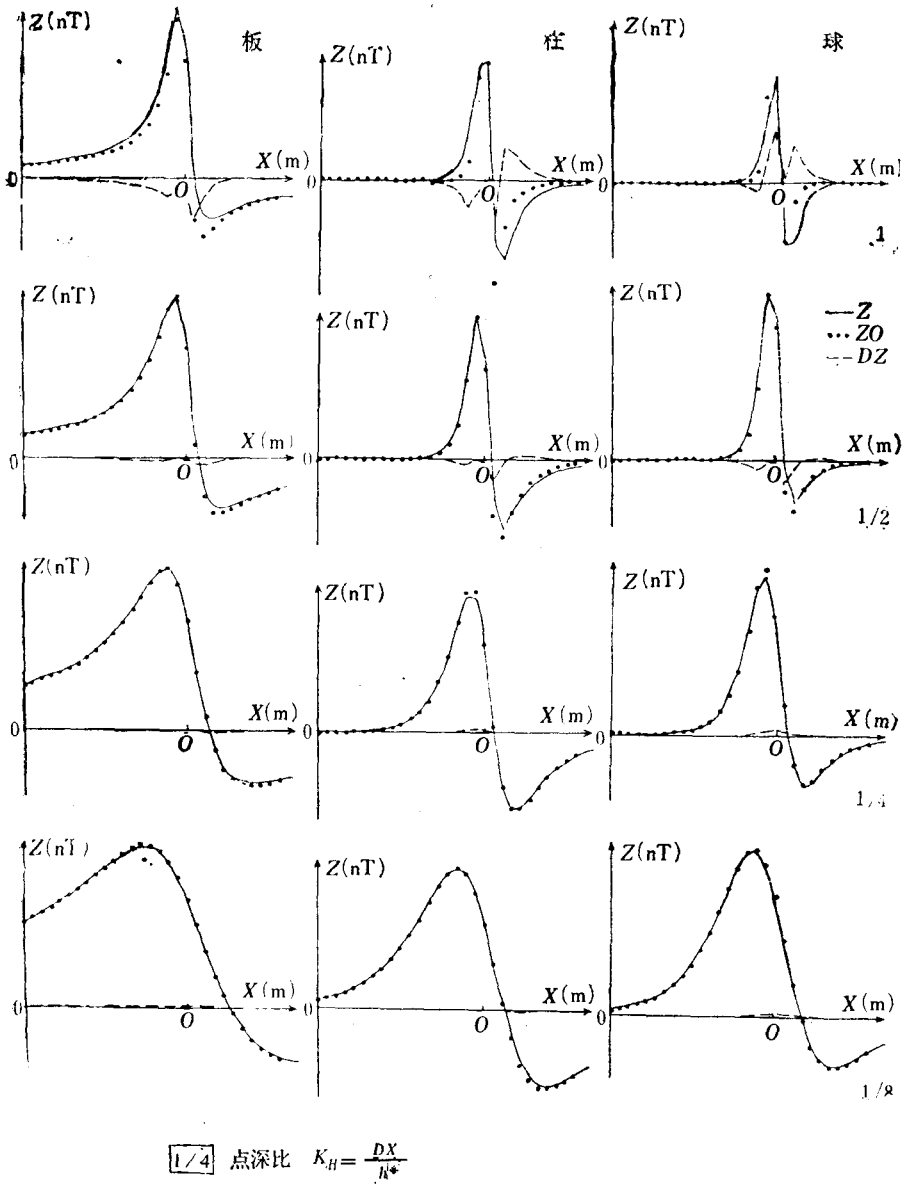


图 5-4 点距误差曲线

Fig. 5-4 Station distance error curve

$K_H=\frac{1}{4}$并不是一个十分硬性的指标。在不少情况下，当 $K_H>\frac{1}{4}$，其点位得当时，采用三元系中的有关方法，同样会获得令人比较满意的结果。因此，点位与异常的关系是有必要加以讨论的。

图 5-5 列出了点位相对异常体位移1/2、2/4、$\frac{3}{4}$及4/4点距的给定异常，分别经T法及Z法解释后出现不同的误差曲线的对比情况。

地信网
WWW.3S001.COM

表 5-1

异常类别	K_H	绝对误差 γ				相对误差（%） h^*				相对误差（%） M^*			
		0°	30°	60°	90°	0°	30°	60°	90°	0°	30°	60°	90°
板	1	0	-5.7	-9.4	-16.2	15	21	29	80.5	1.73	15.1	23	65.2
	1/2	0	-1.1	-1.8	-7.1	4.17	4.5	4.9	21.9	0.23	4.9	19.2	19.2
	1/4	0	-0.3	-0.4	-1.51	1.03	1.5	1.7	5.5	0.59	2.7	4.5	4.5
	1/8	0	-0.1	-0.1	-0.43	0.23	0.25	0.3	1.4	0.1	0.7	1.2	1.2
柱	1	0	+10.5	+4.8	-64	22.5	26.5	63.4	142.4	26.2	24	109	316
	1/2	0	+1.6	-5.1	-17.8	17.8	6.7	11.6	41.2	16.7	6.7	18.6	82.3
	1/4	0	-3.5	+1.1	-4.3	1.9	4.9	2.5	9.4	1.79	8.5	1	15.9
	1/8	0	-0.8	-0.1	-1	0.51	1	1.7	2.3	0.64	1.6	2.8	3.7
球	1	0	-12	-21	-65	27.5	41	55	150	76	111	164	608
	1/2	0	-4.9	-7.2	-14	16.4	14.3	12.5	52	77.7	31.5	30.7	203.6
	1/4	0	-0.5	-2.9	-5.6	1.7	2.2	2.7	12.8	3.6	4.7	5.9	39.2
	1/8	0	-1	-2	-0.7	1	1.5	2	3	2.4	3.5	4.6	8.2

表 5-2

异常特征	观测点	密度 $\left(\frac{\text{观测点数}}{\text{半幅区}}\right)$
	板	柱	球
轴对称异常（$\gamma=0°$）	8	5	5
不对称异常（$\gamma=45°$）	12	7.5	7.5
中心对称异常（$\gamma=90°$）	16	10	10

给定异常是以 $K_H=\frac{2}{3}$ 点深比计算的。由于K_H大，点的密度过稀，峰值区点的代表性差，变化急剧，整个异常随点位的改变，呈现出一定程度的不稳定性。因此，T法解释的结果差异很大，满足解释需要的机率较小。Z法解释不同点位的异常结果，亦有一定的差异，但与T法结果相比，差异小得多，误差状况表现了相对的稳定性。

由以上分析可见，在低密度观测条件下获得的异常，其解释结果在一定程度上受点位的影响表现出不稳定性，可信程度差。该类异常若需近似解释，以采用三元系中的整幅三角形解释法为佳。趟若由于曲线不甚完整而需采用特征三角形解释法或其它方法时，为了防止将误差曲线错当成剩余异常，应在异常的峰值区及梯度区适量加密点距，使其满足 $K_H\leqslant\frac{1}{4}$ 的前提条件，以克服异常因点位的随机性而造成的失真。

三、 方法与精度

三元系中基本的解释方法有四种。包括T法、F法、Z法及Y法。一种方法即对应一种反演。如T法即对应有特征反演；Y法即对应有谷域反演。此外，还有薄板类异常的“觅踪反演”。前已述及，以上方法在反演理论模型异常时，均可获得高精度水平。实践中，

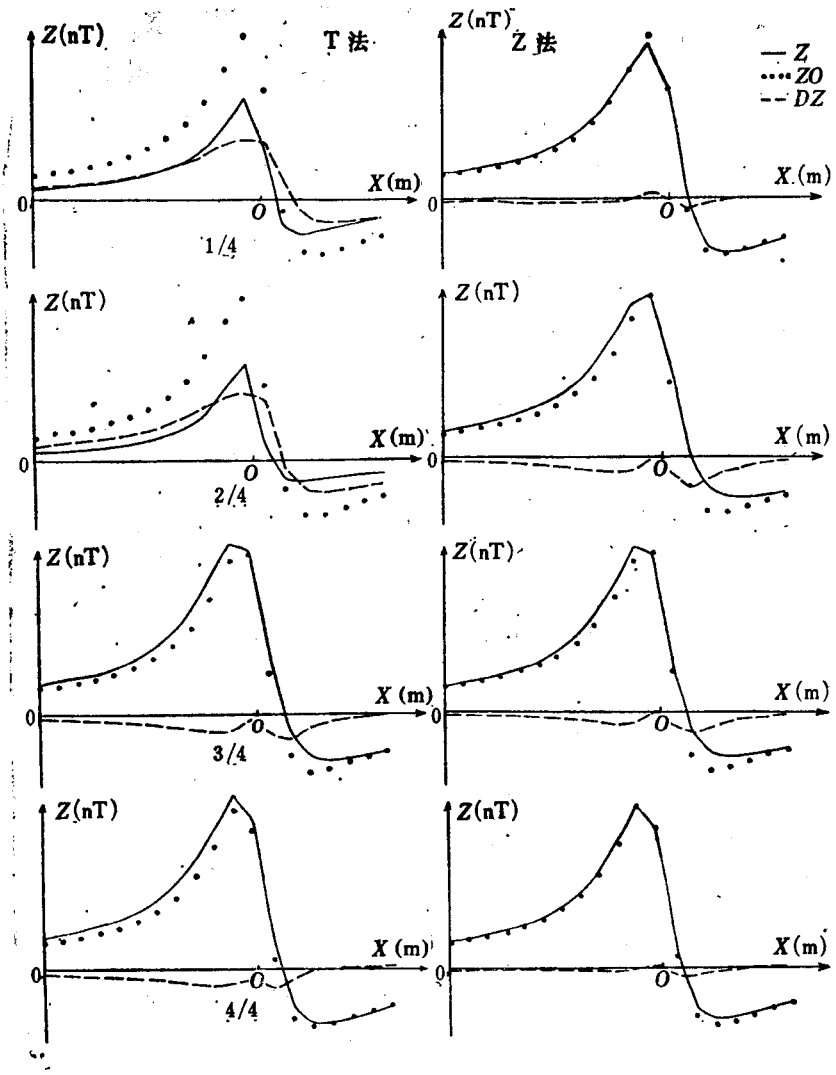


图 5-5 点位与误差曲线

Fig. 5-5 Error against position curve

当采用最佳点深比观测异常时，可确保解释结果均能获得一般的精度水平。当采用“觅踪反演”去处理薄板类异常时，在点深比得当的情况下，亦可获得较高的精度水平。为了使包括“觅踪反演”在内的五种反演结果的对比更为醒目，在图5-6中采用五种反演去处理$K_H=\frac{1}{2}$的无限延深薄板异常。由图可见：

整幅反演与觅踪反演的结果，曲线达到最佳拟合；特征反演、分幅反演其次。最差的是谷域反演。图5-6中反演的精度概况参见表5-3。

其中，谷域反演结果内的三个参数，除h参数满足一般精度要求外，γ、M_r两参数均

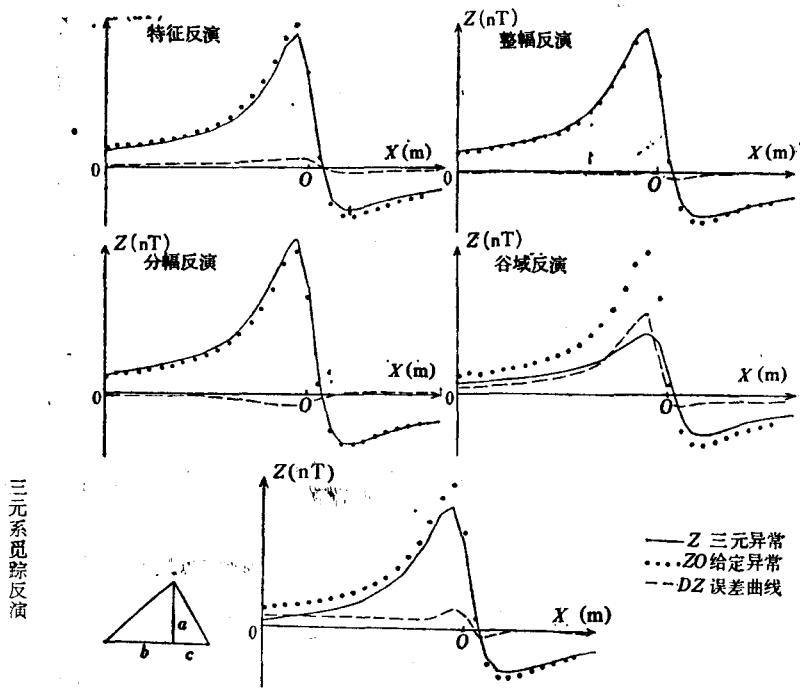


图 5-6 方法与误差曲线

Fig. 5-6 Error againnst method curve

表 5-3

反演类别	绝对误差（度）	相对误差（%）	
	γ	h	Ms
特征反演	-1.8°	-1.7	-9.2
分幅反演	-1.8°	4.9	3.5
整幅反演	-1.8°	3.3	2.5
谷域反演	17.7°	11.6	-139.5
觅踪反演	-1.8°	3.3	2.5

严重超差。其原因即在于当$\gamma<90°$时，谷值区曲线特征远不如峰值区鲜明，不太鲜明的异常特征，难以应付点距放稀的影响。可见，要求使用谷域反演的曲线，一般情况下(即$\gamma<90°$时)，均应保证足够的测点密度。对于点距得当的异常，觅踪反演均能得到理想的结果。采用中文注记是觅踪反演的特色之一。

以上所作关于点位与方法的对比，都是在点深比放宽到界线以外的条件下进行的。由此可见，实践中只要重视把点深比 $K_H\leqslant\frac{1}{4}$作为获得异常的前提，得当的把握好半幅区内测点密度，采用三元系中的所有方法包括“觅踪反演”在内的五种反演，均可以提供满足

磁化特征角的绝对错误差不大于9°，深度、磁矩参数的相对误差不大于15%的一般精度要求的解释结果。

第二节　公式精度

磁异常三元系是依据异常三元去提供相应异常体有关参数的方法系统。其中所有方法均借助于反演通式去求解一切有关磁性体的参数。反演通式由两项组成，前一项为函系数；后一项是由异常三元确定的三元参数。后一项的精度与异常观测水平密切相关。单从这一方面讲，即可得出结论：三元系中所有反演公式都是近似公式，其精度首先要受异常观测水平的制约。因此也就必须讨论点距、点位等与精度的关系。在分开三元参数不参与精度讨论的前提下，与反演通式精度直接有关的主要是函系数的精度。

三元系中所有函系数，均是以磁化特征角为主要参变量的隐函数，在磁化特征角可靠的前提下，所有函系数系通过严格的理论推导或借助于计算机以足够的精度求出。因此，函系数本身均具有足够的高精度。鉴于误差具有传递的性质，因一系列由磁化特征角函数构成的函系数，其精度的好坏，显然主要受磁化特征角反演精度的影响与制约。因此，讨论函系数精度问题，其实质是讨论有关反演磁化特征角的“三分角反正切公式”的精度问题。

“三分角反正切公式”是根据异常曲线的特征比值（K_Δ）反求磁化特征角（γ）的近似式。按理，一定的磁化特征角与一定的特征比值相对应。其间有严格的函数关系。反之，以特征比值去反求磁化特征角，也应有严格的反函数关系。鉴于在建立磁异常三元系的过程中，对有关磁场函数逐次求导，频繁变换，导致有关特征比值的函数，复杂到无法直接推出严密的反函数来。特征比值中，要数属于无限延深薄板异常的最为简单：

$$K_\Delta=\frac{4\sin(2\gamma/3)+\operatorname{tg}(\gamma/3)}{3\sqrt{3}} \tag{5-2}$$

式中有$2\gamma/3$、$\gamma/3$的函数共同存在，难以给出反求γ角的严密公式，只好以最小二乘法给出近似求解γ角的“三分角反正切公式”。

“三分角反正切公式”利用K_Δ值，求解γ角的精度如何，应用标准误差去衡量是较为得当的。

标准误差（a）是各个误差平方和平均值的平方根：

$$a=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(\gamma_i-\gamma)^2}{n}}$$

一、 无限延深薄板异常三分角公式

无限延深薄板异常三分角反正切公式：

$$\gamma=3\operatorname{arctg}\left\{\sqrt{3}\left[K_\Delta-2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot\operatorname{sh}\left(\frac{1}{3}\operatorname{sh}^{-1}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right]\right\}$$

$$=3\operatorname{arctg}\varphi_1(K_\Delta) \tag{5-3}$$

（5-2）式适用于根据特征比值求解磁化特征角变化在0°—±180°内的问题；（5-2）式有很高的精确度。当利用特征比值求解磁化特征角变化在0°—±170°内的问题时，其标准误

差为8.4×10^{-8}（度）；当求解磁化特征角变化在0°—±180°内的问题时，其标准误差为1.3×10^{-2}（度）。最大相对误差为0.03%，最大绝对误差仅0.055°。详见表5-4。

表 5-4

γ	K	$\gamma=3\mathrm{arctg}\cdot\varphi_1(K_\Delta)$	标准误差
0°	0	0	
10°	0.1005773083	10.00000007	
20°	0.2000223695	20.00000001	
30°	0.297221372	30.00000005	
40°	0.3910972791	39.99999999	
50°	0.480627983	49.99999999	
60°	0.5648642369	60.00000001	
70°	0.6429473557	70	
80°	0.7141267894	80	
90°	0.7777777778	90.00000001	
100°	0.8334195038	99.9999999	
110°	0.8807344538	110	
120°	0.919590161	120	
130°	0.9500652738	130	
140°	0.974831565	140	
150°	0.9874584476	150	
160°	0.9959660031	160	
170°	0.9994492347	170.0000003	$a=0.00000008°$
188°	0.9999999999	179.6451499	$a=0.13°$

（5-3）式与《地面磁测资料解释推断手册》中介绍的有关公式对比，具有高得多的精度。

关于无限延深薄板磁异常的定量解释，《地面磁测资料解释推断手册》中有一根据峰值点与相邻两拐点之间的横坐标线段求解磁化特征角的公式：

$$\sin(\gamma/3)=\frac{\sqrt{3}}{2}\,\frac{1-n^2}{1-n-n^2}\quad\text{❶}\qquad(\mathrm{D})$$

式中（$n=d'_6/d''_6$），d'_6和d''_6是峰值点与相邻两拐点之间的横坐标线段。

为便于（D）式与（5-2）式进行对比，需将（D）式化成（5-2）式的类似形式。（D）式作简单代换后即可变为：

$$\gamma=6\mathrm{arctg}[\sqrt{3}\,K]\qquad(\mathrm{D}')$$

式中 $K=\dfrac{d''_6-d'_6}{d''_6+d'_6}$，（D′）式显然与(5-2)式相对应。

（5-2）式在$\gamma\leqslant90°$的主值范围内，有如下的等效公式：

$$\mathrm{tg}(\gamma/3)=\frac{\sqrt{3}}{3}\mathrm{th}^{-1}\left[K_\Delta-\left(\frac{K_\Delta}{3}\right)^8\right]\qquad(5\text{-}4)$$

① 出自《地面磁测资料解释推断手册》第693页

式中　　$K_\Delta=\dfrac{b-c}{b+c}$

当$\gamma\leqslant|90°|$时，K_Δ与K之间有下列近似关系：

$$K_\Delta=\mathrm{th}[6K]$$

K_Δ和K都是随γ变化的比值，其大小表征着γ角变化的速率。K_Δ约为K的6倍，由此可见，依据K_Δ比值确定γ角的精度要远远高于K比值去确定γ角的精度。再则，依据异常三角形确定的K_Δ值，其不定性要远远小于由峰值与相邻拐点之间横坐标线段所确定的K值。

二、 无限长水平柱异常三分角公式

无限长水平柱体异常三分角反正切公式：

$$\gamma=3\mathrm{arctg}\left\{\frac{82}{25}\left[K_\Delta-2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot\mathrm{sh}\left(\frac{1}{\sqrt{7}}\mathrm{sh}^{-1}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right]\right\}$$
$$=3\mathrm{arctg}\varphi_2(K_\Delta)\qquad(5\text{-}5)$$

（5-5）式主要适用于根据异常的特征比值求解变化在0°—±90°内的磁化特征角问题，且有较高的精度。在其范围内标准误差为0.33°。若将（5-5）式解决的问题扩大至0°—±180°时，其标准误差增大为2.3°。

在利用特征比值去求变化在0°—±180°内的磁化特征角时，若改用“四分角反正切公式”：

表 5-5

γ	K_Δ	$\gamma=3\mathrm{arctg}\varphi_2(K_\Delta)$	标准误差
0°	0	0	
10°	0.07222174336	9.949942013	
20°	0.1440113313	19.91110192	
30°	0.2149406642	29.89249921	
40°	0.2845897404	39.898905	
50°	0.3525506701	49.9290893	
60°	0.4184316467	59.97450893	
70°	0.4818608693	70.01856592	
80°	0.5424904069	80.0365327	
90°	0.6	89.99618394	a=0.33°
100°	0.6541008039	99.85910374	
110°	0.7045390801	109.5825515	
120°	0.7510998505	199.1216959	
130°	0.7936105391	128.4319715	
140°	0.8319446327	137.4713066	
150°	0.8660254038	146.2019878	
160°	0.8958297453	152.5919951	
170°	0.9213921733	162.6157376	
180°	0.9428090416	170.254	a=2.3°

地信网
WWW.3S001.COM

$$\gamma = 4\mathrm{arctg}\left[\frac{3}{10}\ \mathrm{th}^{-1}K_{\Delta}\ \right] \tag{5-6}$$

精度会获得一定程度的提高。其标准误差下降为1.5°。但是，利用特征比值去求变化在0°—±90°内的磁化特征角问题，精度反而稍有降低。一般情况下，鉴于磁化特征角>90°时，异常峰值部分的特征比值变化梯度小，易于产生较大的误差，往往选用异常谷域部分的特征比值替代峰值部分的比值，代入相同的公式中求解对应于谷值部分特征比值的磁化特征角（γ'），因有：

$$\gamma = 180° - \gamma' \tag{5-7}$$

很容易的求得>90°的磁化特征角。因此，一般采用(5-5）式，而不采用（5-6）式。

（5-5）式中K_{Δ}与γ的对应情况详见表5-5。

三、 球体异常三分角公式

根据球体异常K_{Δ}拟定的γ反演公式有A式与B式。

A式：

$$\alpha = 3\mathrm{arctg}\left\{5\left[K_{\Delta} - 2\sqrt{1-K_{\Delta}^2}\cdot \mathrm{sh}^{-1}\left(\frac{\sqrt{7}}{7}\ \mathrm{sh}\ \frac{K_{\Delta}}{\sqrt{1-K_{\Delta}^2}}\right)\right]\right\} \tag{5-8}$$

即：

$$\gamma = 3\mathrm{arctg}\varphi_{3A}(K_{\Delta})$$

B式：

$$\gamma = 3\mathrm{arctg}\left\{\frac{81}{32}\left[K_{\Delta} - 2\sqrt{1-K_{\Delta}^2}\cdot \mathrm{sh}\left(\frac{10}{27}K_{\Delta}^{5/6}\cdot \mathrm{sh}^{-1}\frac{K_{\Delta}^{1/3}}{\sqrt{1-K_{\Delta}^2}}\right)\right]\right\} \tag{5-9}$$

即

$$\gamma = 3\mathrm{arctg}\varphi_{3B}(K_{\Delta})$$

A式适用于K_{Δ}变化在0—0.6之间，求解γ变化在0°—90°范围内的反演问题；B式适用于K_{Δ}变化在0—0.9878346193之间，求解γ变化在0°—180°范围内的反演问题。A式的标准误差为1.3°，B式为1.5°。A式尤为适用于求解γ变化在0°—80°内的反演问题，此时，标准误差仅为0.2°。但B式在0°—80°区间内，其标准误差达1.77°。鉴于γ>90°的求解问题，可以借用无限长水平柱体异常的处理方法。由此，通常情况下选用A式，而不采用B式。详见表5-6。

另外，为了粗略地解释介于无限延深薄板与无限长水平柱体异常之间的有限延深薄板异常以及解释介于无限长水平柱体异常与球体异常之间的有限柱体异常，第一章中还给出了有限板三分角反正切公式及有限长水平柱三分角反正切公式：

$$\gamma = 3\mathrm{arctg}\{[\varphi_1(K_{\Delta}) + \varphi_2(K_{\Delta})]/2\} \tag{5-10}$$

$$\gamma = 3\mathrm{arctg}\{[\varphi_2(K_{\Delta}) + \varphi_3(K_{\Delta})]/2\} \tag{5-11}$$

（5-10）式与（5-11）式所产生的误差，并非是处于两公式的误差之间。而是在满足边界条件的前提下，与其中一个误差较大的三分角公式处于同一水平上。事实上，边界条件不可能最大限度地获得满足。因此，组合成的三分角反正切公式，其精度往往要低于参与组合的任一个三分角反正切公式。

磁异常三元系中，三分角反正切公式系近似公式外，其余有关解析公式均严格推导而来，故不再讨论其精度问题。

表 5-6

γ	K_Δ	球体异常三分角反正切公式		标准误差	
		A式	B式	A式	B式
0°	0	0°	0°		
10°	0.0461058802	9.652063116	11.32638633°		
20°	0.09359473502	19.47228433	20.93661618°		
30°	0.1438594169	29.59834201	30.10924919°		
40°	0.1982806415	40.09595782	39.25027718°		
50°	0.258137056	50.89751446	48.5884435°		
60°	0.3244103698	61.71784907	58.24799897°		
70°	0.3974666339	71.95358761	68.26419768°		
80°	0.476652367	80.57228018	78.59489621°	0.2°	1.77°
90°	0.6	85.95419019	89.1475698	1.35°	
100°	0.6436880118		99.79186806		
110°	0.7234960307		110.451056		
120°	0.7951657883		121.0923081		
130°	0.8554741608		131.6518218		
140°	0.9029485526		141.9861082		
150°	0.9379502162		151.8610975		
160°	0.9621927118		161.006648		
170°	0.9780309553		169.2027257		
180°	0.9878346193		176.3390299		1.5°

第六章　解释实例

三元系，是磁法实践与不断探索的结果，在初步推广实用中，已获得显著效果；在实例试算中，也取得了重要的进展。

第一节　找矿应用

磁异常三元系初期建立的特征三角形解释法，已分别在两个磁异常寻找全隐伏型的钨、锡多金属矿产过程中，发挥了重要的作用。

一曹家坝磁异常

曹家坝磁异常位于湘中龙山短轴背斜西翼泥盆系地层中。该异常是伴生磁性矿物的一个大型白钨矿床引起的二度体异常，见图（6-1）。异常区内地表出露的远岩体型矽卡岩已因深度风化而面目全非，几处铁锰帽已被前人作为沉积淋滤型铁锰矿采掘一空，并作过否定评价。这是一处具有较大找矿难度的地区。该区磁异常发现后，在结合重力、重砂资料基础上，推断异常由隐伏岩体的磁性接触带所引起，具有进一步寻找矽卡岩矿产的前景。但在异常验证前，磁法推断解释遇到了难题：

1．用于异常解释的精测剖面经地形改正后，仅在峰值区相对完好的保留有原体异常特征的“单裔区”。且单裔区两翼有明显的侧方水平叠加。

2．正常场不准

解决难题的关键显然在于能找到仅靠峰值区异常曲线，不依靠正常场的磁异常解释方法。作者在找不到现成解释此种异常的困境中，萌发了研究非完整异常求解问题的愿望。首先根据异常平面及剖面特征的初步分析，找到了一组仅依靠峰值区内峰值两翼拐点间距及拐点与极值间距的反演公式。

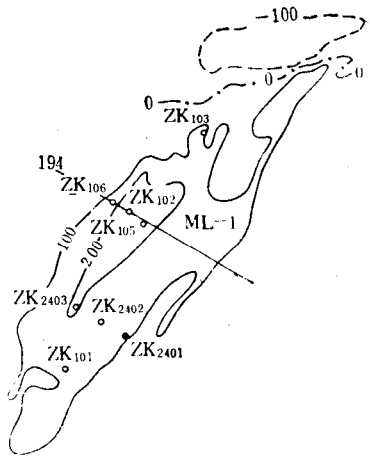


图 6-1　曹家坝磁异常平面图

Fig. 6-1　Magnetic map of Cao Jiaba

$$\gamma = 6\mathrm{tg}^{-1}\left[\frac{d''_G - d'_G}{d''_G + d'_G}\right] \tag{6-1}$$

$$h = \frac{\sqrt{3}}{6}\left[4\cos^2(\gamma/3) - 1\right] \cdot d_G \tag{6-2}$$

式中d'_G、d''_G是峰值距两翼拐点的间距，d_G是峰值两翼拐点间距。（6-1）式使γ角求出以后，可据极大值点坐标求得原点O

$$X_{max} = -h\mathrm{tg}(\gamma/2) \tag{6-3}$$

从而使在剖面内的磁矩成为已知：

$$M_s = 2[Z_{max} - Z_o]\frac{h}{1-\cos\gamma} \tag{6-4}$$

式中Z_o系指原点的磁场值。

反演公式虽已获得，但实践中所测得的曲线，其峰值两翼拐点具有明显的不稳定性，为了克服已知量值不稳定这一缺陷，在上述反演思路的基础上，进一步找到了根据拐点切线与峰值切线建立的“特征三角形解释法”。

根据特征三角形解释法对解题的要求，首先作出较大比例尺的剖面异常图，如图6-2，建立T_Δ并量取异常三元

$$a_T = 26.7\text{nT};\quad b_T = 71.02\text{m};\quad c_T = 41.83\text{m};$$

$$K_\Delta = 0.2587;\quad (b_T + c_T)\cdot a_T = 301310\text{cm}\cdot\text{nT}。$$

以公式法计算得：

磁化特征角$\gamma = 26^\circ$。

根据剖面内有效磁化倾角，求得板状磁性体倾角$\beta = 75^\circ$，磁性体上顶埋深$h = 280\text{m}$。

鉴于解释剖面系地形改正后异常曲线，地形改正过程中，异常中心一带已向上延拓了30m，故磁性体实际埋深应为200m。

磁矩在剖面内的分量$M_s = 62 \times 10^{-3}\text{A}\cdot\text{m}^2$；

原点坐标　　$X_A = 42.7\text{m}$；

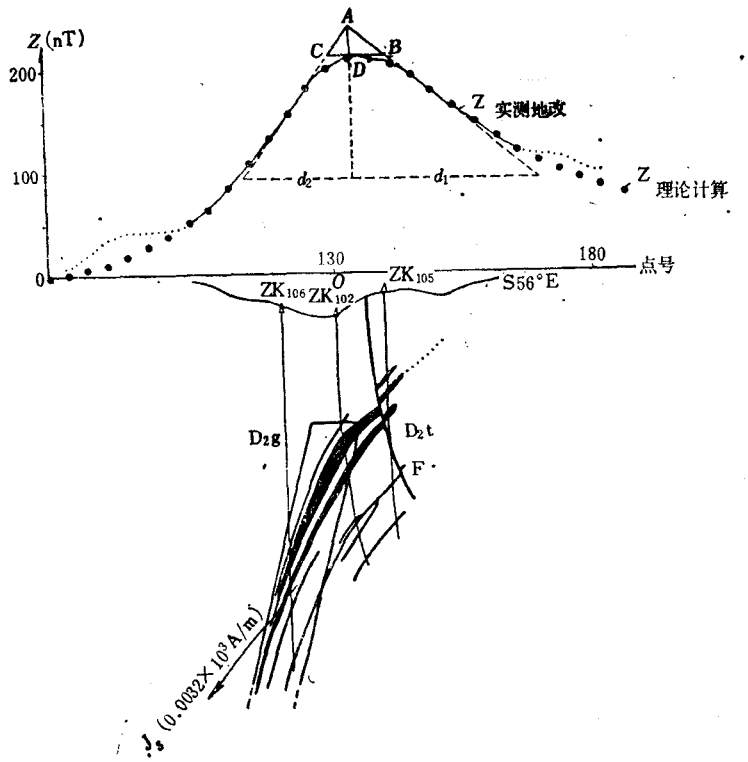


图 6-2　曹家坝磁异常解释剖面图

Fig. 6-2　Interpretation profile of Cao Jiaba magnetic anomaly

正常场　　$Z_A=237$nT。

异常验证前，以上述参数作正演计算的理论曲线（三元异常）与实测曲线之间，获得了最佳拟合，异常验证后，据孔内磁测参数$J_s=3.2$A/m求得磁性体上顶宽度$2b\doteq100$m，进而在剖面内确定的等效磁性体轮廓，较好地包络了已查明的磁黄铁矿、磁铁矿化白钨矿体，见图6-2。物探在坐标原点处130点设计的ZK_{102}孔，预计在71m—200m—300m中可能存在有含磁性矿物的盲矿。结果从202.25m起，见到了数层含磁性矿物的白钨矿体，总厚达62.35m。可见，特征三角形解释法在曹家坝磁异常推断解释过程中，为排解难题起了重要作用，并取得了很好的找矿效果[13]。

二 三合圩磁异常

三合圩磁异常位于南北向短轴背斜倾伏部位的泥盆系地层中。该异常由伴生有磁性矿物的锡多金属全隐伏盲矿引起，异常验证结果表明，该区具有良好的找矿前景。

三合圩磁异常强度低，东西走向，长短轴之比>3，为二度体异常，见图6-3。从异常的剖面特征分析，单体异常特征较差，仅峰值区仍较多的保留有“单裔区”的异常特征。

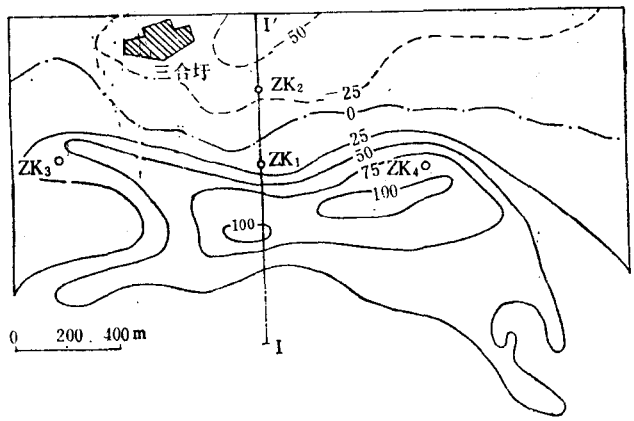


图 6-3　三合圩磁异常ΔT平面图

Fig. 6-3　Magnetic map ΔT of San Heye

在此情况下，特征三角形解释法起到了重要的作用。区内选择I线作精测剖面，曲线圆滑后，用特征三角形解释法求得下列参数：

磁性体上顶埋深$h=143$m；

磁化特征角$\gamma=4.25^\circ$；

磁矩在剖面内的分量$M_s=5.915\times10^{-3}$A·m²。

根据上述参数作正演计算的曲线与实测异常进行拟合对比，在异常的峰值区拟合极好，而其余部分差距较大，产生了十分明显的剩余异常。经过进一步推断，深部仍有磁性体存在，可能是隐伏岩体的磁性接触带。

验证结果证实了上述推断的正确性。在埋深121.27m以下，打到了伴生锡、多金属盲矿的磁性层；在埋深500m以下打到了隐伏岩体。

值得指出的是，上述T法解释结果是对三合圩叠加异常直接分解反演的结果。由于深源影响，至使误差较大。即便如此，T法在验证前提供的深度参数与其它方法相比，其精度仍然相对从优。T法提供的深度参数143m，相对误差18.1%；切线法提供的深度参数

169m，相对误差26.9%；选择法两次深度参数的平均相对误差为20.2%。对于T法反演结果，若再经一次三元迭代处理，其结果的精度将会大为改善。深度参数的相对误差将确保在15%以内。

对照图6-4分析，验证前由T法确定的等效磁性体的外廓与验证后钻孔中打到的含Sn、

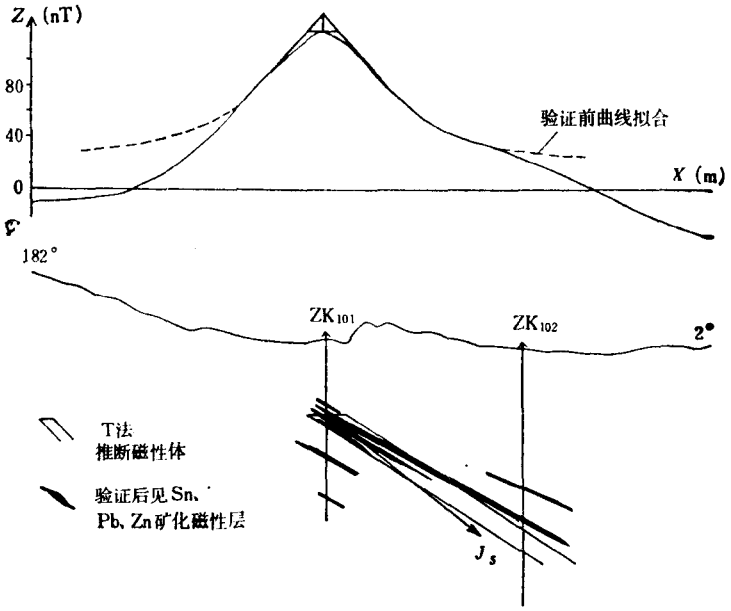


图 6-4 三合圩磁异常验证剖面图

Fig. 6-4 Test drilling profile of San Heye magnetic anomaly

Pb、Zn磁性层剖面投影基本是吻合的。

曹家坝磁异常及三合圩磁异常，分别使用特征三角形解释法解释不完整的、受到深源叠加的异常，经受了验证实践的检验，为探寻盲矿提高找矿效果发挥了重要的作用。

第二节 矿量预测与矿外找矿

三元系在建立的不同阶段中，试算了大量已公开发表在有关文献中的较为典型的见矿异常。其结果表明：

1．对于确由已知矿引起的异常，三元系极易给出理论曲线与实测曲线最佳拟合、并呈现已知矿体被磁性体在剖面内的投影所包络的解释结果。这一结果指出该类异常无需在已知矿的深部及外围开展进一步的直接找矿充实了依据；

2．对于可等效为有限延深几何体引起的矿异常，三元系的解释结果，可用作矿量预测的准定量依据；

3．对于将已知矿异常包容在内的叠加异常，三元系的分解反演结果，将为进一步的矿外找矿提供依据。

现选数例，以供借鉴。

一、拟合试算

马庄异常即属于确由已知矿引起的异常。该异常走向近南北，北侧为负异常。按异常正值区衡量为似二度体异常，若综合考虑负异常，仍应列为二度体异常。异常北东侧，见有局部异常叠加，主体异常规律性较好，见图6-5。

对异常剖面作定性分析，该异常似由无限延深薄板体引起。但经“板识别”后，剩余异常仍呈规律良好的单体异常特征，该异常显然是垂直叠加异常。

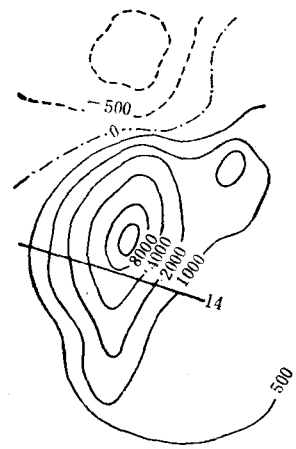


图 6-5 马庄磁异常平面图
Fig. 6-5 Ma Zhuang magnetic map

异常经T法分解后，深度参数（$h=174.1$m）大于钻控查明的板状磁性体的平均埋深（$h=158$ m）。但经“迭代反演”处理后，深度参数（159.3 m）已逼近实际深度，且据磁化特征角（由于剖面方向的关系磁化特征角应异号，下同）及剖面内有效磁化倾角（77.4°）所确定的板状体产状与实际情况一致。

令人意外的是，对剩余异常经F法反演后，得到了一个磁化特征角为负角的板状体。据此绘制的等效异常体截面与深部磁性体截面重叠在一起，见图6-6，且与已知剖面拟合后，恰恰巧合。经反演获得两个叠加板状体，成功地体现了剖面内板状体产生转折的产状特征，见图6-7。

若采用反演后所得到两个板状体参数去产生理论叠加异常。并对该异常进行反演，同样能得到类似的反演过程与结果。

二、矿量预测

自然界中，绝对的单体磁异常可能是不存在的。但是，由于成矿作用的制约，一些磁性体往往相对集中的聚居于某一特定的构造空间内，可以等效的看做为单一的磁性体，并将其抽象为球、柱等简单几何体。李庄磁异常与M_{07-24}磁异常即属于可等效地看做球、水平柱引起的异常。

（一）李庄磁异常

李庄磁异常具有典型的球体异常特征。异常的平面形态为等轴状，正负相伴，200nT以上等值线呈圆形，极大值970nT。其特征见图6-8。

异常位于有第四纪运积物覆盖的p'_1栖霞组灰岩中，异常由隐伏于灰岩之下花岗闪长岩外接触带磁铁矿所引起。

剖面异常呈单体异常特征，规律性较好。鉴于异常的峰值部分显然存在浅部干扰影响，且正常场选取不够恰当，故采用Z法解释该异常：

1．据Z法反演所得参数Z_A调整了正常场；

2．据反演后$\gamma=43°$；$h=134.7$m；

$$M=1.48\times10^{10}\times10^{-3}\text{A}\cdot\text{m}^2;\quad X_A=-23.6\text{m}。$$

计算的正演理论曲线与实测曲线对比，基本吻合，尤其是异常峰值外翼及谷域部分吻合尤佳；

3．选用有效磁化强度$J_s=11.1$A/m，算得球体半径68.21m，其剖面外廓基本包络了

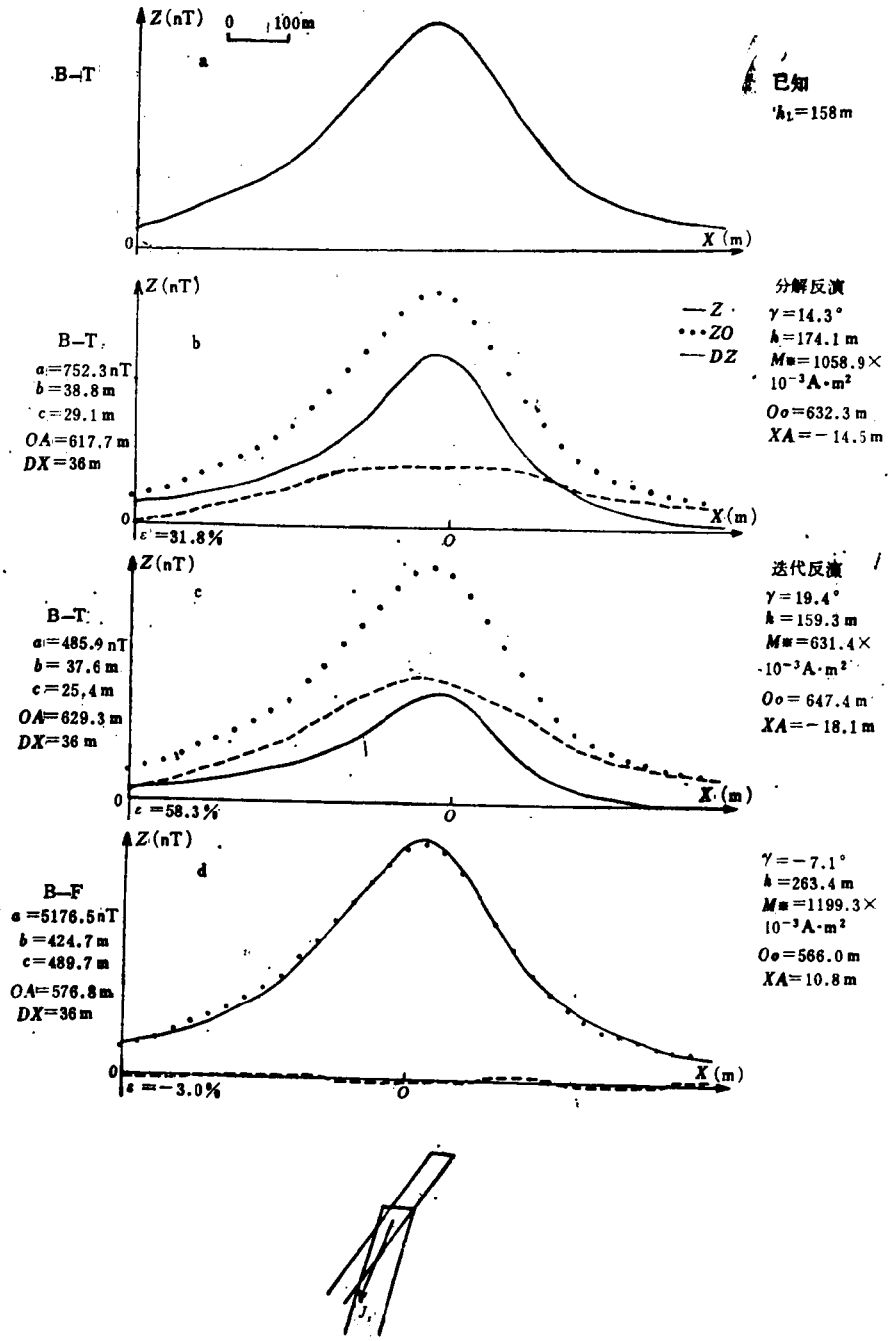


图 6-6 马庄磁异常分解、迭代反演图

Fig. 6-6 Separation and iterative inversion of Ma Zhuang magnetic anomaly

钻探控制的盲矿体，反演效果良好，见图6-9。

球体异常反演结果中有关参数计算的三元异常，无论是曲线的整体规律、还是异常强度均与给定异常具有良好的吻合关系。因此用球体磁矩去估算引起异常的铁矿矿石储量是

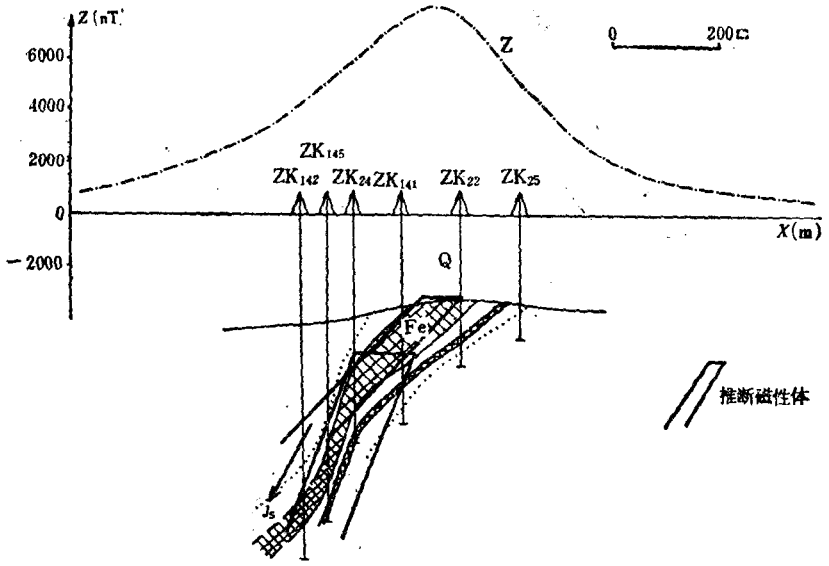


图 6-7 马庄磁异常综合剖面图

Fig. 6-7 Comlex profile of Ma Zhuang magnetic anomaly

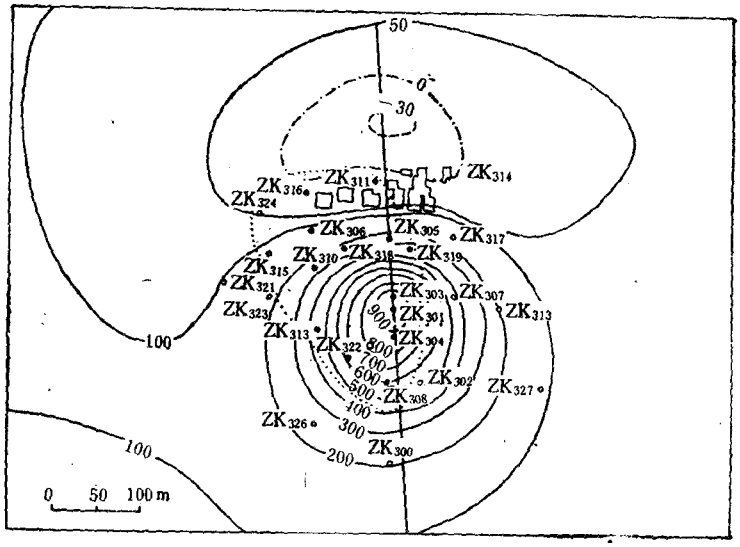


图 6-8 李庄磁异常平面图

Fig. 6-8 Li Zhuang magnetic map

完全可行的。且这种估算具有足够的可信程度。

球体异常中的$M=JV$

$$\therefore \qquad V=M/J \tag{6-5}$$

(6-5) 式求出的不是铁矿矿石的体积，这里的J是等效磁化强度，V是等效磁性球的体积。此体积不能与矿体混同。若将 (6-5) 式改为

$$V_0=\frac{M}{J_0} \tag{6-6}$$

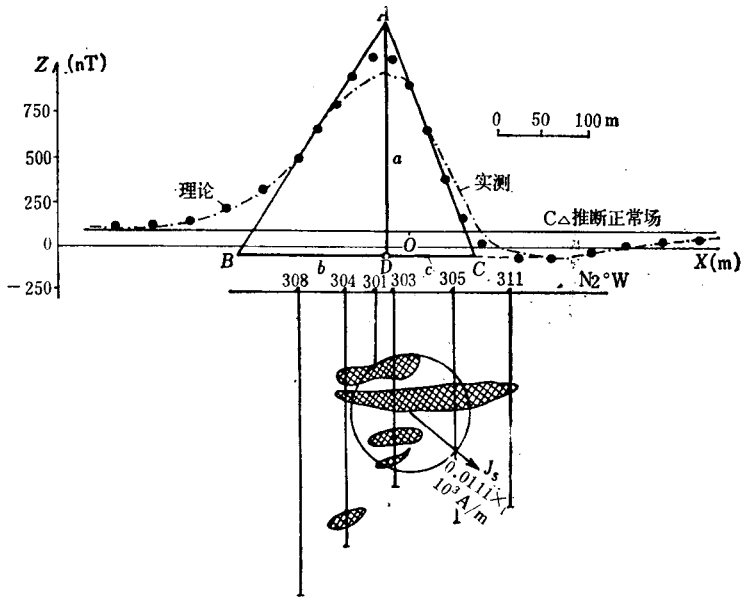


图 6-9 李庄磁异常解释剖面图

Fig. 6-9 Interpretation profile of Li Zhuang magnetic anomaly

式中 V_0为矿体体积，J_0为矿体磁化强度。

显然，在矿石体重D_0已知的情况下，即可求出铁矿矿石储量。(6-5)与(6-6)式中M相同，J与J_0不同。因此，两式结果的性质亦不相同。区内矿石磁化率κ_0与剩余磁化强度J_{r0}的几何平均值分别为：$\kappa_0=6.588\text{SI}(\kappa)$；$J_{r0}=100.9\text{A/m}$。假设该区总磁场强度$T_0=38.2\text{A/m}$，则可据下式计算出区内磁铁矿矿体的磁化强度：

$$J_0=T_0\cdot K_0+J_{r0} \qquad (6\text{-}7)$$

$$=351.4\text{A/m}$$

如区内磁铁矿矿石体重$D_0=3.5t/m^3$，则可算出矿石体积：

$$V_0=\frac{M}{J_0}=\frac{1.48\times10^7}{351.4}=42117\text{m}^3$$

矿石储量：

$$C_0=D_0\times V_0=147410\text{ t}$$

至此，即可初步得出结论：该异常具有寻找一个储量不足20万吨的小型富铁矿的前景。

（二） 二度水平柱体异常试算。

M_{07-24}磁异常具有较好的二度水平柱体异常的异常特征，见图6-10。异常近东西走向，长短轴之比约为3。异常除了北侧伴生有负异常外，其南翼有下降为谷的柱体异常特征。

异常位于海西期花岗及寒武系地层的接触带。异常是由产于接触带内的磁铁矿引起。

采用三元系处理二度水平圆柱体异常的T法解释其0线剖面的实测异常，获得了良好

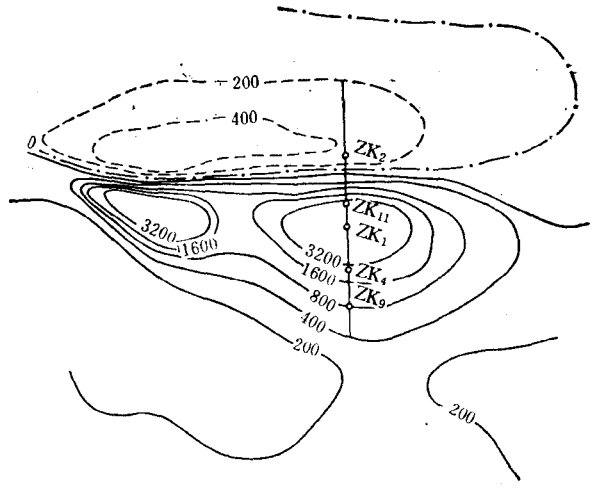


图 6-10 M_{07-24}磁异常平面图

Fig. 6-10 M_{07-24} magnetic map

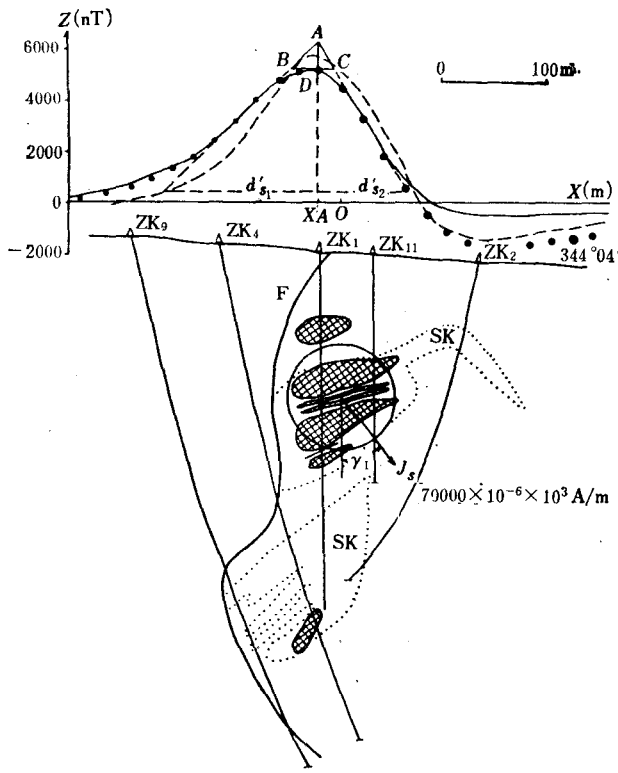


图 6-11 M_{07-24}磁异常解释剖面图

Fig. 6-11 Interpretation profile of M_{07-24} magnetic anomaly

的反演效果，见图6-11。

依异常建立特征三角形后，获得“异常三元”

$$a=1084\text{nT};\ b=26.7\text{m};\ c=15.3\text{m}。$$

由异常三元算取特征比值，进而以“三分角反正切公式”计算磁化特征角：

$$K_A=0.2714;\ \gamma=38°。$$

据γ角在图2-20—图2-23列线图上的点位查取：

$H_T(\gamma)=3.34$；$M_T(\gamma)=28.55$；$X_{AT}(\gamma)=0.55$；$Z_{AT}(\gamma)=5.92$；代入通式，则有：

$$h_C=3.34\times(26.7+15.3)=140.28\text{m};$$

$$M_S=28.55\times(26.7+15.30)^2\times1084\times10^{-4}$$

$$=5459.3\text{A/m}^2;$$

$$X_A=0.55\times(26.7+15.3)=-23.1\text{m};$$

$$Z_A=5.92\times1084=6417.28\text{nT};$$

并有：

$$i_S=90°-38°=52°。$$

以上述结果正演理论曲线与实测曲线对比，获得了最佳拟合，（图6-11中点线与实线拟合）。原文献中采用剖面内有效磁化倾角$i_S=68°$亦作过曲线对比，但差距较大（如图6-11中的虚线与实线）。T法所获得的磁化特征角是依据实测曲线求得的，已内在的包含了退磁效应。因此由γ角计算出的i_S角也就包含了退磁效应，才会使曲线对比达到最佳拟合的境地。否则，由于区内盲矿具有很强的磁性和不可忽视的退磁效应，这一点，就不可能得到良好的曲线拟合。

由T法反演获得的M_S，结合剖面内已知J_S为0.7A/m进行推算，异常体的等效半径应为：

$$R=\sqrt{\frac{M_S}{\pi J}}=\sqrt{\frac{5459.3}{\pi\times0.7}}$$

$$=49.82\text{m}$$

以反演结果中的柱心埋深及等效柱体半径绘制的柱体截面，较好的包络了主要盲矿体。

若以此结果，结合异常的平面参数推算的柱体盲矿的长度，并考虑到矿体的尖灭变化，该区可能存在的铁矿储量估算为：

$$C_{矿}=\lambda\cdot\pi R^2\cdot2LD_{矿}$$

$$=0.5\times\pi\times49.82^2\times737\times3.5$$

$$=10056870.45\text{ t}$$

式中λ为控制系数。λ可依据异常平面形态，验证剖面与推断结果的吻合程度去拟定。由此即可作出该异常具有寻找中型铁矿前景的估价。《磁异常三角形解释系》提交审查时获知：该异常经初勘，求得矿石储量约7000000 t。

三、矿外找矿

塌岩山磁异常属于将已知矿异常包容在内的叠加异常。

对塌岩山磁异常再解释后，大胆地提出了深部还有盲矿的新认识。这一认识若能获得证实，该区矿量必然成倍地增长。为此，对该异常仍有必要进行较为深入的讨论。

塌岩山磁异常具有叠加异常的平面特征，叠加异常中的宽缓部分呈南北走向，其宽缓异常北部有大体呈等轴展布，梯度明显，极值部分并非单峰的局部异常叠加其上，见图6-12。原文献指出该异常是明显的二级叠加，认为呈宽缓展布的深源异常“可能和异常区内背斜轴部磁性片麻岩基底的隆起有关”；另一种推测认为，“宽缓的背景场可能是隐伏的

中性岩体引起”。

通过采用三元系中有关“T法分解”、“模式识别”、“迭代反演”对塌岩山磁异常处理后，对该异常的认识显然会产生质的飞跃。

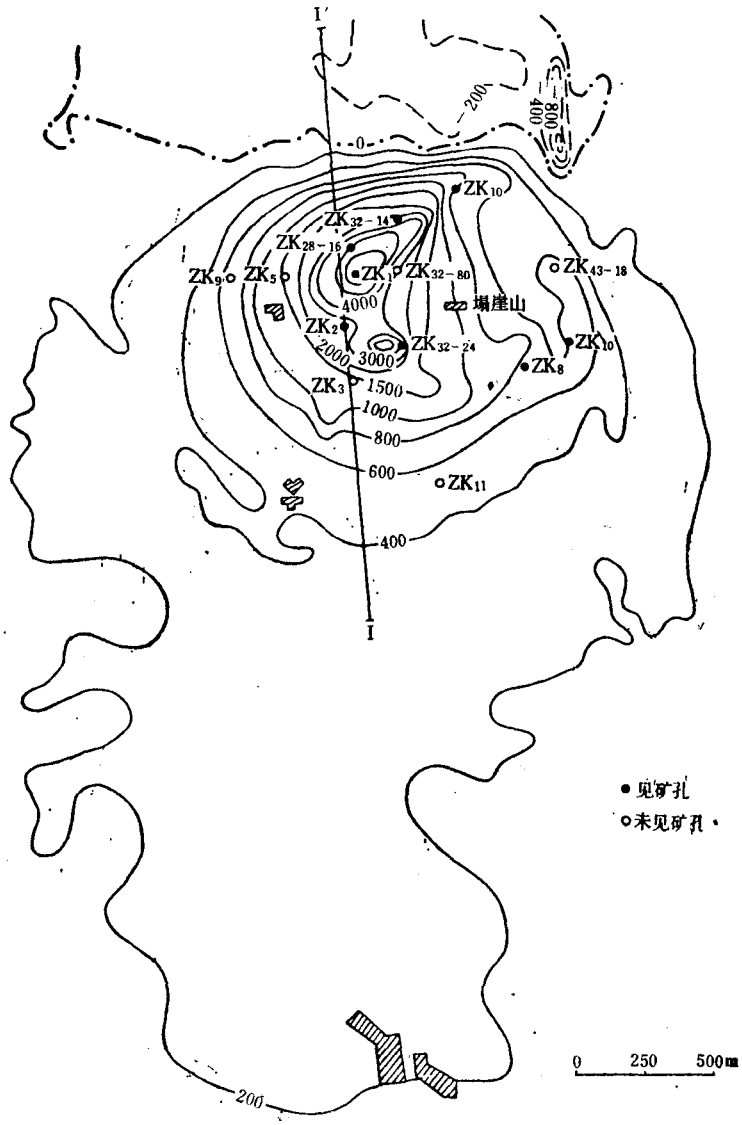


图 6-12 塌岩山磁异常平面图

Fig. 6-12 Ta Yanshan magnetic map

塌岩山磁异常系三重磁性体垂直叠加引起。中、浅源异常已基本查明，系由中心埋深在150m、360m的两组闪锌磁铁矿体引起。深源异常系由磁矩参数数倍于中、浅源的磁性矿体引起，埋深约940m。论据如下：

1. 图6-13中通过T法分解，迭代反演所获得的中、浅源参数结果与实际情况完全相符，佐证了解释方法与结果的可靠性。通过模式识别，三元分解后得到的深源参数中，磁矩参数远大于中、浅部磁性矿体的磁矩参数，深源磁矩参数是中源的12倍，是浅源的22倍。至少

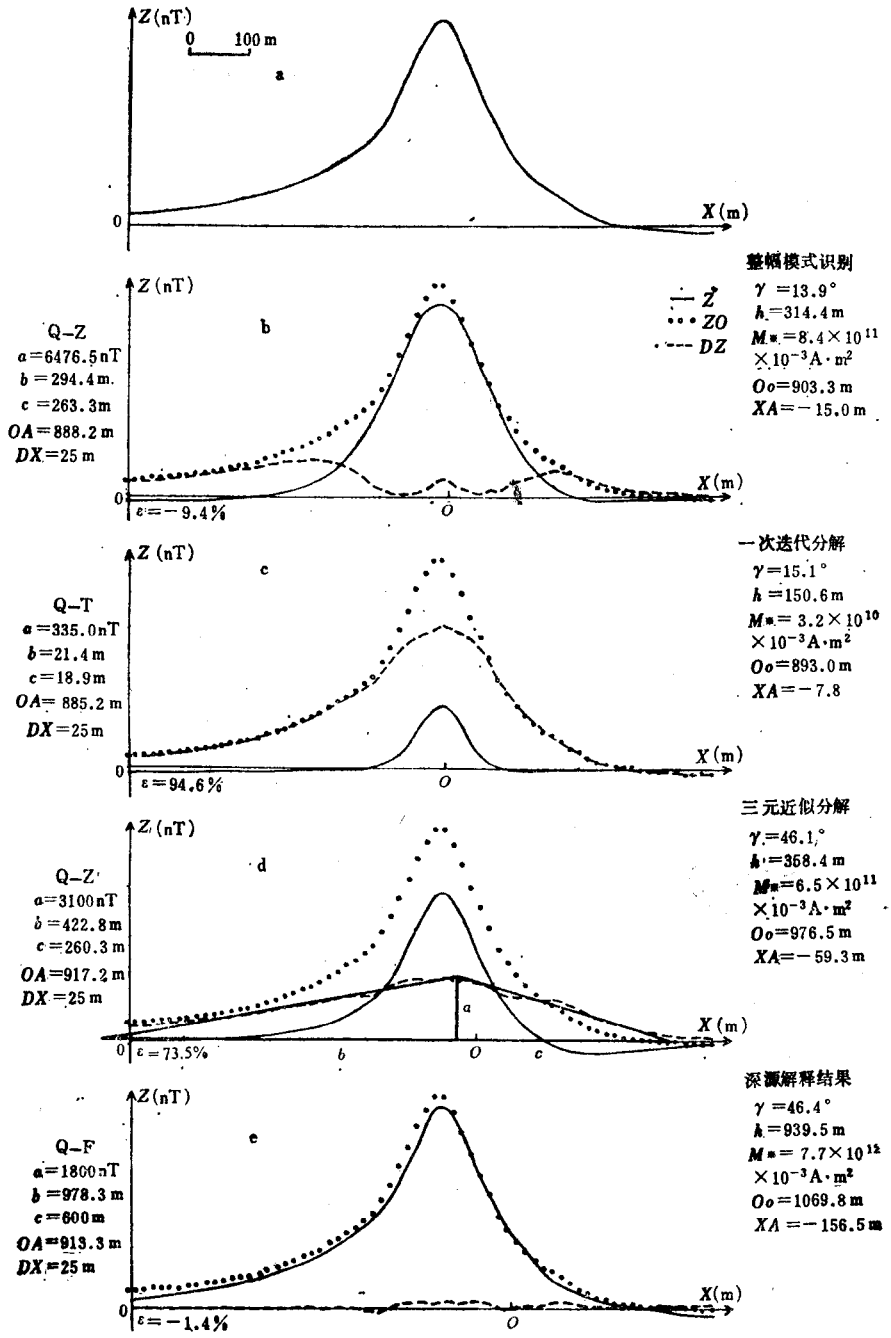


图 6-13 塌岩山磁异常的模式识别与组合分解反演

Fig. 6-13 Combined Separation and inversion and model identification of Ta Yanshan magnetic anomaly

表明深源磁性体具有很强的磁性，非片麻岩、中基性岩体的磁性所能比拟；

2．在剖面上深源磁性体位置较中，浅源偏北，正好位于通过ZK_3、低于ZK_2，向北倾的正断层上盘下落的深部空间中，其间具有成矿所必须的岩性、岩浆岩条件；

地信网
WWW.3S001.COM

3．深源异常规律性良好，结合航磁异常分析，浅、中、深源叠加后引起的异常，为一个统一的群体异常。群体异常有大片的负异常与宽缓的深源正异常相匹配。宏观的看，正负相伴的深源异常等效的具有单体异常特征。且这一“单体异常”并不完全受某一地质因素的制约。而是位于朝阳沟背斜北端轴部地层之上，构造于成矿极为有利，见图6-14。

塌岩山磁异常分解反演所得到的三组解释结果，是赋存于三种深度层次上不同磁性体的客观写照。以这些参数重新建立理论叠加异常亦能使分解反演的全过程再现。第四章叠加异常的分解反演一节中，已经将塌岩山磁异常的识别、分解、反演、迭代的全过程详细地进行了论述，故此从略。

总之，具有足够的理由提出塌岩山磁异常的深部找矿问题。

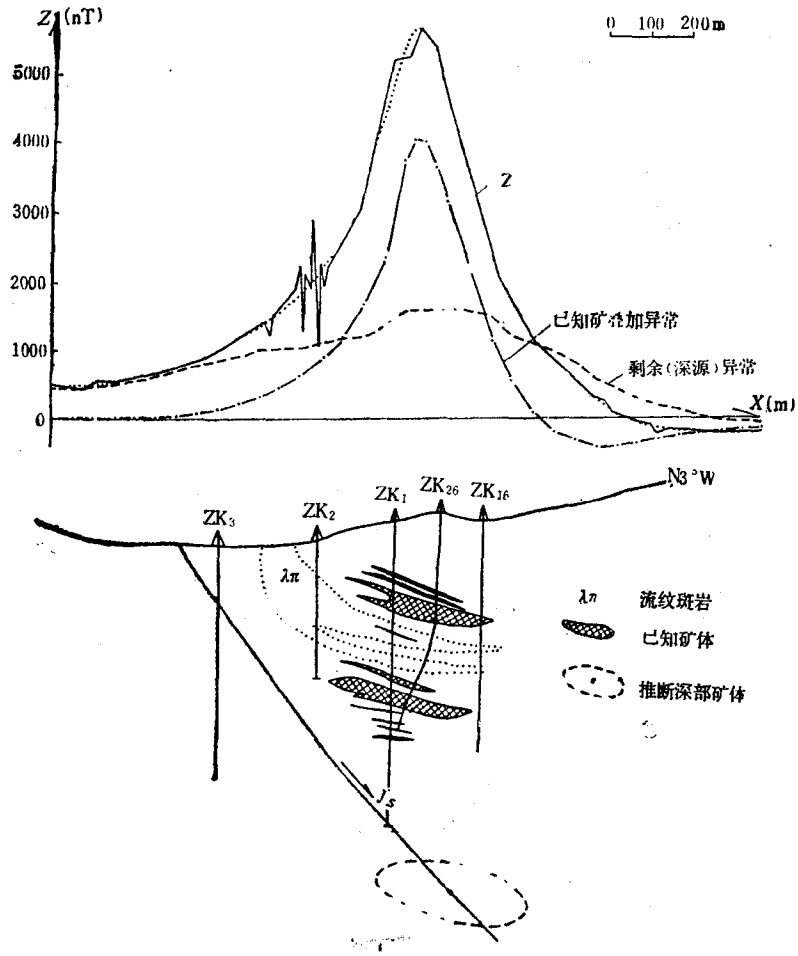


图 6-14　塌岩山磁异常重新解释推断图

Fig. 6-14 New interpretation profile of Ta Yanshan magnetic anomaly

第三节 类 磁 解 释

一、低频复电阻率异常的类磁解释

采用DW-83型低频复电阻率仪，以中间梯度装置作了大量的模型实验，并在已知矿点上获得了有价值的观测资料。对此，试用磁异常三元系中的有关方法所作的“类磁解释”，取得了颇有意义的结果。

（一）类磁解释单体异常的实验结果

1．类磁解释水平极化石墨柱的相位、频散率实验结果

图6-15是在近乎水平极化条件下，采用低频复电阻率仪对水槽中的石墨柱进行观测而得到的频散率异常（P_s）及相位异常（φ），类磁解释结果与给定参数对比如表6-1。

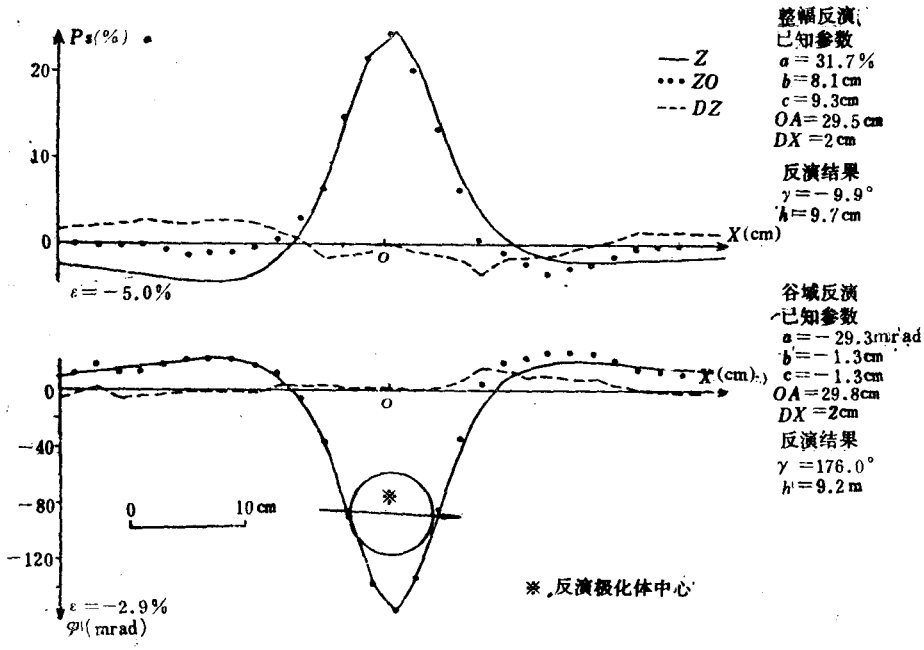


图 6-15　类磁解释水平极化石墨柱的频散率、相位的实验结果

Fig. 6-15　Magnetic-like interpretation of percent frequency effect and phase results for a horizontal polarizable graphite cylinder

表 6-1

给定参数	Z 法 解 释 P_s 异 常			Y 法 解 释 φ 异 常		
	h_c	$\frac{\pi}{\sqrt{6}}\cdot h_c$	γ	h_c	$\frac{\pi}{\sqrt{6}}\cdot h_c$	γ
$h_c=12$cm	9.7cm	12.44cm	−9.9°	9.2cm	11.8cm	−4°(176°)

由表可见：

（1）采用三元系中的两种方法分别解释低频复电阻率异常获得了基本一致的解释结果。Y法反演与Z法反演求出的柱心埋深，其间相对误差为 5.4%；两法求得的极化特征角（γ）的绝对误差仅为9.9°；

（2）解释结果中的柱心埋深与模型埋深相比深度普遍偏低，这是由于受到趋肤效应的影响。反演结果中的柱心位置偏向柱体的上表面，若与给定参数相比，其相对误差分别

为24%、30%，若采用经验公式加以校正：

$$h_{C电} = \frac{\pi}{\sqrt{6}} \cdot h_{C磁} \tag{6-8}$$

显然会使解释结果中有关柱心埋深的相对误差得到尽可能的改善。

图中借用了磁法反演结果中的注记，*ZO*为实验观测结果，作为提供解释的给定异常；*Z*为通过异常三元确定的理论异常（仍可简称为三元异常）；*DZ*为剩余异常。对比*Z*与*ZO*曲线可见，总体上拟合情况良好，剩余异常主要出现在P_S、φ异常的次极值部位。

2．类磁解释斜极化石墨板的相位、频散率的实验结果

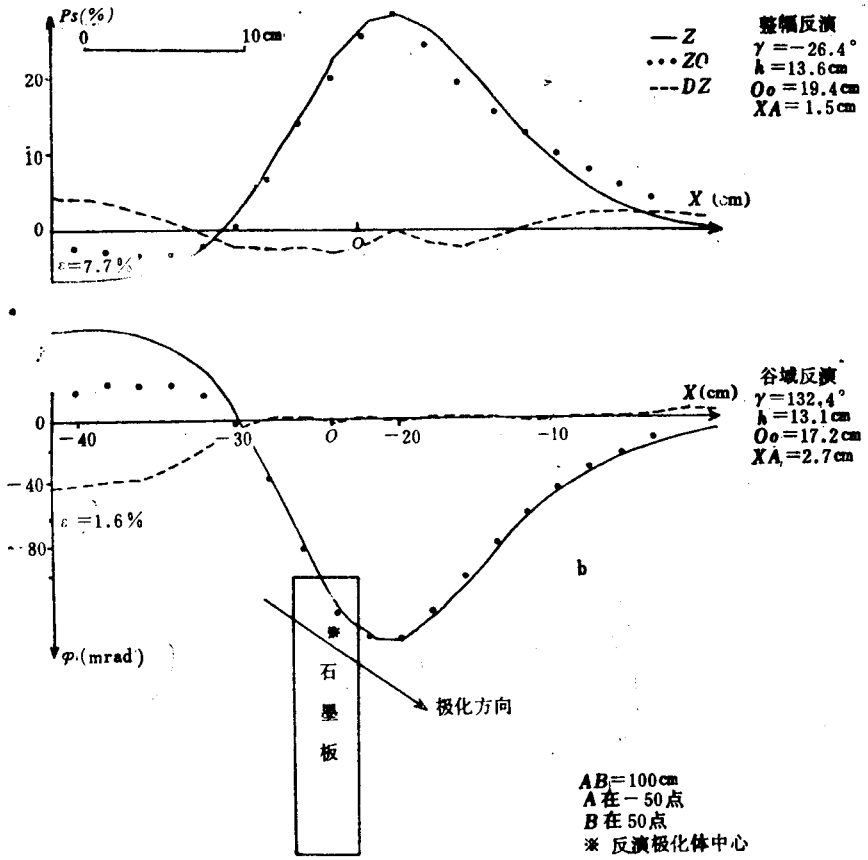


图 6-16　类磁解释斜极化石墨板的相位、频散率的实验结果

Fig. 6-16　Magnetic-like interpretation of percent frequency effect and phase results for a inclined polarizable graphite cylinder

图6-16是斜极化条件下垂直有限延深石墨板的低频复电阻率观测结果。斜极化条件是通过改变供电点与石墨板的相对位置得到的。由图中注记可分析到：石墨板不在AB供电极中间，而处于两供电电极中点偏向小号测点1/4的部位。因此P_S、φ异常均呈明显的斜极化特征，对该异常进行“类型识别后”后，结果表明：异常系由“柱”引起。石墨板的延深比为0.9（延深比是指板体下延长度与上顶埋深之比）。石墨板埋深10cm，垂直下延18cm，中心埋深达19cm。此时的延深比已减为0.47，自然就使有限板等效地变成了“柱”。

在方法使用上，鉴于P_s异常以峰为主，且有较好的整体曲线，而φ异常则是以谷为主的异常，谷值部位的单斋区特征明显。因此，采用Z法反演P_s异常，Y法反演φ异常。其直接结果分别获得中心埋深为13.6cm及13.1cm。采用近似公式（6-5）改算，分别获得中心埋深为17.44cm及16.8cm。其相对误差分别为8.9%及13%。

采用Z法反演P_s异常与Y法反演φ异常，两次获得的极化特征角γ相差达21°，图中注记的“极化方向”是两种方法对两种异常反演后的平均结果。

通过此曲线的拟合情况分析，以正异常为主的P_s异常，经Z法反演后，在正异常区获得较好的拟合，而负异常区内拟合状况较差；以负异常为主的φ异常，经Y法反演后，整个负异常区的Z曲线与ZO曲线拟合良好，误差出在正异常区。据此分析，φ异常的可信程度，在一定程度上相对的高于P_s异常的可信程度。

3．类磁解释水平极化倾斜板相位测量的实验结果

图6-17是在水平极化条件下，倾斜有限延深石墨板的低频复电率观测结果。φ异常以

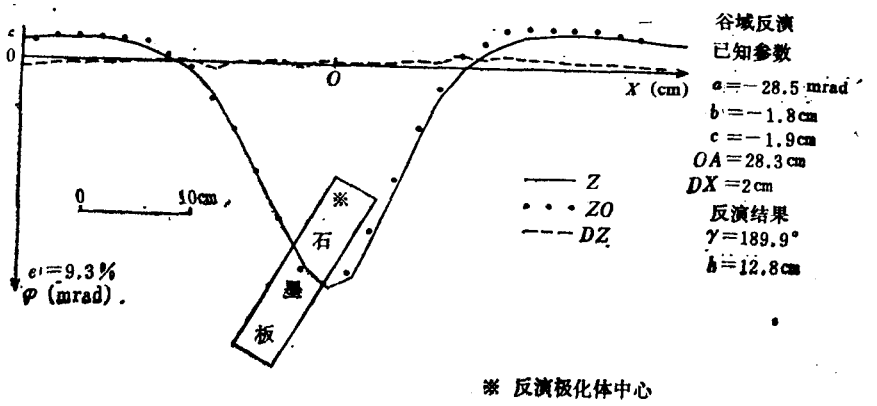


图 6-17 类磁解释水平极化倾斜板的相位测量的实验结果

Fig. 6-17 Magnetic-like interpretation of phase measurement result for a inclined polarizable graphite cylinder

负值为主，采用柱体的Y法进行类磁解释，其结果使曲线获得了较好的拟合。据深度参数在剖面图上所确定的极化体中心位置，明显地偏向板体的上端。若以经验公式计算的中心埋深（16.42cm）与石墨板实际中心埋深（17.79cm）相比，相对误差为8.3%。

反演结果中，9.9°的γ角不足以描述石墨板达60°的倾角。但9.9°与极化方向比较接近，这在一定程度上是由于石墨板下延与顶深之延深比（$l/h=0.9$）偏小的缘故。在磁法问题中，当有限板的延深比较小时，异常主要体现剖面内有效磁化方向的影响，而与板体产状关系不大；当延深足够大时，才与磁化特征角关系密切，进而反映出板体产状的变化。对低频复电阻率观测结果而言，显然也有类似的情况。

通过对图6-15—图6-16中不同极化条件下产生的低频复电阻率异常进行类磁解释的结果分析：

（1）水平柱及下延不大的有限板产生的低频复电阻率异常，均类同于无限长水平柱异常。采用三元系中无限长水平柱体异常的解释方法，可以得到有意义的解释结果；

（2）反演结果中获得极化体中心埋深的深度参数均偏浅，偏向极化体顶端，一般情

况下，可直接以无限长水平柱异常解释方法反演结果中的深度参数，作为极化体顶端埋深；

（3）对水平柱体及延深比＜1的有限板单体异常，采用（6-8）经验公式，可以获得极化体的中心埋深，而相对误差＜15%；

（4）对于延深比＜1的有限板异常，类磁解释结果中的γ角只能作为定性分析板体倾向的参考。而不能作为确定板体产状的依据；

（5）类磁解释结果为半定量解释结果。

（二）类磁解释叠加异常的实验结果

三元系的基本方法同样具有分解、叠代反演低频复电阻率叠加异常的功能。

1．类磁解释斜列叠加频散率测量的实验结果

图6-18是两个埋深不同，相距较近的板状体引起的频散率叠加异常。位于右边的铜板由于埋深浅，形成尖峭的异常，且在叠加异常中保留着良好的单奇区；而位于左边的石墨板埋深较大，形成的异常相对宽缓，两个异常叠加后其峰值区几乎完全失去了原体异常的特征。

针对叠加异常的上述特征，采用Z法作全域反演，即粗略的将叠加异常分解为浅、深源异常。图中第二排综合剖面中，剩余异常DZ即是深源异常，从剩余异常的翼部出现的多重跳跃现象分析，一是数据本身的素质无法与理论情况相比；二是异常因叠加而产生的失真。为此，采用了一次“迭代反演”，最终从反演结果中计算的三元叠加异常衡量曲线拟合情况，结果是良好的。

图中给出的“反演极化体中心”是直接反演的结果，与柱心埋深相比，误差较大。但从分解反演所提供的浅源板体的深度参数5.6cm来看，与给定浅源铜板的顶端埋深5cm相比，相对误差仅为11%。

异常分解后经F法反演求得深源中心埋深为9.1cm，与深源上顶埋深的相对误差为9.9%。

2．类磁解释斜列叠加相位测量的实验结果

图6-19与图6-18的模型组合是一样的，图6-19中为φ叠加异常，异常以谷值为主，谷值区内虽有叠加异常特征，但无法找到原体异常的单奇区。故选择从峰值区入手，对φ叠加异常先采用T法分解，尔后辅以Y法迭代反演的方案。所获结果中，对浅源的反演埋深较实际顶端埋深要大，相对误差达26%。深源埋深为10.5cm，相对误差仅4.8%。

可见，采用类磁解释方案，分解反演由叠加模型产生的低频复电阻率异常，同样可以获得有意义的反演结果。

（三）类磁解释野外测量结果

在野外条件下观测到的异常，难免受随机干扰的影响。因此，一般情况下，异常多呈不规则形状的曲线。对于这种异常，如果运用磁异常三元系中的有关方法解释，显然会更加理想。

在磁异常三元系中，针对实践中异常曲线在受到随机干扰影响时的解释问题，提出了“抗干扰三元反演的方法”。常规三元反演是根据异常极值两翼最大斜率切线和极值切线建立三角形，而“抗干扰三元反演”则是依据异常曲线的整体规律，拟定最大斜率切线和极值切线近似构成异常三角形，进而量取三元去解释异常。事实表明，这种近似方法只要使

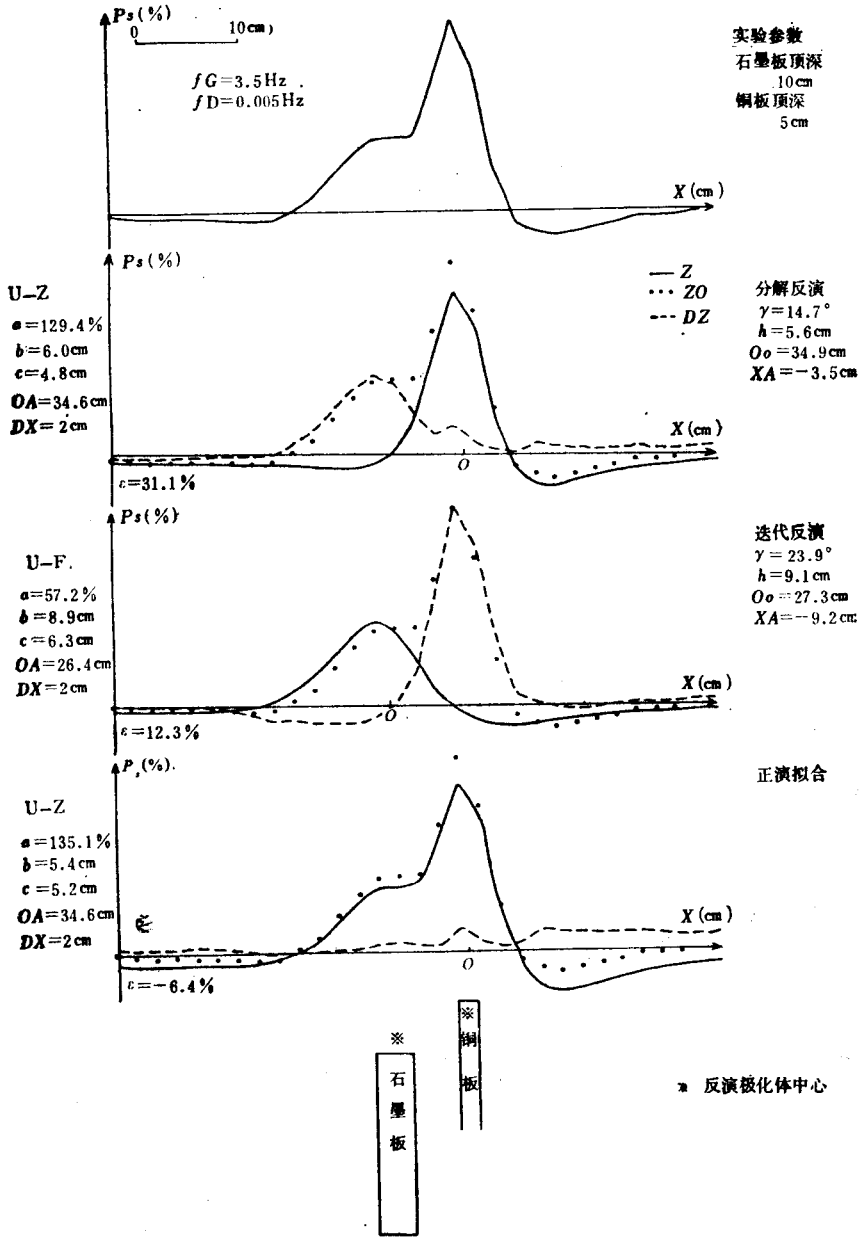


图 6-18 类磁解释斜列叠加频散率测量的实验结果

Fig. 6-18 Magnetic-like interpretation of inclined superposed percent frequency effect measurement

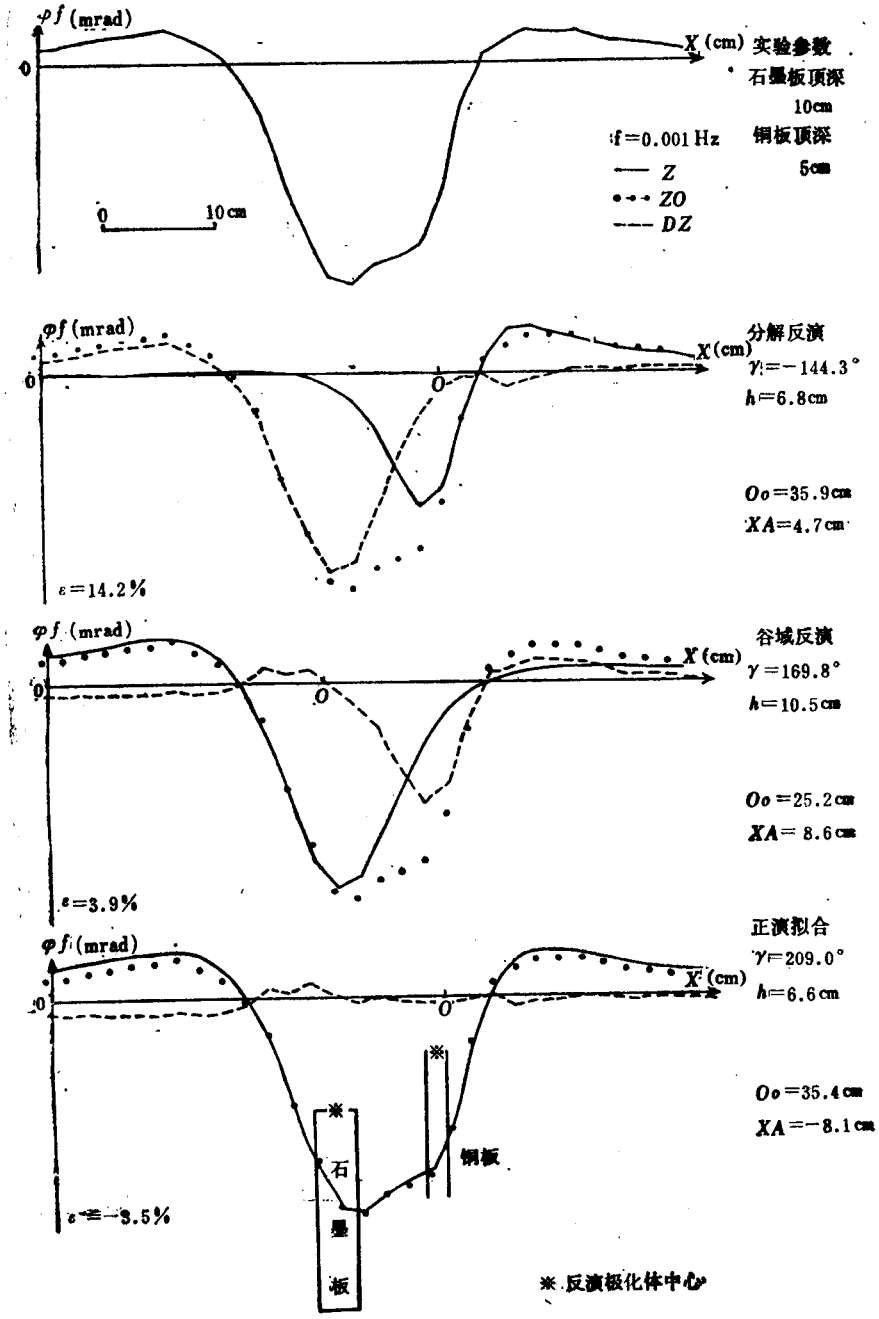


图. 6-19 类磁解释斜列叠加相位测量的实验结果

Fig. 6-19 Magnetic-like interpretation of inclined superposed phase measurement

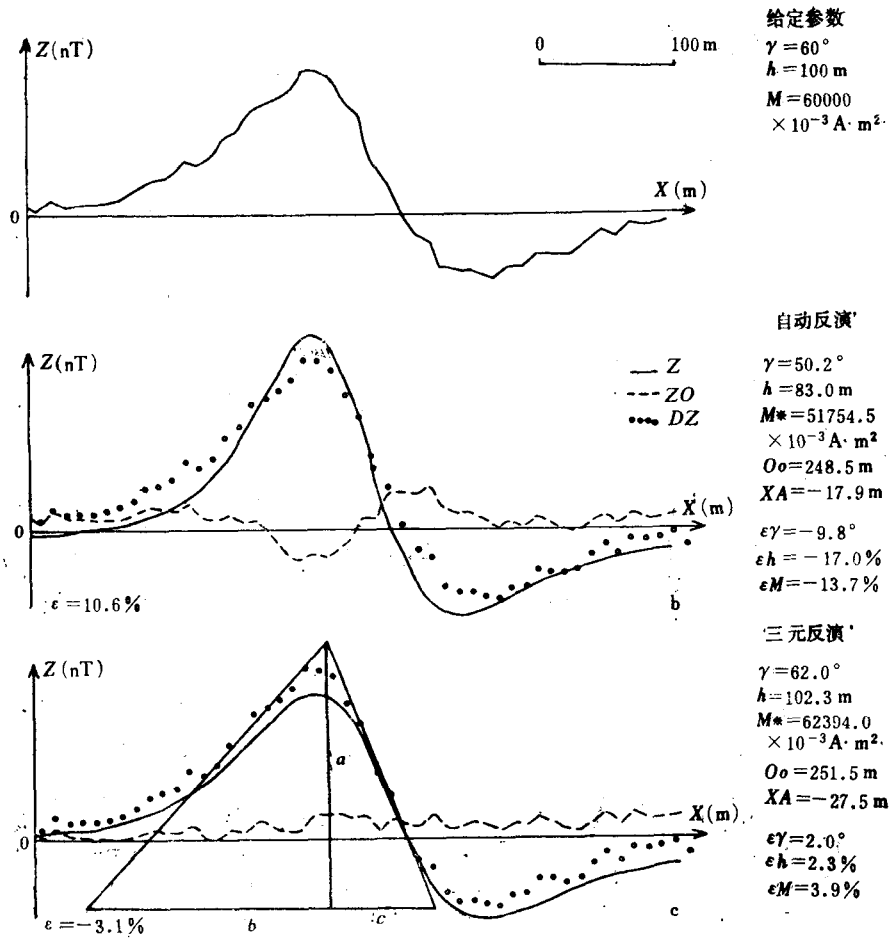


图 6-20. “自动反演”与“抗干扰三元反演”解释随机干扰异常对比图

Fig. 6-20 Comparision of interpretations for a random noise anomaly by “automatic inversion” and “noise-proof three element inversion”

用得当，其结果会比严格依据畸变了的异常进行反演的结果要可信得多，见图6-20。

掌握好“抗干扰三元反演”并非一件很难的事。开始时，往往会由于斜率切线“选”得不当，而会出现角度或极化特征角(磁化特征角)的误差，并直接影响到其它反演结果。以理论异常为例，见图6-21，当斜率切线选择得当时，显然会得到a剖面中的结果。当峰、谷间的斜率切线选陡或峰值外翼切线选缓时，会出现正角误差曲线，如出现b剖面中的反向剩余异常曲线（反演结果中磁化特征角大于给定参数为正角，反之为负角)。当峰、谷间的斜率切线选缓或峰值外翼切线选陡时，会出现负角误差曲线，如c剖面中的正向剩余异常曲线。把握好这些规律，对拟定的三角形经过几次适当的调整即能运用好“抗干扰三元反演”。

图6-22是采用上述“抗干扰三元反演”近似解释石板桥铅锌矿频散率异常曲线的结果。对照占探控制剖面，抗干扰三元反演所给出的有关极化体中心埋深点的位置，落在多层矿体的第二层。位于众多铅锌矿层“群”的上部，这与单体异常的解释结果是完全一致

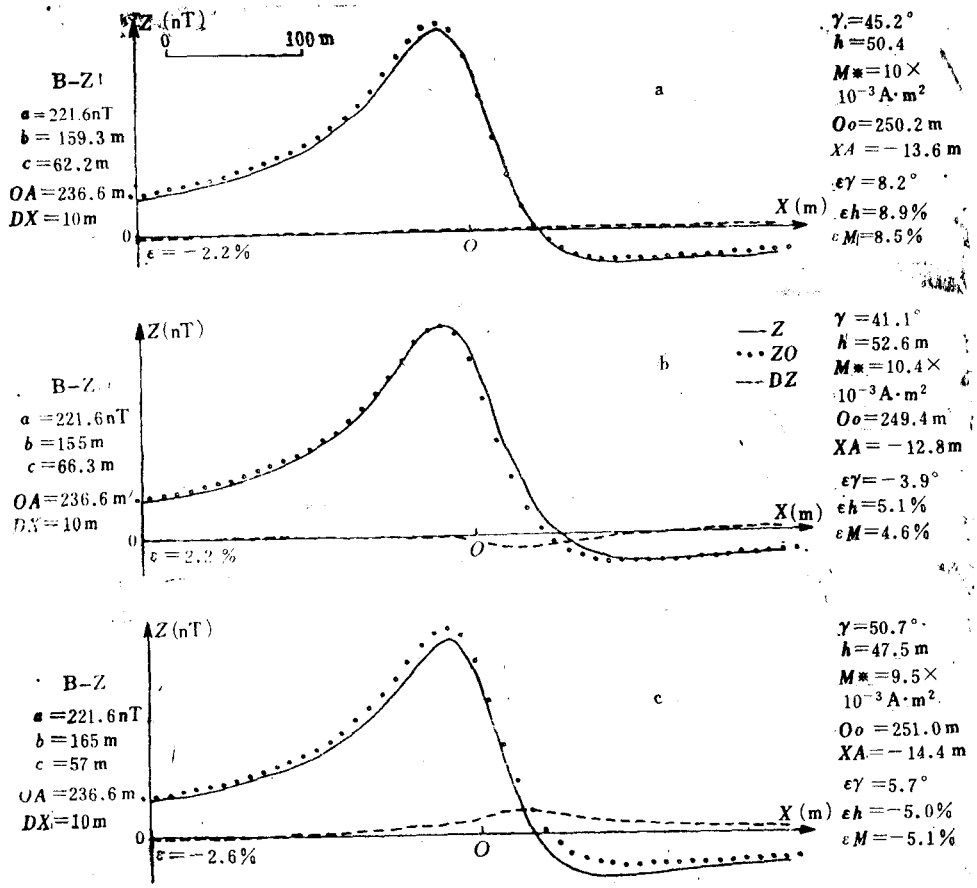


图 6-21. 正、负角误差曲线

Fig. 6-21 Error curve of positive and negative angles

的。众多的铅锌矿层“群”可等效的看做是一个水平柱体，其柱心埋深可利用（6-8）式求取。

二、电磁枪异常的类磁解释

图6-23是地科院物探所交电组在盲矿上观测到的一条ReHz异常曲线。该异常剖面具有典型的厚板异常特征——近峰缓坡段，因此，选作类磁解释厚板异常的算例。

首先建立“复三角形” $APQ—A'PQ'$。图中APQ是Z_Δ，ABC是T_Δ。连接BQ，以其斜率作近峰缓坡段曲线的切线，交AP于A'，并与PQ的延长线交于Q'。A'、Q'与AQ交于W。

量取：　　$a=40$；$b=18.5$m；$c=34.6$m

计算：

特征比值　　$K_\Delta=0.1692$；

截差特征比值　　$K_b=\dfrac{A'W}{WQ'}-\dfrac{K_\Delta}{2}=0.9154$

据此在图2-2截差比值列线图上，通过内插图解，判读出：

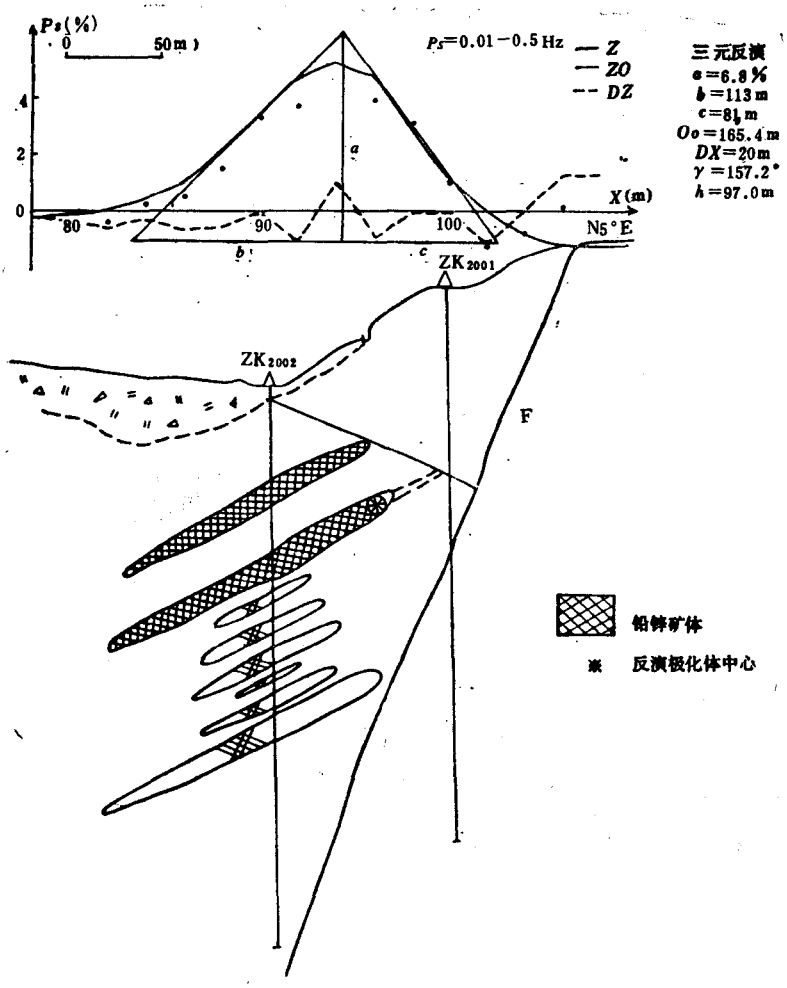


图 6-22. 近似解释石板桥铅锌矿频散率野外测量结果

Fig. 6-22 Approximate interpretation of percent frequency effect measurement at Shi Banqiao lead-zinc Mine

$$\gamma = 42.7°;$$

$$b/h = 2.31$$

进而即可在图2-28—图2-31四幅函数列线图中查得关于Z_Δ的有关函系数

$$H_Z(\gamma) = 0.113$$

$$X_{AZ}(\gamma) = 0.016$$

$$Z_{AZ}(\gamma) = 0.825$$

由此，根据反演通式即可求出

$$h = 0.113 \times (18.5 + 34.6) = 5.97\,\text{m}$$

$$b = 2.31 \times 5.97 = 13.78\text{m}$$

$$X_\Delta = -0.016 \times (18.5 + 34.6) = -0.85\text{m}$$

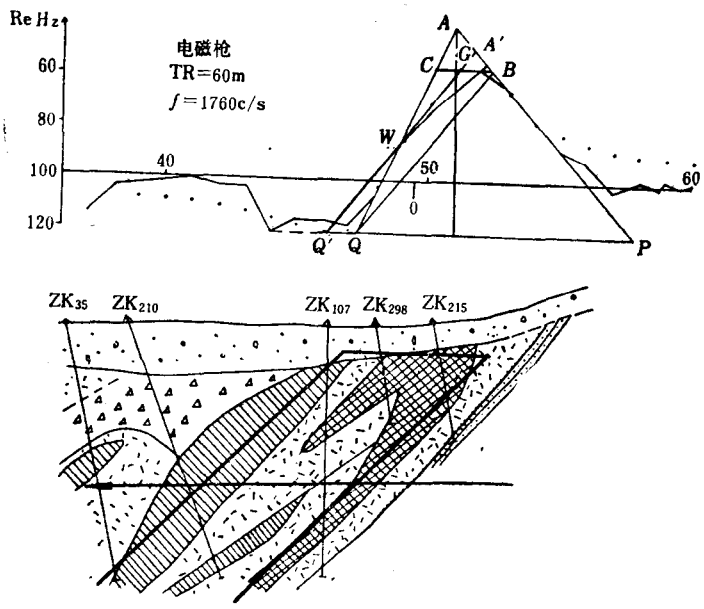


图 6-23 类磁复三角形解释法解释电磁枪异常剖面图

Fig. 6-23 Magnetic-like interpretation profile of a EM gun anomaly by "complex triangular interpretation system"

$$Z_A=0.825\times 40=33$$

该异常是在平行于地表、近似水平极化条件下获得的，因此有

$$\beta=\gamma=42.7^\circ$$

由上述参数确定的等效厚板体在剖面内的截面，较好的包络了剖面内的已知铅锌矿（化）体；由上述参数借用厚板磁场公式作正演计算，获得了与实测异常规律基本一致的理论异常。

附录　薄板异常函系数列线图

Appendix: Nomograph of function coefficient for plate anomaly

（一）二度体薄板异常函系数列线图

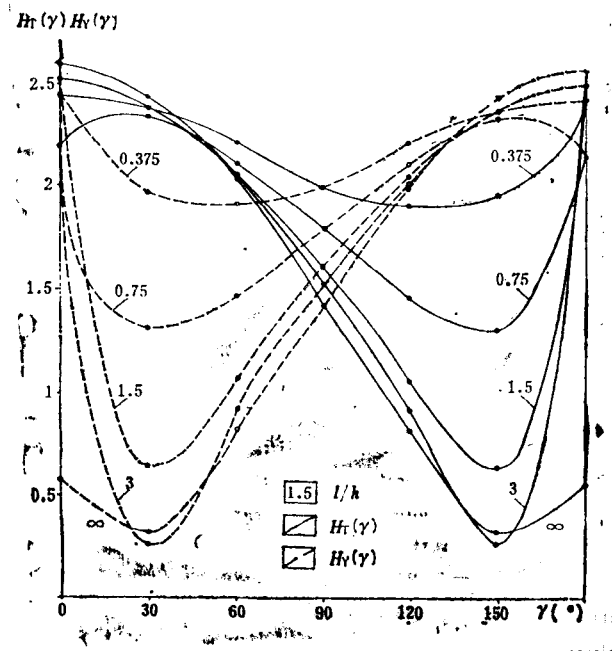


图 2-32　$i_s=0°$时二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-32　Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

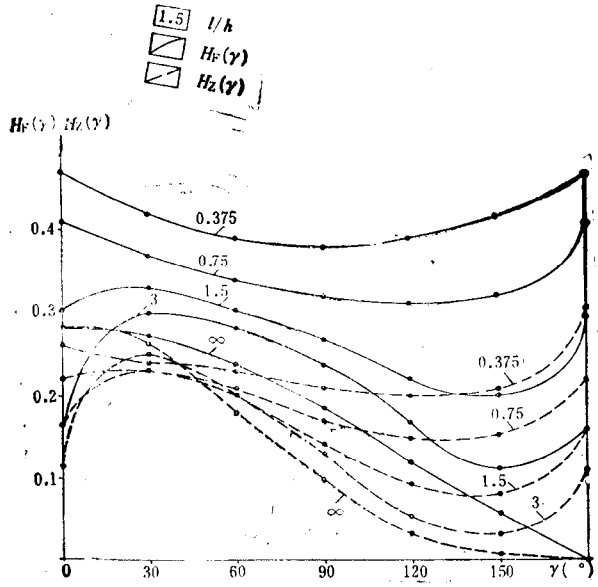


图 2-33　$i_s=0°$时二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-33　Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

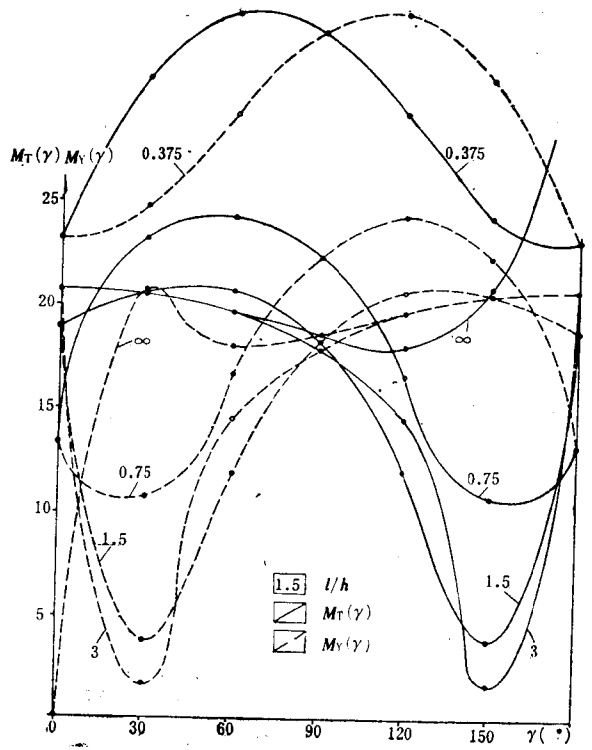


图 2-34 $i_s=0°$时二度体薄板 $M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-34 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

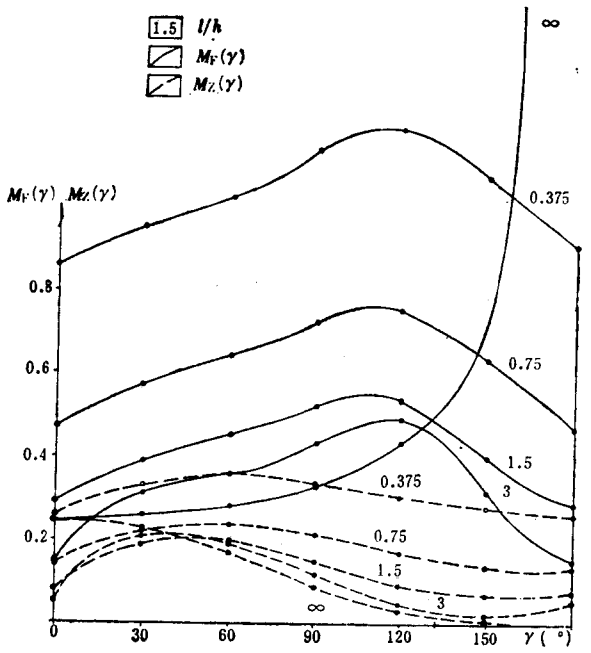


图 2-35 $i_s=0°$时二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-35 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

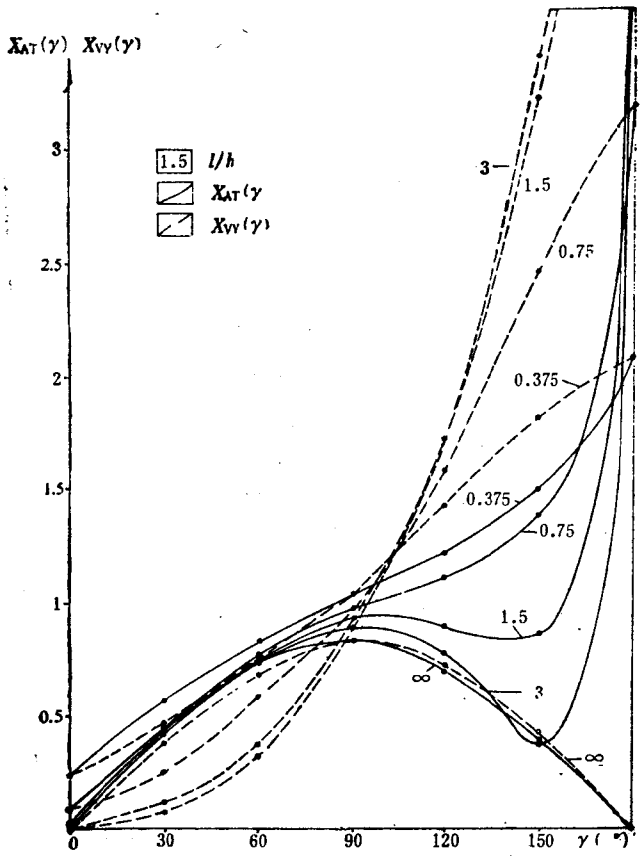


图 2-36 $i_s=0°$时二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VV}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-36 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VV}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

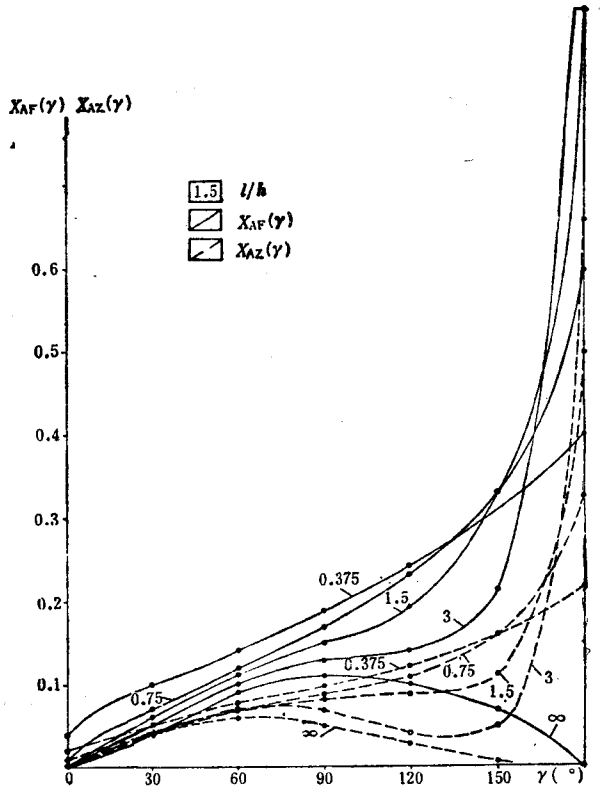


图 2-37 $i_s=0°$时二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-37 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

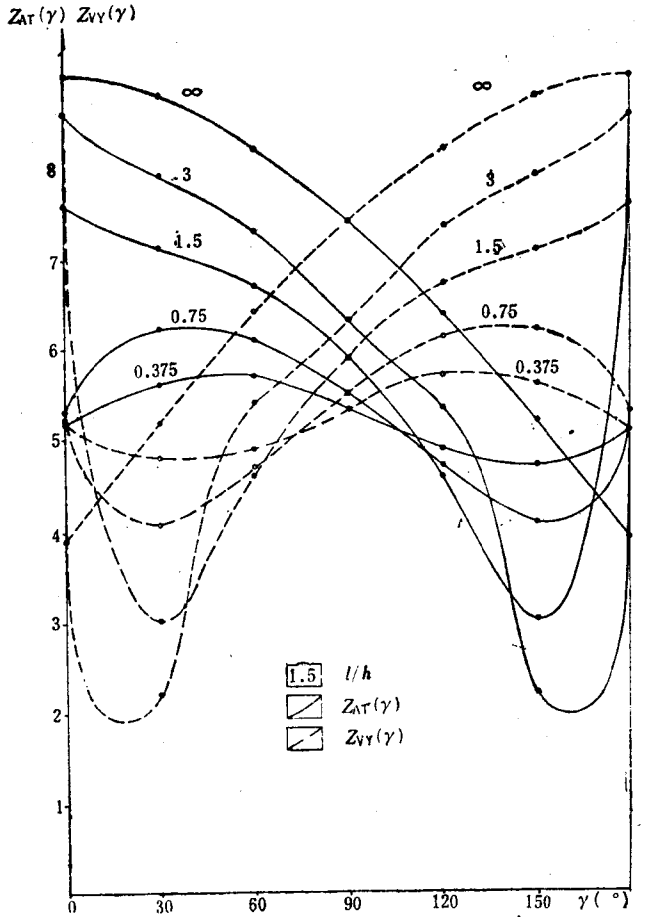


图 2-38 $i_s=0°$时二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-38 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

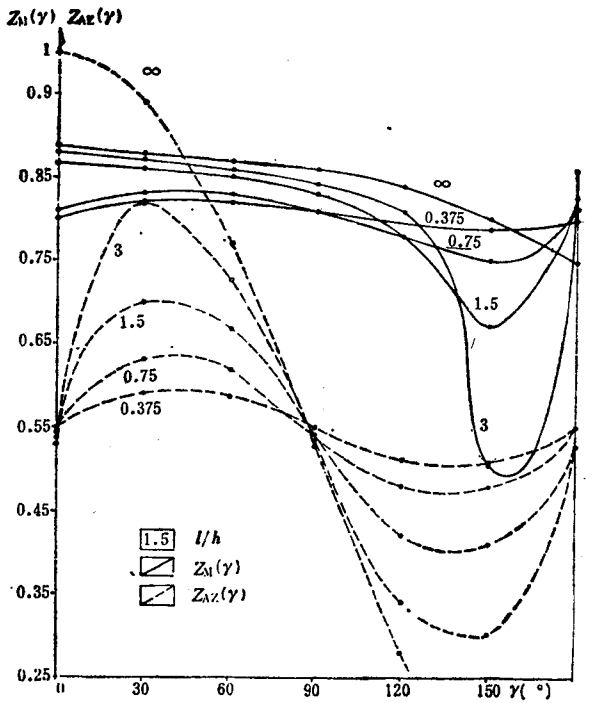


图 2-39 $i_s=0°$时二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-39 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=0°$

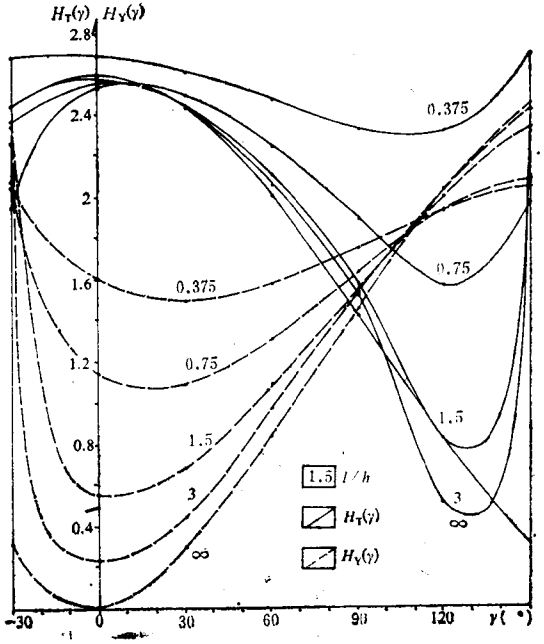


图 2-40 $i_s=30°$时二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-40 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

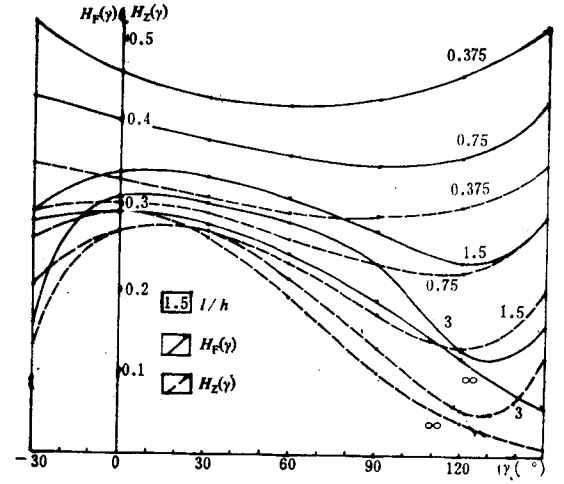


图 4-41 $i=30°$时二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-41 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

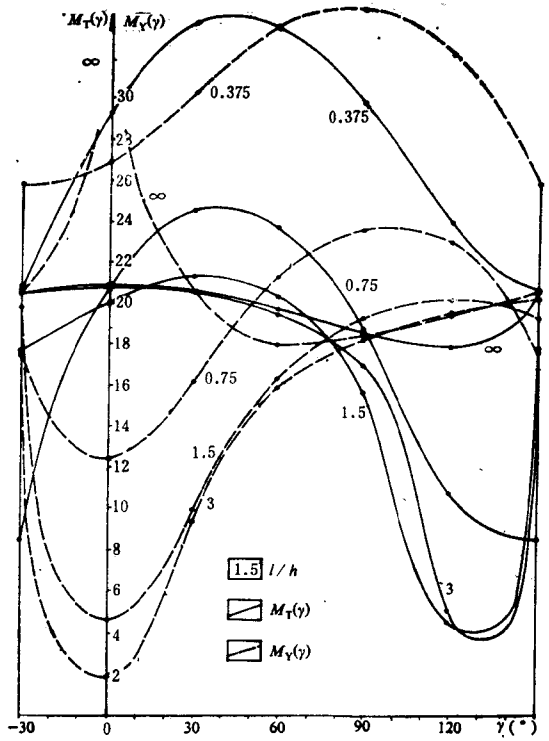


图 2-42 $i_s=30°$时二度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-42 Theoretical curves n omograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

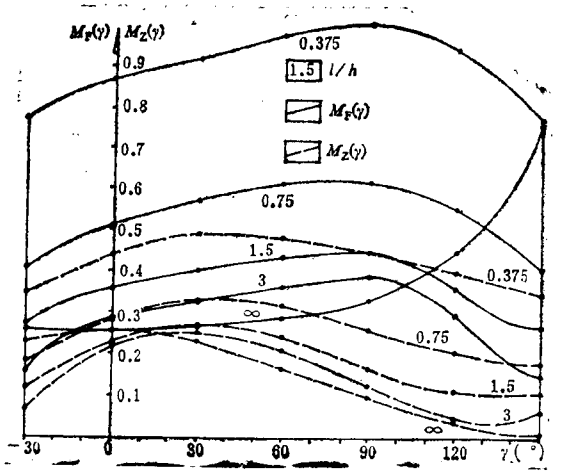


图 2-43 $i_s=30°$时二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-43 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of two-dimemsional plate, when $i_s=30°$

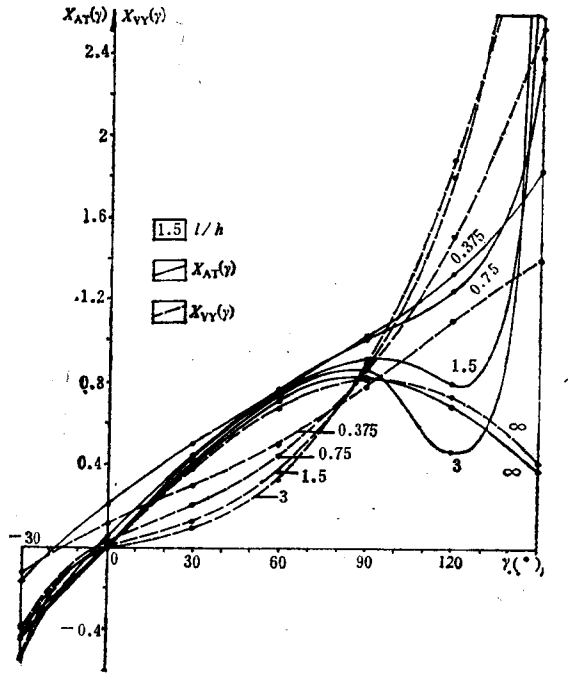


图 2-44 $i_s=30°$时二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-44 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

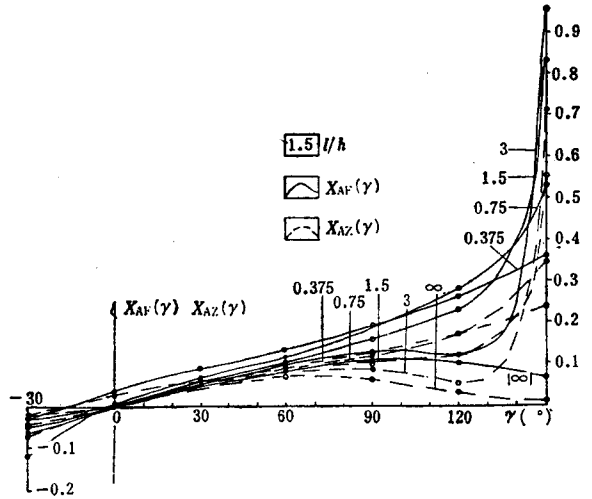


图 2-45 $i_s=30°$时二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-45 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

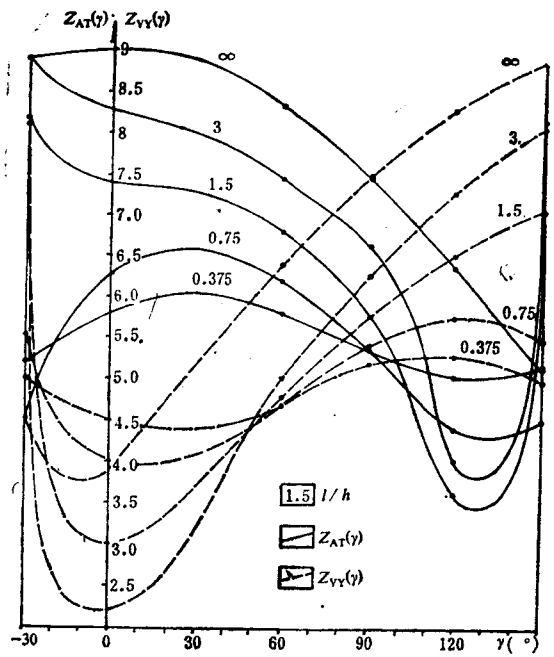


图 2-46 $i_s=30°$时二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-46 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

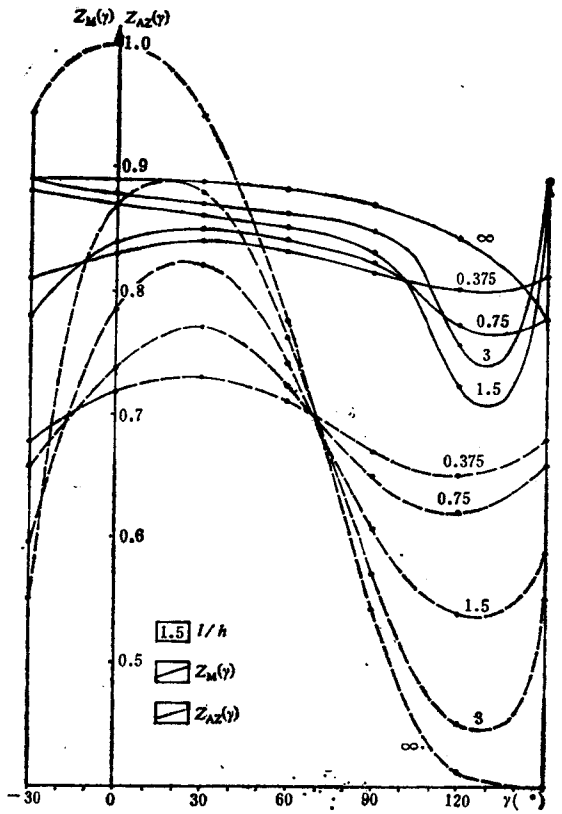


图 2-47 $i_s=30°$时二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-47 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=30°$

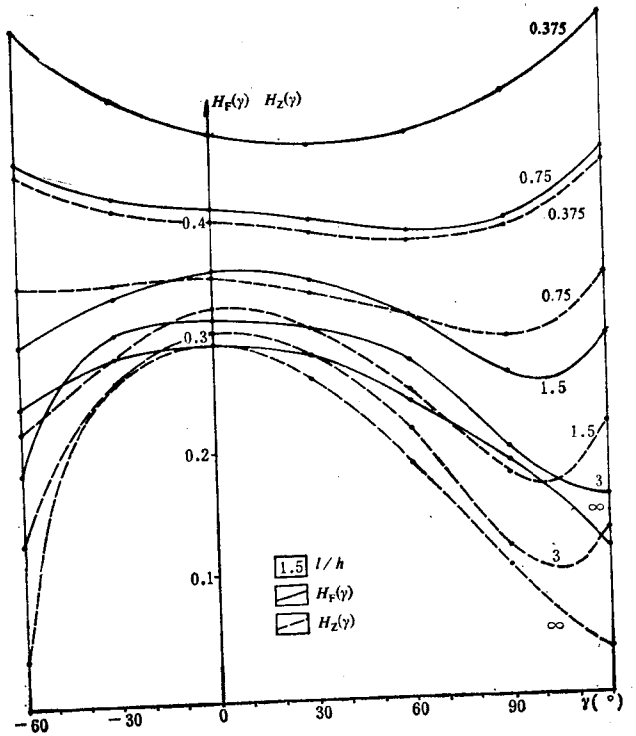


图 2-48 $i_s=60°$时二度有限板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-48 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

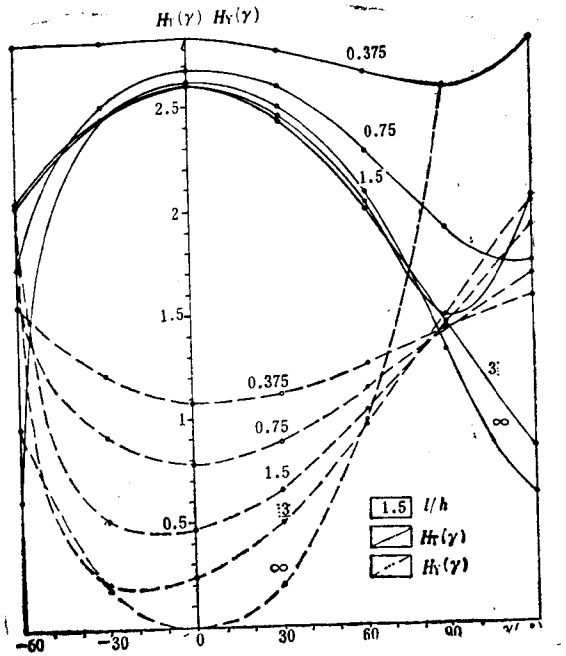


图 2-49 $i_s=60°$时二度有限板$H_T(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-49 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

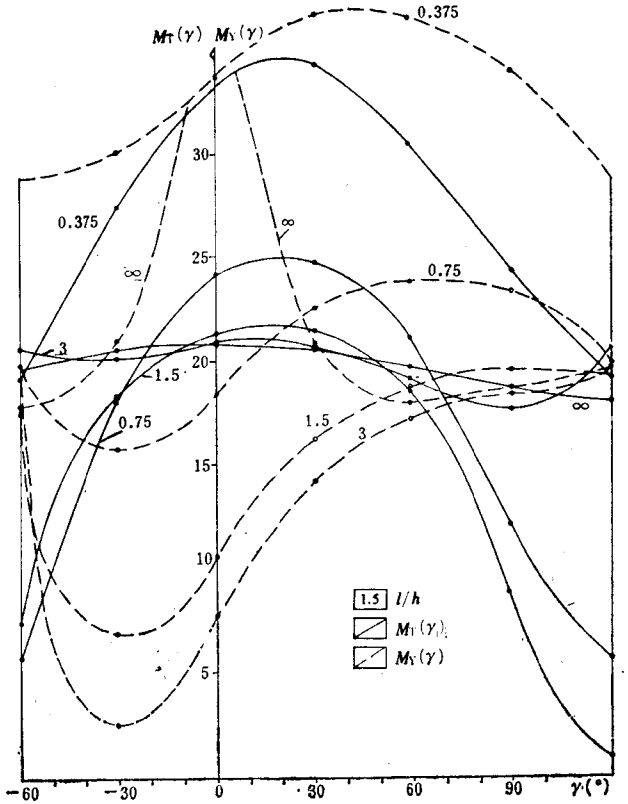


图 2-50 $i_s=60°$时二度体薄板$M_Y(\gamma)$、$M_T(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-50 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

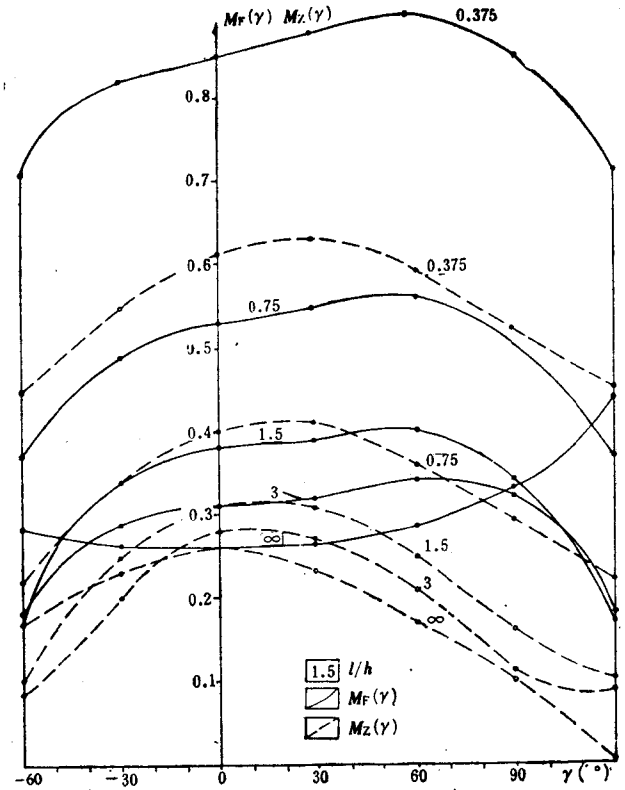


图 2-51 $i_s=60°$时二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-51 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of finite two-dimensional plate, when $i_s=60°$

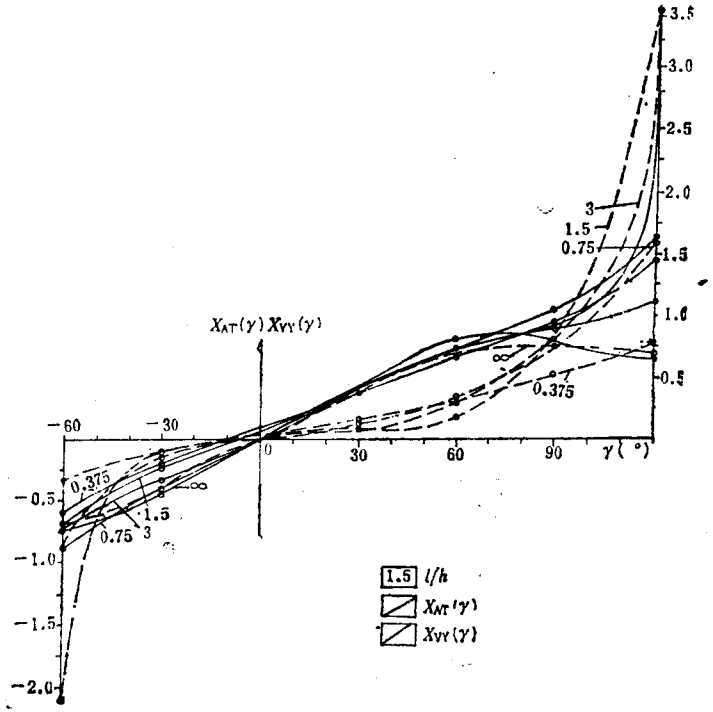


图 2-52 $i_s=60°$时二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-52 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

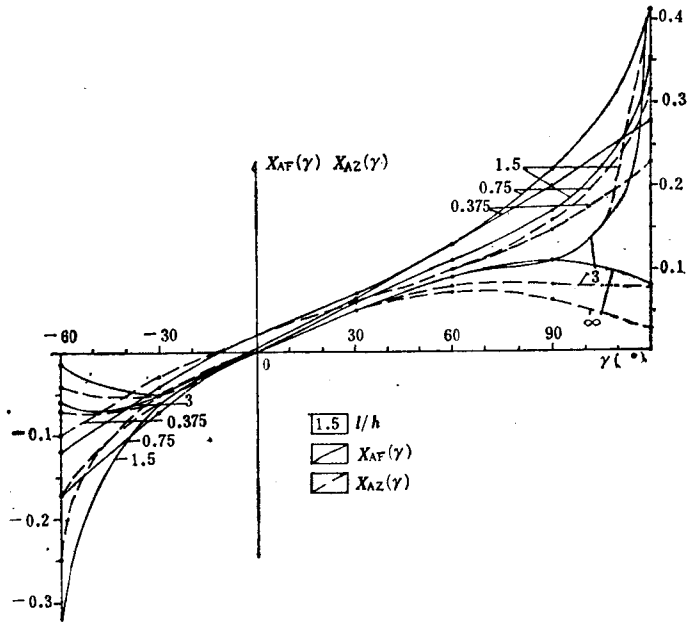


图 2-53 $i_s=60°$时二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-53 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

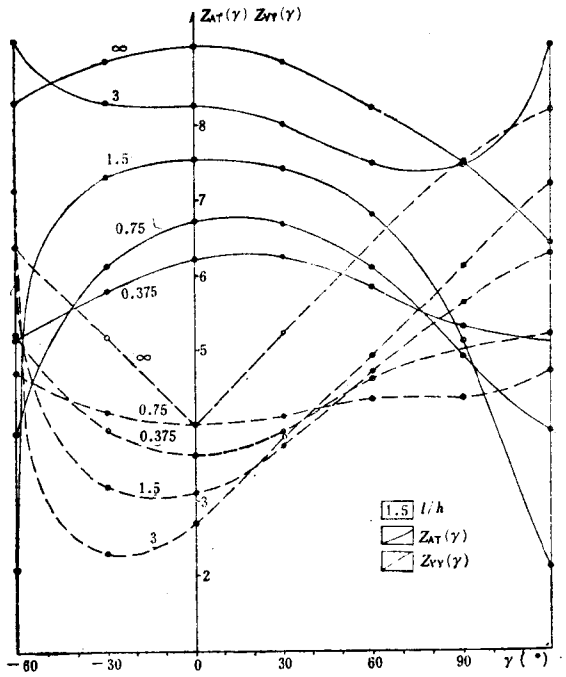


图 2-54 $i_s=60°$时二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-54 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

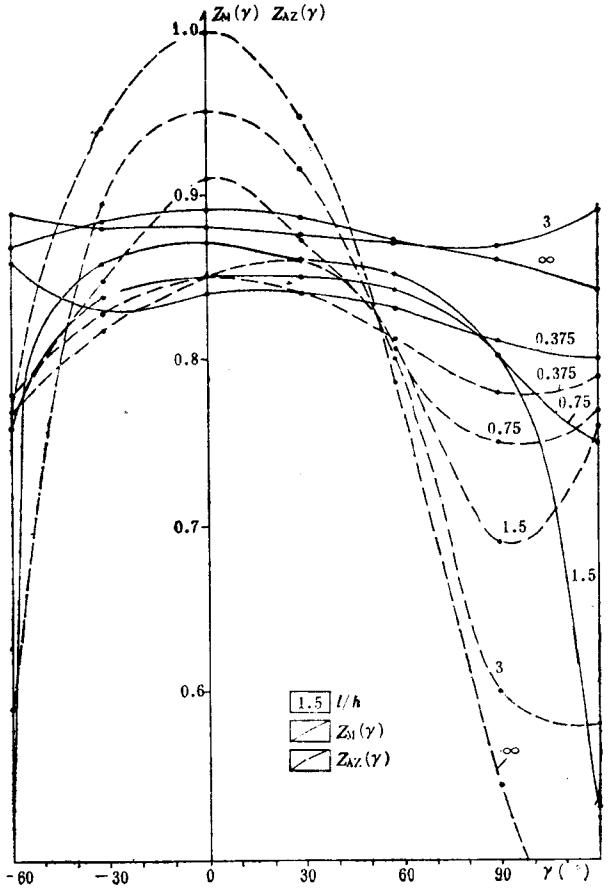


图 3-55 $i_s=60°$时二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-55 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=60°$

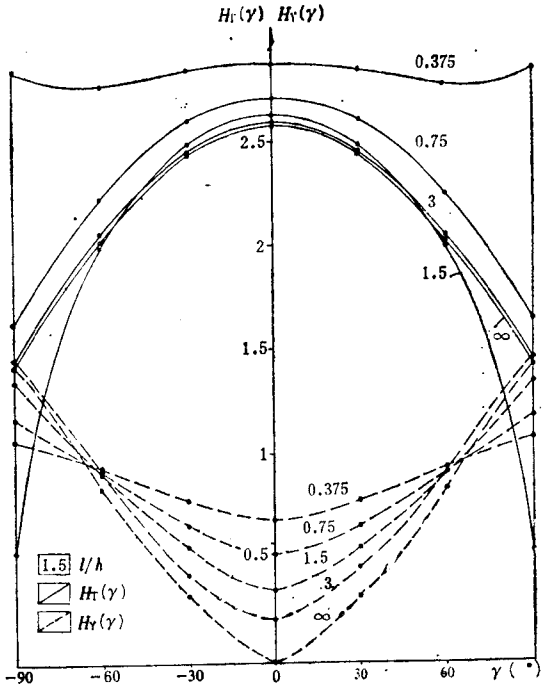


图 2-56 $i_s=90°$时二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-56 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=90°$

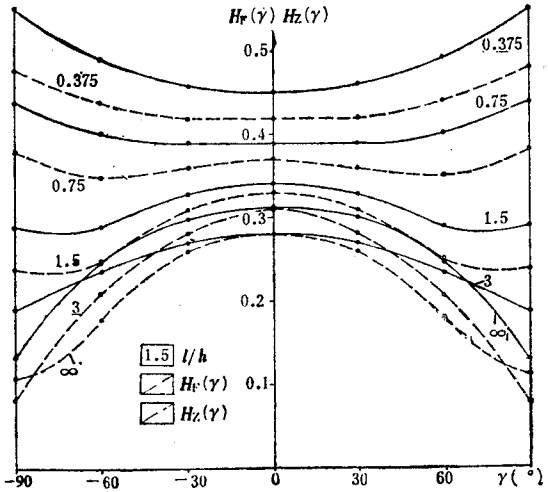


图 2-57 $i_s=90°$时二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-57 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=90°$

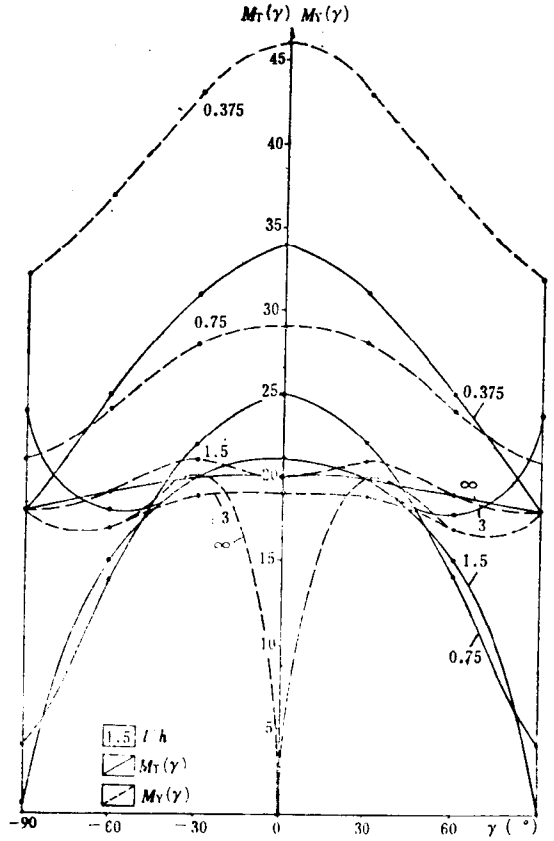


图 2-58 $i_s = 90°$时二度体薄板$M_T(\gamma)$ $M_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-58 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of two-dimenisonal plate, when $i_s = 90°$

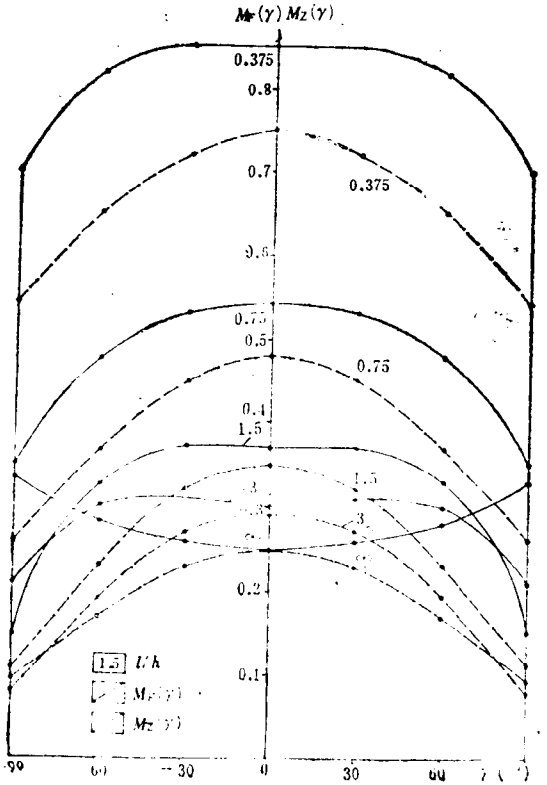


图 2-59 $i_s = 90°$时二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-59 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s = 90°$

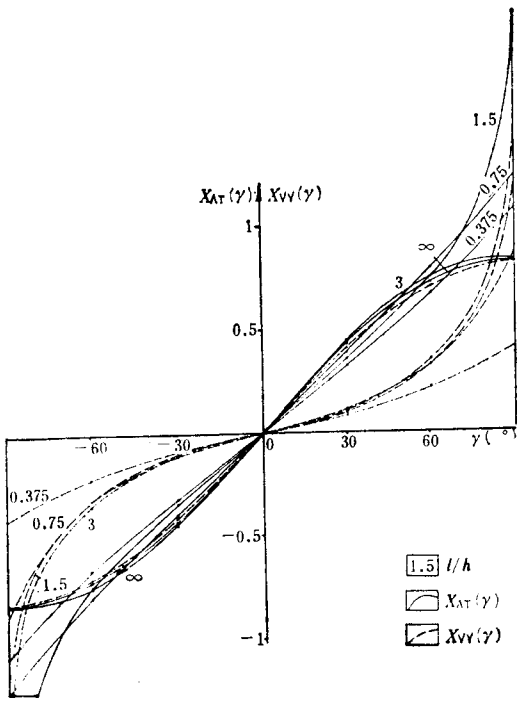


图 2-60 $i_s=90°$时二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-60 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=90°$

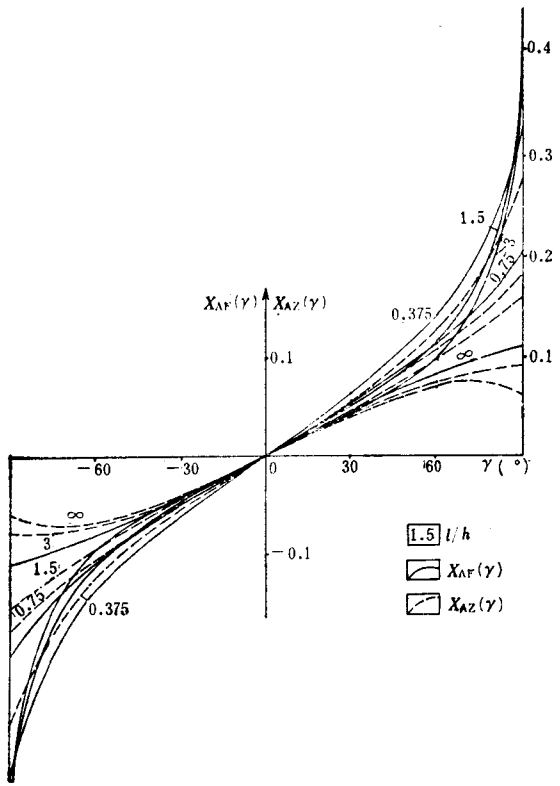


图 2-61 $i_s=90°$时二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-61 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=90°$

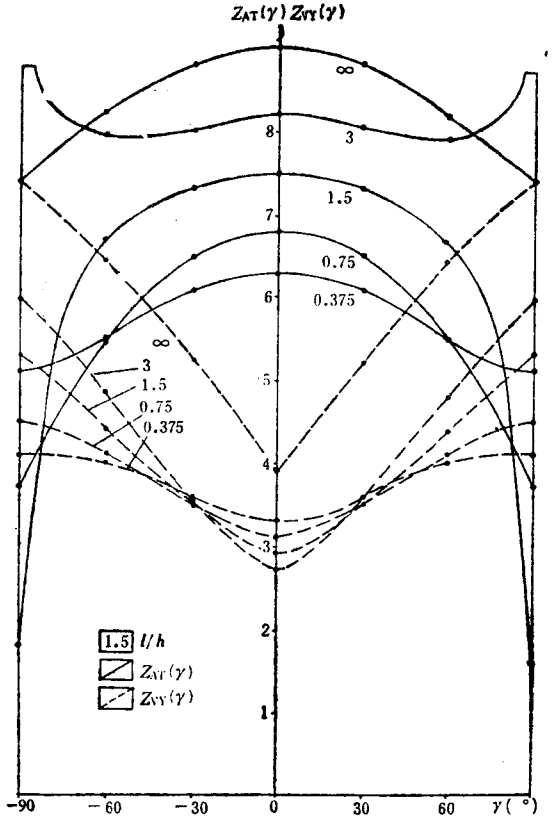


图 2-62 $i_s=90°$时二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VT}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-62 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VV}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=90°$

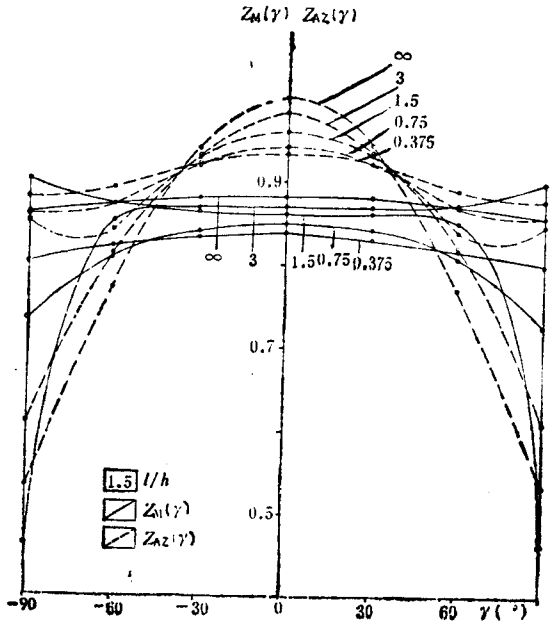


图 2-63 $i_s=90°$时二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-63 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of two-dimensional plate, when $i_s=90°$

（二）似二度体薄板异常函系数列线图

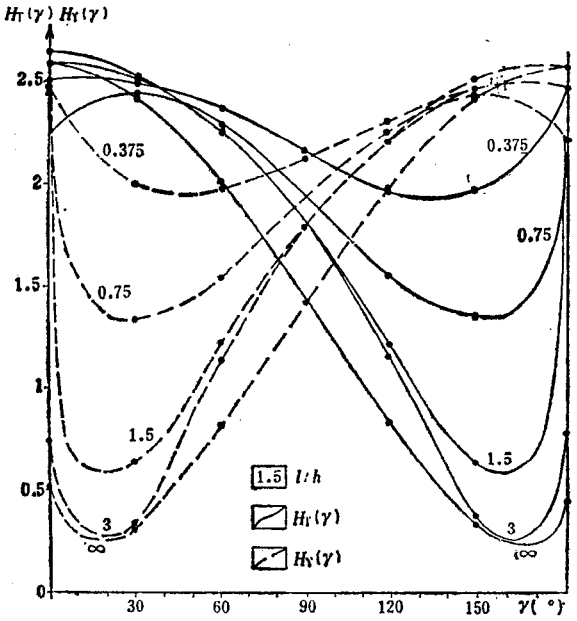


图 2-64 $i_s=0°$时似二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-64 Theoretical curvet nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of sub two-dimensional plate, when $i_s=0°$

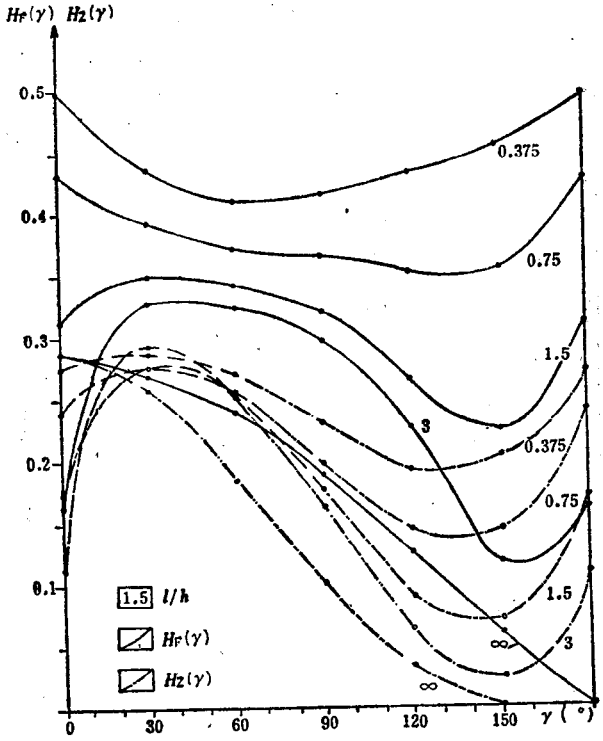


图 2-65 $i_s=0°$时似二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-65 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

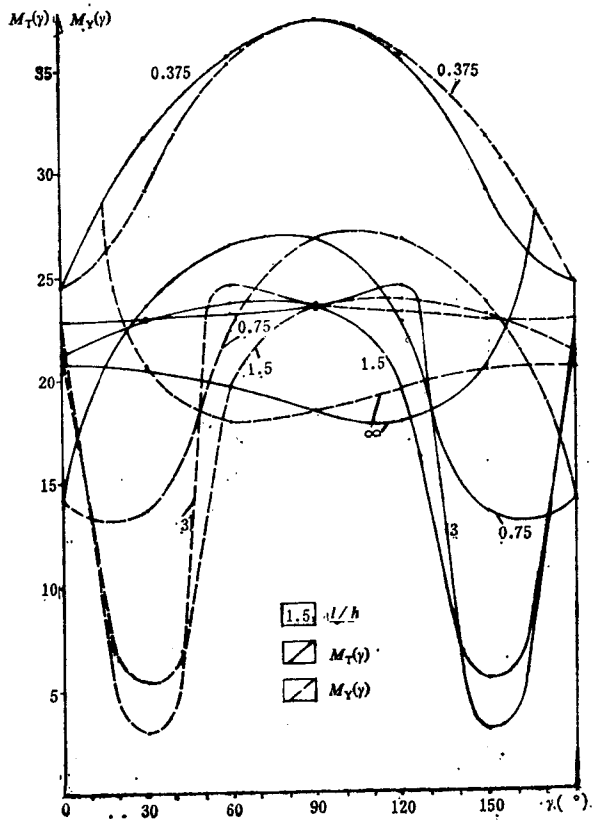


图 2-66 $i_s=0°$时似二度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-66 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

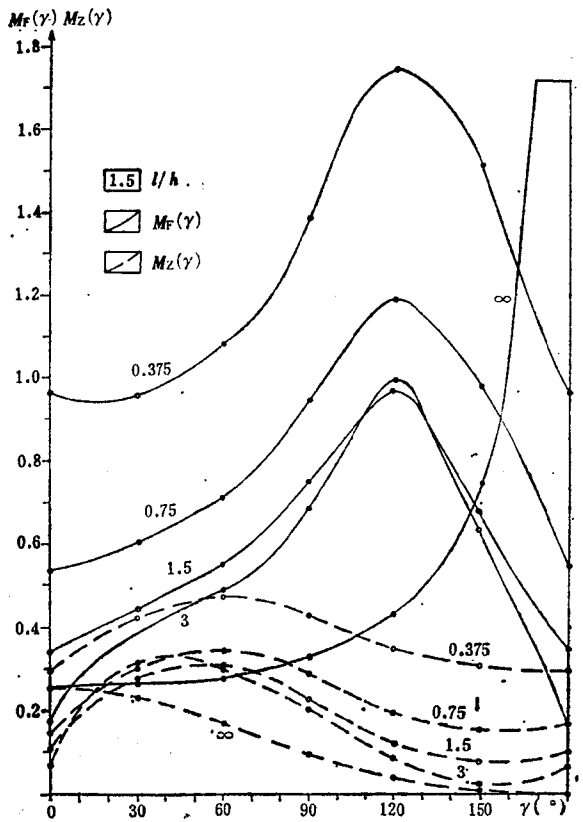


图 2-67 $i_s=0°$时似二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-67 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

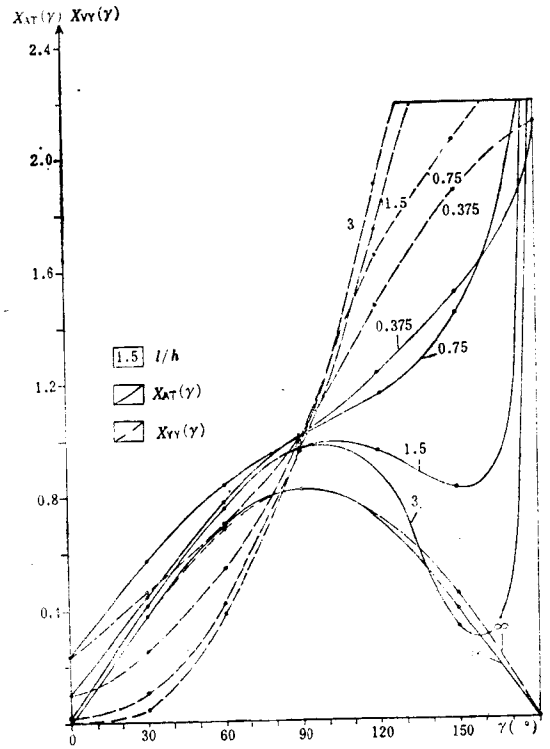


图 2-68 $i_s=0°$时似二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-68 Theoretical curves nomograph X_{AT} (γ), X_{VY} (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

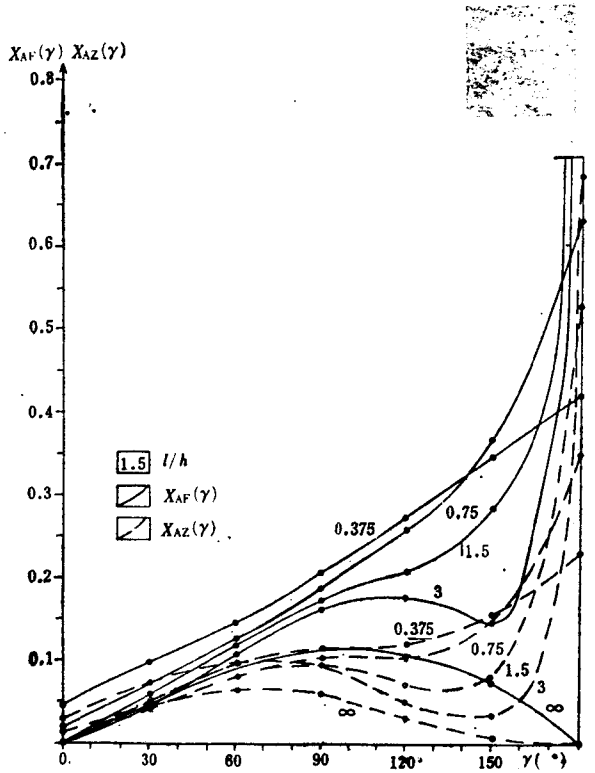


图 2-69 $i_s=0°$时似二度体薄板 X_{AF} (γ)、$X_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-69 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, X_{AZ} (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

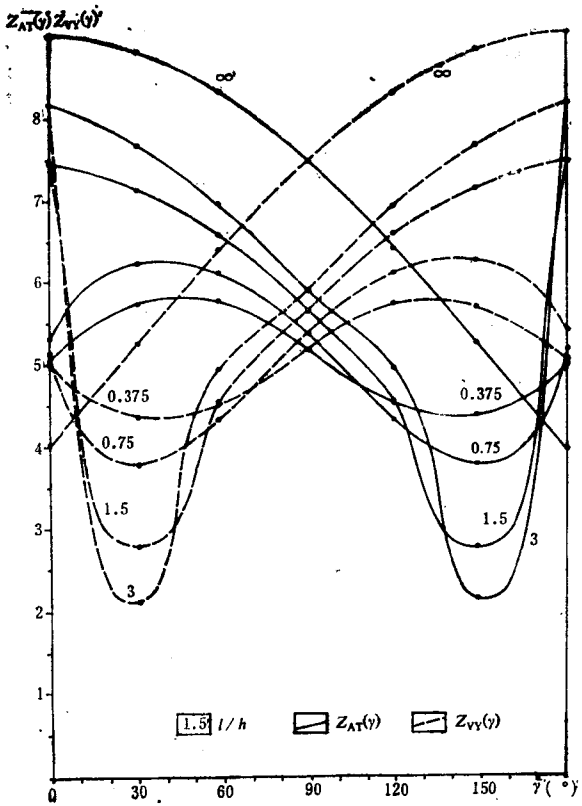


图 2-70 $i_s=0°$时似二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-70 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VV}(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

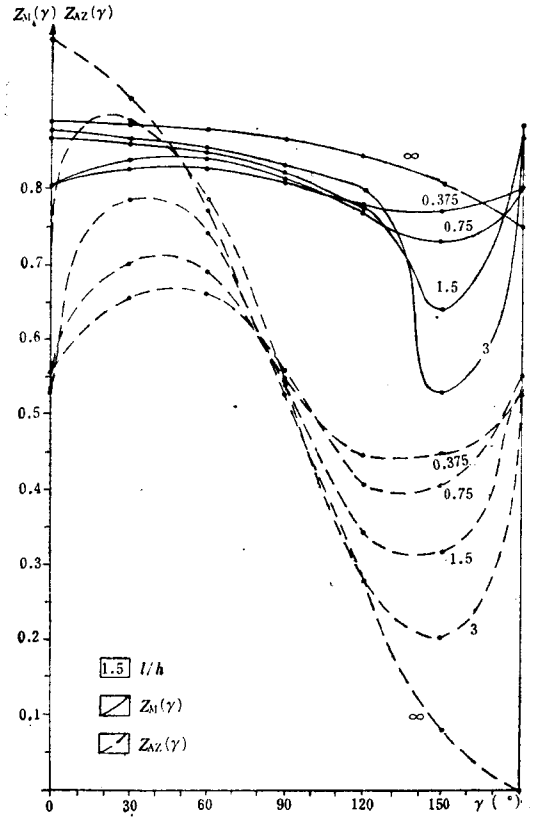


图 2-71 $i_s=0°$时似二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-71 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=0°$

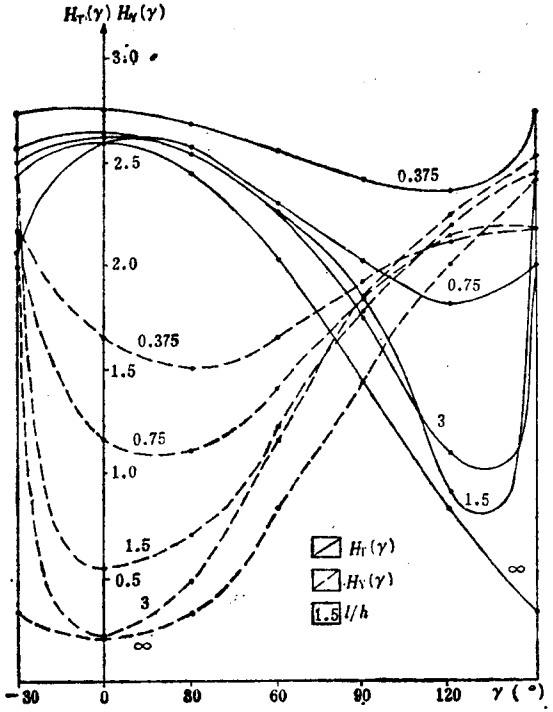


图 2-72 $i_s=30°$时似二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-72 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, H_Y (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=30°$

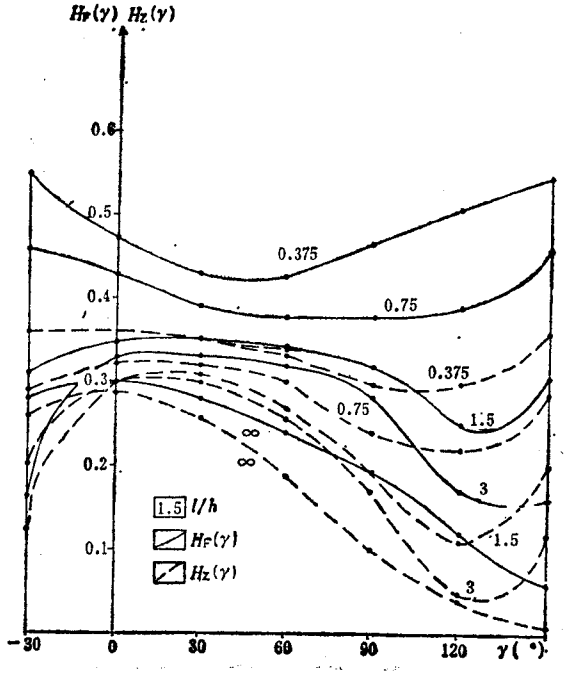


图 2-73 $i_s=30°$时似二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-73 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, H_Z (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=30°$

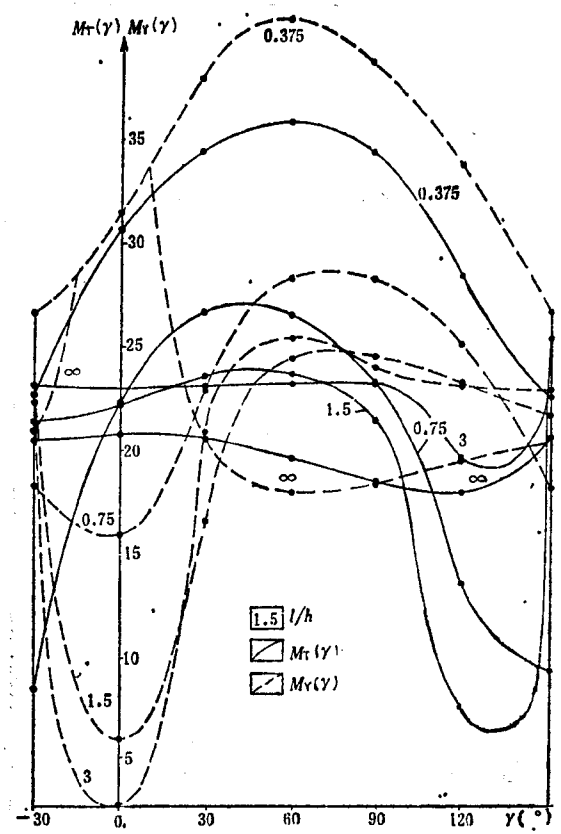


图 2-74 $i_s=30°$时似二度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-74 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of subtwo-dimesinonla plate, when $i_s=30°$

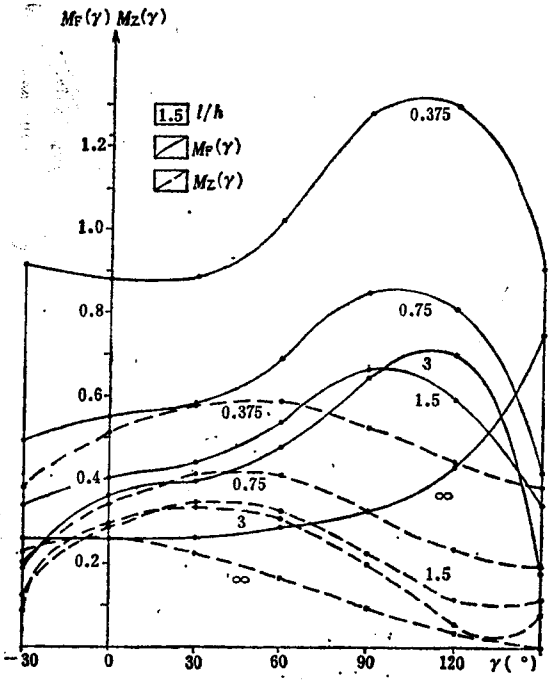


图 2-75 $i_s=30°$时似二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-75 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=30°$

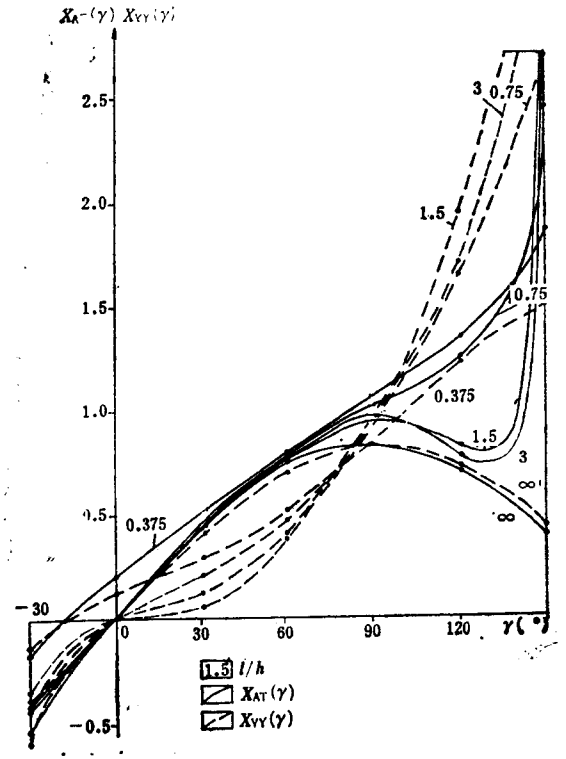


图 2-76 $i_e=30°$时似二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-76 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of subtw-odimensional plate, when $i_e=30°$

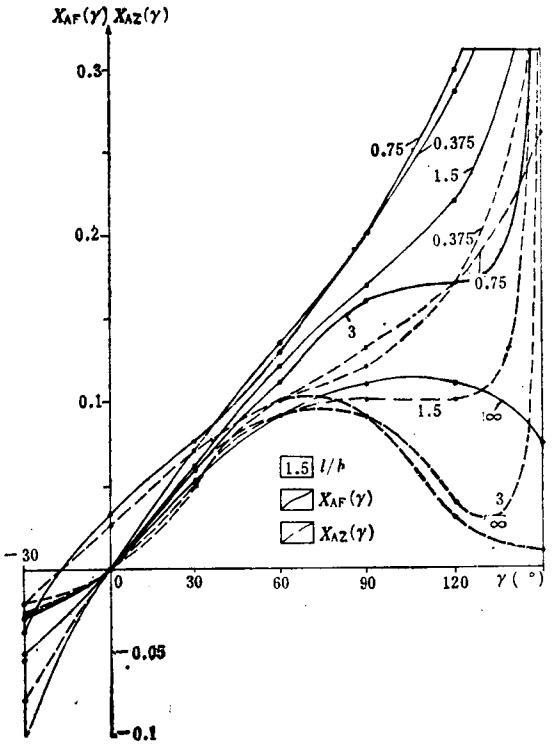


图 2-77 $i_e=30°$时似二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-77 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_e=30°$

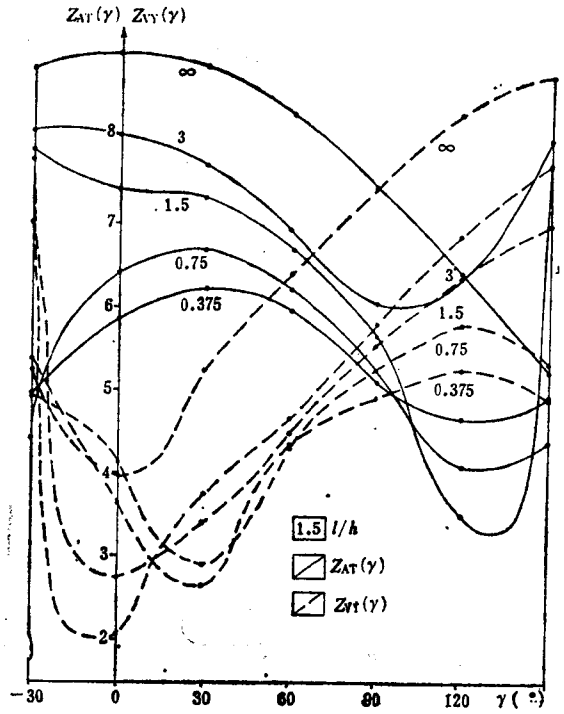


图 2-78 $i_s=30°$时似二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-78 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$of subtwo-dimensional plate, when $i_s=30°$

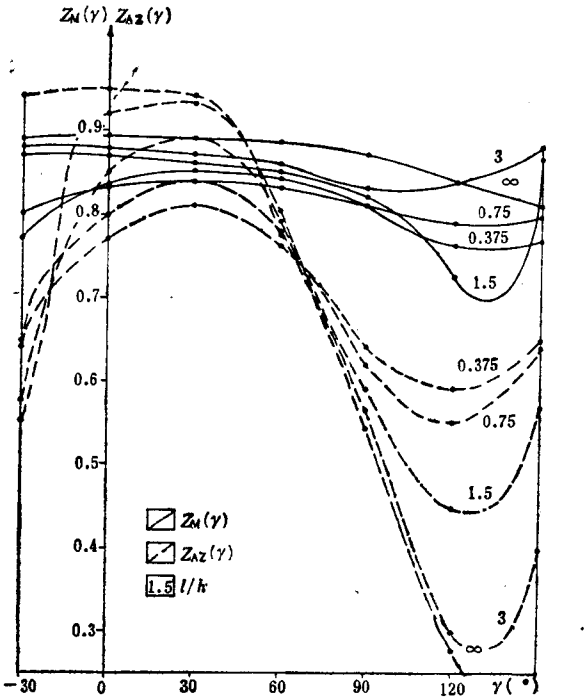


图 2-79 $i_s=30°$时似二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-79 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, Z_{AZ} (γ) of subtwo-dimensional plate, whn $i_s=30°$

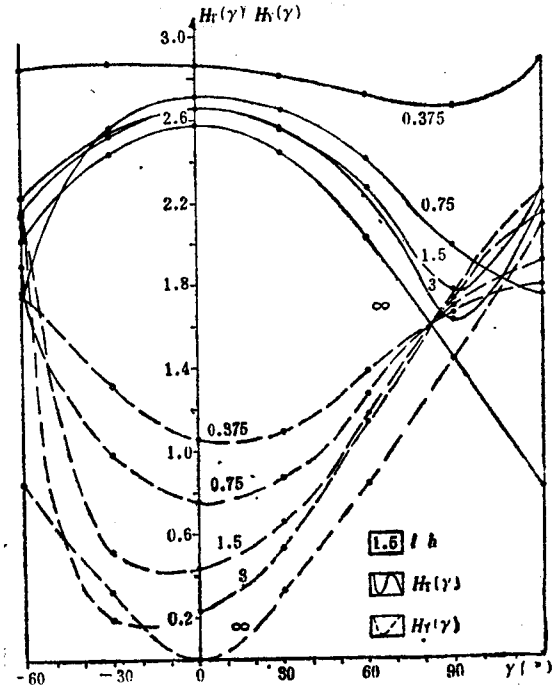


图 2-80 $i_s=60°$时似二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-80 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

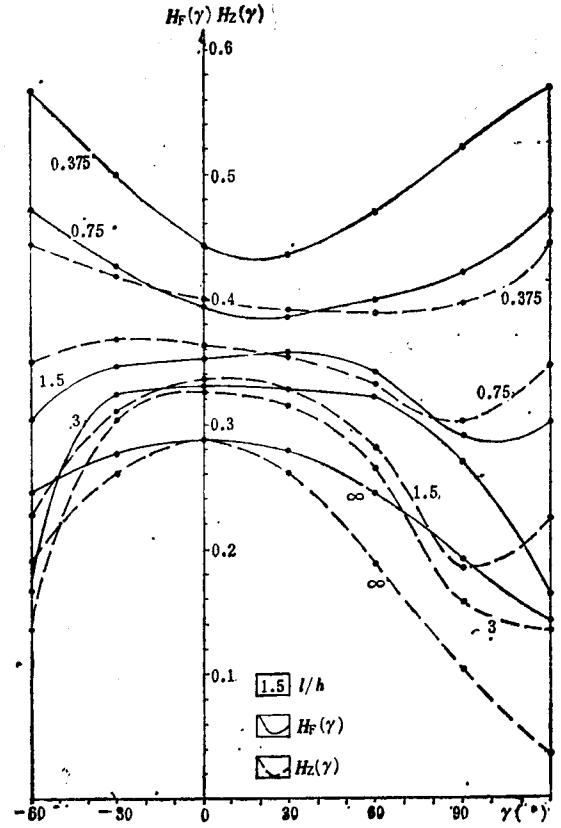


图 2-81 $i_s=60°$时似二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-81 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

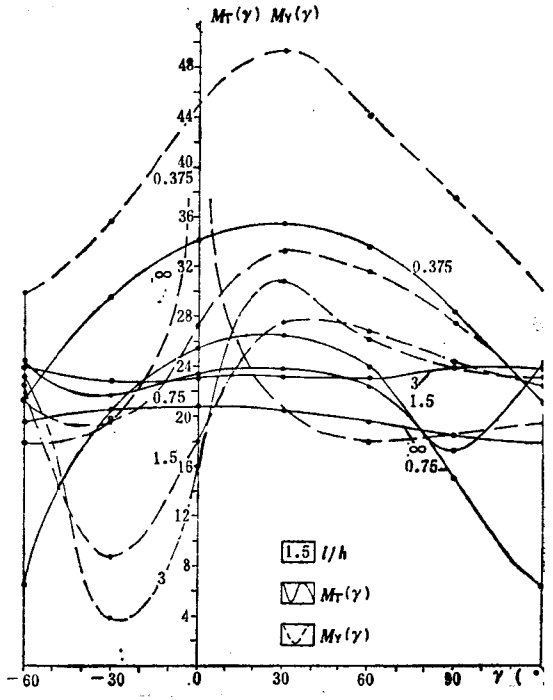


图 2-82 $i_s=60°$时似二度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-82 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, M_Y (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

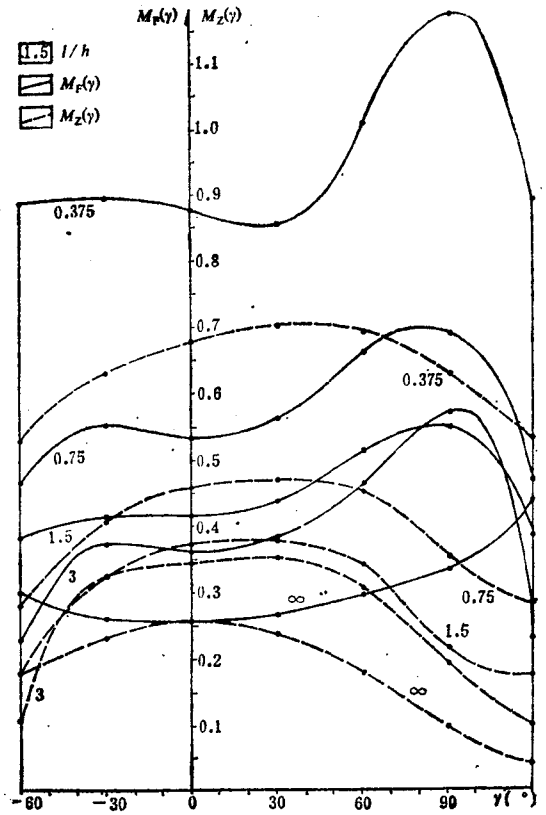


图 2-83 $i_s=60°$时似二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-83 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, M_Z (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

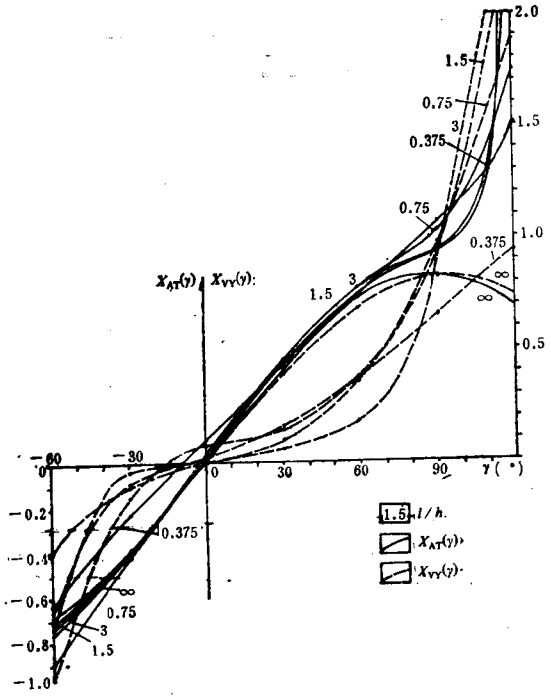


图 2-84 $i_s=60°$时似二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-84 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, X_{AY} (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

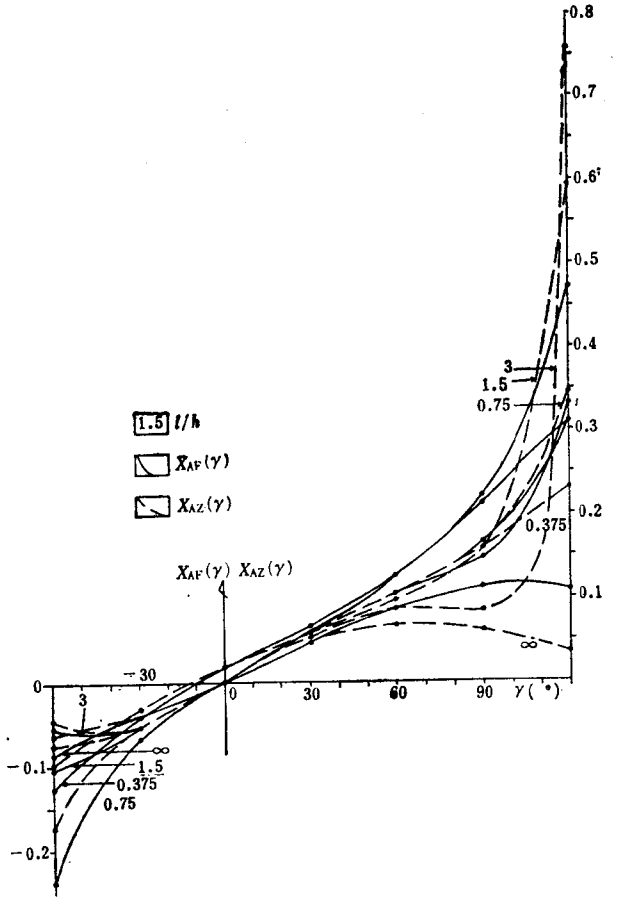


图 2-85 $i_s=60°$时似二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$理论曲线图

Fig. 2-85 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, X_{AZ} (γ) of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

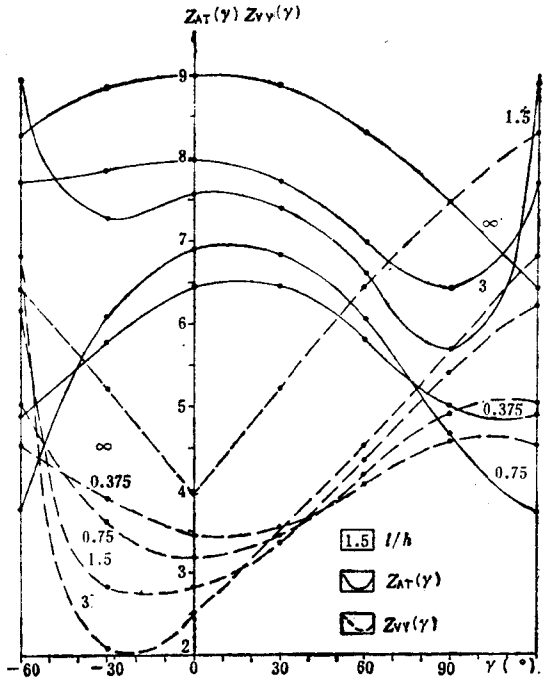


图 2-86 $i_s=60°$时似二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VV}(\gamma)$理论曲线图

Fig. 2-86 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VV}(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

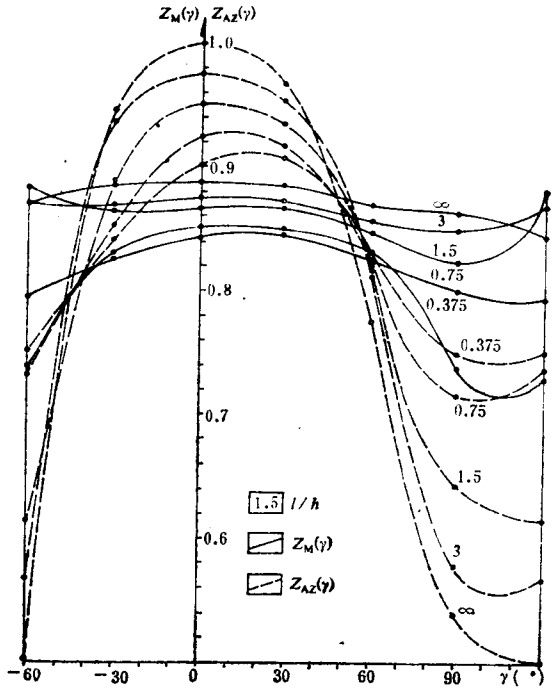


图 2-87 $i_s=60°$时似二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-87 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=60°$

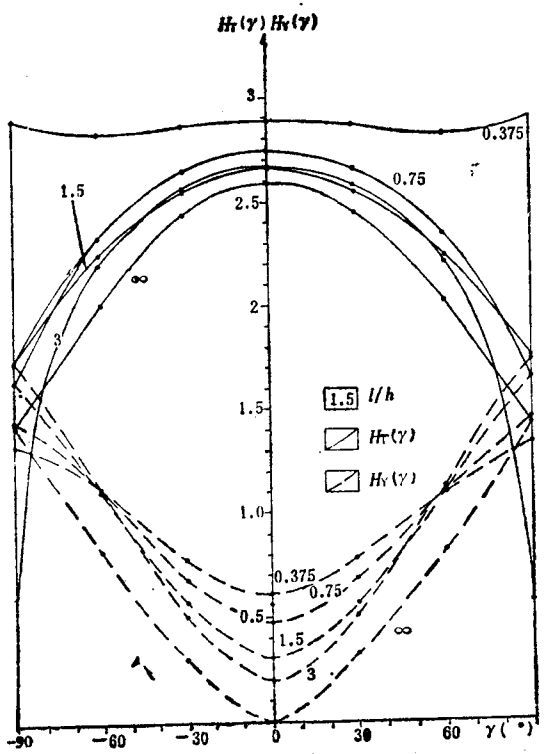


图 2-88 $i_s=90°$时似二度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-88 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=90°$

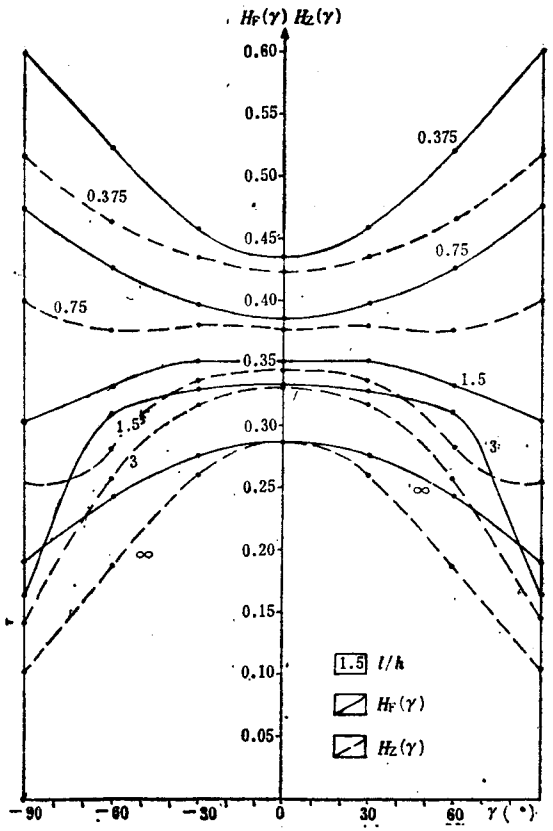


图 2-89 $i_s=90°$时似二度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-89 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of subtwo-dimen ional plate, when $i_s=90°$

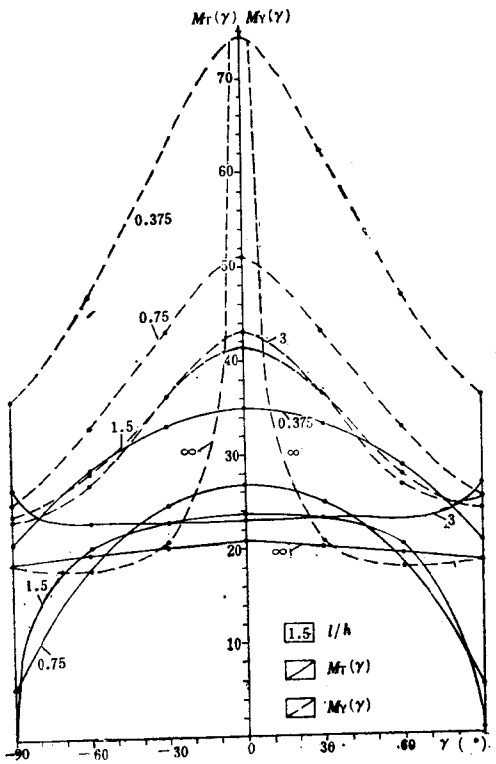


图 2-90 $i_s=90°$时似二度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-90 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=90°$

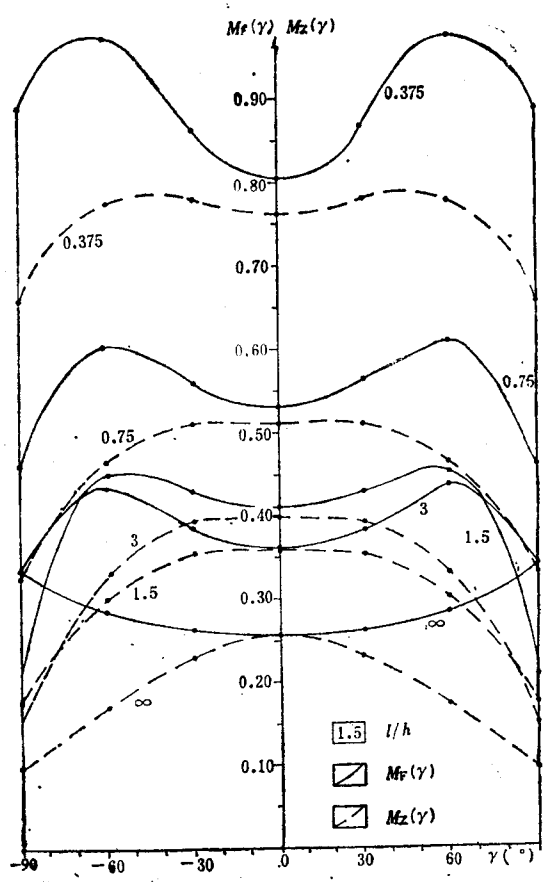


图 2-91 $i_s=90°$时似二度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-91 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=90°$

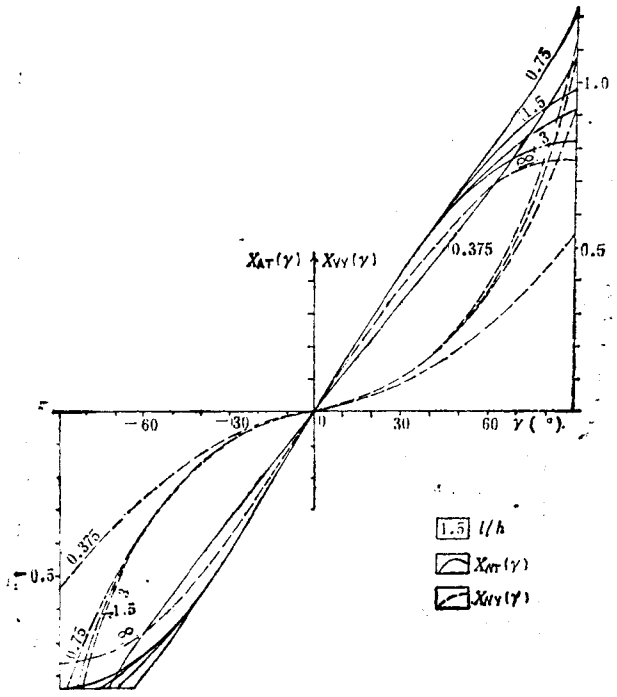


图 2-92 $i_s=90°$时似二度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-92 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$of sub two-dimensional plate, when $i_s=90°$

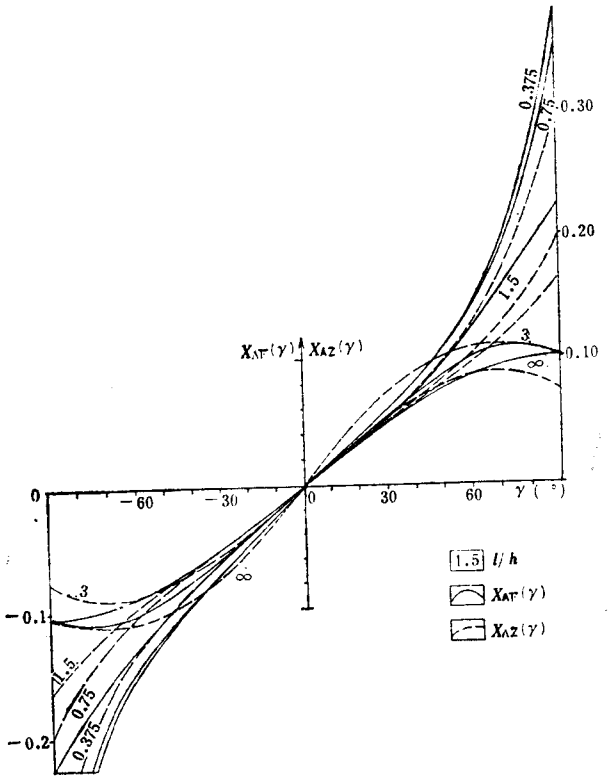


图 2-93 $i_s=90°$时似二度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-93 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of sub two-dimensional plate, when $i_s=90°$

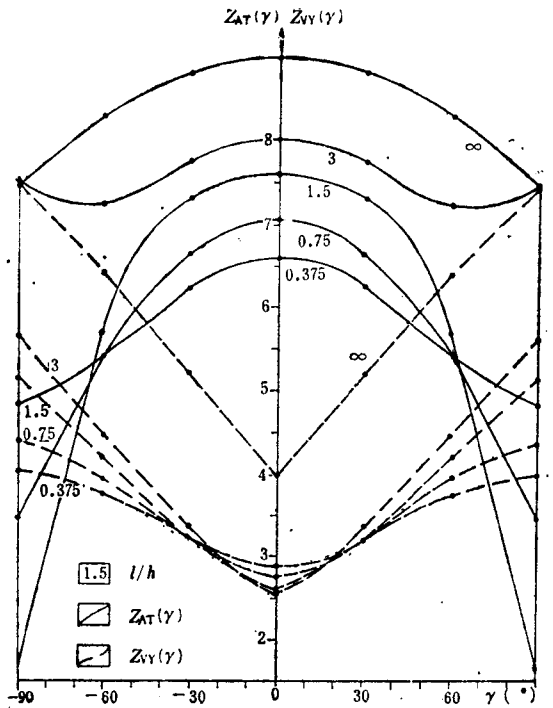


图 2-94 $i_s=90°$时似二度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-94 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$of subtwo-dimensional plate, when $i_s=90°$

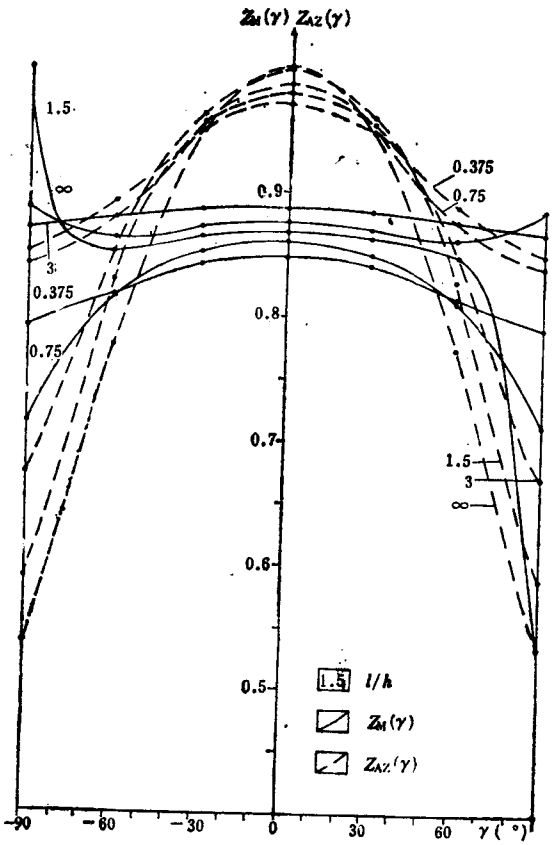


图 2-95 $i_s=90°$时似二度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$理论曲线列线图

Fig. 2-95 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of subtwo-dimensional plate, when $i_s=90°$

（三）三度体薄板异常函系数列线图

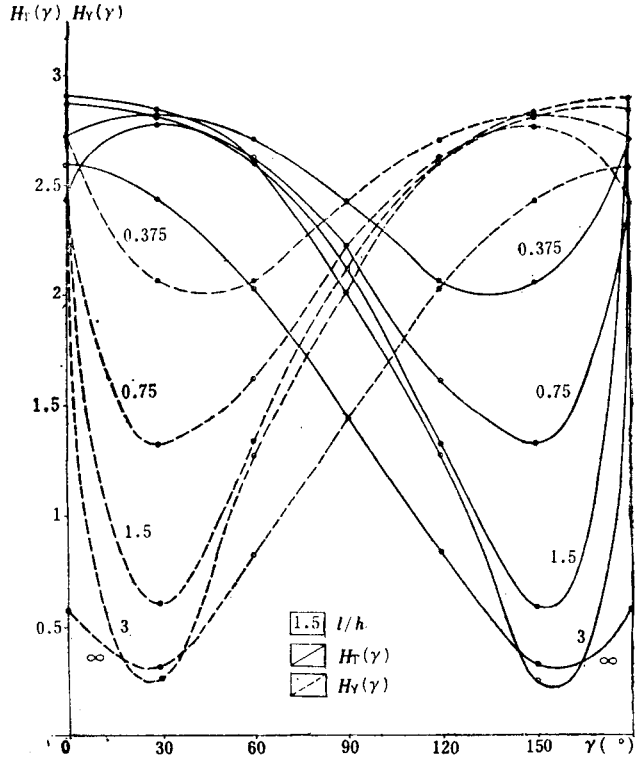
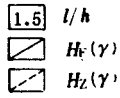


图 2-96 $i_S=0°$时三度体薄板$H_T(\gamma)$ $H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-96 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_S=0°$



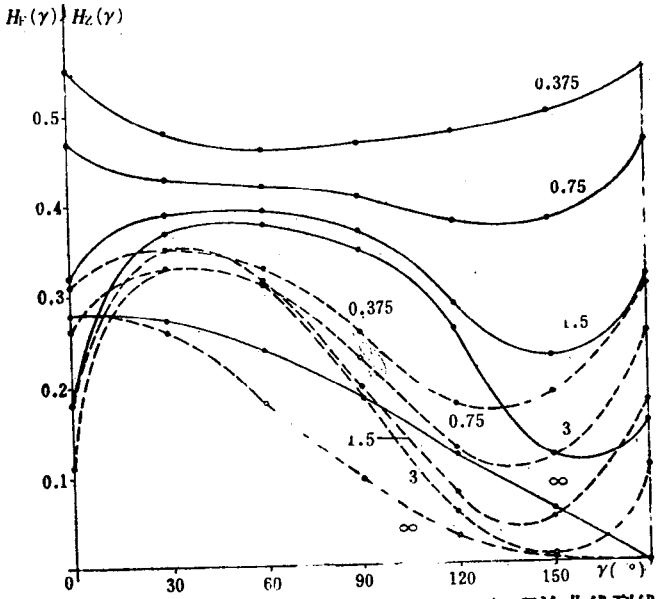


图 2-97 $i_S=0°$时三度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-97 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_S=0°$

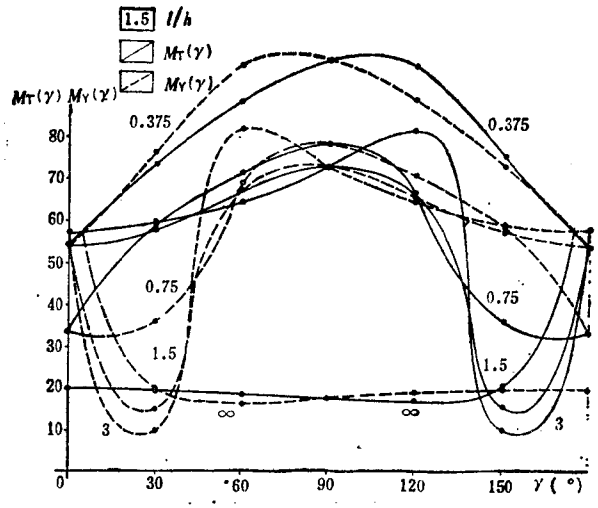


图 2-98 $i_S=0°$时三度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_V(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-98 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_V(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_S=0°$

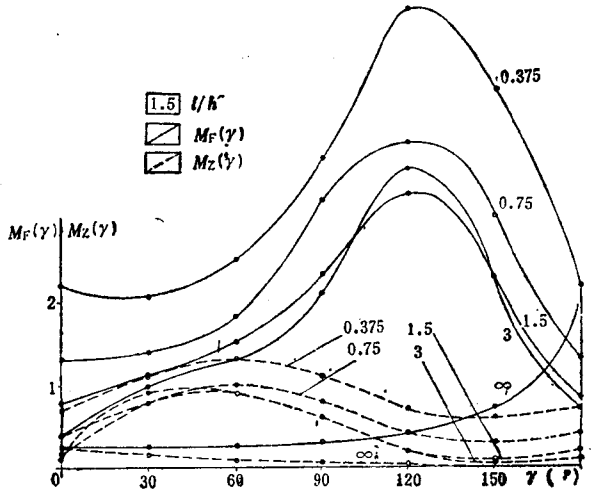


图 2-99 $i_S=0°$时三度体薄板$M_F(\gamma)$ $M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-99 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_S=0°$

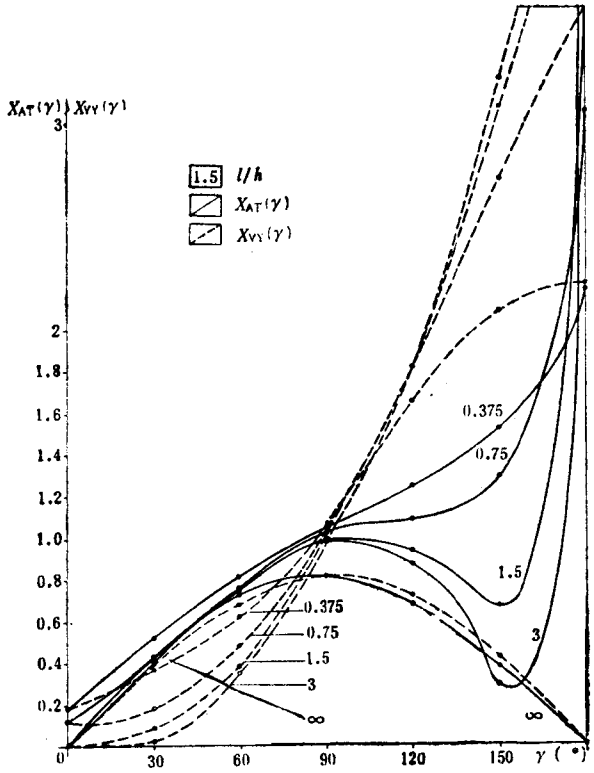


图 2-100 $i_S=0°$时三度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-100 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_S=0°$

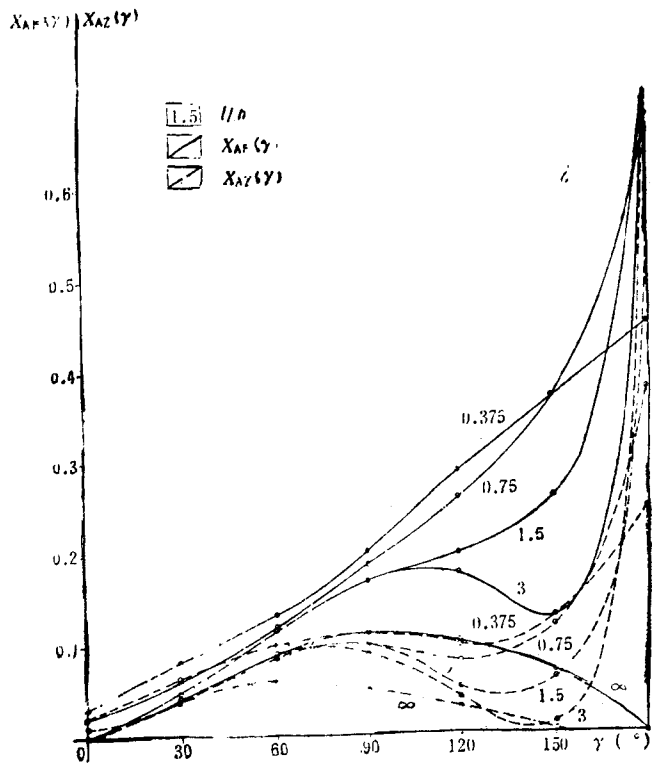


图 2-101 $i_S=0°$时三度体薄板$X_{AF}(\gamma)$ $X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-101 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_S=0°$

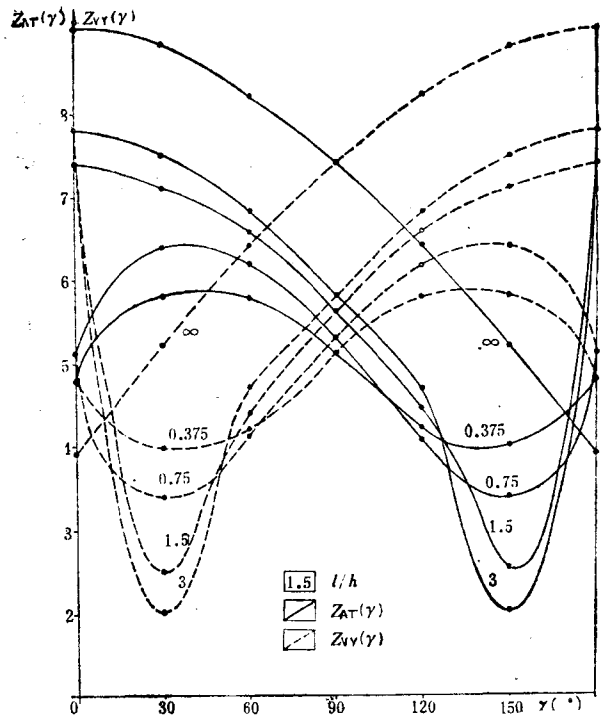


图 2-102 $i_s=0°$时三度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$ $Z_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-102 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=0°$

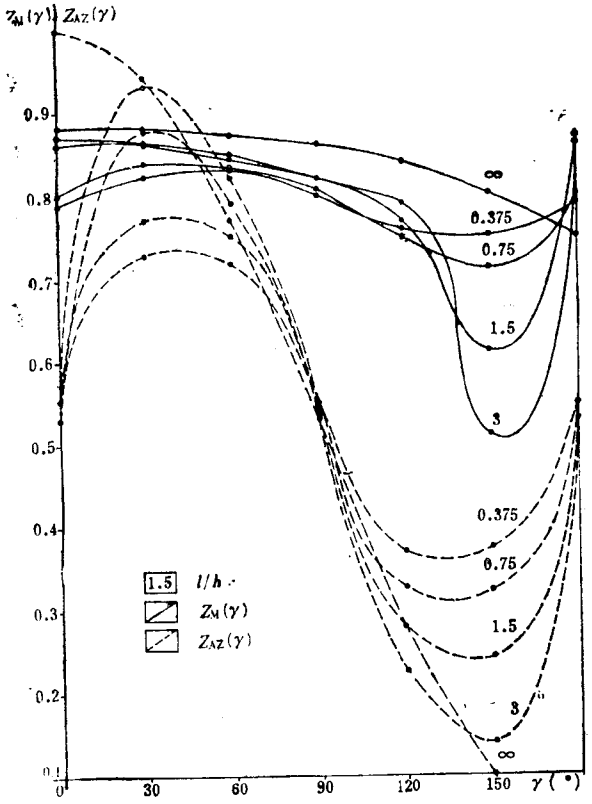


图 2-103 $i_s=0°$时三度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-103 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=0°$

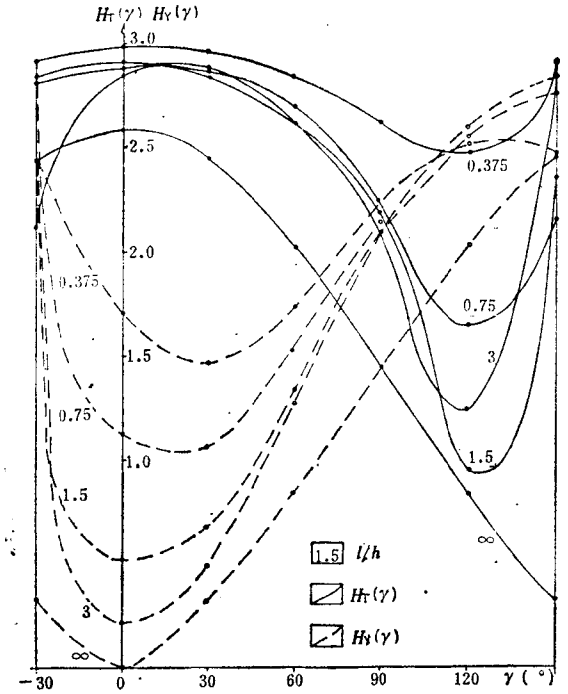


图 2-104 $i_s=30°$时三度体薄板$H_T(\gamma)$ $H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-104 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30$.

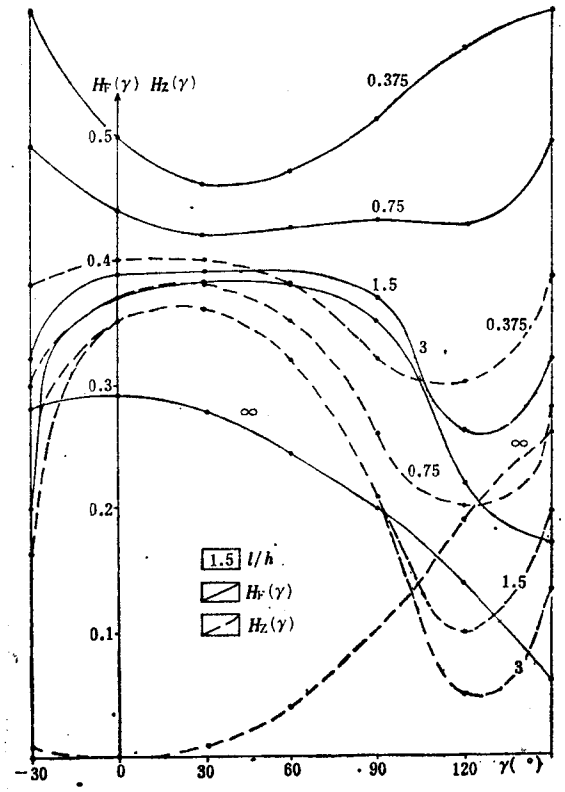


图 2-105 $i_s=30°$时三度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-105 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30°$

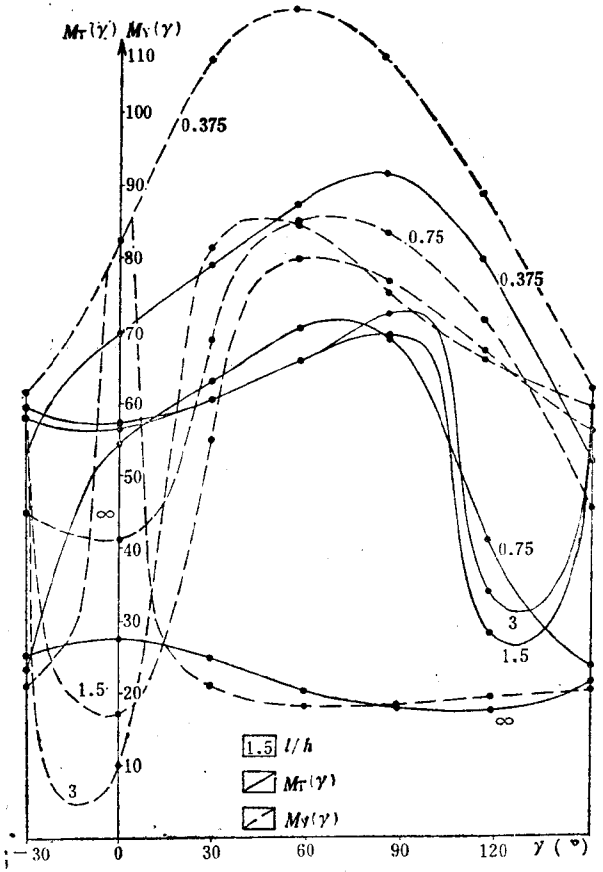


图 2-106 $i_s=30°$时三度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-106 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30$.

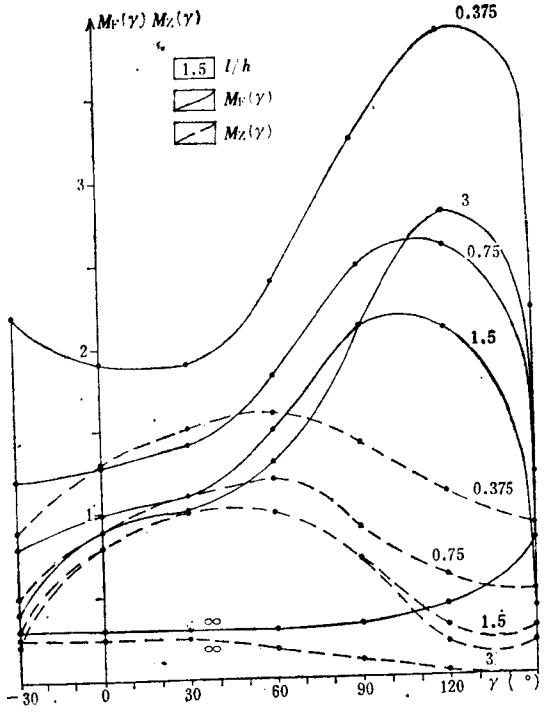


图 2-107 $i_s=30°$时三度体薄板$M_F(\gamma)$ $M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-107 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30°$

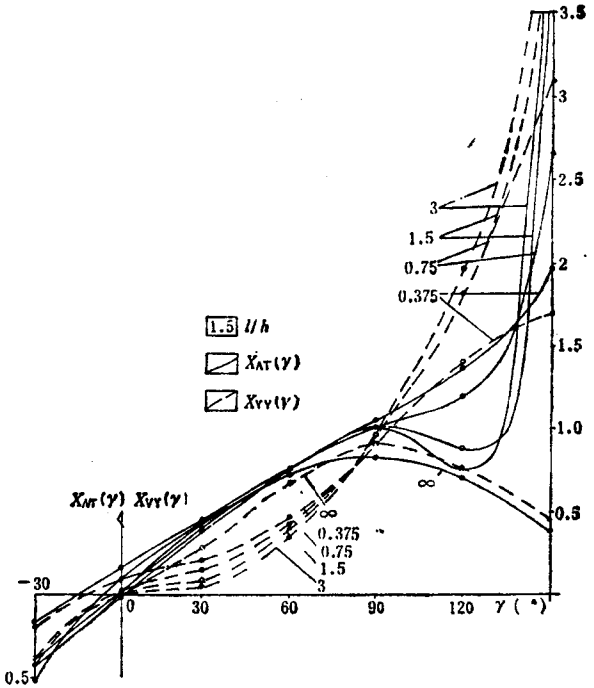


图 2-108 $i_s=30°$时三度体薄板$X_{AT}(\gamma)$ $X_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-108 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30°$

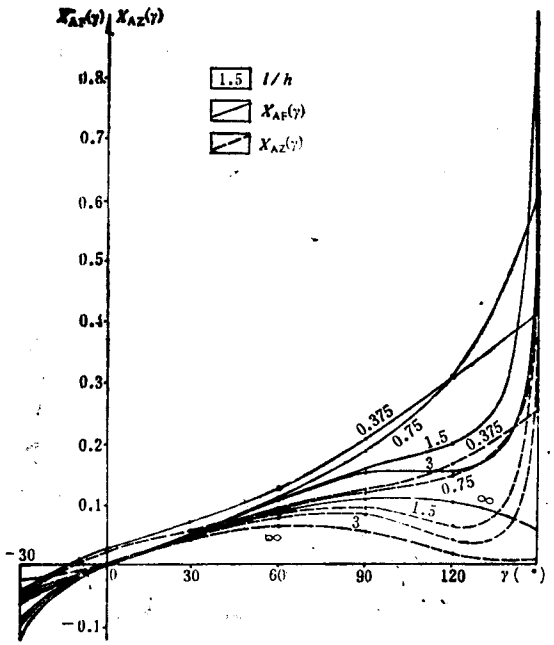


图 2-109 $i_s=30°$时三度体薄板$X_{AF}(\gamma)$ $X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-109 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30°$

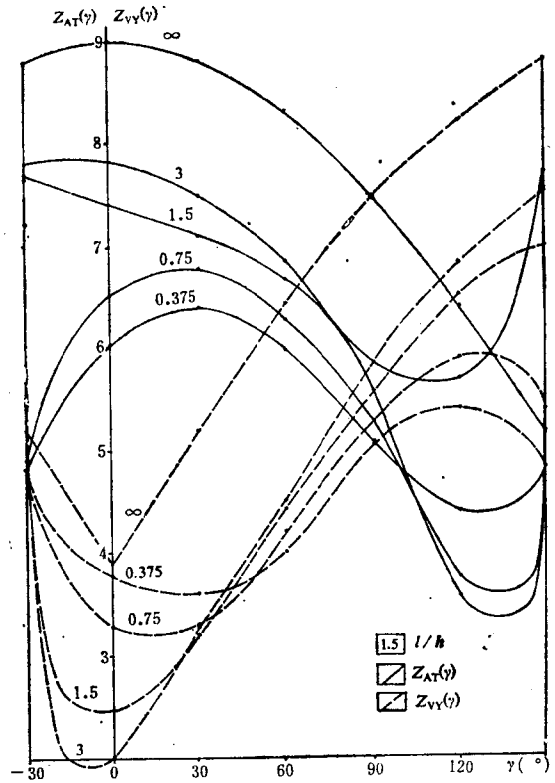


图 2-110 $i_s=30°$时三度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-110 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30°$

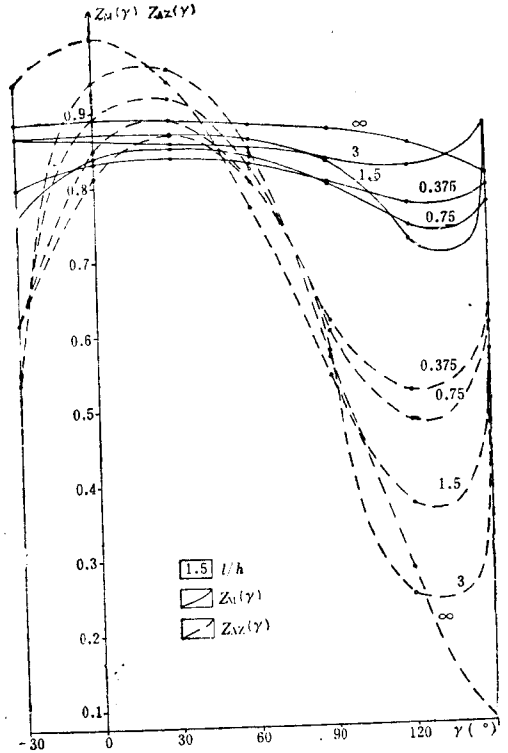


图 2-111 $i_s=30°$时三度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-111 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=30°$

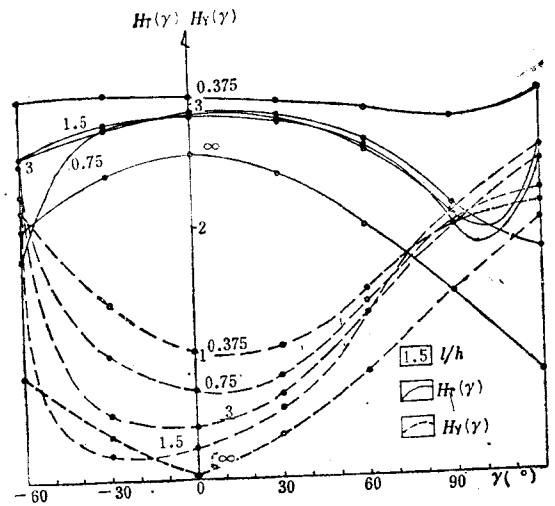


图 2-112 $i_s=60°$时三度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-112 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

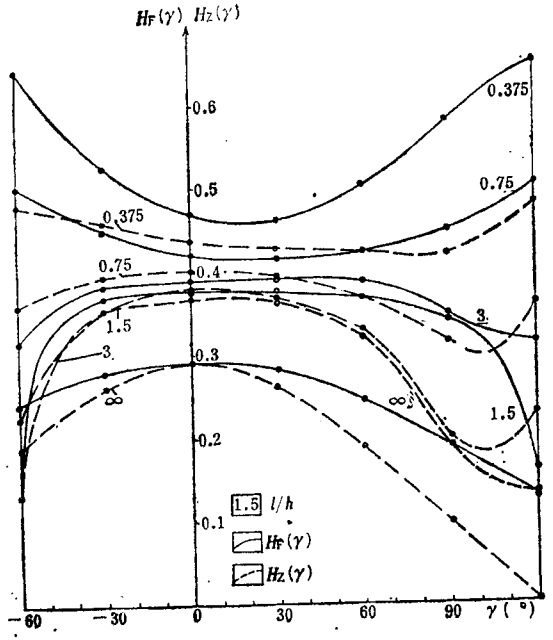


图 2-113 $i_s=60°$时三度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-113 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

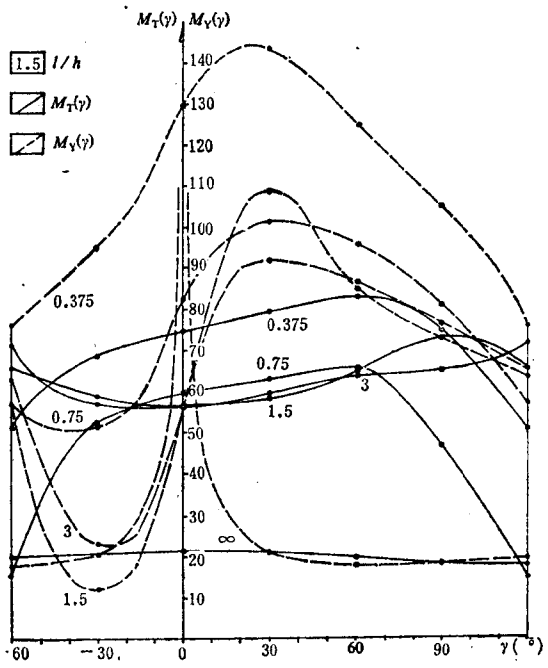


图 2-114 $i_s=60°$时三度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-114 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

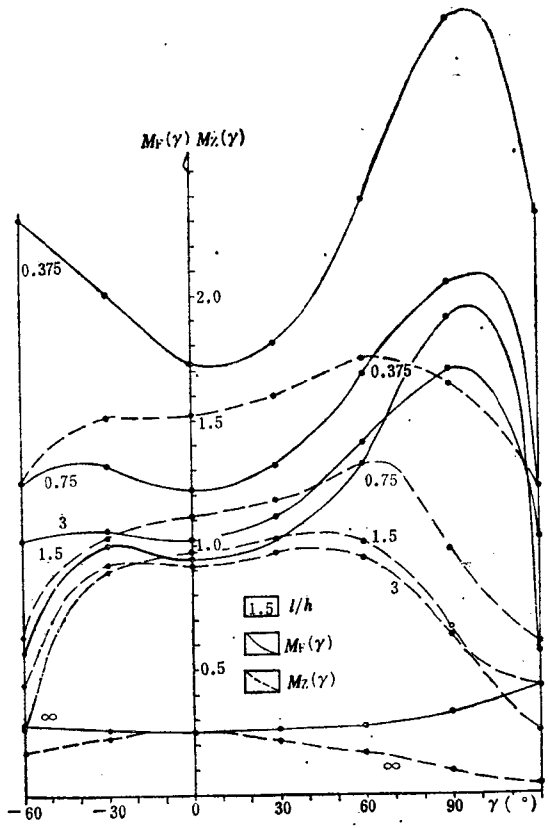


图 2-115 $i_s=60°$时三度体薄板$M_F(\gamma)$、$M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-115 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

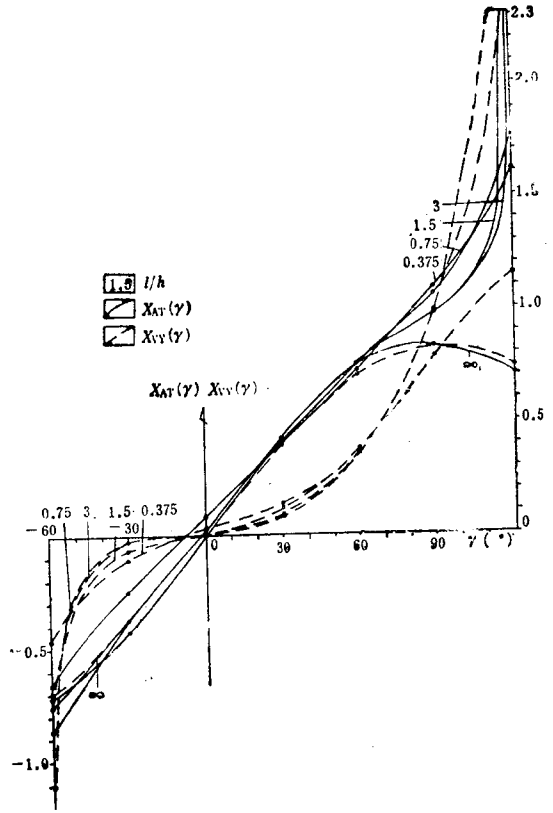


图 2-116 $i_s=60°$时三度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-116 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

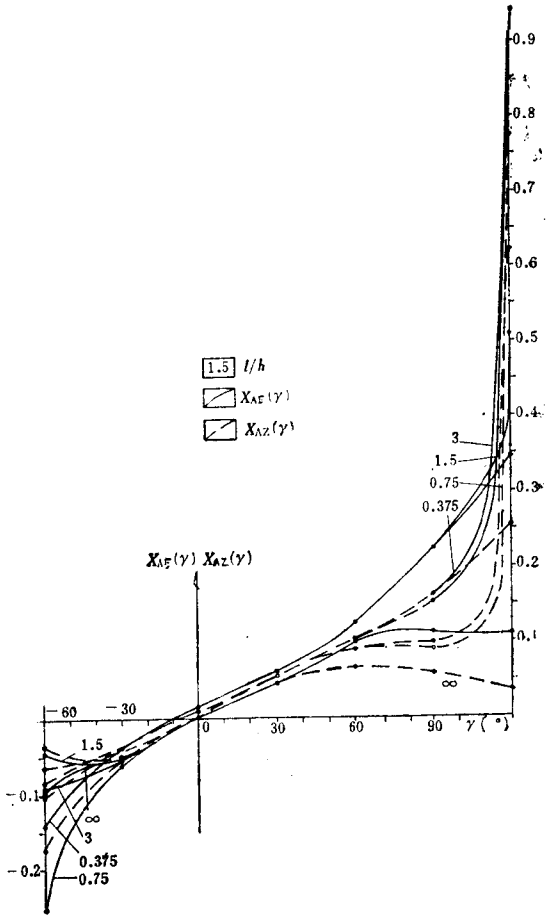


图 2-117 $i_s=60°$时三度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-117 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

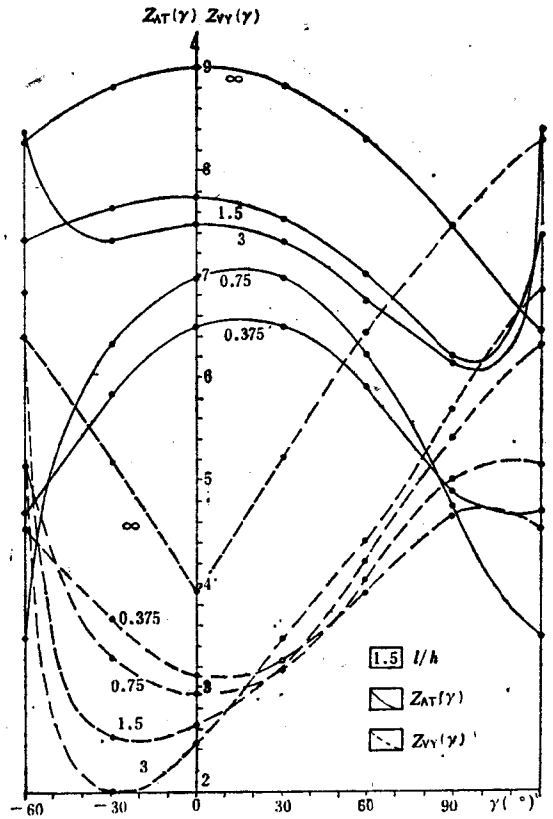


图 2-118 $i_s=60°$时三度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-118 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

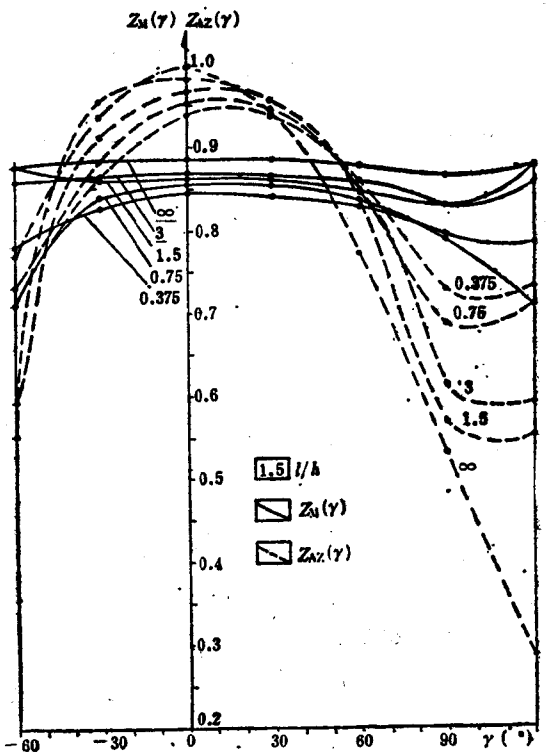


图 2-119 $i_s=60°$时三度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-119 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=60°$

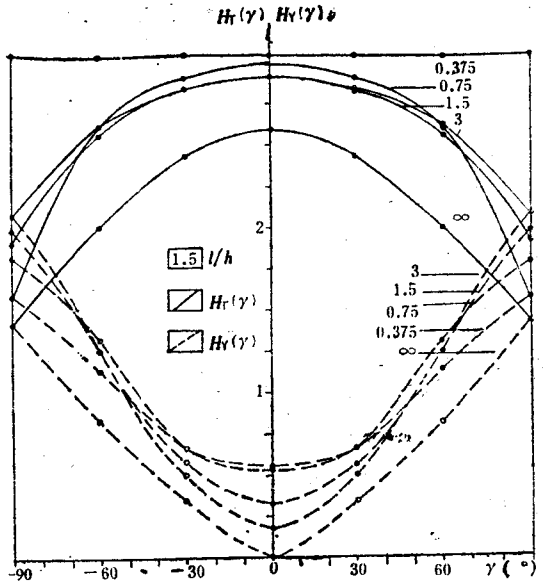


图 2-120 $i_s=90°$时三度体薄板$H_T(\gamma)$、$H_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-120 Theoretical curves nomograph $H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

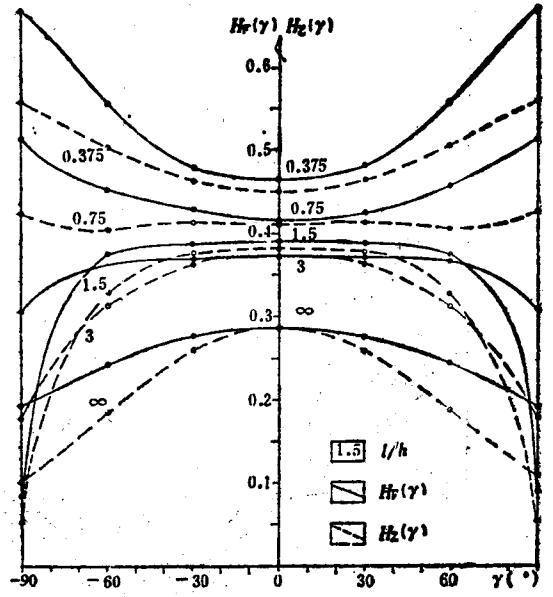


图 2-121 $i_s=90°$时三度体薄板$H_F(\gamma)$、$H_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-121 Theoretical curves nomograph $H_F(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

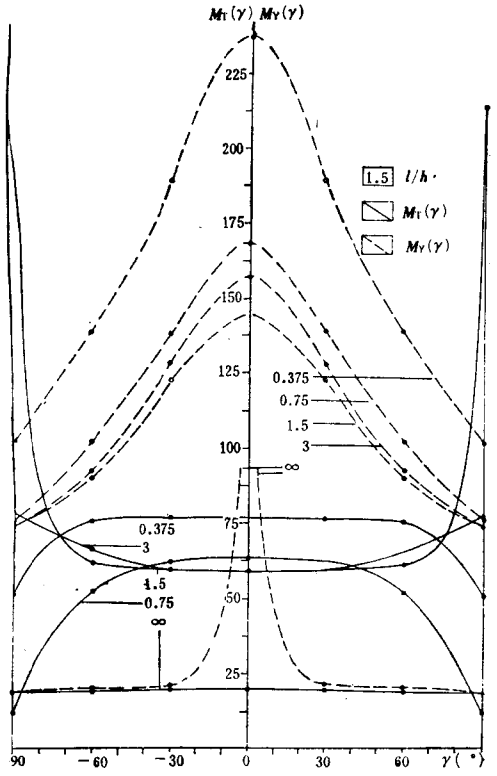


图 2-122 $i_s=90°$时三度体薄板$M_T(\gamma)$、$M_Y(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-122 Theoretical curves nomograph $M_T(\gamma)$, $M_Y(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

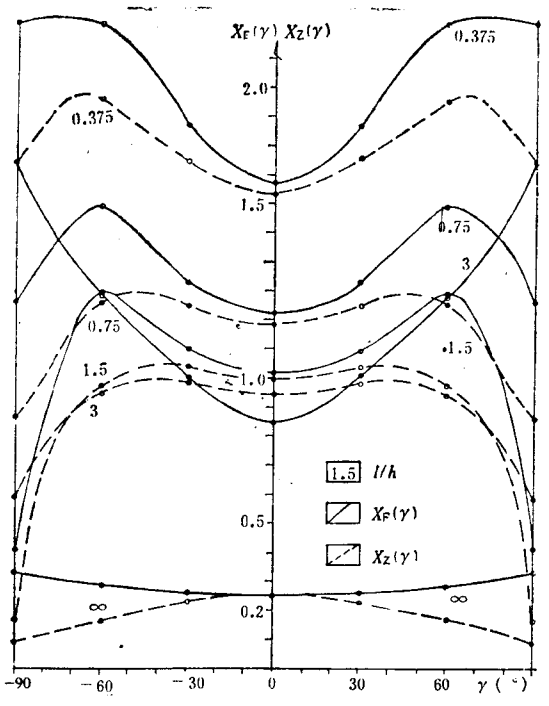


图 2-123 $i_s=90°$时三度体薄板$M_F(\gamma))$ $M_Z(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-123 Theoretical curves nomograph $M_F(\gamma)$, $M_Z(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

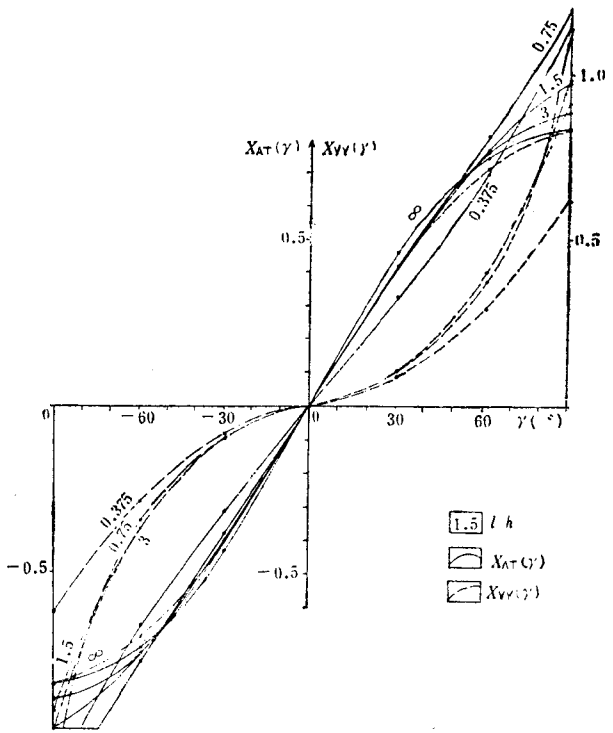


图 2-124 $i_s=90°$时三度体薄板$X_{AT}(\gamma)$、$X_{YY}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-124 Theoretical curves nomograph $X_{AT}(\gamma)$, $X_{YY}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

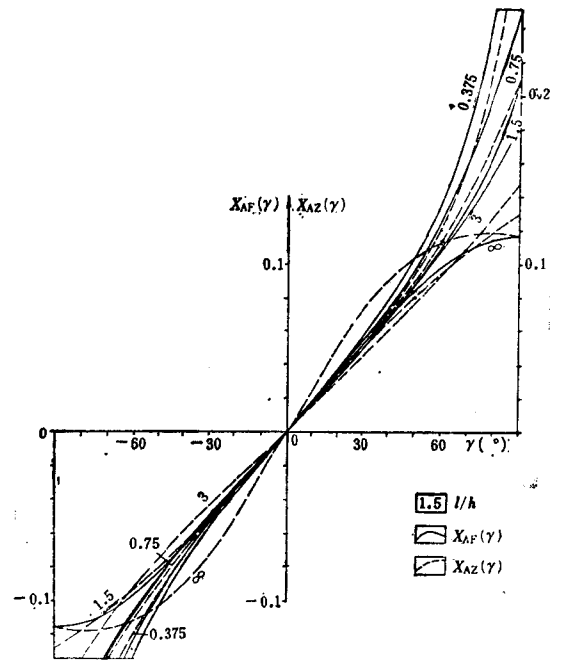


图 2-125 $i_s=90°$时三度体薄板$X_{AF}(\gamma)$、$X_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-125 Theoretical curves nomograph $X_{AF}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

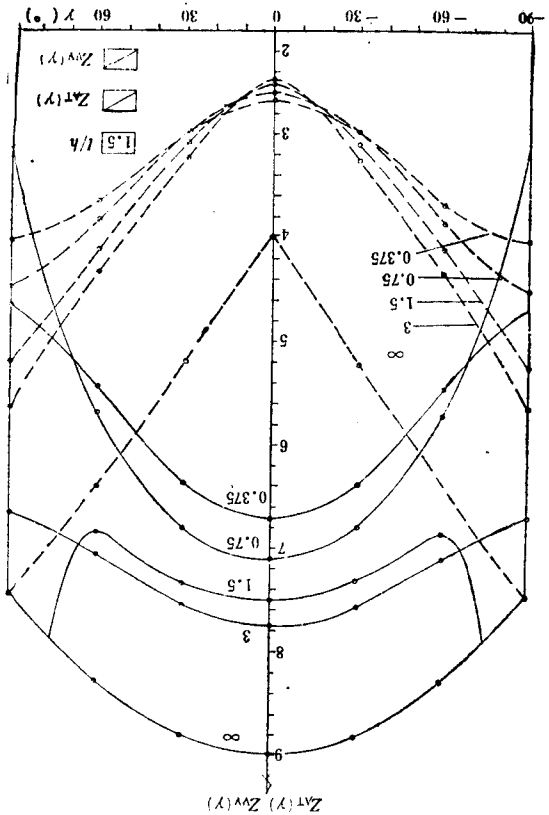


图 2-126 $i_s=90°$时三度体薄板$Z_{AT}(\gamma)$、$Z_{VV}(\gamma)$ 理论曲线列线图

Fig. 2-126 Theoretical curves nomograph $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VV}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

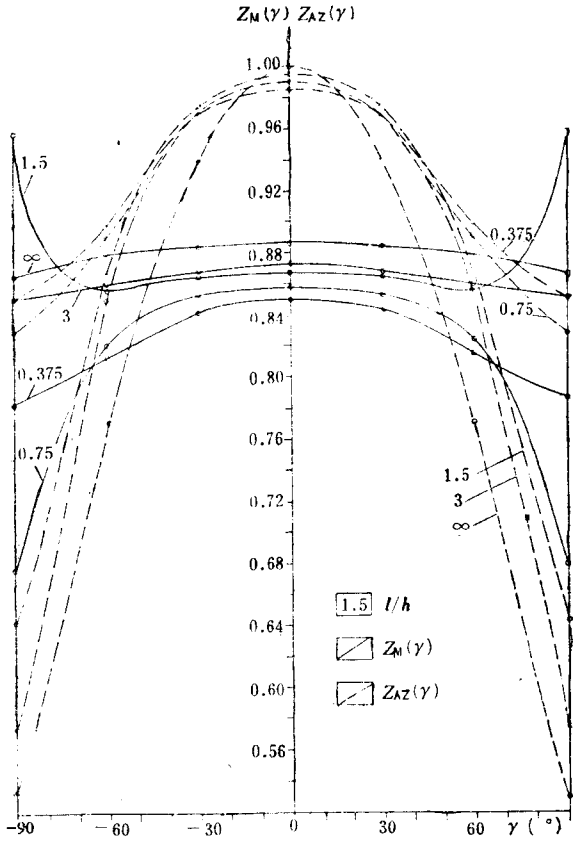


图 2-127 $i_s=90°$时三度体薄板$Z_M(\gamma)$、$Z_{AZ}(\gamma)$ 理论曲线图

Fig. 2-127 Theoretical curves nomograph $Z_M(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ of three-dimensional plate, when $i_s=90°$

参 考 文 献

〔1〕 武汉地质学院等编，应用地球物理学——磁法教程，地质出版社，1980。

〔2〕 长春地质学院磁法教研室编，磁法勘探，地质出版社，1979。

〔3〕 成都地质学院物探系编，磁法勘探，地质出版社，1976。

〔4〕 国家地质总局第二综合物探队主编，地面磁测资料解释推断手册，地质出版社，1979。

〔5〕 熊光楚，磁铁矿床上磁异常的解释推断，中国工业出版社，1962。

〔6〕 侯重初，斜磁化板状体产状单元的计算方法，《中国地球物理学会一九六三年学术会议论文集》，科学出版社。1965。

〔7〕 王连祥等编，数学手册，人民教育出版社，1979。

〔8〕 楼世博等编著，模糊数学，科学出版社，1983。

〔9〕 欧阳光中编，集合和映射，人民教育出版社，1978。

〔10〕 内蒙古自治区物探队，在玄武岩下找铁矿的体会，《地球物理探测法找铁经验选编》，地质出版社，1972。

〔11〕 国家地质局航空大队编，《航空磁测和地面物探异常见矿实例》第一集，地质出版社，1975。

〔12〕 国家地质总局航空物探大队编，《航空磁测和地面物探异常见矿实例》第二集，地质出版社，1979。

〔13〕 地质矿产部航空物探地质总队编，《航空磁测和地面物化探找矿实例》第二集，地质出版社，1982。

后　记

“磁异常三角形解释系”专题研究及其专报编制过程中，承蒙中国有色金属公司北京矿产地质研究所熊光楚、中南工业大学程方道、中国地质大学张昌达、地矿部物化探局成果编辑组唐光后，湖南省地矿局秦葆瑚等物探专家给予指导；在三元系软件开发过程中，承蒙珠江水利委员会张世平、湖南省水利水电勘察设计院周书真等袖珍机专家提供“坐标式汉字系统”；承蒙中南工业大学仇勇海、湖南省物探队龙照陵、吉纪尼、彭泽钧、许康友提供测试资料及有关模型实验结果；并先后得到苏林克、龚静夫、薛桢栋、张同钦、季中年、黄镜友、方松耕、童鼐、徐淑贞等同志的帮助与支持，作者一并致谢。

专报中有关插图的清绘，得到湖南省区域地质测量研究所绘图室、湖南省地质科学研究所绘图室的大力支持；全书英文翻译工作由林驹同志完成，在此也一并表示谢意。

由于水平所限，书中不当之处在所难免，敬请读者批评指正。

三元系物理量一览表

Table of Physical Parameters of three element system

代 号	说 明
a	异常三元中的"a"元，单位nT。($1nT=1\gamma$)
b	异常三元中的"b"元。单位m
c	异常三元中的"c"元。单位m
T_Δ	特征三角形。峰值两翼拐点切线与峰值切线相交组成
F_Δ	分幅三角形。峰值两翼拐点切线与横坐标轴相交组成
Z_Δ	整幅三角形。峰值两翼拐点切线与谷值切线相交组成
Y_Δ	谷域三角形。谷值两翼拐点切线与谷值切线相交组成
K_Δ	峰特征比值。T_Δ、F_Δ、Z_Δ三个三角形中，b、c两元的差和之比
K_Δ	谷特征比值。Y_∇中b_Y、c_Y两元的差和之比。
X_A	T_Δ、F_Δ、Z_Δ的顶点坐标
Z_A	T_Δ、F_Δ、Z_Δ的顶点坐标值，
X_V	Y_∇的顶点坐标
Z_V	Y_∇的顶点坐标值
X_N	T_Δ、F_Δ、Z_Δ、Y_∇的角点坐标。如X_B、X_C、X_E、X_F、X_G、X_H、X_I等
Z_N	T_Δ、F_Δ、Z_Δ、Y_∇的角点坐标值。如Z_B、Z_C、Z_E、Z_F、Z_G、Z_H、Z_I等
h	磁性体上顶埋深
h_c	磁性体中心埋深
$2l$	磁性体下延长度
$2L$	磁性体走向长度
β	磁性体倾角。
$2b$	磁性体上顶宽度
M	磁矩。单位安培二次方米($A\cdot m^2$)。$1A\cdot m^2=10^3CGSM(m)$
Ms	剖面内磁矩分量。对于板状体而言，指磁矩在剖面内的分量；对于柱体而言，指柱体单位长度磁矩在剖面内的分量
M^*	M、Ms的总代号。仅出现在计算机输出的剖面图中。当M^*与"B—Z"、"U—T"等缩写符搭配时，代表Ms；当M^*与"Q—T"、"Q—Y"等缩写符搭配时，仅指M。
κ	磁化率。SI(κ)单位，无量纲。$1SI(\kappa)=\frac{1}{4\pi}CGSM(\kappa)$

续表

代 号	说 明
J	剖面内总磁化强度。单位安培每米(A/m)。1A/m = 10^{-3}CGSM(J)
J_S	剖面内有效磁化强度
J_{r_0}	剩余磁化强度
J_0	矿体磁化强度
T_0	总磁场强度。单位：安培每米(A/m)。1A/m = $4\pi \times 10^{-3}$Oe
D_0	矿石体重
C_0	矿石储量
V_0	矿石体积
a	标准误差。各个误差平方和的平均值的平方根
ε	三元异常曲线与给定异常曲线拟合的相对误差
$\varepsilon\gamma$	三元系反演γ角的绝对误差
εh	三元系反演深度参数（板指h，柱，球指h_c）的相对误差
εM	三元系反演磁矩参数（板、柱指Ms，球指M）的相对误差
Z	磁场垂直分量Za值
S	Z异常曲线的斜率
Z''	Z异常曲线的二阶导数
$X_{1,2,3}$	X_1、X_2、X_3为Z曲线拐点坐标
$Z_{1,2,3}$	Z_1、Z_2、Z_3为Z曲线拐点坐标值
$S_{1,2,3}$	S_1、S_2、S_3为Z曲线拐点斜率
X_{max}	Z曲线极大值（峰值）点坐标
Z_{max}	Z曲线峰值
X_{min}	Z曲线极小值（谷值）点坐标
Z_{min}	Z曲线谷值
DX	点距；步长
OA	自选坐标原点至异常三角形顶点的坐标距
O_0	自选坐标原点至异常体在地表的投影中心的坐标距
B	无限延深薄板异常缩写符
U	无限长水平柱异常缩写符
Q	球体异常缩写符
Zw	伪剩异常
W	异常反演过程中待求参数的总称
$F(\gamma)$	磁化特征角函系数的总称
$H(\gamma)$	深度参量函系数

续表

代 号	说 明
$M(\gamma)$	磁矩参量函系数
$X_A(\gamma)$	T_A、F_A、Z_A中的原点函系数
$X_V(\gamma)$	Y_∇中的原点函系数
$Z_A(\gamma)$	T_A、Z_A中的正常场函系数
$Z_V(\gamma)$	Y_∇中的正常场函系数
$M(\gamma)$	F_A中的极大值函系数
B_C	板识别幅值亏欠率。板识别后反向的剩余异常幅值与给定的有限板异常幅值的比率
B_S	板识别幅域亏欠率。板识别后反向的剩余异常与横坐标线包络面积与给定的有限板异相应的面积之比率
U_C	柱识别幅值盈余率
U_S	柱识别幅域盈余率
K_C	柱板幅值比
K_S	柱板幅域比
K_H	点深比。点距与异常体深度参数之比

地信网
WWW.3S001.COM

The Triangular System For Magnetic Anomaly Interpretation

Abstract

Magnetic triangular interpretation is a system based on using partial anomaly curve for complete interpretation and multiple direction separation for inversion of a complex anomaly. So it is also called three element system.

The system is come from practice.It was back to 1975 there was a complex magnetic anomaly need to be interpreted and then tested. However, the anomaly being interpreted shows itself on the profile to have apparent anomalous characteristics caused by a single body only within the peak portion of the curve and the rest of the curve is seriosly disturbed. Moreover, the back-ground of the anomaly was not proper selected.There was no proper method to treat it. In that case, the auther began to study the method of solution from incomplete anomaly. At first, for a thin plate with infinite extension in depth the"inflexion point-peak value ratio method"was found, which can give the dip angle of magnetization, depth and magnetic moment based on the horizontal distances between the peak and two sides inflexion points In this method, there is only the peak portion of anomalous curve to be needed for complete interpretation. But, it is very difficult to determine the position of inflexion point on a linear gradient portion of the curve. Therefore, uncertainty is the major abuse of the method. Using a section of line in stead of point was suggested in order to overcome the abuse. Thus, a triangular is formed between the maximum line and its two-side reflexion point lines-characteristic triangular. The interpretation method based on this kind of triangular is called "method T" which has taken a great role in discovering Cao Jiaba and San Heye buried deposits.

Starting with "method T" of thin plate with infinite extension in depth we developed "large triangular" using complete anomalous curve and established "whole amplitude triangular interpretation method"(i. e., method Z), and also developed "intermidiate triangular" by means of background field and constructed "partial amplitude triangular interpretation method" (i. e., method F). Through further comparision and deduction the methods T, F and Z for infinite horizontal cylinder and sphere are established. Then, in

the study of superposed anomalies "valley field triangular interpretation method" by using the negative part of the anomaly was also constructed (i. e., method Y).

The Interpretation method of three element system possesses double functions of identification and interpretation of a anomaly. Each triangular interpretation method in the system was established in view of the part of curve mosely reflecting the essential characteristics for a concerned anomaly. Therefore. each method not only has its good adaptability for a concerned single anomaly, but also has high sensitive criteria for other anomalies based on the sign, intensity and the area parameters of the residual anomaly. Even for the superposed anomaly, which looks similar to that of a single body, the precise determination and interpretation of the anomaly still could be obtained through high sensitive identification.

Thanks to the introduction of computer science more great capability could be provided to the three element system. The software package developed on the basis of three element system theory contains multi-inversion functions, such as "automatic inversion", "three element inversion", "filtering inversion", "separation inversion", "iteration inversion", "continuous inversion", "differential inversion", "bud inversion" and "look and see inversion" etc. Among them, the "look and see inversion" combined with model identification function for thin plate anomalies and "separation inversion" based on mapping for" complex superposed anomalies produced by different models both have distinct feature.

The fundamental methods in three element system generally could provide high accurary result for inversion of theoretical anomalies. All methods in the system may offer all necessary parameters for forward problem. Therefore, it is useful both for comparision of diagrams between theoratical and given anomalies and for the further study of rasidual anomaly.

The triangular interpretation system adopted the concept of fuzzy mathematics and selected the anomaly of a single body as model anomaly. The classification of anomaly has been made based on the ratio between strike length L and depth h of source body and compared with relative plan features of the anomaly. Following is the classification table.

For the nine type anomalies in the above table different methods of interpretation are provided by the triangular interpretation system. Among them, the formula and nomograms are produced for No.1,3 and 7 type anomalies; and nomograms only for No. 2, 4, 5, 6, 8 and 9 type anomalies; for all of the nine types of anomalies corresponding programmed interpretation methods are produced systematically. So we may say that the triangular in

Type \ sub type	sphere and Cylinder $l/h<0.375$	Finite plate and cylinder $0.375<l/h<3$	Infinite plate and cylinder $l/h>3$
Two-dimensional anomaly $L/h>3$	1 Anomaly of infinite horizontal cylinder	4 Anomaly of infinte length plate with finite extension in depth	7 Anomaly of plate with infinite extension in depth
Sub-two dimensional anomaly $0.375<L/h<3$	2 Anomaly of finite horizontal cylinder	5 Anomaly of finite length plate with finite extension in depth	8 Anomaly of finite length plate with infinte extension in depth
Three-dimensional anomaly $L/h<0.375$	3 Anomaly of sphere	6 Anomaly of inclined cylinder with finite extension in depth	9 Anomaly of inclined cylinder with infinite extension in depth

terpretation system can be considered as an independent interpretation systtem.

"Triangular interpretation system" of magnetic anomaly mainly consisted of the basis of method, three element system nomograms, the main programmed procedure of three element system, inversion of superposed anomalies, accuracy of the method and the case histories of interpretation.

—

To establish related triangular of different part of magnetic anomaly curve on a profile, to transform the theoretical magnetic curves of regular geometric bodies into specific triangular and with the aid of correlative ratio which has the feature to cancel the corresponding constant or with the aid of "model identification" technique to conduct intrinsic transformation from multivariate function to mapping function in order to obtain the selection of the parameters, all above mentioned transformations through geometrics to functions are the physico-mathematical basis of three element system.

The so called "anomalous three elements" mean that in a triangular established on a profile for anomalous curve the vertical line from vertex to base line is called element *"a"* and the two parts of the base line divided by element a are called element *"b"* and *"c"*. Anomalous a, b and c are called "three element" for short. The "characterstic ratio" being consisted of "element *b*" and "element *c*" in three element is

$$K_{\Delta}=\frac{b-c}{b+c}$$

which has corresponding positive mapping relationship with magnetized characterstic angle (γ). From this, "triangular arctangent" of magnetic anomaly may be formed directly:

$$\gamma = 3 \operatorname{arctg}\varphi(K_\Delta)$$

where $\varphi(K_\Delta)$ in magnetized characteristic function. The magnetized characteristic functions of anomalies of different geometric bodies have their own connotations;

$$\varphi_1(K_\Delta) = \sqrt{3}\left[K_\Delta - 2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot \operatorname{sh}\left(\frac{1}{3}\operatorname{sh}^{-1}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right];$$

$$\varphi_2(K_\Delta) = \frac{82}{25}\left[K_\Delta - 2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot \operatorname{sh}\left(\frac{1}{\sqrt{7}}\operatorname{sh}^{-1}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right];$$

$$\varphi_3(K_\Delta) = 5\left[K_\Delta - 2\sqrt{1-K_\Delta^2}\cdot \operatorname{sh}^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{7}}\operatorname{sh}\frac{K_\Delta}{\sqrt{1-K_\Delta^2}}\right)\right];$$

where $\varphi_1(K_\Delta)$, $\varphi_2(K_\Delta)$ and $\varphi_3(K_\Delta)$ are magnetized characteristic functions corresponding to thin plate with infinite extension in depth, infinite horizontal cylinder and sphere anomalies respectively. There are magnetized characteristic functions of thin plate with finite extension in depth and finite horizontal cylinder anomalies as well.

Different combination of a, b and c will result in establishing inversion formulas:

$$h^* = H(\gamma)\cdot(b+c)$$
$$M^* = M(\gamma)\cdot(b+c)^n\cdot a$$
$$X_A = X_A(\gamma)\cdot(b+c)$$
$$Z_A = Z_A(\gamma)\cdot a$$
$$Z_M = Z_M(\gamma)\cdot a$$

$H^*(\gamma)$, $M^*(\gamma)$, $X_A(\gamma)$, $Z_A(\gamma)$ and $Z_M(\gamma)$ are functioned coefficients of depth, magnetic moment, origin, background field and maximum respectively. In the inversion formula of magnetic moment n is the parametry shape of the body and for a thin plate with infinite extension in depth and n will be 1. for an infinite horizontal cylinder n will be 2 and for sphere n wll be 3.

It is obvious that all the inversion formulas mentioned above could be represented by a general inversion formula:

$$W = P\cdot F(\gamma)$$

where W is the parameter to be calculated, such as $h^*\cdots M^*$, etc; P is a complex parameter determined by "anomalous three elements", which is also a constant; $F(\gamma)$ is functioned coefficient, such as $H(\gamma)$ and $M(\gamma)$, etc.

The general inversion formula indicated that the parameters to be solved which are related to magnetic bodies in three element system are the product of the constant and functioned coefficients.

There are four triangular interpretation methods in three element system, which derived from different part of the anomaly curve. They may use different part of an anomaly and hence an incomplete magnetic curve to conduct complete interpretation as their basis is derived from the different part of the magnetic curve. Among them, the method T is applicable to the case of only peak proportion remained in the anomalous curve, while the method Y is suitable for the anomalous curve with only valley proportion of the anomaly. The method Z can be used as a supplement of the method T when the curve between peak value and the valey value is disturbed slightly. The methods T, Y and Z specially need relative reliability of the gradient proportion of curve at the two sides of the peak and valley and one of the peak or valley values (without consideration of background magnetic field). As for the method F in addition to the need of the relative reliabillty of the gradient proportion of curve at the two sides of the peak and the valley, the background magnetic field is required, but not necessary for the peak and valley values themselves. So, in different cases of anomalous curves the three element system has a great flexibility for interpretation.

The presupposition of interpretation of superposed anomalies is that they must be separatable and the key of successful separation of superposed anomalies lies in application of proper "model identification", selection of "screen separation" and good using the inversion and "three element iteration technique".

"Three element mapping"will be a new functional relation between the causative body and its anomaly after geometric trasformation is conducted.

If we only discuss the anomalies caused by simple geometric bodies, it is obvious that a specific geometic body would produce a specific anomaly, and that a specific anomaly must have a specific "anomalous three elements". Thus, it can be seen that corresponding functional relation between "anomalous three elements"and causative body exists generally and can be defined everywhere. This relationship is so called "three element mapping" and is the extension of related magnetic field functions, there is a complex mapping relation among three elements, the anomaly and causative bodies. An anomaly may have not only one "three element mapping" and this property is considered as repeatness of "three element mapping". But the same interpretation result may be derived from different three element mapping of an anomaly. And this is referred as the uniqueness of "three element mapping". The repeatness and uniqueness of "three element mapping" are theoretical presupposition for the separation of superposed anomalies.

By using triangular interpretation method of typical geometric body, a test interpretation of a given anomaly can be made and from the sign, amplitude and characteristic of its residual anomaly, the correlation between the given causative and typical causative bodies is estimated in order to get the classification of the given anomaly. All of the above process is called model identification of three element system which will classify into "superimposed identification" and "type recongnition". "Superimposed identification" will identify an anomaly to be a superposed or a simple anomaly; "type recongnition will determine subtype of a given anomaly according to the classification table.

"T-Z identification" and "Y-Z identification" are specially designed for "superposed identification". These identifications possess an unique capability of identification for the superposed anomaly which is very similar to the anomaly a single body. The "bud identification" and "plate and cylinder identification"are also established in the"type identification"for determining the parameter of the extension in depth of the causative body and a big progress has been obtained.

"Bud identification" is a kind of model identification based on relative correlation in bud diagram.

The bud diagram is a model diagram to determine the dip extension of magnetic body, and its vertical coordinate is K_{Δ} which will be the characteristic ratio calculated by a triangular formed between the maximum slope tangents at two sides of the peak value and the peak tangent or the horizontal axis of the coordinate and that is called" peak characteristic ratio"; horizontal coordinate is K_{∇} which is the characteristic ratio calculated by a triangular formed between the maximum slope tangents at two two sides of the valley value and the valley tangent and that is called "vasslley characteristic ratio". The classified type of a given anomaly in the classification table should be determined by the above mentioned two kinds of ratios.

The bud diagram is consisted of two parts and one part is bud longitude and latitude lines and the other is bud model line.

The bud longitude and latitude lines are derived from calculation by using the formula of thin plate with finite extension in depth and the longitude line will define variable region of magnetized characteristic angle and the latitude line will determine the depth extension parameter of a causative body. The latitude line is consisted of four lines (i. e., $l/h=0.375$, 0.75, 1.5 and 3) which will divide the bud diagram into 5 regions, i. e., the core region, internal, middle, external and out of the latitude regions.

The bud model lines are calculated by the formulas of infinite depth extension thin plate and infinite horizontal cylinder and determined by step by step classification based on fuzzy mathematics. There are four model lines which divide the bud diagram into 5 half-circle regions, i. e., B, G, U, internal and external model regions. The two kinds of regions divided by the longitude and latitude lines and the model lines have ingeniously made the complicated model identification reduce to image interpretation. This procedure in fact is a graphical method of two-variable equation of higher degree.

When the model points are put onto the bud diagram, the budrelated functions of l/h and γ can be solved by using the positions of the points:

$$l/h \doteq 1+\left\{\sqrt{\frac{[(K_0-K_B)^2+(K_0^*-K_B^*)^2]^{1/2}}{[(K_0-K_1)^2+(K_0^*-K_1^*)^2]^{1/2}}}-1\right\}^{2/3}$$

$$\gamma \doteq \frac{1}{2}\left[\operatorname{arctg}\left(\frac{K_0-K_B}{K_0^*-K_B^*}\right)-\operatorname{arctg}\left(\frac{K_C-K_1}{K_C^*-K_1^*}\right)\right]+i_S$$

where K_0 and K_0^* are vertical and horizontal coordinate of the pistil point (when the value of l/h tends to zero the traces of points in the bud diagram will convergent to a point that is the pistil point no matter what the value γ is). K_B and K_B^* are vertical and horizontal coordinate of a model point of a given anomaly; K_1 and K_1^* are vertical and horizontal coordinate of a refference point when $\gamma=i_S$ and $l/h=1$.

What calculated by using the bud-related functions are approximate values of γ and l/h. And then combined with relative iterative computations, γ and l/h may quickly be approximated to their theoretical values and other parameters may also be obtained accordingly. From that, "look and see inversion" can be achieved, which would be better than general inversion method for the accuracy.

The "look and see" means a process of scarching for a specific target, i. e., an intelligent inversion process of an anomaly to looking for a specific target. The bud-related functions are the basis of mathematics through model identification to accomplishment of intelligent.

By using plan parameter (ratio of long to short axes) and profile parameters (magnetic data and i_S) of an anomaly the top depth (h) or centre depth (h_C), length of depth extension ($2l$), strike length ($2L$), dip(β), magnetized angle (γ) and the section component (M^*) of magnetic moment of a magnetic body can systematically be obtained by "look and see inversion".

"Plate and cylinder identification" can be used only as model identification for determining the depth extension of a two-dimensional anomaly.

Among the causative bodies producing two dimensional anomalies, the infinite depth extension thin plate and infinite horizontal cylinder can be considered as two extreme cases.

How could we determine the depth extension of a body between the plate and cylinder for a given anomaly?If the given anomaly is two-dimensional, we may interpret it first with methods suitable for plate and then with methods suitable for cylinder and compute theoretical curves using the obtained results of the two interpratations. If the best fitting can be obtained, then the causative body of a given anomaly is determined. It will be a plate or cylinder accordling to the parameters to be used to compute the theoretical curve. If no good fitting exists, it should belong to finite plate. For the finite plate anomalies, when the cylinder interpretation method is used, a "positive residual anomaly" may happen due to"not adequate interpretation", in contrary, when the plate method is used, a "negative residual anomaly" may happen due to "over interpretation". The positive residual anomaly is called "residual anomaly" and negative residual one is called "lost anomaly".

The depth extension of a two-dimensional thin plate can be determined by study of the amplitude or area ratios between "residual anomaly" and "lost anomaly" of a given anomaly and consequently "automatic inversion" of two-dimensional thin plate anomaly conducted. For the "automatic inversion" given the data of a given anomaly and effective magnetic dip in a profile, the automatic inversion will give all necessary parameters systermatically exception for the strike longth of magnetic body.

"Screen separation" is an inversion technique for restraining interpreted region.

The component of a superposed anomaly is called original anomaly. Hence, the curve segment keeping the characteristics of original anomaly will be called "single body region".

"Screen separation" can provide flexible selection of the single body region as an interpretation area and avoid the effect of seriously desturbed region in the superposed anomalies.

"Three element iteration" means that through parameter feedback to depress the curve distortion caused by the anomaly superposition and thus, improve the interpretation result. This is reconstruction technique with higher interpretation accuracy.

Satisfactory results may be obtained directly by three element system for either horizontal superposed anomalies caused by magnetic bodies with large distance apart or vertical superposed anomalies caused by magnetic

bodies with large different depth. In addition, a good interpreted result could also be obtained when an anomaly appears on the gentle background of another one. Without the above mentioned favourable basic conditions to separate the anomalies and just using three element method to do the inversion of the superposed anomaly with serious distortion, the wrong and distinct false residual anomaly must be created.

Three element iteration could correct the mistakes in a maximum degree through an approach to the truth.

In the case of complex superposed anomaly the obtained initial fitting is not the best. The best fitting should be obtained by a further iteration which is called "correct iteration".

二

The nomograph of triangular interpretation system is manual interpretation method which will select related "three element" of the anomaly as fundamental parameter and find out functional coefficient on a related nomograph through the depth extension and top width identifications. Thus, the forward problem parameters of a causative body can be obtained.

The nomograph of three element system has two kinds. One is parameter nomograph and the other is functional coefficient nomograph the main function of which is to determine the top width parameter (b/h) and the depth extension parameter (l/h).

(一) Parameter nomograph

1. Top width parameter nomograph

Up to now, no top width parameter nomograph for arbitrary magnetization has been found yet. Therefore, it is only possible to select the variable range of magnetization angle and to provide the nomograph to be suitable for the anomalies with different magnetization directions.

The average slope of "gentle slope portion of the anomalous curve near the peak" for the infinite depth extension thick plate is the approximatly parallel to an inverse the angular point line of the characteristic and the whole amplitude triangulars.

By using this relationship, the ratio of cut difference can be obtained:

$$K_b = A'W/WQ' - K_\Delta/2$$

The "cut difference ratio nomograph" is made by K_b——horizontal coordinate and K_Δ——vertical coordinate, which can be used to solve the top width parameter (b/h) of a thick plate for magnetized characteristic angle (γ) range of $0°$—$\pm 60°$ and has a good resolution.

The gentle slope ratio nomograph can be treated as a complement of the cut difference retio nomograph, which can be used to solve the top width parameter (b/h) for magnetized characteristic angle range of 60°—90° and has a good resolution.

For the anomaly with magnetized characteristic angle greater than 90°, one may treat the valley region of the anomaly as the peak region and select one of the two nomographs above mentioned for the interpretation according to the circumstances. After b/h and γ' obtained, the b/h parameter will be the final result, but magnetized characteristic angle should be:

$$\gamma = \gamma' + 90°$$

The cut difference and the gentle slope ratio nomograph are the fundamental parameter diagram of a magnetic body for "top width identification".

2. Depth extension parameter nomograph

The bud diagram is just depth extension parameter nomograph.

Three sets of bud diagrams, i. e., two-dimensional, sub-twodimensional and three dimensional anomalies are provided for interpretation of the thin plate-like anomalies. Each set of bud diagram is composed of four kinds of bud diagrams, totally 12 sheets for $i_s=0°$, $i_s=30°$, and $i_s=60°$, $i_s=90°$. Normally, different anomaly should be cooperated with its corresponding bud diagram, only in this way the exact depth extension parameter could be possibly obtained. However, in fact, there should be innumerable sheets of bud diagrams that can the problem be solved for interpretation of various anomalies. After studied this problem, we decided that by using three sets of bud diagrams consisting of four selected bud ones in each set and with the aid of proper interpolation method and using bud inversion the interpretation of an anomaly can be obtained with a certain accuracy.

The pre-conditions for using the bud diagram:

(1) The anomaly should be caused by a thin plate.

(2) According to the ratio between the long and the short axes of the anomaly, determine whether the anomaly is two, sub-two or three dimensional ones.

(3) Magnetized dip angle in the main section should be known.

(二) Functional coefficient nomograph

The functional coefficient nomograph generally is associated with parameter nomograph in practice. Only when the magnetic body is believed to be an infinite depth extension thin plate or an infinite horizontal cylinder or a sphere, the parameter nomograph is not needed. There are 112 sheets totally in the functional coefficient nomograph and are divided into three

kinds, i. e., two, sub-two and three dimensional nomographs. The nomograph is consisted of functional coefficients of infinite depth extension thin and thick plates, infinite horizontal cylinder, finite depth extension thin plate and sphere anomalies. As the functional coefficient of finite depth extension thin plate is to be determined, i_S must be known. In the nomograph, there are four selected steps of magnetized angles of $i_S=0°$, 30°, 60° and 90°; in eachstep, there are four interpretation methods (T, Y, Z and F) and 16 functional coefficients [$H_T(\gamma)$, $H_Y(\gamma)$, $H_Z(\gamma)$, $H_F(\gamma)$, $M_T(\gamma)$,$M_Y(\gamma)$,$M_Z(\gamma)$, $M_F(\gamma)$, $X_{AT}(\gamma)$, $X_{VY}(\gamma)$, $X_{AZ}(\gamma)$, $X_{AF}(\gamma)$, $Z_{AT}(\gamma)$, $Z_{VY}(\gamma)$, $Z_{AZ}(\gamma)$ and $Z_M(\gamma)$] and 84 functional coefficient curves (for each functional coefficient there are four curves of $l/h=0.375$, 0.75, 1.5 and 3). After combining the two interpretation methods which are closed with each other, there are 8 nomographs and 96 sheets in total for each step.

三

The typical fundamental interpretation methods in"triangular interpretation system of magnetic anomaly" have been already introduced into SHARP PC-1501 pocket computer. "Nine function interpretation package" has been compilated as a mark "C_Δ-8599" which adopted the extended BASIC and has the capacity of 15K bytes.The programs possess multipe functions of interpretation and processing of the anomaly and mainly contain:

"Automatic inversion": It is used to interpret complete or incomplete anomaly caused by arbitrary magnetization, arbitrary occurrence and arbitrary simple geometric body;

"Three element inversion": it is used to interpret the measured anomaly without any processing before. By using manual constructed trianguiar and giving a, b and c and the top point position of the triangular and then one may conduct the inversion;

"Filtering inversion: it means that for a given anomaly or a residual anomaly, primary filtering should be performed before automatic inversion. There are 5 kinds of filters that canbe selected in the program;

"Separation inversion": it is used to separate the superposed anomalies in the light of "screen separation" technique which includes the "complex superposed anomalies" produced by combination and addition of two, sub--two and three dimensional bodies;

"Iterative inversion":it is used progressively to reduce distortion of the curve produced in the course of separation of superposed anomalies and to

recover the true feature of single anomaly in order to provide reliable interpreted result;

"Continuous inversion": it is suitable for interpretation of a long profile in which there are several anomalies of different types and the result can be obtained by using this program iust one time;

"Differential inversion": it is to interpret the anomaly caused by a infinite depth extension thick plate;

"Bud inversion": it is used to interpret the thin plate-like anomaly with the aid of interactive mode on the basis of bud diagram.

"Look and see inversion": it is an intelligent inversion method for the thin plate-like anomaly which is a general term of thin plate, cylinder and sphere anomalies.

In the package there are also functions of "output of theoretical anomaly curve and superposed anomaly curve", "magnetic field level adjustment", "data recovery and follow up"and"print out of data and figure", etc.

C_{Δ}-8599 is a very practical package and especially useful in the field application. It will enhance interpretational capability of magnetic anomaly for the field geophysicist and thus, increases geological effect of geophysical prospecting.

(四)

The programmed inversion of superposed anomalies is the most important progress for triangular interpretation system. In general, when the ratio of the interval between the causative bodies and their depthes is 3, the separation inversion can be applied successfully for the superposed anomalies. With the aid of" screen separation" and "three element iteration" the magnetic bodies that are closed from each other (including the horizontal and vertical superposed anomalies in which the ratio of interval and depth is 1 and the ratio of shallow and deep depthes is 1.5) may be successfully separated by this method.

Because of progressive improvement of the separation and iteration inversion techniques, the interpretation system has made success in locating local distinct inhomogeneity porperties from some of magnetic bodies; and it is also possible to identify the deep extension of magnetic bodies with tops close and bottoms apart. Moreover, it is possible to separate the anomalies of finite depth extension thin plate by using the method of infinite depth extension thin plate based on the superposition theory of magnetic field. Thus, the depth extension length and spatial position of the bottom

end of the finite plate could be obtained.

The superposed anomalies produced by different causative bodies are calied "complex superposed anomalies". They may be combinations of plate and sphere, sphere and cylinder and plate and cylinder; and even the combination of plate, cylinder and sphere.

Up to now, there is no method to deal with this kind of anomaly in the literature.

"Three element mapping" will set up the prerequisite for solving the complex superposed anomalies and their relative relations of causative bodies. When the prerequisite is determined, for different presupposed "three element", one may conduct "three element inversion" to the anomalies caused by different types of bodies in the basis of different three element mapping.

(五)

The inversion accuracy of three element system depends mainly upon the nature of the anomaly, the more complex the anomaly the lower the accuracy. It is also constrained by the ratio (K_H) which is the ratio of the station distance to the depth of causative body. If the ratio of station interval to depth is proper, then the absolute error of the magnetized characteristic angle derived from inversion of simple geometric body's anomaly in a centrical profile at an arbitrary magnetization direction by T, Y, Z and F methods will be less than 3° and the relative error of the depth and magnetic moment will be less than 5%; in practice, when the magnetic body can be considered as a regular one and the magnetic survey accuracy is good enaugh, the absolute error of magnetized characteristic angle will generally be less than 9°, while the ralative error of the depth and magnetic moment be less than 15%.

In fact, the optimum ratio of the station interval to depth should be $K_H=1/4$ for consideration of the interpreted accuracy and the cost efficiency as well.

(六)

A great number of anomalies published in Chinese literature, which are caused by economic magnetic bodies, has been computed in the development of three element system and satisfactory results have been obtained. During the computation some problems have been encountered and a further study

been made. As a result, a significant progress is obtained for the reserve prediction of single anomaly, reinterpretation of superposed anomalies and looking for new deposit near the existing ones.

A large scale scheelite deposit is discovered from Cau Jiaba magnetic anomaly and a tin deposit with multimetals associated with magnetic minerals is found from San Heye magnetic anomaly. The main orebodies are 200 m and 100 m depth below the surface and are all buried or blind deposits. The common feature of the two anomalies is the remained "single region" characteristics near the peak portion of the anomaly's curve, but the former has side distortion and the latter has superposed anomaly caused by deep source and for the two cases above mentioned, the background field were not properly selected. Hence, the good result can hardly be obtained by conventional interpretation methods.

The inversion results provided by method T in three element system have experienced practical tests.

For Ta Yanshan magnetic anomaly, there are some additional ore bodies to be discovered at the greater depth bellow the known ore bodies concluded by model identification, screen separation and three element iteration techniques.

A number of model experience with single or multiple one has been conducted by using DW-83 low frequency complex resistivity instrument. "Magnetic-like interpretation" to the measured data has been conducted by the methods of three element system and good results have been obtained.

The methods of three element system are introduced and developed through practice, but the system still needs to be improved and further developed in order to achieve a more advanced development of "intelligent inversion".

Geological Publishing House
Address:
Hepingli, Beijing, PRC

The author's address:
Cai Jiaxiong
Hunan Bureau of Geology and Mineral Resources, Changsha City, Hunan Province, China