

中华人民共和国地质部地球物理探矿研究所

地球物理与地球化学探矿 研究报告文集

第 2 集

中国工业出版社

中华人民共和国地质部地球物理探矿研究所

地球物理与地球化学探矿 研究报告文集

第 2 集

斜磁化条件下
磁测资料的推断解释

黄树棠 顾学新 编著

中国工业出版社

本书主要是阐述在斜磁化条件下如何推断解释磁测资料的问题。全书分四章，比较全面地论述了不同产状地质体的磁场解析式和曲线图、磁异常的定性解释和定量解释问题。这对提高磁测资料解释质量有很大实际意义。本书可供野外从事磁测资料解释的工作者和物探专业师生参考。

中华人民共和国地质部地球物理探矿研究所
地球物理与地球化学探矿研究报告文集

第 2 集

斜磁化条件下磁测资料的推断解释

黄树棠 顾学新 编著

地质部地质书刊编辑部编辑（北京西四羊市大街地质部院内）

中国工业出版社出版（北京佟麟阁路丙10号）

北京市书刊出版业营业许可证出字第110号

中国工业出版社第四印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

开本 $787 \times 1092\frac{1}{16}$ ·印张 $18\frac{5}{8}$ ·插页2·字数422,000

1964年9月北京第一版·1964年9月北京第一次印刷

印数0,001—2,210·定价(科七)2.90元

统一书号：15165·3060(地质-277)

前 言

本书的基本目的在于嘗試性地探討和闡明，在斜磁化条件下如何对磁測資料进行推断解释的問題。大家知道，磁法勘探在我国已广泛应用，取得的資料和經驗也較丰富，但是由于南方各省所处緯度較低，受斜磁化影响大，欲使磁測資料的推断解释得到滿意的結果，必須采用与垂直磁化时不同的方法；另一方面，即使不是低緯度地区，当磁性地质体傾斜与磁化方向不一致时，以及由于剩余磁化、退磁作用等因素影响而使总磁場强度的方向往往与地质体傾斜方向（对有延深方向的地质体而言）不一致时，也是如此。因此我們認為，解决磁測資料推断中受斜磁化影响問題，对提高解释結果的质量具有很大的理論和实际意义。这样就促使我們嘗試性地对磁測資料解释中的正、反演問題都按斜磁化条件去建立和考虑，并且注意闡明与垂直磁化情况下的相互关系和不同特点。这将有助于澄清因沿用与垂直磁化时相同的推断方法而引起的模糊和錯誤的概念。

书中所列定量解释方法的名称，初看起来都是熟知的，因为这些方法的原理对于垂直磁化的情况在一般文献中論述較多；本书側重于建立和推广它，使它适合于斜磁化情况。所列方法除照顧系統完整等因素外，尽力选择簡便实用一些的方法，以使在目前缺乏近代化計算工具的情况下能比較便利地应用。这些方法絕大部分是經适当加工后才列出的。对各种方法在已有資料和文献中所論述的情况，在各节开头語中也作了簡單介紹。今将各章基本內容及特点概述如下：

第一章內較全面地敘述了近二十种地质体在不同产状、不同磁化条件下的磁异常解析式。由这些磁場解析式所算出的理論曲綫亦已整理完毕，为了縮減篇幅起見，只列出了少数曲綫图，以作为探討反演問題和定性解释时参考。詳細的推导过程和数据都沒有一一贅述，其中如三軸橢球体、旋轉橢球体和橢圓柱体的磁場分析問題不仅推导較复杂，具体計算也相当麻煩，特別是前者在一般文献中尚未見到。

本章不仅是后面几章反演問題的基础，同时也可供实际工作中作为手册性地参考查閱。

第二章中探討了在斜磁化条件下如何粗略地估計地质体的形状、傾斜方向及圈定磁性地质体边界綫的定性方法。

我們都知道，目前野外最常用的定量解释方法是：特征点解析法、切綫法、图解法等，在进行這項工作前必須先根据异常特征来估計地质体的大致形状，然后才能正确地选定最适宜的定量解释方法。若估計引起异常的地质体的形状不正确，将会造成錯誤的解释結果，因此这是定量解释之前很重要的一个环节，而目前一般文献中对此問題很少仔細去探討。本章以較大的篇幅討論了这个問題。

首先从分析磁場出发，結合实际經驗，定性地描述了斜磁化情况下磁异常特征，指出了一般当作垂直磁化进行推断解释而易引起的誤会。本章內也从理論上对某些复杂形状地质体假设为簡單形状地质体的条件，以估計百分誤差的方法进行了探討。另外敘述了三种

确定地质体形状的方法。

此外，又依据无限延深的厚板状体的情况，研究了确定地质体倾斜方向的规律，这比单凭用实际资料对比而得出的结论要系统全面得多。

本章最末对上述一些方法的优缺点作了评价。

第三章 § 1 内探讨了在斜磁化条件下如何对各种地质体进行产状计算的问题，并对这些方法的应用条件和效果进行了比较评价。其他各节则对各种方法作具体讨论。

§ 2、§ 3 内是讨论特征点解析法和任意点解析法，针对十多种不同的地质体的磁异常分别叙述的。这两节内所列出的方法较多，当然在实际工作中不一定都需要采用，可根据不同地质条件和实测资料的特点选择应用。

§ 4 中介绍了常用的 Ю.Н. 格拉巧夫切线法及经改进后的 В.К. 布亚特尼茨基切线法。后者虽然在考虑到不同形状方面比前者有改进，但是它的探讨限于对沿走向无限、向下无限延深的地质体，且当磁化方向与板状体的倾斜方向一致（即垂直磁化）时才适用。本节内不仅对该种地质体建立了在倾斜磁化条件下可适用的切线法，而且对薄板状、球体、水平圆柱体等其他五种地质体也作了讨论。叙述切线法原理和应用步骤的同时，也列出了实用所需的一些参数值和图表。

在 § 5 中介绍了列线图法，该法是切线法和特征点解析法的结合，直接利用所列的图表可简单迅速地进行产状计算。这里叙述的仅是作者的一些粗浅工作，没有介绍现有文献中的一些方法。

§ 6、§ 7 中所述的方法，其实质都是属于积分法的，只是因 § 7 内所述方法在应用时无需估计地质体截面形状，可较直接一些计算产状，我们暂称它为直接法。在 § 6 中所介绍的方法是针对各种规则形状的地质体在斜磁化情况下所引起的磁异常 ΔZ 、 ΔH 进行定量解释而讨论的，不象现有文献中多半对垂直磁化情况建立公式，后者这里只是作为特例。在 § 7 内主要采用了 В.Н. 斯特拉霍夫和 А.М. 普拉恩斯基的方法，简述了方法的原理，而着重说明了使用步骤和计算方法，且把后一方法推广，使它在斜磁化条件下也能应用。

§ 8 内介绍了向量法。这种方法很简便实用，但一般只直接作出 ΔZ 、 ΔH 的合向量交点来计算地质体的埋藏深度，А.А. 罗加契夫教授曾作过探讨，在斜磁化情况下这样作是不对的，必须加以校正。这里介绍了他的方法。

§ 9 内介绍了选择法，这方面现有文献中讨论也较多。我们采用了经 Г.Н. 格林维奇作过修正的 Л.С. 米科夫方法和一般常用的迭加磁化面引起的场强的方法，对前者作了仿制和推广，对后者针对具体运用的问题作了一些叙述。

从系统性、完整性来说，在本章中还应叙述磁位高阶导数法、磁场空间分布法、理论曲线法，以及应用其他数学物理方法（如解析函数论、积分变换、相似原理等）对磁异常进行解释的方法，但我们在这方面的工作做得很少，所以未列入。有的只在第四章实例中个别地提到。

第四章内是对我国南方几个矿区的磁测资料或理论计算结果进行产状计算，作为运用前述一些方法计算的实例。

本书可供野外从事磁测资料解释的工作者和高等院校物探专业师生参考。

本书于1958年底着手编写，于1960年底完成初稿，后来经过一些删节修改。由地质部

地球物理探矿研究所黃树棠、顧学新执笔，由邢凤桐、侯重初同志校閱，赵文津、魏寿林等同志参加了审評工作，对本书提出了許多宝貴的意見，张覃强、徐长保、赵和南等同志参加了計算、绘图、抄写等項工作。在此亦感謝冶金工业部矿冶研究院熊光楚工程师审閱了原稿，提供了宝貴的意見。

由于作者的理論水平和工作經驗很有限，錯誤和缺点一定很多，在此希望大家在实际运用中不断提出修正意見和批評，以使本书內容及斜磁化条件下的推断解释方法能日益趋于完善。

目 次

前 言

第一章 各种不同产状地质体的磁场解析公式	1
§ 1. 向下有限延深的倾斜厚板状体	1
§ 2. 向下无限延深的倾斜和垂直厚板状体	5
§ 3. 沿走向无限（或有限）延长、向下无限（或有限）延深的薄板状体	9
§ 4. 长方形体	15
§ 5. 不同磁性岩层的倾斜接触面	17
§ 6. 不同磁性岩层的垂直接触面	19
§ 7. 截面为等腰梯形的水平柱状地质体	20
§ 8. 截面为三角形的水平柱状地质体（水平三角柱体）	22
§ 9. 磁性岩层的倾斜断层	23
§ 10. 磁性岩层的垂直断层	26
§ 11. 磁性岩层的褶皱（背斜或向斜）	27
§ 12. 三轴椭球体	29
§ 13. 扁平的旋转椭球体($a=b>c$)	33
§ 14. 橄榄形的旋转椭球体($a>b=c$)	37
§ 15. 球 体	39
§ 16. 椭圆柱体	41
§ 17. 水平圆柱体	45
§ 18. 沿走向有限延长的水平圆柱体	47
§ 19. 水平层	47
§ 20. 无限延深的垂直棒状体（单极）	49
§ 21. 有限延深的倾斜及垂直棒状体（双极）	50
第二章 磁异常的定性解释问题	52
§ 1. 低纬度地区的磁异常特征	52
§ 2. 确定地质体形状的方法	53
§ 3. 确定地质体倾斜方向的方法	85
§ 4. 确定地质体形状的若干结论	89
§ 5. 确定地质体边界线的方法	92
第三章 磁异常的定量解释问题	94
§ 1. 磁异常解释方法的分类及其比较评价	94
§ 2. 特征点解析法	100
一、无限延深的倾斜薄板状体	100
二、水平圆柱体	104
三、无限延深的倾斜厚板状体	110

四、垂直接触面	114
五、有限延深的垂直板状体(截面为矩形的水平柱体)	117
六、对称背斜地质体	119
七、有限延深的垂直薄板状体(垂直双极线)	122
八、有限延深的倾斜薄板状体(倾斜双极线)	122
九、沿走向有限延长的单极线(磁化方向与薄板状体的倾斜方向相一致)	123
十、沿走向有限延长的单极线	124
十一、沿走向有限延长的水平圆柱体	125
十二、水平层	127
十三、球 体	131
十四、无限延深的垂直棒状体(单极)	134
§ 3. 任意点解析法	135
一、无限延深的倾斜薄板状体	136
二、水平圆柱体	137
三、有限延深的垂直薄板状体	139
四、无限延深的倾斜厚板状体	140
五、垂直接触面	141
六、垂直断层	142
七、水平层	143
八、对称背斜地质体	145
九、球 体	145
十、无限延深的垂直棒状体(单极)	146
§ 4. 切线法	147
一、无限延深的厚板状体(其磁化向量的方向与板状体的倾斜方向一致, 即 $\beta=i$)	149
二、无限延深的厚板状体(其磁化向量的方向与板状体的倾斜方向不一致, 即 $\beta \neq i$)	151
三、无限延深的倾斜薄板状体	155
四、水平圆柱体	160
五、球 体	165
六、无限延深的垂直棒状体(单极)	169
七、有限延深的垂直薄板状体(垂直双极线)	170
§ 5. 列线图法	174
一、无限延深的倾斜厚板状体	174
二、无限延深的倾斜薄板状体	176
三、水平圆柱体	179
四、球 体	181
§ 6. 积分法	182
一、无限延深的倾斜薄板状体	182
二、无限延深的倾斜厚板状体	184
三、水平圆柱体	187
四、有限延深的垂直薄板状体(垂直双极线)	190
五、球 体	191

§ 7. 直接法	194
一、方法原理	195
二、实用问题	200
§ 8. 向量法	212
一、薄板状体	213
二、水平圆柱体	215
§ 9. 选择法	221
一、Д.С. 米科法	221
二、迭加磁化引起的场强法	228
第四章 磁异常定量解释的实例	231
§ 1. 无 ΔZ 负值的綫状异常	231
实例一	231
§ 2. 单侧有负值的 ΔZ 綫状异常	235
实例二	235
§ 3. 单侧有负值的航空磁测 ΔT 綫状异常	241
实例三	241
实例四	243
§ 4. 双侧有负值的 ΔZ 綫状异常	271
实例五	271
参考文献	286

第一章 各种不同产状地质体的磁场解析公式^①

§1. 向下有限延深的倾斜厚板状体

地质体的产状符号如图 1、2、4 中所示， A 为倾斜厚板状体走向的磁方位角； I_0 为地磁场强度向量的倾角； β 为地质体的倾角，其值是自与顶板相切的水平线依顺时针方向

计算，向北倾斜时 $\beta < \frac{\pi}{2}$ ； h 为厚板状体顶

板的埋藏深度，单位是任意的； $2b$ 为厚板状体的水平宽度，单位与 h 同； $2l$ 为板状体的延深长度，单位与 h 同； r_1 、 r_2 、 r_3 、 r_4 为自板状体四角点至观测点 P 的距离，单位与 h 同； ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ_3 、 ϕ_4 分别为 r_1 、 r_2 、 r_3 、 r_4 与水平线 xx' 所成之角，其值自 xx' 线依顺时针方

向计算，单位为弧度； $K = \frac{K' - K_0}{1 + 4\pi K_0}$ ，为厚

板状体与围岩相对的磁化率，以 $C.G.S.M.$

为单位，其中 K_0 为围岩的磁化率， K' 是所考虑的地质体的磁化率； J_z 为厚板状体在剖面内的磁化强度对铅垂方向的投影； ΔZ 、 ΔH 是地面磁测中的磁异常的垂直和水平分量； ΔT 是航空磁测中的总磁力异常强度，它们的单位为伽偶 (r)，1 伽偶 = 1×10^{-6} 奥斯特 (记作 Oe 或 Θ)。

以下所有理论曲线图中，除特别注明的以外，一般都把 ΔZ 和 ΔH 取 $2J_z = 2J_0 \sin I_0 = 0.1 C.G.S.M.$ ； ΔT 的理论曲线取 $2J_0 \sin^2 I_0 = 0.1 C.G.S.M.$ 。

厚板状体所引起的磁场，在垂直于走向的测线上的磁场公式可由四个磁化面上的磁荷引起的磁异常积分而得。

$$\Delta Z = 2J_z \sin \beta \left[(\text{ctg } I_0 \sin A \sin \beta - \cos \beta) \ln \frac{r_2 r_3}{r_1 r_4} + (\text{ctg } I_0 \sin A \cos \beta + \sin \beta) (\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 + \phi_4) \right] \quad (1.1)$$

$$\Delta H = 2J_z \sin \beta \left[(\sin \beta + \text{ctg } I_0 \sin A \cos \beta) \ln \frac{r_2 r_3}{r_1 r_4} + (\cos \beta - \text{ctg } I_0 \sin A \sin \beta) (\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 + \phi_4) \right] \quad (1.2)$$

$$\Delta T = \Delta Z \sin I_0 + \Delta H \cos I_0 \sin A = 2J_z \sin \beta \{ [2 \sin \beta \sin A \cos I_0 - \cos \beta \sin I_0 +$$

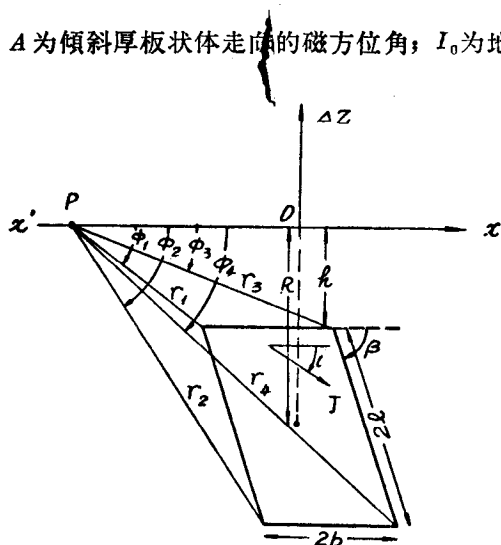


图 1

① 参考文献，[1]、[2]、[7]、[8]、[10]、[11]、[19]、[32]、[34]、[44]、[46]。

$$+ \operatorname{ctg} I_0 \sin^2 A \cos \beta \cos I_0 \ln \frac{r_2 r_3}{r_1 r_4} + [2 \cos \beta \cos I_0 \sin A + \sin \beta \sin I_0 - \operatorname{ctg} I_0 \sin^2 A \sin \beta \cos I_0] (\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 + \phi_4) \quad (1.3)$$

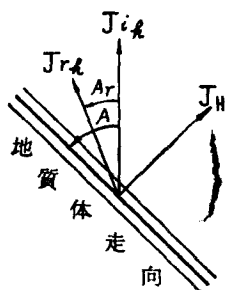


图 2

上述 (1.1), (1.2), (1.3) 式的推演均假定剩余磁化强度 J_r 与感应磁化强度 J_i 的方向一致, 且不考虑退磁作用的影响。

当 J_i 与 J_r 的方向不一致时 (见图 2), 以 J_{ih} 、 J_{rh} 分别代表感应磁化强度和剩余磁化强度在水平面上的分量。设 J_{rh} 与磁北的夹角为 A_r , 其值由磁北依反时针方向计算, 则垂直于地质体走向的平面内有效水平磁化强度分量 $J_H = J_{ih} \sin A + J_{rh} \sin(A - A_r)$ 。因此只须在 (1.1), (1.2), (1.3) 式中把 J_z 代以 $J_{iz} + J_{rz}$, 把 $J_z \operatorname{ctg} I_0 \sin A$ 代以 $J_{ih} \sin A + J_{rh} \sin(A - A_r)$, 即得

J_i 与 J_r 方向不一致时倾斜板状体的磁场公式

$$\Delta Z = 2(J_{iz} + J_{rz}) \sin \beta \left\{ \left[\frac{J_{ih} \sin A + J_{rh} \sin(A - A_r)}{J_{iz} + J_{rz}} \sin \beta - \cos \beta \right] \ln \frac{r_2 r_3}{r_1 r_4} + \left[\frac{J_{ih} \sin A + J_{rh} \sin(A - A_r)}{J_{iz} + J_{rz}} \cos \beta + \sin \beta \right] (\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 + \phi_4) \right\} \quad (1.4)$$

$$\Delta H = 2(J_{iz} + J_{rz}) \sin \beta \left\{ \left[\sin \beta + \frac{J_{ih} \sin A + J_{rh} \sin(A - A_r)}{J_{iz} + J_{rz}} \cos \beta \right] \ln \frac{r_2 r_3}{r_1 r_4} + \left[\cos \beta - \frac{J_{ih} \sin A + J_{rh} \sin(A - A_r)}{J_{iz} + J_{rz}} \sin \beta \right] (\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 + \phi_4) \right\} \quad (1.5)$$

$$\Delta T = \Delta Z \sin I_0 + \Delta H \cos I_0 \sin A \quad (1.6)$$

(1.6) 式的详细推导过程, 读者可参阅文献[7], 今只简述于下:

大家知道, 高精度的 T 型航空磁力仪是测量磁场总矢量 $\bar{T}$ 和正常磁场矢量 $\bar{T}_0$ 的模数差, 即:

$$\Delta T = |\bar{T}| - |\bar{T}_0| \quad (1.7)$$

由图 3 可见: $|\bar{T}|^2 = |\bar{T}_0|^2 + |\bar{T}_a|^2 + 2|\bar{T}_0||\bar{T}_a| \cos \tau$,

所以

$$\Delta T + |\bar{T}_0| = \sqrt{|\bar{T}_a|^2 + |\bar{T}_0|^2 + 2|\bar{T}_0||\bar{T}_a| \cos \tau} \quad (1.8)$$

将 (1.8) 式两边平方, 且除以 T_0^2 , 可得:

$$\left(\frac{\Delta T}{T_0} \right)^2 + 2 \left| \frac{\Delta T}{T_0} \right| = \left(\frac{T_a}{T_0} \right)^2 + 2 \left| \frac{T_a}{T_0} \right| \cos \tau \quad (1.9)$$

假如 $\left| \frac{T_a}{T_0} \right|$ 值小, 则 $\left(\frac{T_a}{T_0} \right)^2$ 与 $\left| \frac{T_a}{T_0} \right|$ 相比可忽略不计, 且因 $|\Delta T| \leq |T_a|$, 故 $\left(\frac{\Delta T}{T_0} \right)^2$ 与 $\left| \frac{\Delta T}{T_0} \right|$

相比亦可忽略不计, 于是 (1.9) 式可简化为:

$$\Delta T \cong T_a \cos \tau \quad (1.10)$$

对于计算强度不大的磁异常 ΔT , 根据式 (1.10) 可立即导出如下关系:

$$\Delta T = - \frac{\partial U}{\partial l_0} \quad (1.11)$$

其中 U 是引起异常的物体之磁位, $\frac{\partial U}{\partial t_0}$ 表示磁位沿正常磁场方向的方向导数。

为了实际计算, 可将 (1.11) 式变换如下

$$\Delta T = - \left[\frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t_0} + \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t_0} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t_0} \right] \quad (1.12)$$

(1.12) 式中 $-\frac{\partial U}{\partial x}$ 、 $-\frac{\partial U}{\partial y}$ 、 $-\frac{\partial U}{\partial z}$ 即为异常磁场强度矢量在各坐标轴方向上的投影, 而 $\frac{\partial x}{\partial t_0}$ 、 $\frac{\partial y}{\partial t_0}$ 、 $\frac{\partial z}{\partial t_0}$ 为在 x 、 y 、 z 坐标系中矢量 $\bar{T}_0$ 的方向余弦

$$\frac{\partial x}{\partial t_0} = \cos(x, \bar{T}_0); \quad \frac{\partial y}{\partial t_0} = \cos(y, \bar{T}_0); \quad \frac{\partial z}{\partial t_0} = \cos(z, \bar{T}_0) \quad (1.13)$$

令 oy 轴与磁子午面间的夹角为 A , oz 轴垂直向下, 正常磁倾角等于 I_0 (图 4), 于是由 (1.12), (1.13) 式可得:

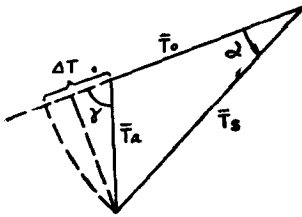


图 3

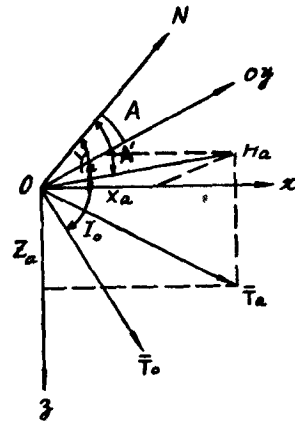


图 4

$$\Delta T = X_a \cos I_0 \sin A + Y_a \cos I_0 \cos A + Z_a \sin I_0 \quad (1.14)$$

如剖面与 ox 轴重合, 且走向方向与 oy 轴重合, 令 oy 轴与磁子午面间的夹角为 A , 对二度体而言, $Y_a = 0$, 故由 (1.14) 式得:

$$\Delta T = X_a \cos I_0 \sin A + Z_a \sin I_0 \quad (1.15)$$

其中令 $X_a = \Delta H$, $Z_a = \Delta Z$, 且 ΔH , ΔZ 必须注意到斜磁化情况, 即得 (1.6) 式。

必须指出, 应用 (1.6) 式仅对二度体适用, 对三度体只近似地正确。还需注意到, 只当 $\frac{T_a}{T_0}$, $\frac{\Delta T}{T_0}$ 值较小时适合。例如, 该式当 $T_a < 0.04 T_0$ ($\sim 2000\tau$) 时, 精确度达 2%; 当 $T_a < 0.1 T_0$ ($\sim 5000\tau$) 时, 精确度达 5%。为了估计利用 (1.10) 代替 (1.7) 时所产生的误差大小, 以便确定在实际工作的地区内是否可近似应用此式, 读者可参阅 [50] 等文献。

当 J_i 与 J_r 的方向一致时, 则本章下面各节的所有公式也可按前述由 (1.1), (1.2) 变换成 (1.4), (1.5) 式的方法那样处理。在实际工作中, 尤其是强磁性矿区, 还应考虑到退磁作用的影响。本书没有讨论这个问题, 读者可参阅文献 ([1]、[2]、[48])。考虑到对 J 的大小和方向的影响, 然后应用本书所述的斜磁化条件下得出的解释方法。

設 i 为垂直于板状体走向平面內的有效磁傾角 (即 J 的傾角); J_0 为板状体的总磁化强度; J 为垂直于地质体走向平面內的磁化强度分量, 則

$$J_z = J \sin i \quad (1.16)$$

当 J_0 与地磁場方向相一致时, J_0 与 J 的关系为

$$J = J_0 \sqrt{(\cos I_0 \sin A)^2 + \sin^2 I_0} = J_0 \frac{\sin I_0}{\sin i} \quad (1.17)$$

i 与 I_0 、 A 間之关系式为

$$\operatorname{ctg} i = \frac{H_0 \sin A}{Z_0} = \operatorname{ctg} I_0 \sin A \quad (1.18)$$

建立如图 1 所示的直角坐标系, 将 (1.1) —— (1.3) 轉換成直角坐标, 并把 (1.16) 和 (1.18) 式代入, 則得

$$\begin{aligned} \Delta Z = 2J \sin i \sin \beta & \left\{ \frac{1}{2} (\operatorname{ctg} i \sin \beta - \cos \beta) \right. \\ & \ln \frac{[(R-l \sin \beta)^2 + (x-b+l \cos \beta)^2][(R+l \sin \beta)^2 + (x+b-l \cos \beta)^2]}{[(R-l \sin \beta)^2 + (x+b+l \cos \beta)^2][(R+l \sin \beta)^2 + (x-b-l \cos \beta)^2]} + \\ & + (\operatorname{ctg} i \cos \beta + \sin \beta) \left[\operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R-l \sin \beta)}{(R-l \sin \beta)^2 + (x+l \cos \beta)^2 - b^2} - \right. \\ & \left. \left. - \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R+l \sin \beta)}{(R+l \sin \beta)^2 + (x-l \cos \beta)^2 - b^2} \right] \right\} \quad (1.19) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta H = 2J \sin i \sin \beta & \left\{ \frac{1}{2} (\operatorname{ctg} i \cos \beta + \sin \beta) \right. \\ & \ln \frac{[(R-l \sin \beta)^2 + (x-b+l \cos \beta)^2][(R+l \sin \beta)^2 + (x+b-l \cos \beta)^2]}{[(R-l \sin \beta)^2 + (x+b+l \cos \beta)^2][(R+l \sin \beta)^2 + (x-b-l \cos \beta)^2]} - \\ & - (\operatorname{ctg} i \sin \beta - \cos \beta) \left[\operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R-l \sin \beta)}{(R-l \sin \beta)^2 + (x+l \cos \beta)^2 - b^2} - \right. \\ & \left. \left. - \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R+l \sin \beta)}{(R+l \sin \beta)^2 + (x-l \cos \beta)^2 - b^2} \right] \right\} \quad (1.20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta T = 2J \sin i \sin \beta & \left\{ \frac{1}{2} \left[(\operatorname{ctg} i \sin \beta - \cos \beta) \sin I_0 + (\operatorname{ctg} i \cos \beta + \sin \beta) \cos I_0 \sin A \right] \right. \\ & \ln \frac{[(R-l \sin \beta)^2 + (x-b+l \cos \beta)^2][(R+l \sin \beta)^2 + (x+b-l \cos \beta)^2]}{[(R-l \sin \beta)^2 + (x+b+l \cos \beta)^2][(R+l \sin \beta)^2 + (x-b-l \cos \beta)^2]} + \\ & + \left[(\operatorname{ctg} i \cos \beta + \sin \beta) \sin I_0 - (\operatorname{ctg} i \sin \beta - \cos \beta) \cos I_0 \sin A \right] \\ & \left. \left[\operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R-l \sin \beta)}{(R-l \sin \beta)^2 + (x+l \cos \beta)^2 - b^2} - \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R+l \sin \beta)}{(R+l \sin \beta)^2 + (x-l \cos \beta)^2 - b^2} \right] \right\} \quad (1.21) \end{aligned}$$

(1.19) —— (1.21) 式中板状体的傾角为 β , 当板状体向北傾斜时 $\beta < 90^\circ$; 向下延深长度为 $2l$; 水平寬度为 $2b$; R 为有限延深板状体的中心埋藏深度; x 为垂直于矿层走向的磁測剖面上的横坐标。以板状体中心在地表上的投影为坐标原点, 从原点向北 (或东或北东) 的一端为 x 的正方向, 当板状体为直立时, 以 $\beta = 90^\circ$ 代入 (1.19) —— (1.21)

式，則得

$$\Delta Z = 2J \sin i \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{ctg} i \ln \frac{[(R-l)^2 + (x-b)^2][(R+l)^2 + (x+b)^2]}{[(R-l)^2 + (x+b)^2][(R+l)^2 + (x-b)^2]} + \right. \\ \left. + \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R-l)}{(R-l)^2 + x^2 - b^2} - \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R+l)}{(R+l)^2 + x^2 - b^2} \right\} \quad (1.22)$$

$$\Delta H = 2J \sin i \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{[(R-l)^2 + (x-b)^2][(R+l)^2 + (x+b)^2]}{[(R-l)^2 + (x+b)^2][(R+l)^2 + (x-b)^2]} - \right. \\ \left. - \operatorname{ctg} i \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R-l)}{(R-l)^2 + x^2 - b^2} + \operatorname{ctg} i \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R+l)}{(R+l)^2 + x^2 - b^2} \right\} \quad (1.23)$$

$$\Delta T = 2J \sin i \sin I_0 \left\{ \operatorname{ctg} i \ln \frac{[(R-l)^2 + (x-b)^2][(R+l)^2 + (x+b)^2]}{[(R-l)^2 + (x+b)^2][(R+l)^2 + (x-b)^2]} + \right. \\ \left. + (1 - \operatorname{ctg}^2 i) \left[\operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R-l)}{(R-l)^2 + x^2 - b^2} - \operatorname{tg}^{-1} \frac{2b(R+l)}{(R+l)^2 + x^2 - b^2} \right] \right\} \quad (1.24)$$

由 (1.19) — (1.24) 式計算而得的有限延深傾斜和垂直板狀體的 ΔZ 、 ΔH 、 ΔT 曲綫繪於圖 5、圖 6、圖 7。

§ 2. 向下無限延深的傾斜和垂直厚板狀體

以 $r_2 = r_4 = \infty$ ， $\phi_2 = \phi_4 = \frac{\pi}{2}$ 代入 (1.1)，(1.2)，(1.3) 式，並轉換成直角坐标後得

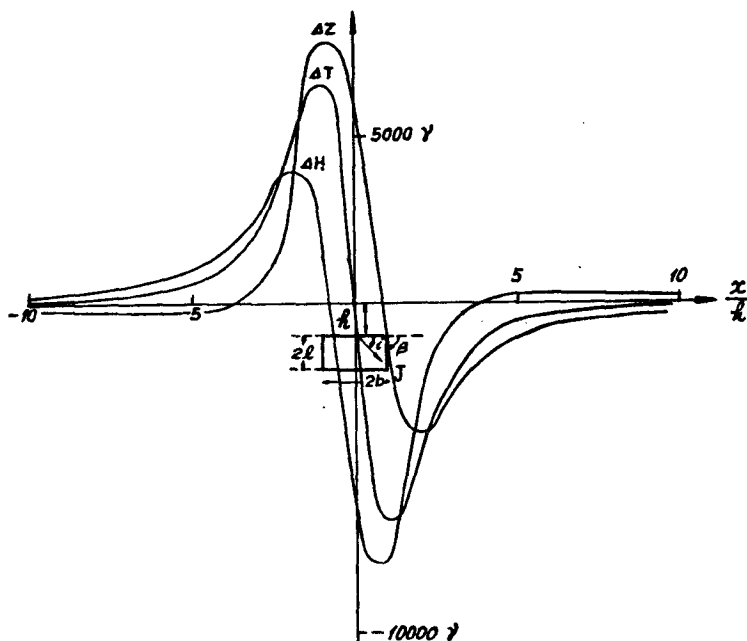


圖 5 向下有限延深的垂直厚板狀體的理論曲綫

$$\beta = 90^\circ, \quad \frac{2b}{h} = 2, \quad \frac{2l}{h} = 1, \quad i = 45^\circ$$

$$\Delta Z = J_0 \sin \beta \left[(\operatorname{ctg} I_0 \sin A \sin \beta - \cos \beta) \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + 2(\operatorname{ctg} I_0 \sin A \cos \beta + \sin \beta) \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \right] \quad (1.25)$$

以 (1.16), (1.18) 代入 (1.25) 式, 简化后得

$$\Delta Z = 2J \sin \beta \left[\frac{1}{2} \sin(\beta - i) \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + \cos(\beta - i) \operatorname{tg}^{-1} \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \right] \quad (1.26)$$

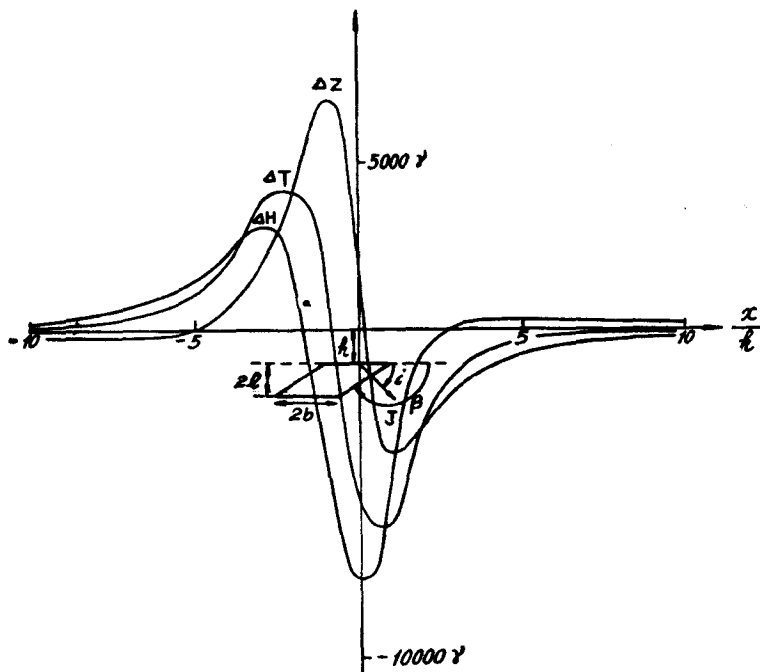


图 6 向下有限延深的倾斜厚板状体理论曲线

$$\beta = 150^\circ; \quad \frac{2b}{h} = 2; \quad \frac{2l}{h} = 1; \quad i = 45^\circ$$

同样可得

$$\Delta H = 2J \sin \beta \left[\frac{1}{2} \cos(\beta - i) \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} - \sin(\beta - i) \operatorname{tg}^{-1} \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \right] \quad (1.27)$$

$$\Delta T = \Delta Z \sin I_0 + \Delta H \cos I_0 \sin A = J \sin I_0 \sin \beta \left[(2 \sin \beta \cos i - \cos \beta \sin i + \operatorname{ctg} i \cos i \cos \beta) \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + 2(2 \cos \beta \cos i + \sin \beta \sin i - \right.$$

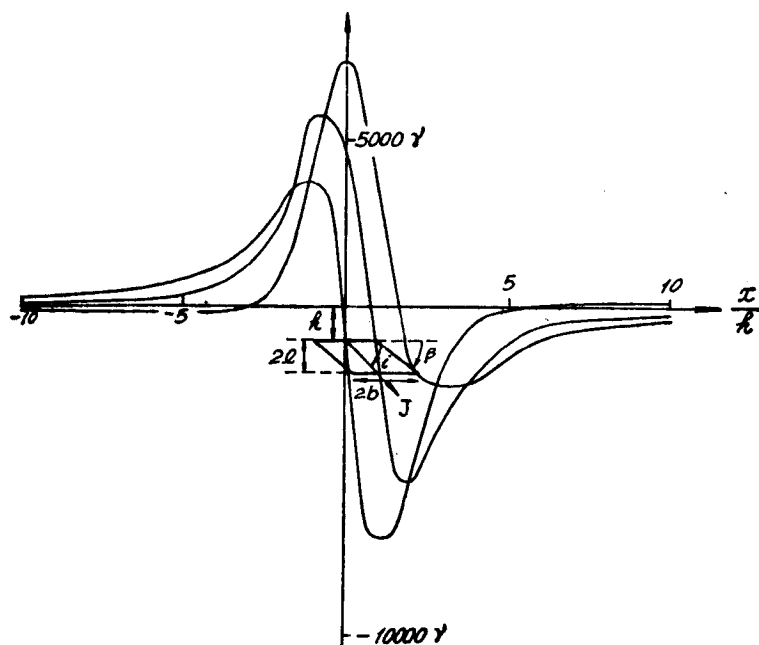


图 7 向下有限延深的倾斜厚板状体理论曲线

$$\beta = 30^\circ; \frac{2b}{h} = 2; \frac{2l}{h} = 1; i = 45^\circ$$

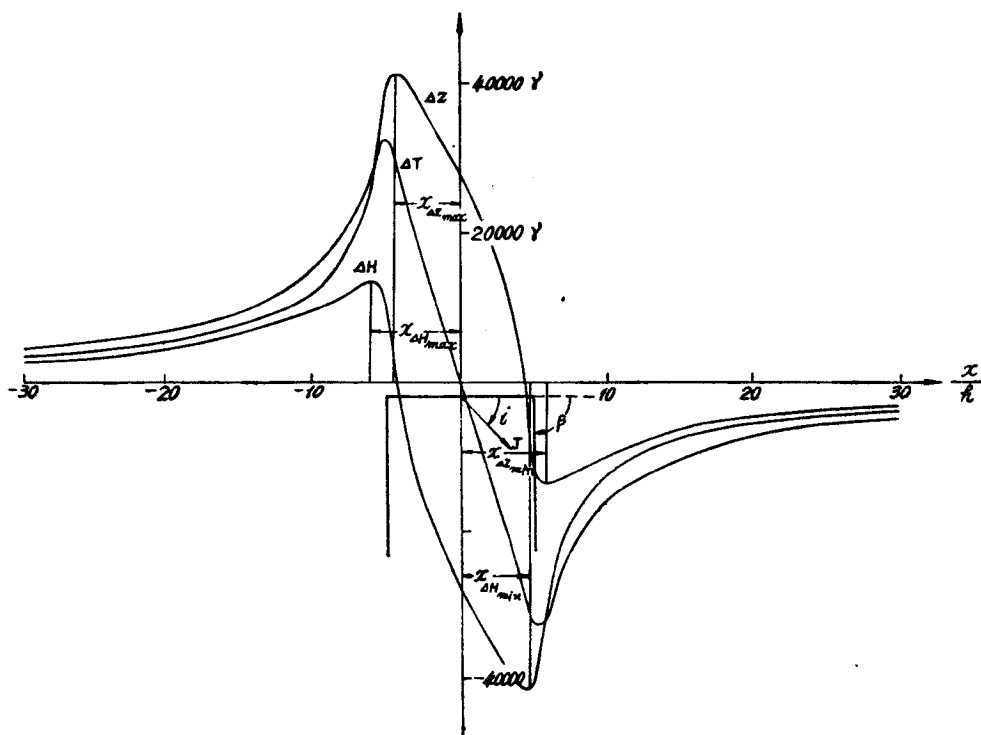


图 8 向下无限延深的垂直厚板状体理论曲线

$$\beta = 90^\circ; \frac{2b}{h} = 10; i = 45^\circ$$

$$\begin{aligned}
 -\operatorname{ctg} i \cos i \sin \beta) \arctg \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \Big] = 2J \frac{\sin I_0 \sin \beta}{\sin i} \Big[\frac{1}{2} \sin(\beta + 90^\circ - \\
 - 2i) \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + \cos(\beta + 90^\circ - 2i) \arctg \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \Big] \quad (1.28)
 \end{aligned}$$

(1.26), (1.27), (1.28) 式中的 x 为垂直于地质体走向的磁测剖面上的横坐标, 以板状体上表面的中心在地表上的投影为坐标原点, 使 x 值在坐标原点以北 (或东、北东) 为正。

由 (1.26), (1.27), (1.28) 式计算而得的无限延深板状体的 ΔZ , ΔH , ΔT 曲线绘如图 8、图 9、图 10。

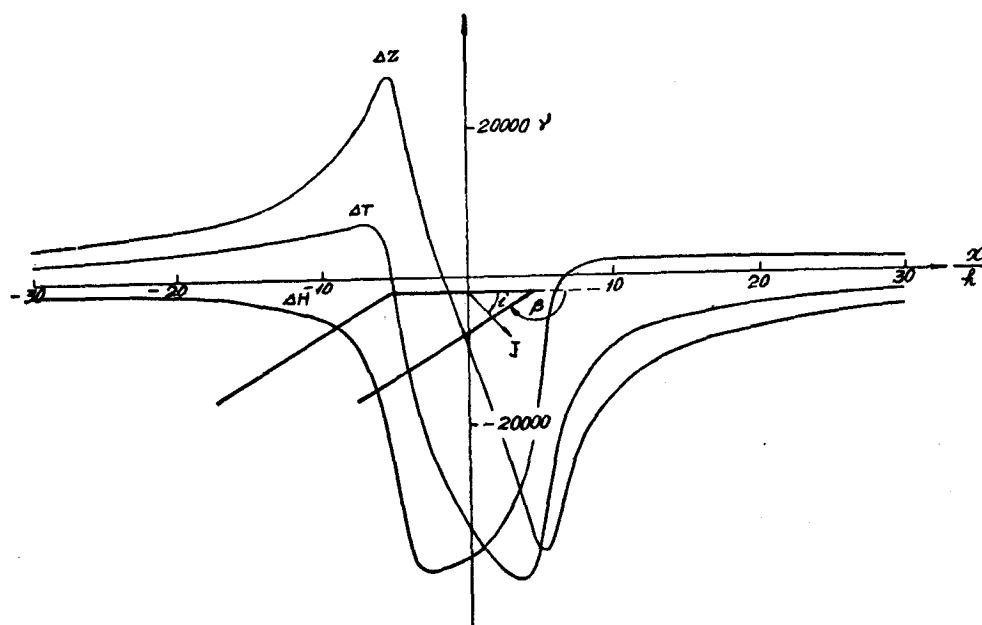


图 9 向下无限延深的倾斜厚板状体理论曲线

$$\beta = 150^\circ, \quad \frac{2b}{h} = 10, \quad i = 45^\circ$$

当板状体走向南北时, 以 $i = 90^\circ$ 代入 (1.26), (1.27), (1.28) 式, 即得与垂直磁化时相同的磁场公式

$$\Delta Z = 2J \sin \beta \left[-\frac{1}{2} \cos \beta \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + \sin \beta \operatorname{tg}^{-1} \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \right] \quad (1.29)$$

$$\Delta H = 2J \sin \beta \left[\frac{1}{2} \sin \beta \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + \cos \beta \operatorname{tg}^{-1} \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \right] \quad (1.30)$$

$$\Delta T = 2J \sin \beta \sin I_0 \left[-\frac{1}{2} \cos \beta \ln \frac{(x-b)^2 + h^2}{(x+b)^2 + h^2} + \sin \beta \operatorname{tg}^{-1} \frac{2bh}{x^2 - b^2 + h^2} \right] \quad (1.31)$$

如矿体为直立时, 以 $\beta = 90^\circ$ 代入 (1.29) — (1.31), 则得

$$\Delta Z = 2J \left(\operatorname{tg}^{-1} \frac{x+b}{h} - \operatorname{tg}^{-1} \frac{x-b}{h} \right) \quad (1.32)$$