

重力勘探和磁力勘探 在普查筒状体中的应用

〔苏〕Б·Д·米科夫 著

地质出版社

重力勘探和磁力勘探 在普查筒状体中的应用

〔苏〕Б.Д.米科夫 著

潘玉玲 译

汤凤林 校

地质出版社

**ГРАВИРАЗВЕДКА И МАГНИТОРАЗВЕДКА
ПРИ ПОИСКАХ ОБЪЕКТОВ
ТРУБОЧНОЙ ФОРМЫ**

Б. Д. МИКОВ
МОСКВА "НЕДРА" 1985

重力勘探和磁力勘探在普查筒状体中的应用

〔苏〕Б. Д. 米科夫 著

曹玉玲 译

汤凤林 校

责任编辑：曹玉

地质出版社出版

（北京西四）

地质出版社印刷厂印刷

（北京海淀区学院路29号）

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

开本：850×1168¹/₃₂ 印张：3¹/₄ 字数：80,000

1987年4月北京第一版·1987年4月北京第一次印刷

印数：1—1,405册 国内定价：0.95元

统一书号：13038·新391

内 容 提 要

重力勘探和磁力勘探在普查筒状体中的应用

本书讨论了复杂条件下使用重力勘探和磁力勘探普查含金刚石的金伯利岩筒、铁矿和其它有用矿产问题。概括总结了由于表层不均匀性、暗色岩、喷出岩的影响而使磁场和重力场畸变的处理方法与解释方法方面的资料；概括总结了在干扰背景上区分出有用信号方面的资料以及重力勘探、磁力勘探中正演问题和反演问题方面的资料。

本书供在复杂地质条件下普查金属矿和非金属矿时，从事理论研究和进行航磁测量、地面磁测、重力测量的地质人员和地球物理工作者使用。

本书由汤凤林同志校。

前 言

重力和磁力测量是能最迅速地取得信息和最经济的形式的地
球物理调查方法，并有能力解决普查、勘探各种有用矿产和金属
矿构造填图问题。

书中阐述了作者对在复杂地质条件下（在强干扰时，覆盖未
知地质体的异常效果），使用重力测量和磁力测量普查筒状体时
得到的资料进行综合解释和地质解释方面的研究成果。这些复杂
条件在苏联某些暗色岩广泛分布地区是存在的。例如在西雅库
梯，暗色岩中普查金伯利岩筒时具有这样的干扰，这些金伯利岩
筒产于下古生代碳酸盐类岩石中，并在很大面积上被石炭二叠纪
陆相沉积杂岩系和下三叠纪暗色岩所覆盖。在这些条件下，由于与
暗色岩物理性质的不均匀性和暗色岩层形态变化有关的强烈干扰
存在，区分出金伯利岩筒的地球物理异常是困难的。因此，在暗
色岩发育地区用地球物理方法普查金伯利岩体的地质问题就在于
在强烈干扰背景中区分出有用信号的方法问题。勘探地球物理在
解决其他地质问题时可能发生类似情况。

书中讨论了在复杂地质条件下仅用重力勘探、航空磁测和地
面磁测来普查筒状体的可能性。然而，显而易见的是在这种情况
下普查有用矿产时，应该使用上述方法与其它地球物理工作和普
查钻探综合进行。特别是在暗色岩中普查金伯利岩体时，除了地
质方法和地球化学方法外，综合方法中还应包括地震勘探、电法
勘探和井中地球物理方法。

作者利用了雅库梯地质生产联合公司 Д. И. Саврасов、Г.
Г. Камышева和К. А. Ивлиев 在研究金伯利岩和围岩物理性质
方面得到的资料，Н. Н. Романов、В. Т. Изаров 和В. И. Ав-
паменко 完成的地面磁测和重力测量结果，在 Ю. М. Эринчек

领导下进行的双水平航空磁测成果。作者对共同完成一些方法研究的同事、地质矿物科学副博士 Г. Г. Ремпель、В. К. Пятницкий、В. Т. Изаров、Ю. М. Эриниек、Н. Н. Романов，技术科学副博士 В. И. Авраменко、数学物理科学副博士 Б. А. Мосиенко表示感谢。

书中讨论的科学方法、实际研究成果和所推荐的地球物理测量方法的一般原理，不仅可用于复杂地质条件下普查筒状体，而且它们有着多方面的用途，可以建议用来解决金属矿构造地球物理的一系列问题。

目 录

前言

第一章 筒状体磁场和重力场的模拟。磁异常和重力异常的

解释方法..... 1

§ 1. 磁异常的计算方法 1

直立圆柱体磁场的计算 1

直立圆柱体磁场空间分布曲线图 5

§ 2. 重力异常的计算方法 12

§ 3. 磁异常的解释方法 16

筒状体异常解释的特点 16

利用量板确定磁性体的埋深和横向尺寸 18

利用诺模图确定研究对象的埋深和横向尺寸 22

利用表格确定研究对象的埋深和横向尺寸 23

磁性体垂向延深的估计 23

磁性体磁化强度的确定 31

第二章 在强干扰条件下普查筒状体的地面磁测和

重力测量..... 32

§ 4. 在暗色岩中普查金伯利岩体时磁力测量

和重力测量的应用前提..... 32

§ 5. 在暗色岩发育地区研究磁场和重力场形

态的方法和结果 42

§ 6. 暗色岩发育地区普查金伯利岩筒的方法 46

观测网最佳尺寸的选择 47

在暗色岩复杂场背景上发现筒状体异常效果的方法 50

§ 7. 在暗色岩发育地区普查金伯利岩筒时使

用磁力勘探和重力勘探效果的评价 59

§ 8. 在暗色岩中发现有远景的金伯利岩体局

部异常的划分准则	64
§ 9. 重磁测量是提高在暗色岩中发现金伯利 岩体概率的方法	67
第三章 双水平航磁测量是复杂地质条件下发现筒 状体的方法	73
§ 10. 根据双水平航磁测量结果得到的异常磁 场的特点	74
§ 11. 解释双水平航磁测量资料用函数	76
§ 12. 双水平航磁测量资料的解释方法和结果	86
参考文献	95

第一章 筒状体磁场和重力场的模拟。磁异常和重力异常的解释方法

§ 1. 磁异常的计算方法

筒状地质体可以一级近似地看成是直立圆柱体，其横截面呈圆形或椭圆形（有限延深或无限延深）。这种模型是相当通用的，因为它包括着各种厚度（从厚度不大到垂向延深很大的地质体）和不同水平延伸（地质体走向延伸从等轴到无限大）的地质体。不同垂向、水平延伸的长方体可以是上述地质体的另一个合适的近似模型。

直立圆柱体磁场的计算

许多不同作者研究了筒状体磁异常的计算问题。在著作〔7、11等〕中建议使用先把地质体的水平截面分成扇形元或者矩形元，然后，利用专门量板在观测点对这些元求和的方法来计算磁场。上述方法对于进行个别的计算来说是方便的，但对磁场进行大量计算来说是不能使用的。下面提出了利用电子计算机可实现对磁场进行计算的方法。

计算直立圆柱体的磁场 Z 时，对于均匀分布在直立圆柱体整个上缘的磁荷密度元来说，我们使用了库仑定律。直立半无限体上缘呈水平，并且相对于某一直线是对称的图形。我们取这条直线在观测平面上的投影为 Ox 轴，而把座标原点置于 Ox 轴线段中点上，该线落到图形在观测平面的投影内。

令 ξ 和 η 为图形任意点的座标，而 $\varphi(\xi)$ 为限于图形上线性方程式。于是，这种形体在轴线任意点上的磁场垂直分量为

$$Z(x) = 2\sigma h \int_{-b}^b d\xi \int_0^{\varphi(\xi)} \frac{d\eta}{[(x-\xi)^2 + \eta^2 + h^2]^{3/2}},$$

式中 b ——该形体在 Ox 轴上尺寸的一半; h ——该形体上缘的埋深; σ ——磁荷密度。

其内积分是可查表的, 取积分后我们得到

$$Z(x) = 2\sigma h \int_{-b}^b \frac{\varphi(\xi) d\xi}{[(x-\xi)^2 + h^2] \sqrt{(x-\xi)^2 + \varphi^2(\xi) + h^2}}.$$

不能认为这种表达式是最终形式, 因此, 我们把它写成近似形式。如果把线段 b 分成 n 等分, 并利用最简单数值积分公式 (矩形公式), 我们得到

$$Z(x) = 2\sigma h \frac{b}{n} \sum_{j=-n}^n \frac{\varphi(bj/n)}{[(x-bj/n)^2 + h^2] \sqrt{(x-bj/n)^2 + \varphi^2(bj/n) + h^2}}.$$

我们列举最简单、同时又是实际上最重要的情况用的 $\varphi(\xi)$ 值:

对于圆来说

$$\varphi(\xi) = \sqrt{b^2 - \xi^2},$$

对于椭圆来说

$$\varphi(\xi) = (a/b) \sqrt{b^2 - \xi^2},$$

对于矩形来说

$$\varphi(\xi) = a.$$

其中 a ——地质体截面沿 Oy 轴的半尺寸。

把 $\varphi(\xi) = \varphi(bj/n)$ 值代入 $Z(x)$ 式, 我们得到每种情况下用的公式。例如, 如果把椭圆的 $\varphi(\xi)$ 值代入 $Z(x)$ 式并注意到 $Z(x)$ 是就 Ox 轴通过间隔 Δ 的离散点 i 计算的, 则我们就得到计算椭圆形截面、半无限直立筒状体磁场的求积公式 (Б. Д. Миков, Б. А. Мосиенко, В. Т. Изаров, 1968)。

$$Z(\Delta i) = 2\sigma h a \frac{b}{n} \sum_{j=-n}^n \frac{\sqrt{1 - (j/n)^2}}{[(\Delta i - bj/n)^2 + h^2] \sqrt{(\Delta i - bj/n)^2 + a^2[1 - (j/n)^2] + h^2}}.$$

此公式是计算直立圆柱体磁场 $Z(x)$ 的基本公式。

为了按照与圆柱体轴线平行的剖面计算 xoy 平面上的磁场，必须利用下列求积公式

$$Z(x, y) = \frac{\sigma b h}{n} \sum_{j=-n}^n \frac{1}{B+h^2} \left[\frac{A+Y}{\sqrt{B+(A+Y^2)+h^2}} + \frac{A-Y}{\sqrt{B+(A-Y^2)+h^2}} \right],$$

式中 $A=a\sqrt{1-(j/n)^2}$, $B=(x-bj/n)^2$, σ ——磁荷密度，在物体垂直磁化时，磁荷密度等于磁场强度 J ； n ——计算磁场时椭圆短半轴的等分数； a 和 b ——椭圆的长半轴和短半轴。

对于无限延深的直立圆柱体来说，按照中心剖面计算 Z 的公式呈以下形式

$$Z = 2\pi J \frac{b^2(h^2+b^2)-h}{(h^2+x^2)\sqrt{h^2+b^2}},$$

式中 b ——圆柱体半径。

如果研究对象是长方体，则在平面上的 Z 值可按下式求得

$$\begin{aligned} Z = & -J \left[\operatorname{arctg} \frac{(b-x)(a-y)}{H\sqrt{(b-x)^2+(a-y)^2+H^2}} \right. \\ & + \operatorname{arctg} \frac{(b+x)(a-y)}{H\sqrt{(b+x)^2+(a-y)^2+H^2}} \\ & + \operatorname{arctg} \frac{(b-x)(a+y)}{H\sqrt{(b-x)^2+(a+y)^2+H^2}} \\ & + \operatorname{arctg} \frac{(b+x)(a+y)}{H\sqrt{(b+x)^2+(a+y)^2+H^2}} \\ & - \operatorname{arctg} \frac{(b-x)(a-y)}{\sqrt{(b+x)^2+(a-y)^2+1}} \\ & - \operatorname{arctg} \frac{(b+x)(a-y)}{\sqrt{(b+x)^2+(a-y)^2+1}} \\ & \left. - \operatorname{arctg} \frac{(b-x)(a+y)}{\sqrt{(b-x)^2+(a+y)^2+1}} \right] \end{aligned}$$

$$- \arctg \frac{(b+x)(a+y)}{\sqrt{(b+x)^2 + (a+y)^2 + 1}} \Bigg]。$$

在按此式计算磁场时，取到平行六面体上缘的深度等于1。
 a 、 b 、 l 值以到上缘深度的几分之一来度量。平行六面体下缘埋深 $H=l+1$ 。

图1上画出了无限延深筒状体和有限延深筒状体在不同高度上通过研究对象中心上方并垂直其走向的半剖面 Ox 上的磁场垂直分量 Z 曲线。

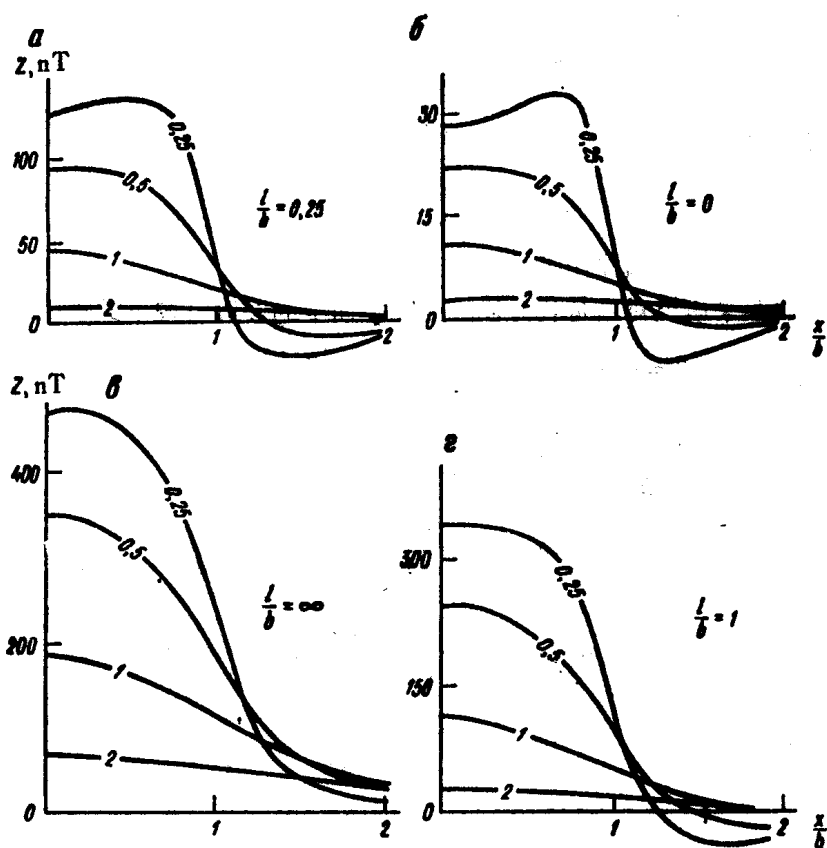


图1 无限延深(σ)和有限延深(a, δ, ρ)直立圆柱体上方半剖面上的 Z 磁场

$C = a/b = 1$, $f = 100 \times 10^{-2}$ SI 单位 (100×10^{-5} CGS 单位)。曲线数码—— h/b

我们来讨论一下筒状体和非筒状体（延深有限）异常磁场 Z 的一些特点（见图 1）。计算表明，通常磁异常 Z 有明显的极大值，并在边缘有不太明显的极小值。对于有限延深的筒状体来说，随水平尺寸的增大和埋深的减小，出现两个极大值，而在磁性体中心的上方出现一个相对极小值。这是具有下列参数的磁性体所特有的： b 应大于 $2h$ ， l 应小于 b 。

我们举例说明这种情况的现实性。埋深 50m ， $b > 200\text{m}$ 和 $l < 50\text{m}$ 的所有磁性体，都将产生有两个极大值的异常。为了直观性，磁性体中心上方磁场值 Z_0 和异常极大值 $Z_{\max}$ 的变化规律性，根据 b/h 和 l/h 不同比值都用绘制的专门诺模图表示（图 2）。正如从所列举的资料得出， b/h 小时， Z_0 和 $Z_{\max}$ 值是重合的，即都位于磁性体中心的上方； b/h 大时， Z_0 和 $Z_{\max}$ 值是分开的。

按此诺模图还可确定出直立圆柱体上方的异常强度。例如，当 $J = 100 \times 10^{-2} \text{SI}$ 单位时，为了估计出 $b = 150\text{m}$ 、 $l = 100\text{m}$ 和上边缘埋深 $h = 50\text{m}$ 的圆柱体的异常强度，必须计算出 b/h 和 l/h 的比值，并按此比值利用诺模图确定出 Z_0 和 $Z_{\max}$ 。在这种情况下 $b/h = 3$ ， $l/h = 2$ ， $Z_0 = Z_{\max} = 250\text{nT}$ 。

直立圆柱体磁场空间分布曲线图

为了绘制直立圆柱体的异常图，利用通过磁性体中心并垂直其走向的垂直平面内的磁场强度空间分布等值曲线图是方便的。图 3 上示出了椭圆半轴比 $C = 1、2、3、\infty$ 的直立圆柱体的磁场空间分布曲线。对于 $C = \infty$ （厚的直立层）的磁性体来说， Z 等值线是通过该层顶点、半径 $r = b \cos(Z/2J)$ 的诸圆。

利用此曲线图可以很容易地确定出圆柱体任何短半轴（磁性体厚度）和任何埋深值时的 Z 值。

例如，半径 $b = 100\text{m}$ 、埋深 $h = 250\text{m}$ 直立圆柱体（ $C = 1$ ）中心上方剖面上得到的 Z 值，与 $h/b = 250:100 = 2.5$ 相对水平曲线上得到的 Z 值相符合。如果给定磁性体的磁化强度 $J_1 = 250 \times 10^{-2} \text{SI}$ 单位，则从曲线上得到的所有的磁场强度值均应乘以下列系数 $K_1 = J_1/100 \times 10^{-2} = 2.5$ ，而为了把得到的异常的线性尺寸换算成

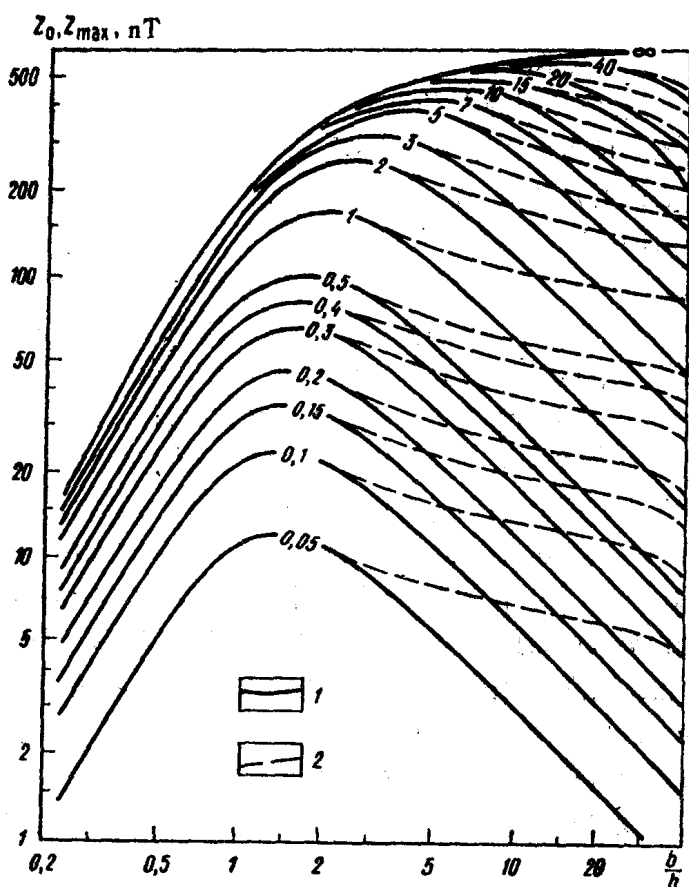


图 2 直立圆柱体上方的 Z_0 值 (1) 和 $Z_{\max}$ 值 (2) 与 b/h 、 l/h 的关系图

$C = 1$, $J = 100 \times 10^{-2} \text{SI}$ 单位。曲线数码—— l/h

给定比例尺, 则必须把异常的水平尺寸乘以系数 $K_2 = M_1/M$, 其中 M_1 ——用 (剖面比例尺) 厘米表示的给定磁性体的大小, M ——绘制曲线图时采用的用厘米表示的磁性体大小。曲线图本身可以任意比例尺绘制。利用上述曲线图也可绘制任意斜交测线或复杂测线上观测的 Z 异常。

直立圆柱体的磁场 Z 可用诺模曲线图作出来。诺模曲线图

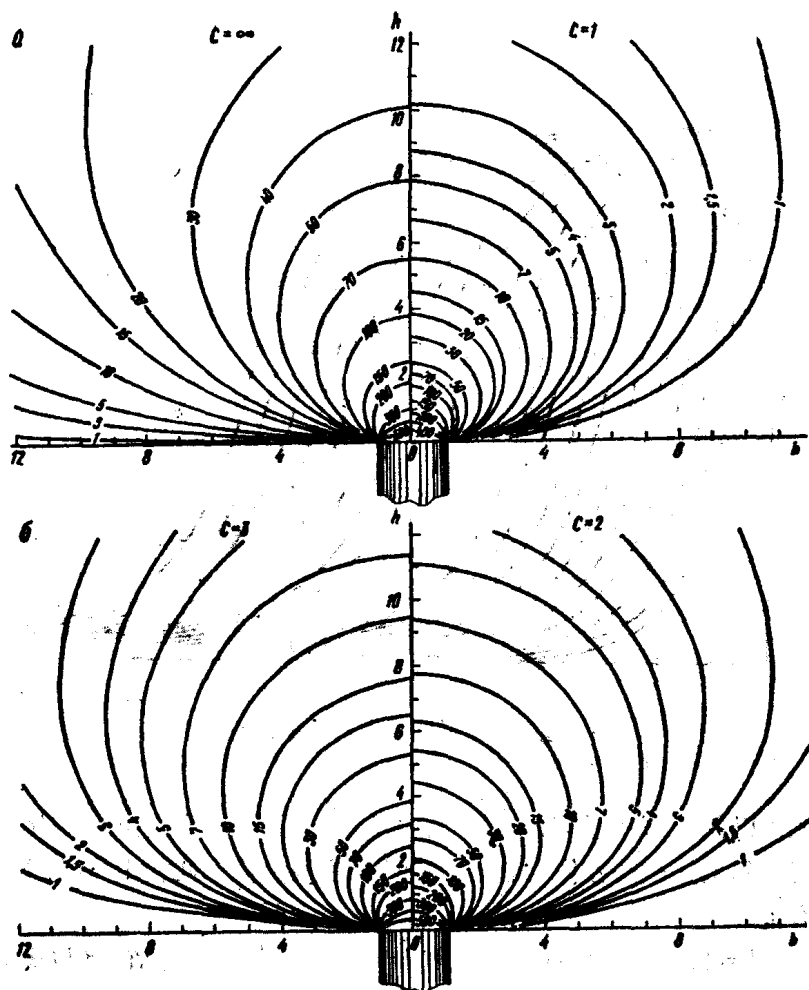


图 3 不同 C 值的直立椭圆柱体在垂直平面上的磁场 Z (单位为 nT)
的空间分布曲线图
 $J = 100 \times 10^{-2} \text{SI}$ 单位

表示 $h=1$ 、 $J=100 \times 10^{-2} \text{SI}$ 单位条件下不同的 C 和 b 时,沿着中心剖面算得的 $Z/Z_{\max}$ 标准值的关系。

如果要求绘制埋深 $h=5\text{m}$ 时, $b=40\text{m}$ 、 $a=80\text{m}$ 椭圆柱体的 Z 异常,则此异常将与从诺模图(图4)取得的参数 $C=80/40=2$ 、 $b/h=40/5=8$ 的椭圆柱体的 $Z/Z_{\max}$ 值相符合,这些 $Z/Z_{\max}$ 值应

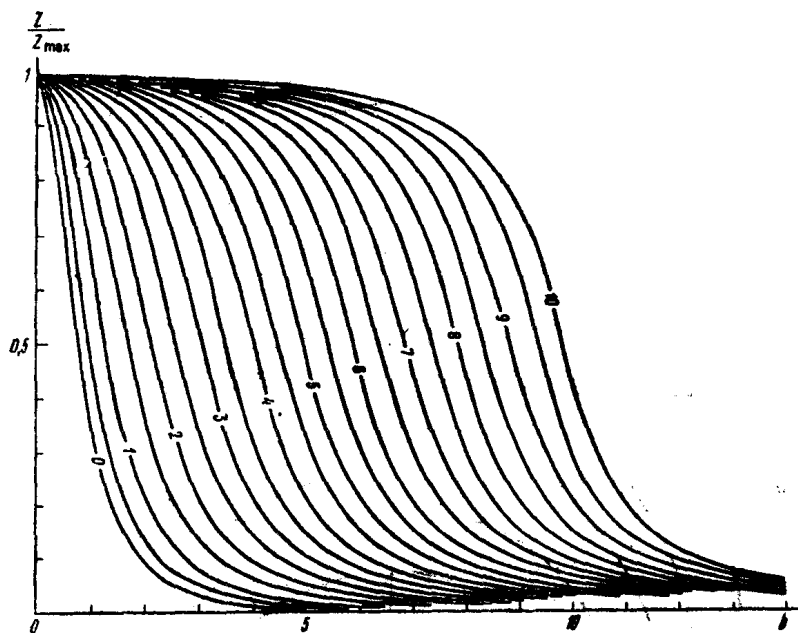


图 4 绘制直立圆柱体 Z 异常用诺模图
 $C = 2$, $J = 100 \times 10^{-2}$ SI 单位, $Z_{\max}$ ——用 nT 表示, 曲线数码—— b/h

该乘以系数 $K_3 = J_1 Z_{\max} / J$, 其中 J_1 ——给定圆柱体的磁化强度, $Z_{\max}$ ——圆柱体中心上方磁场强度极大值, 此极大值与 b/h 有关。

$b=1, a=2$ 圆柱体在高度 $h=0.25$ 时的 $Z/Z_{\max}$ 值, 将与从诺模图上取得的参数为 $C=2$ 、 $b/h=4$ 的圆柱体的 $Z/Z_{\max}$ 值相符合。

b/h	$Z_{\max}$	b/h	$Z_{\max}$	b/h	$Z_{\max}$	b/h	$Z_{\max}$	b/h	$Z_{\max}$
0.5	110	2.5	443	4.5	522	6.5	555	8.5	571
1	251	3	472	5	532	7	559	9	574
1.5	344	3.5	493	5.5	541	7.5	564	9.5	577
2	403	4	509	6	548	8	568	10	580

表 1 $J = 100 \times 10^{-3}$ SI 单位时直立圆柱体 Z 值与 R/h 的关系

R/h	ΔX	Z, σT										
		0.11	0.2	0.19	0.18	0.17	0.15	0.13	0.11	0.1	0.08	0.07
0.025	0.11											
0.05	0.11		0.78	0.77	0.73	0.67	0.6	0.53	0.46	0.39	0.33	0.28
0.075	0.11		1.76	1.73	1.64	1.51	1.35	1.19	1.03	0.88	0.75	0.63
0.1	0.12		3.12	3.05	2.87	2.6	2.29	1.98	1.67	1.41	1.18	0.98
0.125	0.15		4.85	4.69	4.27	3.7	3.08	2.51	2.02	1.61	1.29	1.04
0.15	0.11		6.95	6.83	6.49	5.98	5.37	4.73	4.1	3.51	2.99	2.54
0.2	0.12		12.2	11.96	11.28	10.27	9.09	7.86	6.69	5.64	4.73	3.96
0.25	0.20		18.75	17.78	15.3	12.23	9.33	6.98	5.19	3.89	2.95	2.27
0.3	0.12		26.5	26.01	24.63	22.57	20.11	17.51	15.0	12.7	10.68	8.96
0.375	0.15		40.0	38.95	36.02	31.82	27.07	22.41	18.23	14.69	11.82	9.53
0.4	0.20		44.94	44.2	42.08	38.86	34.92	30.68	26.47	22.55	19.06	16.04
0.5	0.20		66.32	63.69	56.58	46.96	37.01	28.26	21.29	16.04	12.18	9.36
0.6	0.12		89.54	88.41	85.13	79.98	73.39	65.88	58.03	50.32	43.13	36.68
0.625	0.15		95.50	93.71	88.53	80.83	70.95	60.6	50.57	41.53	33.8	27.43
0.75	0.20		125.7	122.2	112.4	97.83	80.83	64.07	49.44	37.72	28.78	22.11
0.8	0.12		137.7	136.4	132.7	126.7	118.7	109.1	98.46	87.37	76.4	66.03
1.0	0.20		184.0	180.7	170.9	155.2	134.9	112.3	90.03	70.39	54.36	41.95
1.2	0.12		228.1	225.0	221.9	216.6	209.2	199.8	188.5	175.4	160.9	145.6
1.25	0.5		235.8	218.2	166.9	101.8	55.02	30.44	18.06	11.47	7.71	5.42
1.5	0.2		279.8	277.5	270.8	259.2	242.6	221.0	194.9	165.9	136.5	109.4