

物探数据的总梯度解释法

B·M·别列兹金 著

陆 克 刘文锦 焦恩富 译

地 质 出 版 社

(京)新登字 085 号

内 容 简 介

本书讨论了广泛用于解决构造问题和普查油气田的重磁法、电法、地震法的实测数据处理方法，给出了方法的理论基础与数学工具，介绍了方法在资料处理及解释方面的应用；叙述了用于物探数据综合处理的总梯度求和法。

本书适合于从事油气田和金属矿产普查的物探工作者。

Березкин Валентин Макарович

МЕТОД ПОЛНОГО ГРАДИЕНТА ПРИ

ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ РАЗВЕДКЕ

ИЗДАТЕЛЬСТВО НЕДРА

МОСКВА 1988

物探数据的总梯度解释法

B·M·别列兹金 著

陆 克 刘文锦 焦恩富 译

* 责任编辑：曹 玉

* * * 出 版 发 行

(北京和平里)

北 京 地 质 印 刷 厂 印 刷

(北京海淀区学院路 29 号)

新华书店总店科技发行所经销

*

开本：850×1168^{1/32} 印张：6 字数：155000

1994年4月北京第一版 1994年4月北京第一次印刷

印数：1—800 册 定价：6.15 元

ISBN 7-116-01415-2/P·1157

序　　言

(致中国读者)

请中国专家指正的这本书致力于解决用重磁勘探普查金属矿产和油气藏的各种问题。正如实践证明的那样，本书所叙述的总梯度法的主要优点之一是在数学处理阶段能获得与物探、地质资料关系不大的信息。通过弄清所谓重磁异常的奇点及异常源的手段来达到这一目的。由于这种处理原始数据的手段的无关性，而广泛地应用能够解决很多重要问题的重磁勘探，如为油气远景区布置现代地震勘探作前期准备，直接评价已查明的构造内油气的存在，寻找金属矿体和煤层的构造破坏，发现岩溶发育带等。根据重磁场的奇点，已获得地质解释的可靠准则和激发体的定量参数（深度和平面大小）。现在扩大到物探、化探等数据的综合处理，以及综合处理后的数据的再处理。

本书所叙述的方法能够建立高分辨率的信息量参数和简单的综合参数。

目前该方法正在不断地完善，即建立较稳定的数学工具，研究三维（面积性）方法和相位方法，以及把软件移植到УВМ型计算机上。

B. M. Березкин

1991年10月

译 者 的 话

本书作者于 60 年代提出总梯度解释法。经过二十多年的发展，该方法在理论和实践上日臻完善。通过对物探数据的单一处理或综合处理，解决了用物探方法直接普查油气田和金属矿床的某些问题。

本书为我国物探工作者提供了一种新的解释方法。在一定条件下，结合实际，灵活地运用它，将会取得好的地质效果。

总梯度法的数学理论基础尚需作进一步的深入研究，使其建立在精确可靠的数学基础上。

本书原名是 Метод Полного Градиента При Геофизической Разведке。为简单明确起见，译为《物探数据的总梯度解释法》。

中国地质大学曾华霖教授审阅了译稿，提出许多宝贵意见，提高了翻译质量，对此表示深切的谢意。

书中不妥之处，请读者指正。

译 者
1993 年 1 月

目 录

引言	(1)
第一章 油气田普查工作中总梯度法的物理-地质基础	
第一节 背斜型油气田的物理-地质构造特点	(3)
第二节 总梯度法在油气地球物理工作中可能解决的主要地质问题	(28)
第二章 总梯度法的理论基础	(31)
第一节 归一化总梯度算子 G_H 的一般知识	(31)
第二节 以傅里叶级数为基础的算子 G_H 的数学工具	(36)
第三节 傅里叶级数系数的计算及其项数的选择	(43)
第四节 无原始数据的谱展开式时 算子 G_H 的数学工具	(51)
第三章 磁场资料处理与解释	(58)
第一节 位场解析延拓与奇点	(58)
第二节 某些规则形体的非归一化总梯度函数 $G(x, z)$	(61)
<u> 第三节 函数 $G_H(x, z)$ 向下半空间延拓及计算的特点</u>	(66)
第四节 某些规则体的 $G_H(x, z)$ 场 实例	(81)
第五节 B. H. Страхов 对总梯度的改进	(89)
第六节 油气田的普查	(93)
第七节 密度界面的查明与研究	(106)
第四章 电法和地震勘探数据的处理	(124)

第一节 电法数据的处理	(124)
第二节 地震勘探数据的处理	(131)
第五章 地球物理数据及其他数据的综合处理	
与解释	(149)
第一节 总梯度求和法(CTPG)的一般知识	(149)
第二节 总梯度求和法计算方案中的参数选择	(150)
第三节 综合处理与解释	(154)
第四节 综合解释结果的概率估算	(172)
结束语	(180)
参考文献	(182)

引　　言

60年代末作者提出了总梯度法，用来处理和解释直接普查油气田的重力资料。该方法首先用于从实测重力场中分离出各种地质体（油气田、构造、断裂等）引起的不强的异常，并获得这些异常源的地质概念。

由于总梯度法的数学工具有特殊的滤波性质，其基本算子 G_H 是归一化总梯度，代表复杂的非线性带通滤波器，因此可以分离出有意义的异常。根据傅里叶级数求得的算子 G_H 具有很大的灵活性，频带容易改变，所以能够分离出不同埋藏深度和形状的场源体所产生的原始场某些分量。

重力场的奇点带来了场源体的地质信息。在重力场向下半空间延拓的过程中，用算子 G_H 确定奇点。不用其他信息，根据奇点也可以判定地质体的埋藏深度及平面大小。在背斜构造的情况下，能够判定油气田的存在。

后来表明，总梯度法也可应用于磁场的处理和解释。

最初在实践中广泛地推行这个方法时，引起了一些研究者的极大兴趣。作者的许多论文和两本专著以及其他数十种出版物都讨论了总梯度法^[3,4]。但是，近些年来的资料揭示出总梯度法新的应用的可能性，在某种程度上对此并未进行总结和分析，这明显地阻碍了它在地球物理工作中进一步的应用。已取得的成果是编写本书的基础。

因为总梯度法主要是用来解决石油地球物理问题。本书反映了目前所积累的油气田物理-地质构造的资料。分析这些资料，建立一种背斜型油气田模型。

这种模型是以普查油气田时用总梯度法处理地球物理场的地质解释结果为基础的。

此外，本书还考虑了用完善的数学工具对总梯度法开展新的探索，并注意到其他作者的研究工作。

近年来，扩大了总梯度法解决地质问题的范围。没有密度资料，能够研究和勾绘近垂直和近水平的密度界面即属于这类问题。断裂是一种最典型的近垂直界面。已经证明，重力勘探有可能研究这类界面，而总梯度法明显地提高了解决这种问题的效果。在没有密度资料的情况下，勾绘近水平界面的问题（基底表面等），不久前开始实现。这时已经弄清，近水平界面有许多奇点，足以得到关于界面形状的概念。

虽然这个问题需要进一步研究，但现在已有一些实例，证明这方面是很有前途的。

算子 G_H 是数学滤波器，自然会产生把它应用于电法和地震法资料处理的想法。电法资料（视电阻率断面资料）的处理原则上与面积性重力测量资料的处理没有区别，因此在应用算子 G_H 的方法上没有特殊的复杂性。试验表明，算子 G_H 从视电阻率断面上发现和划分异常的可能性与重力场情况相同。

算子 G_H 应用于地震记录，得出新参数。它在物理意义上表述了路径的总能量（动能加势能）。

这个参数在几何上接近于包络线，描述了瞬时幅度的分布。

众所周知，国外和前苏联基本上利用希尔伯特变换来研究这种问题。利用算子 G_H 给出比较正确的结果。

最近，总梯度法广泛应用于地球物理资料的综合处理，旨在更可靠地发现和查明与金属矿床有关的不强的地球物理异常及其他异常。

综合处理在于建立综合参数。采用算子 G_H 对各种原始数据作预变换的办法，来建立综合参数并构成总结果。

这种方法叫做综合总梯度法（СПГ法，Метод суммирования полных градиентов）。

综合总梯度法能够查明为随机干扰水平 $\frac{1}{2}$ — $\frac{1}{3}$ 的某些参数的异常。

本书叙述了总梯度法的应用特点及其结果的评价。

第一章 油气田普查工作中总梯度法的物理-地质基础

近年来，勘查地球物理的主要任务是普查有远景的背斜型油气圈闭及准备为深部钻探作准备。目前，它增加了普查非背斜圈闭及在已查明的圈闭中直接预测油气藏（评价可能的规模）或者直接普查油气藏的任务。通常背斜圈闭的幅度明显地减小。有必要研究这种有意义的地质体所产生的幅值较小的异常响应，因此给地球物理工作方法带来了很深的影响。

在异常幅度变小的情况下，地质介质“更加广泛地变成”引起各种异常的因素。有意义的地球物理异常出现在其他响应（干扰）的背景上，分离异常的可靠性降低，异常解释的非单一性增加。这些情况对解决上述问题造成非常大的困难。因此，对地球物理测量结果作专门的预处理具有很大的意义，首先是减小干扰背景。但是，成功的预处理，特别是以后的地质解释，基本上取决于对被探测的地质体模型的认识。

第一节 背斜型油气田的物理-地质构造特点

包含油气田的沉积地层的初始物理-地质模型一般建立在介质的物理性质呈均匀层状分布的基础上。按照这种概念，沉积地层均匀地由若干层组成，各层表面非常平坦，其内部的物理性质不变或者变化很小。但是，在各层的界面上，物理性质沿垂向发生突变。从实际积累的资料来看，均匀层状介质模型是一级近似于实际情况的。首先各层的界面可能是粗糙的，存在断裂和明显的弯曲等。各层的某些区段沿横向或其内部的物理性质明显不同。

不仅在界面上，而且在各层内部，物理性质沿垂向也发生变化。在油气田的断面上，物理性质的分布特别复杂。总的看来，这一范围的复杂性明显增加。

目前，对背斜型油气田研究得最多，下面将重点讨论。应当指出，它们的物理-地质构造要素与非背斜型油气田有关。

图1是地台型背斜油气田物理性质分布的综合图（模型）。该图是根据大量钻探资料和地质-地球物理研究资料绘制的。正如看到的那样，在油气田范围内，划分出七个对地球物理场有影响的物理性质上的异常因素。现在讨论油气藏断面范围内各层物理性质的差异。

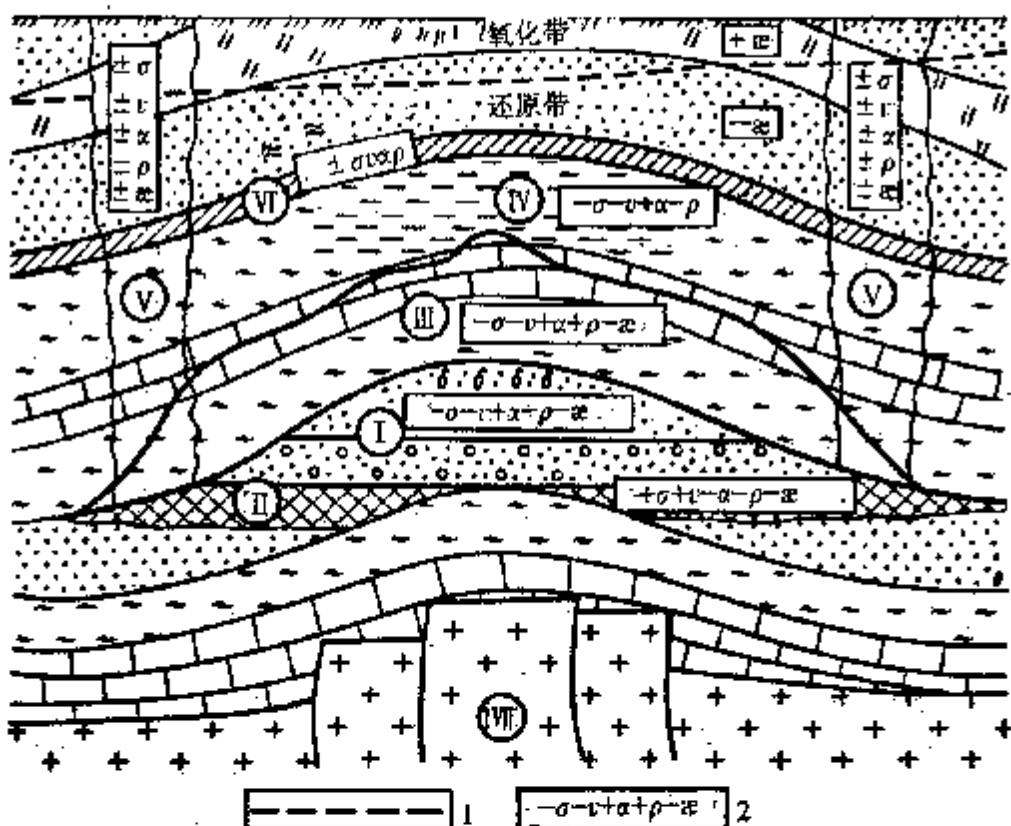


图1 地台型油气藏构造范围内岩石物理性质分布图

I—油气藏；II—封闭层；III—侵入带；IV—背斜顶部岩石软化带；V—非均匀岩石的近垂直带（不同应力状态）；VI—不同物理性质岩石之间的界面；VII—基底；1—氧化带与还原带的界面；2—岩石物理性质情况（相对油气藏周围的岩石）

油 气 藏

油气藏位于储集层里，它在物理性质上相对储集层周围的含水层是孤立的异常体。

储集岩的物理性质决定于颗粒的粒度成分和矿物成分，骨架的结构特征，孔隙率和渗透率，胶结物类型，骨架的力学性质，孔隙中水的数量及水的矿化度等。埋藏的热动力学条件（各向压力和温度）具有很大意义。

储集层千差万别，可以划分为两大类：砂-粉砂岩类和碳酸盐岩类。前者主要是砂岩和粉砂岩，后者是石灰岩和白云岩。前苏联主要油气田产于分布最广泛的砂-粉砂储集岩里。孔隙度平均值为15—20%。渗透率从1到 $10000\mu\text{m}^2$ 以上。碳酸盐储集岩的孔隙率（平均10—15%）和渗透率较小。孔隙中剩余水的数量由5%到65%。油气饱和度达0.5—0.7以上。泥质和碳酸盐胶结物的分布最为广泛，此外还常见到蛋白石、磷酸盐和铁质胶结物等。

压实作用、次生胶结作用、孔隙和裂隙中矿物的重新形成等次生作用，对碳酸盐和陆源储集岩的物理性质有很大影响。所形成的铁氢氧化物、方解石、黄铁矿、石膏、石英、自生泥质矿物，使岩石的储集性变化，同时改变了物理性质。

油气藏的特殊性质决定于两个因素：油气本身的物理性质（油气因素）和骨架结构特点（骨架因素）。

油气的物理性质明显地与周围水的性质不同，因此油气藏与储集层周围的岩石在密度、电性、声学性质及其他性质上是不同的。

石油具有封存性。它的存在起着阻碍作用。在许多情况下，使含水岩石中自生矿物形成作用完全停止。因此，在油气藏范围内的骨架，与周围岩石相比变得更加坚硬，导致它们的物理性质产生差异。另一方面看，封存的结果使岩石的储集性保存在非常高的水平上，因而油气田有可能长时间地保存在地下深处。

如果石油部分地进入圈闭，那么在油气藏范围内将发生储集性和物理性质的水平层状的变化（从上到下变坏）。

密 度

储集岩的密度 σ 与孔隙度有关，而与矿物成分的关系较小。

砂-粉砂-泥质储集岩的 σ 与 k_{Π} （孔隙度）的关系常常接近于反线性关系。在物理性质变化范围内，从 $k_{\Pi}=0$ ， $\sigma=2.80 \text{ g/cm}^3$ 到 $k_{\Pi}=40\%$ ， $\sigma=1.60 \text{ g/cm}^3$ 。例如，Ставрополье ходу́мск 段的砂岩密度从 $1.60-1.70$ ($k_{\Pi}=37-40\%$) 到 $1.81-1.91 \text{ g/cm}^3$ ($k_{\Pi}=25-30\%$)。粉砂岩密度从 1.80 到 2.60 g/cm^3 。
Усть-Балыкск 油气田的砂岩平均密度为 2.29 g/cm^3 ($k_{\Pi}=22\%$)，粉砂岩 $\sigma=2.34 \text{ g/cm}^3$ ($k_{\Pi}=19\%$)，泥质岩 $\sigma=2.42 \text{ g/cm}^3$ ($k_{\Pi}=14\%$)⁽⁴⁾。

油气使油气藏范围内的密度相对于储集层的含水部分减小，也就是说，出现有效密度 σ'_{se} 。显然， σ'_{se} 值是负的。

根据下列公式来估算，考虑油气因素的 σ'_{se} 值：

$$\sigma'_{\text{se}} = (\sigma_{\text{B}} - \sigma_{\text{Hg}}) k_{\Pi} k_{\text{Hg}}$$

式中； σ_{B} ——层状地层中水的密度； σ_{Hg} ——层状地层中油或气的密度； k_{Hg} ——油气饱和度。

计算 k_{Π} 、 k_{Hg} 时以百分数表示，可以认为油田的 σ'_{se} 通常为 $0.05-0.10 \text{ g/cm}^3$ ，而气田为 $0.05-0.10 \text{ g/cm}^3$ 。

由于骨架因素而产生的 σ'_{se} 值决定于很多因素。在某些情况下，它明显地超过 σ'_{se} 。例如，Веселовск 油田储集层含水部分（以砂岩为代表）的孔隙度为 $1-3\%$ ，而在油气藏范围内为 $7-8\%$ 。原始孔隙度估计为 20% ，孔隙度的减少与石英再生作用的广泛发育有关。

根据 110 块标本测定的含水储集层的平均密度值为 2.54 g/cm^3 ；根据 128 块标本测定的含油储集岩的平均密度值为 2.42 g/cm^3 。因此 $\sigma'_{\text{se}}=-0.12 \text{ g/cm}^3$ 。以 $\sigma_{\text{Hg}}=0.813 \text{ g/cm}^3$ ， $\sigma_{\text{B}}=1.03 \text{ g/cm}^3$ 进行计算， σ'_{se} 为 -0.02 g/cm^3 (С. С. Азаров, 1981)。

随着深度的增加，各方向的压力增大，储集岩的密度增大，而孔隙度减小。密度和孔隙度随着深度的变化是非常不均匀的。最大的变化是在 0—3 km 的深度上，特别是含泥质胶结物的岩石。但是，深部钻探证明，油气藏范围内的孔隙度在 5—7 km 深度上仍然很高，在很多情况下达到 30%。油气藏引起相对的负重力异常，一般为几个 g·u。

电阻率和极化率

油气使油气藏范围内的电阻率 ρ_a 相对于油气藏周围含水储集岩的电阻率 ρ_b 增大。由于油气和骨架因素，估算油气藏的异常响应在理论上是非常复杂的。因此，采用电测井实测的 ρ_a 和 ρ_b 的对比方法，进行油气影响的研究。很明显，实测的 ρ_a 和 ρ_b 值受许多因素控制。除了油气以外，还有骨架结构、层状水的矿化、胶结物类型及埋藏的热动力条件等。

目前已有的资料证实，在某些地层中 ρ_a 可能超过 ρ_b 100 以上（表 1）。但是， ρ_a 超过 ρ_b 10 倍是最常见的。

层状水的矿化对油气藏的电阻率和各种仪器实测的视电阻率 ρ_v 有明显的影响。例如，Сурхана 油田 Сурхана 岩层的含盐度为 14.2°Be (1°Be 为 1 波美度，大致相当于水中 NaCl 含量的 1 %)，油藏范围内 ρ_{KH} 平均值为 $6.2 \Omega \cdot \text{m}$ ，含水部分的 ρ_{KB} 平均值为 $1.2 \Omega \cdot \text{m}$ 。Саъчиң 岩层的含盐度为 10.9°Be ， $\rho_{KH}=13.4 \Omega \cdot \text{m}$ ， $\rho_{KB}=1.8 \Omega \cdot \text{m}$ 。Балахан 岩层的含盐度为 5.1°Be ， $\rho_{KH}=20.4 \Omega \cdot \text{m}$ ， $\rho_{KB}=5.7 \Omega \cdot \text{m}$ ⁽⁴⁾。

在西南 Туркмения 地区的许多油田，油藏范围内水的矿化度为 $80—120 \text{ g/L}$ ，在油藏周围减少到 $10—20 \text{ g/L}$ ，使电阻率增大 2—4 倍。

埋藏的热动力条件的影响主要是通过饱和液体的物理性质（电性）变化表现出来。

在一般的情况下，各方向压力的增大使电阻率增大；而温度的增高使其减小，因为液体的导电率增大。由于温度的影响超过

表 1 原苏联某些油气田含油气水地层的电阻率

地 区	油 气 田	油 气 藏 类 型	地 层 时 代	地 层 电 阻 率 ($\Omega \cdot m$)	
				含 油 气 地 层	含 水 地 层
Средняя Азия	Небыт-Даг	油	上新世	2—20	0.2—5
Средняя Азия	Газли	气	上新世	50—60	5—6
Средняя Азия	Котур-Тепе	油	上新世	18	3
Средняя Азия	Окарем	油	上新世	10	2
Грозненский	—	油	中新世	8—1000	3—20
Грозненский	—	油	和更老	—	—
Краснодарский край	—	油	渐新世	2—200 и более	1.7—3.5
Краснодарский край	—	油	始新世	2.4—16	1.5—20
Ю. Мангышлак	—	油	侏罗纪	20—25	3—6
Ставропольский край	Александровская	气	始新世 古新世	2—120	2—12
Южно-Эмбенский	Косчагым	油	石炭— 三叠纪	240	0.4
Сахалинский	Оха	油	中新世	15—80	2—4
Западная Сибирь	Пунгинское	气	上 层	1000	10
Южно-Эмбенский	Доссор	油	中 层	10	0.7
Волгоградский	Жирное	油	下 层	12—500	1.5
Сахаролукский	—	—	石炭纪	—	—
Саратовский	—	—	上 层	12—1000	0.5—2
Татарский	Ромашкино	—	泥盆纪	200	1—3
Туймазинский	—	—	泥盆纪	3—300	1—5
Азербайджан	—	油	泥盆纪	2—1200	0.4—4.5
Цнеирово-Лонецкая впадина	—	油	第三纪	15—150	0.3—10
впадина	—	气	石炭纪	4—50	3.5
впадина	—	—	侏罗纪, 三叠纪	5—200	0.5—3.5
			石炭纪		

压力的影响，随着深度的增加，几乎所有类型岩石的电阻率都减小。

为了估计油气藏的总响应，可以把产油层看作是单一电性层。这样一来，产油层的含油气和含水区段的电阻率差异明显减小，

平均减小 $\frac{1}{2}-\frac{1}{3}$ ，个别减小 $\frac{4}{5}$ 。有效厚度50m以上的油气藏即属于这种情况。厚度较小时（20—50m），它们的差异不超过30—50%。气藏的电阻率稍微大于油藏。油气藏电阻率的增高引起各种电法的视电阻率的正异常（垂向电测深法、偶极电测深法和建立场点测深法等）。在大多数情况下，相对油气藏的周围岩石，这些异常值达百分之几十。

油气藏范围内及其上部岩石的极化率增高。这与黄铁矿的存在有关，黄铁矿是油气藏与周围岩石的复杂作用而产生的。

许多油气田（Радченков、Кенкияк、Карасязь等）的某些地层中黄铁矿的含量达到岩石体积的10—20%。

表 2 油气田及非产油构造的岩石极化率

地 区	油 气 田 类 型	η(%)		异 常 值 %
		油 气 藏 以 内	油 气 藏 以 外	
Газли	气	3.5—7.3	1—1.5	250—390
Узень	注气	3.1	1—1.5	140—210
Северо-Ставро польское	气	5.8—6.4	1.8	180—260
Кенкияк	油	12.8—16.4	1.5—2	670—750
Кумсан	油	5—6.4	8.5—9.5	80—100
Кокжиде	油	7.1—7.4	1.5—2	300—370
Мортук	非工业意义的油	3.2	1.5	110
Карасязь	钻探中大量油显示	4—5	1.5	170—230
Таспас	非产油井，钻探时有气显示	1.7	1.5	13
Беке	非产油井，钻探时有气显示	1.5	1.5	13
Каракыр	非产油井	1	1	—
Кокжасай	未打钻勘探	5.1	3	70

岩石极化率用 γ 表示。油气藏范围内的极化率比其周围岩石高 4—6 倍（表 2，根据 З. Д. Кругловая）。在非产油构造的顶部 γ 并未增高。

地震波速度和地震波吸收

与其他物理性质相比，我们重点研究油气藏的异常速度及吸收性质。但是，许多地震波的传播问题尚未弄清楚。主要结果与纵波的传播速度 v_p 有关，而与横波的传播速度 v_s 的关系较小。

速度 v_p 和 v_s 。储集岩的 v_p 和 v_s 值决定于骨架的弹性、孔隙度、孔隙压缩率、孔隙充填率、矿物成分、胶结物类型、埋藏的热动力条件等。上述因素中，孔隙率对 v_p 的影响非常明显。 v_p 和 k_{II} 之间存在最密切的反相关关系。根据 Френкель、Био、Николаевский、Золотарев 的地震波传播理论，对油气因素作用下 v_p 和 v_s 变化的理论计算研究做了很大的努力。

应该注意到，对含气砂岩 (v_{pT})、含油砂岩 (v_{pH})、含水砂岩 (v_{pD}) 中速度 v_p 的计算。这一计算是 Ф. М. Ляховицкий 和 Л. Л. Рапопорт 于 1972 年完成的。已经查明，存在这样的关系： $v_{pT} < v_{pH} < v_{pD}$ 。但是， v_{pT} 与 v_{pD} 的最大差值不超过 50—70 m/s；也就是说，这两种速度实际上彼此相等，与充满空隙的液体无关。

计算地震频率的 v_p 很有意义。这一计算是由 А. Т. Аверьюх 按下列公式完成的^[1]，

$$v_p = \sqrt{\frac{u_{II} + u_{CK}}{\sigma_{II} + \sigma_{CK}}}$$

式中 $u_{II} = \frac{(1 - \beta_{TB}/\beta_{CK})^2}{\beta_{TB}(1 - \beta_{TB}/\beta_{CK} - k_{II}) + \beta_{II}k_{II}}$

$$u_{CK} = \frac{1}{\beta_{CK}} + \frac{4}{3}G_{CK}$$

$$\sigma_{II} = \sigma_{II}k_{II} \quad \sigma_{CK} = \sigma_{TB}(1 - k_{II})$$

β_{TB} ——固相压缩率，即由无骨架的物质组成的致密标本体积的相对变化与各方向的外加压力之间的比例系数； β_{CK} ——骨架压缩率，即骨架体积的相对变化与外加压力之间的比例系数； β_0 ——充满孔隙的液体压缩率； G_{CK} ——骨架位移模数； σ_0 ， σ_{TB} ——液体和固相密度； k_n ——孔隙率。

β_{CK} 与 β_{TB} 值之间存在下列关系：

$$\beta_{CK} = \beta_{TB} + k_n \beta_n$$

式中， β_n ——孔隙空间压缩率。

该公式是在假设条件下求得的。假设产油部分和含水部分内骨架成分和结构，骨架孔隙大小及各种物理性质相同。对于这些条件，实际上速度 v_p 决定于介质的三个参数：三个主要相（固相、骨架相、液相）的压缩率、密度及位移模数。在一般的状态下， v_p 决定于介质的弹性和密度。随着深度的增大，某些弹性值和密度值的作用是不一样的，从表3可看到这种情况。它作为计算的基础。

从表3得出这样的结论：砂岩孔隙率、压缩率与泥质的含量有关。不大的 k_n 值和较大的 β_{CK} 值对应泥质含量为20—30%的砂岩和粉砂岩。对于大的 k_n 值和不大的 β_{CK} 值，泥质颗粒的含量小于10%（纯砂岩）。从表3看出，随着深度的增加，参数 β_{TB} 、 β_s 、 σ_{TB} 、 σ_s 、 σ_n 或者完全不变，或者变化很小。参数 k_n 、 G_{CK} 和 β_r 的变化最明显。天然气的压缩率远大于水和石油的压缩率。因此当存在数量不大的天然气时（5%），油气压缩率决定于天然气的压缩率，相应地表现在速度 v_p 的变化上。

上述计算表明，速度 v_p 与 k_n 有很大的依赖关系，它随着 k_n 的增大基本上按指数关系减小。其次已经确定，把水换成石油（ Δv_{BH} ）和天然气（ Δv_{BR} ）时，速度 v_p 减小（表4）。

分析表4说明，所获结果与实际资料非常一致，虽然在2—4km的深度上，把水换成油气时， v_p 的减小降低了。这时必须指出下列情况。 β 和 σ 值取自不同的来源，没有指明它们的可靠程度。根据关系式 $G_{CK} = \sigma v_s^2$ ，求得 G_{CK} 值；并且根据 v_p 和 v_s 之间的

表 3 砂岩储集层的物理性质

深度 <i>H</i> (km)	孔隙率 (k_n , %)	压缩率 β, MPa^{-1}				
		固相 β_{TB}	骨架 β_{CK}	层状水 β_s	油 β_o	气 β_r
0.5	27—35	0.03	0.50—0.90	0.47	1.1	165
1.0	22—34	0.03	0.47—0.80	0.46	1.4	100
2.0	18—28	0.03	0.15—0.25	0.44	1.9	50
3.0	12—17	0.03	0.18—0.19	0.41	2.3	25
4.0	5—8	0.03	0.06—0.08	0.39	2.6	20

深度 <i>H</i> (km)	压缩模量 <i>G</i> , MPa	密度 $\sigma, \text{g/cm}^3$			
		固相 σ_{TB}	层状水 σ_s	油 σ_o	气 σ_r
0.5	1.25—1.60	2.65	1.05	0.83	0.02
1.0	2.25—2.55	2.65	1.10	0.80	0.05
2.0	3.50—3.85	2.65	1.10	0.76	0.11
3.0	4.20—7.85	2.70	1.10	0.67	0.16
4.0	4.70—9.30	2.70	1.10	0.62	0.20

表 4 油气对速度 v_p 的影响

深度 <i>H</i> (km)	新生代砂岩			
	$\Delta v_{RH}/v_B$ (%)		$\Delta v_{Rf}/v_B$ (%)	
	纯砂岩	含泥质砂岩	纯砂岩	含泥质砂岩
0.5	16	15	30	40
1.0	15	18	22	34
2.0	11	12	14	18
3.0	10	10	13	16
4.0	8	9	9	14

相关性确定 v_s ，这种相关性是很普遍的。天然气不太饱和时(5—10%)， Δv_{Br} 值最大； $k_{\text{H}} \approx 5—10\%$ 时，与实际情况不十分吻合。

在很多情况下，根据下列简单公式估计油气因素(Уайли等，1956，1958)。

$$\frac{1}{v_p} = \frac{k_{\text{H}}}{v_{\phi}} + \frac{1-k_{\text{H}}}{v_{\text{TB}}}$$

式中， v_{ϕ} ——充满孔隙的液体中波速， v_{TB} ——无骨架固相物质中的波速。

该关系式也叫做平均时间公式。必须指出，根据速度 v_p 和这个公式确定孔隙率。在埋藏非常深的饱含水的砂和砂岩中进行地震测井，求得速度 v_p 。

还可将该公式推广到横波和其他岩石(Пикетт, 1963)。为此用下列形式表示：

$$1/v = A + Bk_{\text{H}}$$

式中， $A = \frac{1}{v_{\text{TB}}}$ ， $B = \frac{1}{v_{\phi}} - \frac{1}{v_{\text{TB}}}$ 。

如果对某些具体条件，用经验方法如回归分析来选择系数 A, B ；那么在公式中可以把速度 v_p 和 v_s 写成符号 v 。此外，公式的应用范围扩大。在研究岩石孔隙率、岩性、液体成分等方面，应用横波有了新的可能性。

文献[28]列出根据泊松系数 μ 计算的资料。根据泊松系数确定岩性，尤其是砂岩和石灰岩。由下列公式计算 μ ：

$$\mu = \frac{0.5 \times (v_p/v_s)^2 - 1}{(v_p/v_s)^2 - 1}$$

对于所测定的许多标本来说，砂岩的 μ 平均值为 0.22，白云岩为 0.28，石灰岩为 0.31。

砂岩和石灰岩的 μ 有非常大的差异。它与主要矿物的物理性质有关。砂岩的主要矿物是石英，而石灰岩则是方解石。

对速度 v_p ， v_s 和纵波与横波的吸收系数 α_p ， α_s 的大量计算，是由 В. А. Шестюсский 根据 Френкель、Био 二相介质的普通理论导出的公式完成的。二相介质由均匀基质组成，基质含有气或

液体的细包裹体(孔隙型)。这个公式如下:

$$v_p = \sqrt{\frac{T_{CP} + \frac{4}{3}G_{CP}}{\sigma_{CP}}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{G_{CP}}{\sigma_{CP}}}$$

式中, T_{CP} —二相介质的体积模量; G_{CP} —二相介质的位移模量; σ_{CP} —二相介质的密度。

对碳酸盐岩储集层进行了计算。该储集层具有 Оренбургский 凝析气田的参数。

计算结果列于表 5。

表 5 两相介质中地震波速度、吸收系数与孔隙率
(30%以下) 的关系

参数	流体类型		
	水	气	油
纵波速度 v_p	v_{pB}	$v_{pT} < v_{pB}$	$v_{pH} \approx v_{pB}$
横波速度 v_s	v_{sB}	$v_{sT} \approx v_{sB}$	$v_{sH} \approx v_{sB}$
比值 $\gamma = v_s/v_p$	γ_B	$\gamma_T > \gamma_B$	$\gamma_H \approx \gamma_B$
纵波吸收 α_p	α_{pB}	$\alpha_{pT} > \alpha_{pB}$	$\alpha_{pH} > \alpha_{pB}$
横波吸收 α_s	α_{sB}	$\alpha_{sT} \approx \alpha_{sB}$	$\alpha_{sH} > \alpha_{sB}$

正如看到的那样, 油藏实际上对 v_p 和 v_s 没有影响, 但是能产生强烈的吸收。岩石孔隙率的增大可以改变水气饱和的介质中 v_p 和 v_s 的比值特点, 因为这两种速度增大。但是, 气饱和介质中 γ 值比水饱和介质中高。除了理论计算以外, 用实验室测定标本的方法来估计油气对速度的影响, 所得到的结论基本上是不一样的, 并非总与理论计算相吻合。70年代初, Г. М. Арчаний完成了各种热动力条件下的沉积岩的大量实验室速度测定工作。他们重点研究了压力 P 和温度 T 单独对 v_p 的影响, 也研究了这两个因素共同的影响。随着 P 的增加, 在 3—4km 深度以内, v_p 基本上增加; 然后, 开始接近某极限即“最终速度”。砂岩和粉砂岩

v_p 的增加最大。

对 v_p 的主要影响是沉积岩的孔隙率。已经看出，在所有情况下，随着孔隙率的增加波速度减小。液体充满孔隙空间，使岩石弹性的速度增加。例如，在泥质含量为40%的砂岩、粉砂岩中，液体充满空隙时， v_p 增大100%。随着 P 的增加，饱和效应减小。孔隙充填物的成分（石油或水）不会使速度发生明显的变化。在不同的压力条件下， v_p 值在10—12%范围内变化。油饱和岩石中的速度比水饱和岩石中高。

温度 T 升高， v_p 均匀地减小。

随着 T 值的升高，油饱和岩石的 v_p 值减小，在绝对值上明显地超过气饱和及水饱和岩石。

P 和 T 值同时增大时，在3km 深度以内压力占优势，因此 v_p 增大；从3km开始 T 占优势， v_p 减小。随着深度的增加， v_p 减小；对于油饱和岩石特别是砂岩来说，这是非常典型的。在大气压力条件下，气饱和岩石中速度 v_p 最小，油饱和岩石中 v_p 最大；而在水饱和岩石中 v_p 属于中等，即 $v_{pG} < v_{pB} < v_{pH}$ 。在相当于2—3km 深度上的热动力条件下，速度 v_{pG} ， v_{pB} ， v_{pH} 基本相同。在3—6km 深度上速度的这种关系变成相反，即 $v_{pH} < v_{pD} < v_{pG}$ ；并且速度值相差甚大。如果在大气压力条件下， $v_{pG} = 2.7$ ， $v_{pB} = 2.9$ ， $v_{pH} = 3 \text{ km/s}$ ，那么在6km 深度上， $v_{pG} = 3.3$ ， $v_{pB} = 3.1$ ， $v_{pH} = 2.6 \text{ km/s}$ 。

用很少数量的标本测定了横波速度 v_s ，所有标本的数量比测定 v_p 要少得多。文献[25]列出一些数据。可以看出：液体饱和的沉积岩中 v_s 降低。有时 v_s 增加10—20%。压力很高时，含水或含油岩石中的 v_s 比干岩石中要低。

现在列出根据某些油气田地震测井资料确定的纵波速度结果（表6）。测量工作是在油气藏内外进行的。正如看到的那样，油气藏范围内的速度确实减小27%。在两个油气田（Анастасис-вско-Троицкое和Жетыбайский）非产油的含水层上所进行的测量工作很有意义。在这种情况下，油气藏范围内速度或者增

表 6 某些油气田纵波速度

油 气 田	平均探测 范围 m	流 体 类 型	速度 v_p , m/s		速度的减小 $\Delta v/v_{p_0} \%$
			油气藏内 $v_{p_{int}}$	油气藏外 $v_{p_{ext}}$	
Северо-Ставропольское	800	气	2000	2600	23
	800	水	2050	2000	-2
	1000	汽油	2120	2670	20
	1470	汽油	1620	2250	27
	1800	水	2530	2530	-
	700	气	2400	2800	14
	1100	油	2920	3330	12
	800	水	2900	2800	-4
	1800	油	3430	3800	10
	1600	油	2200	2700	21
Южное	3900	油	2530	3110	18
Ярегское	230	油	3260	3450	6
Газдинское	800	气	2350	2600	11
Мухавовское	2100	油	2630	3350	21

加, 或者仍然是油气藏以外的数值。由此可见, 所列出的实验资料可靠地证明, 油气藏的纵波速度比储集层含水部分的速度减少15—25%以上, 绝对值减小0.5—1km/s。

地震波的吸收。地震波在岩石中传播时, 纵波和横波的吸收与其能量或振幅的减小有关。在成分和性质均匀的介质中, 正弦振动的振幅 $A(r)$ 随着距离 r 的增大, 按指数规律减小,

$$A(r) = A_0 e^{-\alpha r}$$

式中, A_0 ——开始时刻的波幅; α ——吸收系数 (m^{-1}); r ——波的传播距离(m)。

系数 α 是介质吸收性质的主要特征之一。在一般情况下, α 取决于波的频率 f 。理论研究指明了 α 与 f 的各种关系。野外和实验室的测定结果证实, α 与 f 接近线性关系。

按照 Френкель、Био等人的理论, 弹性能量的吸收是在介质相对位移时, 在波场作用、弹性能量转化热能或各相之间的热交换的条件下, 由固相和液相之间的粘滞摩擦引起的。但是, 实际

上各种关系是非常复杂的。

在一般情况下，吸收与介质的固相结构、矿物成分、孔隙度、胶结物类型等有关。岩石固结愈好，吸收愈弱；固结愈差，吸收愈强。例如，低速带（疏松未胶结岩石）对地震波的吸收最强。

油气藏对地震波的吸收有明显影响。由于系数 α 表征了许多因素的作用。在这种情况下，最好把系数 α 称为有效系数。在油气藏范围内它增大10倍以上。含水储集层中 α_0 平均值为 $n \times 10^{-3}$ (m^{-1})，然而，油气藏中 α_0 达到 10×10^{-3} (m^{-1}) 以上。表7列出某些油田和非产油构造的 α 值。

根据Френкель、Био等人的理论所做的理论计算也定性地指出，与 α_0 相比较 α_0 增大；但是其数值比实验数值小1—2个数量级。这一差别一般与未考虑到各种因素的理论有关，例如，孔隙充填物的双相性、层状液体中气的状态（自由态或溶解态）、骨架的吸收作用等。可以有根据地认为，骨架因素对地震波的吸收有最大的影响。一个地下天然气库上的折射波法地震试验工作结果证实了这一点。

这一工作是沿着穿过构造顶部的注气前后的同一剖面进行观测的。采用这种方法基本上能够估计人工形成的气藏对地震场及其他物理场的影响。试验结果表明，充气前后的速度 v_p 实际上不变，因为气藏的厚度不大（约20m）。在气藏中心充气后的波幅减小 $\frac{1}{2}$ ，然而在气藏以外未改变。波幅变化1倍，这种情况下的 α 相应变化约50倍。只是由于气的一般影响， α 的变化不超过 $\frac{1}{5}$ 。 α 的主要变化最可能是与骨架硬度的减小有关。这是由于在注气引起的压力作用下，骨架的粘结作用被破坏所致。在其他天然气库的以后工作也证实了骨架硬度减小这一事实。

油气藏的异常速度和吸收导致一系列地震波场异常的出现。来自油气藏的水油和气液接触面的反射可能存在，因为这些接触

表 7 某些油气田和非产油构造的纵波有效吸收系数

油气田、构造	平均探测范围 m	流体类型	吸收系数		吸收系数的 增加 $\Delta\alpha/\alpha\%$
			油气藏内 α	油气藏外 α	
油 气 田					
Северо-Ставропольское	800	气	3.0	1.0	200
Анастасьевско-	1000	气油	1.3	0.7	90
Троицкое	1470	气油	4.4	2.2	100
Узенъское	700	油	7.8	3.6	120
Калмас	1800	气	—	—	1000
Кала	1140	气油	19.0	1.8	950
Кюровдаг	1600	气油	20.5	1.8	1000
	550	气油	3.5	0.6	500
	850	气油	9.7	—	—
	930	水	1.0	—	—
	2300	气	10.7	0.7	1400
Уртабунақ	3000	气	—	—	500—1000
Дылгизкуль	2500	气	—	—	500—1000
非 产 油 构 造					
Курбани-Али	700	水	—	0.3	—
Кухна-Гумбас	800	水	—	0.5	—
Кимерек	850	水	—	0.4	—
Аля-Дагир	1200	水	—	0.2	—

面的反射系数达到20—25%。

油气藏的表面直接导致“亮点”和“暗点”型异常的出现。油气藏内部的声界面导致非延伸异常的出现。波透过油气藏时，其幅度可能减小 $\frac{1}{2}$ 以上。油气藏的存在导致有效速度和主频率减小百分之几，地震记录变坏以及探测深度减小等。

磁化率

众所周知，岩石磁性决定于铁化合物，首先是磁铁矿的存在。组成储集岩的大多数矿物是弱磁性的，磁化率 κ 的绝对值不大于 $30 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 。次生磁性矿物即磁铁矿、钛磁铁矿及其他矿物存在时，储集岩的磁性变化很大。例如，地槽区砂岩的 κ 值可以达到 $60 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ ，地台区砂岩的 κ 值一般不超过 $3 \times 10^{-3} \times 4\pi \text{ SI}$ 。

石油是抗磁体，磁化率大致为 $10 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 。随着石油的密度和成分的不同，其磁化率略有变化。在层状地层中石油具有弱顺磁性，这是由含铁有机组分的分子性质、铁的氧化物及其浓度增高所致。

天然气的磁性尚不清楚。与其他气体类似，可以推测天然气的 κ 绝对值大约为 $10 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 。现在没有关于储集岩中残留水的磁性资料。

油气藏的磁异常与烃和外围水、油水藏内外储集岩的磁化率差异有关。所做的计算表明，油气藏的磁异常不大，只有几个nT。

封闭层

油气藏中烃的存在所引起的岩性、储集层的含油部分与饱和水部分的物理性质变化，取决于圈闭的形成时间与充满时间、储集岩类型、埋藏深度、岩石的矿物成分及粒度成分等。

在油气藏的接触带，出现矿物的溶解作用，形成方解石、石英、黄铁矿及其他矿物。这导致孔隙度的明显减小和岩石密度的升高。形成所谓的封闭层（见图1）。在许多情况下，封闭层完全封闭了油气藏。封闭层既出现在陆源储集层中，又出现在碳酸盐储集层中。其厚度从几米至几百米。物理性质中密度研究得最全面。封闭层与油气藏相比较，其密度增大 $0.20-0.40 \text{ g/cm}^3$ ，有时增大 0.60 g/cm^3 。因此，在重力场中能够出现 $0.3-0.5 \times 10^{-5}$

m/s^2 的正异常。如果是“漂浮”型油气藏，那么在烃与水的接触面上，沿着油气藏的底面形成封闭层。在这种情况下，重力异常达 $1 \times 10^{-5} \text{ m/s}^2$ 以上。

对其他物理性质研究得不够详细。但是已经查明，在封闭层中地震波速度和电阻率增大。封闭层中储集岩的磁性与油气藏范围内的储集岩相差很小。在 Яргский 油田上的测量表明，油藏范围内砂岩的 κ 从 $-20 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 到 $+50 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ ，而封闭层中的砂岩为 0 到 $+10 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 。在不存在油藏的储集层的纯含水部分中，岩石的储集性变坏，其物理性质相应地改变，但变化程度不大。

烃次生晕 (АВПД带)

烃次生晕的出现与层次高压力 (АВПД) 即超过正常压力 (水静力) 10—20% 的压力的产生有关。层状高压力的产生与液体运移受到阻碍的构造作用、岩石的重力压实作用，以及泥岩中液体的渗出量滞后于沉降速度有关。

内部压力和泥岩盖层孔隙率同时增大，这与 АВПД 的产生无关。

对具有 АВПД 的西 Ашероп地区油田上方泥岩盖层的物理性质变化做了研究。结果表明，在油藏上部层状高压力的作用下，液体垂直运移时，压力传递到上覆泥岩；这时其中的压力通常比油藏本身高。

次生晕内（泥岩盖层下部）泥岩的物理性质按下列方式变化：孔隙率增大；密度减小；沥青-气饱和度增高；地震波速度减小；电阻率减小，但也可能增高。

在油藏本身的局部泥质覆盖层里，也出现岩石物理性质的变化，类似于泥岩盖层下部的变化。

构造顶部的物理性质的变化最大。与两翼地段相比较，泥岩的最大软化带存在于构造顶部。

具有 АВПД 的油藏的影响不仅出现在上覆泥岩盖层和油藏内

泥质层的范围内，而且也出现在油藏本身的储集岩中（这与储集岩孔隙率的增大有关）。

AVПД对泥岩物理性质的影响在不同的地区基本上是不一样的。这与矿物成分、泥岩时代、沉积速度、地温情况等许多特点有关。

构造顶部岩石的软化

目前积累了广泛的材料，证明某些构造范围内存在岩石的岩性变化。

陆源岩石从构造两翼到顶部常常有变成粗砂质的趋势。在碳酸盐岩存在的条件下，构造顶部主要发育石灰岩，而两翼则是白云岩。沿着古海底地形，含泥物质和碳酸盐的分布特点不同。泥岩沉积在低的地段，而碳酸盐岩沉积在高的地段。某些岩相的厚度不固定。

岩石的岩性变化使密度及其他物理性质发生变化。从两翼到顶部岩石的密度基本减小。这一现象首先被 Б. А. Андреевский 确定（1973），并称为层的分带性。最近几年，除了这个定义以外，还利用“侧向分带性”和“侧向层的分带性”等术语。

对于某些地层（见图1）和一系列地层（包括大量沉积地层）都能发生构造顶部岩石的软化。软化程度是不一样的。例如，Татария 构造的碳酸盐岩密度减小 $0.06\text{--}0.19\text{g/cm}^3$ 。阿塞拜疆和北高加索的许多构造顶部的岩石软化程度达到 $0.15\text{--}0.25\text{g/cm}^3$ 。在西伯利亚和中亚等地区也出现了岩石的软化。

岩石软化的存在导致重力场中出现较低的负重力异常。在许多情况下，它们非常接近油气藏的异常，这给区分实测场中的异常造成很大困难。

我们用北高加索 Майкопское 气田的实例来说明这些情况。图2示出气田地质断面和重力 Δg 曲线。正如看到的那样，气藏位于 $2.4\text{--}2.7\text{km}$ 的深度范围内。在气藏上方的 Δg 曲线上出现相对的极小，这个极小未必只是气藏引起的。

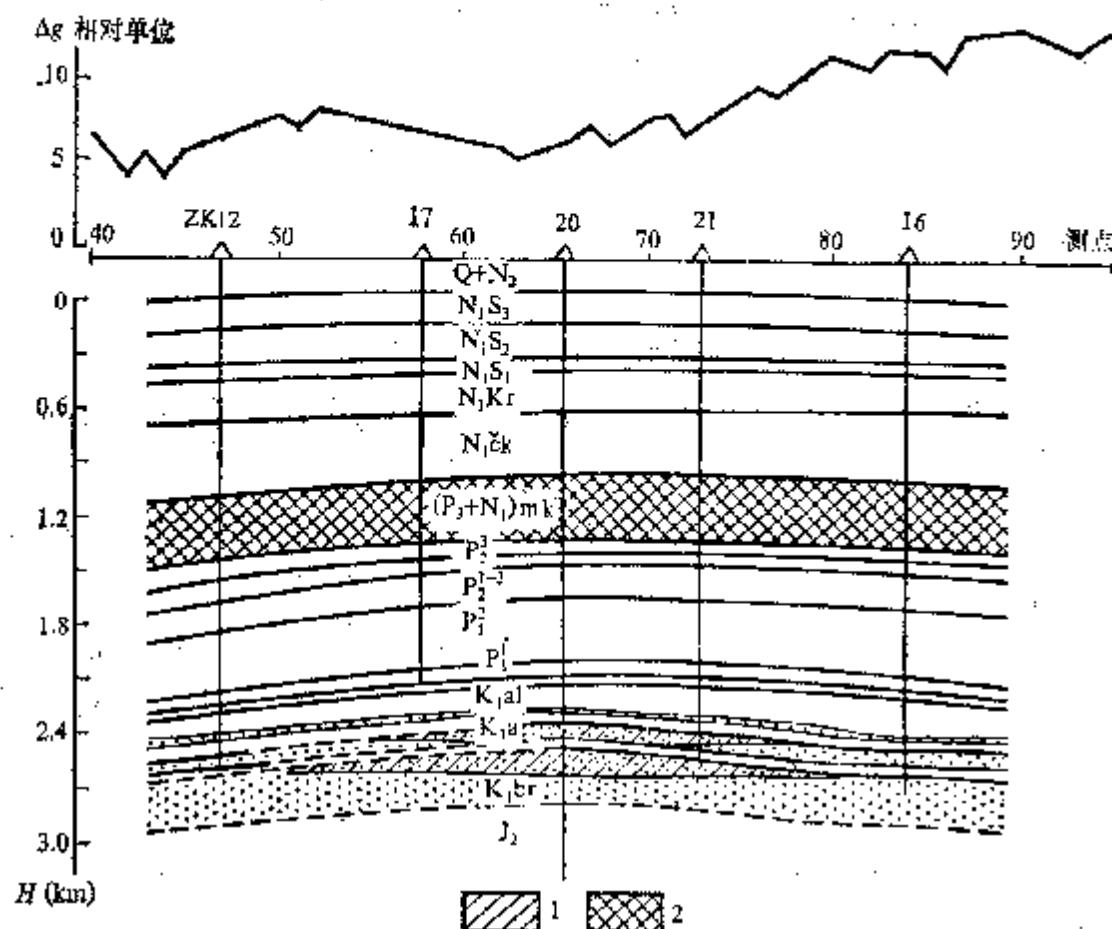


图 2 马伊科普气田的地质断面和重力 Δg 曲线
1含气层; 2—马伊科普顶岩压实区

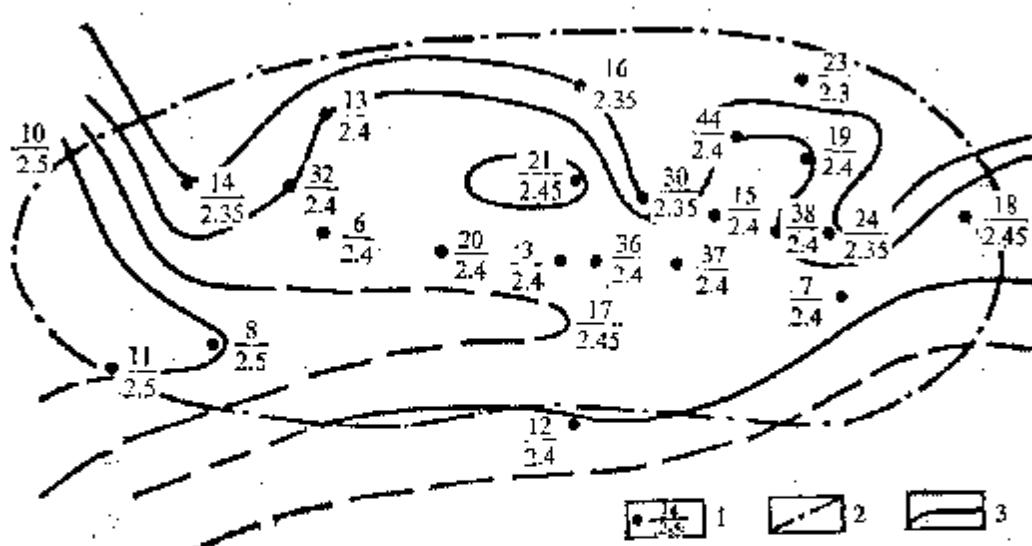


图 3 马伊科普气田下白垩纪地层的平均密度图
1—分子-钻孔号, 分母-密度平均值 g/cm^3 ; 2—含气范围; 3—密度等值线

图3—5示出根据钻探资料绘制的某些地层的平均密度图。现在详细讨论这些图。气藏上方下白垩纪地层密度的变化非常平缓（见图3）。

虽然始新世—古新世地层（断面上部）的密度等值线图未封闭，但密度图很复杂（见图4）。以泥岩为代表的Майкопский地层完全是另一种情况。在气藏上方的构造顶部，有把握地看到

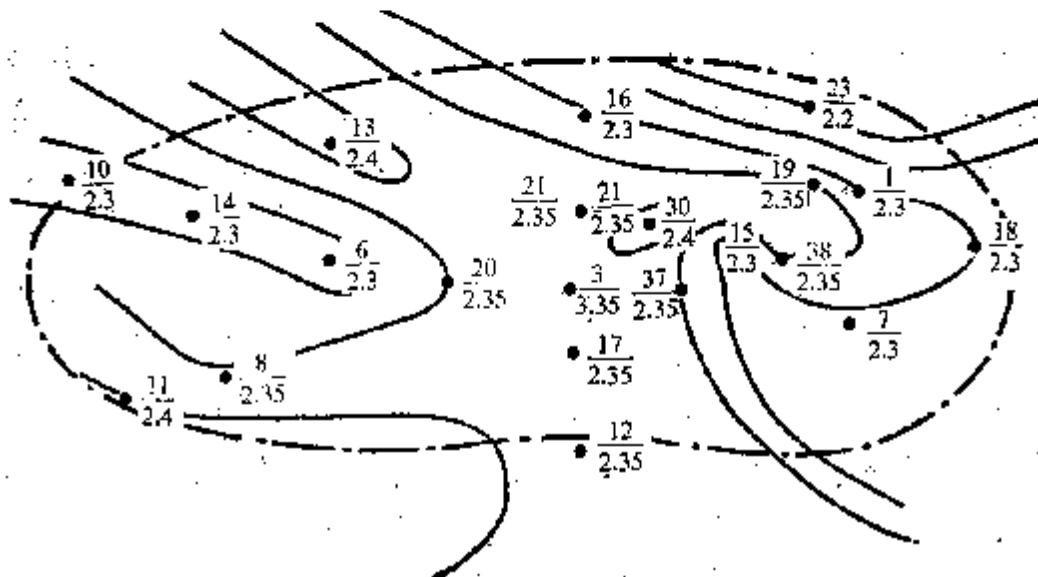


图 4 Майкопское气田始新世—古新世地层的平均密度图
(根据 Э. А. Корнеева)

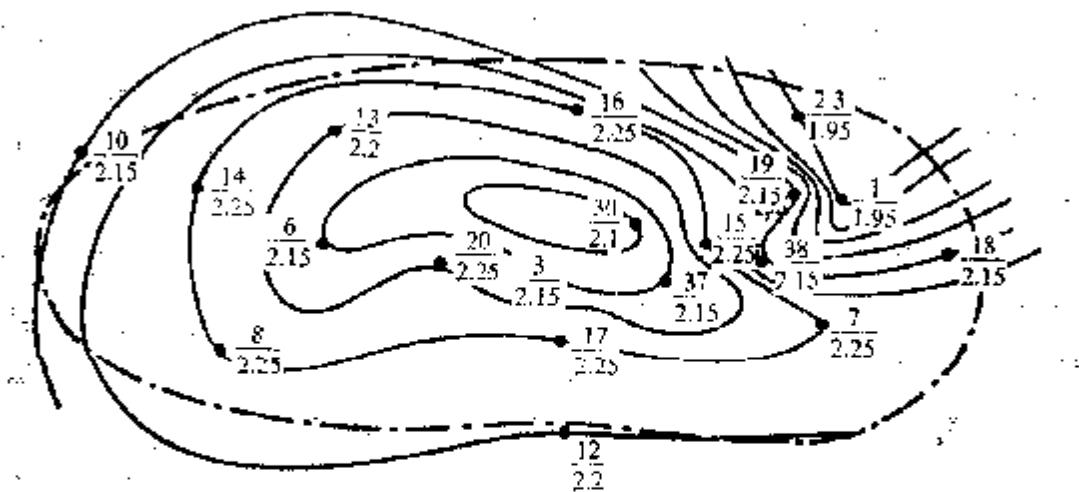


图 5 Майкопское气田Майкопское地层的平均密度图
(根据 Э. А. Корнеева)

密度降低 (-0.15 g/cm^3) 即明显地被等值线圈出较低的负异常。

Майкопское 地层的厚度为 300m 以上。由此可见，在气藏上方 1.0—1.8km 深度范围内，存在相对构造两翼的低密度的地质体，其大小明显地超过气藏。不复杂的计算表明， Δg 曲线上的实测极小值在很大程度上是褶皱顶部 Майкопская 泥岩引起的。

软化导致地震波速度减小 0.5 km/s ，吸收增大。不考虑这些因素，将明显地影响各种地震作图的精度。软化带的电阻率研究得很不充分，但是实际在软化带的 ρ_R 断面上出现低电阻率异常，这证明电阻率减小。

气藏上面的岩石磁性在很大程度上与介质的氧化还原活动性有关。介质划分成两个带（见图 1）。上带即氧化带，其特点是含有氧、氮、二氧化碳；下带即还原带，其特点是存在烃、氮、硫化氢。这两个带的分界面是离开地表的第一个稳定的区域隔水层，也是地球化学障。地势高度从零到几百米。

在还原带，铁的化合物部分地变成可溶解的二价形式，被带到气藏上方的边界及气藏范围以外。氧化铁和氢氧化铁部分地还原为硫化物，主要是黄铁矿。

在硫化氢的作用下，原生磁铁矿变成其他形式，部分地被带出。还原带内岩石与气藏上方范围以外的同种岩石相比较，其磁化率降低，平均降低 $400—600 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ ，在某些情况下更大。

在氧化带，铁处于三价状态，这降低了运移性质（包括原生磁铁矿）。这里也出现了不同成因的赤铁矿、钛铁矿的沉积。此外，在从气藏运移出来的烃的作用下，可能出现次生磁铁矿。氧化带岩石的 κ 与油藏上方范围以外的岩石相比较，从 $200 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 增加到 $2000 \times 10^{-6} \times 4\pi \text{ SI}$ 。考虑到其他因素， κ 的这种分布使产油构造上方出现各种磁异常：正异常、负异常、正负交替的异常。

岩石不均匀性（不同应力状态）的近垂直带

在构造两翼部位，已经确定存在岩石的特高和特低的应力带（见图1）。与构造顶部相比较，它们首先在岩石密度和孔隙率的增高或降低中表现出来（Л. М. Зорькин 等，1978）。这些应力带存在于构造的两翼，这是因为背斜两翼受到最大的静压力。因此，岩石不同地反应了形变特征。张性形变使岩石破碎，裂隙度和孔隙度增大，密度和地震速度减小（吸收增大），电阻率减小。压性形变使岩石孔隙度和裂隙度减小，密度和地震波速度增大，吸收减小，电阻率增大。这些应力带的热流增高。如果构造是产油的，则沿着软化带烃、放射性物质、磁性矿物和其他元素的带出量可能增高。碱度增高；氧化还原电位向负值一侧降低；形成新矿物，例如次生磁铁矿等。目前，对这些现象的定量特征研究得不充分。但是，现在已有关于地球物理场中出现不均匀带的可靠资料。例如，在这些带的上方，重磁场曲线的切割程度增大，出现不大的正负异常，电场中出现正负异常的相对交替。

放射性物质被带出，形成 γ 射线的环状异常。由于吸收，地震场中出现正负异常的组合。进一步地研究不均匀带的物理-地质特点，将明显地促进综合地球物理方法直接普查油气藏问题的解决。

标准界面及基底

沉积层中的标准界面或不同物理性质的各层之间的界面（密度界面、电性界面、声学界面）是目前普查油气田的主要探测对象，特别是地震勘探。断面中的界面数目一般达到10—15以上；但是，一般来说，只有几个界面具有重要意义。在物理关系上，这些界面的性质具有突变性（例如，密度差达 $0.3\text{--}0.5\text{ g/cm}^3$ ），而在水平方向上具有连续性。

声学界面在地震波场的形成中起着最大的作用，而在重力场和电场的形成中，密度界面和电性界面的作用比较小。

标准界面引起的物理场异常经常掩盖油气藏的异常。

与上覆沉积地层相比较，基底岩石的固结程度较高，一般能形成明显的密度（电性和声学）界面，基底在岩石物理方面是多种多样的。

在大多数情况下，基底起伏及其岩相成分的不均匀性是决定实测重磁场特征的主要因素。基底产生的异常一般远超过沉积盖层构造和油气藏的异常。在电场形成中基底的作用很大。

在沉积地层中追索到的基底破坏和断裂，加剧了断面中岩石的变化，使地球物理场复杂化。例如，当沉积盖层构造与基底断裂有联系时，在重力阶梯的斜坡上出现基底断裂的重力异常，这使异常解释变得非常复杂。如果沉积盖层构造继承了基底的隆起，或者与其中的致密岩石的范围一致；那么在基底的大异常背景下，将出现沉积盖层构造和油气藏的不大的异常。基底中存在不太致密的岩石时，在负异常的背景上出现构造和油气藏的异常。磁场也出现这种情况。

其他类型油气藏

上面讨论了地台背斜油气藏的物理-地质构造特点，但对实际的各种各样的油气藏远没有完成研究。目前，与其他油气藏相比较，背斜油气藏研究得最清楚，这类油气藏是比较简单的。在盐丘构造区，物理性质的分布是非常复杂的。

盐块埋藏很深，在上面的沉积盐层中形成普通的背斜圈闭。与上面所讨论的圈闭的区别是它存在于盐核中。纯盐的物理性质是均匀的， $\sigma = 2.1 - 2.2 \text{ g/cm}^3$ ， $\rho = 10^4 - 10^5 \Omega \cdot \text{m}$ ， $v_p = 4.2 - 4.5 \text{ km/s}$ 。在Днепрово-Донецкая and Прикаспийская 盆地以及其他地区，见到这种油田的例子。盐的存在明显影响地球物理场的特点。

例如，图 6 示出 Шебелинское 气田的地质断面和总梯度等值线。正如看到的那样，在气田下面有断裂系和大盐栓。它对重力场有明显的影响，总梯度 G_H 的等值线证实了这一点。在构造

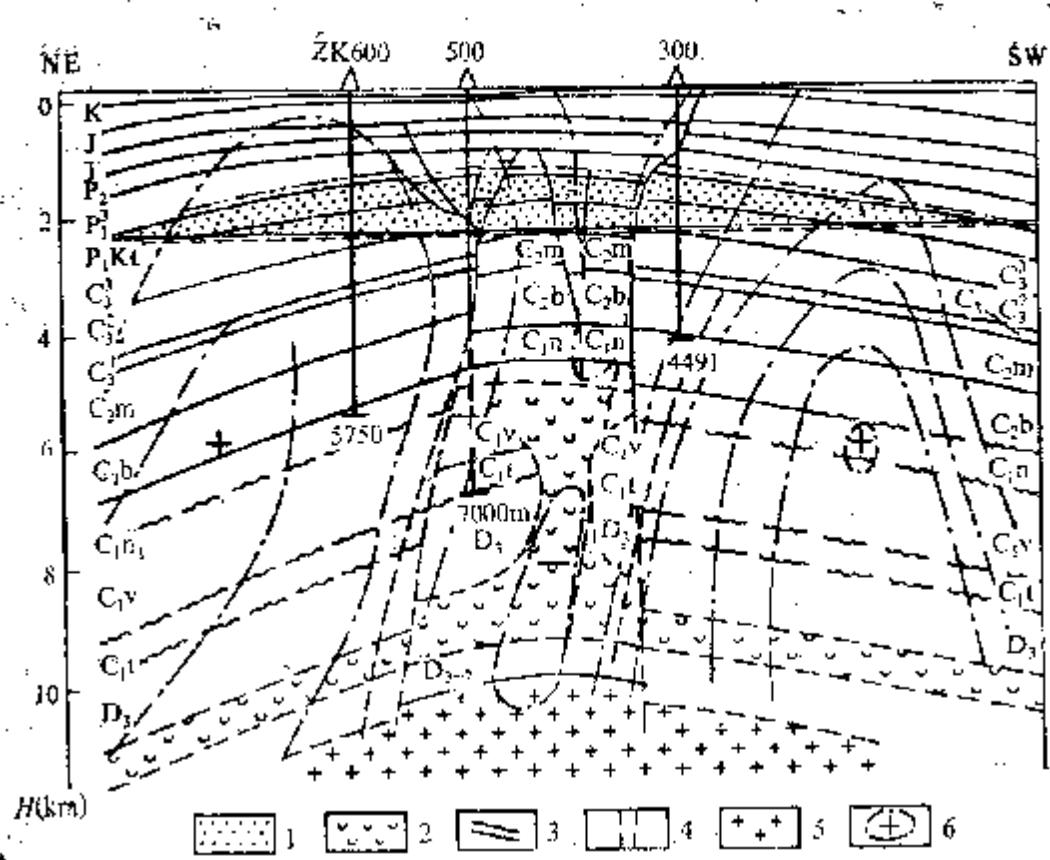


图 6 Шчебелинское газовое месторождение

1—气藏; 2—盐层; 3—地质界面; 4—断裂; 5—基底岩石; 6—重力总梯度等值线及极小位置

的两翼存在两个 G_H 的极小，这是构造顶层密度降低的标志。

盐块生长缓慢，在上面盐层中出现褶皱破坏；盐块生长较快，导致断裂破坏；盐块生长非常快，切穿上覆地层。在盐丘的两个斜坡上和上面盐层中形成大量非背斜型圈闭。物理性质的分布非常复杂，到目前为止研究得很不充分。

在泥岩穿刺作用发育区，例如Краснодарский边区西部，出现一些类似情况。在背斜褶皱的核部，有泥岩穿刺褶皱，其密度为 $1.7-1.8 \text{ g/cm}^3$ ，地震波速度和电阻率降低。围岩密度为 2.20 g/cm^3 ，也就是说，泥岩密度比围岩低 $0.4-0.5 \text{ g/cm}^3$ 。虽然岩石密度随着深度的增大而增加，但在大型穿刺褶皱，如 Анастасиевский 褶皱（幅度 $300-400 \text{ m}$ ）的重力场中，出现相对负异

常。现在对礁体油气田给以很大的注意。由于礁体的孔隙度很高 (k_u 达 20% 以上)，礁体中的油气藏具有很高的密集度和很大的储量。目前，对礁体油气田的物理性质研究得很不充分。已经确定，礁灰岩的平均密度为 $2.4-2.5 \text{ g/cm}^3$ 。礁灰岩位于密度较小的泥岩中和较致密的石灰岩中。在很多情况下，礁体在密度上与围岩没有差别。地球物理异常通常与礁体本身无关，而与围岩构造的特点有关。

第二节 总梯度法在油气地球物理工作中可能解决的主要地质问题

普查油气田包括广泛的综合地质-地球物理工作。这些工作组成了连续的地质勘探过程，其典型特点是具有阶段性和分阶段性。

工作过程一般是从综合的区域普查工作开始，研究基底构造和深埋藏地层，确定沉积盆地的大小，查明和研究可能含油气的地质体、沉积地层中的储集岩和盖层。评价某些地层含油气的远景，计算油气 Δ_2 、 Δ_1 级的预测储量，以及确定当前普查工作的对象。

1:20万测量比例尺最为广泛，其他比例尺也是可能的。应当指出，目前1:20万比例尺的重力测量覆盖了前苏联国土的一半以上。因此，现在布置了专门的研究工作。

在讨论总梯度法之前，这里先说明其可能性。

在总梯度法成功地解决的地质问题中，首先是查明和研究对油气田的形成和分布起着非常重要作用的地壳断裂。一般把地壳的活动性很强的窄线状构造认为是断裂，因为在断裂范围内，裂隙形成特殊的破碎带，大量裂隙破坏了刚性地壳。断裂长度达几百和几千公里，宽度 2—5km 以上。这是区域断裂。如果断裂的根部延伸到地幔，深度达100—140km；那么它们叫做深断裂。断裂带内的岩石与周围介质相比较，其物理性质变化大。

查明断裂的问题明显地与研究基底断块构造的其他重要问题有关，因为基底的某些断块导致沉积地层中背斜圈闭和其他圈闭的形成。用总梯度法解释1:20万重力图，可以成功地研究基底的断块构造。正如实践指明的那样，能够确定上升和下降断块以及活动性断块。应用选择法时，解是比较稳定和可靠的。基底中的断裂一般以流体高渗透带的形式，出现在沉积层中（例如近垂直的不均匀带，见图1）。这是评价基底断块上方沉积岩区的含油气远景的前提。但是，为了解决这个问题，必须使用其他地球物理方法，首先是磁法、放射性法和地球化学方法。

研究基底表面和深部界面时，重磁法与地震法、电法联合使用是有效的。地震法和电法资料作为控制性资料而加以利用。在没有密度和磁化强度数据的情况下，总梯度法能给出关于基底表面和下部界面的形状与位置的独立信息。

下面的物探工作阶段与准备普查钻探的地区有关。详细研究探区的地质构造，以便普查不同构造层中有油气远景的局部圈闭，筛选当前要寻找的目标。为了准备普查钻探，详细确定它们的构造，评价 A_1 级预测储量和 C_2 级地质储量。为了解决这个问题，一般利用1:5万及1:2.5万等比例尺的详细测量。

众所周知，圈闭（及油气藏）分为两大类：背斜圈闭和非背斜圈闭，或者构造圈闭和非构造圈闭。

目前，基本上用地震勘探来查明背斜圈闭。对这项工作重磁法有很大的帮助。用总梯度法对面积性的重磁详查资料处理的经验表明，根据不同深度上的闭合异常能可靠地划分出绝大多数的背斜隆起，其中包括平缓的背斜隆起。这时也能常常看出微小的细节，例如平面上的位移、外形轮廓及密度结构等特点。因此，减少了地震勘探的工作量。地震勘探主要用来研究构造的细节，为钻探作准备。不同水平面上的构造图的详细程度和精度保证了确定构造大小的必要精度。根据构造的大小，估计 C_2 级地质储量或远景储量。

最近在普查非背斜圈闭时，比较广泛地开始使用总梯度法。

非背斜圈闭共有60种⁽²⁾，一般把它们分成两大类即地层圈闭和岩性圈闭。

由于海进的超复作用，储集层的岩相被其他非渗透岩石代替，或者储集层本身的岩石成分发生变化。这样便形成了岩石-岩性圈闭。

埋藏礁体属于非构造圈闭。它们是从前的由多孔石灰岩组成并被非渗透岩石所覆盖的珊瑚柱。目前，普查礁体时成功地使用了总梯度法，已有不少这样的例子，虽然还需要进行其他测量。

不久以前，普查油气地质-地球物理工作的最终结果是找到背斜圈闭或其他圈闭，为深部普查钻探作准备。此后，该地区的野外地球物理工作就中止了。现在成功地研究了直接普查的问题

（虽然缓慢），在确定探区的含油气性质时，进一步开展地球物理工作，评价油气藏的大小。众所周知，在烃的作用下油气藏或岩石蚀变产生地球物理与其他响应，用直接查明这些响应的方法来直接普查油气藏。60年代初这一问题受到极大的注意，因为成功地解决它，就预示着巨大的地质经济效益。

现在，在这方面积累了大量资料，证明了直接普查的可能性。同时这个问题又是非常复杂的，因为存在大量的未知因素；这些因素在上面已经详细地谈到过。综合应用处理与解释方法完善的物探、化探，有可能成功地解决这个问题。总梯度法初步地解决了直接普查的问题。在某些物探方法的资料处理及其综合方面，总梯度法的作用日益扩大。

直接普查问题包括解决一系列的问题。这些问题相对地分为两类。第一类问题是评价含油气性，为圈闭的钻探做准备。第二类问题是在平面和断面上圈定已被钻探揭露的油气藏。在用综合物探及其他方法普查圈闭和准备钻探阶段，第一类问题原则上能被解决。第二类问题需要进行其他物探工作，特别是要利用钻孔。解决这两个直接普查问题时，在相应的条件下，应用总梯度法能够预测含油气性及评价油气藏的平面大小。

第二章 总梯度法的理论基础

第一节 归一化总梯度算子 G_H 的一般知识

正如所指出的那样，总梯度法主要用来从地球物理场中划分出油气藏、平缓构造、礁体、非构造圈闭、金属矿体、构造破坏及其他地质体引起的异常。

已经注意到，地球物理场有三个主要分量：区域、局部和干扰分量。在一般情况下，这种划分是相对的。它决定于与有用分量（异常）或局部分量有关的地质体特点。这些特点反映了所研究的目标。

区域分量与有意义异常下面的地质体有关。干扰是上部地质体的作用结果及随机观测误差。

在石油地球物理中，这些概念有比较具体的含义。区域分量与基底、下部地层有关，局部分量与沉积盖层的地质体有关，干扰与地质断面上部的不均匀性和观测误差有关。

因此，为了研究深部构造，利用区域异常；为了普查含油气圈闭和油气藏，利用局部异常。正如实践表明的那样，地质断面上部的不均匀性包含有用信息，因此它们愈来愈引起研究人员的注意。由此可见，实测地球物理场的所有分量都成了研究对象。

正如看到的那样，归一化总梯度算子 G_H （或简写成 G ）是总梯度法的数学基础，它可以从实测场中划分出某种分量。

目前研究了二维场的算子 G_H ，它具有如下形式：

$$G_H = \frac{\sqrt{(u_x^2 + u_y^2)^2}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{(u_x^2 + u_y^2)^2}} \quad (1)$$

从这个表达式上假定

式中 u ——某种量或函数，描述了沿水平轴 $0x$ （既可在地表上又可在地表以下的水平面上）和垂直轴 $0z$ （及平行垂直轴的正方向朝下的其他直线）地球物理或其他参数的分布； M ——点数，在长度 L 的某一区间或剖面上，函数 u 在各点上是给定的； u_x, u_z —— u 沿轴 $0x$ 和 $0z$ 的导数； ν ——幂指数，一般取值 $1, 2, 4, 6 \dots$ 。

“总梯度”的定义与水平梯度 u_x 、垂直梯度 u_z 之和的形成有关，总梯度是公式(1)中的分子 $\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^\nu}$ 。分母 $\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^\nu}$

有如是 M 个点的总梯度模数的平均值。“归一化总梯度”的计算与分子对分母的相除有关。

种
多
等与导数 u_x 和 u_z 相比较，函数 $\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^\nu}$ 的主要优点是简单；与原始函数 u 相比较，其优点是具有很大的可解性。在位场的情况下，例如重力场， $\nu=1$ 时 $\sqrt{u_x^2 + u_z^2}$ 有明确的物理意义。它是指向场源（奇点）的矢量的模数。

P55 归一化的运算把 G_H 变成无量纲的量，因此各种被变换的参数彼此可能进行比较，而且它们可以进行算术相加。归一化的最重要优点在于它能非常简单地求得位场的奇点。这将在下面详细地加以说明。不同地球物理和其他参数的算子 G_H 的变换结果用 $G_{\Delta g}, G_{\Delta T}, G_{\rho_L}$ 等符号表示。最开始符号 $G_H(x, z)$ 表示重力场 Δg 的变换结果。如果说的是重力场的处理，则局部地使用了这种符号。此外，正如公式(1)表明的那样，用其他方法也能进行归一化。例如，对整个剖面不求平均值，而对该剖面的某些区间（长度为 l ，点数为 m ）求平均值时，采用可变归一化法。同时，各区间 l 互相重叠。在这种情况下， G_H 的表达式有如下形式：

$$G_H = \frac{\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^\nu}}{\frac{1}{l} \sum_0^m \sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^\nu}} \quad (2)$$

在另外一种可变归一化方法中，利用剖面 L 上给定的整个函数 u 来计算分子 $\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^\nu}$ 。其实是对某些区间 l 求平均值，即

$$\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^{\nu}}.$$

在观测表面上有许多剖面或者在垂直平面上有许多水平面时(地震勘探和电法勘探资料), 面积性的归一化给出很有意义的结果, 这时对所有剖面或水平面求平均值。从上面看到, 对二维情况的算子 G_H 做了研究。把它应用于三维场将使结果发生畸变, 沿垂直于原始剖面的轴, 延长了被变换的参数。面积性的归一化明显地减少畸变效应, 这个方法的 G_H 表达式有如下形式:

$$G_H = \frac{\left[\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^{\nu}} \right]_i}{\frac{1}{k} \sum_0^k \left[\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^{\nu}} \right]_i} \quad (3)$$

式中, i —— 剖面号; M —— 剖面 i 上的点数; k —— 剖面数。

图 7 以 Δg 异常变换为归一化总梯度 $\Delta G_{\Delta g}$ 异常为例, 来说明面积性归一化的效果。正如看到的那样, 沿某些剖面归一化时, 原来的等轴状 Δg 异常 (a) 变成椭圆状 (约1:3) $G_{\Delta g}$ 异常 (b)。面积性归一化时, $G_{\Delta g}$ 异常 (c) 近于等轴状异常, 虽然在另一方向上稍微拉长。此外, 该异常的对比度和强度很大, 达到300单位。在 b的情况下, $G_{\Delta g}$ 异常才达到15单位。尽管取得这样的结果, 详细研究三维场的算子 G_H 仍然是非常紧迫的任务。

不久以前, 幂指数 ν 取作 1, 即利用如下的 G_H 形式:

$$G_H = \frac{\sqrt{u_x^2 + u_z^2}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{u_x^2 + u_z^2}} \quad (4)$$

正如上面所说的, 在重力场的情况下, 这样的形式有明显的物理意义。最近利用幂指数 $\nu = 2, 4, 6 \cdots$ 的形式。 ν 的增大提高了方法的分辨率。用以下的例子来说明这一点。图 8 示出两个二维圆柱体的 Δg 重力异常曲线。它们的 Δg 曲线只有一个极大值。图 9 示出用不同的 ν 计算的这两个圆柱体的 $G_{\Delta g}$ 曲线。 R, N, l 的意义将在第二章第二节中说明。正如看到的那样, 在 $G_{\Delta g}$ 曲线上有两个极

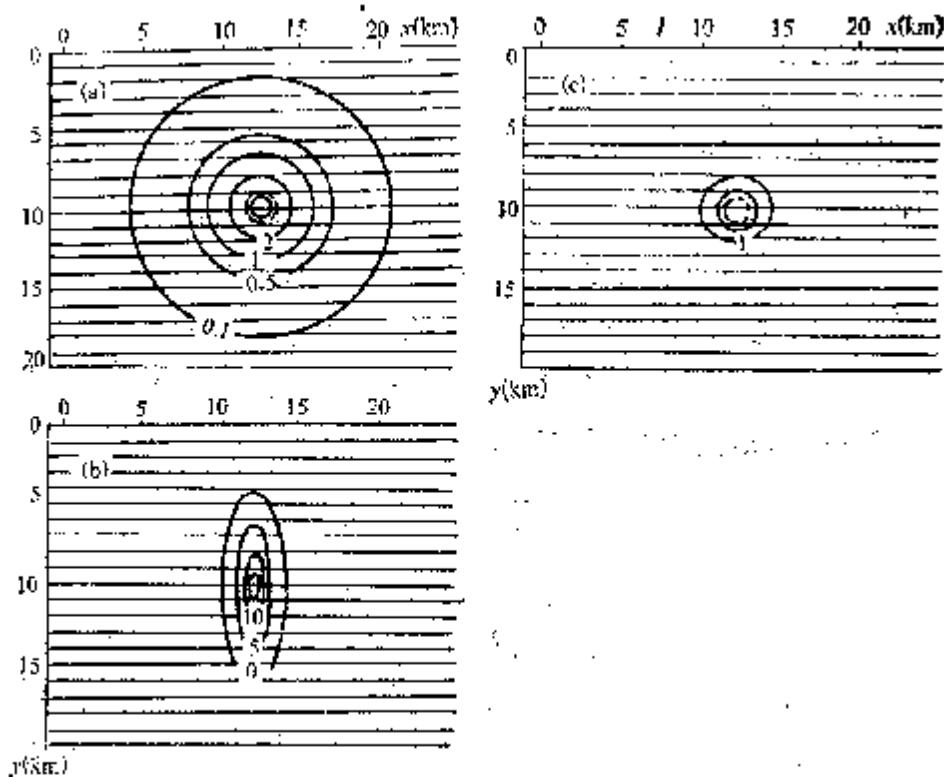


图 7 球体在水平面上的 Δg 重力异常 (a) 经过剖面归一化
(b) 和面积归一化 (c) 后变成归一化总梯度异常的
结果

球体半径 1 km; 球体中心深度 2 km; 密度 1 g/cm^3 ; 平面上的剖面数 21; 虚线表示球体的投影

大值, 证实了两个圆柱体的存在。 $G_{\Delta g}$ 两个极大值的清晰度和大小随着 ν 的增加而增大。但是, 在有误差的情况下, ν 增加时 $G_{\Delta g}$ 的稳定性降低。

ν 的选择决定于具体条件, 利用无导数的 G_H 形式

$$G_H = \frac{\sqrt{(u^2 + u^2_*)^\nu}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{(u^2 + u^2_*)^\nu}} \quad (5)$$

式中, u —原始函数; u^* — u 的共轭函数。

具体地, 对于重力场来说, G_H 有如下形式

$$G_H = \frac{\sqrt{(V_z^2 + V_x^2)^\nu}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{(V_z^2 + V_x^2)^\nu}} \quad (6)$$

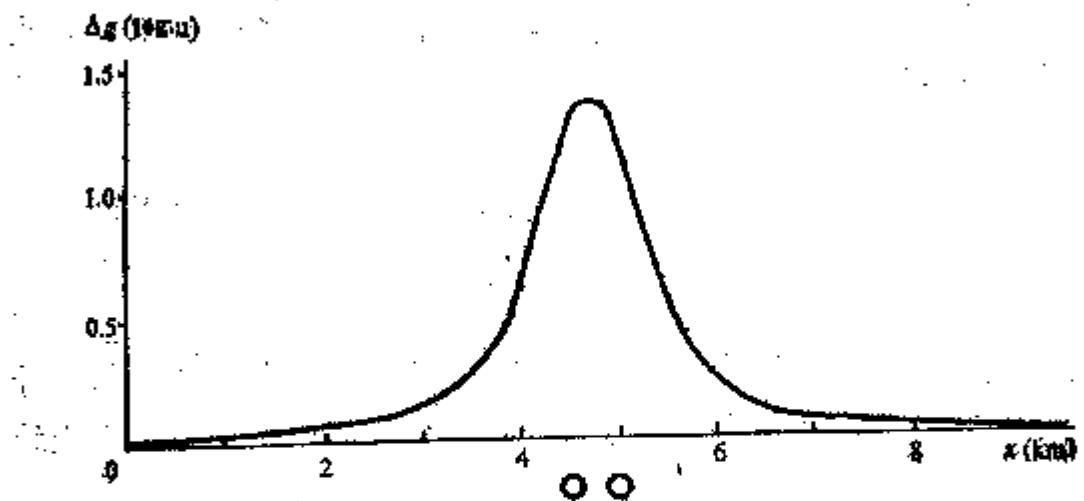


图 8 两个水平圆柱体的 Δg 重力异常曲线
圆柱体埋深 $h = 0.5\text{km}$; 圆柱体之间距离 $\Delta L = 0.5\text{km}$; 圆柱体半径
 $r = 0.1\text{km}$; 有效密度 $\sigma = 1\text{g/cm}^3$

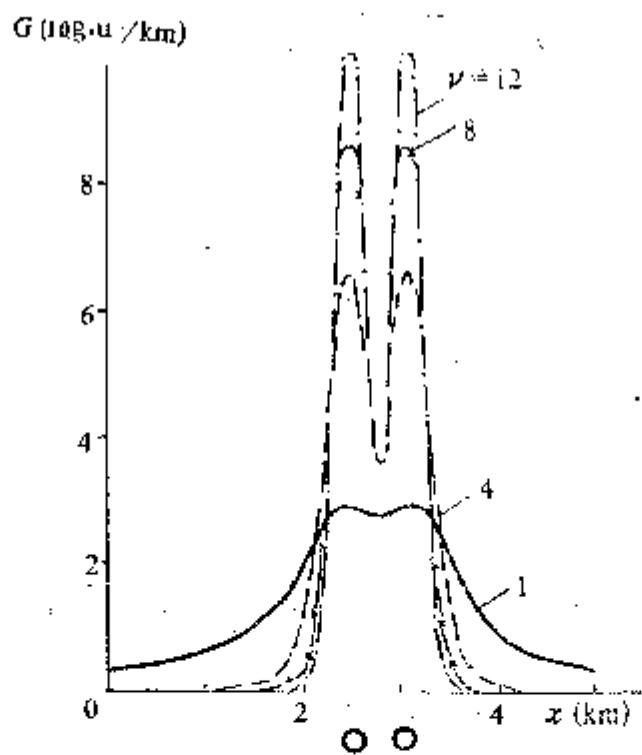


图 9 图 8 两个圆柱体的总梯度 $G_{\Delta g}$ 曲线
 $R = 40, N = 40, \mu = 2$

式中 V_z ——重力位的垂直导数或 Δg ; V_x ——重力位的水平导数。

根据某些作者的观点，对于处理磁法资料，公式(6)是比较稳定和有效的。

第二节 以傅里叶级数为基础的算子 G_H 的数学工具

最开始研究总梯度法的数学工具是以应用于位函数的傅里叶级数为基础的。众所周知，在水平轴 $0x$ 的某区间 $(-L, L)$ 上给定的位函数 $u(x, z)$ ，可以用傅里叶无穹级数表示

$$u(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(A_n \cos \frac{\pi n}{L} x + B_n \sin \frac{\pi n}{L} x \right) e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (7)$$

式中， A_n, B_n —— 级数的系数或谐波，按下式计算

$$A_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^{L} u(x, 0) \cos \frac{\pi n x}{L} dx \quad (8)$$

$$B_n = \frac{1}{L} \int_{-L}^{L} u(x, 0) \sin \frac{\pi n x}{L} dx \quad (9)$$

此外， $u(x, z)$ 的傅里叶级数还有这种形式

$$u(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos \left(\frac{\pi n x}{L} - \varphi_n \right) e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (10)$$

式中

$$C_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \quad \varphi_n = -\frac{B_n}{A_n} \quad (11)$$

C_n 值的集合叫做线性谱。

公式(7)的特点之一是可以求得给定函数的直线上面或下面的函数 $u(x, z)$ 。这种运算叫做解析延拓，只对位函数有物理意义。在非位函数的情况下，这种运算带有形式上的特点。其次，应用傅里叶级数时，假定原始函数 $u(x, 0)$ 具有周期性。原始函数一般不是周期函数。但是，这对傅里叶级数的应用并未带来很大困难，因为总认为在区间 $(-L, L)$ 以外，函数 $u(x, 0)$ 是重复出现的。

实际上公式(7)、(10)是有限的，即含有一定的项数 N 。计算时只利用正弦级数或余弦级数。原始函数 $u(x, 0)$ 在区间 $(-L, L)$ 或 L 的两个端点等于零时，正弦级数比余弦级数收敛快。满足上述条件，可以从原始函数减去线性二项式 $a + bx$ ，其中 a 是 $u(x, 0)$ 在区间 u_H 左边起始点的数值， $b = [u(K) - u(H)]/L$ ， $u(K)$ 是 $u(x, 0)$ 在区间左端点的数值。由此可见， $u(x, z)$ 表达式取如下形式

$$u(x, z) = \sum_{n=1}^{N} B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (12)$$

坐标原点位于区间的左端点时，谐波的表达式如下

$$B_n = \frac{2}{L} \int_0^L u(x, 0) \sin \frac{\pi n x}{L} dx \quad (13)$$

式中， L ——给定函数的区间长度。

以后坐标原点将位于原始区间的左端点。

由公式(12)很容易得到导数 $u_z(x, z)$ 和 $u_x(x, z)$ 的表达式

$$u_z(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{n=1}^{N} n B_n \cos \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (14)$$

$$u_x(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{n=1}^{N} n B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (15)$$

用近似方法计算系数 B_n 或公式(13)的积分，下面将讨论其中的一些方法。由此可见，算子 G_H 的计算工具基本上是现成的。根据给定的原始函数 $u(x, 0)$ ，求出一定数目的系数或谐波 B_n 。换句话说，进行函数 $u(x, 0)$ 的谱展开。将已求得的 B_n 代入公式(14)、(15)。使用某种方法，借助于公式(14)、(15)算出通过给定函数 $u(x, 0)$ 的区间的垂直平面上任何一点的 $G_H(x, z)$ 。谐波的数目等于给定函数 $u(x, 0)$ 的点数。

但是，上述方法对随机误差的作用不是非常稳定的。随机误差与区间 L 的有限性、给定函数 $u(x, 0)$ 的离散性及其他因素有关。采用系数 B_n 乘以 q 型因子的方法，使计算的稳定性大为增

加：

$$q = \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^\mu \quad (16)$$

式中， n ——系数 B_n 的顺序号； N ——级数的总项数； $\mu = 1, 2, 3 \dots$

因子 q 具有平滑作用，因为它的大小从 1 到 0。图 10 示出 $\mu = 1, 2, 3$ 和 $N = 20$ 时 q 的三条曲线。指数 μ 太小的选择，目前还没有完全解决。经验上已经确定，为了解决石油地球物理的某些问题， μ 取作 2 常常是足够的，虽然在许多情况下， μ 为其他数值时解决问题的有效性更好。其次，已经明确，由于级数 (12)、(14)、

(15) 中谐波从高值 (N 总是小于 M) 和低值两个方向都受到限制，提高 G_H 的稳定性是可能的。换句话说，这些级数的求和不是从第一个谐波开始的，而是从用 N_2 表示的某个谐波开始的。由于这个缘故，谐波的上界不用 N 表示，而用 N_2 表示。符号 N 用来表示总级数。由此可见，函数 $u(x, z)$ 及其一阶导数采取如下形式

$$u(x, z) = \sum_{N_1}^{N_2} B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^\mu \quad (17)$$

$$u_x(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{N_1}^{N_2} n B_n \cos \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^\mu \quad (18)$$

$$u_z(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{N_1}^{N_2} n H_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^\mu \quad (19)$$

目前，这些公式是总梯度法的基本公式。众所周知，地球物理和其他数据的类似变换可以看作是频率滤波。

这种情况的滤波特点决定于函数 $H(n)$ ，其形式如下：

$$H(n) = ne^{-\frac{\pi nz}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^{\mu} \quad (20)$$

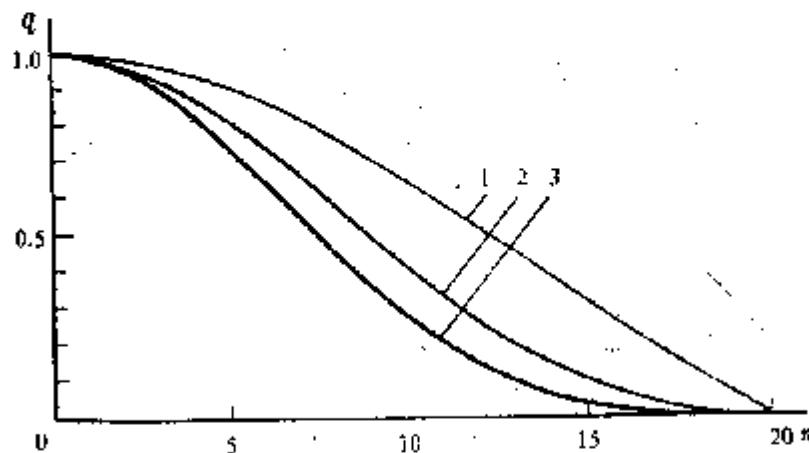


图 10 $N=20$ 和 $\mu=1, 2, 3$ 时因子 q 的三条曲线

该函数可以看作是算子 G_H 的线性频率特性。图 11 示出不存在和存在因子 q ($\mu=2$, $z=0$) 时的函数曲线。正如看到的那样, 不存在 q 时, 函数 $H(n)$ 随着 n 和 z 的增加而增大; 这证明高次谐波影响的加强, 特别是向下延拓时。存在 q 时, 函数 $H(n)$ 的特性发生根本的改变; 它具有非对称的突起形状, 带有一个极大值。起始点和端点位于零线上, 说明某谐波“透过”时的方向性和选择性决定于 N 和 z 。实质上发生了方向效应的带状滤波。低频的限制加强了 $H(n)$ 的选择性, 虽然数值的选择还不能完全确定。关于这个问题, 下面将详细讨论。

从整体来说, $H(n)$ 的选择性是它和总梯度法的最重要的性质之一, 因为它能够查明和研究实测地球物理场的不同分量。

在算子 G_H 中存在正弦级数和余弦级数, 还产生一种类型的滤波; 也就是说, 如果存在正弦分量, 则从原始数据中消除了它。我们以普通正弦曲线为例来说明这点

$$u(t) = a \sin \frac{\pi mx}{L}$$

式中， m ——整数； x ——流动坐标。

谐波 B_n 的表达式为

$$B_n = \frac{2a}{L} \int_0^L \sin \frac{\pi mx}{L} \sin \frac{\pi nx}{L} dx$$

积分后我们得到

$$B_n = \frac{2a}{L} \int_0^L \left[\frac{L \sin\left(\frac{m-n}{L}\right) x \pi}{2(m-n)} - \frac{L \sin\left(\frac{m+n}{L}\right) x \pi}{2(m+n)} \right]$$

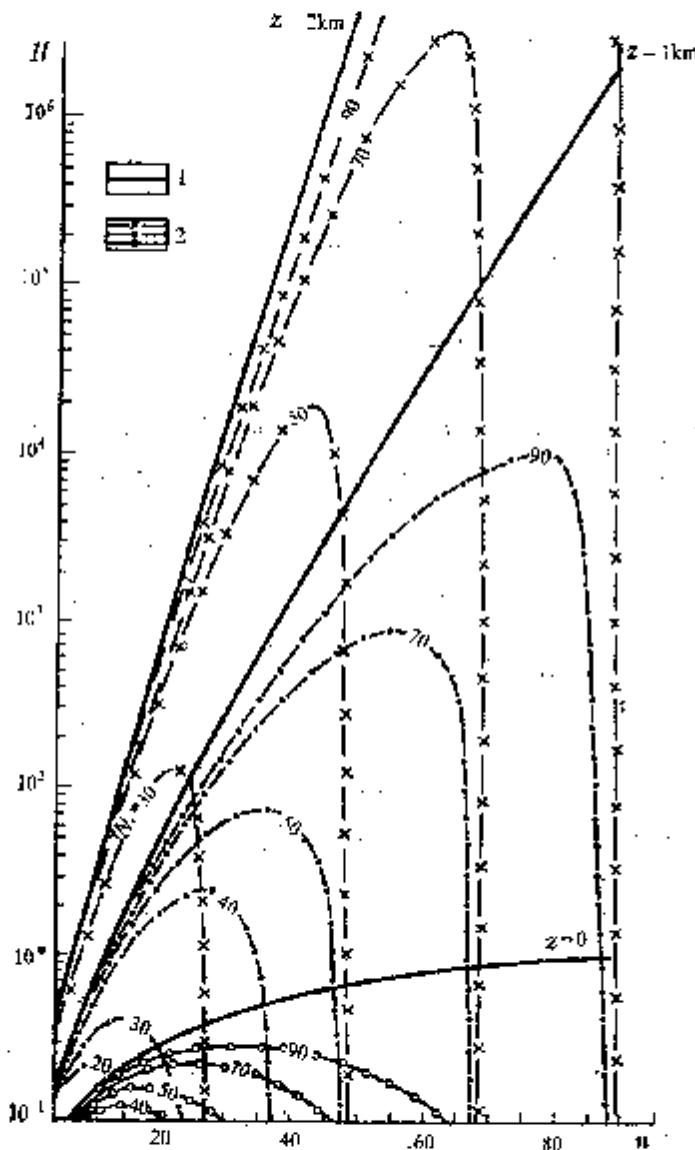


图 11 不同 N ($N = 90$) 和 $z = 0, 1, 2$ km 时 $H(n)$ 的频率特性曲线

1—不存在因子 q ；2—存在因子 q , $\mu = 2$

代入积分限后

$$B_n = \alpha \left[\frac{\sin(m-n)\pi}{m-n} - \frac{\sin(m+n)\pi}{m+n} \right]$$

从该表达式得出这样的结论：对于所有 n ，除 $n=m$ 外， $B_n=0$ 。对于 $n=m$ ， $B_n=\alpha$ 。根据公式 (18)、(19)， $u_x(x, z)$ 和 $u_z(x, z)$ 有如下形式

$$u_x(x, z) = \alpha \frac{\pi n}{L} \cos \frac{\pi nx}{L} e^{\frac{\pi nz}{L} q} \quad (21)$$

$$u_z(x, z) = \alpha \frac{\pi n}{L} \sin \frac{\pi nx}{L} e^{\frac{\pi nz}{L} q} \quad (22)$$

这意味着，对某些确定的 z ，算子 G_H 的分子等于常量

$$\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)} = \sqrt{\left(\frac{\alpha^2 \pi^2 n^2}{L^2} e^{\frac{2\pi nz}{L} q^2} \right)} = \text{const}$$

对这个 z ，分子的平均值也等于这个值。因此， $G_H=1$ 。由此可见，振幅 α 的普通正弦曲线变成算子 G_H 后变为 1。正如实践表明的那样，最好从最终结果减去它。我们用下面的例子来说明正弦曲线的变换（图 12）。图的下部示出周期数 12 的正弦曲线。利用正弦级数时，假设该区间 $(0, L)$ 在区间 $(-L, 0)$ 上是反对称的映射；那么，区间 $(-L, L)$ 上的周期总数 $m=24$ 。因此，只存在一个谐波 $B_{24}=1$ ，而所有其余谐波等于零。归一化本身产生一定的滤波作用，增大或减少某种异常的数值。

由此可见，算子 G_H 是复杂的线性滤波器，其作用是减少随机干扰和不大异常的效应，减弱或消除带状或区域分量，分离或加强局部或有用异常，从原始数据中消除正弦分量，以及归一化和换算到无量纲形式。此外，应当看出算子 G_H 还有一个特点，即在变换过程中凸形异常的形状畸变不大。这将在下面详细讨论。凹形局部异常的形状也畸变较小，但是异常本身却成了凸形的。

正如已经看到的那样，原始函数 u 不仅在水平轴 $0x$ 上（通常与观测剖面重合）是给定的，而且在垂直轴 $0z$ 上也是给定的。例如，井中观测和地震勘探的结果等。原始函数 u 看作是深度 z 的函

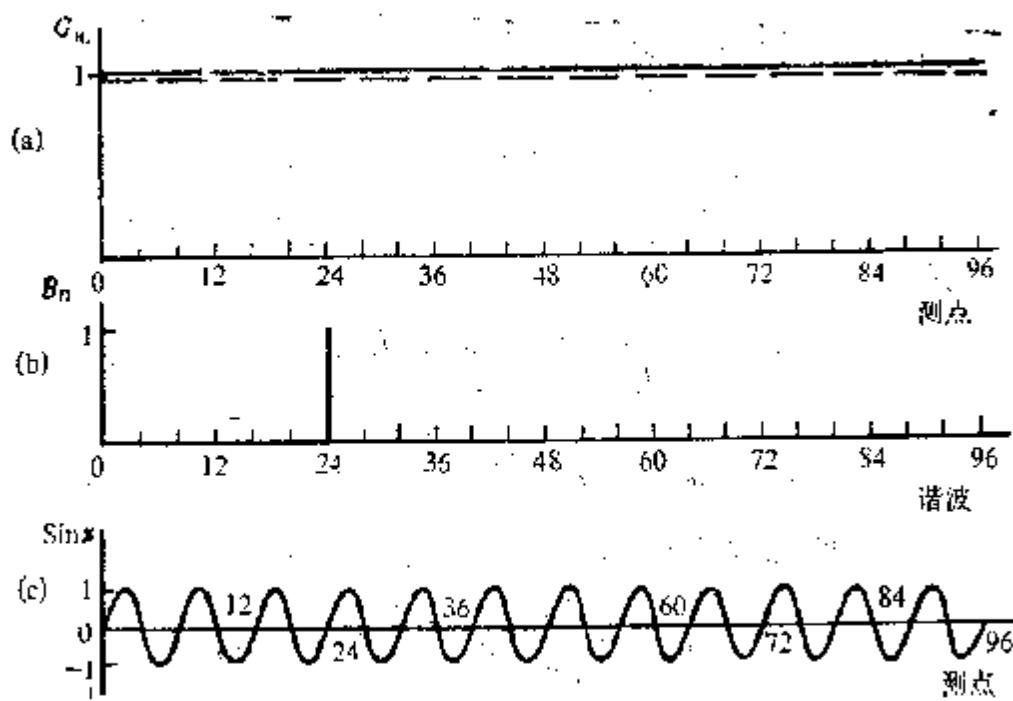


图 12 正弦曲线变成总梯度算子
a—正弦曲线的总梯度；b— B_n 谱；c—原始正弦曲线

数 $u(0, z)$ 或时间 t 的函数 $u(0, t)$ 等。由此得到下列表达式

$$u(x, z) = \sum_{N_1}^{N_2} B_n \sin \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(-\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^n \quad (23)$$

$$u_x(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{N_1}^{N_2} n B_n \sin \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(-\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^n \quad (24)$$

$$u_z(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{N_1}^{N_2} n B_n \cos \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(-\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^n \quad (25)$$

谐波 B_n 的表达式有如下形式

$$B_n = \frac{2}{L} \int_0^L u(0, z) \sin \frac{\pi n z}{L} dz \quad (26)$$

第三节 傅里叶级数系数的计算 及其项数的选择

正如看到的那样，系数 B_n （或谐波）的计算归结为对表达式 (13)、(26) 进行近似积分。目前在实践中得到广泛应用的迭代法是最简单的。通过迭代法算出的系数 B_n 有时用符号 b_n 表示。假设轴 0 x 上的区间 L 是由 $M+1$ 个点组成的，各点之间的距离为 Δx ， $x=j\Delta x$ ($j=0, 1, 2, \dots, M$)， $L=M\Delta x$ ，得到下面的计算公式：

$$B_n \approx b_n = \frac{2}{M} \sum_{j=0}^{M-1} u(j\Delta x) \sin \frac{\pi n j}{M} \quad (27)$$

对于垂直轴 0 z ，点数也是 $M+1$ 个，各点之间距离为 Δz ，有如下计算公式：

$$B_n \approx b_n = \frac{2}{M} \sum_{j=0}^{M-1} u(j\Delta z) \sin \frac{\pi n j}{M} \quad (28)$$

用这个方法计算 b_n 的精度基本上决定于两个因素：原始数据的随机误差和内插误差。随机误差用符号 $\pm \delta u$ 表示，其影响归结如下。为了简单起见，采用公式 (27) 并考虑原始数据 $u(x, 0)$ 具有 $u(x, 0) \pm \delta u$ 的形式，我们写出 b_n 表达式：

$$b_n = \frac{2}{M} \sum_{j=0}^{M-1} u(j\Delta x) \sin \frac{\pi n j}{M} \pm \frac{2}{M} \sum_{j=0}^{M-1} \delta u \sin \frac{\pi n j}{M}$$

如果假设 δu 是均方误差，那么很容易求出计算系数 b_n 的均方误差 m_b

$$m_b = \pm \sqrt{\left(\frac{2}{M}\right)^2 (\delta u)^2 \sum_{j=0}^{M-1} \sin^2 \frac{\pi n j}{M}} = \pm \frac{2 \delta u}{M} \sqrt{\sum_{j=0}^{M-1} \sin^2 \frac{\pi n j}{M}}$$

众所周知

$$\sum_{j=0}^{M-1} \sin^2 \frac{\pi n j}{M} = \frac{M}{2}$$

那么 m_b 的表达式将是

$$m_b = \pm \delta u \sqrt{\frac{2}{M}} = \pm \frac{1,41 \delta u}{\sqrt{M}} \quad (29)$$

正如看到的那样，误差 m_b 与 δu 成正比，而与点数 M 的平方根成反比。 m_b 与谐波的编号无关。误差 m_b 包括对计算结果影响最大的因素。位场方法的数据处理时（首先是重力勘查），它们的物理意义特别明显地表现出来。这将在下面加以补充说明。

为了减小误差 m_b 的影响，可以采用 Фейер 的傅里叶级数求和法 [26]。

目前，广泛地开始使用 Филов 的计算系数 b_n 的精确方法 [14]。正如大家知道的，该方法用于快速积分 $f(x) \sin \phi x$ 和 $f(x) \cos \phi x$ 型振荡函数。 B_n (13) 和 (26) 的表达式中被积函数属于振荡函数

$$\int_a^b f(x) \sin \phi x dx = \frac{b-a}{2m} \sum_{j=0}^{M-1} \left\{ -\alpha [f(x_{j+1}) \cos \phi x_{j+1} - f(x_j) \cos \phi x_j] + \frac{\beta}{2} [f(x_{j+1}) \sin \phi x_{j+1} + f(x_j) \sin \phi x_j] + \gamma f\left(\frac{x_j + x_{j+1}}{2}\right) \sin \frac{\phi}{2} \times (x_j + x_{j+1}) \right\} \quad (30)$$

式中

$$\alpha = \frac{1}{\theta^3} (\theta^2 + \theta \sin \theta \cos \theta - 2 \sin^2 \theta)$$

$$\beta = \frac{2}{\theta^3} [\theta (1 + \cos^2 \theta) - 2 \sin \theta \cos \theta]$$

$$\gamma = \frac{4}{\theta^3} (\sin \theta - \theta \cos \theta) \quad \theta = \frac{\pi n}{2(M-1)} \quad \phi = \frac{\pi n}{L}$$

根据这个公式，并考虑到在区间 L 端点函数 $u(0, x)$ 等于零，我们得到 B_n 表达式，用 b_n^* 表示。由于这个原因，根据迭代公式求得的系数 B_n 用 b_n^* 表示。

$$b_n^* = \frac{1}{M-1} \left[\beta \sum_{j=1}^{M-1} u(j) \sin \frac{2\pi j}{2(M-1)} + \frac{\gamma}{2} \sum_{j=0}^{M-1} (u(j) + \right.$$

$$+ u(j+1)) \times \sin \frac{\pi n}{2(M-1)} (2j+1) \Big] \quad (31)$$

在这种情况下，观测随机误差的影响决定于下列公式：

$$m_b^t = \pm \delta u \frac{0.82}{\sqrt{M}} \quad (32)$$

表达式 (32) 与公式 (29) 对比后，我们看到 Филон 方法可以求得系数 b_n ，其误差几乎是迭代公式的 $\frac{1}{2}$ 。利用其他公式，例如平方公式，并没有改善计算结果。使用系数 b_n^t 导致 G_R 的计算更加精确。

第三章将列举许多具体的例子，来说明与迭代法相比较应用 Филон 法的效果。

现在我们讨论根据迭代公式计算 B_n 时内插误差的影响。这个误差的意义在于由直线段组成的折线被曲线 $u(x, 0)$ 代替，各直线段与区间 L 内给定点 M 上的原始函数一致。在这些点之间，曲线 $u(x, 0)$ 可能向任何一侧偏离直线。这导致了计算 B_n 的误差。

用这种方法计算的谐波 b_n^T 用下列方法确定 (26)

$$b_n^T = B_n - B_{M-n} + B_{M-n} - B_{2M-n} + B_{2M+n} - \dots \quad (33)$$

从这个关系看到，被逼近的谐波 b_n^T 与精确的 B_n 不同之处在于高次谐波的和。换句话说，内插使低次谐波“阻碍”了高次谐波。关系式 (33) 不可能定量地确定 b_n 的畸变程度，但能够做出某种定性的评价。我们首先看到，计算低次谐波比高次谐波要精确。点数 M 愈多，谐波计算愈精确。对于 $M=100$ ，有

$$b_1 = B_1 - B_{99} + B_{101} - \dots$$

很明显，在这种情况下， b_1 与 B_1 相差很小。但是， $n=50$ 时误差可能很大。

实际上，

$$b_{50}^T = B_{50} - B_{150} + B_{150} - \dots$$

也就是说，实际是计算 B_{150} ，而不计算 b_{50}^T 。众所周知，对于解析

函数，谐波 b_n^r 以几何级数的速度减小，即

$$|b_n^r| \leq q\theta^n \quad (34)$$

由这个不等式及表达式 (33)，对以满意的精度（根据点数 M ）算出的谐波作出近似的估计，如假定 $\theta = \frac{1}{2}$ （最大概率值），上述谐波数 $N \leq 0.6 - 0.7 M$ 。实际上谐波的真实数通常比较小， $N \leq 0.3 - 0.5 M$ 。图 13 示出上面已指明的重力 $\Delta g(x, 0)$ 曲线的 b_n 谱。点数 $M = 51$ 。算出 200 个谐波。这在形式上完全是允许的，其实原则上不可能求出大于点数 M 的谐波数，即在这种情况下不可能大于 50。以后进行简单重复，也可以从图 13 看出。从这个例子得出这样的结论：从第 40 开始，谐波发生明显畸变（虽然实际上是从第 20 开始的），因为以后的谐波在一定程度上始终是常数。

正如实践表明的那样，对于非位函数完全存在谐波数 N （或 N_2 ）的上限与点数 M 之间的上述关系，即 $N \leq 0.3 - 0.5 M$ 。

用 Филон 法来计算 b_n ，使 N_2 的上限大为增加。 N_1 和 N_2 或 $N_{1,2}$ 的最佳选择包括在应用总梯度法的主要技术问题里。一般是根据具体条件、原始数据特点、资料处理任务等来解决它。在一般情况下，这个问题未必能解决，因为没有原始地球物理场的主要分量的资料。但是，实践作出了选择谐波数 $N_{1,2}$ 的许多非常成功的实例。为了划分局部异常，在没有场源信息的条件下，选择法是成功的。选择法是建立在所谓极大原理或自动聚焦的基础上。已经弄清，在最佳的 $N_{1,2}$ 情况下，被查明的异常的对比度或清晰度最大。在位场情况下，这样的异常与场源位置有一定的关系。

必要的 $N_{1,2}$ 的选择实际上是从确定 N_1 开始的，并且一级近似地遵守上述规则 $N_2 \leq 0.3 - 0.5 M$ 。在 $N_1 = 1$ 的条件下，依次地改变 N_2 值（如 $N_2 = 30, 40, 50 \dots$ ），来求取 N_2 值。这时被确定的异常达到最大值和最大的清晰度。然后根据确定的 N_2 ，用同样的方法选择 N_1 。如果在改变 N_2 的条件下，局部化的过程不

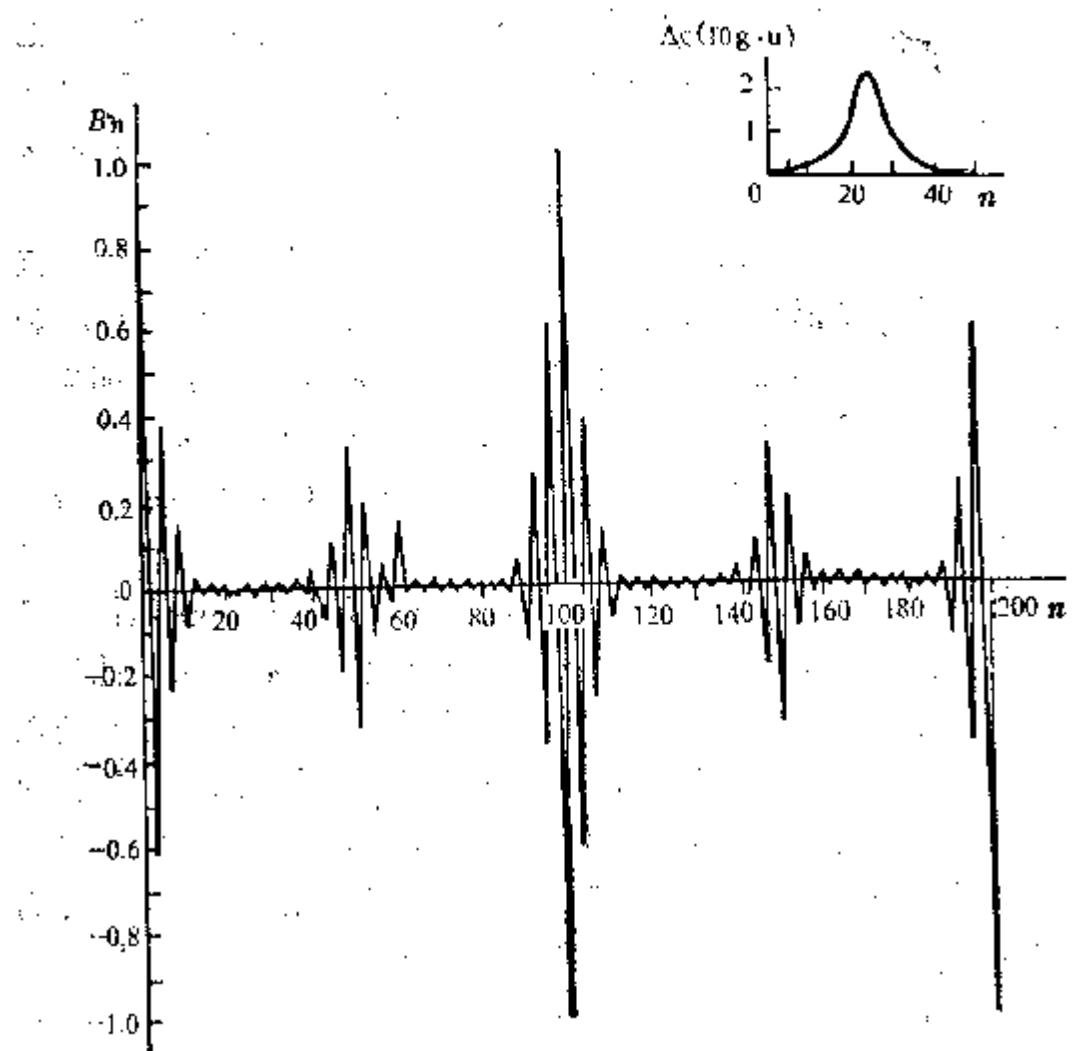


图 13 $\Delta g(z, 0)$ 曲线的 B_n 谱 (点数 $M = 51$)

能进一步地得到改善; 那么继续计算时, 规定 $N_1 = 1$ 。

我们以处理北高加索 Хадыженское 油田的重力 Δg 曲线为例, 来说明 $N_{1,2}$ 的选择过程, 更确切地说, 只是选择 N_1 的过程 (图 14)。该油田很有意义, 它属于非构造型油田。它的一个边界几乎出露于地表, 另一境界的埋深为 1 km。 Δg 曲线的特点是从左到右普遍减小, 开始变化剧烈, 随后比较平静。在 10—30 号点之间的油田区内, 出现不大的相对负异常。在 25 号点附近一个不大的正异常使其复杂化。根据现有的推测, 虽然异常不明显, 这些异常是直接由油田和圈岩引起的。在 $z=0$ 的条件下, 用算子 G_H 变换 Δg 曲线。开始对 $N_1=1$ 时的 N_2 进行估计。根

据一系列计算，取 $N_2=100$ 。相应的 $G_{\Delta g}$ 曲线示于图 14Ⅲ。其他 $G_{\Delta g}$ 曲线未示出，因为它们表现得不明显。可以说， $N_{1,2}=1—100$ 时的 $G_{\Delta g}$ 曲线与 Δg 曲线稍微有点差别。它保持了普遍的区域背景，但局部异常比较明显。改变 N_1 时，图形开始发生明显变化。首先 10—30 号点范围内的局部异常变得比较明显，数值增大，区域分量消失。 $N_{1,2}=20—100$ 时，异常值（3.5 单位）和对比度都不大；然后继续增大 N_1 时，异常减小，并且不明显。由此可见，在这种情况下，最佳频带是 $N_{1,2}=20—100$ 。因此，为了追踪该异常，沿其他剖面用 $N_{1,2}=20—100$ 处理 Δg 曲线。这里不讨论该异常的本质。

在许多情况下，经过某种不大的圆滑、消除或减少随机观测误差后，再用总梯度法对地球物理及其他资料进行变换。此外，圆滑的运算有时受到原始数据处理的限制。换句话说，这里所谈的是 $N_1=1$ 时，为了消除或减少随机误差所进行的 N_2 的选择问题。这个问题的解决比为了查明某些异常时选择 $N_{1,2}$ 要简单。用 $u_N(x)$ 表示带有 N 项的级数（12）所表达的近似函数。我们讨论用下列形式表示的余项或差 $r(x)$

$$r(x) = u(x) - u_N(x) \quad (35)$$

$r(x)$ 描述了区间 L 内 $u_N(x)$ 与 $u(x)$ 的近似程度。取 $u_N(x)$ 与 $u(x)$ 的最大偏离作为近似的度量。最大偏离由 δ 值确定：

$$\delta = \sup |r(x)| \quad 0 \leq x \leq L \quad (36)$$

在这种情况下，借助于函数 $u_N(x)$ 对函数 $u(x)$ 进行均匀逼近。

实际中比较广泛应用的另一种近似度量是区间 L 内 $u_N(x)$ 与 $u(x)$ 的均方偏差，由 η 值确定：

$$\eta = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L r^2(x) dx} \quad (37)$$

这是平均逼近。取均方误差 δu 作为 η 值， δu 表示原始数据的精度，通常用野外重复观测的办法确定。计算时根式（37）中的积分以和式代替，区间 L 的长度是点数 M 。考虑到表达式（12）（ $z=0$ ）

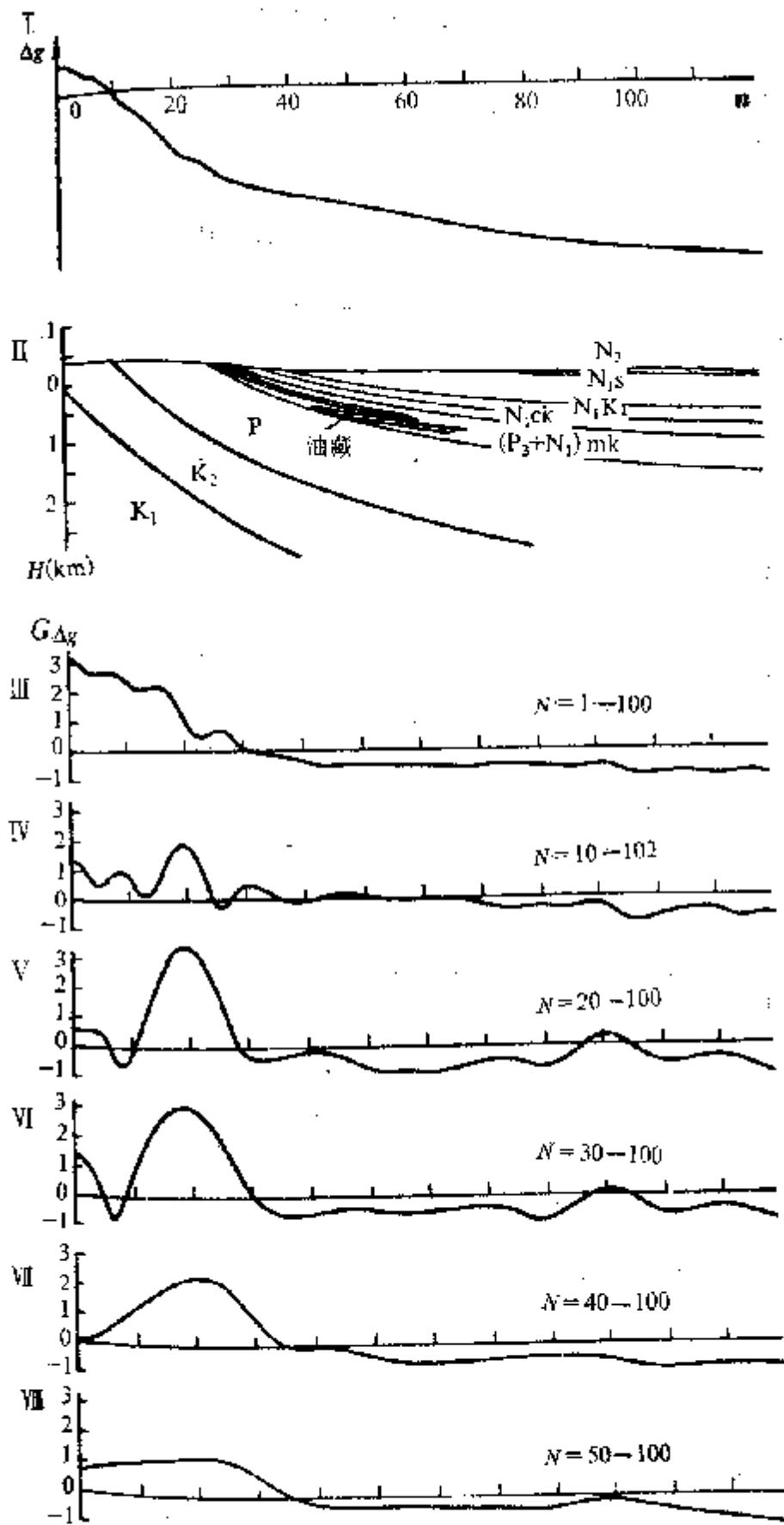


图 14 谱波数 $N_{1,z}$ 的最佳选择
 (以北高加索 Хадыженское 油田用算子 G_H 处理 Δg 曲线为例)
 I—实测 Δg 曲线; II—油田地质断面; III—VIII—用不同的 $N_{1,z}$ 计算的 $G_{\Delta g}$ 曲线

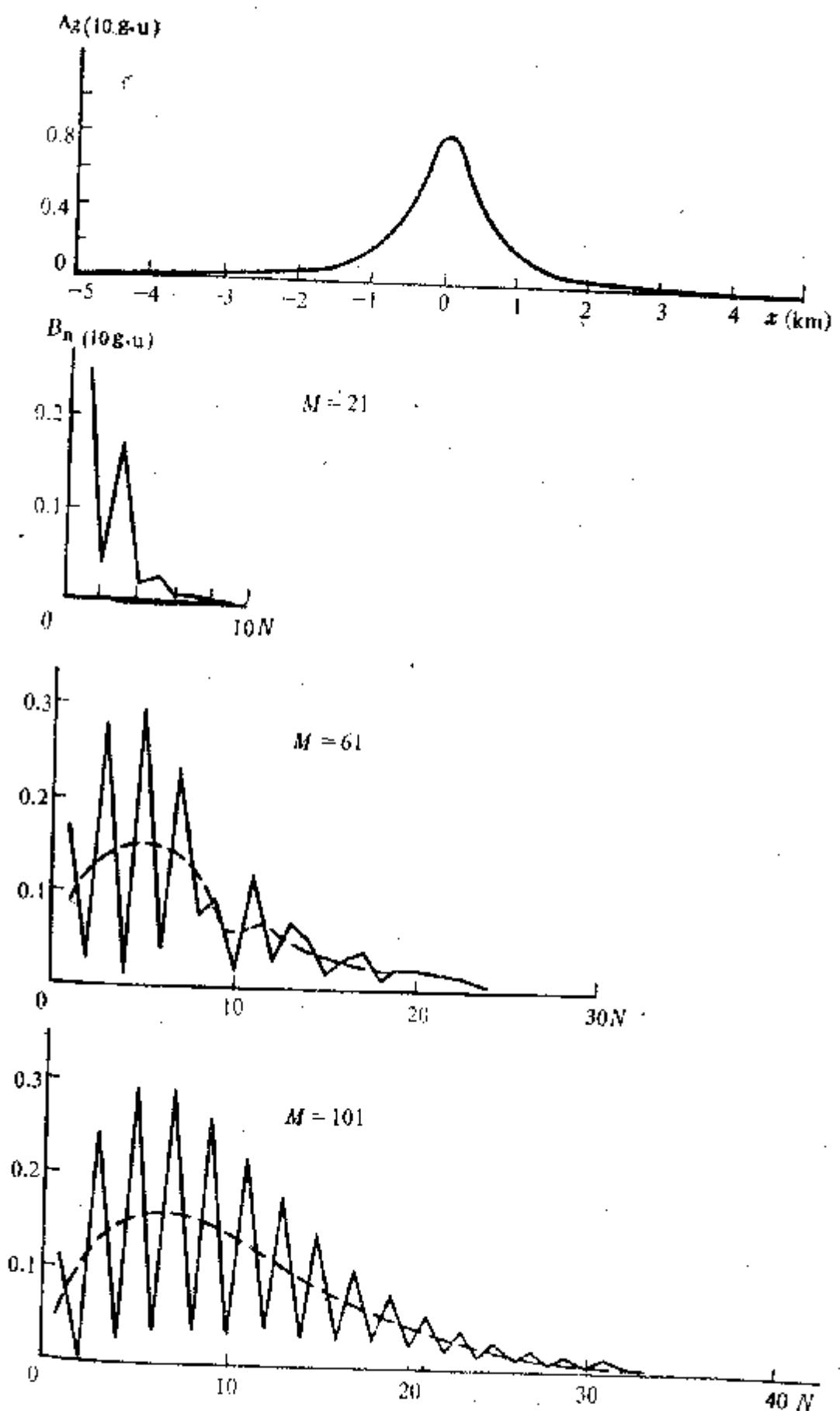


图 15 水平圆柱体
($z = 500 \text{ m}$, $r = 100 \text{ m}$, $\sigma = 1.0 \text{ g/cm}^3$, $\Delta x = 100 \text{ m}$) 的 Δg 曲线及其
不同点数 M 的 B_n 谱

时) 及 (35)，组成确定 N 的运算公式

$$\delta u = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_0^M \left[u(x) - \sum_1^N B_n \sin \frac{\pi n x}{L} \right]^2} \quad (38)$$

确定 N 时选择这样的谐波数，即对于给定的 δu 满足等式 (38)。最近，根据原始曲线 $u(x, 0)$ 的 B_n 谱类型，开始使用 N 及 $N_{1,2}$ 的选择方法。图 15 示出水平圆柱体的 $\Delta g(x, 0)$ 曲线的三种 B_n 谱。 B_n 谱是在对该曲线给定不同点数或者区间 L 的不同长度的条件下计算出来的。很明显， $M=101$ ($L=10$ km) 时所得到的 $|B_n|$ 图形是最可靠的。顺便说一下，这可以作为选择长度 L 的正确性的一个指标。正如看到的那样，在这种情况下，一切主要信息集中在谱的上限 $N=35$ 的左部。一般来说，符合规则 $N=0.3-0.5 M$ 。

下面将叙述实现这一规则的实例。

第四节 无原始数据的谱展开式时 算子 G_H 的数学工具

正如大家知道的那样，上面讨论的计算 G_H 的方法归结为原始地球物理参数的谱展开 (确定系数 B_n)，谱的某种运算 (如 B_n 乘以 $\sigma \frac{\pi n x}{L}$)，以及随后谱的合成或反变换。正如下面将要说明的那样，总梯度法开始应用于存在大量不同的原始参数时 (同一剖面上有 10—15 参数)，地球物理及地球化学资料的综合处理和解释；甚至在利用现代电子计算机的情况下，总梯度法的计算也是繁重的。

加速计算的途径之一是利用快速傅里叶变换，它是建立在利用傅里叶级数的基础上。但是，也有另外一种途径。这种方法没有那种运算，而是在求 G_H 的主要分量即水平导数和垂直导数时对原始数据进行普通线性变换。它的基础是把傅里叶级数变成褶

积型积分。

第二章第二节已给出 $u(x, z)$ 的傅里叶无弯级数 (7) 形式的一般表示法。在该区间内划分出更小的区间 $(-R, R)$ 。对这个小区间，我们以傅里叶有限级数形式写出 $u(x, z)$ 的表达式

$$u(x, z) = \sum_0^N \left(A_n \cos \frac{\pi n}{R} x + B_n \sin \frac{\pi n}{R} x \right) e^{\frac{\pi n z}{R}} \quad (39)$$

式中， N ——级数或谐波项数。

我们用下列形式表示谐波 A_n 和 B_n 的表达式

$$A_n = \frac{1}{R} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \cos \frac{\pi n}{R} \xi d\xi, \quad B_n = \frac{1}{R} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \sin \frac{\pi n}{R} \xi d\xi \quad (40)$$

这里变量 ξ 类似 x ，专指谱展开的运算。将表达式 (40) 代入 (39)，经过某些运算后得到

$$u(x, z) = \frac{1}{2R} \int_{-R}^R u(\xi, 0) d\xi + \sum_1^N \frac{1}{R} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \left[\cos \frac{\pi n \xi}{R} \cdot \right. \\ \left. \cdot \cos \frac{\pi n x}{R} + \sin \frac{\pi n \xi}{R} \times \sin \frac{\pi n x}{R} \right] e^{\frac{\pi n z}{R}} d\xi$$

变换方括号内的表达式后得到

$$u(x, z) = \frac{1}{R} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \left\{ \frac{1}{2} + \sum_1^N e^{\frac{\pi n z}{R}} \cos \frac{\pi n (\xi - x)}{R} \right\} d\xi \quad (41)$$

该表达式是求 $u(x, z)$ 不同变换的基本公式。正如看到的那样，它表示了褶积型积分，其核是大括弧内的表达式。实际上这个积分的实现归结为，由区间 $(-R, R)$ 内点 ξ_i 的 $u(\xi, 0)$ 值组成线性加权和。具体 N, z, ξ_i, R 的核的数值就是各 $u(\xi, 0)$ 值的权。

应当看到，如果假设公式 (41) 中 $z=0$ ，大括号中的表达式根据下列已知公式进行变换

$$\frac{1}{2} + \sum_1^N \cos \frac{\pi n (\xi - x)}{R} = \frac{\sin \pi (2N+1) \frac{(\xi - x)}{2R}}{2 \sin \pi \frac{(\xi - x)}{2R}}$$

那么，得到表示已知的 Дирихле 积分的表达式

$$u(x, 0) = \frac{1}{R} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \frac{\sin \pi(2N+1) \frac{(\xi-x)}{2R}}{2 \sin \pi \frac{(\xi-x)}{2R}} d\xi \quad (42)$$

Дирихле 积分与表达式 (41) 的区别在于其核是用有限的简单形式表示的，对于计算很方便。 $u(x, 0)$ 的变换类型如下所述。对于我们来说，表达式 (41) 是较好的。进一步的计算归结为下述情况。沿 x 和 z 对表达式 (41) 进行微分，得到由 $u(x, 0)$ 求取水平导数 $u_x(x, z)$ 和垂直导数 $u_z(x, z)$ 的公式

$$u_x(x, z) = \frac{\pi}{R^2} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \sum_1^N n \sin \frac{\pi n(\xi-x)}{R} e^{\frac{\pi n z}{R}} d\xi \quad (43)$$

$$u_z(x, z) = \frac{\pi}{R^2} \int_{-R}^R u(\xi, 0) \sum_1^N n \cos \frac{\pi n(\xi-x)}{R} e^{\frac{\pi n z}{R}} d\xi \quad (44)$$

实际上最好根据“滑动带”原理来完成这些积分，也就是说，沿区间 $(-L, L)$ 采用以区间 $(-R, R)$ 重叠的顺序位移办法。为了计算 $G_H(x, z)$ ，只在区间 $(-R, R)$ 的中心利用导数值，用符号 u_x 和 u_z 表示导数。在区间 $(-R, R)$ 坐标系内，其中心作为坐标原点。以后引入圆滑因子 q

$$q = \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^*$$

式中， μ ——因子指数。

假设区间的右半部（正）和左半部（负）包含相同的点数 $\pm m$ 。各点之间距离为 $\Delta\xi$ ，可以表示成 $\xi = i\Delta\xi$ ，其中 i 是区间 $(-R, R)$ 内各点的点号，在 $-m$ 到 $+m$ 之间变化， $R = \pm m\Delta\xi$ 。

将表达式 (43) 及 (44) 里的积分以和代替，则有

$$u_x = \frac{\pi \Delta\xi}{R^2} \sum_{-m}^m u(i) \sum_1^N n \sin \frac{\pi n i}{m} e^{\frac{\pi n z}{R}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^* \quad (45)$$

$$u_s = \frac{\pi \Delta \xi}{R^2} \sum_{-m}^m u(i) \sum_1^N n \cos \frac{\pi n i}{m} e^{-\frac{\pi n s}{R}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^2 \quad (46)$$

引用下列符号

$$\alpha_i = \sum_1^N n \sin \frac{\pi n i}{m} e^{-\frac{\pi n s}{R}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^2$$

$$\beta_i = \sum_1^N n \cos \frac{\pi n i}{m} \times e^{-\frac{\pi n s}{R}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^2 \quad (47)$$

$$\Phi = \frac{\pi \Delta \xi}{R^2} \quad (48)$$

那么， u_s 和 u_z 的表达式，采用如下形式

$$u_s = \Phi \sum_{-m}^m \alpha_i u(i) \quad u_z = \Phi \sum_{-m}^m \beta_i u(i) \quad (49)$$

根据下列公式计算系数 α_i , β_i

$$\alpha_i = \sum_{N_1}^{N_2} n \sin \frac{\pi n i}{m} e^{-\frac{\pi n s}{R}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^2$$

$$\beta_i = \sum_{N_1}^{N_2} n \cos \frac{\pi n i}{m} \times e^{-\frac{\pi n s}{R}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^2 \quad (50)$$

式中， N_1 ——谐波下限； N_2 ——谐波上限。

根据具体条件，采用 $N(N_{1,2})$, m , μ , s 的固定值，计算系数 α_i , β_i 后，得到计算区间 L 上各点导数的简单计算公式。众所周知，计算时损失了长度 R 、点数 m 的原始区间 L 的端点，这不是所期望的。在许多情况下，采用减去线性二项式 $a+bx$ 的办法，像一般方法一样，并沿零值点 m 增加剖面的端点，这样就避免了

把原始数据的端点值变成零。区间 $(-R, R)$ 的中心将与原始区的所有点重合，能够求得所有导数。如果减去线性二项式后，剖面端点的原始数据均匀地逼近零，那么这种办法是十分有效的。在下降明显的情况下，即在端点原始曲线与零水平线之间形成明显的角度时，可能出现 u_x 和 u_z 的明显异常，这是一般方法所常有的。

对区间 L 的每点计算导数 u_x 和 u_z 后，组成分子 $\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^*}$ ；然后实现归一化。归一化用两种方式进行：1) 分子的某些数值除以对整个区间 L 确定的平均值，即像一般方法一样。2) 分子值除以对区间 $(-R, R)$ 确定的平均值。区间 $(-R, R)$ 沿原始区间 L 并以等于观测点距的步长移动，即根据“圆滑带”原则移动。显然，分子的平均值彼此不同。实质上这是可变的规一化。因为目前对它的可能性研究得很不充分，第一种方法是比较可靠的，虽然它没有第二种方法的某些可能性，特别是在出现位场奇点的情况下分辨率不高。 G_H 的最终表达式有如下形式。

对区间 L 归一化时

$$G_H = \frac{\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^*}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^*}} \quad (51)$$

对区间 $(-R, R)$ 归一化时

$$G_H = \frac{\sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^*}}{\frac{1}{2m} \sum_{-m}^m \sqrt{(u_x^2 + u_z^2)^*}} \quad (52)$$

上述算法是以“带”程序为基础的。该程序是全苏地球物理方法研究所用ФОРТРАН-4算法语言，对带有“Дубна”监控系统的БЭСМ-6型计算机编制的。程序非常简单，包括四个分程序。除了与原始数组的输入及建立有关的标准运算外（计算线性二项式等），首先根据 $N(N_{1,2})m, \mu, z$ ，用公式 (47) 或 (50) 计算系数 α_i, β_i ，同时把它们输出到打印机。可以不用计算系数 Φ ，因为求取 $G(x, z)$ 时它已被消去。随着 α_i, β_i 的不同，沿

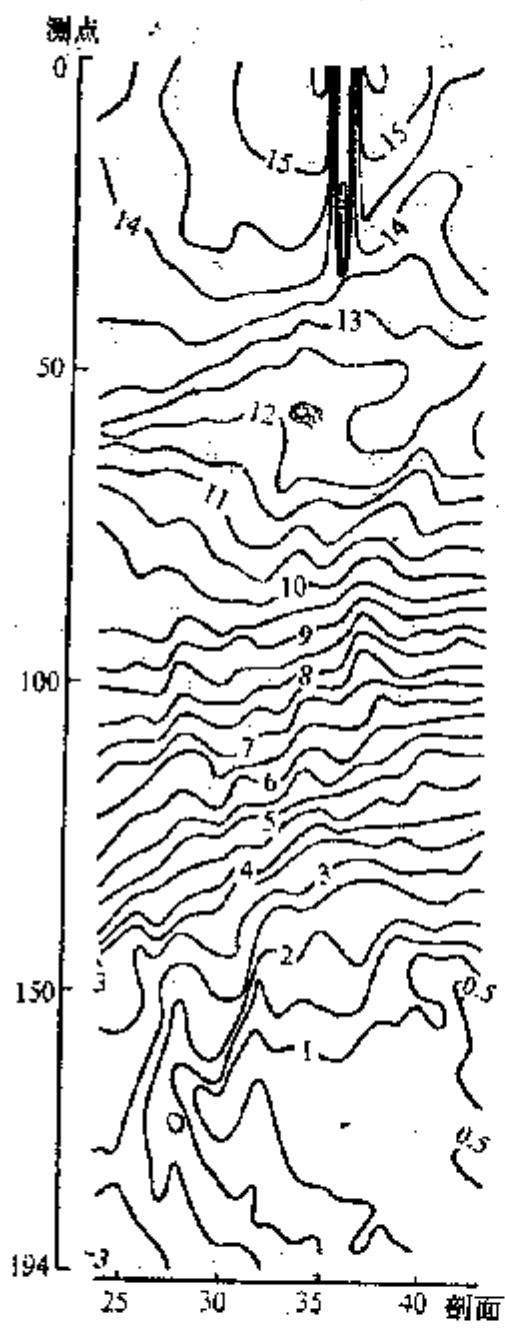


图 16 某一地区的重力图
(以相对单位表示)

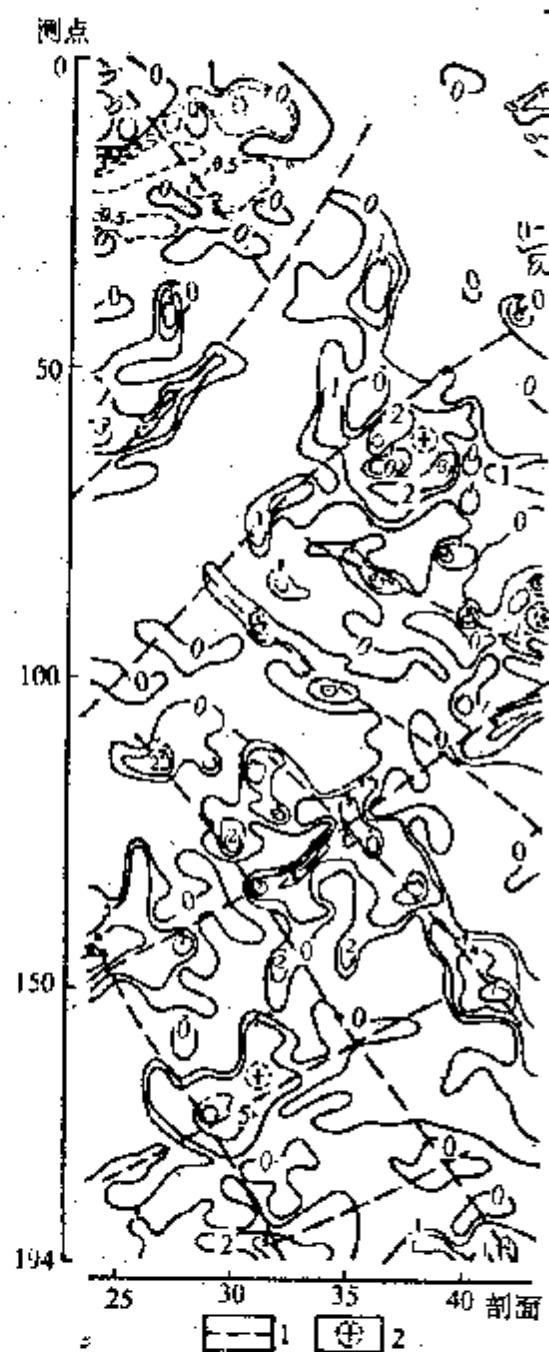


图 17 某一地区的 G_{6x} 异常图
(与图 16 同一地区)

$K = 60, N_{1,2} = 1-40, \mu = 2, \nu = 2$
1— G_{6x} 异常分布轴；2—含油远景
的异常

m 为零的点，自动增加区间 L 的端点；以便区间 $(-R, R)$ 的中心能够与区间 L 的原点及端点重合。总之，用公式 (51) 或 (52) 计算 $G_H(x, z)$ 。计算结果以表格或曲线形式输出。随着原始剖面的点数 ($M=100—300$) 和选择参数的不同，4—6 条 μ 曲线的方案的计算时间为 1—3 min。

一般情况下，用试验方法确定区间 $(-R, R)$ 的长度或点数 $2N, N(N_{1,2}), M$ 。已经看出，在长度 $(-R, R)$ 与局部异常长度可比的情况下，会取得可靠的结果。由此得到这样的结论：用小区间 $(-R, R)$ ，可以查明不大的异常，反之亦然。谐波数 N （上限）应当比一般方法大，约 $0.5—0.8 \times 2$ m。归一化既可在剖面上，又可在面积上实现。

图 8、9 示出该程序的理论试验例子。现在我们讨论处理某一地区重力场的实际试验例子。这个地区包括 21 条剖面(图 16)。重力场的特点是存在很强的区域背景，其上出现不大的局部分量。可以看出，它们在不同方向上的走向。总的看来，图形非常复杂。对不同参数 $R, N_{1,2}, \mu, \nu$ ，只在 $z=0$ 的观测面上，将 Δg 变换成 $G_{\Delta g}$ 。

图 17 示出 $R=60, N_{1,2}=1—40, \mu=2, \nu=2$ 时的 $G_{\Delta g}$ 异常图。分析该异常图后，可以看到许多不同的 $G_{\Delta g}$ 异常。对于其他计算方案，这种异常的数目通常较少。但是用这种方案，最明显地发现有意义的异常分布特点，即异常存在于矩形网的某些部位相交的方向上。考虑到其他参数 $R, N_{1,2}, \mu, \nu$ 的 $G_{\Delta g}$ 计算结果，划分出这些方向。在 $G_{\Delta g}$ 分布中存在一个轴的系统，它有一定的地质意义，但是该地区用于对比的地质构造资料还不充分。现在已有较多的资料，证实沉积层中存在形成完整断块的软化带（“微断裂”）。在这种情况下， $G_{\Delta g}$ 的轴反映了沉积岩的断块构造。某些异常在含油气方面有直接意义。

第三章 重磁资料处理与解释

正如指出的那样，总梯度法最初是为重力资料处理和解释而提出的。它广泛地用来解决普查，特别是直接普查油气藏的各种问题。

在数学构造关系中，总梯度法是通过激发体，把函数 $G_{\Delta g}(x, z)$ 或 $G_H(x, z)$ 形式上延拓到下半空间，并确定重力场的奇点。最明显的优点是确定奇点的方法被形式化，而且非常简单。后来表明，这种方法可以扩展到磁场，能够用来处理磁法资料。进一步完善它的数学工具，实践中继续试验，将会明显地扩大解决地质问题的可能性。本章主要讨论重力资料。以前所采用的符号 $G_H(x, z)$ 用来表示传统的重力归一化总梯度，然而在综合方法中，使用符号 $G_{\Delta g}(x, z)$ 是比较方便的。

第一节 位场解析延拓与奇点

重磁位及其导数属于解析函数，因此可以从它们被给定的域延拓到更远的域（在该域也是解析的）。实现了向激发体域的形式解析延拓，虽然在激发体域内位场不是解析函数。向激发体延拓时，位场得到很大的分辨率。此外，出现了确定所谓位场奇点及激发体某些参数的可能性。

在解析函数的理论中，奇点有非常重要的意义。在最简单的情况下，奇点被定义为这样的点，即接近这些点时解析函数不存在并且破坏了本身的解析性。解析函数的理论证明，任何解析函数（除了常量）及重力位至少有一个奇点。最简单类型的奇点是可去奇点。很明显，它是极点。各种类型奇点的主要区别如下。众所周知，解析函数的一种定义是它有可能表示成幂级数。换句

话说，在某点 z_0 的邻域上任何解析函数 $f(z)$ 能够表示成泰勒级数

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n f(z)}{dz^n} (z - z_0)^n$$

或罗朗级数

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n f(z)}{dz^n} (z - z_0)^n$$

据此对各类奇点给出定义：

可去奇点： $z \rightarrow z_0$ 时 $\lim f(z)$ 存在，在 z_0 的邻域上，函数 $f(z)$ 表示成泰勒级数。

极点： $z \rightarrow z_0$ 时 $\lim f(z) \rightarrow \infty$ ，在 z_0 的邻域上，函数 $f(z)$ 表示成有限负项的罗朗级数。

本征奇点： $z \rightarrow z_0$ 时不存在任何有限或无限的 $\lim f(z)$ ，在 z_0 的邻域上，函数 $f(z)$ 表示成无限项的罗朗级数。

从上述奇点的定义得到结论：如果表示解析函数的级数是已知的，那么把函数延拓到奇点的域内，可以确定奇点的类型和分布（可去奇点除外）。解析延拓的优点之一就在于此。重力场的最常见类型的奇点是极点。典型例子是水平圆柱体的 $\Delta g(x, z)$ 的延拓，所利用的公式为

$$\Delta g(x, z) = 2 \int \lambda \frac{z}{z^2 + x^2}$$

$\Delta g(x, z)$ 向圆柱体中心延拓时 $(x=0)$ ，在点 $z=0$ 处 $\Delta g(0)$ 等于无穷大，即圆柱体中心是极点型的奇点。由此可见，由于重力场的解析性，没有其他地质信息时（密度、形状等），可以确定激发体内的奇点。

但是，实际上重力场奇点的确定有许多特殊性。这首先与由解析分量和随机干扰组成的实测异常 $\Delta g(x)$ 有关。此外，异常 $\Delta g(x)$ 是离散的，且在有限区间内给定。考虑到上述情况，它只能用泰勒级数表示。有限泰勒级数表示的函数只在无穷远处有奇点，因此对于求取与激发体有关的奇点不太适用。我们用同一圆柱体来说明这种情况。我们只沿轴 oz 讨论 $\Delta g(z)$ ，即

$$\Delta g(z) = 2f\lambda \frac{1}{z}$$

根据泰勒级数，在轴oz上点h的重力场 $\Delta g(z)$ 表示成

$$\begin{aligned}\Delta g(h) &= 2f\lambda \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\partial^k \Delta g}{\partial z^k} h^k \\ &= 2f\lambda \left[\Delta g(0) + \frac{1}{1!} \frac{\partial \Delta g}{\partial z} h + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 \Delta g}{\partial z^2} h^2 + \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 \Delta g}{\partial z^3} h^3 + \dots \right]\end{aligned}$$

导数 $\frac{\partial^k \Delta g}{\partial z^k}$ 有如下形式：

$$\frac{\partial^k \Delta g}{\partial z^k} = 2f\lambda \frac{k!}{z^k}$$

因此，可以写成

$$\begin{aligned}\Delta g(h) &= 2f\lambda \left[\frac{1}{z} + \frac{h}{z^2} + \frac{h^2}{z^3} + \dots + \frac{h^k}{z^{k+1}} \right] \\ &= \frac{2f\lambda}{z} \left[1 + \frac{h}{z} + \frac{h^2}{z^2} + \dots + \frac{h^k}{z^k} \right]\end{aligned}$$

为了方便起见，用 ξ 表示 h/z ，得到

$$\Delta g(h) = \frac{2f\lambda}{z} (1 + \xi + \xi^2 + \xi^3 + \dots) = \frac{2f\lambda}{z} \sum_{k=0}^{\infty} \xi^k$$

$\xi < 1$ 时，级数 $\sum_{k=0}^{\infty} \xi^k$ 是收敛的，不是其他级数，而是几何级数，其和为 $1/(1-\xi)$ 。

$\xi \rightarrow 1$ 时，级数 $\sum_{k=0}^{\infty} \xi^k \rightarrow \infty$ ，因而决定了奇点的类型和位置。如果存在有限型级数 $\Delta g(h) = \frac{2f\lambda}{z} \sum_{k=0}^N \xi^k$ ，则有完全

外的情况。在这种情况下，甚至 $\xi \geq 1$ 时，级数 $\sum_{k=0}^N \xi^k$ 也具有有限值。

也就是说，向下延拓时（包括通过圆柱体以后），曲线 $\Delta g(h)$ 将是增大，对激发体的存在反应不明显。

实际上问题更加复杂，因为 Δg 的解析表达式是未知的，在上述方式中应用泰勒级数几乎是不可能的。因此，首先是最适合逼近 Δg 的选择问题，然后才是延拓问题。

这些情况使 B. H. Срапаков 把这种类型的延拓叫做“逼近延拓”。这个术语成功地反映了延拓领域内现在的研究工作，基本弄清了这里所出现的误解。众所周知，奇点的概念在理论上研究得很粗浅。特别是涉及到奇点的空间位置与激发体形状的关系，解析延拓的方法等。但是，延拓的工具未被人们注意。虽然延拓的结果有很大的实际应用，而现有的延拓方法包括总梯度法，并非总是得到与理论概念一致的结果，首先是在奇点位置的确定上。已经弄清楚的奇点具有另外的特点，这已从上面看出来。其主要特点是与激发体的某些点重合。在其他特点方面，接近可去奇点。正如所阐明的那样，这一切都与延拓的逼近特点有关，也与每种具体情况的微细差别有关。由此得出最重要的结论：必须根据实际条件来研究延拓的某种工具的独特性。归一化总梯度法实现了这种可能性。

第二节 某些规则形体的非归一化总梯度

函数 $G(x, z)$

根据公式 (1)，二维体的重力 Δg 的归一化总梯度表达式有如下形式

$$G_H(x, z) = \frac{G(x, z)}{G_{CP}(z)} = \frac{\sqrt{[V_{xz}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)]}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{[V_{xz}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)]}} \quad (53)$$

式中 V_{xz} 、 V_{zz} 分别是通过观测剖面的垂直平面上的点 (x, z) 处重力 Δg 的水平导数和垂直导数； M 是剖面上的观测点数。

为了方便起见，将这个表达式的分子用 $G(x, z)$ 表示，而分母用 $G_{CP}(z)$ 表示。正如看到的那样，含 $\nu=1$ 的 $G_H(x, z)$ 变式开始

使用得最普遍，即

$$G_H(x, z) = \frac{G(x, z)}{G_{CP}(z)} = \frac{\sqrt{V_{xx}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{V_{xx}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)}} \quad (54)$$

这个变式有非常明确的物理意义，因此最好根据它的实例来研究 $G(x, z)$ 的奇点。

总梯度法的主要特点如下：

1. 从复杂的实测重力场中分离不大的有用异常的分辨率高。有用异常的表现形式简单，一个 $G_H(x, z)$ 的极大值对应一个奇点。
2. 向下半空间延拓时（包括通过激发体）函数 $G_H(x, z)$ 稳定。
3. 根据 $G_H(x, z)$ 的极大值（习惯上称为奇点）和 $G_H(x, z)$ 在垂直断面上的其他分布特点，有可能确定激发体的某些点的空间位置。
4. 由于总梯度法的数学工具有明显的滤波特征，在垂向上存在几个激发体的情况下，有可能利用 $G_H(x, z)$ 研究断面不同深度上的各部分。

最好从分析一些规则激发体的函数 $G(x, z)$ 开始，比较详细地研究总梯度法的上述特性。

水平圆柱体 中心埋藏深度为 z 的水平圆柱体引起的 Δg , V_{xx} , V_{zz} 表达式如下

$$\Delta g(x, z) = 2f\lambda \frac{z}{x^2 + z^2}, \quad V_{xx} = -4f\lambda \frac{xz}{(x^2 + z^2)^2}$$

$$V_{zz} = 2f\lambda \frac{z^2 - x^2}{(x^2 + z^2)^2}$$

式中， λ ——线密度，等于 $\pi R^2 \sigma$ ； R ——圆柱体半径； σ ——体密度。

坐标原点位于圆柱体中心上方。根据 V_{xx} , V_{zz} 表达式，则有

$$G(x, z) = \sqrt{V_{zz}^2 + V_{xz}^2} = 2f\lambda \frac{1}{x^2 + z^2} \quad (55)$$

因此, $\Delta g(x, z)$ 表达式为

$$\Delta g(x, z) = zG(x, z) \quad (56)$$

从这个公式看出, 函数 $G(x, z)$ 与 $\Delta g(x, z)$ 只在常数因子 z 上有差别。因此, 水平圆柱体的 $G(x, z)$ 曲线与 $\Delta g(x, z)$ 曲线相同。可以认为, 函数 $\Delta g(x)$ 是最简单的, 因为直接位于奇点上方的 $\Delta g(x, z)$ 的一个极值(极大值)对应一个激发体(圆柱体)或者一个奇点。函数 V_{zz} 和 V_{xz} 比 $\Delta g(x, z)$ 复杂, 因为它们有两三个不同符号的极值。在存在许多激发体时形成了 V_{zz} 和 V_{xz} 的复杂场, 但是其中没有场的常分量, 使定量计算简化。在这方面, 函数 $G(x, z)$ 兼有函数 $\Delta g(x, z)$ 和 V_{zz}, V_{xz} 的优点。

埋深 z 及面密度为 μ 的水平物质半平面 坐标原点位于半平面边缘的上方。重力场某些分量的表达式有如下形式:

$$\Delta g(x, z) = 2f\mu \left(\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x}{z} \right)$$

$$V_{zz} = 2f\mu \frac{z}{z^2 + x^2} \quad V_{xz} = -2f\mu \frac{x}{z^2 + x^2}$$

由此得到

$$G(x, z) = 2f\mu \frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} \quad (57)$$

正如看到的那样, $G(x, z)$ 曲线在坐标原点 ($x=0$) 有一个极大值, 相对于极大点对称, 与 $\Delta g(x, z)$ 的明显区别就在于此。我们看到, 奇点位于半平面的边缘上。

垂直台阶的 $G(x, z)$ 曲线形状与公式 (57) 的曲线形状没有明显差别。

上顶面埋深 z 及面密度为 μ 的垂直物质半平面。下底面无限延伸。 随着下底面深度 h 的无限延伸, 沿 x 和 z 对上下界面有限的垂直物质带的 $\Delta g(x, z)$ 表达式 $\Delta g(x, z) = f\mu \ln \frac{x^2 + h^2}{x^2 + z^2}$ 进行微

分，得到 V_{xx} 和 V_{zz} 的表达式。

坐标原点位于物质带上方。进行上述计算后，得到

$$V_{xx} = -f \mu \ln \frac{2x}{x^2 + z^2} \quad V_{zz} = f \mu \frac{2z}{x^2 + z^2}$$

因此

$$G(x, z) = 2f \mu \frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} \quad (58)$$

正如看到的那样，垂直半平面的 $G(x, z)$ 表达式与水平物质半平面的 $G(x, z)$ 表达式完全相同。

宽 $2l$ 的水平物质带。埋藏深度为 z ，面密度为 μ 。坐标原点位于带的中心上方。该带的 $\Delta g(x, z)$ 表达式如下：

$$\Delta g(x, z) = 2f \mu \left(\operatorname{arctg} \frac{x+l}{z} - \operatorname{arctg} \frac{x-l}{z} \right)$$

沿 x 和 z 对 Δg 进行微分后，得到 V_{xx} 和 V_{zz} 表达式：

$$V_{xx} = 2f \mu \left[\frac{z}{z^2 + (x+l)^2} - \frac{z}{z^2 + (x-l)^2} \right]$$

$$V_{zz} = 2f \mu \left[\frac{(x+l)^2}{z^2 + (x+l)^2} - \frac{(x-l)^2}{z^2 + (x-l)^2} \right]$$

由此求得

$$G(x, z) = 2f \mu \frac{2l}{\sqrt{[z^2 + (x+l)^2][z^2 + (x-l)^2]}} \quad (59)$$

$G(x, z)$ 曲线具有总梯度法沿水平线划分奇点的分辨率，在这种情况下奇点与带的端点重合。用普通方法研究 (59) 曲线的极值，得到下列各点的三个极值

1) $l \leq z$ 时， $x_1 = 0$ ；

2) $l > z$ 时， $x_{2,3} = \pm \sqrt{l^2 - z^2}$ 。

在第一个变式中 ($l \leq z$)， $G(x, z)$ 曲线在带中心的上方有一个极大点。在第二个变式中，当带宽的一半超过深度 z 时， $G(x, z)$ 曲线有两个极大点。随着 l 的增大， l 大于 z 2—3 倍时这两个极大点分开，位于带的两个端点的上方。

两个水平圆柱体。它们的埋深 z 相同，中心之间的距离为 $2l$ 。坐标原点位于两个圆柱体之间。从 $G(x, z)$ 的分辨率的观点

来看，这个例子也是有意义的。在这种情况下：

$$\begin{aligned} G(x, z) &= 2f\lambda \left[\frac{1}{z^2 + (x-l)^2} + \frac{1}{z^2 + (x+l)^2} \right] \\ &= 4f\lambda \frac{(x^2 + l^2 + z^2)}{(x^2 + l^2 + z^2) - 4x^2l^2} \end{aligned} \quad (60)$$

用普通方法研究这个关系式，我们求得 $G(x, z)$ 曲线在下列各点存在极大值

$$x_{1,2} = \pm \sqrt{-(l^2 + z^2) + 2l\sqrt{l^2 + z^2}}$$

$z = \sqrt{3}l$ 时， $x_{1,2} = 0$ ，即 $G(x, z)$ 曲线在坐标中心有一个极大值。

$z < \sqrt{3}l$ 时， $G(x, z)$ 曲线有两个极大值。随着 z 的减小，它们靠近圆柱体的中心。 $z = l$ 时， $x \approx 0.9l$ ； $z = 0.5l$ 时， $x \approx l$ 。

水平圆柱体的总归一化梯度。对于长度为 $(-L, L)$ 的剖面，梯度的平均值为

$$G_{CP}(z) = 2f\lambda \int_{-L}^L \frac{dx}{x^2 + z^2} = \frac{4f\lambda}{Lz} \operatorname{arctg} \frac{L}{z}$$

因此

$$G_H(x, z) = \frac{zL}{2(z^2 + x^2) \operatorname{arctg} \frac{L}{z}} \quad (61)$$

在沿轴 z 靠近圆柱体中心的情况下， $z \rightarrow 0$ 时， $G_H(z) \rightarrow \infty$ 。通过中心后 $G_H(z)$ 减小，但总是正值。沿其他方向向下移动时，例如沿稍微偏离圆柱体的垂直线， $G_H(x, z)$ 减小。在通过圆柱体中心的水平线上，等于零；然后又增大。

我们看到函数 $G(x, z)$ 和 $G_H(x, z)$ 的下列重要特点：它们不是调和函数，即不满足拉普拉斯方程，虽然其分量 V_{xx} 和 V_{zz} 是调和函数。我们用水平圆柱体的函数 $G(x, z)$ 的例子来说明这一点。

沿 x 和 z 再次微分表达式 (55)，并将其结果相加，得到

$$\frac{\partial^2 G(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G(x, z)}{\partial z^2} = \frac{4f\lambda}{(x^2 + z^2)^2} \quad (62)$$

上述特点使函数 $G(x, z)$ 和 $G_H(x, z)$ 具有完全新的性质（与调和函数相比较），同时保持了某些以前的特点。对于函数 $G_H(x, z)$ ，失掉了调和函数的一个最重要的性质，即极大值法则。这一法则

是某域的调和函数在该域中既没有极大值又没有极小值。正如将要从下面看到的那样，函数 $G_H(x, z)$ 在延拓域内有很多极大值。在延拓的数学工具的参数作了相应选择时，这些极大点与地质体的重心、角点及其他某些点重合，也就是说，与出现被延拓的重力场奇点的那些点重合。通常把它们看作是函数 $G_H(x, z)$ 的一种特殊的“奇点”，并提出了在空间寻找这些奇点的问题。



第三节 函数 $G_H(x, z)$ 向下半空间延拓及计算的特点

根据公式 (17) — (19)，重力场有下列表达式：

$$\Delta g(x, z) = \sum_{n=1}^{N_2} B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^n \quad (63)$$

$$V_{zz}(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{n=1}^{N_2} n B_n \cos \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^n \quad (64)$$

$$V_{xx}(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_{n=1}^{N_2} n B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N_2}}{\frac{\pi n}{N_2}} \right)^n \quad (65)$$

系数 B_n (或谐波) 或者由梯形公式 (27)，或者由 Филон 公式计算。关于这两个公式的特点，上面已叙及。

重力场向下半空间延拓的计算过程的主要因素有：傅里叶级数的有限性或其被舍去的余项、观测随机误差 δg 、未考虑区间 $(-L, L)$ 以外函数 $\Delta g(x, 0)$ (图 18)、函数 Δg_0 的常数部分 (由于 $\Delta g(x)$ 在区间 $(-L, L)$ 的端点变成零，不考虑它) (图 18)、与观测量离散性有关的内插误差 (关于这类误差，上面已叙及)。

我们比较详细地讨论上述每种因素对 $g(x, z)$ 和 $G_H(x, z)$ 延拓过程的影响。

傅里叶级数余项的影响

函数 $\Delta g(x, z)$ 的完全傅里叶正弦级数表示成两个和的形式

(系数 $q = 1$)

$$\Delta g(x, z) = \sum_{n=1}^{N-1} B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} + \sum_{n=N}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (66)$$

该表达式的第二项是级数的余项 $r(x, z)$ 。众所周知，计算时余项被舍去，因此产生对延拓过程有明显影响的误差。精确地估计余项 $r(x, z)$ 的影响是非常困难的，因为 B_n 的精确值不知道，但是可以得到这种计算的表示式。从这一目的出发，级数的余项表示成如下形式

$$r(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \sin \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}}$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} B_{N+n} \sin \frac{\pi(N+n)x}{L} e^{\frac{\pi(N+n)z}{L}}$$

展开 $(N+n)$ 的括号部分

$$r(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_{N+n} \left(\sin \frac{\pi N x}{L} \cos \frac{\pi n x}{L} + \cos \frac{\pi N x}{L} \sin \frac{\pi n x}{L} \right) e^{\frac{\pi N z}{L}} e^{\frac{\pi n z}{L}}$$

进一步得到

$$r(x, z) = \sin \frac{\pi N x}{L} e^{\frac{\pi N z}{L}} \sum_{n=0}^{\infty} B_{N+n} \cos \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}}$$

$$+ \cos \frac{\pi N x}{L} e^{\frac{\pi N z}{L}} \sum_{n=0}^{\infty} B_{N+n} \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}}$$

从三角级数理论知道[26]，解析函数的谐波以几何级数的速度减小。表明 $|B_n| \leq \gamma \theta^n$ ，其中 $0 < \theta < 1$ ， γ 是与原始函数类型有关的常数。

因此 $r(x, z)$ 的上述表达式可以表示成如下形式

$$r(x, z) = \gamma \theta^N \sin \frac{\pi N x}{L} e^{\frac{\pi N z}{L}} \sum_{n=0}^{\infty} \theta^n e^{\frac{\pi n z}{L}} \cos \frac{\pi n x}{L}$$

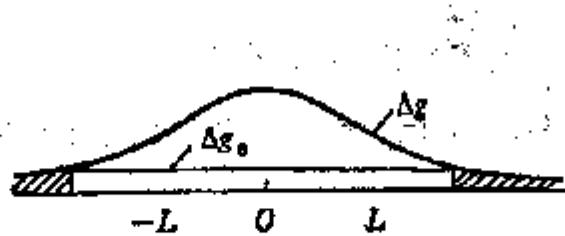


图 18 $\Delta g(x, z)$ 和 $G_N(x, z)$ 延拓时误差的产生

$$+ \gamma \theta^N \cos \frac{\pi N z}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \sum_{n=0}^{\infty} \theta^n e^{\frac{\pi n x}{L}} \sin \frac{\pi n x}{L}$$

引用符号 $\phi = \theta e^{\frac{\pi z}{L}}$

$$r(x, z) = \gamma \theta^N \sin \frac{\pi N z}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \sum_{n=0}^{\infty} \phi^n \cos \frac{\pi n x}{L}$$

$$+ \gamma \theta^N \cos \frac{\pi N z}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \sum_{n=0}^{\infty} \phi^n \sin \frac{\pi n x}{L}$$

随着 θ 和 $e^{\frac{\pi z}{L}}$ 值的不同，在一般情况下 ϕ 值既可以大于 1，也可以小于 1。对应 L 的 $e^{\frac{\pi z}{L}}$ 值仍然接近 1，甚至在延拓深度很大的情况下。例如， $L = 30\text{ km}$, $z = 3\text{ km}$ 时， $e^{\frac{\pi z}{L}}$ 约等于 1.36。这个例子包括了实践中常见的大多数情况，因此存在这样的基础，即可以认为实践中 ϕ 基本上小于 1。下面的计算可靠地证明了这点。

考虑到下列已知关系式

$$\sum_{n=1}^{\infty} \phi^n \sin nx = \frac{\phi \sin x}{1 - 2\phi \cos x + \phi^2}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \phi^n \cos nx = \frac{1 - \phi \cos x}{1 - 2\phi \cos x + \phi^2}$$

我们得到

$$r(x, z) = \gamma \theta^N e^{\frac{\pi N z}{L}} \frac{1}{1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2} \left[\sin \frac{\pi N z}{L} \left(1 - \phi \cos \frac{\pi x}{L} \right) \right]$$

$$+ \cos \frac{\pi N x}{L} \phi \sin \frac{\pi x}{L}] \quad (67)$$

变换后

$$r(x, z) = \frac{\gamma \theta^N e^{\frac{\pi N z}{L}}}{1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2} \left[\sin \frac{\pi N x}{L} - \phi \sin \frac{\pi(N-1)x}{L} \right] \quad (68)$$

在 $\phi=0.1 \sim 0.2$ 的情况下，对于 $r(x, z)$ 可以采用近似表达式

$$r(x, z) \approx \gamma \theta^N e^{\frac{\pi N z}{L}} \frac{1}{(1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2)} \sin \frac{\pi N x}{L}, \quad (69)$$

ϕ 接近 1 时， $r(x, z)$ 的表达式有如下形式

$$r(x, z) \approx \gamma \theta^N e^{\frac{\pi N z}{L}} \frac{\sin \frac{\pi x}{2L}}{(1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2)} \cos \frac{\pi(2N-1)x}{L} \quad (70)$$

在这些表达式中，函数 $\frac{1}{1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2}$, $\frac{\sin \frac{\pi x}{2L}}{1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2}$ 是光滑的，变化范围不大。例如第二函数在 0 至 $\sqrt{2}/4$ 范围内变化。

由此可见，傅里叶级数的余项是光滑函数与振幅为 $\gamma \theta^N e^{\frac{\pi N z}{L}}$ 的普通正弦曲线的乘积，振幅随着深度呈指数增加。正弦曲线的周期数等于 $N/2$ ，因此可以认为原始函数 $\Delta g(x, 0)$ 在半周期内给定，一般说来，傅里叶级数的余项具有频率为 $N/2$ 的“模拟载波的性质”。由此得到这样的结论：利用有限级数 (63)、(64)、(65)，向下半空间延拓重力异常及其导数时，在 $\Delta g(x, z)$ 异常和导数中出现正弦曲线，其振幅随着深度的增大而增大，使延拓结果畸变。

正弦曲线振幅基本上决定于 $e^{\frac{\pi N z}{L}}$ ，它与积分区间长度 L 或观

测剖面长度有关。很明显， L 愈大，延拓过程愈稳定；反之然。很久以前，用其他方法进行计算的实践中已发现这种情况。由此可见，可以认为被延拓的 $\Delta g(x, z)$ 异常是由光滑或有用分量 $\Delta g_{\text{gl}}(x, z)$ 和畸变分量 $r(x, z)$ 组成的，即

$$\Delta g(x, z) = \Delta g_{\text{gl}}(x, z) + r(x, z) \quad (71)$$

$L \rightarrow \infty$ 的延拓过程中上述分量的相互关系问题，对于理解 $\Delta g(x, z)$ 和 $G_{\text{II}}(x, z)$ 的延拓本质是非常重要的。在一般情况下，求解它未必是可能的；但是在某些特殊情况下，例如对于水平圆柱体，却是可能的。用变换表达式 (69)、(70) 的方法，可以求得这个解；但是，把 $\Delta g(x, 0)$ 异常变成能谱的概念，求解将是简单的。众所周知， $g(x, 0)$ 异常的能量 E 为

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\Delta g(x, 0)|^2 dx \quad (72)$$

根据Парсеваль定理，异常能量用其谱 $S(\omega)$ 表示

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Delta g(x, 0)|^2 dx = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |S(\omega)|^2 d\omega \quad (73)$$

对于某一计算 z 的水平线来说，这个关系式有如下形式

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Delta g(x, z)|^2 dx = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |S(\omega) e^{iz\omega}|^2 d\omega$$

级数的被舍去部分的能量相应为

$$\Delta E = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_r}^{\infty} |S(\omega) e^{iz\omega}|^2 d\omega$$

式中 ω_r 是某一边界频率。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\int_{\omega_r}^{\infty} |S(\omega) e^{iz\omega}|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |S(\omega) e^{iz\omega}|^2 d\omega} \quad (74)$$

的特点是在延拓过程中， $\Delta g_{\text{gl}}(x, z)$ 和 $r(x, z)$ 增长迅速。圆柱体的谱为

$$S(\omega) = 2\pi f \lambda e^{-\omega b} \quad (75)$$

把表达式 (75) 代入公式 (74), 得到

$$\frac{\Delta E}{E} = e^{-2\omega_r(b-z)} \quad (76)$$

式中 b 是圆柱体中心(或奇点)的深度。这个表达式说明, 随着向奇点的靠近, 开始明显不同的 $\Delta g_{rl}(x,z)$ 和 $r(x,z)$ 的增长速度接近。在通过奇点的时刻它们相等, 然后 $r(x,z)$ 比 $\Delta g_{rl}(x,z)$ 增长快。换句话说, 奇点是两种域之间的特殊类型的界面。上域有充分量占优势, 下域正弦干扰占优势。这种情况可以用通过奇点时函数 $\Delta g(x,z)$ 的“衰减”效应来解释。

另外, 在延拓过程中开始采用 $G(x,z)$ 的总梯度。沿 x 和 z 对表达式 (71) 进行微分, 得到

$$V_{xx} = V_{xxrl} + \frac{\partial r}{\partial x}, \quad V_{zz} = V_{zzrl} + \frac{\partial r}{\partial z}$$

对表达式 (68) 微分, 求得导数 $\partial r / \partial x$ 和 $\partial r / \partial z$ 的值

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{\pi N}{L} \gamma \theta^N e^{\frac{\pi Nz}{L}} \frac{\sin \frac{\pi x}{2L}}{(1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{2L} + \phi^2)} \sin \frac{\pi(2N-1)x}{2L} \quad (77)$$

$$\frac{dr}{dz} = \frac{\pi N}{L} \gamma \theta^N e^{\frac{\pi Nz}{L}} \frac{\sin \frac{\pi x}{2L}}{(1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{2L} + \phi^2)} \cos \frac{\pi(2N-1)x}{2L} \quad (78)$$

作相应的变换和简化后得到

$$G(x,z) \approx \sqrt{G_{rl}^2(x,z) + \left(\frac{\pi N}{L} \gamma \theta^N e^{\frac{\pi Nz}{L}} \frac{\sin \frac{\pi x}{2L}}{1 - 2\phi \cos \frac{\pi x}{L} + \phi^2} \right)^2} \quad (79)$$

引用符号

$$R(z) = \frac{\pi N}{L} \gamma_{\theta^N} e^{\frac{\pi Nz}{L}} \frac{\sin \frac{\pi x}{2L}}{1 - 2\rho \cos \frac{\pi x}{L} + \rho^2} \quad (80)$$

写成

$$G(x, z) \approx \sqrt{G_{\Gamma\text{II}}^2(x, z) + R^2(z)} \quad (81)$$

不难看出，对于一定的 z , $R(z)$ 是光滑函数，同时随着深度的增加而增大。由此可见，与 $\Delta g(x, z)$ 相比， $G(x, z)$ 延拓的主要特点是延拓中没有正弦曲线分量，与有用分量的同时，存在一个常量。因此，随着深度的增大， $G(x, z)$ 的变化非常小，使所获结果的解释简化。延拓过程中 $R(z)$ 和 $G_{\Gamma\text{II}}(x, z)$ 的增长特点与 $\Delta g(x, z)$ 一样；也就是说，通过奇点时，函数 $R(z)$ 在速度的增长上可以与 $G_{\Gamma\text{II}}(x, z)$ 比较，然后超过它。这种情况决定了 $G_H(x, z)$ 归一化梯度的状态。考虑到表达式 (81)

$$\begin{aligned} G_H(x, z) &\approx \sqrt{\frac{G_{\Gamma\text{II}}^2(x, z) + R^2(z)}{G_{\text{CP}\Gamma\text{II}}^2(z) + R^2(z)}} \\ &\approx \sqrt{\frac{G_{\Gamma\text{II}}^2(x, z)}{G_{\text{CP}\Gamma\text{II}}^2(z) + R^2(z)} + \frac{R^2(z)}{G_{\text{CP}\Gamma\text{II}}^2(z) + R^2(z)}} \end{aligned} \quad (82)$$

由这个关系式看出，从上面移动到奇点时，第一部分 $G_{\Gamma\text{II}}^2(x, z) / (G_{\text{CP}\Gamma\text{II}}^2(z) + R^2(z))$ 增大，由于 $G_{\text{CP}\Gamma\text{II}}^2(z)$ 不大，而函数 $G_{\Gamma\text{II}}^2(x, z)$ 比函数 $R^2(z)$ 增长快。

在穿过奇点的时刻，第一部分达到最大值，随后开始减小，因为 $R^2(z)$ 的增长速度超过 $G_{\text{CP}\Gamma\text{II}}^2(z)$ 的增长速度。公式 (82) 的第二部分开始减小，穿过奇点后增大，但是不超过 1。这部分对 $G_H(x, z)$ 的变化特点没有明显的影响。由此可见，接近奇点时 $G_H(x, z)$ 基本上增大，穿过奇点时达到最大值，此后开始减小。因此， $G_H(x, z)$ 可以直接确定重力场和磁场的奇点的空间位置。它的主要优点就在于此。

我们用理论例子来说明 $\Delta g(x, z)$ 、 $G(x, z)$ 、 $G_H(x, z)$ 的延拓过程的特点，图19绘出背斜截面形状的二维体的 $\Delta g(x, z)$ 和 $G(x,$

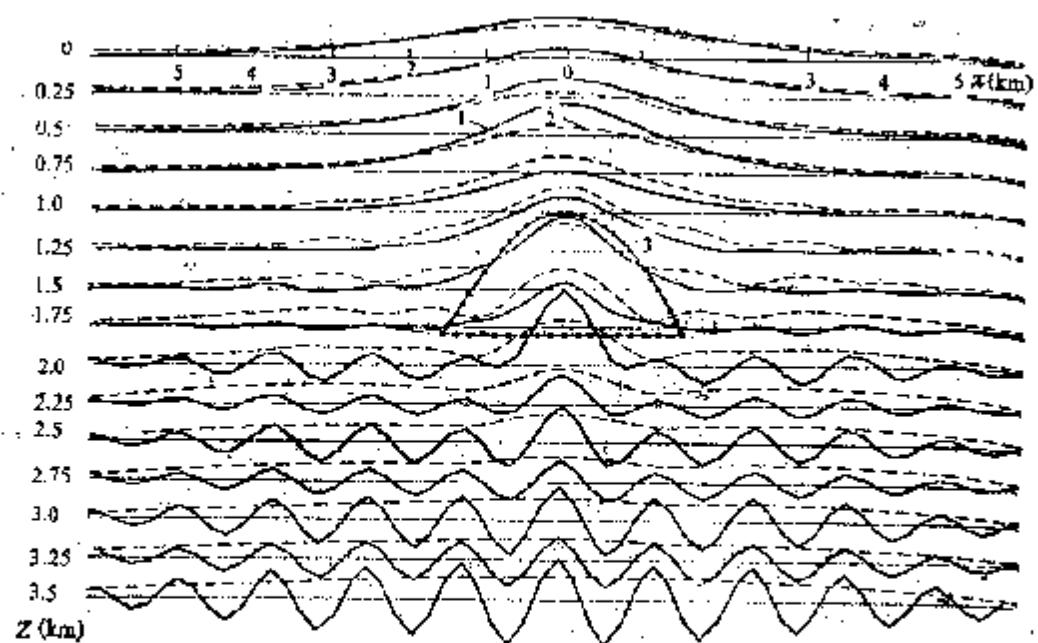


图 19 背斜构造的不同换算水平线上 $\Delta g(x, z)$ 曲线(1)、 $G(x, z)$ 曲线(2)及背斜断面的轮廓(3)

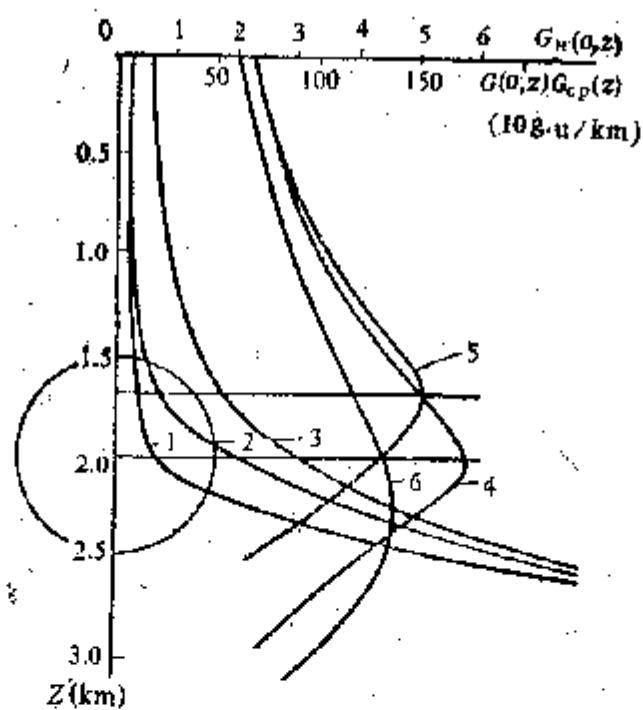


图 20 延拓 $G_H(0, z)$ 通过水平圆柱体中心时归一化、随机误差($R_e(z)$)和光滑作用的影响

1—不存在 $R_e(z)$ 时的 $G_{cp}(z)$ 曲线；2—存在 $R_e(z)$ 时的 $G_{cp}(z)$ 曲线；3—穿过圆柱体中心轴上的 $G(0, z)$ 曲线；4—不存在 $R_e(z)$ 时的 $G_H(0, z)$ 曲线；5—存在 $R_e(z)$ 时的 $G_H(0, z)$ 曲线；6—谐波数不足或明显光滑时的 $G_H(0, z)$ 曲线

z) 曲线。背斜顶面埋深 1 km, 底面埋深 1.8 km, 水平宽 3 km。 $\Delta g(x, z)$ 和 $G(x, z)$ 曲线的换算高度为 0.25 km。曲线的比例尺随着深度的增加而逐渐减小, 因为 $\Delta g(x, z)$ 和 $G(x, z)$ 的绝对值增大。正如看到的那样, 开始时 $\Delta g(x, z)$ 和 $G(x, z)$ 曲线的变化非常小, 形状上彼此重复。以后从通过背斜的 1.5 和 1.75 km 的深度开始, $\Delta g(x, z)$ 曲线上出现明显的正弦曲线。此后正弦曲线占主要地位。这个例子中计算剖面的长度为 27 km。图 19 只示出长度为 12 km 的剖面的中部。在下面的水平线上明显地出现 $\Delta g(x, z)$ 曲线的 10 个周期, 其实总共有 25 个周期, 因为谐波数 $N = 50$ 。

现在讨论虚线表示的 $G(x, z)$ 曲线。可以看到, 通过背斜后它们完全与 $\Delta g(x, z)$ 曲线不同, 变得逐渐光滑。随着深度的增加, $G(x, z)$ 的主要极大值减小。在最后的几条水平线上, $G(x, z)$ 曲线是平滑的稍微突出的曲线, 几乎是直线。

下面的例子(图 20)说明 $G(x, z)$ 归一化的效果、随机误差的影响及光滑作用。绘出水平圆柱体沿轴 z 函数 $G(0, z)$, $G_{CP}(z)$, $G_H(0, z)$ 的曲线, 圆柱体的埋深为 2 km。轴 z 通过圆柱体的中心。我们暂时只讨论曲线 1, 3, 4。正如看到的那样, 随着深度的增加, 刚开始函数 $G_{CP}(z)$, $G(0, z)$ 增长得非常缓慢。通过圆柱体中心后, 曲线增长的特征发生明显的变化, 虽然直接通过圆柱体中心时曲线上没有出现明显的变化。另一种情况, 归一化梯度 $G_H(0, z)$ 代表 $G(0, z)$ 除以 $G_{CP}(z)$ 的商。 $G_H(0, z)$ 曲线(4)对着圆柱体中心或奇点有一个极大值。

$G_H(x, z)$ 极大值的绝对值、清晰度及与奇点的吻合程度决定于剖面的长度 L 。正如实践证明的那样, 为了得到可靠的结果, 剖面长度应当超过奇点深度的 5—10 倍。

$G_H(x, z)$ 的计算结果以不同水平线 z 上的曲线来表示常常是不方便的, 如图 19 表明的那样, 而以 $G_H(x, z)$ 的等值线表示场 $G_H(x, z)$ 是很方便的。场 $G_H(x, z)$ 以下列方式绘制。在不同的换算水平线上标出 $G_H(x, z)$ 的数值, 然后勾绘出 $G_H(x, z)$ 相同值的等值线。很明显, 在奇点的周围 $G_H(x, z)$ 的等值线是封闭的。实际

上等值线间距取0.25, 0.5或1是方便的, 有时还可以更大一些。

计算结果以场 $G_H(x, z)$ 的形式表示时, 使用 $G_H(x, z)$ 的正负异常是很方便的, 异常带有以1划定的地质体的界线。

大于1的所有 $G_H(x, z)$ 异常被认为是正异常, 而小于1的异常认为是负异常。对于复杂的 $G_H(x, z)$ 场, 正异常是有用的, 涂上红色; 而负异常涂上蓝色。

1作为划分界线的值, 选择1的原因是奇点外的 $G_H(x, z)$ 场趋于1, 正如已经看到的那样。也就是说, 它是 $G_H(x, z)$ 的一种特殊类型的正常值。

其他专家们很重视通过奇点时函数 $G_H(x, z)$ 达到极大值的问题。这些专家中值得提及的是B. Н. Страхов和M. А. Телепин。下面将部分地讨论B. Н. Страхов著作[23]。这里引用M. А. Телепин取得的某些成果[24]。在其研究中他是从给定函数表示成正弦级数和以谱形式广泛实现不同数学运算(乘、二次乘方等)出发的, 得到了非常简单的表达式。对于水平圆柱体(坐标原点与中心重合), 在不存在干扰的条件下, 得到通过圆柱体中心的垂直线上 $G_H^*(0, z)$ (没有根)的下列表达式

$$G_H^*(0, z) =$$

$$\frac{[(1-(N+1)\phi^N+N\phi^{N+1})^2(1+\phi)^3]}{(1-\phi)[1+\phi^2-(N+1)^2\phi^{2N}+(2N^2+2N-1)\phi^{3N+2}-N^2\phi^{2N+4}]} \quad (83)$$

式中 N ——谐波数或级数的项数; $\phi=e^{-\frac{\pi z}{L}}$ 。圆柱体中心的位置对应 $z=0$, $\phi=1$ 。以一般形式求出该表达式的极值是很困难的。但在 $N \rightarrow \infty$ 的条件下, 解决这个问题是比较简单的。 $N \rightarrow \infty$ 时, 对于奇点上面的域($\phi < 1$), 表达式(83)具有下列形式

$$[G_H^*(0, z)]_{N=\infty, \phi < 1} = \frac{(1+\phi)^5}{(1-\phi)(1+\phi^2)} \quad (84)$$

在这个域内该函数没有极值, 而当 ϕ 趋于1时得到最大值。在奇点下面的域, 表达式(83)有下列形式

$$[G_{\Delta g}^2(0, z)]_{N \rightarrow \infty, p \geq 1} = \frac{p+1}{p-1} \quad (85)$$

由此可看出， $p \rightarrow 1$ 时得到 $G_H^2(0, z)$ 的最大值。因此，在圆柱体中心 ($z=0, p=1$)，存在函数 $G_H^2(0, z)$ 的极值的极限值；它等于无限大。实践中 $N \neq \infty$ 时极值也不等于无限大，但它对应 $z=0$ 。

观测随机误差 δg 的影响

正如指出的那样，观测随机误差的影响直接表现在谐波 B_n 的计算精度上，其均方误差值用 m_b 表示。

根据公式 (29) 和 (32)，有 $m_b = \pm \frac{1.41 \delta g}{\sqrt{M}}$ ， $m_b = \pm \frac{0.82 \delta g}{\sqrt{M}}$ 。

我们讨论误差 m_b 对 $\Delta g(x, z)$ 向下半空间延拓过程的影响。为此我们开始研究表达式 (63)，假定其中 $N_1=1, N_2=N$ ；为了简单起见，省略光滑因子 q

$$\begin{aligned} \Delta g(x, z) &= \sum_{n=1}^{N-1} (B_n \pm m_b) \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \\ &= \sum_{n=1}^{N-1} B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \pm m_b \sum_{n=1}^{N-1} \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \end{aligned}$$

该表达式的第二项用 $r_c(x, z)$ 表示，利用下列已知关系式计算它

$$\sum_{n=1}^{N-1} \phi^n \sin nx = \frac{\phi \sin x - \phi^N \sin Nx - \phi^{N-1} \sin (N-1)x}{1 - 2\phi \cos x + \phi^2}$$

假设 $\phi = e^{\frac{\pi z}{L}}$ ，得到 $r_c(x, z)$ 的表达式

$$r_c(x, z) = \pm m_b \cdot \frac{e^{\frac{\pi z}{L}} \sin \frac{\pi x}{L} - e^{\frac{\pi z}{L}} \sin \frac{\pi Nx}{L} + e^{\frac{\pi(N-1)z}{L}} \sin \frac{\pi(N-1)x}{L}}{1 - 2e^{\frac{\pi z}{L}} \cos \frac{\pi x}{L} + e^{\frac{2\pi z}{L}}}$$

由于 $e^{\frac{\pi z}{L}}$ 总是大于 1，上述表达式中分子里的后两项起着重要作用。第一项 $e^{\frac{\pi z}{L}} \sin \frac{\pi x}{L}$ 可以忽略。考虑到 $e^{\frac{\pi z}{L}} \approx e^{-\frac{\pi z}{L}}$ ，

上述表达式可以表示成如下形式

$$r_e(x, z) \approx \pm m_b \frac{\frac{\pi N z}{L}}{1 - 2e^{\frac{\pi z}{L}} \cos \frac{\pi x}{L} + e^{\frac{2\pi z}{L}}} \cdot \left(\sin \frac{\pi(N-1)x}{L} - \sin \frac{\pi Nx}{L} \right)$$

变换后

$$r_e(x, z) \approx \frac{2m_b e^{\frac{\pi z}{L}} \sin \frac{\pi x}{L}}{1 - 2e^{\frac{\pi z}{L}} \cos \frac{\pi x}{L} + e^{\frac{2\pi z}{L}}} \cos \frac{\pi(2N-1)x}{L} \quad (86)$$

关系式 (86) 与公式 (70) 比较，可以看出它们只是常量不同。因此，观测重力异常的随机误差的影响类似于傅里叶级数余项的影响，也就是说， $\Delta g(x, z)$ 向下半空间延拓时出现正弦曲线分量，其振幅呈指数增加。该分量的周期数也等于 $N/2$ 。显然，变成 $G(x, z)$ 的总梯度时，对于某一换算水平线，正弦曲线分量 $r_e(x, z)$ 变成常量 $R_e(z)$ 。

与 $R(z)$ 类似，对于 $R_e(z)$ 求得下列表达式

$$R_e(z) \approx m_b \frac{\pi N}{L} \frac{e^{\frac{\pi z}{L}} \sin \frac{\pi x}{2L}}{1 - 2e^{\frac{\pi z}{L}} \cos \frac{\pi x}{L} + e^{\frac{2\pi z}{L}}} \quad (87)$$

由于这个缘故，归一化总梯度采用如下形式

$$G_H(x, z) \approx \sqrt{\frac{G_{\Gamma, L}^2(x, z)}{G_{\text{CPR}, L}^2(z) + R^2(z) + R_e^2(z)} + \frac{R^2(z) + R_e^2(z)}{G_{\text{CPR}, L}^2(z) + R^2(z) + R_e^2(z)}} \quad (88)$$

在这个表达式中，第一项起着主要作用。但是，它的变化与不存在 $R_e(z)$ 时是不同的。不难看出，在 $R_e(z)$ 具有明显数值的条件下，与 $R(z)$ 比较， $G_H(x, z)$ 转变为极大值是在奇点位置的上面发生的，因为在这种情况下，分母增长较快（见图 20，曲线 2）。这

时 $G_H(x, z)$ 的极大值的绝对值减小(见图20, 曲线5), 因为 $G_{CP}(z)$ 较大, $G_{RN}(x, z)$ 较小。

从表达式(87)看出, $R_c(z)$ 决定于三个量值: m_b , L 和 N 。如果认为 m_b 和 L 是一定的, 那么 $R_c(z)$ 的大小只与谐波数 N 有关。 N 愈大, $R_c(z)$ 愈大; 因此, 随着 N 的增大, $G_H(x, z)$ 的极大值开始向上位移, 同时数值减小。向上位移和 $G_H(x, z)$ 极大值减小的速度决定于 m_b 的大小, 即原始数据的精度。显然, m_b 愈小, $R_c(z)$ 愈小, 它的总影响愈弱。因此, 原始数据愈精确, 计算的结果愈可靠。

减小随机干扰的背景是采用光滑或减小谐波数 N 的办法来实现的。但是, 与此同时这个途径可能导致另一极端, 即 $G_H(x, z)$ 的极大值离开奇点的位置向下移动(见图20, 曲线6), 其绝对值同时减小, $G_H(x, z)$ 异常的图形变坏。正如知道的那样, 这是减小随机干扰背景的同时, 光滑导致 $\Delta g(x, 0)$ 主曲线平滑的原因, 也是等效于激发体下降的原因。因此, $G_H(x, z)$ 的极大值可以指明下降的激发体的位置(不是真实的激发体)。 $\Delta g(x, 0)$ 曲线的平滑使导数 v_{xz} 和 v_{zz} 的绝对值减小, 因此 $G_H(x, z)$ 极大值的数值减小。

由此可见, 谐波数 N 的改变使 $G_H(x, z)$ 极大值离开奇点的实际位置, 而向上、向下移动, 同时数值减小。显然, 在给定的数值足够大的 L 情况下, 存在这样的最佳谐波数 N , 即在最佳 N 的条件下, $\Delta g(x, 0)$ 的主曲线不改变, 而随机干扰(其中包括 $R_c(z)$) 变成最小。这时 $G_H(x, z)$ 极大值具有最大的值, 其位置比较接近奇点的实际位置。

我们现在举例说明谐波数的作用(图21)。这里绘出水平圆柱体的不同谐波数的 $G_H(x, z)$ 等值线。以小数点后两位有效数字计算出 $\Delta g(x, 0)$ 的值。

从图21看出, 在谐波数从20变化到60的条件下, 通过圆柱体时 $G_H(x, z)$ 的极大值上下移动。 $N=20$, $N=30$ 时, $G_H(x, z)$ 的极大值分别为5.22和7.64。它们位于中心下面, 这与 $\Delta g(x, 0)$ 曲线

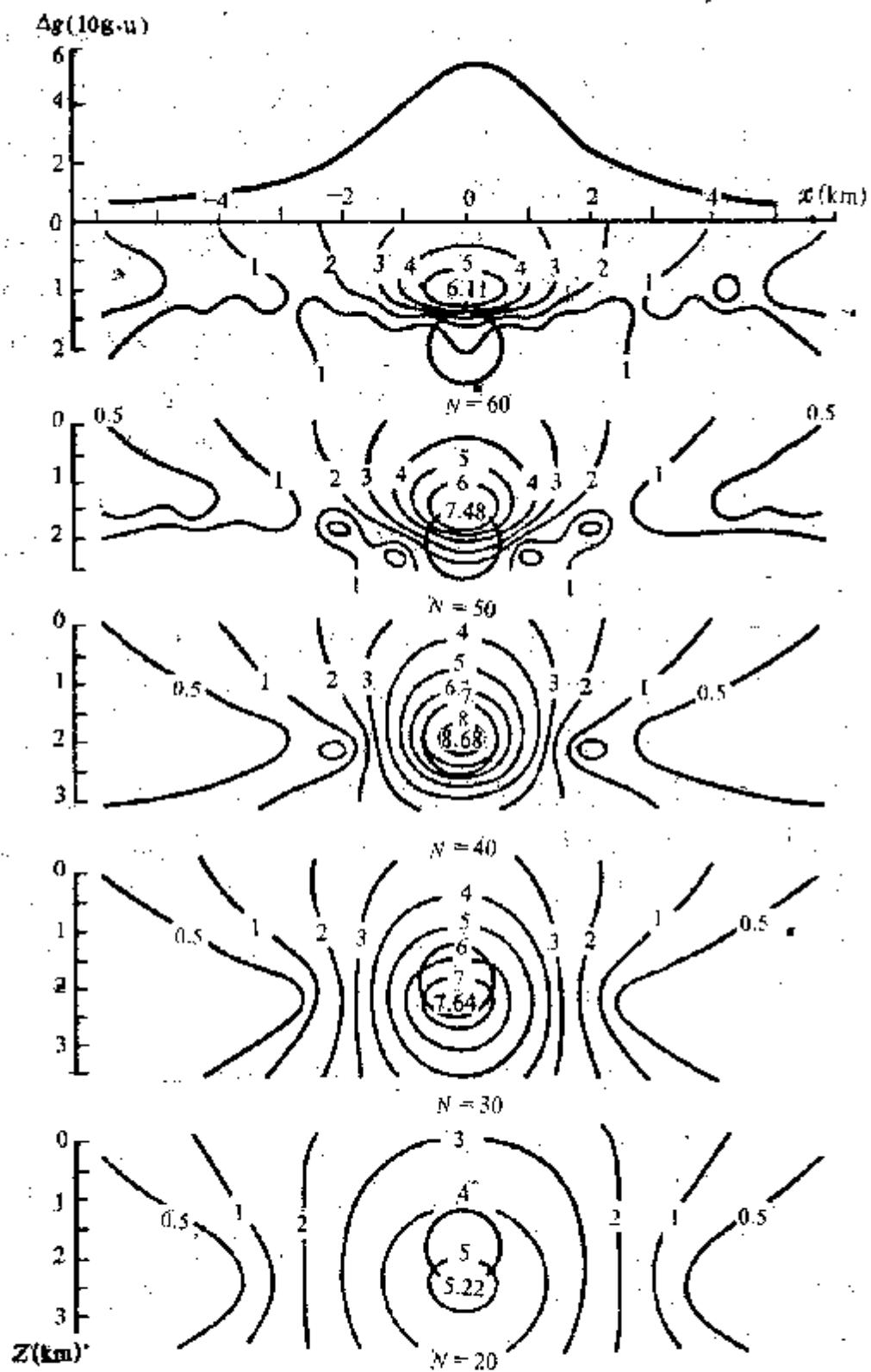


图 21 水平圆柱体的不同谐波数 N 的 $G(x,z)$ 场
中心埋藏 2 km; 半径 0.5 km; $\sigma = 1.0 \text{ g/cm}^3$; $L = 20 \text{ km}$

的明显光滑有关。

$N=40$ 时, $G_H(x, z)$ 极大值与圆柱体中心重合, 其数值最大, 达到 8.68。 $N=50$ 和 $N=60$ 时, $G_H(x, z)$ 的极大值向上移动, 绝对值减小, 分别为 7.48 和 6.11。由此可见, 这个例子中最佳谐波数为 40。

从这个例子得出应用 $G(x, z)$ 法的一个实用的法则 (或算法) 和根据计算结果确定重磁场奇点的位置的准则。这个法则在于用不同谐波数 N 计算某些水平线上的 $G_H(x, z)$, 绘制 $G_H(x, z)$ 的等值线和曲线, 以及确定 $G_H(x, z)$ 的对应重磁场奇点空间位置的最大极大值。确定奇点位置的这一原则称为极大值准则。

在某些情况下, 解释 $G_H(x, z)$ 场时, 其他准则 (尽管不太重要) 也是有很大帮助的, 如 $G_H(x, z)$ 负异常的分布, $G_H(x, z)$ 等值线的均匀性, $G_H(x, z)$ 异常的面积及形状。下面列出确定奇点的新的其他准则。

实践中经常出现划分奇点或激发体的精度与原始数据精度的关系问题。目前尚未找到任何具体的规律性, 虽然在一般的形式中这些规律十分明显。精度较低的小比例尺测量只能查明埋藏较深的巨大地质体, 大比例尺的高精度测量能查明埋藏深度不大的小地质体。经常很简单地解决了实际的探测深度问题。例如, 如果在有意义的深度上没有出现奇点, 而根据其他资料有可能找出奇点; 那么其中原因之一是原始数据的精度低。下面根据解决问题的类型具体地讨论精度问题。

与区间有限性和常量部分的省略有关的误差

我们现在讨论两种不太大的, 但是实践中要注意的误差。

与积分区间或观测剖面的有限性有关的误差 计算谐波 B_n 时, 未考虑区间范围以外的 $\Delta g(x, 0)$ 异常端点 (图 18), 因此出现某种误差。变换成谱表示式后, 非常容易地确定这种误差特征。区间 $2L$ 范围以外的 $\Delta g(x, 0)$ 异常谱用符号 $S_L(\omega)$ 表示, 显然

$$S_L(\omega) = \int_{-L}^{\infty} \Delta g(x) e^{-i\omega x} dx - \int_{-L}^{\infty} \Delta g(x) e^{-i\omega x} dx$$

现在讨论第一个积分，在其外面保留符号 $S_L(\omega)$ 。估计剩余积分时，通常采用与距离 x 或距离平方 x^2 成反比的方式来改变区间范围外的 $\Delta g(x, 0)$ 。在这种情况下，有可能使计算复杂。表示按照 $\alpha \cdot e^{-\beta x}$ 规律被改变的 $\Delta g(x, 0)$ 是比较简单和方便的。其中 α 是条件 $\Delta g_0 \approx \alpha \cdot e^{-\beta x}$ 决定的系数， β 是大小与距离成反比的系数。 β 的数值不大（约1—3）。以后， $S_L(\omega)$ 表达式采取如下形式

$$S_L(\omega) = \alpha \int_{+L}^{\infty} e^{-\beta x} e^{-i\omega x} dx = \frac{\alpha}{\beta + i\omega} e^{-\beta L} e^{-i\omega L}$$

分离变量和采用模数后，得到

$$S_L(\omega) = \frac{\alpha e^{-\beta L}}{\sqrt{\beta^2 + \omega^2}} \quad (89)$$

由于 $S_L(\omega)$ 与 B_n 相似， ω 与 n 相似；从该表达式得出非常重要的结论。 $S_L(\omega)$ 值是计算谐波 B_n 的误差，与其误差的区别在于随着 n 的增大，其值减小。误差与 n 无关。因此， L 超过 $H/5$ 倍时（在这种情况下 L 是区间长的一半），所讨论的误差影响是不大的。这从公式 (89) 很容易得出。

省略 Δg_0 的常量部分带来的误差（图18），这种误差用符号 ξ_b 表示，它等于

$$\xi_b = \frac{2}{L} \int_0^L \Delta g_0 \sin \frac{\pi n x}{L} dx = -\frac{2 \Delta g_0}{\pi n} (\cos \pi n - 1)$$

对于奇数 n ， $(\cos \pi n - 1) = -2$ ；对于偶数 n ，它等于零。因此

$$\xi_b = \frac{4 \Delta g_0}{\pi n} \quad (90)$$

由此可见，在这种情况下，随着谐波数的增大， ξ_b 减小。在相应的 L 的情况下，所讨论的误差影响不大。

第四节 某些规则体的 $G_H(x, z)$ 场实例

为了较全面了解总梯度法的可能性和不足之处，我们列出不同规则体的 $G_H(x, z)$ 场的一些实例。将根据梯形公式计算谐波。

两个水平圆柱体（图22），图中分布的两个圆柱体的 $\Delta g(x, 0)$ 曲线有一个极大值，它精确地位于两个圆柱体中间。根据未事先处理的 $\Delta g(x, 0)$ 曲线，不难判断 $\Delta g(x, 0)$ 的主要异常源。在 V_m 曲线上，特别是在 $G_H(x, 0)$ 曲线上出现两个极大值，虽然不太明显。对不够大的数 $N=10$ 、最佳数 $N=40$ 及过大的数 $N=50$ 所计算的 $G_H(x, z)$ 场给出其他信息。 $N=10$ 时，在深度 3 km 处出现一个 $G_H(x, z)$ 极大值，其值为 2.4。 $N=40$ 时，保持两个 $G_H(x, z)$ 极大值，但其数值减小，等值线 4 消失。根据极大值及其他准则，可以认为 $N=40$ 时的 $G_H(x, z)$ 极大值接近相对应的奇点位置。由此可见，在没有重力异常源的任何信息情况下，总梯度法能可靠地确定， $\Delta g(x, 0)$ 异常有两个埋藏深度及距离都为 2 km 的主要异常源。

为了对比 $G_H(x, z)$ 场，图23绘出 $N=40$ 时，与图22相同的两个圆柱体的 $\Delta g(x, z)$ 场。在上部即圆柱体中心深度以上，它近似对应 $\Delta g(x, z)$ 的实际分布。中心水平面以下，出现了包含在柱状带里的 $\Delta g(x, z)$ 负值。柱状带的出现作为场断开的界线（图中虚线）。它给出激发体埋藏深度的概念。但是需要注意，在这种情况下，其位置对应着根据 $G_H(x, z)$ 极大值特征确定的最佳谐波数。在其他谐波数时，断开的界线在其他位置。至于激发体的数目，也能非常可靠地确定。

垂直圆柱体。从金属矿地球物理及填图等观点来看，这个例子很有意义，而且它属于三维情况。用标准方法计算了该例子。上顶面深度 $H = 2$ km，下底面无限延伸。从换算的 $G_H(x, z)$ 场看出， $G_H(x, z)$ ($N=40$) 的主极大值几乎精确地与圆柱体的上顶面重合。

水平物质带（图25）。 $G_H(x, z)$ 场中出现两个 $G_H(x, z)$ 极大值，证明存在与物质带端点重合的两个奇点。 $G_H(x, z)$ 的最大值位于物质带端点的稍下方。

水平物质半平面（图26）。研究这种情况是非常困难的，因为 $\Delta g(x, 0)$ 曲线的两端趋于零， $\Delta g(x, 0)$ 曲线形状发生畸变，从

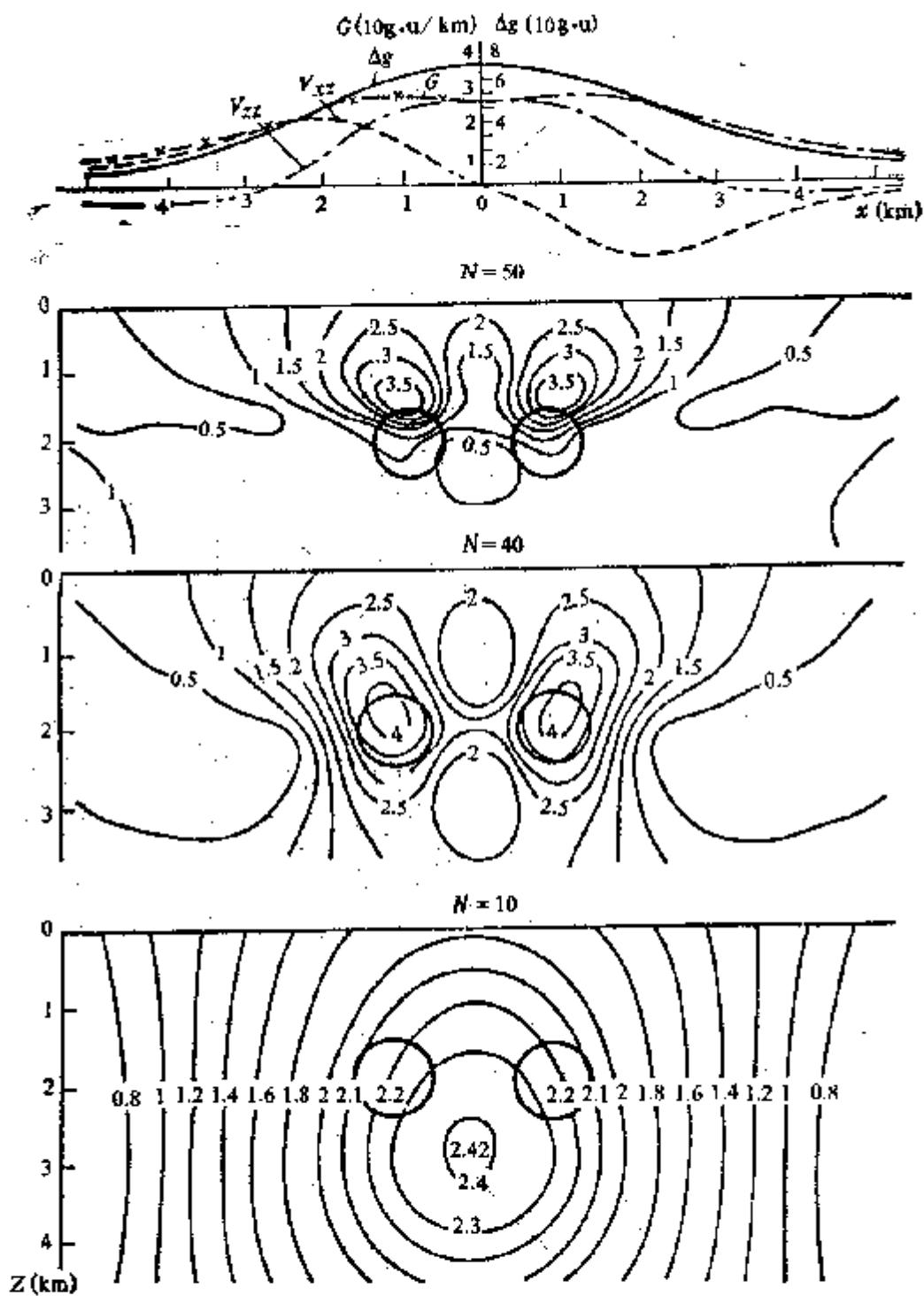


图 22 两个圆柱体的 $\Delta g(x, 0)$, V_{xz} , V_{zz} , $G(x, 0)$ 曲线及 $G_H(x, z)$ 场
圆柱体埋深 2 km; 中心之间的水平距离 2 km; $L_z = 20$ km

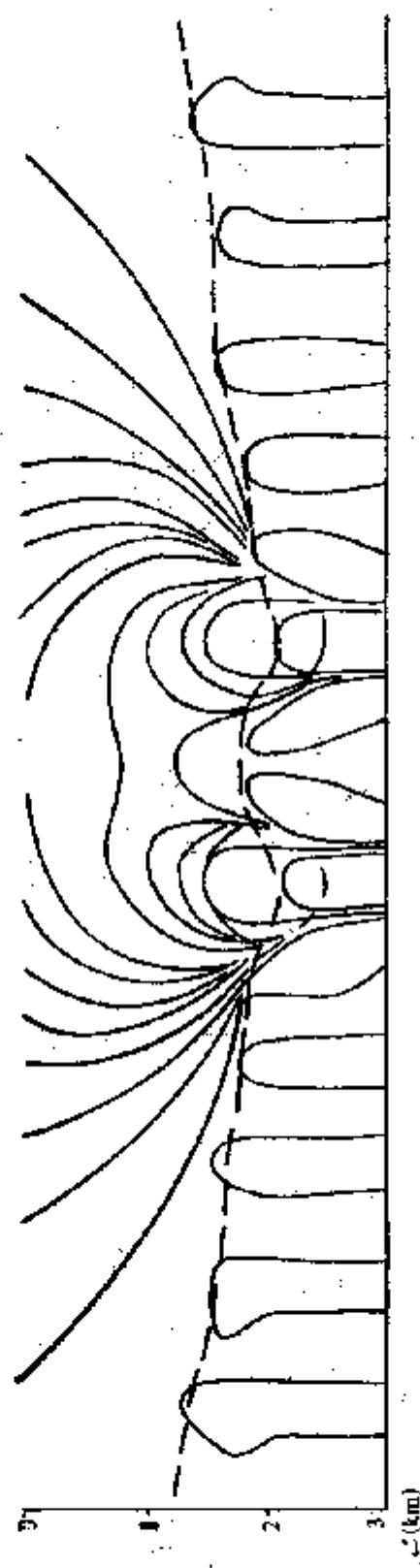


图 28 两个圆柱体的 $\Delta g(x, z)$ 场
圆柱体埋深 2 km, 中心距离 2 km; $N = 40$

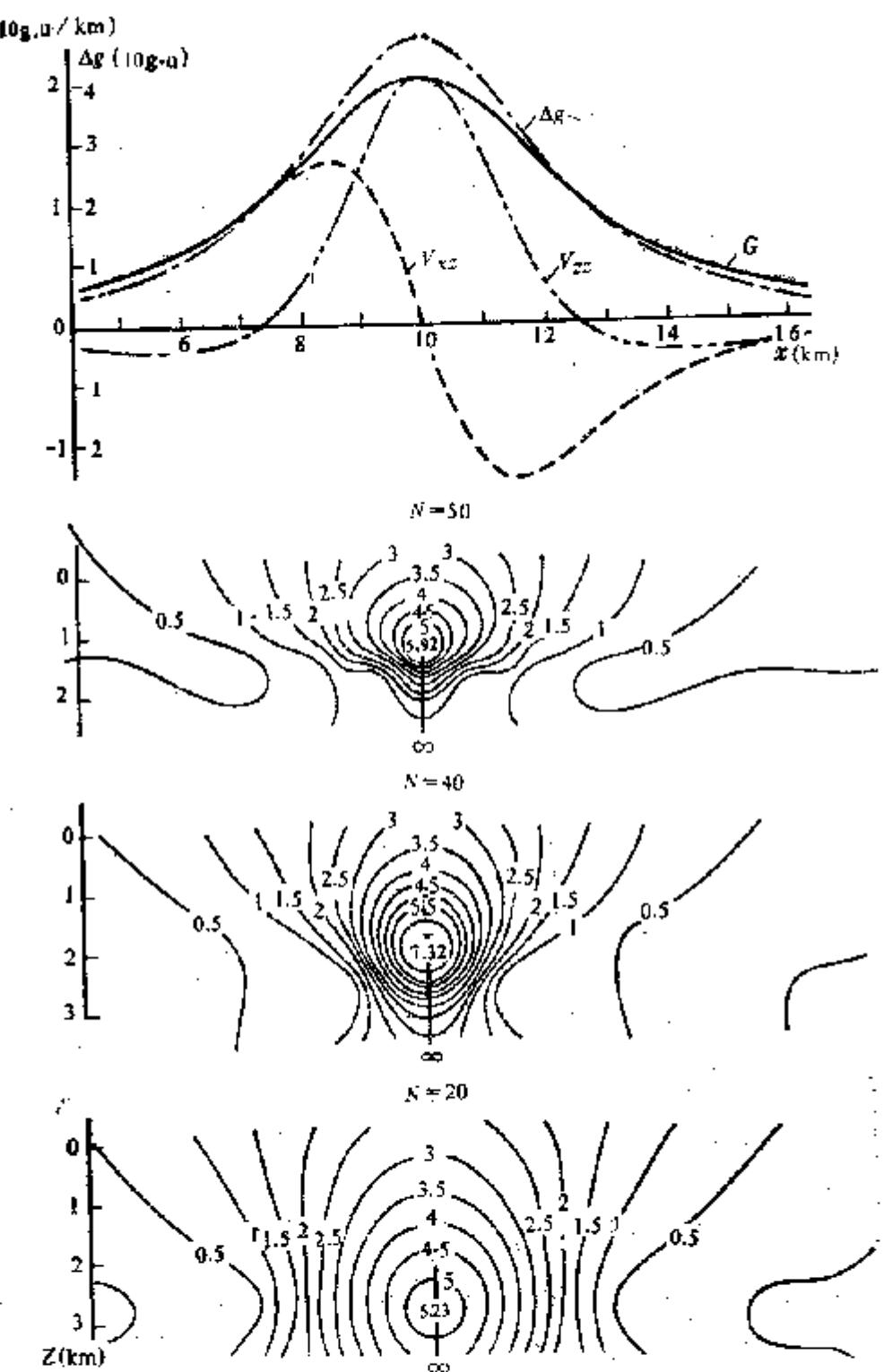


图 34 下底面无限延伸的垂直圆柱体的 $\Delta g(x, 0)$ 、 V_{xx} 、 V_{zz} 、 $G(x, 0)$ 曲线及 $G_B(x, z)$ 场
上顶面埋深 2 km; $L = 20$ km

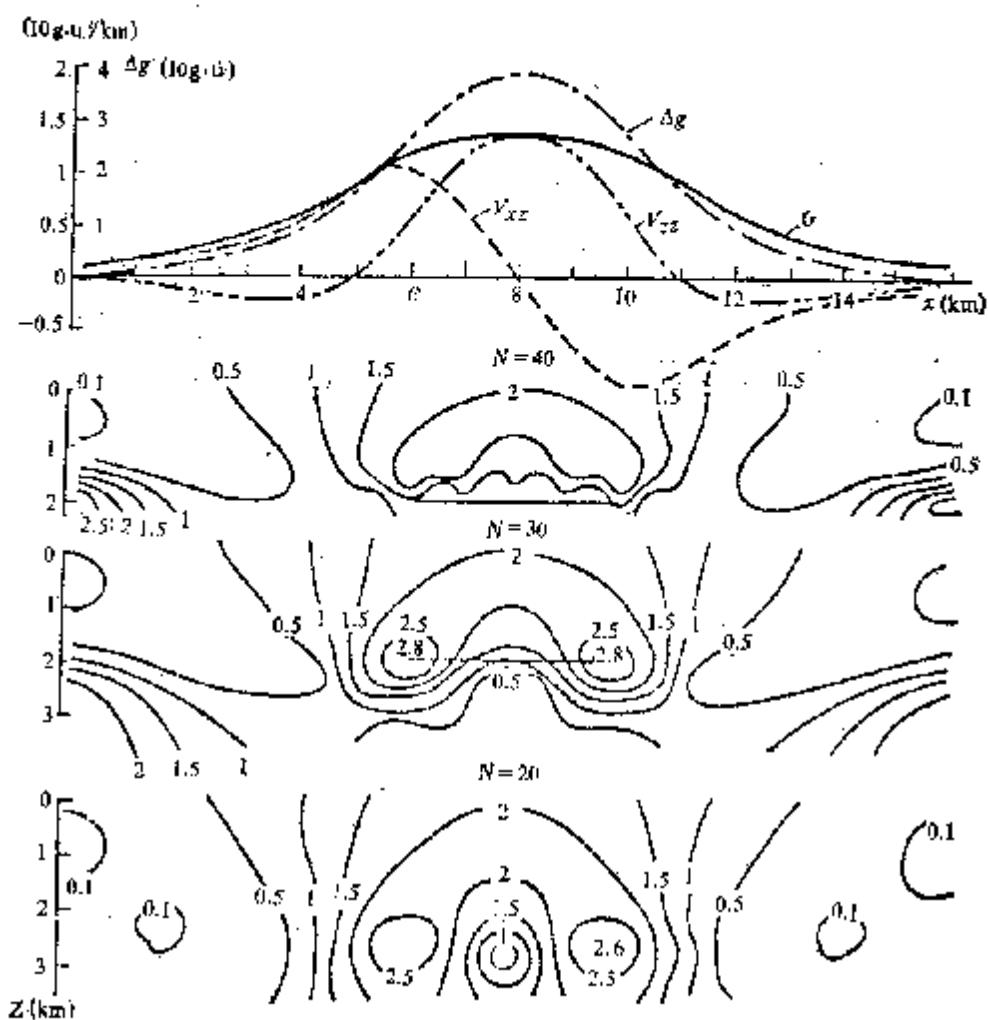


图 25 水平物质带的 $\Delta g(x, 0)$, V_{xx} , V_{zz} , $G(x, 0)$ 曲线及 $G(x, z)$ 场
带的宽度 4 km; 埋深 2 km; $L = 16$ km

图26可以部分地看出这一点。畸变反映在 $G_H(x, z)$ 场的形状和变化上。正如看到的那样, $N=30$ 时得到 $G_H(x, z)$ 极大值的最大值, 虽然这个极大值位于半平面边缘以下 0.4—0.5 km ($H=2$ km), 奇点基本上位于这里。由此可见, 在这种情况下, $G_H(x, z)$ 极大值准则导致确定奇点位置的误差。但是, 这种误差可以减小, 因为根据 $\Delta g(x, 0)$ 的实测曲线形状可以估计激发体的形状, 这并没有特殊的困难。根据这个例子, 对确定奇点位置的结果能进行相应的校正。

垂直平面内两个圆柱体。这种情况有非常大的实际意义, 因

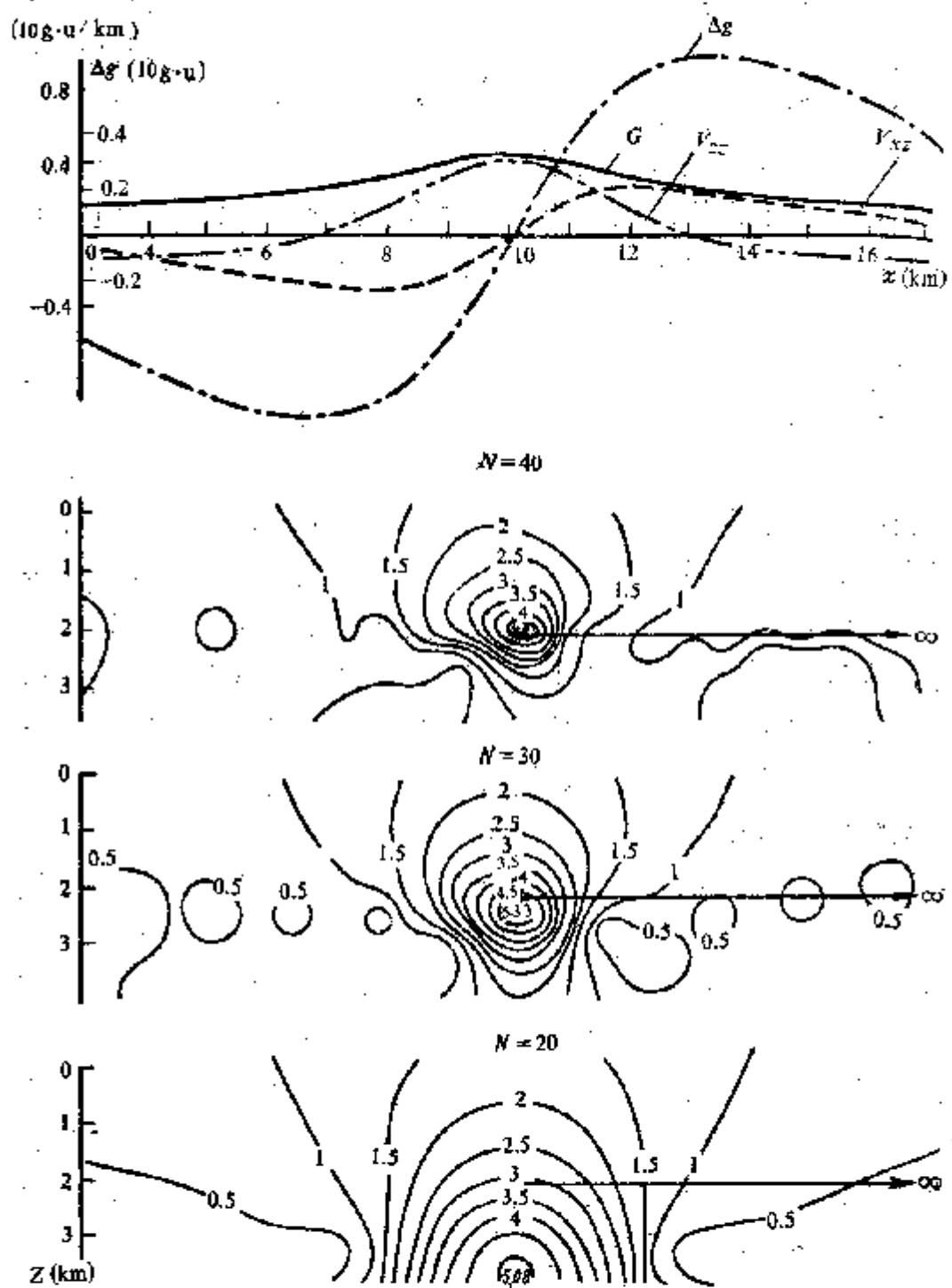


图 26 水平物质半平面的 $\Delta g(x, 0)$ 、 V_{xx} 、 V_{zz} 、 $G(x, 0)$ 曲线及
 $G_{tt}(x, z)$ 场
 埋深 2 km; $L = 20$ km

为在不止一次指明的地质断面中，一般存在不同大小、形状和分布的许多激发体。当一个激发体在另一个激发体下面时，解释是比较困难的。关于这种情况下的 $G_H(x, z)$ 场的特征，图27的例子给出一定的概念。图中沿轴绘出顺着垂直线分布的不同半径两个圆柱体的 $G_H(0, z)$ 曲线。根据对不同 N 值计算出的 $G_H(0, z)$ 曲线的分析，得出这样的结论，即在圆柱体（或奇点）的这样组合的情况下，下面的圆柱体不能被发现。至于上面的圆柱体，其位置一般能非常可靠地确定。

但是，这个例子并不意味着，总梯度法不能用来查明下面的奇点。只是由于极大值原理不够有效，而并非方法本身不成。分析 $G_H(0, z)$ 极大值曲线后可以看出，对应下面的圆柱体，在这条曲线上出现一个弯曲，虽然不十分清楚。这种情况与谐波之间的间隔大有关。在间隔小的情况下， $G_H(0, z)$ 曲线中的这种弯曲表现得比较清楚。在许多情况下，这个方法被成功地应用于实际中。此外，应当指出，对于区分上述例子来说是非常复杂的，虽然异常形成体引起了性质均匀的异常。在另一种情况下，特别是在形成另一种异常特征的情况下，总梯度法可以沿垂直线划分奇点，大量实际例子证明了这一点，下面列举其中之一。

使用 Филон 法，由系数 B_n^t 计算出密度不同的三个组合棱柱体的重力效应和归一化总梯度，这个例子示于图28。正如看到的那样， Δg 曲线不太明显。据此很难判断激发体的存在。根据 $G_H(x, z)$ 极大值明显地判断出垂直界而在平面上的位置及穿过棱柱体中间的直线的深度。应当看到， $G_H(x, z)$ 的封闭异常是很明显的，其极大值很大。而根据由梯形公式计算出的系数 B_n^T 所得到的结果不太明显，而且 $G_H(x, z)$ 极大值分布在平均线以下，但离开不太大。这一问题所积累的资料证实，虽然用 Филон 公式的计算比较复杂，但用系数 B_n^t 计算的精度改善近两倍。目前由于出现了比较完善的计算机，建议广泛地应用 Филон 法计算系数 B_n^t 。但是应当注意，目前应用 Филон 法的经验不多，因此起初应当利用梯形公式。

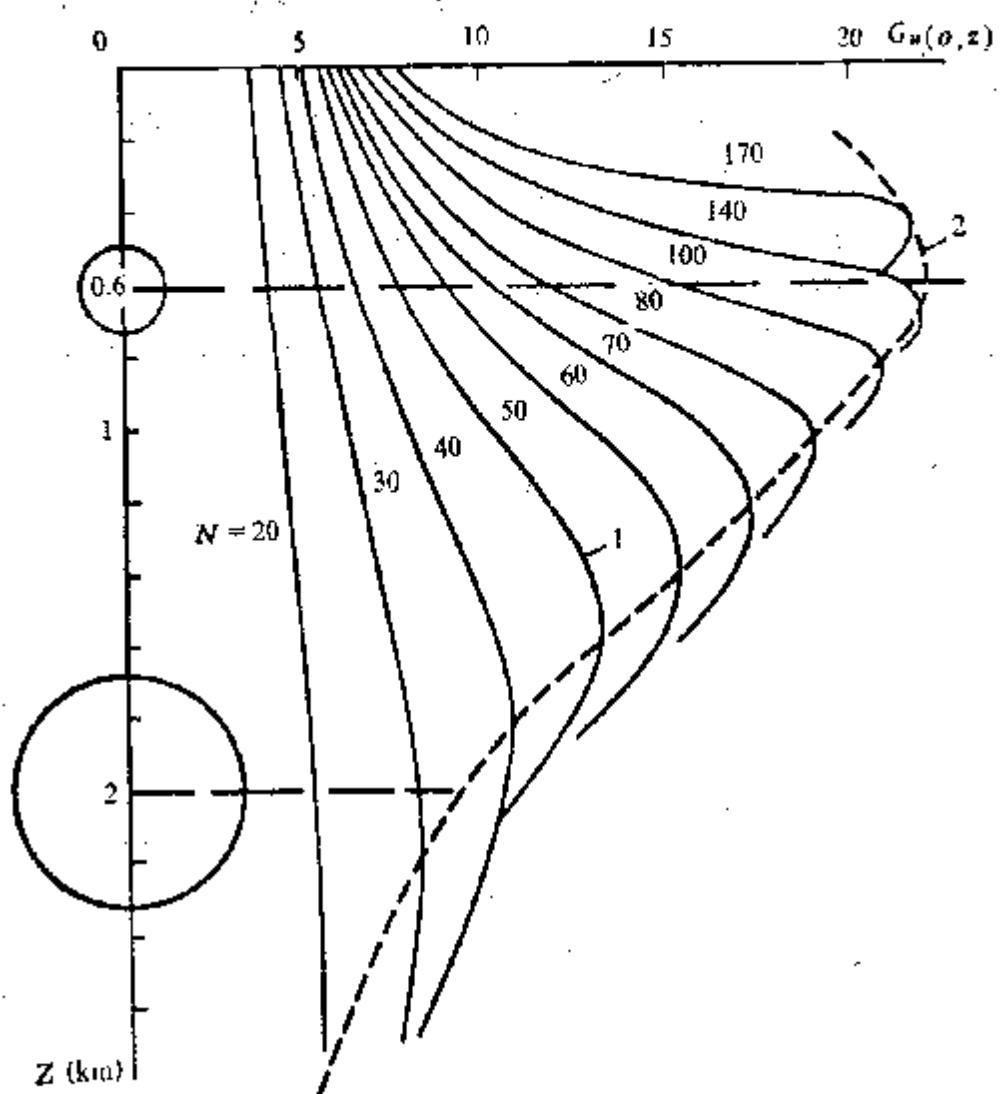


图 27 沿垂直线分布的两个水平圆柱体不同 N 的 $G_H(0, z)$ 曲线和 $G_H(0, z)$ 极大值曲线（虚线）
上面圆柱体埋深 0.6 km ($R_1 = 150$ m); 下面圆柱体埋深 2 km ($R_2 = 500$ m)

第五节 B.H.Страхов对总梯度的改进

正如已指出的那样, B. H. Страхов 重点研究了总梯度法的理论基础, 并对其加以进一步的发展。根据解析函数理论, 他从另一观点证明, 函数 $G_H(x, z)$ 在奇点周围达到最大值, 还查明了 $G_H(x, z)$ 延拓过程的许多其他特点。文献[23]和其他著作详细地叙述了这些成果。但是, 由于数学的复杂性, 我们不能详细研究

它。主要讨论总梯度的改进，因为它有实际意义。这个改进是以有限幂指数型整解析函数来构造的。所有的构造是在复数域内进行的， $0z$ 轴向上， $0x$ 轴向右。 S 点的复数坐标为 $x+iz$ 。用符号 $W(S)=U(x, z)+iV(x, z)$ 表示某一半平面 $z>-H$ 内的解析函数。在直线 $z=-H$ 上至少存在一个奇点 $W(S)$ 。

在重力场情况下，函数 $g_z(x, z)$ (重力场强度的垂直分量)和 $g_x(x, z)$ (重力场强度的水平分量)作为函数 $U(x, z)$ 和 $V(x, z)$ 出现的。众所周知，如果只有一个分量如 g_z (或 Δg)，那么解析函数 $W(S)$ 可能被构造。在磁场情况下， ΔZ (磁场强度的垂直分量)

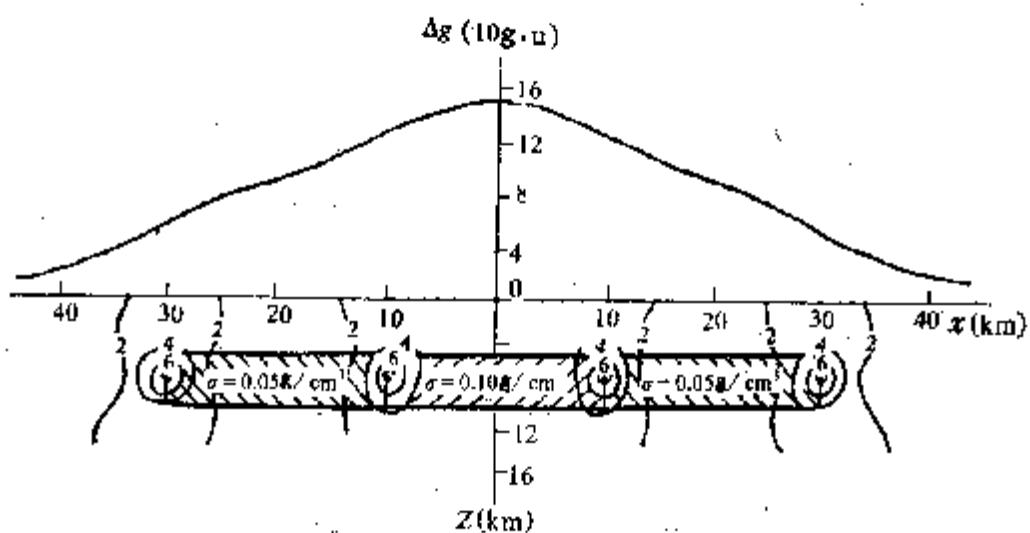


图 28 不同密度的三个组合直角棱柱体的 $\Delta g(x, 0)$ 曲线及利用系数 B_n^k 计算出的 $G_h(x, z)$ 场
(B_n^k 由Фалон法求得)

和 ΔX (磁场强度的水平分量)作为函数 $U(x, z)$ 和 $V(x, z)$ 出现的。对域 $z>-H$ 内的函数 $W(S)$ ，增加如下条件

$$\int_{-\infty}^{\infty} |W(x+iz)|^2 dx < \infty \quad (91)$$

假定 $F(t)$ 是 $W(x)$ 的傅里叶变换或其复谱，

$$F(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} W(x) e^{-ixt} dx = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, 0) e^{-ixt} dx \\ = 2 \Phi(t) \quad (92)$$

并进一步引入函数

$$W_\lambda(S) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\lambda F(t) e^{-itS} dt \quad (93)$$

$$W_\lambda^*(S) = W_\lambda(S) e^{-i\lambda S} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\lambda F(\lambda-t) e^{-itS} dt \quad (94)$$

函数 $W_\lambda(S)$ 和 $W_\lambda^*(S)$ 表示有限幕 λ 的指型整解析函数。根据这两个函数构造归一化函数 $S_\lambda(x, z)$, 有双重表示式:

$$S_\lambda(x, z) = \frac{|W_\lambda(x+iz)|^2}{\|W_\lambda(x+iz)\|_{L_2}^2} = \frac{|W_\lambda(x+iz)|^2}{\int_0^\lambda |F(t)|^2 e^{-2xt} dt} \quad (95)$$

$$S_\lambda(x, z) = \frac{|W_\lambda^*(x+iz)|^2}{\|W_\lambda^*(x+iz)\|_{L_2}^2} = \frac{|W_\lambda^*(x+iz)|^2}{\int_0^\lambda |F(\lambda-t)|^2 e^{2xt} dt} \quad (96)$$

可认为 $S_\lambda(x, z)$ 的这些表达式是相同的。文献[23]中所列出的具体计算只适用于公式 (96)。

函数 $S_\lambda(x, z)$ 也是总梯度 $G_H(x, z)$ 的一个新改进。它基本上类似于 $G_H(x, z)$, 但是还有某些差别。首先 $S_\lambda(x, z)$ 是根据原始函数的模数来构造的, 而 $G_H(x, z)$ 一般是根据导数来构造的。类似的结构即公式 (96) 是在总梯度法中产生的, 并且它与主要结构同时出现的, 但未得到推广。在许多情况下, 得到成功的应用, 例如处理磁测资料。

表达式 (95)、(96) 中分子的归一化是根据 L_2 空间模实现的, 即

$$\|W_\lambda(S)\|_{L_2} = \left(\int_{-\infty}^{\infty} |W_\lambda(S)|^2 dx \right)^{1/2} \quad (97)$$

$$\|W_\lambda^*(S)\|_{L_2} = \left(\int_{-\infty}^{\infty} |W_\lambda^*(x+iz)|^2 dx \right)^{1/2} \quad (98)$$

在函数 $G_H(x, z)$ 的情况下, 归一化实质上是根据 L_1 空间模进行的, 虽然近来也用其他归一化方法。实现表达式 (96) 的具体计算方法如下。

根据近似梯形公式计算函数 $U(x, 0)$ 谱:

$$\Phi(t) = \int_{-M\Delta x}^{M\Delta x} U(x, 0) e^{-ixt} dx \approx \frac{\Delta x}{\sqrt{2\pi}} \sum_{j=-M}^M U(j\Delta x, 0) e^{-ij\Delta xt} \quad (99)$$

式中, $2M$ —— 给定函数 $U(x, 0)$ 的点数; Δx —— 点距或给定 $U(x, 0)$ 的间隔。我们看出, 对于有限的 $U(x, 0)$, 公式(99)中的系数等于 $\frac{1}{2}$, 对于剩余的 $U(x, 0)$, 等于 1。

对于 $t = t_m = m\Delta t$ 值, 完成了计算, 其中 $m = 0, 1, \dots, P$; $\Delta t(\pi/\Delta x)/P$ 。数 P 取作 300。 $W_1^*(S)$ 的计算公式有如下形式:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} W_1^*(x_j + iz_m) &\approx \frac{2\Delta t}{\sqrt{2\pi}} \left[\sum_{\nu=0}^{P_\lambda} \operatorname{Re} \Phi(\lambda - \nu\Delta t) e^{\nu\Delta t z_m} \cos x_j \nu \Delta t \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\nu=0}^{P_\lambda} \operatorname{Im} \Phi(\lambda - \nu\Delta t) e^{\nu\Delta t z_m} \sin x_j \nu \Delta t \right] \end{aligned} \quad (100)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} W_1^*(x_j + iz_m) &\approx \frac{2\Delta t}{\sqrt{2\pi}} \left[\sum_{\nu=0}^{P_\lambda} \operatorname{Im} \Phi(\lambda - \nu\Delta t) e^{\nu\Delta t z_m} \cos x_j \nu \Delta t \right. \\ &\quad \left. + \sum_{\nu=0}^{P_\lambda} \operatorname{Re} \Phi(\lambda - \nu\Delta t) e^{\nu\Delta t z_m} \sin x_j \nu \Delta t \right] \end{aligned} \quad (101)$$

其中 $P_\lambda = (\lambda/\Delta t)$ 。

实际计算中, λ 值序列的选择具有重要意义。在一般情况下, 选择决定于第一个奇点的深度 H 。证明最大值为 $\lambda_{\max} \approx 2\pi/H$ 。实际上 H 值近似地知道, 其误差达 200%。在 $0 \sim \lambda_{\max}$ 间隔中, λ 值取 8—10 是足够的。在文献 [23] 中, 利用如下序列: $\lambda_1 = \pi/16H$; $\lambda_2 = \pi/8H$; $\lambda_3 = \pi/4H$; $\lambda_4 = 3\pi/4H$; $\lambda_5 = \pi/H$; $\lambda_6 = 5\pi/4H$; $\lambda_7 = 3\pi/H$; $\lambda_8 = 2\pi/H$ 。随着 $G_H(x, z)$ 方法中表示类似量 N 的 λ 值的不同, 函数 $S_\lambda(x, z)$ 极值的大小和位置发生变化。因此, 出现了根据求得的 $S_\lambda(x, z)$ 值确定奇点坐标的问题。首先我们看出, 这里也存在极大值准则或自动调焦准则。B. H. Страхов 建议进一步改进这个准则, 他把改进的准则称为极值轨迹分析, 其本质如下。假定 $x(\lambda)$ 和 $z(\lambda)$ 是 $S_\lambda(x, z)$ 随着 λ

不同而改变位置的某一极大值坐标。 $S_\lambda(x, z)$ 的极大值本身看作是变量的某一流动的点质量，而 λ 看作是时间。可以认为，与奇点最明显有关的 $S_\lambda(x, z)$ 极大值对应质点运动的“准稳定”点，这些点的速度、动能、运动量最小及质量不大。为了实现这个原理，在 $S_\lambda(x, z)$ 极大值周围沿密集的网格计算出这个函数的数是必要的。此外，需要计算一系列辅助函数：

$$|V(\lambda)| = \sqrt{\left[\frac{dx(\lambda)}{d\lambda}\right]^2 + \left[\frac{dz(\lambda)}{d\lambda}\right]^2}$$

$$E(\lambda) = \frac{1}{2} M(\lambda) |V(\lambda)|^2 \quad P(\lambda) = M(\lambda) |V(\lambda)| \quad (102)$$

式中， $M(\lambda)$ —— $S_\lambda(x, z)$ 极大值的数值或流动点的质量， $V(\lambda)$ ——点的“速度”； $P(\lambda)$ ——点的“运动量”。

实践中，为了实现轨迹分析，首先绘制 $M(\lambda)$ ， $x(\lambda)$ ， $z(\lambda)$ 曲线；然后在其基础上，绘制 $V(\lambda)$ ， $E(\lambda)$ 和 $P(\lambda)$ 曲线。根据这些曲线，求取上述量的最大值对应的 λ 值，同时把它们看作是最佳的。而对应它们的 $S_\lambda(x, z)$ 值认为是奇点的坐标。文献 [23] 中列举了金属矿地球物理的理论和实际的例子，证实这个方法是很有远景的。没有石油地球物理的例子，因此目前不能判断在该领域的远景。

第六节 油气田的普查

众所周知，在这个领域里总梯度法的试验和研究最多。从上面看出，它用来查明油气远景构造及直接普查油气藏。后者已得到广泛的应用。因此，重点讨论直接普查问题。

产油和非产油构造的简单模型作为最初总梯度法解决直接普查问题的理论基础（图29）。这个模型是断面为背斜形状的二维体。对于大多数构造及拱顶型油气田，背斜形状是有代表性的。背斜上部的划细线部分（密度降低）表示这种情况的油气藏。这种模型的重力场特点是，在总重力曲线上实际上不会出现形状明显的油气藏异常（相对极小值）。油气藏异常甚至可以达到十几

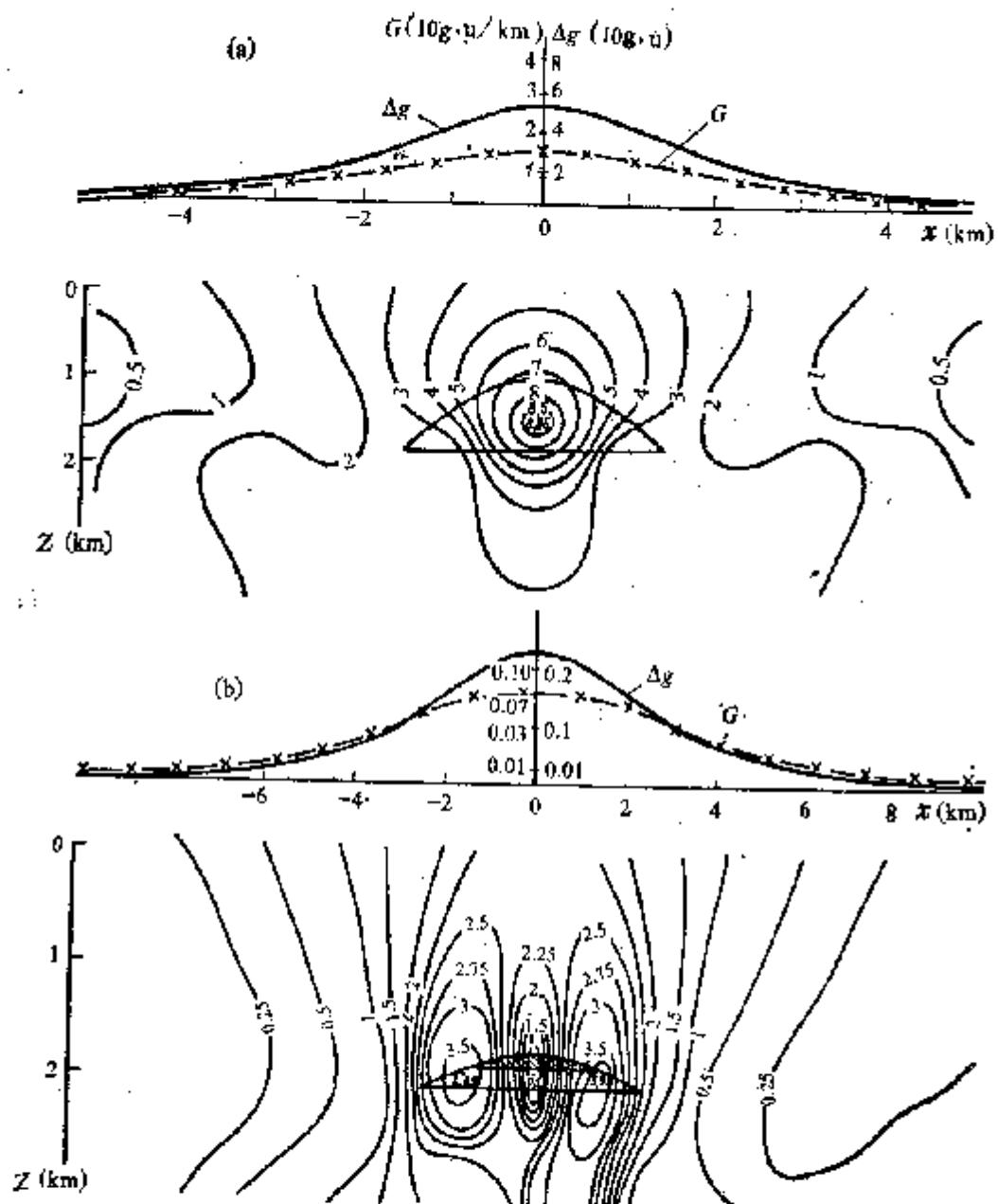


图 29 代表非产油构造的均匀密度体 (a) 和代表油气田的非均匀密度体 (b) 在垂直平面内 $\Delta g(x, 0)$ 、 $G(x, 0)$ 曲线及 $G(x, z)$ 场
非均匀体的划细线部分表示密度降低

一个 $g \cdot u$ 。其原因是油气藏的形状与其所在构造的形状相似，因此它们的异常也相似，差别只是在幅度上。由于这个缘故，总场基本上具有幅度占优势的某一分量的形状。一般来说，它是构造产

生的分量；上述情况就是这样。

正如看到的那样，两条 Δg 曲线的形状实际上彼此无差别。但是，它们的总梯度法处理结果有明显差异。对于均匀构造（图 29a）， $G_{II}(x, z)$ 场有一个极大值，证明在构造截面的中心存在一个奇点。对于非均匀构造（图 29b）， $G_H(x, z)$ 出现两个极大值，证明在构造边缘存在两个奇点。在两个极大值之间有一个相对的极小值，极小值的中心位于油气藏范围内。在背斜形状或接近背斜形状的 Δg 曲线附近，有一个 $G_{II}(x, z)$ 极大值或一个奇点。这可以作为最简单情况下即存在一个密度界面情况下的构造特征。

在形状上相当于背斜构造的 Δg 曲线附近，有两个 $G_H(x, z)$ 极大值或两个奇点，这可以作为构造中存在非均匀型油气藏的特征或含油气性的准则。但是，正如看到的那样（图 1），油气田的实际地质断面中的密度分布比所研究的模型要复杂得多。在断面中一般有几个稳定的密度界面，其中最明显的常常是基底表面。在这种情况下， $G_H(x, z)$ 极大值沿深度分布的形式是不同的。这给地质解释带来困难，也就是说，给确定某一界面的关系带来困难。同时，实践中有这样的情况，即谐波数 N 改变时， $G_H(x, z)$ 曲线有几个几乎与某些界面重合的极大值，从而能够完成密度界面的划分。这些将在下面详细叙述。

已经看出，在构造顶部沿某些水平面经常出现软化。这个因素导致十几个 g, u 的相对负异常的出现。它超过了构造的正效应，因此在构造上方出现重力极小值（见图 2）。在另外一种情况下，软化响应在形状和数值上接近非油气藏响应。由层状高压力（ABΠΔ）引起的响应与这些响应相似，虽然对它研究得较差。软化的影响使 $G_{II}(x, z)$ 场中的奇点分布接近非油气构造的分布。图 30 绘出四种理论模型：均匀构造（a）；含油气藏的均匀构造（b）；顶部软化的构造（c）；含顶部软化和油气藏的构造（d）。d 的油气藏厚度小于 b 的油气藏。构造底界的深度为 4.2 km。我们看出，它们的 $G_H(x, z)$ 场明显不同，虽然 Δg 曲线形状彼此接近。

后三种情况具有特殊的意义，其实第一种情况是为了对比及检验而绘出的。

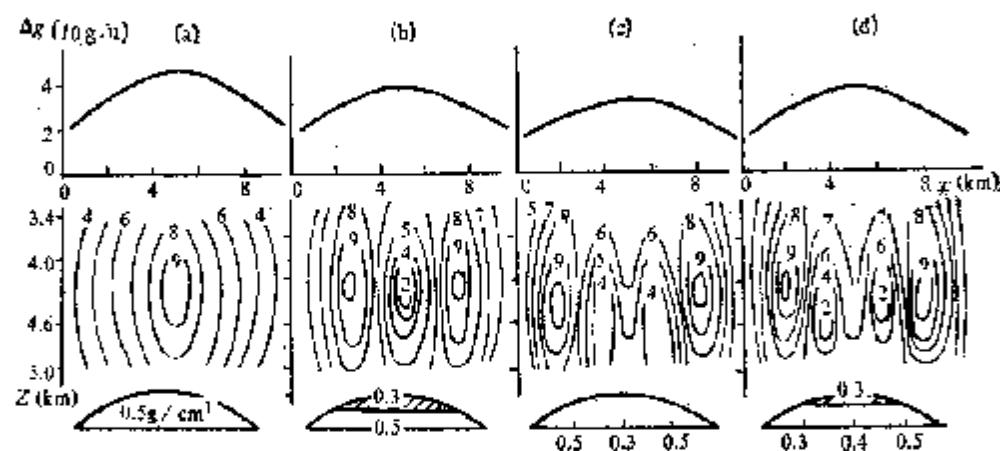


图 30 理论模型的 $\Delta g(x, 0)$ 曲线和 $G_H(x, z)$ 场

(a) 一均匀构造, $\sigma = 0.5 \text{ g/cm}^3$, 宽度8km, 高度600m; (b) 一含油气藏的构造, $\sigma_s = 0.3 \text{ g/cm}^3$, 厚度300m; (c) 一含软化的构造, 两翼密度 0.5 g/cm^3 , 顶部密度 0.3 g/cm^3 ; (d) 一含油气藏和软化的构造, 油气藏密度 $\sigma_s = 0.3 \text{ g/cm}^3$, 厚度 100m, 两翼软化部位的密度 0.5 g/cm^3 , 顶部密度 0.4 g/cm^3

对比含油气藏的构造 (b) 和含软化的构造 (c) 后, 可以看出, 它们具有一定的相似性。沿构造的两个边缘看到两个极大值, 但是模型 c 的极大值的分开距离比模型 b 大。模型 b 在极大值之间有一个极小值, 而模型 c 有两个被不大的极大值分开的极小值。这两个极小值基本上可以作为软化的指示。实际情况是比较复杂的, 这两种情况 (b, c) 难以区分。对于含软化和油气藏的构造 (d), 其 $G_H(x, z)$ 场的特征接近模型 c 的场。由此可见, 软化的影响明显地使油气藏异常的发现变得复杂。但是, 凸形的 Δg 异常附近存在两个 $G_H(x, z)$ 的极大值或两个奇点; 比起存在一个极大值或一个奇点的情况, 在含油气方面更有远景。

下述的因素即非均匀的近垂直带在 $G_H(x, z)$ 场中得到反映 (见图1)。正如看到的那样, 这两个非均匀的近垂直带沿构造边缘分布, 穿过所有沉积地层, 其重力响应一般不太, 约之几 $\text{g}\cdot\text{u}$ 。它在重力场中出现的特点暂时尚未弄清。很久以前就发现, 在用不同 N 计算出的 $G_H(x, z)$ 场中, 沿构造边缘经常出现垂直的极

大值串。它从油气藏或更往下，一直到达断面的顶部。它们的绝对值变化很小。对 $G_H(x, z)$ 极大值的这种特点长期未得到解释，因为最合适的原因是油气藏，在油气藏两侧边缘带上会出现极值或者 $G_H(x, z)$ 极大值曲线的转折。但是，对于理论模型和实际条件来说，物质的逐渐沉积在一定程度上能够说明这种现象的一定概念。图38绘出截面为矩形、密度不同的（0.03和-0.03 g/cm³）两个二维体的理论例子。这个例子最初是为了论证应用总梯度法研究地壳断块构造而完成的。但是，它对解释上述情况是很有用的，因为可以认为不均匀带也是由密度增高带和降低带组成的，虽然不能明显地划分出界线，特别是外侧界线。

$G_H(x, z)$ 极大值沿二维体各面的内侧和外侧移动，数值上几乎不变，离开各面后开始明显减小，并且内侧极大值串的数值的绝对水平比外侧大两倍。这些就是该例子的典型特点。二维体与外侧的密度分界线不太清楚或密度变化平缓时，在 $G_H(x, z)$ 场中只有一个内侧极大值串，形状与图38相同。然而，这样的图形也出现在沿实际构造边缘的 $G_H(x, z)$ 场中。图31绘出 Жетыбай 油气田的已知实例。参考文献[3,5]中不止一次地叙述了这个例子，并看作是实践中应用总梯度法的好例子之一。沿穿过油气田中部的剖面的 $G_H(x, z)$ 场中， $N=30$ 时，在油气藏范围内出现非常典型的 $G_H(x, z)$ 值的分布图形，这一图形相当于图29。可是在油气藏边缘出现 $G_H(x, z)$ 极大值，其间存在极小值。 $N=30$ 时，在场的左面也看到这种图形。据此预测存在新的油气藏，以后被钻探证实，发现了新的南Жетыбай 油田。

同时由图31看出，谐波数 $N=20, 40, 60$ 时， $G_H(x, z)$ 的极大值沿垂直方向，分布在油气藏的下面和上面。其数值几乎不变。根据地质资料，在研究 36 个钻孔的 1 000 块标本的基础上确定，油气藏上方的构造四周是裂隙度增大的碳酸盐-泥质岩石。因此，有根据地认为，在这种情况下，沿构造边缘的极大值串反映了油气藏及岩石垂直不均匀带的影响。

在 $G_H(x, z)$ 场中得到反映的下列因素与断面的近地表部分

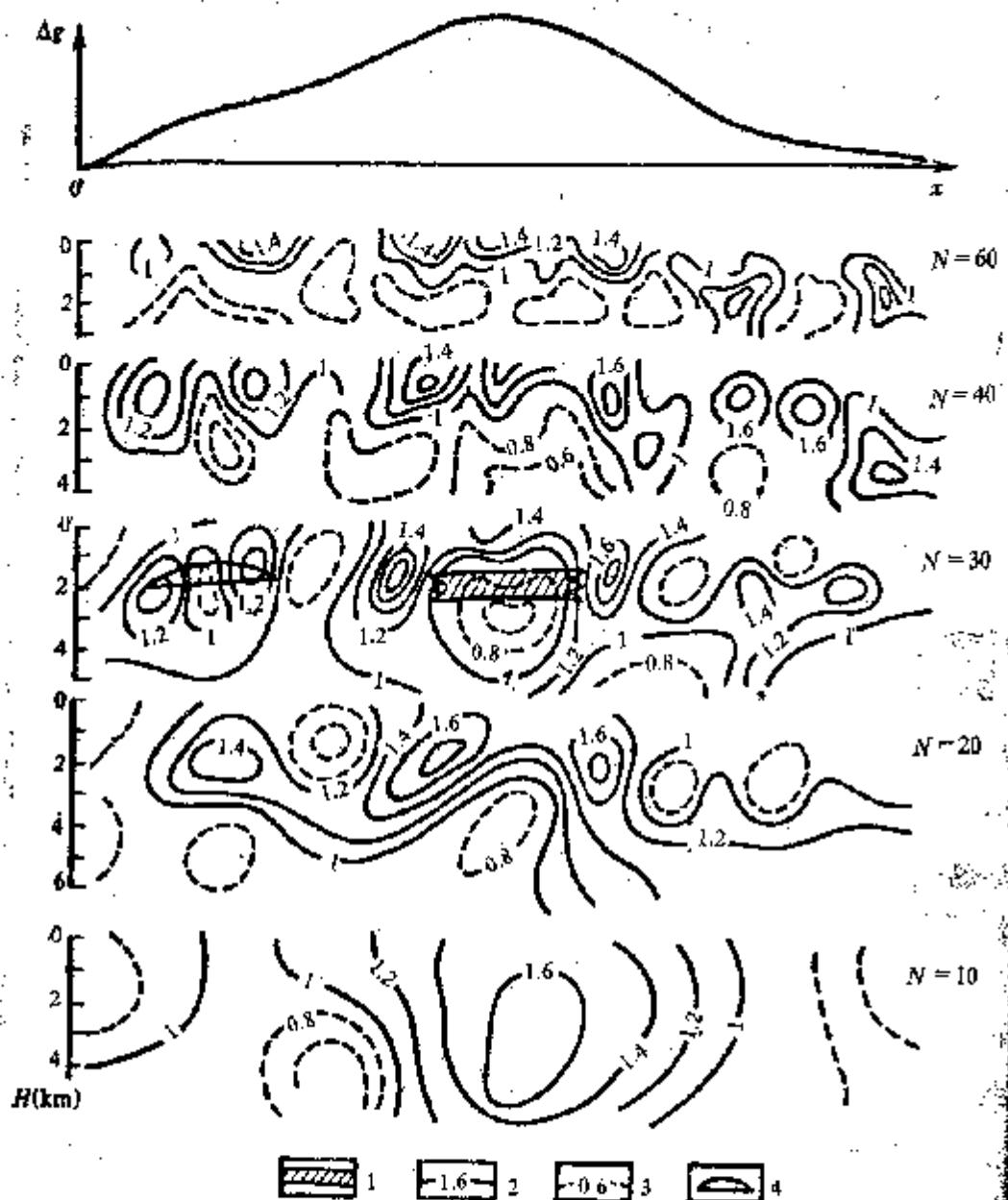


图 31) Кетыбай油气田 Δg 曲线及垂直平面内的 $G_H(x, z)$ 场
 1—Кетыбай油气藏; 2—大于 1 的 $G_H(x, z)$ 值; 3—小于 1 的 $G_H(x, z)$ 值;
 4—南) Кетыбай油气藏

存在密度的不均匀性有关。这些不均匀性形成 Δg 异常，其幅度达百分之几 g.u.。但是，它们一般不延伸，轮廓很明显。由于数学方法的滤波性质，计算过程中其绝大部分被消除。但是，一部分异常仍然保留，因此在 $G_H(x, z)$ 场中出现从地表延伸至某一深度的极大值带。其典型特征是随着深度的增大或谐波数 N 的减

小, $G_H(x, z)$ 值逐渐平缓地减小, 即在 $G_H(x, z)$ 曲线上不存在转折。

具有最大值的 $G_H(x, z)$ 的极大值分布在地表附近或存在不均匀性的深度上。这样的不均匀性常常与上述的岩石的近垂直压实带和软化带重合。这种情况使估计重力场中是否存在油气藏产生的异常更加复杂化了。但是, 在这种情况下也完全能得到一定的有用信息。在这方面, 北 Соленин 气田的例子是很有意义的。这个例子是由 Г. А. Дмитрева 等人提供的。

北 Соленин 气田分布在 Бисей-хаманг 坎陷范围内, 有 10 个气藏和气凝藏。它们位于白垩纪 Нижехет、Суходудин、Яковлев 和 Долган 地层中, 存在于已被反射波地震勘探查明的局部隆起的顶部。气藏分布在 1400—2700m 深度范围内。该气田进行了地震勘探、电法勘探和高精度重力勘探等综合地球物理工作。重力测量于 1976—1977 年秋冬季沿三个剖面完成的(图 32)。剖面 I 长 40km, 剖面 II、III 长 30km, 观测点距 200 m, 精度土 0.4g.u. 剖面 I、II 穿过构造和气藏。剖面 III 从一侧通过, 但是部分地延伸到构造上。在剖面 I 的曲线左部(其中包括气藏边缘的上方)存在许多很大的负异常, 它们与近地表层中厚度为 15—20m 的冰包裹体及构造破坏有关(Г. Д. Гинсбурт 等人, 1977)。在气藏边缘上方的 Δg 曲线的右部见到一个不大的负异常。所有 Δg 曲线用总梯度法作了处理, 结果示于图 33—35。

正如从图 33 看到的那样, 在气藏范围内出现明显的 $G_H(x, z)$ 场的“油气”图形: 沿油气藏边缘有极大值, 在其中间有一个相对的极小值。但是, 总的来说, 这种分布的原因是非常复杂的。这里有三个因素的影响: 近地表的冰包裹体、不均匀的近垂直带和气藏本身。这证明谐波数变化时 $G_H(x, z)$ 极大值部分地向下、向上移动, 几乎达到地面。在地面极大值达到最大值, 证明存在场源体。

在气藏范围内, 在 $G_H(z)$ 曲线上确定出 $G_H(z)$ 值普遍增高背景上的非常明显的转折, 可指明气藏和垂直不均匀带的影响。这在

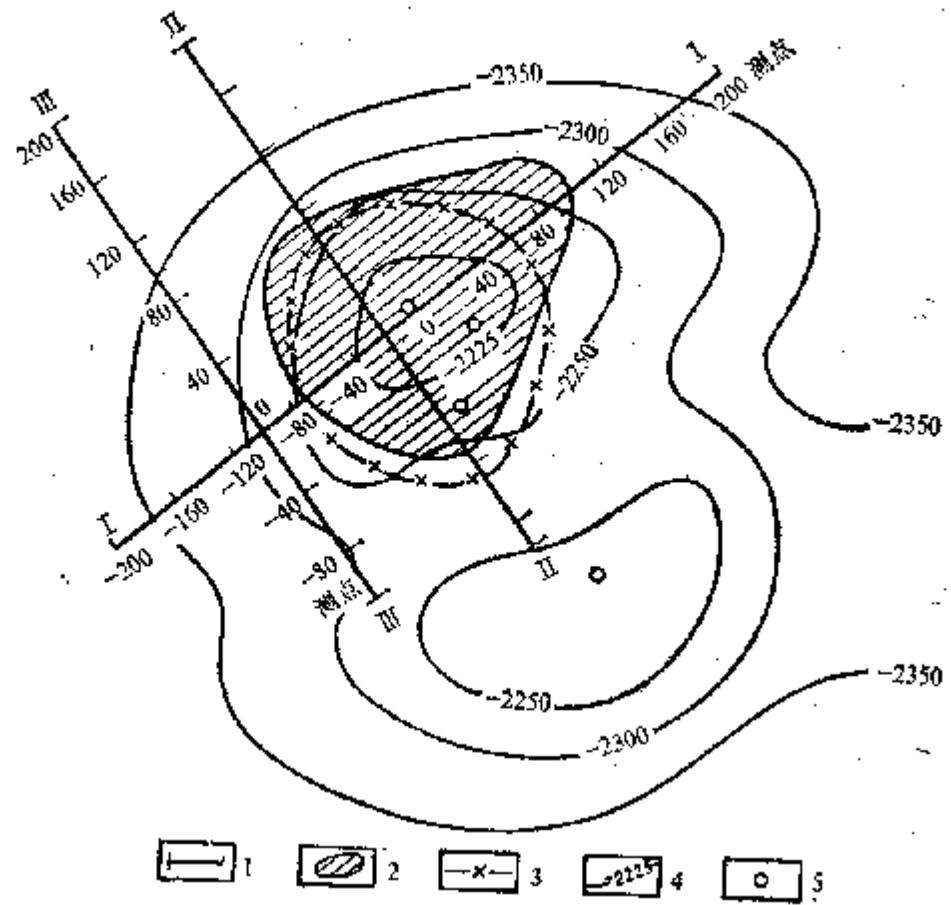


图 32 北Содеждан气田反射水平地层构造图及重力测量剖面分布图
 1—重力测量剖面；2—根据钻探资料含气外部边界；3—根据重力测量资料含气边界；4—反射水平地层等高线；5—勘探钻孔

由剖面II Δg 曲线得到的 $G_H(x, z)$ 场中找到了进一步的证据（图34）。在这条曲线上，在构造边部没有明显的局部异常，证明存在近地表的不均匀性。但是， $G_H(x, z)$ 场的分布图形接近图33，即在气藏边缘有两个极大值，其中间有一个相对极小值。为了证实气藏的影响，用直接法计算了气藏的 Δg 曲线，有效密度为 0.08 至 0.12 g/cm³ 时极大值达到 5 g.u.。用总梯度法对 Δg 曲线进行了处理。原来这条曲线的奇点或 $G_H(x, z)$ 最大的极大值位于 1850 m 的深度上，与图33 $G_H(x, z)$ 极大值的平面位置接近重合。为了查明奇点的性质，组成一个厚度为 180 m 的等效综合气藏。其平均深度是由下面两个公式计算结果的平均值：

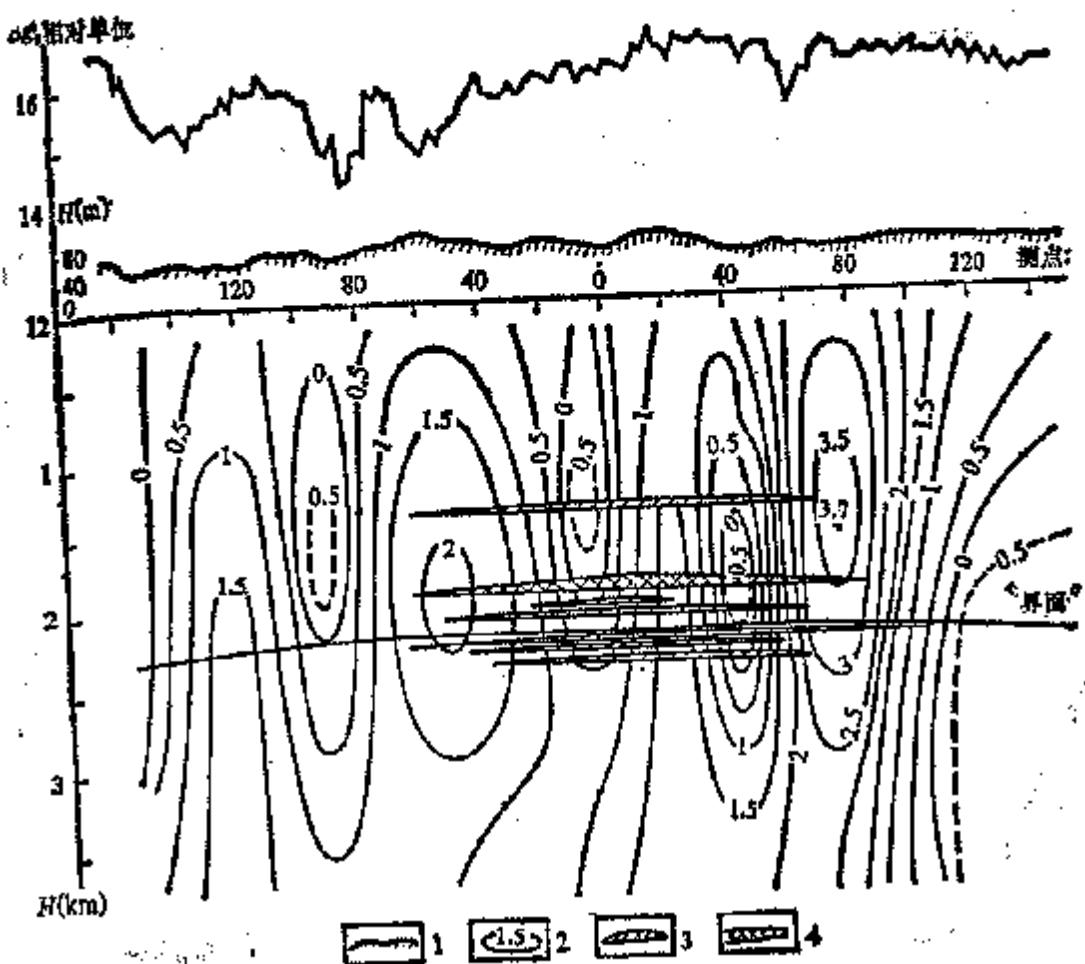


图 33 北 Sonnen 气田剖面 I 总梯度法处理 Δg 曲线结果
1—连形线；2—垂直平面内总梯度等值线；3—气藏；4—等效的综合气藏

$$H_{cp,1} = \frac{H_1\sigma_1h_1 + \dots + H_n\sigma_nh_n}{\sigma_1h_1 + \dots + \sigma_nh_n} = 1990 \text{ m}$$

式中 H_i —第 i 个气藏的深度； σ_i —第 i 个气藏的有效密度；
 h_i —第 i 个气藏的厚度。

$$H_{cp,2} = \frac{H_1\Delta g_1 + \dots + H_n\Delta g_n}{\Delta g_1 + \dots + \Delta g_n} = 1910 \text{ m}$$

式中 Δg_i —第 i 个气藏的重力效应；等效综合气藏的平均深度为 1950m。

由此可见，有根据地认为，气藏在 Δg 和 $G_H(x, z)$ 中有特殊的反映，在 $G_H(z)$ 曲线上形成相应的转折。

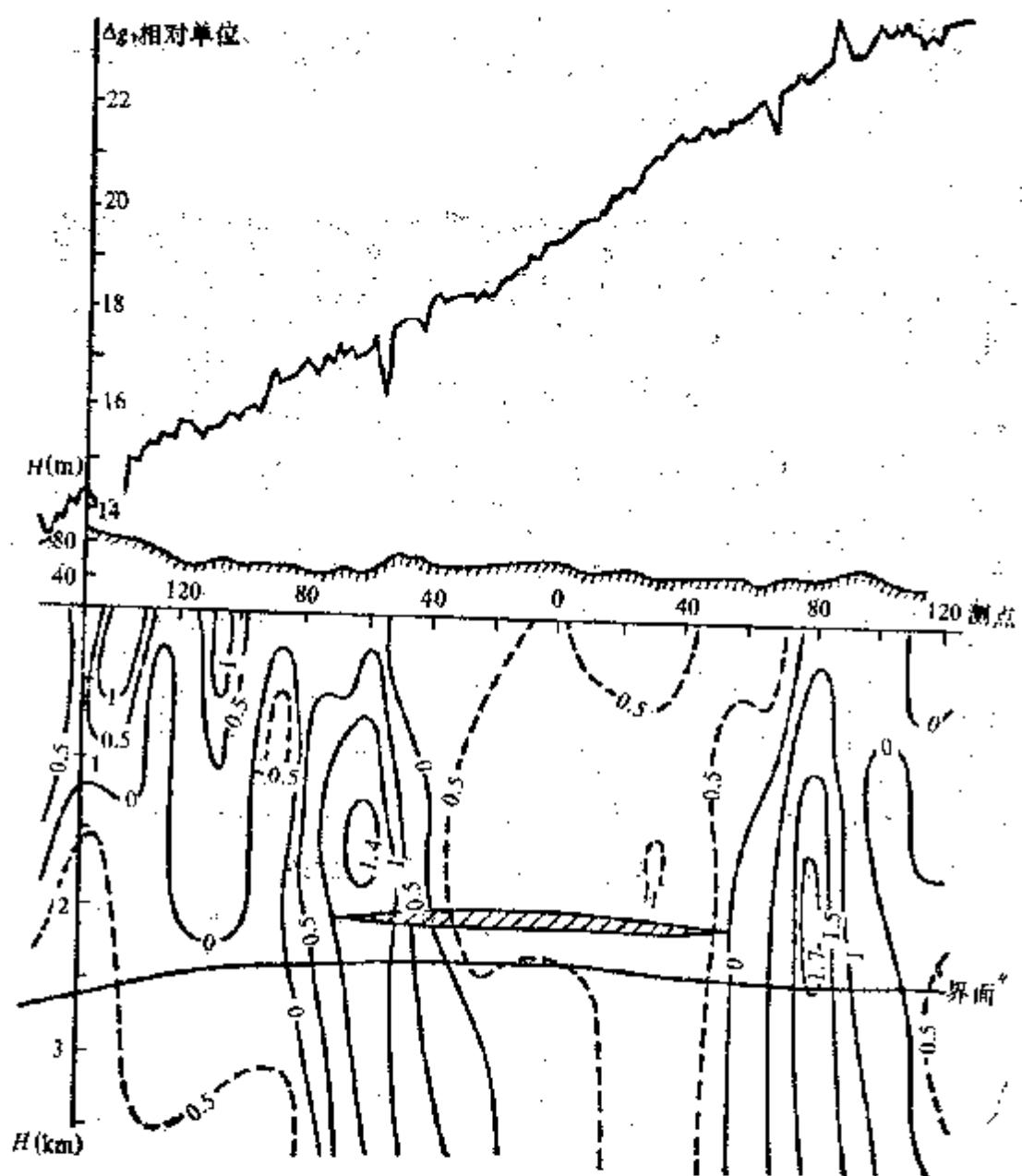


图 34 北Соленинс气田剖面Ⅱ用总梯度法处理 Δg 曲线的结果
图例见图33

剖面Ⅲ Δg 曲线的处理结果是很有意义的(图35)。正如看到的那样，在 $G_H(x, z)$ 场中，在气藏的水平面上没有任何奇点，虽然 Δg 曲线的形状在某种程度上与剖面Ⅱ的 Δg 曲线相似。

最后，根据奇点的位置，在剖面Ⅰ、Ⅱ上勾绘出气藏的轮廓。

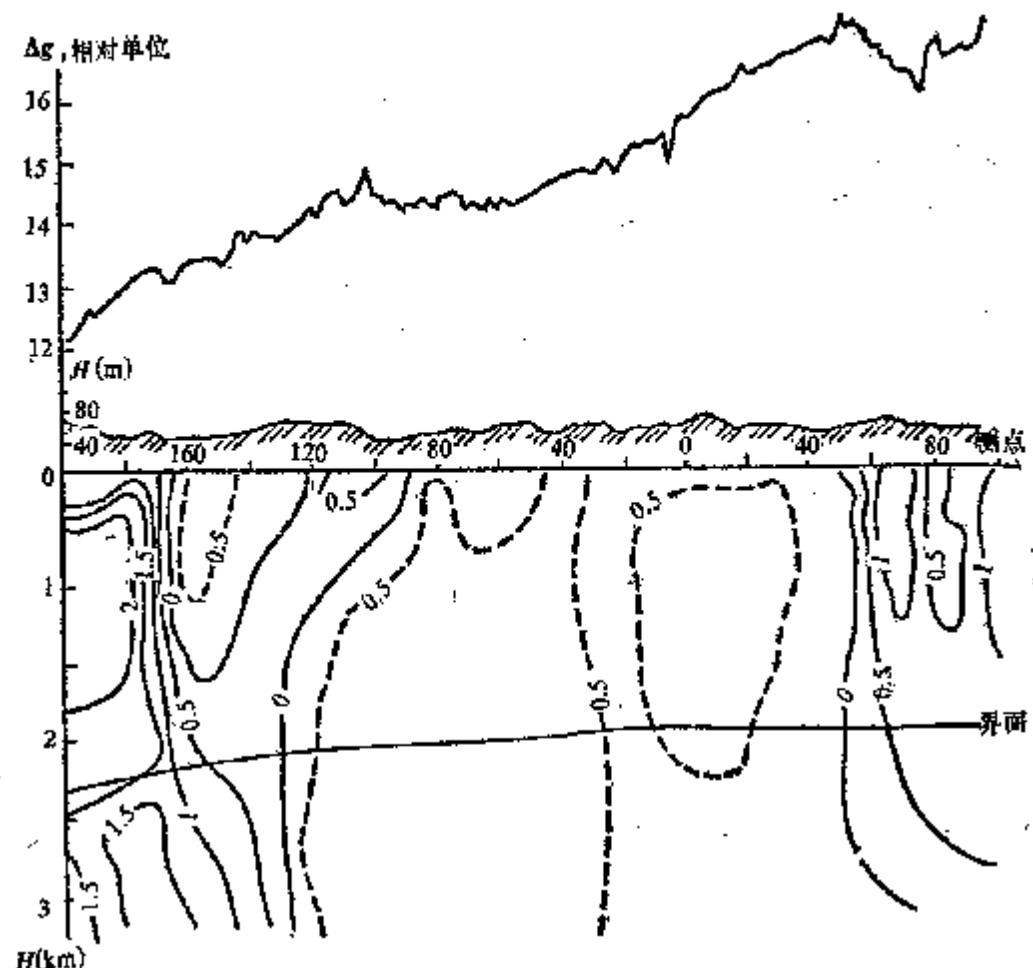


图 35 北Соленая气田剖面Ⅲ用总梯度法处理 Δg 曲线的结果
图例见图33

(图32)。它与实际轮廓接近一致，再一次证实气藏在 $G_H(x, z)$ 场中的反映及重力普查的可能性。估计该区的这种可能性是很大的。

我们再举出一个用总梯度法处理重力曲线的例子。这个例子是Днепрово-Донеу盆地中的一个盐丘，目的是研究盐株本身的信息(图36)。盐株有一个延深很大的悬崖。重力场中出现一个很大的极小值。 $N=30$ 时的 $G_H(x, z)$ 场有两个明显的极大值，其一个与盐株的左斜坡重合，另一个与右悬崖一致。此外，这些极大值非常精确地指明盐丘上顶面的位置。换句话说，总梯度法能够得到盐株上顶面深度及其水平大小的信息。这些可能性已被大量的这类例子所证实。知道盐株水平大小及其上顶面深度，除

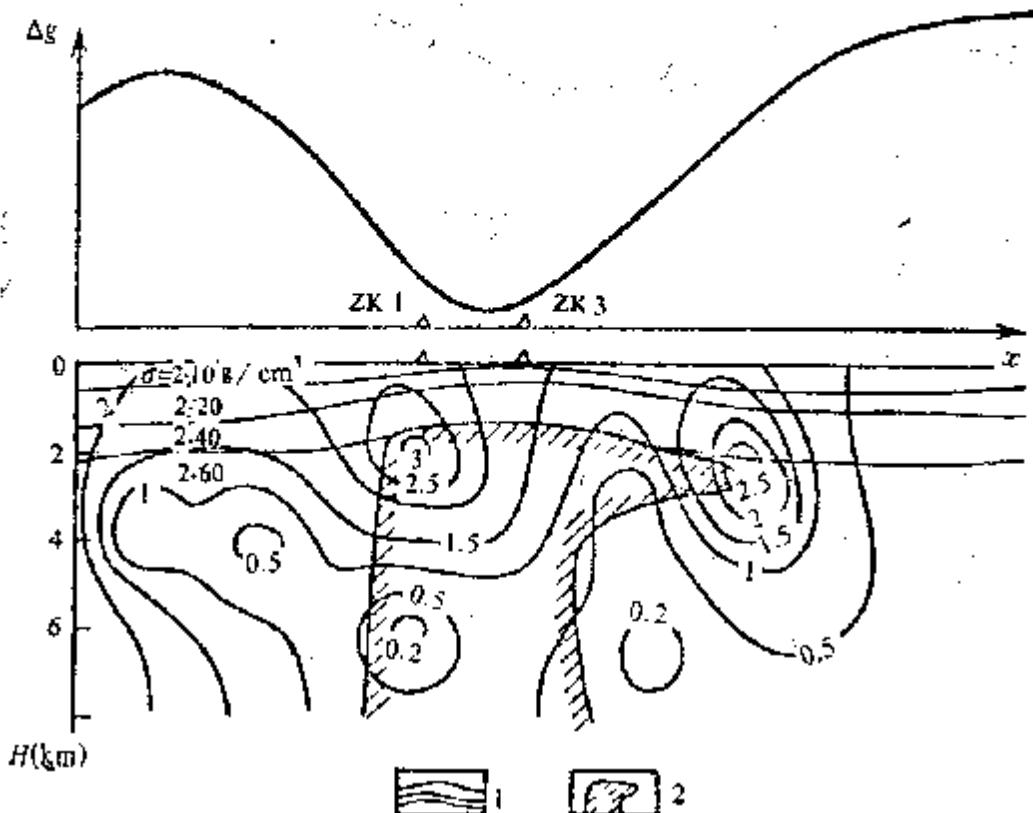


图 36 Днепрово-Донец盆地中盐钟上方用总梯度法处理 Δg 曲线的例子

1—地质界线；2—盐株

了独立的意义外，还能够成功地对初始近似模型的建立使用不同的选择法。

除了上述信息外，在很多情况下总梯度法能够查明盐丘上顶面构造的微细特征，例如断裂及其他破碎。到目前为止，积累了在礁体及与礁体有关的油气田普查区内应用总梯度法的资料。礁体在重力场中表现为具有不同符号不大的异常，但形状非常清晰；因为礁体很致密。因此，找到了总梯度法的适合的应用条件；虽然其他干扰体的存在使结果不十分确定。因此，图37的例子具有一定的意义。这个例子是属于Бухаро-Хивин地区Шурган气田的。气藏很致密，厚度很大，贮存于密度为 $2.2-2.3 \text{ g/cm}^3$ 的礁灰岩透镜体中。礁灰岩存在于密度为 $2.2-2.67 \text{ g/cm}^3$ 的致密灰

岩中。上覆岩石的密度为 $2.2-2.3\text{g/cm}^3$ 。

礁体范围内的 Δg 曲线上(50—110点)出现极大值,极小值(65—95点处)使它变得很复杂。这种异常的性质尚未明确地确定。可以认为,礁体和天然气对极小值的形成起到一定作用,而出现在复杂区域背景上的相对极大值是致密灰岩的表面引起的。在 $N=30$ 时最佳方案的 $G_H(x, z)$ 场中得到非常典型的“油气”图形,即油气藏边缘有两个极大值,其中间存在一个极小值。 $G_H(x, z)$ 场的这种分布很可能与这种致密断面同含不均匀型油气藏的背斜构造的相似性有关。

在其他情况下礁体有一个 $G_H(x, z)$ 极大值。

上述和其他例子证实,总梯度法普查油气田的可能性很大。

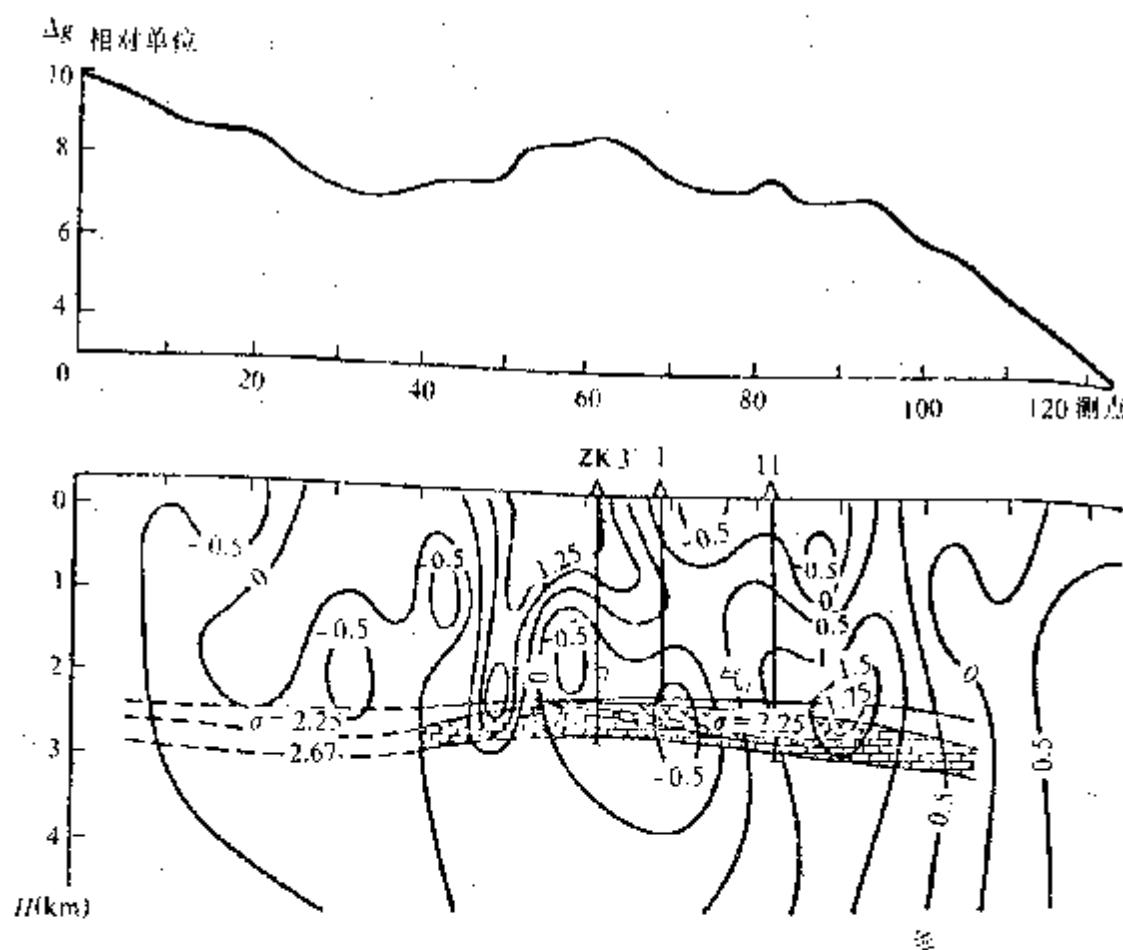


图 37 Шуртан Бухоро-Хивон地区礁体气田上方用总梯度法处理 Δg 曲线的结果

正如看到的那样，总梯度法能够得到各种有用信息，特别是关于厚度为30—50m或更小的油气藏存在的资料。但是，应当指出，仍然存在计算结果解释的非单值性。 $G_H(x, z)$ 场中存在两个极大值及其之间的极小值，还远不能证明油气藏的存在。忽视这些可能导致不正确的结论。实践中有这种情况：预测含油气性很好，而结果不好。因此，为了增加可靠性，应当使用其他方法的资料。

第七节 密度界面的查明与研究

重力勘探所能查明及研究的密度界面有条件地被分成两类：^{局范围}
^{时代}近垂直界面（接近垂直，有时垂直）和近水平界面（接近水平，有时水平）。沉积层、基底、地壳、地幔中的各种断裂和构造两翼的近垂直破坏带属于近垂直界面。可以把构造两翼的破坏带看成是特殊类型的不发育、断裂或者微断裂。盐株、侵入体及其他地质体的侧面界线也属于特殊类型的断裂。沉积地层中不同密度岩层之间的所有主要接触面、基底及地壳的其它密度接触面均属于近水平界面。

不用其他信息，基本上可以单独使用重力勘探来查明和研究断裂带。

用重力勘探单独研究近水平界面是很少的。然而，这个问题具有重要意义，特别是对研究程度很差的地区，例如东西伯利亚、海域等。首先产生基底表面深度、形状及其他下伏界面的研究问题。这个问题能够指明进一步开展油气工作的远景地区。查明沉积层中密度界面直接与普查油气圈闭有关。这对于暗色层覆盖区是非常重要的。在这种地区开展油气远景构造普查工作和准备深部钻探时，地震勘探遇到非常大的困难（例如，东西伯利亚）。

地壳和沉积层的层状均匀密度构造概念，在很大程度上使重力勘探不能完全解决这样的问题。按照这个概念，地壳和沉积层是由一些表面非常平滑的单个地层组成的，在层内部密度变化均

匀。在这种概念的条件下，重力勘探根据一种重力场查明和研究密度界面的效果是很差的。

总梯度法和奇点概念的发展表明，重力勘探的作用有相当大的提高。首先肯定了总梯度法查明近垂直界面及估计其倾斜的效果。图38说明断裂和其他类似破坏的查明情况。该图示出两个互相接触的直角柱体的 Δg 曲线和垂直平面内沿柱体内侧棱和一个外侧棱的 $G_H(z)$ 曲线。这两个柱体的宽度为10km，沿 y 轴无限延伸，密度分别为 -0.03 和 0.03 g/cm^3 。这些棱表示垂直的密度接触面，因此可以把它们一级近似地看作是断裂。用不同 N 计算出的 $G_H(z)$ 曲线的形状很有意义。内侧接触面的 $G_H(z)$ 极大值几乎比外侧接触面大一倍。当 $G_H(z)$ 极大值沿激发体的各面直接移动时，其值变化很小，虽然在棱的中心达到极大值。

离开柱体后，向上和向下的 $G_H(z)$ 值都明显减小，因而可以指明棱的上、下点的位置。实践中也出现类似情况。

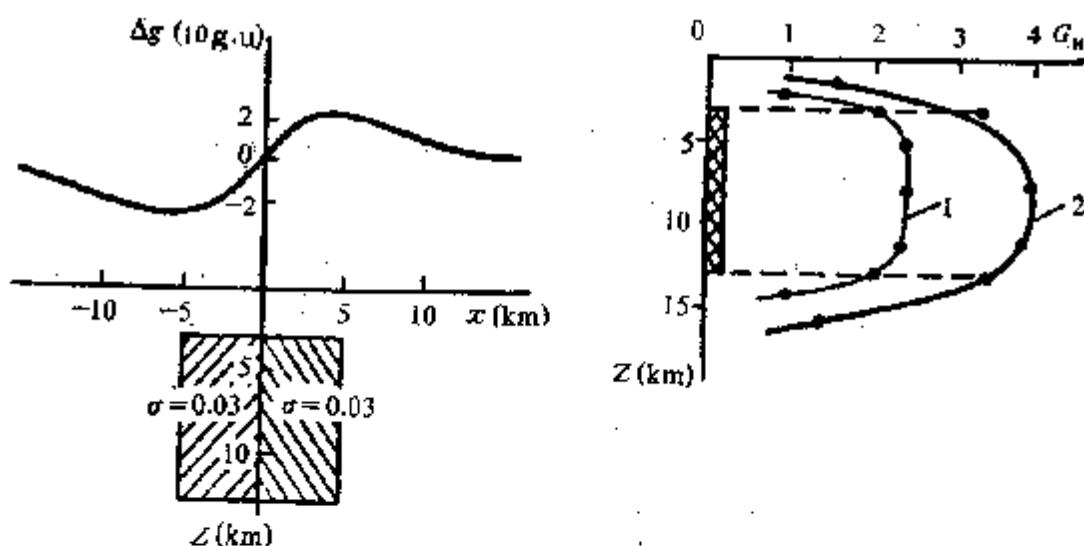


图 38 两个直角柱体的 Δg 重力曲线及垂直平面内外侧棱（1）
和内侧棱（2）沿轴 OZ 的 $G_H(z)$ 曲线
直角柱体沿轴 Oy 无限延伸，密度分别为 -0.03 和 0.03 g/cm^3

图39说明总梯度法确定不同密度体的接触面倾向的可能性。在这种情况下，根据带有垂直和倾斜接触面的两个互相接触的水

平层之 $G_H(x)$ 、 $V_{zz}(x)$ 曲线形状及分布，可以做出这种判断。在垂直接触面的情况下， $G_H(x)$ 和 $V_{zz}(x)$ 曲线是对称的，而其极大值分布在垂直轴上。在倾斜接触面的情况下， $V_{zz}(x)$ 极大值及所有曲线相对 $G_H(x)$ 极大值向左移动，同时指明接触面的倾向。在其他几何体的情况下，如近垂直的薄板， $G_H(x)$ 和 $V_{zz}(x)$ 曲线出现类似的图形。

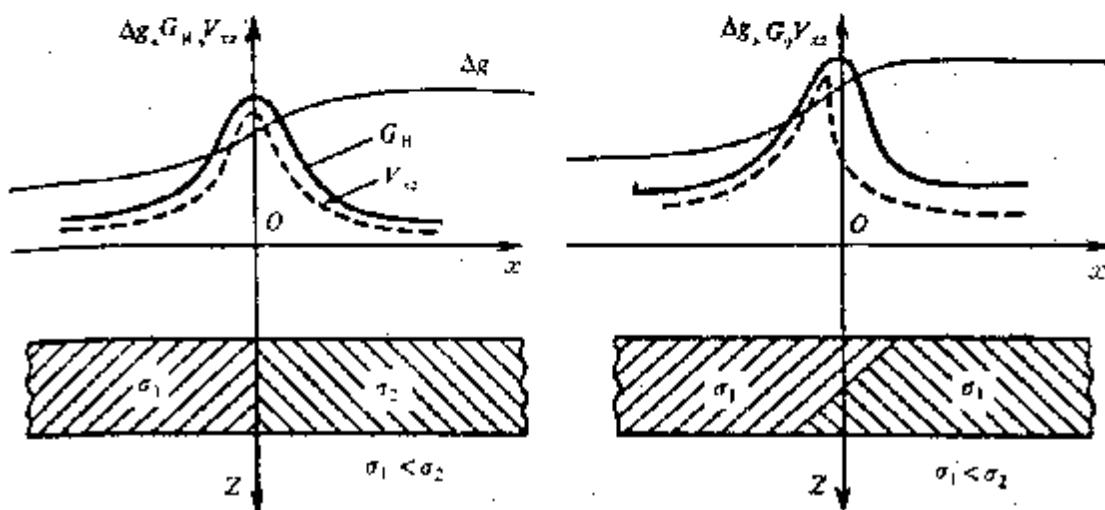


图 39 带有垂直和倾斜接触面的两个不同密度、互相接触的水平层 $\Delta g(x)$ 、 $G_H(x)$ 、 $V_{zz}(x)$ 曲线

根据向下半空间延拓的 $G_H(x, z)$ 、 $V_{zz}(x, z)$ 、 $V_{xx}(x, z)$ 曲线，对比这些曲线的形状是可能的。实践中广泛地试验了这种方法，并取得很好的结果。在总梯度法试验及完善其数学工具的过程中，越来越多地积累了资料，证实了查明近水平界面的可能性。业已表明， $G_H(x, z)$ 极大值常常集中在某些密度界面附近，呈形态重复的串状延深。最初不理解这种现象，在进一步研究介质的物理-地质构造特点过程中，现在已经得到解释。说明层状均匀介质的概念远不完善，特别是在研究微小响应的情况下。某些层在密度上是不均匀的，分界面是不平滑的。图 1 绘出的油气田物理-地质构造略图证明了这一点。

各层构造中的不均匀性是由基底的断块构造、某些断块的位

移、沉积特征及沉积物进一步改造引起的。这些不均匀性成为另外的重磁场源。换句话说，在地质介质中出现位场的奇点。这些奇点位于各层的表面及其组合层中。查明这类奇点，可以得到密度（或磁）界面位置及其形状的资料。我们用图40绘出的理论例子来说明这个问题。这里的五个圆柱体作为奇点出现，它们分别分布在埋深10—30km的某一平面上。在 $\Delta g(x)$ 总曲线上只明显

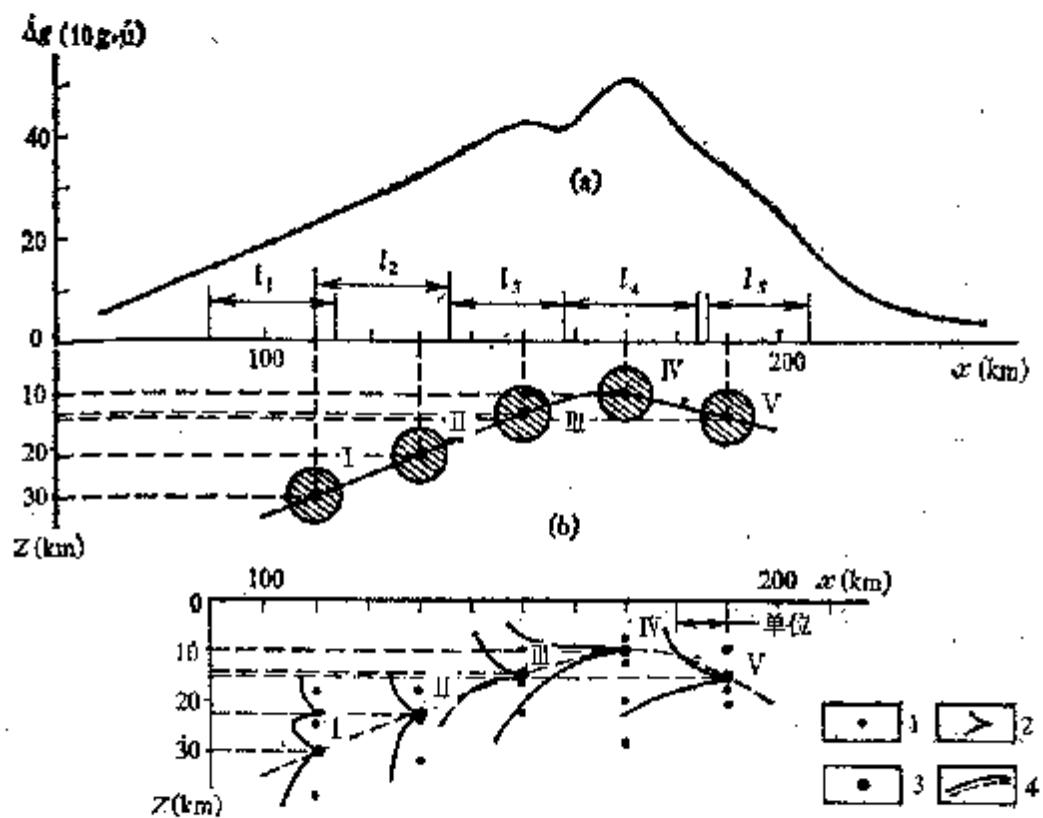


图 40 5个水平圆柱体的 $\Delta g(x)$ 重力曲线及通过其中心的垂直
线上的 $G_H(z)$ 曲线

(a)— $\Delta g(x)$ 曲线；(b)—位于某一表面上的5个圆柱体，半径5km，密度 $\sigma = 0.3 \text{ g/cm}^3$ ；1—给定 N 值的 G_H 极大值的位置；2— $G_{H\max} = \varphi(N, z)$ 的变化示意图；3—奇点即函数 $G_{H\max} = \varphi(N, z)$ 极大值的位置；
4—奇点的位置线

地出现最上面的（第4个）圆柱体。用总梯度法对 $\Delta g(x)$ 曲线按区间归一化进行处理。这个方法的实质是把原始 $\Delta g(x)$ 曲线表示成整个剖面的傅里叶级数，然后换算成总梯度。对剖面的某些区

间，根据平均值实现进一步的归一化。在这种情况下，取 5 个区间 I_1, \dots, I_5 。正如看到的那样，根据 $G_H(z)$ 极大值划分出所有的 5 个圆柱体（共中心）或奇点。然而，根据平均值对整个剖面进行归一化，只能有把握地划分出上面的（第 4 个）圆柱体。

把奇点连接起来，找到奇点所在的曲线或界面的位置与形状。正如看到的那样，在这种情况下，给定的界面和查明的界面完全重合。实际实现这个方法时，出现这样的问题，即不同构造所必须的奇点对地质断面的“充分程度”或“饱和程度”问题。回答这个问题需要对介质的地质-地球物理构造做进一步的研究。同时可以说，就存在奇点而言，基底表面是最明显的界面。沉积杂岩中和基底表面以下存在非常明显的界面。

当奇点分布在整个空间时，查明复杂条件下的奇点的可靠性与下述重要问题有关。虽然总梯度法具有明显的选择能力，在延拓过程中能够排除某些奇点的影响；但还会遇到现有数学工具不能完全消除奇点影响的情况。根据极大值原理，查明下伏的奇点还是困难的。图 27 的例子说明了这种情况。因此开始进行新手段的试验，以查明奇点及其在不同密度界面上的存在情况。И. С. Елисеева 提出，为达到此目的应利用改变谐波数 N 时沿 垂直或接近此方向（亦称高梯度带） G_H 增高值的分布特点^[14]。 G_H 的分布中出现由地质构造特点形成的一定的规律性。在大量理论和实践资料分析的基础上，成功地勾绘出五种类型高梯度带（图 41）。第一类梯度带的强度很大，但在谐波数 N 的整个有效范围内出现的 G_H 值变化是平静的，且相对变化不大。 G_H 极大值分布在带的中部，能够指示奇点。第一类梯度带基本上与近垂直界面有关，因此用来查明和追踪垂直界面。第一类梯度带实质上是反映图 38 $G_H(z)$ 曲线的变化。

第 2—5 类梯度带的强度比较小，只对某些谐波 N ， G_H 值的变化比较明显。这 4 类梯度带的 G_H 极大值位置是不同的。在第 2 类梯度带内， G_H 极大值分布在轴的顶端。在第 3 类梯度带内极大值分布在轴的下端。在第 4 类梯度带内极大值分布在轴的两端。

在第5类梯度带内 G_H 极大值位于中部，两端的 G_H 值与极大值相比，明显地降低。根据这一特点和轴上的不大强度，可以把第5类梯度带与第1类梯度带区分开。

第2—5类梯度带基本上与近水平界面的特点有关，因此用来查明和追踪近水平界面^[14]。

在许多情况下，以坐标平面内的曲线形式表示高梯度带内的 G_H 值，这是很有用的方法。沿坐标平面的横坐标轴截取 G_H 值的谐波数 N ，而沿纵坐标轴截取该 G_H 值的深度 z 。

在许多情况下，这种曲线通过奇点时发生明显的弯曲。这可以作为近水平界面的指示。文献[14]较详细地叙述了这种方法。

这个方法在大量的重磁理论和实际例子中进行了试验，总的来说取得了好的结果^[14]。图42绘出确定理论模型的密度界面的例子。这些模型有一个和两个近水平界面。这些界面的典型特点是它们由反映在重力场中的一些阶梯组成。由于比例尺小，绘出的曲线上未表现出它们的影响。此外，存在几个垂直接触面。它们把地层分割成许多不同密度的断块。由此可见，可以认为在密度界面的表面上存在其他的重力场源或奇点。在上述例子的基础上，根据近水平密度界面的这种特征能够划分出与原来界面吻合非常好的某些地段。把这些地段连接起来（图42未这样做），可以得到很大范围内密度界面的位置及形状的概念。只对于模型A，不能完全划分出垂直界面。

确定密度界面的实际例子最初是1:20万比例尺重力测量资料试验的，目的是研究地壳深部构造。稍后，开始利用1:20万比例

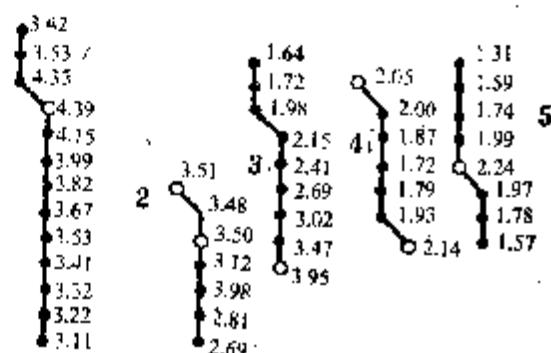


图41 $G_H(x, z)$ 的高梯度带类型
1—近垂直密度界面的梯度带；2—5—近水平密度界面的梯度带

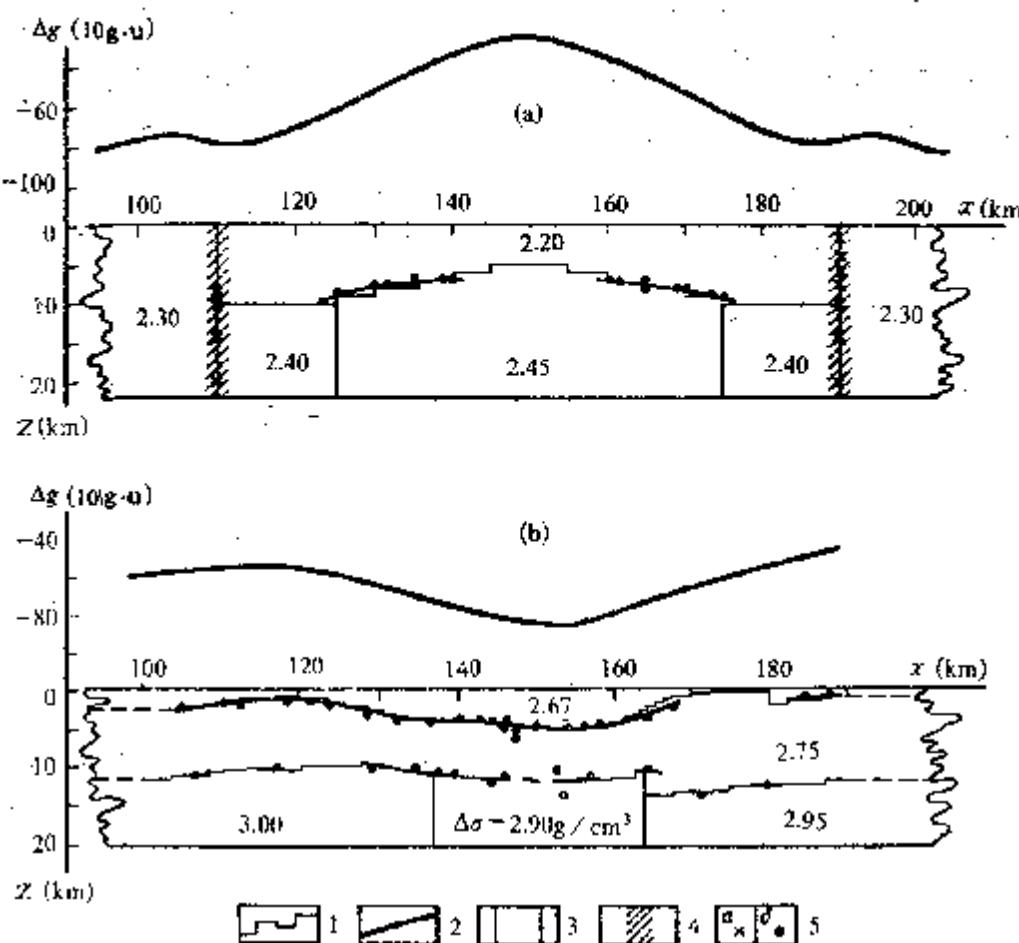


图 42 确定带有一个近水平阶梯状界面 (a) 和两个界面 (b) 的理论模型的密度界面例子

1—原来的阶梯状近水平界面；2—划分出的近水平界面；3—原来的垂直界面；4—划分出的垂直界面；5—与异常密度界面有关的异常源的位置 (a) 和与近水平密度界面有关的异常源的位置 (b).

尺磁测资料。我们举出这种试验的两个例子。

图43表明俄罗斯地台 Δg 曲线的解释结果。被解释的剖面穿过莫斯科台向斜，长度为 590 km^[17]。首先看出，总梯度法很好地显示了深部地震测深资料划分出的垂直断裂带。需要指出，文献[17]列举的其他类似例子也证明，总梯度法在查明近垂直界面方面具有高分辨率。随后，可靠地证实对查明近水平界面 Γ （重力有效层底面）的分辨率也很高。对界面 Φ （基底表面）显得较差，这与原始图的比例尺不大有关。用深部地震测深法查明某些地区的界面 K （花岗岩层与玄武岩层的界面）和界面 M （地壳底

面)。总梯度法资料与这些界面进行对比。在此基础上，可以只根据重力资料划分其他地区的K界面和M界面。

我们看出，这种情况的密度界面是根据极大值原理划分的。现在举出用转折原理完成 Армения剖面重力资料解释的例子(图44)。所划分出的近水平界面是以一些区段或小面积形式表示的，反映了断面中重力场源的不充分性。但是，可以找出重磁体分布的规律性。有把握地划分出主要地质构造(台背斜和台向斜)，明地看出西北方向上断面有变复杂的趋势。引用其他资料，可以做出更具体的地质结论。

近来，C. C. Скотаренко 等人开始试验勾绘近水平界面的新方法。因此完善了 $G_H(x, z)$ 算子的计算方案或算法。这涉及到谐波数 N 的选择。除了上述方法外还提出，选择 N 时利用 $\xi = f(N)$ 和 $k = f(N)$ 的指数。 ξ 值表示由傅里叶级数确定的函数 $\Delta \tilde{g}(x)$ 近似原始函数 $\Delta g(x)$ 的平均误差。

$$\xi = \frac{1}{M} \sum_0^M |\Delta g(x) - \Delta \tilde{g}(x)|$$

k 值是 $G_H(x, z)$ 的极值数(极大值和极小值)。它取决于谐波数 N 。 $\xi = f(N)$ 的依赖关系近似于反指数关系。 k 值随着 N 的增大而增大，然后出现渐近线。这证明 N 的充分性。根据 ξ 值做出关于主要重磁源深度的结论。例如，确定 $\xi = 2g \cdot u$ 后，可以认为断面上部的、引起不大于 $\pm 2g \cdot u$ 异常的地质体影响被消除。引用其他资料，估计地质体的极限深度。把 ξ 的平均值和 $\xi(x)$ 的某些值输出到打印机时，最好是编制程序。这些数值是估计被消除的异常源深度的基础。

正如大多数情况下所做的那样，解决构造问题时，最好不要把所有的 $G_H(x, z)$ 值用打印机输出，而把 $G_H(x, z)$ 的一些极值(它们的坐标)用打印机输出。这一运算是这样实现的，即用下列二次幂型代数多项式逼近垂直平面内各区间的 $G_H(x, z)$ 场：

$$G_H(x, z) = a_{00} + a_{10}x + a_{01}z + a_{20}x^2 + a_{11}xz + a_{02}z^2$$

多项式的系数用普通方法求取。这种作法大大加速了计算过程，

并使计算更加精确，因为逼近起到了一定的平滑作用。然后，用不同的 Δx 或给定 $\Delta g(x)$ 异常的点之间的距离进行计算。参数 Δx 具有明显的滤波性质。 Δx 愈小，在整个深度上重磁源的通带愈宽；反之亦然。用这个办法求得的 $G_H(x, z)$ 极值标绘在同一张纸上，勾绘出密度界面。根据垂直或倾斜方向上数值稍有变化的 $G_H(x, z)$ 极大值串，绘出近垂直界面。

在勾绘近水平界面时，建议利用 $G_{H1}(x, z)$ 极大值和极小值。利用极小值有完全确定的意义。本章第二节讨论过水平圆柱体的 $G_{H1}(x, z)$ 分布，并确定圆柱体中心的 $G_H(x, z)$ 理论值为无限大，在通过中心（或奇点）的水平线上则等于零。实际上这表现在，一个 $G_H(x, z)$ 极大值（或一个奇点）与两个或三个（有时更多） $G_H(x, z)$ 极小值同时存在于每个侧面。因此，在某一界面上存在许多奇点时，在 $G_{H1}(x, z)$ 图中同时存在极大值和极小值分布比只

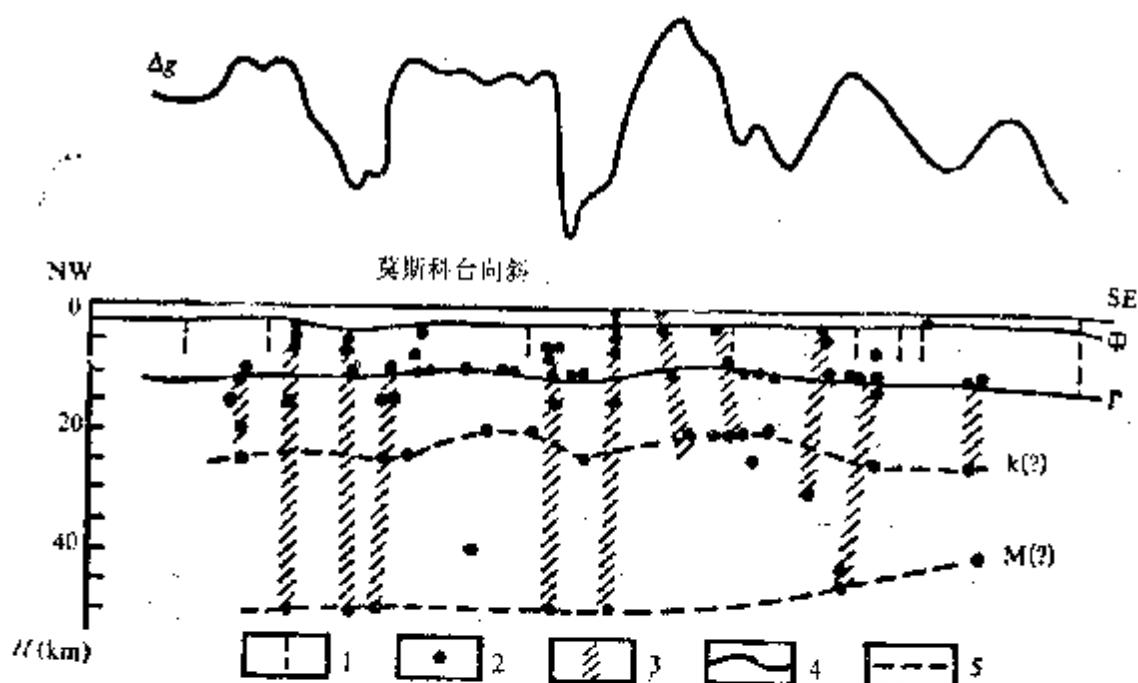


图 43 Пестово—Переславль-Залеский—Судога剖面
的重力异常解释结果

1—断裂；2—与密度界面有关的典型的 $G_H(x, z)$ 极大值；3—深部地震测深资料确定的断裂；4—深部地震测深资料确定的地震界面；
5—总梯度法资料确定的K界面和M界面的可能位置

有一些极大值分布会更有把握地找到界面的规律性。由此可见，实际上问题归结为，根据 $G_H(x, z)$ 极值或 $G_H(x, z)$ 极值串的分布查明某一界面的规律性。由于实际上采用这种办法时不只是利用了最佳谐波数的计算结果，所查明的规律性或 $G_H(x, z)$ 极值串的条数一般多于密度界面的个数。因此，为了解决 $G_H(x, z)$ 极值串属于哪个具体界面的问题，必须有其他方法的资料。

把绘出的 $G_H(x, z)$ 极值串的综合图称为“ G_H 断面”，指明了它们与密度界面的关系及与某一具体界面的不确定关系。弄清规律性或 $G_H(x, z)$ 极值串仍然是非形式化运算。C. C. Скотаренко 提出，应以近似性和平滑性原则为出发点。根据这一原则，两个独立的极值属于同一串。如果它们在水平方向上彼此之间的距离最小，则所得到的界面（或 $G_H(x, z)$ 极值串）是根据某些极值勾绘出的所有界面中最平滑的⁽⁸⁾。虽然这个原则常导致有意义的结果，暂时还不能认为它是有充分根据的。同时实践证明，在有了

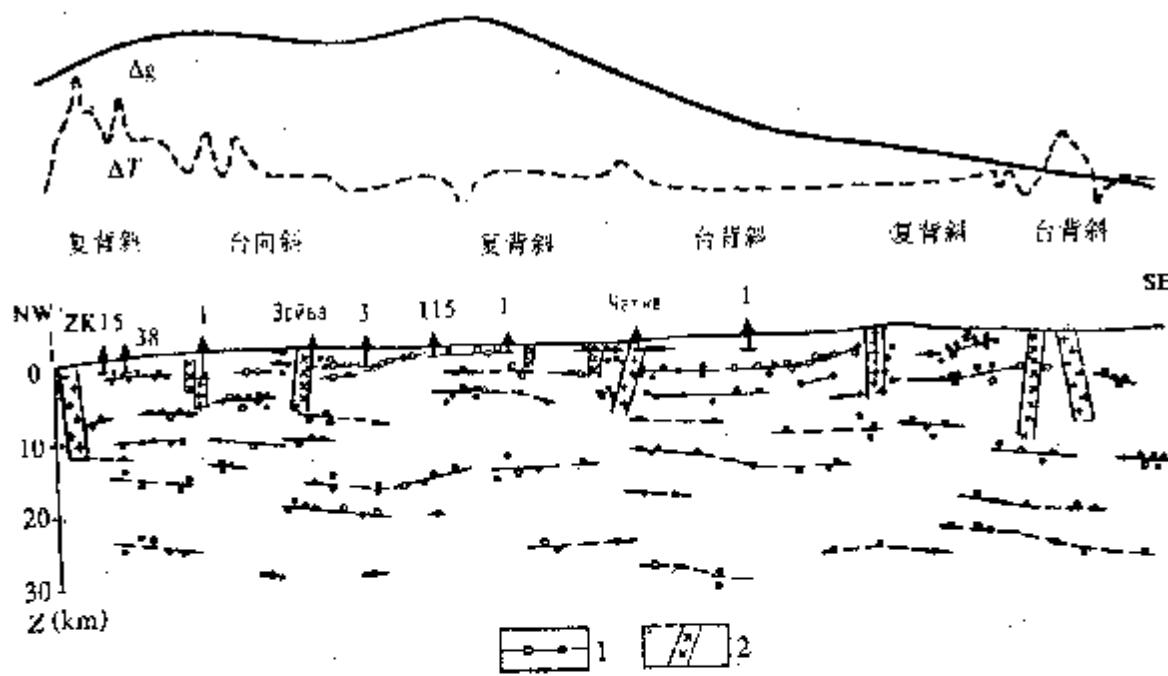


图 44 Октемберяи—Ехегнадзор, Арчения剖面
 Δg 重力异常和 ΔT 磁异常的解释结果
 1—近水平界面的区段; 2—近垂直断裂带

一定的经验以后，弄清 $G_H(x, z)$ 极值串也是比较困难的。如果假定已知一个密度界面，甚至假定已知一部分，问题就会大为简化。

图45绘出该方法的试验例子。图上示出盐丘构造区的 G_H 断面。根据1:20万比例尺重力资料（观测点距 $\Delta x = 2\text{ km}$ ），绘制了 $\Delta g(x)$ 曲线。用 $\Delta x = 2\text{ km}$ 和 4 km 向下延拓。 $\Delta g(x)$ 曲线上出现两个极小值，假定它们与盐丘有关。但是，没有关于岩丘大小、形状、深度等信息。绘出 G_H 断面后，首先看出在极小值下面的某个范围内不存在近水平的 $G_H(x, z)$ 极值串；在许多地方，好像 $G_H(x, z)$ 极值包围着这些区段（图45曲线4）。假设它们充满盐，用E. Г. Булах极小化方法，通过理论响应与实测结果的对比，确定了含盐体的形状。图45上的曲线5是含盐体的精确轮廓，曲线2是其响应。正如看到的那样，含盐体的精确轮廓与初始的轮廓相差不大。由此可见，这个例子给出了这样的依据，即总梯度法在断面处理中能够得到关于盐丘形状及位置的大量信息。在地震勘探和钻探信息不多的情况下，总梯度法与极小化法联合使用，能具体地解决这类问题。现有的类似例子证实了这些假设。

再看图45。应当看出在岩丘之间的空间里 $G_H(x, z)$ 极值串的特征。它们在形状上非常接近这种断面常有的典型密度界面和地震界面。在岩丘下面， $G_H(x, z)$ 极值串的形状完全是另外的样子，它对应已知的地震界面。

再举出一个解释重力异常的例子。该异常是全苏地球物理研究所用船舷重力仪，在 Маринск 过渡区进行海上测量得到的（图46）。测量精度约 $20\text{g}\cdot\mu$ ，观测点距 $\Delta x = 1.7 - 1.8\text{ km}$ 。曲线记录是连续的。剖面一般长度超过 900 km 。该剖面解释的目的是弄清处理长距离海上观测结果的总梯度法应用的可能性。这样的处理尚未用于生产。此外，在解释前提出了地质问题。该剖面位于有地质意义的地区。在图46的左面，剖面穿过边缘海、岛弧、Маринск 深海槽（220—240点），然后进入太平洋。

众所周知，根据岩石圈板块的概念，在岛弧和海槽区应当存在俯冲的影响或大陆地壳下面海洋岩石板块的沉降。但文献中列

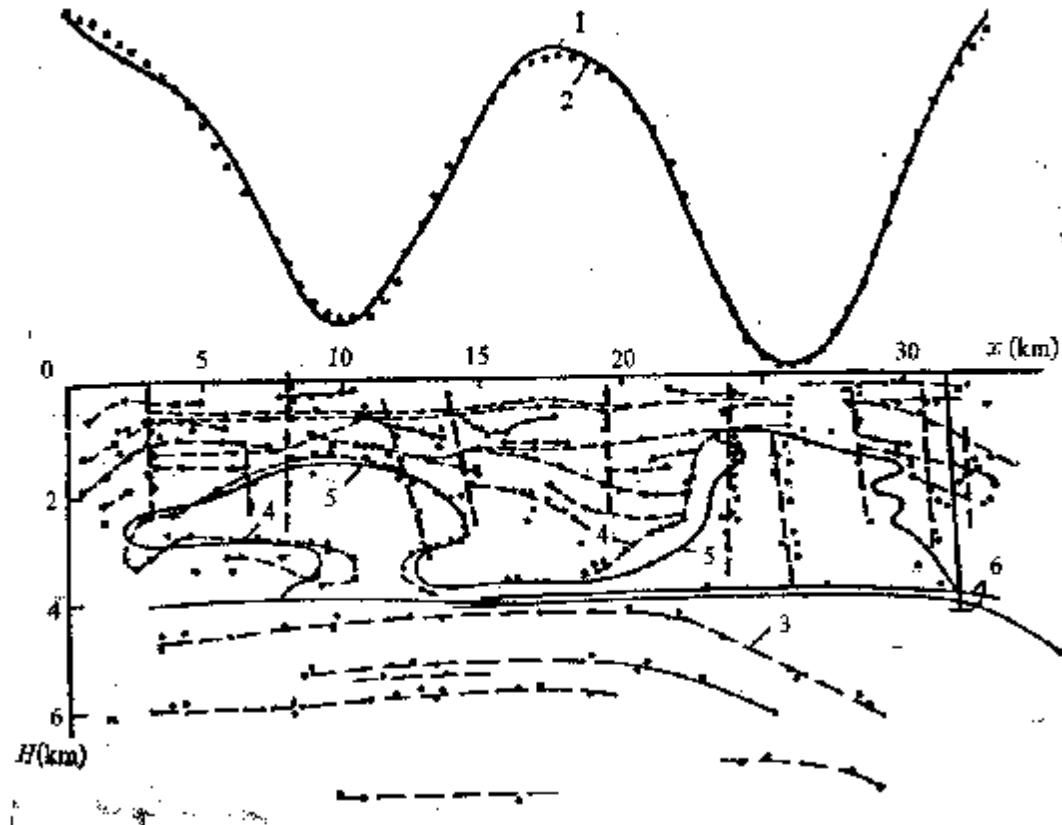


图 45 岩丘上方 Δg 重力异常(G_H 断面)的解释结果

1—实测 Δg 重力异常；2—由选择的岩丘产生的重力值；3— $G_H(x, z)$ 极值串，4—根据 $G_H(x, z)$ 极值分布确定的岩丘轮廓，5—岩丘的选择轮廓，6—地震界面

出很多资料，并未证明俯冲带内岩石圈板块的典型地质模型在实测重力场中有满意的反映。这正是假设在俯冲带内还有其他地质现象的依据^(1,2)。因此，总梯度法的解释结果给出了岩石圈板块相互作用的另一种概念。

由于 Δg 曲线的处理，得到深度100km以上的 G_H 断面(图46)。从断面的分析可以看出，剖面被分成 $G_H(x, z)$ 极值串和 Δg 曲线变化特征不同的三个区段。第一区段延伸最长，位于0—160点之间；第二区段位于160—240点之间；第三区段位于240—300点之间。

第一区段的特点是 Δg 曲线起伏不大，振幅相对不大。第二区段比较平滑，但有很大的极小值和极大值。第二区段的特点是 Δg 平静地增大，并出现渐近线。

在第一区段追踪到近水平和近垂直的 $G_H(x, z)$ 极值串。非常

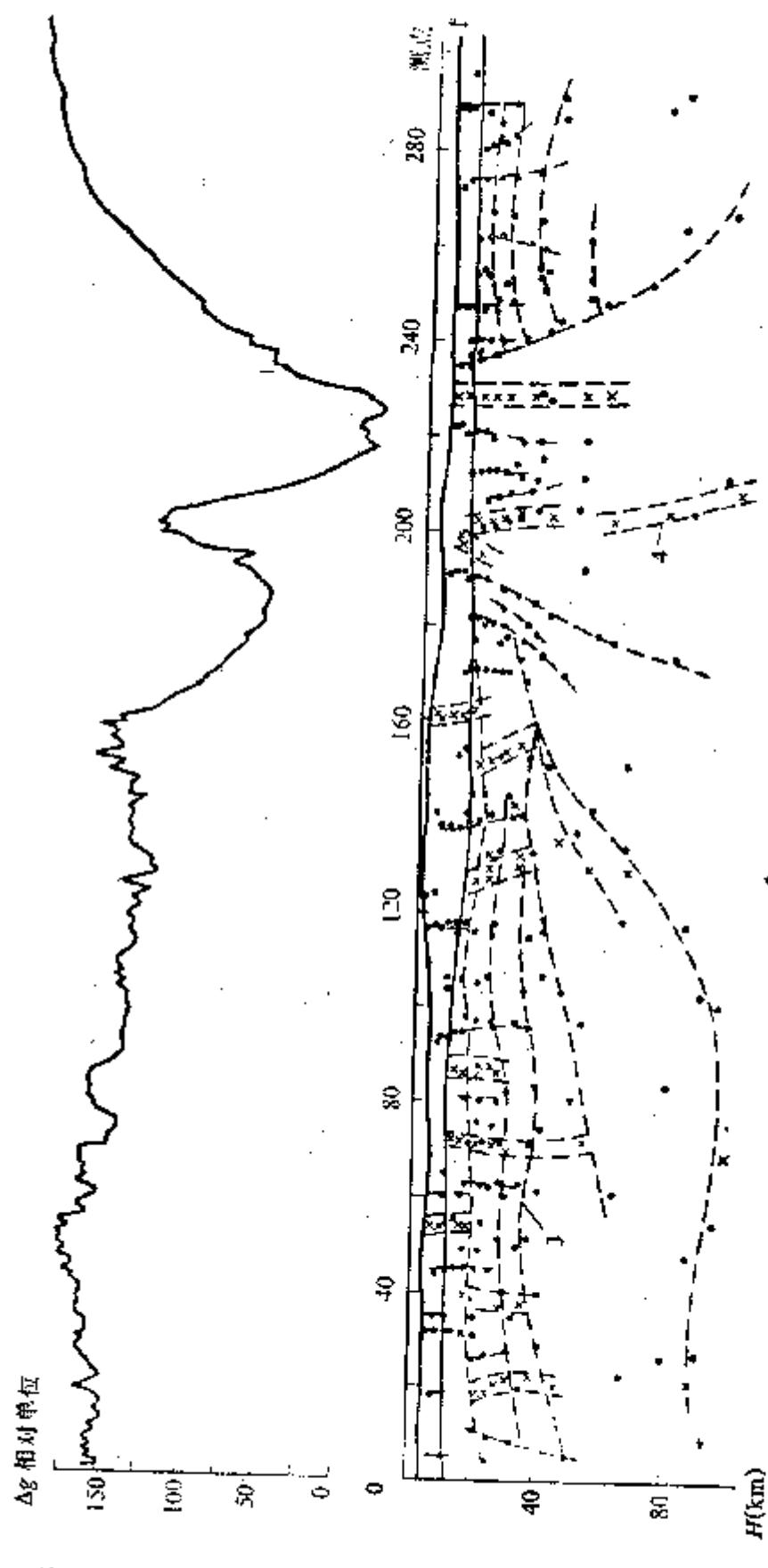


图 46 Mapianock 过渡区 Δg 重力异常 (G_B 断面) 的解释结果
1—海底表面; 2—最后的地层界面; 3— $G_B(x, z)$ 极值带; 4— $G_B(x, z)$ 极大值带

明显地出现具有断裂特征的 $G_H(x, z)$ 极大值的近垂直带。该带延伸到 50km 的深度上。沿整个剖面出现与洋底、特别是与最后的地震界面相重合的 $G_H(x, z)$ 极值。在这些界面之间，几乎没有出现近水平的 $G_H(x, z)$ 极值串，可能与 Δg 曲线的密度不够有关。在第一区段追踪到 4 个延伸很大的近水平的 $G_H(x, z)$ 极值串，其中一些完全可能与密度界面有关。要特别谈及上面的第一个和第 3 个 $G_H(x, z)$ 极值串。前者在 20km 的深度上通过 100 点，后者在 40km 的深度上通过 160 点。下面还出现两个延伸不大、不太明显的 $G_H(x, z)$ 极值串。最后的一个串是非常明显的，由极大值和极小值组成的，在 90—100km 的深度上通过 120 点，然后明显地向上抬起。还可以看出，一些 $G_H(x, z)$ 极值串明显地靠近该区段的第一个界面。从表示的结果做出比较具体的地质结论还是很困难的。

正如看到的那样，第二区段有两个明显的 Δg 极小值，其间存在一个极大值。 Δg 极小值证明在 100km 的深度上存在低密度的大型地质体，从 G_H 断面已看到这种情况。 Δg 极大值的地质性质（200 点范围内）暂时还不清楚。在其下面的 G_H 断面上，出现一个变化不大但很明显的 $G_H(x, z)$ 极大值（大于 3 个单位）。它从最后的地震界面开始，断续地延伸到 100km 的深度上。这可能是高密度的近垂直层。在深海槽下面（230 点范围内），看到一个明显的 $G_H(x, z)$ 极大值带。它从海底开始，延伸到 60km 的深度上。这是一个低密度带。总之，所有区段都存在可靠的不同长度的近垂直 $G_H(x, z)$ 极值串。这是假定存在近垂直密度界面的依据。同时， G_H 断面很少对应俯冲带的最佳地质模型，在俯冲带内倾斜很大的海洋岩石圈板块延伸到大陆板块下面，直到很大的深度上。

剖面的第三区段具有 G_H 断面的其他特点。这里没有 $G_H(x, z)$ 极大值。在极小值的分布中，明显地出现许多近垂直的 $G_H(x, z)$ 极值串。可是上面的第二、第三串是近水平的 $G_H(x, z)$ 极值串。在该区段的左面， $G_H(x, z)$ 极值串的分布有明显的下沉趋势。

总梯度法在该剖面的试验结果就是这样。

现在举出一个解释 Δg 异常的例子。它是根据范围不大的详

测资料得到的(图47)。该例子的特点是存在一个局部构造。这个局部构造已被地震勘探查明，沿水平地层A₁(P₂t)表现得最清楚。 Δg 曲线上起伏很多，两侧明显倾斜，并有很强的区域背景。异常起伏证明断面上部是非常不均匀的。 Δg 的两侧很陡，这是近水平岩石破坏的标志。

用另外几种方法绘制 G_H 断面。用具体的N值，进行一系列计算。根据 $G_H(x, z)$ 极小值绘出近水平的 $G_H(x, z)$ 极值串。

最开始在纸上标上用最大N数计算出的所有极值，用符号1表示(图47)。在此基础上，弄清延伸最大的 $G_H(x, z)$ 极值串。然后利用根据较小的N数计算的结果，其极值用符号2表示。如果极值1近似与极值2重合，那么首先保留。在另外一种情况下，它们被舍弃，并修正 $G_H(x, z)$ 极值串的位置。随后在极值2中出现新的串，再进行以后的一系列计算等。

利用正的 $G_H(x, z)$ 绘制近垂直带。 $G_H(x, z)$ 断面被划分为上部(地震界面A₁(P₂t)以上)和下部。下部存在一个由垂向岩石破坏引起的近垂直的 $G_H(x, z)$ 极值带及一系列平静的凸状近水平的 $G_H(x, z)$ 极值串。其中上面的一串(1.8 km水平面)在中心部位与地震界面重合。因此，判定局部构造的存在。此外，在串的几何形状上，明显的趋势是上下移动时其顶点向右偏移。这完全与地震及地质资料吻合。

G_H 断面的上部比下部复杂得多。这里首先看到4条具有明显断裂特征的近垂直 $G_H(x, z)$ 极值带。

在近水平 $G_H(x, z)$ 极值串的几何形态上，出现中部的明显转折。这是由所有上部地层的软化所致，完全符合 Δg 曲线的特征。由此可见，该例与其他各例给出这种的可能依据，即根据 G_H 断面勾绘出含油气的远景局部构造。

勾绘密度界面的最后例子与研究Равнинный Крым地区的基底断块构造有关(图48)。众所周知，研究基底的断块构造明显地有助于查明沉积盖层中的油气藏，因为人们认为基底断块的移动是沉积岩层形变的主要原因^[21]。绘制断块构造图是在以下三

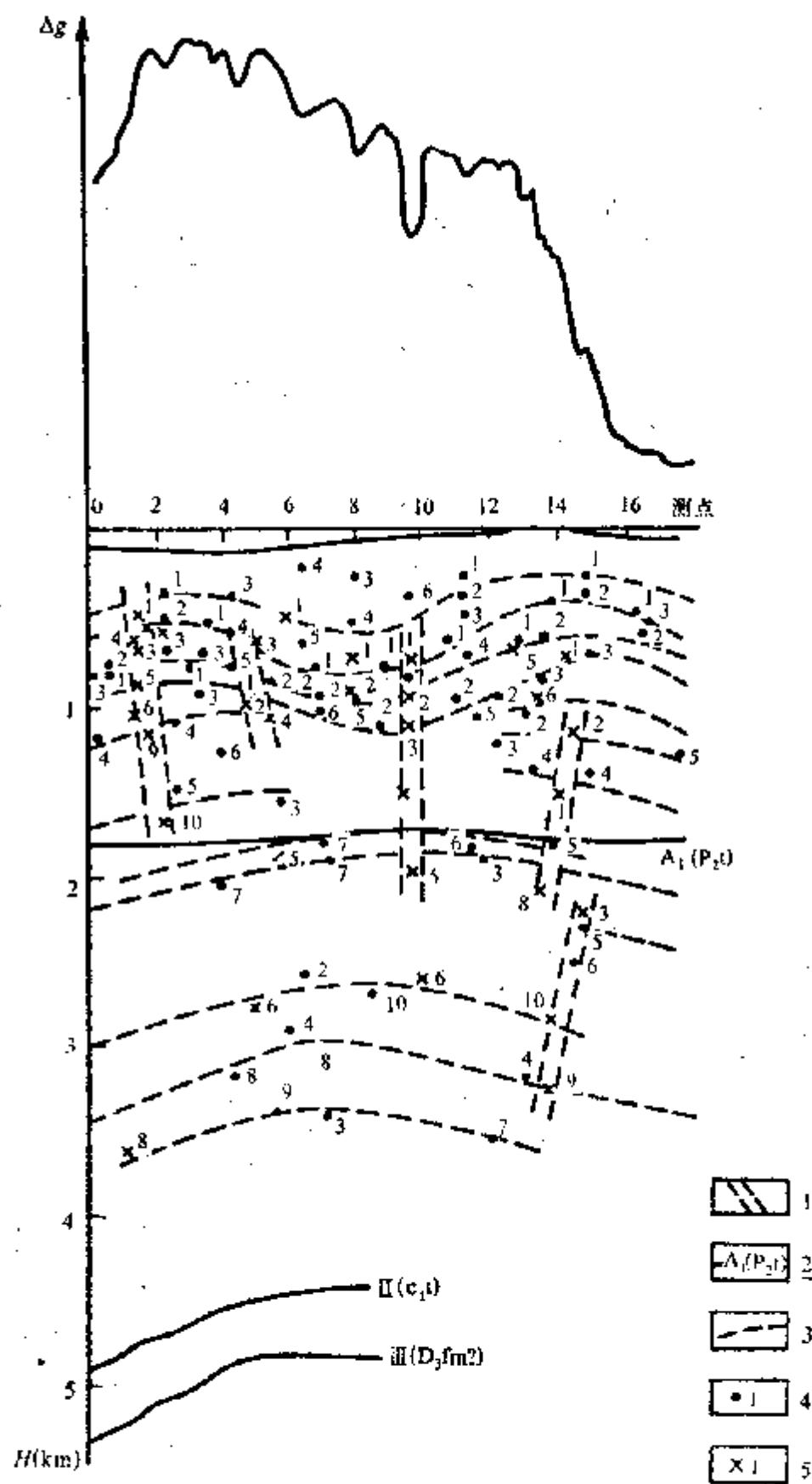


图 47 Δg 重力异常的解释结果

(局部 G_H 断面)

- 1— $G_H(x, z)$ 极小值带; 2—地震界面; 3—根据 $G_H(x, z)$ 勾绘的界面;
 - 4— $G_H(x, z)$ 极小值, 谱波数; 5— $G_H(x, z)$ 极大值, 谱波数
- 1—10 对应 $N = 120, 100, 80, 60, 50, 40, 30, 25, 20, 15$

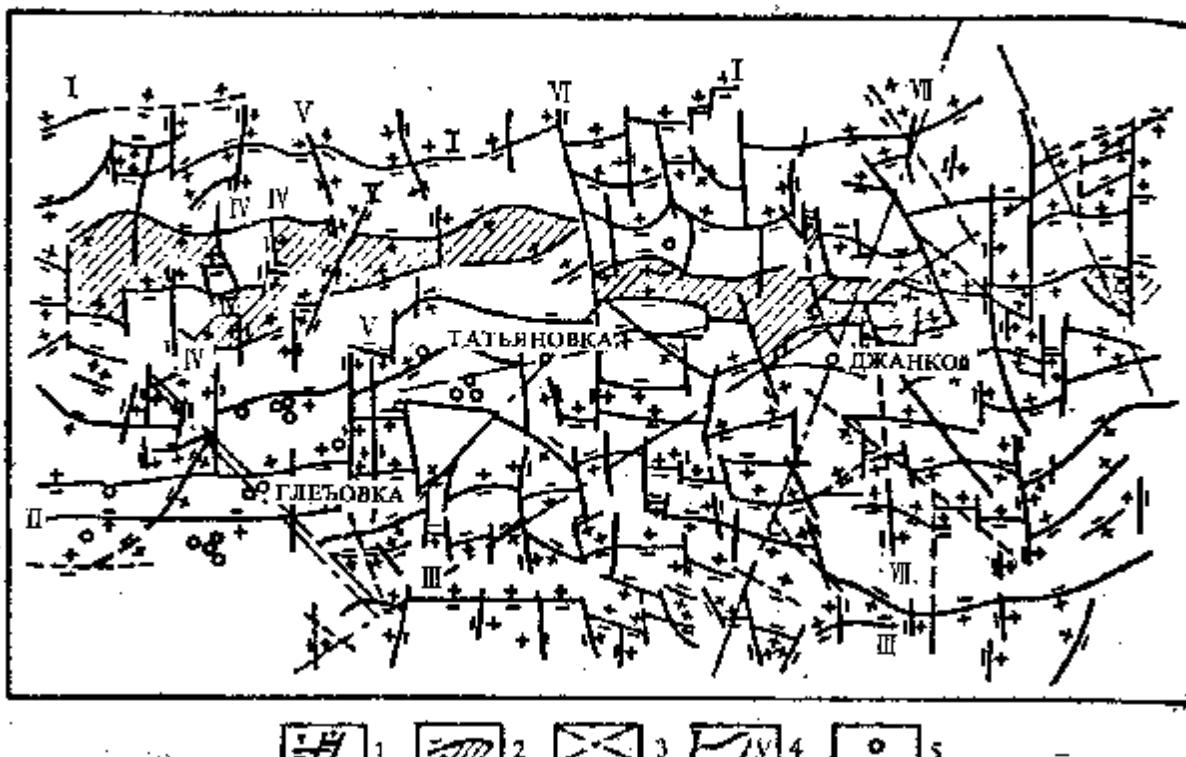


图 48 Равненный Крым地区根据重力资料解释结果的
结晶基底断块构造图

1—推断的深度 8 km 结晶基底表面的断裂破坏；2—推断的两个不同时
代地台连接带的结晶基底隆起（阴影线）；3—计算的重力剖面；
4—深断裂发育带；5—揭露产油气层的钻孔

项成果的基础上完成的，即把某些剖面上的 $G_H(x, z)$ 函数延拓到 10—15km 的成果，根据 $G_H(x, z)$ 极大值变化特征查明断裂带或断裂线成果及根据图39估计倾斜方向的成果。正如从图48看到的那样，在深度为 8 km 的断面上出现近东西和近南北的完整断裂系统。这些断裂把基底分割成若干断块。认为中央 Ворониово-Калончакский 断裂（VI）是在断裂破坏带的形成和扩展中起主要作用的主南北断裂，虽然不这样直观，以后又划分出 Криво- рожский 断裂（IV），Евпаторийский 断裂（V）及 Белогасский 断裂带（VII）。在全区出现了间隔很大的东西纵断裂带。在这些断裂中间，明显地存在 Агузский-Скадовский 断裂（I），Тарханкутский 断裂（II）及 Новоселовский 断裂（III）。后者是埋深达 12km 的长逆掩断裂。沿逆掩断裂和断层周围的宽台阶，

岩石向Новоселовский 断块方向发生隆升。在地震波场中，没有出现Тарханкутский断裂，而在重力场中反映为高梯度带。

在示意图上(图48)，划分出相对上升和下降的岩石断块以及一些高度变化很大的断块。同一平面的断块以长带的形式聚集一起。上升断块具有重要意义。沉积层中的褶皱作用与这类断块有关。Октябрьский, Татьяновский, Передовой 及其他地层的断裂构造与它们一致，气田与某些断裂构造有关。地震勘探划分出的许多背斜存在于沉积层很厚的基底下降区。在图48用阴影线表示不同时代基底的连接带。它的走向为东西方向，包围着上升断块。在其范围内分布着已知的黑海长垣。进一步应当看到，Джанкойский断块的南部界线是宽的逆掩断层。Джанкойский 气田的形成完全可能与它有关。

第四章 电法和地震勘探 数据的处理

利用总梯度法处理电法和地震勘探数据的试验较少，这种试验主要与查明油气藏引起的直接效应或解决直接找油气问题有关。如前所述， G_H 算子最初应用于位场的处理。它的使用具有明确的物理意义：沿 $0x$ 、 $0z$ 轴由原始异常计算导数，根据导数确定总梯度模，作总梯度的归一化及向空间各点延拓。在几何关系上总梯度是指向激发体重心或其角点的向量模。当处理非位场数据时， G_H 算子的这种意义就没有了。此时其明确的物理概念仅是一种运算，即沿 $0x$ 轴或 $0z$ 轴计算导数。从几何学观点看，其它的运算具有纯形式的性质。然而，当变为滤波变换时 G_H 算子还是有极明确的意义。如上所述， G_H 算子是一个复杂的非线性带型滤波器，它对原始函数谱的谐波有不同的选择性，而与谐波的物理实质无关。这就是在处理各种试验数据时应用 G_H 算子的基础。

第一节 电法数据的处理

电磁场的测量结果一般表示为各种电测剖面曲线、电测深曲线和视电阻率断面曲线。电测深曲线的解释是用传统的量板法来查明地电界面。层状均匀介质的概念是这种方法的基础。然而，油气藏以及上述诸因素都会使所观测的电磁场发生很大变化。在视电阻率断面上会明显地出现它们的影响。因此对于解决直接普查问题，断面曲线比某些曲线更好。

前面已谈到，油气藏与储集岩周围的围岩相比，电阻率升高，可能出现百分之几十到百分之几百的视电阻率异常值。这些

异常很少以明显形式，如闭合等值线形式出现，一般出现在一些简单地电断面条件下，如低阻断面。这类异常在文献〔4〕中作了介绍。一般来说，油气藏的作用仅使其他岩石，如基岩形成的 ρ_k 等值线产生一定的弯曲与形变。换言之，油气藏一般出现在上、下方变化较大的强背景场上。至今为止，还没有关于油气藏及伴生因素显示特征的令人满意的概念。这涉及到所谓的边缘效应或柱状异常，它们出现在油气藏边缘并可追溯到最上部。图49绘出了北Соленин气田近区建立场测深法的 ρ_k 地电剖面(b)、 Δg 重力曲线(a)和 $G_{\Delta g}(x, z)$ (c)。 Δg 曲线和 $G_{\Delta g}(x, z)$ 场曲线已经绘出(参阅图33)，并对结果进行了讨论。为了与 ρ_k 断面进行对比，在这里又将它们绘出。正如看到的那样，北Соленин气田包括总厚度很大的几个气层。从图49可以看到，在气藏边缘的 ρ_k 断面上等值线有波状的弯曲。这表明存在贯穿整个地电断面的正、负异常。

根据图49中各种资料的综合分析，可以有根据地认为，在构造形成过程中所产生的近垂向不均性，在很大程度上产生了 ρ_k 边缘异常。参考文献〔9〕指出，边缘异常可能是气藏响应叠加在区域场上的结果。此时气藏的直接影响仅会使 ρ_k 等值线向上产生某些弯曲。这表明电阻率上升不大。为更可靠地揭示气藏产生的响应，目前广泛采用了原始数据的不同变换。M. A. Киричек提出的将 ρ_k 剖面变换为归一化导数(或有限差)的方法得到广泛应用。变换时使用了以下算子：

$$\delta\rho_{kH}^i = \frac{\rho_k^{i+1} - \rho_{kCP}^{i+1}}{\rho_{kCP}^{i+1}} - \frac{\rho_k^{i-1} - \rho_{kCP}^i}{\rho_{kCP}^i}$$

式中， $\delta\rho_{kH}^i$ —— i 点的归一化导数(或差)； ρ_k^{i+1} ， ρ_k^{i+1} —— i ， $j+1$ 两水平面上 i 点的视电阻率值； ρ_{kCP}^i ， ρ_{kCP}^{i+1} —— j ， $j+1$ 两水平面上的 ρ_k 平均值。

该算子的特点是，能消除原始场的恒定和线性分量，保留局部部分量并使该分量比原始场更具有复杂的形态。在类似情况下 G_H 算子可分离出局部分量，而且其形态畸变不大。这样就简化了结

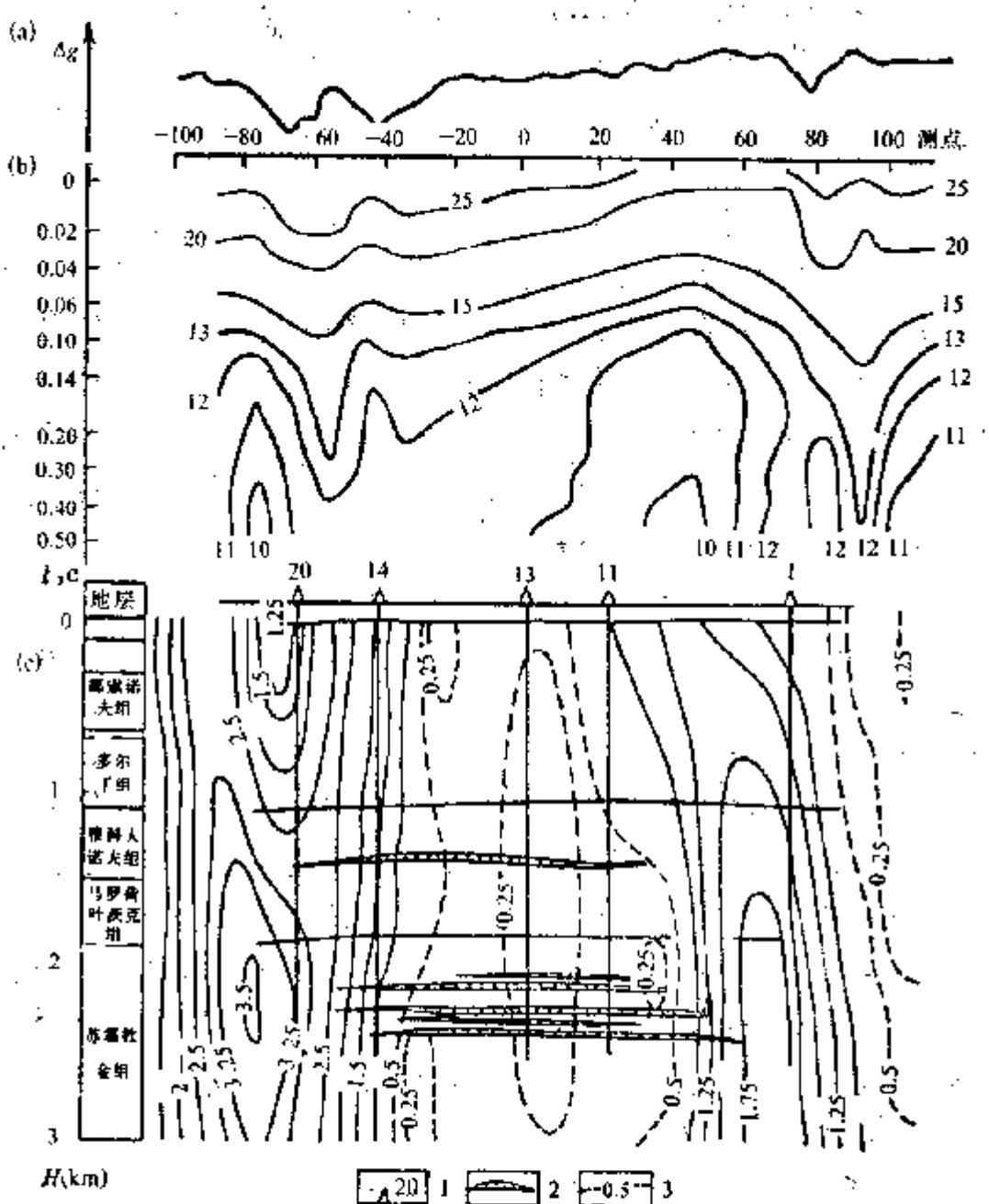


图 49 北Соленитин气田近垂直不均匀带在重力曲线和地电剖面上的反映

(a)— Δg 重力曲线; (b)—根据近区建立场测深法资料推断的地电剖面; (c)—归一化总梯度场 $G_{Ag}(x, z)$; 1—钻孔编号; 2—气藏; 3— $G_{Ag}(x, z)$ 值小于1的等值线

果的解释工作。上述结论我们用实例来说明。

图50示出由区域线性分量和局部同心圆状异常合成的理论场(a)。局部异常的幅度达1.3个单位。在此条件下其值是很大

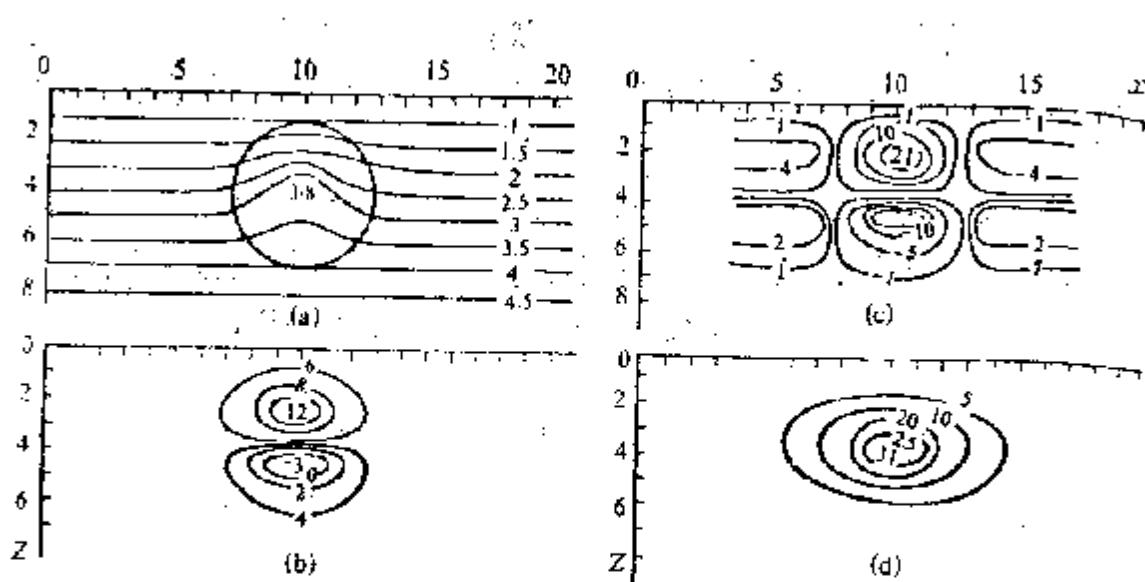


图 50 从区域线性分量和局部同心异常(圆圈标出)组成的理论场中分离出的局部异常

(a)—理论场; (b)—使用有限垂直差算子分离出的结果; (c)—使用归一化垂向导数分离出的结果; (d)—使用归一化总梯度法分离出的结果

的。虽然很清晰, 但产生等值线的弯曲。

然后利用有限差算子对合成场进行变换(参阅图50 b)。有限差算子是按正方形网格求取两点间垂直差, 这时线性分量变为常量, 而局部同心圆状分量变成正负异常。这就得出关于局部场源性质的复杂结论: 存在一个正场源时, 可使人产生存在正负两个场源的概念。

当使用M. A. Киричек算子时, 得到更复杂的图形(参阅图50 c)。在两个形状相似的中心式异常的两侧又增加了一些符号相反、数值更低的异常。这些异常使解释更加复杂。此实例给人的印象是, 上述Киричек算子是一般有限差分的一个不佳方案。

改用总梯度算子后, 得到另一种图形(参阅图50 d)。分离出一个水平延伸的异常, 如上所述, 这是 G_h 数学工具的二维性结果。延伸性使场源的形状产生一定畸变, 但不会使场源的个数发生改变。因此, 解释的结果较为可靠。

下面的例子(图51)是对含有弱导电板状体的两层介质模型的 ρ_k 剖面处理结果。在某种程度上这种模型代表了油气藏。本例

实验是在专门的水槽中进行的。板状体在水槽中的位置及参数均已标在图51 a 上。 ρ_k 剖面 (b) 不明显, 据此很难判断存在某种局部异常。

在 $N=10$ 时, 根据 ρ_k 剖面计算的 G_{ρ_k} 场中间部分 (c), 明显地出现了一个等值线为 1.5 的闭合异常。它对应板状体的位置。用 Киречек 算子求得的 δ_m 场很复杂且不明显 (d)。

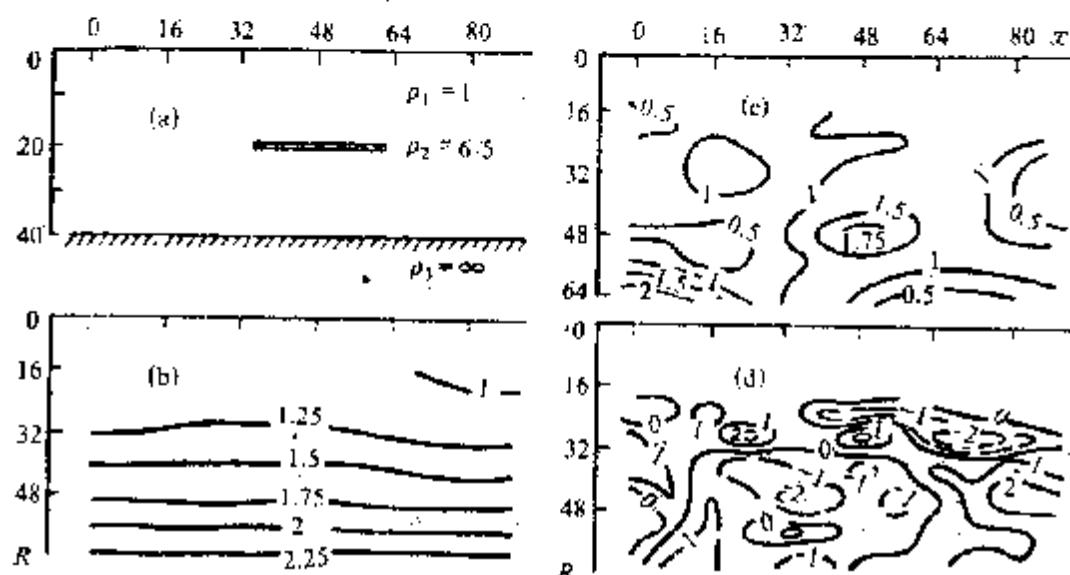


图 51 使用 G_H 算子和归一化导数算子对含有弱导电板状体的二层介质模型的处理结果

(a)一含有弱导电板状体的二层介质模型(位于中间);(b)一在含有弱导电板状体($\rho_{nn} = 6.5\rho_1$)的二层断面($\rho_2/\rho_1 = \infty$)上方根据偶极电测深模拟数据计算出的 ρ_K/ρ_1 视电阻率断面;(c)— $N = 10$ 时,用 G_H 算子对 ρ_K/ρ_1 断面的变换结果;(d)一用归一化导数算子对 ρ_K/ρ_1 断面的变换结果.

图52、53是Жетыбай (南Мангышлак) 油气田的实例。图52示出偶极电测深法测得的 ρ_k 断面。图53是在 $N=20$ 时, 用总梯度算子对 ρ_k 剖面变换的结果。 ρ_k 剖面不太复杂, 在油气藏范围内直接见到视电阻率下降, 与油气藏的响应不太适应。按照直接普查的概念, 油气藏应导致 ρ_k 升高, 这可能与层间水的矿化特点有关。在油气藏范围内, G_{ρ_k} 场表现出很大的异常。证明这里的电阻率极不均匀。

下面再举出滨里海凹陷 Тортай 地区的一个用 G_H 算子将建立

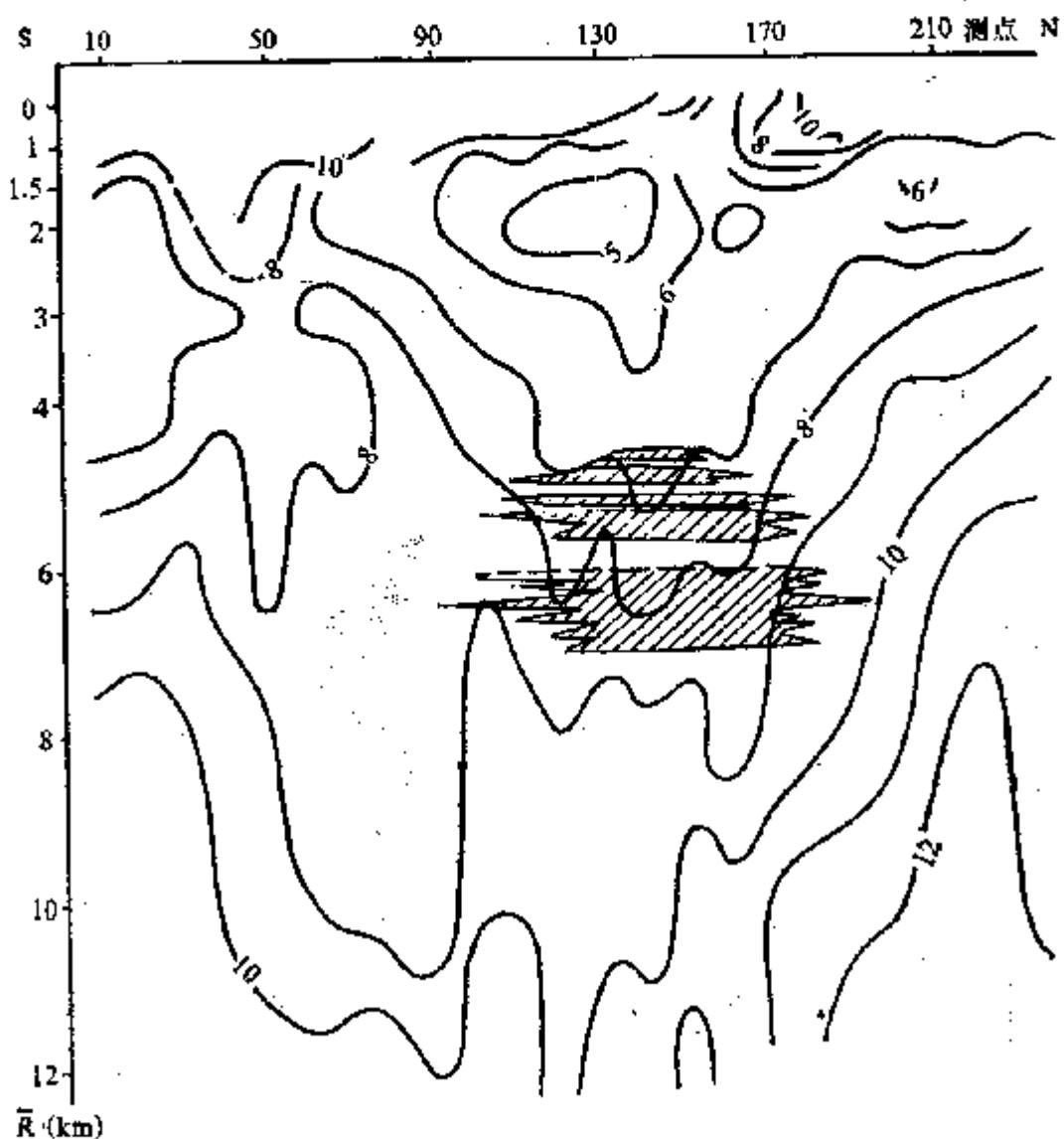


图 52 Жетыбай油气田（南Мангышлак）上偶极电测深法 ρ_z 视
电阻率（ $\Omega \cdot m$ ）断面图
(油气田范围用阴影线表示)

场测深法 ρ_z^+ 剖面变换为 $G_{\rho_z^+}$ 场的实例。在一很大隆起的斜坡上探明了一个油气藏（参阅图54a）。

ρ_z^+ 断面（图54 b）的变化很小。据此很难判断是否存在有某种意义的异常。而 $G_{\rho_z^+}$ 场变化却较大（图 54 c）。其中圈出了两个异常区：一个在50—75号测点间，另一个在125—150号测点间。第二个异常极可能与油气藏有关。它引起了人们的重视。这些实

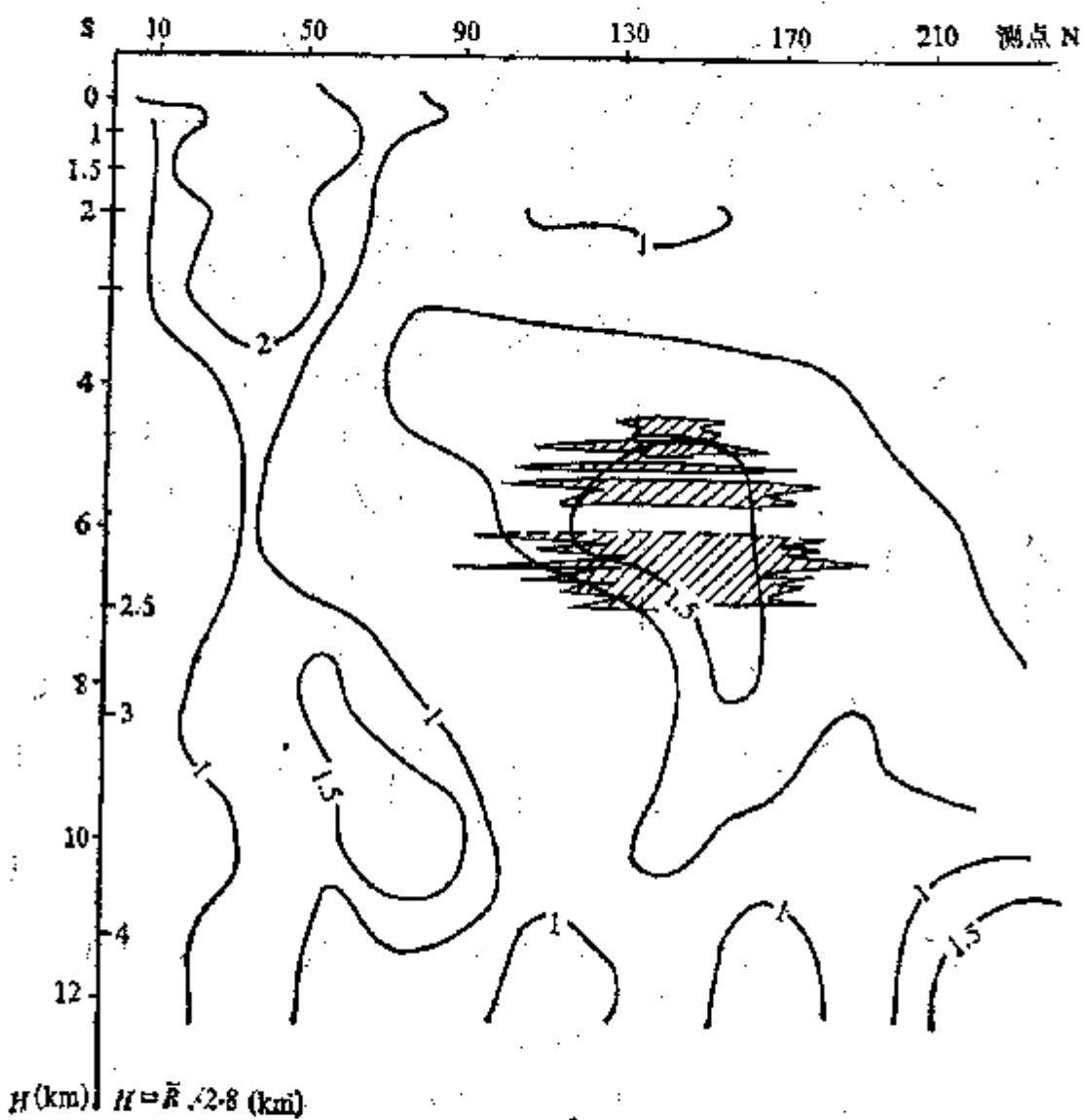


图 53 用 $G_R(N=20)$ 算子对图52中 ρ_k 断面的变换结果 (G_{ρ_k} 场)

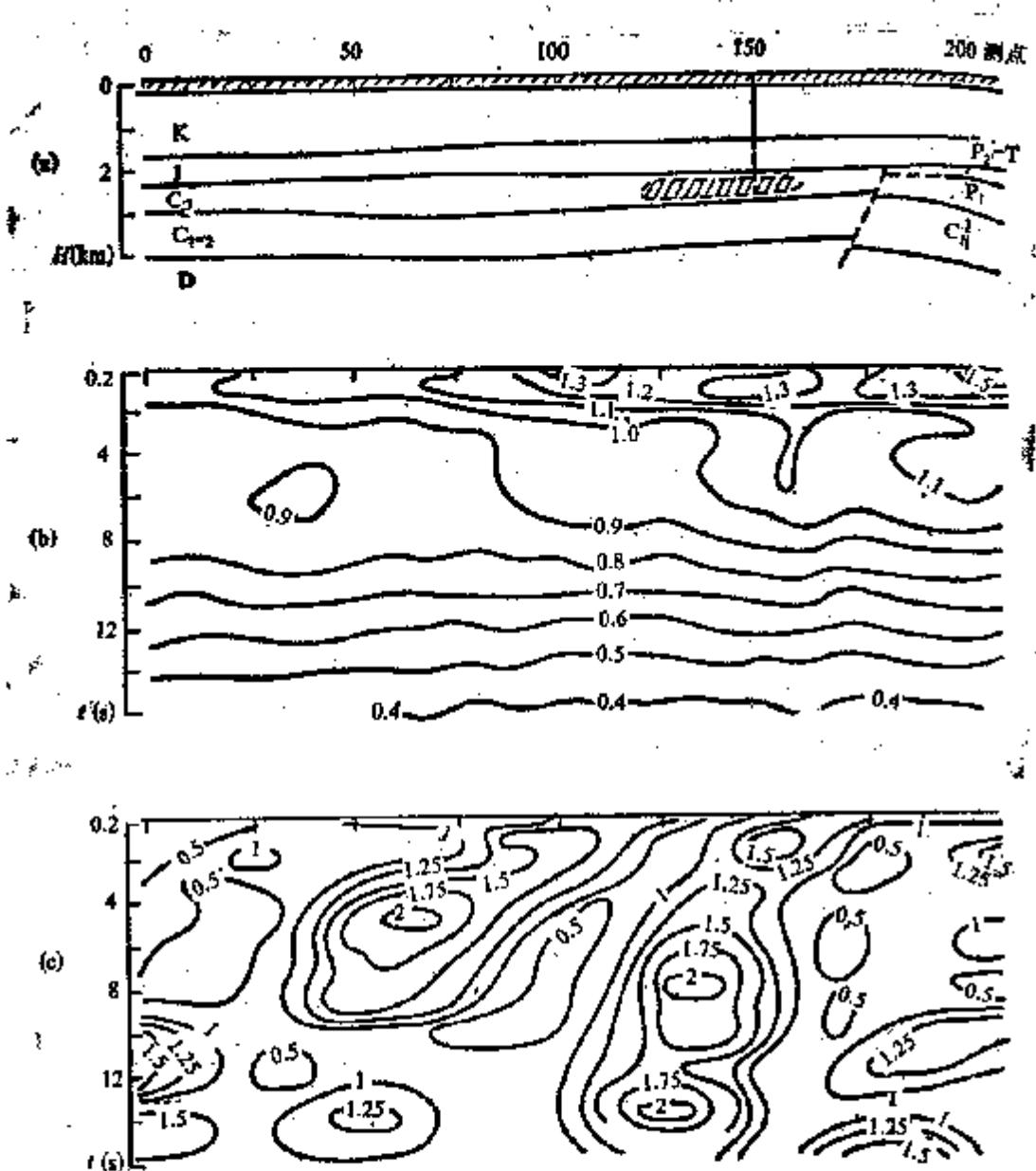


图 54 滨里海凹陷 Тортай 地区用 G_m 算子把建立磁场测深法 ρ^{\pm} 断面转换成 G_m 场的结果

a—地质断面图；b—建立磁场法 ρ^{\pm} 断面图；c— G_m 断面图

例表明，对于电法勘探数据的处理中使用总梯度法是合理的。

第二节 地震勘探数据的处理

用总梯度算子 G_B 处理地震勘探数据的经验不多，然而从目

前积累的结果可证实，该方法是很有前途的。 G_H 算子可直接用于地震记录的处理以及处理后得到的各种参数的再处理。

处理地震记录的 G_H 算子的主要应用是滤波特性，首先是消除正弦分量的特性。因此，地震路径变为简单的曲线，在几何上接近地震信号的包络线；在物理上表示了振动的总能量，即势能与动能之和。参考文献[4]指明了 G_H 算子的这些特点。最初国外开展了这类应用研究^[29]，以后在原苏联也开始应用^[20]。这就是众所周知的路径综合处理。为此，使用了 $R(t)$ 型算子

$$R(t) = \sqrt{u^2(t) + u^*(t)} \quad (103)$$

式中， $u(t)$ ——实分量； $u^*(t)$ ——虚分量。

实分量 $u(t)$ （实际代表地震记录）和虚分量 $u^*(t)$ 是根据原始地震记录用希尔伯特变换或傅里叶一般变换求出的。 $R(t)$ 曲线表示信号的包络线，它表征了时刻 t 的瞬时振幅。除了求 $R(t)$ 外，还可求出信号的瞬时相位

$$\varphi(t) = \arctg \left[-\frac{u^*(t)}{u(t)} \right]$$

以及瞬时频率：

$$f(t) = \frac{1}{2\pi R^2(t)} \left[\frac{\partial u^*(t)}{\partial t} u(t) - \frac{\partial u(t)}{\partial t} u^*(t) \right]$$

$R(t)$ 算子与 G_H 算子的差别在于， $R(t)$ 的分量 $u(t)$ 和 $u^*(t)$ 在微分关系式中类似于原始函数，然而 G_H 的分量是该函数的导数，明显地表示这些算子的分辨率。在开始研究总梯度法时，就对(103)型结构式进行了试验。在位场的情况下，如重力场，分量 $u(t)$ 、 $u^*(t)$ 或 $u(x)$ 、 $u^*(x)$ 都有明确的物理意义。

分量 $u(x)$ 是重力位 V 或 V_x (Δg) 的一阶垂向导数，而 $u^*(x)$ 则是 V 或 V_x 的水平导数。

因此，总非归一化 $G(x, z)$ 有如下形式

$$G(x, z) = \sqrt{V_x^2 + V_z^2} \quad (104)$$

利用已知公式

$$V_x = \sum_1^N B_n \sin \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (105)$$

计算 V_x , 利用级数

$$V_x = \sum_1^N B_n \cos \frac{\pi n x}{L} e^{\frac{\pi n z}{L}} \quad (106)$$

计算 V_{xz} 。

假设公式(105)中的 $z=0$, 得到总梯度的结构式(104)。该式在计算关系上类似于一般傅里叶变换时的结构式(103)。正如从三角级数理论^[25]知道的那样, 在 $z=0$ 时, 级数(106)是共轭级数(105)。因此可以把函数 V_x 或 $u(t)$ 看成是共轭函数 V_x^* 或 $u^*(t)$ 。函数 V_x 或 $u^*(t)$ 的这种新解释对理解上述变换的实质是有利的。

在处理位场及某些地震资料中, 算子(104)的试验表明, 在分离原始数据的高频分量时其分辨率不高, 特别是不存在 $e^{\frac{\pi n z}{L}}$ 因子时。在很大程度上, 这已成为在导数法和导数向下延拓法、或利用因子 $e^{\frac{\pi n z}{L}}$ 和归一化的方法中转用 G_H 算子的根据。可以认为, 算子(103)与算子 G_H 相比其分辨率较低。参考文献[4]中的一些实例及其它的例子部分地证实了这一点。从这些实例可以看出, 被变换的地震信号与原始信号相比明显地被拉长。提高变换的分辨率有最重要的意义, 特别是在查明与油气藏有关的响应时。

现在我们来讨论地震记录处理中 G_H 算子的使用特点。这里采用的坐标系与前面相同。轴 $0z$ 指向下方, 轴 $0x$ 沿观测剖面由左向右。为使讨论统一, 我们把用 u 表示的某一路径记录看作是坐标 z 的函数(在直接计算时不用 z 而用时间 t)。此时, 算子 G_H 有如下形式

$$G_H = \frac{\sqrt{|u_x^2(z) + u_z^2(z)|^*}}{\frac{1}{M} \sum_0^M \sqrt{|u_x^2(z) + u_z^2(z)|^*}} \quad (107)$$

式中, $u_x(z)$, $u_z(z)$ ——分别为函数 $u(z)$ 沿轴 $0x$ 、 $0z$ 的导数;

M ——在给定 $u(z)$ 的计算区间 L 内的点数; ν ——指数。

实际应用时, 时间 t 作为 L 出现。在算子 G_{Π} 的这种概念中只有导数 $u_x(z)$ 有明确的物理意义。然而, 导数 $u_x(z)$ 在数学上可以表示为与其共轭的函数。根据方法的一般理论及所采用的坐标系统, 在某一区间 L 的地震记录可用如下级数表示

$$u(x, z) = \sum_1^N b_n \sin \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^{\nu} \quad (108)$$

式中, ν ——指数。

谐波 b_n 根据下列公式算出

$$b_n = \frac{2}{L} \int_0^L u(z) \sin \frac{\pi n z}{L} dz \approx \frac{2}{M} \sum_0^M u(j \Delta z) \sin \frac{\pi n j}{M} \quad (109)$$

式中, j ——区间 L 内的流动点号; Δz ——点距; $u(z)$ ——区间 L 内的原始函数 $u(z)$ 。

由表达式 (108) 看出, 函数 $u(z)$ 也变为两个变量 x, z 的函数 $u(x, z)$, 这在地震场的条件下是不符合实际的。因此, 利用级数 (108) 对地震数据进行变换具有形式上的特点。但为了弄清相应计算方法的推导, 它又是需要的。对公式 (108) 沿 x, z 微分, 得到下列导数公式

$$u_x(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_0^N n b_n \sin \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^{\nu} \quad (110)$$

$$u_z(x, z) = \frac{\pi}{L} \sum_0^N n b_n \cos \frac{\pi n z}{L} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^{\nu} \quad (111)$$

或者, 假设 $x = 0$, 则有

$$u_x(z) = \frac{\pi}{L} \sum_0^N n b_n \sin \frac{\pi n z}{L} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^{\nu} \quad (112)$$

$$u_x(z) = \frac{\pi}{L} \sum_0^N n b_n \cos \frac{\pi n z}{L} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^n \quad (113)$$

计算时，经常利用公式 (112)、(113)，但也可使用公式 (110)、(111)。 x/L 值可选择确定。但一般不超过 1 个单位的 $\frac{1}{10}$ — $\frac{3}{10}$ 左右。为方便起见，因子 $e^{\frac{\pi n x}{L}}$ 最好用 K 。（滤波系数）来表示。因此，通常将计算过程归结为下列步骤。根据某一路径或其某些区段的离散点上的地震记录值，用公式 (109) 求得谐波 b_n 。谐波数达到点数 M 。用公式 (112)、(113) 或 (110)、(111) 计算导数 $u_x(z)$ 、 $u_z(z)$ ，将它们代入公式 (107)。然后确定路径上的每个离散点的 $G_H(z)$ 。

利用第二章第四节叙述的无原始数据频谱展开的数学工具，把地震记录变换为参数 G_H 。

众所周知，这种处理的实质是分离出含 $(-m, m)$ 点的某一区段，或带 $(-R, R)$ 或 $(-\xi, \xi)$ 。坐标原点位于带的中心。利用下列公式计算导数 $u_x(z)$ 、 $u_z(z)$ ：

$$u_x(z) = \frac{\pi \Delta \xi}{R^2} \sum_{-m}^m \alpha_i u(i) \quad u_z(z) = \frac{\pi \Delta \xi}{R^2} \sum_{-m}^m \beta_i u(i)$$

式中， $\Delta \xi$ ——读数点 $u(i)$ 之间的距离； i ——流动读数点号。

系数 α_i 、 β_i 用下列公式计算：

$$\alpha_i = \sum_1^N n \sin \frac{\pi n i}{m} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^n$$

$$\beta_i = \sum_1^N n \cos \frac{\pi n i}{m} e^{\frac{\pi n x}{L}} \left(\frac{\sin \frac{\pi n}{N}}{\frac{\pi n}{N}} \right)^n$$

求出导数之后，用表达式 (107) 计算参数 G_H 。这样的计算方式在处理地震记录时要好于谱展开方式。

在地震记录 $u(z)$ 变换的结果中，所得到的新参数 $G_H(z)$ 最好用 E_H 表示。显然， E_H 表达式与 $G_E(z)$ 表达式是类似的。尽管方法有明显的形式性，但在该表达式中分子的平方 $E^2(z) = u_x^2(z) + u_z^2(z)$ 还是有极明确的物理意义。它表征了在地表每一点 z 和每一时刻 t 所记录的地震波总能量（动能加势能）。由于开方（一般是可以不进行）和归一化运算会改变 $E(z)$ 图像的比例尺及其大小，但不会改变整体形状，所以参数 E_H 将表征波的总能量。 E_H 的更直观物理意义可以用固定在刚性弹簧上端质量为 m 的重荷所做的谐振动，即最简单的地震仪的例子来说明。在无衰减的条件下，离开平衡位置的重荷将做如下形式的谐振动

$$u(t) = a \sin \omega t \quad (114)$$

式中， a ——振幅； ω ——振动频率。

为不引出新的符号，我们取某一时间间隔为 L 。对这一时间间隔，表达式 (114) 写成下面形式

$$u(t) = a \sin \frac{\pi k t}{L} \quad (115)$$

式中， k ——时间间隔 L 内的正弦曲线的整周期数

$$\frac{\pi k}{L} = \omega$$

振动着的重荷的势能 $E_n(t)$ 用下面公式求出

$$E_n(t) = \frac{1}{2} c u^2(t) = \frac{1}{2} c a^2 \sin^2 \frac{\pi k t}{L} \quad (116)$$

式中， c ——弹簧的常数。

由此看出，在重荷偏离的极限点上 $E_n(t)$ 达到最大值，而通过平衡位置时 $E_n(t) = 0$ 。

重荷的动能

$$E_k(t) = \frac{1}{2} m v^2(t) \quad (117)$$

式中， $v(t)$ ——重荷的运动速度。

由于 $v(t) = \frac{\partial u(t)}{\partial t} = a \frac{\pi k}{L} \cos \frac{\pi k t}{L}$

$E_k(t)$ 的表达式有如下形式

$$E_k(t) = \frac{1}{2}ma^2 \left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 \cos^2 \frac{\pi kt}{L} \quad (118)$$

考虑到频率 ω 、重荷的质量 m 和弹簧的常数 c 之间的已知关系式(22)

$$\omega^2 = \frac{c}{m} = \left(\frac{\pi k}{L}\right)^2$$

$E_n(t)$ 的表达式可写成

$$E_n(t) = \frac{1}{2}ma^2 \left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 \sin^2 \frac{\pi kt}{L} \quad (119)$$

从而得出振动着的重荷总能量为

$$E_{\text{пол}} = E_{\text{п}}(t) + E_k(t) = \frac{1}{2}ma^2 \left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 = \frac{1}{2}c^2a^2 \quad (120)$$

正如看到的那样，振动着的重荷总能量（谐振动的总能量）是不变的。然而，这时总能量的某些分量以反相位的方式进行正弦振动。

显然，用平均值归一化的 $E_{\text{пол}}=1$ 。利用算子 G_B 对公式(115)进行变换。为此，先用下式求出谐波 b_n

$$b_n = \frac{2}{L} \int_0^L a \sin \frac{\pi kt}{L} \sin \frac{\pi nt}{L} dt$$

积分后得到

$$b_n = \frac{2a}{L} \left| \int_0^L \left[\frac{L \sin \left(\frac{k-n}{L} t \right)}{2(k-n)} - \frac{L \sin \left(\frac{k+n}{L} t \right)}{2(k+n)} \right] dt \right|$$

或者代入积分限后

$$b_n = a \left[\frac{\sin(k-n)\pi}{k-n} - \frac{\sin(k+n)\pi}{k+n} \right] \quad (121)$$

除了 $n=k$ 之外，对于所有的 n ， b_n 均为零。对于 $k=n$ ，则 $b_n=a$ 。省略(112)、(113)式中的圆滑因子并用 t 替换 z ，求出导数值

$$u_n(t) = a \frac{\pi k}{L} \sin \frac{\pi kt}{L}$$

$$u_x(t) = a \frac{\pi k}{L} \cos \frac{\pi k t}{L}$$

考虑到 (118)、(119) 式中 $m=1$ ，可以写成

$$\frac{1}{2}E_{\text{II}}(t) = u_x^2(t), \quad \frac{1}{2}E_k(t) = u_z^2(t) \quad (122)$$

$$u_x^2(t) + u_z^2(t) = a^2 \left(\frac{\pi k}{L}\right)^2 = \frac{1}{2}(E_{\text{II}}(t) + E_k(t)) = \frac{1}{2}E_{\text{пол}}(t) \quad (123)$$

因此可以说，重荷所做的谐振动的导数平方和确实表征了振动的总能量。显然，表达式 (123) 的归一化会得到一个等于 1 的常量。现在我们来讨论重荷所做的如下形式的衰减振动实例⁽²²⁾

$$u(t) = e^{-\xi t} a \sin \omega t \quad (124)$$

式中， ξ ——某一常数。

根据公式 (116)、(117) 将用下式计算衰减振动的总能量

$$E_{\text{пол}} = \frac{1}{2}ca^2e^{-2\xi t} \sin^2 \omega t + \frac{1}{2}ma^2e^{-2\xi t} (\xi \sin \omega t - k \cos \omega t)^2$$

考虑到 ω 、 c 、 m 之间的关系以及不等式 $\xi < \omega$ （在相反条件下振动不存在），求得 $E_{\text{пол}}$ 的表达式

$$E_{\text{пол}}(t) \approx \frac{1}{2}ca^2e^{-2\omega t} = E_0 e^{-2\xi t} \quad (125)$$

式中， E_0 ——在起点的总能量。正如看到的那样，在这种情况下 $E_{\text{пол}}(t)$ 的值随着指数，即公式 (124) 的振动包络线而变化。

用公式 (126) 描述 Берлаг 脉冲

$$u(t) = at^\xi e^{-\beta t} \sin \omega t \quad (126)$$

用类似的方法证明，Берлаг 脉冲的总能量表达式为

$$E_{\text{пол}}(t) \approx at^\xi e^{-\beta t} \quad (127)$$

式中， ξ 、 β ——常数。 $E_{\text{пол}}$ 曲线是有一个最大值的不对称光滑曲线。显然，它也是一条公式 (127) 的振动过程的包络线。

当没有系数 q 和 K_0 的情况下，算子 G_H 或 E_H 将原始记录 $u(z)$ 变换为实际上接近包络线的曲线，但是分辨率降低。存在上述系

数时能提高运算的稳定性及 E_H 曲线的分辨率。我们称 E_H 曲线为能量曲线或能量脉冲。但 E_H 曲线的形状还是有别于包络线的。我们用图 55 的理论实例说明算子 G_H 的分辨能力。该例是由两个不同时间偏移的 Герлаг 脉冲组成的复杂脉冲。用谱展开的数学工具进行计算。系数 K_0 的数值不是绝对值，而是比值 x/L 。

分析原始曲线后（图 55），可以看出，II、III 方法很难靠眼睛判断曲线上是否存在两个脉冲，而 IV、V 方法能看出这两个脉冲。变成 E_H 曲线后，图形发生明显变化。首先可以看出，脉冲 E_H （图 55 b）有一个明显极值与原始曲线相比被压缩。其形状与包络线差别很大。在 II、III 的情况下， E_H 曲线上开始出现两个明显的极值。这表明存在两个脉冲。在 IV、V 情况下，这两个脉冲完全被分开，比原始曲线上的脉冲更明显。必然看到，在楔状尖峰的极值分布中，在极值点上存在单脉冲。左边的极值应在原处，而右边极值则对应原始脉冲的位置产生均匀的偏移。显然，要查明原始脉冲中的“楔状物”是困难的。这个例子对直接普查油气藏具有重要意义，因为这个例子在某种程度上相当于气水接触面和油气藏顶面的地震波反射情况。

图 56 的例子表示 Берлаг 脉冲与一段正弦曲线的组合。第二个信号（一段正弦曲线）相对较小。图上绘出两种脉冲之间的实际关系。在所有情况下，根据原始记录难以判断是否存在第二个脉冲。

变换为能量曲线后，特别是从 $K_0=0.06$ 开始，非常明显地出现第二个脉冲。在极值的分布中可清晰地看到与图 55 相同的“楔状物”。当 $K_0=0$ 时， E_H 曲线接近包络线。

由此可见，该理论例子证实了上述结论，即与一般曲线相比，能量脉冲的形状简单，且较清晰。

在资料分析中，产生了谐波数 N 和滤波系数 K_0 的选择问题。一般来说，这个问题很复杂，这里不作详细讨论。可以指出，实践中存在选择这些数值的可靠原则。基本原则之一是 E_H 曲线的形状。众所周知，如果从较小的 N 、 K_0 系数开始，对同一类例

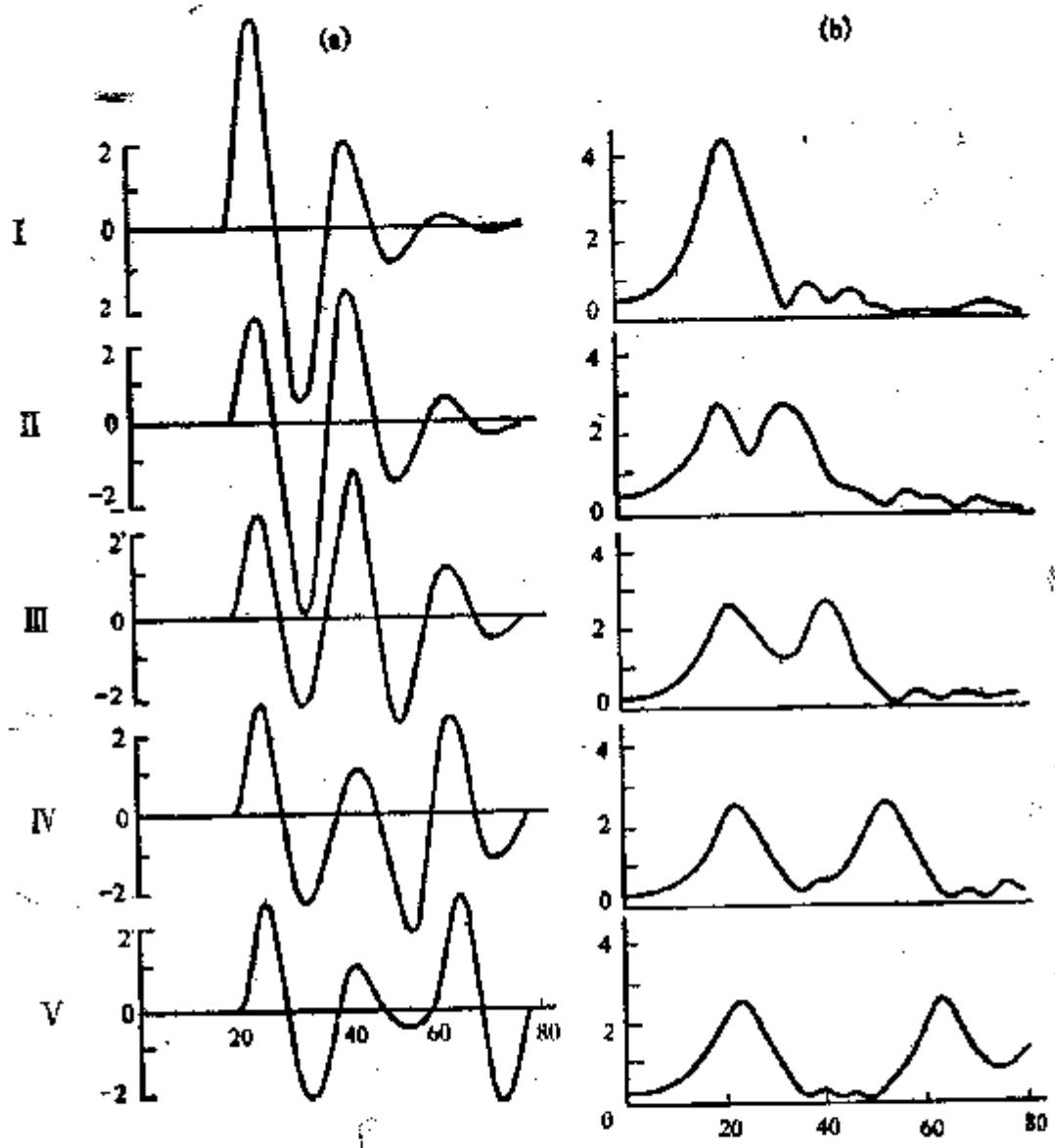
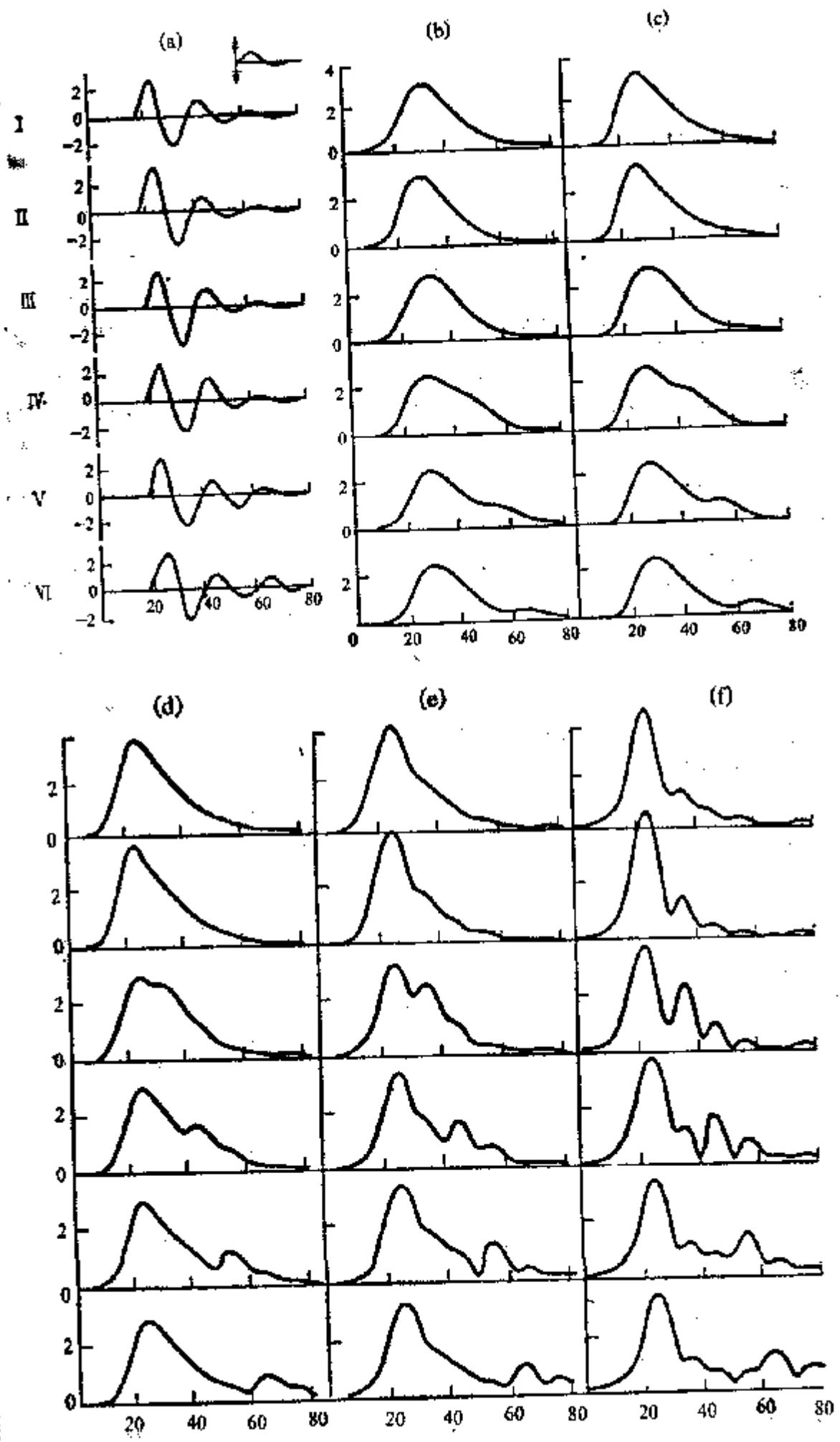


图 55 $N = 70$ 时利用算子 G_H 对由两个 Берлаг脉冲合成的复杂脉冲变换结果
 (a)—原始脉冲; I—Берлаг单脉冲; II—V—在 $1/2T$ 、 T 、 $3/2T$ 、 $2T$ 时，分量脉冲之间有偏移的复杂脉冲; (b)— $K_\phi = 0.05$ 时的能量脉冲 E_H

子进行一系列的计算，则 N 、 K_ϕ 值大时在 E_H 曲线上出现高频分量，确定它的出现不复杂。

在最普通的情况下，一般 N 不应超过 $0.6—0.8M$ (M 为区间 L 内的点数)，而 K_ϕ 不应大于 $0.1—0.3$ 。

我们举出对 Мангышлак Узень 油气田内两口钻孔的地震



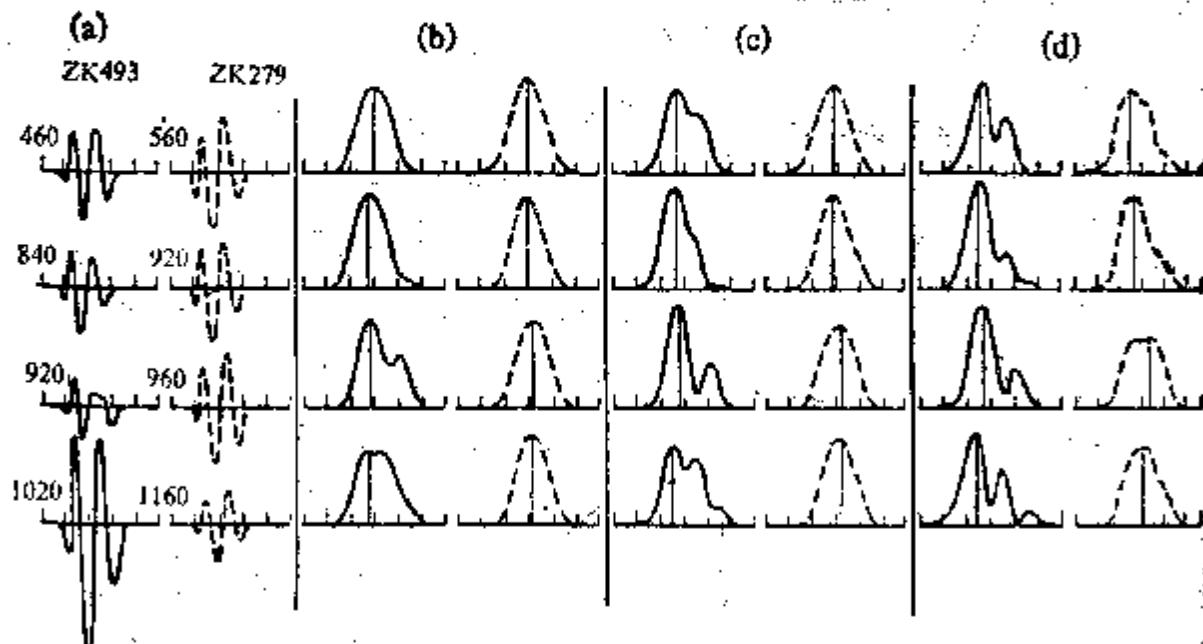


图 57 Узень油气田含油井 (ZK493) 与干井 (ZK279) 地震测井的实际地震脉冲变成能量脉冲 E_H 的实例

(a)—实际地震脉冲, (b)—(d)—能量脉冲 E_H , 分别用 $K_0 = 0, 0.02, 0.04$ 计算 E_H

测井资料试用算子的实例。其中 ZK493 穿过产气层。ZK 279 号在油气藏外面，除了 XIII、XIV 层外，还穿过了含水地层。在 XIII、XIV 层中发现有少量石油。

对两个钻孔都做了深度 1300m 的编录。从 400m 深度开始出现产气层。图 57 a 示出了取自某些地层的地震记录开始部分的典型地震脉冲，虽然由于背斜的弯曲，这些地层的深度不同。脉冲的长度处处一样。

应当指出，许多原始脉冲很清晰，形状接近，但其振幅不同，如 1020m、1160m 深度上的脉冲。图 56(b)～(d) 给出用 $K_0 = 0, 0.02,$

图 56 $N = 30$ 时利用算子 G_H 对含有一个 Берлаг 脉冲和一段正弦波的复杂脉冲变换结果

(a)—原始脉冲; I—Берлаг单脉冲, II—分量之间无偏移的复杂脉冲, III—VI—在 $1/2 T, T, 3/2 T, 2 T$ 时分量脉冲之间有偏移的复杂脉冲; (b)～(f)— $K_0 = 0, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ 时计算出的能量脉冲 E_H

0.04 和 $N=30$ 计算出的能量脉冲。首先看出，脉冲形态，特别是 b 情况证实了上面的论述，即关于变换后曲线的明显程度和平滑程度的论述。

如果原始脉冲的振幅差别很大，则变换后的振幅在某种程度上是一样的。这与归一化有关。这种简单的分析能够查明产油井和非产油井的能量脉冲的明显规律性差异。当 $K_0=0$ 时，ZK 493 产油井的 E_H 脉冲形状相对于通过 E_H 极大值的直线是不对称的，它比 ZK 279 非产油井的 E_H 脉冲形状更不对称（图 57 b）。脉冲形状的这一特征可用 θ 值定量地描述。 θ 值表示被一条通过 E_H 极大值的垂直线把脉冲分成左、右两部分的面积之差（图 58）。使用一定间隔的纵坐标之和，而不用面积。被 E_H 极大值分割的面积差与 E_H 极大值的不同有关。用这种方法处理了 ZK 493 钻孔、ZK 279 钻孔的地震测井数据，并绘制了图 58 的 θ 曲线。正如看到的那样，曲线特征的变化是各式各样的。ZK 279 钻孔的 θ 值不大，而在零线附近变化。这表明脉冲 E_H 是对称的，对于 ZK 493 钻孔，除了其一个点外， θ 曲线均位于零轴线的右边，这表明 E_H 脉冲是极不对称的。值得指出，在 ZK 279 钻孔下部水平地层中， θ 值变为正值。 θ 的这种变化特点暂时还没弄清。产油井中的 E_H 脉冲不对称的原因之一可能是油气层底面的反射波。

这些迟至波可能叠加在由爆炸点向接收点传播的直达波上，因此可能使能量脉冲的形状产生畸变。尽管在非产油层中的迟至波强度要比油气层低，但由于地层的声学系数差别不大，非产油层中还可能出现迟至波。

随着 K_0 系数的增大，在 E_H 脉冲上的主极大值之后又出现一些其他极大值，证实了迟至波的存在。

除了 ZK 493、ZK 279 钻孔的能量脉冲形状以外，还讨论了 Q_1 、 Q_2 值。这两个值表示用不同系数 K_0 计算出的脉冲 E_H 极大值的相对差（图 59）。

Q_1 、 Q_2 的表达式如下

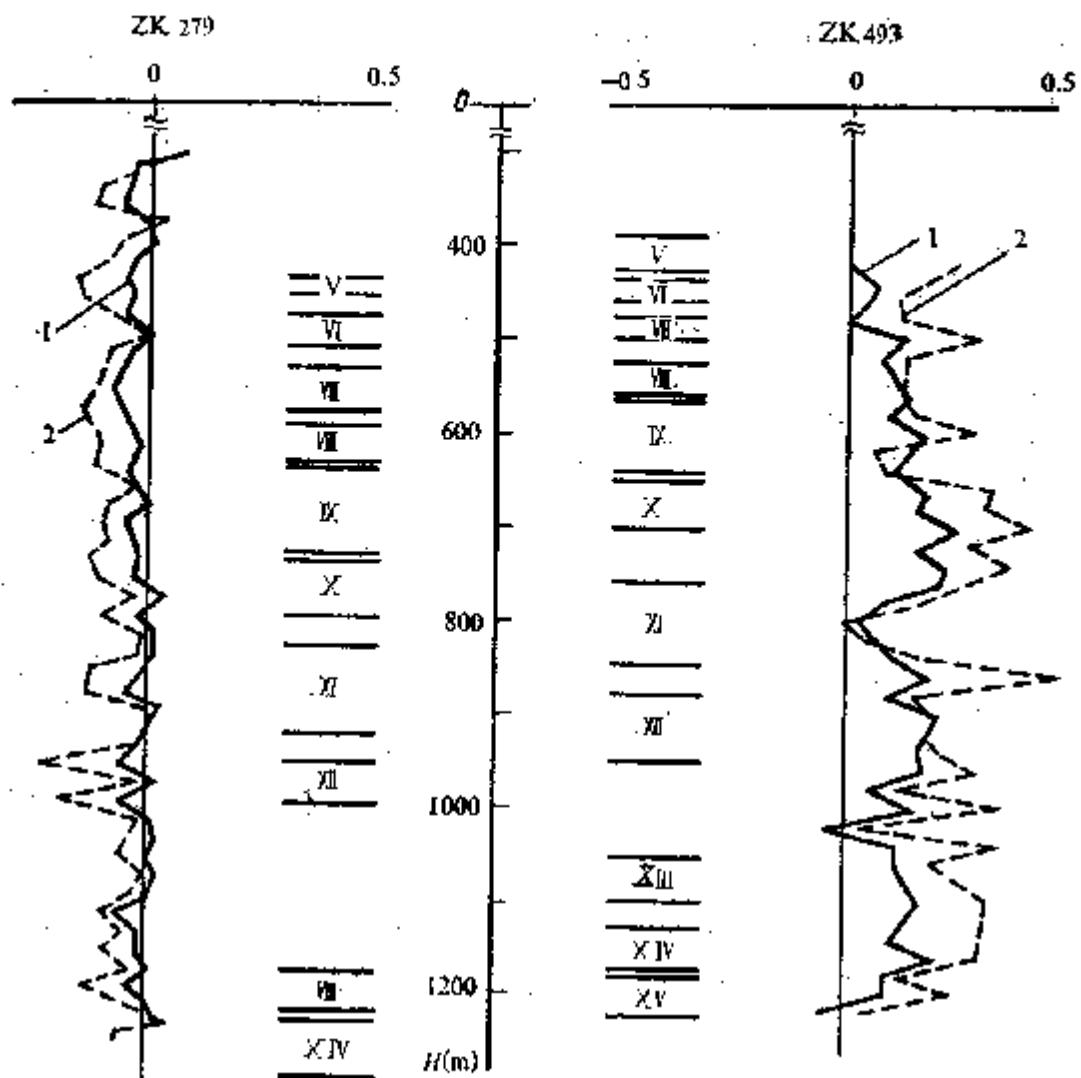


图 58 $N = 30, K_0 = 0$; $N = 40, K_0 = 0.02$ 时计算出的
干井 (ZK279) 与含油井 (ZK493) 的能量脉冲不对称 θ 曲线

$$Q_1 = \frac{E_{0.02} - E_0}{E_0} \quad Q_2 = \frac{E_{0.04} - E_0}{E_0}$$

式中, E_0 , $E_{0.02}$, $E_{0.04}$ —— $K_0 = 0, 0.02, 0.04$, $N = 30$ 时的能量
脉冲极大值。正如从图 59 上看到的那样, 产油井和非产油井的 Q_1 、
 Q_2 值有根本不同。ZK279 井的 Q_1 、 Q_2 值是负的, 而且不大; 而
ZK493 井的 Q_1 、 Q_2 值则基本为正的, 且绝对值要大得多。最终
也没弄清 Q_1 、 Q_2 曲线的这种变化原因。但有根据地推测, 这大概
与原始脉冲分量的差别有关。

由此可见, 根据上面介绍的理论与实际资料可以得出一些结

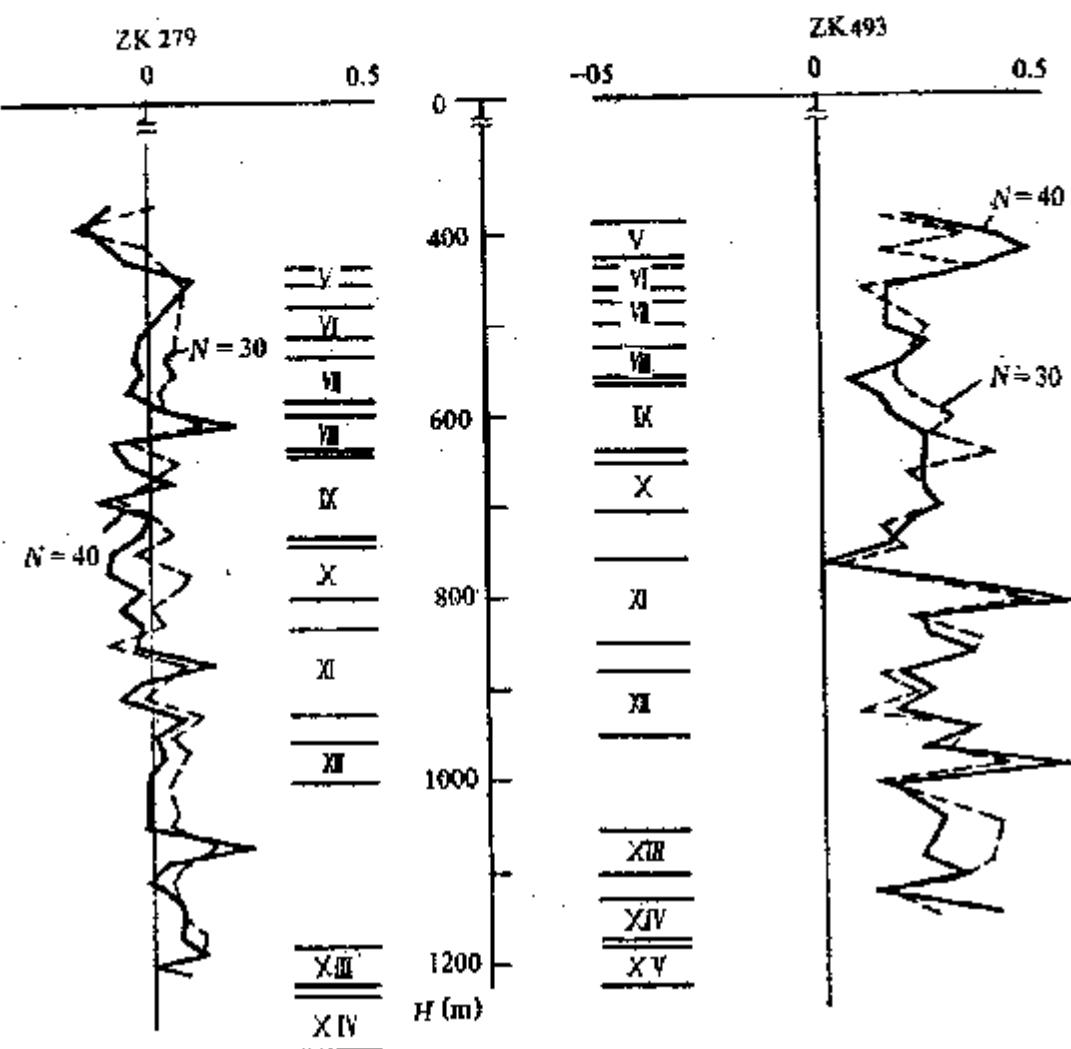


图 59 ZK279、ZK493 钻孔能量脉冲极大值的相对差 $Q_1(1)$ 、 $Q_2(2)$ 曲线

论。

应用归一化总梯度 G_H 的数学工具来变换地震记录，从而引出了一个新参数 E_H 。它表征了所选定间隔内任一时刻记录的总能量或能量之和（动能加势能）。

所求出的 E_H 曲线与原始记录相比更为简单和清晰。这为根据地震脉冲记录的形态来评价油气藏对地震波场的影响开辟了新的途径。

G_H 对更可靠地查明油、气、水接触面的反射可能是有用的。在非归一化方法中（即利用公式 $E = \sqrt{u_x^2 + u_z^2}$ ）， E 极大值

的引入使估算地震波的吸收得到简化。数学工具 G_H 对实现其他运算也是有用的，如处理井中地球物理数据。

此外，还能求出信号的瞬时相位和频率。至于用该算子作进一步处理，从原始地震记录的其他处理结果中得到某些参数（如衰减系数、谱特征值在垂直平面上的分布），这与电法数据处理类似（如 ρ_L 断面），通常用于综合处理中。下面将介绍这类例子。

最后，我们还将介绍利用算子 $R(t)$ 和 G_H 处理模拟地震数据（接近共深度点法数据）的一个例子。

图60示出气田模型的6次覆盖共深度点时间断面。该模型具有雅库特地区 Тюнгек 气田的参数。气藏表现出极高的地震波吸收衰减率，其值为 0.1；而气藏晕为 0.03—0.06。在气藏和晕的外

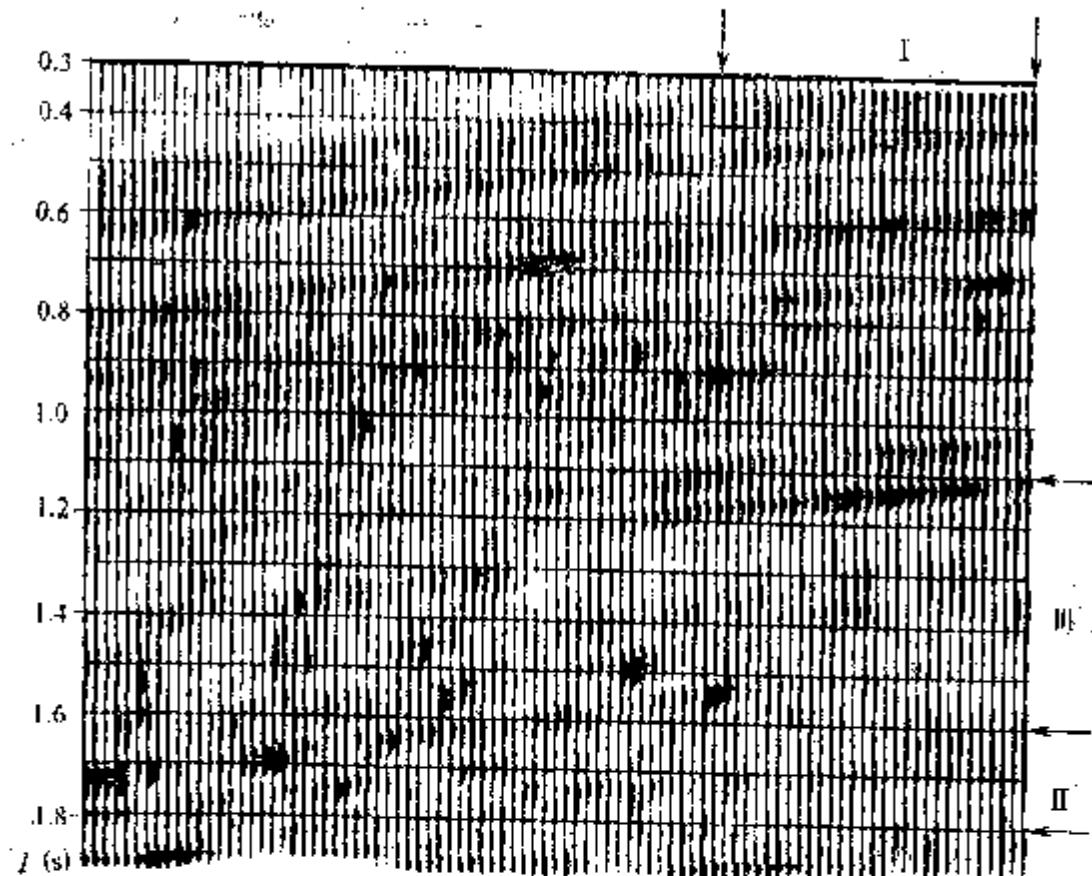


图 60 气田模型的共深度点法时间断面

(根据 Б. Н. Доб, Т. Н. Жуков)

I — 气藏在剖面上的位置; II — 气藏在时间断面上的位置; III — 气藏晕的位置

面，吸收衰减率等于0.005—0.009。纵波速度从2700—3500m/s，密度从2—2.25 g/cm³。

应该指出，它们的计算程序是建立在利用弹性方程并考虑吸收来解动态正演问题的基础上的（T. M. Жукова, 1983），所以原始地震图的复杂程度并不亚于实际地震图。对时间断面用维纳滤波法做了预处理，以减弱多次波。共深度点的间距为30m。波场的低频成分决定于对25Hz的原始模拟脉冲主频的选择。气藏晕顶部的反射（在1.1 s水平面上）特点是波幅增大。图61示出利用希尔伯特变换按瞬时振幅程序（用算子 $R(t)$ ）处理时间断面的结果。首先看到存在气藏晕顶部的明显脉冲。另一些地震波，特别是在上部显得较弱。此外，晕顶部的反射在其左端延伸很大。变换后的脉冲持续时间加长。

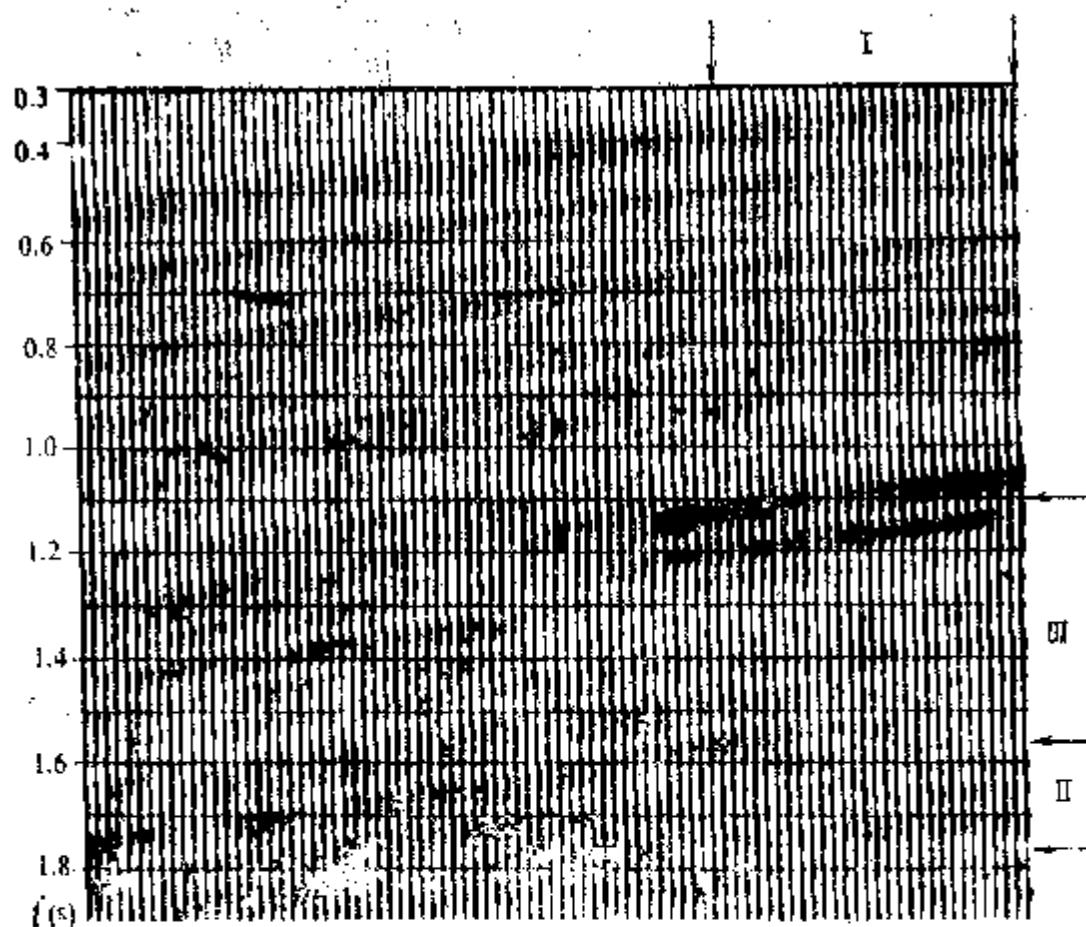


图 61 利用希尔伯特变换根据瞬时振幅程序处理的时间断面结果

图62示出用总梯度法处理时间断面的结果。在1.1 s水平面上看到，在晕范围内追踪到的两个明显脉冲。这些脉冲多半对应某些地震波。它们的持续时间不太长。在断面上部清晰地追踪到一系列与气田物理-地质特征相一致的地震波。

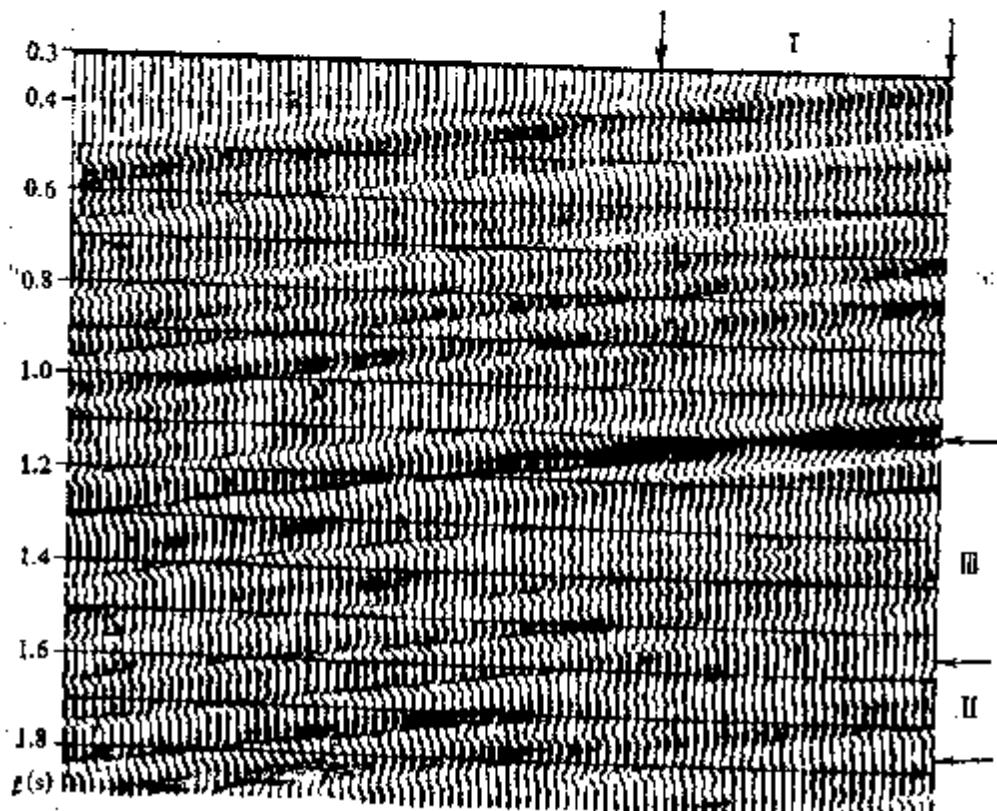


图 62 用总梯度法处理的时间断面

总的看来，图62给出的时间断面变换后的图形比图61更清晰和简单。

由此可见，这些例子使人们有根据地认为，在直接处理地震记录，即把地震记录变换为地震波总能量的曲线时，总梯度法是有用的。变换后的脉冲或能量脉冲比原始脉冲更简单，在多数情况下可以简化波图的解释工作。

第五章 地球物理数据及其他数据的综合处理与解释

第一节 总梯度求和法(СПГ)的一般知识

目前，地球物理、地球化学及其他数据的综合处理与解释在最终解决研究区的含油气问题及存在其他矿产问题时具有越来越重要的意义。在实际应用中，综合处理一般都归结为建立一个信噪比加大的参数。这种解释则归结为在介质模型（其特征将在本章中叙述）范围内综合参数的地质解释。为了建立综合参数，要采用各种数学工具，如概率论、数学统计、模式识别等方法。实际使用时最有效、最简单的方法是对原始数据作预变换的求和法。在上述总梯度法基础上研究出的总梯度求和法(СПГ法)已广为人知。

总梯度求和法用于查明地球物理场中由油气藏、平缓构造、礁体、非构造圈闭、矿体、构造破坏及其他地质体引起的不大异常。正如看到的那样，地球物理场是由区域分量、局部分量和干扰三个主要分量组成的。这种划分一般是针对代表研究目标的地质体作出的。局部或有用分量（异常）都与这些目标有关。区域分量与位于有意义的目标下面的地质体有关。干扰是浅部地质体的响应和随机观测误差。区域分量在多数情况下也可以看作是干扰。总梯度求和法的实质是，使用统一的算子 G_H 对所有原始数据或参数进行处理。算子 G_H 可以放大有用分量，压制干扰，并将结果变换为数学上齐次的无量纲和归一化的形式，随后求它们的算术和，从而构成一个综合参数 W 。在求和的同时出现的某些参数异常（在一个轨迹上）得到增强，而在不同轨迹上的其他异

常被减弱。

公式(1)或公式(107)所采用的算子 G_H 或归一化总梯度算子取决于函数 u 的表达式，即 $u(x)$ 或 $u(z)$ 。

正如看到的那样， $G_H(x, z)$ 可以用两种方法计算，即原始数据谱展开法及非谱展开法。各种地球物理参数的变换结果都用 $G_{\Delta f}$ 、 $G_{\Delta T}$ 、 G_{ρ_k} 等符号表示。由于所有这些参数都是归一化和无量纲的，所以它们之间容易对比，而且通过简单的求知，按照下列公式变为综合参数 W ：

$$W = \sum_1^k (G_i - 1) \quad (128)$$

式中， G_i ——第*i*个参数； k ——参数的个数。

每个参数减去1表示高值和低值之间特殊类型的零水平。

用观测剖面上的曲线或垂直线上的曲线，以及用通过观测剖面的垂直平面上等值线场的形式表示综合参数。

面积性测量结果的处理具有重要意义。众所周知，针对二维情况详细研究了总梯度求和法的数学工具。因此，它原则上仅用于处理某种剖面，同时假定这些剖面与走向无限延伸的地球物理异常场正交。

然而试验表明，总梯度求和法也可以用来处理三维异常的面积测量数据，可以得到观测面积上和观测面以下某些水平面上的某些参数和综合参数 W 的分布图。但使用任何二维数学工具作三维场的变换都会使变换结果出现畸变。这种畸变使变换后的异常沿垂直于原始剖面的轴拉长。当使用公式(1)、(107)时，就会出现这种情况。改用面积性的归一化方式使异常拉长现象明显减少。因此，建议使用总梯度求和法来处理面积性测量数据。

第二节 总梯度求和法计算方案中的参数选择

计算方案的参数包括：给定数值或函数 $u(x)$ 的剖面长度 L ；

区间长度 $(-R, R)$ 或简写为 $2R$ ，点数 M 或 $u(x)$ 给定值的密度；谐波数 N 或 $N_1 \sim N_2$ ，还可表示为 $N_{1,2}$ ，指数 ν 和 μ 。

长度 L 和 $2R$ 一般取给定的观测剖面长度作为 L 。选择 L 时要考虑下述因素。重磁勘探中 L 的选择具有很大意义，因为不仅要查明有意义的异常，而且还要弄清其实质，特别是奇点的实质，这一点前面已有详细的论述。

已经指出，为了查明重力场的奇点，剖面的长度 L 应超过奇点埋深的 5—10 倍。在求得参数 W 的综合处理中，所有的剖面长度应当相同。由于实际上并非总是这样，就应该以最短的剖面作为标准。一般地震和电法勘探剖面是最短的。在大多数情况下，在短剖面的端点增补零值，用这种方法将剖面延长。这样处理的条件是相应的 $u(x)$ 地球物理场值很缓慢地下降到端点，否则在剖面的端点就会出现复杂的总梯度异常。区间 $2R$ 的最佳长度应与原始场中有意义异常的长度成比例。从理论上讲，异常长度的概念是不确定的，但实际上它却有具体的涵义，而且还可以简单、确切地确定。

点数 M 点数 M 或给定 $u(x)$ 值的密度会引起所谓的内插误差。它首先会影响谐波 B_n 的计算精度。这类误差的含义是，根据梯形公式计算 B_n 或 b_n 时，原始函数或 $u(x)$ 曲线用由线段组成的折线来代替。这些线段在给定的点上与原始函数重合。在给定点之间， $u(x)$ 曲线可能在任何方向上与代替它的直线偏离。这种偏离也就是内插误差，其特点前面已有详细论述。

谐波数 N_1, N_2 的选择 谐波数的选择是应用总梯度求知法中的基本因素之一。对谐波总数 N 的选择步骤已做过详细研究。问题在于，根据 $u(x)$ 曲线求出的谐波 B_n 的最大值等于表示 $u(x)$ 曲线的点数 M 。然而，利用全谱计算不是人们所希望的，因为高频部分在很大程度上是干扰产生的，所以应将其消除。根据最小二乘法原理，消除高次谐波会使原始曲线得到圆滑，结果使变换过程更为稳定。但从理论上讲，确定被消除的上部的下限或被使用的谐波 N 的上限十分困难。尽管如此，在实际使用时还是研究出

一些方法，在某一程度上满意地解决了这一问题。现已弄清，在大多数实际应用中， N 应等于 $0.3—0.5M$ ，有时更大些。为了更确切地选择 N ，应使用 B_n 的原始量的谱。

在求综合参数 W 时，对 $u(x)$ 的原始量展成谱，对每个 N 进行计算。这样做很不方便。由于求出不同的 N ，而使 W 的计算较困难。在这种情况下，为了求得对所有原始参数都有相同的 N ，建议使用所谓的总谱，公式如下

$$B_{n\Sigma} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k B_{ni}^H \quad (129)$$

式中， k ——原始参数的个数； B_{ni}^H ——第*i*个参数的归一化谱。

由此可见， $B_{n\Sigma}$ ——若干参数归一化谱的平均值。归一化是用谱的某一绝对值除以它们的平均值来进行的，即

$$B_{ni}^H = \frac{B_{ni}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N B_{ni}} \quad (130)$$

式中， N ——谐波数。

图63绘出了所测12个地球化学指标的总谱 $B_{n\Sigma}$ 的实例。这些指标是在同一剖面的120个点上测定的。如图所示，从 $N=50—55$ 开始， $B_{n\Sigma}$ 值趋于零。因此，取 $N=50—55$ 作为 N 的最佳值。

根据公式(49)、(50)利用滑动带法(无谱展开)进行计算时，谐波数 N 一般用下式选定

$$\frac{m}{2} \leq N \leq m \quad (131)$$

式中， m ——半个带上的点数($-R, R$)。

这里还有上面提到的一条总原则，即

$$N \leq 0.3—0.5M$$

谐波带 $N_1—N_2$ 或 $N_{1,2}$ 的选择是比较复杂的，因为这个问题研究得很不深入。这种运算的实质在于压制区域分量及干扰，更清晰地从地球物理观测场中划分出局部分量。

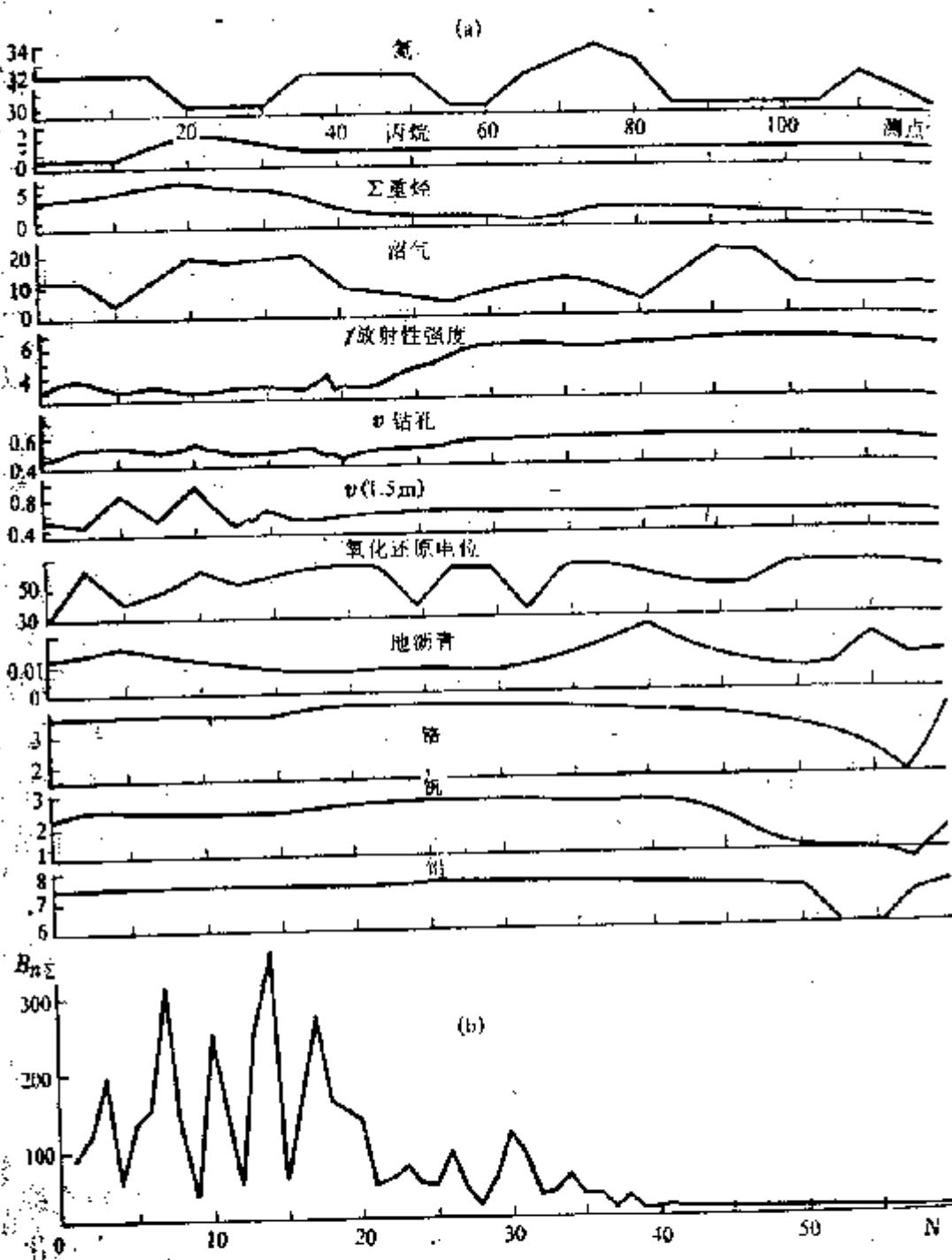


图 63 南 Мангышлак 一条剖面上地球化学参数的总谱 $B_{n\Sigma}$

(a) — 原始参数; (b) — 总谱 $B_{n\Sigma}$.

但是, 由于低频分量与中频分量之间的界限不总是清晰地被划分出来, 所以 N_1 (带的下限) 的确定也有困难。总谱 $B_{n\Sigma}$ 曲线图是很有帮助的。如果在位场谱的最左面求出 B_n 的极大值,

则只能消除3—5次谐波。假如谱极大值位于中间，那么 N_1 可达到 $0.1-0.15M$ 。带的上限 N_2 （或 N 本身）按上述方式求出。数据的处理对 $N_{1,2}$ 的选择有很大帮助。应特别注意， $N_{1,2}$ 的选择是细致的处理步骤。处理得当可以得到好的结果，反之就会引出不好的结果。

指数 ν 与 μ 的选择。公式（1）中函数 G_H 的指数 ν 大体上表征了 G_H 法的分辨率。 ν 越高，分离出的异常越明显和清晰。但同时减少了异常数，特别是不大的异常。 ν 的这些滤波特点可以使不同异常的分离和解释简化。最好使用 ν 的几个数即1，2，4，6，8进行计算。然后从高的 ν 开始，对结果进行分析。如果不能这样做，就应从 $\nu=2$ 开始计算。

公式（16）中的 q 系数具有圆滑作用，它减少了随机观测误差和不大异常的影响。 q 越大，圆滑的作用越强，反之亦然。公式（16）中系数 q 的引入是提高下半空间位场延拓的稳定性的需要。在没有参数 q 时，在区间 L 的端部可能会出现吉布斯振荡。这种现象会使发现奇点的可靠程度变差。已经确定，在大多数情况下，规定 $q=2$ 是足够的。用试验的办法选择其他的 q 值也是可以的。

第三节 综合处理与解释

综合处理的特点

正如指出的那样，综合处理的目的是根据公式（128）建立综合参数 W 。 W 具有自己的特点，同时还取决于地球物理、地球化学及其他资料的特点。众所周知，重磁、地温、放射性、地球化学直接探测到的结果都是以观测平面上的曲线图或平面图的形式来表示的。在大多数情况下，电法和地震勘探的测量结果通过观测剖面的下半空间内垂直平面上的曲线图或场的形式来表示。

这些数据组在测量密度和剖面长度上彼此不同。上述第一组

“简单”方法的数据的一般特点是密度大、剖面长。这些方法合在一起，容易在测量密度和剖面长度上达到同一。这是成功使用总梯度求和法的基本条件之一。

地震勘探时测量密度是足够大的，只是剖面的长度不及那些“简单”方法。电法勘探的特点是测量密度低、剖面长。

重磁位场方法及地热勘查的结果处理最为简单。当存在某些实测剖面时，可采用将参数 W 换算到下半空间的办法来编制观测面上各种计算方法、不同参数的 W 曲线图和穿过观测剖面的垂直平面 W 场图。根据不同技术手段，采用不同方式来编绘 W 场图。在最简单的情况下，将某些 W 值标到换算面上的各点上（这些点对应观测点），然后把相同的 W 值用等值线连接起来。显然，在具有 W 高值的奇点周围， W 等值线将是闭合的。

在垂直平面上 W 的换算结果可能表示为某些水平面上的曲线图。

W 场的形式很受人们欢迎，但曲线图也非常直观。因此尽可能利用两种形式的图件。应当指出， ΔH 的换算步长可以是100、200、500m。

存在面积测量资料时，可绘制测区的 W 平面图。将参数 W 换算到下半空间，可以绘成观测面以下某些水平面上的 W 平面图件。 W 水平分布图的编制方法与垂直平面上的 W 场图的编制方法类似。

用总梯度算子 G_H 处理地震法、电法、放射性法和地球化学法数据与位场方法数据的处理有很大差别，因为这些数据属非位场函数类。严格地讲，对这类数据是不能使用上、下半空间的延拓运算。如果仅把算子 G_H 看作是一种延拓工具，上述论断是正确的。如果把算子 G_H 看作是滤波工具，也是正确的；那么非位场数据也可以像位场数据一样用延拓运算或公式(17)–(19)中的系数 $e^{\frac{\pi n z}{L}}$ 进行处理。这时， z 值用长度 L 的单位或点数 M 表示。

设 $L = 10 \text{ km}$, $M = 100$ 。当用步长 ΔH 换算时（如500m），如果

L 以km为单位表示，应取 $z=0.5, 1.0, 1.5, \dots$ km；如果 L 以点为单位表示，应取 $z=5, 10, 15, \dots$ 。这种“延拓”的结果可表示为垂直平面上的某些参数或参数 W 场的形式或其他一些形式。但这时某些参数或参数 W 的最大值不应看作是奇点，而应看作是用最佳参数计算出的异常。

奇点所对应的位场数据的 G_i 极大值可以看作是用最佳参数计算出的异常。因此，不同的处理方法成为可能。在垂直平面内

同一水平上给出的地震法和电法数据就可以用系数 $e^{\frac{\pi n z}{L}}$ 的增大的 z 值进行处理，然后得到不同 z 值时某种参数或参数 W 在垂直平面内的分布。它在形式上类似于存在许多观测剖面时不同水平上重磁 W 图的获取办法。在最典型的水平面上（如2km）取某些参数值（如 ν, ρ_k ），并把这些数值看作是零水平上给定的，用不断增大的 z 进行处理，将 G_i, G_{ρ_k} 的结果表示在垂直平面上。

当存在位场与非位场两类数据时，同样也可以用这种手段进行处理。假定有零水平上的 Δg 值和不同水平上的 ρ_k 值（ ρ_k 断面）。首先可将 Δg 值换算到 ρ_k 水平上，求出 $G_{\Delta g}, G_{\rho_k}, W$ 在垂直平面内的分布，并且从 $z=0$ 开始处理 ρ_k 值。也可以认为某一水平是零水平；从该水平上取 ρ_k 值与 Δg 值一起在 z 增大时进行处理，然后得到垂直平面内 $G_{\Delta g}, G_{\rho_k}, W$ 的分布。利用所有 ρ_k 值的方法较受欢迎，虽然处理比较复杂。用同样的方式处理其他的位场和非位场数据。这里再次指出，选择计算方案的参数和处理方法是否正确的主要依据是 G_i, W 异常值。在最佳处理方案中，这两种异常值是最大的。

综合处理的分辨率

已经指出，利用算子 G_H 对原始数据作预处理及建立综合参数 W ，可以提高总梯度求和法在查明不大异常方面的分辨率。建立 W 的运算会使已有的随机干扰增大 \sqrt{k} 倍，可是综合异常却增大 k 倍。换言之，当原始 k 参数中存在同时出现的几种异常时，综

合异常 W 的增长比干扰的增长要快 \sqrt{k} 倍。这就意味着，在参数 k 中原始有用异常是随机干扰水平的 \sqrt{k} 倍。例如，当 $k = 4$ 时，原始异常是干扰水平的 $\frac{1}{2}$ ；当 $k = 7$ 时，为 $\frac{5}{13}$ 。实际上原始参数的数目可能达到 10 以上。因此，能查明那些仅为干扰水平 $\frac{1}{3} - \frac{2}{7}$ 的异常。区域分量使查明有用异常的能力变差，这个问题理论上研究的不多。

下面用理论的例子来说明综合处理的分辨率（图 64）。7 个原始参数由不同形式的区域分量（斜线、凸曲线、凹曲线）以及在 20—30 号测点范围内出现的有用异常和随机干扰组成。有用异常的平均值是干扰的平均二级水平的 $\frac{2}{5}$ 。因此，在原始曲线上实际是不会出现有用异常的。在用 $N_{1,2}=1-30$ 、 $N_{1,2}=5-30$ 计算的 W 综合曲线上，在存在有用异常的部位划分出一个强度达 4 个单位的可靠正异常。在用 $N_{1,2}=5-30$ 的带通滤波器处理后获得的结果更明显。在剖面的其他部位，也出现了一些强度大约为 1 个单位的、复杂的 W 正异常。可以把这类 1 个单位的 W 水平看作是综合参数 W 的干扰水平。这就意味着，超过 1 个单位的异常可以认为是有用异常。实际上干扰水平一般更低些，因为在本例中随机干扰与有用分量相比是很大的。至于 W 负值，由图 64 可知，它们不应该带来任何信息。

但实际上，在 W 负异常与地质构造特点之间存在某种相关关系。这种关系可用于结果的解释。下面将说明，正、负异常的某种结合确实会提供某种重要的地质信息。单个的 W 负异常的意义没有完全弄清。但是可以有根据地认为，在很多情况下它们也能提供某种地质信息。

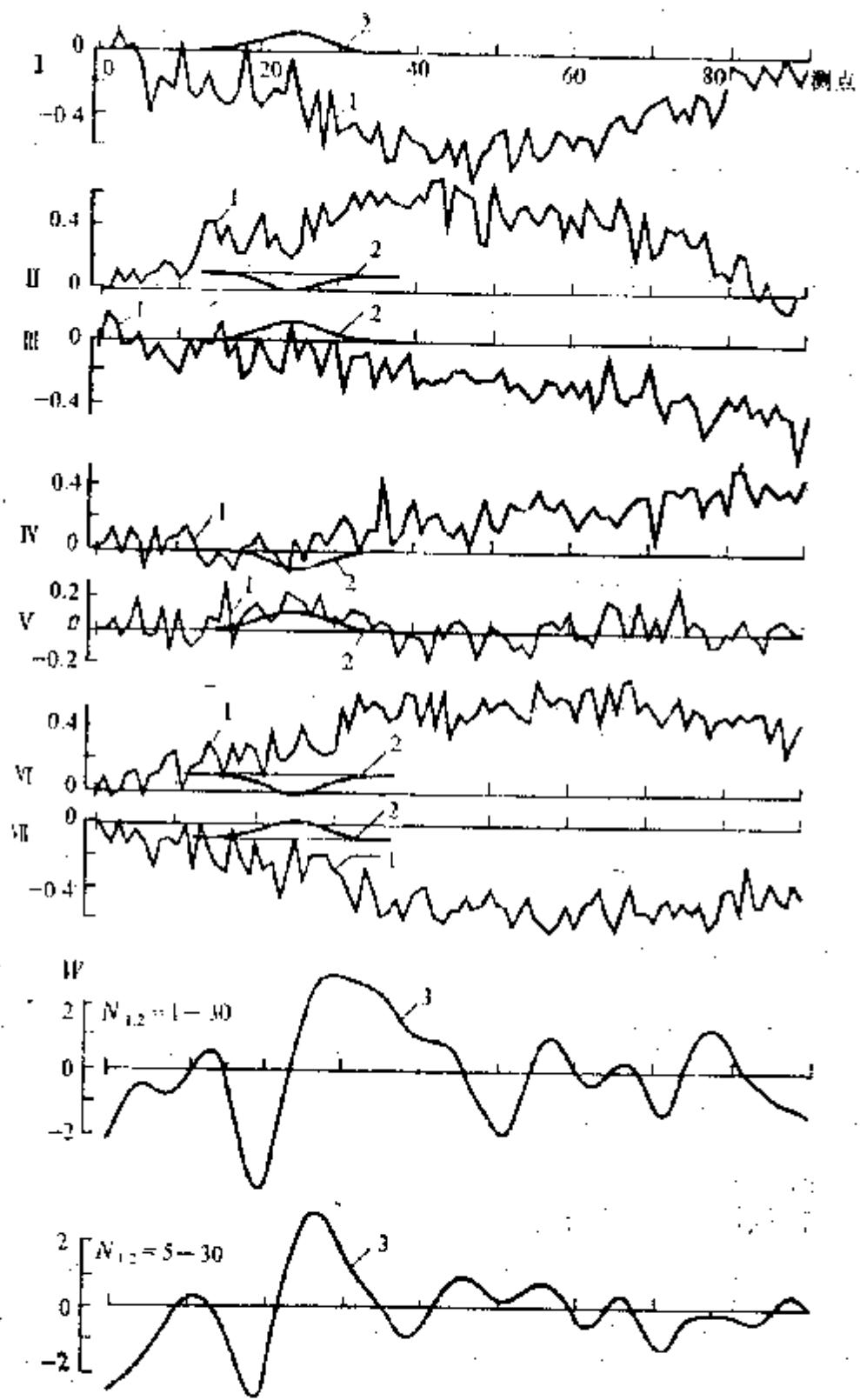


图 64 用总梯度求和法处理由区域分量、局部分量和随机干扰组成的 7 个参数 (I—VII) 的理论实例

1—原始曲线；2—局部有用异常；3—用 $N_{1,2} = 1-30$, $N_{1,2} = 5-30$ 计算出的综合曲线

综合处理结果的解释

综合处理结果的解释主要是根据不同符号的 W 异常组合及形状来进行。众所周知，算子 G_{II} 最初是为了处理这样的重力资料而提出的，即直接普查背斜型油气田时所采用的通过激发体向下半空间延拓的重力勘查资料。上面已经指出，当构造的密度均匀时， $G_{\Delta g}$ 场具有一个极大值（或一个奇点）。它大致位于构造的重心，靠近构造的下底面。当构造中存在代表油气藏的低密度带时， $G_{\Delta g}$ 场的分布则完全是另一种形态，这时大约在油气藏的边缘出现两个极大值，而不是一个极大值，其间存在一个相对极小值。单一极值的 Δg 异常（凸形或凹形）有两个极大值，其间又有一个极小值，这是背斜构造含油气的一个主要判别标准。实际应用中这个标准是很明确的，但当存在干扰因素时， $G_{\Delta g}$ 的分布图就可能不是这样。

已经明确，其他场也能出现两个极大值和一个极小值的 G_i 场分布。图 65 给出通过棱柱体的垂直剖面内 Δg 和 T_s 曲线及 ρ_b 断面，棱柱体代表油气藏。根据这些数据计算了参数 W （图 65 c）。正如看到的那样，在棱柱体的边缘有两个 W 极大值。一些地震参数的图形与其相似。因此，两个极大值和一个极小值的 W 分布形态可以作为背斜构造含油气的一般判别标准。在平面图上 W 的这种分布有时也被称为“环状响应”。其程度实际上与其它一些畸变因素的特点有关。在一般情况下，这个判别标准具有概率的特点。除了畸变因素外，超过或等于埋深的油气藏的规模还对 W 参数的这种分布有影响。如果油气藏的规模小于埋深，则 W 场只具有一个极大值。

下面介绍几个总梯度求和法的应用结果。

图 66 示出滨里海坳陷某地区重力资料的综合处理实例。由于综合处理，发现了新的油田。 Δg 曲线具有由盐株引起的一般的极小值。在曲线中部出现一些复杂化的极大值和极小值。磁场曲线上划分出一个不明显的极小值。在 W 场中出现了油气藏的典型

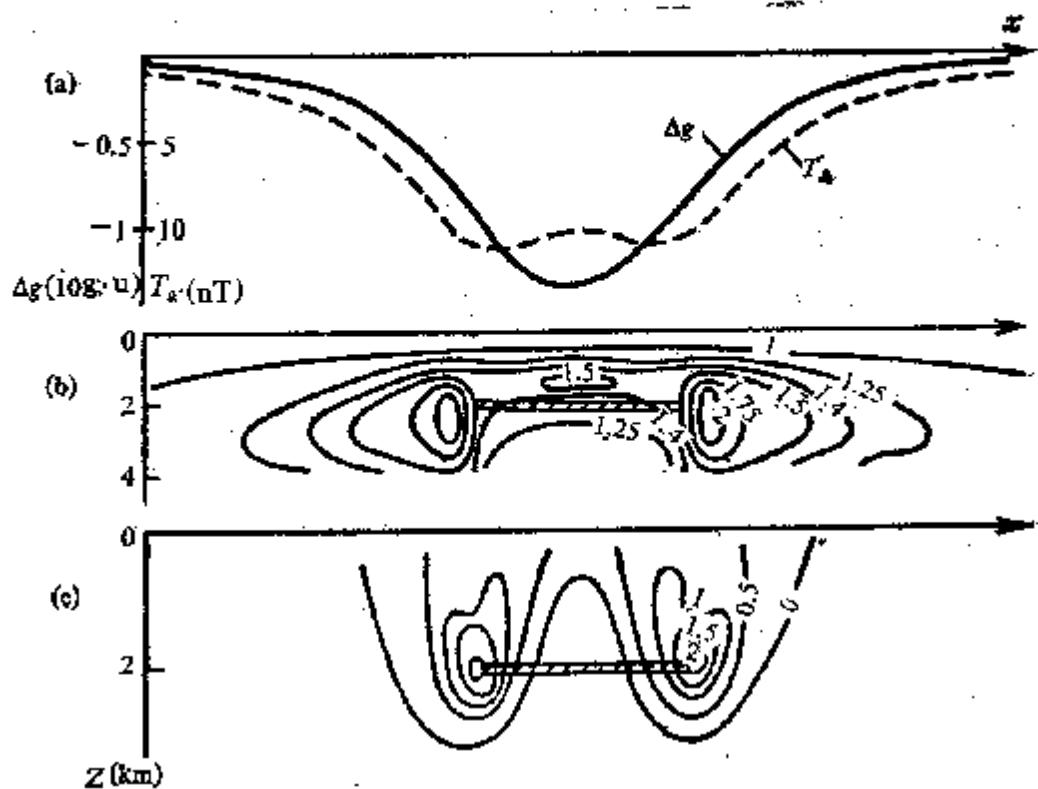


图 65 处理重力异常 Δg 和磁场强度异常 T_a 后得到的垂直半平面上综合参数 W 的分布以及水平板状体(表示油气藏)的 ρ_k 断面图
板状体的参数: 宽 6.5 km, 厚度 0.25 km, 埋深 2 km, $\sigma = -1 \text{ g/cm}^3$, $J = -100 \times 10^{-6} \text{ SI}$, $\rho_k = 6 \Omega \cdot \text{m}$ (a)—重磁异常曲线; (b)— ρ_k 断面图($\Omega \cdot \text{m}$);
(c)—综合参数 W 的分布

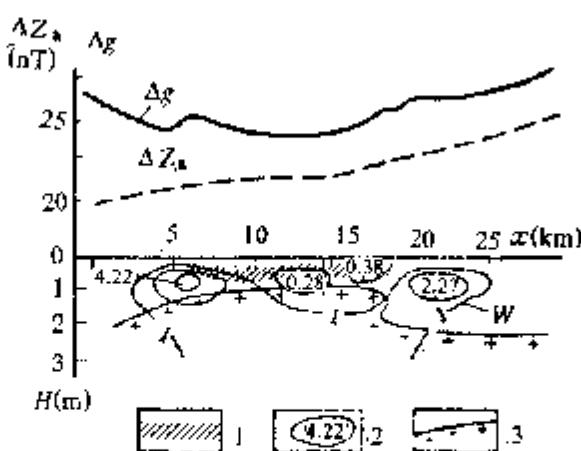


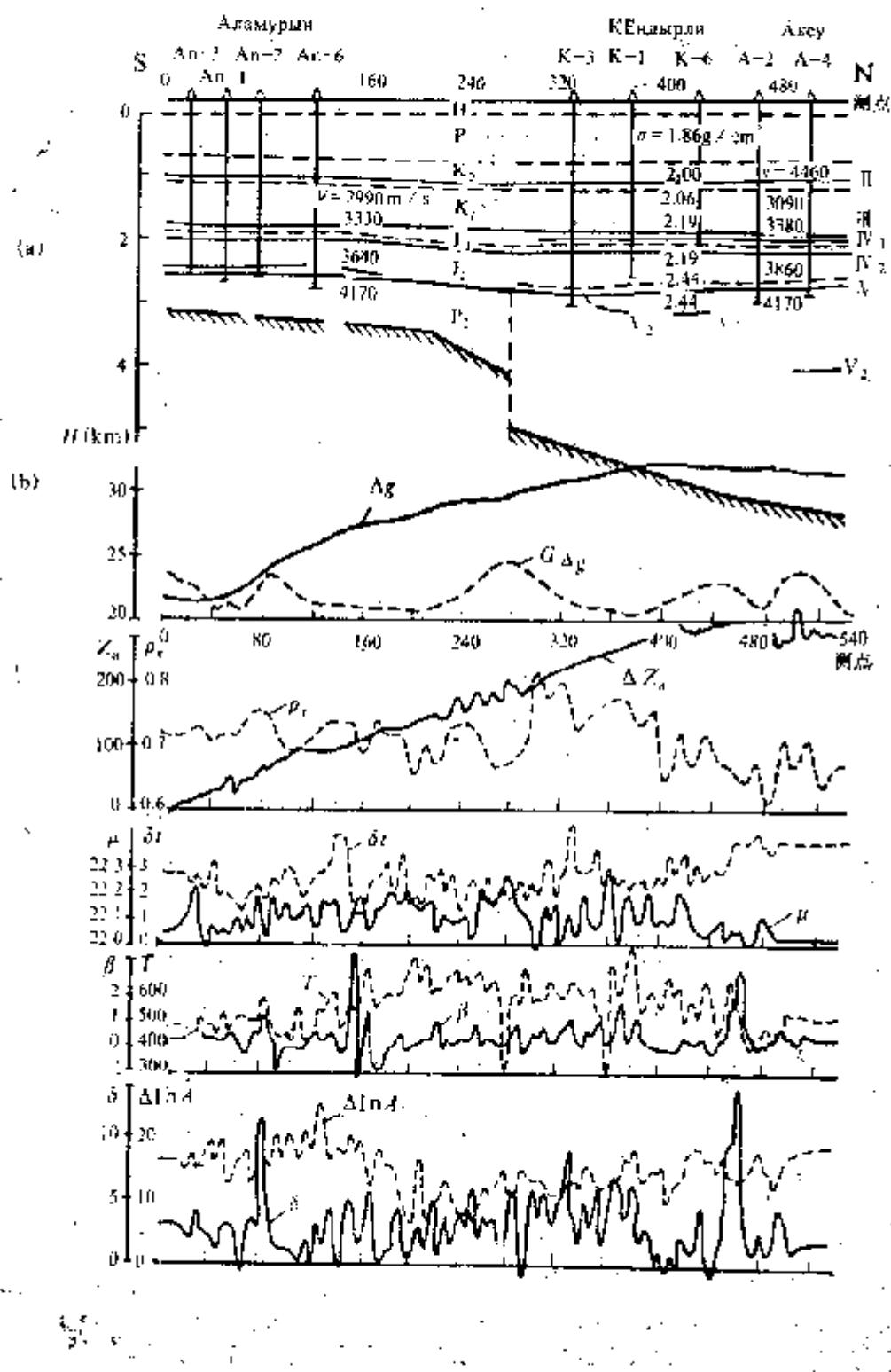
图 66 滨里海盆地某一地区用总梯度求和法处理重力场(Δg)、磁场(ΔZ_a)异常的结果
1—油藏; 2—参数 W 的极大值; 3—盐株的顶面

图形：存在两个极大值，其间有一个极小值。极大点的最大值位于 600m 深度。在两个极大值的中间打一钻孔，发现了埋深 560m 的油藏。

图 67 给出用总梯度求和法沿 Мангышлак 的 Аксу-Кен-дырла 地区一条剖面处理 9 个地球物理参数的结果。这个例子在处理方法上是有意义的。

根据带通滤波原理，用 $N_{1,2}=5-30$, $N_{1,2}=10-50$ 进行了计算。然后在 z 递增的条件下，利用系数 $e^{-\frac{\pi n z}{L}}$ 对电法参数和地震数据进行处理，并假设这些参数是在观测面上给定的。同时也对重磁参数进行了处理。在垂直平面上以两种形式表示参数 W 的最终结果。我们再次指出，在这种情况下， W 的极大值与深度无关，而与计算方案的最佳参数有关。原始地球物理参数，特别是地震参数的表现力差。而在 W 场上却划分出一些非常可靠的异常。当 $N_{1,2}$ 改变时，其中一些异常（80—120 点，440—480 点）变化较小，另外一些异常（160—200 点，360—400 点）变化却很大。这证明，存在深度不同的异常源。通过与地质断裂的对比，发现下述现象。在 80—120, 360—400, 440—480 点范围内的 W 异常都与含少量天然气的 Аламурлы、Кендырла、Аксу 三个地质构造有关。280 点的异常很可能与断裂有关。160 点的异常 ($N_{1,2}=10-50$) 是个新异常，对含油气有极重要的意义。

图 68 是对一条贯穿海底构造的剖面上重力、地球化学数据用总梯度求和法处理的结果。这个构造是用海洋反射波地震法和海洋共深度点反射波法根据侏罗纪地层下部的反射层发现和圈定的。此外，在测区内对含气层进行了面积性测量，并用海底电视重力仪进行了高精度重力测量，剖面长度 50 km, 测点距 500m, 精度 $\pm 1 \text{ g} \cdot \text{u}$ 。在这条剖面上还以相同点距进行了气体地球化学采样。其结果示于图 68 a、b 上。正如看到的那样， Δg 曲线有一个被各种小异常复杂化的规模很大的极小值。用目视很难看出这条重力曲线上存在与构造及油气藏有关的典型特征。通过对地



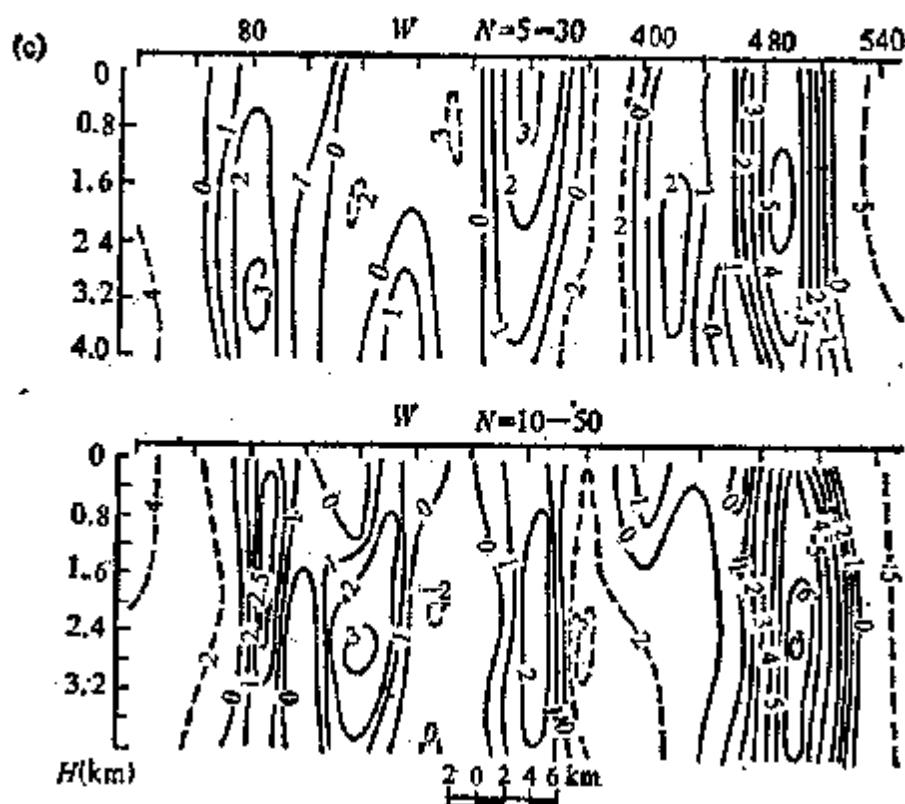


图 67 用总梯度求和法对 Maigysnak Aksu Kengyrla 地区
地球物理数据的处理结果图

(a)—沿观测剖面的地质断面略图; (b)—原始地球物理曲线: Δg —重力曲线, Z_a —磁场 (mA/m), ρ_e —视电阻率 ($\Omega \cdot m$), δt —地震记录相邻路径的两个极值间的时间增量 (ms), μ — $0.1 s$ 间隔内的反射密度, T —地震波的视周期 (ms), β —地震波衰减指数 (相对单位), $\Delta \ln A$ —包络线的对数 (相对单位), δ —用与 β 不同的其它方法求出的地震波衰减指数 ($10^3 m$); (c)— $N_{1,2} = 5-30$, $N_{1,2} = 10-50$ 时, 综合参数 W 的场

球物理参数分布曲线的分析, 可以看出在构造两翼上方存在某些地球物理的高值。

上述数据开始是单独处理的。对 Δg 曲线作了向下半空间的解析延拓。正如看到的那样, 在 $G_{\Delta g}$ 场中 (图 68 c) 出现一个含油气构造的典型图形: 两个极大值及其中间的一个极小值。地球化学参数的 W 综合曲线 (图 68 d) 以及 W 的普通曲线的特点是在构造两翼上方存在两个极大值, 也就是说, 这两种 W 曲线的形状与油气藏吻合。根据这些情况作出关于该构造含油气的肯定预

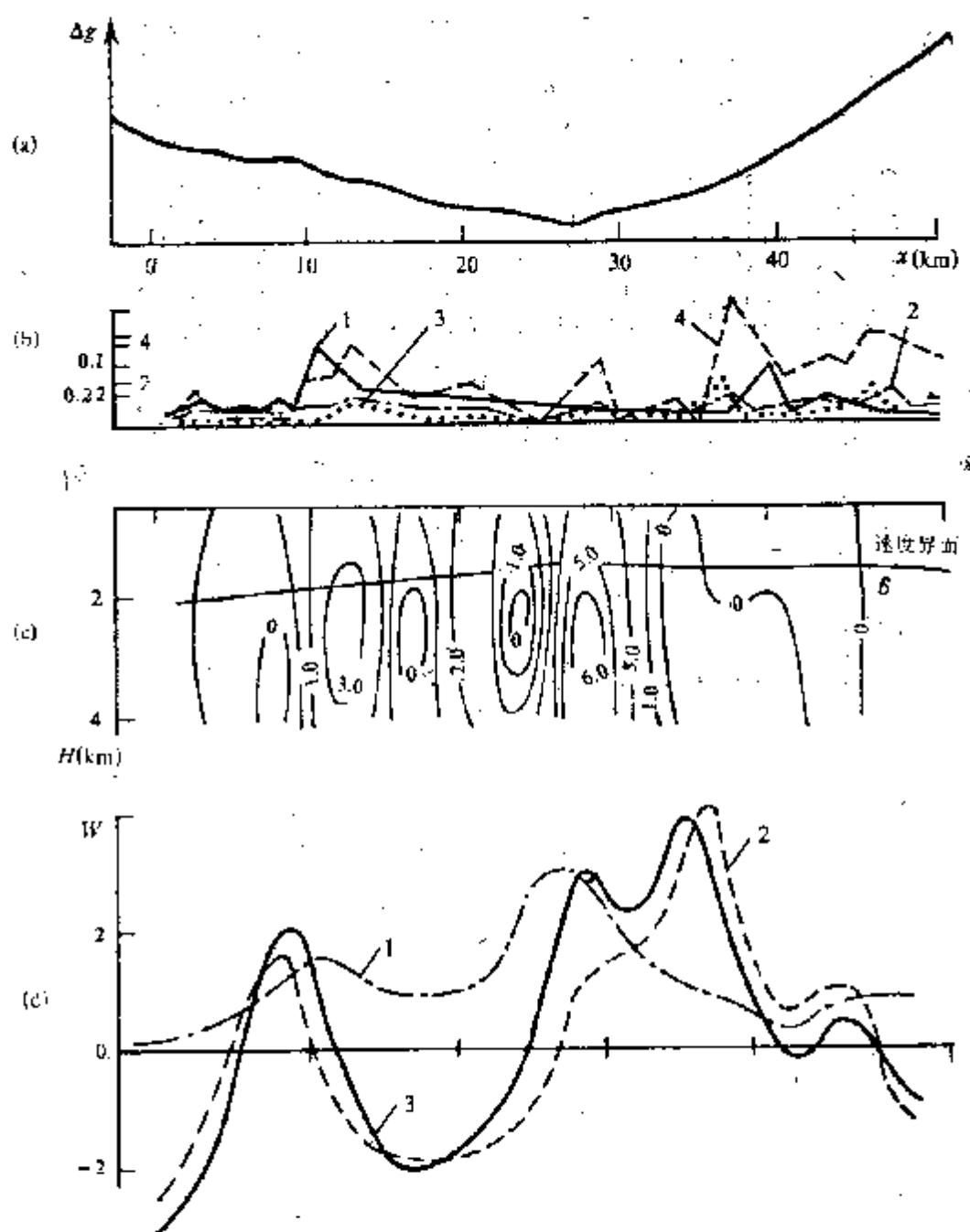


图 68 用总梯度求和法对一条穿过海底构造的剖面上的重力及地球化学数据处理的结果

(a)—重力曲线; (b)—碳氢化合物含量曲线: 1—甲烷 CH_4 , 2—乙烷 C_2H_6 , 3—丙烷 C_3H_8 , 4—重烃之和 ΣTy_T ; (c)—由重力数据换算出的 $G_{n,g}$ 场和地震界面 CT ; (d)—归一化总梯度曲线: 1— $G_{n,g}$, 2—地球化学数据的综合参数 W' , 3—重力与地球化学数据的综合参数 W

测结论，并且后来得到证实。

图 69 示出 Жетыбай 油田观测面上的综合参数分布略图。沿贯穿油田的许多剖面，处理了 6 种地球物理参数 (β — β 放射性强度， ρ_r —视电阻率， α —地震波吸收系数， n —反射波的密度， Δg —重力异常， T —地震波的视周期)，得到了参数 W 。正如看到的那样，在 W 的分布中产生典型的环形响应。 W 极大值线在中间部位与含油气地段的外轮廓线非常吻合。曲线 4 所包围的内部 W 负异常也与含油气地段的内轮廓吻合得很好。由此可见，在这种情况下不仅确定了构造含油气的事实，而且还给出了油田平面大小的一定概念。

现在我们举出 Жетыбай 油田一条长 6.3 km 的剖面地震记录的相关分析综合处理结果的实例。这条剖面的一半在油气藏上方，另一半在油气藏之外。对剖面的 27 个点作了自相关函数 $R(\tau)$ 和互相关函数 $B(\tau)$ 的计算。为消除爆炸点和接收点不一致以及断面上部不均匀性的影响，可使用中央爆炸点 24 道地震记录，或是使用相遇观测系统获取的地震记录进行计算。第二种比较好。

根据持续时间为 0.25 的 15 个时间窗口计算 $R(\tau)$ 和 $B(\tau)$ 。在 0.8 s—2.3 s 范围内每个窗口覆盖 0.1 s。离散化的间距为 2 ms。然后计算振幅 (A_{Ri} , A_{Bi})、长度 (T_{Ri} , T_{Bi}) 和函数 $R(\tau)$, $B(\tau)$ 的主极大点的零值之间距离，其中 i 是地震记录线的编号。求出的 A_{Ri} 值用下列公式作进一步处理

$$A_{R1} = \frac{\sum_{i=1}^6 A_{Ri}}{6} \quad A_{R2} = \frac{\sum_{i=7}^{12} A_{Ri}}{6} \quad \bar{A}_{R1} = \frac{A_{R1} + A_{R2}}{2}$$

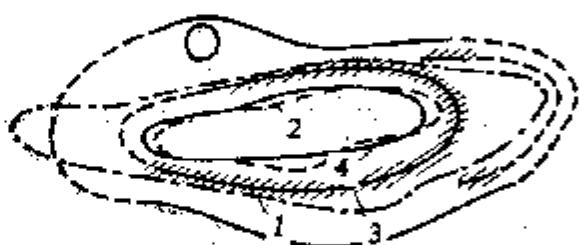


图 69 Жетыбай 油田上综合参数 W 的分布示意图

1、2—含油气地段的外部与内部边界；
3—综合参数的极大值线；4—综合参数的零值线

$$A_{R3} = \frac{\sum_{i=13}^{18} A_{Ri}}{6} \quad A_{R4} = \frac{\sum_{i=19}^{24} A_{Ri}}{6}$$

$$\bar{A}_{R2} = \frac{A_{R3} + A_{R4}}{2} \quad A_R = \frac{\bar{A}_{R1} + \bar{A}_{R2}}{2}$$

T_{Ri} 值的处理方法是另一种形式

$$T_{R1} = \frac{\sum_{i=1}^6 T_{Ri}}{6} \quad T_{R2} = \frac{\sum_{i=7}^{12} T_{Ri}}{6}$$

$$\Delta T_{R1} = T_{R2} - T_{R1}, \quad T_{R3} = \frac{\sum_{i=13}^{18} T_{Ri}}{6}$$

$$T_{R4} = \frac{\sum_{i=19}^{24} T_{Ri}}{6} \quad \Delta T_{R2} = T_{R4} - T_{R3}$$

$$\Delta T_R = \frac{\Delta T_{R1} + \Delta T_{R2}}{2}$$

A_B 和 T_B 值的处理与此类似。在相遇观测系统内，第1—12记录线属于第二个爆炸点，其他的第13—24记录线属于第一个或前一个爆炸点。由公式求出的 A_R 、 ΔT_R 、 A_B 、 ΔT_B 描述了由油气藏引起的地震记录振幅-频率特性的变化。图70、71绘出了参数 A_B 、 ΔT_B 的分布示意图。这两个参数表征了 Жетыбай 油田的上述剖面上有用信号能量及其频率吸收。

参数 A_R 和 ΔT_R 的分布形态与 A_B 和 ΔT_B 极为接近。在此不再绘出。从分析可以看出，在油气藏范围内（第34测点下方）出现很强的 A_B 异常。此外，还有另外一些并非不强的异常。

ΔT_B 的分布较复杂，显得杂乱无章。不同异常的数量较多。显然油气藏不能被区分出来。对上述参数及参数 A_R 、 ΔT_R 在 $N=$

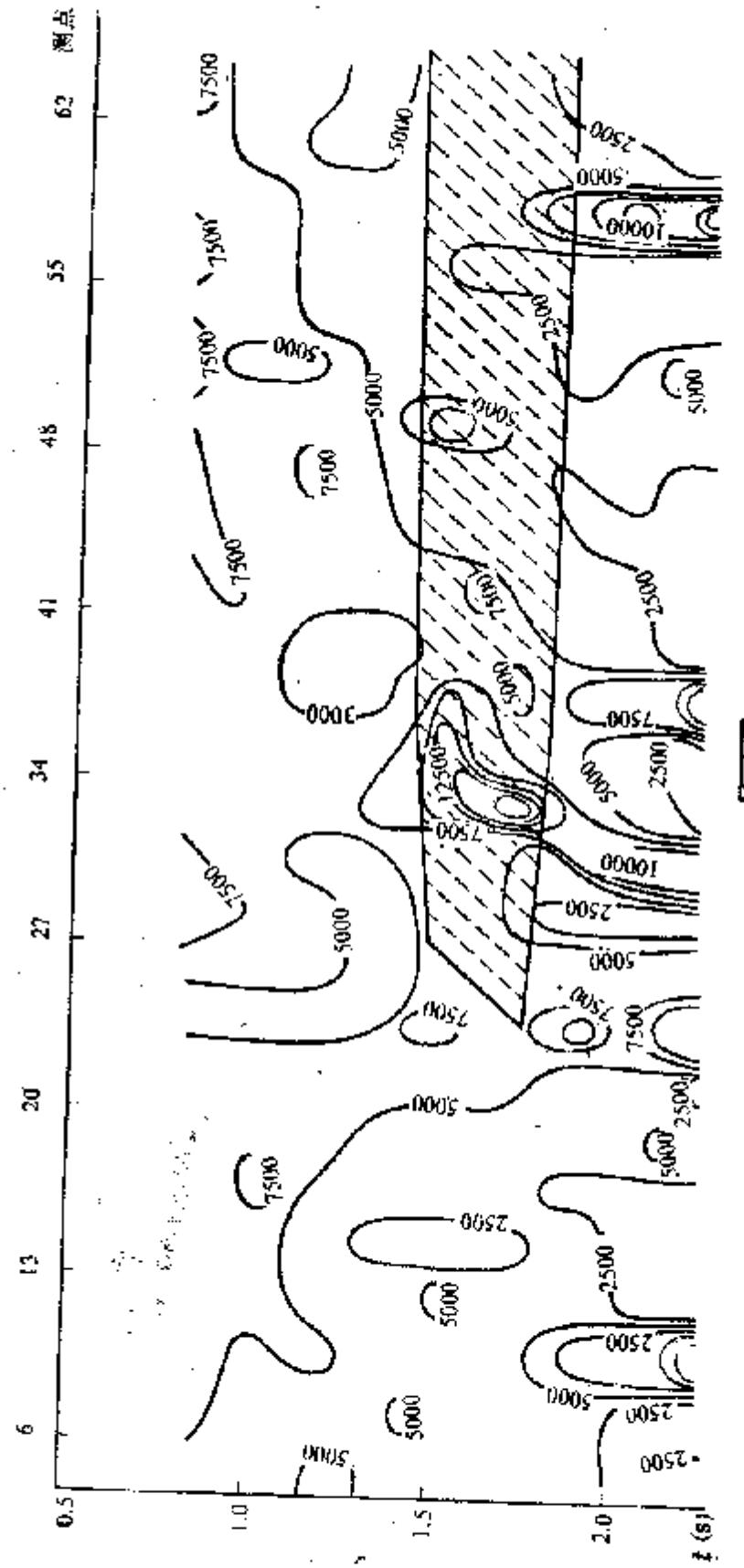


图 70 Жетыбазы油气田表征地震信号能量的参数 A_d 在垂直平面内的分布示意图
1—油气藏的范围

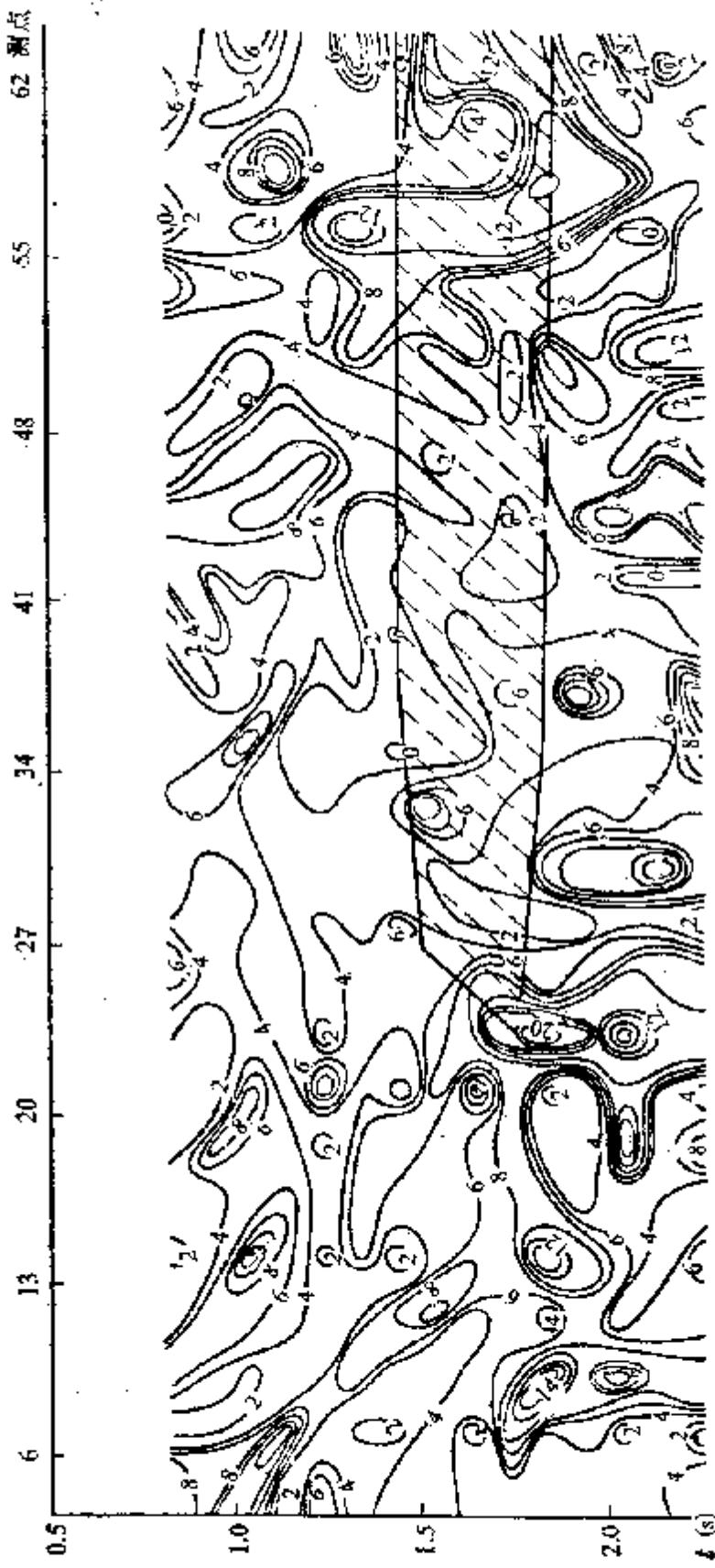


图 71 Жетыбай油气田表征地震信号频率吸收的参数 ΔT_B 在垂直平面内的分布示意图
(剖面与图70相同)

20时用算子 G_H 进行变换，然后求出综合参数 W 。图72上仅出现了 W 正异常。从图上可以看出， W 的分布图形比某些分量更简单和更清楚。一些小异常消失，剩下的异常沿三个水平面排成串。在大致相当于第1秒的第一水平面上， W 异常的规模和幅值均不大。由于它们与碳氢化合物的存在无关，这些异常也就没有特殊的意义。

位于油气藏范围内或靠近油气藏的第二水平面上的（约1.5 s） W 异常最明显。完全有理由认为，这些异常是由油气引起的。我们看出，左边的相邻异常（极大值5.53）的极大值比油气藏范围内的异常稍低，这恰好证明油气藏向左方延伸。

根据最初的概念在图上标出了油气藏的范围。后来查明，在偏左稍微靠下的位置上有一个较小的油气藏（Бектурда油田）。该异常正是油气藏的反映。

在2 s水平面上的两个 W 异常对普查碳氢化合物也有意义，因为在这些深度上可能存在碳氢化合物。此外，其他地球物理资料也证实了碳氢化合物的存在。这里不再列出这些资料。

最后举出重磁数据综合处理的实例（图73）。该例的特点是由在近水平成层的沉积岩下面的页岩中有三个由含铁石英岩组成的矿体。含铁石英岩带有假想赤铁矿的包裹体。矿体的形状为垂直板状。矿体顶部埋深约600 m。 Δg 和 Z_a 曲线的特点是存在许多高值和对比度大。 Z_a 异常达到30000 nT， Δg 的幅度达500 g·u。看来 Δg 和 Z_a 异常是由许多因素（其中包括矿体）引起的。需要指出，中间和右边的矿体，特别是在 Δg 曲线上没有单独显示，在 G_{Z_a} 、 $G_{\Delta g}$ 场中三个矿体均有显示，虽然显示程度不同。

换算为综合参数时，图形变得更可靠和更简单。尽管 W 的极大值分布在900 m深度上，左边矿体还是有非常明显的显示。这可能是矿体上部的严重破坏所致。

在中间矿体上方可见到清晰的 W 异常。根据分布在两个边缘上的极大值，可以确定右边的矿体，这与矿体厚度很大有关。可以认为，这种情况下综合处理使结果更可靠。

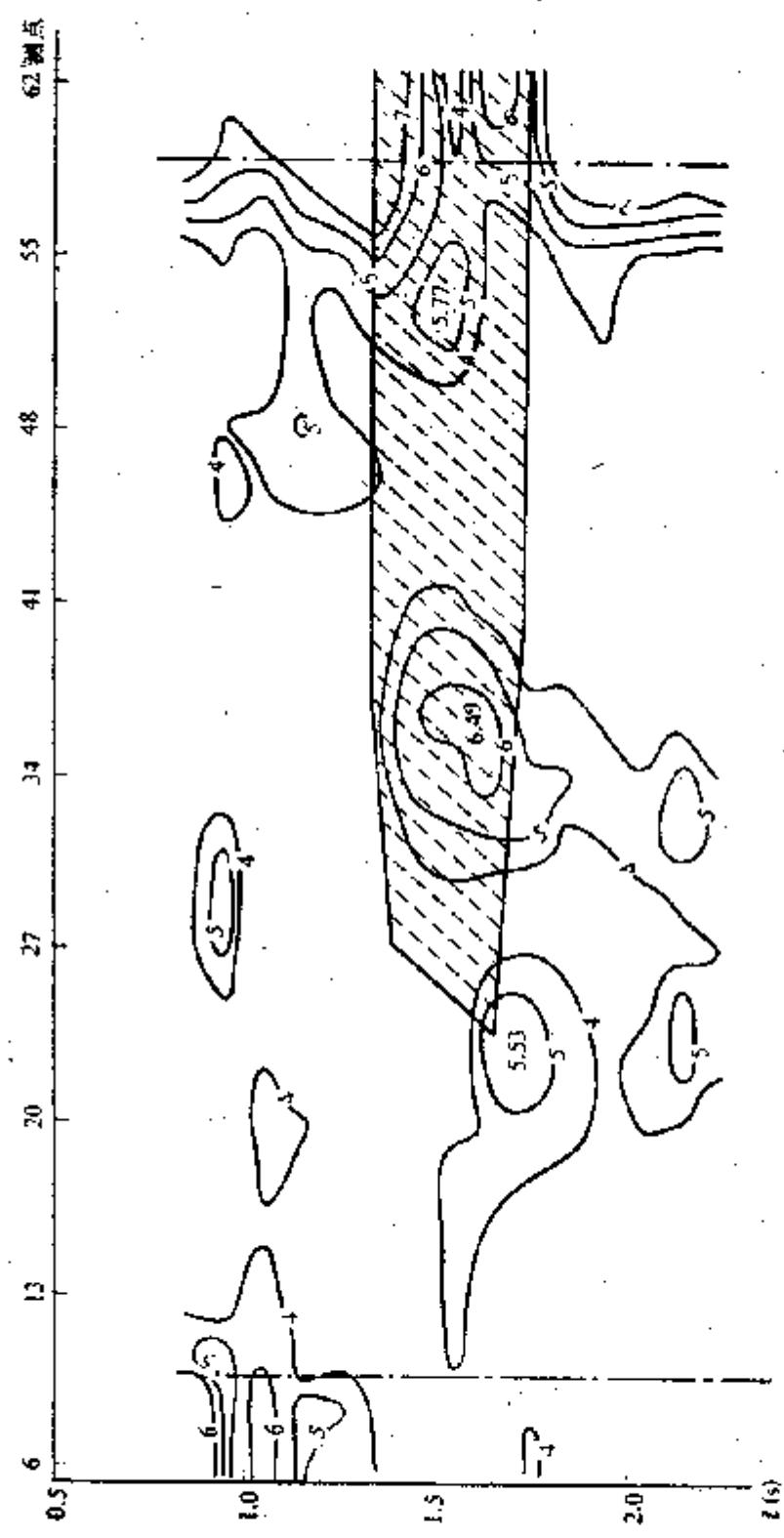


图 72 Жергак油气田综合参数 W 在垂直平面内的分布示意图
(剖面与图70相同)

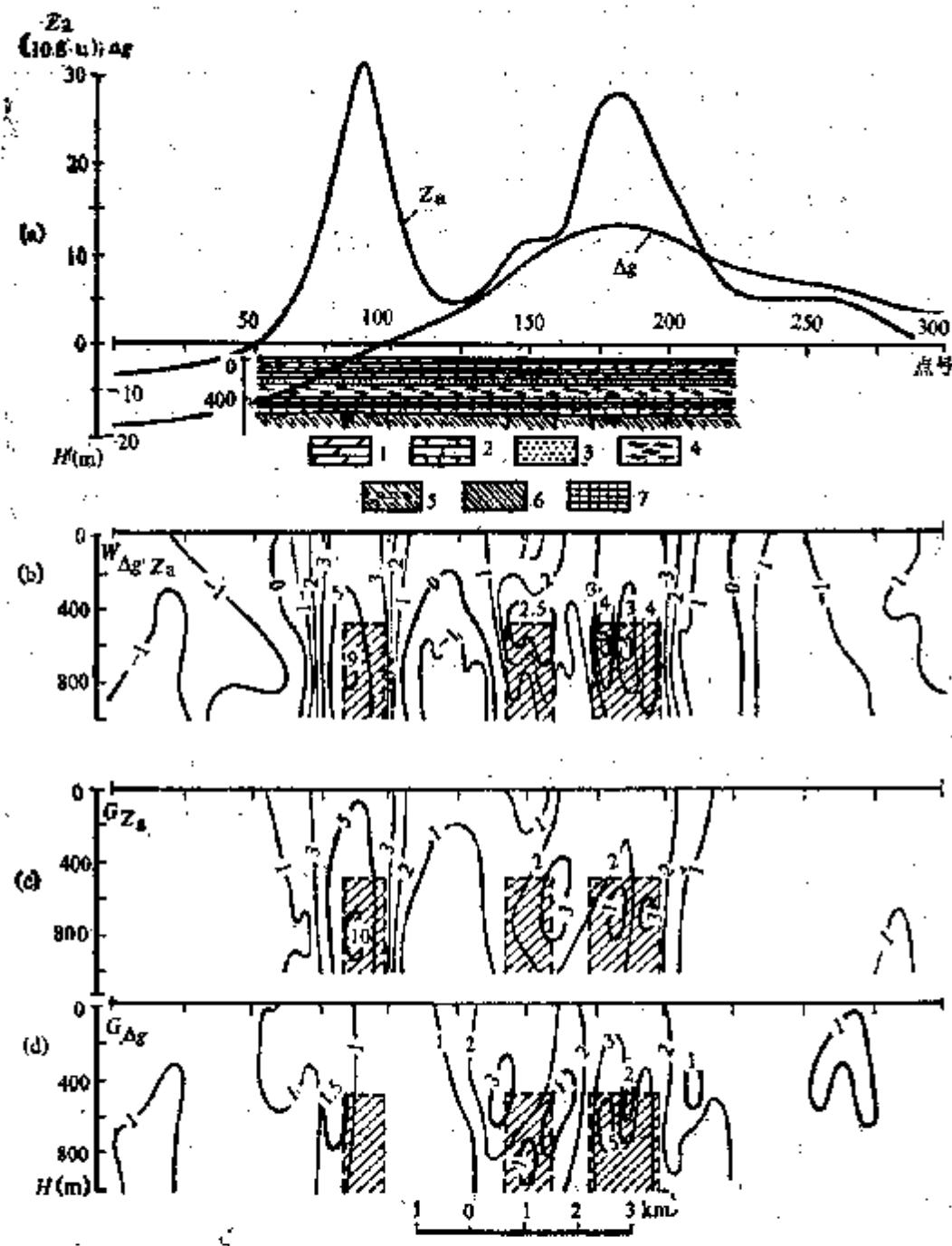


图 73 用总梯度求和法对 Δg 重力曲线和 Z_s 磁场曲线的综合处理
 (a)—原始 Δg 、 Z_s 曲线和地质剖面; 1—泥灰岩; 2—石灰岩; 3—砂, 4—粘土,
 5—页岩, 6—含铁石英岩, 7—假象赤铁矿; (b)—综合参数 W 的分布; (c)、
 (d)— $N = 80$ 时, 垂直平面内的 G_{Zs} 、 G_{Ag} 场

第四节 综合解释结果的概率估算

如前所述，由于大量实际因素的存在，用总梯度求和法处理的地球物理资料和综合地球物理资料具有概率特征。因此在许多情况下，为了评价处理结果最好引用概率的概念。特别是使用贝叶斯理论。这一理论以定量的形式评价 G_i 或 W 的概率特征。其应用方法如下。我们假定，用综合地球物理方法（地震、重力等方法）在某一地段进行了测量。由于地震勘探数据的一般构造处理，查明了一个含油气远景构造。对于该构造提出 H 的两种假设。假设 H_1 ——构造含油气， H_2 ——构造不含油气。根据这一地段积累的构造钻探资料可能得出两种假设的概率 $P(H_1)$ 、 $P(H_2)$ 。

再进一步假设，在重力数据处理后得到 $G_{\alpha g}$ 极大值的分布，证实该构造可能含有油气；或用一般的观点查明了某一油气远景标志 A 。

显然，由于标志 A 的出现，两种假设的概率 $P(H_1)$ 和 $P(H_2)$ 就会发生变化，同时他们将是有条件的，即 $P(H_1/A)$ 和 $P(H_2/A)$ 。众所周知，它们的计算，特别是 $P(H_1/A)$ 的计算，是根据贝叶斯公式进行的

$$P(H_1/A) = \frac{P(H_1)P(A/H_1)}{P(H_1)P(A/H_1) + P(H_2)P(A/H_2)} \quad (132)$$

为了使用该公式，需要知道被称为似然函数的条件概率 $P(A/H_1)$ 和 $P(A/H_2)$ 。这两个参数表征了逼近假设 H_1 、 H_2 时 A 标志出现的频率。 $\lambda = P(A/H_1)/P(A/H_2)$ 称为似然比或似然系数。因此，公式 (132) 可以表示成更为简单的计算公式：

$$P(H_1/A) = \frac{1}{1 + \frac{P(H_2)}{P(H_1)} \lambda} \quad (133)$$

系数 λ 表达了上述试验的一个最重要的性质。这就是它首先以百

分比或其它度量方式来表示信息增加的程度。如果 $\lambda=1$, 试验后的信息不增加。如果 $\lambda<1$, 则油气藏的信息与原有信息相比会减少。仅在 $\lambda>1$ 时, 信息才会增加。这一点从公式 (133) 可以明显看出。

由公式 (133) 得到存在一系列 A 标志时计算条件概率 H_1 (或 H_2) 的公式。标志 A 是由其他地球物理方法 (如地震法) 求得的。公式的形式如下

$$P(H_1/A_{1,2,\dots,m}) = \frac{1}{1 + \frac{P(H_2)}{P(H_1)} \prod_{k=1}^m \frac{1}{\lambda_k}} \quad (134)$$

式中, m —— 特征数; \prod —— 连乘记号; λ_k —— 第 k 个似然系数。该公式在解决各种综合问题时是有用的。如根据 $P(H_1/A_{1,2,\dots,m})$ 和其它条件估计特征数 m 。为此最好使用简单变换后由公式 (134) 得到的下列公式

$$\prod_{k=1}^m \lambda_k = \frac{P(H_2)}{P(H_1)} \left[\frac{1}{\frac{P(H_1/A_{1,2,\dots,m})}{P(H_1)}} - 1 \right] \quad (135)$$

为简单起见, 公式 (135) 的右边用 q 表示, 同时所有似然系数都相等, 即 $\lambda_1 = \lambda_2 = \dots = \lambda_m = \lambda$ 。于是公式 (135) 改写为 $\lambda^m = q$, 因此

$$m = \frac{\ln q}{\ln \lambda} \quad (136)$$

下面介绍使用这些公式计算的例子。假定在某一地区根据试验确定, $\frac{1}{3}$ 已打钻的构造含油气, $\frac{2}{3}$ 已打钻的构造不含油气, 即

$P(H_1) = \frac{1}{3}$, $P(H_2) = \frac{2}{3}$, 构造含油气结论的可靠程度或准确程度应为 90%, 即 $P(H_1/A_{1,2,\dots,m}) = 0.9$ 。同时 $q = 20$, $\ln q = 3$ 。假设 $\lambda = 2$, $\ln \lambda = 0.69$, 在这种情况下, $m \approx 4$ (更精确应为 4.4)。因此, 要获得可靠程度为 90% 的含油气结论, 必须具备 4 个 A 标志。如果每一标志 A 是由一种方法得到的, 则这种必须的综合应

由4种地球物理方法组成。应当注意，与先验概率 $P(H_1)=33\%$ 相比，根据公式(133)一个标志使假设概率 $H_1P(H_1/A)$ 增加50%。

$\lambda=1.5$ 、 $\ln \lambda=0.41$ 时，得到 $m \approx 7(7.2)$ 等等。由此看出，标志或方法的数目首先取决于 λ 的量值。 λ 大体上表征了原始资料的性质。标志 A 的数目决定于该地区构造的总体含油气程度。于是，当 $P(H_2)=P(H_1)=1/2(q=10, \ln q=2.3)$ 时，对于 $\lambda=2$ ，则有 $m \approx 3(3.3)$ ；对于 $\lambda=1.5$ ， $m \approx 6(5.6)$ 。这就意味着在其余条件相同时，直接普查的效率在含油气程度高的地区要高于含油气程度低的地区。使用公式(134)的主要复杂性在于似然系数的确定。通过对某些标准地段的构造打钻结果和地球物理观测资料的统计处理可以做到这一点。但在范围很小的地段上要实现这种方式是非常困难的。确定系数 λ 时建议利用研究区内油气田物理-地质构造的具体资料。根据这些资料估算地球物理场中有利和不利的出现油气藏的因素数量。有利和不利因素的数目之比实际上就是似然系数。我们以地台型含油气构造区岩石物理性质分布综合图(参阅图1)为例，来说明这些可能性。正如看到的那样，在图上划分出七种影响地球物理场的基本因素。一般来说，可能多于七种因素，但在具体的条件下，它们并不总是都存在。

如前所述，所研究的因素分为两组。第一组与碳氢化合物层有关。第二组与地质断面的构造特征有关。属于第一组的有：I—直接充满孔隙的流体(油、气)，II—封闭层和其他的岩石接触蚀变(在碳氢化合物影响下形成)，III—渗透晕(层状高压力带)。

形成所谓构造响应的主要标准界面VI属于构造因素。这种构造效应是地球物理中清晰显示油气藏的最大干扰，构造的顶部岩石软化带IV也属于构造因素，它产生的响应与油气藏的响应接近；属于构造因素的还有岩石不均匀或不同岩石应力状态的近垂直带V以及基底VI。

可以认为，前三种因素对地球物理场中显示油气藏是有条件的，IV、VI、VII三种因素是不利的（畸变因素）。因素V与具体有利件有关，有时是有利的，有时是不利的。正如看到的那样，在最一般的情况下，畸变因素的数量大于有利因素，即似然系数应当小于1或等于1。因此，利用直接观测到的地球物理场来获得油气藏的信息是不太合理的。直接普查的实践早已证实了这一点。

提高地球物理资料信息量的主要办法与旨在消除或减弱畸变因素影响或增大似然系数的数据处理有关。方法的效果取决于这些可能性。例如处理重力勘探数据时，总梯度求和法可以消除或减弱油气藏所在的基底、构造和断面上部不均匀性的影响。尽管形上有变化，剩下的I、II、III、IV、V几种效应仍然存在。可能出现这种情况，即似然系数的最小值在最一般情况下增大到1.5，而且常常更大些。当 $P(H_1)=33\%$, $P(H_2)=67\%$, $P(H_1/A)=43\%$ 时，假定概率 H_1 增加10%。当消除或不存在一个畸变因素时， $P(H_1/A)=60\%$ ，即假定概率 H_1 几乎增加两倍。

用总梯度求和法合成的综合参数将比单一参数的信息更丰富，并可能进行定量评价。

这方面的进一步发展是利用信息论中计算信息量 J 的基本公式

$$J = \sum_{i,j} P(A_i B_j) \log_2 \frac{P(A_i B_j)}{P(A_i) P(B_j)} \quad (137)$$

该公式能以一般形式求出事件 A_1, A_2, \dots 的信息量，该信息量带有事件 B_1, B_2, \dots 中的一个事件的信息。我们继续讨论带有两种可能结果的已打钻构造情况： A_1 ——构造含油气， A_2 ——构造不含油气。 B_1 ——根据某一个标志或几个标志组合对构造含油气的预测； B_2 ——对构造不含油气的预测。因此公式(137)表示成更具体的形式

$$J = P(A_1 \cdot B_1) \log_2 \frac{P(A_1 \cdot B_1)}{P(A_1) P(B_1)} + P(A_2 \cdot B_1) \log_2 \frac{P(A_2 \cdot B_1)}{P(A_2) P(B_1)}$$

$$+ P(A_1 \cdot B_2) \log_2 \frac{P(A_1 \cdot B_2)}{P(A_1)P(B_2)} + P(A_2 \cdot B_1) \log_2 \frac{P(A_2 \cdot B_1)}{P(A_2)P(B_1)}$$
(138)

式中, $P(A_1 \cdot B_1)$, $P(A_2 \cdot B_1)$, $P(A_1 \cdot B_2)$, $P(A_2 \cdot B_2)$ ——事件发生的概率, 实际上表示事件共同出现的概率;

$P(A_1)$, $P(A_2)$, $P(B_1)$, $P(B_2)$ —— A_1 , A_2 , B_1 , B_2 事件的概率;

$\log 2$ ——以 2 为底的对数;

J ——信息量 (单位: 比特)。

公式 (137)、(138) 的主要优点之一在于它们能估算所给定的预测误差。预测误差在数学上是把另一事件出现的条件概率表示成所要预测的某一事件出现的条件概率。构造的不含油气的预测误差具有 $P(A_1/B_2)$ 形式, 即在不含油气的预测条件下构造含油气的概率。显然, 含油气的预测误差有 $P(A_2/B_1)$ 形式。与之同时出现的条件概率 $P(A_1/B_1)$ 和 $P(A_2/B_2)$ 分别表示在含油气与不含油气的预测中, 以及事件 A_1 和 A_2 的概率中。这些概率之和为

$$P(A_1/B_1) + P(A_2/B_1) = 1, \quad P(A_1/B_2) + P(A_2/B_2) = 1$$

(139)

由公式 (138) 可看出, 要计算 J 必须知道各种概率值。概率 $P(B_1)$ 和 $P(B_2)$ 用总概率公式 (140) 求出:

$$P(A) = \sum_k P(A/B_k)P(B_k) \quad (140)$$

该公式可求得与 B_k 事件之一同时出现的事件 A 的概率, B_k 事件则构成了一个总事件组。对于这种情况, 根据公式 (140) 可以写成一个方程组:

$$P(A_1) = P(A_1/B_1)P(B_1) + P(A_1/B_2)P(B_2)$$

$$P(A_2) = P(A_2/B_1)P(B_1) + P(A_2/B_2)P(B_2) \quad (141)$$

显然, 在这些方程中, $P(B_1)$ 和 $P(B_2)$ 是已知的。在试验之前, 根据收集的构造钻探资料也可以知道 $P(A_1)$ 和 $P(A_2)$ 的概率。正如指出的那样, 预测的误差已给定。由公式 (139) 求出 $P(A_1)$ /

B_1) 和 $P(A_2/B_1)$ 。此后, 假定方程组 (141) 有一个可靠解。为了求出 $P(A_i \cdot B_j)$ 形式的概率而利用概率乘法公式 (142)

$$P(A_i \cdot B_j) = P(B_j)P(A_i/B_j) \quad (142)$$

根据该公式求出这种情况的概率的具体数值

$$\begin{aligned} P(A_1 \cdot B_1) &= P(B_1)P(A_1/B_1) \\ P(A_2 \cdot B_1) &= P(B_1)P(A_2/B_1) \\ P(A_1 \cdot B_2) &= P(B_2)P(A_1/B_2) \\ P(A_2 \cdot B_2) &= P(B_2)P(A_2/B_2) \end{aligned} \quad (143)$$

由此可见, 公式 (138) 的所有项都已知, 可以用它进行计算。下面介绍利用公式 (138) 所进行的数据计算实例。

例1. 假设 $P(A_1) = 3$, $P(A_2) = \frac{2}{3}$ 。根据钻探的统计, 知道

预测误差 $P(A_2/B_1) = \frac{3}{7}$, $P(A_1/B_2) = 2/7$ 。相应地 $P(A_1/B_1) = 4/7$, $P(A_2/B_2) = 5/7$ 。顺便指出, 求取预测误差要比利用公式 (132) 和 (134) 求取似然函数简单得多。于是, 就有下面求概率 $P(B_1)$ 和 $P(B_2)$ 的方程组:

$$\frac{1}{3} = \frac{1}{7}P(B_1) + \frac{2}{7}P(B_2)$$

$$\frac{2}{3} = \frac{3}{7}P(B_1) + \frac{5}{7}P(B_2)$$

由此可求得 $P(B_1) = 21/126 = 0.17$; $P(B_2) = 105/126 = 0.83$; $P(A_1 \cdot B_1) = 0.097$; $P(A_2 \cdot B_1) = 0.073$; $P(A_1 \cdot B_2) = 0.241$; $P(A_2 \cdot B_2) = 0.589$ 。

求出的概率的物理意义是人们所关注的。概率 $P(B_1)$ 和 $P(B_2)$ 表示这些条件下的概率, 即存在具体的 $P(A_1)$ 和 $P(A_2)$ 及预测误差时将要作的 B_1 、 B_2 预测的概率。正如看到的那样, 负预测概率远大于正预测概率。概率 $P(A_1 \cdot B_1)$ 表示肯定的钻探结论 (意义为含油气) 和肯定的预测共同出现的概率。显然它不大于 10%。钻探的否定结论 (A_2) 和所作的肯定预测概率更小。钻

探的肯定结论和否定预测的概率 $P(A_1 \cdot B_2)$ 已大于 24%。最大概率值 (59%) 是钻探否定结论 (A_2) 和否定预测 (B_2) 共同出现的概率。

将求出的概率值代入公式 (138)，得出

$$J = 0.13 \text{ 比特}$$

不言而喻， J 的数值还是很小的。在与无误差预测或 $A_1=B_1$ ， $A_2=B_2$ 情况下的信息量比较时， J 的涵意更明确。我们用符号 J_{\max} 来表示信息量，用已知公式 (144) 计算 J_{\max} ：

$$J_{\max} = - \sum_{i=1}^N P_i \log_2 P_i \quad (144)$$

式中， N —— 系统的结论数量。

在这种情况下， $N=2$ ：被钻探的构造含油气为 A_1 或不含油气为 A_2 。根据给定的条件 $P(A_1)=1/3$ ， $P(A_2)=2/3$ 。于是

$$J_{\max} = -\frac{1}{3} \log_2 \frac{1}{3} - \frac{2}{3} \log_2 \frac{2}{3} = 0.42 \text{ 比特}$$

由此得出 J 与 J_{\max} 之比或 $J_{\text{OT}}=J/J_{\max}=0.32(32\%)$ 。 J_{OT} 可以看作是关于 J_{\max} 信息的增量。那么 J 就是绝对比的信息增量。在这种情况下可以认为，信息增量是足够大的。

例2. 已知 $P(A_1)=\frac{1}{2}$ ； $P(A_2)=\frac{1}{2}$ ； $P(A_2/B_1)=\frac{3}{7}$ ；

$P(A_1/B_2)=\frac{1}{7}$ 。于是得到 $P(B_1)=\frac{5}{6}$ ； $P(B_2)=\frac{1}{6}$ 。

$$P(A_1 \cdot B_1) = 0.47 \quad P(A_2 \cdot B_1) = 0.36$$

$$P(A_1 \cdot B_2) = 0.03 \quad P(A_2 \cdot B_2) = 0.14$$

$$J = 0.08 \text{ 比特}; J_{\max} = 1 \text{ 比特}; J_{\text{OT}} = 0.08(8\%)$$

可以看出，信息增量不太大。

例3. 已知 $P(A_1)=\frac{1}{4}$ ； $P(A_2)=\frac{3}{4}$ ； $P(A_2/B_1)=\frac{3}{7}$ ；

$P(A_1/B_2)=\frac{1}{7}$ 。于是得到 $P(B_1)=\frac{1}{4}$ ； $P(B_2)=\frac{3}{4}$ 。

$$P(A_1 \cdot B_1) = 0.14 \quad P(A_2 \cdot B_1) = 0.11$$

$$P(A_1 \cdot B_2) = 0.11 \quad P(A_2 \cdot B_2) = 0.64$$

$$J = 0.12 \text{ 比特}; \quad J_{\max} = 0.81 \text{ 比特}; \quad J_{\text{OT}} = 0.15(15\%)$$

除了进行这些计算外，本方法能够针对具体条件得到最大信息增量及选择适当的测量方法。当存在若干可以进行单独预测的标志时，可以先求出各自独立的 J_k 值，然后用下面公式求和

$$J_z = \sum_{k=1}^K J_k \quad (145)$$

该公式也适合于确定方法的数量。

结 束 语

下述几点可以作为总结。总梯度法正在不断完善和扩大它的应用范围。不论是软件，还是方法手段，均已出现了许多新方案。总梯度法的最初方案的数学工具已有很大改进。其适应性更强，用途更广。算子 G_H 的滤波性能更好。

在解决主要的解释问题，即确定位场奇点的空间位置问题中，总梯度法目前仍是最有效的。它的理论精度为3—5%。现已出现了一些根据 $G_H(x, z)$ 函数向下半空间延拓的特点来确定不同水平面上奇点空间位置的新方法。

在解决主要地质问题，即根据重磁资料直接查明油气藏问题，总梯度也占主导地位。利用总梯度法已直接查明了十多个油气藏。此外，还预测了许多新的油气藏。

由于总梯度法的出现，在解决地质问题和处理地球物理及其他数据方面出现了三个新的方向。第一个方向是在不利用岩石密度、磁性资料的情况下研究沉积层和下部埋藏地层的密度界面及磁性界面。这种方法的主要优点在于，不用或极少用地震勘探资料或其他资料就能成功地绘制构造图，其中包括油气远景构造、基底表面和其他界面的形状和位置。

第二个方向与直接处理地震记录有关。尽管对这个问题没有做详细的研究，但所得到的资料证明，总梯度算子的使用导致了一个比原始记录分辨率更高的新能量参数的出现。这为脉冲形状和其他特征的研究开辟了新的可能。最后出现了地球物理、地球化学数据的综合处理及解释的新方法。这里需要特别强调，用统一的数学算子 G_H 对原始数据作预处理时，算子 G_H 将把这些数据变成归一化和无量纲的单一数学关系。这便于某些变换参数之间的对比，从而容易进行它们的进一步运算。

单一预处理的可能性为建立比较简单的自动解释系统创造了条件，这一点在利用大量地球物理信息及其他信息解决直接普查油气问题时尤为重要。

同时还要指出，尽管总梯度法在理论与实际上还要进一步完善，新的处理手段也在不断出现，应用领域和解决地质问题的范围都在不断扩大，但其原理从理论上的论证还不够充分和严格（以数学物理所能接受的观点）。没有完整的数学证明，也没有相应的有限解析公式。这些解析公式应描述位场函数的总梯度函数通过奇点延拓时的变化。但它能够可靠地解决谐波数和原始函数给定的长度与密度的选择问题以及其他一些问题。在这种情况下，有可能成功地求得上下分布的奇点分类问题的理论解。奇点的分离对实践是最重要的。正如经验表明的那样，解决这个问题是极复杂的。方法中所使用的傅里叶级数的数学工具也未必能解决。可以断言，至今还未成功地求出像二维水平圆柱体、物质带等最简单重力体形成的具体重力曲线的 B_n 系数的精确表达式。

看来，必须借助于其他数学工具和高度专业化的数学家的力量。目前还没有研究出三维总梯度的算法，它是研究质量在平面分布时所必须的。主要的困难在于缺少适合的数学工具。要开展这方面的研究原则上可以使用傅里叶二重级数。这个数学工具在理论和实际上研究的很充分。它的主要困难在于原始函数在其给定的区域（正方形或四边形）边界变成零。众所周知，在二维算法中普通二项式减法很容易实现。而在三维算法中则需要另外的解决途径。

对上述问题作进一步研究，可望提高总梯度法在解决各种勘探地球物理问题时的效率。

参 考 文 献

1. Авербух А. Г. Изучение состава и свойств горных пород при сейсморазведке. —М.: Недра, 1982.
2. Алексин А. Г., Кузнецов С. В., Енифанов А. А. Классификация литологических и стратиграфических ловушек нефти и газа. —Геология, методы поисков и разведки месторождений нефти и газа. Экспресс-информация, вып. 2.—М., изд. ВИЭМСа, 1983, с. 1—9.
3. Березкин В. М. Применение гравиразведки для поисков месторождений нефти и газа. —М.: Недра, 1973.
4. Березкин В. М., Каичек М. А., Кукарев А. А. Применение геофизических методов разведки для прямых поисков месторождений нефти и газа. —М.: Недра, 1978.
5. Березкин В. М., Яковлев А. П. Природа внепластовых геофизических аномалий на нефтегазоносных структурах платформенного типа. —Прикладная геофизика, вып. 102. —М., Недра, 1982, с. 144—153.
6. Березкин В. М., Хавкина Д. Б. Физико-геологическое обоснование прямых поисков нефти и газа комплексом геофизических методов. —Прикладная геофизика, вып. 103. —М., Недра, 1982, с. 14—19.
7. Березкин В. М., Дунаева Л. П., Хавкина Д. Б. Вероятностный подход к оценке результатов прямых поисков залежей нефти и газа. —Прикладная геофизика, вып. 107. —М., Недра, 1983, с. 27—34.
8. Березкин В. М., Скотаренко С. С. Дальнейшие пути совершенствования метода падшего градиента при решении структурных задач. Применение гравиразведки при поисках антиклинальных и пантаклиональных залежей нефти и газа. —Сб. научн. трудов. —М.: изд. НПО «Нефтегеофизика», 1983, с. 131—139.
9. Воробьев А. С., Березкин В. М. Вид электрических аномалий в области нефтегазовых залежей. —Прикладная геофизика,

вып. 106. —М.: Недра, 1983, с. 46—52.

10. Временные методические указания по проведению геофизических работ с целью прямых поисков залежей нефти и газа. —М., изд. ВИЭМСа, 1979.

11. Гаас Г. Я. Влияние трещиноватости на экранирующие свойства покрышек(на примере месторождений Южного Мангышлака). —Труды ВНИГРИ, вып. 351. —Л., изд. ВНИГРИ, 1974, с. 136—141.

12. Гравитационное поле и рельеф дна океана. Под ред. С. А. Ушакова. —М., Недра, 1979.

13. Елисеева И. С., Волхонин В. С. Изучение глубинного геологического строения земной коры Вилюйской синеклизы методом полного нормированного градиента. —Разведочная геофизика, вып. 85. —М., Недра, 1979, с. 85—93.

14. Елисеева И. С. Методические рекомендации по изучению распределения плотностных неоднородностей разреза земной коры на основании материалов гравиметрических съемок. —М., изд. ВНИИ геофизики(ротапринт), 1982.

15. Закономерности распространения нефтегазоносности рифов и особенности их поисков. Обзорная информация. Сер. Нефтегазовая геология и геофизика. —М., изд. ВНИИОЭНГа, 1979, с. 60.

16. Знаменская К. Ф. Опыт трассирования глубинных разломов в Припятской впадине на основе интерпретации гравимагнитных полей. —Разведочная геофизика, вып. 79. —М., Недра, 1977, с. 119—130.

17. Козлова Е. Ф., Патрушева В. А. Методика и результаты интерпретации гравиметрических материалов для изучения глубинного геологического строения Русской плиты. —Разведочная геофизика, вып. 72. —М., Недра, 1976, с. 105—112.

18. Мудредова Е. А., Филатов В. Г. Выделение гравитационного эффекта залежей нефти и газа и определение их местоположения на основе регуляризации. —Разведочная геофизика, вып. 76. —М., Недра, 1977, с. 67—71.

19. Применение комплекса геофизических геохимических методов для оценки нефтегазоносности морских платформ/В.

М. Березкин, Г. А. Дмитриева, Ю. М. Богер, В. П. Иванова и др.—
Разведочная геофизика, вып. 94.—М.: Недра, 1982, с. 97—102.

20. Птецов С. И., Гогоненков Г. И. Динамический анализ
комплексных трасс. —Прикладная геофизика, вып. 103.—М.:
Недра, 1982, с. 37—45.

21. Ржаницын В. А., Шляховский В. А. Моделирование бло-
ковой структуры нефтегазоперспективных площадей по данным
гравиразведки (на примере Волгоградского Поволжья). —Геофи-
зический журнал, т. III, № 6.—Киев: Наукова думка, 1981, с. 49—
59.

22. Саваренский Е. Ф. Сейсмические волны.—М.: Недра, 1972.

23. Страхов В. Н., Григорьева О. М., Лапица М. И. Опреде-
ление особых точек двумерных потенциальных полей.—Прикла-
дная геофизика, вып. 85.—М.: Недра, 1977, с. 96—113.

24. Телепин М. А. О трансформации поля Δg в полный гра-
диент. —Прикладная геофизика, вып. 80.—М.: Недра, 1975, с. 177—
193.

25. Физические свойства горных пород и полезных искона-
емых: Справочник геофизика. Изд. 2-е, перераб. и доп.—М.:
Недра, 1984.

26. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегра-
льного исчисления, т. III.—М.: Физматгиз, 1963.

27. Шестюк В. А. Применение комплекса геофизических
методов для прогнозирования разреза и его нефтегазоносности
в условиях Прикаспийской впадины.—Саратов: изд. СГУ, 1984.

28. Domenico S. N. Rock lithology and porosity [determination from
shear and compressional wave velocity]. —Geophysics, v. 49, № 8, 1984, p.
1186—1195.

29. Tapet M. T., Kochler F., Sheriff R. S. Complex seismic trace
analysis. —Geophysics, v. 44, № 6, 1979, p. 1041—1063.