目　录

译者序

序　言

第一章　折射法的应用：过去、现在和将来…… 1

第二章　折射过程…… 3

第一节　波前面…… 3

第二节　惠更斯原理…… 3

第三节　斯奈尔定律…… 4

第四节　首波…… 6

第五节　几何光学原理的应用范围…… 7

第六节　本章小结…… 8

本章参考文献…… 8

第三章　折射法的一般性质…… 9

第一节　纵测线…… 9

第二节　层状地质模型…… 9

第三节　旅行时间图…… 10

第四节　初至记录…… 11

第五节　首波振幅…… 12

第六节　速度测量区…… 12

第七节　本章小结…… 13

第四章　野外资料规格…… 14

第一节　利用重复资料提高分辨率…… 14

第二节　水平层状介质…… 14

第三节　倾斜层状介质…… 15

第四节　多层介质情况…… 16

第五节　向斜…… 17

第六节　本章小结…… 18

第五章　截距时间法…… 19

第一节　常地震波速度平界面模型…… 19

第二节　地震波速度与倾角的关系…… 19

第三节　速度近似…… 24

第四节　多层旅行时间…… 26

第五节　截距时间…… 27

第六节　深度转换因子…… 28

第七节　深度转换因子的近似值…… 29

第八节　广义截距时间……30
第九节　截距时间法的应用……32
第十节　本章小结……33
本章参考文献……33
第六章　相遇法……34
第一节　相遇法的由来……34
第二节　折射层速度解析函数……34
第三节　不规则层的影响……37
第四节　时间-深度函数……41
第五节　炮点处的时间-深度函数……42
第六节　相遇法应用于不规则层……42
第七节　相遇法的应用……43
第八节　本章小结……44
本章参考文献……44
第七章　偏移……46
第一节　偏移距……46
第二节　波前法……50
第三节　海勒斯法……52
第四节　延迟时法……55
第五节　本章小结……57
本章参考文献……58
第八章　广义相遇法……60
第一节　广义相遇法(GRM)概述……60
第二节　折射速度解析函数……60
第三节　广义时间-深度……63
第四节　偏移的聚焦原理……66
第五节　近地表不规则变化和偏移……67
第六节　不规则界面和偏移……69
第七节　折射速度变化和偏移……73
第八节　最佳XY值……74
第九节　本章小结……74
本章参考文献……75
第九章　隐藏层……76
第一节　数学模型和实际地层……76
第二节　盲带中的隐蔽层……77
第三节　次至和续至同相轴……79
第四节　盲带的重要意义……81
第五节　隐藏层校正……82
第六节　速度倒转……84

第七节　本章小结……87
本章参考文献……88
第十章　平均速度……90
第一节　等效层……90
第二节　平均速度……90
第三节　误差……91
第四节　模型研究……92
第五节　本章小结……93
本章参考文献……93
第十一章　基准面校正……94
第一节　校正的必要性……94
第二节　风化层校正……94
第三节　高程校正……95
第四节　本章小结……96
第十二章　互换时间……97
第一节　误差原因……97
第二节　互换时间的误差对相遇法解释的影响……98
第三节　互换时间误差的纠正……98
第四节　范例……99
第五节　本章小结……100
第十三章　变速介质……101
第一节　同常速层的区别……101
第二节　射线参数……101
第三节　射线方程……102
第四节　埃维金函数……103
第五节　时间-深度表达式……104
第六节　旅行时间资料的反演……104
第七节　用GRM进行反演……107
第八节　变速度折射层……111
第九节　本章小结……113
本章参考文献……114
第十四章　时间剖面……116
第一节　时间剖面唯一性……116
第二节　解释和处理的区别……116
第三节　资料和解释的一致性……117
第四节　野外采集资料……118
第五节　本章小结……118
本章参考文献……119
第十五章　深度剖面……120

第一节　深度偏移…… 120
第二节　近地表异常…… 120
第三节　本章小结…… 121
本章参考文献…… 121
第十六章　资料处理…… 122
第一节　资料处理目的…… 122
第二节　测量波至时间…… 122
第三节　资料和处理资料的显示…… 124
第四节　本章小结…… 125
本章参考文献…… 125
第十七章　各向异性…… 126
第一节　各向异性的表现…… 126
第二节　各向异性的影响…… 127
第三节　各向异性介质的速度…… 127
第四节　相速度面…… 129
第五节　用斯奈尔定律求解…… 131
第六节　各向异性因子的近似值…… 136
第七节　折射速度分析…… 137
第八节　平均速度…… 140
第九节　模型研究…… 141
第十节　本章小结…… 145
本章参考文献…… 146
第十八章　三维勘探…… 148
第一节　地震测线的方位…… 148
第二节　扇形排列…… 148
第三节　层析成象…… 149
第四节　折射层中的波前重构…… 149
本章参考文献…… 151
第十九章　振幅和衰减…… 152
第一节　首波中的振幅信息…… 152
第二节　地震波振幅…… 153
第三节　衰减…… 154
第四节　衰减测量…… 155
第五节　本章小结…… 157
本章参考文献…… 157
第二十章　结论…… 159
第一节　需要改革…… 159
第二节　综合方法…… 159
第三节　从横向分辨到纵向分辨…… 160
主题索引…… 162

第一章　折射法的应用：过去、现在和将来

折射法是最早用来寻找石油的地震勘探技术。本世纪二十年代，它在美国墨西哥湾通过发现盐丘找油，在伊朗通过圈绘大型构造找油都获得了极大的成功。但是，时至三十年代，反射法后来居上，成了用得最广的物探方法，这种情况一直延续至今天。今天，折射法只用来对未知地区作初步调查，或者在得不到好的反射资料的地方用它来代替反射法。

可是，今天，这样一些作用也正在消亡。大多数勘探人员都愿意用反射法，因为反射法不但信息量大，而且在它的生产工作中，已经形成了许多常规的野外队伍和熟悉的资料处理方法。相应地，廉价爆炸索在反射法初步调查中的推广使用，现代化的接收和处理技术又几乎处处都能得出有用的结果。

结果，目前折射法几乎专门只用来作浅层调查，象工程现场勘察，寻找地下水和冲积矿藏，以及为反射法作风化层改正；要不就是用来作深部地壳研究。但就是这样一些专用折射法的领域目前也受到了冲击，最近针对非常浅目标的浅层反射试验取得了异常的成功，取代折射法之势只是时间迟早问题，既便是在条件困难的硬岩环境，命运也是一样。还有，深部大陆地壳的反射剖面计划也已建立起来了。

那么，折射法未来命运如何？

利用折射法取决于如何更好地评价它的实力，其中除了它具有用大震源能快速覆盖长距离以便探测深部目标的特点以外，折射法还具有构画存在明显速度对比的隆起构造的能力。

这些处在具有明显速度对比、强烈起伏构造之下的反射界面，譬如位于断层、生物礁和沟槽之下的碳酸岩，蒸发岩之类形成的反射界面，用常规反射法是很难构制出它们的界面的。为了求准速度，反射法要求地震射线垂直穿过或者近似垂直地穿过地层，但是，当上下层速度明显差别时，任何上层面的强烈起伏必然严重地影响地震波旅行时间，结果就使得反射时距曲线显著地偏离标准双曲线函数，这不仅使测量速度产生很大误差，而且共中心点动校叠加也将成为问题。

相比之下，折射法在速度差别大的地方通常能很好发挥作用。对于不规则地层，广义相遇法（GRM）是最好的方法，用它来发现隐伏地层，各种速度中间层和各向异性等等效果尤其突出。测量折射波速度时，水平射线并不穿进折射层很深，构造起伏影响很容易通过具有偏移机能的折射波速度分析技术加以克服，譬如GRM。此外，从下面深部折射面来的显著倾斜的射线往往证明这些中部构造可能下冲。

因此，反射法无能为力的地方，折射法仍不失为是很方便的替代方法。无论如何，联合使用折、反射两种方法是非常可取的，从折射法取得初步地层速度模型，把它用到相应的反射资料特殊处理中去，这类方法很可能用到极浅层勘探或硬岩环境的勘探中。

大能源、大于勘探深度的长距离接收，通常并不认为是一个方法的优点，无疑这是致使反射法成为常规找油方法的起始原因，因为使用反射法实际的好处是它的排列长度很少超过勘探深度。可是在浅层勘探中，譬如确定风化层，折射法却是既方便又快当的方法。

从测线公里数考虑，折射法作反射静校正可能最有用武之地。由于风化层和次风化层之间速度比差大，而且一般深层反射法的排列长度能既经济又快速地达到折射法的要求，这些条件都有利于折射法作静校目的使用。

静校正好坏影响反射法最终剖面的分辨率，目前对此相当注重。时间分辨率的改善跟空间分辨率改善息息相关。道数增加时，同时使道间距缩小，结果使速度滤波，射线控制以及其他各个步骤的处理流程都得到了改善。静校正处于各步处理流程之首，精确的静校是取得良好反射结果的必要步骤。

炸药放在井中风化层以下爆炸作为震源，用井口时间可以很好地控制静校正量，但随着普遍使用地面震源以来，提取精确静校正量成了很大的问题。

由于确定风化层厚度为反射法作静校正成了当前和今后折射法用途最广的场合，本书列举大多数模型都代表浅层环境，但是所叙述的各种方法对更深的目标同样适用。事实上，更深一些的目标效果可能更好，因为浅层倾斜、深度和速度的横向变化都比较大，对任何物探方法来说都是严峻的考验。任意的模型，它们所用来表示时间、距离和深度的数据和数轴，只要简单地乘上合适的系数即可把毫秒、米转换到秒、公里，所以这些模型同时可以代表沉积盆地或地壳形态。

毋庸置疑，折射法能否更广泛地用来勘探深层目标取决于能否开发方便经济有效的接收技术。这一点很可能通过结合反射接收系统予以实现，而不是独僻溪径另搞一套不同的折射系统。在海洋环境显然是用多道声纳浮标，至于陆上，用放在深井中的临时检波器或永久检波器有很多好处，它们不仅能把讯噪比提高12dB到 18dB，而且由于缩短了在上部地层中的射线路程、所需激发能量也可相应改小，还能实现在短距离上就能收到深层折射波。

实际上，利用深井接收折射波，可以看成是大偏移距的垂直地震剖面的扩展，它提供了一种方法，使得钻井所取得的信息控制范围延伸到更远的地方。

然而，发展合适的接收方法，以便得到质量和数量满意的地震资料，这只是折射法今后发展方向的一个方面，同样重要的另一方面是尽量利用地震数字接收和反射资料处理技术的优越性，除了改善现有信息质量，如更精确地测定速度和深度以外，我们还需要从折射资料中提取更多的信息，如吸收和各向异性的信息。

为了达到这个要求，需要发展一套综合方法，使折射法适应大多数现实情况，这些现实情况是折射法工作者现在和将来都会遇到的；而不是分类列举用过的各种巧妙技术。根据这个目的，本书着重介绍标准截距时间法，常规相遇法和广义相遇法。这些方法在大多数折射勘探场合都是最方便和最有效的。这些方法代表了一个符合逻辑的发展趋势，它表明折射法的发展趋势是勘探深度不断增加，应用范围不断推广和复杂程度不断提高。由于现有许多折射波勘探方法，这些方法或者相似于以上三种方法之一，或者是其中之一的特殊情况，本书叙述范围并不严格限制在以上三种方法，适当的地方也还介绍其他不同方法之间的关系。

本书旨在论证一种方法，这种方法在理论上是完善的，在地质勘探中是实用的和富有生命力的，它会带来根本的改革。毫无疑问，它通过改变折射法以往的原理来迎接将来的需要，证明折射地震工作者有能力完成当前的工作。当然，它还必需从解决实际地质问题中不断取得经验来完善自己，只有让时间来发展这个宝贵的经验，揭示折射法的未来。

第二章 折射过程

第一节 波前面

地震折射地球物理勘探旨在测量岩性物理参数的空间变化，譬如，通过分析人工激发地震讯号获得岩土中地震波的传播速度和吸收系数。这些岩性物理参数分别跟岩石类型、孔隙度、节理、风化程度以及其他地质因素相关，所以能用它们提供地质体在三度空间中的分布情况。因此，折射法是基于研究分析传入地下、并通过折射过程返回地面的地震扰动。

通常由爆炸产生地震能量、能量在周围介质中全方位向外传播。每一时刻，按照扰动所到之处、介质分成鲜明的两部分：经过或正在扰动的部分，和从未扰动的部分。这两部分的分界面就称为波前面。波动从震源传到波前面上无论哪一点所化的旅行时间相同。

用检测器可以观察波前面的传播，象地震检波器和水下检波器。波前面从观察点上通过，这点就记录到一次剧增的信号峰值。

波前面上每一点的速度可以沿着通过这点的，垂直于波前面的法线方向测得。

理论上（数学上）常用解波动方程的办法描述地震波的波动现象，诸如波在界面上发生反射和折射，纵波和横波互相转换等。论述这一系列公式解超出了本书的范围，请读者参考格兰特（Grant）和韦斯特（West, 1965）和莫奈（Mooney, 1983）的著作。本书将采用一系列简明几何光学近似表示方法。

第二节 惠更斯原理

惠更斯原理首先指出，波前面上的每一点都可看作为一个新波源。因此，已知某一时刻波前面，就可根据子波包络面决定下一时刻的波前面。子波面是一系列以原来波前面上的点为中心，以射线速度，即能量传播的速度乘以间隔时间为半径所画出的面。它们惯常也叫惠更斯子波。

一般情况下假设介质是各向同性的，也即能量传播速度与方向无关。这时惠更斯子波是一系列球面（在纸平面上为圆）。但如果考虑各向异性，地震波速度在各个传播方向上不同，那末惠更斯子波的平截面是一系列准椭圆。

图2—1表示出波前面的制作过程，时间 t 时刻的波前面轨迹是下一时刻惠更斯子波的中心的集合。图中左边显示了其中一个单独子波。$t+\Delta t$ 时刻的波前面就是这些子波的包络面。虽然我们取向外扩展的更大包络作为新波前面，但向内方向也还有一个波前面，选择哪一个则取决于原来波前面的传播方向。

惠更斯原理并非是一个武断的命题，由于波前通过每一点，结果是使这一点从平衡位置产生位移，考虑到一致性的原因，这些点势必跟最前面的震源点同样对待。用除了包络

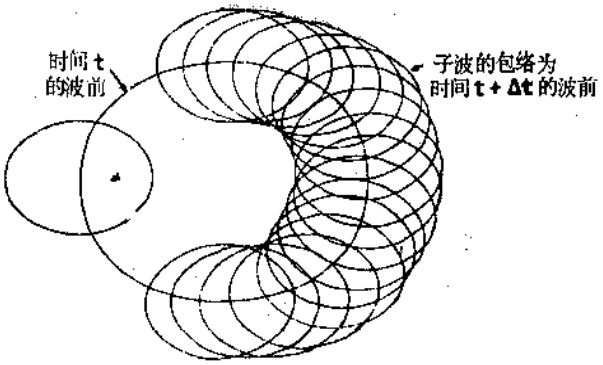


图 2—1　新波前面是以原波前面为中心惠更斯子波的包络面

面以外的所有其他位置上的惠更斯子波互相干涉抵消作用，就能除去比需要多出来的波前面问题。

图2—1中的例子好象显出根据惠更斯原理作波前面图是非常麻烦的，还不如用精确的分析方法。但情况并不总是这样，当遇到复杂速度分布层和不规则界面时，惠更斯原理比其他方法更方便，尤其是当折射波伴随着反射波和绕射波一起出现时，更见其方便可行了。此外，它还提供了导出斯奈尔定律的简捷方法。

第三节　斯奈尔定律

波前面传到两种地震速度不同介质的分界面上时，部分能量反射回到原介质、部分能量穿进第二介质之中。在界面上波前面传播方向发生改变，即发生折射。波前面在每一种介质中的传播方向可用斯奈尔定律来描述。斯奈尔定律用下面的方法导出。

如图2—2所示，考虑 t 时刻的平面波前AB，它在各向同性的上复介质中以速度 V_1 向下传播，到 $t+t\Delta$ 时刻波前面位置是CD。它是从AB以 $V_1\Delta t$ 为半径画圆弧作切线得到的。

在C点波前面遇到界面，并通过它进入具有速度 V_2 的各向同性介质。用惠更斯子波确定 $t+2\Delta t$ 时刻的波前就是以C点为圆心、$V_2\Delta t$ 为半径作圆弧。在不失一般性的条件下、为方便起见，选B、D和F，使D经过 Δt 之后到达界面上一点F。它在时间 $t+2\Delta t$ 时已进入第二介质之中的波前面位置是子波轨迹在E点的切线，这切线通过F点。GH是 $t+3\Delta t$ 时刻的波前面，它是由E和F为中心，$V_2\Delta t$ 为半径作弧画共切线得出的。

波前面总是沿着自身的法线方向运动、设 α_1 和 α_2 是波前分别在两种介质中的运动方向跟界面的法线的交角，用简单三角关系导出：

$$CF=\frac{DF}{\sin\alpha_1}=\frac{CE}{\sin\alpha_2}$$

也就是

$$\frac{V_1\Delta t}{\sin\alpha_1}=\frac{V_2\Delta t}{\sin\alpha_2}$$

分子分母互换则有

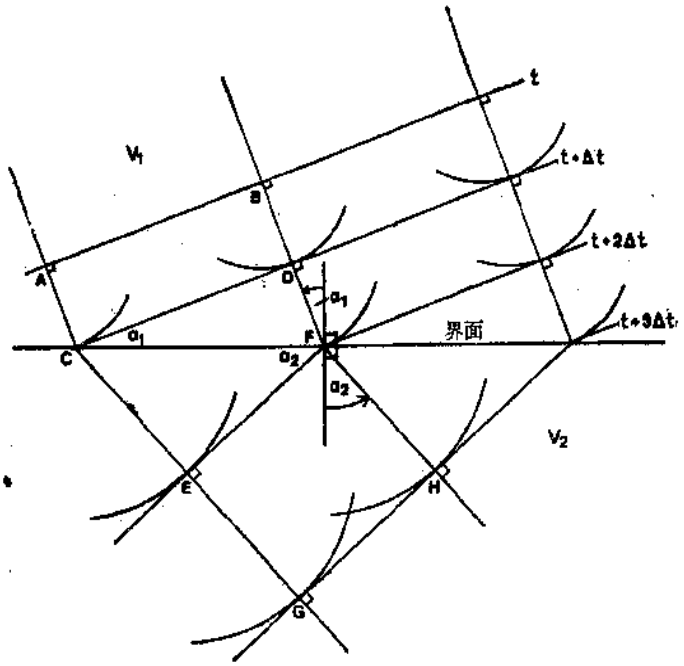


图 2—2　用惠更斯子波作出穿过两种介质的连续波前，并用斯奈定律证明
由于是在各向同性介质中，射线跟波前法线重合，因此，斯奈尔定律也能用到射线上

$$\frac{\sin\alpha_1}{V_1}=\frac{\sin\alpha_2}{V_2} \tag{2.1}$$

方程2.1，即斯奈尔定律，也称折射定律。它表示波前面通过界面仍然保持连续。

它也可用各向同性介质中波的射线来表示。射线定义为惠更斯子波和波前面或包络面上相切点的路径。射线是波前面上一个特殊点传播的实际路线。

在各向同性介质中惠更斯子波线是个圆，因此，它的半径或射线垂直于圆弧上一点的切线，射线跟波前面的垂直方向一致，斯奈尔定律也能用到射线上，也即ACEG和BDFH。

但各向异性介质则不同，因为惠更斯子波线这时不是圆。在图2—3的两种各向异性介质中，通过射线或波前乘上Δt构画的惠更斯子波可构制相继的波前面（见第十七章）。射线ACEG和射线BDFH上的点既是波前面上的切点又是下一个子波的圆心。

但是这些射线并不垂直于波前面。

用简单的三角关系：

$$CF=\frac{MF}{\sin\phi_1}=\frac{CK}{\sin\phi_2}$$

一个波前面的传播速度或相速度，它是沿着垂直波前面的方向测量的，也即沿着图2—3中的MF和CK。如果以$V_1(\phi_1)$和$V_2(\phi_2)$表示相速度，它是波前面传播方向与界面法线方向交角的函数。

$$\frac{V_1(\phi_1)\Delta t}{\sin\phi_1}=\frac{V_2(\phi_2)\Delta t}{\sin\phi_2}$$

重排得到

$$\frac{\sin\phi_1}{V_1(\phi_1)}=\frac{\sin\phi_2}{V_2(\phi_2)} \tag{2.2}$$

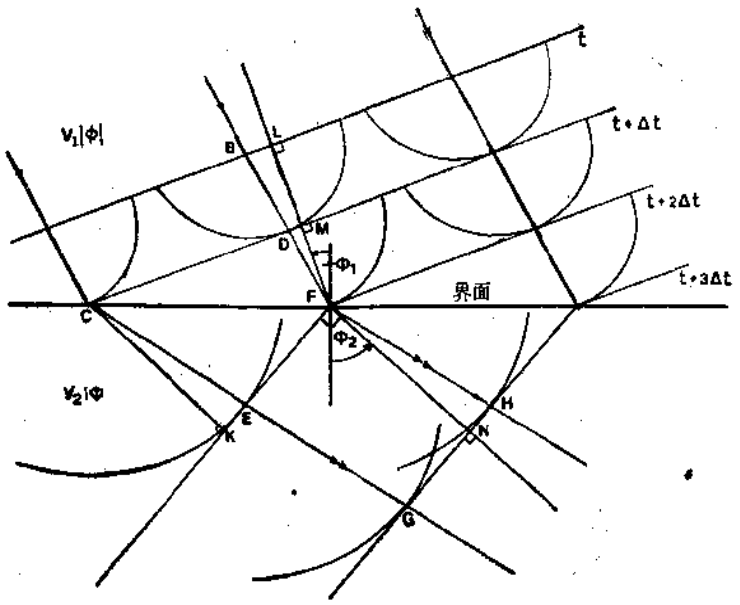


图 2—3　用惠更斯子波作出穿过两种介质的连续波前，并由斯奈尔定律证明
由于是各向异性介质，斯奈尔定律只适用波前法线，而不适用射线

斯奈尔定律只是一般地适用于波前面。虽然同样用于射线，可是只有在各向同性介质中才正确。绝大多数地质沉积和重建过程都显现出各向异性胜于各向同性。我们在第十七章中详细论述各向异性问题。读者可以将其它章节中假设各向同性的各种理论推广到各向异性介质中去，此时只需将在各向同性介质中为方便起见，认为射线和波前法线是相同的概念，予以适当地分开就行了。

第四节　首　波

地震波速度通常随深度增加，特别值得庆幸的是这种情况下传的地震能量才可能通过临界折射又返回地面。

从方程（2。1）可见，当V_2大于V_1时，α_2就大于α_1，随着α_1增加到某一个值，α_2增加到一个最大值90°时，能量就被折射到沿着界面下侧运行，此时的α_1值称为临界角，记为i_{12}，

$$\sin i_{12}=\frac{V_1}{V_2} \tag{2.3}$$

整个过程表示在图2—4的简单二层模型当中。地表震源击发的半球形波前面地震波在上层介质中扩散开，最后这些波前面碰到界面，又继续向下层介质中扩散。其中用惠更斯原理画出了部分波前面，波的法线以方程（2.3）所确定的角度入射到界面，这时，折射波前法线方向平行于界面，因此，能量沿界面传播。

由于界面两侧介质不会发生相对滑动，沿界面传播的折射波同时也牵动上层介质一起运动，因此，能量被有效地发射回到第一层介质中，这些在上层介质中的新波前面形状同

样可用惠更斯子波原理画出来，它们呈圆锥形状。用方程2.3能容易地求出波前面法线跟界面法线的交角。这些波前即是所谓的首波。

产生首波的唯一条件是下层介质地震波速度要大于上层的，只要这个条件满足，就有可能产生出纵波首波，横波首波和各种联合首波。然而大多数地震调查利用的只是各层中的纵波首波。

对于各向异性介质，方程2.3变成如下形式：

$$\sin i_{12} = V_1(i_{12})/\omega(90^\circ) \qquad (2.4)$$

这里$V_1(i_{12})$是上层介质中，以临界角i_{12}入射方向的地震波相速度；$\omega(90^\circ)$是在第二层介质中，沿着界面滑行的射线速度（能量传输速度）。通常用方程2.4难以解析出临界角i_{12}。

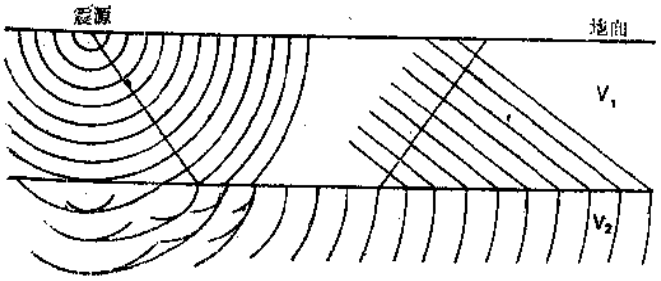


图 2—4　当下层波速高时，波前表示出能量沿着下层介质顶面传播，能量以临界折射圆锥形波前返回地面，称为首波

第五节　几何光学原理的应用范围

地震折射资料的常规分析技术大多数基于惠更斯原理，斯奈尔定律和临界折射。正象以后的章节中要论述到的，这些方法能够确定许多复杂构造。

但是对地震波的研究（如格朗特和威斯特，1965）告诉我们，这些几何光学近似性原理只在波长跟地层厚度相比是十分小的情况下才适用，这个条件并不是永远能满足的，在浅层勘探中尤其突出。

放弃几何光学方法实在迫不得已。因为它们在常规地震勘探中给了我们莫大的方便，特别是在只需分析使用初至波资料时。

作为另外的选择，譬如解弹性波方程，并不现实，除了需要更多更好的资料而外，大量运算也很成问题。更重要的是，作为岩石共同具有的各向异性问题，岩土的弹性问题，在理论上研究还相当不完善，认识也不充分。

幸好几何光学近似原理在早期的折射波勘探中就已经证明是有效的，此外，在对浅层困难地区的勘探中，运用波动方程有限差分解析方法作出了证明，用几何光学原理预测初至波时间解确实存在（哈色力（Hatherly，1982））。

由此，我们可以放心地使用上述原理。但是，这些方法原理通常不能用来作振幅研究。在突出的折射界面上出现振幅异常时，必须格外小心处理这些异常。

第六节 本章小结

波前面把介质分为波动已通过和波动还未通过的两部分，它是由震源出发的一系列等旅行时面。

新波前面是中心在原波前面上的所有惠更斯子波的包络。射线则是连接惠更斯子波源和波前面上相应地点的连线。

斯奈尔定律或折射定律描述波前面穿过界面的连续性，它告诉我们射线与界面法线交角的正弦跟波的相速度之比在每种介质中都相等。

临界折射时，低速度介质中的入射角正弦值等于两种介质中地震波速度之比。能量以锥形临界折射波前面返回到地面，称为首波。

几何光学原理能精确预测波至时间，但不能预测振幅值。

本章参考文献

Grant, F. S., and West, G. F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics. McGraw-Hill Book Co.

Hatherly, P. J., 1982, Wave equation modelling for the shallow seismic refraction method. Bulletin, Australian Society Exploration Geophysicists. vol. 13, p. 26-34.

Mooney, Harold M., 1983, Synthetic seismograms for body waves; an overview, First Break, vol. 1, no. 12, p. 9-20.

第三章　折射法的一般性质

第一节　纵 测 线

绝大多数地震折射测量的震源和检波器都是放在一条直线上，这种纵测线有许多方便之处，譬如容易进行地震线测量，便于野外操作，特别是检波器电缆的搬运，而且也易于进行野外资料解释。

通常有12或24个等间距放置的检波器和许多震源，如图3—1中$G_1G_2\cdots$和$S_1S_2\cdots$。但震源都是按序激发的，譬如当用S_2震源激发时，通过检波器$G_1,G_2,\cdots\cdots$处波前的时间可以通过讯号振幅迅速增加来测定，见图3—2。

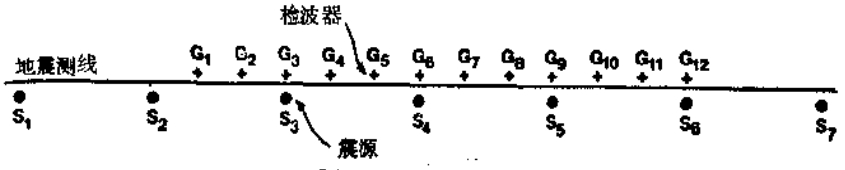


图 3—1　表示震源检波器常见共线排列的地震测线示意性平面

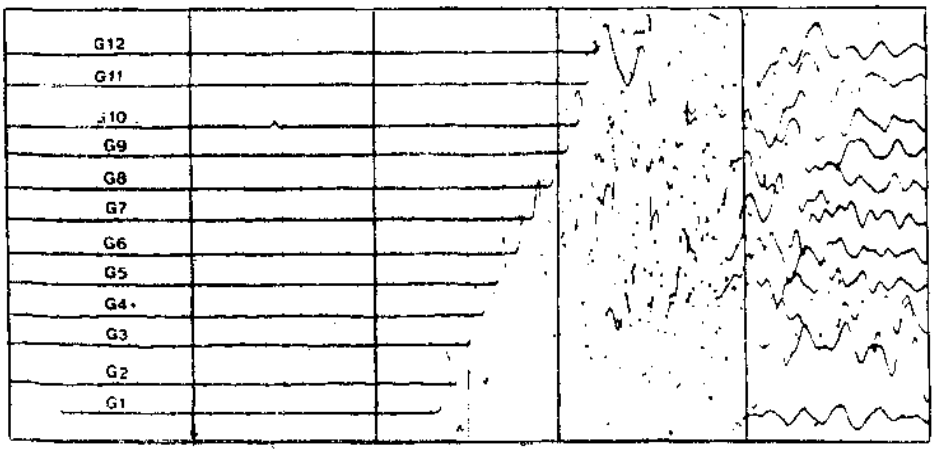


图 3—2　一张由一组检波器接收以时间为函数、放大了的地震讯号的野外记录
振幅的迅速增加表明通过每个检波器处波前的行程

第二节　层状地质模型

根据野外地震记录的旅行时间导出地下构造的过程是基于能得到适用的岩石物理模型。作为许多地震折射解释，地下构造能用地震速度与层深成正比的一系列水平或平缓倾斜层合理地来近似。

一种最简单的模型是二层介质。如图3—3中所示的那样，上层为各向同性，其地震速度为V_1，恒定厚度为Z_1；第二层亦为各向同性，但地震波速度V_2较大，厚度无限。

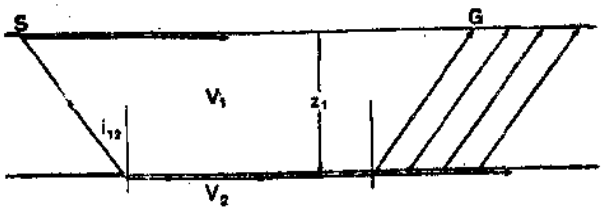


图 3—3 表示旅行时间公式推导过程中所用射线路径和模型参数的一种简单二层模型

用震源S激发时，其能量以图2—4所示形式传播。对于靠近震源的这些检波器G_1，G_2，……来说，到达的第一个波前是沿地面传播的那个波前，其波至时间t由下式确定

$$t=SG/V_1 \qquad (3.1)$$

式中SG为炮检距，我们把此波称为直达波。

部分能量穿透到第二层，沿该层顶部传播并返回到地面。用简单的三角学原理可以证明折射波波至的时间为

$$t=2Z_1\cos i_{12}/V_1+SG/V_2 \qquad (3.2)$$

第三节 旅行时间图

利用图3—4中所示的旅行时间图（又称时距图）可以得到对方程式3.1和3.2的一个最重要的认识。水平比例尺以距离为单位，它通常与地震测线相对应，垂直比例尺的单位为时间。

直达波时距曲线以直线形式通过震源或原点，该直线的斜率为上层速度的倒数。

虽然折射波时距曲线不通过震源，但它与通过炮点的时间轴相交，与时间轴相交处的

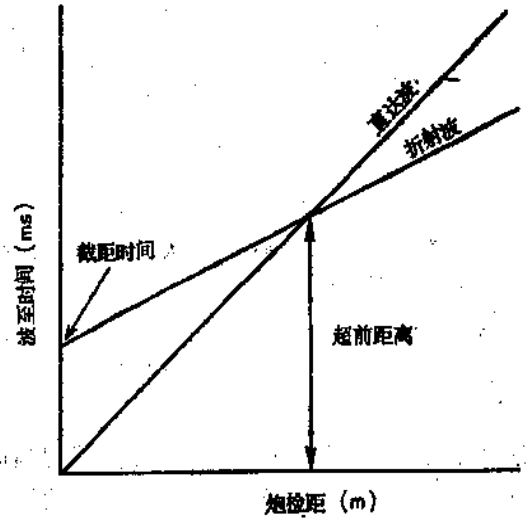


图 3—4 一简单二层介质直达波、折射波波至旅行时间示意图

值定为截距时间。该线的斜率为下层速度的倒数。图V_2大于V_1，故折射波至时间曲线并不象直达波波至那样陡峭。

截距时间是令SG等于零、由方程式3.2确定，即

$$\text{截距时间}=2Z_1\cos i_{12}/V_1 \qquad (3.3)$$

它与上层厚度成正比。于是，如果重排方程式3.3，则能由测定的截距时间、速度V_1和V_2，和由层速度及公式2.3得到的临界角一起计算出地层厚度。

这样，由旅行时间数据便能得到每一层的速度和到每一层顶部的厚度。直达波的截距时间等于零，这意味着第一层的顶部即为地球表面。

旅行时间曲线的另一个特征是，大于两条线相交处距离上的折射波波至总是具有最小时间值。我们把交叉处的距离定为超前距离。

从直观上看不出较深层折射波旅行时间会少于它上面浅层中的波旅行时。事实上，向下传播到折射面，再由折射面向上返回是需要花费时间的，但这个额外的时间早被下层折射面上减少的旅行时间补偿回来了。这好比为了躲过凹凸不平地区的已定路线，挑选绕道走常比直道走还要快一些一样。

第四节　初至记录

大多数地震折射测量都仅利用检波器上的初至能量。图3—4中在超前距离之前初至都为直达波，而在超前距离之后，首先到达的都是折射波。

之所以如此的主要理由是，在大多数浅地震折射测量中，通常识别二次和续至同相轴的确十分困难，但随着调查深度的加大，二次同相轴的识别却愈来愈容易。它们尽管在沉积盆地勘测中已取得了某些成功，但作为常规应用还仅局限于深地壳研究和天然地震学范围之中。

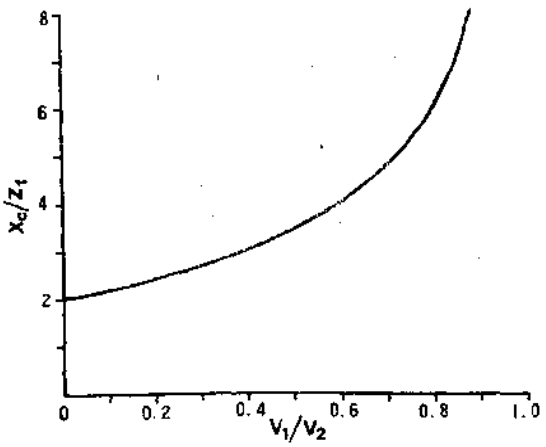


图 3—5　具有水平分界面二层模型折射层的超前距离与深度之比与地震速度比的关系曲线

如果要想得到较深折射层的讯号，初至记录要求把检波器放在超前距离之外。图3—3中所示的简单模型的超前距离X_c表达式是使3.1和3.2式左边相等，然后求解SG得到的。

$$X_c=2Z_1\sqrt{\frac{V_2+V_1}{V_2-V_1}} \qquad (3.4)$$

图3—5中这条曲线是利用公式3.4，把超前距离与深度之比作为两个速度比的函数绘制的。对于大多数地震调查来说，这两种速度之比为0.2—0.8，超前距离与深度之比约为2—6，取平均值等于4较为合理。

这种比值的意义在于，要使探测层作为初至出现，通常合理的最短炮检距约等于目的

层埋深的四倍。于是，接收器放得越远，探测深度就越大。这与最大炮检距小于目的层埋深的传统地震反射法不同。折射地震法具有非常长的排列长度，这可能给较深目标的勘探带来不便。

第五节　首波振幅

理论研究指出，直达波振幅的衰减与距离成反比，首波振幅衰减与距离平方近似成反比。这样，大炮检距和较快的衰减则造成首波振幅相对来说较小。

此外，速度比对振幅并不起好作用。虽然说速度比愈大，折射法越有效，但首波振幅则更弱。

于是，地震折射测量就要求相对强的震源。炸药包为常规的能源。一般来说，炸药量约为同一勘探目标反射测量的十倍或更大。

较低频率成分跟振幅系数也有关。由于首波脉冲等于直达波脉冲的积分，故有较强的低频成份。此外，主频与炸药量的立方根成反比，则折射脉冲的频谱就比同一目标的反射脉冲低一个倍频程。这样，非弹性吸收系数（对每个波长为常数，且为频率和距离的指数函数）就使高频成分具有非常大的衰减，尤其是在较长折射排列上。

较长的排列长度和较大的能量，显然会给操作带来不便；频率愈低，分辨率愈差，这就是很少有人推荐使用折射法的原因。尽管这些限制给较深目标的勘探造成困难，但利用现有技术，譬如遥测系统和连续的地面地震讯号发生器及实时相关法，则能明显地给以改善。

可是，在浅目标勘探过程中，折射法具有特殊的优点，较长的折射排列不仅容易实现，而且具有经济的覆盖范围。对震源的唯一要求是能在检波器处得到比随机噪音强得多的讯号，而不必对震源作特殊安排。譬如，放在风化层下面或为了确保得到足够强的高频成份而应有较大尺寸。

相反，反射排列长度不大于目标层埋深的限制则是浅目标勘测的缺点。在共中心点叠加的垂直平面中，要求震源点密集排列；为得到使人能够接受的分辨率，要求震源特殊排列分布，则使每公里的花费十分惊人。

第六节　速度测量区

折射地震学中测量速度的方法具有明显的优点。地震波速度是对沿地层顶部传播的能量进行观测的，该界面上任何构造容易用第七章、第八章中所介绍的偏移技术得到。

但在各种反射法中，要测量地震波速度就要求此地震波能量能穿过整个地层。浅层调查中，一般要求测量地震波速度和目的层埋深（通常为风化层底部）。为了获得必需的速度信息，设计的野外接收条件要记录到较深层有价值矿产的各种反射波可能不太方便，而且，该层顶部的构造也不容易由速度分析得到。

可是，折射地震波速度是在水平或接近水平方向上测量的。在第十七章所述的各向异性研究中就用到折射波的这一方面优点。

第七节　本章小结

折射地震勘探的主要特征有：

炮检距大于探测目标深度的四倍

首波振幅衰减迅速，大致与炮检距平方成反比。

同一目标的折射测量较反射测量要求震源能量较强。

同一目标的折射测量较反射测量的讯号频率较低。

沿每一层顶部进行水平地震波速度测量。

第四章　野外资料规格

第一节　利用重复资料提高分辨率

折射法所用的仪器和基本野外技术与反射法十分相似，这些已在本丛书的其它几卷中给与了讨论。这种相似性甚至包括需要重复记录野外数据。

实质上称为标准反射技术的共中心点法，采用了高级次的资料重复或多次测量。这种重复的次数一般大于六次，它是精细处理程序提取最大信息所必需的。

折射探测中也要求重复提取资料，特别是在较浅的地质条件下，为了确定旅行时间的不确定性，没有足够的资料难以把垂向速度变化与水平构造效应区分开来。

第二节　水平层状介质

由一个水平界面分开的两个各向同性层的地震波旅行时间表达式由公式3.1和3.2给出。如第三节所讨论的那样，根据旅行时间曲线此两公式可用来确定地震波速度和地层厚度。

图4—1中的旅行时间曲线是针对一组模型绘制的。这些模型的第一层的地震波速度从

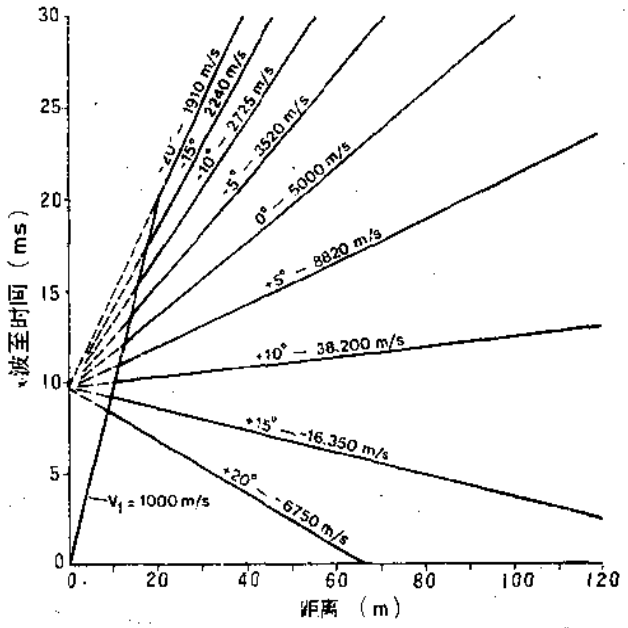


图 4—1　一组具有水平界面的两层模型的旅行时间曲线。第一层地震波速度不同，折射层速度相同

500m/s变化到4000m/s，厚度固定为5m；第二层的速度为5000m/s。虽然这些曲线表明，速度较低的第一层产生的旅行时间较大，但全部参数都易于测量，于是，这个模型就能完全确定。

如图4—2中所示，即使第二层地震波速度变化，模型也能够确定。由于模型在水平面中处处相等，故旅行时间曲线在地震排列的任一位置或任意方向上也应彼此相同。

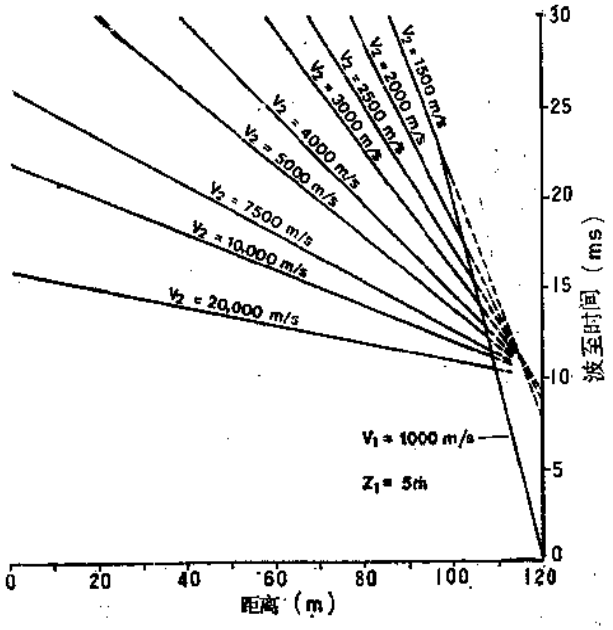


图 4—2 一组水平界面的二层模型的旅行时间曲线。第一层地震波速度相同，折射层速度变化

第三节 倾斜层状介质

不见得地下地质情况总能用一种简单的二层模型来近似，还有界面为倾斜的较为复杂的情况。

倾斜界面二层模型的旅行时间曲线表示在图4—3中。这些曲线是利用第五章中推导出的公式计算的。炮点处第一层厚度为5米，地震波速度分别为1000m/s和5000m/s。当分界面远离炮点逐渐变浅，即炮点位于上倾方向，倾角定为正值。

这里还表示出了它们的视速度，可简单地取旅行时间曲线中折射段斜率的倒数。很明显，存在倾角时，折射层的视速度与其真速度全然不同。当炮点位于下倾方向时，折射层的视速度小于真速度，而炮点在上倾方向时，视速度大于真速度。倾角与临界角相等时，视速度为无限大，而当倾角大于临界角时，视速度实际上等于负值。

一般来说，图4—2和图4—3是相似的，因此，根据一条旅行时间曲线无法确定真地震波速度或倾角。幸亏这种不确定性易于用反向剖面放炮给以解决，也就是说，在检波器排列两端设置炮点，并同时记录上倾和下倾视速度，然后利用第五章推导出的公式，就能唯一地确定地震波速度和倾角。

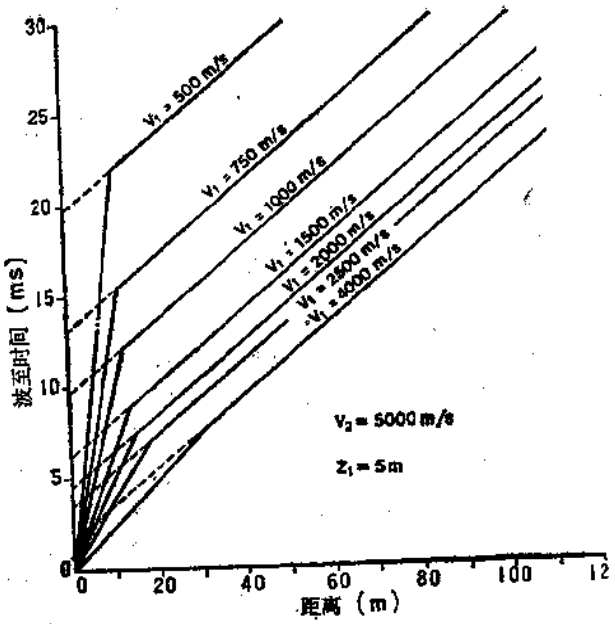


图 4—3　一组二层模型的旅行时间曲线。地震波速度都为定值，界面倾角有变化

正、反方向同时记录时间的方法并不只限于这类简单的二层模型，以后各章将证明利用这种相向旅行时间数据可解出更复杂变化的地震波速度和地层深度。没有这种数据，或没有附加的信息，如钻孔数据，就不可能解决地震波速度与构造问题。

第四节　多层介质情况

原则上讲，把这种分析推广到任意层数无特殊困难。只要每一层都足够厚，每一层的地震波速度大于其上覆地层，则每条旅行时间曲线上就有一段曲线直接与该层相对应。

图4—4是三层模型的一个例子。地震波速度分别为1000m/s，3520m/s和8820m/s，其旅行时间曲线绘于图4—5中。图中有与此三层地层相对应的三段时间曲线。

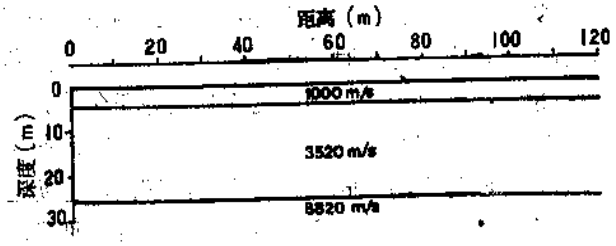


图 4—4　三层模型，它的旅行时间曲线示于图4—5

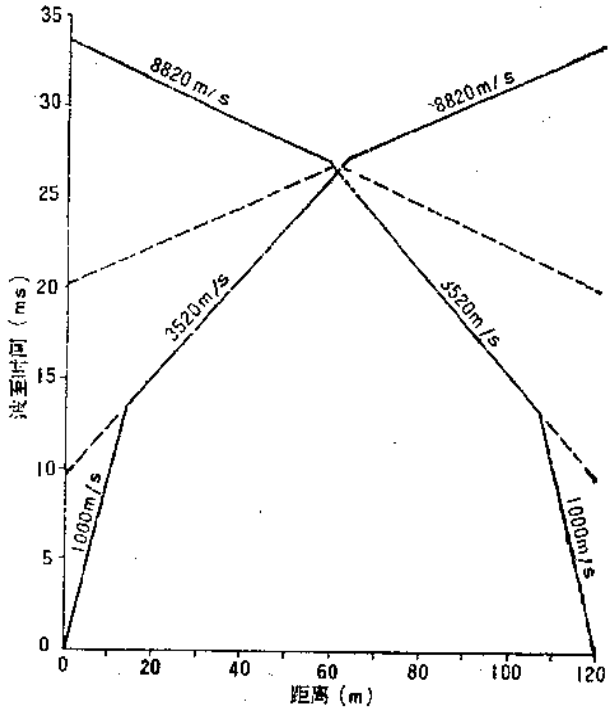


图 4—5　图4—4中所示的三层模型或图4—6中所示一向斜界面的二层模型的一组旅行时间曲线

第五节　向　　斜

然而，仔细地检验图4—5，并与图4—3对比可以看出，地震波速度为3520m/s和8820m/s的线段与±5°倾角、地震波速度为5000m/s的折射层的下倾视速度和上倾视速度相等，相应地，图4—3的旅行时间曲线也同样可能由图4—6所示模型得到。

此外，还存在另外一种不确定性。为了求出同一层中地震波速度和构造，只记录一根相向旅行时间曲线是不够的。第二个问题是要确定存在的层数，这是基本问题。此时的问题是如何能够把垂直速度变化与深度变化区分开，也就是说，怎样把较深层的作用跟仅仅是由某一浅层中的构造作用区别开？

解决的途径是采用更大的观察距离，即在每一端的两个炮点之外增加炮点，增加的炮点跟原炮点之间要有三个检波器间距，以此分别记录两条正向旅行时间曲线和反向旅行时间曲线。

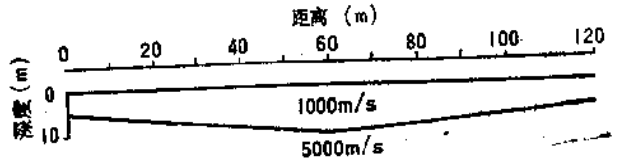


图 4—6　界面为向斜的二层模型它的旅行时间曲线示于图4—5

这时，对于三层模型，它的旅行时间曲线，若不考虑位置和方向，应具有相似性，如图4—7

中所示的形状。炮点的横向移动不但使旅行时间曲线发生横向移动，而且在超前距离外斜率的横向变化特别明显。

然而，当图4—6中所示向斜界面轴部处于某一特定位置时，其旅行时间曲线斜率也总在排列的同一位置处发生变化。当炮点偏移后，与附加的传播距离相对应，就有一个附加旅行时间，其斜率变化象图4—8中所示会发生垂向移动。

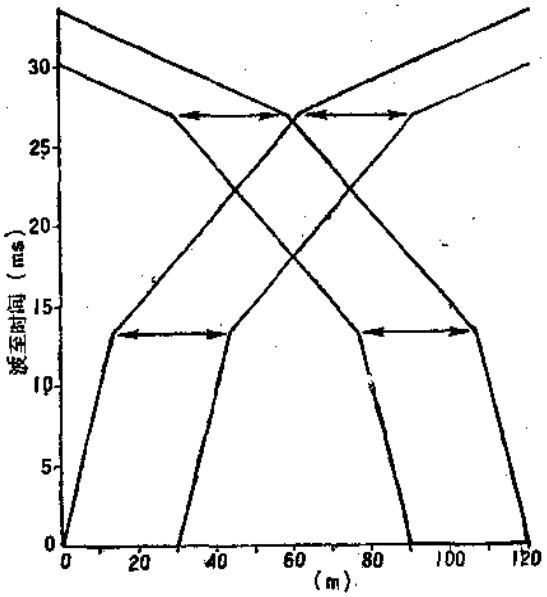


图 4—7　图4—4中所示三层模型的一组旅行时间曲线，超前点发生水平移动

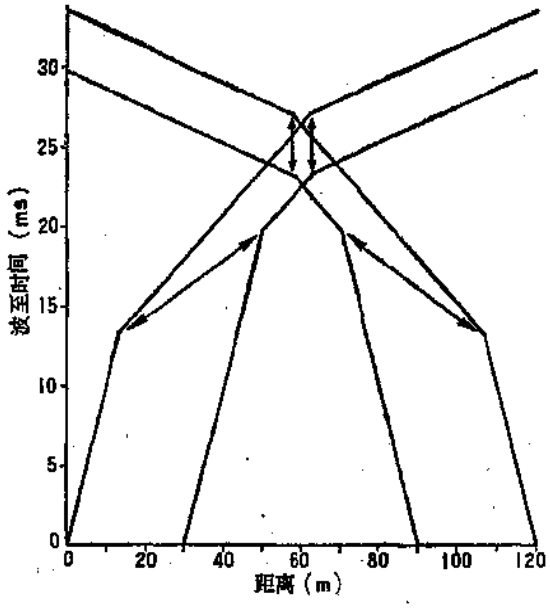


图 4—8　图4—6所示二层向斜模型的一组旅行时间曲线，旅行时间曲线弯曲部分发生垂向移动

因此，旅行时间曲线的水平移动反映地下构造的垂向变化，而垂向移动则是反映水平或横向变化的特征。

要利用众多的炮点来判定所有地层的不确定性虽然未必能够实现或十分必要，但对目标折射层仍需判定这种不确定性，特别是当把这种界面的构造作为测量目标时。大多数折射地震测量，常对每个检波器排列采用四个或更多个炮点以确定所有的地层，并非判定其不确定性。通常，在检波器排列内和其两端设置炮点确定上层速度。此外，为了在主要目标折射层上获得完整的正、反向覆盖，应在检波器排列端部设置有偏移炮点。常常允许在炮点排列中加进一些简单的变化，以解决重要的不确定性并获得各种折射层的必要覆盖。

第六节　本章小结

必需利用正、反向旅行时间数据解决各层中地震波速度和深度的变化的不确定性。还必需利用偏移炮点，也就是说，在每个方向上至少应有两个炮点才能确定波至时间与其相应地层间的属性。

旅行时间曲线斜率的垂向移动反映折射层的横向变化，而斜率的横向变化表示有一新折射层存在。

第五章　截距时间法

第一节　常地震波速度平界面模型

截距时间法大概是所有折射地震解释技术中人所共知的一种方法。使用这种方法较为简单，原则上讲可适用于任意层数而不会使计算愈来愈复杂。

该方法是爱温等人（1939）首先提出的。后来杜利（Dooley）1952，爱得肯（Adachi）1954和莫泰（1954）又用模型，即深度和射线路径参数，给于了说明，但方法本身没有实质性改变。

方法采用了这样一种数学模型，规定地层的地震波速度为定值，界面为倾斜平面。地震波速度必需随深度单调增加，所以在每个界面上能产生临界折射。此外，每一层必需足够厚，以便在旅行时间数据中、以初至形式出现，便于识别它们。

若上述条件都能满足，则截距时间法就能提供每一层的深度、倾角和有关地震波速度的精确解答。

遗憾的是，这些条件既不是真实地质环境的合理近似，也未引起大多数勘探地球物理学者的特别兴趣。每一层中地震波速度因岩石组成和致密程度不同而具有纵、横向变化以及速度倒转也不是特别稀罕的。此外，还有一种令人头痛的数学问题，不同倾角的平界面在有限距离内相交。因此，尽管截距时间法从数学上讲相当精确，但从地球物理学方面衡量未必正确或适用。

那么这种方法的益处是什么呢？

它的益处有二：第一，它的标准形式是我们理解折射地震解释许多原理的极好引子；第二个益处是，它跟其它用来求解较复杂模型的解释方法有一些共同的原则和近似性，据此便于理解这些方法。

旅行时间数据分析过程分两个步骤，首先计算地震波速度及有关参数，然后计算深度。

第二节　地震波速度与倾角的关系

在第一步计算中，地震波真速度$V_1, V_2, \cdots V_i, \cdots$；真倾角$Q_1, Q_2, \cdots Q_i, \cdots$；和每个界面上的入射角$\alpha_{1n}, \beta_{1n}, \alpha_{2n}, \beta_{2n}, \cdots \alpha_{in}, \beta_{in} \cdots$都是根据地震波视速度$V_{1A}, V_{1B}, V_{2A}, V_{2B}, \cdots, V_{iA}, V_{iB}, \cdots$计算的。而$V_{1A}, V_{1B}, V_{2A}, V_{2B}, \cdots, V_{iA}, V_{iB}, \cdots$都是从旅行时间曲线上测量的。采用的符号见图5—1和图5—2。

利用简单三角学原理和地震波视速度，从地面开始分析就能看出：

$$\sin(\beta_{in}+\theta_i)=\frac{PN}{NM}=V_i\frac{\Delta t}{\Delta x}$$

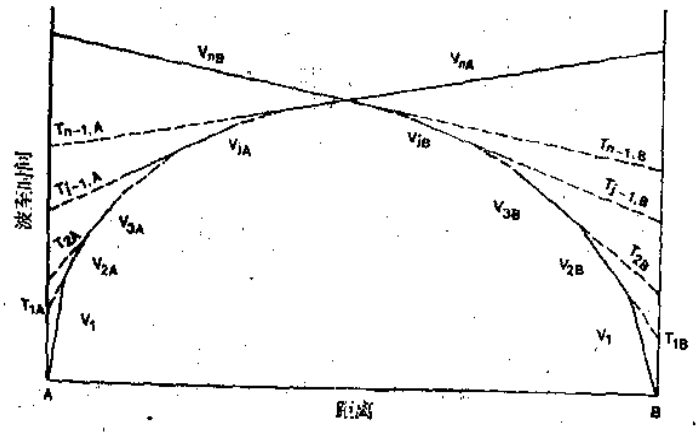


图 5—1　在倾斜平界面多层模型旅行时间曲线上测量参数的示意图

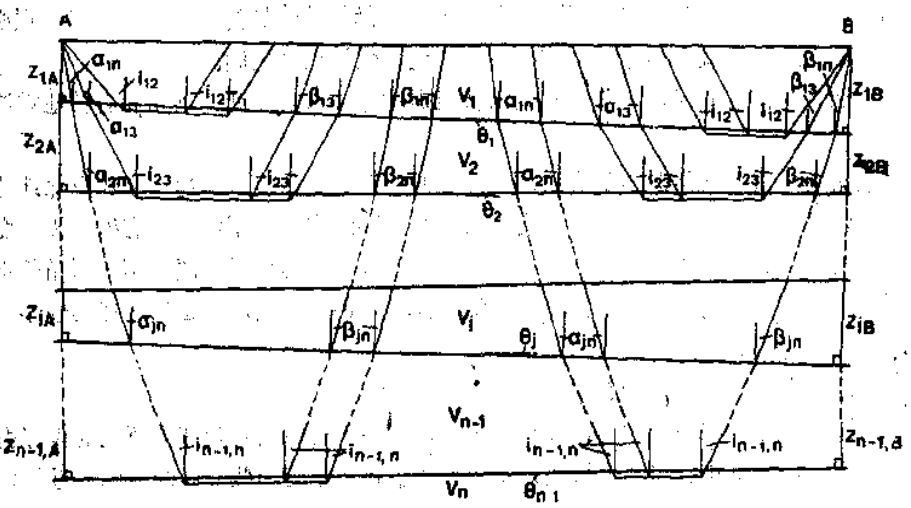


图 5—2　倾斜平界面多层模型及射线路径参数的示意图

式中Δt为M和N间波至时间差，Δx为M和N间的距离。因此，当在旅行时间曲线上测量时，Δx/Δt等于地震波视速度，即V_{nA}.

所以

$$\sin(\beta_{1n}+\theta_1)=\frac{V_1}{V_{nA}} \tag{5.1}$$

类似地可以证明：

$$\sin(\alpha_{1n}-\theta_1)=\frac{V_1}{V_{nB}} \tag{5.2}$$

利用斯奈尔定律，对地下界面进行连续分析，由图5—4可以看出，在H处。

$$\frac{\sin\beta_{i-1,n}}{\sin[\beta_{1n}+(\theta_i-\theta_{i-1})]}=\frac{V_{i-1}}{V_i}$$

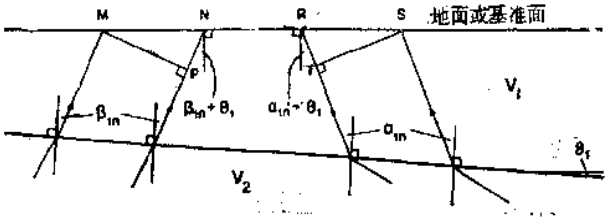


图 5—3　详细描述地震波视速度所用的射线路径和参数

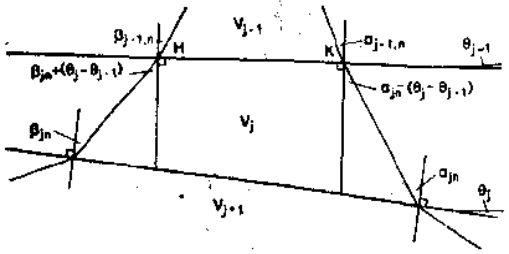


图 5-4　界面解释中斯奈尔定律所用的射线路径和参数

即

$$\sin\alpha_{j-1,n}=\sin i_{j-1,j}\sin[\alpha_{jn}-(\theta_j-\theta_{j-1})] \tag{5.3}$$

类似地，在K处：

$$\sin\alpha_{j-1,n}=\sin i_{j-1,j}\sin[\alpha_{1n}-(\theta_j-\theta_{j-1})] \tag{5.4}$$

可见，这些公式都与界面埋深无关。

该分析要求对所要分析的地层以上的全部地层的所有参数都是已知的。当为四层模型时，把公式5.1展成5.4，这种情况就会看得更清楚，即

第一层

$$\frac{1}{V_1}=\frac{1}{2}\left[\frac{1}{V_{1A}}+\frac{1}{V_{1B}}\right] \qquad V_1=$$

第二层

在地面上

$$\left.\begin{aligned}\sin(i_{12}-\theta_1)&=\frac{V_1}{V_{2B}}\\ \sin(i_{12}+\theta_1)&=\frac{V_1}{V_{2A}}\end{aligned}\right\} \qquad \begin{aligned}i_{12}&=\\ \theta_1&=\end{aligned}$$

在地下第一个界面上

$$\left.\sin i_{12}=\frac{V_1}{V_2}\right\} \qquad V_2=$$

第三层

在地面上

$$\left.\begin{aligned}\sin(\alpha_{13}-\theta_1)&=\frac{V_1}{V_{3B}}\\ \sin(\beta_{13}+\theta_1)&=\frac{V_1}{V_{3A}}\end{aligned}\right\}\quad \begin{aligned}\alpha_{13}&=\\ \beta_{13}&=\end{aligned}$$

在地下第一个界面上

$$\left.\begin{aligned}\sin[i_{23}-(\theta_2-\theta_1)]&=\frac{\sin\alpha_{13}}{\sin i_{12}}\\ \sin[i_{23}+(\theta_2-\theta_1)]&=\frac{\sin\beta_{13}}{\sin i_{12}}\end{aligned}\right\}\quad \begin{aligned}i_{23}&=\\ \theta_2&=\end{aligned}$$

在地下第二个界面上

$$\left.\sin i_{23}=\frac{V_2}{V_3}\right\}\quad V_3=$$

第四层

在地面上

$$\left.\begin{aligned}\sin(\alpha_{14}-\theta_1)&=\frac{V_1}{V_{4B}}\\ \sin(\beta_{14}+\theta_1)&=\frac{V_1}{V_{4A}}\end{aligned}\right\}\quad \begin{aligned}\alpha_{14}&=\\ \beta_{14}&=\end{aligned}$$

在地下第一个界面上

$$\left.\begin{aligned}\sin[\alpha_{24}-(\theta_2-\theta_1)]&=\frac{\sin\alpha_{14}}{\sin i_{12}}\\ \sin[\beta_{24}+(\theta_2-\theta_1)]&=\frac{\sin\beta_{14}}{\sin i_{12}}\end{aligned}\right\}\quad \begin{aligned}\alpha_{24}&=\\ \beta_{24}&=\end{aligned}$$

在地下第二个界面上

$$\left.\begin{aligned}\sin[i_{34}-(\theta_3-\theta_2)]&=\frac{\sin\alpha_{24}}{\sin i_{23}}\\ \sin[i_{34}+(\theta_3-\theta_2)]&=\frac{\sin\beta_{24}}{\sin i_{23}}\end{aligned}\right\}\quad \begin{aligned}i_{34}&=\\ \theta_3&=\end{aligned}$$

在地下第三个界面上

$$\left.\sin i_{34}=\frac{V_3}{V_4}\right\}\quad V_4=$$

图5—5是一个四层模型的一组旅行时间曲线，我们能够得到下列视速度。

$V_{1A}=1000\text{m/s}$　　$V_{1B}=1000\text{m/s}$

$V_{2A}=2483\text{m/s}$　　$V_{2B}=1446\text{m/s}$

$V_{3A}=3057\text{m/s}$　　$V_{3B}=2230\text{m/s}$

$V_{4A}=10846\text{m/s}$　　$V_{4B}=2611\text{m/s}$

把这些速度值代进公式5.1，5.2，5.3和5.4中，就得到下列真地震波速度和倾角。

$V_1=1000\text{m/s}$　$V_2=1800\text{m/s}$

$Q_1=-10^\circ$　$V_3=2500\text{m/s}$　$Q_2=5^\circ$

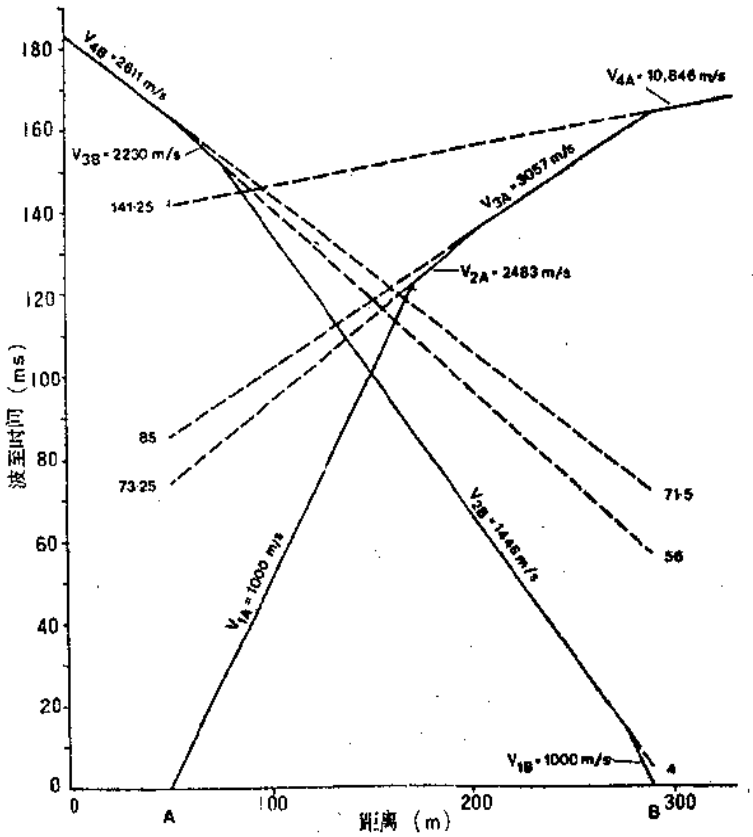


图 5—5　一个特殊四层模型的旅行时间曲线

$$V_4=4000\text{m/s}\quad Q_3=-15^\circ$$

很清楚，截距时间法能很好地确定这类复杂模型，我们暂不考虑这种模型在地质上是否合乎情理，图5—6为一横断面，在A、B中点的层厚为

$$Z_1=23.3\text{m}$$

$$Z_2=36.2\text{m}$$

$$Z_3=41.5\text{m}$$

这种模型的地质解释是相当复杂的，除了倾角较大和不一致外，还有早先提到的界面交叉的问题。即使把各层埋深都扩大100倍，使总埋深为10km左右，此问题也不容易解决。无疑最终总能够找到一种解释，但这种模型可以认为是相当极端和不同寻常的例子。

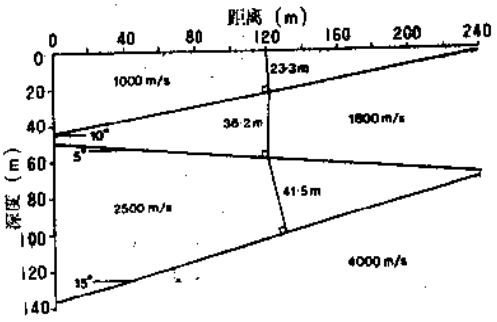


图 5—6　与图5—5时间曲线对应的模型，空距离是炮点A

除了地质上可靠性的一些争论之外，还有模型的可探测性问题。由于倾角太大，使视速度与真速度间差别较大，即使

可能有一些方法能在每条旅行时间曲线上精确地测量出这四个视速度，但大多数折射地震学家必须留心产生错误，而只用三段曲线拟合，譬如

$$V_1=1000\text{m/s}$$
$$V_{2A}=2740\text{m/s}$$
$$V_{2B}=1446\text{m/s}$$
$$V_{4B}=10846\text{m/s}$$
$$V_{3B}=2405\text{m/s}$$

据此视速度得到下列真速度和倾角：

$$V_1=1000\text{m/s}$$
$$V_2=1857\text{m/s}$$
$$Q_1=-11^\circ$$
$$V_3=3877\text{m/s}$$
$$Q_2=-8^\circ$$

这些计算表明了由于大倾角所产生的问题。若不考虑截距时间法在地质上的合理性，它的局限性与它处理极端情况下的速度和倾角的数学能力无关，但跟数据有关。象图5—5中所示，较大而不一致的倾角所得到的视速度，使旅行时间曲线上相邻线段间斜率仅出现细微差别，但是求出的速度跟真速度差别很大，使确定其中的某一个地层非常困难。这时出现的误差是由于漏掉或鉴别地层不正确所造成的。

较大而又不一致的倾角还会使短距离内地层发生增加或减少，于是就要强调隐蔽层的问题。去掉第三层的视速度，再应用公式5.1和5.4就能看出隐藏地层的影响，此时计算的速度和倾角都存在着误差。

对于某一有限范围，为了确保数据质量和数量，可借助于经验和较好的数据采集技术给以解决。但是，模型的基本规定，即平界面和适当倾角依然存在。它们受该方法的物理学（或更确切地说是地球物理学）而不是数学的限制。因此，标准截距时间法是一种不适宜的解决方法．故应该牺牲不必要的数学严密性而发展一种更灵活更实用的方法。

第三节　速度近似

因旅行时间曲线的不确定性或不完整性（也就是说，有未探测到地层存在），特别是在大倾角倾斜层的情况下，用截距时间法不一定总有可能精确地求出地震波速度和倾角，但可以仅利用每层的视速度求得该层地震波速度的一个合理近似值。

把公式5.1和5.2相加并展开，有

$$V_1\left[\frac{1}{V_{nA}}+\frac{1}{V_{nB}}\right]=\begin{cases}(\sin\alpha_{1n}+\sin\beta_{1n})\cos\theta_1\\-(\cos\alpha_{1n}-\cos\beta_{1n})\sin\theta_1\end{cases}\qquad(5.5)$$

此时

$$\sin i_{12}\sin i_{23}\sin i_{34}\cdots\cdots\sin i_{i-1,i}=\frac{V_1}{V_2}\cdot\frac{V_2}{V_3}\cdot\frac{V_3}{V_4}\cdots\cdots\frac{V_{i-1}}{V_i}$$

$$=\frac{V_1}{V_i}=\sin i_{i1}\qquad(5.6)$$

且对于小倾角有：

$$\cos(\theta_i-\theta_k)=\cos[(\theta_i-\theta_{i-1})+(\theta_{i-1}-\theta_k)]$$
$$\simeq\cos(\theta_i-\theta_{i-1})\cos[(\theta_{i-1}-\theta_{i-2})+(\theta_{i-2}-\theta_k)]$$
$$\simeq\cos(\theta_i-\theta_{i-1})\cos(\theta_{i-1}-\theta_{i-2})\cdots\cdots\cos(\theta_{k+1}-\theta_k) \tag{5.7}$$

于是，公式5.4可展成

$$\sin\alpha_{1n}\simeq\begin{cases}\sin i_{1n}\cos(\theta_{n-1}-\theta_1)\\ -\sum_{j=2}^{n-2}\sin i_{1j}\cos\alpha_{jn}\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\cos(\theta_{j-1}-\theta_1)\end{cases} \tag{5.8}$$

由公式5.3得：

$$\sin\beta_{1n}=\begin{cases}\sin i_{1n}\cos(\theta_{n-1}-\theta_1)\\ +\sum_{j=2}^{n-2}\sin i_{1j}\cos\beta_{jn}\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\cos(\theta_{j-1}-\theta_1)\end{cases} \tag{5.9}$$

因此，公式5.5可写成

$$\frac{1}{V_{nA}}+\frac{1}{V_{nB}}\simeq\begin{cases}\dfrac{2\cos\theta_{n-1}}{V_n}\\ -\sum_{j=1}^{n-2}(\cos\alpha_{jn}-\cos\beta_{jn})\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\cos\theta_{j-1}\end{cases} \tag{5.10}$$

此时，当

$$\theta_i-\theta_{i-1}\longrightarrow 0$$

则

$$\sin(\theta_i-\theta_{i-1})\longrightarrow 0$$

和

$$\cos\alpha_{jn}-\cos\beta_{jn}\longrightarrow 0$$

因此，倾角较小时，公式5.10右边的求和项可以忽略，公式5.10可写成

$$\frac{1}{V_n}\simeq\left(\frac{1}{V_{nA}}+\frac{1}{V_{nB}}\right)\frac{\sec\theta_{n-1}}{2} \tag{5.11a}$$

或

$$V_n\simeq 2\cos\theta_{n-1}\frac{V_{nA}\cdot V_{nB}}{V_{nA}+V_{nB}} \tag{5.11b}$$

公式5.11 a 和5.11 b 都与海兰(Heiland)1963（第523页）针对二层模型推导的9.53 b式相类似，因此，可以把这两个公式看作是那个公式的更普通形式。

可以把公式5.11 a 进一步简化成

$$\frac{1}{V'_n}=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{V_{nA}}+\frac{1}{V_{nB}}\right) \tag{5.12}$$

式中

$$V_n\simeq V'_n\cos\theta_{n-1} \tag{5.13}$$

一般来说，公式5.12是这种近似值的通式，这是因为倾角一般是在解释过程的相当晚期才知道。然而，公式5.13是校正这种近似值的一种方法，应当考虑这样做的必要性，譬如象第十三章第七节所介绍的那样。

把图5—5中测量到的视速度代入5.12和5.13式中，就能估计这两个公式所得速度近似

值的精确度，其结果列入表5—1中。

表 5—1 速度近似值

i	V_i'	百分比误差	$V_j'\cos Q_{j-1}$	百分比误差
1	1000	—	1000	—
2	1826	1.5	1800	—
3	2579	3	2569	3
4	4209	3	4066	1—5

用公式5.12得到的速度近似值并不合理，但实际上却跟用图5—5中所示的实际解释得到的一些结果差不多。当第三层存在时，用公式5.13对倾角进行校正则相当好，仅第二层有一些误差。

倾角更趋合理时，譬如小于10°左右，公式5.12的精度明显提高。当然，还可以把这种情况运用到标准速度求取法中，这样，对于同一数据，这两种方法所得到的结果十分相同。虽然公式5.1到5.4在数学上精确，但事实上始终难以达到这种精度，因为它们要求的模型，从地球物理学角度上讲始终是探测不到的；而从另一方面讲，公式5.12和5.13尽管具有近似性，但它具有地球物理学的实在性。譬如实际上探测到所有层位是困难的。而且所得结果反而相当精确，计算上也显然较为简便。因此，除了还有其它令人信服的理由外，最好应用公式5.12和5.13，而不用5.1到5.4式。

第四节 多层旅行时间

图5—7中表示出了一个普通的多层模型和它的射线路径AMNPQRSTWB，这条射线在最下部折射层上产生临界折射。因已假设地层为各向同性图中还表示了一组与所有时间射线路径相垂直的平面波前，由于波前是相同旅行时间的轨迹，所以波前通过A，M，N，P，Q，R，S，T，W，B所取的时间就跟波前通过A，C，D，E，F，H，J，K，L，B所取的时间相等。

研究图5—7中的第j层，因该波前与DE不垂直，所以旅行距离DE上所花费的时间与距

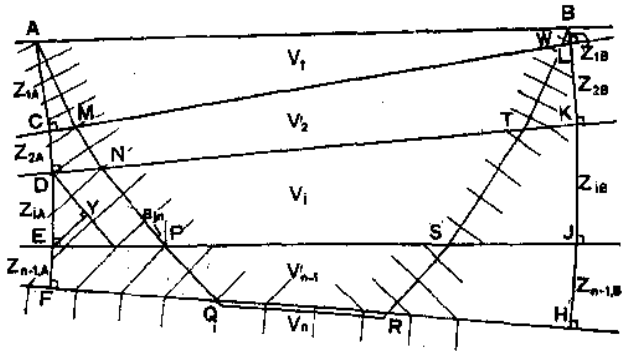


图 5—7 用来导出倾斜界面多层模型旅行时间表达式所用的射线和波前

离Z_{iA}除以地震波速度V_i得到的时间不相等。地震波真速度是在沿着与波前垂直的射线上测量的，因此，为了求得真旅行时间，需过D垂直于波前划一直线，该直线当然应与射线路径NP平行，而与DE成α_{in}角。如果点Y处的DY垂直于EY，则E和Y都在同一波前上，这样，距离DY上的旅行时间等于距离DE上的旅行时间。

$$DE上的旅行时间=DY/V_i=Z_{iA}\cos\alpha_{in}/V_i$$

$$于是AF的旅行时间为\sum_{j=1}^{n-1} Z_{iA}\cos\alpha_{in}/V_i$$

$$HB上的旅行时间为\sum_{j=1}^{n-1} Z_{iB}\cos B_{in}/V_i$$

由于临界折射发生在第n层，则这些波前都与此界面垂直，则该旅行时仅等于距离FH除以地震波速度V_n所得的时间。而且，很容易证明

$$FH=AB\cos\theta_1\cos(\theta_2-\theta_1)\cdots\cos(\theta_i-\theta_{i-1})\cdots\cos(\theta_{n-1}-\theta_{n-2})$$

$$=AB\cos\theta_1\prod_{j=2}^{n-1}\cos(\theta_i-\theta_{i-1})$$

这样，AB的旅行时间为

$$t_{AB}=\begin{cases}\sum_{j=1}^{n-1}(Z_{iA}\cos\alpha_{in}+Z_{iB}\cos\beta_{in})/V_i \\ +\left[AB\cos\theta_1\prod_{j=2}^{n-1}\cos(\theta_i-\theta_{i-1})\right]/V_n\end{cases} \tag{5.14}$$

公式5.14很易简化成加可斯基（Jakosky）1950（第753页，公式103）的水平层公式（即$\theta=0$）。

第五节　截距时间

公式5.14除含距离AB外，还包含两组变量，Z_{iA}和Z_{iB}，把Z_{iB}表示成Z_{iA}和AB的线性函数，这些变量就能简化成两个变量。因此，距离AB和旅行时间t_{AB}的结果表达式就具有线性关系。这个函数的斜率与地震视速度呈反比，将该函数在时间轴上的交点定为截距时间$T_{n-1,A}$，即

$$T_{n-1,A}=\sum_{j=1}^{n-1} Z_{iA}(\cos\alpha_{in}+\cos\beta_{in})/V_i \tag{5.15}$$

令5.14式中的AB等于零，再使Z_{iB}等于Z_{iA}，也能导出公式5.15。

由于截距时间易于测量，而速度和入射角早先已经计算出来，故厚度Z_{iA}通常就是我们感兴趣的参数。这样，公式5.15就能写成

$$Z_{n-1,A}=\left[T_{n-1,A}-\sum_{j=1}^{n-2} Z_{in}(\cos\alpha_{in}+\cos\beta_{in})/V_i\right]\cdot\frac{V_{n-1}}{2\cos i_{n-1,n}} \tag{5.16}$$

与5.4节中速度与倾角确定的情况相同，这些计算仍从确定第一层开始，依次进行，即

第一层

$$Z_{1A}=T_{1A}\frac{V_1}{2\cos i_{12}}$$

第二层

$$Z_{2A}=\left[T_{2A}-\frac{Z_{1A}(\cos\alpha_{13}+\cos\beta_{13})}{V_1}\right]\frac{V_2}{2\cos i_{23}}$$

第三层

$$Z_{3A}=\left[T_{3A}-\frac{Z_{1A}(\cos\alpha_{14}+\cos\beta_{14})}{V_1}-\frac{Z_{2A}(\cos\alpha_{24}+\cos\beta_{24})}{V_2}\right]\cdot\frac{V_3}{2\cos i_{34}}$$

第六节　深度转换因子

表示厚度和截距时间的公式5.15和5.16含有这样一些表达式

$$V_{jn}=\frac{2V_j}{(\cos\alpha_{jn}+\cos\beta_{jn})} \tag{5.17}$$

V_{jn}称为深度转换因子，当倾角为零时，上式可简化成

$$V_{jn}=\frac{V_j}{\cos i_{jn}}=\frac{V_jV_n}{\sqrt{V_n^2-V_j^2}} \tag{5.18}$$

它等于美达夫（Meidev）1960（P. 1049—1051）的函数A，霍京斯1961（P. 807，808）的深度转换因子，史达肯（Stulken）1967（P. 312）的G因子的两倍和查（Chan）1968的变量W的两倍。

根据截距时间法的标准表示法，深度转换因子是由入射角和地震波速度计算出来的，而地震波速度都是由速度分析得到的。

譬如，图5—5中四层模型的深度转换因子列于表5—2中。

表 5—2　深度转换因子

j，n	$V_{j,n}=2V_j/(\cos\alpha_{jn}+\cos\beta_{jn})$
1，2	1203m/s
1，3	1092m/s
2，3	2594m/s
1，4	1030m/s
2，4	2044m/s
3，4	3203m/s

利用这些深度转换因子，就能计算出每一层的厚度，其结果列于表5—3中。

用两种方法构制深度横剖面。第一种方法是象图5—2中所示的那样，厚度矢量是以与垂

表 5—3 截距时间与厚度

A处的截距时间	A处的厚度	B处的截距时间	B处的厚度
$T_{1A}=73.3ms$	$Z_{1A}=44.1$	$T_{1B}=4ms$	$Z_{1B}=2.4$
$T_{2A}=85.0ms$	$Z_{2A}=5.5$	$T_{2B}=55.9ms$	$Z_{2B}=66.9$
$T_{3A}=141.4ms$	$Z_{3A}=80.7$	$T_{3B}=71.6ms$	$Z_{3B}=2.3$

直方向成一适当倾角绘制的，而界面是用直线联结相应端点得到的；第二种方法是在每个炮点处，用半径等于厚度划弧，然后做弧的切线就能确定这个界面。尽管这些方法理论上等价，但实际上第二种方法不需要计算倾角，在用公式5.12计算地震波速度时使用它。

第七节 深度转换因子的近似值

描述这种模型，特别是厚度，沿用了尤因（Ewing）等人1939年提出的方法，未采用杜利（Dooley）1952和爱得肯1954使用的垂直埋深，或英塔1954年利用偏移厚度的方法。尤因等人的方法的主要优点是深度转换因子对倾角变化不太灵敏，于是利用零倾角表达式如下面所示。由于深度横剖面是用等于厚度的半径划弧，然后取这些圆弧的切线构制的，显而易见，它避免了要求确定倾角。由此就克服了由于存在隐伏层，旅行时间曲线不确定或不规则层，使倾角计算产生的误差。同时允许使用公式5.12求速度。

对公式5.3，5.6和5.7可做下列展开与近似：

$$\sin\alpha_{mn}\simeq\begin{cases}\sin i_{mn}\cos(\theta_{n-1}-\theta_m)\\ -\sum_{j=m+1}^{n-1}\sin i_{mj}\cos\alpha_{jn}\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\cos(\theta_{j-1}-\theta_m)\end{cases}$$

$$\simeq S-\delta_\alpha \tag{5.19}$$

类似地，由公式5.4，5.6和5.7得

$$\sin\beta_{mn}\simeq S+\delta_\beta \tag{5.20}$$

此时

$$\cos\alpha_{mn}+\cos\beta_{mn}=[1-\sin^2\alpha_{mn}]^{1/2}+[1-\sin^2\beta_{mn}]^{1/2}$$

于是

$$[\cos\alpha_{mn}+\cos\beta_{mn}]^2=\begin{cases}2-(\sin^2\alpha_{mn}+\sin^2\beta_{mn})\\ +2[1-(\sin^2\alpha_{mn}+\sin^2\beta_{mn})\\ +\sin^2\alpha_{mn}\sin^2\beta_{mn}]^{1/2}\end{cases}$$

$$\simeq\begin{cases}2-[2S^2-2S(\delta_\alpha-\delta_\beta)+(\delta_\alpha-\delta_\beta)^2+2\delta_\alpha\delta_\beta]\\ +2\begin{cases}1-2S^2+2S(\delta_\alpha-\delta_\beta)-(\delta_\alpha-\delta_\beta)^2-2\delta_\alpha\delta_\beta\\ +S^4-2S^3(\delta_\alpha-\delta_\beta)+S^2(\delta_\alpha-\delta_\beta)^2\\ +2S\delta_\alpha\delta_\beta(\delta_\alpha-\delta_\beta)+\delta_\alpha^2\delta_\beta^2-2S^2\delta_\alpha\delta_\beta\end{cases}^{\frac{1}{2}}\end{cases}$$

当

$$\theta_j-\theta_{j-1}\to 0,$$
$$\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\to 0.$$

和

$$\cos\alpha_{jn}-\cos\beta_{jn}\to 0$$

则

$$\delta_\alpha-\delta_\beta=\sum_{j=m+1}^{n-1}\sin i_{mj}(\cos\alpha_{jn}-\cos\beta_{jn})\sin(\theta_j-\theta_{j-1})$$

$$\cos(\theta_{j-1}-\theta_m)\to 0$$

因此，也有

$$\delta_\alpha\delta_\beta\to 0$$

于是

$$[\cos\alpha_{mn}+\cos\beta_{mn}]^2\simeq 4(1-S^2),$$

$$\cos\alpha_{mn}+\cos\beta_{mn}\simeq 2[1-\sin^2 i_{mn}\cos^2(\theta_{n-1}-\theta_m)]^{1/2}$$

则深度转换因子可写成

$$V_{jn}\simeq\frac{V_j}{[1-\sin^2 i_{mn}\cos^2(\theta_{n-1}-\theta_j)]^{1/2}} \tag{5.21}$$

公式5.21实质上与水平层表达式5.18相同。实际上它是基于公式5.18使用公式5.12的方法求得到的近似速度的一种表达式，它跟公式5.21求出的结果非常相近，也即，

$$V'_{jn}=\frac{V'_jV'_n}{[V'^2_n-V'^2_j]^{1/2}} \tag{5.22}$$

公式5.22是5.17的异常好的近似式。表5—4中列出了图5—5中的四层模型利用表5—1中所列数值计算的深度转换因子及与表5—2中精确值对比的误差。

表 5—4　深度转换因子的近似值

j,n	$V_{jn}'=V_j'V_n'/(V_n'^2-V_j'^2)^{\frac{1}{2}}$	百分比误差
1, 2	1195	—
1, 3	1085	1
2, 3	2591	—
1, 4	1029	—
2, 4	2029	1
3, 4	3263	2

第八节　广义截距时间

如图5—1所示，截距时间的标准方法是把观测的旅行时间曲线段投影到炮点上得到的。从数学上讲，它表示为等于无偏距离时所确定的旅行时间值，这样，截距时间就是临界折射线外推到炮点处的波至时间。

这种波至是虚构的，因为它要求该射线在折射层中以负地震波速度传播，这从物理学角度上讲是不可能的，这种情形示于图5—8。从A到B的折射波至包括三部分：第一层中的

射线路径AE和HB，及折射层中的EH。当B逐渐靠近A时，折射层中的EH逐渐减小，直到临界反射AEC时等于零。当AB距离小于AC时，则真临界折射波至不存在。当截距时间A和B重合，折射层中就有一段距离DE，在此范围内，虚构的波至就以负地震波速度等效地传播。

这种截距时间可视为与炮点处垂直入射反射时间相类似的折射。这两个时间普遍地但错误地视为相等。实际上折射和反射共享同一波至时间的唯一位置是图5—8中的临界反射AEC。与反射法类似的这种情况，在第十四章中关于时间剖面的讨论将给出比较详细的叙述。

不用数学上外推法得到某个方便的数值，而是把截距时间重新定义为一个波至时间，则允许我们用其它更通用的方法来确定这个参数，特别是可以利用在检波器排列一边的几个炮点得到平行的旅行时间曲线。这样，图5—9中B点的截距时间，可以通过把A曲线垂直移动或虚构一个Δt量而得到。这里

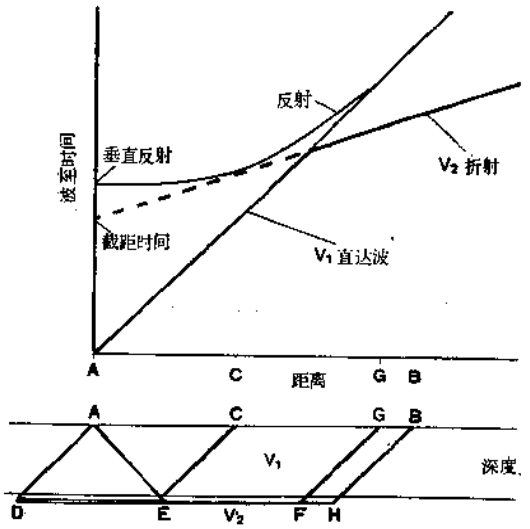


图 5—8 与折射射线对应的旅行时间曲线和射线路径、临界反射和截距时间

$$\Delta t = t_{AG} - t_{BG} \quad (5.23)$$

此处G为任一恰当位置处的检波器。因此，B处的截距时间等于T_{nB}。

$$T_{nB} = t_{AB} - (t_{AG} - t_{BG}) \quad (5.24)$$

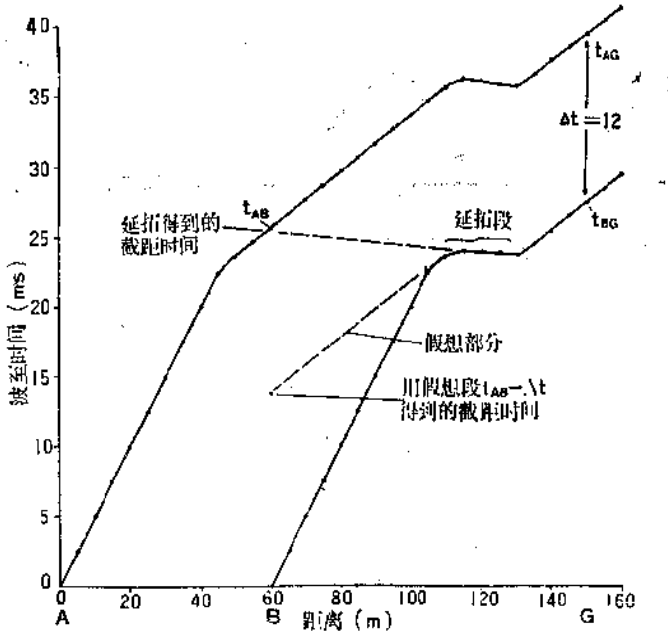


图 5—9 外推和虚构的截距时间的对比结果

通常，几个检波器位置上所得到的差并不相等，故应使用一个平均值。然而，应当注意如果这种差值随炮检距增加而普遍减小，则地震波速度很可能随折射层深度增加而显著地增长（见第十三章第八节）。在这种条件下，除非特别细心对照之后，一般不应使用这种方法。

图5—10中示出了与公式5.24中各项对应的射线路径。与正值项对应的射线路径用实线表示，与负项对应的射线路径用空心线表示，他们抵消处都用虚线表示。可以看出，剩下的旅行时间线段都与图5—8中平面层模型的相等。

用虚构技术测量截距时间的进一步讨论请见斯乔格林（1980）的介绍。

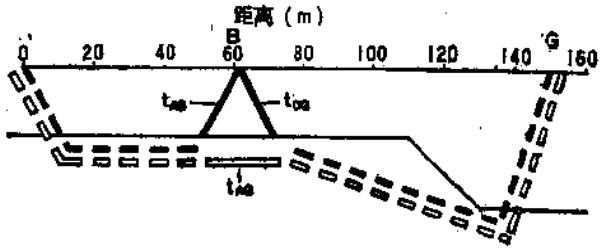


图 5—10　如该图中所示，通过虚构确定截距时间的射线路径段都与图5—8中平界面外推中使用的相等

第九节　截距时间法的应用

只要界面都是平的，地震波速度又都为常量，下层地震波速度比上层大，能从旅行时曲线上识别出来，则截距时间曲线法就能唯一地确定地层速度与层深的关系。可惜，这些条件并不是总能满足的。

平面层的要求令导致许多困难，特别是当倾角明显且随机变化时。由于不同倾角的界面在有限距离处一定相交，则会导致一些地层的尖灭。换句话说，如果想要所有的地层都不尖灭，则倾角必须改变。因此，如果假设这些地层都为平面，各个地层倾角必需适当，且最好倾向同一方向，或仅考虑每个界面的较小部分，才能保持所有地层都不尖灭。

这些条件通常运用于地下几米深处内的相当浅地层，这些地层通常很薄，以使它们在旅行时间曲线上仅形成几个波至，因此，一般不能利用以正常炮点间距所得数据进行详细解释的方法，譬如相遇法。相遇法在第六章和第八章将进行介绍。所用的地震波速度既可以是直接从旅行时间曲线上测量的，也可以是由公式5.12得到的调和平均值*。截距时间通常用外推法获得，它们的精度也可达到第十四章中介绍的构制时间剖面的要求，如果它们都是探测目标的话，则直接可用于较浅层的深度计算。

当对较深层进行编图时，平界面层的要求更难以满足，使用截距时间的推广和通过假想反延法所得到的确定值，平界面层的假设要求可以简化，从一个完整的检波器排列缩小到只是炮点之下角一层正、反向射线间的较小层段。然而，这种推广并不能得到一个完全

* 调和平均值即等于两数乘积的二倍被两数之和除

满意的解答，因为要求为平面的这一段界面长度还随深度增加，因此，这种条件实际上得不到满足。

此外，当调查深度增加时，在旅行时间曲线中识别所有的地层，或假设常地震波速度都愈来愈困难。较大倾角造成旅行时间曲线不确定解的情况更加严重。虽然用公式5.12所得到的速度近似分析能部分地克服这种问题，但仍然要求在正、反向炮点间的地层应为平面，因此，它的应用受到一定限制。

第十节　本章小结

截距时间法利用旅行时间曲线上测量到的地震波视速度和截距时间，运用斯奈尔定律确定多层倾斜模型。

这种方法仅适用于地层倾角小于10°的地层。该方法在数学上虽无限制，但受地质上较大不一致倾角和交叉界面的制约。倾角特别大时，在旅行时间曲线上识别出每一层的困难就大。

测量折射层速度的近似值与计算深度转换因子近似值的精度相近。这两种方法不但对中等的倾角相当精确，而且对大倾角也能达到足够的精度。

广义截距时间的推广方法特别适合于不规则的地层，而截距时间法最适用于近地表地层。

本章参考文献

Adachi, R, 1954, On a proof of fundamental formula concerning refraction method of ophysical prospecting and some remarks: Kumamoto J. Sci., vol. 2, p. 18-23.

Chan, S. H., 1968, Nomograms for solving equations in multilayer and dipping layer cases: Geophys. Prosp., vol. 16, p. 127-143.

Dooley, J. C., 1952, Calculation of depth and dip of several layers by seismic refraction methods: Austral. Bur. Min. Res. Geol. and Geophys., Bull. 19, Appendix, 9p.

Ewing, M., Woollard, G. P. and Vine, A. C., 1939, Geophysical investigations in the emerged and submerged Atlantic Coastal Plain, Part 3, Barnegat Bay, New Jersey section: GSA Bull., vol. 50, p. 257-296.

Hawkins, L. V., 1961, The reciprocal method of routine shallow seismic refraction nvestigations: Geophysics, vol. 26, p. 806-819.

Heiland, C. A., 1963, Geophysical exploration: New York, Prentice-Hall, Inc.

Jakosky, J. J., 1950, Exploration geophysics, Trija, Los Angeles.

Meidev, T., 1960, Nomograms to speed up seismic refraction computations: Geophysics, vol. 25, p. 1035-1053.

Mota, L. 1954, Determination of dip and depths of geological layers by the seismic refraction method: Geophysics, vol. 19, p. 242-254.

Sjogren, B., 1980, The law of parallelism in refraction shooting Geophys. Prosp., vol. 28, p. 716-743.

Stulken, E. J., 1967, Constructions, graphs and nomograms for refraction computations: in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 304-329.

第六章 相 遇 法

第一节 相遇法的由来

传统相遇法是一种解释技术，它适用于简单不规则起伏界面和两边地震波速度变化较大的界面。这种方法起源于三十年代，当时定名为差分法(埃奇(Edge) 和 拉 拜 (Laby) 1931 (第339—340页)；海兰1963 (第548—549页)。在砂金矿勘探中惯于用它来确定基岩通道的位置。日本把它定名为哈基瓦拉法 (哈基瓦拉Hagiwara 和欧姆特 (Omote) 1939；肯卓乃查基 (Kitsunezaki) 1965)，在工程现场调查中已见到大量应用。最 近，虽然相遇法 (霍金斯，1961) 和数学上类似的加减法 (哈 奇 同，1959，1962；霍 金 斯，1961，第814页，1962)、在工程和地下水勘探应用中有了回升，但这种方法的最大用处是在反射地震勘探中对风化层进行校正，此处定名为ABC法 (内特尔顿，1940，第297—299页；多布林，1976，第216—218页；瓦特 (Waters)，1981，第173页)。

在许多方面可以把传统的相遇法视为一种改进了的截距时间法。于是，可把这种计算从炮点扩展到每个检波器位置。与截距时间法相同，这种分析可分成截然不同 的 两 个 阶段。第一，恢复折射层速度；第二，计算一个与深度有关的项，它等于二分之 一 截 距 时间，称为时间深度。

第二节 折射层速度解析函数

折射层速度解析函数t_v由下式定义。

$$t_v = \frac{1}{2}(t_{AG} - t_{BG} + t_{AB}) \tag{6.1}$$

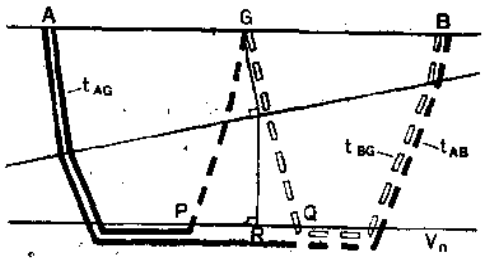


图 6—1 计算速度分析函数所用射线路径示意图，它等于A—P，A—Q 所需旅行时间的平均值

对位于炮点 A和B 之间的每一个检波器G，利用正、反向波至时间t_{AG}和 t_{BG} 及相遇时间t_{AB}计算这种函数，并以距离 AG 为函数绘制曲线，当公式 6.1 中所用的全部波至时间都来自同一折射层时，便会得到有意义的结果。

检验图6—1中所示的射线路径，就能对公式 6.1 进行定量评价。正值的射线路径 t_{AG} 和t_{AB}用实线表示，而反向射线路径时间 t_{BG} 用 空心线表示，正、负时间相消处的射线路径段用虚线表示。假若这些倾角都选择得适当，则从P到 G 的旅行时间就近似地等于Q到G 的旅行时间，于是t_v等于A到 P 和A到Q旅行时间的平均值，或者说近似地等

于A到R的旅行时间。当对一系列检波器计算t_V时，这些增量表示折射层中射线旅行所需的附加时间，于是，便得到一种确定折射层地震波速度的方法。

把公式5.6和5.7的近似值，及Z_{iA}和Z_{iB}间的三角关系式，通过适当改变角标之后，代入式5.14，就能对公式6.1进行定量评价。

$$Z_{iG}=Z_{iA}+AG\cos\theta_i\prod_{k=1}^{j=1}\cos(\theta_k-\theta_{k-1})\sin(\theta_i-\theta_{i-1}) \tag{6.2}$$

把公式6.1做适当替换和修正之后有

$$t_V=\sum_{j=1}^{n-1}Z_{iA}(\cos\alpha_{in}+\cos\beta_{in})/2V_i$$

$$+AG\left[\cos\theta_{n-1}/V_n-\sum_{j=1}^{n-2}((\cos\alpha_{in}-\cos\beta_n)\sin(\theta_i-\theta_{i-1})\cos\theta_{i-1}/2V_i\right] \tag{6.3}$$

公式6.3的斜率或梯度就是AG的系数，它是折射层视速度的倒数V'_n，即

$$\frac{d}{dx}t_V=\frac{1}{V'_n} \tag{6.4}$$

和

$$\frac{1}{V'_n}=\frac{\cos\theta_{n-1}}{V_n}-\sum_{j=1}^{n-2}\frac{(\cos\alpha_{in}-\cos\beta_{in})\sin(\theta_i-\theta_{i-1})\cos\theta_{i-1}}{2V_i} \tag{6.5}$$

公式6.5右边与公式5.10右边恒等。因此，如果假定各层有相等的倾角，即

当

$$\theta_i-\theta_{i-1}\to 0.$$

则

$$\sin(\theta_i-\theta_{i-1})\to 0.$$

和

$$\cos\alpha_{in}-\cos\beta_{in}\to 0.$$

如表5—1中所示，会产生相同的误差。

象第五章第三节所述，一般忽略6.5式中的求和项，并使用公式5.13。

$$V_n=V'_n\cos\theta_{n-1}$$

为了对地震波视速度进行倾角校正，必需考虑到这一点，但是，一般不做这种校正，因此，用公式6.4所得到的地震波速度通常为折射层真速度。

由于公式5.12和6.1间的相似性不明显，所以公式5.10和6.5左边等价性的理由也就不太清楚，但仔细检验可以看出，这两个公式基本上是正、反向旅行时间曲线的平均，它们都以同一方向的斜率重新绘制。

公式5.12中正、反向视速度（V_{nA}和V_{nA}）的倒数表示单位距离的旅行时间。对这些时间进行平均，其结果还是单位距离的旅行时间，即V_n'的倒数。从数学上讲，逆视速度通常等于负值，然而，忽略公式5.12中的符号，就等于在同一方向上绘制了两条旅行时间曲线。

公式6.1中，去掉反向炮点的旅行时间t_{BG}，这实际上等于把反向旅行时间倒转，使它

表 6—1

距离	旅行时间		$t_{AB}-t_{BG}$	t_G
0	炮点	163.5		
10	142.3	159.7	3.8	73.1
20	143.2	155.8	7.7	75.5
30	144.1	152.0	11.5	77.8
40	145.1	148.2	15.3	80.2
50	146.0	144.4	19.1	82.6
60	146.9	140.5	23.0	86.0
70	147.8	136.7	26.8	87.3
80	148.7	132.9	30.6	89.7
90	149.7	129.0	34.5	92.1
100	150.6	125.2	38.3	94.5
110	151.5	121.4	42.1	96.8
120	152.4	117.5	46.0	99.2
130	153.4	113.7	49.8	101.6
140	154.3	109.9	53.6	104.0
150	155.2	106.1	57.4	106.3
160	156.1	102.2	61.3	108.7
170	157.0	98.4	65.1	111.1
180	158.0	94.6	68.9	113.5
190	158.9	90.7	72.8	115.9
200	159.8	86.9	76.6	118.2
210	160.7	83.1	80.4	120.6
220	161.7	79.2	84.3	123.0
230	162.6	75.4	88.1	125.4
240	163.5	炮点		

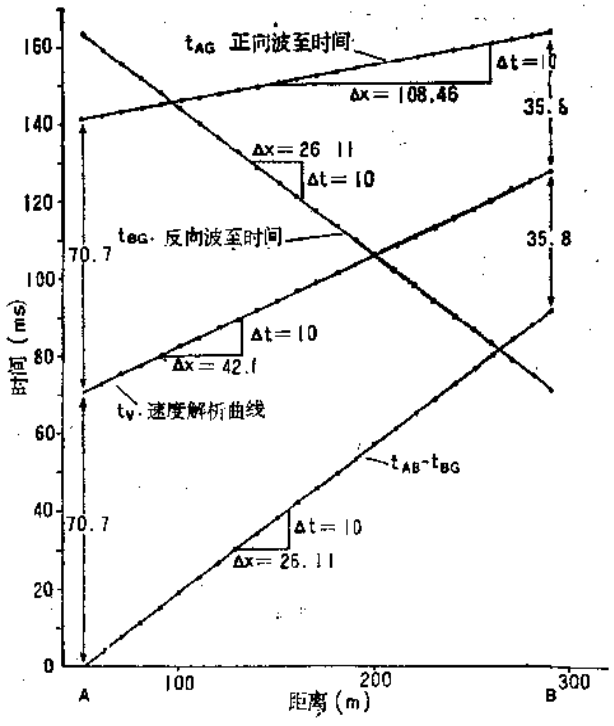


图 6—2 速度分析等于旅行时间曲线平均化的一个例证，它们以同一方向的斜率进行了重绘，这些数据来自图5—6中的模型

与正向旅行时间曲线t_{AG}以相同方向倾斜。包含的相遇时间t_{AB}意味着把倒转后的反向旅行时间曲线垂直移动，使所有数值都为正值。

图6—2中绘出了正向旅行时间曲线t_{AG}、反向旅行时间曲线t_{BG}和$t_{AB}-t_{BG}$，这些资料来自图5—6。尽管有许多值实际上为二次波至，但它们在该例中还是正确有用的。速度解析函数t_V也绘在图6—2中，它位于t_{AG}和$t_{AB}-t_{BG}$的中间，也就是说，它等于这两条曲线的平均值。

把图6—2中所绘的数值列入表6—1中，读者可以证明把公式6.1中第一，二项交换所得到的速度应与早先得到的恒等。

第三节　不规则层的影响

由上面平面层例子可知，利用公式6.1而不用公式5.12没有什么明显的优点，计算数量的显著增加不会提高精度或得到其它好处。

然而，对不规则起伏界面就不是这种情况。图6—4和表6—2中的旅行时间数据说明了这

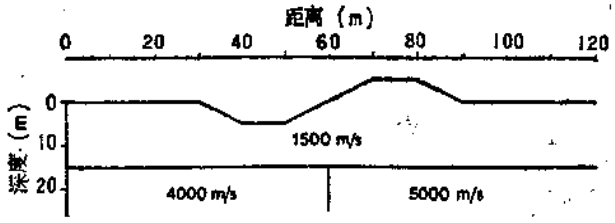


图 6—3　地面起伏和折射层速度简单变化的二层模型

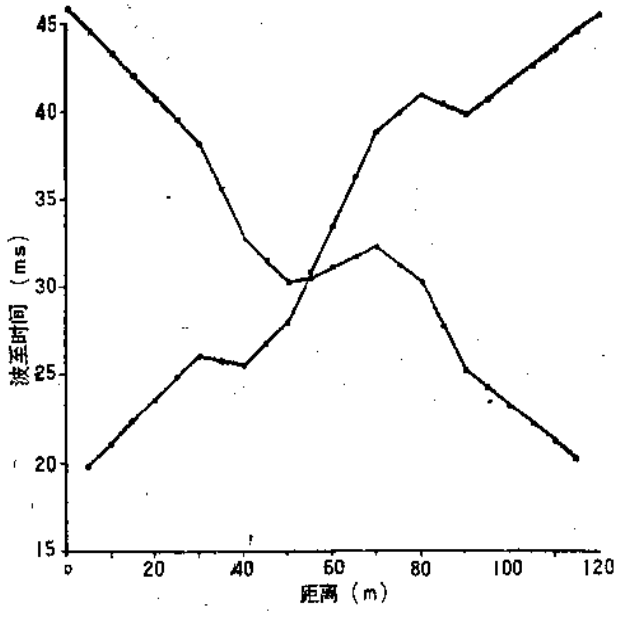


图 6—4　图6—3中模型产生的旅行时间曲线，地面地形对它有强烈影响，折射层速度变化没有明显指示

一点。这些数据都是由图6—3中的模型得到的。该模型的地面是不规则起伏的，在折射层中有速度变化，所得旅行时间曲线都相当不规则，不可能把折射层速度变化和不规则地面产生的异常区分开。

速度解析曲线绘于图6—5中。很清楚，公式6.1成功地去掉了地面起伏引起的异常，仅保留了折射层速度变化所产生的异常，由4000m/s和5000m/s速度得到的点分别成两条曲线分布。

表 6—2

点　号	距　离 (m)	高　程	波至时间		tv	tG	Z_G
			0 炮点	12号炮点			
0	0	0	SHOT	45.8			
0.5	5	0	19.8	44.6	10.50	9.3	15.0
1.0	10	0	21.0	43.3	11.75	9.25	15.0
1.5	15	0	22.3	42.1	13.00	9.3	15.0
2.0	20	0	23.5	40.8	14.25	9.25	15.0
2.5	25	0	24.8	39.6	15.50	9.3	15.0
3.0	30	0	26.0	38.3	16.75	9.25	15.0
3.5	35	−2.5	25.7	35.5	18.00	7.7	12.5
4.0	40	−5.0	25.4	32.7	19.25	6.15	10.0
4.5	45	−5.0	26.7	31.5	20.50	6.20	10.0
5.0	50	−5.0	27.9	30.2	21.75	6.15	10.0
5.5	55	−2.5	30.7	30.5	23.00	7.70	12.5
6.0	60	0	33.5	31.1	24.10	9.40	15.0
6.5	65	2.5	36.3	31.7	25.20	11.10	17.5
7.0	70	5.0	38.9	32.3	26.25	12.65	19.9
7.5	75	5.0	39.9	31.3	27.20	12.70	20.0
8.0	80	5.0	49.9	30.3	28.20	12.70	20.0
8.5	85	2.5	40.4	27.7	29.25	11.15	17.5
9.0	90	0	39.8	25.1	30.25	9.55	15.0
9.5	95	0	40.8	24.1	31.25	9.55	15.0
10.0	100	0	41.8	23.1	32.25	9.55	15.0
10.5	105	0	42.8	22.1	33.25	9.55	15.0
11.0	110	0	43.8	21.1	34.25	9.55	15.0
11.5	115	0	44.8	20.1	35.25	9.55	15.0
12.0	120	0	45.8	SHOT			

该例表明利用公式6.1的主要优点。它适用于近地表的界面不规则起伏的情况。也许有人认为，如果能对旅行时间数据进行地面起伏的标准校正（见十一章），则能达到同样好的结果。但可能在这个例子中是这样，一般来说，精确校正都是困难的。近地表异常是复杂因素的综合反应。除了由于岩性、湿度和人为因素造成地震波速度迅速变化外，还有高程和地层厚度的变化。真正难题在于对它们进行校正之前应先确定这些不规则变化。

另一类有意义的不规则性是折射层表面的起伏。

图6—6中的模型是主要折射层中有一简单阶梯或断层构造。图6—7中的旅行时间曲线和表6—3中的数据表明都有一段位移存在。此位移是由断层造成的。速度解析函数示于图6—8。虽然这些点一般都位于一条线上，据它能导出折射层的速度，但在断层附近有一段、

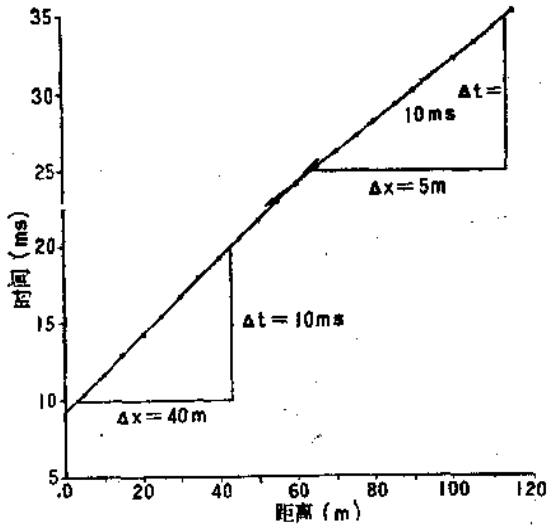


图 6—5　速度解析函数成功地消除了地面起伏造成的影响，并清晰地显示出折射层中速度变化

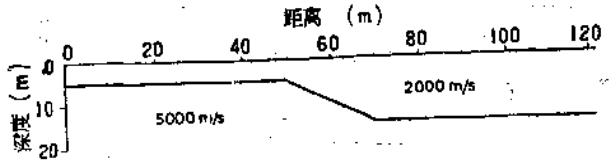


图 6—6　折射层深度迅速增加的一种二层模型，它代表冲积沟、断层。如果把比例尺扩大100倍，则表示沉积盆地边缘

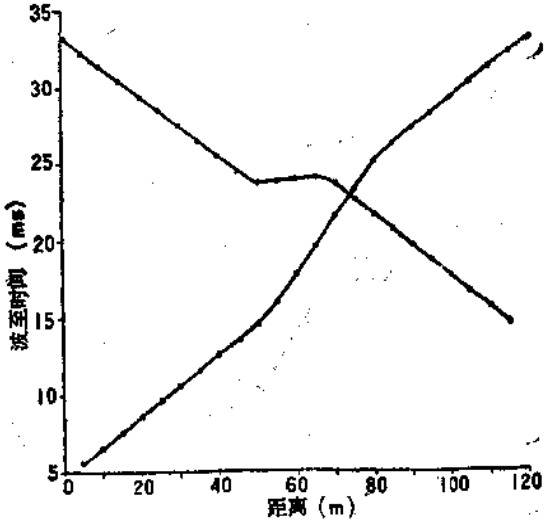


图 6—7　图6—6中模型的旅行时间曲线

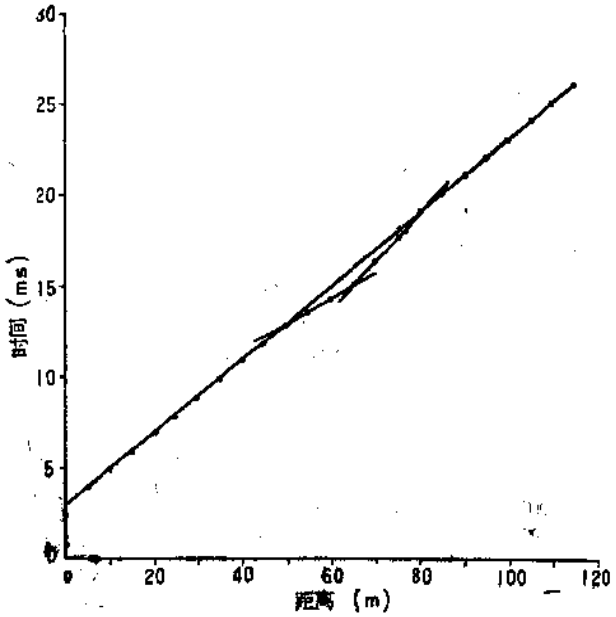


图 6—8　速度解析函数不能确定折射层深度发生变化附近的地震波真速度，这是因为它显示出的高速、低速线段在图6—6的模型中不存在

表 6—3

测　点	距离(m)	波至时间		tv	tG	Z_G
0	0	炮点	33.2			
0.5	5	5.6	32.2	3.3	2.3	5.0
1.0	10	6.6	31.2	4.3	2.3	5.0
1.5	15	7.6	30.3	5.25	2.35	5.1
2.0	20	8.6	29.4	6.2	2.4	5.2
2.5	25	9.6	28.4	7.2	2.4	5.2
3.0	30	10.6	27.5	8.15	2.45	5.3
3.5	35	11.6	26.5	9.15	2.45	5.3
4.0	40	12.6	25.5	10.15	2.45	5.3
4.5	45	13.6	24.5	11.15	2.45	5.3
5.0	50	14.6	23.7	12.05	2.55	5.6
5.5	55	16.0	23.9	12.65	3.35	7.3
6.0	60	17.7	24.0	13.45	4.25	9.3
6.5	65	19.5	24.1	14.3	5.2	11.3
7.0	70	21.4	23.7	15.45	5.95	13.0
7.5	75	23.2	22.7	16.85	6.35	13.9
8.0	80	25.1	21.7	18.3	6.80	14.8
8.5	85	26.2	20.7	19.35	6.85	14.9
9.0	90	27.2	19.7	20.35	6.85	14.9
9.5	95	28.2	18.7	21.35	6.85	14.9
10.0	100	29.2	17.7	22.35	6.85	14.9
10.5	105	30.2	16.7	23.35	6.85	14.9
11.0	110	31.2	15.7	24.35	6.85	14.9
11.5	115	32.2	14.7	25.35	6.85	14.9
12.0	120	33.2	炮点			

其上的点不在一条直线上。这些点暗示有两段间距，它的地震波速度与别处不同，它介于两边高低速度之间，但原始模型中却不存在这种特征。

很清楚，折射层中虚假的速度变化是折射层构造起伏引起的。公式6.4和6.5是基于平面层的模型导出的，但在断层附近、平面层的要求得不到满足，特别是图6—1中的射线路径段PG和QG不相等。

早先，我们已经认识到相遇法会造成折射层的虚假速度变化（斯乔格林（Sjogren）1979；帕尔默(Palmer)1980,1981）。此问题有三种解决方法。第一，不利用平面层假设，譬如构制波前的解释方法，然而，这些方法并非总是切实可行；第二，虽然也要求平面层，但仅要求在某个较小范围内应为平面，譬如海勒斯（Hales）法和GRM；第三种方法是干脆忽略掉折射层构造引起的速度高低间隔变化。但只有当不要求完全确定折射层时，这种方法才是可以接受的。这时，实际上可以忽视真实的速度变化。

第四节　时间-深度函数

相遇法第二阶段的任务是计算时间-深度函数t_G。时间深度函数由公式6.6定义，即

$$t_G = \frac{1}{2}(t_{AG} + t_{BG} - t_{AB}) \tag{6.6}$$

正象速度解析函数那样，利用正、反向波至时间t_{AG}和t_{BG}及相遇时间t_{AB}、计算位于炮点A、B之间每个检波器G的时间-深度函数。虽然公式6.6能用于由两炮点得到的每对旅行时间，但这些计算仅当波至来自同一折射层时才是正确的。

公式6.6的射线示于图6-9中。正向时间用实线，反向时间用空心线，正负时间相消处用虚线。剩下的射线路径段等于PG+QG−PQ。除了同一点上的时间-深度函数等于截距时间的一半外，这些路径段的时间等于截距时间（见第五章第十二节的介绍）。

层厚度与时间-深度函数间的关系式，可通过把恰当修改过的公式5.14代入公式6.6求得。其结果为：

$$t_G = \sum_{j=1}^{n-1} Z_{jG}(\cos\alpha_{jn} + \cos\beta_{jn})/2V_j \tag{6.7}$$

将公式6.7和5.15对比又一次证明，在相同点上，这种时间-深度函数等于截距时间的一半。

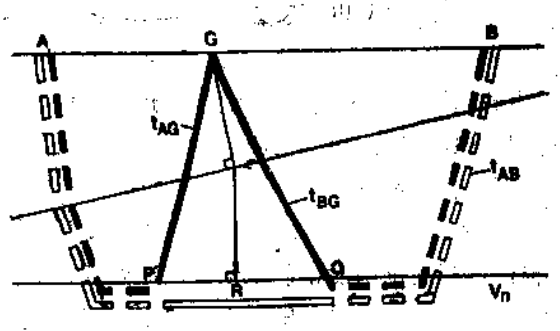


图 6—9　计算时间-深度函数所用射线路径的示意图
它们与图5—10中所示的用假想延拓计算截距时间相似

通常，问题是想确定厚度Z_{iG}，并不是时间-深度函数，因此，把公式6.7重排成形如

$$Z_{n-1,G}=\left[t_G-\sum_{j=1}^{n-2}Z_{jG}(\cos\alpha_{jn}+\cos\beta_{jn})/2V_j\right]\frac{V_{n-1}}{\cos i_{n-1,n}} \tag{6.8}$$

这些计算从确定第一层开始，然后逐层进行，直到求出感兴趣的最深层为止。

第五节　炮点处的时间-深度函数

由第六章第二节中介绍的速度解析函数t_v，可得到炮点处的时间-深度函数和折射层速度、令公式6.3中AG等于零，就得到炮点处速度解析函数值，即，

$$]_{AG=0}=\sum_{j=1}^{n-1}\frac{Z_{jA}(\cos\alpha_{jn}+\cos\beta_{jn})}{2V_j} \tag{6.9}$$

我们注意到，公式6.9很精确，由于6.3式所用的这些近似值仅用了系数AG。与公式6.7对比可以看出，6.9式就是炮点A处的时间-深度函数。通常情况下，炮点处的时间-深度函数可通过用确定V的反向最佳拟合线在炮点处的投影求得。

第六章第二节中留给读者的任务是证明，对于公式6.1，不管把哪一些炮点标为正向或反向，用公式6.4确定的速度都是相同的。然而，在炮点处深度不相等亦是常见的。因此，通常采取的方案是从正、反两种方向绘制速度解析函数，以便确定每个炮点处的时间-深度函数，此外应为相遇时间误差校正（见第十二章第四节）提供几个附加值。

第六节　相遇法应用于不规则层

由于公式6.6的时间-深度计算能对每个检波器位置进行，就隐含着能适应某些违背平面层假设的不规则层的可能。对于某个确定范围来说，就有这种情况。尽管公式6.7是利用炮点间平面层假设的表达式导出的，但检验图6—9就可以看出，正、反向射线PG和QG间的每个界面部分应为平面，同样，公式6.7和6.8都含有深度转换因子（见5.17式），此深度转换因子实质上与倾角无关（见第五章的第六、七节）。因此，根据公式6.4导出的折射层速度和公式6.8与5.22计算的厚度，似乎有可能确定这些不规则层，将会发现，我们确定的是深度轨迹，而并非为实际深度点；其界面为这些轨迹形成的一个包络（见第五章第六节）。

图6—10是据图6—4中数据计算的时间-深度曲线，这种时间-深度曲线基本上是地表地形的镜象。图6—11是图6—10导出的深度剖面。这些深度都是从地表面绘制的，构成了一个平面折射层面，它跟原始模型相同。

图6—12中绘出了图6—7的时间数据、图6—13中绘出了由这些时间-深度函数导出的深度剖面。一般来说，根据该深度剖面能精确地恢复出原始模型。然而，在折射层面的转折点则表现出显著的不一致性。断层附近，由于未满足平面层要求，因而产生一种平均或圆滑效应。虽然已提出了各种各样的校正方法（潘雪罗（Panciroli）和阿诺德（Arnand）1968；辛格（Singh）1978），但最有效的是利用另一种不同的解释方法，此种方法能精确

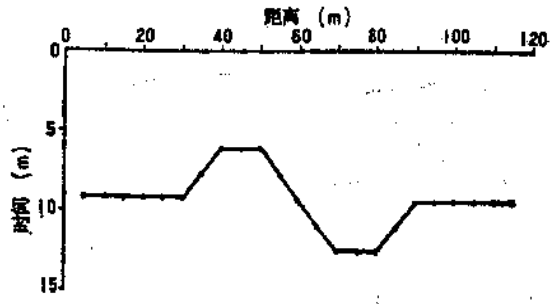


图 6—10　表示图6—3中地面起伏模型的时间-深度图

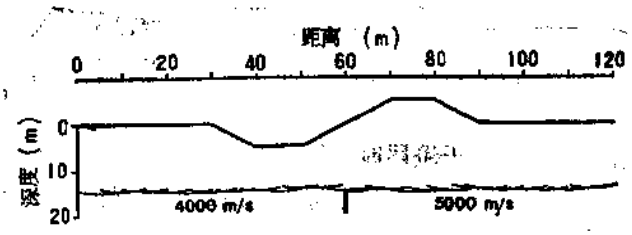


图 6—11　根据从地面起算的厚度所绘出的深度剖面，它精确地确定了这个平折射层

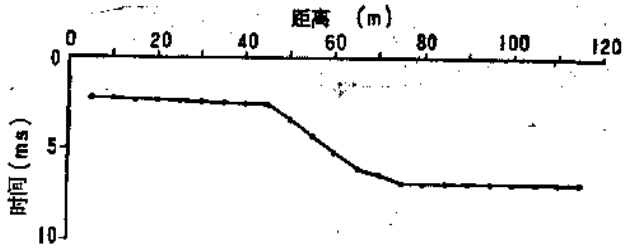


图 6—12　图6—6中模型的时间-深度图。

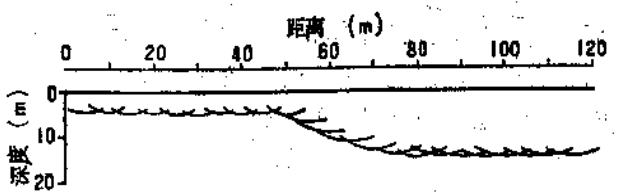


图 6—13　转折点附近折射层出现圆滑的深度剖面

地确定折射层的不规则性、譬如海勤斯法和GRM。

第七节　相遇法的应用

传统相遇法可看作是偏离平面层和均匀速度假设的截距时间法的逻辑推广。

理论上说，截距时间法能确定较大不一致倾角的地层，然而，这种情况既不普遍也不

容易鉴别。因为他们使隐伏层和波至时间曲线不确定解的问题更加严重，因此截距时间法实际上仅适用于具有适度倾角的地层。当倾角选择得比较小时，可以忽略所计算折射层速度和深度转换因子近似值的误差。

这些近似值与传统相遇法中使用的相同，因此，相遇法与截距时间法通常解决的问题相同，而使用相遇法有几个明显的优点：

最重要的优点是此法适合于地表附近一些不规则地层，速度解折函数也不受影响，这是因为反向时间上的异常可以被正向时间上的相减去掉，近地表的异常则保留。近地表不规则性分量和较深层分量间的时间-深度函数没有特殊差别，它仅为所在点地震波速度和层厚度的函数。

第二种优点是这种方法能够求出主要折射层的速度变化和折射层的简单不规则性。虽然传统相遇法求得的折射层速度可能具有虚假的变化以及折射界面经过圆滑作用，但对折射层中的较大构造，而这些构造又较为平缓，折射层曲率半径较大时，还能得到较好的结果。

传统相遇法和截距时间法对于浅层地震折射资料解释是一种最佳组合，可用于工程现场调查，地下水勘探或反射地震静校正，也可用于深部折射测量。折射层相当浅时，平面分层的假设不太合理，反向覆盖又不方便，则采用截距时间法。正常情况下可使用在别处得来的近似值。折射层较深时，平面分层不太实际，但反向复盖可以进行，则利用传统相遇法。由于这两种方法基本类似，因此不论以何种比例成份组合这两种方法，都能适用于眼前的特定问题。这些计算都较简单，但方法本身都有局限性，也就是说，简单起伏的折射层使详细解释失去意义，因此，截距时间法与传统相遇法的组合是勘查小于25m深的浅目标非常简便而快速的方法。

第八节　本章小结

传统相遇法能确定折射层速度和时间-深度函数。它实质上是把截距曲线法的计算由炮点扩展到每个检波器位置。

传统相遇法能确定简单的折射层结构和速度变化，甚至在地面起伏的条件下也可以。当有一些较大构造时，会产生虚假速度并对界面造成圆滑作用。

传统相遇法与截距时间法是一种极好的组合，能确定埋深小于25m的浅目标层。

本章参考文献

Dobrin, M. B., 1976, Introduction to geophysical prospecting, 3rd edn:McGraw-Hill Book Co., Inc., New York.

Edge, A. G., and Laby, T. H., 1931, The principles and practice of geophysica prospecting: Cambridge University Press, London.

Hagedoorn, J. G., 1959, The plus-minus method of interpreting seismic refraction sections:Geophysical Prospecting, vol. 7, p. 158—182.

Hagedoorn, J. G., 1962, Discussion on Hawkins' paper *The reciprocal method of routine shallow seismic refraction investigations*, (Geophysics, vol. 26, p. 806—819):Geophysics, vol. 27, p. 834—835.

Hagiwara, T., and Omote, S., 1939, Land creep at Mt Tyausu-Yama (Determination of slip plane by

seismic prospecting): Tokyo Univ. Earthquake Res. Inst. Bull. vol. 17, p. 118—137.

Hawkins, L. V., 1961, The reciprocal method of routine shallow seismic refraction investigations: Geophysics, vol. 26, p. 806—819.

Hawkins, L. V., 1962, Reply; Geophysics, vol. 27, p. 836.

Heiland, C. A., 1963, Geophysical Explorations; Prentice Hall, New York.

Kitsunezaki, C, 1965, In situ determination of Poissons ratio in granite accompanied by weathering effect and its significance in engineering projects; Kyoto Univ. Disaster Prevention Research Inst. Bull., vol. 15, p. 19—41.

Nettleton, L. L., 1940, Geophysical prospecting for oil; McGraw-Hill Book Company Inc., New York.

Panciroli, F. A. and Arnaud, M. L., 1968. Nouvelle methode de restitution d'un horizon refracteur par sismique refraction; Geophysical Prospecting, vol. 16, p. 269—276.

Palmer, D., 1980, The generalization reciprocal method of seismic refraction interpretation; Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, p. 104.

Palmer, D., 1981, An introduction to the generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation; Geophysics, vol. 46, p. 1508—1518.

Singh, S., 1978, An iterative method for detailed depth determination from refraction data for an uneven interface; Geophysical Prospecting, vol. 26, p. 303—311.

Sjogren, B., 1979, Refractor velocity determination cause and nature of some errors; Geophysical Prospecting, vol. 27, p. 507—538.

Waters, K. H., 1981, Reflection seismology a tool for energy resource exploration. John Wiley & Sons, New York, 377 pages.

第七章 偏 移

第一节 偏 移 距

偏移距是折射面上的临界折射点跟该射线的地面出射点之间的水平距离。图7—1中的XG就是偏移距。对多个倾斜地层写出一个表示偏移距的通式既麻烦又没有什么价值，但是有两种情况不但容易推导出它的表达公式，而且也能代表实际的地质状态。

第一种情况是表示在图7—2中的多层水平层，这时

$$XG=\sum_{i=1}^{n-1} Z_{iG}\operatorname{tg} i_i \quad n \tag{7.1}$$

这里

$$\sin i_{in}=\frac{V_i}{V_n} \tag{7.2}$$

公式7.1和7.2表示偏移距随地层厚度增加而增加，随地层速度比减小而增加。深部折射地震勘探研究的对象就是厚地层、平均速度比差小，因此常常需要对大偏移距影响进行校正，相反，浅层折射地震调查中，地层厚度小，地层之间速度相差大，形成的偏移距小，这样小的偏移距相对调查对象的构造变化波长来说也是很小的，因此通常忽略不计它们的偏移影响。

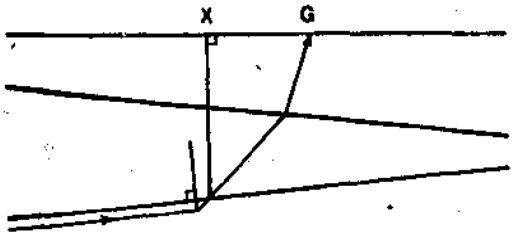


图 7—1 偏移距XG，它是折射点在地面上的投影点到射线出射点之间的距离

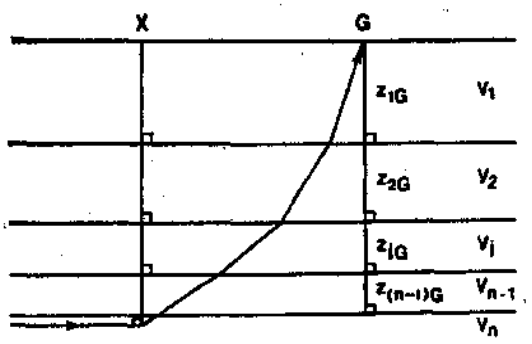


图 7—2 用公式7.1计算水平多层模型的偏移距XG示意图

第二种有意义的情况是图7—3所表示的一个倾斜层面的情况，这时

$$XG=\frac{Z_{1G}\sin(i_{12}-\theta_1)}{\cos i_{12}} \tag{7.3}$$

当倾角大小跟临界角大小相当时，倾角的影响相当可观。在深层折射调查中，倾角一般很小，临界角则较大，因此倾角影响不太突出；但是在浅层折射调查中，倾角大小可能达到

临界角或比临界角更大，如果这时仍然假设倾角为零，则由此得出的偏移距计算可能非常不精确。

不同的解释方法对偏移距所作校正的程度是不同的。

截距时间法和传统相遇法只是笼统地考虑偏移距的影响，虽然深度转换因子补偿了射线对垂直方向的偏离，但计算深度的点仍然跟实际折射点是有一段距离的。这种方法之所以用得比较广，是因为它在平面地层的假设下，允许根据别的地方计算出来的地层厚度来推算单倾角地层各处的厚度，譬如用震源点来计算地层厚度是最简便的。因此，一个折射点上的深度截距时间公式只是部分地对偏移距作了校正（莫泰（Mota），1954），因为有平界面假设的限制。

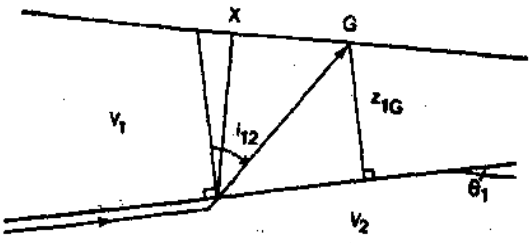


图 7—3　利用公式 7.3 计算一个倾斜层界面二层模型中偏移距XG的示意图

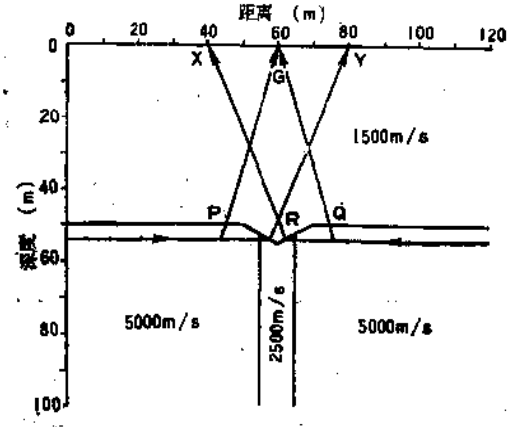


图 7—4　带有一条窄低速带的折射地层模型，它可以代表剪切带或岩性变化，从低速带发出的波到达地面X和Y点，而不是垂直正上方的G点

但是当折射层深度不规则变化时，这时就不能假设是平面地层了，如果它的偏移距也比较大，就不能采用截距时法和传统相遇法。这个问题可以用图7—4和图7—5来示范，这是一个有一个凹槽和一条低速带的折射模型，图7—5是其时间曲线，表7—1是它的波至时间。在地面G点记录的，从界面上P点和Q点发出的正反向波至时间都没有反映正对G点之下的界面凹进点R，实际反映凹槽的波至异常的点是X点和Y点。

假若我们用传统相遇法，笼统作偏移距校正，那末就会得出错误的解释。图7—6表示利用这种方法所作的速度解析。折射层中出现了两条低速带，每条宽 10m，相隔 30m 左右。低速带的速度解释为3640m/s。图7—7表示由此得出的一个展宽变浅的折射时间深度剖面。由它画出图7—8深度剖面，在两个凹槽中间出现了一个隆起，这是因为低速带上方的深度转换因子较大。

这个例子向我们说明了在有明显偏移距情况下，精密确定和校正不规则折射界面位置的问题。这里除了由于对界面起伏所作的平均效应和歪曲，造成不正确的地质解释，还可能错定井位，把井打在非目标地区而浪费资金。因此在这种情况下，就必需用一种明确考虑到偏移距影响的方法。这些方法应用偏移原理，通过向侧边位移或偏移校正或对资料作某种处理使其回归到炮点位置上。

有四种明确应用偏移校正的主要解释方法。它们是波前法、延迟时法、海勒斯法和广

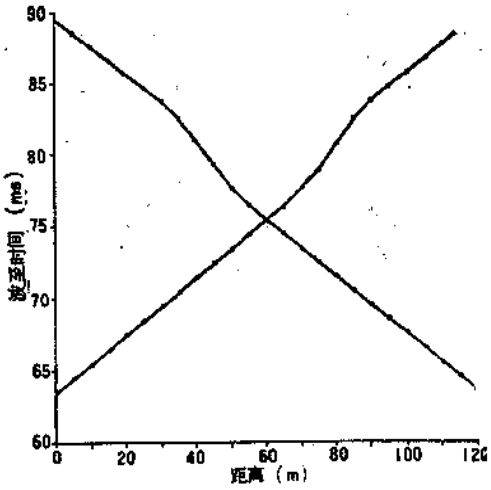


图 7—5　图7—4 模型的折射波至时间

表 7—1

距离 (m)	波至时间	
	0 炮点	120 号炮点
0	63.6	89.6
5	64.6	88.6
10	65.6	87.6
15	66.6	86.7
20	67.6	85.7
25	68.6	84.8
30	69.6	83.8
35	70.6	82.6
40	71.6	80.7
45	72.6	79.1
50	73.6	77.7
55	74.6	76.6
60	75.6	75.6
65	76.6	74.6
70	77.7	73.5
75	79.1	72.6
80	80.7	71.6
85	82.6	70.6
90	83.8	69.6
95	84.8	68.6
100	85.7	67.6
105	86.7	66.6
110	87.6	65.6
115	88.6	64.6
120	89.6	63.6

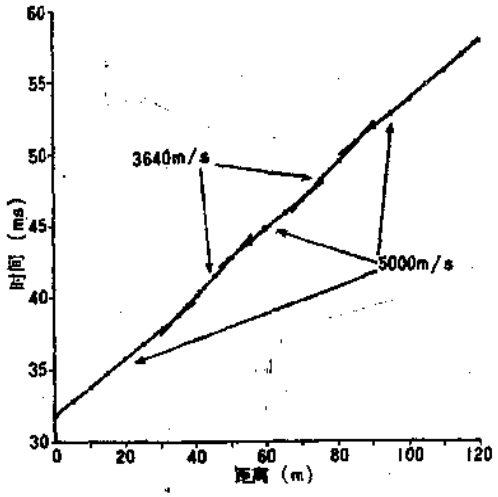


图 7—6　传统相遇法折射波速度解析曲线，它表示了两个低速带而不是图7—4中的一个低速带

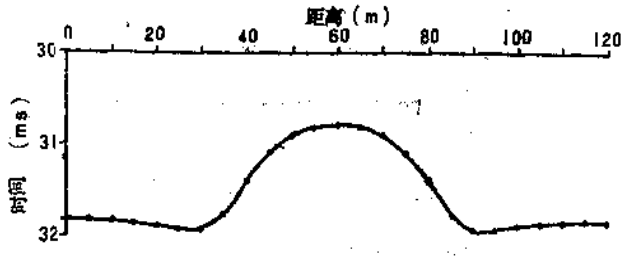


图 7—7　图7—4模型的传统时间-深度图

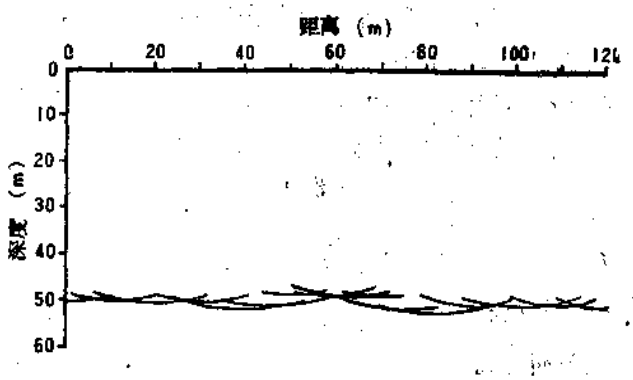


图 7—8　深度剖面中出现了位于一个中央隆起两侧的两条凹槽，它跟图7—4的原始模型不吻合

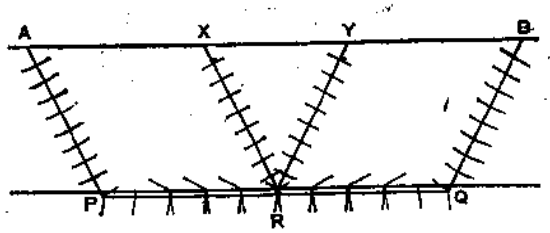
义相遇法。很大程度上，广义相遇法比其它三种方法具有更多优点，也更能对付困难情况，而且计算方法也较简便。由于这样一些理由，本书中许多地方集中介绍它。但本章中，我们还是介绍其它三种方法，这是从考虑到本书的完整性，同时也为广义相遇法作一个引导。

第二节 波 前 法

索恩伯格 (Thornburgh 1930)、安塞尔 (Ansel 1930)，鲍姆加特 (Baumgarte 1955)，罗克威尔 (Rockwell 1967) 和申克 (Schenck 1967) 都论述过用波前重构法进行地震折射波解释，认为这类方法是最精确的折射解释技术，因为它直接利用斯奈尔定律，并不引进任何近似概念，既使是对待复杂的折射问题也是如此；但也认为使用这类方法有点麻烦，因此如果可以用别的方便的方法能解决问题，就不用波前法来解决。

这类方法的基本原理是求出一对炮点相向发出的地震波波前在折射界面上下相邻位置的交点，并且这两个波前的旅行时间之和要等于互换时间。

图7—9中，A和B是两个相向的炮点，X和Y是从折射界面上同一点R发出的两条射线在地面上的出射点，互换时间t_{AB}就是从A经过界面上P、R和Q到B地震波的旅行时间，



确 7—9 波前法中的射线路程和波前示意图

$$\begin{aligned} t_{AB} &= t_{APR} + t_{RQB} \\ &= (t_{APRY} - t_{RY}) + (t_{BQRX} - t_{RX}) \\ &= (t_{AY} - t_{RY}) + (t_{BX} - t_{RX}) \end{aligned} \qquad (7.4)$$

通常只能测到t_{AY}、t_{BX}和t_{AB}，因此我们就作相向的两种波前面，求取一系列能够使$t_{AY}-t_{RY}$和$t_{BX}-t_{RX}$时间满足方程7.4的交点。

但是因为我们不知道折射层的位置和其中的地震波速度，所以我们无法在折射层中作波前面。可是我们已知它的上覆地层的上界面和地震波速度，就能作其中的波前面。用作惠更斯子波包络的办法，从地面接收点在上覆地层中反推从下面射上来的地震波前，这时子波的中心放在每一个检波点，半径用r(x,t)：

$$r(x,t) = [t(x) - t]V \qquad (7.5)$$

t(x) = x处的波至时间

t = 所画的波前面时间

V = 上覆层地震波速度

利用表6—3中的资料所作的波前面表示在图7—10中。假设我们来作0桩号炮点发出的第13ms的波前面。在桩号55m处波至时间是16ms，那末以它为中心，惠更斯子波的半径应该是 (16—13) × 2，也就是6m为半径画出一条弧。

在另外的桩号用公式7.5计算子波半径画弧，一直到画出了足够多的弧线，然后作这些弧线的包络线就得出第13ms的波前面了。这个过程不断重复画出不同时间的波前面，

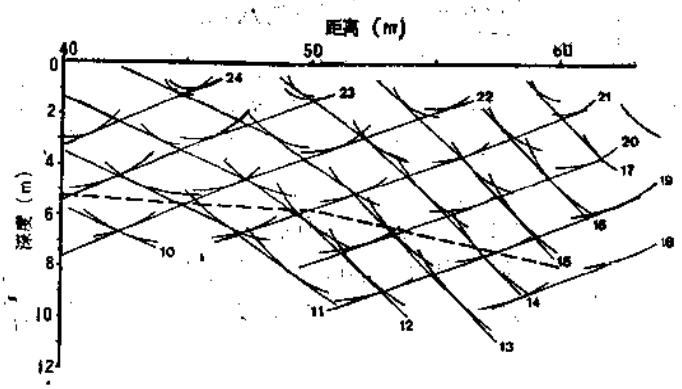


图 7—10　图6—6中模型的部分波前的构组

使得从正反两个方向炮点所发出的各个时间的波前遍布要研究的区域。

现在根据折射界面上每点R应该是四个波前交点的事实来确定界面位置。如图7—11 所示，这四个波前是折射层中垂直于界面传播的正、反两个方向的波前和上覆层中倾斜的正、反两个方向的波前。利用公式 7.4 求倾斜波前面的相交点R，凡是构成交点的两个正、反方向波前时间之和等于互换时间的那些点就连接成折射界面，用虚线表示在图7—10中。

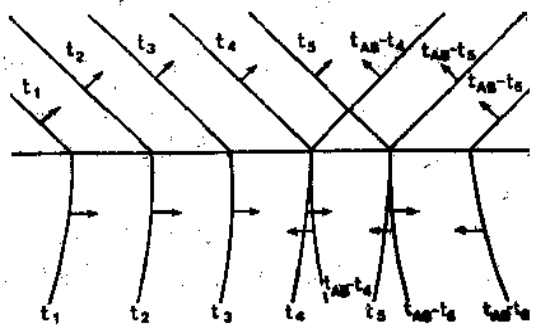


图 7—11　波前法是利用折射界面应满足折射层中往、返波前和上覆层中往、返波前四种波前的交点

下一个需要恢复的信息是折射层的地震波速度。用折射层中波前之间相隔距离除以这段距离上波前的时间差就得到了折射波速。

原则上这个方法适用任意多层情况，它象截距时间法一样按层往下递推的顺序来作。如果目的层以上的地层都比较简单，那末无论用波前法，还是用传统相遇法都能解决问题。

大多数折射地震学家对选择波前法作为例行的常规解释方法有一种矛盾心理，一方面他们认为这种方法最精确而且对各种情况都通用，另一方面又觉得这种方法的工作程序太麻烦。严格说，两种看法都不正确。

用通常的方法来处理资料，也就是画波前面，可能是要化很多时间，但是经过史盖克等人（1967）改进以后，所化时间就大大减少了，更何况简化之后的方法非常适用目前的数字处理技术。

但是，更突出的问题是精度。虽然方法本身不需要对斯奈尔定律作任何近似性假设，但它利用的是正、反两个方向的波至时间。其它方法，如截距时间法和相遇法也是利用正、反波至时间资料，它们的深度转换因子就是用斯奈尔定律来表示的，而且对大多数跟地质相似模型来说，深度转换因子基本上不受倾角的影响。就是对一些倾角特别大的例子，象起伏很大的断层，由此形成了可观的绕射初至波，但即使如此，用广义相遇法解释

的结果也仍能跟波前法获得的解释结果相近。(见第八章第六节)。

然而波前法需要精确的互换时间值，不幸的是，对任何一套资料（见第十二章），这个时间也许是最不精确的。改变互换时间由于不需要重画波前面，相应比较简单。但波前面是画在深度剖面中的，利用别的参数如不受互换时间误差影响的半截距时间来校正就非常不便。

更进一步，还有画惠更斯子波的精度和方便问题。只有地层中的波速是常数或是随深度线性增加的情况下，才能以最方便的形式画圆弧形的子波。但对更接近实际速度关系的形式，如速度变化是深度6次方关系的爱夫琴公式、各向异性、或者简单的横向变化都不适用。

取什么样的比例尺作图也成问题。近地表地层速度低，所花的旅行时间多。如果所用比例尺将就深层，那末对于浅层来说等值线就太密集，无法表示出上层的变化，结果就影响上部地层的测量精度。这一点又反过来影响下面的地层，将这种影响成比例地放大到它们的地震波速度中去。

最后涉及到速度问题。这种方法不假设初始条件，但除非已知界面以上全部地层速度，否则就不能求出折射速度。这一点通常是跟实际情况相矛盾的。第九章中马上就要论证用常规折射波法测定所有地层速度基本上是不可能的。它只能在一定程度上，以某种精度要求测定折射速度。

由此可以认为波前法属于理论上正确，但实际上并不必然正确的那些方法中的一种方法。拿它作为例行的解释方法或许是不理想的，尤其是跟广义相遇法的实用性和方便性作比较更是如此。

第三节 海勒斯法

海勒斯法（海勒斯1958；伍利（Woolley），麦斯格雷夫（Musgrave）和革雷（Gray）1967；舍格伦（Sjogren）1979）是一种作图方法，它跟波前法和广义相遇法十分相象。它设法确定一个时间，这个时间为临界反射时间，用图7—9中的t_{XRY}来表示。它等于：

$$t_R = t_{XRY} = t_{AY} + t_{BX} - t_{AB} \tag{7.6}$$

这里t_{AY}是正方向折射波的传播时间，t_{BX}是反方向折射波经过的时间，t_{AB}是互换时间。公式7.6也能从重排公式7.4来得到。因此海勒斯法所要计算的这一个时间正是波前法要消去的时间。海勒斯法跟波前法正好是相补的关系，它可以表示成

$$XY = \frac{(XR + YR)\sin i_{12}}{\cos\theta_1} \tag{7.7}$$

和

$$XR + YR = t_R V_1 \tag{7.8}$$

联立公式7.7和7.8形成（注1）

$$\frac{XY}{t_R} = \frac{V_1 \sin i_{12}}{\cos\theta_1} \simeq V_1 \sin i_{12} \tag{7.9}$$

于是就产生了利用公式7.9通过简单的作图方法求XY和t_R。首先从互换时间t_{AB}上减去反向波至时间t_{BX}，把这个过程画在图7—12中，就得到一个时间曲线迴路。下面从相减

曲线$t_{AB}-t_{BX}$上的每一点M出发，向正向时间曲线作斜率等于$(V_1\sin i_{12})^{-1}$的斜线，交t_{AY}曲线于点N，因为这样作图保证了既满足公式7.6，又满足公式7.9，位于迴线上下两根曲线之间的这段时间差就是t_R，即

N点的时间－M点的时间$=t_{AY}-(t_{AB}-t_{BX})=t_{AY}+t_{BX}-t_{AB}=t_R$

把t_R转换成深度的方法有点特别。它是这样的，如图7—13，通过X、Y、R画一个圆，EG是XY联线的垂直平分线；因为所对的弧相同，所以角∠ERY等于角∠EXY；又因为EX等于EY，所以角∠ERY又等于角∠ERX。

按照余弦定理：

$$EX^2=XR^2+ER^2-2\cdot ER\cdot XR\cdot\cos i_{12}$$

和

$$EY^2=YR^2+ER^2-2\cdot ER\cdot YR\cdot\cos i_{12}$$

联立这两个式子得到

$$ER=\frac{(RY+RX)}{2\cos i_{12}} \tag{7.10}$$

联立7.8式和7.10式得到*

$$ER=\frac{t_R V_1}{2\cos i_{12}} \tag{7.11}$$

E点为X和Y连线的垂直平分线上一点，EG则是

$$EG=\frac{1}{2}XY\operatorname{tg} i_{12} \tag{7.12}$$

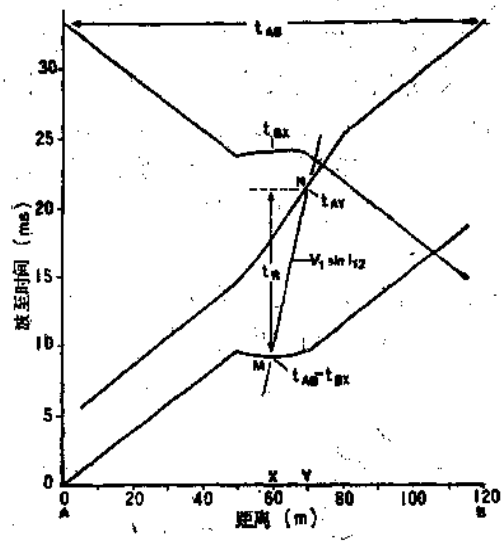


图 7—12 海勒斯法中，用作图法求临界反射时间
从互换时间减去反向时间曲线，就得到一条象是反向时间曲线倒影的时间线，临界反射时间就等于用$(V_1\sin i_{12})^{-1}$为斜率的且与这正反两条时间曲线所得交点M，N之间的时间差

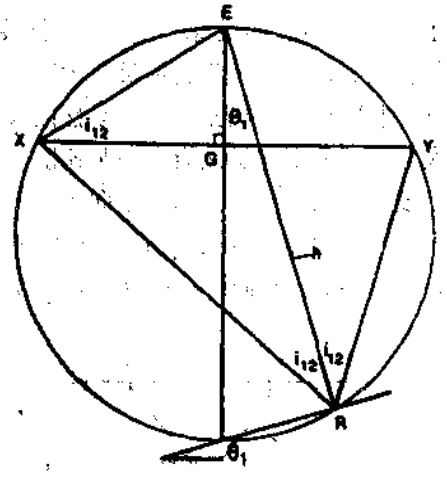


图 7—13 用海勒斯法构作折射界面示意图

* 1. 原文为联立公式7.5和7.6——译者。

以E为圆心，用ER为半径作圆弧，折射界面就位于这个圆弧上。对时间曲线上的每一对时间点重复操作得到许多这样的圆弧，作这些圆弧的色络线就勾出了折射界面。

深入一步，此法还能从偏移距出发确定折射速度。从图7—12可见，找出MN弦线的中点，那末它有

MN的中点＝M的时间和N的时间的平均

$$值=\frac{1}{2}[(t_{AB}-t_{BX})+t_{AY}]$$

也即

$$t_V=\frac{1}{2}(t_{AY}-t_{BX}+t_{AB}) \tag{7.13}$$

每一对波至时间定出一个点，第八章中我们将证明，这些点的轨迹，也就是式7.13，它的斜率就是视速度。跟公式6.5和5.3一样，有

$$\frac{d}{dx}\cdot t_V=\frac{1}{V_2'} \tag{7.14}$$

此处

$$V_2=V_2'\cos\theta_1 \tag{7.15}$$

尽管海勒斯法很巧妙，然而仍然有许多情况不适合用它作为常规解释方法。与波前法一样，它需要预知速度资料。最致命的问题是它要很好的上覆地层速度资料，根据它来确定时间迴路截线的斜率．这在式7.9中有很重要的作用。因此，对于隐蔽层、变速层等等一系列出现在波前法中的问题，同样存在于海勒斯法中。

既使不管利用公式7.11作深度转换造成的明显误差，由于速度选得不正确，也会使两根时间线上相截得的点并不出自折射界面同一点。如果上层速度选得太低，则两条时间线上交点的距离XY太短，反映射线交点在折射界面上方。如图7—14，这时临界反射时间t_R由于P、Q不重合而显得太小，加上速度又选得低，解释出来的深度也偏小。如果上层速度给得太大，那末结果正相反。如图7—15，由于QP一段路程的重复通行，t_R就大，由高速度和长时间决定出来的深度必然偏大。这类由于速度不正确所造成的误差通过EG（见公式7.12）的变化虽然会有一些补偿，尽管如此，正、反射线不是真正出自界面一点的结果总要使界面上的突变部分趋向平均化。

还有折射速度方面的问题。图6—6是一个简单断层模型，它的时间曲线画于图7—12。用公式6.1求折射速度不至于给7.9式带进严重误差。但是，折射层中速度有变化时，如图

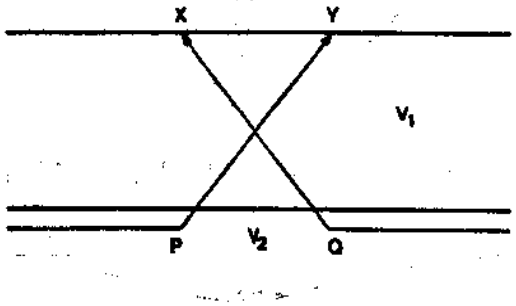


图 7—14 偏移速度太低，正、反射线从界面上的P点和Q点折射，P点和Q点不重合

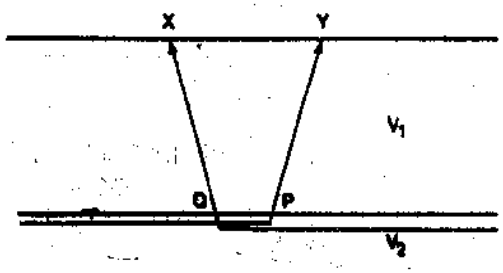


图 7—15 偏移速度取得过高，正、反射线从P和Q点折射，两点不重合

7—4中所示，这时截线的斜率就比式7.9所表示的关系复杂一些。如果用两种不同的折射速度代入7.9式算出两种斜率值，再求出平均值来作为所采用的斜率显然更合适。然而这样一来就要事先已知折射层速度，这里无法完全做到的。当然，对图7—5中这样的时间曲线上的异常，可以通过估计画一条斜截线，但不幸的是大多数实际资料都很复杂，不能依靠这种估计的办法。另一种求取折射层速度的方法是用一系列偏移值求解方程7—13进行扫描，通过比较找出合适的斜率。这基本上就是广义相遇法所采用的办法，我们在第八章中将予以介绍。

另一个产生误差的原因是检波间距过大，这时也许只有对波至时间作内插补足了。

由于临界反射时间t_R跟截距时间或时间-深度都不同，也会带来一些问题，使海勒斯法不容易跟其它方法联合进行解释。象截距时间法联合相遇法解释浅部地层，或通过这类联合纠正由于互换时间不精确及其它原因造成的误差。

最后，关于这种方法的方便性。象所有的作图法一样，总不如解析法简便，而且还牵涉到不同精度采取不同比例尺的问题。虽然伍莱因、麦斯格雷夫和格雷（1967）分别用剥层法和有效速度法示范过用这种方法求解多层问题，但要推广使用并不容易。

也象波前法一样，由于实际地质环境的原因，海勒斯法常常不能达到理论上预期的效果。但是，跟它有着不少共同之处的广义相遇法则可以克服以上列举的大多数问题和困难。

第四节　延迟时法

最常用作偏移校正的方法是延迟时间法和一些相应的类似方法〔加德纳（Gardner）1939，1967；巴塞敏士（Barthelmes）1946；伍洛别克（Wyrobek）1956；波拿比尼（Bernabini）1965；莱亚特（Layat）1967；巴里（Barry）1967；潘拉迪（Peraldi）和克莱门特（Clement）1972〕。至今为止在深部地震折射剖面调查中还大量使用这种方法，偶而也应用于某些浅层勘察〔帕基泽（Pakiser）和布莱克（Black）1957〕。

理论上总是假设界面的倾角很小，可以用水平层的公式近似求解，但实际界面往往不规则，因此需要各种专门的解释方法以处理不同的情况。为了适应起伏角度不太大的构造起伏情况，通常假设界面局部可以看作平面。无论如何，这种方法对倾角不大于10°的情况下是适用的。

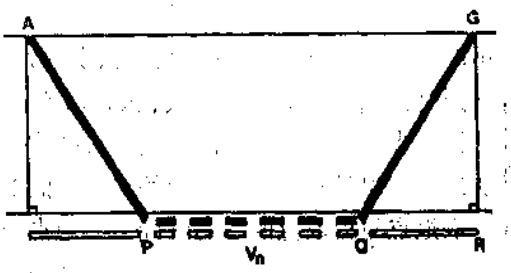


图 7—16　定义延迟时间的射线示意图

方法的基础是延迟时间。早先延迟时间是指观察到的临界折射时间（校正到一个基准面的时间）跟假设该折射界面移至地表或这个基准面时所应有的折射时间之差（加德纳1967，第338页）。用图7—16表示这个定义，实线表示正号射线段，空心线表示负号射线段，虚线部分两者正好抵消。由此确定的时间事实上大家都称为截距时间，认为它是震源延迟时间和检波点延迟时间之和

$$t_{AG}-\frac{AG}{V_n}=D_A+D_G \qquad (7.16)$$

此处t_{AG}是A到G的总时间，D_A和D_G分别是震源延迟时间和检波点延迟时间。

培林（1967，第348页）给出了更符合公式7.16，更适合于倾斜层的简洁定义：延迟时间等于折射面到基准面的射线路程时间减去这射线在折射界面上的投影路程所化时间。

由于有平界面的假设，延迟时可表示为

$$D_G=\sum_{i=1}^{n-1} Z_{iG}\cos i_{in}/V_i \qquad (7.17)$$

震源处的延迟也有同样的关系。比较图5—8中画出的射线路程跟5.15式表示的截距时间，可见延迟时就是截距时间的一半。

尽管不同的人也许采取一些不同的步骤，但通常用延迟时间法解释可以分为六个步骤：

第一步，把全部波至时间校正到某个基准面，定一个折射波速度。延迟时间法没有专门解析速度的方法，通常是用公式5.12。斯科特（Scott1973，第275页）速度公式是对资料进行最小二乘拟合，在数学上类似于公式6.1。

第二步是利用7.16式计算所有点的截距时间，并把它们都点在图上。

第三步将这些截距点通过偏移距校正回归到炮点。这需要根据现有资料通过公式7.1找到深度与偏移之间的关系；通过公式7.17建立延迟时间与深度之间的关系。把延迟时间相当于二分之一的截距时间来作偏移，如果深度大体变化不大，则一个炮点的所有检波点可用一个平均的偏移值，几个炮点的共同接收地段通常要作一些垂直改正以减少差别。

第四步在正、反两条截距时间曲线中间画出平均截距时间曲线，如果折射速度用得正确，则正、反两条截距时间线应该平行。但是万一两条曲线收拢时，折射界面要用下面的式子予以校正

$$\frac{1}{V_n}=\frac{1}{V}\pm\frac{\Delta t}{\Delta x} \qquad (7.18)$$

这里Δt是在Δx距离上时间的收拢缩小量。式中负号是指顺着地震波的传播方向，正、反向截距时间曲线相对于平均截距时间曲线上升或变浅。

第五步，把平均截距时间曲线转换成平均延迟时间曲线，这只要上下移动平均截距时间曲线使它尽量与每个炮点处的截距时间的二分之一一致就行了。也可以采用加德纳的办法，取炮点与检波点的延迟时间差为炮点与检波点的截距时间差：

$$D_G-D_A=\Delta I \qquad (7.19)$$

炮点与检波点延迟时间之和等于检波点截距时间：

$$D_G+D_A=I \qquad (7.20)$$

从式7.19和7.20解出每一点的延迟时间。

最后一步就是利用类似7.17式将延迟时间转换成深度。

通常延迟时间法应用于深部折射地震解释。深层情况下忽略倾角影响的理由较充分，同时接收距离也大，半个世纪以来的应用事实也证明它在这种情况下比较适用。尽管这个方法不象其它方法那样精细，但技术方法简单、实用，解释人员在解释处理过程中作修改和校正也十分方便。

但是延迟时间法确实存在不少缺点，最严重的是缺乏有效的速度解析方法。只有当折

射层中地震波速度处处不变或只在横向上变化十分微小时，采用会聚校正的延迟时间法可以适用。但是有许多反例，象图7—4中的模型，这种方法就不灵了。用公式6.1求出来的不管是常速还是横向变速地层，必须创造性地运用会聚校正原理。注意鉴别所取结果，使它与原型合理近似。无疑，还是有不少人利用延迟时间法得到了相当满意的解释结果，但这只是证明这些地震勘探专家的才能，不能充分证明这种方法的功能。

应该看到用图7—4的模型来考验延迟时间法不是没有道理的。模型不仅在地质上是合理的，而且也符合大部分折射界面倾角为零这个方法理论上的发展前提条件。模型强调了这样一个事实，如果必需偏移校正，那末就应该引入速度解析程序（见第八章第二节）和时间-深度、深度，延迟时间、深度转换的各种计算。此外，模型也证明了，如果要确定折射速度，则必需有相遇正、反时间资料（见第四章第三节）。模型还告诉我们，基于简单算法基础上的7.14式和7.18式那样的迭代技术是不适用的。

另一个问题是用这类方法计算截距时间、延迟时间和利用收拢校正原理都很不方便。就如图7—3和7—4所表示，为了得出一个可以接受的结果，就须花相当大的努力。已有人设计了好几种资料自动处理程式（潘拉迪和克雷门特1972；史各特1973）但它们在一些复杂情况下都不特别成功。

倾角不能忽略时，这种方法简直就陷于困境。可以证明，只要角度达到5°，个别延迟时间和偏移距离就受到倾角严重的影响。如果引用“局部水平面”原理，那末折射面就近似成一个一个台阶形状，这显然不是满意的解释。从平面上折射的射线应该符合某种期望的形状，象这样的射线形状显然值得怀疑。对这样的界面用惠更斯子波重新构作上覆地层中的首波波前，只要取这些子波很短一段包络线就显示出它与平面倾斜层相差甚远，与这些波前垂直的射线不能用来确定“局部水平”折射界面。

利用不变偏移距离作偏移校正，加上正、反两个方向上的截距时间取平均，在很大程度上可以减轻倾角影响。但广义相遇法自动就作到了这一点，此外，广义相遇法有效地把互相分开的检波点和炮点延迟时间、偏移校正和收拢校正都结合成一步简便的运算，因此亦可把广义相遇法看作是方便、有效的延迟时间法。

第五节　本章小结

偏移距是折射面上临界折射点与临界点出发的这根射线在地面上射出点之间的水平距离。

深层折射的偏移距离相当大，因为这时深度大而速度比不大。这种情况下偏移距引起的误差占总误差的绝大部分，倾角造成的误差常常很小，只占百分之几。

浅层折射则相反，深度小、层速度比大，所以偏移距很小。倾角可能很大，使计算偏移距不准。

偏移校正的过程，就是将资料或处理过的资料位移一段偏移距离之后，归回到震源位置。

截距时间法和传统的相遇法只是笼统地考虑偏移距离问题，虽然深度转换因子修正了射线路程的倾斜，但它并不作偏移校正。

不规则折射界面必须进行偏移校正，以免歪曲折射界面和正确地进行各个异常点定

位。

波前法能求出偏移距，但是在存在隐藏层和几个速度对比度大的地层或变速层（非常速或速度随深度线性增加）时，由于这些地层中不能使用圆弧型波前，这种方法不能达到理论上的精度。此外，对于上覆地层中既使有简单的横向速度变化，这种方法也不能用。

由于波前法需要正、反两支时间曲线，所以它能精确遵循斯奈尔定律的优点就不那么突出了。在其它用到正、反两支时间曲线的方法中，深度转换因子本质上也是斯奈尔定律的表示式，而且在大多数地质上可为真实的构造的情况下深度转换因子与倾角无关。

海勒斯法是一种作图方法，它与波前法和广义相遇法有许多类似之处。它从一对正、反折射时间曲线，用作图方法求出临界反射时间。临界反射时间跟波前法所用的互换时间成互补关系，也有点类似于广义相遇法中计算出来的时间深度。海勒斯法也象波前法要受到隐藏层的不利影响，在多层情况下也不实用。

对于需要偏移校正时，最常用的方法是延迟时间法，由于它使用的是一个简单的模式，本质上是一种迭代法，通过不断修改和调整以达到精确和内在一致。与波前法一样，它比其它方法在解释方面需要更多的前提条件。

本章参考文献

Ansel, E. A., 1930, Das impulsfeld der praktischen Seimik in graphischer Behandlung:Gerlands Erganzungshefte fur angewandte Geophysik, vol. 1. p. 117-136.

Barry, K. M., 1967, Delay time and its application to refraction profile interpretation in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., Ed., SEG, Tulsa, p. 348-361.

Barthelmes, A. J., 1946, Application of continuous profiling to refraction shooting: Geophysics, vol. 11, -42.

Baumgarte, J., 1955, Konstruktive Darstellung von seismischen Horizonten unter Berucksichtigung der Strahlenbrechung in Raum:Geophysical Prospecting, vol. 3, p. 126-162.

Bernabini, M, 1965, Alcune considerazioni sui rilievi sismici a piccole profondita:Bull di Geofis. Teorica ed Applicata, vol. 7, p. 106-118.

Gardner, L. W., 1939 An areal plan of mapping subsurface structure by refraction shooting;Geophysics, vol. 4, p. 247-259.

Gardner, L. W., 1967, Refraction seismograph profile interpretation in Seismic refraction prospecting:A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 338-347.

Hales, F. W., 1958, An accurate graphical method for interpreting seismic refraction lines:Geophysical Prospecting, vol. 6, p. 285-294.

Layat, C., 1967, Modified Gardner delay time and constant distance correlation interpretation *in* Seismic refraction prospecting:A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 171-193.

Mota, L., 1954, Determination of dip and depths of geological layers by the seismic refraction method; Geophysics, vol. 19, p. 242-254.

Pakiser, L. C. and Black, R. A., 1957, Exploration for ancient channels with the exploration seismograph: Geophysics, vol. 22, p. 32-47.

Peraldi, R. and Clement. A., 1972, Digital processing of refraction data-study of first arrivals:Geophysical Prospecting, vol. 20, p. 529-548.

Rockwell, D. W., 1967, A general wavefront method *in* Seismic refraction prospectiug:A. W. Musgrave. Ed., SEG, Tulsa, p. 363-415.

Schenck, F. L., 1967, Refraction solutions and wavefront targeting *in* refraction prospecting;A. W., Mu-

sgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 416-425.

Scott, J. H., 1973, Seismic refraction modelling by computer:Geophysics, vol. 38, p. 271-284.

Sjogren, B., 1979, Refractor velocity determination-cause and nature of some errors; Geophysical Prospecting, vol. 27, p. 507-538.

Thornburgh, H. R., 1930, Wavefront diagrams in seismic interpretation:AAPG Bull., vol. 14, p. 185-200.

Woolley, W. C., Musgrave, A. W., and Gray, H., 1967, A method of in line refraction profiling in Seismic Refraction prospecting; A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 287-289.

Wyrobek, S. M., 1956, Application of delay and intercept times in the interpretation of multilayer refraction time distance curves:Geophysical Prospecting, vol. 4, p. 112-130.

第八章　广义相遇法

第一节　广义相遇法(GRM)概述

广义相遇法(GRM)（帕默 1980，1981）是解释地震折射纵测线资料的一种方法，它需要正、反两根相遇时间曲线，其计算速度和时间深度的公式与传统的相遇法中所使用的公式相类似，但是它使用偏移校正原理。然而它与海勒斯法和延迟时间法应用偏移校正又有重要区别。

虽然别的方法中利用各种已有资料也能算出偏移距离，但广义相遇法通常从零偏移距开始，对一系列偏移距，包括超出估计值的偏移距离，进行计算扫描，检查所处理的资料，然后判断是否需要偏移校正，也就是，如果折射界面的不规则变化相对于埋深来说足够严重，那末就可求出最恰当的偏移距离。

第二节　折射速度解析函数

折射速度解析函数t_v定义为

$$t_V = \frac{1}{2}(t_{AY} - t_{BX} + t_{AB}) \tag{8.1}$$

这个函数关系要用一对正、反相遇波至时间进行计算。t_{AY}和t_{BX}是正、反时间曲线上X和Y处的时间值，t_{AB}为互换时间。计算出来的数值对应于X和Y的中点G，由此标在以距离为AG的坐标上。

实际作法是，选定一个XY值，用式8.1对两条时间线上每一对相应的时间进行计算；每改变一次XY值（通常以检波点距为准）就计算出一套对应的G点的值。为了防止不同XY算出的值在一张图上重叠起来，也可稍为改变一点互换时间值。

对于XY等于零的特殊情况，公式8.1就变成公式6.1。XY如果正好等于正、反两个方向上偏移距离之和时，公式8.1就变成公式7.13，即海勒斯法中的速度解析式。

公式8.1的射线路程表示在图8—1中，黑粗线表示正向路程，空白线表示负向路程，虚线表示相抵消的部分。如果倾角不大，从Q到Y和从P到X的波程时间大致相等而互相抵消。因此t_v成为从A到P和从A到Q两条波程时间的平均值，或者就大致上等于从A出发到R的波程时间。如果P和Q两点靠得很近，那末它就很接近AR波程时间。由于t_v是对相邻的检波器位置计算的，这时的时间增量就表示折射波沿界面滑行一个检波点间距所增加的时间，因此也就提供了测定折射波速度的方法。

适当改写式5.6、5.7、5.14和6.2各项并代入式8.1就得出上面的结论了，

$$t_V = \sum_{i=1}^{n-1} Z_{ic}(\cos\alpha_{in} + \cos\beta_{in})/2V_i$$

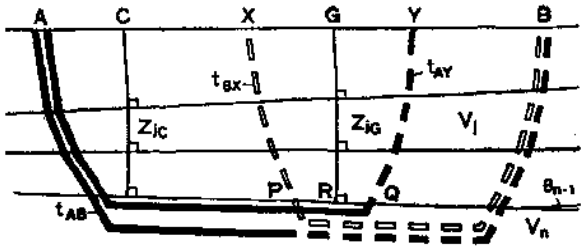


图 8—1 广义速度解析曲线计算的射线示意图。最佳XY值时，P和Q两点重合成一点，由此测出深部或不规则折射面的精确折射速度

$$+ AG\left[\cos\theta_{n-1}/V_n - \sum_{j=1}^{n-2}(\cos\alpha_{jn}-\cos\beta_{jn})\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\cos_{j-1}/2V_j\right] \quad (8.2)$$

这里

$$AC=XG=GY$$

公式8.2表示时间t_v和距离AG之间是线性关系，方程的斜率或梯度就是AG的系数，它的倒数就是视速度V'_n，也即

$$\frac{d}{dx}t_v=\frac{1}{V'_n} \quad (8.3)$$

和

$$\frac{1}{V'_n}=\frac{\cos\theta_{n-1}}{V_n}-\sum_{j=1}^{n-2}(\cos\alpha_{jn}-\cos\beta_{jn})\sin(\theta_j-\theta_{j-1})\cos\theta_{j-1}/2V_j \quad (8.4)$$

公式8.4当然跟公式6.5相同，当倾角不大时则

$$V_n\simeq V'_n\cos\theta_{n-1} \quad (8.5)$$

通常就认为V'_n是折射速度，除非有什么外加条件使它作另外的考虑。

利用图6—6和图7—4中的模型及时间数据来示范偏移校正的必要性和利用公式8.1求取精确折射速度的功效。按图6—6模型，取XY从零到30m，计算出一簇速度曲线，示于图8—2。对每一个XY值，通过其中的大多数数据点能作出一条斜率倒数为5000m/s的直线。考察其中XY值为零的一系列点，发现有几个数据点掉在直线之下，也就是说这些点负偏离于直线。XY值为20m时，相应的数据点则在直线之上了。如果改变公式8.1中前两项的符号，只不过使偏离符号改变，作图的方向也从下倾改变为上倾。XY值等于10m时，偏离微不足道，所有数据点都在斜线上，斜线的斜率倒数就是折射速度。

按图7—4模型，XY从0到60m所计算出来的广义速度解析曲线簇画在图8—3中。XY为零的这条速度线可解释为有两条15m宽的，速度为3640m/s的低速带，中间被一个20m宽，速度为5000m/s的介质隔开。随着XY值逐渐增加，这个中间分开的距离逐渐缩短，直到XY为20m时，两条低速带合而为一条30m宽的低速带。XY值继续增加时，低速带宽度和它的速度继续缩小，直到XY值为40m时，曲线上反映的低速带只有13m宽，速度降到了2667m/s。这时只有几个点可以用来确定低速带，因此可能精度不高。然后XY值继续增加，如XY为60m时，低速带的宽度和速度再一次增加。

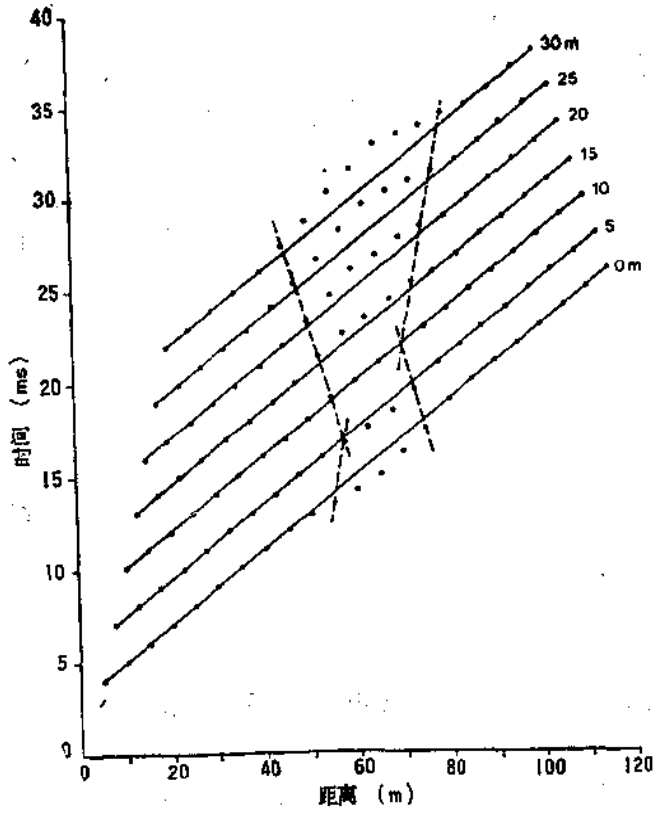


图 8—2 图6—6模型的广义相遇速度解析曲线簇表示出XY为 10m 时，速度曲线不再受界面构造影响；其它XY值，如XY = 0m，和XY = 20m时，速度曲线异常对称分布在最佳XY值 10m 时的直线的两侧

图8—2和图8—3证实了当必需考虑偏移校正时，用公式 8.1 求折射速度的两类问题。从图8—2可见，使用了正确的偏移校正，公式 8.1 计算就适用于不规则界面；跟构造影响有关的假速度消失了。从图8—3中可见，它实际包括了横向速度的检测问题，证实了传统相遇法只适用公式6.1处理的象图6—3中的那种简单的横向速度变化。但对图 8—3 中那种窄低速带问题则是对公式8.1精度和分辨率的检验。显然，正确的偏移是能否确定这条低速带的关键，如果 XY 值取得太小，也就是小于20m，就变成出现两条低速带。即使用公式7.1，算出XY为30m，也就是 $2\times 50\times \mathrm{tg}(\sin^{-1}1500/5000)$，也还是不满足，因为这时算出来的低速带是20m，太宽；而速度是 4000m/s，也偏高。所以，唯一可靠的办法是对一系列XY值用公式8.1计算之后象表示在图8—3中的曲线簇那样，然后判断选出一条速度和宽度都是极值的曲线，才能得到正确解答。

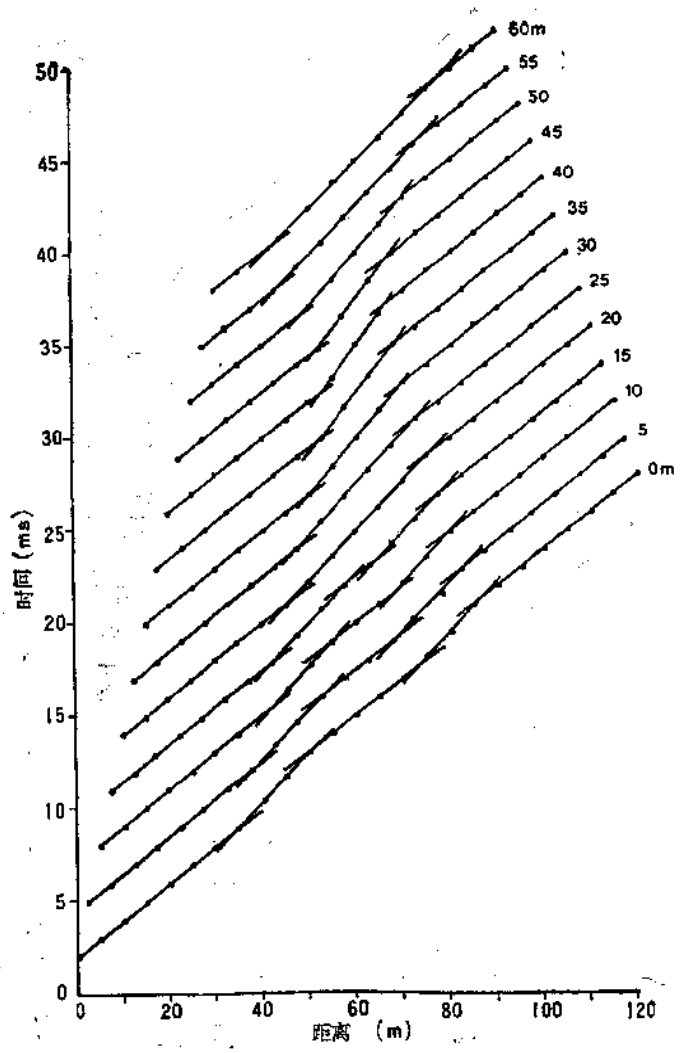


图 8—3 按图7—4有一条窄低速带的折射模型上广义速度解析曲线簇中XY为40m时算出了正确速度，如果用其它XY值时的曲线来计算，那末低速带的速度、宽度和位置都算不准

第三节 广义时间-深度

用公式8.6定义广义时间-深度t_G，

$$t_G=\frac{1}{2}[t_{AY}+t_{BX}-(t_{AB}+XY/V'_n)] \tag{8.6}$$

公式8.6正象公式8.1一样，也是用每一对应的正、反旅行时间t_{AY}和t_{BX}，以及互换时间t_{AB}来计算t_G时间的，算出的t_G时间为XY的中点G处的时间深度值。

实际应用时，公式8.6和公式8.1同时进行计算并作图。开始XY/V'_n这一项可以忽略，但随着对折射速度的更多了解，在以后的解释中就应把这一项计算进去。另一种正在充分检验当中的方法是根据X和Y速度解析曲线中的差别来估计出这一项。

与公式8.6相关联的射线路程用图 8—4 表示出来，相互抵消剩下来的路程时间是P到

X和Q到Y的时间减去折射波从X在折射面上的投影点到Y投影点之间的时间。

适当变换公式5.14和6.2然后代入公式8.6，就得出地层厚度跟广义时间深度之间的关系：

$$t_G = \sum_{j=1}^{n-1} Z_{jG}(\cos\alpha_{jn} + \cos\beta_{jn})/2V_j \qquad (8.7)$$

公式8.7跟公式5.15和6.7相同，因此深度转换因子（见式5.17）习惯上近似地以零倾角情况的5.22式表示。

仔细考察式 8.2 发现速度解析曲线在炮点处的截距就是炮点向接收方向偏移$\frac{1}{2}$ XY 处的时间-深度（也即GX＝AC）。

$$[t_V]_{AG=0} = \sum_{j=1}^{n-1} Z_{jG}(\cos\alpha_{jn} + \cos\beta_{jn})/2V_j \qquad (8.8)$$

所以，当XY近似等于偏移距的二倍时，式 8.8 给出一个近似时间-深度，表示从炮点出发的射线正好造成临界折射。

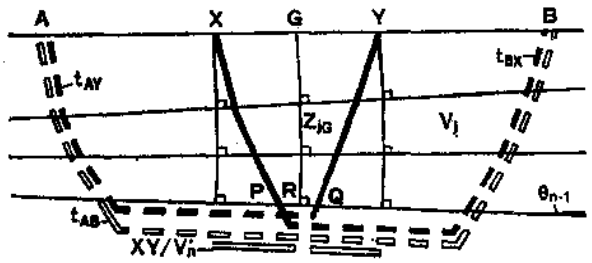


图 8—4　计算广义时间深度的射线路程示意图。最佳XY时，P和Q重合，这时的时距曲线能反映出折射界面最大变化状态

下面来看几种广义时间-深度的特例。

XY等于零时　也就是用公式6.6求得的传统的时间-深度，这个时间-深度跟折射速度无关。

如果 XY 正好选得使正、反两根折射射线几乎是从界面上同一点发出的，也就是在图8—4中P、R、Q三点重合，结果就得到一个类似于偏移后的正、反延迟时间的平均值。公式 8.6 不仅方便地把炮检距延迟时间，偏移校正和收拢校正包括在一次性运算之中，而且还去掉了倾角误差，因为深度转换因子受倾角影响很小。

P、R和Q三点合一，公式8.6也就跟公式7.6 相同，除了 XY/V'_n 这一项以外，它就是海勒斯法中的临界反射时间公式。虽然看起来 XY/V'_n 这一项增添了不必要的麻 烦，但它有两个很实际的作用。第一，公式8.7中所表示的地层厚度和时间-深度的关系是跟所选用的 XY 值无关的，所以就避免了海勒斯法中由于偏移距选得不准而造成深度误 差 的 问题。第二，广义时间-深度从理论上跟传统的时间深度和半截距时间一致，由此几 乎 可以应用各种方法中求得的这些参数，结合起来，方便地解决多层问题。

对于XY等于AB的情况，那末结果就跟麦克番伊尔 (Mcphail 1967) 的中点法所得出的一样。

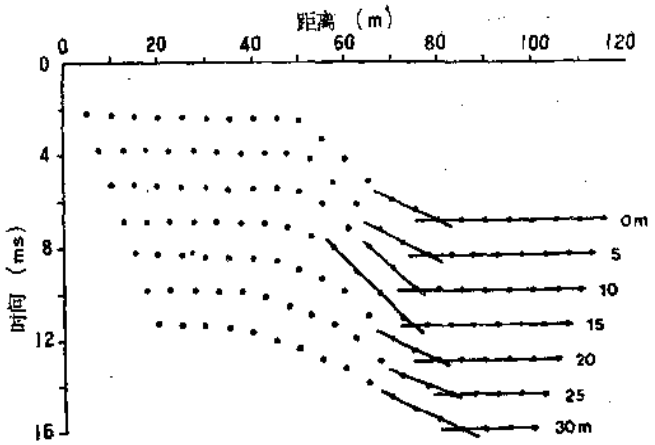


图 8—5　图6—6中所示模型的各级XY值广义时间-深度图，XY值为15m时，曲线最低转折(节)点最偏左

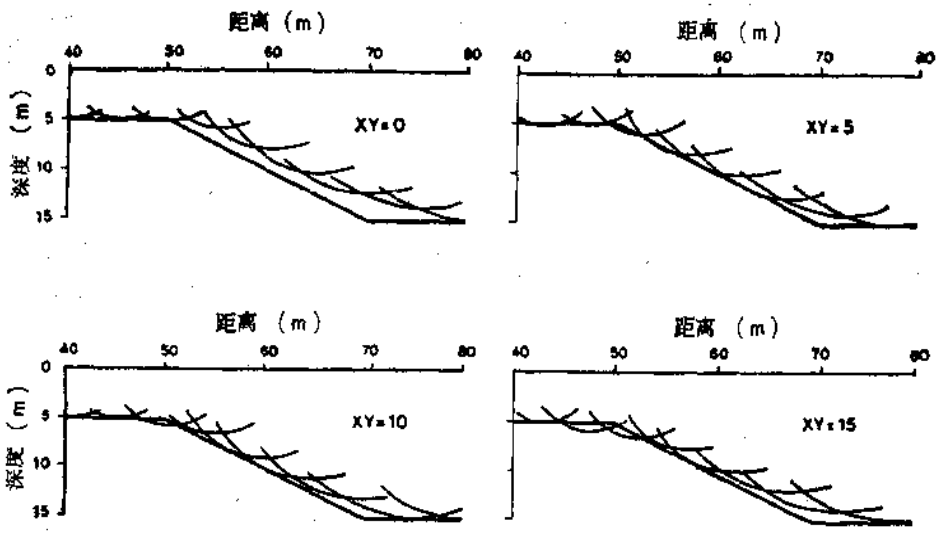


图 8—6　根据各种XY值的时间深度画出的深度剖面，XY值为10m时效果最好

现在用图6—6中的模型来示范如何使用公式 8.6 作偏移校正，以便精确地重构折射界面和显示各种有意义的细节。图 8—5 中画出了XY从零到 30m 的各级时间-深度曲线。在检波椿号80m处，对于每一 XY 值，时间深度曲线都可描出二条交叉的直线段，比较各时间-深度线的最低转折点，看哪一条的这一点最偏左，即曲线转折处斜度最大，以确定出XY值。XY值为0，5，10，15m所作出各个深度剖面表示在图8—6中。

XY值为5m时，在50m椿号处，它的上部转折点跟包络线联接得最好。XY值为 15m时，在70m椿号处，它的下部转折点联接得最好。综合来看，XY值为10m 时，上下都联接得较好。所有这三种XY值都比XY值为零、也就是没有偏移的结果要好得多。

第四节　偏移的聚焦原理

广义相遇法通过仔细分析偏移之后可定量地确定XY值。仔细考察一下这个过程会使我们了解不少事先没有想到的问题，为此，我们来看看广义相遇法是怎样从截距时间法发展而来的。

虽然截距时间法规定不管倾角如何，界面都是简单平界面，它强调的是多层次或垂向分辨率。然而，不幸的是这个方法并不完全可靠。因为大倾角会造成模棱两可的时间曲线、隐藏层或使地层在时间曲线上反映不出来。

当倾角平缓一些，方法的可信度就大大地提高。它只有在这样的条件下，求出的速度和深度转换系数近似值是符合精度要求的。

对于传统的相遇法来说，这些近似值是一种累积的形式，因为这种方法实质是把截距时间法从震源点推广到每一个检波点。进一步说也就是它逐渐强调反映横向变化，虽然还不太精细，譬如反映出界面起伏、简单的速度变化和倾角变化等。

广义相遇法则继续突出横向变化，以至达到详细测出各种水平方向上的变异。

从强调垂直分辨率转向强调横向分辨率对地球物理勘探来说是适宜的且是其优势。今天还没有哪一种地面勘探方法可以达到钻探所能达到的垂直分辨率，但是也很少有哪一个钻探计划可以以相同的时间、投资和空间采样密度来达到物探能做到的横向分辨率。

广义相遇法首先把时间曲线划分为几近于水平和垂直的两个分量，然后用聚焦技术，也就是通过从不同偏移距XY中来选出正确的一个值，以此提高横向分辨率。

计算时间-深度曲线和速度解析曲线，事实上就是把旅行时间划分成垂直和水平分量占优势的两个部分。我们用下面的方法通过合成时间来予以证明：

$$t_G+[t_V]_{AG=0}+\frac{AY}{V_n'}=t_G+t_V@G+\frac{1}{2}\frac{XY}{V_n'}$$

$$=\frac{1}{2}[t_{AY}+t_{BX}-(t_{AB}+XY/V_n')]$$

$$+\frac{1}{2}[t_{AY}-t_{XB}+t_{AB}]+\frac{1}{2}XY/V_n'=t_{AY} \qquad (8.9)$$

或者写成

$$t_{AY}=t_G+[t_V]_{AG=0}+\frac{AY}{V_n'}$$

公式8.9表示了公式8.1和公式8.6，它们都以类似于公式7.16的方式把波至时间分成两个不同分量。公式7.16是几种反演方法的基本计算公式。广义相遇法的优点就是利用这些正、反方向的时间资料作为基础，由此求出折射速度（见第四章第三节，第八章第二节和第七章第四节）和不规则界面（见第十一章第六节）。

当位于XP和YQ之间的界面是平界面时，这样的分离不成问题。这样就是说只有当界面是平整时，才能确定出界面不规则性，这是完全矛盾的假设。解决这个矛盾的办法是通过比较不同偏移距的影响，选出一个XY值，它使得界面不规则性所造成的影响最小。实则上，这就是聚焦特性。

第五节　近地表不规则变化和偏移

不规则界面就是地表面，或非常接近地表时，用XY为零能取得最佳效果。这一点可以在图6—3中的模型上进行验证。我们现在以图8—7的一个地表具有简单起伏的模型为例，详细研究地表不规则性。它的波至时间曲线亦于图8—8中，正反两条波至时间曲线在桩号55m到65m之间显出有时间异常，在图8—9的速度解析曲线计算中，这两条曲线是相减的关系。取XY为零，两条曲线上的时间异常互相重合，相减的结果就把异常消去，一系列点表示出一个正确的折射速度。但是，如果赋于XY某个数值，则正向时间曲线上的正异常就离开它的异常源左偏，反向时间曲线上的异常就右偏，相减就出现了左右两个正负异常。这种由于XY取了某个数值之后所造成的不聚焦影响同样也表现在图8—10的时间深度曲线上。对于XY等于零，时间深度曲线跟地表起伏一致，由此计算出来的深度和沿着地表面画出来的折射界面就是正确的折射界面。随着我们对XY取值增加，这时时间深度曲线上就出现正反两个异常，它们的幅度是XY为零时的异常的一半，相隔XY距离，显然跟地表起伏不符。

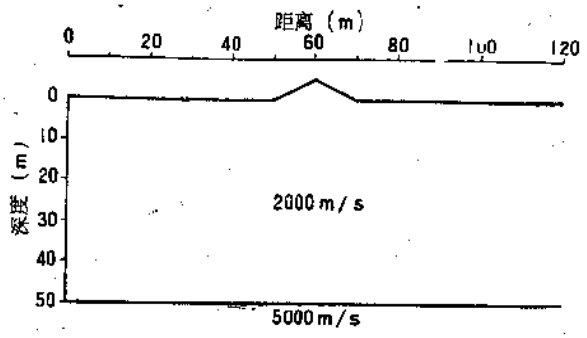


图 8—7　地表简单不规则起伏的二层模型

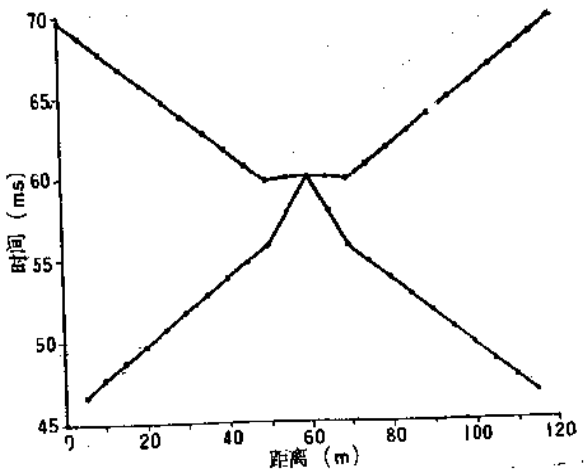


图 8—8　图8—7模型的波至时间曲线

从这个模型分析上我们看到如下几个要点。第一，当我们用某个XY 值来确定某个深度上的目标时，近地表时间异常就会偏离开产生它的异常源。这个问题存在于任何一种用到偏移的折射解释方法当中，对广义相遇法也不例外，这就是说，解释之前，时间资料必须作地表和近地表校正．这些校正相当于反射法的静校，我们在第十一章中另述。

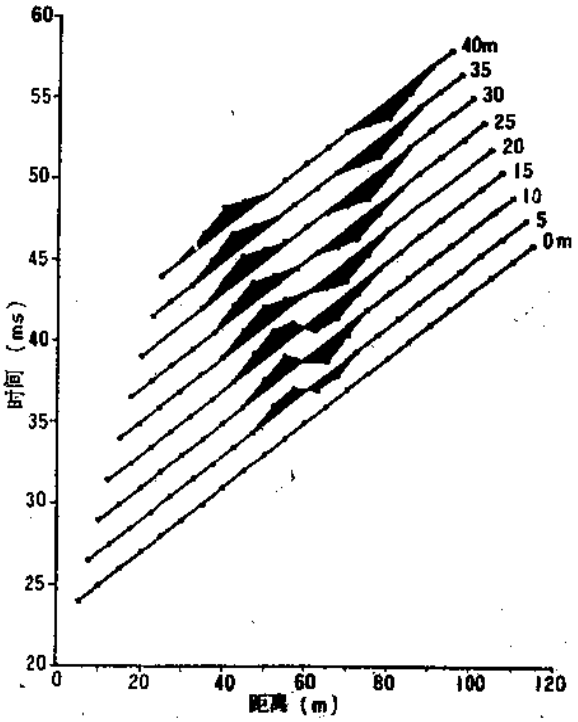


图 8—9　用图8—8中的波至时间资料所作的各级XY值时的广义速度解析曲线，XY 值为零时，地表不规则性受到校正，精确测定出折射速度

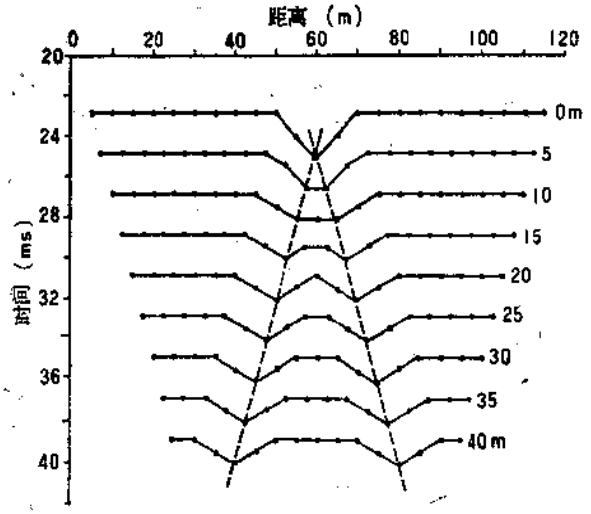


图 8—10　用图8—8波至时间资料所作的各级XY值时的时间深度曲线，XY为零时，正、反向射线正确聚焦，从而正确确定出地表不规则变化位置

第二，模型非常贴切地表明，当存在近地表不均匀时，选用传统的相遇法是适宜的。正象我们在第六章中提过的，在浅层地震勘探中，波至时间曲线上出现由于地表起伏或近地表波速变化所造成的各种异常是并不奇怪的，传统相遇法长于消除这些影响的功效往往远胜于它在确定折射界面变化上有降低分辨率的缺陷，事实上，在要选取某个XY值作解释时，传统相遇法总是作为作静校计算的理想方法。

第三，模型分析告诉我们一种识别地表异常，甚至残余折射静态异常的方法。对某个XY值来说，就是曲线上存在两个相距恰好是XY距离的异常；作出如图8—9和图8—10这样的叠加图象时，这些异常排列成V字型或倒V字型图案，它的顶点就落在XY为零的这条计算线上，它反映了视速度变化和时间深度异常的极小位置。

第六节　不规则界面和偏移

现在继续讨论较深界面上的聚焦原理，考察图8—1和图8—4，不难看出，聚焦响应就是让P、R和Q三点重合，这时的XY值就是偏移距的两倍，对平面层来说，就是7.1式乘2，即

$$XY=2\sum_{i=1}^{n-1} Z_{iG}\,\mathrm{tg}i_{in} \tag{8.10}$$

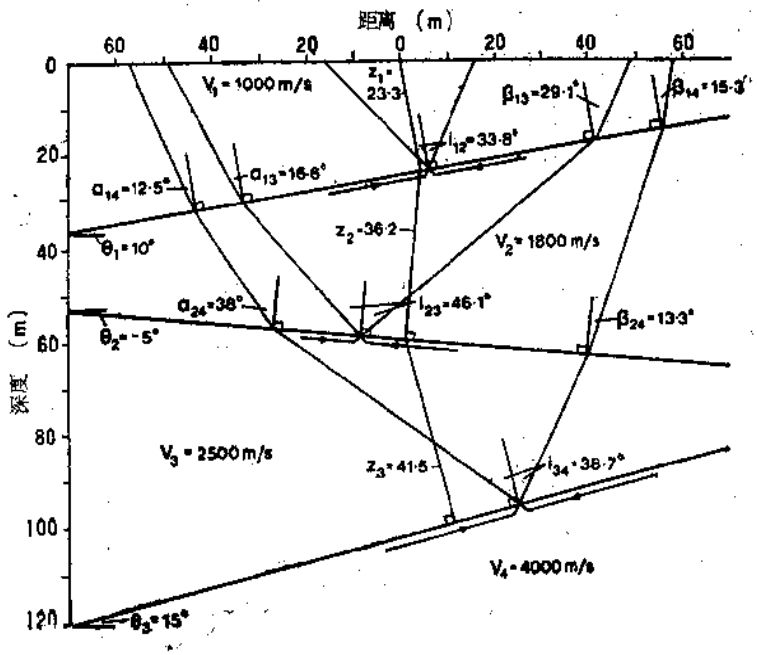


图 8—11　作图法确定最佳XY值的射线

倾斜地层也能用公式8.10，可以用图8—11中的模型和射线轨迹予以证明。测量值和用公式8.10计算出来的值一起列于表8—1当中，两者可以比较。既使对于象这样一个比较不常见的陡地层模型，公式8—10计算数值的近似性表示得无可挑剔。因此，这就显示了广义相遇法另一个重要的优点，作为正反向偏移距之和的XY距离，它受倾角影响不大。

表 8—1 倾斜地层模型上XY的实测数据和计算数据比较

折射速度（m/s）	实测XY（m）	计算XY（m）	误　差
1800	31.5	31.1	1.0%
2500	97.0	95.5	1.5%
4000	114.5	115.0	0.5%

利用图6—6中的简单断层模型，我们对公式8.10计算出来的XY值，和图8—2、图8—5中一系列速度解析曲线、时间深度曲线中的XY值作一番比较。我们考虑三种深度，即断层上下侧的深度和一个平均深度。

在速度解析图中，用最近似一条直线的XY值来计算平均深度，显然应取 10m。我们把每条解析曲线上偏离开直线的那一段按左首右尾的规定把它们的首尾点轨迹描出来，沿着这两条轨迹找出转折点就找出了计算构造浅部和深部深度的 XY 值。以此我们找出断层左侧XY值为5m，右侧为 10m。在时间深度曲线上确定XY值要困难些，因为时间深度剖面上反映出来的强烈变化和平缓变化程度的差别不是很明显。在图8—6的深度剖面中，显然取XY为5m对断层的上升盘比较合适；而XY为10m时，则能较好地兼顾断层的上下盘。但必须承认，深度剖面上，无论XY为10m，5m 或者15m，在椿号70m处效果都差不多。所以另一种观点是以时间深度的转折点位置来定，就如图 8—5 所示，那末 XY 值就取 15 m，即取转折点最靠左的那条时间深度线。

总的说来，利用解析图判断XY 值和利用公式计算 XY 值是比较接近的，特别是在检波间距小到只有 5 m的高分辨率情况时。

可以预见，随着折射层加深，深度相对检波间距来说变得更大，XY 值的判测精度还将提高（见第十三章第七节）。然而还有另外的问题，这是跟不规则折射层相关的折射波至性质的问题。

表 8—2 简单断层模型上XY的判测值和计算值比较

深度（m）	XY计算值（m）	判测的 XY 值 (t_V)（m）	判测的 XY (t_G)（m）
5	4.4	5	5
10	8.7	10	10
15	13.1	10	15

图8—12表示一个在 50m 深度上的水平折射界面，其上有一个 5m 高的不规则尖棱，它的波前面也示于图中。在波至时间曲线上可以看到异常是由绕射造成的，影响的范围为40m，几乎是这个尖棱宽度的二倍。图 8—13 是这个折射的波至时间图，它表示这个异常展宽了。除了偏移距影响，尽管尖棱的形状跟图8—7一样，但时间曲线上显示出来的异常跟图8—8显然不同。根据图8—14的速度解析曲线和图 8—15 的时间深度曲线，XY值易选在 40m到 45m之间，利用公式8.10和深度 45m计算出来的约为 40m，计算值和判测值之间的误差是5%到10%。

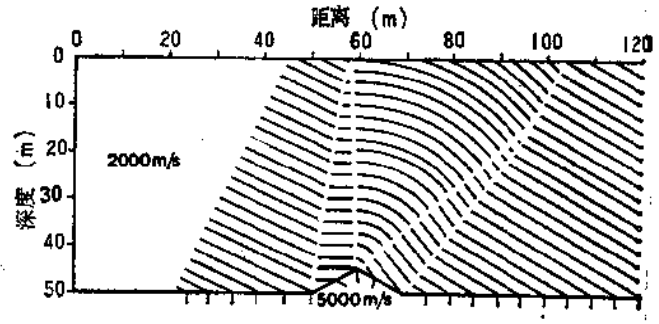


图 8—12　折射界面有一个不规则尖棱的二层模型和它的折射首波波前，从地表桩号58m到104m接收到的是从棱上的绕射波

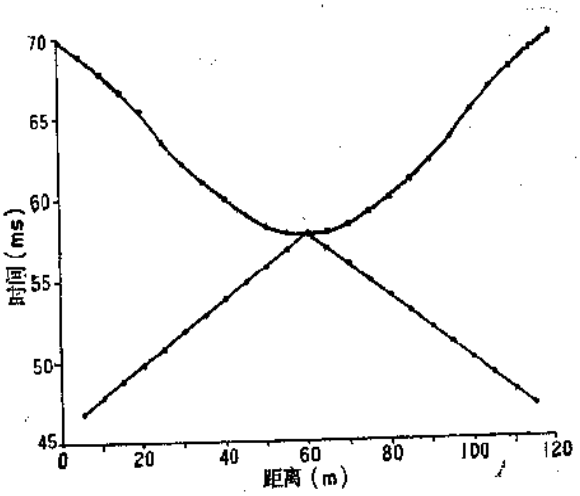


图 8—13　图8—12模型的波至时间曲线

由这个例子表明了如下几点。首先从折射方法的一些基本原理来看，原先我们强调平界面之间的垂直分辨率，只是对平面折射首波而言，它很容易满足斯奈尔定律。但是随着转化到强调不规则折射的横向分辨率，显然，绕射必然地突出出来，成为初至时间的一部分。这些绕射从折射层中的不规则体上发出，从它传播到上部地层。

由于实际上存在着这些重要的绕射，就必需郑重审查我们所用的折射法和解释方法的那些基本原理。

意识到首波或折射波都一样能利用惠更斯子波或绕射在折射平面上构作出来，就不必要仔细区分折射和绕射了。因此，就把折射看作是一种同样遵循斯奈尔定律的特殊的或相干的绕射。

此外，折射波解释方法显然必需能充分处理绕射问题。处理那些位于主要折射层上的绕射通常不困难，因为它们引起的波至时间差别只是倾角差的余弦关系。在前面的推导中知道，折射层的倾角影响（区域的或局部的）和由它带来的较小误差是忽略不计的。

但是存在在上部地层中的绕射就值得引起更大的注意，这是我们要讨论的第二点。显然，用广义相遇法能较理想地确定初至是不规则体上棱顶的绕射而不是折射问题。图8—14表明，可以可靠地判测出折射层速度。但是图8—16的深度剖面则表明只有尖棱的顶点，也就绕射源能画出来，它的侧边就画不出来。

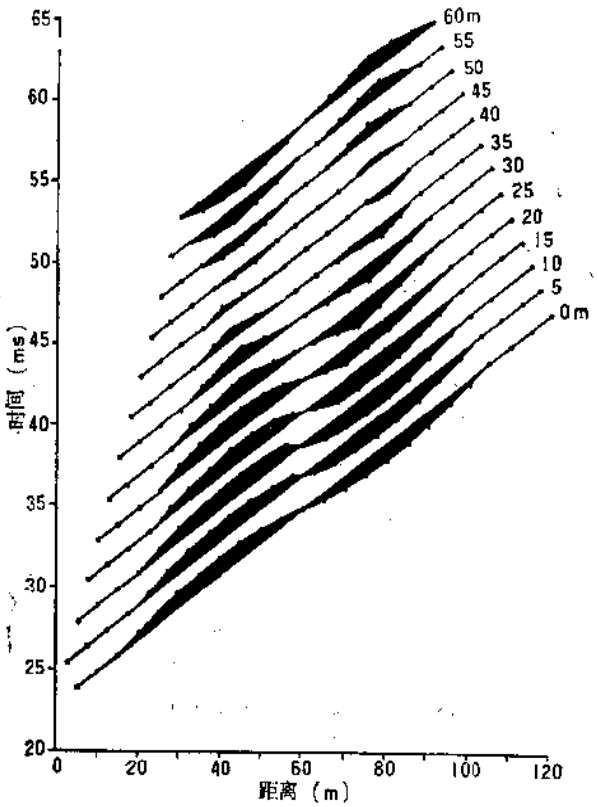


图 8—14　按照图8—13中的波至时间，用各级XY值计算出来的广义速度解析曲线，XY为42m时，不规则折射影响消除，由此可测算折射速度

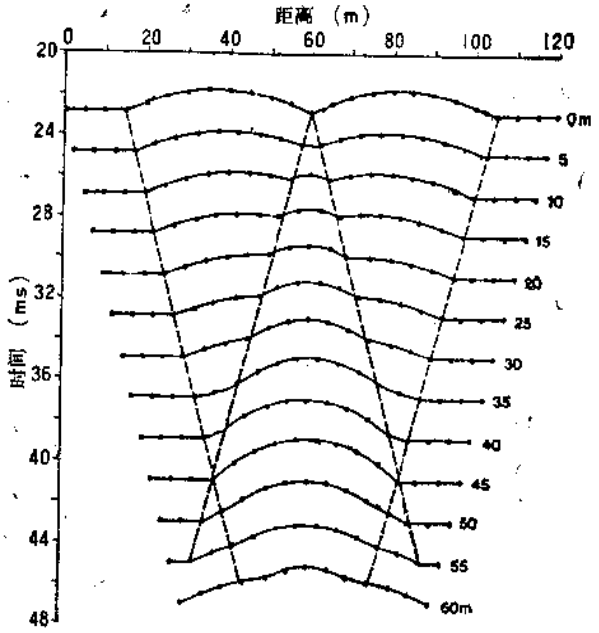


图 8—15　按照图8—13波至时间用各级XY值计算的广义时间深度曲线，正、反射线在XY值约为45m时聚焦

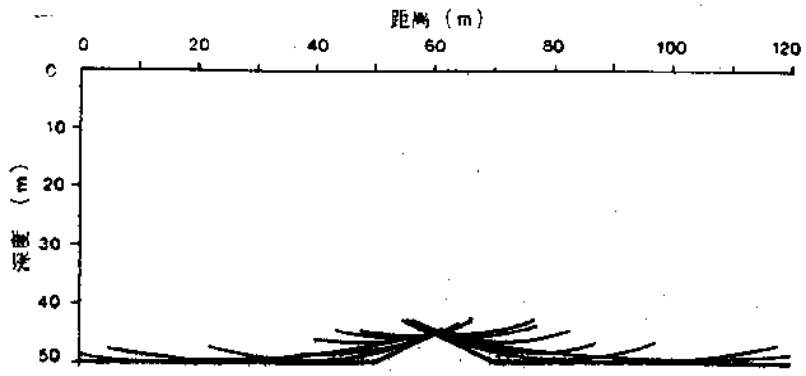


图 8—16　用XY值为45m计算出来的深度剖面，圆弧相交点是尖棱的顶点即绕射源

它表明了首波折射资料的局限性，当不规则折射体表面的曲率半径小于地层厚度时，它无法表现出来(见帕尔默1980,第29页；斯乔格林，1984，第 84—95 页)。这也表明了，广义相遇法对资料的处理是恰当的，最佳 XY 值时，正向射线和反向射线聚焦一点，利用轨迹法或圆弧法（见第五章第六节）就能正确地反演出折射界面的图象。

第七节　折射速度变化和偏移

另外一个包含绕射资料的例子是图 7—4 中的模型，它的折射层速度在横向上是变化的。

从折射地层剖面上，速度5000m/s的地段，临界角为 17.5°；速度 2500m/s 这一段，临界角是 36.5°。如果对细微的散射影响忽略不计，显而易见，波前穿过反映折射速度改变的垂直分界面时要从平缓转向陡倾，在两边都是平面波前的中间是一段绕射波前。

我们并不直截了当就来解决这个问题，而是以如下的办法求解。第一，由于广义相遇法计算式中总是包括正、反两个方向的时间资料，所以要考虑到折射速度从2500m/s反向增加到 5000m/s 这种反向增加的情况。这时，如图 8—17所示，波前相交于Q点。利用欧几里德几何原理，它的射线应处在两种临界角的平均角度值方向，即射线角为 27.2°。这时，这一点也就是速度变化点的偏移距则为 50m × tg 27.2°，即 25.7m。

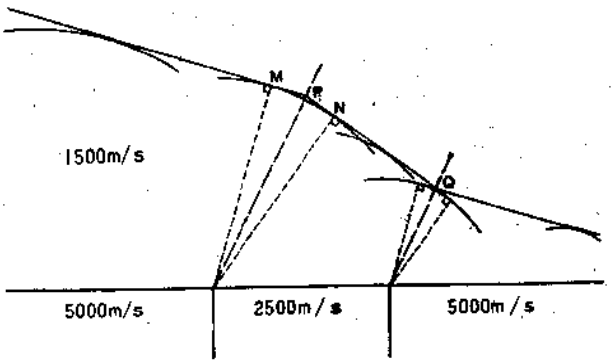


图 8—17　折射层中含有低速带的折射波波前

显然也可以用同样的方式来处理原先的绕射问题。绕射的弧形波前可能跟平面波相近似，它就作为平面波的延伸。仍然用欧几里德几何作图法，穿过波前延伸端交接处的射线，它的倾角规定为两侧临界角的平均值，这样处理结果相同，求出偏移距为25.7m，最佳XY值为51.3m。不幸的是这个数值比从速度解析曲线上（图8—3）判测出来的40m大。

另一种观点则需要考虑波至时间上的异变点，即出现低速带的那一个点。这个点当然就是5000(m/s)这一段的平面波前的边缘点，它有偏移距 50(m) × tg17.5°即 15.7m，XY值为这个值的两倍即41.4m，这就是前面判测到的值。

因此，对折射层速度发生变化时，最佳 XY 值的求法为

$$XY=Z\left[\ tgi_1+tg\left(\frac{i_1+i_2}{2}\right)\right] \tag{8.11}$$

这里 i_1 = 高折射速度段上的临界角

i_2 = 低折射速度段上的临界角

第八节 最佳XY值

确定最佳 XY 值的方法，是在速度解析曲线簇中找出横向速度变化最少的那条曲线，在时间深度曲线簇中找出最能突出变化细节的那一条时间深度线。当然以上判断条件是假设已经充分消除了各种近地表影响，即已做过高程和风化层校正之后。所有这些无疑都是对不规则折射而言，也就是，除非存在不规则折射，否则无论是速度解析曲线上或时间深度曲线上表现出来的极端变化和聚焦原理都不适用。

总之，如果存在横向速度变化，利用公式8.10或公式8.11都可以计算出最佳 XY 值。虽然公式8.10是从平面层理论中利用斯奈尔定律推导出来的，但它对不规则折射面，初至波当中有相当一部分能量其实是绕射波的情况也是满足精度要求的。

第九节 本章小结

广义相遇法通过偏移距XY的变化，选择适用的速度解析曲线和时间深度曲线。

对于 XY 为零，速度解析关系变成传统相遇法一样的形式，同时也等于截距时间法中的调和平均近似值（即视速度倒数的平均值的倒数）。当XY等于正、反向偏移距之和时，速度解析式就跟海勒斯法中的一样。

XY 为零时的时间深度也跟传统相遇法的一样，等于半截距时间。当 XY 等于正、反向偏移距之和时，时间深度等于偏移校正后的正、反向延迟时间的平均值，这时它类似，但不等于海勒斯法中的临界反射时间。

虽然用这种方法我们推导出了跟各种传统的标准折射解释方法相似的结果，但广义相遇法是从不同偏移距中进行判别，这种方法最好的比喻就是聚焦，由此能从深部目标中区分和测定各种浅层不规则性。

XY为零时能恰当地判测近地表或地表各种不规则性。

从资料处理之中判测出最佳XY值（即从速度解析曲线和时间深度曲线），由此确定深部折射层中的不规则体。这种判测最佳 XY 的方法，无需事先知道折射层或上覆层的速度

资料，这一点在具有隐伏层，变速层或速度是横向变化的情况下很有意义。

广义相遇法代表了从强调多层的垂直分辨率向对几个折射层位强调横向分辨率的重要转变。这种转变并不是因为广义相遇法所用的数学式子中有某种缺陷所致，相反，在理论上，这种方法完全适用于解决任意多层介质情况。问题是已经认识到，真正的均匀多层平面介质不多见，也不特别有意义。

使用广义相遇法判测深度和速度横向变化又简便又精确，这是因为它避免了直接测量多变的地层倾角的结果。其实，所有利用正、反相向时间资料的算式，由此得出的计算折射速度公式，深度转换因子公式和最佳XY距离，都跟倾角无关，也就是跟水平界面一样精确。不只如此，利用圆弧轨迹和包络线构作折射界面的作图法，也比直接点出深度单点位置的办法更适合于描述不规则折射问题。

尽管公式都是基于平界面情况下的平面折射首波的，但它们完全适用于绕射波。在不规则层的折射中，绕射波常常占有相当重要的地位。广义相遇法能解决绕射波的解释问题，这种能力使它完全可以跟波前法媲美。

利用广义相遇法处理资料的计算相当简便。虽然要算一整套曲线，所化的时间也许跟延迟时间法或波前法差不多，但是公式8.1和8.6只包括一些简单的算法，它们非常容易利用现成程序和在计算机上实现〔哈塞力 (Hatherly) 1980〕。但应注意到，这里使用计算机是为了简便快速，而不是象迭代法那样旨在提高精度。

本章参考文献

Hatherly, P. J., 1980, Computer processing of seismic refraction data, Bulletin Australian SEG, vol. 11, p. 69-74.

McPhail, M. R., 1967, The mid point method of interpreting a refraction survey *in* Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 260-286.

Palmer, D., 1980, The generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation, SEG, Tulsa, 104 p.

Palmer, D., 1981, An introduction to the generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation, Geophysics, vol. 46, p. 1508-1518.

Sjogren, B., 1984, Shallow refraction seismics, Chapman and Hall, London.

第九章 隐 藏 层

第一节 数学模型和实际地层

大多数折射解释方法都是从地面开始依次地确定每一层，因此要求每一层都能在旅行时间中有所体现。当某层未被探测到时（称为隐藏层），显然该层及其下伏诸层的深度计算必然出现误差。

隐藏层有两种类型。

最普通的要数隐蔽层，或称为屏蔽层。该类型地层，角层的地震波速度都应大于其上覆地层，这样，从理论上说才会形成首波。但隐蔽层厚度不足以形成初至，因而只能记录到上覆和下伏折射层形成的初至（马耶（Maillet））和（白泽克（Bazerque）1931；索斯克（Soske，1959））。由于从初至旅行时间中只能探测到较厚的地层，故对隐蔽层的厚度就有一种限制：它应为深度和速度比的函数。一般来说，隐蔽层使深度计算产生的误差高达25%。

另一种类型的隐藏层是速度倒转（多姆柴斯基，1956；第153—155页；诺克斯，1967，第207—211页；格林哈，1977）。这种类型的隐藏层的地震波速度比其上覆地层低，难以形成临界折射首波。速度倒转产生的误差从理论上说可能无限大，但许多速度倒转都是由薄的高速度地层产生的。由于它的厚度与适合产生折射波的折射层上记录到的波长相比相当薄，因而其能量表现出迅速衰减，在正常范围内很难记录到，这样，便会产生较大的误差，但该误差的数值是有限的。

隐藏层的理想数学模型与真实地质环境间具有非常明显的不一致性。能把所有地层都探测到的前提是要求地震波速度随地层深度单调递增，以便使首波能以初至形式记录到。因为这些要求是合理的，出现各种例外情况也是不足为奇的。

隐藏层通常被看作是折射法的一种主要缺点。其中有些人主张采用标准截距时间法突出垂直分辨率来解决。然而，隐藏层问题可能是被过于夸大了，其实，所有地球物理方法都存在着分辨率、精确度，可探测性或等价性等类似的难题。

譬如，反射地震法就有有趣的类似性。我们将会看到，除非把隐藏层作为测量目标，其实折射层上的隐藏层并不会影响截距时间和时间-深度的计算。但在深度转换过程中会出现此类问题。反射地震法也有类似情况发生。只要知道地层速度，某处测量到的反射时间与层速度的精度是无关的。反射时间转换成深度是直接根据正常时差校正的叠加速度，但是，这些速度值可能比炮井中测量到的要大，故会使深度计算具有显著误差。

此外，值得注意的是，若隐藏层厚度不是特别大，则折射层速度确定一般不会受到严重影响。

不能把隐藏层仅仅看作为对常规测量有较大影响，而应该认为是一种普遍存在的地质现实，我们需要寻找适应这种现象的基本的地震折射方法。从理论上讲，隐藏层对理解折

射法是非常有价值的，但从实践角度上讲，如果勘探目标有可能是隐藏层，就应仔细地评价。对此甚至也包括使用其它的地球物理技术来更合适地解决此类问题。

第二节　盲带中的隐蔽层

图9—1中示出了隐蔽层的基本特征。第 j 层足够厚，如图9—1左上图，旅行时间曲线上就有一段与该层对应。当第 j 层的厚度减小，旅行时间曲线上与该层对应的线段长度也减小，如图9—1右上图。

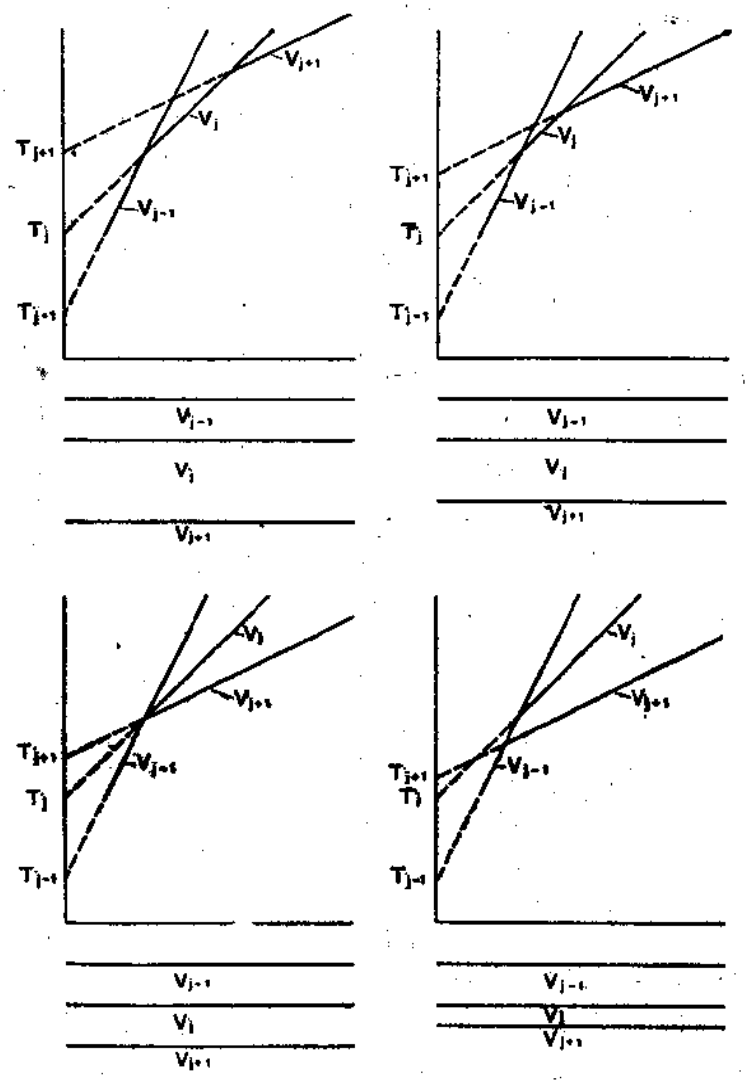


图 9—1

左上图：第 j 层足够厚，旅行时间曲线中有一段显示出它来。
右上图：第 j 层厚度减小，旅行时间曲线中对应线段长度也减小。
左下图：盲带即是第 j 层在旅行时曲线中对应的，以初至形式存在的线段消失时的第 j 层厚度
右下图：隐蔽层的厚度为零和第 j 层盲带间的某一厚度

如果第 j 层的厚度进一步减小，则象图9—1 左下图，与该层上覆和下伏地层对应的线段都经过同一点，跟第 j 层对应的这一段的初至就消失了，旅行时间曲线中就没有这一层的反映。我们把此厚度定为盲带。从理论上讲，它是该层不能以初至形式探测到的最大厚度。但是，因为要确切判断一个地层的存在，通常要求它的首波应在几个检波器上都有出现，所以这个未能探测到的地层实际上还是相当厚的，因此，检波器间距是判别薄层的重要因素。

如图9—1 右下图，当该层厚度再进一步减小时，这些地层就可定义为隐蔽层或屏蔽层。隐蔽层的厚度可以是从零到理论上最大盲带中的任意一个厚度。由隐蔽层造成的误差的评优方法大都是以盲带计算为基础。因为这是在缺乏钻孔或其它地球物理资料等附加信息时，能够确定的唯一参数。

涉及盲带的大部分讨论是基于用更复杂模型的诺模图。梅立特、白色克(1931，第314页）和帕默（1980，第44—45页）计算了水平界面三层模型的盲带厚度、该厚度用盲带顶深表示。西马（Shima，1957），霍金和马格斯（Maggs 1961）及巴里（1971）介绍了一种较简便的方法，它以下部折射层深度表示盲带的厚度。该计算未考虑到隐藏层的存在。波捷列夫（1972）利用了三层或四层，最上层中的炮井深度为任意，速度与埋深呈线性关系的若干较复杂的模型。默兰克（Merrick）等人（1978）指出了适合于具有水平或倾斜多层序列，任意数量盲带的计算方法。施莫尔（1982）也研究了多层的情况。

当这些诺模图在折射地层解释中占有一定数量时，应当慎重地利用它们，因为它们会导致误差。这是由于盲带用的是理论最大误差，而不是或然误差表示的缘故。

最方便最普通的分析方法可能是默兰克等人（1978）提出的方法。利用图9—1(c)所表示的符号，他们提出了三段方程式

$$t=T_{i-1}+\frac{X}{V_{i-1}} \tag{9.1}$$

$$t=T_i+\frac{X}{V_i} \tag{9.2}$$

$$t=T_{i+1}+\frac{X}{V_{i+1}} \tag{9.3}$$

当有盲带交叉时能联立求解，给出

$$T_i=T_{i-1}+(T_{i+1}-T_{i-1})\frac{V_{i+1}(V_i-V_{i-1})}{V_i(V_{i+1}-V_{i-1})} \tag{9.4}$$

$$=T_{i-1}+(T_{i+1}-T_{i-1})\left(1-\frac{V_{i-1}}{V_i}\right)\Big/\left(1-\frac{V_{i-1}}{V_{i+1}}\right) \tag{9.5}$$

然后，利用厚度和截距时间的标准关系式，即公式5.15，计算盲带的厚度。

利用公式9.5和5.15能证明盲带的某些有意义的特征。考虑一条没有反向的旅行时间曲线，它表示了两个地震波速度：1000m/s 和 4000m/s，由它得到的截距时间为134.4ms。

不严格地利用这些数据求得第一层的厚度为69.4m，只要不存在速度倒转，这个厚度实际上是最小的。

然而，这个结果使人难以信服。第一层速度为1000m/s表示干燥未固结的冲积物或干

燥的完全风化的岩石；第二层速度4000m/s代表新鲜坚硬岩石。鉴于这样大的速度比，预计有另一层存在其中是合理的。

如果测区干旱，预计水位处于4000m/s，这一层，还有致密但未达到饱和的另一层存在也许较为合理。对这一层假设用地震波速度1414m/s，在上部地层中得到一个较差的速度比为0.70而在较下层中得到一个较好的速度比0.35。利用公式9.5和5.15计算第一层的厚度为37.1m，第二层的厚度为47.3m，总埋深为84.4m。

如果预测水位在4000m/s层以上的层是合理的，则第二层饱和的未固结沉积岩的地震波速度为2000m/s，结果使上层间和下层间的速度比均约为0.5。用公式9.5和5.15计算的厚度为51.7m和39.5m，第一，二层的总深度为91.2m。

另一种可能性是第二层中具有第三层的部分风化物质。对于这种情况，假设第三层中地震波速度为 2828m/s，得到与上层间有较好的速度比（0.35），与下层间速度比较差（0.7）。对于盲带，计算得第一层厚度为61.9m，第二层为29.0m，到第三层的总埋深为90.9m。

这些计算结果表明，盲带厚度与上层地震波速度比呈正比。当第二层的速度接近第一层时，则计算的第二层厚度就大于第一层；当第二层速度远远大于第一层时，则第二层厚度大约等于第一层的一半。

很明显，附加层的引入显然使4000m/s层的埋深增加。对于二层模型，最大增加值约为30%。然而，当为三层模型时，即使第二层埋深改变50%左右，第三层埋深也只改变约8%。因此，如果折射测量目标为4000m/s这一层，又如果认为很可能有隐蔽层，则对该隐蔽层实际上可根据局部地质因素用任一得到的合理速度，来计算出第三层埋深可能会产生的最大误差。然而，如果把隐蔽层作为探测目标，这种情况就不太妙。不管以什么方式，求地震波速度不但都有误差，而且确定深度的误差对挑选的速度非常灵敏。

第一层和最后一层的比值大于0.25就允许利用合理的速度比进行四层解释。如果利用相邻层速度比都为0.63，那么速度为1000m/s、1590m/s、2520m/s和4000m/s，它们分别相当于干燥冲积物、饱和冲积物、风化岩石和新鲜岩石。计算出的厚度分别为 42.8m、30.3m和26.9m，第四层的总埋深等于100.0m。然而，即使这些地层之间速度的比值都不统一，例如各层的速度分别为1000m/s、1414m/s、2828m/s和4000m/s，计算出的厚度为 37.1m、37.9m 和 24.8m，总埋深为 99.8m，它与速度比值一致的情况差别也很小。

从逻辑上说，可以把该例扩展到五层的极限情况，其速度比都为0.7；地震波速度分别为1000m/s、1414m/s、2000m/s、2828m/s 和 4000m/s，计算出的厚度为 37.1m、25.3m、21.8m和20.4m，总埋深为104.6m。当加上一个第四层时，尽管4000m/s折射层埋深再增加5%左右，总埋深增量也不会大于90%左右。因此，增加附加层确实会使最后一个折射层的总埋深增加，但对于每一个增加层来说，其增量都是较小的。

第三节 次至和续至同相轴

由于盲带计算只能给出最大可能误差，因此要研究能够提供精确测量隐蔽层的其它方法。

解决此种问题的最普通办法要算利用次至波和其它续至同相轴（格林，1974，第276页）。它基于这样的前提，即使该层不能形成初至同相轴，但它仍能从次至同相轴上探测到。可惜，这种方法作为常规解释的前景至今还看不出来。对于这种情况有各种见解。

最重要的因素可能是用大炸药量产生的可对比折射地震记录的平均分辨率较低。但利用大炸药量是迫不得已，因为临界折射返回到地面的能量比例很小，同时折射波法通常炮一检距很大，这些都要用大药量进行补偿。

对于相同的探测目标，折射测量的炸药量大约为反射测量的十多倍。由于地震脉冲的主频与炸药量立方根成反比，则折射地震记录的频谱一般比相当的反射地震记录低一个倍频程。

浅层地震折射测量，由于震源能量散失较多使这个问题更为严重，炸药包不但很少放在水位下面或基岩中的坚硬岩石中，而且用于摇钻钻成的炮井深度较浅，放炮时许多能量都发散到空气中去了。炸药量一般为0.5kg—4kg左右，得到的信号主频通常在30 Hz—60Hz范围内，带宽约为二个倍频程，跟用地面其它震源，譬如铁锤或重锤产生的频谱相类似。

分辨率较差引起的问题是使识别续至波发生困难，除了隐蔽层产生同相轴外，还有折射和反射横波及纵波产生的其它同相轴。模型研究、譬如哈塞力（1982）的合成地震记录表明，在一般浅层折射地震记录中判别任何类型的次至同相轴都有困难。特别是在同相轴交叉范围附近，不同地层的同相轴形成干涉，使寻找续至同相轴更为复杂。

在用声纳浮标得到的海上折射地震记录中，经常能在续至区中识别出由隐蔽层形成的次至同相轴，这是由于良好耦合和液体层的传输特性所造成的一种有意义的例外情况。它使较高频的信号能在相当大距离内传播，此外，液体层不能传播横波使反射横波以及转换波形成的干扰大大减少了。

另外，简单的二层模型也常常出现次至同相轴。如图9—2中所示，一个很强的直达波在相当大距离内能以次至同相轴记录到。在格兰特和韦斯特（1965，第112页）的引入注意的实例中亦可看到此种现象。而且这些例子指出，三段不同值的，表示具有不同速度梯度的地层时间曲线（斯利克特(Slichter,1932，第280页)、（高奎（Goguel,1951；第20页）布伦(Bullen,1961)）是利用次至同相轴解决隐藏地层问题的另一种解释方法。（凯拉和纳雷恩(Narain)1970,p.615)

事实上在利用次至同相轴作常规解释时，三段不同值的旅行时间曲线还会造成另一种复杂情况。就是这些曲线都是变速介质形成的，但统计表明：它们常常被看作是常速层（福斯特（1951，1953），艾奇逊（1963，1981），因此，如果想使用次至同相轴，必需采用一种恰当的方法来确定各种类型的速度变化，而不要使用任意挑选的部分数据去拟合预构模型的方法。

一种适合于天然地震的方法是维歇特（Wiechert）-赫格洛茨（Herglotz）-贝特曼(Bateman）积分（格兰特和韦斯特，1965，第139—141页）。不幸的是，如果要利用该积分，则要求数据的质量非常好。这是因为测线闭合差会产生相当严重的误差。巴里（1971第6467页）给出了实现这种积分的一种新颖证明。他指出，用速度与埋深成正比的一系列地层能不用续至波同相轴解释一条线性完整的旅行时间曲线。

利用续至波同相轴已经取得了某种程度的成功（布伦顿（Blundun,1956)），理查得(1959)；奥柏里（1960)。然而，产生续至同相轴的条件并不完全清楚。因为即使干涉非

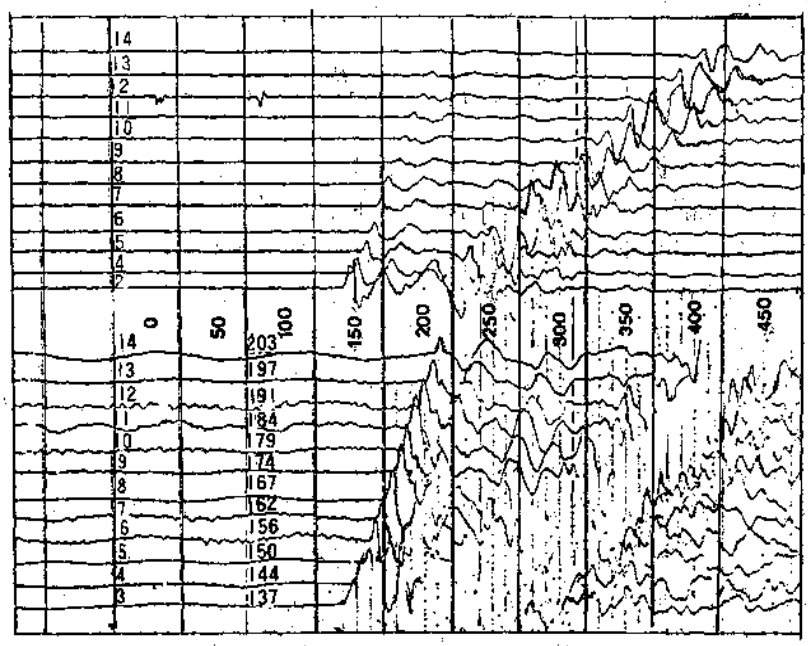


图 9—2　以两倍增益显示十二道的野外记录。较高增益处，在137ms和203ms间的波至时间是基岩形成的初至。低增益处，在饱和未固结沉积岩顶部形成了次至波至。这些沉积岩位于地下几米处，波至时间大致在200ms—400ms间变化

常小的厚地层也不一定都产生续至同相轴（多布林　1976第315—318页），所以，虽然续至波同相轴并不少见，但他们还不是解决隐蔽层的可靠方法。

第四节　盲带的重要意义

由上可知隐蔽层问题还远未完全解决。基于这一点，引进哈奇同的例子还是有用的（1955，第329—332页）。虽然这个问题可能是折射地震学中一些最有意义的例子之一，但还是被人们忽视了。

哈奇同设计过一个水平界面的二层模型。第一层地震波速度与深度成线性增长而第二层地震波速度设为常数。他指出，在第一层中用一条线性函数来近似上层中的指数和抛物线速度函数时间曲线，在至少一秒的旅行时间曲线上，精度约为5ms。这样，大于±5%精度还是比通常达到的精度要高。

然后，利用这三种速度函数计算第二层埋深的变化约10%。利用更为极端的某些似乎可取的速度时，深度的变化可达到29%。

这些结果表明，利用通常的初至旅行时间数据确定速度层也不太精确，甚至在没有隐蔽层的情况下也是这样。

所以出现这种情况，是因为每一层的旅行时间仅相当于通过该层上部的那部分射线，然后利用这些数据求出的合适速度函数外推到这一层的下部。深度误差就是由外推造成的。

这样，盲带比隐藏层产生的最大误差还要大，它表示每一层中的外推不稳定带，可以

看作为它的误差，盲带的范围就是速度分层的可信限度。

第五节　隐藏层校正

隐藏地层是地震折射测量设计中应当考虑的一个最重要因素。如果求出某个地层不太可靠，或是存在隐蔽地层，而且它也不是探测目标，则常在已知点间采用简单的内插就能足够精确地确定下面的较深地层。这种方法的有效性已在本章第二节中通过各种计算得到证实。在此地层的层数比速度更为重要。这种方法在第十四章将进一步讨论。

然而，如果把隐蔽层作为测量目标，则有必要重新考虑折射法的可行性，并考虑是否采用其它的地球物理方法，譬如，反射地震法（莫根（Morgan，1967），电阻率法及其它方法或几种方法的联合使用。

在许多情况下，随着炮点加深，隐蔽层会变得能够探测出来（舍斯克，1959），这可能是一种最佳的解决办法，但炮孔钻进的花费和不方便妨碍了它的应用。

另一种方法可能就是GRM。它是基于利用公式8.10计算一给定深度剖面上的XY值与从野外时间数据中提取的XY值相吻合。这种方法可用图9—4中所示的数据来表示，这些数据取自帕默1981在图9—3中所示的三层模型。在旅行时间曲线上不能认出地震波速度为2000m/s的第二层，因为在模型的浅层一侧的旅行时间曲线上，没有这一层的初至同相

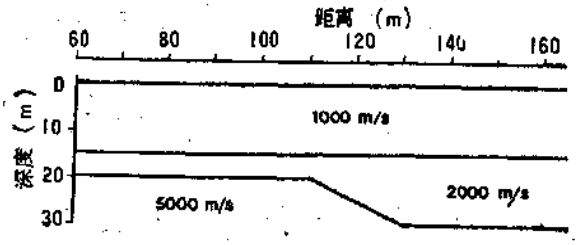


图 9—3　一个三层模型。用普通的野外技术可能探测不到第二层

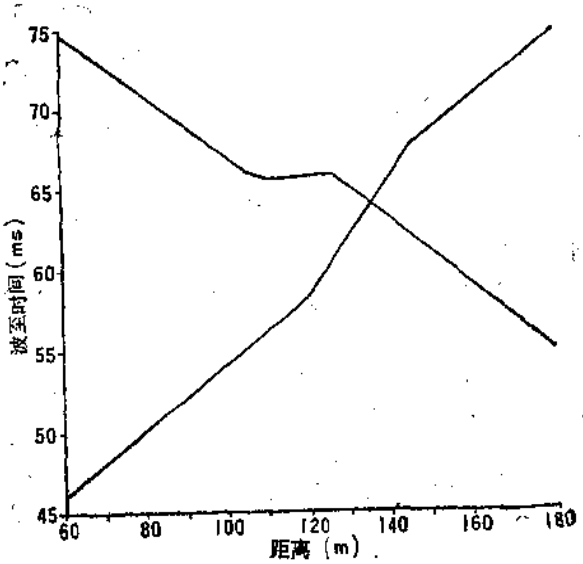


图 9—4　用图9—3所示模型第三层折射波至的旅行时曲线

轴，而在较深部一侧，也只有相当短范围内出现了它的初至同相轴。

利用递减曲线排列方法分别列出0—30m的XY值的速度解析结果，并示于图9—5中。这种表示方法在天然地震中是相当普通的。这样，较大的波至时间能以合适的大小表示在图上。用一个恰当的速度量如5000m/s除以XY距离得到一个时间，然后在速度解析曲线上减去该时间。图9—5中使用的这种递减曲线排列突出了主趋势中的微小差异。通常，对不同的XY值，使用不同的相遇时间，能防止点互相重叠。由于在主要折射层上有较大的不规则性，故预计每个XY的这组点不在一条直线上是合理的。实际上也正是这种情况。在构造附近，这些点偏离直线，其偏差从XY为零时的负值变到XY为30m的正值。可以看出，XY为15m的一些点最接近一条直线，然而，即使对于这一组点，还能辨认出正、负偏差，因此，这个XY值表示的折射层剖面是浅部和深部的平均值。

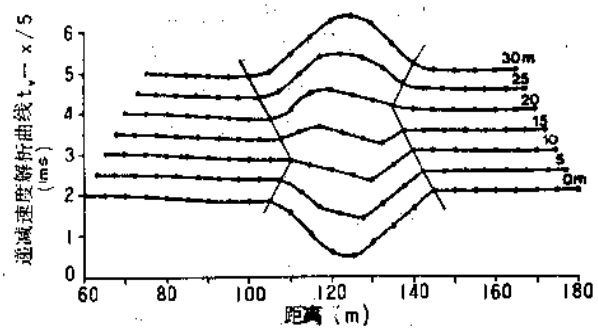


图 9—5 利用图9—4所示旅行时间数据的XY值得到的广义速度分析函数，用5000m/s速度对计算值进行了简化，把时间比例尺进行了适当放大

通过偏差区间端点画轨迹，就能得到这个构造任一边的最佳XY值，然后确定最接近该构造轨迹的XY值。在图9—5中，从所有的具有大于五分之一毫秒偏差值的这些点可以看出，模型浅部的XY值为10m，深部的XY值为20m。

XY值从0—30m的广义时间-深度线表示于图9—6中。

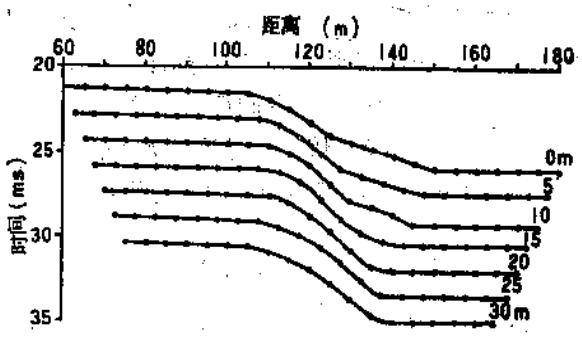


图 9—6 利用图9—4所示的旅行时间数据所画的一系列XY值的广义时间-深度

如果把该旅行时间数据理解为只有二层的情况，具有地震波速度1000m/s的第一层覆盖在地震波速度为5000m/s的主折射层之上，构造两边的深度分别为17.35m和21.94m。这些深度都是根据17ms和21.5ms的时间深度值计算出来的。但是，用这些深度和速度计算

的XY值为7 m和9 m，它跟由速度解析曲线得到的10m和20m显然不同，于是说明了有一个隐蔽层存在。

下一步是选择隐蔽层的合适速度。通常，首先从假设通过其它途径求得的一个正确速度作为解决问题的开始，譬如在邻近采集的地震资料得到速度为2000m/s，也可以采用两种替代值，一种为几何平均，另一种是根据地质认识。取几何平均值为2236m/s，使第一层跟第二层，第二层与第三层间的速度比值相等。当缺乏任何其它资料时，可以挑选第二层速度值为1850m/s，它是把隐蔽层作为饱和未固结沉积岩时所选定的值。

对于三层模型，通过解联立方程式8.7和8.10就能得到这两层的厚度，即

$$t_G = \frac{Z_1 \cos i_{13}}{V_1} + \frac{Z_2 \cos i_{23}}{V_2}$$

$$XY = 2Z_1 \operatorname{tg} i_{13} + 2Z_2 \operatorname{tg} i_{23}$$

地震波速度为2236m/s时，断层两边的两组方程式为

$$17\text{或}21.5 = 0.98Z_1 + 0.40Z_2$$

$$10\text{m}\text{或}20\text{m} = 2 \times 0.20Z_1 + 2 \times 0.50Z_2$$

其解为：

$$Z_1 = 15.5\text{m}\text{或}16.1\text{m}$$

$$Z_2 = 3.8\text{m}\text{或}13.6\text{m}$$

$$Z_1 + Z_2 = 19.3\text{m}\text{或}29.7\text{m}$$

第二层的地震波速度为1850m/s时；断层两边的两组方程式为

$$17\text{或}21.5 = 0.90Z_1 + 0.50Z_2$$

$$0\text{m}\text{或}20\text{m} = 2 \times 0.20Z_1 + 2 \times 0.40Z_2$$

两个解为

$$Z_1 = 14.3\text{m}\text{或}12.0\text{m}$$

$$Z_2 = 5.3\text{m}\text{或}19.0\text{m}$$

$$Z_1 + Z_2 = 19.6\text{m}\text{或}31.0\text{m}$$

证明留给读者自己来做，利用正确的速度2000m/s使结果进一步改善；XY的平均值为15m，平均时间为19.25ms，由此得到总深度平均值约25m。

这些结果是令人十分欢欣鼓舞的，因为它们得出了关于隐蔽层的一种精确解。然而，这种方法要求从野外数据中求得最佳XY值，于是这就要求折射层的不规则性或起伏跟其埋深和析波器间距相比不能太小。用GRM突出了水平分辨率，然而垂直分辨率也提高了，这看来有点自相矛盾。

利用计算的XY值跟观测的XY值对比的方法来求解一个野外实际例子表明了隐蔽层的问题可以得到解决。这在帕尔默（1980，第59—81页）的文章中都有介绍。

第六节 速度倒转

某层的地震波速度低于其上覆地层时就称为速度倒转。根据斯奈尔定律，射线进入低速度层时会朝法线方向发生折射，因此不能形成临界折射首波，这样，低速层和其上覆层的地震波速度就无法确定。

浅层地震测量中，上层滞水水位，致密粘土覆盖在多孔的未固结砂岩和砾石层之上（多姆柴斯基，1956；帕默，1980，第67页）；薄的高速钙质砾岩和硅质砾岩（怀特利(Whiteley)）和格林哈尔希，1979）；冻土带的土壤和煤系地层（哈瑟力，1983，第127页）都能造成这种速度倒转；在深部地震测量中，碳酸盐和蒸发岩覆盖页岩（奥帕里，1960；莱亚特，1967，第182页；特罗斯特（Trostle），1967）），玄武岩覆盖在沉积岩上（凯拉(Kaila)和碎屑沉积岩覆盖在煤系地层上也常产生速度倒转。

从理论上讲，速度倒转地层无论多厚都探测不到，因此使深度计算产生一个总误差。然而，实际上此类倒转却常常能够辨认出来，甚至可作部分校正。

如果把低速层作为探测目标，则不可能用折射法对这种地层进行合适的作图，因此应当利用别的方法，这类问题一开始往往并不简单明瞭。这是因为绝大多数地面地球物理方法在确定这种目标层时都会遇到一些困难。当测量目标比低速层还要深时，许多方法也能校正这类速度倒转问题。

如果这种倒转程度较小，譬如由砂岩和页岩间的速度变化造成的，则较深层的深度计算仅仅产生较小的误差。也许能注意到这种现象，即使把地层颠倒过来，由于速度比很小，也会因产生隐蔽层的问题而造成类似的误差。

大多数速度倒转都是由正常的速度—速度剖面中特别高的速度层产生的。而不是由低速层造成的。一般来说，这些地层的地震波速度都比主要折射层高或高出很多，故可以认为是相当有效的屏蔽层。然而，与主要折射层埋深相比，这些高速层通常都较薄，因此对于正常波长不能构成折射层。于是，这些地层形成的临界折射波至，具有较高的频率成份、并迅速衰减（兰雄和英格兰姆，1962；多奈托，1965）。正常情况下，这种衰减都相当强烈，以致于使具有较高地震波速度的深层波超越它们之前，它们就消失了。野外记录表现出延迟或位移，这是薄层速度倒转高速地层的典型特征。

图9—7为澳大利亚中部一干旱地区的野外记录，此处有一硅质砾岩的高速薄层、该层产生的高频初至衰减很强烈，致使难以精确测量大于六道的波至时间。在9—15道间最容易辨认的地表层形成的低频直达波至，它们位于某一延时或跳跃之后。16道的初至是风化基底引起的，与该野外记录类似的其它例子可在特罗斯特（1967），诺克斯（1967）和施莫尔（1982）的文章中看到。

与主要折射层埋深相比，如果该高速层相当薄，则一般不考虑该层的影响，并用正常速度与深度的关系式（可以测量也可以假定），计算主要折射层的埋深。尽管可以用薄层的波至计算其埋深，但模型研究（莱文和英格兰姆，1962）指出，速度测量大概会有误差。

根据怀特利和格林哈尔希（1979）的实验观测可以得出薄层的近似厚度。一般可以辨认出薄层折射波至消失的距离小于薄层厚度的20—30倍。如果用某种方法事先知道或能合理地假定高速层下面的地震波速度，则可以利用这种厚度计算较深折射层。

假若XY值能够求出来，GRM就可能是一个较精确的解决方法的。图9—8中所示模型是具有高速的第一层，它相当于滞水水位。根据图9—9中的旅行时间数据和图9—10中显示的速度解析结果，能够得到图9—11中那样的时间深度。求出断层两边的最佳XY值为15m和25m。正象该旅行时间数据所表明的那样，假定5000m/s以上所有层的地震波速度为2000m/s，用方程式8.10计算的结果分别为37.5m和45.4m，跟上面结果完全不同，这说

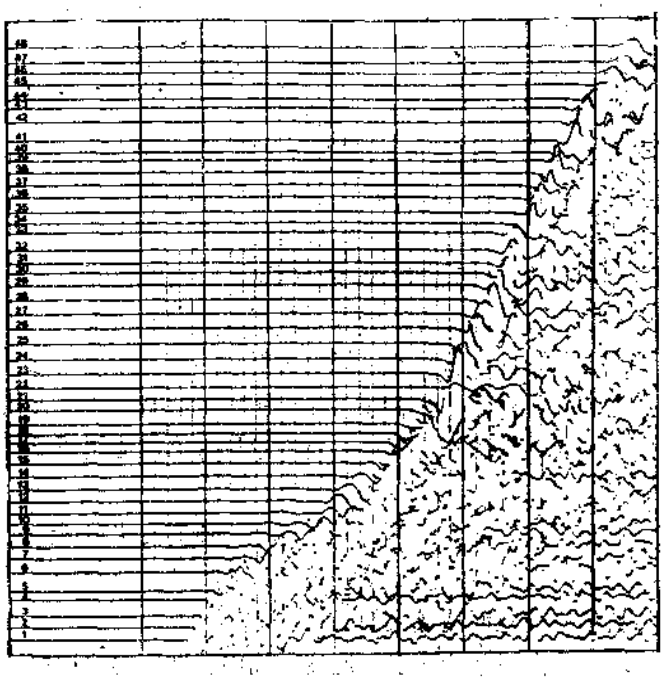


图 9—7　野外记录显示风化带中薄高速硅质砾岩层产生的周期性跳跃

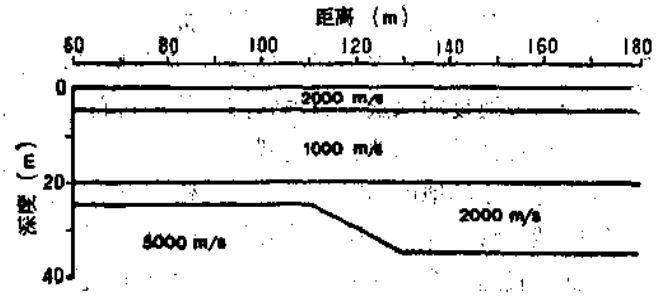


图 9—8　一个四层模型。第二层为速度倒转，且难以探测到第三层也可能探测不到

明存在速度倒转。缺乏附加数据时，可简单地推测一个低速值。为此，选定低速值为800m/s，因为它能使两种速度组合的速度比都等于0.4。

由方程8.7和8.10构成的两个公式为：

$$19.3\text{或}23.8=1.23Z_1+0.46Z_2$$

$$15\text{m}\text{或}25\text{m}=2\times0.16Z_1+2\times0.44Z_2$$

其两组解为

$$Z_1=10.8\text{m}\text{或}10.1\text{m}$$

$$Z_2=13.1\text{m}\text{或}24.7\text{m}$$

$$Z_1+Z_2=23.9\text{m}\text{或}34.8\text{m}$$

因为使用了低速值，这些计算虽不能正确地求出这个低速层和高速层的组合的厚度，但求出的总厚度与模型厚度相当一致。下面留给读者自己证明，假设取低速层的速度为1000m/s，则应得到与模型基本上一致的结果。

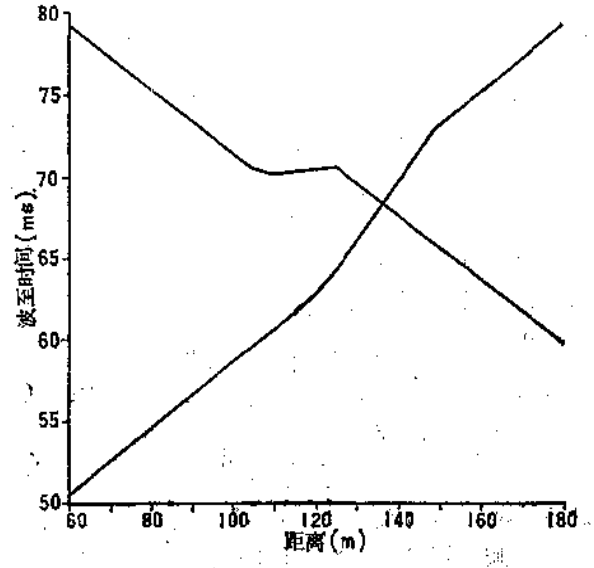


图 9—9　由图9—8所示模型第四层形成的折射波至的旅行时间曲线

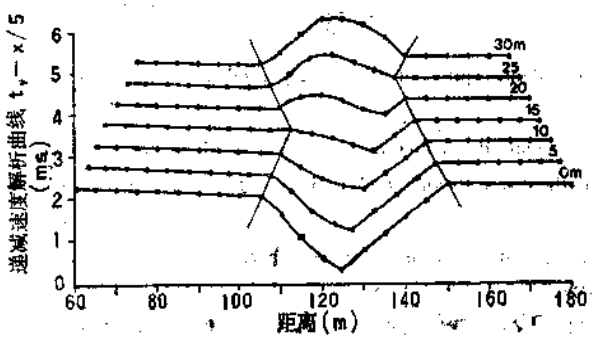


图 9—10　利用图9—9所示旅行时间数据的XY值得到的广义速度解析函数，最佳XY值为15m和25m

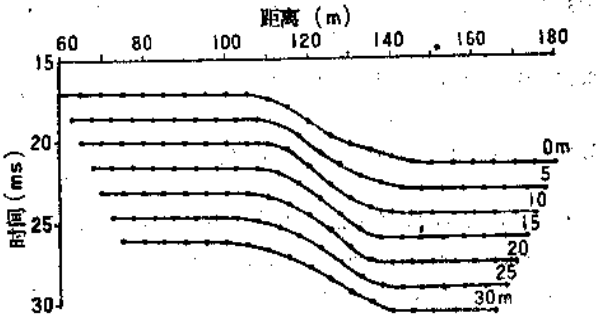


图 9—11　利用图9—9所示旅行时间数据的XY值得到的广义时间-深度

第七节　本章小结

隐藏层，可有两种类型：隐藏层和速度倒转。根据它们跟上覆层和下伏层的相对速度比，能以首波形式观测到的隐蔽层都不会太厚。如果是由于速度倒转，在上界面上不能形

成临界折射射线。

盲带是隐蔽层在理论上的最大厚度。已出版了好几组计算盲带的诺模图，这些诺模图都是用一系列模型计算得到的。

常常有人建议用二次至同相轴来解决隐蔽层问题。然而，这种方法也许存在着很多困难，一般的折射地震记录的分辨率低，对辨认各种次至同相轴有不确定性，交叉点附近的干扰以及三级旅行时间曲线常与时变速度介质有关。此外，对于不完整数据，尽管用WHB积分对次至同相轴进行严密处理也会产生误差。

隐藏层扩大了折射法的基本缺点。速度是由射线确定的，这些射线沿着或靠近每层的上界面传播，然后再把它外推到该层的其余部分。盲带是每一层中由于这种原因产生严重误差的区域。哈奇同证明，即使在没有隐蔽层的情况下，外推也是相当不稳定的。隐藏层加上变速层和各向异性，突出了这样一个事实，利用旅行时间曲线来确定层速度并不十分可靠。

速度倒转通常是正常的速度-深度剖面中存在高速薄层所引起，这些薄层可根据波至的快速衰减来辨别，可探测到这种衰减波至的距离大约为层厚的20—30倍。

如果能够求出XY值，则主要折射层的总埋深就能以合理的精度计算出来。

本章参考文献

Acheson, C. H., 1963, Time-depth and velocity-depth relations in Eastern Canada; Geophysics, vol. 28, p. 894-909.

Acheson, C. H., 1981, Time-depth and velocity-depth relations in sedimentary basins-a study based on current investigation in the Arctic Islands and an interpretation of experience elsewhere; Geophysics, vol. 46, p. 707-716.

Berry, M. J., 1971, Depth uncertainties from seismic first arrival studies; Journal of Geophysical Research, vol. 76, p. 6464-6468.

Blundun, G. J., 1956, The refraction seismograph in the Alberta foothills; Geophysics, vol. 21, p. 828-838.

Bullen, K. E., 1961, Seismic ray theory; Geophysics J. R. Astr. Soc., vol. 4, p. 93-105.

Dobrin, M. B., 1976, Introduction to geophhysical prospecting, 3rd Edn; McGraw Hill, New York.

Domzalski, W., 1956, Some problems of shallow refraction investigations; Geophysical Prospecting, vol. 4, p. 140-166.

Donato, R. J., 1965, Measurements on the arrival refracted from a thin high-speed layer; Geophysical Prospecting, vol. 13, p. 387-404.

Faust, L. Y., 1951, Seismic velocity as a function of depth and geologic time; Geophysics, vol. 16, p. 192-206.

Faust, L. Y., 1953, A velocity function including lithologic variation; Geophysics, vol. 18, p. 271-288.

Goguel, J. M., 1951, Seismic refraction with variable velocity; Geophysics, vol. 16, p. 81-101.

Grant, F. S. and West., G. F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics; McGraw Hill, New York.

Green, R., 1974, The seismic refraction method-A review; Geoexploration, vol. 12, p. 259-284.

Greenhalgh, S. A., 1977, Comments on the hidden layer problem in seismic refraction work; Geophysical Prospecting, vol. 25, p. 179-181.

Hagedoorn, J. G., 1955, Templates for fitting smooth velocity functions to seismic refraction and reflection data; Geophysical Prospecting, vol. 3, p. 325-338.

Hatherly, P. J., 1982, Wave equation modelling for the shallow seismic refraction method; Bulletin,

Australian SEG, vol. 13, p. 26-34.

Hatherly, P. J., 1983, The analysis of shallow refraction seismograms; Unpublished Ph. D. thesis, Macquarie University, Sydney, 246.p.

Hawkins, L. V. and Maggs, D., 1961, Monograms for determining maximum errors and limiting conditions in seismic refraction surveys with a blind zone problem; Geophysical Prospecting, vol. 9, p. 526-532.

Kaila, K. L. and Narain, H. 1970, Interpretation of seismic refraction data and the solution of the hidden layer problem; Geophysics, vol. 35, p. 613-623.

Kaila, K. L., Tewari, H. C. and Krishna, V. G., 1981, An indirect method for determining the thickness of a low velocity layer underlying a high velocity layer, Geophysics, vol. 46, p. 1003-1006.

Knox W. A., 1967, Multilayer near-surface refraction computions *in* Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 197-216.

Layat, C., 1967, Modified Gardner delay-time and constant-distance correlation interpretation; *in* Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 1717-196.

Levin, F. K. and Ingram J. D., 1962, Head waves from a bed of finite thickness; Geophysics, vol. 27, p. 753-765.

Maillet, R. and Bazerque J., 1931, La prospection sismique du sous-sol; Annales des Mines, vol. 20, p. 314.

Merrick, N. P., Odins, J. A. and Greenhalgh, S. A., 1978, A blind zone solution to the problem of hidden layers within a sequence of horizontal or dipping refractors; Geophysical Prospecting, vol. 26, p. 703-721.

Morgan, N. A., 1967, The use of the continuous seismic profiler to solve hidden layer problems; Geophysical Prospecting, vol. 15, p. 35-43.

O'Brien, P. N. S., 1960, The use of amplitudes in refraction shooting; a case history; Geophysical Prospecting, vol. 8, p. 417-428.

Palmer, D., 1980, The generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation; SEG, Tulsap. 104.

Palmer, D., 1981, An introduction to the generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation; Geophysics, vol. 46, p. 1508-1518.

Puzyrev, N. N., 1972, On conditions for omission of layers during registration of the first arrivals; Academy of Sciences, Ukranian SSR; Geophysics Volume 48, p. 17-30.

Richards, T. C., 1959, Broadside refraction shooting; Geophysics, vol. 24, p. 725-748.

Schmoller, R., 1982, Some aspects of handling velocity inversion and hidden layer problems in seismic refraction work; Geophysical Prospecting, vol. 30, p. 735-751.

Shima, E., 1957, Note on the depth calculation by the seismic refraction method; J. SEG, Japan, vol. 10, p. 16-18.

Slichter, L. B., 1932, Theory of the interpretation of seismic travel-time curves in horizontal structures; Physics, vol. 3, p. 273-295.

Soske, J. L., 1959, The blind zone problem in engineering geophysics; Geophysics, vol. 24, p. 359-365.

Tronle, M. E., 1967, Some aspects of refraction shooting through screening layers in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed, SEG, Tulsa, p. 469-481.

Whiteley, R. L. and Greenhalgh, S. A., 1979. Velocity inversion and the shallow seismic refraction method; Geoexploration, vol. 17, p. 125-141.

第十章　平均速度

第一节　等　效　层

折射地震勘探并不适合用传统的垂直分层办法划分地层，这不仅因为在上覆地层中经常有隐藏层，也因为既使对已探测到的地层，由于只得到每一地层上部的顺层速度，也难以就此作为垂直分层的标志。

但是当需要专门研究一个地层时，强调这个地层本身远比垂直分层更重要。相反，只要在它的上覆层中不产生由于隐藏层引起的误差就行。因此可以把所有的上覆地层看作一个等效的代替层。

在地震勘探中可以用一组地层的平均速度来等效地表示这一组地层整体。反射波法中惯用的以正常时差求出的叠加速度，就是一种运用平均速度的成功方法。

实际上，折射解释中也已用到平均速度（霍金（Hawkins）1961，公式（5）；伍利1967，279～280页）。但这些公式有它们的缺点，就是必需事先已知目的层的深度。

帕默（1980，41～47页）提出一种更为方便的平均速度方法，就是在折射层相对于检波间距来说具有不规则变化时，利用广义相遇法求最佳XY距离的办法。从公式8.10可见，最佳XY距离取决于上覆地层中的速度。如果深度不变，公式当中的正切项随上覆地层速度增加而变大，引起XY值距离也增大，反之，则缩小。

第二节　平均速度

平均速度表示用一个统一的常速替代一套不同速度的地层。因此，式8.7，8.10和7.2所表达的时间深度，最佳XY值和入射角都可用平均速度表示如下：

$$t_G=\frac{\cos\bar{i}}{\bar{V}}\sum_{j=1}^{n-1}Z_{jG} \tag{10.1}$$

$$XY=2t\bar{g}i\sum_{j=1}^{n-1}Z_{jG} \tag{10.2}$$

和

$$\sin\bar{i}=\frac{\bar{V}}{V_n'} \tag{10.3}$$

合并这些方程，消去和式，则得

$$\bar{V}=\left(\frac{XYV_n'^2}{XY+2t_GV_n'}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{10.4}$$

代入地面折射测量得到的各个参量就能由10.4算出平均速度$\bar{V}$。利用公式8.6推导时间深度、利用8.1式和8.3式求折射速度多少有一点问题。但是，如果检波间距足够小，折射界

面有不规则变化，就能求出最佳XY距离。经验证明，同一折射排列上的四个左右检波器接收时间就能定出一个XY值，虽然比不上在每一个共反射点上得到叠加速度那样的密度，但比起距离通常相当大的井下勘探，这样的密度已是很大改进。

第三节 误 差

由于平均速度是人为地选定某一个速度，以此作为一个均匀层来代替多个不同速度地层，所以用它来计算深度自然要造成一些误差。

图10—1表示一个简单二层模型中真实射线路程和代替层射线路程。真实的射线路程在V_1-V_2界面处要发生折射现象，因而射线轨迹分成两部分，然而代替层的等效射线走直线，只有一条。

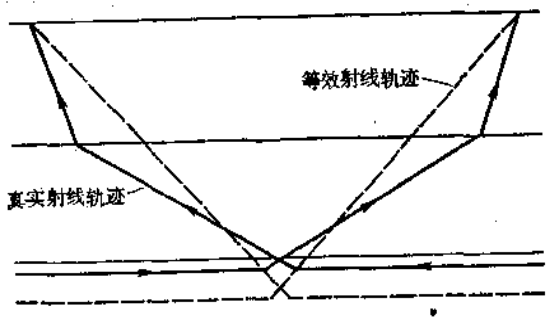


图 10—1 真实射线轨迹和用平均速度的替代层等效射线轨迹示意图

替代射线轨迹的时间深度和XY值跟真实射线轨迹的要一致，但是因为它不象真实射线要考虑分界面对射线的弯折作用，它的两根射线的相交点（计算深度）就比真实射线的要深一些，所以用平均速度计算深度有偏深倾向。这两种射线所造成的结果偏差就是使用平均速度的误差。

显然，上覆地层越不均匀，这两种射线偏离越大。除非上覆地层的各速度层跟所要研究的折射层速度差很小，通常情况下，折射层的速度对误差没有多大关系（帕尔默1980，第43页）。

另外一个影响误差的因素是上覆层中不同速度层间的相对厚度，假如某一层特别厚，代替层射线在这一层中跟真实的射线就相近，最后决定的平均速度也接近这一层的真实速度。当各层厚度相等时，即没有哪一层厚度在一组地层中占绝对优势，则代替层射线轨迹跟真实射线轨迹不符合的程度最大。这只要经过简单的计算就能看出这一点（帕尔默，1980，第43页）。

这些误差指示我们如何使用平均速度。对于一系列薄层组成的地层，或层与层之间速度差很小的一组地层来说，使用平均速度只有很小的误差。但这种情况下经常出现隐蔽层。当层厚很大或速度差别很大时，使用平均速度将导致严重误差，这就不应该用平均速度的办法来代替传统深度计算方法，而只能作为一种补充手段以便有利于求出未知层。

常规折射勘探中，通常只求出一个XY距离，用它决定最深的折射界面，常常可以借助一定数量的钻探资料以定出中间折射层，然后必须消除这些资料对时间深度和最佳XY

距离的影响，这样就能定出平均速度，用它精确地计算更深的界面。所用的时间深度和XY值是：

$$t_G(\text{校正}) = t_G(\text{计算}) - \Delta t_G \tag{10.5}$$

$$XY(\text{校正}) = XY(\text{计算}) + \Delta XY \tag{10.6}$$

这里

$$\Delta t_G = \sum_j Z_{iG}\cos i_{in}/V_i \tag{10.7}$$

$$\Delta XY = \sum_j 2Z_{iG}\,\mathrm{tg}i_{in} \tag{10.8}$$

10.7式和10.8式中的和式只包括那些已经用统传方式定出的地层。通常这些地层是近地表的，它们通过简单的截距时间法或井深时间就能确定速度和深度。尽管这些地层相对来说厚度薄，速度低，但它们能使平均速度法产生相当大的计算误差。帕尔默（1980，第67页）的著作中有关于用校正的时间深度和XY距离计算平均速度的例子。

第四节　模型研究

我们用第九章中隐蔽层的例子来表示使用平均速度的方法。各种运算都列出在表10—1之中。

表 10—1

	XY	—	10m	15m	20m
	t_G		0.017s	0.01925s	0.0215s
	$\bar{V}$	1000m/s	1179m/s	1344m/s	1469m/s
正确深度	t_G	用公式10-1计算的深度			
20m	0.017	17.4m	20.6m	23.7m	25.9m
25m	0.01925	19.6m	23.4m	26.9m	29.4m
30m	0.0215	21.9m	26.1m	30.0m	30.8m

表10—1中的头两行是XY值和时间深度，第三行为用公式10.4算出的平均速度。利用公式10.1，代入上面的平均速度和第二列中的时间深度，算出来的深度分别列在第三列到第六列中。

第三列中表示的深度是在忽略隐蔽层的情况下得到的，第四列使用的速度偏重于模型的浅层，第五列所用的是深浅两部分速度的平均值，第六列所用的速度偏重于模型的深度。

计算结果表示深度偏深，这跟我们预期的效果一致。深度偏深大约10%。无疑基本上可用一个90%的经验修正系数来修正它，以提高精度。然而也可看出取XY距离为15m比较最接近实际，也是最合理的，它比那些只考虑上部地层速度而计算出来的深度要好得多。

其它第九章中相类似的一系列速度反演计算留待读者自己来做。

第五节　本章小结

平均速度是一个代替层的速度。用这样一个代替层代换一套具有不同地震速度的地层。平均速度可由测得的时间深度、折射层速度和最佳XY距离确定。

只根据地表地震折射资料算出平均速度是广义相遇法的独创，它跟反射法中根据正常时差求叠加速度有相似之处。

平均速度是所有上覆地层的厚度和地震速度的函数，不管这些地层是否都已经探测出来，都一样能算出平均速度。因此，这就克服了常规折射技术不适当采样率所带来的问题，即只测到了厚地层或厚层顶部的波至，漏掉了某些薄层。也不会妨碍下部地层的解释。

平均速度可适用于上覆地层中存在隐蔽层、速度倒转、变速地层（第十三章）和各向异性（第十七章）的情况。

本章参考文献

Hawkins, L. V., 1961, The reciprocal method of routine shallow refraction investigations: Geophysics, vol. 26, p. 806-819.

Palmer, D., 1980, The generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation: SEG, Tulsa, p. 104.

Woolley, W. C., Musgrave, A. W. and Gray, H., 1967 A method of in-line refraction profiling, *in* Seismic refraction prospecting: A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 267-289.

第十一章　基准面校正

第一节　校正的必要性

多数折射法测定某个深度的构造和速度不均匀性时，要求上覆地层是均匀层，中间界面是平整界面，这样，出现在波至时间上的异常就可归结为深部原因所引起，用适当的解释方法就能弄清楚折射界面的各种不规则性。如果时间异常是由浅层原因引起的，那也需要搞清楚，并把它们去掉，否则它们常会投影到更深的层面上去，得出错误的结果（见第八章第五节）。因此除了要校正掉基准面和地表之间起伏所造成的时间差外，还要作风化层或地表低速带校正。

多数教科书把高程校正和风化层校正当作常规程序。这是针对深层目标来说如此，可是对浅层折射调查就有一些问题，因为多数浅层调查中，目的层事实上就是地表风化层的基底。此外，常常还有高程起伏幅度大于目的层厚度好几倍的情况，这类情况尤其是在土木工程中并不少见，因此很难选一个基准面。显然就需要有一种方法，它能适合不规则地层和高程变化。

第七章第二节中描述的波前面构制方法可能是最精确的方法。然而，第六章中介绍的传统相遇法则更方便，用这种方法可以算出折射速度和层厚，而且无需任何基准面校正。有些太浅的地层，它们无法满足相遇条件，当然就不能用相遇法，那末用截距时间法来解释也能确定出起伏不是太大的界面。

把地表面作为参照面，用截距时间法、传统相遇法或波前面构制法实质是等于用了一个浮在地表面的基准面。

在用到偏移的一般解释方法中，如广义相遇法、延迟时间法或海勃斯法中，都需要校正到基准面。在测定风化层，使之作为深层资料的校正依据时，传统相遇法可能是最方便的方法，因为它不需要作基准面校正。

第二节　风化层校正

风化层校正的目的是从时间资料中去掉近地表低速风化层影响，它的作用等效于用另一种没有风化过的物质来取代风化层中的物质。就如图11—1中用末风化物质V_1速度取代它上面风化层速度V_0。检波器G点以下风化层中的地震波旅行时间为

$$\text{风化带旅行时间}=\frac{Z_G\cos i_{0n}}{V_0} \tag{11.1}$$

求出来的时间为负值，用较高速度物质作为代替层求得的时间为正值，

$$\text{风化层代替层旅行时间}=\frac{Z_G\cos i_n}{V_1} \tag{11.2}$$

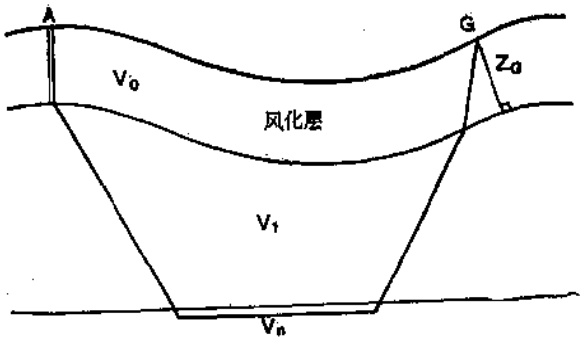


图 11—1 风化层校正的射线和所用参数示意图

因此需要减去的风化层校正的总时间是

$$\text{风化层校正}=Z_G\left(\frac{\cos i_{0n}}{V_0}-\frac{\cos i_n}{V_1}\right) \tag{11.3}$$

$$=Z_G\frac{\cos i_{01}}{V_0}\left(\frac{\cos i_{0n}}{V_{01}}-\frac{V_0}{V_{01}}\cdot\frac{\cos i_n}{\cos i_{01}}\right) \tag{11.4}$$

$$\simeq t_G(1-\sin i_{01}) \tag{11.5}$$

此处t_G是风化层G点处的时间深度。

因为折射层速度（=折射速度）V_n通常远大于风化层或次风化层的速度V_0或V_1。或11.5作为近似表达式是合理的。

第三节 高程校正

高程校正的目的是把震源和检波器置于同一个基准面上。图11—2中的震源S要移至T位置，而检波点G移至K。如果震源点和接收点本来位于基准面之上，校正为相减；在基准面之下，则相加。

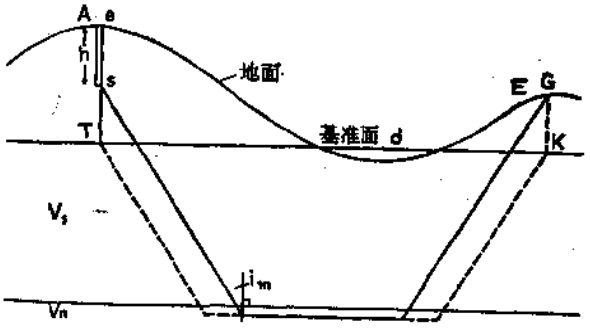


图 11—2

现在把图中的震源降到T点，就是在所有的波至时间中减去一个时间

$$\text{震源点校正}=\frac{(e-h-d)\cos i_{1n}}{V_1} \tag{11.6}$$

这里e是震源点地表高程，h是震源深度，d是基准面的高程。

当波至时间没有校正到一个平面基准面时，为了把震源移到跟地表一致的准基准表

面，那末震源需作一个井深校正，即

$$井深校正=\frac{h\cos i_0}{V_1} \tag{11.7}$$

大多数先进的接收系统现在都配备测量井口时间和自动把井口时间转换到记录辅助道上的装置，这个数值一般能满足井深校正要求。

把检波点G移到基准面上时，要在波至时间中减去的校正量为

$$检波点校正=\frac{(E-d)\cos i_{10}}{V_1} \tag{11.8}$$

这里E是检波点G的高程。

一般情况下V_0远大于V_1，因此式11.6，11.7和11.8中的余弦项常常可以忽略不计。

通常是先作风化层校正，然后再用次风化层速度来作高程校正。

第四节　本章小结

所有折射资料必需校正到统一的基准面上。为了使资料便于利用各种偏移方法确定深部折射界面，基准面应起伏平缓，其波长应大于折射面不规则起伏的波长。最简便的基准面是水平面。如果用传统的相遇法解释资料，则可简便地就把地面看作是一个准基准面。

在深层折射调查中．一定先要从波至时间资料中消除低速风化层影响才能求准折射界面深度。

第十二章　互换时间

第一节　误差原因

互换时间是两个震源点之间的地震波旅行时间。按照互换定律，从A点激发的地震波传播到B点的检波器上所用的时间，应该跟从B点激发的波传到A点的时间相等。

因为几乎每一种折射波解释方法，象波前法（第七章第二节）和海勒斯法（第七章第三节），都不同程度地用到互换时间，所以精确的互换时间显得相当重要。在相遇法中，无论作速度分析还是计算时间深度，也都要用到互换时间。

除了评价野外资料质量需要互换时间以外，通常都希望互换时间测得更准一些，以便使整个观察误差减到最小。显然，如果互换时间之间的误差最小，那就有理由认为资料的质量是令人满意的，否则，如果误差严重，那末所有资料的质量就成问题。

为了划分出主目标层以上各浅层折射界面，除了采取端点激发以外，还普遍使用在排列中的激发，以便在整个接收地段获得足够的覆盖叠加，如果震源和检波器共点而不是插在中间，这时就能利用多次覆盖的优点，而避免内插或外延的误差。至于前面激发炮点的扰动干扰引起的延迟时间误差可以通过将震源向垂直测线方向上移开一点，而接收点位于测线上或向炮点移开的相反方向移开一点的办法加以克服。

但是，对较深的折射目标很难实现多次覆盖，而且往往还得不到互换时间，因为这时炮检距特别大，在互换炮点上很难测到满意的讯号，同时长距离传输任何讯号到这样的接收系统都不简单。

尽管各种实际困难都克服了，浅层和深层折射调查中都会进一步发生问题，那就是互换时间不一致。在相遇时间系统中经常出现两条时距曲线反映不同界面的情况，其中有一条是从下一界面来的波造成的。

在有利环境中，一对中间被其它震源点分隔开来的震源之间的互换时间可以用它们中间包含的震源互换时间换算出来。图12—1中的A和D是包含有中间震源 B 和C 的一对相隔震源。设B和C的互换时间已知为t_{BC}，那末互换时间t_{AD}可由方程12—1给出，

$$t_{AD}=t_{AC}+t_{DB}-t_{BC} \tag{12.1}$$

与这个方程相配合的射线路程表示在图12—1中。实粗线表示时间为正，空心线表示时间为负，粗虚线表示相互抵消的部分，剩下来的射线路程的旅行时正是方程12—1 得出的远

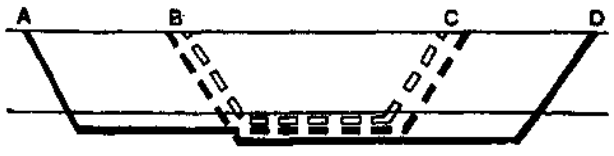


图 12—1　由中间炮点互换时间换算偏置炮点之间互换时间的射线示意图

端震源间的互换时间估计值。

第二节　互换时间的误差对相遇法解释的影响

在给定的XY接收段上，它的正、反向相遇时间都用作计算时，都是同一个互换时间，因此互换时间的误差对时间深度和速度解析计算的影响也完全一样。在速度解析函数中是加进互换时间这一项，在时间深度计算中则是减去这一项。因此，互换时间的误差在这两种函数中所造成的影响是一个常数，使表示这两种关系的函数曲线垂直上下位移相等距离即可。

用公式8.1和8.3求解折射层速度是不受影响的，因为曲线上下位移不改变斜率。但是对近炮点的时间深度，因为等于这个曲线的截距，它是要受影响的（见式8.8）。从公式8.1可导出：

$$[\Delta t_V]_{AG=0}=\frac{1}{2}\Delta t_{AB} \tag{12.2}$$

这里$[\Delta t_V]_{AG=0}$是由互换时间误差Δt_{AB}引起的近炮点时间深度误差。

由互换时间误差引起的各测点的时间深度误差Δt_G可用公式8.6的微分形式表示：

$$\Delta t_G=-\frac{1}{2}\Delta t_{AB} \tag{12.3}$$

将式12.2和12.3合并，则得

$$\Delta t_G=-[\Delta t_V]_{AG=0} \tag{12.4}$$

由此，互换时间误差引起的所有测点上的时间深度误差Δt_G与炮点处时间深度误差$[\Delta t_V]_{AG=0}$的大小相等，符号相反。

第三节　互换时间误差的纠正

互换时间也许是最重要的一种波至时间，但通常也是最不精确的。有两种通用的克服这类误差的方法。

第一种方法是依据不受互换时间误差影响的半截距时间来调整时间深度。这种方法在浅层折射调查中精度很高，因为密集的多次覆盖使得沿着排列能顺利地算出许多广义的截距时间（见第五章第八节）。然而，在深层折射调查中，这类截距时间资料就大大减少了。求截距时间只好用相向的两条时距曲线各向相反方向延拓的方法来获得。

第二种方法是相邻检波点排列重叠接受。这种方法的精度随重叠量而定，常用的重叠量是1至4道检波器。在高次覆盖反射法调查的同时，往往能得到这种折射波法要求的重叠量。当然，单做浅层或深层折射调查时，由于考虑到成本和时间关系，可能做不到这样的重叠量。

这两种方法都可跟公式12.4一起使用。一起使用的主要好处是把各种在相似性基础上的调整量转变得尽量接近原始资料，也就是用公式12.4计算

$$t_{AY}=t_G+[t_V]_{AG=0}+\frac{AY}{V'_n} \tag{8.9}$$

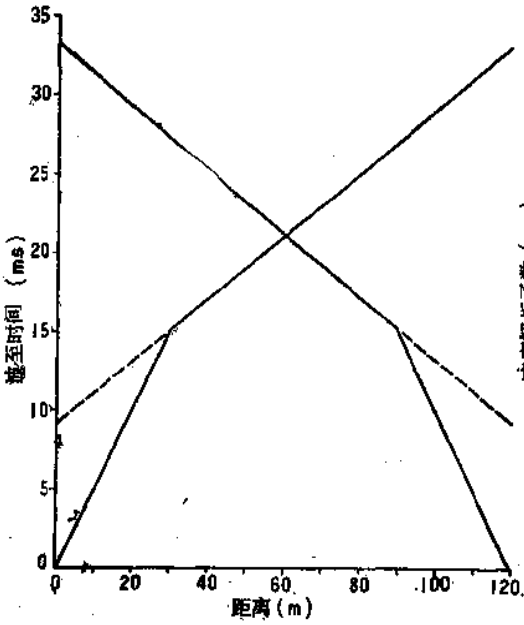


图 12—2 二个水平层模型的时距曲线

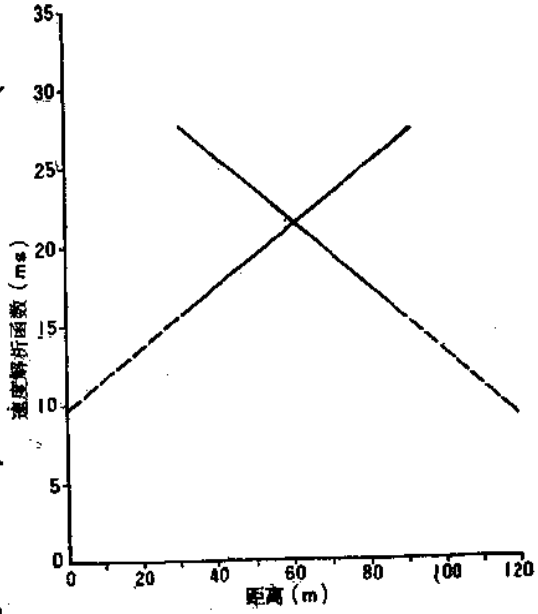


图 12—3 利用图12—2中的时间资料和一个10ms误差的互换时间所作的速度解析曲线

$$=\text{已校正的}t_G+\text{已校正的}(t_V)_{AG-0}+\frac{AY}{V_n} \qquad (12.5)$$

式12.5是很重要的公式。在这里，公式8.9表明，通过式8.1和式8.6，广义相遇法把旅行时间划分成两部分：上覆盖层中以几乎近于垂直或以垂直为主的穿透路程时间和沿折射层以水平路程为主的滑行时间。这样划分或分解，它的精度首先取决于XY距离，即它是XY的函数，这在第八章中已经讨论过；其次它又是互换时间精度的函数。用公式12.4提供互换时间引起的误差，结合公式8.9就写出公式12.5。

第四节 范 例

一个地震波速度为2000m/s和5000m/s，界面为水平面，埋深10m的二层模型，它的时距曲线如图12—2，速度解析曲线如图12—3。现在故意将互换时间增大10ms为43.2ms来作计算，算出炮点处时间深度是9.6ms。

图12—4中各检波点时间深度为－0.4ms，半截距时间为4.6ms，如果检波点时间深度增加一个量，那末炮点时间深度要减少相同的量，因此这里检波点时间深度普遍增加了5ms，炮点时间深度上都减去5ms，则得到都是4.6ms的时间剖面。其中炮点时间深度等于该处的半截距时间。

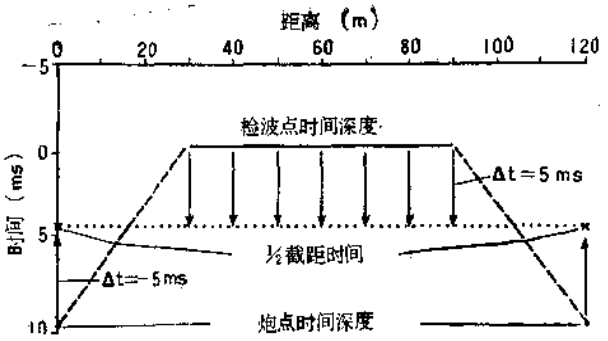


图 12—4 用故意增加10ms误差的互换时间所作的时间剖面

结果检波点时间深度普遍偏小5ms，炮点时间深度则偏大5ms。如用5ms分别作校正，则使时间深度跟半截距时间互相吻合，由此得到正确的原旅行时间

第五节 本章小结

互换时间是一对炮点之间地震波的旅行时间，在折射解释过程中的某几个步骤上都要实际地用到它。虽然这是一个重要的时间参数，但也是最不易得到精确值的一个时间参数。

互换时间误差使相遇法得到的时间深度曲线和速度解析曲线产生一个误差常量。如果通过校正，使时间深度与同一点的半截距时间相等，则能消除误差，恢复真正的地震波旅行时间。

第十三章　变速介质

第一节　同常速层的区别

绝大多数地震折射解释方法表示的是一系列分界面每一层中传播速度不变的地层。尽管这样假设十分方便，但许多迹象表明同一层中地震波传播速度是随深度而增加的。

在石油勘探感兴趣的深度范围内，地震波速度增加通常是由地层受上覆物质压密所造成的。多孔隙岩石，象灰岩、砂岩和页岩中的地震波速度随深度而明显增加；那些孔隙率小的岩石，象盐类岩石、硬石膏、白云岩和大多数火成岩的地震波速度则跟这些岩石埋深的关系不很明显。最常用的地震波和深度关系是线性函数关系。但大多数野外资料〔艾奇逊（Acheson）1963，1981；福斯特（Faust），1951，1953；霍尔（Hall）1970；汉密尔顿（Hamilton），1970，1971；扬科夫斯基（Jankowsky），怀特（White）和森布施希（Sengbush），1953〕，实验室测量资料〔伯奇（Birch），1960；怀利（Wyllie）格里高里（Gregory）和加德纳，1956，1958〕和理论研究〔依达（Iida），1939；格斯曼（Gassman），1951，1953；布兰特（Brandt），1955；佩特森（Paterson），1956；贝利（Berry），1959〕表明地震波速度可能近似于深度的六次方关系更为合适。

在近地表区，速度则随着风化程度的减弱而增加，同时也随深部含水度增加而增加。浅层环境常常可以适当地选用常速度地层来表示。但有时，风化随深度增加而减弱或含水度随深度的变化都比较缓慢，这种情况下，用变速地层模式则更精确。

其实变速地层介质在地震勘探的初期就已经受到相当的重视了，格林哈尔希（Greenhalgh）和金（King）（1981），在大量文献上作了非常出色的总结，哈奇同（Hagedoorn）（1955）则对这类现象提供过许多宝贵的观点。

第二节　射线参数

图13—1表示从地表震源出发的一条射线。它在变速度介质中的最大穿透深度为h，并在G点又返回了地面。在介质中，地震波速度尽管是随深度连续变化的，但仍然可以用一系列常速的薄层来予以近似。设这些薄层的界面为水平界面，就象图13—2所表示的那样。只要薄层的厚度足够的薄，那末这种近似就可以达到任意所需的精度。

这样就可以对每一薄层的界面应用斯奈尔定律（公式2.1）。

$$\frac{\sin i_0}{V_0}=\frac{\sin i_1}{V_1}=\frac{\sin i_2}{V_2}=\frac{\sin i_j}{V_j}=\frac{1}{V_H}=p \qquad (13.1)$$

此处p就是射线参数。

进而在G点有：

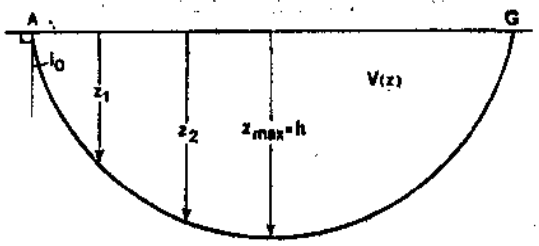


图 13—1 变速度介质参数和射线路程示意图

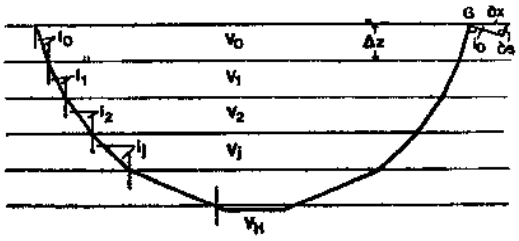


图 13—2 用常速度薄层近似表示变速度介质的模型、各层参数和射线路程示意图

$$\frac{\sin i_0}{V_0}=\frac{\delta s}{\delta x}\cdot\frac{1}{V_0}=\frac{\delta t_{AG}}{\delta x} \tag{13.2}$$

此处δt_{AG}是间隔δ_x的两个检波点上地震波旅行时间之差。

当常速度层的厚度 ΔZ 趋于零时，则图13—2中的一系列薄层就趋于图13—1 中的变速度介质，也就是

$$p=\frac{\sin i_0}{V_0}=\frac{\sin i}{V(z)}=\frac{1}{V_H}=\frac{dt}{dx} \tag{13.3}$$

公式13.3表示一条给定射线的射线参数是一个常数，它就等于时距曲线的斜率，它也等于该射线最大穿透深度处的地震波传播速度最大值的倒数。

第三节 射线方程

图13—3是图13—2的局部放大，从中可见

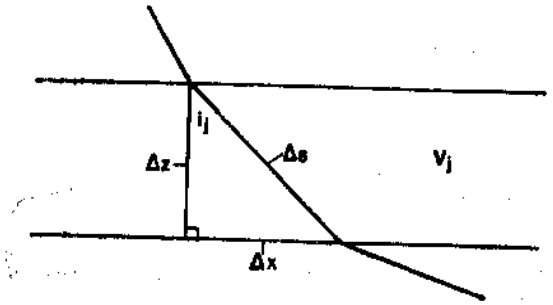


图 13—3 一个薄层的射线路程细节和薄层模型参数

$$\Delta x=\operatorname{tg} i_j\Delta Z \tag{13.4}$$

和

$$\Delta t=\frac{\Delta Z}{V_j\cos i_j} \tag{13.5}$$

利用公式13.3，并用积分形式表示

$$x=\int_{z_1}^{z_2}\frac{V(z)\,dz}{\sqrt{1-p^2V^2(z)}} \tag{13.6}$$

和

$$t=\int_{z_1}^{z_2}\frac{dz}{V(z)\sqrt{1-p^2V^2(z)}} \tag{13.7}$$

公式13.6和13.7通过射线参数p建立起了x和t之间的隐含关系。通常积分下限z_1为零，而V_0是已知的，射线参数可以通过对各 i_0值的选择，用13.3式求出。

事实上，用角度代替深度进行积分通常更简便，因为角度是上下层速度比的简单函数。从公式13.3

$$\sin i=pV(z)$$

微分后得到

$$\cos i di = p\frac{dV(z)}{dz}dz \tag{13.8}$$

将公式13.8代人公式13.6和13.7，则有

$$x = \int_{i_1}^{i_2} \frac{\sin i di}{pdV(z)/dz} \tag{13.9}$$

和

$$t = \int_{i_1}^{i_2} \frac{di}{\sin i \cdot dV(z)/dz} \tag{13.10}$$

这时射线从A到G，即从地面出发又回到地面的表达式是角度从i_0变到90°的积分的两倍，90°度角正好对应了最大穿透点。

$$x_{AG} = 2\int_{i_0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin i di}{pdV(z)/dz} \tag{13.11}$$

$$t_{AG} = 2\int_{i_0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{di}{\sin i dV(z)/dz} \tag{13.12}$$

此外，最大穿透深度h为

$$h = \int_0^h dz \tag{13.13}$$

$$= \int_{i_0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos i di}{pdV(z)/dz} \tag{13.14}$$

第四节　埃维金函数

已经有不少描述各种速度介质的数学函数，数学上的简洁性常常跟物理概念一样具有重要的意义。

把速度看作是深度的线性函数恐怕是最普通的关系了。这个关系最主要的好处是射线路径和波前都是圆弧线，因此易于成图〔迪克斯（Dix）1952；奥尔威克（Olhovich）1959；诺斯伍德（Northwood）1967〕。然而非常不利的方面是这种函数关系对深层已经不再受压密效应影响的地方，它的速度仍然按照深度等比例地增加，事实上这些地方的速度应该按随深度变化小得多的关系变化才更合适。

纵观所有这些描述变速介质的函数关系，埃维金函数可能是最简洁方便的一种〔班塔（Banta），1941；埃维金1967〕，即

$$V(z) = V_0(1+qz)^{1/m} \tag{13.15}$$

这里$q>0$，$m\geqslant 1$。

这个函数不会导致过分复杂的积分，地表速度是确定的〔不象勃朗丢（Blondeau）函数（麦斯格雷夫（Musgrave）和布拉顿（Bratton）中它是零值〕，在m大于2时，速度随深度的增加率迅速递减，因此这样的速度关系能很恰当地描述真实的物理过程。

当m等于1时，则获得线性关系，而m等于2时则为抛物线关系，然而对于多孔隙介

质，合适的m值大约为6。

将式13.15代入13.11和13.12就得到

$$x=\frac{2m}{q\sin^m i_0}\int_{i_0}^{\frac{\pi}{2}}\sin^m i\,di \tag{13.16}$$

$$t=\frac{2m}{qV_0\sin^{m-1}i_0}\int_{i_0}^{\frac{\pi}{2}}\sin^{m-2}i\,di \tag{13.17}$$

此外，合并式13.3和13.15则得到最大穿透深度

$$h=\frac{1}{q}\left(\frac{1}{\sin^m i_0}-1\right) \tag{13.18}$$

第五节　时间-深度表达式

在常速地层系列中，时间深度t_G依赖于地层厚度

$$t_G=\sum_{j=1}^{n-1}\frac{\sqrt{V_n^2-V_j^2}}{V_nV_j}Z_j \tag{13.19}$$

把公式5.22代入式8.7就可得到式13.19。当层厚趋于零时，式13.19转变为变速介质的积分形式即

$$t_G=\int_0^Z\frac{\sqrt{V_n^2-V^2(z)}}{V_nV(z)}dZ \tag{13.20}$$

用埃维金函数代换其中的速度，则

$$t_G=\frac{m}{qV_0\sin^{m-1}i_0}\int_{i_0}^{i_1}(\sin^{m-2}i-\sin^m i)\,di \tag{13.21}$$

这里

$$i_0=\sin^{-1}\left(\frac{V_0}{V_n}\right) \tag{13.22}$$

和

$$i_1=\sin^{-1}\left[\frac{V_0(1+qz)^{1/m}}{V_n}\right] \tag{13.23}$$

一般情况下用公式13.21不能求出z，然而在期望范围内，对一系列深度用公式13.21进行叠代估计，则能从时间深度求出深度，然后通过内插求出所需要的值。

第六节　旅行时间资料的反演

自从地震勘探出现以来，就有许多描述变速介质的折射资料分析方法〔斑塔1941；达斯卡（Duska）1963；尤金（Ewing）和利特（Leet）1932；高奎（Goguel）1951；霍利斯特（Hollister）1967；考夫曼（Kaufman），1953；莱曼（Lehmann），1937；拉塞福德（Rutherford）1935〕。绝大多数方法包含两个主要步骤。

首先是识别变速度介质。变速度介质上的时距曲线通常是平缓弯曲线而不是一段段的直线折线。把变速度介质看作一系列极薄平行层时，每一层在时距曲线中占其中的一小段，当层厚无限小时，时距曲线上的分段也无限地短，折线变成圆滑曲线并相对于距离轴向上弯曲。

第二步是从时距曲线资料的变量中计算导出速度-深度函数。

不幸的是以上步骤都不十分可靠。

从时距曲线上识别曲率就很不容易。因为速度随深度增加的速度常常并不大，此外，由于接收距离增大，地震波旅行时间拉长，也使识别增加困难。

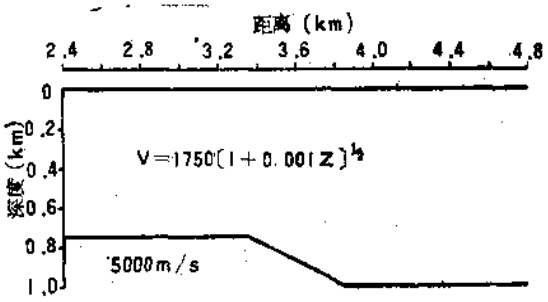


图 13—4 折射层速度为常量，上覆地层中速度是深度的抛物线函数的一个二层模型

介质的地震波速度变化如果是由于碎屑沉积岩的压密作用，那末速度的增加仅仅为每加深一米速度增加 1m/s 多布林，1976，第311页）。图13—4表示了一个二层模型，它的上部地层速度符合抛物线关系，即

$$V(z)=1750(1+0.001z)^{1/2} \qquad (13.24)$$

表 13—1

km	旅行时间（s）				km	旅行时间（s）			
0.00	SHOT			2.207	3.65	1.404	0.704	0.649	1.567
2.40	1.154	SHOT	1.307	1.731	3.70	1.414	0.731	0.621	1.557
2.45	1.164	0.029	1.282	1.721	3.75	1.425	0.758	0.593	1.547
2.50	1.174	0.057	1.256	1.712	3.80	1.437	0.785	0.566	1.537
2.55	1.184	0.086	1.231	1.702	3.85	1.450	0.812	0.538	1.527
2.60	1.194	0.114	1.206	1.692	3.90	1.464	0.839	0.510	1.517
2.65	1.204	0.143	1.180	1.683	3.95	1.479	0.866	0.482	1.507
2.70	1.214	0.171	1.155	1.673	4.00	1.494	0.893	0.454	1.497
2.75	1.224	0.200	1.129	1.664	4.05	1.510	0.919	0.426	1.487
2.80	1.234	0.228	1.103	1.654	4.10	1.527	0.946	0.398	1.477
2.85	1.244	0.257	1.077	1.644	4.15	1.544	0.972	0.370	1.467
2.90	1.254	0.285	1.051	1.635	4.20	1.561	0.999	0.342	1.457
2.95	1.264	0.313	1.025	1.626	4.25	1.577	1.025	0.313	1.447
3.00	1.274	0.342	0.999	1.617	4.30	1.594	1.051	0.285	1.437
3.05	1.284	0.370	0.972	1.608	4.35	1.611	1.078	0.257	1.427
3.10	1.294	0.398	0.946	1.599	4.40	1.627	1.103	0.228	1.417
3.15	1.304	0.426	0.919	1.592	4.45	1.644	1.129	0.200	1.407
3.20	1.314	0.454	0.893	1.587	4.50	1.660	1.155	0.171	1.397
3.25	1.324	0.482	0.866	1.583	4.55	1.677	1.180	0.143	1.387
3.30	1.334	0.510	0.839	1.580	4.60	1.687	1.206	0.114	1.377
3.35	1.344	0.538	0.812	1.579	4.65	1.697	1.231	0.086	1.367
3.40	1.354	0.566	0.785	1.579	4.70	1.707	1.256	0.057	1.357
3.45	1.364	0.593	0.758	1.578	4.75	1.717	1.282	0.029	1.347
3.50	1.374	0.621	0.731	1.578	4.80	1.727	1.307	SHOT	1.337
3.55	1.384	0.649	0.704	1.577	7.20	2.207			SHOT
3.60	1.394	0.676	0.676	1.576					

这里速度V(z) 用m/s，深度z用米为单位。在地表时速度随深度增加的速率为每米0.875m/s，在一公里深度以上时，平均速率则为每米0.73m/s。通过这一层的地震波旅行时间列在表13—1中，图13—5中画出了炮点分别在2.4km桩号和4.8km桩号上的时间资料。图象显示出曲线有非常微小的弯曲，只有大量的数据点才能把它的弯曲突出显示出来。用两条速度为1775m/s和1900m/s的直线段也能拟合这些时间点资料。

既使是在浅层勘探中，鉴别时距曲线的弯曲仍然成问题，因为浅层数据点少，所以甚至更困难。这里有一个例子，第一层中的速度几乎增加了一倍(帕尔默，1980，图19)，而时距曲线仍然可以用一段直线来拟合而未发现明显的弯曲(帕尔默，1980，第47页)。只有极少数例子，时距曲线明显地弯曲，速度在这样的地层中增加很大，譬如格林哈尔希和金提供的野外资料（1981）中，地震波速度增加到原来的四倍。然而对于这样一些地层的地质实在性随后则成了问题〔怀特利（whiteley)，1981，第52—53页〕。

跟小曲率相对应的射线穿透深度也小。公式13.24反映的抛物线型速度函数，在1.2km范围内的穿透深度只有85m，2.4km时为300m。

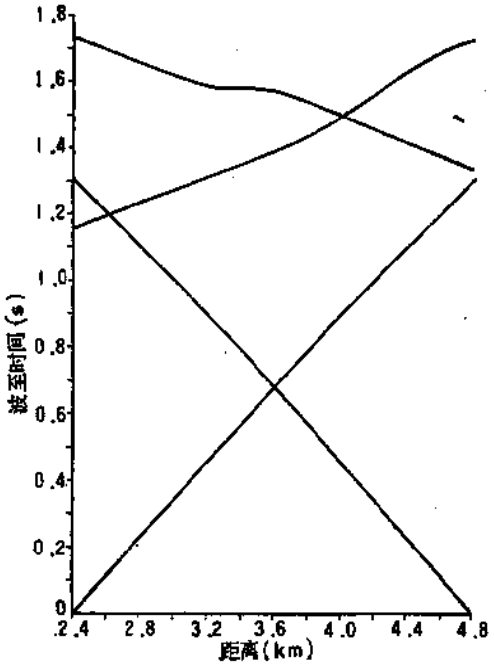


图 13—5 图13—4中模型上的地震波旅行时间曲线

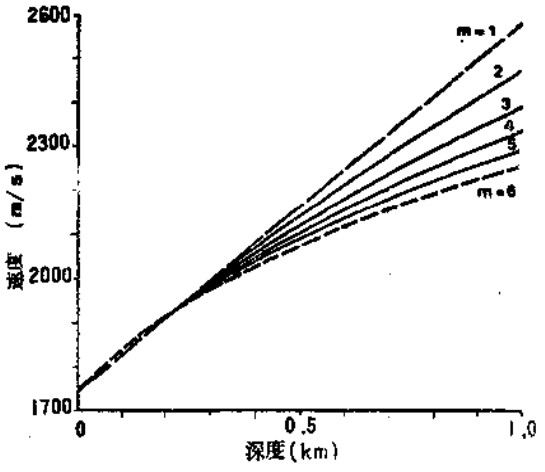


图 13—6 由埃维金公式表示的一套速度-深度曲线，变量q选得使曲线在深度为0m和200m处具有相同的速度值

穿透深度相对来说太浅就会影响到速度函数的求解。因为实际上对于这样一个不大的穿透深度，任何标准函数都能用来表示它的速度函数而不超出规定的误差范围，但是把它们外推到穿透深度以外，速度差别就会很大。

我们用式13.24中的抛物线函数来证明这一点。在式13.15中，爱夫琴函数的常数q用m取1—6的整数时求出，这时速度从0到200m的深度上是一样的，但当深度接近300m时，速度就显出相当大的差别了。一系列结果都画在图13—6中。图13—7还表示出用这些函数关系计算出来的时间跟实际接收时间之间很小的差别，而这些几个毫秒级的时间差别还可

通过对每个具体的m取值作迭代计算q来进一步减小。因此这里很简单地证明了，在正常测量误差范围内，实际上任何一种合理的速度函数都能切合已接收的时间资料。

显然还可以选择别的函数关系，这样深部地层的速度就更加不同，但是在浅层它们都满足我们所得到的时间资料。事实上哈奇同（1955）证明了既使误差控制在野外测量误差标准范围、即每2s允许6ms误差（<0.3%），仍然会有许多的不同类型速度函数出现，它们都切合已得时间资料，但造成的深度差别则可以达到30%。

由于首波时间资料不能提供变速度介质足够的样点，也许利用第二同相轴或更后到的续至波则是一种可行的办法。不幸的是，通常并不这样作，在勘探工作中尤其少采用续至对比〔见第九章第三节和格林哈尔希及金（1980，第96～97页）〕。

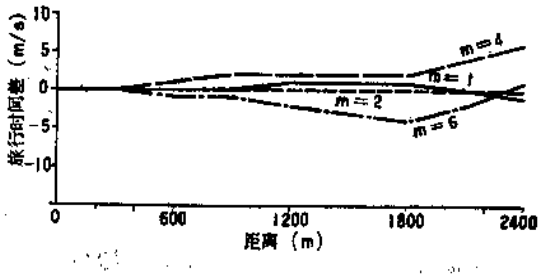


图 13—7　用图13—6中埃维金速度函数计算的时间与图13—5模型实际时间的差异

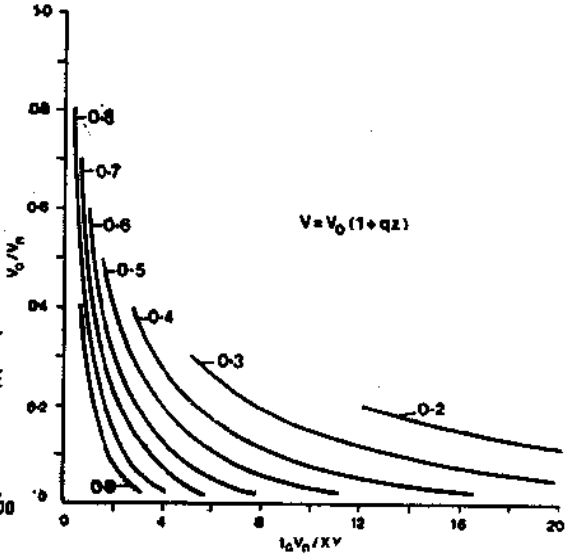


图 13—8　从V_0/V_n求临界角i_1的正弦V_1/V_2和从t_0V_n/XY求速度随深度线性增加的诺模图

第七节　用GRM进行反演

如果能求出合适的XY间隔，那末GRM在变速度介质情况下也能取得良好的效果。XY是所有上覆地层的速度的函数，这样就克服了某些采样不足地带所造成的问题和常规方法中速度函数不确定外推所带来的问题。

最简便的办法是把变速地层看作为未检出地层问题的一种特例，整个介质用公式10—4近似为一层，或用第九章第五节（也可从帕尔默1980年，第46—47页）中的公式8.7和8.10表示成二层问题。读者可以从表13—2的不同方法中取得的合理数据来判断这些不同的结果。当然，需要时也可求出更加细致的速度变化。

求出最佳XY值、时间深度和折射波速度并对此作分析，此外，还需假设爱夫琴函数适合这种情况。从公式13.16和13.22，可表示为

$$\frac{t_G V_n}{XY}=\frac{\int_{i_0}^{i_1}(\sin^{m-2}i-\sin^m i)\,di}{2\int_{i_0}^{i_1}\sin^m i\,di} \tag{13.25}$$

这里的i_0和i_1均由式13.22和13.23给出。

式13.25中的积分是对整数m的标准积分，并且是算得出数值来的，对各种速度比率V_0/V_n和V_1/V_n，m取1，2和6，算出的结果表示在图13—8，13—9和13—10中，此处V_1是

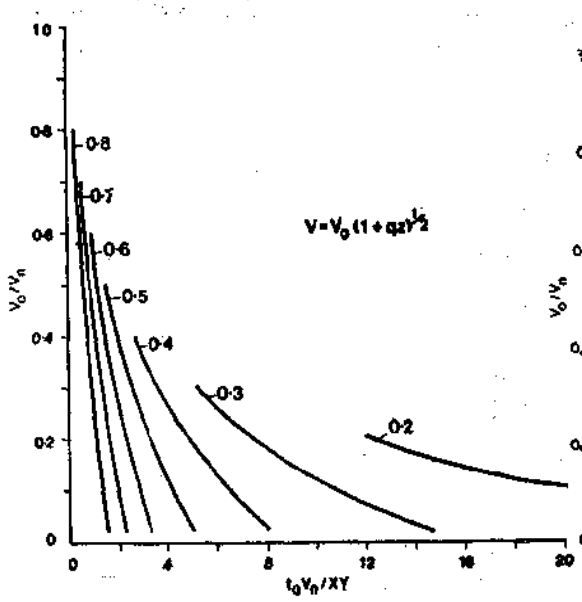


图 13—9 从V_0/V_n求临界角i_1的正弦V_1/V_n和t_GV_n/XY——速度随深度呈抛物线式增加的诺模图

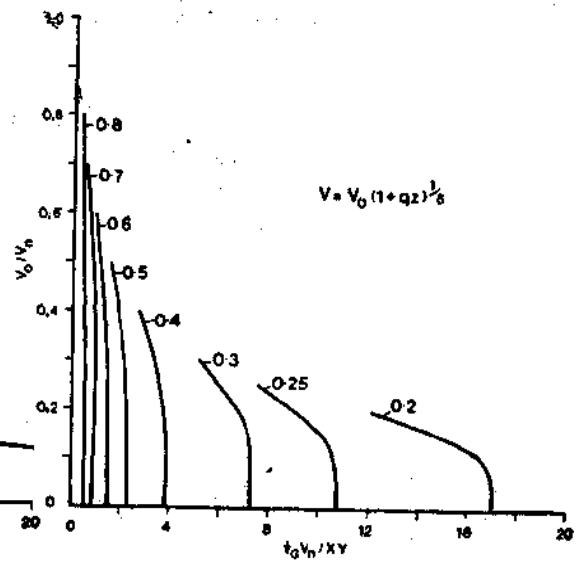


图 13—10 从V_0/V_n求临界角i_1的正弦V_1/V_n和$t_G V_n/XY$——速度随深度的$\frac{1}{6}$次方增加的诺模图

紧靠折射面的那部分上层变速介质的速度值。

由于V_0/V_n和$t_G V_n/XY$可以从野外资料中取得，所以只要选定了m，V_1/V_n就能求出来。这个比值的反正弦是i_1，即临界折射角。根据式13.21中的积分，就可求出参量q，再用式13.15或13.23就可求出深度Z。

这个方法可以用图13—4的地层模型中，将炮点放在0桩号和7.2km桩号，得到图13—5和表13—1中的旅行时间表来予以证实。从图13—11和图13—12的速度解析曲线和时间深度曲线来看，可以检出两个最佳XY值：700m和950m。由此可见给出以XY递减形式画出的速度解析曲线可容易地以传统的比例关系表示出速度变化细节。

XY值用最近检波间距50m的倍数进行度量，即用整数倍的检波器间距。接收采用48道装置，中间放炮，这时检波器间距取50m，跟反射波法探测同样深度目标所采取的最大检波间隔一样。如果利用更为通用的96道装置，则间隔可减为25m，这样能更精确地确定出XY值。

对模型较浅一侧求出来的700m比计算正确的数值673m大4%，模型较深一侧两者相

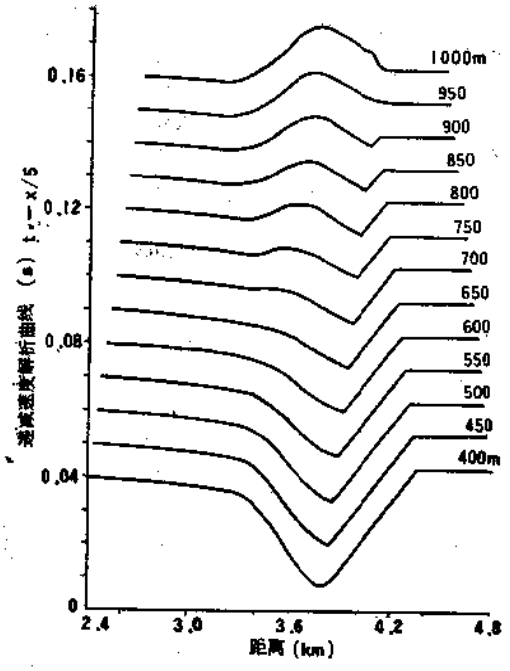


图 13—11 用图13—5对不同偏移距和XY算出来的递减速度解析曲线。解释出XY，在模型左边为700m，右边为950m

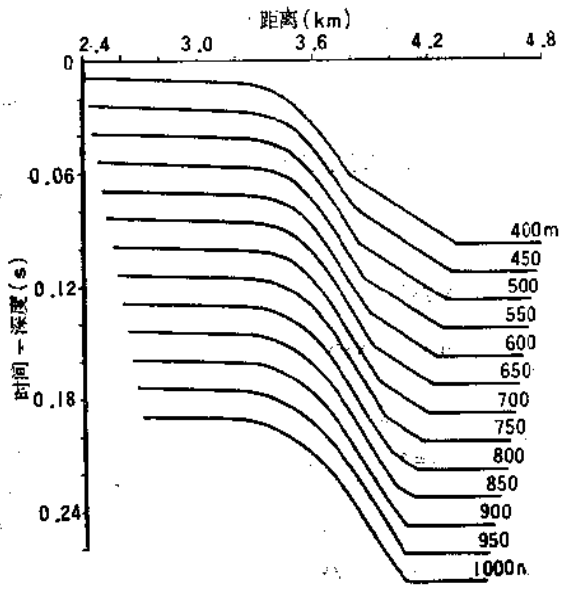


图 13—12 图13—5中偏移激发的广义时间深度，可证明700m和950m是最佳XY值

差是3%，比浅的那一侧结果还要接近一些。

此外还可看出，较浅一侧所确定的折射层速度不如较深一侧所确定的精确。这是因为从2.4km到3.9km这一段检波点上所记录到的相遇时间没有严格遵循沿折射面相同的互换射线。可以把2.4km—3.9km这一段折射面一级近似地看作是一个平均11°倾角的斜面，以测出的速度5100m/s乘以这个平均角度的余弦（见式8.5）才真正接近正确的速度。这一步骤可以留待到解释过程的后阶段来作。

计算结果都列出在表13—2中，它表示在模型较浅一侧算出的结果及其所用的参数误差较大，而较深一侧的结果和所用的参数则比较合理和精确。

从表13—2出发可引出几点结论。首先，不管m取什么值，计算深度值几乎相同，这一点特别鼓午人心，因为它指出速度的局部变化不会引起严重的深度误差，而这种速度变化可能是由于局部的岩性变化、诸如钙质胶结或者局部的页岩承压效应等等。

其次，在模型较浅一侧计算的深度误差为4%，跟确定XY值的误差一样，据此，可以用检波器间距以及求XY的精度来控制用折射波法求取折射层深度的误差，这也许比用其它方法更好（诺斯伍德1967）。

利用表13—2求出的速度深度关系画在图13—13中，它表示在600m附近各条曲线具有相同的速度值，但在第一个300m处则出现明显的分离。来自近炮点的绝大多数射线都从这个带上穿过，因此可以预测按不同曲线计算出来的时间也是不同的。

这是符合一般情况的。我们将计算时间跟表13—1中原始资料的差别表示在图13—14中，可以见到当m等于2时，两者时间吻合得最好。

表 13—2

距　离	3.3km	4.1km
模型埋深	750m	1000m
时间-深度	0.342s	0.429s
计算的 XY	672.8m	947.1m
测量的 XY	700m	950m
测量的折射层速度		
V'_n	5.100m/s	5000m/s
$\frac{tgV'_n}{XY}$	2.49	2.26
V_0/V'_n	0.343	0.35
m = 1　V_1/V_n	0.477	0.504
q	0.00050	0.00044
计算的深度	781m	1000m
m = 2　V_1/V_n	0.47	0.495
q	0.00113	0.0010
计算的深度	777m	1001m
m = 3　V_1/V_n	0.465	0.488
q	0.0019	0.0017
计算的深度	778m	1002m
m = 4　V_1/V_n	0.46	0.482
q	0.0029	0.0026
计算的深度	778m	999m
m = 6　V_1/V_n	0.453	0.473
q	0.0055	0.0051
计算的深度	783m	998m

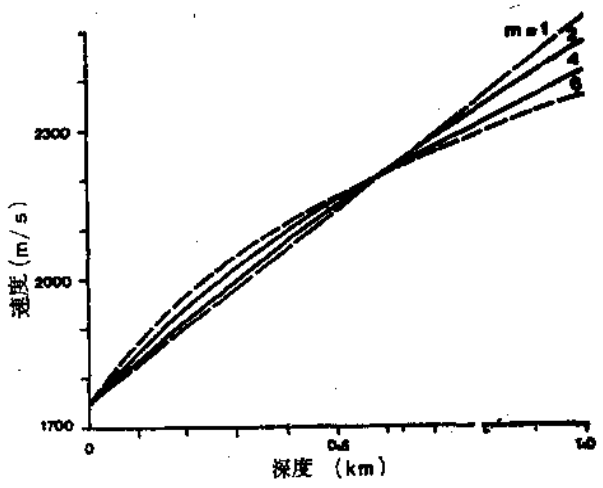


图 13—13　埃维金公式表示的一系列速度深度剖面，这些曲线在折射深度为0km和0.6km处具有相同的值

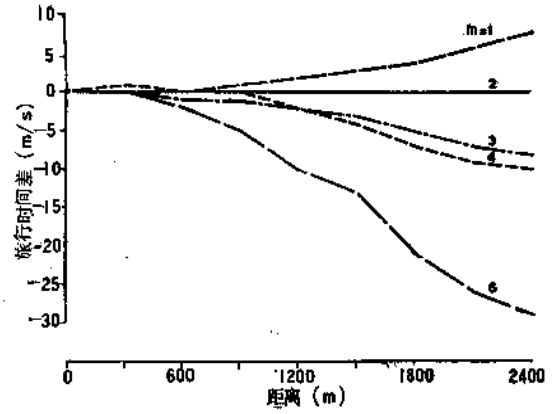


图 13—14　用图13—13表示的埃维金速度函数计算的时间和图13—5模型上时间的差别

这个数值是对变速介质的正确定义。利用XY保证了从整个层次上进行采样，从而避免了外堆，然后根据时间曲线来确定究竟哪种函数会产生观察到的时间曲线。

第八节　变速度折射层

浅层工程折射调查中经常遇到速度随深度变化的折射地层，由于只能获得折射层中间的采样值，很难求出正确解。折射波至只有在大于超前距离的地段上才作为首波同相轴出现，这时它已经穿进折射层一些距离了。利用短小的井检距时距曲线和在变速介质露头上测定浅穿透深度的办法也不可取，此外，深度是没有下界的，总有更深的折射出现，这种现象常常可以从折射层的速度随炮检距增大而缓慢增加中辨认出来。

普济廖夫（Puzyrev, 1960）设想有一个速度随深度线性增长的折射层，但是这个线性关系无法用地质实体予以证实，我们这里讨论的例子用抛物线函数。

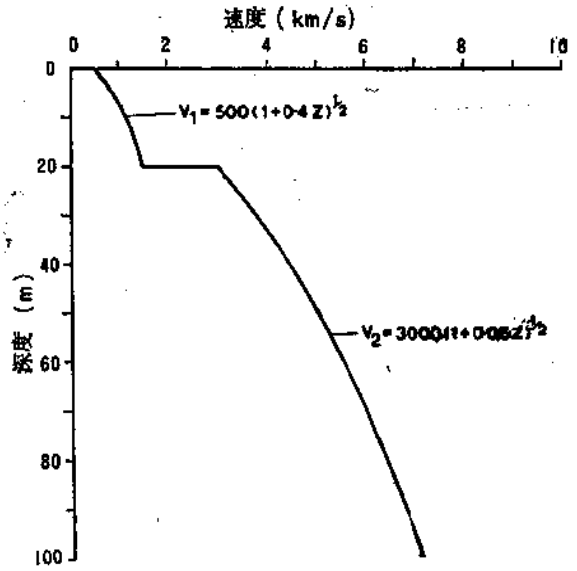


图 13—15　在二层都是变速度地层上的地震波传播速度和深度关系

这个例子的速度深度曲线见图13—15，它代表一个中等风化程度的地层，第一层有20m厚，是完全风化；第二层则表示从中等风化程度直到新鲜岩石。旅行时间列出在表13—3和画出在图13—16中。它们显示出时距曲线以及在末端炮点上这第二层的收敛点大约是每10m所耗时间为1ms。这个收敛性表明地层是一个变速度地层。

表 13—3

距离（m）	旅行时间（秒）			
0	SHOT			109.50
120	71.27	SHOT	71.27	92.81
125	72.33	9.68	70.20	92.05
130	73.38	18.01	69.10	91.26
135	74.39	25.14	67.97	90.48
140	75.40	31.46	66.82	89.68
145	76.39	37.12	65.65	88.86
150	77.37	42.30	64.45	88.03
155	78.33	47.06	63.22	87.21
160	79.27	50.65	61.97	86.37
165	80.20	52.20	60.68	85.52
170	81.12	53.71	59.36	84.66
175	82.02	55.17	58.01	83.80
180	82.92	56.60	56.60	82.92
185	83.80	58.01	55.17	82.02
190	84.66	59.36	53.71	81.12
195	85.52	60.68	52.20	80.20
200	86.37	61.97	50.65	79.27
205	87.21	63.22	47.06	78.33
210	88.03	64.45	42.30	77.37
215	88.86	65.65	37.12	76.39
220	89.68	66.82	31.46	75.40
225	90.48	67.97	25.14	74.39
230	91.26	69.10	18.01	73.38
235	92.05	70.20	9.68	72.33
240	92.81	71.27	SHOT	71.27
360	109.50			SHOT

这里我们假设第一层中的速度关系可以用一些方法精确求出，剩下的问题是求第二层速度关系的近似表示法。一种常规的办法是利用相遇法的速度解析曲线和时间深度关系。由于每一条射线穿透第二层中的深度都是不同的，因此对方法使用的条件并不完全严格满足，得到的只能认为是一种近似解。然而在常规调查中这也许是最简便的方法了。

对偏移距和远端成对炮点的速度解析曲线画出在图13—17中，有意思的是这些数据点构成了两条直线，一条表示速度为3500m/s，另一条为5570m/s，显然这些都是平均速度。

图13—18表示时间深度曲线。在这个例子中，它们的上凹形态典型地反映了数据有的来自不同折射层，有的则来自同一折射层中的不同深度。接收排列重叠则产生重叠的尖顶，表明时间深度的向斜形态是处理加工的产物，而不是折射界面本来的形状。此外，互换时间也不满足测量要求，因此很难就此求得深度。近似的方法是用炮点的时间深度和最大炮

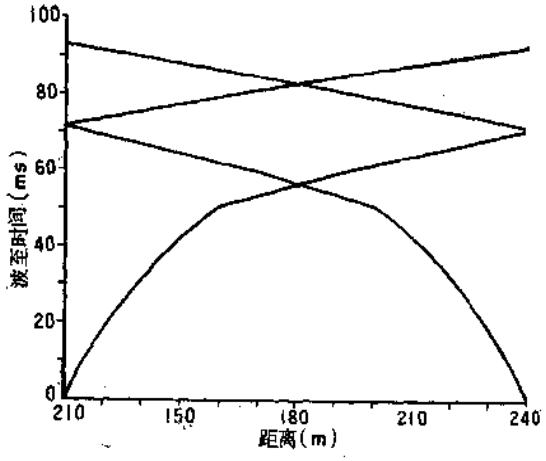


图 13—16 图13—15表示速度深度关系模型的时距图形

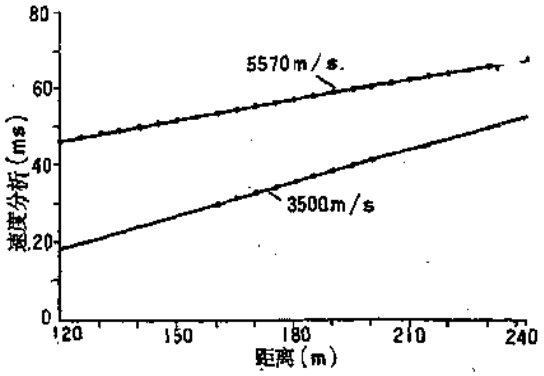


图 13—17 对偏移炮点和远端炮点所作的速度解析曲线

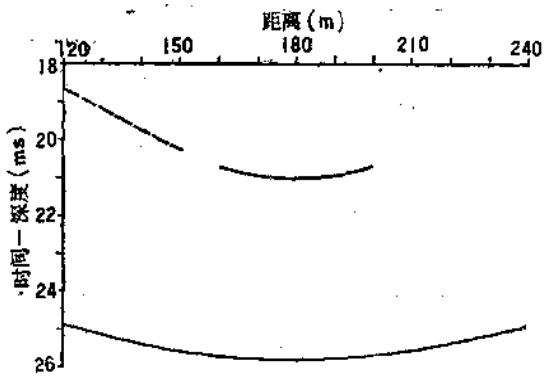


图 13—18 时间深度曲线图

检距处的时间深度的平均值来作为平均时间深度，这就使互换时间不准的影响减到最小限度。用这样的方法我们求得末端炮点的平均时间深度为20ms，中间炮点的时间深度为25.5ms。

在下面的方法中，利用已测得的速度还可求出间距之间折射界面的近似起伏差别，它们类似于公式5.12，速度的调和平均值是4300m/s，把它看作是间距上的平均速度，那末深度的起伏大致是平均时间深度差（也就是5.5ms）和由速度4300m/s及5570m/s决定的深度转换因子的乘积，即37m。这跟图13—15中利用图13—17的速度测得的35m深度差是非常相近的。

同样的结果也能从别的例子中获得，在那些例子中，速度随深度的增加而增加得更快。

第九节 本章小结

变速度地层比常速地层更接近实际，在沉积系列中，速度随深度增加的原因是由于孔隙物质的压实。速度增加的速率大约为每加深1m速度就增加1m/s。在浅层勘探中，速度

随深度增加通常跟风化作用或湿度有关。

变速介质通常产生弯曲的时距曲线，然而常常又不容易发觉出这类弯曲，这是因为速度随深度增加速率不大，也因为射线穿透这类介质一般较浅。

确定变速度介质速度函数的方法大多是以测量地层中直达波时间参变量为基础。但因为穿透深度只是总深度的一小部分，做不到对整个地层都采样研究。事实上在常规的野外测量精度要求范围中，可能有许多种合理的速度关系适合于这种地带，但是推广到地层的未透过部分出入就很大，计算出深度有非常大的误差。

如果能定出合适的XY值，那么也就能求出足够精确的速度函数关系。XY是折射层以上所有地层速度关系的总和，所以能满意地代表整个上覆地层中的样本要求。

这种贯穿所有地层的需要避免了从局部类推全局带来的误差，它跟反射波法中从正常时移值测量叠加速度有异曲同工的效果。

折射层中的变速度问题是不太容易解决的，但有一种依靠传统相遇法的经验办法可以表示一段折射地层深度的大致起伏差别，同时从不同的偏移距接收时间确定层速度。

本章参考文献

Acheson, C. H., 1963, Time-depth and velocity-depth relations in Western Canada; Geophysics, vol. 28, p. 894-909.

Acheson, C. H., 1981, Time-depth and velocity-depth relations in sedimentary basins A study based on current investigation in the Arctic Islands and an interpretation of experience elsewhere; Geophysics, vol. 46, p. 707-716.

Banta, H. E., 1941, A refraction theory adaptable to seismic weathering problems; Geophysics, vol. 6, p. 245-253.

Berry, J. E., 1959, Acoustic velocity in porous media; Petroleum Trans. AIME, vol. 216, p. 262-270.

Birch. F., 1960, The velocity of compressional waves in rocks at 10 kilobars; Journal of Geophysical Research, vol. 65, p. 1083-1102.

Brandt, H., 1955, A study of the speed of sound in porous granular media; J. Appl. Mech., vol. 22, p. 479-486.

Dix, C. H., 1952, Seismic prospecting for oil; Harper and Row, New York.

Dobrin, M. B., 1976, Introduction to geophysical prospecting, 3rd Edn; McGraw-Hill, New York.

Duska, L., 1983, A rapid curved-path method for weathering and drift corrections; Geophysics, vol. 28, p. 925-947,

Evjen, H. M., 1967, Outline of a system of refraction interpretation for monotonic increases of velocity with depth in Seismic refraction prospecting; A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 290-294.

Ewing, M. and Leet, D., 1932, Comparison of two methods for interpretation of seismic time distance graphs which are smooth curves; Transactions of the American Institute of Mining Engineers., Geophysical Prospecting, vol. 97, p. 263-270.

Faust, L, Y., 1951, Seismic velocity as a function of depth and geologic time; Geophysics, vol. 16, p. 192-206.

Faust, L. Y., 1953, A velocity function including lithologic variations; Geophysics, vol. 18, p. 271-288.

Gassman, F., 1951, Elastic waves through a packing of spheres; Geophysics vol. 16, p. 673-685.

Gassman, F., 1953, Note on Elastic waves through a packing of spheres; Geophysics, vol. 18, p. 269.

Goguel, F. M., 1951, Seismic refraction with variable velocity; Geophysics, vol. 15, p. 81-101.

Greenhalgh. S. A. and King, D. W., 1980, Determination of velocity-depth distributions by inversion of refraction time-distance data; Bulletin, Australian SEG, vol. 11, p. 92-98.

Greenhalgh, S. A. and King, D. W., 1981, Curved raypath interpretation of seismic refraction data; Geophysical Prospecting, vol. 29, p. 853-882.

Hagedoorn, J. G. 1955, Templates for fitting smooth velocity functions to seismic refraction and reflection data; Geophysical Prospecting, vol. 3, p. 325-338.

Hall, J., 1970, The correlation of seismic velocities with formations in the southwest of Scotland; Geophysical Prospecting, vol. 18, p. 134-156.

Hamilton, E. L., 1970, Sound velocity and related properties of marine sediments North Pacific; Journal of Geophysical Research, Vol. 75, p. 4423-4446.

Hamilton, E. L, . 1971, Elastic properties of marine sediments; Journal of Geophysical Research, vol. 76, p. 579-604.

Hollister, J. C., 1967, A curved path refraction method *in* Seismic refraction prospecting; A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa. p. 217-230.

ida, K., 1939, Velocity of elastic waves in granular substances; Tokyo Univ. Earthquake Res. Inst, Bull., vol. 17, p. 783-807.

Jankowsky, W. 1970, Empirical investigation of some factors affecting elastic wave velocities in carbonate rocks, Geophysical Prospecting, vol, 18, p. 103-118.

Kaufman, H., 1953, Velocity functions in seismic prospecting; Geophysics, vol. 18, p. 289-297.

Lehmann, I., 1937, Seismic time curves and depth determinations; Monthly notices of the Royal Astronomical Society Geophysical Supplement 4, p. 250-271.

Musgrave, A. W., and Bratton, R. H., 1967, Practical application of Blondeau weathering solutions in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 231-246.

Northwood, E. J., 1967, Nomograms for curved-ray probiems in overburden; *in* Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, P. 296-303.

Northwood, E. J. 1967, Notes on errors in refraction interpretation; *in* Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed, . SEG, Tulsa p. 459-465.

Othovich, V. A., 1959, Curso de Sismologia Applicada; Mexico, D. F., Editorial Reverte, S. A.

Palmer, D., 1980, The generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation; SEG, Tulsa, 104p.

Paterson, N. R., 1956, Seismic wave propagation in porous granular media; Geophysics, vol. 21, p. 691-714.

Puzyrev, N. N., 1960, An interpretation of refraction data in the presence of a velocity gradient in the lower medium; Institute of Geology and Geophysics, Siberian Branch, Academy of Sciences, Novosibirsk, U. S. S. R., Geology and Geophysics No. 10, p. 120(translated by J. C. Dooley, Bureau of Mineral Resources, Australia, Record 1974/8, p. 1-13).

Rutherford, H. M. 1935, A formula for weathering corrections; Transactions of the Society of Petroleum Geophysicists 5. p. 117-120 (reprinted in 1947, Early Geophysical Papers, SEG, Tulsa, p. 779-781)

White, J. E., and Sengbush, R. L., 1953, Velocity measurements in near-surface formations; Geophysics, vol. 18, p. 54-69.

Whiteley, R. J., 1981, Discussion on "Determination of velocity-depth distribution by inversion of refraction time-distance data"; Bulletin Australian SEG, vol. 12, p. 52-54.

Wyllie, M. R., Gregory, A. R., and Gardnel, L. W., 1956, Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media; Geophysics, vol. 21, p. 41-70.

Wyllie, M. R., Gregory, A. R., and Gardner, L. W., 1958. An experimental investigation of factors affecting elastic wave velocities in porous media; Geophysics, vol. 23, p. 459-593.

第十四章　时间剖面

第一节　时间剖面唯一性

地震折射法是一种地质制图技术，它探测出地震波传播速度在垂直方向和水平方向上的大致变化，探测结果常常作成地下横断面的形式。测得的地震波传播速度是岩石的岩性物理参数，它同一般的地质参数密切相关，譬如跟岩性、孔隙率、温度等等。这种深度断面的表示方法非常实用，因为它还可以同时方便地包罗进其它信息，如地震反射剖面资料和测井资料，便于透彻地了解地质现象。

然而决不能就此断定作出的深度剖面就一定精确无误。为了要把折射层以上的所有各种地层都构作出来，需要计算所有各层中地震波速度和各层时间深度或半截距时间，如本书一再强调的隐蔽层，变速层，各向异性等等，它们都影响到解释精度。我们在第九、第十、第十三和第十七章中介绍了减弱这些因素可能造成误差的种种方法，其中主要是研究最佳XY值。不幸的是这些方法并不总是适用，它们要受到野外技术或者地质条件的制约。

那么，有一种不依赖于资料完备性的表示方法就具备许多优点，时间剖面就是这样一种表示方法。它的垂直轴用时间单位而不是深度。它是时间-深度的直交图，正确地用地面点的半截距时间表示该点以下界面的深度，水平轴则表示地表或某个基准面上的地震测线。

从时距曲线上利用公式8.6计算时间深度只需要折射层速度，它可以用式8.1从同一时距曲线上求得，既不要上覆地层中速度资料，也无需有各层的厚度资料。这些时间深度的计算精度以及由此作出的时间剖面精度则取决于各种野外资料参数，诸如信噪比、检波间距等，它们都是影响精度的因素，同时还要利用它们来决定最佳XY值。因此，尽管资料不一定完备无缺，时间剖面还是可以作得相当精确而且内部都相当一致。

但是构作深度剖面就必需具有完备的资料。既要折射层以上地层的速度资料又要有各层的厚度，通常根据已经作出的上部地层剖面的完备性，从原先的时间剖面可构作出一定数量的深度剖面。

第二节　解释和处理的区别

时间剖面用得最广是在地震反射法中（多布林，1976，第236页），实际上，地震反射资料处理的每一个步骤，从静校正到反褶积和偏移都是在时间剖面中进行的，通常得出的最终成果也是以时间剖面形式表示而不用深度剖面。

虽然折射法中的延迟时间法已经用时间剖面了（伍洛别克，1956；帕基泽和布莱克，1957；莱亚特，1967），但在别的折射解释法中时间剖面仍然用得不多。然而象反射法一

样，折射处理的每一个步骤几乎也是都能在时间域来实现的，实际上时间剖面是一个极好的媒介，它使我们易于区别何为解释，何为资料处理？虽然也有些人认为不易用它来作这种区别〔谢里夫（Sheriff）和吉尔达德（Geldart），1982，第227页〕。这种区分是将时间深度计算，和为保持它跟原始旅行时间的一致性所作的各种校正（见第十二章第三节）以及资料质量控制等等都看作为资料处理；如果合适的话，而把最佳XY值选择，时间深度的内插和外推，选择一定数量的层次和速度都看作为解释〔见哈瑟力和内维尔（Neville），1986；帕尔默，1980，第55—81页〕。

完成了资料处理之后，时间剖面对解释来说乃是一个特别方便的媒介，因为可以把它看作是被地震波速度歪曲了的（或更正确地说是线性变换）深度剖面。这样，许多解释过程则能以地质真实性作为标准予以进行。

在小比例尺作业中，如果资料处理和解释都是由同一个组进行的话，区分处理和解释就不那么重要，但是随着资料量增加，这三个步骤要由不同的专业组来执行，就象地震反射法中那样，那末为了有效地作业，这种区分就显得相当重要。事实上，当管理不同的作业越显得困难时，就越能理解时间剖面在日常生产作业中的全部优越性。

第三节　资料和解释的一致性

大多数折射波法资料的解释都是建立在某些近似和假设基础之上的，象不考虑倾斜、认为折射速度是常量、介质均匀等等，然而实际地层比这些简单的模型要复杂得多。由此，从解释得出的深度剖面反算旅行时间常常跟原始时间资料有差别，这就是说解释结果跟资料互不一致。

为了达到一致，要不断修正解释，直到从解释模型上计算出来的时间跟观察得到的时间完全一致为止。斯科特（1973）编制了一个计算程序，用它来修改延迟时间解释方法，使得用射线路程确定的旅行时间跟观察到的时间资料相一致。

但是利用射线路程方法会产生一系列问题，部分显而易见的问题则跟隐蔽层、变速地层有关，这是因为大多数的常规方法都是利用斯奈尔定律的缘故。一个较为普遍的现象是各向异性介质，这时斯奈尔定律只适合于波前面，而不能用射线（见第二章第三节）；更进一层是斯奈尔定律对待绕射问题，当折射层的不规则变化曲率半径小于地层厚度时，既便不存在各向异性，也要产生绕射（见第八章第八节）。尽管阿克曼（Ackerman，1982）在他编制的解释模块中考虑了许多这一类的困难，然而还必需强调人机联作，以便采用更细致的基本算法（见第八章第四节），或者用波前法来适应各向异性问题。

既使用了更严格的方法，并尽量减少各种假设条件，譬如用波前法〔索恩伯格，1930；罗克韦尔，1967）和其它作图法〔斯洛特尼克（Slotnik），1950；塔兰特（Tarrant），1956；海勒斯，1958〕，也依然存在对速度不完全了解和各层厚度不确切等问题。

因为深度剖面通常不是唯一的，在一个空间中用一种处理程序就产生出一种相应的数学解，但它们不一定就是正确的解。如果这个地下基本模式、包括其中某些层次和近似速度的选定，是不正确或不完备的，那末最终得出的修正剖面也不会正确，无论资料和解释达到怎样一致的程度都无济于事（见麦克番伊尔，1967，第260页），因此，深度剖面并不是追求一致性最好的领域。

相反，时间剖面有许多突出优点，首先它不必需要完备的速度资料，这就允许我们用常规的资料来作校正，这种常规资料也可能在现实采集过程中并不满足各种理论标准，象记录到的并不是所有的层次，也有的只是出现在续至波同相轴中等情况。其次，校正过程和记录都在同一领域中，就像用公式8.9表示的那样，在时间剖面上进行时间深度计算、速度解析函数分析和详细分解时距曲线。在仍然保留了原始时间资料的情况下，可以利用式12.4来校正算出时间深度，使它跟其它资料如重复排列上的时间深度或用式5.24算出的半截距时间保持一致。

这些处理程序都跟反射剖面的处理相类似，一个反射界面并不需要等把它上面的一切地层都研究清楚之后才能画出来，正常时差校正、剩余静校、反褶积等等都可以在初勘阶段就实施，这时只有极少的几组反射界面被勾画出来，通过提高分辨率和剖面质量，才有更多的反射界面显现出来。

第四节　野外采集资料

野外资料采集有一些必需满足的要求，最显见的是要保证满意的信噪比，因此要有一些必要的技术保证，譬如正确地放置检波器和进行炮井准备工作，应该向具有野外工作经验的地震人员请教，这在另外的书本中专门予以介绍。

此外还需要设计炮点位置，以便能使模糊性限制在最低限度，这方面已在第四章中有详细介绍。

另外的一些要求则取决于调查区域的地质条件的复杂性，理论上对于相遇地段两个方向上都应该画得出所有的折射面，如此才能作出时间深度和速度解析曲线，尤其在地质构造复杂地段，这是必需具备的。在构造简单的地段，则可以减少炮点数，在已知资料点之间用推断内插进行补充

譬如澳大利亚的许多地方，河谷发育得相当完善，地形平坦，潜水面在大片面积内很少变化，因此可以从潜水面的折射同相轴定出半截距时间，再用井间内插就能满足精度要求。

从这一点出发提出了另一种野外工作的标准，其目的是通过内插应能得到满足地震勘探目标的，跟地质复杂性相称的时间剖面。一般说来，只有完整的时距曲线，从它能够辨认出所有的层次还不够，还应该安排测线上的炮点和检波器系统使得我们能正确地计算出目的层的时间深度和速度解析曲线作为标准。

第五节　本章小结

时间剖面是时间深度和半截距时间对距离的图象，它除了纵轴以时间为单位而不是以深度为单位以外，其它都跟深度剖面一样。它相当于反射地震勘探中的记录剖面。

它是从旅行时间资料中构制出来的，并且没有任何有关速度的假设，所以时间剖面是唯一的。不论上覆地层是否画出来，时间剖面总是能构制出来的。

时间剖面很适合作校正解释结果，使它跟原始资料相一致。

资料采集要达到满意的覆盖率，以便通过相应的内插使作出的时间剖面跟当地的地质

复杂性相称。

本章参考文献

Ackermann, H. D., Pankratz, L. W., and Dansereau, D. A., 1982, A comprehensive system for interpreting seismic refraction arrival time data using interactive computer methods; U. S. Geological Survey Open File Report 82-1065. 265p.

Dobrin, M. B., 1976, Introduction to geophysical ptospecting, 3rd edition, McGraw-Hill Inc. 630p.

Hales, F. W., 1958, An accurate graphical method for interpreting seismic refraction lines; Geophysical Prospecting, vol. 6, p. 285-294.

Hatherly, P. J. and Neville, M. J., 1986, Experience with the generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation for shallow engineering site investigation; Geophysics, vol. 51, no. 2.

Layat, C., 1967, Modified Gardner delay time and constant distance correlation interpretation *in* Seismic refraction prospecting; A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 171-193.

McPhail, M. R., 1967, The midpoint method of interpreting a refraction survey *in* Seismic refraction prospecting; A. W. Musgrave Ed., SEG, Tulsa, p. 260-266.

Pakiser, L. C., and Black, R. A., 1957, Exploration for ancient channels with the exploration seismograph; Geophysics, vol. 22, p. 32-47.

Palmer, D., 1980, The generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation, SEG, Tulsa, 104p.

Rockwell, D. W., 1967, A general wavefront method *in* Seismic refraction prospecting; A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 363-415.

Scott, J. H., 1973, Seismic refraction modelling by computer; Geophysics, vol. 38, p. 271-284.

Sheriff, R. E. and Geldart, L. P., 1982, Exploration seismology, Cambridge University Press.

Slotnick, M. M., 1950, A graphical method for the interpretation of refraction profile data; Geophysics vol. 15, p. 163-180.

Tarrant, L. H., 1956, A rapid method of determining the form of a seismic refractor from line profile results:Geophysical Prospecting, vol. 4, p. 131-139.

Thornburgh, H. R., 1930, Wavefront diagrams in seismic interpretation:AAPG Bull. vol. 14, p. 185-200.

Wyrobek, S. M., 1956, Application of delay and intercept times in the interpretation of multilayer refraction time distance curves:Geophysical Prospecting, vol. 4, p. 112-130.

第十五章　深度剖面

第一节　深度偏移

本书中贯穿截距时间法、传统相遇法和广义相遇法的发展，地层厚度专指每一层的顶底面之间的垂直距离而不是从地面垂直向下的深度，折射面则由地层厚度为半径作出的弧线包络来决定，对倾斜分量则不作严格的专门规定，它由包络结构表示出来。

虽然层厚和埋深这两种不同垂直深度的定义可能会产生细微误差，但利用垂直厚度是有相当好处的。

一个主要的好处是关于深度转换因子（见第五章第六节）对倾角相对来说不敏感，即使地层有一些各向异性也无关紧要（见第十七章第五节）。这对使用截距时间法也许并不特别重要，因为只计算一个深度转换因子，求垂直深度不比求厚度更难。但是当折射面有波浪起伏时和多次改变倾角时，这时深度转换因子对倾角不敏感的好处就显示出来了。更重要的是在于绕射问题上，深度转换因子能显示出满意的效果。当折射界面有不规则起伏时，绕射可能占到所有记录同相轴的相当大的一部分（见第八章第六节）。

另一个重要好处是在资料有限的情况下正确地作出折射界面图象，如第八章第六节中和其它地方所提到的（帕尔默，1980，第29页；舍格伦，1984，第84—95页），曲率半径小于层厚的更深部位的折射层不能接收到它的首波资料，通常只能探测到较浅部位的折射层，利用跟地层厚度相当的一系列半径作弧，它们的包络线就确定了折射面，即使同相轴是绕射，也能勾画出浅部的不规则起伏，这时深部界面形态则被平滑了，直到曲率半径等于或大于层厚时，才能用弧线刻划出真实形态。如些画出来的折射层有一个最小厚度，它跟波旅行时间相符合。用这个方法获得的深度剖面跟反射波法中的偏移剖面相似，只不过那里是把反射面转换到剖面中正确的位置上。

更进一步，这种方法也可以利用球面代替圆弧，这样就推广到了三维空间。因此，通常地震剖面垂直于折射层走向的假设在三维深度确定中就不必要了。

第二节　近地表异常

浅层地震折射调查中一个普遍的问题是用来确定折射面的那些圆弧不能画出一个平滑的包络。造成这类情形的最普通原因是未能精确地画出靠得很近的地表层次，这些地层的速度可能非常低，既使由于地质因素和由于界面弯曲造成的地层厚度很小的变化都能引起旅行时间很大的变化。

这跟反射地震中的剩余静校问题是相同的，常常需要找出引起这类异常的原因和位置，断定它是在浅地表层附近，而跟目标折射层无关（见哈瑟力，1980，第73页）。如果单用折射方法不足以构制出这些近地表层，那末已知的地形起伏、水文和地质资料将帮助我

们提供充足的信息，指出这类异常的表面情况。

对一系列XY值反复进行时间深度计算分析，将有助于确定这类近地表异常（见第八章第五节）。

第三节　本章小结

用折射法获得的深度剖面是折射界面的平滑图象，当浅部地层形状充分画出来了，深部形态和其中的界面弯曲是用半径等于层厚的圆弧近似地勾画出来的，平滑作用是因为使用首波记录的结果，不是构制折射面的方法问题。其它确定折射面的方法，如画出各个垂直深度和倾斜段，都对恢复折射图象不很适合，尤其是当存在绕射波时。这种对折射面的平滑作用，以及由此而损失了精确倾角信息的缺点，使得在射线追踪过程中严格应用斯奈尔定律会产生一些问题。

利用圆弧法不能构制出平滑的包络界面的主要原因往往是近地表层的起伏变化。

本章参考文献

Hatherly, P. J., 1980, Computer processing of seismic refraction data; Bull. Australian SEG, vol. 11, p 69-74.

Palmer, D. 1980, The generalized reciprocal method of seismic refraction interpretation; SEG, Tulsa, 104p.

Sjogren, B, 1984, Shallow refraction seismics; Chapman and Hall, London, 268p.

第十六章　资料处理

第一节　资料处理目的

资料处理的首要目的是尽量执行那些原理简单、但运算麻烦的作业，使得地震工作者可以把他们的时间和精力主要放在解释科学和艺术不定的结合工作上。

资料处理的另一个重要目的是要按照一定的方法陈列未处理资料和处理后的资料，这个方法使资料的各种品质控制都做到又方便又自动化。无可置疑，当前所认为是属于解释的某些作业，将来都得自动化，同时变成资料处理中的一部分。合适的显示方法相当重要，由此才能有效地监督转换过程。

一直都觉得地震折射勘探的资料处理上存在一些问题，因为跟资料采集方面或是最后成果的信息内容相比，总感到所化的时间和费用太大，也可能是这个原因限制了这种方法的广泛使用。

对一个大范围勘探，折射地震勘探不能像反射地震那样有效地使用资料数字处理技术。正像第十四章中所讨论过的，将资料处理和解释分离开来的好处还没有被广泛采纳，此外，仍然继续在用作图法和波前法，这些方法不象其他一些方法那样适用于数字处理技术。

近年来折射地震的资料处理取得了一定的进展，我们期望从反射资料处理方法研究中更进一步促进它的发展。利用实际可行的、精确的折射方法为反射提供静校参数以提高反射分辨率的工作也将促进折射资料处理工作。

第二节　测量波至时间

测量波至时间看作为数据处理的第一步。传统上就是确定初至起跳时间，也即从野外记录的各种背景信息中分辨出第一个地震脉冲讯号，为此，通常要将混乱的记录的放大系数压低到几乎看不出噪声背景的程度。

人工读取波至时间的工作可能是数据处理中最繁琐的一项工作。随着仪器记录道数增加，和日工作量的提高，这项工作也就变得特别使人望而生畏。

解决办法之一是利用数字化桌，把野外记录摊在上面，移动光标直到合适的同相轴位置上，由此读出每一道的波至时间。每个波至时间经过数字化之后贮存到计算机之中，用这种方法使生产速度比人工读取是大大提高了。

这两种方法有一个共同的问题是波至时间的确定依赖每个地震道所选择的放大系数。雷克（Rick，1953）论证了当存在干扰时，地震记录上显示不出突然的起跳。由于起跳缓慢，起跳时间只能根据讯号的振幅来定，如果振幅不大，那末检测到的同相轴时间就要比同一地震道而讯号振幅得到增强时来得迟。图16—1中表示了同一地震道不同放大系数时

这种差别可达几毫秒的情况。

解决办法之一是将记录系统的各道放大系数加以调整，使得各地震道首波起跳大致一样。这个方法对大多数浅层折射勘探所使用12道或24道地震仪是适用的，但是对野外日常操作不方便，对仪器操作员的要求就更高了。无论如何这种方法是不适合于48道或更多道数的地震系统的。这类系统的地震仪配备有瞬时浮点记录装置，既使可以用一个不变的放大系数来回放，仪器通常也不会一道一道改变放大系数进行回放。

另外一种在深层折射地震勘探中所用的解决办法是测量某个固定相位的时间值，如第一波峰或第一波谷。利用讯号的高振幅相位，同时也减小因起跳附近讯噪比弱和取不同放大系数的影响。作为数字处理的一项发展，目前也有用互相关的办法（潘拉迪和克雷门特，1972）。

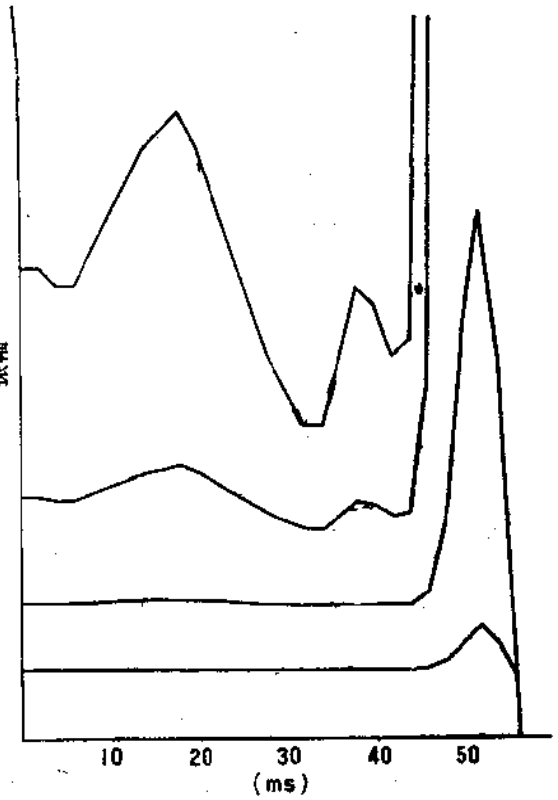


图 16—1 不同放大系数的同一地震道，当放大系数增加，起跳就提前

但是利用这类方法有一些困难。无论是用互相关检测波至时间，还是利用傅氏分析测量衰减（见第十九章），都无法事先估计能否得到一个不受干扰的合适脉冲。这个问题在浅层地震折射调查中尤其突出，因为浅层的干扰通常比较严重。更严重的是地震波中、高频成份随着距离增加而迅速衰减，影响可测脉冲的宽度。它们不仅使测量波至时间产生误差，而且折射波脉冲的任何拉伸也反过来影响到互相关。

如此，测量波至时间再一次成为测量起跳问题了，紧接着就影响到确定讯号消失点的时间，即纯噪声和仍然保留有讯号的分界点。

最最简单的自动检测方法是规定一个门槛值，当超过它时即表示是讯号同相轴。但这个方法实际上不能令人满意，因为如果要阻止各种不正确的高峰进入门槛，门槛值就会定得太高。盖尔琴斯基（Gelchinsky）和希梯夫门（Shtivelman）(1983) 找出了一种能降低这个门槛值的方法，就是首先把首波到来之前的各种干扰压制到低于这个窗口的最大平均水平。欧文（Ervin et al., 1983）的方法是首先加强起跳，使它容易为门槛方法检测出来。

但是，这些方法都不能对一个地震道上的干扰噪声作精确描述。然而哈瑟力完成了这项工作（1980，1982），这是试图把广泛用于反射法的时间序列分析处理技术用到折射中来的第一个成功的例子，这个首波提取程序实际上包括三种方法，这三种方法互相补充，克服了彼此的缺点。

第一种方法是改造布拉斯韦尔（Branswell, 1965，第16章）的相关方法，从时间零开

始，逐点采样，用t_i跟它下一个采样点t_{i+1}作比较，样点之间的差值是资料的振幅和频率的函数，噪声的这种差值可被假设符合正态分布，地震讯号则落在这个分布之外，哈瑟力提出一种方法，假如连续有三个采样点都超出正态分布90%概率区域之外，则认为属于讯号。另外的检查原则则是从符合同相轴存在性出发对讯号的形态和连续性的判断。这个方法快速而有效，它比下一种方法要优越。

第二种方法是基于沃兹沃思（Wadsworth，1958)的最小平方线性预测技术，采用鲁宾逊（Robinson，1967）的子程序。这种方法先选取一段特别的资料决定出一个线性算子，它在这一段资料中能最好地用前面资料予测出后面资料的数值，然后就利用这个因子来予测这一段区间之外的资料。

这个因子是用布拉斯韦尔方法在讯号出现之前的噪声区中定出来的，然后用它预测讯号。因为初至讯号不能用这个因子予测，因此就有很大的予测误差，当予测误差超出某个界限时也就是要出现讯号了。

这两种方法使用了讯号所有动态范围，因此克服了人工方法中所碰到的放大系数不同引出的问题。通常用这种方法得到的初至同相轴比人工对比的要提前几个毫秒，尽管如此，它的精度还是受到诸如采样间隔和资料讯噪比的限制。

可以用内插方法发现起跳之后第一拐点来克服上述两点不足之处。对每一炮记录找出一个常量修正这些拐点的时间，原则是使修正后的时间尽量接近以上两种方法检测出来的时间值。使得出来的同相轴更一致，极少受讯噪比影响和采样间隔的影响。

尽管如此，仍然会有失误，通常是有伴随的假脉冲混进来，这是由近炮点检波器感受运动而造成的。最新发展的方法是把这整个过程人机联作，同时显示多道记录，把用上面算法读取的波至时间统统显现出来，凡是不正确的时间都由人工干预进行归位校正。这种方法又快又便当，允许地震人员实际控制质量。

哈塞力方法的进一步发展包括测量地震波随时间增长而脉冲展宽和衰减，这个方法是研究波的吸收和衰减比较简便直接的办法，它的优点是其它任何测量波至时间方法所达不到的。

第三节　资料和处理资料的显示

折射法中资料和处理资料的显示问题在不断变化当中。它取决于个人偏向，资料质量，记录资料的材料和所用处理手段及设备。

对于反射波法，各公司所用的基本处理方法大同小异。与反射法不同，折射波法至今还没有统一的处理和解释程式，选择适合的方法纯属个人偏向。本书集中介绍了截距时间法，传统的相遇法和广义相遇法。因为这三种方法又方便又实用。计算机程序适用于处理半英寸的磁带记录，大机器上的处理适合于用FORTRAN语言（哈瑟力，1980)。

但是作为浅层折射资料的一个重要部分是软盘记录或合式磁带记录。很多这类记录形式更适合用个人计算机或台式微型计算机进行处理，因为资料量很小，没有必要非用大机器不可，也因为需要在一现场就近迅速得出结果，地质计算图象公司的GREMLIN用BASIC语言编写的软件模块是一个理想的工具。

折射波资料和处理资料的显示问题具有相当大的改革余地，作为例子，本书中的各种

实例就用到了不同的速度分析图象表示。

第四节 本章小结

资料处理的主要目的是使那些简单重复的过程自动化，以便节省出更多的时间作解释。它的另一个方面是陈列资料便于控制质量。

测量波至时间受到回放增益和记录的讯噪比的影响。哈塞力的方法则克服了这些问题，同时还能简便地通过测量上升时间来推断地震波衰减量。

资料和处理资料的显示随所选择的解释方法，资料的形式和资料的质量以及所用的设备而变，而且它也在迅速改变之中。

本章参考文献

Bracewell, R, 1965, The Fourier transform and its application; McGraw-Hill Book Company New York, 381p.

Ervin, C. P., McGinnis, L. D., Otis, R. M. and Hall, M. L., 1983, Automated analysis of marine refraction data; A computer algorithm; Geophysics, vol. 48, p. 582-589.

Gelchinsky, B. and Shtivelman, V., 1983, Automated picking of first arrivals and parameterization of traveltime curves; Geophysical Prospecting, vol. 31, p. 915-928.

Hatherly, P. J., 1980, Computer processing of seismic refraction data; Bull. Australian SEG, vol. 11, p. 69-74.

Hatherly, P. J., 1982, A computer method for determining seismic first arrival times; Geophysics, vol. 47. p. 1431-1436.

Peraldi, R., and Clement, A., 1972, Digital processing of refraction data-study of first arrivals; Geophysical Prospecting, vol. 20, p. 529-548.

Ricker, N., 1953, The form and laws of propagation of seismic wavelets; Geophysics, vol. 18, p. 10-40.

Robinson, E. A., 1967, Multichannel time series analysis with digital computer programs; Holden-Day, San Francisco, 298pp.

Wadsworth, G. P., Robinson, E. A., Bryan, J. G. and Hurley, P. M., 1953, Detection of reflections on seismic records by linear operators; Geophysics, vol. 18, p. 539-586.

第十七章　各向异性

第一节　各向异性的表现

地震勘探初期就有人已经认识到地震波速度在岩石中的各向异性——地震波传播速度跟方向有关这样的事实〔麦克伦姆(MoCollum)和斯奈尔，1932；怀特和森布施希，1953；科莱特（Cholet）和利查得（Richard)，1954；哈奇同，1954；尤利克（Uhrig）和凡米里（Van Melle)，1955；乔利（Jolly)，1956；克利(Kleyn)，1956；塞贡札克(Segonzac)和拉海里尔（Laherrere)，1959〕。事际上，几乎所有岩石属性和岩体性质都具有各向异性，甚至比通常所假设的各向同性还要普遍。

许多火成岩和变质岩颗粒呈片状和线状排列，它们都能造成波速度的各向异性。譬如在海洋上观察到地幔的各向异性就是由于橄榄岩颗粒的定向排列所造成的〔黑泽（Hese）1964；弗朗西斯（Francis)，1969〕。

节理和裂隙也能造成各向异性，垂直于节理方向地震波速度小，因此在岩体的主节理方向上地震波速度最大〔班富特（Bamford）和纳恩(Nunn)，1979；克兰姆平(Cranpin)，麦克哥尼可（McGonigle）和班富特；1980〕。此外，对于没有静水压强而含有大量定向排列裂隙的岩石，那些封闭裂隙也能产生各向异性。

许多沉积岩，象石灰岩、硬石膏、尤其是页岩，由于它们的沉积特性原来就是各向异性的，甚至由单一均匀层组成的层状介质，它们从整体来看也是一种各向异性〔利兹尼琴柯（Riznichenko)，1949；波斯特马（Postma)，1955；怀特和安格纳(Angona)，1955；赫尔比格（Helbig)，1956，1958〕。当时仅利用两种固体的这类研究提出了横向各向同性，但是其后证明了横向各向同性相当于一种介质，它最多包含有三个各向同性分量〔巴克斯（Backus)，1962〕。

尽管各向异性普遍存在是一个事实，然而几乎所有的折射地震勘探方法研究都假设介质是各向同性的。显然，造成这种情况的主要原因是各向异性所包含的数学关系很复杂，如果不是简化为完全弹性、各向同性和简单成层介质的角度考虑问题，各种理论方法，象波动方程的数学解析实际上就无法处理。在地震勘探中，各向异性问题如变速度地层就很难用常规的解释方法解决。

要圆满解决一般的各向异性，即它的速度在各个方向都是变化的，这是非常困难的。但是处理横向上的各向同性就要简便一些，幸亏它也体现了大多数地质实体的现实情况。横向上（跟波传播方向相垂直的方向)、单向的或双向的均匀各向同性反映出由片理、薄层和节理所引起的各向异性。地震波速度仅仅依赖于它的波前法线方向跟地层各向异性对称轴之间的交角，而这个对称轴常常是跟岩层相垂直的。

第二节　各向异性的影响

既然各向异性并不特别少见，因此有必要确定一个范围，根据这个范围对各向同性处理方法作必要的修改。

无限均匀介质中各向异性的最大影响是使得无法清楚地区分P波、SH波和SV波。尽管这三种体波具有不同的速度且极化方向互相垂直，但质点的直交运动跟波的传播方向不一致，除非是沿着对称轴的（克兴姆平，1977）。因此，纵波也伴有部分旋转，横波则伴有拉伸，由此它们有时记作qP，qSH和qSV表示似纵波和似横波。续而区分SH和SV波则发生了困难，因为存在两种具有不同速度和垂直极化的似横波，它们的极化介于SH和SV之间。

各向异性的另一个结果是当界面发生反射和折射时，SH波的运动不再跟P波和SV波的运动无关了，为了满足界面两边的位移和应力保持连续性，质点运动也必需保证连续，因此P波除了能产生反射和折射的P波和SV波以外，还产生SH波；反之亦然，SH波除了能产生SH波以外，还产生P波和SV波。

由此各向异性更有利于利用首波，因为首波的能量总是来自于P波或似P波。但各向异性增加了利用横波的困难，一般都认为SH波不受转换波的影响，因此人们才偏爱选用SH波，而不大用受转换波影响的SV波，不幸的是在各向异性中情况下并不总是这样。

这类影响的大小无疑取决于岩石中各向异性的程度、方向和它的形式。既使是在完全特殊情况下的各向异性，就象横向是各向同性的那种各向异性，也包含有大量的参数（赫尔比格，1964，第384页；1979，第987页）。无论如何我们可以用平行于岩层面方向的速度跟垂直于岩层面方向的速度比作为描述各向异性的参数，称它为各向异性因数。这种各向异性因数一般平均为1.1左右，但也有大到1.4的（尤利克和凡米里，1955），只有个别资料报导横波各向异性因数高达2.0（乔利，1956），然而横波的各向异性因数平均值大大高过纵波的却是可能的。

各向异性因数给我们提供了一个标志，它表示出各向异性产生的偏差有多大。我们计算深度所需要的是垂直速度或者倾斜速度，然而折射波速度分析技术获得的却是顺层速度。顺层速度一般都大于垂直速度，所以由此计算出来的深度往往也大于正确的深度。

各向异性显然在很大程度上影响到地震波传播的基础，然而它对纵波的影响还比较有限，而对横波的影响是最大的，因此在常规地震折射解释过程中要作各向异性修正，而对于横波方法则必需把各向异性作为基本模式的一部分加以考虑。

第三节　各向异性介质的速度

各向同性介质中常速地层的地震波速度通常用一个数值来表示，但对变速度地层则要用一个随着深度变化的解析函数来表示。在各向异性介质中，必需要考虑到各个方向不同的地震波速度变化，这有三种方法：

第一种方法是波阵面法。波阵面是在时间为零时由原点产生的波在单位时间后所到之处各点的轨迹。从一个点源传播出来的实际波前面仅仅在各个方向上的尺度有所不同，由

于从原点到波阵面上各点的矢径就是在这个方向上地震波单位时间走过的路程，它也就是射线速度，由此，波阵面此时也称为射线面。射线速度或波速乃是能量实际的传播速度，这是利用费马原理计算的速度。

第二种方法是相速度面。它是垂直于波前面的每个方向上平面波速度的轨迹。相速度用斯奈尔定律计算。

各向同性介质中各个方向的地震波速度都相同，因此波阵面和相速度面是同一个球面，因此射线跟波面法线互相平行。

但是在各向异性介质中射线和波前面法线通常是不平行的，这一点表示在垂直剖面图17—1中。图中的H、J和K是t时刻平面波前上的点，而t+Δt时刻波前面的位置可以用惠更斯子波的包络构画，这些子波的圆心则在HJK线上，它们是波阵面乘上了尺度因子Δt，得到t+Δt时刻的波前面如图中的LMN线，它是所有这些波阵面的公切线。由于波阵面不是球面（或者上维平面上的圆），这条切线跟射线不垂直。

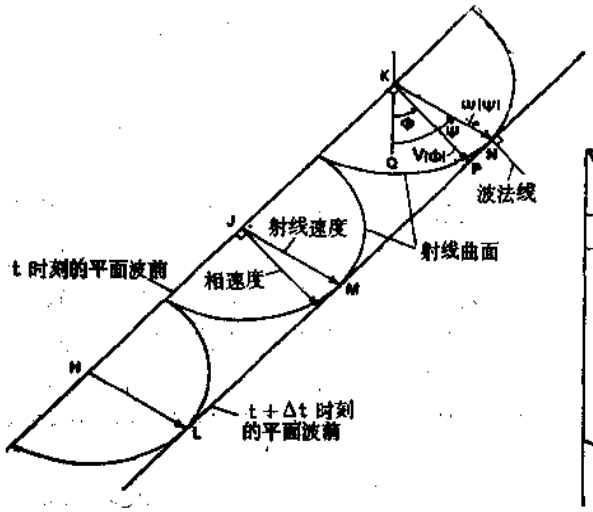


图 17—1 相速度和射线速度的关系。相速度表示垂直于波前面轨迹方向上的速度；射线速度则是从惠更斯子波源到波前面与子波波阵面相切点方向上的速度

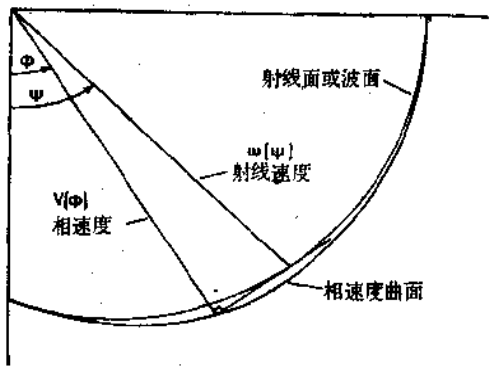


图 17—2 射线速度和相速度关系的示意图

射线速度是由距离KN除以时间增量Δt所得，但它不是相速度，因为KN不跟波前面垂直。相速度应是距离KP除以时间增量Δt。如用$\omega(\phi)$表示射线速度，$V(\phi)$表示相速度，角度ψ和ϕ以图17—1中所画的轴KQ垂直线为准，则得，

$$V(\phi)=\omega(\psi)\cos(\psi-\phi) \qquad (17.1)$$

波阵面和相速度面之间的更详细的关系表示在图17—2中。在相应的射线速度扇面上用射线面切平面的法线距离画出的半圆形就得到了相速度面；射线面则是从相速度面上每点处所作垂直于相速度矢量的那些平面的包络。

第三种指示各向异性的方法为指示面或慢度面。慢度是相速的倒数。虽然指示面在开始时显得有点多余的复杂化，但它或许还是所有方法中最有意义的一种方法，理由如下：

指示面在所有面中数学上表示最简捷，全面形式的各向异性能导致波阵面达到150次

方的高次面，而慢度面最高不过6次，对于横向各向异性，波阵面可达36次，这时慢度面为4次方曲面。

由于相速度面的复杂性，根本不可能简便地对它作精确分析，但是利用慢度面就能既方便又精确地按照斯奈尔定理作图。慢度矢量在平面上的投影称为视慢度，这是在旅行时间图上常常要用到的一个参数。由此就便于利用界面两边慢度相连续这个由斯奈尔定律而来的重要原则（汉贝格，1964，第389页；1979，第987页）。

慢度面方便地给出了各种信息，这些信息如果从其它的曲面上去获取就得化费更大的努力。慢度面是波阵面的极向倒转，它的矢径方向就是波阵面的法向，它的法向就是相应的射线方向。

当然只是不得已才用标准面，也有许多情况可以利用相速度面。岩石中的各向异性很难精确地用结晶程度表示出来，这里既有测量技术原因，又因为岩石本身的绝对不均匀性。然而可以用一些简单的函数关系、以适当的精度描述射线速度面和相位速度面，我们在17.4节中将叙述这一个问题。

进一步利用广义相遇法（GRM）或者相似的一些解释方法便要用到相向两个方向的时间资料，幸运的是由此最终得出的深度转换因子对倾角关系不大，既使有一些各向异性影响也同样关系不大，因此就没有必要对每一层都严格按照斯奈尔定律去求解，这就避免了依次使用指示面的必要。

第四节　相速度面

能证明横向上各向同性介质的相速度面为〔斯通利（Stoneley），1949；怀特，1965，第46页〕：

$$V^2(\phi)=\frac{1}{2\rho}\left\{A\sin^2\phi+C\cos^2\phi+L \pm\left[\left[(A-L)\sin^2\phi-(C-L)\cos^2\phi\right]^2+(F+L)^2\sin 2\phi\right]^{\frac{1}{2}}\right. \tag{17.2}$$

这里正号表示P波，负号表示相应的SV波，那末，

$$V^2(\phi)=\frac{1}{\rho}\{N\sin^2\phi+L\cos^2\phi\} \tag{17.3}$$

表示SH波。A、C、F、N和L是这个横向各向同性介质的五个弹性常数；ρ是密度，ϕ是波的传播方向跟对称轴之间的夹角，这个对称轴通常垂直于沉积岩层面。

给ϕ赋以0°和90°，解方程17.2得P波和SV波的垂直速度和水平速度，它们跟弹性常数F无关，因此只用水平速度和垂直速度描述各向异性，如椭圆型各向异性，严格说是不正确的。因此，即使地表地震调查，辅以测井资料或者VSP横波资料也仍不足以全面地描述横向上各向同性介质。但椭圆型各向异性对描述SH波还是实用的。

常规折射地震勘探中，通常在确切知道了密度和以上五种弹性常数时才利用方程式17.2和17.3。如果这些常数是在实验室里利用样品测出来的，那末就有一个关系到多数较大岩体的测量数据的共同问题，岩体通常具有不同裂隙、破碎和非常大的不均匀性，现场测量也很难说能保证足够的精度。

已经证明了微弱的各向异性可用富氏级数的前五项表示出来（培克斯，1965），它们由克雷平（1977）推广为：

$$pP: \quad V_p^2(\phi) = A_P + B_P\cos 2\phi + C_P\cos 4\phi \tag{17.4}$$

$$qSV: \quad V_{1V}^2(\phi) = A_{SV} + B_{SV}\cos 4\phi \tag{17.5}$$

$$qSV: \quad V_{1H}^2(\phi) = A_{SH} + B_{SH}\cos 2\phi \tag{17.6}$$

很容易把方程17.3写成

$$V^2(\phi) = \frac{1}{2}\rho[(L+N) + (L-N)\cos 2\phi] \tag{17.7}$$

它跟方程17.6是一致的。

虽然公式17.4，17.5和17.6只表示弱各向异性介质中的关系，克雷平证明了强各向异性介质它们也能近似地符合。事实上可用公式17.2计算两种莱维（Levin's）介质(1979，第920页)，然后用式17.4计算的近似结果跟它作比较。

第一种用作检测的莱维介质是石灰岩-各向异性的页岩组合，弹性常数和密度用斯通利方程，即式17.2的数值

$$A=284\times10^6 \qquad C=287\times10^6 \qquad F=113\times10^6$$

$$L=86.9\times10^6 \qquad N=134\times10^6 \qquad \rho=2.44$$

将这些常量同样用于式17.4中得到克雷平近似值为：

$$A=133.1\times10^6 \qquad B=-19.9\times10^6 \qquad C=4.4\times10^6$$

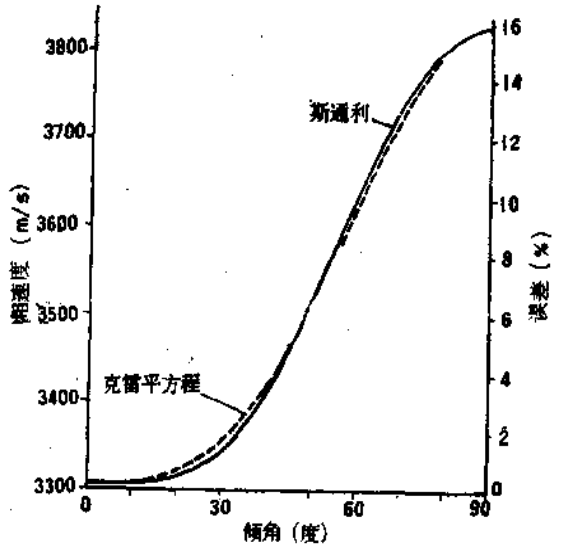


图 17—3 用中等程度各向异性的石灰岩-各向异性页岩莱维介质证明克雷平方程非常近似于斯通利方程

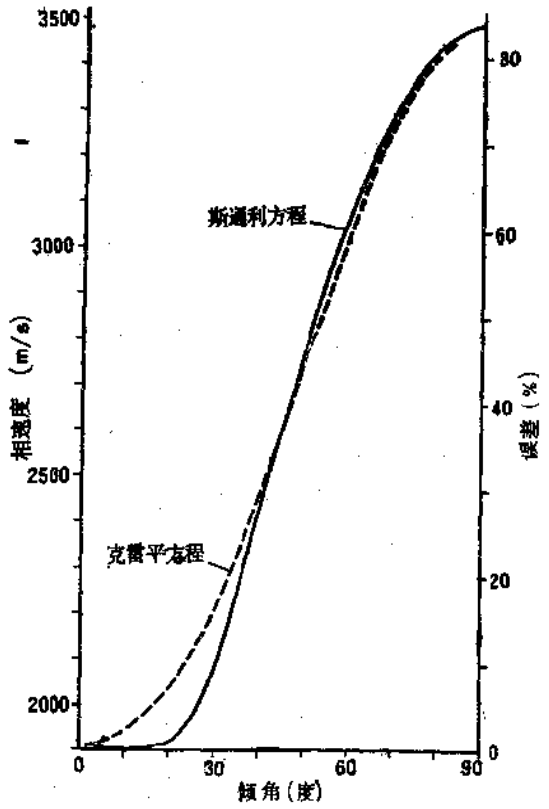


图 17—4 克雷平方程对于风化物中的特殊各向异性的硬石膏组成的莱维介质，在15°处最小相速度不能很好地跟斯通利方程相近似

图17—3的百分比误差告诉我们克雷平方程非常接近斯通利方程。由于介质中P波各向异性因子为1.16，它比已得到公认的平均值1.1高，它是有代表性的。

第二种试验所用莱维介质是硬石膏和风化物的混合体，斯通利方程中所用的弹性常量为：

$$A=307\times10^{6}$$
$$C=92.4\times10^{6}$$
$$F=46.2\times10^{6}$$
$$L=16\times10^{6}$$
$$N=105\times10^{6}$$
$$\rho=2.35$$

而克雷平方程中所用的常量是

$$A=78.6\times10^{6}$$
$$B=-45.7\times10^{6}$$
$$C=6.3\times10^{6}$$

图17—4表示克雷平方程的百分比误差可能达到7%。显然，斯通利方程求出的最小速度在15°附近而不是0°，所以克雷平方程造成的误差跟相速度曲线回进去的地方有关。按照发生临界折射的范围，分别置克雷平方程于0°，45°和50°代替图17—4中的0°，45°和90°就能使误差减半。无论如何P波各向异性因子为1.82的介质在地震勘探中非常少见，因此从这个极端的介质例子证明了克雷平方程是比较合理的。

第五节　用斯奈尔定律求解

地表地震勘探中通常测量的是水平速度。然而斯奈尔定律一般适用于波前面，波前面在垂直方向上或接近垂直的方向上向前传播，因此需要得到这些方向上地震波的速度。对于各向同性介质，垂直方向的速度就是水平速度；但在各向异性中，这个方法就不适合，需要全面描述波阵面。

通常波阵面的数学表达式十分复杂，几乎不太可能求得它的分析解，常常需要用迭代法。然而也只有在平面层的情况下才用得上这种方法，对于起伏折射界面实际上则行不通。

但是用慢度面求斯奈尔定律的作图解答倒是可行的（汉贝格，1964，1979）。图17—5表示了一个二层结构模型，它的上层为各向异性介质，下层则为各向同性。图中线段AL

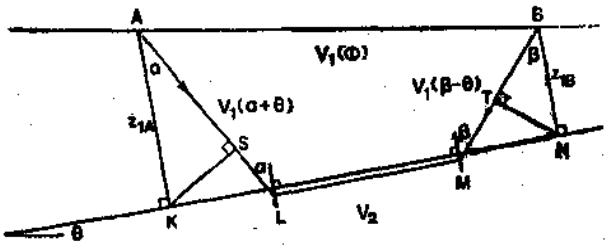


图 17—5　上覆各向异性介质倾斜界面的二层模型射线路程和模型参数示意图

和MB垂直于临界折射波前，通常它们不跟临界折射射线重合。

由斯奈尔定律

$$\sin\alpha=\frac{V_1(\alpha+\theta)}{V_2} \qquad (17.9^*)$$

改写17.9式，得

$$\frac{1}{V_2}=\frac{\sin\alpha}{V_1(\alpha+\theta)} \qquad (17.10)$$

同样

$$\frac{1}{V_2}=\frac{\sin\beta}{V_1(\beta-\theta)} \qquad (17.11)$$

联立式17.10和17.11形成

$$n_2=\sin\alpha\cdot n_1(\alpha+\theta)=\sin\beta\cdot n_1(\beta-\theta) \qquad (17.12)$$

这里 n 是慢度或地震波速度的倒数。

$\sin\alpha\cdot n_1(\alpha+\theta)$ 和 $\sin\beta\cdot n_1(\alpha-\theta)$ 项是上层波前的慢度矢量在界面上的投影，公式17.12表示了下行慢度矢量的投影，同时发射波前就等于沿着界面的折射射线的慢度矢量。其图示于图17—6中。因此，斯内尔定律，它既表示波前面穿过界面仍保持连续，而且慢度矢量在界面上的投影也是两边都相等的。

图17—7表示应用斯奈尔定律的图象。首先取一个合适的尺度画出上层慢度面，然后决

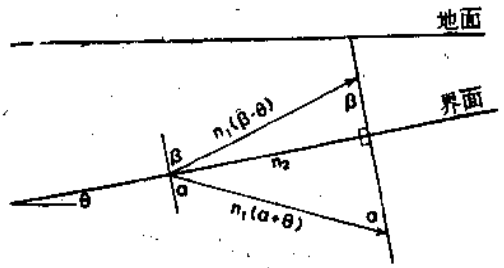


图 17—6 慢度矢量在折射面上的投影相等

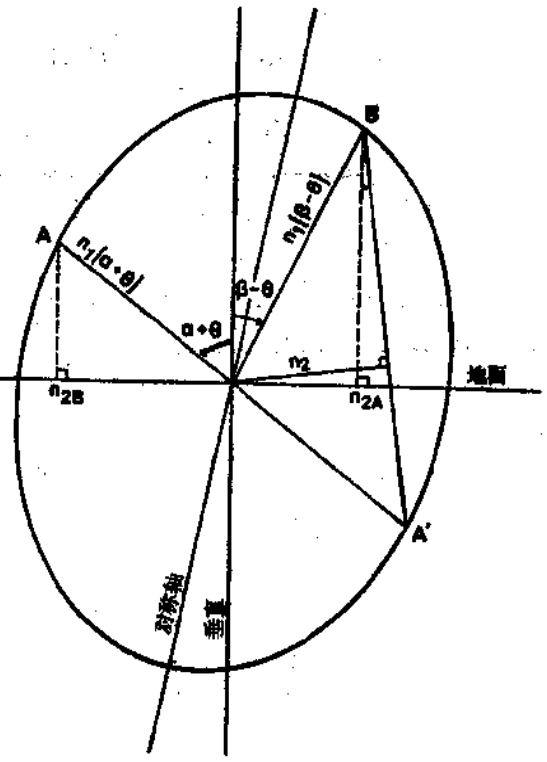


图 17—7 从上下倾方向上的视速度和上覆介质中的慢度面作图求折射速度和深度

* 原书缺(17.9)。

定自炮点A向炮点B方向的折射波视速度V_{2A}和从B向A的视速度V_{2B}，由此得出

$$\frac{1}{V_{2A}}=n_{2A}=\sin(\beta-\theta)\cdot n_1(\beta-\theta) \tag{17.13}$$

$$\frac{1}{V_{2B}}=n_{2B}=\sin(\alpha+\theta)\cdot n_1(\alpha+\theta) \tag{17.14}$$

沿着表示地面线的直线画出视慢度矢量，公式17.13和17.14表示了视慢度就是上层慢度在地表的投影。真正的慢度矢量可从慢度面所作的垂线上得到，如图中的A和B。画出直径AA′，连接A′B，从原点所画出的垂直于A′B的直线长度即为折射层中折射慢度矢量，折射面的倾角则由这条垂线和地面线之间的夹角给出

如果应用相遇法技术，既获得出发方向时间资料又获得返回方向的时间资料，那末可以避免斯奈定律的精确求解。

使用类似第五章第六节中的方法，图17—5二层例子中A到B的旅行时间可表示为：

$$t_{AB}=\frac{Z_{1A}\cos\alpha}{V_1(\alpha+\theta)}+\frac{Z_{1B}\cos\beta}{V_1(\beta-\theta)}+\frac{AB\cos\theta}{V_2} \tag{17.15}$$

利用公式6.6或8.6表示时间深度，得出：

$$t_G=\frac{Z_1G}{2}\left[\frac{\cos\alpha}{V_1(\alpha+\theta)}+\frac{\cos\beta}{V_1(\beta-\theta)}\right] \tag{17.16}$$

利用式17.10和17.11，将公式17.16变化为

$$t_G=\frac{Z_1G}{2}\left[\frac{\sqrt{V_2^2-V_1^2(\alpha+\theta)}}{V_2V_1(\alpha+\theta)}+\frac{\sqrt{V_2^2-V_1^2(\beta-\theta)}}{V_2V_1(\beta-\theta)}\right] \tag{17.17}$$

公式17.17右边括号中的表示式可以利用克雷平方程进一步简化如下：

设
$$D=\frac{\sqrt{V_2^2-V_1^2(\alpha+\theta)}}{V_2V_1(\alpha+\theta)}+\frac{\sqrt{V_2^2-V_1^2(\beta-\theta)}}{V_2V_1(\beta-\theta)} \tag{17.18}$$

那末
$$D^2=\begin{cases}\dfrac{V_2^2[V_1^2(\alpha+\theta)+V_1^2(\beta-\theta)]-2V_1^2(\alpha+\theta)V_1^2(\beta-\theta)}{V_2^2V_1^2(\alpha+\theta)V_1^2(\beta-\theta)}\\ +\dfrac{2[V_2^4-V_2^2[V_1^2(\alpha+\theta)+V_1^2(\beta-\theta)]+V_1^2(\alpha+\theta)V_1^2(\beta-\theta)]^{\frac{1}{2}}}{V_2^2V_1(\alpha+\theta)V_1(\beta-\theta)}\end{cases} \tag{17.19}$$

从公式17.1

$$V_1^2(\alpha+\theta)=A+B\cos2(\alpha+\alpha)+C\cos4(\alpha+\theta)$$
$$V_1^2(\beta-\theta)=A+B\cos2(\beta-\theta)+C\cos4(\beta-\theta)$$

得

$$V_1^2(\alpha+\theta)+V_1^2(\beta-\theta)=2\begin{cases}A+B\cos(\alpha+\beta)\cos(\alpha-\beta+2\theta)\\ +C\cos2(\alpha+\beta)\cos2(\alpha-\beta+2\theta)\end{cases}$$

当 $\theta\to0$ $\alpha-\beta\to0$

则

$$\cos(\alpha-\beta+2\theta)\to1$$

$$\therefore\quad V_1^2(\alpha+\theta)+V_1^2(\beta-\theta)\simeq2V_1^2\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \tag{17.20}$$

同理也有

$$V_i^2(\alpha+\theta)V_i^2(\beta-\theta)\simeq V_i^2\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \tag{17.21}$$

因又为　$\theta\to 0$　和　$\alpha-\beta\to 0$

那末　$$\frac{\alpha+\beta}{2}\to i$$

此处 i 是水平折射层的临界角，因此，当公式17.20和17.21的近似式引入公式17.17后就得到

$$D\simeq 2\frac{\sqrt{V_i^2-V_1^2(i)}}{V_2V_1(i)} \tag{17.22}$$

公式17.18中D的倒数是深度变换因子的两倍，公式17.22则是D的水平层近似表达式。

公式17.22中深度转换因子水平层近似式的精度估计可以用来对前面的石灰岩-各向异性页岩和莱维硬石膏-风化物混合体各向异性介质上用公式17.18求出的转换因子作一个评价，它用的折射波速度为5000m/s。

图17—8表示对灰岩——页岩各向异性材料上下倾方向折射时间所作的深度转换因子与倾角的关系曲线，虽然上下倾分量受倾角影响较大，但其平均值，也就是深度转换因子受影响不大，倾角10°时误差约为1.5%；20°时为5%。

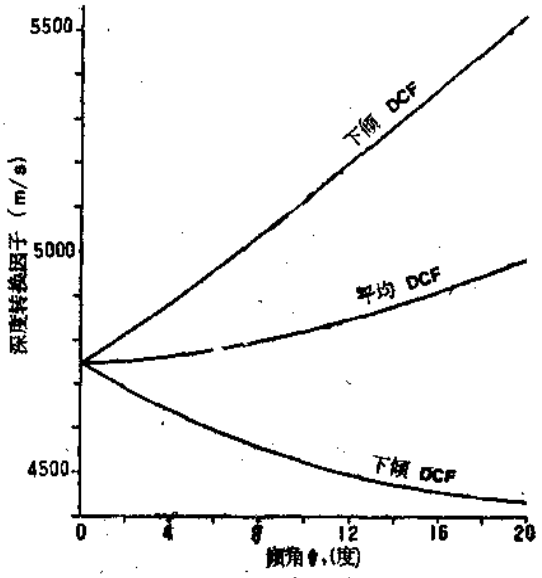


图 17—8　折射波速为5000m/s时，莱维灰岩-各向异性页岩介质的深度转换因子

不幸的是对于硬石膏和风化物混合体所求深度转换因子受倾角的影响较大。图17—9表示倾角10°时误差12%，而20°时则为37%。造成这类误差的主要原因不是由于测得的因子所表示的各向异性很大，而是由于受到相速度面形状的影响。相速度在15°时的极小值(见图17—4)使得深度转换因子的下倾分量实际上不变，深度转换因子作为上、下倾方向上分量的平均值，实际上主要反映了上倾分量的变化。

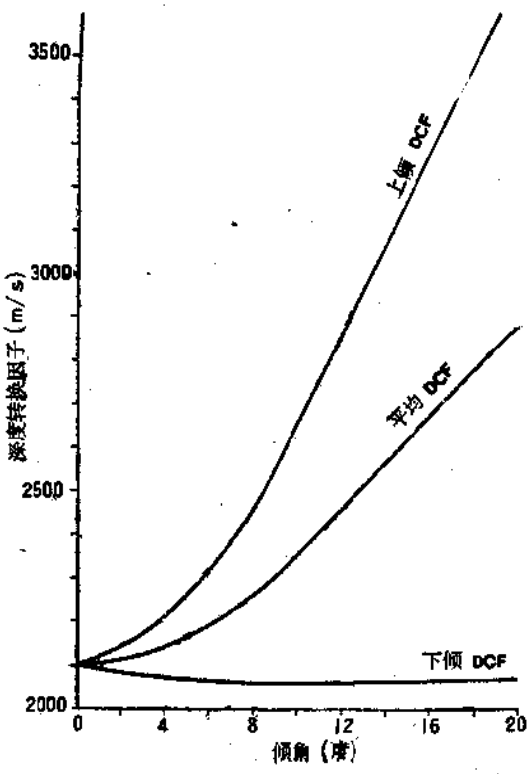


图 17—9 速度为5000m/s，风化物质介质中莱维硬石膏的深度转换因子。下倾方向深度转换因子变化小，因为相速度面中的凸起为15°

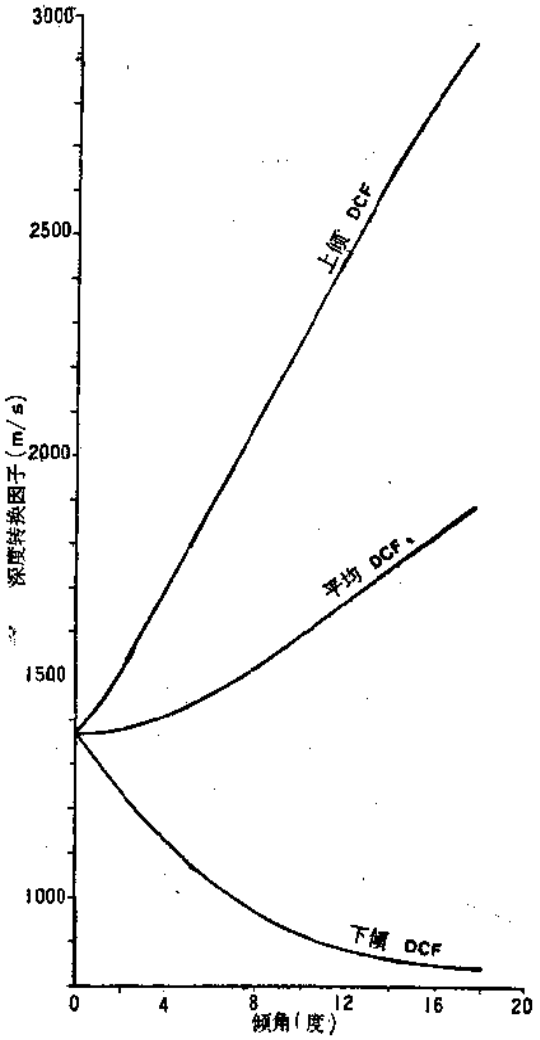


图 17—10 风化物质介质中莱维硬石膏，折射速度为2500m/sSH波的深度转换因子

检测SH波在硬石膏-风化物混合体中的深度转换因子能进一步证实这种相速度面形状的重要作用。图17—10中表示了一个椭圆形的相速度面速度从795m/s到2037m/s，它的各向异性因子是2.56；下层折射速度为2500m/s时剖面的深度转换因子以及它的上下倾分量。尽管存在严重的各向异性和低的速度比，深度转换因子的误差在倾角10°时为16%，18°时为39%。这些误差值近似于那些各向异性因子不大但界面两侧速度相差较大的P波例子中的误差。进一步我们见到上下倾分量之间的差别在10°时为2.5；18°时为3.5。总的说来深度转换因子的误差在各向异性小于2.0，界面两侧速度对比差别较大时，误差通常小于5%。

第六节　各向异性因子的近似值

虽然横向各向同性是对地质介质各向异性最好的近似和对完全的整体各向异性数学上的简化，但在实际地震勘探中仍然存在着不少问题。

第一个问题是如何利用斯通利方程精确描述相速度面，因为五个弹性常量以及密度通常并不已知。无疑，随着各向异性得到更广泛的认识，在实验室和现场都将更普遍地测定这类参数〔如怀特，马梯纽-尼古力梯和摩纳希 (Martineau-Nicoletis and Monash)，1983〕然而目前和未来一段时间里由于对一系列岩石缺乏适当的测试手段，这是应用横向各向同性作为常规折射解释的最大困难。

另外还有关于建立弹性常量和密度的理论公式跟野外地震波速测定参数之间的关系问题。

对于地质上通常所遇到的各向异性问题，克雷平方程已能满足，它利用的是跟地震波速度相关的常量，因而是实用的。加之这些方程可以进一步简化成为只用两个常量，即水平速度和各向异性因子就能描述各种介质，因此就更受欢迎。如果使用横波，那末就连这类简化也不需要，因为公式17.5和17.6已经告诉我们横波可用两个常量来描述介质。

用公式17.23定义一个比值 a

$$a = -\frac{B_P}{C_P} \tag{17.23}$$

这里B_P是式17.4中cos2ϕ的参数，C_P是cos4ϕ的参数。有限的实验观察告诉我们 a 在绝大多数见到的各向异性体中大约为4。图17—11是一个 a 相对于 k 的变化图。k 是莱维(1979)用一系列材料所定的各向异性因素。有趣的是这不多的一些样品却构成了一种线性关系。这个结果十分重要，由于C_P不是经常能从野外资料中精确测定的，所以确定比例系数 a 或许是更可靠的方法（克雷平和班富特，1977）。

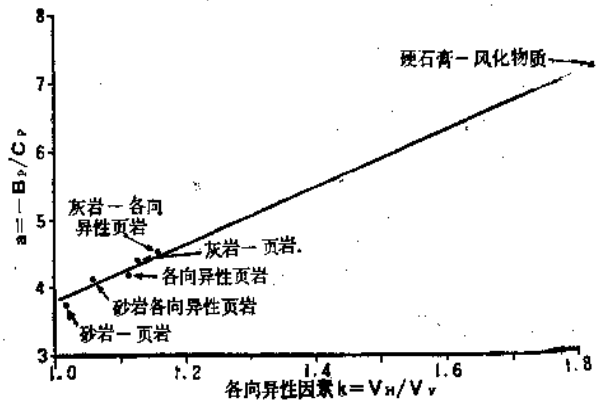


图 17—11　莱维介质中比例系数 a 和各向异性因子之间的关系图

如此公式17.4可写成

$$V^2(\phi) = A + B\left(\frac{\cos 2\phi - \cos 4\phi}{a}\right) \tag{17.24}$$

如果V_H为水平速度（即ϕ为90°），V_v为垂向速度（即ϕ为0°），那末这个比例因子也就是各向异性因子k，有

$$k=\frac{V_H}{V_v} \tag{17.25}$$

解方程式17.24和17.25得

$$V^2(\phi)=\frac{V_H^2}{2ak^2}\left[(a-1)k^2+(a+1)-(k^2-1)(a\cos 2\phi-\cos 4\phi)\right] \tag{17.26}$$

和

$$B_p=-\frac{V_H^2(k^2-1)}{2k^2} \tag{17.27}$$

因此，式17.26提供了一种用测定的或者估计的参量来表示相速度的可能。水平速度V_H可在正常的野外施工中测出来，各向异性因子k能在实验室或野外的井中测量得到，或者靠估计一个k值，最后从式17.23中算出比例系数a，也可以假定它为4。

公式17.26还提供了一种利用斯奈尔定律就能简便地求出水平岩层的临界折射角的方法，这就是用式17.22作深度转换因子的简单计算，或者用公式17.34作折射波速度改正因子的计算。

由斯奈尔定律 $$\sin i=\frac{V(i)}{V_2}$$

利用公式17.26和$\sin^2 i=\frac{1}{2}(1-\cos 2i)$ 则

$$i=\frac{1}{2}\cos^{-1}\left[\frac{-q\pm\sqrt{q^2-4pr}}{2p}\right] \tag{17.28}$$

这里 $$p=2(k^2-1)V_H^2 \qquad q=a\left[k^2V_2^2-(k^2-1)V_H^2\right]$$
$$r=-\left\{k^2aV_2^2-V_H^2\left[a(k^2+1)-2(k^2-1)\right]\right\}$$

对灰岩-各向异性页岩介质

$$k^2=1.338 \qquad a=4.5 \qquad V_H=3824\text{m/s}$$

把这些值代入式17.28中就得出5000m/s速度的折射层上临界角为43.53°，V(i)是3443m/s。既使a估计太高譬如10，那末从17.28式中解出的临界角为45°左右，相应的相速度为3522m/s，误差是2%。

第七节 折射速度分析

适当变换一下式17.15并代入式6.1或8.1中就得到各向异性介质中折射速度解析公式，即

$$t_v=\begin{cases}\dfrac{Z_{1A}}{2}\left[\dfrac{\cos\alpha}{V_1(\alpha+\theta)}+\dfrac{\cos\beta}{V_1(\beta-\theta)}\right] \\ +AG\left\{\dfrac{\cos\theta}{V_2}+\dfrac{\sin\theta}{2}\left[\dfrac{\cos\alpha}{V_1(\alpha+\theta)}-\dfrac{\cos\beta}{V_1(\beta-\theta)}\right]\right\}\end{cases} \tag{17.29}$$

AG的系数是视折射速度V_2'的倒数．这一项是由两种莱维各向异性介质的一系列倾角

计算出来的。

第一个例子是上层为灰岩-各向异性页岩互层，其下为速度为5000m/s各向同性的折射层。图17—12所列出的结果表示了倾角小于10°时确定的折射层速度，它比较正确，误差约为3%。但是对于大倾角，各向异性的影响就比较显著，倾角20度时误差达到11%。

第二个例子中，上覆地层是具有强各向异性的硬石膏-风化物混合介质，下部折射层

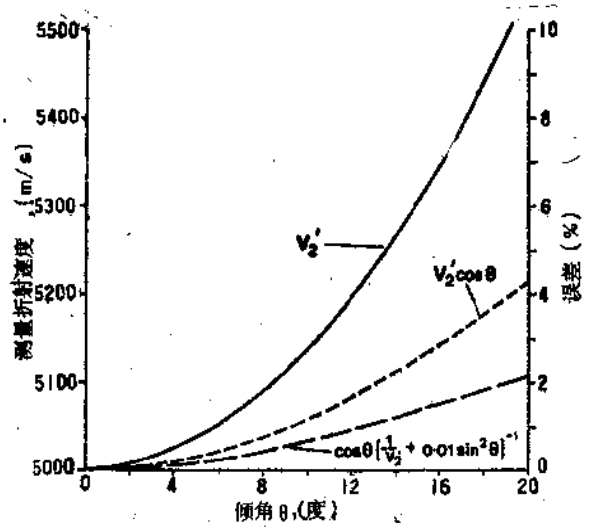


图 17—12　上覆莱维灰岩-各向异性页岩介质的视折射速度和改正后的折射速度

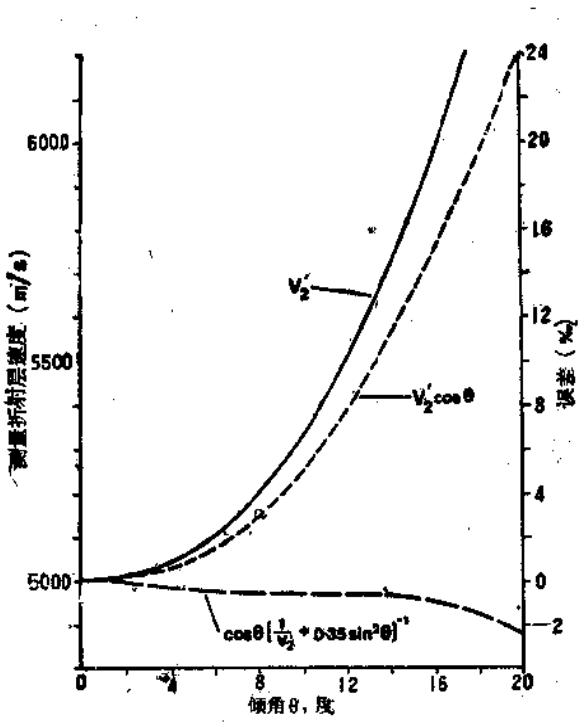


图 17—13　上层风化介质中莱维硬石膏层的视折射层速度和正确的折射层速度

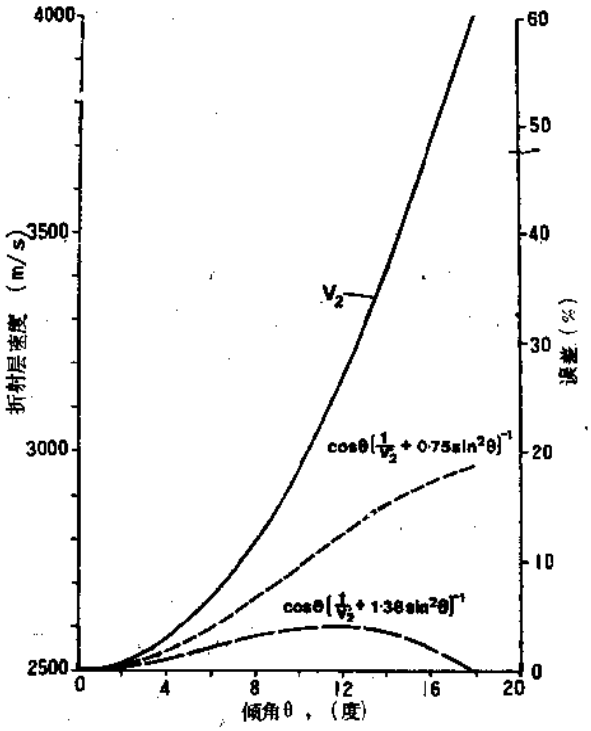


图 17—14　上覆莱维硬石膏-风化物混合介质的SH波视折射速度和正确的折射速度

仍然是速度为5000m/s的各向同性物质。图17—13的结果证明较大各向异性的上部地层影响也较大，虽然倾角为3°时算出的下层折射速度还比较满意，然而误差随倾角增加而迅速增加，到20度时误差就大到大约30％了。

这类误差主要受各向异性程度影响，而不大受相速度面形状的影响，这一点可以从SH波在上覆于2500m/s的各向同性折射层上的同样的硬石膏—风化物混合介质得到证实。同样当角度大于5°之后，如图17—14中所示，它所确定的折射速度就很不准。

大倾角时之所以引起突出误差的原因是公式17.30中

$$S(\theta)=\frac{\sin\theta}{2}\left[\frac{\cos\alpha}{V_1(\alpha+\theta)}-\frac{\cos\beta}{V_1(\beta-\theta)}\right] \tag{17.30}$$

这一项在各向异性明显时，对公式17.29起到很大的影响作用。我们能够对这个近似公式17.30作一些方便的修改，使得它在各向异性较为突出时受到适当的修正。

在倾角θ很小，各向异性也不大，在α和β比水平层临界角i仅大几度的情况下，式17.30能改写为

$$S(\theta)\simeq\frac{\sin\theta\cos i}{2}\left[\frac{1}{V_1(i+\theta)}-\frac{1}{V_1(i-\theta)}\right]$$

$$\simeq\frac{\sin\theta\cos i}{2}\,\frac{[V_1^2(i-\theta)-V_1^2(i+\theta)]}{[V_1(i+\theta)+V_1(i-\theta)]V_1(i+\theta)V_1(i-\theta)}$$

各向异性层中的速度能用克雷平方程的前二项来近似，也即式17.4中C_P通常比B_P小得多，因此，

$$S(\theta)\simeq\frac{\cos i\sin 2i B_P\sin^2\theta}{V_1^3(i)} \tag{17.31}$$

如此便有

$$V_2\simeq\cos\theta\left[\frac{1}{V_2'}-\frac{\cos i\cdot\sin 2i\cdot B_P\sin^2\theta}{V_1^3(i)}\right]^{-1} \tag{17.32}$$

或者

$$V_2\simeq\cos\theta\left[\frac{1}{V_2'}-b\sin^2\theta\right]^{-1} \tag{17.33}$$

此处

$$b\simeq\frac{\cos i\cdot\sin 2i B_P}{V_1^3(i)} \tag{17.34}$$

由于水平状态时的临界角i能从式17.28确定，V(i)能用式17.4或17.26算出，B_P能测出来也能用公式17.27算出来，则利用公式17.34计算b也就没问题。

从图17—12和图17—13中可以看出用公式17—33测量折射速度得到了改善。倾角10°时，误差为1％；20°时，误差为2％。然而，在硬石膏-风化物混合层这一上覆介质中确定SH折射波速度有一个有趣的异常，尽管用公式17.34算出b为0.75，但它并不能表明得到了满意的修正，显然，像各向异性因素达到2.5这样突出的各向异性介质是对公式17.34的近似性程度严峻的考验。如果给b一个经验值为1.38，事情就要好得多。因此，当各向异性异常地大，还不如用经验计算b值，可能得到的是更精确一些的改正量。但是对于大多数可能碰到的各向异性情况，公式17.34还是令人满意的。

第八节　平均速度

各向同性介质中用测量XY值导出平均速度、折射速度和时间深度相对来说比较简单（见第十章）。但是在各向异性介质中，要充分考虑到射线跟波阵面法线方向之间的区别。

通过相速度V(i) 公式17.16和17.22可知时间深度t_G与厚度Z_G有关系，也就是

$$t_G=\frac{Z_G\cos i}{V(i)} \tag{17.35}$$

这里 i 是水平界面临界角。

但XY是通过射线角ϕ才跟厚度发生关联的，即

$$XY=2Z_G\operatorname{tg}\phi \tag{17.36}$$

如果ϕ为波阵面法线的角度，则ϕ相应为射线角，那末定义c为

$$\operatorname{tg}\phi=c\operatorname{tg}\phi \tag{17.37}$$

公式17.35，17.36和17.37联立消去深度Z_G，得到临界角时相速度的表达式

$$V(XY)=\left(\frac{XYV_n^2}{XY+2ct_GV_n}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{17.38}$$

现在只剩下确定c的表达式，这可从扩展式17.1得到

$$\begin{aligned}V(\phi)&=\omega(\phi)\cos\phi\cos\phi+\omega(\phi)\sin\phi\sin\phi\\&=Y\cos\phi+X\sin\phi\end{aligned} \tag{17.39}$$

此处X和Y是射线面的座标位置。对公式17.39两边求导，

$$\dot{V}(\phi)=-Y\sin\phi+X\cos\phi \tag{17.40}$$

式17.39和17.40，联立将得

$$\operatorname{tg}\phi=\frac{X}{Y}=\frac{V(\phi)\sin\phi+\dot{V}(\phi)\cos\phi}{V(\phi)\cos\phi-\dot{V}(\phi)\sin\phi} \tag{17.41}$$

和

$$\omega(\varphi)=(X^2+Y^2)^{\frac{1}{2}}=[V_2(\phi)+\dot{V}^2(\phi)]^{\frac{1}{2}} \tag{17.42}$$

将式17.2和导数项代入公式17.41得到

$$c=\frac{\left\{\begin{array}{l}(A+L)[[(A-L)\sin^2\phi-(C-L)\cos^2\phi]^2+(F+L)^2\sin^22\phi]^{\frac{1}{2}}\\+(A-L)[(A-L)\sin^2\phi-(C-L)\cos^2\phi]+2(F+L)^2\cos\phi\end{array}\right\}}{\left\{\begin{array}{l}(C+L)[[(A-L)\sin^2\phi-(C-L)\cos^2\phi]^2+(F+L)^2\sin^22\phi]^{\frac{1}{2}}\\+(L-C)[(A-L)\sin^2\phi-(C-L)\cos^2\phi]+2(F+L)^2\sin^2\phi\end{array}\right\}} \tag{17.43}$$

通过17.4中克雷平近似表达式则能得到 c 的更简便的估计式：

$$c=\frac{A-B+C-8C\cos^4\phi}{A+B+C-8C\sin^4\phi} \tag{17.44}$$

图17—15中对灰岩-各向异性页岩介质求式17.43和17.44的解，在发生临界折射感兴趣的20°到70°范围内，公式17.44能较合理地近似代替公式17.43。

由于

$$V_H^2=A-B+C$$

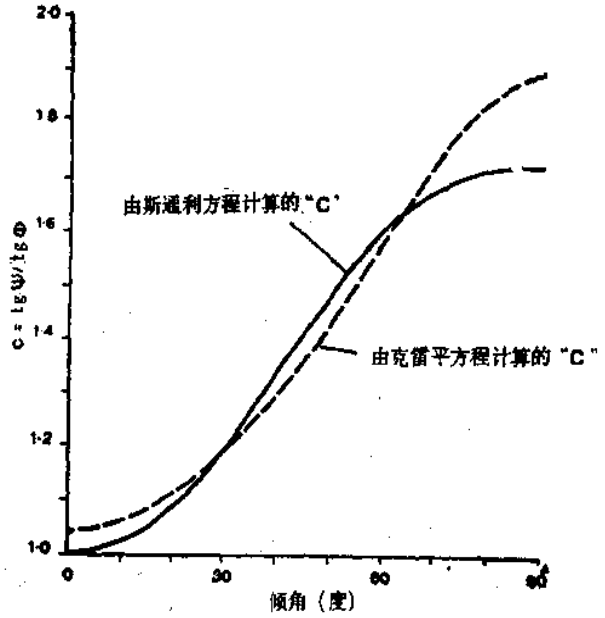


图 17—15 由斯通利方程确定的c和在莱维灰岩-各向异性页岩介质上由克雷平方程确定的c相互比较

$$V_V^4=\frac{V_H^4}{k^2}=A+B+C$$

$$C=\frac{V_H^4(k^2-1)}{2ak^2}$$

因此进一步简化式17.44得

$$c=\frac{k^2-4(k^2-1)\cos^4\phi/a}{1-4(k^2-1)\sin^4\phi/a} \qquad (17.45)$$

注意到对SH波来说，a实际上为无限大，所以c成为一个常数k^2。

由于k和a可以估计或测量，用公式17.45就能方便地计算c值，此处ϕ值可用公式17.28先算出。

第九节 模型研究

这里所研究的是一个二层模型，它的上部是灰岩-各向异性页岩介质，下部是速度为5000m/s的各向同性介质，界面一侧有12°倾角，另一侧水平，如图17—16中所示。地震波的旅行时间表示在图17—17和表17—1中。上层直达波没有表示出来，因为它们会在全排列上作为首波出现，假设可以测到的水平速度大约为3824m/s，这是一个合理的假设。

图17—18是对不同XY作速度解析，XY值从0变到100m，步长10m，按递减法作图，递减速度取5000m/s，或每隔10m间距取2ms。如此，凡速度小于5000m/s，两点之间的时间增长就大于2ms，在递减曲线上呈现正斜率。当速度大于5000m/s，两点之间的时间

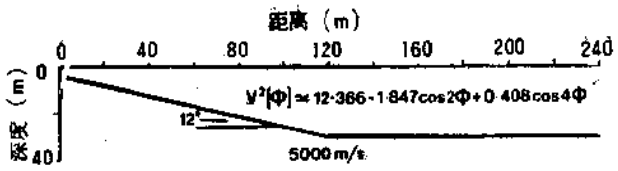


图 17—16 上层为莱维灰岩-各向异性页岩介质，下层为各向同性介质的二层模型，上覆层中速度单位为km/s

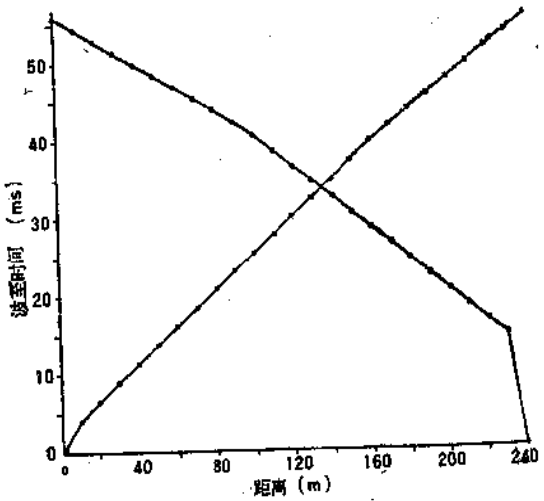


图 17—17 图17—16中模型所得的旅行时间

就小于2ms，减去5000m/s的2ms就如图左边的曲线呈现负斜率。图中两点间的增量为2ms减去0.075ms为1.92ms，这时速度为5195m/s。在最右边所给的速度正好是 5000m/s，因此递减曲线没有斜率。

这种方法的优点是可以通过扩展时间轴使得容易地辨认出细微的时间差别，这类放大比例的办法对速度解析是很必要的，因为地震波速度通常都相当高，时间差往往只有几分之一毫秒。如果我们将时间轴乘上100倍，折射面的最大深度就达到4km，这个模型就能代表盆地边缘沉积，时间异常则能达到几百毫秒。

XY值在70m到80m之间的一系列点表示出的地震波速度变化跟XY无关，我们取XY为75m进行下面的计算。从下面图17—19的时间深度曲线中（同样可以）得出，XY为 75m时是最佳的XY值。

第一组计算值中包括了对各向异性因子 k 的确定。开始时选定一个各向异性因子，然后从图17—11中获得 a 值，下一步就是利用式 17.28 求出水平层临界折射角，这个角度又用来从式17.26中计算相速度，再从公式17.45确定 c 值，最后用公式17.38求出平均速度。这个过程要对一系列不同的各向异性因子不断重复进行，一直到发现平均速度等于相速度的那个各向异性因子时为止。

图17—20表示用时间深度值为6.32ms和折射层速度为5000m/s计算出来的结果（平均值对倾斜折射和水平折射结果都相同）。它们表示出各向异性因子为1.175，跟正确值1.157

表 17—1

距　离 (m)	波 至 时 间 (ms)	
0	炮 点	55.83
10	4.18	54.34
20	6.53	52.84
30	8.89	51.35
40	11.24	49.86
50	13.60	48.36
60	15.96	46.87
70	18.31	45.38
80	20.67	43.88
90	23.02	42.39
100	25.38	40.64
110	27.73	38.64
120	30.09	36.64
130	32.45	34.64
140	34.80	32.64
150	37.16	30.64
160	39.51	28.64
170	41.83	26.64
180	43.83	24.64
190	45.88	22.64
200	47.83	20.64
210	49.83	18.64
220	51.83	16.64
230	53.83	14.64
240	55.83	炮 点

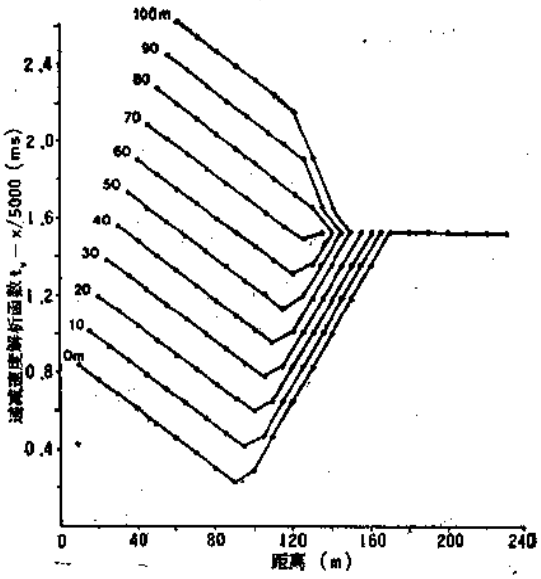


图 17—18　对图17—17中的时间资料XY取值从0到100m所作的递减速度解析曲线，最佳XY为75m

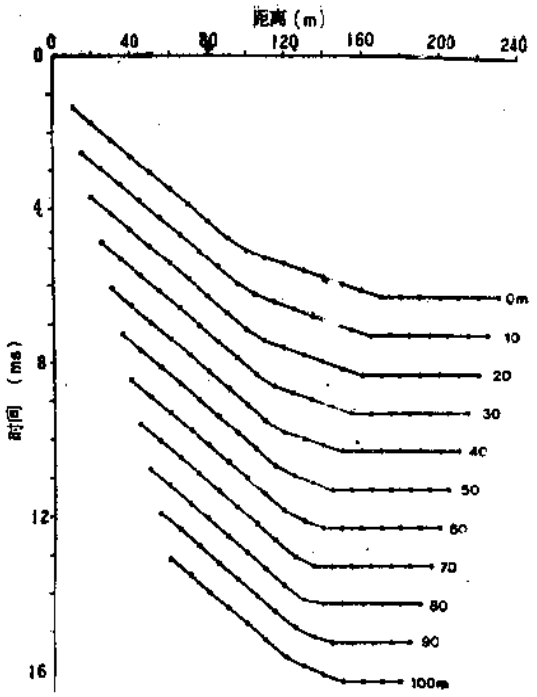


图 17—19　利用图17—17的资料作出的广义时间深度曲线，进一步确认XY为75m是最佳XY值

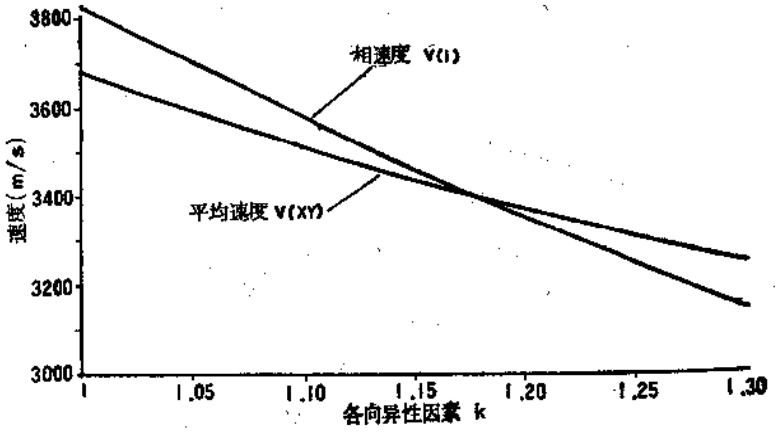


图 17—20　相速度跟平均速度在各向异性因子1.175处相等，正确的各向异性因子为1.157，误差是1.5%

相比，误差为1.5%。临界折射波的相速度为3400m/s，跟正确值3443m/s相比，误差为1.25%。

进一步检验测量各向异性的这种方法是用一个上部地层为均匀层，即各向同性介质的例子。图8—12的这个例子，相速度和平均速度是利用上部水平速度为2000m/s，下部折射速度为5000m/s，时间深度为23ms，XY值取45m算出来，这个结果显示在图17—21中，各向异性因子是0.985，它跟正确值之间的误差在1.5%范围内。

用这种方法之所以能成功地求出各向异性因子，一个重要原因是a为有限的，如果a

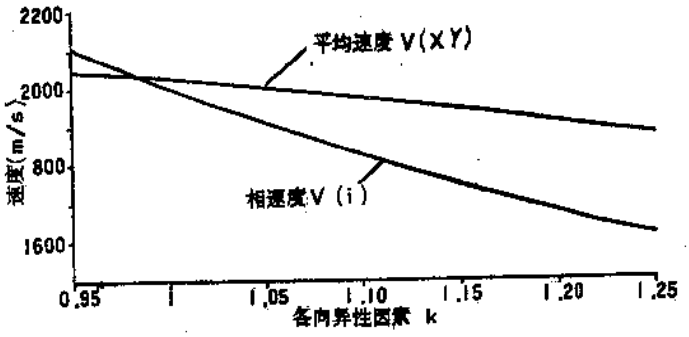


图 17—21 一个各向同性层上求出的各向异性因子为0.985，产生的误差是1.5%

是无限的，则相速度和平均速度曲线就会互相平行，它们将不会在实际k值上相交，因此这个方法不能应用到SH波上，汉贝格（1983）的结论告诉我们椭圆各向异性是无法从各向同性中辨认出来的。

第十节 本章小结

虽然大多数的地震方法都假设是在各向同性介质中进行的，但是各向异性更能代表实际的地层。不仅许多岩石实质上是各向异性体，而且各向同性的多层循环复合体从总体上看也是各向异性的。解释中的标准多层模式实际上就是默认各向异性。

各向异性的影响之一是质点运动主轴方向跟波前主轴方向不一致，因此，压缩波中就包含剪切分量，剪切波中也有压缩分量。结果使得SH波、P波和SV波在界面上能互相进行模式转换。

地震波在各向异性介质中的表现可以用三种特征面中的任意一种予以详细描述。

首先讨论射线面，它是一个点源波前在单位时间所到达的地方。射线则是能量传递的真实途径，在地震折射法中往往利用它来计算偏移距和最佳XY值。

第二是相速度面。它是波前面法向上所测得的平面波速度的轨迹，在使用斯奈尔定律时要用到相速度。

第三种是慢度面或指示面。它是相速度面的倒数。它在数学表达上比前两种都简洁，是精细研究地震波传播规律的方便工具。

大多数的地质各向异性属于二维性质，它们的对称轴通常相互正交，称为横向各向异性。

椭圆型各向异性只对SH波适用，但因为它在数学上表示方便，常常也用它来描述P波。P波各向异性是比较复杂的，用斯通利方程表达要用到密度和另外四个弹性常量。克兰姆平方程要简单得多，它是斯通利方程通过富利哀级数近似推导来的，只用到三个跟速度相关的项。对于大多数地质介质克雷平方程的精度就足够了，但是对一些特殊的各向异性情况，由于相速度面外形上出现的「突起」，克兰姆平方程就不太适合了。

利用赫尔比格作图方法可以在上覆地层中求出上下倾方向上的相速度，以及在二层介质平界面情况下同时求出折射地震波速度和折射界面倾角，但它需要预知上层中的指示

面。

相遇法有很大的优点，除了极端特别的P波各向异性而外，在其它所有情况下深度转换因子不大受地层倾角的影响，因此可用水平层近似确定各种起伏界面。

克兰姆平方程中的常量可以用水平速度项、各向异性因子和一个比率因子 a 来表示。对于正常的各向异性，比率因子 a 的值大约为4，它跟各向异性系数呈线性关系。

从斯奈尔定律推出的一个二次方程和克兰姆平方程可联立求解水平层临界折射角和相应的相速度。

视折射波速度是折射速度解析曲线斜率的倒数，当上部地层为各向异性时，它要受倾角的影响。由倾角和上层速度所决定的修正系数可用来求出精确的折射速度。

求最佳XY值用射线角而不是波阵面法向交角。但求平均速度要用到这两个角度之间的关系。从克兰姆平方程中反映出来的这种关系已经相当近似于真值。

克兰姆平方程求出的相速度和最佳XY确定的平均速度，用迭代法使得这两者相等时的各向异性因子就是不规则折射层上覆地层的各向异性因子。这个方法取决于比率因子a必需是有限的。a是克兰姆平方程中的第二项系数和第三项系数之比。对于SH波，也即对于椭圆各向异性，a相当于无限，这时相速度曲线跟平均速度曲线互相平行没有交点。

利用公式10.5和10.6的剥层法可以将以上方法从二层推广到多层情况。

本章参考文献

Backus, G. E., 1962, Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering: Journal Geophisical Research, vol. 67, p. 4427-4440.

Backus, G. E., 1965, Possible forms of seismic anisotropy in the uppermost mantle under oceans: Journal Geophysical Research, vol. 70, p. 3429-3439.

Bamford, D., and Nunn, K. R., 1979, In-situ seismic measurements of crack anisotropy in the Carboniferous limestone of Northwest England: Geophysical Prospecting, vol. 27, p. 322-338.

Cholet, J., and Richard, D., 1954, A test on elastic anisotropy measurement at Berriane(North Sahara): Geophysical Prospecting, vol. 2, p. 232-254.

Crampin, S., 1977, A review of the effects of anisotropic layering on the propagation of seismic waves: Geophysics Journal Royal Astronomical Society, vol. 49, p. 9-27.

Crampin, S., and Bamford, D., 1977, Inversion of P-wave velocity anisotropy: Geophysics Journal Royal Astronomical Society, vol. 49, p. 123-132.

Crampin, S., McGonigle, R., and Bamford, D., 1980, Estimating crack parameters from observations of P-wave velocity anisotropy: Geophysics, vol. 45, p. 345-360.

Dunoyer de Segonzac, Ph., and Laherrere, J., 1959, Applications of the continuous velocity log to anisotropy measurements in northern Sahara; results and consequences: Geophysical Prospecting, vol. 7, p. 202-217.

Francis, T. J. G., 1969, Generation of seismic anisotropy in the upper mantle along the mid-oceanic ridges: Nature, vol. 221, p. 162-165.

Hagedoorn, J. G., 1954, A practical example of an anisotropic velocity layer: Geophysical Prospecting, vol. 2, p. 52-60.

Helbig, K., 1956, Die Ausbreitung elasticher Wellen in anisotropen Medien: Geophysical Proepecting, vol. 4, p. 70-81.

Helbig, K., 1958, *Elastieche Wellen in anisotropen Medien*: Gerlands Beitrage zur Geophisik, vol. 67, p. 177-211, 256-288.

Helbig, K., 1964, Refraction seismic with an anisotropic overburden; a graphical method of interpretation; Geophysical Prospecting, vol. 12, p. 323-336.

Helbig, K., 1979, Discussion of "The reflection, refraction, and diffraction of waves in media with elliptical velocity dependence"(F. K. Levin); Geophysics, vol. 44, p. 987-990.

Helbig, K., 1983, Elliptical anisotropy-its significance and meaning; Geophysics, vol. 48, p. 825-832.

Hess, H., 1964, Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans; Nature, vol. 2, p. 629-631.

Jolly, R. N., 1956, Investigation of shear waves; Geophysics, vol. 21, p. 905-938.

Kleyn, A. M., 1956, On seismic wave propagation in anisotropic media with application to the Betun area, South Sumatra; Geophysical Prospecting, vol. 4, p. 56-69.

Levin, F. K., 1979, Seismic velocities in transversely isotropic media; Geophysics, vol. 44, p. 918-936.

McCollum, B., and Snell, F. A., 1932, Asymmetry of sound velocity in stratified formations;in Early geophysical papers, SEG, Tulsa, p. 216-227.

Postma, G. W., 1955, Wave propagation in a stratified medium; Geophysics, vol. 20, p. 780-806.

Riznichenko, Y. V., 1949, Seismic quasi-anisotropy; Bull. Acad. Sci. USSR, Geograph. Geophys ser., vol. 13, p. 518-544.

Stoneley, R., 1949, The seismological implications of aeolotropy in continental structure; Proc. Astron Soc. London, Geoph. Suppl., vol. 5, p. 343-353.

Uhrig, L. F., and Van Melle, F. A., 1955, Velocity anisotropy in stratified media; Geophysics vol. 20, p. 774-779.

White, J. E., 1965, Seismic waves; McGraw-Hill Book Co., Inc., New York.

White, J. E., and Angona, F. A., 1955, Elastic wave velocities in laminated media; J. Acoust. Soc. Am., vol. 27, p. 310-317.

White, J. E., Martineau-Nicoletis, L., and Monash, C., 1983, Measured anisotropy in Pierre Shale; Geophysical Prospecting, vol. 31, p. 709-725.

White, J. E., and Sengbush, R. L., 1953, Velocity measurements in near surface formations; Geophysics, vol. 18, p. 54-69.

第十八章　三维勘探

第一节　地震测线的方位

多数地震折射波解释法都首先假设地震测线布置的方向能反映出一切横向上的速度变化和深度变化，这类假设大大降低了解释理论的复杂性，因为它把地下界面看成是二维的了。

通常地震工作者喜欢尽可能地将地震测线布置得接近以上假设的位置。对于浅层折射调查则是将测线布置在垂直于已知地质构造走向的方向上，或者正交于流域的流向。对于沉积盆地的勘探，首先须从区域重力调查和航磁调查了解盆地基底的大致趋向。这类区域地球物理资料还表明哪些地方可能出现构造，因此利用广义相遇法就可能恢复出此处的最佳XY值。

但是在有些情况下，二维地震折射法不能满足要求。由于缺乏区域地质和区域物探资料，或因某种条件限制，地震测线只能布置在不那么合适的位置上，或者是由于构造本身实际上是三度体。

地表三维地震折射波法目前还刚刚在勘探中显示出它的重要意义，因此大有发展余地。深部地壳研究也许是唯一坚持使用三维折射的部门〔沙伊德格（Scheidegger）和威姆（Willmore），1957；惠特克姆（Whitcombe）和罗杰斯（Rogers），1981〕，他们用的是基于延迟时间法的时间项法（加德纳，1939，1967）。

但是形势逼着我们非发展三维勘探不可，尤其是对应用于工程中的浅地震勘探。地震波速度是最常用到的地球物理参数，用它可导出基岩的强度，可剥性和可挖性。当折射体中高低速度的分界面走向跟地震测线不是垂直关系时，速度就测不准。出现在水平面上的折射，测出的速度并不是垂直波前方向上的速度，结果使计算出来的速度大于真实速度（见舍格伦，1984，第168页）。此外层理和节理引起的各向异性也不少见，在平面上测得的资料对工程现场调查中都是相当宝贵的。

第二节　扇形排列

扇形排列技术〔内特尔顿（Nettleton），1940，第277页；迪克斯，1956，第31页；马肯基（McGee）和帕尔默，1967，5—8页〕是最早的三维折射技术。十九世纪廿年代时在美国墨西哥湾地区就用来寻找浅层盐丘。盐丘位于厚层低速碎屑沉积地段中且具有高的地震波速度。

就象它的名字所暗示的，这种勘探方法是将检波器围绕着激发中心呈扇形分布。因为要凑合接收条件，扇形排列上的各点的炮检距很少固定不变，这些排列有时沿路排放，有时则沿着河岸或沟岸排布。开始做这种工作时炮检距大约为5km，以后逐渐增加到15km

以便发现更深的盐丘。

在布置扇形接发系统之前，往往先要在相应的地区但不是在盐丘上做一些正常的地震纵测线观察，得到时距关系曲线。然而将扇形系统的各个接收时间画在正常时距关系图上，如果相应距离的某些接收道波至时间先到，那末这段时间差就称为超前的。时间超前0.2s或大于0.2s，则认为是由于射线穿过了盐丘。然后再布置另外的扇形排列，使它的射线穿过已存在时间超前的扇形范围，以便正确地对盐丘圈定和定位。

这个方法用来寻找盐丘非常有效。但对深部盐丘的效果要差一些，因为前面第十三章中已经讨论过在低速沉积层中的射线不能穿透很深。

第三节　层析成象

层析成象是扇形排列系统的当今发展〔梅森（Mason），1981；沃辛顿（Worthington），梅森和威勒（Wheller），1983〕。地震层析成象技术是这样一种方法，它通过勘探区域中许多射线的旅行时间重构这个区域中速度场的分布。设沿着第1射线速度的空间变化函数为X(x,y)，它跟这条射线的旅行时间t有关，用线积分

$$t_i=\int_{l_i}\frac{dl}{V(x,y)} \tag{18.1}$$

表示时间t_i。

通常是将区域分隔成许多有限的常速度网格小块体，假设块体中速度处处不变。如此得到一系列象公式18.1这样的线积分组成的有限个齐次线性方程系列，对它们或者用广义矩阵反演求解，或者用迭代法求近似解。

只要区域中速度的变化不超过15%，地震层析成象技术是最有效的方法，因为这时几乎可以忽略折射影响。它可以用来作井间调查、也可在地下矿巷中使用。

但是这类方法用到地面折射波法中还有许多困难，除了速度不均匀性要限制在15%范围外，为了避免折射问题，它还要假设地震各向同性。通常认为有10%的速度变化就达到各向异性水平了，因此对现存层析成象技术是否能在勘探调查中成为常规应用手段引起了一些怀疑。

然而地震层析成象技术仍然是一个值得研究的领域，无疑随着深入研究，这样一些问题将依次得到解决。

第四节　折射波层中的波前重构

对目前的各种勘探对象还没有发展出专门的三维折射勘探方法和技术，但是这类调查的主要特点可能包括下面几个方面：

为了获得足够的复盖面积，接收系统需有大量接收道，就象目前三维反射调查一样。看来，浅层折射调查中普通用的12道地震仪是无论如何满足不了要求的，至少也是24道，排成三行，每行8道，线间距是4个检波点距。但是最好采用更多道的地震仪系统，譬如48道分4行，每行12道；或者96道系统分6行，每行16道，线距为4倍点距。加上交替开关装置，允许两套直交的接收线接收。

首先将测线安排在垂直于已知的或认可的走向方向，按照每条线均能取得满意的二维记录标准安排炮点，目的是可以算出每个检波点上的时间深度。从所有的炮点波至时间上，包括那些不在一条直线上的炮点在内，减去这些时间深度，得到从每一炮点到达检波点下方界面点的波至时间。

将每一个给定炮点到检波点经过校正之后的时间标在测量平面图上，然后作等时线，这个过程就是对该炮点的折射波重构波前的过程。从此平面上可定出每个检波点位置的波前法线，以及该方向上的地震波速度。

对每一个炮点都重复以上程序，则得出每一个检波点上地震波速度跟方向的函数关系。

整个过程也就是对测线中的检波点在各个方向上（譬如垂直方向）的重复测试，假如折射体表面形状不是过于不规则，那末两套在不同方位上都有一定数量炮点的直交测线也许就能满足要求了。

这类方法乃是现存二维分析方法的一个合乎逻辑的推广，它进一步还能确定和区分地震波速度的不均匀性和各向异性。

图18—1和图18—2表示一个地热发电站现场的三维调查试验结果，资料是用48道SERCEL SN338HR 地震仪系统接收的，每线12道，排成4线，点间距5m，线间距20m。

本区的岩石是早寒武系的凝灰岩，砾岩和砂岩夹一定量的熔灰岩，呈现了很高的地震波速度，总体走向大致跟测线平行，右方倾角约40°，一条断层带大致垂直地从每条测线的上部穿过。

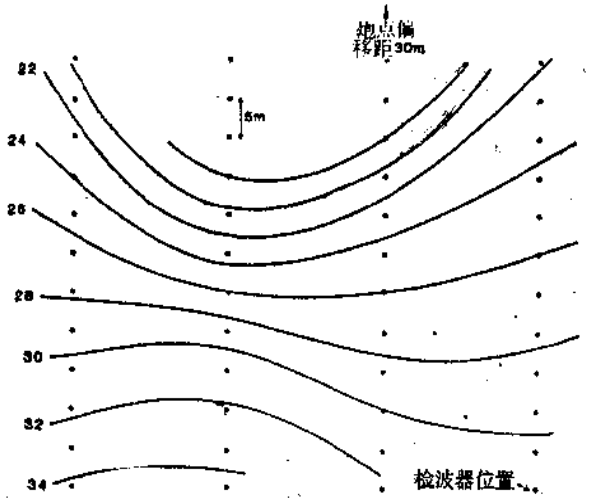


图 18—1 炮点偏离第3测线30m处的折射波波前重构图

从图18—1和图18—2显示出一些有趣的现象。

首先，尽管炮点位置只不过离测线终端30m，波前却不是一直跟测线3直交的（测线顺序从左到右）。因此沿单个剖面得到的资料尽管作了详细分析也无济于事，因为其中发生了平面折射现象，测出来的速度比真实速度高，即比沿波前法向的速度高。

第二、在每张图象中，波前之间的间隔都是上紧下宽，按照断层带应该是低速带的规律，这是正常的反映。

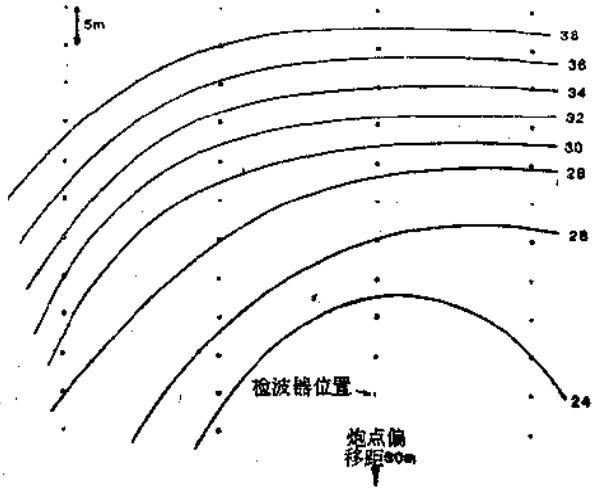


图 18—2　第 3 测线上另一端炮点偏离30米处的折射波波前重构图。

第三、某些检波点上对不同炮点呈现出不同波前法向，波前面之间的间隔也有变化，因此具有水平各向异性。

虽然这些结果并不构成完全的三维折射勘探方法研究，但它们证明了这种技术的巨大潜力，它激励我们进一步深入研究。

本章参考文献

Bamford, D., and Nunn, K. R., 1979, In-situ seismic measurements of crack anisotropy in the Carboniferous limestone of North-west England: Geophysical Prospecting, vol. 27, p. 322-338.

Crampin, S., McGonigle, R., and Bamford, D., 1980, Estimating crack parameters from observations of P-wave velocity anisotropy: Geophysics, vol. 45, p. 345-360.

Dix, C. H., 1956, Seismic prospecting for oil; Harper and Row, New York.

Gardner, L. W., 1939, An areal plan of mapping subsurface structure by refraction shooting; Geophysics, vol. 4, p. 247-259.

Gardner, L. W., 1967, Refraction seismograph profile interpretation in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed, SEG, Tulsa, p. 338-347.

Mason, I. M, 1981, Algebraic reconstruction of a two-dimensional velocity inhomogeneity in the High Hazles seam of Thoresby Colliey; Geophysics, vol. 46, p. 298-308.

McGee, J. E., and Palmer, R. L., 1967, Early refract.on practices in Seismic refraction prospecting; A. W. Musgrave, Ed, SEG, Tulsa, p. 3-11.

Nettleton, L. L., 1940, Geophysical prospecting oil; McGraw-Hill, New York.

Sjogren, B., 1984, Shallow refraction seismics; Chapman and Hall, London.

Scheidegger, A. E., and Willmore, P. L., 1957, The use of least squares method for the interpretation of data from seismic surveys; Geophysics, vol. 22, p. 9-22.

Whitcombe, D. N., and Rogers, D. E., 1981, The effects of refractor topography and overburden anisotropy on time-term solutions of refractor anisotropy; Geophys. J. R. Astr. Soc., vol. 67, p. 449-464.

Worthington, M. H., Mason, I. M., and Wheller, P. M., 1983, Application of seismic tomography to mineral exploration; Trans. Inst. Min Metall, vol. 92, p. B209-B213.

第十九章　振幅和衰减

第一节　首波中的振幅信息

对振幅和衰减分析乃是充分利用折射波法达到事半功倍效果的一个方面。它是从首波中提取的另一种信息，而且也能充分利用对首波时间分析所得的资料。

从大处讲，对时间资料分析临近了一个转折阶段。大量的地震折射调查是针对浅层目标的，如地下水，沉积矿产、工程地基和为反射调查作风化层校正，因此一般都用比较简单的解释方法，包括截距时间法和传统相遇法，而不常用考虑偏移归位更精确的方法，如广义相遇法，波前重构法等等，然而另一方面，计算机增强的方法象射线追踪和有限差分模型却正在发展起来。但是目前不管哪种方法对地质上存在的隐伏层，变速介质、各向异性和不完全弹性都还无能为力。

近年来对横波已经有相当的研究，除了从中可以提取岩性和岩石种类的各种参数以外，也可从中找到克服隐伏地层问题的某些信息。但是仍然存在一些使得目前还不能普遍开展横波勘探的问题，尽管这些问题并不是完全无法克服的。从实用的标准来说，至今还没有诞生一种简便的或者可以利用爆炸方式的横波震源，使它能够达到纵波振源相应的标准。横波可控振源尽管在反射勘探中较为成功，但它费用昂贵，不适合用到大多数浅层折射勘探场合。此外，从理论上讲，横波速度可以突出各向异性，而适合这方面的解释方法也有待于进一步推广。

相反，在一般的数字接收系统上，对常规折射波资料直接进行合适的衰减性测量分析目前就能实现。在首波资料中测量衰减性可以避免不少困难，如特殊的震源、关于纵、横波各向异性问题和辨认续至波同相轴之类问题，唯一需要的是必需正确记录首波的第一周期。这对反射勘探用的瞬时浮点记录系统来说毫无困难，但是对大多数浅层折射调查中所使用的较简单的积分数字记录仪则必需小心谨慎，因为它常常对强大的初至波有压制作用。

测量振幅和衰减有两大好处。

首先关于振幅测量、厚层折射地层中波动传播路程超出数倍波长之后，首波振幅的几何扩散将近似地随距离平方倒数而变化，如果出现振幅变化跟这个比值相差甚远的情况，则表示有异常状态，譬如迅速衰减常跟速度倒转有关。

第二点是关于除上面所说的几何扩散之外的衰减性测量，它通常属于地震波的非弹性吸收所致，类似于对地震波速度，不同岩性和岩类具有不同的衰减。一般情况下，岩石的速度越高，衰减越小。我们可以进一步用一个无量纲系数Q来表征衰减性，就象地震波速度一样，它基本上跟频率无关，这个事实使它成为一个非常有用的参数。

至今大多数衰减测量都是在实验室中进行的，这是因为现场调查中对几何扩散的补尝存在一些困难。虽然在实验室研究中所用的频率比地震勘探中所用的频率要高得多，但仍

然认为测量结果是能反映低频情况下岩石的各种现象的。布雷德制（Bracl1ey）和福特（Fort, 1966）在实验室中所做的综合资料表明了岩石的衰减系数有相当宽的范围。但对地表经常遇到的几类岩石Q值范围如下：沉积岩象砂岩和页岩的Q值约20—100，变质岩象千枚岩和片岩，60—70；板岩和石英岩，150—600；火成岩象花岗岩和玄武岩则为200—600。

同时利用速度和衰减这两种信息来评价岩石的类别和性质的一套方法已经出现，这是折射波地震勘探突出的发展和成就，而且，除了适用于正常的纵波首波资料以外，这类技术也适用于质量达到某种要求的横波资料。

第二节　地震波振幅

计算地震波的振幅并不简单，经典的方法是在一系列边界条件和震源条件下解波动方程，这是一个二次偏微分方程。这个方法适用于表示各种同相轴，如反射、折射首波，绕射和面波。不幸的是这个方法很复杂，并且，事实上只对一些比较简单的模型才有解。

对比较复杂的模型可用有限差分法来解波动方程。但是计算时间相当长，尤其如果要考虑非完全弹性和非各向同性时。

有些计算问题可以用渐近射线理论加以解决，数学上它常以波动方程高阶近似解来表示，不幸的是渐近射线理论不适用于首波和绕射波。

除此以外，有一些有关体波振幅的一般法则，当传播距离大于主体波长时，纵、横直达波的振幅随距离的倒数衰减；近源时的情况要复杂些，振幅衰减可以考虑用距离平方倒数的关系来表示。

对于二层平界面介质中的首波，当距离较大时，由压缩脉冲造成的质点位移U表示为

$$u(r,t)=KF(t)(rL^3)^{-1/2} \qquad (19.1)$$

此处K是跟弹性参数有关的常数，F(t)是入射脉冲的膨胀位移势，r是炮检距离，L是波在折射层中传播的路程〔格兰特（Grant）和韦斯特（West），1965，第180页〕。这时首波衰减的特征是随衰减项$(rL^3)^{-1/2}$而衰减，当两边速度比减小时，首波反而增强。首波的形状是入射脉冲形状的积分。

公式19.1只适合在折射层已经传播了几倍于波长距离之后的地震首波〔奥柏里（O'Brien），1967；多纳托（Donato），1964〕。正如哈瑟力所指出的（1982），在浅层折射勘探中，首波很少能一直追踪滑行数倍波长的距离。对一个用一般药量激发出来的典型的主频60Hz左右的地震波，它在折射层中的波速假设在3000米/秒到6000m/s之间，那末主波长大约为50m到100m，那末适用公式19.1的范围至少是离开震源几百米以外。

对于炮检距小于几个波长的情况，如莱维和英格兰姆（Ingram）(1962)，达塔（Datta）和博哈米科（Bhawmick），(1969) 以哈瑟力（1982）所表示的，几何发散衰减比例要小于$(rL^3)^{-1/2}$，因此，利用地·勃莱米克（De Bremaecker）、戈德森（Godson）和沃特金斯（Watkins），(1966) 和南达·库马（Nanda Kumar）和维雅·雷哈弗（Vijaya Raghava）(1981) 提供的几何发散补偿因子$(rL^3)^{-1/2}$就不合适了。

对于深部折射地震调查，因为炮检距达到几十公里，所以尽管频率比浅层勘探中低1到2倍，观察到的首波在折射层中滑行的距离可以是波长的好几倍，因此能够应用公式

19.1。奥柏里（1960，1967）曾经用这个公式补偿几何发散以此测量剩余衰减量。

显然首波的衰减量究竟是近似等于还是小于距离平方的倒数关系，如公式19.1所表示出来的，主要取决于折射测量是在近炮点区域还是在远炮点区域进行。但是多纳托(1964)曾预言薄层折射首波的衰减率要大大增加，这一点已被奥柏里（1960，1967）的观察所证实。在浅层折射地震中，大家对薄层折射比速度反转更熟悉，象多姆柴斯基(Domzalski，1956)，诺克斯（Knox，1967）和史莫尔（Schmoller，1982），他们都得到过首波急剧衰减的地震记录。这种强烈衰减并不是由于地层介质具有真正不寻常的吸收，而是地层只允许沿地层所滑行的首波波长小于地层的厚度。也就是地层对于波长大于地层厚度的地震波能量基本趋向于让其透过。因此这时折射脉冲中占优势的是高频分量。虽然衰减对某一种给定的岩石来说是跟频率无关的，也就是说每一种波长能量损耗的比例都相同，但经过一段距离之后，那些短波长脉冲由于它们的波数多，衰减就大。

另一影响折射波脉冲振幅的因素是折射面的构造。且不说拉斯特（Laster），培克斯和谢尔（Schell，1967）的实体模型，还有哈瑟力（1982）的波动方程模型，它们只有很少的部分公开发表了；但是它们显示了在折射层局部埋深增加的地方，折射波振幅高于平坦界面上的折射，相反，界面部分上升的地方振幅就低。这类效应表示在图 19—1 中，这是根据哈塞力的资料作出来的（1983）。因此，直接结合这样一些基本异常，就有可能观察出一些更为复杂的构造现象，如脊状隆起或谷状凹陷。对于隆起线，振幅异常表现为一段负振幅异常紧接着一段正振幅异常；对于凹谷线，则为正振幅异常紧接负振幅异常，正好反过来。

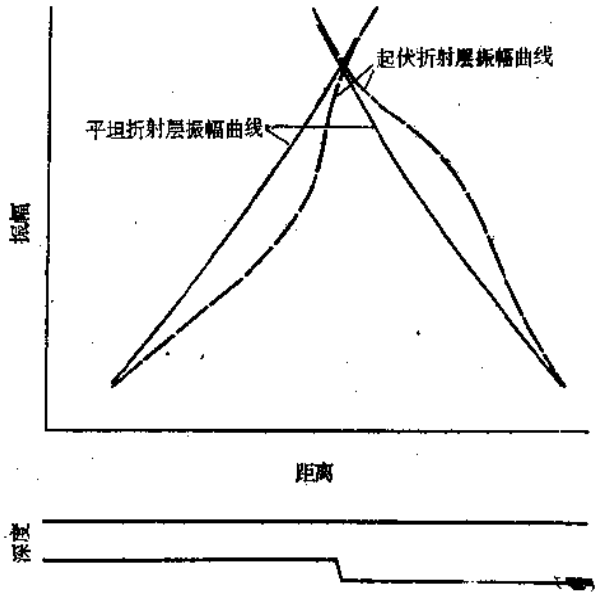


图 19—1　水平折射界面与起伏折射界面的折射振幅与距离关系示意图

第三节　衰　　减

地震波能量的损耗称为衰减，通常属于非弹性范畴。最常用无量纲的品质因素 Q来表

示衰减，定义Q为：

$$\frac{2\pi}{Q}=\frac{-\Delta E}{E} \tag{19.2}$$

此处－ΔE是一个周期中的能量损耗量，E为能量峰值。利用微分形式变换公式19.2成更通用的形式，以便适合任意小的Q值：

$$-\frac{2\pi}{Q}=\frac{dE}{E}\cdot\frac{T}{dt}=\frac{T}{E}\cdot\frac{dE}{dt} \tag{19.3}$$

此处T是地震波周期。对公式进行积分，得

$$E=E_0e^{-\left(\frac{2\pi t}{QT}\right)} \tag{19.4}$$

由于能量正比振幅的平方，振幅A通常可测得，因此改写式19.4为

$$A=A_0e^{-\frac{\pi t}{QT}} \tag{19.5}$$

$$=A_0e^{-\frac{x\pi}{Q\lambda}} \tag{19.6}$$

$$=A_0e^{-\alpha x} \tag{19.7}$$

这里x是地震波传播的距离，λ是波长，α是衰减系数，由

$$\alpha=\frac{\pi}{Q\lambda} \tag{19.8}$$

给出

如果用每波长分贝单位表示α，那末

$$\alpha\text{（分贝/波长）}=\frac{27}{Q} \tag{19.9}$$

伴随着非弹性衰减而来的一系列争议首先是关于岩石弹性是线性的传统假设，也即应变正比于应力的假设。然而衰减意味着应力一应变的滞后现象，每周期能量损耗（式19.2中的ΔE）表示出周期应力作用下，物质的应力一应变图象所圈闭的面积。存在滞后现象对线性假设的有效性提出了疑问。

第二点关于由经验观察得到的地震波速度和Q因素跟频率无关这一结论的精确性。假设用一个三角函数表示的尖锐位移作用在一个弹性介质的某些点上，由于较高频率分量随距离衰减较低频率分量快，又假设所有频率成份具有相同的传播速度，那末经过一段距离之后，脉冲展宽，以波峰为对称中心向两边扩展，因而脉冲的一半先于由速度所决定的时间到达某个距离上的一点，事实上就是脉冲在这点产生之前就先存在一小部分有限的振幅了。这种违背物理实现原理的现象表示了地震波速度和Q因素跟频率无关的假设是不对的〔见斯特西等（Stacey et al，1975；韦布（Webb）和斯特西，1982〕。

这些争议都是正在研究的课题，但是对大多数实际勘探问题，假设衰减和地震波速度与频率无关还是合适的。

第四节　衰减测量

衰减测量方法有三种。

最常用的方法是测量包括几何扩散在内的总衰减量，不幸的是这类简单方法特别不可靠。因为剩余衰减比总衰减和几何扩散分量都小得多，它很容易受到几何扩散校正的影响。而几何扩散通常是由公式19.1计算而来，这个公式只适用于炮检距大于几个波长的时候，而且需要折射面既不倾斜又不存在构造起伏，还要有一定的折射厚度。这些条件并不经常都能得到满足，尤其是在浅层地震调查中。

第二种衰减测量方法包括测量地震脉冲各种频率成份的变化，不同频率成份以不同比率衰减，从距离为座标的谱系数中得出衰减量〔麦克多纳尔（Mcdonal），安格纳，米尔斯（Mills），森布施希，凡·诺斯来特（Van Nostrand）和怀特，1958；纽曼〔(Newman)和沃辛顿，1982〕。这种方法虽然精确，但要获得不受干扰的地震脉冲来作谱分析研究十分不容易〔格拉德温（Gladwin）和斯特西，1974；基亚尔坦松（Kjartansson, 1979）；纽曼和沃辛顿，1982〕，这个限制对浅层折射地震尤其突出，因为浅层勘探中干扰一般都特别严重。

第三种衰减测量方法包括测量地震脉冲宽度随距离的变化情况。脉冲展宽是衰减的必然结果，经验观察表明，旅行时间 t 和脉冲上升时间τ之间可能存在一个线性关系

$$\tau=\tau_0+\frac{c\,t}{Q} \tag{19.10}$$

这里τ_0是震源脉冲的上升时间。上升时间定义为脉冲的第一拐点处斜率除以第一峰值，就象图19—2中所示。c是一个常数，对位移检波器大致为0.5，对于速度检波器为0.3，对于加速度检波器为0.2。

使用这个方法的先决条件是震源必需是脉冲型的，也即应具有广阔的频谱〔基亚尔坦松，1979；布莱尔（Blair）和斯帕塞斯（Spathis, 1982；1984），同时接收系统也应具备平坦宽阔的通频带。

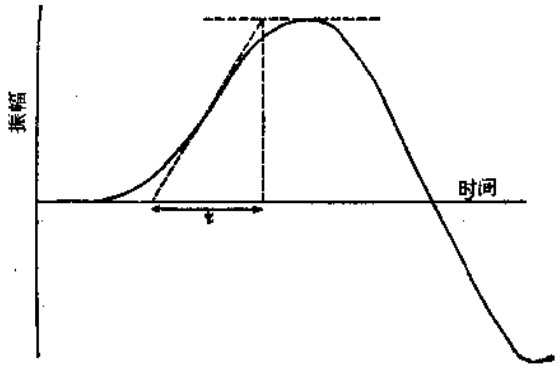


图 19—2　脉冲上升时间为零到最大振幅值除以拐点处的斜率

利用脉冲展宽测量衰减有几个优点。首先它跟几何扩散无关，因而就排除了折射面构造起伏影响，炮检距影响，检波器耦合影响，以及诸如此类的影响。此外，它能在脉冲的第一个四分之一周期中测量出来，就避开了许多地震记录中的干涉作用。

公式19.10还可写成更一般化的和式：

$$\tau=\tau_0+c\sum\frac{\Delta t_i}{Q_i} \tag{19.11}$$

这个线性关系使得可以通过与处理旅行时间 t 获得速度的同样办法来求上升时间。上升时间也能在相遇记录中通过用公式8.1和8.6中的加减法从旅行时间推导出来。利用由此求出的数值象速度解析曲线和时间深度曲线那样画出曲线，求出曲线导数的倒数或梯度就给出了折射层和上覆地层中的Q值。

一旦这种方法的有效性在日后的工作中被证实，它的这些优点将使浅层折射调查更有价值。

第五节　本章小结

迄今为止绝大多数地震折射调查还没有开展振幅测量。

虽然通常假设首波的振幅随距离平方的倒数衰减，但这仅仅是对折射层较厚、界面水平并且折射波沿界面滑行了数个波长距离之后才是正确的。当折射层较薄时，衰减就大得多。同时折射面的构造起伏也引起振幅异常，局部折射面加深引起正振幅异常，折射面局部变浅则引起负振幅异常。

非弹性吸收通常用无量纲参数Q来表示，就象地震波速度，它基本上与频率无关。至今还没有完全有效的测量Q值的可行办法，但看来通过测量脉冲展宽的方法最有成功希望。

文章参考文献

Blair, D. P., and Spathis, A. T., 1982, Attenuation of explosion-generated pulses in rock masses; J. Geophys. Res., vol. 87, p. 3885-3892.

Blair, D. P., and Spathis, A. T., 1984, Seismic source influence in pulse attenuation studies; J. Geophys. Res., vol. 89, p. 9253-9256.

Bradley, J. J., and Fort, A. N., 1966, Internal friction in rocks in S. P. Clark, Ed., Handbook of physical constants, The Geological Society of America, Memoir 97.

Datta, S., and Bhowmick, A. N., 1969, Head waves in two-dimensional seismic models; Geophysical Prospecting, vol. 17, p. 419-432.

De Breuaecker, J. Cl., Godson R. H., and Watkins, J. S., 1966, Attenuation measurements in the field; Geophysics, vol. 31, p. 562-569.

Domzalski, W., 1956, Some problems of shallow refraction investigations; Geophysical Prospecting, vol. 4, p. 140-166.

Donato, R. J., 1964, Amplitude of P head waves; J. Acoust. Soc. Am., vol. 36, p. 19-25.

Gladwin, M. T., and Stacey, F. D., 1974, An elastic degradation of acoustic pulses in rock; Phys. Earth Planet. Int. vol. 8, p. 332-336.

Grant, F. S., and West, G. F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics; McGraw-Hill, New York, 583p.

Hatherly, P. J., 1982, Wave equation modelling for the shallow seismic refraction method; Bulletin, Australian SEG, v. 13, p. 26-34.

Hatherly, P. J., 1983, The analysis of shallow refraction seismograms; PhD thesis, unpublished, Macquarie University, 246p.

Hatherly, P. J., 1986, Attenuation measurements on shallow seismic refraction data; Geophysics, vol. 51, no. 2.

Kjartansson, E., 1979, Constant Q-wave propagation and attenuation; J. Geophys. Res. vol. 84, p. 4737-

4748.

Knox, W. A., 1967, Multilayer near-surface refraction computations in Seismic refraction prospecting A. W. Musgrave, Ed, SEG, Tulsa, p. 197-216.

Laster, S. J., Backus, M. M., and Schell, R., 1967, Analog model studies of the simple refraction problem, in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed, SEG, Tulsa, p. 15-66.

Leviu, F. K., and Ingram, J. D., 1962, Head waves from a bed of finite thickness; Geophysics, vol. 27, p. 753-765.

McDonal, F. J., Angona, F. A., Mills, R. L., Sengbush, R. L., Van Nostrand, R. G., and White, J. E., 1958, Attenuation of shear and compressional waves in Pierre shales; Geophysics, vol. 23, p. 421-439.

Nanda Kumar, G., and Vijaya Raghava, M. S., 1981, On the significance of amplitude studies in shallow refraction seismics; Geophysical Prospecting, vol. 29, p, 350-362.

Newman, P. J., and Worthinton, M. H., 1982, In-situ investigation of seismic body wave attenuation in heterogeneous media; Geophysical Prospecting, vol. 30, p. 377-400.

O'Brien, P. N. S., 1960, The use of amplitudes in refraction shooting-a case history; Geophysical Prospecting, vol. 8, p. 417-428.

O'Brien, P. N. S., 1967, The use of amplitudes in seismic refraction survey in Seismic refraction prospecting, A. W. Musgrave, Ed., SEG, Tulsa, p. 85-118.

Schmoller, R., 1982, Some aspects of handling velocity inversion and hidden layer problems in seismic refraction work; Geophysical Prospecting, vol. 30, p. 735-751.

Stacey, F. D., Gladwin, M. T., Mchavanagh, B., Linde, A. T., and Hastie, L. M., 1975, An elastic damping of acoustic and seismic pulses; Geophysical Surveys, vol. 2, p. 133-151.

Webb, S. L., and Stacey, F. D., 1982, A simple demonstration of the frequency dependences of elastic moduli and the damping of stress waves at seismic frequencies; Bulletin Australian SEG, vol. 13, p. 23-25.

Wright, C., and Hoy, D., 1981, A note on pulse broadening and an elastic attenuation in near-surface rocks; Phys. Earth Planet. Int, vol. 25, p. P1-P8.

第二十章 结 论

第一节 需要改革

从十九世纪二、三十年代大量使用折射波法那个时期以来，折射波法的资料采集技术和处理技术一直就没有多大改变和重要的发展。早在1940年以前就提出了目前这种标准的纵测线接收系统和截距时间法解释，以及传统相遇法和延迟时间法解释。整整四十年来，基本上没什么变化。相反，在这段时间里反射波法通过应用共中心点叠加、数字记录和数字处理，经历了巨大的变化。

当然，如果我们过去多多地用到折射波，也许它会有更多改革和变化，但是大多数熟悉折射地震技术的地球物理学家们在促进应用它方面下的功夫不多，这样就更夸大了这类方法的弱点，跟强大的反射波法相比，人们越来越不愿意选择用它。

譬如一般都认为折射波法需要大量炸药，虽然从单个炮点来看是如此，调查同样深度的目标，它的单炮药量比反射波法所需大得多。但现代的共中心点反射法，需高密度复盖，需要很多炮点，事实上每单位勘探距离所需的药量还是反射波法多。此外，折射法只需要少量炮井，这对一些难以进入的地区就十分有利，这方面的利益随着地震记录仪器道数的增加还将更进一步发扬。因为对于反射波法来说，炮检距通常都不超过目标深度，它不能使炮检距扩展得太长。

在资料解释方面情况也一样，譬如发表了大量关于隐蔽层的文章，但是并没有真正认清这种现象，只是不厌其烦地提出一套又一套价值极小的诺模图。尽管已经证明利用GRM是解决隐蔽层的一种方法，但要彻底解决这个问题很可能还需整整一代地震学家的努力。

假如地震折射法将来要成为大家公认的勘探技术，就需要发展一种综合解释方法，认清这种方法的优点，在此基础上进行改革，而不是总强调它的缺点和不足。

第二节 综合方法

跟任何一种别的地球物理方法一样，经典折射波勘探地震也强调垂直分辨率。这个分辨率只有当地下各层都各向同性，而且地震波速度逐层增高时才能体现出来。这时，还要各地层的厚度达到使每一层都能记录到首波，分界面足够平整而且不是倾斜得很厉害，才能保证在时距曲线上清楚地分出各个层次。这样一些条件只有在很浅的情况下，一般不超过5 m的情况下才得以全部满足。这时最方便的解释方法是截距时间法，尤其当界面倾角几乎为零时最好用它来求折射速度和深度转换系数。

随着勘探深度不断增加，这些条件就很难一一满足，因此就需要更多的模式和解释方法来适应这种实际情况。

当勘探目标的深度达到25m时，这也许就包括了大部分地震折射调查项目了。这种情

况下传统相遇法最适用。这种方法可以看作是截距时间法的推广，但是它能在每一个检波点和炮点上计算界面深度和折射速度。利用这种方法可以求出折射层起伏不太剧烈的界面形状的构造和简单的速度变化关系。它的优点是可以较好地反映近地表不规则性和不均匀性。

对于勘探目标埋深超过25米时，传统的相遇法就不太合适了，因为这种方法会抹平突出的界面不规则性和引进虚构的折射速度。为了克服这些缺点，就必需利用偏移技术，象广义相遇法（GRM）。广义相遇法中的偏移跟其它偏移方法有点不同，它的偏移距是从资料处理过程中检查出来的，不是从假设速度—深度剖面上计算出来的。当折射层的不规则变化跟它的深度和检波器间距相关时，就能确定出偏移距。显然对一个排列只要有四条可供比较的曲线，就能求出合适的偏移距。这样求出来的偏移距是一个非常有用的参数，因为它能包容隐蔽层（隐伏层和速度倒转），确定变速介质和测出垂直各向异性。

截距时间法、传统相遇法和广义相遇法是三种非常有效的方法，而且容易将它们联合起来，以适应无论什么样的折射波勘探资料分析。半截距时间跟时间深度数学表示上的相似性和速度解析方法上的相似性实际就允许联合这几种方法来解释各种复杂的问题，这时用时间剖面作为一种公用的座标系是最合适的。

就象大多数折射解释一样，截距时间法、传统相遇法和广义相遇法都需要相向两边的时间资料。如果要毫不含糊地求出折射层速度和它的构造，那末这些资料是必需的。使用相向时间曲线的另一个优点是在多数情况下深度转换因子和折射速度解析相对不受倾角影响，即便是对变速度介质、各向异性介质和绕射情况也是如此。由此可以确信，这些方法能够联合用来满意地解决大多数地质情况下的各种折射问题。

另外一点是这几种解释方法非常适合于当前各种数字资料处理设备，不象图象法或波前重构方法。它们的算法既简单又便于编制程序模块。但是，无论如何，计算机只能提供方便，不能提供精度，就象它在反复叠代中所做的那样。

这套联合方法还特别适合进一步改革。

在大地构造调查中利用三维勘探测量水平速度各向异性和局部不均匀性大有潜力可挖。通过研究脉冲展宽测出岩石的品质因素Q，同时结合地震波速度来揭示岩性很可能比利用纵、横波法更有效。这类方法在具备合适的横波震源时又都能用到横波勘探上去。

折射地震勘探法在研究沉积盆地中也是相当有用的。它在圈定盆地区域形态或单一油气勘探中是介于区域重磁勘探和地震反射法之间的必然合理的一个中间步骤，测得的基底折射波速度和基底埋藏深度不但是了解盆地构造的必要参数，而且也是对重磁资料很好的控制评价。通过广义相遇法突出强调横向分辨率和确定最佳XY值，使得隐蔽层、垂直各向异性（横向各向同性）和变速度介质都能作适当修正并在沉积系列中求出它们。

第三节　从横向分辨到纵向分辨

将地震波速度看作是深度、距离、方向和倾角的函数而加以测量，从中测出隐蔽层、横向变化、水平的和垂直的各向异性，或者对它们进行适当的调节，从而提高垂直分辨率，这是自广义相遇法提高横向分辨率之后的必然结果。事实上，突出横向分辨率才是这种方法最大优点。

为了获得高横向分辨率，必需很密地排列检波器作为接收系统，幸亏这种需要跟目前反射波法上的需要相同，因此就解决了装备问题。

垂直分辨率和横向分辨率互相依赖，那末，反射和折射是否也互相依赖？在地震折射波法中，横向分辨率通过广义相遇法跟垂直分辨率有机地联系了起来，通过提高分辨率，精度和对各种信息的研究，勘探工作者就能成功地解决各种地球物理勘探基本问题，并综合各种地球物理和地质资料获得更精确可靠的地质实体解释结果。

主 题 索 引

ABC method, 55

Accuracy
- of arrival times, 200
- of average velocity, 146, 147
- of Crampin equation, 213
- of depth computations, 180
- of depth conversion factor approximations, 48
- of measuring XY values, 118, 178
- of ray tracing, 192, 198
- of reciprocal times, 156
- of refractor times, 156
- of refractor surface, 79, 117, 196
- of refractor velocity, 38, 41, 61, 77, 101, 178, 226
- of velocity stratification, 123, 146, 191

Ambiguity, 21, 39, 194

Amplitudes, 19, 251
- with velocity inversions, 138

Amplification of data, 200, 251

Anisotropy, 206
- with Snell's law, 9
- with head wave, 11
- horizontal anisotropy, 245
- and ray tracing, 192

Apparent velocity on travel time graphs
- with dipping refractor, 23
- with intercept time method, 31

Apparent velocity *from* velocity analysis formulas
- with conventional reciprocal method, 55
- with generalized reciprocal method, 97
- with Hales' method, 88
- with wavefront methods, 83
- with anisotropy, 226

Arrival times, 200

Attenuation, 19, 251
- with velocity inversion, 138

Average velocity
- in isotropic layers, 146
- in anisotropic layers, 231
- with hidden layers, 150
- *with variable velocity media*, 175

Blind zone, 124, 132

Bracewell method, 202

Conical wavefront, 12

Consistency between data and interpretation, 192

Conventional reciprocal method, 55

Convergence corrections, 92

Corrections
- for anisotropy, 226
- for detected layers, 149
- for dip, 41, 58, 99
- for reciprocal time errors, 157
- to a datum, 63, 110, 118, 153

Critical angle, 11

Critical reflection, 49

Cross correlation, 202

Crossover distance, 17

Curvature of refractor surface, 117, 196

Curved ray path methods

Data processing, 199

Data quality, 39, 156, 193

Datum corrections, 152, 110, 120

Delay time method, 90, 104, 244

Depth conversion factor, 45
- anisotropic layer approximation, 219
- isotropic layer approximation, 45
- variable velocity media, 168

Depth section, 196

Depth specification, 46

Diffractions, 83, 114, 264

Dipping layers, 22, 30

Dips
with depth conversion factor, 48, 220
with apparent velocity, 23
with offset distance, 74
with XY distance, 111
with refractor velocity analysis, 56, 98
Elastic wave—quation, 5, 12, 253
Evjen equation, 167
Extrapolation
with blind zone, 132
with intercept time, 158
with variable velocity media, 169
Errors—see accuracy
Fan shooting, 245
Fermat's principle, 209
Field arrays
in-line spread, 14
three dimensional spread, 244
Field data requirements, 21, 193
First arrival
measurement, 200
recording, 17, 252
Fortran programs, 204
Frequency dominant, 19
Generalized intercept time, 48
Generalized reciprocal method, 97
accommodating undetected layers, 132, 141
anisotropic overburden, 234
average velocity with isotropic layers, 146
average velocity with anisotropic layers, 231
data processing, 203
inversion with variable velocity media, 175
reciprocal time corrections, 158
Geometrical optics, 6
validity, 12
GREMLIN programs, 204
GRM, see generalized reciprocal method, 97
Hagedoorn's example, 132, 173
Hagiwara's method, 55
Hales' method, 84, 97
Head wave, 11
amplitude, 19, 252
Hidden layers, 124, 150
High velocity layers, 138
Horizontal resolution, 101, 106, 137, 265
Huygens' principle, 6
Huygens' wavelets, 6
with Snell's law in isotropic layers, 7
with Snell's law in anisotropic layers, 9
with generation of head wave, 11
with irregular refractors, 114
with anisotropic media, 209
with wavefront methods, 81
In-line spread, 14
Intercepts, delay time method, 30
Intercept time, 44
generalization, 48
adjustment of reciprocal time errors, 158
relation to time-depth, 67
to construct time section, 191
with blind zone computations, 125
Intercept time method, 30
Inversion algorithms, 93, 107, 192
Irregular topography, 61, 107
corrections for, 152
Jointing, as a cause of anisotropy, 206, 245
Kicks, first arrival, 202
Later arrivals, 18, 129
Lateral resolution, 101, 106, 137, 265
Lateral velocity change, 77, 101
Law of refraction (Snell's law), 7
Layered earth model, 14, 30
Linear variation of velocity with depth, 167
Masked layer, 123
Mathematical model of subsurface, 14, 30, 123
Measurement of arrival times, 200
Method of differences, 55
Migration, 74, 97
datum correction when using migration, 152
depth migration, 196
as a focussing technique, 106
Near surface irregularjties, 61, 107, 152
Offset distance, 74

Optics, geometrical, 6
validity, 12
Optimum XY value, 120
Orientation of seismic lines. 244
Parabolic variation of velocity with depth, 168
Parallelism of tra vel time graphs, 50
Parameter, ray, 164
Penetration of rays in refractor, 2, 20, 146, 172
Phase velocity, 9, 209, 212
Phantoming of intercept times, 52
Picks, first arrival times, 200
Plane interfaces, 21, 30
Plotting scales, 84
Plus–minus method, 55
Prediction method for first breaks, 203
Presentation of data, 203
Processing of data, 199
Q, quality factor, 252
Quasi compressional wave, 207
Quasi shear wave, 207
Ray, definition. 9
Ray equations, variable velocity media, 165
Ray parameter, 164
Ray surface, 9, 209
Ray tracing, 192, 198
Ray velocity, 209
Reciprocal time, 156
errors with wavefront methods, 83
errors with Hales method 88
Reconnaissance techniques, 1
Reconstruction of wavefront
in horizontal plane(3D), 246
in vertical plane(2D), 80
Recording, first arrivals, 17
gains, 251
Reduced plotting method, 133, 178, 235
Redundancy
of data, 21
of reciprocal times, 156
Reflection
critical. 49, 65
depth conversion with undetected layers. 124
energy requirements, 262
method of measuring velocities, 2, 20, 187
source of detector distance, 18
stacking velocities, 146, 187
time section, 191
Reflectors below high relief strutures, 2
Refraction, law of(Snell's law), 7
Refraction
critical, 11
in the horizontal plane, 245
Refractor
with structure, 64, 101, 175
with lateral velocity change, 77, 101
with variable velocity, 182
Refractor velocity analysis function
without migration, 56
with migration, 97
Replacement ray with average velocity, 148
Requirements of field data, 21, 193
Requirements of seismic sources, 19
Residual refraction statics, 111
Resolution
horizontal, 106, 137, 265
vertical, 106, 137, 265
Reversal of seismic velocities, 123, 137
Reverse travel time data, 24, 93, 110
Rise time, 203, 258
Second events, 18, 129, 193
Shear waves
in anisotropic media, 207
in generating head waves. 12
sources, 251
Skips, cycle, 138
Snell's law, 7
with anisotropic media, 192, 209, 216
with irregular refractors, 114, 192, 198
Source requirements 18. 129, 194, 252. 262
Source to detector distance, 2, 19
Statics corrections, 3
Three dimensional methods. 244
Time–depth

without migration, 66
with migration, 101
Time section, 190, 264
Time series, 202
Tomographic imaging, 246
Travel times—see arrival times. 200
Travel time expression, 43
Triple valued travel time graphs, 130
Undetected layers, 123, 190, 192
variable velocity media as, 175
Validity of geometrical optics, 12
Variable velocity media, 163, 190, 192
Velocity analysis
Without migration, 56
With migration. 97
Velocity, average, 146
with variable velocity media, 175
with anisotropic layers. 231
Velocity inversion, 137
Vertical resolution, 106, 137
Wavefronts, 5
Wavefront reconstruction methods
in horizontal plane, 246
in vertical plane, 80
Wavelengths
with validity of geometrical optics, 12
with attenuation, 19
with geometrical correction, 254, 257
Wave surface—see ray surface, 9, 209
Weathering corrections, 153
Weathering as a cause of variable velocity media, 163
WHB (Wiechert-Herglotz-Bateman) integral, 130
XY, optimum value, 120, 190
with average velocity, 147
with anisotropic layers, 231
as a focussing technique, 106
formula, 111
with hidden layers, 136
with velocity inversion, 140
with variable velocity media, 175
Zone of velocity measurements, 20,132,146,173
Zero dip
depth conversion factor, 45
depth conversion factor approximation, 46
depth conversion factor with anisotropy, 220
delay time method, 90
offset distance, 75
optimum XY value, 111