

最 高 指 示

認識从实践始，經過实践得到了理論的認識，还須再回到实践去。認識的能动作用，不但表現于从感性的認識到理性的認識之能动的飞跃，更重要的还須表現于从理性的認識到革命的实践这一个飞跃。

绕 射 波 特 征 点 的 利 用

六四六厂 靠舵手

在地震記錄上，經常伴随断层出現繞射波。正如我們伟大領袖毛主席教导我們的“同世界上一切事物无不具有两重性（即对立統一規律）一样”，繞射波也有两重性。它与反射波交織在一起造成波的严重干涉，产生种种假象，給解释工作带来一定的困难，这是不利的一面。但是，一旦当我们認識了它的特征及規律，并加以充分利用时，就能起到輔助解释的作用，更好地帮助我们正确的解释地下复杂的地质現象，又使坏事变成了好事。因此，在資料解释中，我們應該对繞射波进行認真的分析，掌握其在地震学上的特征，更好地为我们所利用，从而达到正确地判断地质現象的目的。

本文试图通过逐次逼近的近似求解法，討論在三度情况下繞射波特征点在波形記錄上和時間剖面上的不同偏移情况，提出利用繞射波特征点确定断点位置的一点想法。

在波形記錄上繞射波时距曲綫极点的偏移

当測綫与断层綫的法綫以 θ 角相交时，观测到繞射波时距曲綫的数学表达式为：

$$t = \frac{1}{v} \sqrt{(\chi \sin \theta)^2 + [\sqrt{(\chi \cos \theta - a)^2 + H^2} + \sqrt{a^2 + H^2}]^2} \quad \dots\dots (1)$$

式中： χ —— 从爆炸点到观测点的距离；

a —— 埋藏深为 H 的断点距爆炸点的水平距离；

v —— 断点对应层次的速度。

如按通常的方法，即令 $\frac{dt}{d\chi} = 0$ ，求取（1）式的极小值，則会导致关于 χ 的四次代数方程式，虽然目前已能用解析法公式求解，但比較复杂，并涉及到非常繁瑣的数学运算，而且討論起来也十分麻煩。因此，我們采用简单易行的近似求解法。

大家知道，函数本身与这个函数的平方是具有相同的极值点的，因为令 t^2 的导数 $2tt' = 0$ ，仍能得 $t' = 0$ （产生极值的必要条件）。所以把（1）式两端各自平方，求下列函数的极值就可以了，即

$$(tV)^2 = (X \sin \theta)^2 + [\sqrt{(X \cos \theta - a)^2 + H^2} + \sqrt{a^2 + H^2}]^2 \dots\dots (2)$$

把（2）式等号右端的两项分别记为：

$$f_1(X) = (X \sin \theta)^2; \quad f_2(X) = [\sqrt{(X \cos \theta - a)^2 + H^2} + \sqrt{a^2 + H^2}]^2$$

显而易见， $f_1(X)$ 是抛物线，它只有一个极小点，极点为 $X = 0$ ； $f_2(X)$ 是近于抛物线，也只有一个极小点，极点为 $X = \frac{a}{\cos \theta}$ ，并且为 $X \rightarrow \pm \infty$ 时， $f_1(X)$ ， $f_2(X)$ 都趋于 ∞ ，如图 1 所示。

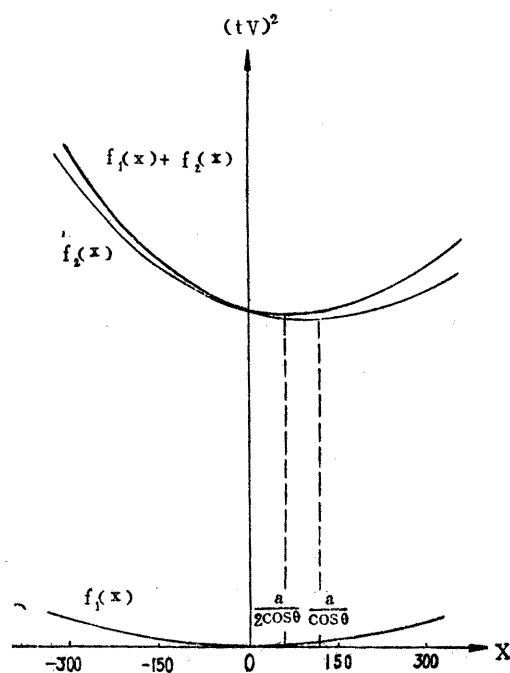


图 1

若把 $f_1(X)$ ， $f_2(X)$ 的纵坐标相加，即 $f_1(X) + f_2(X)$ ，便得（2）式的图形。

参见图 1，由于在点 $X = \frac{a}{\cos \theta}$ 的右边， $f_1(X)$ 及 $f_2(X)$ 的曲线都是上升的；在 0 点

的左边，这两支曲线段都是下降的，并在域 $(0, \frac{a}{\cos \theta})$ 内。显然，到底极点的横坐标是

多少，要精确求出是不容易的。为了方便，可取极点的初始近似值为 $\frac{a}{\cos \theta}$ ，若一级近似

程度不够, 可以繼續取区間 $(0, \frac{a}{2\cos\theta})$ 的中点 $\frac{a}{4\cos\theta}$, 及区間 $(\frac{a}{2\cos\theta}, \frac{a}{\cos\theta})$ 的中点 $\frac{3a}{4\cos\theta}$, 把它們代入 (1) 式求取函数的近似解, 进一步把求得的近似解与 t_{min}

$(\frac{a}{2\cos\theta})$ 来比較。例如比較 $t_{min}(\frac{3a}{4\cos\theta})$ 与 $t_{min}(\frac{a}{\cos\theta})$ 的大小, 即研究

$$t_{min}(\frac{a}{2\cos\theta}) - t_{min}(\frac{3a}{4\cos\theta})$$

是大于零还是小于零。若設 θ 、 a 、 H 系数滿足关系, 而

$$t_{min}(\frac{a}{2\cos\theta}) - t_{min}(\frac{3a}{4\cos\theta}) > 0,$$

則 $t_{min}(\frac{3a}{4\cos\theta})$ 就是所要求的第二近似值了。反之, 若有

$$t_{min}(\frac{a}{2\cos\theta}) - t_{min}(\frac{a}{4\cos\theta}) > 0$$

則 $t_{min}(\frac{a}{4\cos\theta})$ 就是所要求的第二近似值了。

余此类推, 因为极小值的横座标不在区間 $(0, \frac{a}{2\cos\theta})$ 內就必定在区間 $(\frac{a}{2\cos\theta}, \frac{a}{\cos\theta})$ 內, 用这样逐次逼近的过程总是收斂的。因此, 用这种方法在原則上說总是可以求得滿足給定精度的近似值。

为了討論方便, 我們假設在不同 θ 角情况下获得的繞射波时距曲綫的极点横座标为 $\frac{K a}{\cos\theta}$ 。其中 K 是随 θ 而变化的一个常系数。当 $\theta = 0^\circ$ 时, $K = 1$; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, $K = 0$ 。

当 θ 由 0° 变为 90° 时, 其值为: $1 \geq K \geq 0$ 。把这个最終近似值 $\frac{K a}{\cos\theta}$ 代入 (1) 式, 便得函数式 (1) 的近似值为:

$$T_{min}(K \frac{a}{\cos\theta}) = \frac{1}{V} \sqrt{(K a \tan\theta)^2 + [\sqrt{(K a - a)^2 + H^2} + \sqrt{a^2 + H^2}]^2}$$

据此, 不难看出, 繞射波时距曲綫的极点在波形記錄上有如下的偏移規律:

1、当炮点刚好落在断点的正上方 (即 $a = 0$) 时, 对于不同角度 θ 获得的繞射波时距曲綫, 其极点横座标都在以炮点为座标原点的縱軸上 $2H/V$ 处 (見图 2)。

2、当測綫与断层綫平行 (即 $\theta = 90^\circ$) 时, 对于不同的 a 值获得的繞射波时距曲綫,

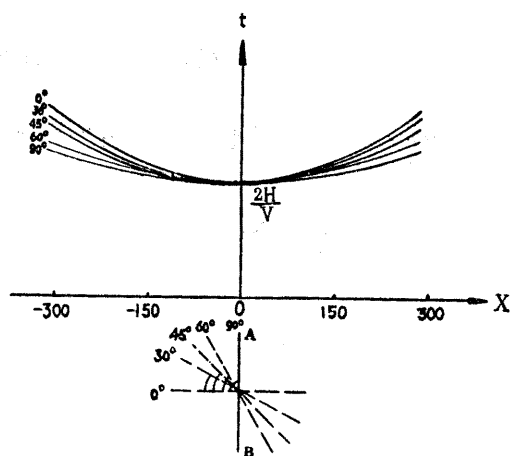


图2 爆炸点設在断层正上方，測綫与断层斜交时的繞射波时距曲綫

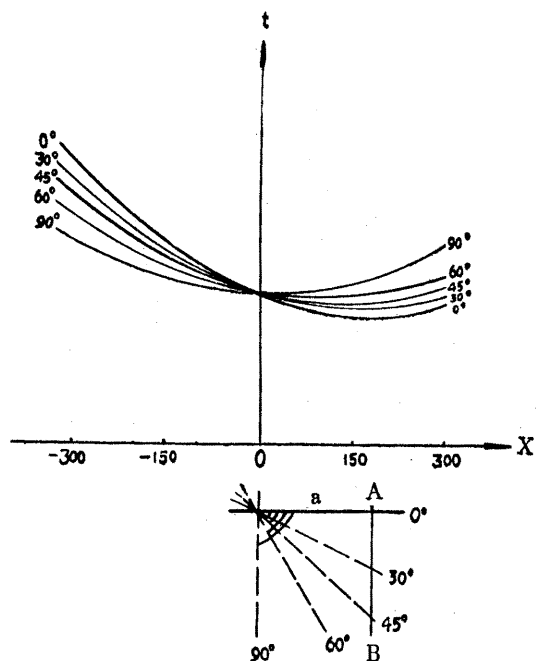


图3 爆炸点設在断层綫以外，測綫与断层斜交时繞射波的时距曲綫

其极点也都在以炮点为坐标原点的縱軸上，此时极点的横座标发生最大的偏移(見图3)。

3、当測綫与断层綫成正交(即 $\theta = 0^\circ$)时，对于不同的 a 值获得的繞射波时距曲綫，其极点横座标就是 a 值，也就是說极点出現在断点的正上方(見图3)。

4、对于同一 a 值，随着 θ 由 $0^\circ \rightarrow 90^\circ$ 的变化，繞射波时距曲綫的极点横座标，分别由 a 递减为零(見图3)。

5、对于同一 θ 值，随着 a 值的增大，亦即炮点离断层綫愈远，繞射波时距曲綫的极点横座标的绝对值也愈大(見图4)。

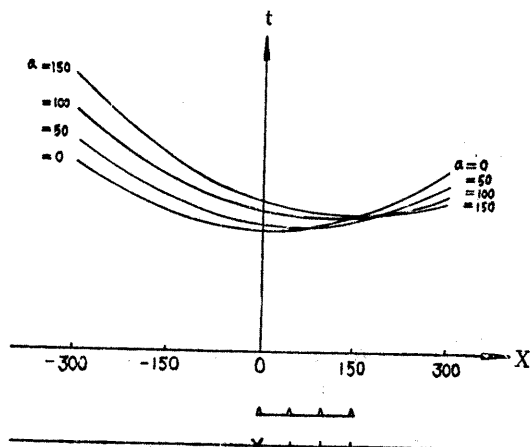


图4 对于同一 θ 值随着爆炸点到断点的水平距离的变化繞射波时距曲綫的移动

这就告诉我们：当测线₁与断层线斜交时，绕射波时距曲线的极点不在断点于地面投影点的正上方，而在横坐标为 $K \frac{a}{\cos \theta}$ 的位置上。这样借助于绕射波来确定断层线时，断线的真正位置不是严格通过其极点，而是通过极点向远离炮点方向移动一个偏值。换句话说，断层线应通过地震记录上绕射波极点横坐标的 $1/K$ 倍的地方。

在时间剖面上绕射波时距曲线极点的偏移

时间剖面就是把原始磁带地震记录经过静校正和动校正处理后所得的记录。大部分地区因地形、低速带和井深的变化都不大，一般都不做静校正。动校正量应是速度、炮点至检波器点的距离，以及反射层深度（即 t_0 值）的函数。在水平界面的条件下，当 $t_0 V^2 \gg X^2$ 时，

它可以近似地用 $\Delta t = \frac{X^2}{2t_0 V^2}$ 来表示。

由于绕射波的时差约等于回声时间一半的正常水平层的反射差，所以它的曲率比其附近反射波要陡。这样，在时间剖面上剩余绕射波时距曲线的数学表达式就可以近似地认为是：

$$t = \sqrt{(X \sin \theta)^2 + [\sqrt{(X \cos \theta - a)^2 + H^2} + \sqrt{a^2 + H^2}]^2} - \frac{X^2}{2t_0 V^2} \dots \dots (3)$$

如果也按通常的方法求其极小点，则会导致关于 X 的八次代数方程式，从古典数学观点看来是没有可解公式的。但是，在地震勘探的资料解释上，如果要求解方程的根，往往只要求得到具有一定精确度的答案而已，而对答案是怎样得出来的，不感兴趣。为此，特别在遇到实际上不能用公式求解精确的复杂方程式时，往往采取近似求解法，即用逐次逼近方法，计算方程式的根到必要的精确度。这样，在地震勘探资料的解释上也就完全可以完全满意了。下面用逐次逼近公式求解它，这种方法是采用某一比较简单的函数去代替上面等式右端的第一项，使得（3）式化为一近似式，且易于求极值。

基于如前所述，等式右端的第一项其相应曲线形如抛物线，且极点横坐标的近似值为 $K \frac{a}{\cos \theta}$ 的初步认识，我们可以选用一条抛物线来近似地表达它，并且要求这条抛物线在其曲线的极点附近，如图5中最影响（4）式极小值的AB段上，有充分地逼近。为此，

我们设法使这条抛物线通过点A $(K \frac{a}{\cos \theta}, y_1)$ 和点B $(\frac{a}{\cos \theta}, y_2)$ 。

假设所要求的抛物线为：

$$y - y_1 = M \left(X - \frac{K a}{\cos \theta} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

把点B $(\frac{a}{\cos \theta}, y_2)$ 代入（4）式以确定M，得 $M = \frac{(y_2 - y_1) \cos^2 \theta}{a^2 (1 - K)^2}$ ，再将M值

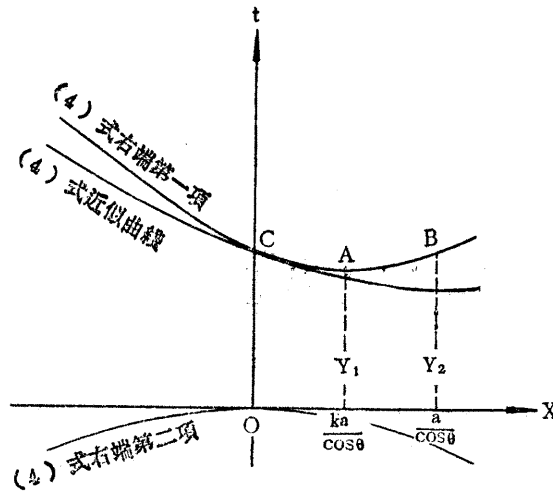


图 5

代入 (4) 式, 便得所求的抛物线为:

$$y = y_1 + \frac{(y_2 - y_1) \cos^2 \theta}{a^2 (1 - K)^2} \left(x - \frac{K a}{\cos \theta} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

其中: $y_1 = \frac{1}{V} \sqrt{(k a \tan \theta)^2 + [\sqrt{(K a - a)^2 + H^2} + \sqrt{a^2 + H^2}]^2}$

$$y_2 = \frac{1}{V} \sqrt{a^2 \tan^2 \theta + [H + \sqrt{a^2 + H^2}]^2}$$

现在以 (5) 式近似地代替 (3) 式等号右端的第一项, 这样 (3) 式就近似地换成:

$$t = y_1 + \frac{(y_2 - y_1) \cos^2 \theta}{a^2 (1 - K)^2} \left(x - \frac{K a}{\cos \theta} \right)^2 - \frac{x^2}{2 t_0 V^2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

对 (6) 式求导数, 并令其为零, 经整理简化后得 (3) 式的极点横坐标近似值为:

$$x = \frac{K \frac{a}{\cos \theta}}{1 - \frac{(1 - K)^2 a^2}{2 t_0 V^2 \cos^2 \theta (y_2 - y_1)}} \quad \dots\dots\dots (7)$$

如认为近似程度不够, 还可用通过三点即 $(K \frac{a}{\cos \theta}, y_1)$, $(\frac{3 a}{4 \cos \theta}, y_3)$, $(\frac{a}{\cos \theta}, y_2)$

的抛物线来进一步逼近 AB 曲线段, 这时可设抛物线为 $y = a x^2 + b x + c$, 把这三点代入解联立方程, 求出常数项 a 、 b 、 c , 然后仿上做法即可。

根据 (7) 式不难得知, 绕射波时距曲线的极点在时间剖面上有如下偏移规律:

1、当炮点刚好落在断点的正上方 (即 $a = 0$) , 对于不同角度获得的绕射波时距曲线, 其极点横坐标都在以炮点为坐标原点的纵轴上 (见图 6) 。

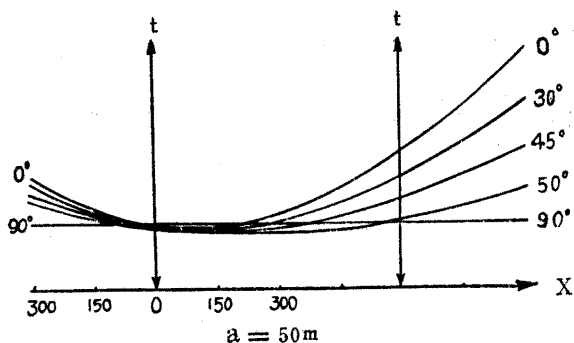


图 6

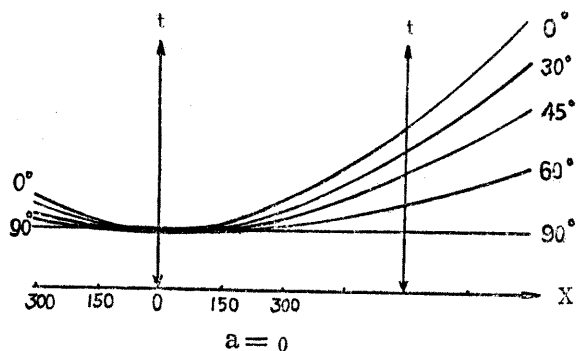


图 7

2、当测綫与断层綫平行（即 $\theta = 90^\circ$ ）时，对于不同的 a 值获得的繞射波时距曲綫均为直綫（见图 7）。

3、对于同一 θ 值，随着 a 值的增大，亦即炮点离断层綫愈远，繞射波时距曲綫的极点横座标的绝对值也愈大（比較图 6、7）。

4、对于同一 a 值，随着 θ 由 $0^\circ - 90^\circ$ 的变化，繞射波时距曲綫的极点横座标的绝对值也愈大。

根据假设条件 $t_0 V^2$ 很大的情况，可以看出（7）式的分母小于 1，所以 $|x| > \left| \frac{K a}{\cos \theta} \right|$ 。这就从理論上証明了：在時間剖面上，由于动校正关系引起繞射波时距曲綫极

点横座标的偏移总是向远离爆炸点方向移动；而在波形記錄上，由于测綫与断层斜交的角度引起的偏移，总是向靠近爆炸点方向移动。两者的偏移方向正好相反，互为相消。因此，在時間剖面上借助于繞射波确定断层綫时，断层綫的真正位置应通过時間剖面上繞射波极点横座标的 n 倍的地方。

$$n = \frac{K}{1 - \frac{(1-K)^2 a^2}{2t_0 V^2 \cos^2 \theta (y_2 - y_1)}}$$

小 結

由上面的討論，可以得到以下几点初步認識：

（1）“繞射波时距曲綫的极小点就是繞射点在地面投影”的概念，只具特殊性，不具普遍性。

（2）“繞射波时距曲綫极小点的位置在多重觀測系統上是不变”的概念，只具相对性，不具绝对性。

（3）测綫方向垂直于断层走向，有利于繞射波特征点的正确利用。

以上只是一点想法，很不成熟，不妥之处甚或錯誤，在所难免。誠懇希望同志們批評指正，以利日臻完善，更好地为生产实践服务。