

# 地球物理勘探专辑

第 2 辑

地震勘探

地质出版社

# 地球物理勘探专辑

第 2 辑

地 震 勘 探

地 质 出 版 社

1959·北 京

本專輯中的十三篇文章系譯自1956年苏联科学院地球物理研究所学报№35(162)地震勘探論文集一書 (Академия наук СССР. Труды геофизического института. № 35 (162) Сейсмическая разведка, сборник статей), 由程方道同志譯出。

### 地球物理勘探專輯

#### 第 2 輯

#### 地 震 勘 探

---

|       |                      |
|-------|----------------------|
| 譯 者   | 程 方 道                |
| 出版者   | 地 質 出 版 社            |
|       | 北京 西四羊市大街            |
|       | 北京市書刊出版業營業許可證出字第080号 |
| 发 行 者 | 新 華 書 店 科 技 发 行 所    |
| 經 售 者 | 各 地 新 華 書 店          |
| 印刷者   | 地 質 出 版 社 印 刷 厂      |
|       | 北京安定門外六鋪炕40号         |

---

|                                         |                                        |
|-----------------------------------------|----------------------------------------|
| 印数(京) 1-2000册                           | 1959年10月北京第1版                          |
| 开本787×1092 <sup>1</sup> / <sub>25</sub> | 1959年10月第1次印刷                          |
| 字数 250 000                              | 印张11 <sup>7</sup> / <sub>25</sub> 插頁 6 |
| 定价(10)1.60元                             |                                        |

## 目 录

|                             |                        |
|-----------------------------|------------------------|
| 地震波的离散和吸收.....              | Ю. В. 里茲尼琴柯 (5)        |
| 計算在曲綫形界面上折射的波的动力学时距曲綫的近似    |                        |
| 方法.....                     | С. А. 費道托夫 (39)        |
| 关于在垂直层状介質內传播的波的某些动力学特征..... |                        |
| .....                       | И. С. 別尔宗 (48)         |
| 在液体內的固体薄层情况下的头波、透射波和其他的波    |                        |
| .....                       | В. Н. 依凡金 (87)         |
| 地震波干涉区的分析.....              | И. П. 柯斯明斯卡婭 (116)     |
| 制作折射波等振幅图的方法.....           | А. М. 叶皮納齐耶娃 (145)     |
| 在地震声学中检波器和发射器装置最佳条件的选择..... |                        |
| .....                       | И. И. 帕謝契尼克 (158)      |
| 用对比折射法进行地震勘探时记录低頻振动的經驗..... |                        |
| .....                       | А. М. 叶皮納齐耶娃 (175)     |
| 在垂直层状介質情况下应用差異时距曲綫的方法.....  |                        |
| .....                       | Н. Н. 达維多夫 (190)       |
| 根据折射波时距曲綫的交叉点确定平均速度.....    |                        |
| .....                       | Г. Н. 巴里依斯卡婭 (215)     |
| 制作分界面时根据折射波横时距曲綫来选择平均速度...  |                        |
| .....                       | С. И. 斯塔罗杜布罗夫斯卡婭 (252) |
| 在解釋折射波时距曲綫时考虑在上复介質內的速度的水平   |                        |
| 梯度的問題.....                  | И. С. 別尔宗 (262)        |
| 整理地震记录的几种仪器.....            | О. Н. 柯瓦列夫 (273)       |



## 地震波的离散和吸收

Ю.В. 里兹尼琴柯 (Ю.В. Ризниченко)

本文討論了在地震学和地震勘探工作中所遇到的波的“散射”和“吸收”等概念的不同解釋。敘述了与半空間界面有关的面波的散射問題的一般情况。提出了与波的傳播速度較周圍介質为高的薄层有关的界面折射波的近似理論。这一理論的某些結果被模型試驗所証实。

由于地震观测的“动力学”推断方法的发展，在不均匀介質中弹性波传播的动力学的具体問題的数字解就有了越来越大的意义。

有許多苏联学者 (С.П. 索波列夫, В.Д. 庫普拉得傑, Е.А. 納雷什金娜, Д.И. 謝尔曼等) 和外国学者的著作对这一方面的各个問題作了理論上的討論。求得这些問題的完滿而严格的解答常常要碰到巨大的数学方面的困难，而要导出数字結果需要很复杂的計算。因此在理論工作中常常只限于討論問題的方法和原則，所求得的是一般形式的結果，很少能用于物理解释以及和實驗材料相对比。

为了得到更清楚的結果，近来常常求助于解波动問題的各种近似方法 (Л.М. 布列霍夫斯基, Г.И. 彼得拉申, Н.В. 茲沃林斯基等)。同时，这些近似方法，一直到最简单的“几何近似法”，都能够导出有用的并在一定範圍內是足够精确的結果。只是必須对得到的解答作足够詳細的物理上的討論，这种討論本身可以清楚地說明应用这些解答的范围和界限，并使得實驗者有可能在适当情况下推断观测結果时利用这些解答。

在地震波观测的整理中，以及在理論問題的近似討論中；經常不能不碰到波的振幅  $A$  的式子，这个式子具有如下的一般形式：

$$A = Cr^{-n}e^{-\alpha r},$$

其中： $C$  = 常数， $r$  —— 某一距离， $n$  —— “离散指数”， $a$  —— “吸收系数”。

本文討論在介質結構的某些特殊情況下，用這種形式的公式描述地震波的条件和特征的問題。進而討論与半空間界面有关的面波的理论問題的某些漸近解的物理意义。研討了与传播速度較周圍介質高的層有关的各种类型的波。对于与在速度較高的薄層中传播的滑行縱波有关的界面折射波，推出了几何近似法的公式，这些公式具有同样的一般形式。这个近似理論的某些結果，和利用由苏联科学院地球物理研究所研究出的超声速脉动装置（震譜仪）的波动模型試驗的資料作了对比。

### §1. 离散指数及吸收系数

采用形式为  $A = Cr^{-n}e^{-ar}$  的公式的各种不同情况。在討論地震波的振幅  $A$ （位移，位移速度，加速度或介質質点随時間的移動的其他綫性函数）与某一距离  $r$ （例如，沿射綫的距离或者是沿观测綫的距离）的关系式

$$A = A(r) \quad (1)$$

时，下列形式的公式

$$A = Cr^{-n}e^{-ar} \quad (2)$$

可以有各种不同的含意。

在一些情况下，公式（2）可以看作是指定作近似的表示振幅与距离的关系式（1）的經驗公式，这个經驗公式是由沿經過震中（該处为起算原点  $r=0$ ）的地震縱剖面——观测綫上的观测而求得的。在这种情况下， $C, n, a$  是一些参数，其数值由“理論”曲綫（2）与“观测”曲綫（1）在这一剖面的一定部分重合得最好的条件来确定。

在另一些情况下，公式（2）可以是由严格的或近似的方法解某些波动問題的理论解答結果中得出的、当  $r \rightarrow \infty$  时关系式  $A = A(r)$  的漸近表达式。这时的  $r$ ，和前一情况一样，通常是表示沿剖面的距离。

最后，在第三种情况下，公式（2）可以是确定足够简单的波动

問題的全部或者是這一問題的某一部分的嚴格的或者近似解的直接結果。在這種情況下，沿射綫計算 $r$ 。

在所有上述情況下，參數 $n$ 在這個公式中被有條件地認作是（振幅的）離散指數，而參數 $\alpha$ —（振幅的）吸收係數<sup>①</sup>（見〔1〕，77頁；〔2—6〕），雖然在實質上，這些名稱只應當在第三種情況下採用。在前兩種情況，參數 $n$ 及 $\alpha$ 的名稱應當伴有“有效的”的意義。

當 $n$ 及 $\alpha$ 有簡單物理意義時的情況。在如下的介質作波動運動的簡單情況下（在這些情況下，將假定沿着所研究的波的傳播方向的射綫來量 $r$ ），量 $n$ 及 $\alpha$ 具有和它們的名稱相當的物理意義。

（a）在均勻的理想彈性介質中的平面波。在這種理想的情況下，波的振幅保持為常數。

$$A = A_0, \quad (3)$$

其中： $A_0 = \text{常數}$ 。如果認為表达式（3）是 $A = C$ 時公式（2）的特殊情況，那末在公式（2）中應當令 $n = 0, \alpha = 0$ ，這相當於波的能量沒有散射和吸收。

（b）在均勻的吸收介質中的平面波（見〔1〕，77頁）

$$A = A_0 e^{-\alpha r}, \quad (4)$$

其中： $A_0 = C = \text{常數}$ ，沒有散射： $n = 0$ ；量 $\alpha$ 表征介質的吸收性質。

在有吸收的情況下，振幅 $A$ 與距離 $r$ 的超越性關係與由何種物理原因（粘滯性，滯後性等）引起吸收無關，只需象通常有的情況一樣，取振幅的相對減小 $dA/A$ 在一段小距離 $dr$ 上和這一段距離的長度成正比： $dA/A = -\alpha dr$ 。

（b）短球面波（波長 $\lambda \ll r$ ）在無限的、均勻的、各向同性的理想彈性介質中（見〔7〕，41頁）

$$A = Cr^{-1}. \quad (5)$$

這裡 $C = \text{常數}$ ， $n = 1, \alpha = 0$ 。

在這種情況下 $n$ 不等於零，是由於波的能量在空間中的散射，由

①與波的能量的平均密度有關，而不是與質點移動的振幅有關的相應的能量值（而不是振幅值） $n_E$ 及 $\alpha_E$ 和 $n$ 及 $\alpha$ 相差兩倍： $n_E = 2n, \alpha_E = 2\alpha$ ，因為在同一種介質中，波的平均能量密度與質點移動的振幅的平方成比例（見〔1〕，74頁；〔7〕，75頁）。



于由球面分出的波所占的空间的半径  $r$  不断增大。在长波的情况，或者在等效的情况下，与波源的距离不大时  $r < \lambda$ ，关系 (5) 不成立 [8]。

(r) 与均匀的、各向同性的理想弹性半空间的平面的自由分界面有关的短圆形波 (瑞雷波) ( $\lambda \ll r$ ) (以及柱面波和锥面波，见后 § 3)。

$$A = Cr^{-0.5}. \quad (6)$$

在这种情况下，离散 ( $n=0.5$ ) 是与波的能量沿半径  $r$  增大的圆周分布有关。

如果不是理想的弹性介质，而是吸收介质，那么在振幅  $A$  的公式中，在情况 (b) 及 (r) 中要出现形式为  $e^{-ar}$  的附加乘数，因而这些公式显然将获得如 (2) 的一般形式。在光学和声学中，或者根据“点”源引起的波的振幅的观测结果研究介质的吸收性质时，常利用这些公式<sup>①</sup>。

由B.Б.哥利清 ([1], 117页) 开始，在地震学中，当根据观测由地震引起的表面波确定地壳的吸引性质时，就利用了类似的关系式。在地震勘探中也利用了同样的关系式 [2, 3, 5, 6, 9等]。

在(a)–(r)中举出的关系式，可以看作是由几何近似法，也就是由地震的时间场(射线场)的存在和地震波(主要是纵波及横波)的能量只沿射线传播的概念 [10] 出发，所得到的相应问题的解答的直接结果；在脉动的情况下，还要增加在所研究的范围内没有波的散射的假定。在没有吸收时，对球面波和圆形波，这样就导出由波源在一个短的时间间隔内所发射出的全部能量，沿表示某一较后的瞬时内的波前位置的相应的面(球面)或线(圆周)上平均分布的概念。

## § 2. 与半空间界面有关的波

当尝试利用式 (2) 型的公式来描述更复杂的、常常是要求详细

<sup>①</sup> 它们对调和振动以及脉动也近似地是正确的，如果吸收和其他的原因不引起所研究的波在介质中的显著散射。

的解决相应的动力学問題的情况下的波时，就不可能对量 $n$ 及 $a$ 作简单的物理解释。我們来看这一方面的三度問題<sup>①</sup>的例子，并且假定介質由数目不大的均匀理想弹性部分組成，而且这些部分的分界面和观测綫（确定量 $A$ 的地方）的水平。

在这种情况下，包括有离散指数 $n$ 及吸收系数 $a$ （有效的参数）的一般形式的公式（2），将具有漸近的意义。漸近的意义是指距离 $r$ 比波长 $\lambda$ 大得多的情况。在諧和源的情况下，无需解释 $\lambda$ 的意义。对于脉动源，量 $\lambda$ 是和地震記錄上最占优势的摆动頻率相当的占优势的波长；这个頻率决定于脉动的頻率譜和仪器的頻率特性。如果波源不是位于界面上，那么对采用几何的近似，通常还需要波长 $\lambda$ 比由波源至界面的距离小很多。

在本段中我們只限于討論“滑行”的直达波和折射波以及与此有关的在半空間界面附近发生的头波。和在几何地震学中一样[11]，这里的滑行波是指縱波或者橫波（但不是面波），这些波沿着介質的界面并認為是直接在这个界面的近旁传播。从动力学的观点看，直接在近旁是指离开界面距离比 $\lambda$ 小得多。

在半空間的自由界面附近的滑行直达波和头波 在半空間的表面确定位移。波源位于表面，或者在另一些情况下位于不大的深处（与 $r$ 相比）。

（π）在与空間隔开的均匀的理想弹性固体的半空間中，由加在界面上的集中力造成的波源所引起的直达縱波和橫波（[12]，36頁；該处也給出了在情况 $r$ 中对于面波 $n=0.5$ 的理論基础）。在論文[9]中叙述有考虑到吸收作用的漸近关系的相应計算。在界面上（表土面）各点位移的垂直分量和水平分量的振幅，对于两种波都漸近地滿足如下形式的公式（2）

①由点源引起的波的二度体問題（ $x, y$ 空間），与沿无限直綫均匀分布的波源的圓柱波的三度問題（ $x, y, z$ 空間）相当。点源波在二度空間中和在三度空間中有本質上的不同。二度問題与三度問題的主要区别是各种波的振幅 $A$ 随距离 $r$ 的衰減較慢。縱波和橫波的脉动波在二度空間中没有波尾也是一个特征。因此在將“二度”理論应用于实验地震学的三度問題时，常常不能給予实际意义。

$$A = Cr^{-2}, \quad (7)$$

也就是  $\eta=2$   $\alpha=0$ 。

在半空間情況下，分界面附近的直达波比在無限空間情況下（情況B，其中  $\eta=1$ ）衰减要快的物理原因，可以在“滑行反射”（見以下情況e）的現象中看出，另外还由于直达波在沿界面传播时，形成头横波（假定直接波是縱波）和散射的面波而損失一部分能量。

大家知道，头横波的波前与沿半空間自由界面滑行的縱波的波前相联系。靠近界面的介質內各点的头横波的振幅随远离波源而衰减的情况，自然应和引起头横波的滑行縱波的振幅一样，遵守規律(7)。在边界上的那些点子上，这两种类型的波彼此混在一起。在討論实验材料时，在这些点子上分別研究这两种波是有意义的。

如果介質不是均匀空間，而是許多层的組合，那么当均匀的上部层的厚度  $h$  足够大，在研究沿上部层的自由界面滑行的直接波（縱波和横波）以及一些其他的波时，自然可以把这一层看成是半空間，只是在那些  $r \gg h$  的区域不能这样作。当  $r \gg h$  时，这一层中形成的不是簡單波，而是由层的界面形成的多次反射波、折射波和直达波加在一起的干涉波。由这种观点出发，在研究滑行直达波时，不能利用在著作[13]中得到的結果（184—185頁，公式[16.22]和[17.22]），該处对在层状介質表面（“地表面”）記錄的直达縱波推出和(7)式不同而形状为  $A = Cr^{0.5}$  的关系式，也就是这些“直达”波随距离衰减的情况和对表面波的情况r)一样，似乎是遵守“圓柱形”波的規律。这里要指出，量  $h$  沒有直接包含在著作[13]的上述公式中，并且也沒有討論量  $h$  在限制这些公式的应用范围中的作用。

(e) 在与空中分开的液体半空間中，由位于液体表面下不深处（与至波源的距离相比較）的波源所引起的直达縱波（及与之有关的及射波），确定这种波在液体表面引起的位移（[7]，91頁）。在这种情况下公式(7)也是正确的。

这种情况的意义在于，虽然在物理問題的一般特征上和結果的特征上和前一情况相近，但却有与前一情况不同之处，即可以用簡單的、不超出几何近似概念的方法来进行这种情况的研究。分析方法的

简单使得可以在这个例子上来找出把量  $n$  看作为某种“离散”的条件。在这一情况下引起振幅额外衰减的过程可一般概括如下。

由波源发出的直达纵波向液体半空间的界面前进并被这一界面所反射。在由液体的自由界面反射时，入射波和反射波位移的振幅相等（全反射），而在入射点和反射点的位移向量对于界面法线为镜象对称。由于入射波和反射波合成运动的结果，在界面上的各点只有垂直位移。随着距离  $r$  的增加，在界面点上入射波和反射波射线方向越来越接近于水平（滑动反射），因此入射波和反射波的合成位移向量具有愈来愈小的相对值。这两种波各自的相对衰减，和在无限空间中一样， $n=1$ 。但向量和的相对衰减效应造成同样数值的附加的衰减  $n=1$ 。结果合位移的绝对衰减就具有两倍的数值， $n=2$ 。这样在这种情况下离散指数  $n$  的数值不仅由本身的离散，而且也由波的反射来决定。

在两个半空间界面处的滑行波和头波 以上所讨论的两个弹性介质界面处波动现象的地方性特征，显然无论是在两个半空间的情况，或是在一个相当厚的层与半空间组合的情况都是相同的。在厚层的情况下要假定是在离波源不太远的地方进行波的观测，因此和层的自由界面有关的干涉波还没有发生。

(ж) 在两个半空间或者是一层和半空间的界面上所形成的，并在速度较小的介质（在层中的速度比在半空间中小）中传播的折射头波。在研究由波源引起的振动的动力学问题的有大量功的地方存在有这些头波<sup>①</sup>。对其中的某一些波给出了可以实际利用的一般公式或者是对三度体问题估计这些波的振幅的渐近公式。在这方面的著作有 [15, 16]，其中讨论了在液体介质中传播的脉动振动，在著作 [17, 18] 中讨论了谐和振动，在 [19, 20] 中讨论了固体介质中的振动。根据这些研究工作，在所有被研究的情况下，对于在与界面平行并距界面一有限距离  $H$  的剖面  $r$  上观测的头波，得到如 (7) 式的渐近关系式（当  $r \rightarrow a$ ），亦即  $n=2$ ， $a=0$ <sup>②</sup>。

① 这种波的其他名称：明特罗普（Минтроп）波，马赫（Мах）波，强迫波，旁面波，折射波，二次折射波，绕射波，二次绕射波等。在用折射波法的地震勘探中，这种类型的波具有最重要的作用。

② 在論文(16)49頁上的公式中有錯誤，这个錯誤导致用錯誤值  $n=5/4$  代替  $n=2$ 。

显然，沿着速度較大的介質（这种較大的速度引起所研究的头波）界面滑行的那些波应当以同样的随距离衰减的規律为特征。

当接近折射头波时距曲綫的起点时，对于这些波的漸近离散值  $n=2$  就不再有效了。正在原点上的头波，在物理学上不能与相应的反射波分开，因此对原点附近的区域計算  $n$  值只有形式的意义。

И. С. 别尔宗 (Берзон) (2) 在 Л. М. 布列霍夫斯基 (Бреховский) (17) 对液体介質的公式的基础上作了这样的計算<sup>①</sup> 并且証明，在这个区域内，数值  $n$  可以具有由  $n=0$  至  $n=2$  和更大的数值，决定于比值  $V_1/V_2$  及  $H/\lambda$ ，其中  $V_1, V_2$  为介質中的速度， $H$  为由縱剖面至界面的距离， $\lambda$  为波长。

А. М. 叶皮娜齐也娃 (Епинатьева) (21) 按照布列霍夫斯基的公式，近似計算了在某些特殊情况下，振幅  $A$  和数值  $n$  与距离  $r$  的关系。同时还指出了，随着距原点距离的增加， $n$  值最初很快增大，而后达到极大值，再慢慢的减小，逐漸接近于漸近值  $n=2$ 。数值  $n$  和这一数值有重要偏离的地段延伸得相当长。

С. И. 楚巴罗娃 (Чубарова) (22) 借助于脉动超音频装置（震譜仪）用实验方法确定了在两个液体介質界面上产生的头波的  $n$  值。在距原点不远，靠近反射波干涉区域的地方曾得到  $n \approx 10$  的值。随着距这个区域距离的增大， $n$  就减小，并与理論相一致趋近于  $n=2$ 。

用实验方法确定固体介質的  $n$  值及  $\alpha$ ，是根据野外地震勘探的观测材料进行的（2，3等）。所得到的大多数結果为  $n=1.5-2.0$ ，然而也有較大的和較小的数值。这些数值有較大的变化首先是由于介質的实际结构与两个均匀半空間的理想情况有显著差别，对  $n = \text{常数}$  的漸近关系式的应用范围考虑不够，以及同时确定这两个参数—— $n$  及  $\alpha$  常常不稳定。

在著作（21，23等）中計算了头波的振幅与两个互相接触的介質中密度比及速度比的关系式。在〔23〕中指出，当两个相接触介質的性質的差别减小时，头波的相对强度（与滑行波相比）增加。在两种介

①在論文〔2〕对  $n$  的公式中有錯誤，在論文〔21〕的附注中指出了并改正了这个錯誤。

質的性質相同的极限情況下，頭波及滑行波合而為一，因此在介質的性質接近時，這兩種波的振幅比趨近於1。

在一系列著作中（（7）91頁；（16，23）等）都指出了頭波的到達不如在介質內進行的直達波，以及反射波或透過折射波的到達明顯。

到目前為止，我們討論了那一種產生頭波的情況，亦即由在半空間內傳播的速度較大的波引起的頭波的情況。現在來看另一種情況，即當引起頭波的速度較大的波在薄層內傳播，沿着薄層滑行的情況。在這種情況下，我們要碰到另一種頭波隨距離而衰減的規律。

### § 3. 在薄層內的滑行波

首先討論在速度較高的薄層中傳播的滑行波，然後再討論由這種滑行波引起的頭波。

波在層中的一般特征 在具有平面界面的層中的脈動點源所引起的波，被這一個層的界面多次反射。在這些界面上就形成頭波和面波。

如果層的厚度 $h$ 比脈沖內最主要的波長 $\lambda$ 大很多， $h \gg \lambda$ ，並且脈沖的持續時間不超過幾個波長 $\lambda$ ，那麼在層內離波源的距離 $r \gg \lambda$ 但又不太遠的地方（即不能認為 $r \gg h$ ），將主要傳播彼此沒有疊加在一起的單獨的簡單波，這些波的干涉區將比較弱。這樣，在層中的和在層的邊界上的波動現象，可以很容易地劃分為如象在無限空間中（對於層中間的部分）或者是在半空間界面處（對於鄰近層的邊界的部分）的簡單波所產生的現象。

在層的厚度逐漸減小接近於波長時，在層內的波動情況也將複雜化，由於各種簡單波互相疊加而發生的干涉現象將起越來越大的作用。當增大距離 $r$ 時也有同樣現象發生。

當進一步減小層的厚度 $h$ 時（或者是增大距離 $r$ ），波動現象將完全由干涉現象所組成。如果層的厚度 $h$ 比波長 $\lambda$ 小很多， $h \ll \lambda$ ，個別簡單波在層內就失去意義，而許多簡單波合成的干涉波起着單個波的作用〔24—26及其他〕。由於可以撇開波動情況的細節——撇開簡單

波——重新导致波动情况的简化。为了能把层看成是“薄”层，通常认为遵守关系式  $h \ll \lambda/4$ ，实际上就足够了（见[27]，20页）。

在薄层中作用的点源可近似的用平均分布在层的界面内层的法线上的源来代替。这个波源可以看作是半径很小的脉动圆柱体。由这个波源在层内引起的纵波应当认为是圆柱波。在这个概念中包含着波的干涉特征。

层内某些类型的波及其传播速度 这样采取  $x, y, z$  坐标系，使坐标原点与波源重合，而平面  $z=0$  与薄层的平面重合。

在这个坐标系中，在层内的圆柱形纵波满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0 \quad (8)$$

其中：  $C$ ——这些波的传播速度。

$C$  值的数值决定于层边界上的条件。

如果假设在第一种情况，即层的边界上的点只能在  $z = \text{常数}$  的平面内振动，那么在方程式 (8) 中的  $C$  值表示纵波“在大块物体中”的速度，在无限介质中，  $C = a_M$ ：

$$a_M = \sqrt{\frac{K_M}{\rho}}, \quad K_M = \frac{E(1-\sigma)}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}, \quad (9)$$

其中：  $K_M$ ——大块物体的纵弹性，  $\rho$ ——体密度，  $E$ ——杨氏系数，  $\sigma$ ——层内物质的波松系数。

层内的质点将这样运动，好象层是包在不动的、理想平滑的墙中，层的边界要素可以沿着这些墙没有摩擦没有空隙地滑动。在这种情况下，勿需要求  $h \ll \lambda$ ，层的厚度可以是任意的，一直到  $h = \infty$ ，这时层变为无限介质，“大块物体”。如果不是薄层，自然应认为源是线性的，而不是点源。

如果假设是第二种情况，层的界面是自由的（在空中的层），并且满足薄层的条件，  $h \ll \lambda$ ，那么在方程式 (8) 中，量  $C$  表示纵波“在薄板内”的速度（[28]，765页），  $C = a_n$

$$a_n = \sqrt{\frac{K_n}{\rho}}, \quad K_n = \frac{E}{1-\sigma^2} \quad (10)$$

其中： $K_n$ ——薄板的縱向彈性。 $a_n/a_M$  与  $\sigma$  的关系图繪于图 1（划綫条部分的意义下面再解释）。

在由同一物質組成的层內，縱波速度  $C$  可能有不同数值的物理原因：这些波不是普通波，而是干涉波，当边界条件不同时，它們的特征也不同。速度  $a_M$  与速度  $a_n$  不同（ $a_n < a_M$ ），是因为在第一种情况（ $a_M$ ）下，質点只在层的平面內作縱振动，而在第二种情况（ $a_n$ ），除去質点的縱位移外，还有位于层的中間面两旁質点的垂直于层平面的橫位移。这些橫位移与棒在压缩（或伸长）时在橫方向的波松橫伸长（或縮短）相似。这时公式(10)是正确的，如果层的厚度如此之小，以致質点的橫位移（而不是变形）与其縱位移相比可以忽略。

勒姆普（Лэмб）曾在理論上研究了在任意厚度  $h$  位于空間的固体彈性薄层中的正弦波的传播[24]。在討論层的自由振动时（沒在波源时），他証明在层中可以存在无穷多种質点振动与层的中間面成鏡面对称的波或者脉动，同样也有質点作不对称振动的波。各种不同的这种波的速度以不同的方式决定于比值  $h/\lambda$ 。当  $h/\lambda \rightarrow 0$ ，也就是对低頻波，最重要的基本的对称波的相速度接近于值  $a_n$ ；这些波在薄层中轉变为縱波。当頻率增加时，这些波的相速度就减少并趋近于半空間中瑞雷面波的速度  $a_R$ 。这样，这种勒姆普对称縱波具有正常的散射。在  $h/\lambda \rightarrow 0$  时（低頻波）基本的不对称波的相速度也趋近于 0；对于薄层介質这些波轉变为弯曲波。当頻率增加时，它們的相速度也增加并趋近于同一极限  $a_R$ 。这样，这些勒姆普的不对称“弯曲”波就具有不正常的散射。現在来看，随着頻率的增加，無論是勒姆普的对称波或者不对称波在实質上溶和在一起，轉变为瑞雷面波。关于在层中的正弦

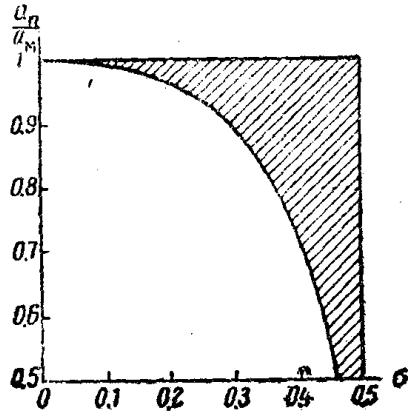


图 1. 在具有自由界面的薄层中（在薄板中）縱波傳播速度（ $a_n$ ）以及在无限介質中（大块物体中）縱波傳播速度（ $a_M$ ）的比值  $a_n/a_M$  与波松系数  $\sigma$  的关系



波，它們随着頻率的增加轉变为普通的在大块物体中具有速度 $a_M$ 的縱波，在勒姆普的分析中沒有提到。

在地震学中常常要碰到由脉冲源所激发的波。在这种波源作用时，給出不間断的振动頻譜，在被扰动层內传播的波前相当于頻率最高的振动，将以縱波在大块物質內的速度 $a_M$ 传播（而不是象对称的勒姆普波在 $\lambda \gg h$ 时所获的速度 $a_R$ 传播）。勒姆普也曾提到这一点，但他沒有分析在层中的脉动波。同时，很自然地假定，在具有自由界面的层內的脉动縱波的波速度[29]，在脉动波的主要頻率由0变至 $\infty$ 时（这相当于数值 $h/\lambda$ 在同样的範圍內变动），将由 $a_n$ 变至 $a_M$ ，也就是平均而言至少将具有不大的非正常散射（而不是象勒姆普的对称波一样的正常散射）。看来在地震勘探中正好是利用这种在层內的縱波。我們把它叫作在层內的“滑行”縱波。

奥斯波恩（Осборн）及哈尔特（Харт）[30]在理論上研究过正弦波以及部分的脉动波在液体弹性介質圍繞的固体弹性层內的传播。他們还用在水中的鋼板进行了相应的实验。值得注意的是，他們在自己工作的实验部分沒有能証实这一点；被他們所指出的“先行波”不相当于在层中的滑行縱波，这种“先行波”（“предвестник”）在水中也在层中传播，并在水中的直达波前面到达接收器。按照对这个“先行波”所得到的比縱波在鋼內的速度（ $\sim 6$ 公里/秒）小得多的速度（ $\sim 2$ 公里/秒）来判断，先行波显然是象作者所假設的与在具有自由界面的层內的勒姆普波动型的波有关。

在論文[4]中描述了放在空气或水中的薄层內由脉冲激发的滑行縱波的某些观测結果。在这些实验中，滑行縱波以与“折曲”波（“изгибная” волна）相比而言不大的强度为其特征，滑行波的散射不显著，而折曲波相反，表现出明显的散射性質。这表现在，滑行波单个的相位的时距曲綫实际上与整个波的时距曲綫平行，也就是与波束內弯曲最大的时距曲綫一致，而折曲波的单个相位的时距曲綫切过整个波的时距曲綫。这时，折曲波相位的时距曲綫与整个波的时距曲綫的差別是速度較小，这就是作为这种波的特征的非正常散射的标志。在层放在空气中时，也观测到了滑行縱波与折曲波的类似特征。