沉积物中的声波

Robert D. Stoll

哥伦比亚大学技术和应用科学研究所

摘要 本文讨论一种描述声波在沉积物中传布的唯象模式。在这个模式中包括沉积物骨架结构的可压缩性和切变劲度，流体的可压缩性以及引起衰减的两种主要原因。衰减来自两种本质上不同类型的能量损耗，一种是由于骨架的非弹性，另一种是由于流体相对于骨架的运动，两者在各不同的频率范围内体现重要性。

沙和细粒的沉积物的衰减，色散和波速与实验结果在很宽的频率范围内符合得很好。

引　言

为了确切地描述海洋沉积物中力学波的传播，必须考虑这些介质中能量耗散的基本机理。在地球物理感兴趣的频率范围内，从低于 1 赫到高于 100 千赫确实存在着几种引起能量耗散的彼此无关的物理过程。而大多数可采用的资料表明，把损耗归纳为二种本质上不同的范畴之内后在唯象的意义上都可予以描述所有的响应，一种是考虑水所环绕的骨架结构的非弹性效应，第二种是考虑水相对于骨架运动的粘滞性。在颗粒状材料中，如沙和淤泥，骨架结构的非弹性基本上可以归结为颗粒对颗粒之间的接触时产生的摩擦损耗。对于较细的材料如粘土和淤泥状的粘土，骨架微小变形所产生的损耗起因于颗粒之间与电化学键有关的各种随变化率而变化的过程。在含有沙和粘土的混合材料中如水泥或固化材料中这种随变化率而变的过程和摩擦两者可能共同产生所观察到的结果。(对于那些试图为此建立数学模式的人来说)从实验结果来看，好在似乎有可能把所有的这些机理并在一起产生的效应用简单的模式来复现。1970年Stoll和 Bryan提出的这个模式是根据 Maurice Biot 的饱和多孔介质的综合理论而建立的。利用 Biot (1962a)所给出的一般形式，包括他对高频的修正以及用来描述骨架结构响应的常复数模量符号，大多数可观察到的特性都能在很宽的频率范围内予以复现。根据这个理论在低频时主要是骨架结构的损耗，而高频时则空隙中水运动的粘滞损耗是主要的。高频和低频这个术语是相对的，相对于他们的实际值，此值由所模拟的特定沉积的物理特性决定。例如很细的淤泥材料在大部分感兴趣的频率范围内绝大部分粘滞损耗是重要原因。因此，衰减随频率的变化是十分复杂的。如果没有如上所述的一种综合物理理论的帮助要外推到实验范围以外实际上是不可能的。

理　论

从 1941 年讨论多孔，弹性材料的固结那一篇文章开始(Biot 1941)，Biot 就已研究了一个关于包括可压缩流体的多孔材料的静态和动态的线性响应的综合理论。他考虑了低频和高频两种特性(Biot 1956a. 1956b)并且在他的模式的各部分中都可能包括粘滞弹性或粘滞动态响应(Biot 1956a. 1956b)。

在推导和推广这个理论的过程中 Biot 曾引用了一些符号的变换并作了推广，因此对于特殊的应用就必须从其中摘出最适用的。为了这个原因下面简略地叙述一下导出他的方程式中的一种形式的推导过程。这一推导有助于辨别所用的变量和理解如何设想用数学方法来模拟沉积物的响应。关于较严格的完整的推导读者可参阅 Biot的原文(Biot 1962a)及 Geertsma和 Smit (1961) 的文章。

Biot 的理论予言在没有边界的情况下，在充满流体的多孔介质中可能存在三种类型的体波，即两种膨胀波和一种切变波。称为第一类膨胀波的一种切变波与一般弹性介质中的波一样。第二类压缩波象扩散过程那样衰减得很快。诸如空气一样的易于压缩的多孔流体的声学问题中第二类的压缩波很重要，而在地球物理的研究工作中水饱和的沉积物中主要的是第一类波。一个例外的情况可能是极度含气的沉积物，在这种沉积物中多孔流体的有效压缩系数由于气体的溶解或逸出而大大降低。

为求得描述膨胀波传布的方程，我们首先考虑充满流体的多孔弹性介质中的平面波的情况。然而将模式推广到包括结构的非弹性和与频率有关的粒滞损耗等情况从而形成实际沉积物的真实模式。

如果 $\bar{u}$是给定的骨架结构中点的位移的向量函数和$\bar{U}$是给定的流体位移的向量函数，则与骨架相联的单位体积中流进或流出的流体的体积或“流体容量的增量”是

$$\zeta=\beta\,\mathrm{div}\,(\bar{u}-\bar{U}) \tag{1}$$

这里β是空隙体积对介质固体(多孔性)体积之比。胁变小时对于与骨架相联的体积元的膨胀或体积胁变可以写成

$$e=e_x+e_y+e_z=\mathrm{div}\,\bar{u} \tag{2}$$

此处 e_x e_y，e_z是在笛卡尔坐标系中的小的压缩和伸长胁变分量。如果多孔结构和含气孔的流体是弹性的，则系统的胁变能量W决定于胁变分量和流体容积的增量

$$W=W(e_x,e_y,e_z.\ \gamma_x,\gamma_y,\gamma_z,\zeta) \tag{3}$$

此处 γ_x，γ_y，γ_z是切变分量，对于一个各向同性的线性材料，W是胁变的不变量 I_1和 II_2 以及流体量增量 ζ 的二次函数。

$$W=C_1I_1^2+C_2I_2+C_3I_1\zeta+C_4\zeta^2 \tag{4}$$

这里

$$I_1=e_x+e_y+e_z=e$$

$$I_2=e_xe_y+e_ye_z+e_xe_z-\tfrac{1}{4}(\gamma_x^2+\gamma_y^2+\gamma_z^2)$$

常数 C_1，C_2，C_3和C_4可恒等于 Biot所用的一组(H，C，M 和μ)，方程(4)写为

$$W=\frac{H}{2}\,e^2-2\mu I_2-Ce\,\zeta+\frac{M}{2}\zeta^2 \tag{5}$$

考虑与结构相联的体积元上的总的胁强 τ_{ij}，含气孔流体中的压强P_f，根据胁变能量方程(5)求其微分就可得一组胁强一胁变的关系式（即$\tau_{xx}=\frac{\partial W}{\partial e_x}$，$\tau_{xy}=\frac{\partial W}{\partial \gamma_z}$，$p_f=\frac{\partial W}{\partial \zeta}$等）胁变和胁强的关系式是

$$
\begin{aligned}
\tau_{xx}&=He-2\mu(e_y+e_z)-C\ \zeta\\
\tau_{yy}&=He-2\mu(e_x+e_z)-C\ \zeta\\
\tau_{zz}&=He-2\mu(e_x+e_y)-C\ \zeta\\
\tau_{xy}&=\mu\gamma_z\\
\tau_{yz}&=\mu\gamma_x\\
\tau_{xz}&=\mu\gamma_y\\
p_f&=M\zeta-Ce
\end{aligned}
\tag{6}
$$

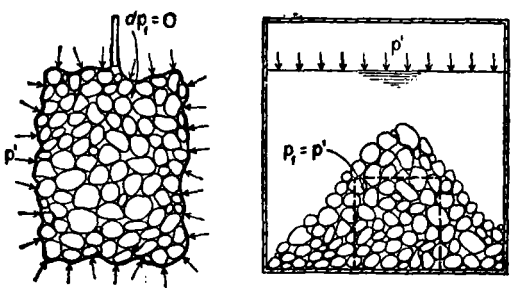
从这些方程清楚地看出μ是切变模量。然而，为了解常数H，C和M的意义，设想负载为各向相同的两个理想化的准静态试验是有帮助的。在一种称为“装套”试验中(Biot 和 Willis, 1957)把充满空隙的介质(如图一所示的颗粒状材料)放在一个不漏的但可以变形的袋里，并且于外部加压。样品空隙中的流体可经过一管子自由地流出袋外，所以当慢慢地加载时流体的压力保持不变。另一个称为“非装套”试验，把未予包装的样品完全浸没在流体中，然而从外部加压，如果 p' 是外部加的各向同性均匀的压强，在这两种情况下则

$$\tau_{xx}=\tau_{yy}=\tau_{zz}=-p'$$

$$\tau_{xy}=\tau_{yz}=\tau_{xz}=0$$

结合方程(6)的第一、第二、第三式则

$$-p'=(H-4\mu/3)e-C\ \zeta \tag{7}$$



“装套”试验　　“非装套”试验

图1　各向同性试验测定模量

对于“装套”试验，p_f保持不变，所以可自由挤排的多孔结构的弹性模量K_b根据方程式(6)的最后一式和方程(7)得到的

$$K_b=-p'/e=H-4\mu/3-C^2M \tag{8}$$

在实际试验中，假如样品外表面上薄膜渗透的影响可忽略不计(常通不是如此)则测出从样品中排出的流量就可求得膨胀系数 e 。这类挤排式各向均匀加载在一些标准试验中用来测定土壤的工程特性(Bishop 和 Henkel 1957)。

在“非装套”试验中，孔内流体的压强等于所加的各向均匀的压力，我们可以导出顺性的二种量度公式，压缩系数 δ

$$\delta=-\frac{e}{p'}=\frac{1-C/M}{H-4\mu/3-C^2/M} \tag{9}$$

和“流体含量”系数 γ

$$\gamma=\frac{\zeta}{p'}=\frac{H-4\mu/3-C}{(H-4\mu/3-C^2/M)M} \tag{10}$$

此两式都是利用方程(6)的最后一式和方程(7)。如果“非装套”加载中孔的体积与固体体积之比保持常数(即恒定空隙率)，则 δ 等于组成多孔骨架的固体材料的压缩系数，而 γ 可以用δ，β和孔内流体的压缩系数表示。即用压缩系数(体积弹性模量)的倒数表示：

$$\gamma=\beta\left(\frac{1}{K_f}-\frac{1}{K_r}\right) \tag{11}$$

和

$$\delta=-1/K_r \tag{12}$$

这里K_f是流体的体积弹性模量，K_r是由组成多孔结构的固体材料的弹性模量(在颗粒介质情况时，是指每个颗粒的体积弹性模量)。当对于多孔结构是各向同性，均匀的线性材料，方程(11)和(12)是严格正确的情况下，则对于结构是非均匀的，但象多孔物质一样承受相同的体积胁变下其特性近似于均匀物质，这些方程也是适用的。

最后，应用方程(8)到(10)，我们可以把 Biot系数求解成用多孔结构，孔内流体和固体材料或离散粒子的体积弹性模量组成的下述表达式：

$$\begin{aligned} H&=\frac{(K_r-K_b)^2}{D-K_b}+K_b+4\mu/3\\ C&=\frac{K_r(K_r-K_b)}{D-K_b}\\ M&=\frac{K_r^2}{D-K_b} \end{aligned} \tag{13}$$

这里

$$D=K_r(1+\beta(K_r/K_f-1))$$

当一组基本的方程和各种参量的意义确定后，就可以写出把一个附着于骨架结构的体积元的运动方程和流体从体积元中流进或流出的运动方程。为了简化推导，我们只考虑在X方向的一维运动。对附着于结构的体积运动的胁强方程是

$$\begin{aligned} \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x}&=\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\beta\rho_f U_x+(1-\beta)\rho_r u_x]\\ &=\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\beta\rho_f u_x+(1-\beta)\rho_r u_x-\beta\rho_f(u_x-U_x)] \end{aligned} \tag{14}$$

这里 ρ_f是孔内流体的密度和ρ_r是组成结构的固体材料的密度(对颗粒状材料即是单个颗粒的密度)。求出对 x 的微分而后代去方程(6)中的 τ_{xx}，我们求得 Biot 给出的方程之一的一维形式(Biot方程(6) 1962a)此方程是

$$\nabla^2(He-C\zeta)=\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho e-\rho_f\zeta) \tag{15}$$

这里 ρ 是充分充水介质的总密度。

描述流体相对于结构运动的第二方程是

$$\beta\frac{\partial\rho_f}{\partial x}=\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\beta\rho_f U_x]+\frac{\beta\eta}{k}\frac{\partial}{\partial t}[\beta(U_x-u_x)]$$

或

$$\frac{\partial\rho_f}{\partial x}=\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\rho_f u_x-\frac{\rho_f}{\beta}(\beta(u_x-U_x))\right]-\frac{\beta\eta}{k}\frac{\partial}{\partial t}[\beta(u_x-U_x)] \tag{16}$$

此方程右边最后一项是对流的粘滞阻力，它取决于孔内流体的粘滞系数 η 和渗透系数 k。求

方程(16)对 x 的微分用之代去方程(6)中的 ρ_f，我们得到 Biot 的第二方程式的一维方程。此方程式是

$$\nabla^2(Ce-M\zeta)=\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_f e-m\zeta)-\frac{\eta}{K}\frac{\partial\zeta}{\partial t} \tag{17}$$

在方程式(17)中参数m大于ρ_f/β，在相应于流体的增量的惯性项中，m就可以代替ρ_f/β。必须考虑的事实是由于孔的曲折的多方向性的特性，因而不是所有孔内流体都向宏观的压力梯度方向流动。参数m可以写成

$$m=\alpha\rho_f/\beta \quad \alpha\geqslant 1 \tag{18}$$

对于均匀的孔来说它们的轴都平行于梯度方向时 α 等于 1，而均匀的孔形成无规律取向系统时，α 的理论值是 3 。在实际的颗粒材料中 α 不可能从理论上计算出。所以必须考虑 α 是一个要从实验中测定的变量。

方程式(15)和(17)是一对相互偶合的微分方程，饱和多孔介质具有线性弹性结构和流量与压强梯度之比是常数(泊肃叶流)时介质的膨胀运动可用这两方程来求得。解这些方程可导出一衰减与频率之间的关系式。如图 2 所示的断裂的曲线。根据此图这一研究时期的模式显然不能估计实际的沉积物的特性。事实上为了这个目的需要作二个重要的修正。第一，在所有频率上特别是非常低频时，流体流的粘滞阻力必须与频率有关以修正假定泊肃叶流而引起的误差。第二，必须考虑结构的非弹性特性。

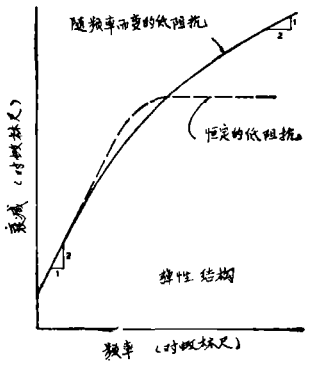


图 2　对于线性弹性结构的衰减对频率的关系

为了体现频率与粘滞阻力有关，Biot考虑在孔沟中确实存在有微观速度场，他提出一个复数修正因子应用于流体粘滞性。这个在闭合沟漕内的振荡问题完全是众所周知的，早在1868年已由 Kirchoff 解决了。Biot的解是用这样的方法写成的。因为 $\beta^2F\eta/K$给出了流体作用在结构上的摩擦力与对于振荡运动的平均相对速度之比。因此在频率域中可以用 $F\eta/K$ 代替 η/K，这里

$$F(k)=F_r(k)+iFi(k)=\frac{1}{4}\frac{kT(k)}{1-2T(k)/iK}$$

$$T(k)=\frac{ber'(k)+i\,bei'(k)}{ber(k)+i\,bei(k)}$$

$$k=a(\omega\rho_f/\eta)^{\frac{1}{2}}$$

函数ber (k) 和bei (k)是 Kelvin函数的实部和虚部。ω 是角频率和 a 是具有长度量纲的参数，它取决于孔的大小和形状。在频率很低时 F(k) 趋于 1，因此当假设是泊肃叶流时即可导出相同的方程式。象 α 一样，参数 a 对于实际的沉积物是不可能从理论上推导的，所以它必须从实验中测得。

以Biot的复数修正因子为基础的解只对波长比孔尺寸大的频率有效。对于沙，频率上限位置约在 10^5-10^6 赫，高到足够包括所感兴趣的频率范围。当复数修正因子与方程式(17)相结合，并用ηF代替η，可得与图 2 所示的曲线那样的频率与衰减之间的关系。

最后，为完成一个物理上真实的充分充水的沉积物的模式，必须考虑结构的非弹性。为了研究非弹性的影响就需要把它从流体内粘滞损耗的效应中分离出来，我们可设法令工作频率尽可能足够低以使非弹性影响起主要作用。因为低频要求长波，这个方法常常导致实验室和现场研究变得十分复杂。或者可以对干燥的或部分充水的样品进行试验加上潮湿和充分充水以后所产生的校正。还有另外的可能性是研究体积不变的切变中的损耗然而用膨胀运动来说明得到的结果。这三种方法都已被用于不同的实际计划中。此外包括摩擦损耗，在颗粒边界的弛豫和其他方式的损耗已在很多理论模式作了研究。详细地讨论这些工作已超出本文的范围。然而我们将应用一种主要的观察结果，这种观察结果在大多数已刊工作中是共同的。即在振动的振幅很小时对数减缩与频率或振幅无关。这就是说材料的Q值为常数，或对传布着的波来说衰减常数与频率成线性变化。利用线性粘滞弹性模式而不用一个完整的公式导出十分复杂的复数模量则欲复现这种特性是困难的。(见 Stoll 和 Bryan 1970)。另方面某些"弱"非线性模式是十分可取的，因为这些模式是包括在这些之内的，这些模式根据是摩擦损耗发生在颗粒与颗粒之间的粒子接触上损耗。这些模式可以用来近似地表示骨架结构的响应并且根据Kryloff和 Bogoliboff (1947)的方法把弱非线性项用其线性的等效项代替，还可以导出一线性方程组。这种经常用在电路分析中的方法可在频率域中导出一组线性方程。此外，因为很多感兴趣的模式都导出相同形式的频率方程，故求得的结果不必要限于特殊的物理模式上。尤其在阻尼保持不变时(Q是常数)我们可以指出某些模式会导得一具有小虚部的常复数模量。

为了把材料的非线性结合到现有的模式中去，方程(15)和(17)中的 H, C, M 和 μ 被当作算符，这些算符可以是线性粘滞弹性的或"弱"非线性的。就大多数沉积物中的情况来看把各个粒子和流体的体积模量 K_r 和 K_f 分别认为是弹性常数，而把非弹性效应归在描述水中骨架结构响应的算符K_b和 μ 中，这样的做法是合理的。

为了求得频率方程，设方程式(15)和(17)解的形式为

$$e=A_1\exp(i(\omega t-\iota x))$$

$$\zeta=A_2\exp(i(\omega t-\iota x))$$

式中 $\iota=\iota_r+i\iota_i$，常数H，C，M和 μ 用适当的算符代替并把 η 代之以 $F(k)\eta$，变换到频率域后得下述方程

$$\begin{vmatrix} \bar{H}\ \iota^2-\rho\omega^2 & \rho_f\omega^2-\bar{C}\ \iota^2 \\ \bar{C}\ \iota^2-\rho_f\omega^2 & m\omega^2-\bar{M}\ \iota^2-\dfrac{i\omega F\eta}{k} \end{vmatrix}=0 \qquad (19)$$

一般说来，这里 $\bar{H}$，$\bar{C}$，$\bar{M}$ 和 $\bar{\mu}$ 是频率的复函数，在线性粘滞弹性算符的情况下可用 Laplace 变换推出，或在"弱"非线性方程的情况下可用 Kryloff 和 Bogoliuboff 的方法推导出来。按照后一种方法并且由于上述理由限于讨论可导出复常数模量的物理模式。

$$\bar{H}=\frac{(K_r-\bar{K}_b)^2}{D-\bar{K}_b}+\bar{K}_b+4\bar{\mu}/3$$

$$\bar{C}=\frac{K_r(K_r-\bar{K}_b)}{D-\bar{K}_b}$$

$$\bar{M}=\frac{K_r^2}{D-\bar{K}_b}$$

这里 $\bar{K}_b=K_b+i\ K_b'$，$\bar{\mu}=\mu+i\ \mu'$，方程式(19)的根把第一和第二膨胀波的 ι_i 和相速度 ω/ι_r

表成频率的函数。仿效同样的方法可得到描述切变波的方程式。

应　　用

当利用典型的海洋沉积物的物理特性，求解方程式(19)时，便得到如图 3 所示的那样的曲线。对于粘土和其它渗透率很低的材料，衰减和频率的关系几乎在整个感兴趣的范围内都是线性的。显然，对于这些材料观察到的耗散大部分是骨架结构的损失，只有在高频时流体中的粘滞损失才会有微小的附加影响。另方面在粗糙的料材例沙中，在所感兴趣的大多数频率范围内，流体对结构的相对运动引起的损耗具有很强的影响。只有在频率很低和很高时衰减和频率之间的关系曲线才显示趋向线性。实际上，在对数——对数曲线上的某些点的斜率大于 2 而在其它点的斜率小于 1/2 。在频率标尺的低端两条曲线的位置主要取决于骨架结构的损耗特性，所以任何一条曲线都可根据特定材料的性质而移上或移下。同样，曲线上的点偏离线性关系将取决于某些特例如空隙率、渗透率、结构中的损耗和流体及固体颗粒的密度。

为了研究所提出的模式能否应用于真实的沉积物，根据实验室和现场测量得到的一些数据，利用方程(19)作了计算，图 4 所示的一组曲线对应于沙质沉积物的物理特性。图 4 还给出了沙的大量的实验数据，这些数据可以从已发表的文献中得到。在Hamilton (1972)和Hampton和Anderson (1973)的论文中可找到由其它出处得到的一些另外的数据。用于得到图 4 曲线的参数列于表一。复数模量 $\bar{K}_b$和 $\bar{\mu}$是根据干燥的和湿透的沙的振动柱实验求得(见 Hall 和 Richart, 1963 和 Hardin1965)。在这些实验中得到的对数缩减和波速用来计算所需的复数模量。例如复数切变模量与扭转振动中的对数缩减 δ_s的关系为

$$\delta_s=\pi\mu'/\mu$$

而且小阻尼情况下，模量的实部可由切变波速V_s来求出，其关系式为

$$V_s=(\mu/\rho)^{\frac{1}{2}}$$

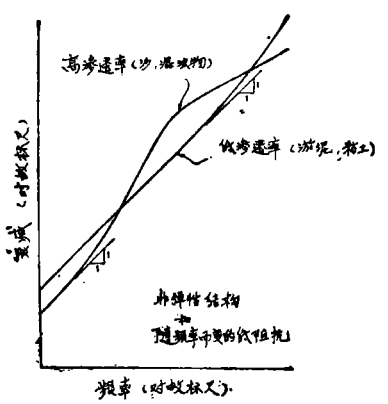


图 3　海洋沉积物的真实模型的衰减随频率变化的典型曲线

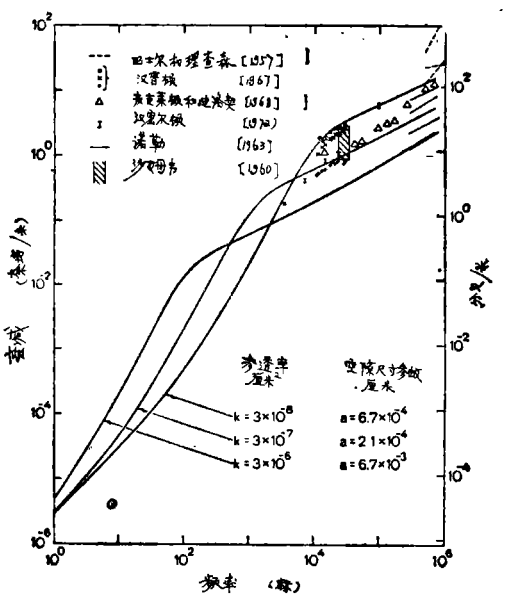


图 4　沙的衰减对频率关系

二端用柔顺膜封住的沉积物的长柱，其纵向振动的复数模量可用类似的方程式求得。最后，结构的弹性模量可根据切向和纵向振动模量求得，而这二模量可利用Stoll和Bryan(1970)的方程(17)来计算。在一点上值得注意的是除了上述那些用于计算的数据之外对于沙而言，无低频的数据。否则的话只能用直接现场测量速度(切变的和膨胀的)和衰减以得到合适的模量。

材料特性		图4的数值	图5的数值	图6的数值
颗粒的体积弹性模量	K_r(达因/厘米^2)	3.6×10^{11}	3.6×10^{11}	3.6×10^{11}
流体的体积弹性模量	K_f(达因/厘米^2)	2.0×10^{10}	2×10^{10}	2×10^{10}
颗粒的密度	ρ_r(克/厘米^3)	2.65	2.3	2.65
流体的密度	ρ_f(克/厘米^3)	1.0	1.0	1.0
流体的绝对粘度	η(达因-秒/厘米^2)	1.0×10^{-2}	1.0×10^{-2}	1.0×10^{-2}
渗透系数	K(厘米^2)	3.0×10^{-6} -3.0×10^{-8}	2.6×10^{-11}	3.0×10^{-6} -3.0×10^{-10}
细孔大小参数	a(厘米)	6.7×10^{-3} -6.7×10^{-4}	1.3×10^{-5}	6.7×10^{-3} -6.7×10^{-5}
结构的杆速度	V_E(米/秒)	3.0×10^2	3.0×10^2	3.0×10^2
结构的切变速度	V_S(米/秒)	2.1×10^2	2.1×10^2	2.1×10^2
结构常数	α	1.25	3.0	1.25
孔隙率	β	0.40	0.76	0.40—0.70
结构的纵向振动对数缩减	δ_E	0.15	0.45	0.15
结构的纵向振动的对数缩减	δ_S	0.20	0.60	0.20

表一

用于得到图4、5、6的材料特性

用于求得图4的渗透系数的范围对自然界存在的沙而言是典型的(见Lambe和Whitman 1969)，常数a和α则根据理论曲线能与大量可以引用的实验数据相符合为准而选定。在选择细孔尺寸参数时，通常假设孔隙率是与细孔尺寸的面积成正比，这三条曲线所用的比例因子都一样。至于显示分别改变其它参数对曲线的影响读者可参考Stoll和Bryan(1970)。

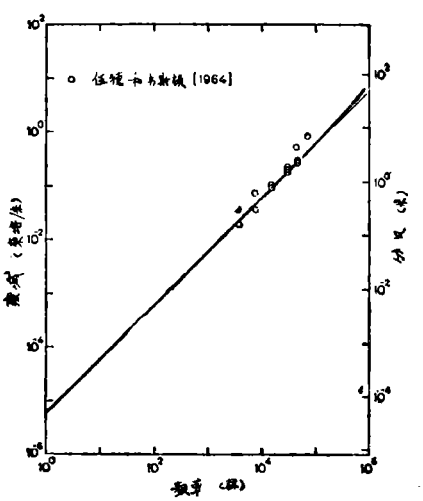


图5 低渗透率的细小沉积物的衰减对频率的关系

第二例，关于典型的非常细小颗粒的材料的参数表示在图5中。在此情况下确定结构的特性的复数模量和模式的其它参数要选得与Wood和Weston (1964)的数据相符。同样材料的其它实验数据可在Hamilton (1972)和Hamptsn及Anderson (1973)的文章以及其它文章中找到。

作为这种理论中可望得到的结果的第三例，图6左边上的一簇曲线所取的渗透率范围从3×10^{-6}——3×10^{-10}厘米^2，象前面一样，孔隙尺寸参数仍假设与空隙率的平方根

成正比。在某一固定频率下，例 30 千赫，可以得到衰减与空隙尺寸参数关系的钟形曲线如图 6 右边所示。这条曲线在各方面与 Shumway (1960)，McCann 和 McCann (1969) 及 Hamilton(1972)给出的所有实验曲线相似(同样对30千赫)。如果理论曲线的峰与实验曲线的峰相重合，则空隙尺寸参数和平均颗粒直径可以用出现在图 6 上的标尺来表示。在此情况下空隙尺寸参数约在平均颗粒直径的$\frac{1}{6}$—$\frac{1}{7}$之间。图 6 中的每条曲线所选定的空隙率与 Shumway (1960)和 Hamilton (1972)给出的实验数据相符(见 Hamilton 的文章的图 8)。然而我们对结构的复数模量不作任何改变，因为在所需要的低频下可能得不到充分的数据，特别对于沙。

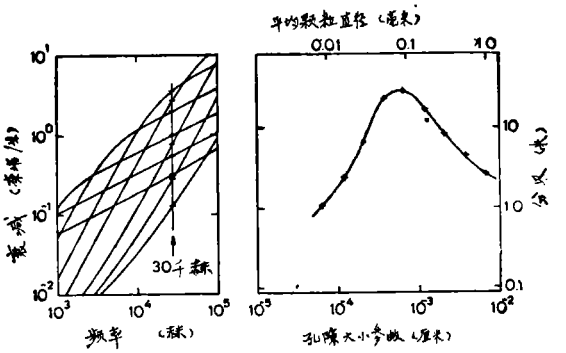


图 6 在固定频率时衰减与颗粒大小两者之间的关系

根据少量可以得到的数据，似乎理论的数据能复现实验结果，甚至比包括结构损失随尺寸，空隙率变化在内有足够数据可取时还要好。

摘要和结论

在前面讨论的基础上，根据 Biot的多孔介质理论，似乎一个比较简单的模式是能够复现充分充水的沉积物中所观察到的大多数特性。然而对于沙在频率低于10千赫时实际上无实验数据可之引用，在全部有用的范围内都能计算之前必需要得到一些附加的数据，尽管如此，现在还是能得到下面几个结论。

首先，因为从图3、4、5、6中显然可看出衰减随频率的复杂变化。很清楚，把实验曲线外推到所取数据的范围之外必须十分谨慎。在所有的情况下，这种外推法不能严格遵照取得数据范围中的趋向。而且也不能简单地应用一次幂规律，在所有不同类的沉积物的数据表在一张图上而获得总趋向的基础上，有些著者建议的后一种方法。上述图形指明对于某些材料例如沙和其它高渗透率的沉积物用此法可能产生大的误差。

就统一理论，例如这里所讨论的那一种而言，最有力的论证之一是它能指导取得和介释有意义的实验数据。此外它能作为推导有实际用途的近似公式的起点，因为它能指出某些情况下重要变量和可以忽略的那些变量。作为例子，我们考虑低频波的问题。一般说来，近来海军方面和地球物理研究者对更低频的声波更感兴趣，所以不久的将来在这个范围内或许将要作更多的工作。据此，在低频下研究在现场和实验室中哪些参数具有意义是重要的。在较高的频率范围内，仍把空隙率和颗粒大小作为相关连的参数运用是十分成功的。据所提出的理论，至少对较粗糙材料而言可以期望有个结论，因为已知渗透率主要决定于这二个变量。另方面在较低频时，结构损耗成为主要的，其它因素例如颗粒之间的胁强决定于复盖压强，因而随深度很快地增加。因此长波的现场研究中，长波通过有效胁强显著变化区域时可能很难予解释。在实验室中有效胁强象其它因素一样决定于样品的大小和施加的限制其容积的静压力的大小。只有考虑这些因素之后才能对各种试验的数据进行比较。

最后，应该注意有效胁强的影响能容易地与所提出的理论相结合。当取得更多的实验数据时求得代表结构响应的复数模量与这个变量的关系就能完成这个使命。

周根祥译

冯绍松校

参考文献

Biot, M. A., "General Theory of Three-Dimensional Consolidation," J. Appl. Phys., 12, 155-164, 1941.

Biot, M. A., "Theory of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range," J. Acoust. Soc. Am., 28, 168-178, 1956a.

Biot, M. A., "Theory of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range," J. Acoust. Soc. Am., 28, 179-191, 1956b.

Biot, M. A., "Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in Porous Media," J. Appl. Phys., 33, 1482-1498, 1962a.

Biot, M. A., "Generalized Theory of Acoustic Propagation in Porous Dissipative Media," J. Acoust. Soc. Am., 34, 1254-1264, 1962b.

Biot, M. A., and D. G. Willis, "The Elastic Coefficients of the Theory of Consolidation," J. Appl. Mech., 24, 594-601, 1957.

Bishop, A. W., and D. J. Hankel, The Measurement of Soil Properties in the Triaxial Test, Edward Arnold, Ltd., London, 1957.

Busby, J., and E. G. Richardson, "The Absorption of Sound in Sediments," Geophysics, 22, 821-828, 1957.

Geertsma, J., and D. C. Smit, "Some Aspects of Elastic Wave Propagation in Fluid-Saturated Porous Solids," Geophysics, 26, 169-181, 1961.

Hall, J. R., Jr., and F. E. Richard, Jr., "Dissipation of Elastic Wave Energy in Granular Solid," J. Soil Mech. Found. Div., A.S.C.E., 89(SM6), 27-56, 1963.

Hamilton, E. L., "Compressional-Wave Attenuation in Marine Sediments," Geophysics, 37, 620-646, 1972.

Hampton, L. D., "Acoustic Properties of Sediments," J. Acoust. Soc. Am., 42, 882-890, 1967.

Hampton, L. D., and A. L. Anderson, "Acoustics and Gas in Sediments - Applied Research Laboratories Experience," Proc. ONR Conf. Natural Gases in Marine Sediments and Their Mode of Distribution, Lake Arrowhead, Calif., 1973.

Hardin, B. O., "The Nature of Damping in Sands," J. Soil. Mech. Found. Div., A.S.C.E., 91 (SM1), 1965.

Kryloff, N., and N. Bogoliuboff, Introduction to Non-Linear Mechanics, Princeton University Press, Princeton, N. J., 1947, pp. 55-63.

Lambe, T. S., and R. V. Whitman, Soil Mechanics, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1969, pp. 281-294.

McCann, C., and D. M. McCann, "The Attenuation of Compressional Waves in Marine Sediments," Geophysics, 34, 882-892, 1969.

McLeroy, E. C., and A. DeLoach, "Sound Speed and Attenuation, from 15 to 1500 kHz, Measured in Natural Sea-Floor Sediments," J. Acoust. Soc. Am., 44, 1148-1150, 1968.

Nolle, A. W., W. A. Hoger, J. F. Mifsud, W. R. Runyan, and M. B. Ward, "Acoustical Properties of Water-Filled Sands," J. Acoust. Soc. Am., 35, 1394-1408, 1963.

Shumway, G., "Sound Speed and Absorption Studies of Marine Sediments by a Resonance Method," Geophysics, 25, 451-467, 659-682, 1960.

Stoll, R. D., and G. M. Bryan, "Wave Attenuation in Saturated Sediments," J. Acoust. Soc. Am., 47, 1440-1447, 1970.

Wood, A. B., and D. E. Weston, "The Propagation of Sound in Mud," Acustica, 14, 156-162, 1964.