

多相介质波传播与应用

李红星 陶春辉 著
王 平 刘 财



科学出版社

多相介质波传播与应用

李红星 陶春辉 王 平 刘 财 著

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书对多相介质中波的传播规律及其在海底沉积物研究、油气储层勘探中的应用开展了多学科领域的系统研究。全书共分六章内容,对多相介质理论模型、海底沉积物测试技术、海底沉积物声学特征与土力学特征关系、多相介质波传播数值模拟技术、多相介质参数反演方法、基于 BISQ 机制的 AVO 分析方法开展了详细研究。本书大部分内容是作者近年来的工作和研究成果,同时也选择和参考了一些其他文献中重要的相关内容。

本书是综合、交叉地球物理学、海洋科学、声学、岩土工程、数理等学科领域的研究成果,可供从事油气地震勘探、海洋沉积物声学、岩石地球物理等学习和工作的大专院校师生和科研人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

多相介质波传播与响应 / 王兆明等著. —北京: 科学出版社, 2014. 12

ISBN 9 56-749-012837-0

I. ①多 * II. 王 * ①多相介质-波传播-研究 IV. ①0369

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2014) 第 301351 号



鹏 / 责任校对: 赵桂芬

责任印制: 赵德静 / 封面设计: 华路天然

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2014 年 12 月第 一 版 开本: 787×1092 1/16

2014 年 12 月第一次印刷 印张: 10 1/4

字数: 243 000

定价: 108.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

序 言

多相介质波传播及其应用是地球物理学、地质学、海洋学、沉积学等多学科交叉的研究领域，是近 20 年来才发展起来的新兴研究领域。实际的油气储层和海洋沉积物介质都是由固体和流体两部分组成的，属于双相或多相介质。对固体颗粒与孔隙填充物组成的多相介质的波传播规律及其相关应用方法进行研究，对于油气地震勘探、海洋地球物理学、海洋沉积物研究具有重要意义。

在过去 50 年中，关于多相介质的波传播理论主要包括 Gassmann (1951)、Biot (1956、1962)、BISQ (1993) 和 BICSQS (2004) 模型。Gassmann 模型由于其简单易用，较广泛地应用于油气地震勘探、海洋沉积物研究、岩土工程等领域。Biot 模型最初成功应用于土壤的研究。BISQ 模型也开始在油气勘探和海洋沉积物研究领域中得到应用。我国很多研究工作者对多相介质模型、多相介质中波传播数值模拟、介质参数反演等开展了研究，主要平行应用于油气勘探和海洋沉积物领域。目前，缺少一本将多相介质波传播的相关理论、方法研究和不同应用领域研究统一介绍的相关著作。

《多相介质波传播与应用》一书是作者在其近几年研究基础上著成的，覆盖海洋沉积物、油气勘探两个主要应用领域。该书详细介绍了多相介质理论模型、多相介质波传播数值模拟技术、波在多相介质中的速度与衰减特征等；介绍了海底沉积物的 CT、声学、土力学测试技术，研究了海底沉积物声学参数与土力学参数的相关关系以及海底沉积物浅表低速层的形成；研究了多相介质对油气地震勘探分辨率的影响、非胶结天然气水合物的地震记录特征；基于 BISQ 机制建立了多相介质 AVO 方程、参数简化方法、级数简化方程等相对系统的 BISQ-AVO 分析理论；结合遗传算法及神经网络对利用声波资料反演地下多相介质参数及对海底沉积物进行底质分类进行了系统的研究。

《多相介质波传播与应用》一书是迄今为止国内较为系统和全面阐述多相介质波场理论及其在海底沉积物声学、油气地震勘探领域应用方法的论著，论述内容丰富、论述全面、观点新颖，并具有一定的前瞻性，相信此书的出版能够得到广大读者的厚爱，也一定能够为广大科技工作者提供一定的帮助。

中国工程院院士



2014 年 9 月 29 日

前 言

多相介质波传播研究对于海洋沉积物声学研究及油气地震勘探都具有重要意义。作者在该领域的实际工作和研究中,结合理论研究和测试分析对多相介质模型、波场模拟、反演方法及其在海洋沉积物和油气勘探中的应用进行了详细研究,取得了一些非常有价值的数据和结果。而在研究中也感觉国内这方面资料的缺乏,因此,把这些研究成果总结归纳,完成本书。

本书共包含六章。第1章介绍了多相介质理论的发展,详细介绍了 Gassmann、Biot、BISQ、BICSQS 等主要模型,主要由陶春辉、李红星执笔。第2章重点介绍了沉积物声学及物理特性测试技术,引入 Micro-CT 扫描技术对沉积物孔隙信息进行无损测试,介绍了沉积物声速与衰减的实验室测试方法和数据处理方法,介绍了沉积物土力学测试项目,主要由李红星、王平、刘富林执笔。第3章主要基于东海沉积物样品测试结果对海底沉积物声学特性与土力学参数相关关系、中尺度地声结构进行了研究,主要由陶春辉、李红星执笔。第4章介绍了多相介质波场数值模拟技术,对天然气水合物地震波场特征及海底浅表低速层成因进行了数值分析,对多相介质中波速与衰减的变化特征及地震勘探分辨率进行了系统研究,主要由李红星、刘财执笔。第5章从基于遗传算法的多相介质声学特性反演及基于神经网络的海底沉积物声学底质分类两方面开展了多相介质参数声学反演研究,主要由陶春辉、李红星、吴涛、尤加春执笔。第6章基于 BISQ 机制建立了 BISQ-AVO 方程,研究了其参数简化方法及级数简化形式,对基于双相介质的 AVO 分析方法实用化进行了有益探索,主要由李红星、桂磊峰执笔。

尽管我们认真完成本书,但由于自身水平有限,书中不妥之处在所难免,希望读者指出和赐教。

在本书的写作过程中,得到了国家自然科学基金(41364004、41104073)、国家729重大专项(GZH200900502)、国家高技术研究发展计划(863计划)课题(2012AA09A404)、江西省自然科学基金(2010GQS0002)的大力资助,在此表示感谢。感谢金翔龙院士为本书撰序。感谢陈斌教授、张玄杰高工、周建平副研究员、张金辉高工、邓显明助理研究员对本书给予的指导和帮助。感谢桂磊峰、刘富林、吴涛、尤加春等研究生为本书付出的辛勤劳动。

李红星

2014年9月29日

目 录

序言

前言

第1章 多相介质理论模型	1
1.1 Gassmann 理论	1
1.2 Biot 理论	2
1.2.1 Biot 理论概述	2
1.2.2 Biot 理论基本方程	3
1.3 BISQ 理论和模型	5
1.3.1 BISQ 理论概述	5
1.3.2 BISQ 理论基本方程	6
1.4 BICSQS 模型	7
第2章 沉积物声学 & 物理特性测试技术	11
2.1 沉积物孔隙信息 Micro-CT 三维扫描技术	11
2.1.1 Micro-CT 扫描技术原理	11
2.1.2 沉积物 Micro-CT 三维扫描测试	12
2.1.3 物理性质参数值的提取	15
2.2 沉积物声学特性测试技术	15
2.2.1 测量仪器与原理	16
2.2.2 声速提取技术	17
2.2.3 衰减提取方法	19
2.3 沉积物土工力学测试技术	21
第3章 沉积物声学 & 物理力学特性关系	22
3.1 海底沉积物中尺度地声结构模型	22
3.2 沉积物声速与土力学性质关系	26
3.2.1 一元回归分析	26
3.2.2 多元回归分析	33
第4章 多相介质波场特征正演分析	40
4.1 多相介质波传播正演模拟	40
4.1.1 基于 BISQ 机制的地震波场正演	40
4.1.2 各向异性随机介质波传播	46
4.1.3 非胶结含水合物沉积物地震波场模拟	52

4.2	多相介质中声波速度与衰减特征	62
4.2.1	多相介质中声波速度与衰减特征分析	62
4.2.2	海底沉积物低声速层分析	72
4.3	双相介质地震勘探纵向分辨率分析	78
第5章	多相介质参数声学反演	86
5.1	基于遗传算法的多相介质声学多参数反演	86
5.1.1	遗传算法及改进组合	86
5.1.2	基于改进遗传算法多相介质声学反演	88
5.2	多相随机介质声学底质分类方法	98
5.2.1	Biot 双相-随机介质模型	98
5.2.2	分类识别方法	100
5.2.3	实验数据分析	103
第6章	多相介质地震波反透射分析	108
6.1	改进 BISQ 模型基本理论	108
6.2	改进 BISQ-AVO 方程与反透射分析	110
6.2.1	改进 BISQ-AVO 方程	110
6.2.2	改进 BISQ-AVO 反透射分析	113
6.3	BISQ-AVO 参数简化与反透射分析	119
6.3.1	BISQ-AVO 方程参数简化	119
6.3.2	BISQ-AVO 参数简化方程的反透射分析	122
6.4	BISQ-AVO 方程级数简化与反透射分析	131
6.4.1	BISQ-AVO 方程级数简化	131
6.4.2	BISQ-AVO 级数简化方程反透射分析	144
参考文献		151

第 1 章 多相介质理论模型

传统的弹性波理论是建立在纯弹性固体理论上的,但对于实际的油气储层和海洋沉积物,介质都是由固体和流体两部分组成的,均属于双相或多相介质。将固体和流体组成的介质作为孔隙介质来研究,建立含流体孔隙介质的弹性波传播理论,不仅对于地球物理学具有重要意义,而且对于利用相关的测量资料进行地层的特性参数反演和油田勘探开发均具有重要的实际意义。同时,含流体孔隙介质中弹性波理论为各种复杂介质中相关问题的解决提供了理论基础和可能性。在过去 50 年中,关于多相介质的声波传播理论和规律主要包括 Gassmann、Biot、BISQ 和 BICSQS 模型。

1.1 Gassmann 理论

Gassmann 理论 (Gassmann, 1951) 考虑了岩石具有随机分布孔隙流体和固体颗粒的组成结构和形状,给出了岩石颗粒、骨架体积和流体体积模量与不同孔隙组分饱和度之间的平均关系,即 Gassmann 方程。模型的假设前提条件是保证介质是各向同性,孔隙流通并充满没有相互摩擦的流体。由于模型是在静止压力下建立的,因此只适合于低频情况。该理论模型为含流体孔隙介质的速度及弹性模量的反演提供了重要的基础,并被广泛用于多相孔隙弹性介质声波速度预测中。Gassmann 理论模型假定在低频时孔隙中的流体和固体的相对运动与饱和岩石的本身运动相比很小,因此,运用该模型来估算由孔隙流体与固体骨架相对运动的流体黏滞性引起的能量损失衰减具有局限性;在低频条件下,当波长与孔隙介质的平均孔隙尺度具有相同的量级,该模型的应用受到限制。

干岩石的体积模量和孔隙度关系如下:

$$\frac{1}{K_{\text{dry}}} = \frac{1}{K_0} + \frac{\phi}{K_\phi} \quad (1-1)$$

式中, K_ϕ 是孔隙空间刚度; ϕ 是孔隙度; K_{dry} 是干岩石有效体积模量; K_0 是基质矿物体积模量; ϕ 是孔隙流体。

由 Bettie 功能互等定理可得饱和岩石体积模量和孔隙度之间的关系:

$$\frac{1}{K_{\text{sat}}} = \frac{1}{K_0} + \frac{\phi}{K_\phi} \quad (1-2)$$

$$\frac{1}{K_\phi} = \frac{1}{K_0} + \frac{\phi}{K_{\text{dry}}} \quad (1-3)$$

消去 K_ϕ , 即得

$$\frac{K_{\text{sat}}}{K_0 - K_{\text{sat}}} = \frac{K_{\text{dry}}}{K_0 - K_{\text{dry}}} + \frac{K_f}{\phi(K_0 - K_f)} \quad (1-4)$$

式中, K_{sat} 是以有效体积模量为 K_f 的孔隙流体所饱和岩石的有效体积模量。

Gassmann 方程的转换形式如下:

$$K_{\text{sat}} = K_{\text{dry}} + \frac{\left(1 + \frac{K_{\text{dry}}}{K_0}\right)^2}{\frac{\phi}{K_f} + \frac{1 - \phi}{K_0} + \frac{K_{\text{dry}}}{K_0^2}} \quad (1-5)$$

$$K_{\text{dry}} = \frac{K_{\text{sat}} \left(\frac{\phi K_0}{K_f} + 1 - \phi \right) - K_0}{\frac{\phi K_0}{K_f} + \frac{K_{\text{sat}}}{K_0} - 1 - \phi} \quad (1-6)$$

1.2 Biot 理论

1.2.1 Biot 理论概述

Biot 理论 (Biot, 1956a, b, 1962) 考虑了孔隙介质的双相特性, 提出流体的黏滞性影响孔隙流体的相对运动, 并且是导致弹性波在孔隙介质传播过程中衰减的主要原因。该理论模型应用变分原理得到了含流体孔隙介质中波传播的波动方程, 并从理论上预测声波在含流体孔隙介质中传播时存在三种体波, 即快纵波、慢纵波和横波, 其中快纵波频散相对较小, 而慢纵波耗散衰减严重。Plona (1980) 第一次在含饱和水的烧结的玻璃珠子中观测到慢波。Boyle 与 Chotiros (1992) 在薄的含气砂岩和含饱和水未固结砂中也观测到了慢波。Bourbie 等 (1987) 讨论了观测慢波的条件, 指出流体和固体的声速差必须足够大, 才能分辨出两种类型的波。在实际测量时慢纵波由于强烈衰减而很难观测到。慢波的发现在一个方面证实了 Biot 理论的合理性。

Biot 理论模型同样是一个理想和简化的模型, 在推导建立的过程中主要基于下面假设条件: 波长远大于颗粒尺寸, 孔隙大小比颗粒粒径小; 固体与流体的质点运动相对较小; 流体相是连续的, 孔隙间隔可视为低密度的固体; 固体骨架认为是均匀和统计各向同性的; 介质是完全饱和的; 流体流动是 Poiseuille 类型, 岩石骨架与孔隙流体之间存在相对运动, 且流体的流动满足广义达西定律 (Darcy 定律) (这一限制只适用于低频情况); 所有孔隙是连贯的, 且固体颗粒的大小几乎是一致的; 弹性波传播时由于能量耗散所引起的热效应可以忽略不计; 孔隙流体与固体岩石之间没有化学反应; 重力作用和单独孔隙的散射作用忽略不计。

在 Biot 理论 (Biot, 1956a, b) 描述的 Biot 机制中, 认为衰减来自孔隙流体和固体骨架的“全局”之间的相对运动。在低频时, 流体随骨架呈周期振荡, 流体相对于固体骨架的速度接近于零, 衰减较小, 这时 Biot 理论变成 Gassmann 理论 (Gassmann, 1951)。当频率增加时, 惯性力的影响增加并超过黏滞作用的影响, 流体相对于骨架的速度大于零, 而引起小的频散。在高频时, 流体的惯性导致流体滞后于骨架的运动, 衰减在中心频率时达到最大 (Johnson et al., 1982; Bourbie et al., 1987)。对于单一孔隙大小的模型, Biot

(1956a, b) 简化了模型得到一个衰减和频率的简单关系, 即衰减在低频时与 f^2 (f 指频率) 成正比, 在高频时与 $f^{1/2}$ 成正比。这种假设与实际并不相符, McCann 等 (1985) 和 Yamamoto 等 (1988) 将这一理论扩展到可以处理具有分布式的孔隙大小分布的情况。

在海洋沉积物或非固结 (高渗透率) 岩石的应用方面, 该理论的成功应用在大量文献中被报道 (Hovem, 1979; Geli et al., 1987; Turgut et al., 1988; Yamamoto et al., 1994), 但对于固结的孔隙岩石, 实验室数据和理论预测相矛盾的现象经常被发现 (Jones, 1998), 在含裂隙孔隙岩石中这种现象尤为明显 (Mukerji et al., 1994)。由于 Biot 理论假设波长远大于孔隙尺度, 该理论在描述声波波长与孔隙大小相当或各向异性介质时, 其预测结果不再精确。Ogushwitz (1985a, b) 在一系列论文中将 Biot 理论应用于低孔隙材料、海洋沉积物和悬浮物的研究。在 50 ~ 1000kHz 频率条件下, 对于孔隙率为 30% ~ 100% 的自然和人工材料, 计算和实验室声速、声衰减测量符合较好, 这表明 Biot 理论可应用于高孔隙率介质和海洋沉积物。而对于低孔隙率固结材料, 他发现在一些情况下速度误差在 3% ~ 5%, 横波速度预测值比测量值高 25% ~ 35%。Gist (1994) 的实验数据也显示了理论预测速度和衰减的不精确。Jones 等 (1998) 在研究孔隙流体的盐度对声速和声衰减的影响时发现“纯”砂岩的速度与 Biot 预测相符, 但当黏土含量超过 5% 时, 速度预测误差较大。上述的应用和出现的实际问题, 使研究人员开始认识到, 在高频条件下, 单独孔隙或相连孔隙中的局部流体运动造成了衰减理论预测的误差, 而 Biot 理论并没有考虑这一点。因此, 仅考虑全局流体流动 (Biot 流动模型) 作用, 并不能客观解释高频情况下的部分或全部饱和岩石的频散和声波衰减 (Mavko et al., 1991)。Mavko 等 (1979)、Murphy 等 (1986)、Wang 等 (1990)、Akabar 等 (1993a, b) 提出喷射流机制, 即进出微裂隙的局部流, 造成了非 Biot 流引起的高衰减和速度频散。大多数研究者认同微观局部流体流动可以对声衰减进行合理的描述, 但对频散机制的具体认识还有一些差别。另外, Biot 理论的黏滞校正因子是建立在假设所有孔隙具有相同大小的基础上的, 即所有孔隙的频率响应是一致的。为了适应更复杂的介质, Biot 将理论扩展到各向异性介质和黏弹性介质 (Biot, 1962)。Yamamoto 等 (1988) 推导了随机孔隙大小的黏滞校正因子。Johnson 等 (1987) 得到了一般孔隙结构的黏滞固-液作用的严格的数学模型。其他一些学者将饱和介质扩展到部分饱和介质 (Domenico, 1974; Brown et al., 1975)。

1.2.2 Biot 理论基本方程

Stoll 用势 (Φ_s 、 Φ_f 、 Ψ_s 、 Ψ_f) 定义固体骨架的位移向量 $\mathbf{u}$ 和液体的位移向量 $\mathbf{U}$:

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \nabla \Phi_s + \nabla \times \Phi_s \\ \phi(\mathbf{u} - \mathbf{U}) = \nabla \Phi_f + \nabla \times \Phi_f \end{cases} \quad (1-7)$$

式中, ϕ 是沉积物的孔隙度。Biot 关于标量势的方程为 (用平面波解 $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)]$)

$$\begin{cases} (-k^2 H) \Phi_s + k^2 C \Phi_f = (-\omega^2) \rho \Phi_s + \rho_f \omega^2 \Phi_f \\ (-k^2 C) \Phi_s + k^2 M \Phi_f = (-\omega^2) \rho_f \Phi_s + \frac{\omega^2 \alpha \rho_f}{\phi} \Phi_f + \frac{i \omega F \eta}{\kappa} \Phi_f \end{cases} \quad (1-8)$$

式中, k 是波数, $k = \frac{\omega}{c}$; α 是构造常数或曲度因子; η 是孔隙液体黏滞系数; κ 是渗透率; ρ_f 是孔隙液体密度; ρ_s 是沉积物颗粒密度。并且有

$$\begin{aligned} C &= [K_s(K_s - K_b)] / (D - K_b) \\ H &= (K_s - K_b)^2 / (D - K_b) + K_b + 4\mu/3 \\ M &= K_s^2 / (D - K_b) \\ D &= K_s[1 + \phi(K_s/K_f - 1)] \\ \omega &= 2\pi f \\ \rho &= \phi\rho_f + (1 - \phi)\rho_s \end{aligned}$$

其中, f 是频率; c 是声波速度 (复数速度); ρ 是沉积物总体密度, K_s 是沉积物颗粒体积模量; K_f 是孔隙液体体积模量; μ 是框架剪切模量; 参数 F 代表了随频率增高时 Poiseuille 流偏移。假设孔隙为圆筒状, Biot 得到了 F 的表达式:

$$\left\{ \begin{aligned} F &= \frac{\frac{\varepsilon}{4} T(\varepsilon)}{1 - \frac{2i}{\varepsilon} T(\varepsilon)} \\ T(\varepsilon) &= \frac{(-\sqrt{i}) J_1(\varepsilon\sqrt{i})}{J_0(\varepsilon\sqrt{i})} \\ \varepsilon &= a \sqrt{\frac{\omega\rho_f}{\eta}} \\ a &= \sqrt{\frac{8\alpha\kappa}{\phi}} \end{aligned} \right. \quad (1-9)$$

式中, a 称为孔隙尺寸参数。由上述方程可以得到

$$OX^2 + PX + Q = 0 \quad (1-10)$$

其中, $O = MH - C^2$; $P = 2BC - EM - AH$; $Q = EA - B^2$; $A = \frac{\omega^2\alpha\rho_f}{\phi} + \frac{i\omega F\eta}{\kappa}$; $B = \omega^2\rho_f$; $E = \omega^2\rho$ 。由方程 (1-10) 可得

$$X_{1,2} = -\frac{P}{2O} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2O}\right)^2 - \frac{Q}{O}} \quad (1-11)$$

其中

$$\left\{ \begin{aligned} X_{1,2} &= k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \\ Y_{1,2} &= \frac{1}{c^2} = \frac{X_{1,2}^2}{\omega^2} \end{aligned} \right. \quad (1-12)$$

则纵波波相速度和衰减可以表示为

$$\left\{ \begin{aligned} V_p &= \frac{1}{\operatorname{Re}(\sqrt{Y_1})} \\ a_p &= \omega \operatorname{Im}(\sqrt{Y_1}) \end{aligned} \right. \quad (1-13)$$

在 $K_b=0$ 且 $\mu=0$ 的特殊情况下（海底沉积物这两项的值相比 K_s 很小，很多情况下可以忽略）（Williams, 2002）， $C=M=H$ ，形成 EDF 模型：

$$\begin{cases} Y_1 = \sqrt{\frac{\rho_{\text{eff}}}{H}} \\ \rho_{\text{eff}}(\omega) = \rho_f \left(\frac{\alpha(1-\phi)\rho_s + \phi(\alpha-1)\rho_f + \frac{i\phi\rho_f\eta}{\rho_f\omega\kappa}}{\phi(1-\phi)\rho_s + (2-2\phi+\phi^2)\rho_f + \frac{i\phi F\eta}{\omega\kappa}} \right) \end{cases} \quad (1-14)$$

1.3 BISQ 理论和模型

1.3.1 BISQ 理论概述

长期以来，孔隙介质中的 Biot 流动和喷射流动两种机制被分开独立处理，这显然是不合理的。因为地震波或声波在多孔双相介质中传播时，这两种机制同时存在。Biot 流体力学机制描述的是宏观现象，喷射流动机制反映的是局部特征，两种机制对声波的衰减和频散均产生重要影响。1993 年，Dvorkin 和 Nur 从基于孔隙各向同性一维问题出发，将这两种流体-固体相互作用的力学机制有机结合起来，提出了同时考虑 Biot 机制（对声波和饱和孔隙介质的相互作用的宏观描述）和喷射流动机制（对声波和孔隙介质的相互作用的微观描述）的动态孔隙弹性介质的新理论，即 Biot/Squit（BISQ）流动理论。与 Biot 理论相比，这一模型的特点是描述流体的动态是二维模型，而 Biot 理论是一维模型。它不仅描述了平行于 P 波传播方向的流体流动（Biot 机制），还描述了垂直方向上的流体流动（喷射流动机制）。

在 BISQ 模型中，Dvorkin 和 Nur 取一圆柱体（图 1-1），其中心轴平行于波传播方向，假设岩石形变只沿波传播方向，流体的流动既平行于波传播方向（反映 Biot 流动机制），也可垂直于波的传播方向（喷射流动机制）。对于喷射流动机制的描述，BISQ 理论引入了特征喷射流动长度的参数，并定义为一个不依赖频率和流体性质的岩石基本量，圆柱体的直径代表的是与孔隙大小一个量级的喷射流长度。假设单轴模式的岩石变形，即在波传播方向的固体骨架的变形是唯一的“非零”分量。流体可以自由地平行或垂直波传播方向流动。流体由于波的传播引起的孔隙空间压力的增加而流动。对于压力梯度的增加，可以假设小范围均匀岩石的侧面孔隙压力不会及时变化。

基于这些假设，Dvorkin 和 Nur 利用 Biot 理论的弹性波动力学方程和流体力学质量守恒方程及流体轴对称流动的基本性质，导出了含压缩黏性流体双相介质中压缩波相速度和衰减品质因子的计算公式，存在于波速度、品质因子和衰减系数与频率、流体黏滞度、流体压缩性、孔隙度、渗透率、特征喷射流动长度等参数之间的关系，反映了流体两种不同流动形式和流体特性对波速、衰减和频散的影响规律，比 Biot 理论更能真实体现在孔隙各向同性介质中的传播规律。在这个模型中，衰减是由流体的黏弹性摩擦引起的，实际上这一机制在 1MHz 频率的声波散射时占主导地位。

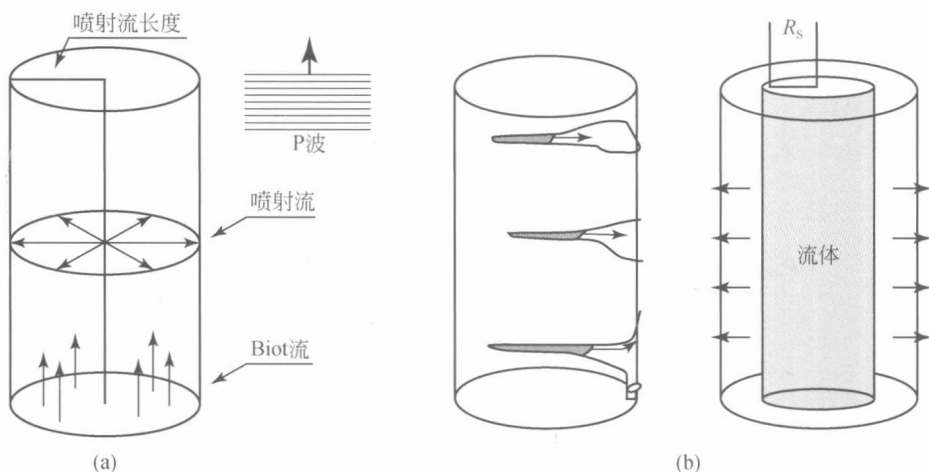


图 1-1 BISQ 模型示意图 (Dvorkin et al., 1993)

(a) Biot 和喷射流分量; (b) 部分饱和时流体圆柱体半径减小

这一理论被许多研究人员采用, 效果很好。Dvorkin 利用 BISQ 模型预测了某些岩石中纵波相速度和衰减, 并与实验结果进行了比较, 证实了 BISQ 的合理性。Dvorkin 和 Nur (1993b) 在应用 Klimentos 和 McCann (1990) 的数据时发现 BISQ 模型比 Biot 机制预测的衰减更接近实际。BISQ 模型反映了比 Biot 理论更真实的衰减和频散值 (Mamadou, 2000)。

1.3.2 BISQ 理论基本方程

按照 BISQ 理论模型和方程, 可以得到平面声波 (纵波) 在孔隙介质中传播的速度和衰减的解析表达式:

$$V_p = \frac{1}{\text{Re}(\sqrt{Y})} \quad (1-15)$$

$$Y = -\frac{B}{2A} - \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{C}{A}} \quad (1-16)$$

式中,

$$\begin{cases} A = \frac{\phi F_{sq} M}{\rho_2^2} \\ B = \frac{F_{sq} \left(2\alpha - \phi - \phi \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) - \left(M + F_{sq} \frac{\alpha^2}{\phi} \right) \left(1 + \frac{\rho_a}{\rho_2} + i \frac{\omega_c}{\omega} \right)}{\rho_2} \\ C = \frac{\rho_1}{\rho_2} + \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \left(\frac{\rho_a}{\rho_2} + i \frac{\omega_c}{\omega} \right) \end{cases} \quad (1-17)$$

$$\begin{cases} F_{sq} = F \left[1 - \frac{2J_1(\lambda R)}{\lambda R J_0(\lambda R)} \right] \\ \lambda^2 = \frac{\rho_1 \omega^2}{F} \left(\frac{\phi + \rho_a / \rho_f}{\phi} + i \frac{\omega_c}{\omega} \right) \end{cases} \quad (1-18)$$

其中, J_0 、 J_1 分别是贝塞尔函数; ϕ 是孔隙度; M 是干燥骨架的单轴应变模量; R 是特征喷射流长度; $\rho_1 = (1 - \phi)\rho_s$, $\rho_2 = \phi\rho_f$, ρ_s 是沉积物固体颗粒密度; ρ_f 是孔隙填充液体的密度; ρ_a 是 Biot 耦合密度 (表示固体和液体之间的内部耦合); ω_c 是 Biot 特征角频率, $\omega_c = \frac{\eta\phi}{\kappa\rho_f}$; η 是液体的黏滞系数, κ 是渗透率; ω 是角频率; α 是有效应力之孔隙弹性系数, $\alpha = 1 - \frac{K_b}{K_s}$, K_b 是干燥骨架的体积模量, K_s 是固相体积模量。且

$$\begin{cases} F = \left(\frac{1}{\rho_f c_0^2} + \frac{1}{\phi Q} \right)^{-1} \\ \frac{1}{Q} = \frac{1}{K_s} \left(1 - \phi - \frac{K}{K_s} \right) \end{cases} \quad (1-19)$$

1.4 BICSQS 模型

Nicholas 等 (2004) 在 Biot 模型基础上建立了 BICSQS 模型。该模型在 Biot 模型基础上同时考虑了颗粒接触之间的喷射流和剪切拖拽力。图 1-2 和图 1-3 分别为现在国内外所观测到的沉积物声衰减和声速以及反演曲线。从图可以看出, 衰减的变化是多样的, 基本频率的 $1/2$ 次幂到 2 次幂。而声波速度也呈现不同的频散特性, 但都表现出低频极限和高频极限并且中间存在一个过渡频率带。

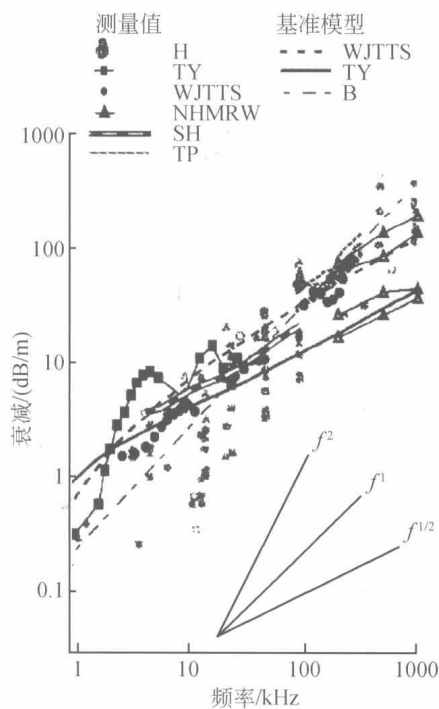


图 1-2 沉积物声衰减宽频带数据 (Nicholas et al., 2004)

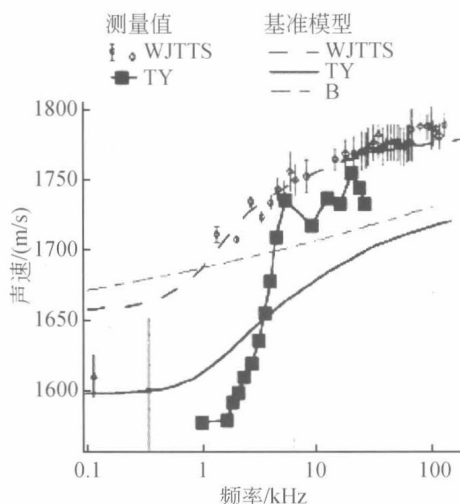


图 1-3 沉积物声速宽频带数据 (Nicholas et al., 2004)

沉积物颗粒与颗粒之间的接触状态是声波速度频散和衰减曲线的关键。Biot 模型认为沉积物是一个由相互贯通的孔隙填充的整体框架。当流体填充到孔隙时, 沉积物框架的物理特性是不改变的。但事实并非如此, 对流体饱和松散颗粒的沉积物, 因为流体通过毛细作用和其他小的局部力, 改变了颗粒接触区域的特性。对于沉积物, 孔隙水往往趋向于渗透过颗粒与颗粒的接触区域。沉积物颗粒可以认为是表面略微粗糙的球形颗粒, 相邻的颗粒之间存在一些不连续的固体接触, 并且在颗粒接触表面存在一个流体薄层 (图 1-4)。几何模型可以等效为两个平板接触表面之间被一薄层流体阻隔, 但不时被小的固体接触打断 (图 1-5)。

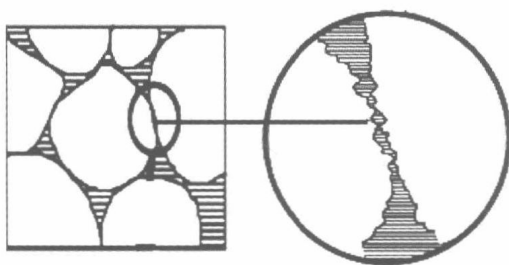


图 1-4 沉积物颗粒接触面 (Nicholas et al., 2004)

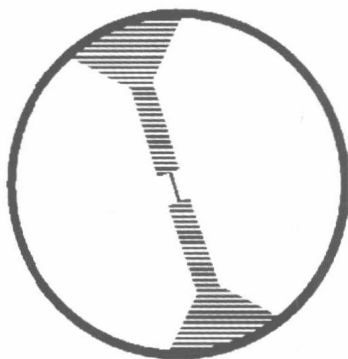


图 1-5 沉积物颗粒接触模型 (Nicholas et al., 2004)

当沉积物框架受到压缩力, 接触表面被压缩得更加靠近。接触表面的力平衡依靠颗粒间的固体接触和颗粒之间的流体薄层的反作用力维持, 受力关系可以抽象为等效模型 (图 1-6)。压缩力 F 的响应被认为与颗粒间的间隙宽度 y 和间隙流体薄膜的径向位移 r 有关 [图 1-6 (a)], 而剪切力 S 的响应被认为与颗粒角变形有关 [图 1-6 (b)]。沉积物颗粒固体接触部分的压缩响应可以被等效为弹簧, 流体薄层的响应可以看成是一个弹簧和一个阻尼延迟器, 分别代表了流体压缩性和流体喷射流产生的拖拽力 [图 1-6 (c)、(d)]。

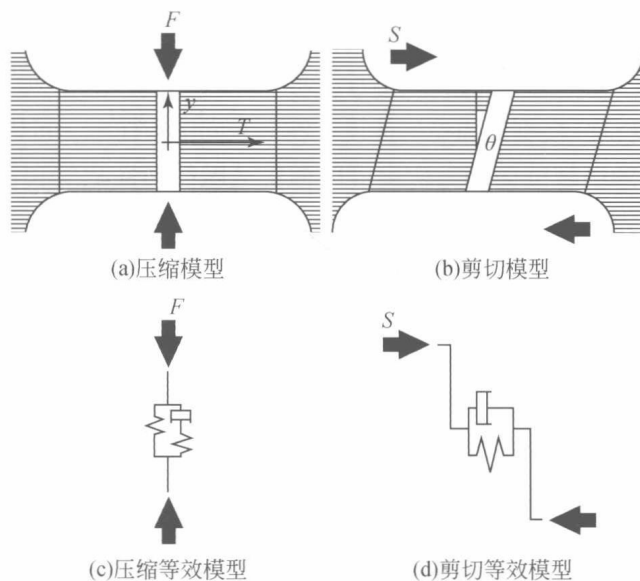


图 1-6 颗粒接触模型 (Nicholas et al., 2004)

颗粒间隙周围的孔隙被认为比颗粒间隙的体积大得多, 因此可以被认为是个无限的容器。所以 Poiseuille 流对所有频率都是一致的, 所以不存在频散效应。由于不清楚颗粒间孔隙流体的流动细节以及流体运动速度和流体密度对于颗粒表面接触响应有什么样的贡献, 因此 BICSQS 模型利用简单的常系数一阶微分方程来模拟颗粒表面的相互作用。

在压缩运动中, 压缩力 F 等于颗粒固体接触的弹性响应 (以系数 k_c 表示) 和流体薄层的体积响应的综合, 可以用式 (1-20) 表示。流体薄层的体积响应通过系数 k_y 和 c_r 表示, k_y 和 c_r 分别在 y 和 r 方向一阶变化。系数 k_c 与颗粒固体接触的形态和固体的弹性性质有关。 k_y 和 c_r 与颗粒间隙流体薄层的形状、尺寸以及流体的体积模量有关。此外, 流体压力微分和流体拖曳力之间存在平衡。流体拖曳力由拖曳系数 b 表示, b 和流体黏滞系数和颗粒间隙的径向渗透率有关 (方程 (1-21))。

$$F = (k_c + k_y)(y - y_0) + c_r(r - r_0) \quad (1-20)$$

$$b \frac{dr}{dt} = -k_y(y - y_0) - c_r(r - r_0) \quad (1-21)$$

所有系数都是常数, 并且认为 F 、 y 具有 $e^{-i\omega t}$ 的形式。则有

$$F = A_f e^{-i\omega t} \quad (1-22)$$

$$y - y_0 = A_y e^{-i\omega t} \quad (1-23)$$

颗粒间隙的压缩强度表达式通过所受压力与 y 方向位移的振幅比值获得:

$$\frac{A_f}{A_y} = k_c + \frac{k_y}{1 + i(\omega_k/\omega)} \quad (1-24)$$

其中, $\omega_k = \frac{c_r}{b}$, 称为松弛频率。

由式 (1-24) 可以看出, 在低频时用弹簧代表的固体将起主要作用。在高频时, 首先由于间隙内流体薄膜没有时间在间隙内流动, 其次由于流体薄膜接触面积较大, 所以流体薄膜的压缩性起主要作用。在中间频率, 黏滞拖曳力起主要作用。为了实际应用方便, 在宏观上, 大量颗粒之间的接触方向是随机的, 有效的框架体积和剪切强度认为是各向同性的。BICSQS 模型和 BISQ 模型类似, 但是和 BISQ 模型有一些不同: BISQ 模型认为喷射流和波传播方向正交, 但是 BICSQS 模型认为喷射流发生在颗粒间隙流体中, 可以是任意方向的。

颗粒与颗粒的接触区域的剪切响应由固体颗粒接触的弹性响应和流体薄膜的黏滞响应共同决定, 可以等效为一个弹簧加一个阻尼延迟器 [图 1-6 (d)]。剪切角变形与剪切强度 $\frac{S}{y_0}$ 有关:

$$\frac{S}{y_0} = g_c \theta + h \frac{d\theta}{dt} \quad (1-25)$$

认为 S 、 θ 可以写为

$$\frac{S}{y_0} = A_s e^{-i\omega t} \quad (1-26)$$

$$\theta = A_\theta e^{-i\omega t} \quad (1-27)$$

则颗粒间隙的剪切强度表达式通过所受剪切力与角变形的振幅比值获得:

$$\frac{A_s}{A_\theta} = g_c \left(1 - i \frac{\omega}{\omega_\mu} \right) \quad (1-28)$$

式中, g_c 是固体颗粒接触的剪切强度; h 是流体薄膜的剪切拖曳力系数; $\omega_\mu = \frac{g_c}{h}$ 。由式 (1-28) 可以看出: 低频时, 固体接触起主要作用; 高频时, 流体黏滞拖曳将起主要作用。

此外, 颗粒接触模型和沉积物的等效框架体积模量与剪切模量有关。因为水的强度比组成沉积物颗粒的矿物组分小很多数量级。框架应变主要发生在颗粒接触部位。式 (1-24) 和式 (1-28) 可以等比例的增加表示框架的体积模量和剪切模量:

$$K_b = K_c + \frac{K_y}{1 + i(\omega_k/\omega)} \quad (1-29)$$

$$\mu = G_c \left(1 - i \frac{\omega}{\omega_\mu} \right) \quad (1-30)$$

式中, K_b 是低频极限时框架体积模量和剪切模量; K_y 是框架体积模量高频和低频极限差; ω_k 和 ω_μ 是体积和剪切松弛角频率。BICSQS 模型用式 (1-29) 和式 (1-30) 中的体积模量和剪切模量取代 Biot-Stoll 模型中的体积和剪切模量。对于 BICSQS 模型, 当体积和剪切松弛角频率为无穷大时, 其相当于 Biot 模型; 不同的松弛频率选取可以产生不同的衰减随频率的关系, 从 1/2 次幂到 2 次幂。