

声波测井和可控震源 地震勘探中的非线性波场

[俄] К.И. 洛吉诺夫 [俄] А.П. 茹科夫
[俄] М.Б. 什内尔松 [俄] И.В. 洛吉诺夫

著

闻博译 裘慰庭校

石油工业出版社

声波测井和可控震源 地震勘探中的非线性波场

[俄]К. И. 洛吉诺夫 [俄]А. П. 茹科夫 著
[俄]М. Б. 什内尔松 [俄]И. В. 洛吉诺夫
闻博 译
裘慰庭 校

石油工业出版社

内 容 提 要

本书介绍了在激发脉冲(测井)和可控震源(地震勘探)的波场中出现的非线性组分的理论和实践研究。本书描述了地震和声波波场的非线性效应的理论基础,介绍了方法试验成果,显示出该技术应用于检测岩石孔隙和裂缝中充满流体介质或烃类的可能性。

本书可供地质勘探工程技术人员及高校相关专业大学生、研究生参考。

图书在版编目(CIP)数据

声波测井和可控震源地震勘探中的非线性波场/(俄罗斯)К. И. 洛吉诺夫等著;闻博译;裘慰庭校. —北京:石油工业出版社,2015. 12

ISBN 978-7-5183-0990-0

I. 声…

II. ①洛…②闻…③裘…

III. ①声波测井-非线性波-研究

②地震勘探-非线性波-研究

IV. ①P631.8 ②P631.4

中国版本图书馆CIP数据核字(2015)第296048号

Перевод с русского языка:

《Нелинейные волновые поля в акустическом каротаже и вибрационной сейсморазведке》

Авторы: Логинов К. И., Жуков А. П., Шнейерсон М. Б., Логинов И. В.

ISBN: 978-5-88942-115-3

© Логинов К. И., Жуков А. П., Шнейерсон М. Б., Логинов И. В., 2012.

Все права защищены.

本书经原作者授权石油工业出版社有限公司翻译出版。版权所有,侵权必究。

北京市版权局著作权合同登记号:01-2016-0363

出版发行:石油工业出版社

(北京安定门外安华里2区1号 100011)

网 址:www.petropub.com

编辑部:(010)64523533

图书营销中心:(010)64523633

经 销:全国新华书店

印 刷:北京中石油彩色印刷有限责任公司

2015年12月第1版 2015年12月第1次印刷

850×1168毫米 开本:1/32 印张:2.625

字数:65千字

定价:28.00元

(如出现印装质量问题,我社图书营销中心负责调换)

版权所有,翻印必究

前 言

地震勘探和声波测井中波场的非线性效应长久以来一直受到众多研究者的关注。到目前为止,为了确认地球物理学中两种方法的波场存在非线性分量,已经完成了一系列理论和试验工作^[2,4,8,11,15]。实际上,在现实的地质环境中,尤其是在碳氢化合物聚集区,采用地震和声波测井的方法,其波场具有非线性特征这一事实已不再引起大家的疑问。争论的焦点在于我们所研究波场的非线性的强度和其在解决实际问题中的应用。在相关的波学领域(声学、无线电物理、光学等),已经形成了这样的学科方向,比如非线性声学,非线性光学,以及非线性波传播过程理论。非线性地震勘探和非线性声波测井可以划入这个理论中的一个类别。

尽管如此,非线性理论在地球物理中的实际应用范围并不是十分广泛。这是因为大多数情况下线性理论可以解决的问题比较全面,而且可以为几乎全部的构造问题提供结论性依据,有时候线性理论也可以解决一些非构造性的问题。

然而,在井中声学、可控震源地震勘探、爆炸物理、油田监测及其他领域中,最新成果是不可能完全用波场线性理论来解释的。因此,有必要系统地研究非线性效应在弹性波微小变形的激发和传播过程中所起的作用。

可以这样说,在声波测井和地震勘探方面对非线性效应的科学研究和试验将会是地球物理学中地震勘探和声波测井方法进一步发展和完善的基础。

在自然界中不存在绝对的线性系统,因此所有实际的力学系统都是非线性的。然而,通常出于各种原因考虑,一般是为了简单和快速地得到结果,我们把这个系统当做是“线性的”,并认为系统的非线性特征是可以忽略不计的,也会使别人相信可以忽略其非线性特征。这种处理方式在地球物理学和其他相关学科中应用非常广泛(比如声学、光学等)。

声波测井和地震勘探实际波场非线性的产生是由弹性理论方程的非线性、胡克定律的近似性、可控震源的特性和传递负载的方式所决定的,这是最根本、最原始的原因。

波的振动和传播理论是基于弹性能量表达式按级数展开的形变张量。在展开的各部分中,假设三阶或更高阶的数值非常微小,可忽略不计,这样,方程就只具有线性特征。本书所关注的展开式中的高阶项破坏了线性特征,出现了新的效应,这是由运动方程的非线性产生的。

这些原因引起的非线性是几何上的,它与形变物体的物理性质和属性无关。

第二种非线性类型是物理上的——这种非线性受制于形变和应力,具有自身独有的特征,与岩石的非均质性、裂隙、孔隙、油气饱和度等特性有关。

我们所观测到的波场中出现的非线性成分,一般与在多孔环境中(有裂缝)及外部动态荷载的作用下产生流体流动的过程密切相关。国内和国外学者的研究指出,在这样的介质中声波传播时会发生液相相对固相的位移(岩石骨架),进而会产生次声纵波,其具有传播速度慢和高衰减性的特征^[10,12,15,17,18]。次声波的形成及其与原波场的相互作用,改变了多孔流体饱和介质的物理属性,使

得我们所观测的波场中出现了非线性分量。

近几年的理论和实践研究表明,两相或三相储层是油气田典型的特征,具有明显的非线性特征^[4,5,11,12]。其中油藏中的气泡起着非常重要的作用,在弹性波穿过的时候,气泡很容易由自由状态变成溶解状态,改变自己的体积,从而导致储层物理性质的改变,进而导致在我们所观测的波场中出现非线性分量。从这里可以看出,油气饱和岩石的非线性程度高于围岩。发现波场非线性元素为开发新的非传统的发现油气藏的方法奠定了基础。

在可控震源地震勘探中还有一个出现非线性元素的原因。

现代可控震源地震勘探的振动特性是这样的,尽管已经开发的震源单位负载相对较小,但震源的激发平板和惯性质量的多向运动是不对称的,这就导致了激发振动的畸变和非线性的失真,特别是在低频区域^[1,14,16]。这样就出现了谐波的非线性波成分,这些谐波成分在激发的信号中是没有的。这将会使记录的波谱成分增加,并可能在不同的频带中使沉积剖面显示得更清楚。这种非线性是机械性的,并在可控震源地震勘探中发挥极其重要的作用。

这样,几何学的、物理学的、机械性的非线性特性构成了用于检测多孔和裂隙中充满流体介质和发现液态或气态碳氢化合物矿藏的非线性可控震源地震勘探和非线性声波测井方法的物理基础。

本书各章节描述了地震波场和声波测井波场的非线性效应的理论基础,介绍了方法试验成果,显示出该技术应用于检测岩石孔隙和裂缝中充满流体介质或烃类的可能性。

目 录

1 非线性波现象的理论基础	(1)
1.1 几何非线性与物理非线性	(1)
1.2 机械非线性	(7)
2 声波测井波场的非线性现象	(10)
2.1 渗透介质声波测井中点测时的波场	(11)
2.2 渗透介质声波测井中连续测井时的波场	(21)
2.3 实验室试验	(25)
3 可控震源地震勘探的非线性波场及其实际应用	(46)
3.1 沉积层中碳氢化合物预测试验	(46)
3.2 谐波方法	(69)
后记	(74)
参考文献	(75)

1 非线性波现象的理论基础

从数学角度来看,波在非弹性介质中传播问题的解决十分困难,这已经超出了本书的研究范围。

鉴于此,下面就介质非线性特征中的一部分问题进行讨论。非线性特征的介质可用于评价谐波相对强度,获得适用于具有非线性特征介质的胡克方程,并用于研究可控震源激发地震波的特性。

1.1 几何非线性与物理非线性

几何非线性受制于介质中位移矢量点和形变张量之间的非线性关系。这个问题的部分解决方案请关注参考文献[3]。

一般来说,地震勘探和声波测井的振动源的尺寸比激发波的波长短得多。因此处理单极点辐射(即无力矩辐射)的问题可以认为是理想状态下的球形对称弹性非线性均质介质中完成的。

描述介质点运动的相应方程的形式为^[3]

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{2}{x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2u}{x^2} = n \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

式中: u, x 和 t 分别为介质点的位移、到单极中心点的距离和相应的时间; c 为波传播的速度; n 为非线性参数,等于三级和二级弹性常数比。

当 $\frac{\pi}{\lambda} \leq 1$ 时(λ 为波长),可以通过连续近似值的方法来运算运动方程^[3],即

$$U(x, t) = u_0(x, t) + V(x, t)$$

式中： u_0 为线性问题的解，也就是当 $n=0$ 时的解； V 为非线性校正值。

于是得出了这样的结论：在震源激发的波谱中，不仅会出现与介质非线性特征相关的低频成分，也会出现高频成分。

波在具有非线性特征的介质中传播具有以下特征：

(1) 不同频率间不是相互干扰，而是相互作用形成具有叠频和差频的振动；

(2) 出现谐波振动和次谐波振动，它们的频率是基波的 n 倍或 $1/n$ 倍；

(3) 激发程度与所观测到的振动之间的比例被破坏^[6,10,11]。

波在相互作用中会发生部分能量从一个波传向另外波的现象。这个过程十分复杂，并表现出使系统达到平衡的倾向^[8]。在波相互作用和能量从这个波传向其他波的基础上可能实现所谓的波的参数相互作用^[7,8,9]。其中，频率为 ω_3 的高能量波（如打气筒）用于给频率为 ω_1 的弱波增强能量（参数放大器）或者用于激发（参数发生器）形成新的波。同时还会出现具有第 3 种频率 $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$ 的波。参数变化的过程是一个衰退过程，因为能量量子 $h\omega_3$ 在衰退过程中会分成两种： $h\omega_1$ 和 $h\omega_2$ ，并且在参数的相互作用中至少会有 3 种波参与。

在声波的参数发射和接收中会应用到波非线性相互作用^[7,9]。同传统的激发和接收声波方法相比具有明显优势，特别是当发射探头与接收探头的间距较小时，可以用来接收窄幅方向图。

前面已指出，受形变和应力影响的物理非线性具有非线性特征。从形成的历史上看，以胡克定律线性近似为基础的线性理论在地震勘探和地球物理领域占据着主导地位。但是理论上从简单到复杂的变化过程和实验数据的积累还是要考虑胡克定律中的非线性成分^[2,8]。

问题在于,“线性特性”的实际系统非常少。大多数情况下,采用忽略二阶或更高阶运动方程的组成分量的相对坐标和速度的方式,将实际情况简化后才会出现完全线性的特征。例如,在振动将要达到平衡位置时才会构成弹性系统微小振动的线性方程。假如获得了足够多的初始微弱扰动,系统整体还保持静态,此时动能和势能只能通过低阶分量来表达,其他阶的可以暂时抛在一旁,不用考虑。这样就出现了有常数的线性微分运动方程,这对于解决许多实际问题是有用的。

然而系统的线性化是一条简化实际进程的道路,其所得的结果即使是用于粗略的计算也是不能接受的。无论如何,线性化制约了系统物理特性全面和向各个方向展开的可能性,并可能导致介质的扰动响应出现不正确的结果。

此处还应当指出,被傅里叶级数分解了的外部力量对非线性系统的作用不等于这一级数每个独立谐波项线性作用的总和。在非线性系统中频率大部分还是取决于振动的振幅。

众所周知,许多材料即使是在发生微小形变时也不遵循胡克线性定律。固体的宏观研究表明,在负载为 1kg/cm^2 时它们的弹性特征也并不严格遵循胡克定律^[11]。

我们所看到的最明显的差异出现在沉积剖面上层部分形成的沉积岩和油气田中。

由两相或三相构成的含油气岩石具有极其明显的非线性特征^[11]。特别是气泡的作用非常巨大,有些类似于受裂隙影响的固体非线性特性^[11]。

描述弹性波在具有非线性特征的介质中传播的过程在数学上有很大的难度。直至今日,在各向同性介质中振动无损传播时,弹性非线性理论基础仍在研究之中,但可以用于表述流动过程的一般特征和对谐波分量的振幅进行评价^[1,7,15]。弹性非线性理论的叙述要从形变开始^[7]。

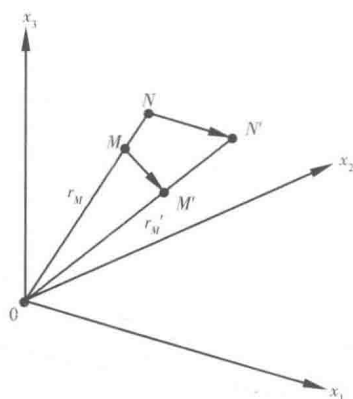


图 1.1 固体形变的确定

设固体上任意一点为 M (图 1.1), 向量半径为 r_M 。在外部力的作用下点 M 以 r_M 为向量半径位移到 M' 。则 M 点的位移 $u_M = r_{M'} - r_M$ 。

位移不用来确定物体的形变, 因为它有可能是由于物体的旋转或者移动造成的。形变的程度是用两个最近点之间距离来衡量的, 例如点 M 和 N (图 1.1)。形变前两者之间距离的平方表示为

$$ds^2 = |r_M - r_N|^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = dx_i^2$$

发生形变后则为

$$ds'^2 = |r_{M'} - r_{N'}|^2 = |r_M + u_M - r_N - u_N|^2 = (dx_i + du_i)^2$$

当 $u = u(x_1, x_2, x_3)$, $du_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k$ 时, 由于形变而引起的 M 点和 N 点之间距离的变化等于 $ds'^2 - ds^2 = 2u_{ik} dx_i dx_k$, 其中 u_{ik} 为形变张量分量, 它的计算公式为

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$$

弹性形变张量是对称的, 也就是说 $u_{ik} = u_{ki}$ 。坐标轴 x_1, x_2, x_3 (u_{11}, u_{22}, u_{33}) 中的形变张量分量由两点之间的相对距离变化来衡量。

形变张量非线性地取决于坐标内所产生的位移向量分量。这是由于形变 MN 之间的线段长度的改变用形变后线段的长度来衡

量而引发的。

通过坐标的变换表示固体各点形变张量,就如同沿 3 条相互垂直的轴线压缩或拉伸这些轴线,即所谓的该点形变主方向。

在此还要指出,如果形变过小和弹塑性波的振幅超过岩石弹性极限的情况,则不予关注。

在固体其他部分未发生形变的状态下,这些部分会保持机械上的平衡,合力为零。如果在非形变状态下在固体上划出一小块面积 ds ,形变后为 ds' ,对这个面积施加一个作用力,该作用力不仅取决于这块面积的中心在形变物体中所处的位置,还与垂直于 ds' 的单位向量 n' 的方向有关。力的向量分量表示为^[7]

$$df_i = \bar{\sigma}_{ik} n'_k ds'$$

式中: $\bar{\sigma}_{ik}$ 表示应力张量。

当形变非常小时,坐标内形变前和形变物体的应力张量之间没有明显差别。

可以这样来表示,应用未形变物体的坐标,应力张量为^[7]

$$\bar{\sigma}_{ik} = \partial U / \partial (\partial u_i / \partial x_k)$$

式中: U 表示内能。

这个值具有作用于 ds' 面积的力的 i 组分意义,且在形变前这个面积的法线是沿着 K 轴的方向。这种比例关系确定了固体介质在形变后应力精度可达第二阶最小值。需要指出的是,广义上的应力张量是不对称的,也就是说 $\sigma_{ik} \neq \sigma_{ki}$ 。

为了得到固体形变部分的运动方程,首先我们需要知道在形变过程中作用于这一部分的体积力和外力。外力是可以设定的,体积力可以通过形变物体的内能来确定。内能是形变张量分量的函数。

$U = U(J_1, J_2, J_3)$, 其中 J_1, J_2, J_3 是 3 个坐标轴张量分量,精确拆分这个函数可达第三级最小值,即^[7]

$$\begin{aligned}
 U = U(0,0,0) + \frac{\partial U}{\partial J_1} \Big|_0 J_1 + \frac{\partial U}{\partial J_2} \Big|_0 J_2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial J_1^2} \Big|_0 J_1^2 + \frac{\partial U}{\partial J_3} \Big|_0 J_3 \\
 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial J_1 \partial J_2} \Big|_0 J_1 J_2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial J_1^3} \Big|_0 J_1^3 + \dots
 \end{aligned} \quad (1.1)$$

这样,过剩的能量就变成了研究的客体,即

$$U(0,0,0) = 0 \text{ 和 } \frac{\partial U}{\partial J_1} \Big|_0 = 0$$

在弹性非线性理论中^[7],存在这样的认识,即

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial U}{\partial J_2} \Big|_0 = -2\mu; \quad \frac{\partial U}{\partial J_3} \Big|_0 = n = A; \quad \frac{\partial^2 U}{\partial J_1^2} \Big|_0 = K + \frac{4}{3}\mu; \\
 \frac{\partial^2 U}{\partial J_1 \partial J_2} \Big|_0 = -4m = -2A - 4B; \quad \frac{\partial^2 U}{\partial J_3^2} \Big|_0 = 4m + 2l = 2A + 6B + 2C
 \end{aligned} \quad (1.2)$$

从方程(1.1)和方程(1.2)可以得出,二阶近似的均质固体的非线性特征由5个常数来确定。常数中有2个是线性的——即全面压缩模量 K 和移位模量 η ,另外3个常数则是非线性的。因此选择了三阶模量 A 、 B 和 C ^[7]。二阶近似弹性非线性理论和适应于该理论的介质被称为5常数^[7,8]。如果想研究均质介质第三阶的最小数值,则需引入第四阶的4个模量,以此类推。由于计算的复杂性,最常被用到的还是所研究介质的5个常数。还应当指出的是,在弹性5常数理论中,应力和形变之间存在着一致关系,同时还存在流动性、可塑性等现象,我们将其排除在外,不予研究。

固体运动方程表示为^[7]

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_i}$$

式中: $\sigma_{ik} = \mu$, 它是广义应力张量的组分。

σ_{ik} 具有以下的比例关系,即

$$\begin{aligned}\sigma_{ik} = & \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) + \left(K - \frac{2\mu}{3} \right) \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ik} \\ & + \left(\mu + \frac{A}{4} \right) \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \frac{\partial u_l}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \right) \\ & + \frac{K - \frac{2}{3}\mu + B}{2} \left[\left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} \right)^2 \delta_{ik} + 2 \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right] + \frac{A}{4} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \\ & + \frac{B}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \delta_{ik} + 2 \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \right) + C \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right)^2 \delta_{ik}\end{aligned}$$

上面的表达式称为胡克定律的一般表达。运动方程与其组合,变换后可得到下面的式子,即

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} - \left(K + \frac{\mu}{3} \right) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_j \partial x_i} = F_i \quad (1.3)$$

式中: F_i 是体积力的第 i 个分量,是坐标内相对位移派生的二阶最小值。

方程(1.3)和边界条件、初始条件一起构成了弹性 5 常数理论的基础。由于几何非线性和胡克一般定律的非线性,因而方程也是非线性的^[7,11]。弹性 5 常数理论与线性理论一样,也假定在所研究的介质中的任何一个点都处于理想的均质状态。然而不均匀性的存在,还是会对三阶弹性模量和所记录波场的参数产生影响,这也可以为所研究介质的构造提供一些补充信息。

1.2 机械非线性

可控震源激发平板与土壤半空间相互作用形成的现象属于机械非线性。二者相互作用的结果是在振动记录中出现了谐波和次

谐波组分。在用现有的标准方法对所获资料的品质进行评估时,谐波和次谐波的存在是人们不希望看到的,它们的出现会降低所记录波的振幅和分辨率。然而从地震谐波非线性角度来看,谐波和次谐波则被认为是波场的组成部分,携带着一些有关介质的有用信息。因此,从这个角度来看,非线性波相对来说也是有用的。

液压可控震源产生的地震波在激发过程中会出现非线性成分,形成的原因有以下两种:在传递对介质的力时,可控震源激发平板与土壤相互作用;在可控震源激发器形成变化的作用力时,会引发可控震源液压机械部分产生非线性过程。

平板连同传动杆、活塞、液压缸(重锤)形成一个完整的机械系统,由力的内部变量驱动。当活塞和平板向一个方向运动时,重锤则会向另外一个方向运动。最后如果重锤可以从中间位置向上或向下自由运动,那么活塞连同平板将受对其产生阻力的土壤的限制,因为可控震源是弹性形变的工作模式。当计算可控震源的结构时,活塞和气缸(活塞行程)相对位移会作为参数之一,且应具有最低频率。鉴于此,当频率增加时,活塞行程则以其平方倍数减小,在高频率情况下,活塞和气缸的相对位移足够大。对于许多可控震源结构来说,在低频时该值可能达到4~5cm,并且在所有情况下,它超过了土壤的弹性形变的极限。

由于惯性质量可自由地上下移动,而活塞连同激发平板的运动却受到限制,这就导致了受激振荡的失真:它们变成不平衡的复杂的高次谐波。失真的水平是由活塞行程和工区土壤压缩特点确定。随着振动频率的增加,激发平板位移振幅却不断减小,从某一个频率开始达到平衡,然后会低于岩石土壤的弹性极限。随着频率的增加谐波水平会降低,这个事实已为试验所证实(图1.2)。

周围土壤对可控震源激发平板对加诸于其身的或“正”或“负”的不对称作用也会产生谐波。当施加一个正向作用时,土壤会产生一个附加的荷载,而施加一个负向作用时,荷载则会部分消失。

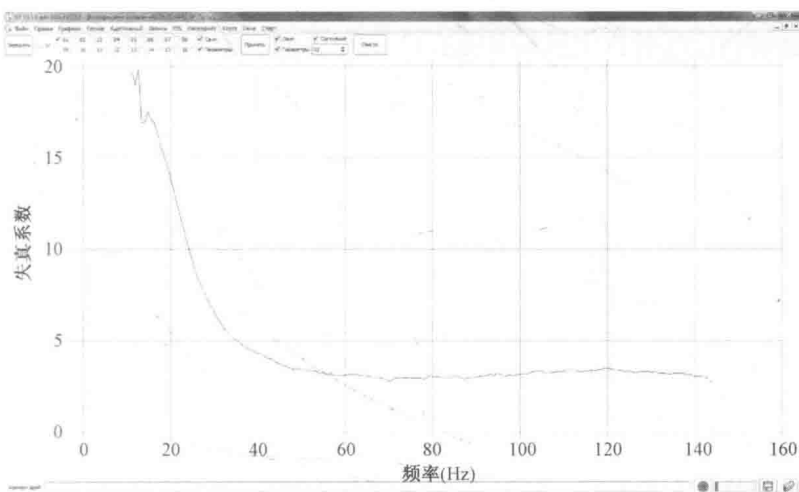


图 1.2 激发振动非线性失真系数与频率的关系

在应力和形变呈非线性依附关系时,不同方向的作用会导致可控震源激发程度出现差异。

非线性失真的另一个原因出现在液压可控震源转换器中,通过滑阀边缘的液体流量和液压缸空腔压力的增大与滑阀入口的电信号和工作的组成成分的位移呈非线性关系。由于可控震源激发器输出信号与输入信号的差异,导致了波出现非线性失真现象^[4,11,14]。在分析放置在可控震源激发器重锤和平板的加速度或速度传感器上发出的电信号的基础上,可以对与液压传动装置工作相关联的高频谐波的强度进行评价。

非线性失真程度曲线的分析如下^[4,14]：

(1) 在低频部分可观察到严重的非线性失真。

(2) 随着频率的增高,失真程度逐渐降低。然后,因可控震源振动激发器通道内液体的流动而产生失真,失真程度会略微有些增强。

2 声波测井波场的非线性现象

前面已经指出,波在实际的地质介质中传播时,具有非线性的、“异常”的特征。此处和后面用到的术语“异常”,是指不在地质介质传统认识框架内的一些现象。

更加详细的“异常”现象可以在超声波测井、实验室物理模拟和地面地震数据分析中观察到。涵盖范围如此广泛的勘探方法和相关现象有一个共同的特点,即在各种情况下,我们所观察的效应的值与介质孔隙度和渗透性的程度、液相相对于岩层移动的能力之间均存在关联性。基于此,就有可能在更宽广的频带上,讨论波与波之间和波与渗透介质之间存在的非线性相互作用的统一机制。

在对实验材料进行描述之前,还需要指出,在使用“非线性”一词来解释激发短脉冲信号(激发脉冲信号的方法在所有的实验中都会用到,包括本章)所产生的效应时,乍看之下似乎并不正确。事实上,如果借用物理非线性声学中的“经典”概念,那么非线性的出现就变得比较容易理解。借用这个概念,“非线性”效应首先在倍频波、次谐波和复频波频谱图中出现。

事实上,有充分的证据表明,在初始宽频带脉冲中想辨别区分出上面提到的频率是非常困难的。而如果使用意义更为广泛的地震和声波测井的非线性来解释,就可以很容易地消除这样的矛盾,地震和声波测井的非线性表现在以下几个方面:

(1)当信号源发射的信号振幅发生变化时,介质响应的振幅哪怕在介质局部范围内或即使从一个频率范围到另一个频率范围都会以另一种比例变化。

(2)信号能量从一个频带向其他频带转移,转移规律不一定与