

标准海区中的浅水声衰减

P. Wille, R. Thiele 和 E. Schunk

德国基尔城, 水声及地球物理研究所

摘要: 本文是研究标准海区中在各种海洋条件下的浅水衰减损失。用船舶-飞机联合观测的方法、结合有关的环境参数确定了声传播特性。选定海区中的全部环境参数仅有很微小的横向变化, 因此能够顺利地掌握观测。迄今所得的数据指出: 在声传播中有或无海面因素加入, 对衰减特性具有典型的频率响应差异。在仅有海底参与声传播的情况下, 衰减的幅度和频响为由一海底模型所组成的一级近似, 此模型只相当于一个具有复数声速和密度的准流体、平滑、分层的海底。

引言

浅海声学检测距离主要是由改变传声渠道的物理特性限定的, 靠技术方法能作极小的改进。然而, 知道某海洋条件下所能达到的距离, 具有莫大的实用价值。

在介质中, 尤其在浅海中, 决定性的和随机的变化很复杂, 要作相当大的简化之后方可应用声线理论描述传播[1, 2]或应用波动理论予以近似[3, 4]。两种理论描述必须受到检查并符合声场实验结果。这样的观测要求同时测量介质和声场(考虑到被测量的统计特性), 只能在有限的范围内得到满足。[5-7]

本文概述了一些实验(选自1968年到1971年间所作的一系列测量), 都限于两个方面的测量, 一是声强级随距离的变化, 一是浅海中作为频率的函数的衰减损失。在对定量声线密度模型所作的类似研究完成之前, 环境状况的详细描述允许对结论加以讨论。

对这里所提供的观测的主要妨碍是流行的船舶实验方法对整个感兴趣海区中的状况, 在空间上不允许作概要的观测。因此, 用在水平方向上和时间上具有缓变特性的观测海区来代替同时的场一扫描的方法。在海面处于准稳定状态的短时间内, 我们用沿距离的空间平均而不用时间平均来确定声衰减, 并用飞机以缩短观测时间。另外, 选定的海区要具备按照海洋方位自由选择传播方向的条件。

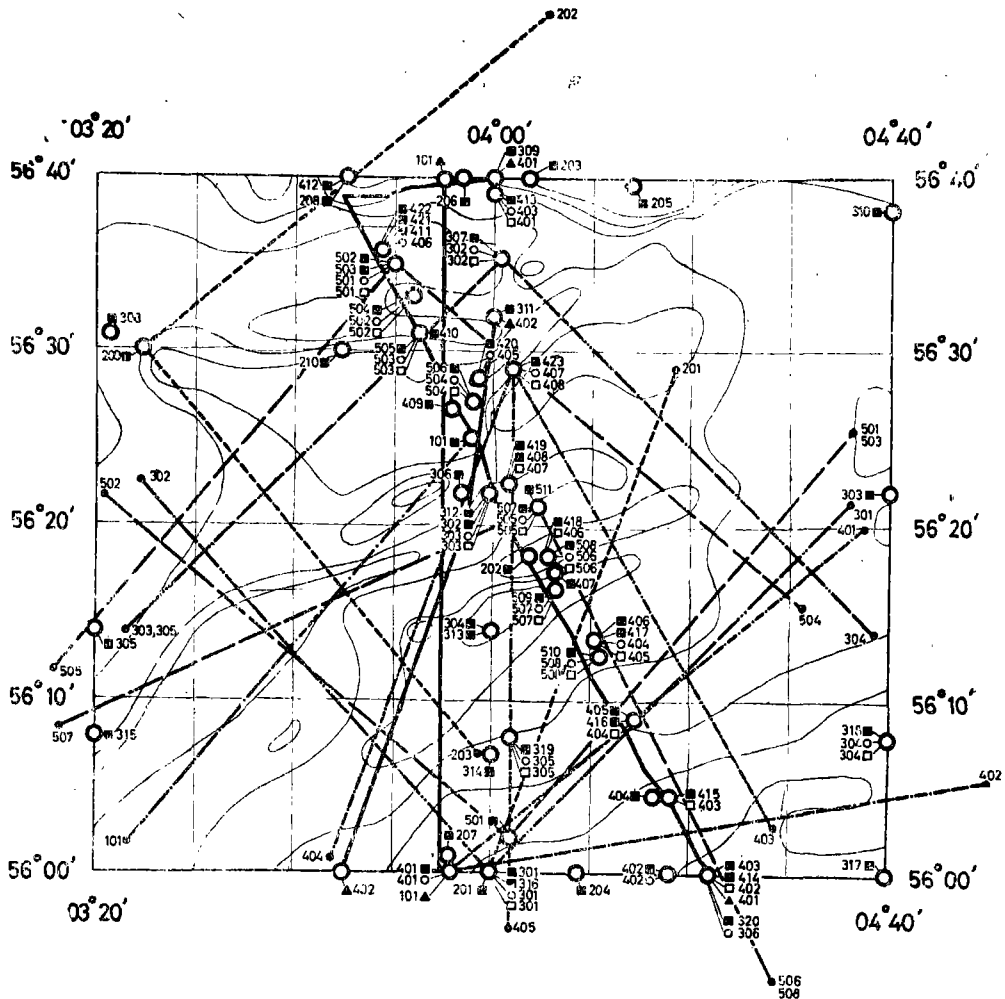
这样, 标准海区大小的确定是在需要的距离与均匀环境可达到的最大水平范围之间取折衷, 环境观测证实了这个先决条件, 它又反过来确定了声学观测的可用性。因为目的是借助数值模型来确定由海面、海水和海底影响的传播衰减的综合结果, 其中每种环境分量都将分别处理。

然而, 与声传播有关的环境特性的问题, 尤其是关于描述的合适方法和必要的精度问题, 从目前采用的传播模型的发展现状来看, 还不能充分解答。对于海底特别如此, 一般说来, 其他环境参数的状况也类似。这样, 对它们的充分描述的限制就不只是学术上的了, 因此人们不得不大大依赖估计工作。

第一部分

一、声学观测

浅海传播损失（包括衰减和几何扩展损失）是由沿水平观测距离而变化的声级曲线确定的，这个损失是由包括非相干部分在内的总声能确定的，只有在一定的条件下，衰减损失指数才是与距离无关的量，而是由声学环境参数同有效信号频带以及发射器和接收器的深度和指向性确定的。由于某些环境参数（包括衰减损失）是一些随机量，衰减损失图将以平均值（其中部分标出方差）表示。全部观测都采用固定深度的无方向性声源和接收器。



标准海区“大渔夫沙洲”

图1 总站位图，○为观测站并且：●作传播衰减实验时的30湮飞行的终点，每个站位都观测海况，■声速断面，□海底照像，○沉积物取样，▲沉积物回声图，站位的第一个数字含义：1：1968年2月，2：1968年10月，3：1969年6月，4：1970年8月，5：1971年2月。最右两位数字是观测的顺次。等深线是按图13中的深度图划的；回声断面未编入。

二、观测程序

每一系列观测有30个爆炸声源（500克TNT），用飞机沿30哩的航线投掷下来，炸药在深度 27 ± 1 米处爆炸，产生的信号在深度20米（ -10% ）处用横向水平的线阵监听，此阵由从接收船上分别吊放下来的10个水听器组成。水听器的空间间隔仅用来取得信号的平均值，水听器接收的信号记录到各个调频磁带通道上，频率范围从10赫到10千赫。由抛锚的调查船行星号“寂静的船”的噪声级给出最大观测S/N，（在深度20米处，背景噪声级 ≈ 15 分贝，参考级1微巴）。由爆炸深度的变化引起的声源信号谱级的变化小于1分贝【8】

用飞机雷达沿航线定位，逐点爆炸的间距精确度在2%以内。不论平行于或是垂直于风向，飞机总是以150节的速度按固定航向飞行，图1提供了全部实验的飞行路线以及环境观测的站位。用1/3倍频程带宽来估计每次爆炸的数值，用大的带宽是想避免由于干涉起伏引起的能量密度的空间变化。

三、用声级曲线表示的观测结果

当声级画成水平距离的函数的時候，它提供了这样一个信息，即声在界面上的入射角和散射角的分布与位置无关。只有在这个条件下，才能导出衰减系数与距离无关。

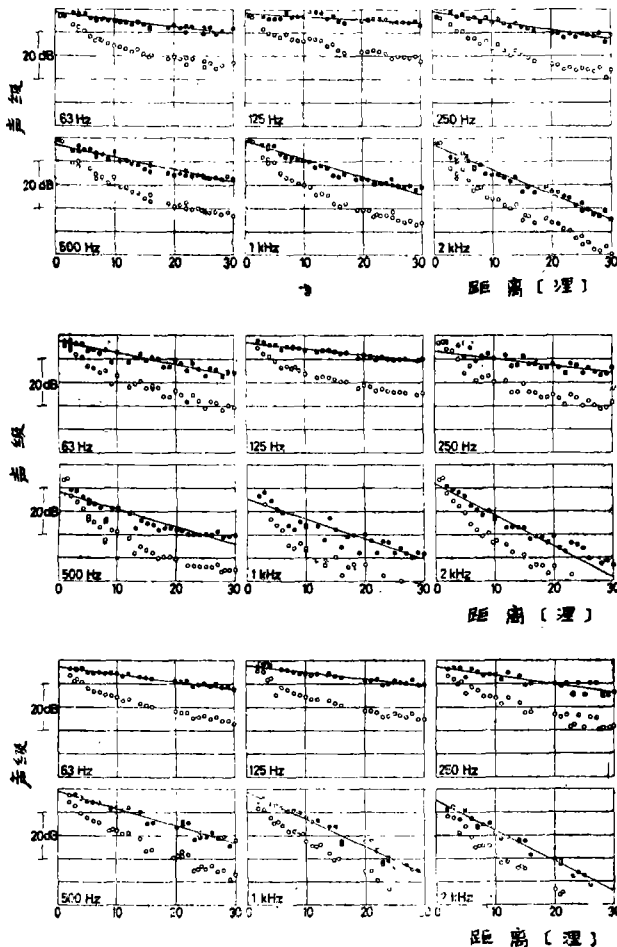


图2 作为距离函数的爆炸信号谱声级的衰减。上：●101飞行系列，68年2月，与风向垂直。中：●301飞行系列，69年6月，与风向平行。底：●305飞行系列，69年6月，与风向垂直。声级随距离的变化，圆圈：总能量，1/3倍频程带宽。黑点：用二维几何衰减校准过的。

图2指出, 选用1/3倍频程带宽的资料, 经过柱面扩展校正之后, 实验结果显示观测声级随距离近似呈指数衰减, 介质的衰减和边界上的能量损失共同构成这种指数衰减。两种不同的机理使得衰减指数*实质上不依赖于离声源的距离。在夏季分层的情况下, 如●301和●305飞行系列(见图2), 像声线轨迹导出的结论一样, 声折射与依赖角度的海底吸收** (即使是具有平滑界面的海底) 合在一起使海底掠射角的范围很窄, 几乎是常数 12° 。在这例子中因为出现的声速结构阻止了远海面来的声线, 所以不存在海面影响的问题。●301和●305的观测任凭海况变化均显示不出重大的差别。

当信道不分层(如观测●101)时, 至少要有一个界面是粗糙的, 入射角和散射角的分布才能够与距离无关。当较陡角的声散射被这些陡角下较强的海底吸收抵消时, 散射角的分布呈平衡状态。当考虑到存在表面散射角的分布和海底阻抗的指向性变化时, 要计算达到平衡点处离声源的距离就需要模拟多重散射过程。对于表面起作用的观测实例, 仅在几哩之后就明显地出现了平衡。

周期性的会聚区可以发生在分层的信道中, 但在图2的观测中没有显示出来, 原因有2:
①逐次爆炸之间的距离, 使得不能细查声线在海底的跨度, 在●301次观测中它近似为0.5哩。
②计算表明, 在大量的反射过程中, 边界面微弱的粗糙就足以使周期性的会聚变模糊起来。图2中线性加权平均值的偏差(由会聚导致)与由横向环境变化、限定带宽和爆炸深度变化等引起的观测变化值大约相等。线性加权平均值导致的局部声级的标准偏差范围从最小衰减区的1—2分贝到最大衰减区的3—6分贝。

四、衰减损失与频率的关系

图3画出了用1/3倍频程带宽测得的平均衰减损失值, 并绘成了频率的函数图, 是在2—30哩之间各种环境条件下观测的。这些数值都经过柱面扩展损失校准过, 但包括介质衰减。

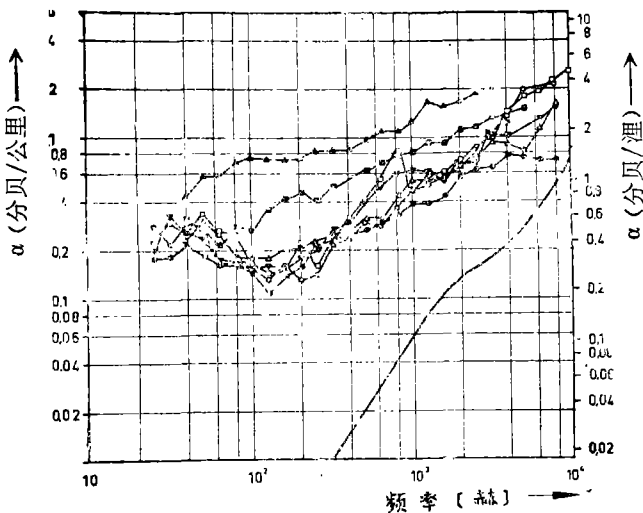
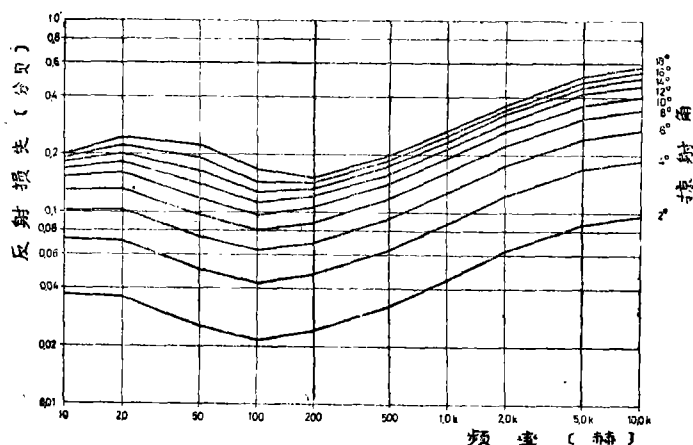


图3. 选定海洋条件下的浅海声衰减损失, 曲线画出了2—30哩范围内爆炸信号衰减损失的平均值, 用1/3倍频程带宽, 数值经柱面扩展损失校准过, 但包括介质衰减(底下的曲线)【18】。●为●101飞行系列, 68年2月, 与风向垂直, 波高3米。□为●301飞行系列, 69年6月, 与风向平行, 波高0.5米。○为●304飞行系列, 69年6月与风向平行波高1米。▼为●305飞行系列, 69年6月, 与风向垂直, 波高1米, △为●201飞行系列, 68年10月, 与风向平行, 波高0.3米。■为●202飞行系列, 68年10月, 与风向垂直, 波高1—2米。▼为●203飞行系列, 68年10月, 风向平行, 波高1—2米。

* 此处原文为边界面上的衰减指数, 似不妥, 改译为衰减指数——校者

** 通常认为海底吸收与角度无关, 此处作者的提法似可探讨。——校者

图3中所有曲线的共同特点是,在100赫附近达到最低点之后,这些平均值随频率的增大比介质衰减值随频率的增大要小。把同一海区作过的类似观测合到一起来看[5],在所研究的频段,不同的海况和介质分层造成的衰减系数变化接近10倍。扣去深水衰减之后(未示出),在200赫到5千赫频率范围内、衰减对频率的曲线分为两类:与 $f^{-1/2}$ 近似成比例的以及差不多遵循 $f^{-3/2}$ 规律的。前一类是声海面对传播发生作用的情况,后一类则不发生作用。



若频率增高, 由于声能量穿透深度减小, ρc —断面的近表面部分很重要。当频率大于 5 千赫时沉积物最上层的几十厘米即像半空间, 致使反射损失对频率的关系也与图 3 中表示的衰减损失观测曲线相似。计算的长波 (约 10 赫) 频率的性能是下层粘土起作用, 再下面看成为硬底了。尽管能确证的只有 2 米厚, 但在 100 赫附近的最小值却是 10 米厚的沙层引起的。模型中若采取更小的沙层厚度, 则最小值移至 500 赫。用此简单的模型, 至少在低频段不能进行衰减的数值预报, 特别是由于水层的截止频率近于 10 赫, 而频率高于截止频率的波导衰减总是要减小的。曲线的高频段中, 以 $f^{-0.45}$ 为函数式计算的衰减, 就难以得到同样的结论。相对于观测值的偏差可归因于海底的粗糙性和被忽略了的切变波的贡献。代之以稍微改变沉积物的衰减-频率关系 (或 ρc 断面的) 的参数的方法, 可得到与观测值完全一致的结果。但是这种一致丝毫不能说明有关的物理机理。

秋季衰减曲线因风向而异。注意，取自观测海区北部的 ●203，其高衰减具有反转分层的海洋条件，引起声波对表面的陡入射。在此我们看到了传播方向(垂直于波峰)和增加掠射角的联合影响，这种温跃层和海况的结合可导致最大衰减损失值。

五、结 论

夏季浅海衰减损失的总量及其对频率的关系能够用一个模型粗略的予以近似，此模型仅含有声速分层的海水和具有复数声速和密度的准液态、平滑、分层的海底。

特别当考虑到海底界面粗糙度和切变模的时候，才可能出现这样的定量描述，它能确定各种机理对声传播影响的优先次序。因为在实际应用中，在标准海区内不能得到环境参数的决定性知识，因此这些影响的优先次序在很大程度上决定了对预报模型的必要的简化。

第 二 部 分

六、标准观测海区

1. 海面特性

粗糙海面通过反射和散射只产生声能量的再分配[10]，并沿信号传播方向形成适当的界面位移特性。对声能来说海面的运动没有什么重要性。海面缺乏任何直接抽取能量的机理；它对能量损失的贡献是间接地、通过把声能量以陡入射角射向海底来完成的。当然由于海浪破碎而抛入介质中的气泡层是与海面相联系的，然而在大掠射角下，气泡的自然会聚不论是它屏蔽海面[11]还是它所产生的可观的吸收，都不能同海底的作用相比。不幸，许多海区中浅海的温度分层使得对海面的掠射角比海底上出现的小，这样声线路径要在气泡层中穿过很长的距离。因为观测的气泡分布无实用价值，所以必须参考风的记录和发表过的情报。[12]。

通常用功率密度的方向谱来描述海况，而不管位相。与声传播有关的海洋波数谱的上限由最高的声学波数确定(在这些实验中相应于10千赫)。当考虑海底粗糙度时曾运用过的方法在此同样有效。不过为了原理上和技术上的原因，要给以如下的限制：

(1) 代替方向谱的，只有对能量谱求值并详细记录风史。因与研究有关的风向变化(在必要的最大海况成熟期中)仍然小于波向分布的理论方差，故无必要用纵横摇摆的浮标进行方向分析。视觉资料足以确定涌浪的方向。

(2) 在一秒或小于一秒的时间内，海况的高频部分浮标不能分辨，可以用风矢量来描述。高频谱域中的准稳定区间随时间和空间两者而减小，因局部的暂时的风扰动之后跟随而来的是涟波。激光雷达的断面描扫提供了外推高频段的可能性的迹象。

(3) 因此选海区的地理位置离海岸和候锋甚远，故虽然希望但从对局部地区的风和波高的实际观测中决不允得出这样的结论，即沿声传播路径上的海况是各向同性的。实验飞行中进行的断面扫描证实了这点。

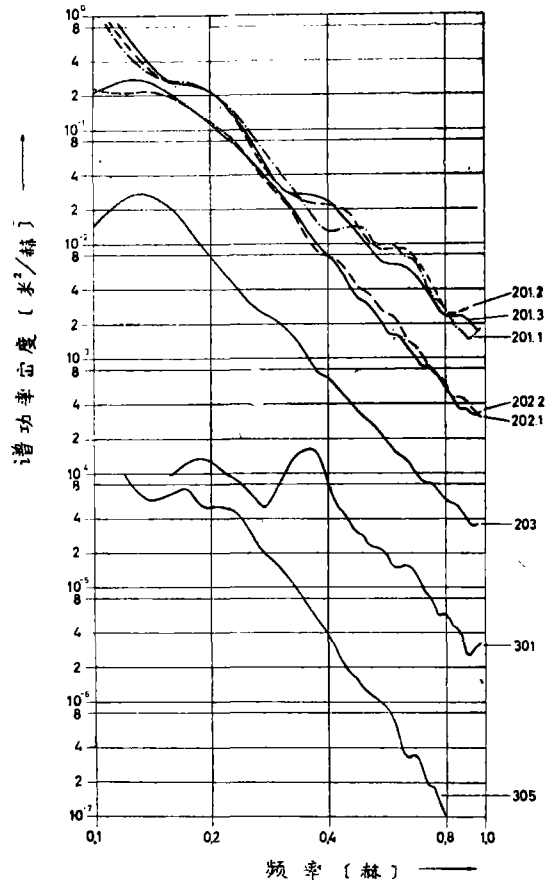
七、用浮标观测海况

(与德国汉堡市, 水文地理学院的H. 卡尔森及K. 里希特合作)

海况能量谱(图5)是由对纵横摇摆浮标[13]的垂直加速度进行的每半小时一次观测的时间序列组成的, 抽样间隔500毫秒。在频率分析中, 仅考虑对浮标的120厘米圆柱直径引起的几何观测误差作了环隙订正, 因为垂直谐振发生在1.7赫, 具有大约0.1赫3分贝的带宽, 所以动力误差可以忽略掉, 在给定的频域可以清楚的看出此谱对皮尔逊-莫斯科维契谱[14]的偏差。下面的海况谱和风力观测(图6)资料与同一次观测的声学序列一致。每半小时一次的海况观测差不多都与飞机飞行同时进行。

图5 浮观测海况谱的功率密度, 参数号码指出与图8中相联系的飞行系列。纵座标标度对●201系列是正好符合的, 下面的系列各要补偿一个数量级的范围。谱中小于涌浪周期的低频部分的上升是由于仪器的毛病造成的, 更进一步的数据如下:

飞行系列	有风的海(米)	涌(米)	有风的海(秒)	周期(秒)	涌浪方向
●101	3.0	...	6	...	...
●201	0.3	1.0	2.5	6	350°
●202	1.0	2.5	4	7	340°
●203	1.0	2.0	4	7	350°
●301	0.5	1.5	3	7	50°
●304 305	1.0	2.0	3	8	150°



(1) 在全部实验中, 谱的斜率(图5)介于●305序列的 f^{-5} 与●203序列的 $f^{-3.5}$ 之间, f 代表频率。

(2) 增强风力(图6, ●301序列)会导致过冲。[15] 就●201的三个谱来说, 取60分钟的间隔, 低频段中过冲的暂时发展是明显的。

(3) 在强烈风的扰动(●305)下进行观测, 谱的低频部分仍不变。

(4) 风轻微减弱(●202)以90分钟间隔观测●203, 低频谱段也未显出变化。

(5) 除●305观测站外, 全部风速足以使海面出现高频的涟波。

(6) ●101观测只有风的数据是可用的,它表示,在已充发展的强风吹动下的海面,可以料想到其斜率约为 f^{-5} 。

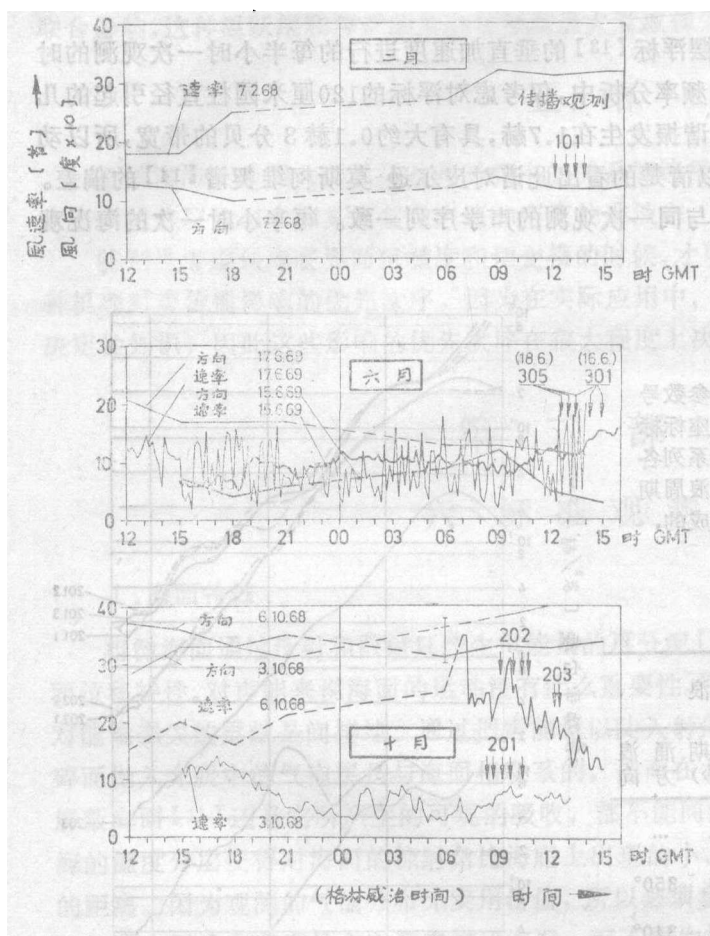


图6 按方向和速率记录的风速。
在海面之上13.5米的高度测得。风速率是10分钟内的平均值,(8小时平均中的一部分),风向:3小时平均值,箭头表示所测飞行序列的开始。

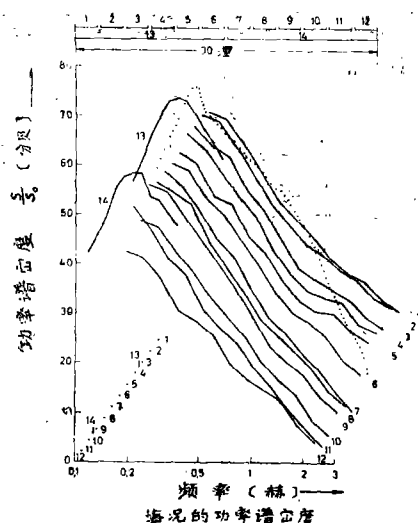
八、用激光观测海况;海况特性.

现在,用飞机和激光的断面扫描技术很容易对大范围的海面作综合性概述。这些实验中垂直分辨率达到 ± 2.5 厘米。在飞机速度为150节和响应时间为1毫秒[16]时,此方法可达到最高要求的海面波数(0.2cm^{-1})分辨率。对测得的谱作了飞机多谱勒位移的校正,与由飞行方向确定的断面路径一致。因为即使横飞路线也几乎不可能得到海况方向分布的定论,所以飞行路线总是选取主要的风向。局部波向用尝试法从海面照相取得。从这些照片中看,沿飞行路线的波浪方向根本没有明显可辨的变化。如果观测海区中的天气条件变暗了,就不能对这些照片进行数量估计了。[17]

对30哩范围的飞行中得到的海况录音磁带进行逐个断面分析,如图7所示,在低频数据中没有出现重大的变化;谱的平均斜率是 $f^{-4.5}$ 的形式。对于高频数据,特别是在3—5号断面中,谱的增高令人注目,有一个明显的过冲。低于1赫时与浮标的谱十分相符;高于此限,浮标的几何学标准是不可靠的。这些谱是属于●403声传播观测站的,其结果还不是全部可用

的。但是风的状况可粗略地与 ●203 观测站的相比较，此实验证实，长波海况下整个观测海区可以为均匀海区。

图7 用激光雷达观测，海况的相对能量谱【16】。此乃属于 ●430 飞行系列的谱；参量号码从研究船开始并表示溢出和分作每2.5涅为一段的分析。长波谱13、14 取基底断面的一半。座标原点的补偿如数字所示；浮标比较谱的补偿如断面谱1。



九、介质特性

按现有的知识是假定浅海介质吸收与深海的值相当。【18】因生物学影响而产生的附加衰减必须根据海区中生物体的密度来估计【19】，此处看作有少量鱼类。生物体的影响还不清楚但推测是很小的。浅海介质对衰减损失的最大贡献是间接地通过折射来控制海底反射损失。鉴于下述理由预料观测海区的内反射和散射的影响比起折射来为小：

(1) 相应于波数的声速的水平变化必定远远小于所研究声信号的以及界面粗糙度的水平变化。温跃层的平均斜率小于 0.03° 比极平坦的海底的斜率还要小，且其量级比具有海洋扰动的浅海区的小两个数量级【20】。在全部观察过的海洋状况中(68年10月)最弱的垂直梯度也比最强的水平梯度超过1或2个数量级。而且实验过程中没观察到内波。

(2) 垂直声速断面对于所研究的信号波长是稳定的。

(3) 与边界的贡献比较起来，由介质微结构引起的散射以及生物散射通常都假定很小。

下面对标准海区不同季节的分层特性的讨论表明，由于水平变化微弱、用少数声速断面的采样就足够了解声速场了。作为缓慢时域变化的结果，在信号传播时间瞬时介质结构可用船舶站进行观测归纳。

十、海洋概述

观测海区从冬季条件下的完全等温层变到夏季的温跃层是从4月开始形成的。顶水层的加温和混合使温跃层日益变薄和深潜，靠年中时潜到水深的一半。六月以后更弱的随气候而变化的第二个温跃层出现在第一个的上面。夏季期间，这两个温跃层之间的距离在缩小，直到秋季它们结合在一起，形成为两个近乎等温水体的分界面，两水体的上下厚度相等。十月份温度的反转更使温跃层衰退并开转向冬季条件。对选定的季节，在大多数情况下海水分层

可分为一层、三层或五层，各层具有等温度梯度。日变化影响层的厚度，但其温度梯度近乎不变。

按照统计分析，[21] 观测海区的水文条件只有很小的水平变化，北海中任何海区都具有最长的夏季分层时期。盐度不影响分层状况；其水平和垂直的最大变化为0.1‰，整个观测海区的平均盐度值为34.8‰。

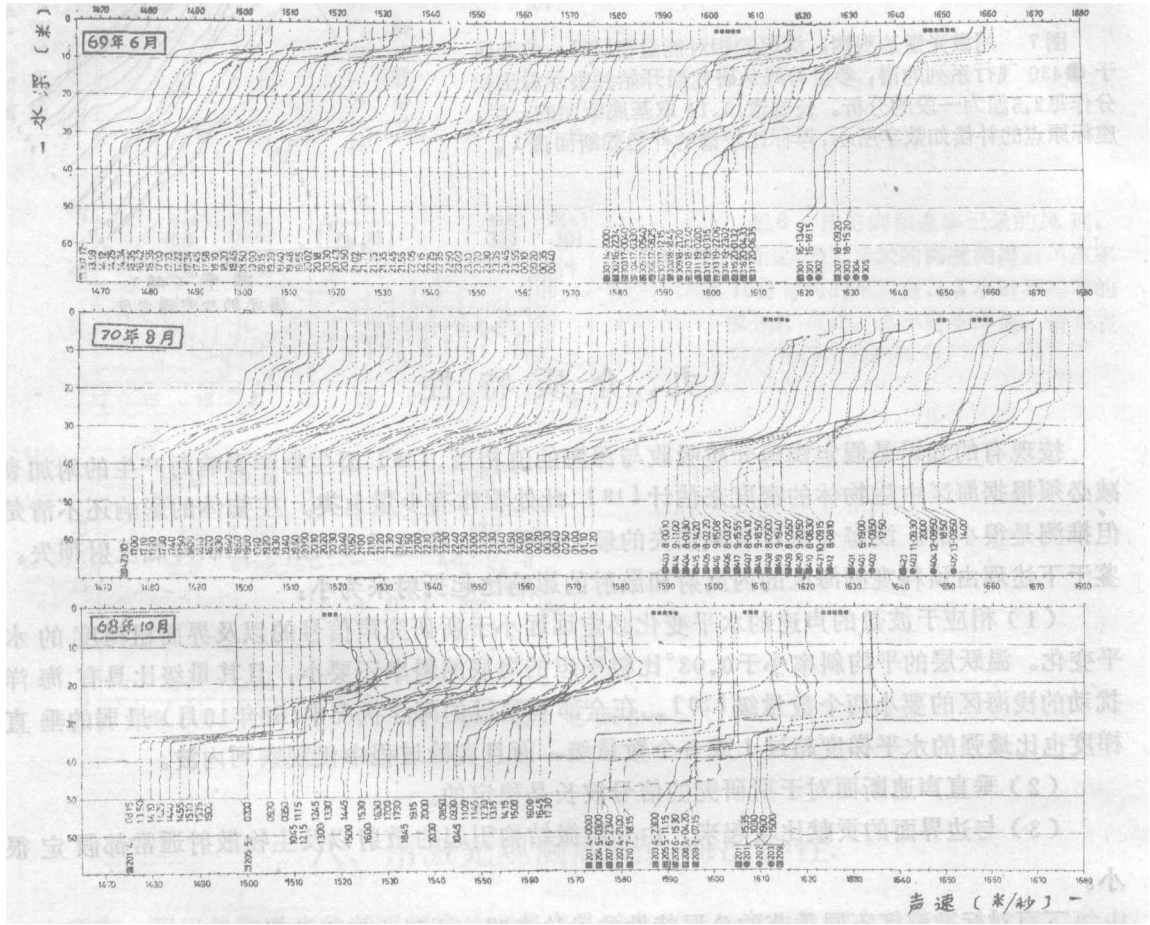


图8. 观测海区的声速断面图。每月的图含有：观测站时间断面图的系列（左）；站序列的空间断面图系列（中）；各次飞行时的断面图——每次飞行前及后都有断面图（右）。横座标刻度用于第一个断面图；以下的断面图依其次序每条线位移 2 米/秒的间隔。断面之间分开的地方用 ■ 号表示；每一个 ■ 符号也算作 2 米/秒的位移值。时间和空间的断面系列都标出了观测站（如图1）日期和时间。各次飞行时的断面都附有其飞行序列符号●。

十一、观测方法

图8所示声速断面图是用声循环式声速计测得的。一个声速断面要测5分钟，每1米采样一次，分辨率为0.15米/秒。当分析空间分层性质时，表面温度记录与船只航行中来自散射层的声一起用来补足站的断面图。

(1) 1968年2月，1971年(未绘出)

全部声速断面可表示为等梯度 $15 \times 10^{-3} \text{sec}^{-1} (\sigma; 2 \times 10^{-3})$, 比只由压力引起的值低 20%。整个观测海区底层温度变化小于 0.1°C (按参考文献[21], 变化不超过 0.5°C)。

(2) 1969年6月

整个观测海区在夏初呈现双温跃层的分层情况。断面图基本特性(如跃层的厚度和深度)在空间系列中的变化比时间系列的要大一点。然而一般而论, 不论空间还是时域在七天中都观察不出什么变化趋向。表层温度保持常量, 变化在 $\pm 0.3^\circ\text{C}$ 范围内, 而底层水温在时空域的变化为 $\pm 1^\circ\text{C}$ 。

■301站和■307站的飞行观测揭示出几乎一样的断面状态。发射器和接收器放置的实际深度是在两温跃层之间。

(3) 1970年8月

8月份的分层结构和6月份的相同。然而在所考虑的这段时期中观察到较低的那个温跃层和海底水温是无时空变化的; 而较高的那个温跃层和海面的水温却出现了时间变化但无空间变化。

为调查空间性质, 在海区的主要部($56^\circ 00' \text{N}$, $04^\circ 22' \text{E}$ 到 $56^\circ 40' \text{N}$, $03^\circ 45' \text{E}$)进行了两个站序列的36小时观测。这些观测表明沿海区南北边界上靠近海底的水温几乎相等, 两边界之间存在一个低于 1.7°C 的唯一的极小值。第二次观测表明海底水温变化不大于 0.1°C 。水平梯度变化范围从海区边缘的 $0.2^\circ\text{C}/\text{哩}$ 到中心区的 $0.04^\circ\text{C}/\text{哩}$ 。相应地, 下温跃层的较低层从海区边缘向中心倾斜下去大约10米。

第一次观测中表面温度变化小于 0.15°C 。然而第二次观测中温度在6小时内线性地降低了 1°C , 与地点无关。同时上温跃层变深。其后的时间中■423序列表明冷却速度减慢, 直到飞行序列完成。●401——402飞行序列发生在冷却开始之前, 而●403——405序列则在其后。

(4) 1968年10月

夏末充分发展了的分层结构具有两个明显的等温层, 它从观测海区南部一直延伸到北部的一个反转锋(inversion front), 此外表层温度还下降了 1°C , 这样就在退化的温跃层之上形成了表面声道。海表面温度和散射层的分析指出反转锋穿过■209和■210站位之间, 其方向与 330° 的风向垂直。如图8所示, ■201和■205站的时间序列显示了锋(front)两边的分层性质。在■205站, 因靠近锋区, 其反转顶层仍比较薄。各为10或20小时的温跃层深度的周期性仅为一种过程的实例, 这也许是由内波产生的。但是这些周期与惯性周期(14小时)不相符。

虽然观测历时4天, 空间序列同样可以归并为两种断面类型。仍显示出夏末水文条件的那部分海区中的底层水温从西到东总共升高 1.3°C 。在反转锋的北面, 温度增长的梯度方向转向北。

第●201和●203次确定传播衰减的飞行观测全部是在夏末南部海区中进行的。而第●202次飞行观测则是在反转地区(inversion area)。无论那种情况, 发射和接收的深度都在温跃层之上(●202中有几次发射深度也许已靠近温跃层的顶部)。

十二、海底特性

在所论及的频率范围内, 浅海海底代表声衰减损失的主要机理。影响声传播的重要海底

特性是它的表面形态、密度空间分布以及复弹性模量，即其重要参数的变化。海底形状及其水平阻抗结构决定了反射和散射声能量的定向分布，而声能传播损失主要由与角度有关的海底复阻抗以及介质吸收来决定的。

因为本海区的沉积物在声能穿透的深度内是不坚固的，所以将只确定需要详细说明的压缩波阻抗变化。某些变化成份可能漏失，作为代替办法将定量测定地质特性，这样即可识别沉积物的类型以便利用发表过的数据。为清晰起见，先预估关于观测海区中海底阻抗和形态的结论，以后再用观测的方法详细地予以处理。

十三、地质概述

标准海区是一块5000平方公里的沙质平原，从北部的大渔夫沙洲伸延至南部道格尔沙洲的突出处，这块区域本身没有经过地质普查，而欧勒的调查〔22〕伸展到离南部边界20哩的地方。在那儿我们发现17米的fluvioglacial粘土上面有2米厚的细沙层。沙层由老的洪积顶沙（1.5——2米）和覆在上面的细沙（0.5米）组成。这种分层结构对当前的观测海区还也有效；沙层近2米深，而粘土大约20米。其邻接地层深350米，通过地震观测只知道平均压缩波速为1860米/秒。

十四、海底阻抗

沙质中压缩波阻抗的实部是从测量沙质的密度断面 ρ 。（图9）声速断面（图10）得来的。在沙层中正如采样所表明的那样， C ，主要是深度的函数。 ρ ，除了微弱的南北向变导外（图11），大部分与深度和位置的侧向变化无关。对粘土层只知道厚度和平均声速值1660米/秒。但 ρ 和 C 。（分别为粘土密度和声速）都比沙质中相应的值小，没有来自沙质的全反射，

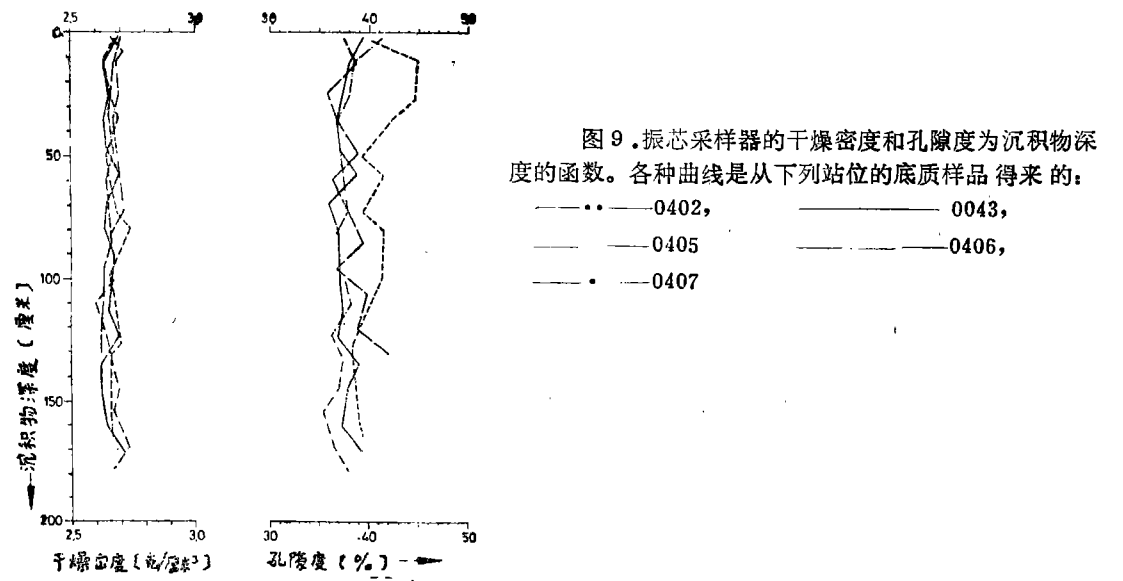
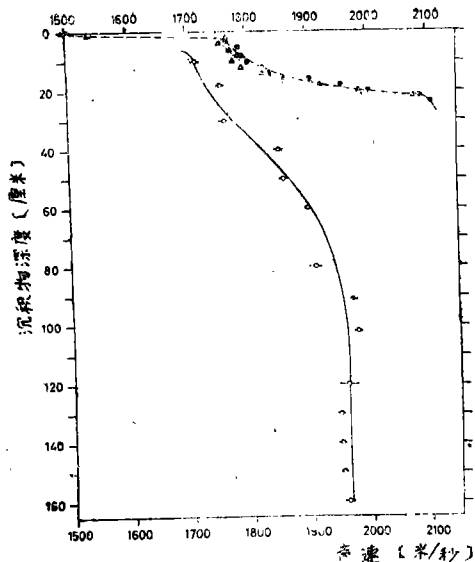


图10. 沙质沉积物中的压缩波速断面图。对于准未扰动沉积物的测定(抓斗采样)。

△...△为○303站, ○- - -○为○304站。扰动海水的振芯采样的测定○—○为○401站的。在○301—○306站用抓斗采样的平均折射率如下:

深度(厘米)	折射率
0.8	1.04
2	1.17
4	1.18
8	1.21
16	1.30
20	1.34



而是发生在沙质粘土的界面上。粘土的特性不是十分精确的, 因此容许利用以前发表的资料【23】。不幸的是只在观测海区北部粘土层才是各向同性的(图12)。

阻抗的虚部不是直接测定的。相应于沙质孔隙度和颗粒尺寸的值(见图9和11)是0.5到1 dB/λ, 相应于粘土的值从0.2到0.4 dB/λ【24】。

正如前面提到过的, 浅海α(衰减系数)对频率的依赖关系在特殊情况下必须归因于海底的影响。因此已不再容许为模型计算的目的而用准液态半空间来代换实际的海底。否则, 从详细记载的沉积物中衰减与频率的线性依赖关系可推得α必定与频率无关【25】。然而扩展到准液态分层模型, 就得出了与观测的衰减损失相近似的频率响应(见图3)。用图9和图10断面中的ρ₀和C₀进行计算, 而衰减参考【24】。如图10所示, 用抓斗采样所得的声速断面

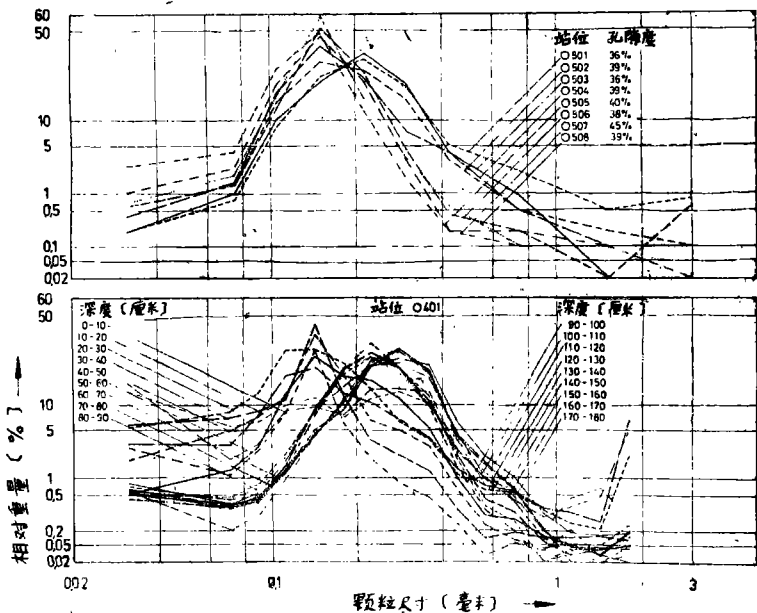


图11. 不同站位海底表面沙质样品尺寸比率的分布(上图)以及沉积物随深度而变化的分布(下图)。按公开的分类全部颗粒尺寸<63微米或>1.5毫米。

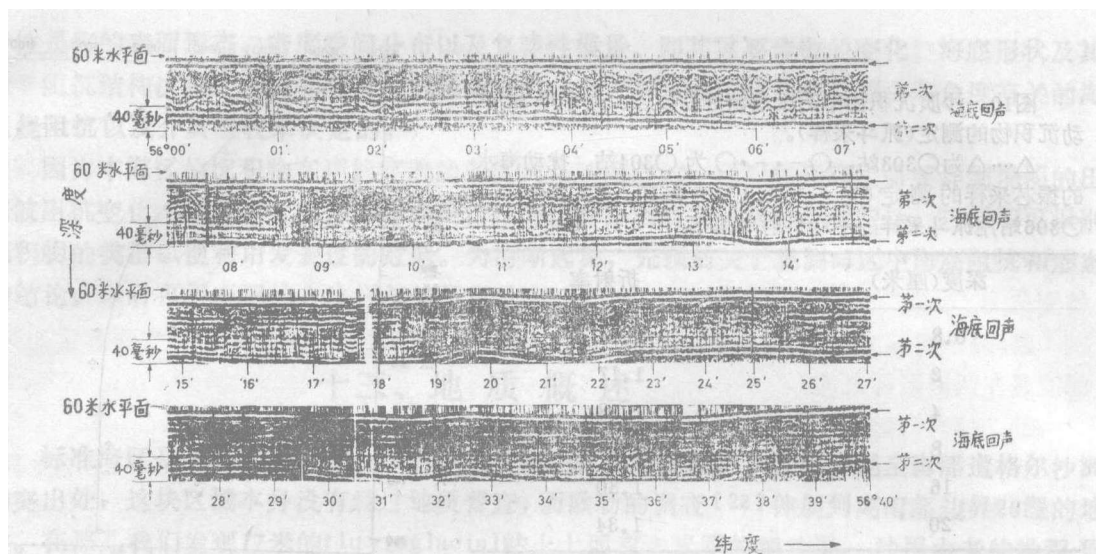
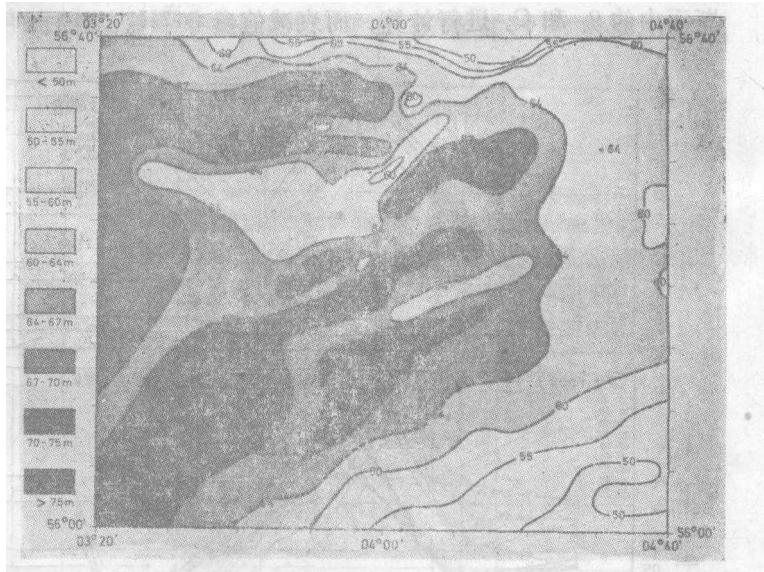


图12. ▲101南北断面海底分层回声图(用厄格尔顿电火花器)。由于发射信号的缘故所有分层的边界面上都显示出2个等高线。

显著高的值，比之从采样管得来的断面值显得更能代表测定衰减的频率响应。因为断面形状对计算目的说来是精密的，而沙质测量的精确度则是限制的，所以这种一致性决不是判明模型有效性的足够根据。对于普遍化了的传播模型，因具有按其机理（包括切变波和海底粗糙度两者的影响）加权的衰减贡献，精确测定实阻抗断面是必要的。

之所以假定在观测海区中1千赫以上的海底声散射仅由海底表面的粗糙度特性来确定，有两个原因。第一，在颗粒大小的分布中大于3毫米的部分至多可视为散射体，它未被描述。此外，归一化散射横切面大于0.1（对给定的频率范围）的贝壳碎片的密度通常是小于 $1/m^2$ ；因此这些散射体是可以忽略的。第二，在最上部的2-cm层次中（图10）可以发现压缩波速度的最大梯度，所以阻抗的跳变与海底的外形相一致。

恰当地描述海底表面形状对于声传播的关系，取决于波数的标度。大面的确切地形由表示深浅的海洋图给出，（图13）。在统计均匀的条件下，只要声学波数比边界结构的波数大的多，则用海底的斜度分布(图14)是充分的。注意，由这两个图形可确认观测海区明显是平坦的。



标准海区“大渔夫沙洲”

图13. 观测海区的深度图

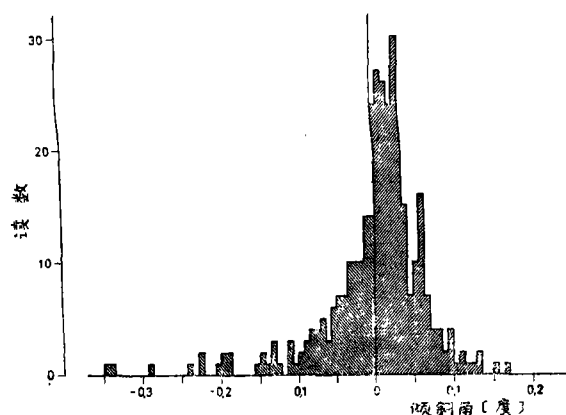


图14 海底斜度直方图。沿 $56^{\circ}40'N$,
 $03^{\circ}45'E$, $56^{\circ}00'N$, $04^{\circ}22'E$ 沿300米断面
面部分取平均值。

声学波数和结构波数相近的中小尺度的地形,应包括 1cm^{-1} 和 0.1m^{-1} 之间的3位十进量级的范围,与所研究的声频区间相对应。由于技术原因,较低的两位十进量级可能未被测出;但从另外的证据可以推断,在这些波数范围内观测海域的海底表面在声学上是十分平滑的。从混响知道,在相应的声波数区间仍存在着海底散射。或许底下粘土层的非均匀性会产生这种效应,但似乎不能指望会得到任何关于这些性质的定量资料。

用立体摄影技术只能获得 1 和 0.1cm^{-1} 间的十进量程波数的轮廓图。因为低于布拉格 (Bragg) 限以瑞利 (Rayleigh) 参数小 0.1 的散射贡献是微小的,所以关于最大信号频率 10 千赫这个上限是充分的。没有给出方向谱的珍贵资料,只提供了海底的轮廓断面和斜度分布的调查资料 (图17、18)。

关于高频声散射问题,要提到这样一种情况,从标准海区最上层沙质表面看出,因海流的作用形成了波纹 (图15和17) [26]。1971年2月间在□501站到□508站发现有波纹结构,波峰方向是 $78 \pm 6^{\circ}$, 纹波波长 13.5 ± 5 厘米,实际上与位置无关。因纹波场中波长范围很有限,可以预料布拉格条件 (约 5 千赫) 下的反向散射是主要的。

十六、沉积物分析

(与德国基尔大学地质及古生物学院的H. 郎格合作)

因为最上层沉积物中水平变化很小,大部分样品取自沿断面中具有最高切面高度的槽、脊和坪。从○407站到○401站的样品是用具有 10×10 厘米截面、最大深度达 200 厘米的振动管芯装置 (Vibrator) 取得的, [27] 用这种装置采样,当管子插入沉积物时结构上就出现变化 (挤密), 继之从沉积物中抽出通过张力的加载引起断裂处伸长。此外,样品的含水量要损失 $1/4$, 结果只能留待以后作近似的校正。另外的样品,在○306站到○301站用 20×28 平方厘米的抓斗取得。

当此法仅用于小的穿透深度情况时,取得的样品与实际条件的样品几乎是相似的。因为没有扰动沉积物的结构,也没有改变它的含水量,已尽可能接近其实际存在的状态。

管芯振样颗粒大小的分析表明为典型的细沙类 (图11), 上层中这种介质的大小在该区

从北向南只有轻微的减小。只从观测颗粒大小来看,沙质垂直分层具有三个不同的年代是明显的,粗粒与较老的年代相应。在10厘米的区间内发生一层到另一层的过渡。各层中颗粒大小的分布近似高斯分布。最大颗粒的尺寸变化稍显出有次序的规律性;隆起部分一般包含较粗的颗粒,而槽中则一般含有较细的粒子,槽中沙质与孔隙度稍高(45%)的部分结合而接近于泥质。然而,颗粒大小的这些差别所产生的声速变化是不可能测得的。除这些极端区域外,各种沙质样品中的差别比上面所提到的还要小。

沙主要由石英组成,其干密度随沉积物深度的变化是不显著的(图9)。沉积物的孔隙度只在细颗粒的顶层有微弱的南北方向的漂移。正如所料,对较老的细沙介质从孔隙度看出其分层情况[28]。只在细颗粒顶层,垂直断面中的孔隙度才显得略微升高(约2%)。大概小于40%的低孔隙度值只能在极其纯净而又堆集得很好的沙中找到。相应地,在此物质中有有机物仅占0.6—0.8%。

十七、沉积物中的声速

(与德国汉堡大学,地球物理学院的F·席尔默合作)

海底样品中压缩波速的垂直断面是用频率为500千赫[29]的行程—时间资料确定的。收发信号系统包括可插入沉积物样品中的两尖叉。所指示的声速为在60毫米水平距离上测得的平均值。虽然观测误差小于1米/秒,但是与沙的声学匹配是困难的,必须用盐水覆盖叉尖的表面才能达到。值得注意,非均匀性可能使实际观测精确度降低到 ± 20 米/秒。

图10表明,从采样芯测得的结果在很大程度上依赖于样品的条件。从抓斗和管芯两种采样测得的声速中看出其绝对值(抓斗采样明显偏高)和随深度的变化都不同。管芯采样中过渡层的深度比抓斗采样中所显示出的大约深4倍。沉积物中的最大梯度出现于最上面2厘米一层中,其值为 $1.2 \times 10^4 \text{秒}^{-1}$,是夏季海水中最大梯度的 10^3 倍。抓斗的断面图证实其与地域无关。各个振芯采样的截面图有较大的散射值(最大为 ± 30 米/秒),同样这些截面图证实甚至在更深的沙中,旁侧声速的变化是不显著的。

十八、底层回声图

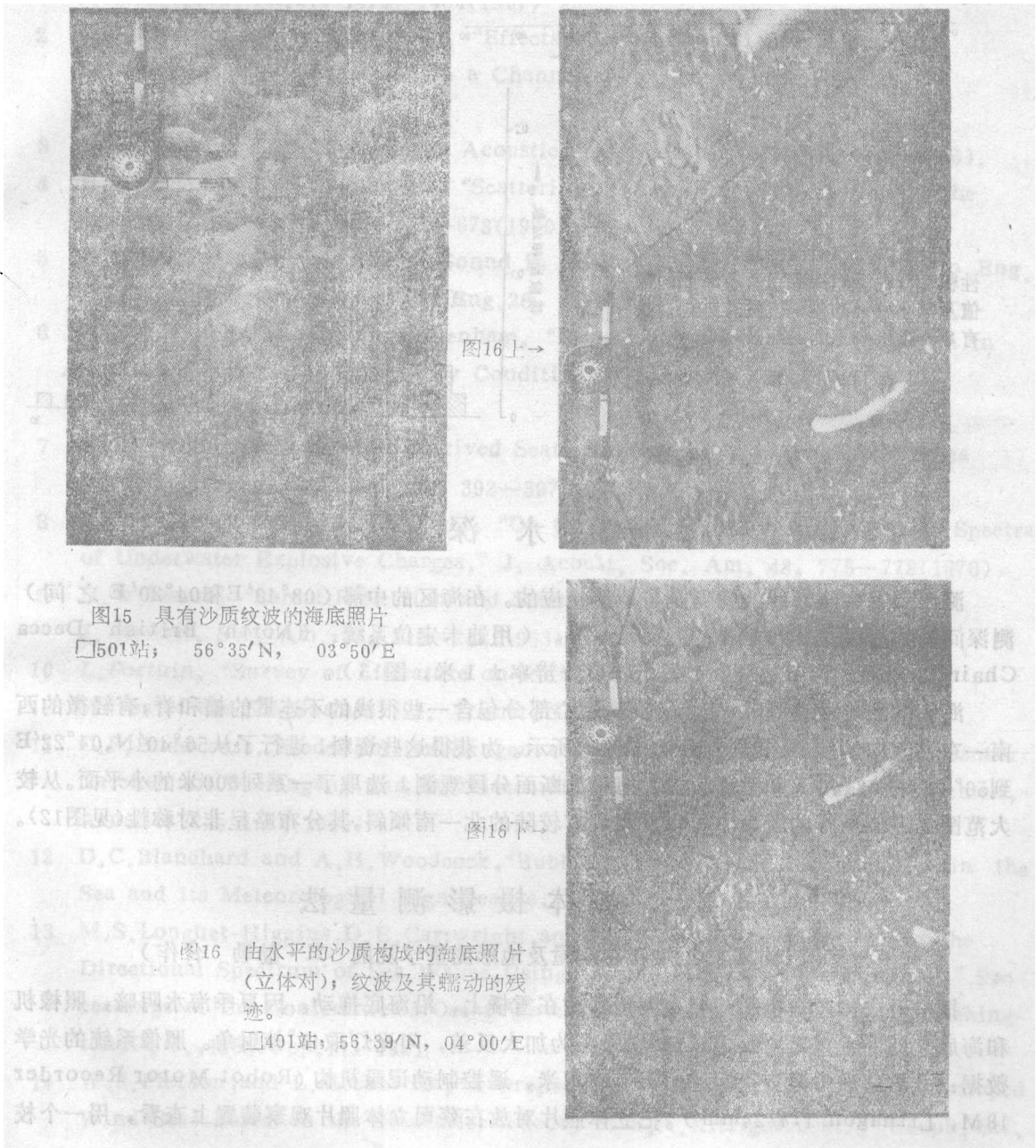
(与法国尼斯大学科学系的J·P米察克合作)

为取得回声图记录,把一个3瓦秒的电火花装置放到水面下,并与船体平行。图12显示了穿过观测海区中心的▲101南北截面图,第一和第二次海底回声之间的细长条描述了海底状况。

沉积物的内部结构被明确的界面状态所确定,此界面形成了一个从北到南和缓倾斜的平坦高地,或许是它构成了上述粘土层的下界面,再底下的物质就不知道了。

在观测海区的北端此层界面在120毫秒的深度,逐渐(0.3米/公里)下降到纬度 $56^\circ 28' \text{N}$,紧跟着一个一分宽度的(One—minute—wide)断层区的后面,在120毫秒的深度上又开始隆起层的界面,且一直是水平的远至最显著的断层(在 $13'$ 和 $14'$ 之间)截止,那儿表面有 4° 的倾斜。水平界面纵迹可达到 $10'$ 。从此以后向南连续的平滑层界面就不复存在

了。甚至在海底的浅槽也要比标算的层的界面至少高出20米。在粘土层里边，没有任何明显的相干结构。但是在断层区内，从声学上显著的片断界面层可达到海底10米以内。无论在水平层的界面之上或是在断层区，海底的轮廓都显示不出与底土有任何可识别的关系。根据记录，明显的声学分层深度在10米的仅占距离的6.5%；深度在15米的占距离的18%；深度在20米的占距离的52%。在此区域中在第二次海底回声之上，包含33%破碎区域和47%平整分层物质，比例相近；有14%的结构无法辨别，6%因技术上的缺陷仍是不能识别。一般说来，从电火花剖面所得▲401和▲402断面也可应用类似的数值。



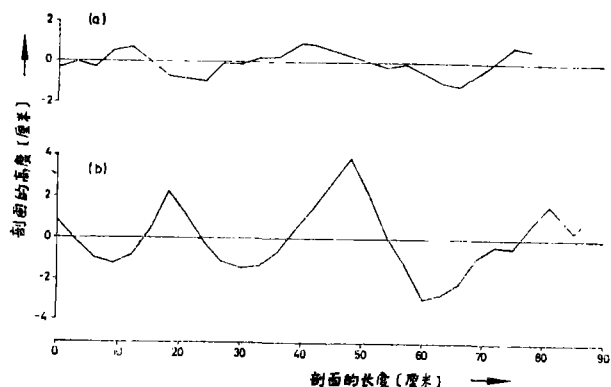
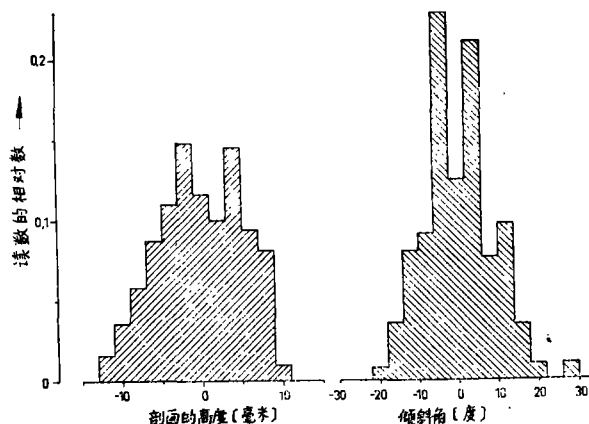


图17 海底断面的例子(a)平顶波
(b)沙质纹波。映象场的抛物曲率已被
补偿抛物线校正过。

图18 在□401-403站具有各向同
性粗糙度的平坦海底上垂直断面的幅
值及其小平面的倾斜度的直方图；具
有3厘米小平面的短波域。



十九、水 深 图

测深图上各测深线的间隔是与地形相应的。在海区的中部($03^{\circ}40'E$ 和 $04^{\circ}20'E$ 之间)测深间隔的范围是2到4浬；最大是8浬。(用迪卡定位系统：《North British Decca Chain》 ± 1 浬，西部边缘 ± 2 浬。深度分辨率 ± 1 米，图13)。

海区的平均深度是 64 ± 5 米。海区中心部分包含一些很浅的不连贯的槽和脊，有轻微的西南—东北方向的倾斜，其斜度分布如图14所示。为获得这些资料，进行了从 $56^{\circ}40'N, 04^{\circ}22'E$ 到 $56^{\circ}40'N, 03.45'E$ 和垂直于最大海槽的断面分段观测，选取了一系列300米的小平面。从较大范围上近似平行的断面中可以发现具有较陡的北—南倾斜，其分布略呈非对称性(见图12)。

二十、立 体 摄 影 测 量 法

(与德国卡尔斯鲁厄城摄影测量及地形测量学院的 H·赫勒 合作)

把一对立体照像机和一架电视组件放在雪橇上，沿海底拖动。因夏季海水阴暗，照像机和海底之间的垂直距离限定在140厘米。为加大反差，闪光灯取 45° 掠射角。照像系统的光学数据：立体基准(镜头之间的距离)33厘米，遥控制动记录机构(Robot Motor Recorder 18M, Lithagon 1:4/24mm)。把立体照片对放在蔡司立体照片观察装置上查看，用一个校

准网格的检验照片来校正场景的弯曲度。把剖面化作3厘米一小段的多边形来估算垂直分辨率为2毫米。图15和16照片的例样显示出两种类型的海底结构,其相应的剖面 and 斜度分布分别示于图17和18。

参 考 文 献

- 1 B.F.Cole, "Shallow-Water Propagation under Downward-Reflection Conditions," J. Acoust. Soc. Am. 41, 1479—1484(1967)
- 2 J.T. Warfield and W.J. Jacobson, "Effects of a Horizontal Sound-Speed Gradient on Ray Propagation in a Channel," J. Acoust. Soc. Am. 47, 350—358(1970)
- 3 I. Tolstoy and C.S. Clay, Ocean Acoustics (McGraw-Hill, New York, 1966).
- 4 H.H. Essen and K. Hasselmann, "Scattering of Low-Frequency Sound in the Ocean," Z. Geophys. 36, 655—678(1970)
- 5 D.E. Weston, "Propagation of Sound in Shallow Water," J. Br. Inst. Radio Eng. 26, 4(1963); J. Br. Inst. Radio Eng. 26, 329—337(1963)
- 6 A. C. Kibblewhite and R.N. Denham, "Experiment on Sound propagation in Shallow Water under Isovelocity Conditions," J. Acoust. Soc. Am. 40, 1337—1344(1966)
- 7 R.J. Urick, "Reverberation-Derived Scattering Strength of the Shallow Sea Bed," J. Acoust. Soc. Am. 48, 392—397(1970)
- 8 R. G. Turner and J. A. Scrimger, "On the Depth variation in the Energy Spectra of Underwater Explosive Charges," J. Acoust. Soc. Am. 48, 775—778(1970)
- 9 H.W. Marsh, "Sound Reflection and Scattering from the Sea Surface," J. Acoust. Soc. Am. 35, 240—244(1963)
- 10 L. Fortuin, "Survey of Literature on Reflection and Scattering of Sound Waves at the Sea Surface," J. Acoust. Soc. Am. 47, 1209—1228(1970)
- 11 C.P. Buddrus, "Modelluntersuchungen zur Wasserschallstreuung an Meeresoberflächen mit Wellengang und Luftblasenschleiern in den oberen Wasserschichten," Acustica 22, 1—22(1969)
- 12 D.C. Blanchard and A.H. Woodcock, "Bubble Formation and Modification in the Sea and its Meteorological Significance," Tellus 9, 145—158(1957)
- 13 M.S. Longuet-Higgins, D.E. Cartwright, and N.D. Smith, "Observations of the Directional Spectrum of Sea Waves, Using the Motions of a Floating Buoy," Proceedings of the Conference on Ocean Wave Spectra (Nat. Acad. Sciences, Washington, D. C., 1961), pp. 111—132.
- 14 W.J. Pierson, and L. Moskowitz, "A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskij," Geoph. Sci.

- Lab. Rep. 63-12, New York, Univ., School of Eng. and Science (1963).
- 15 T.P. Birnnett and J.C. Wilkerson, "On the Generation of Ocean Wind Waves as inferred from Airborn Radar Measurements of Fetch-limited Spectra," *J. Mar. Res.* 25, 292-321 (1967)
 - 16 H. Herwig, "Seegangsmessungen mit einem hochauflösenden Laser-Entfernungsmeßgerät," Bericht zum Forschungsvorhaben BMVG T946-1-203, Inst. Inform. Verarbeitung, Kiel (1971).
 - 17 D. Stillwell, Jr., "Directional Energy Spectra of the Sea from photographs," *J. Geophys. Res.* 74, 1974-1986 (1969)
 - 18 W.H. Thorp, "Deep Ocean Sound Attenuation in the Sub and Low-Kilocycle-per-Second Region," *J. Acoust. Soc. Am.* 38, 648-654 (1965)
 - 19 R. Sähage, "Ueber die Verbreitung der Fischarten in der Nordsee," *Ber. Dtsch. wiss. Komm. f. Meeresf.* Nr. 19, 66-180 (1967)
 - 20 K.H. Keunecke, "Measurement of Temperature Stratification in the Arkona Deep," private Communication, Forschungsanstalt der Bundeswehr, Kiel (1969).
 - 21 G. Tomczak and E. Goedecke, "Die thermische Schichtung der Nordsee auf Grund des mittleren Jahresganges der Temperatur in $1/2^\circ$ - und 1° -Feldern," *D. Hydrogr. Z., Erg. Heft B* (4°) Nr. 8 (1964).
 - 22 E. Oele, "The Quaternary Geology of the Dutch part of the North Sea," *Geol. Mijnbouw* 48(5), 467-480 (1969)
 - 23 E.L. Hamilton, H.P. Bucher, D.L. Keir, and J. A. Whitney, "Velocities of Compressional and Shear Waves in Marine Sediments Determined in situ from a Research Submersible," *J. Geophys. Res.* 75, 4039-4049 (1970)
 - 24 G. Shumway, "Sound Speed and Absorption Studies of Marine Sediments by a Resonance Method," *Geophysics* 25. (a) R.D. Stoll and G.M. Bryan, "Wave Attenuation in Saturated Sediments," *J. Acoust. Soc. Am.* 47, 1440-1447 (1970); (b) R.S. Anderson and A. Blackman, "Attenuation of low-Frequency Sound Waves in Sediments," *J. Acoust. Soc. Am.* 49, 786-791 (1971)
 - 25 B.F. Cole, "Marine Sediment Attenuation and Ocean-Bottom-Reflected Sound," *J. Acoust. Soc. Am.* 38, 291-297 (1965)
 26. 要达到这种效应流速需超过 0.3 米/秒, 而观测海区的潮流总是小于 0.2 米/秒。此外从这些波纹的匀称形状看来, 好象是因海况引起的振荡流而形成的。计算表明 [J. Piets, "Grundlage einer numerischen seegangsvorhersage für sehelfmeere", *Dsch. Wetterdienst SWA, Einzelveroff.* No. 61 (1968)] 要在本区域中形成波纹, 需要有 5.5 米的特性波高或 45 节的风速。在海流减弱的时候, 波纹结构逐渐消失, 仅留下一个和缓的波状表面, 缺少任何明确的方向 (见图 16 和 17)。虽然造成波纹的最后一次高强度风暴是在 3 个月以前, 而波纹表面的最大倾角仍为 30° (接近冲积锥体的值) 这说

明抹平过程还没发生。风暴的来自 348° 方向,所在扇形为 15° 。这只在海区中一定的行程上适用。值得注意,在小范围和大范围中沉积物结构的方位是一致的。把大范围构造的非对称性倾斜及其与下层地质基础无关的情况合起来看,这些观测支持这样一种假设,即观测海区的全部地质外形是由气象的传输过程而并非由地质构造形成的。

- 27 F.C.Kögler, E.Seibold, and K.H. Veit, "Die Entnahme von Sandkernen aus der Brandungszone mit Vibro-hammer Kerngerät," Forschungsberichte Euratom(1970).
- 28 W. V. Engelhardt, Der Porenraum der Sedimente(Springer-Verlag, Berlin, 1960), p.15.
- 29 F.Schirmer, "Eine Untersuchung akustischer Eigenschaften von Sedimenten der Nord-und Ostsee," Diss. Hamburg, Inst, für Geophysik(1971).

[译自 J.A.S.A. 54,6,(1973)1708-1726.]

孙保文译

蒋继萍 丁达夫校