

一九七九年会议文集

海洋物理

国家科委海洋专业组
——学科组海洋物理分组编

海洋出版社

56.012
65

11.0 62

一九七九年会议文集

海 洋 物 理

国家科委海洋专业组

——学科组海洋物理分组 编



海洋出版社

1981

4013992

一九七九年会议文集

海 洋 物 理

☆

海洋出版社 (北京复兴门外海贸大楼)

国防科委印刷厂印刷

内 部 发 行

☆

1981年7月第一版 1981年7月第1次印刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 10³/₄。

字数: 200,000 印数: 1—2,000

统一书号: 13193·0072 工本费:

前 言

国家科委海洋专业组——学科组海洋物理分组于1979年1月在广州市成立，会上进行了学术交流。同年10月，又在青岛市举办了海洋声学、海洋光学和海洋遥感三个专题的学术讨论会。现从上述会议上交流的46篇文章中选出二十篇学术论文和研究报告汇编成本文集，供海洋物理工作者及有关同志参考。

国家科委海洋专业组——学科组海洋物理分组

1980年5月

目 录

内波理论·····	束星北 (1)
声学 & 海洋学·····	关定华 (9)
内波对海洋声场的影响·····	尚尔昌 (13)
沉积声学在海洋地质学上的应用·····	梁元博 (18)
全自动水下光散射仪的研制·····	张崇善、单启蛰、陈桂丛、张知群 (26)
实验室用激光水下散射仪·····	国家海洋局第一海洋研究所四室散射仪研制组 (40)
LGC1-1型水下氦-氖激光衰减仪 ·····	国家海洋局第一海洋研究所四室衰减仪研制组 (49)
激光水下衰减特性实验研究·····	国家海洋局第一海洋研究所激光传输组 (56)
水下扫描式激光电视的水光学研究·····	方书淦、丁士豪 (63)
海水中悬浮物质含量比值测定法的研究·····	费尊乐 (72)
夏季南海海水光学特性的初步调查·····	钟其英、方耀升 (79)
研究海洋初级生产力的海洋光学方法 ·····	钟其英、刘承松、方耀升、刘学东、徐智辉 (82)
激光多普勒效应流速测量技术应用于海流测量的海洋光学问题·····	钱正绪 (92)
海洋遥感的特点与基础研究·····	陈 肯、刘智琛 (96)
海洋遥感中的多光谱摄影·····	王 历 (103)
卫星云图在冰情分析中的应用·····	佟明远 (110)
胶州湾地区地物光谱与地物热特性的测量·····	张中南、王继美、冯进勇、李聪敏 (118)
NaCl 溶液及海水介质特性的测量·····	储雪子 (132)
应用小型电子计算机对内定标红外图象进行温度解析·····	方连璋、严晓海 (136)
黑度法判读卫片初探·····	吴宝善、陈俊豪、徐秉正、陈贵卿、乐月琴 (147)

Papers in
MARINE PHYSICS
(1979)

CONTENTS

Theory of Internal Waves	<i>Su Xingbei</i>	(1)
Acoustics and Oceanography	<i>Guan Dinghua</i>	(9)
The Effects of Internal Waves on the Marine Acoustic Field	<i>Shang Erchang</i>	(13)
Application of Sedimentary Acoustics in Marine Geology	<i>Liang Yuanbó</i>	(18)
The Development of Underwater All-automatic Light Scattering Meter <i>Zhang Chongshan, Shan Qizhi, Chen Guicong and Zhang Zhiqun</i>		(26)
Laboratory Underwater Laser Scattering Meter <i>Scattering Meter Manufacturing Group, The 4th</i> <i>Laboratory of the First Institute of Oceanology, Na-</i> <i>tional Bureau of Oceanology</i>		(40)
LGCI-I Underwater He-Ne Laser Attenuation Meter <i>Attenuation Meter Manufacturing Group, The 4th</i> <i>Laboratory of the First Institute of Oceanology, NBO</i>		(49)
Experimental Research on the Laser Underwater Attenuation Characteristics <i>Research Group of Laser Transmission, The</i> <i>First Institute of Oceanology, NBO</i>		(56)
Optical Investigation of the Undersea Laser Scanning TV <i>Fang Shugan and Ding Shihao</i>		(63)
A Study on the Measurement of Concentration of Suspended Matter in the Sea Water. <i>Fei Zunyue</i>		(72)
A Preliminary Survey on Summer Sea Water Optical Characteristics of the South China Sea	<i>Zhong Qiying and Fang Yaosheng</i>	(79)
On the Marine Optical Method of Surveying the Primary Productivity of the Sea <i>Zhong Qiying, Liu Chensong, Fan Yaosheng, Liu Xuedong & Xu Zhihui</i>		(82)
Marine Optical Problems of Applying the Laser Doppler Current Velocity Measure- ment Technique to Current Measurement	<i>Qian Zhengxu</i>	(92)
On the Characteristics and the Basic Research of Remote Sensing Oceanography <i>Chen Ken and Liu Zhishen</i>		(96)
Multispectral Photography in the Ocean Remote Sensing	<i>Wang Li</i>	(103)
Application of Satellite Photographs in the Ice Condition Analysis <i>Tong Mingyuan</i>		(110)
Measurement of Spectral and Thermal Properties of the Surface Features in the Jiaozhou Bay Region <i>Zhang Zhongnan, Wang Jimei, Feng Jinyong and Li Congmin</i>		(118)
On the Measurement of the Medium Properties of NaCl Solution and Sea Water <i>Chu Xuezi</i>		(132)
The Use of Small Electronic Computer in the Temperature Analysis of Intercalibrated Infra-red Images	<i>Fang Lianzhang and Yan Xiaohai</i>	(136)
A Preliminary Study on the Interpretation of Satellite Photographs by Blackness Method	<i>Wu Baoshan, Chen Junhao, Xu</i> <i>Bingzheng, Chen Guiqing & Yue Yueqin</i>	(147)

内 波 理 论

束 星 北

(国家海洋局第一海洋研究所)

(一)失重

海面水上升时,要克服地心吸力,所以很难大幅度地上升。但是,海洋内部的水,则其本身的重量几乎被四周海水的浮力所抵消,而只剩下一小部分:

$$\begin{aligned}\text{水的重量减去四周对它的浮力} &= \rho g \Delta V - \rho' g \Delta V \\ &= (\rho - \rho') g \Delta V\end{aligned}$$

所以,单位重量的海水实际受的地心吸力只为:

$$\frac{(\rho - \rho') g \Delta V}{\rho \Delta V} = \frac{\rho - \rho'}{\rho} g \quad (1)$$

由于 ρ 与 ρ' 差别很小,4分之一的数量级,所以重力只有海面上海水的千分之一的数量级。海水在海内可以升得很高,几十米,一百米。(潜水的人往往有这种经验,脚轻轻地向水底一蹬就可以直冲水面。)但是,它的力量却不能冲动海面,不能使海面上的波起大振幅的波动。所以,尽管海内有很大的波动,但海面看起来却是海平浪静,因之称为“内波”,是适当的名词。这里,我想顺便读一下“内波”的定义。我想定义“内波”为:“水面上看不大出来而水内部有较大波动的波”是适宜的。或者,“水的内部波动称为内波”。显然,定义“内波”限于跃层是不对的。

(二)Väisälä频率

如果水的密度按高度连续分布,则单位重量海水所受的力在消除因压力变化所引起 ρ 的变化后,可以展开为:

$$g \frac{\rho - \rho'}{\rho} = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \xi + \dots \quad (2)$$

其中, ξ 为水的垂直位移。

由于 ρ 随深度的增加而加大,(上轻下重的水方能平衡),所以,定义:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \equiv E \quad (3)$$

E 为海水“稳定度”的主要标志;而从(2)式中:

$$\frac{g}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \equiv -N^2 \xi \quad (4)$$

定义 N 。(4)式表明力与位移的方向相反,即上升的使之下降,下降的使之上升。所以,如果没有其它力作用,则海水将上下振动,并以 N 为其自由振动的频率。 N 称为Väisälä频率。

它小于Brunt、Väisälä等人(1925)导出试验气球的振动频率(除 2π 因子),但大于零。在温跃层处, Väisälä频率可达 10^{-2}see^{-1} ;在漾水中,一般小于 10^{-4}see^{-1} 。对应的周期从几分钟到几十小时。

(三)横波

设 ∇P 为压力梯度,如果质点速度方向沿着压力梯度,则流体被压缩,需要做功,就很难产生大幅度的波动,声波即属于此类。如果质点速度垂直于压力梯度,(在等压面上流动),这不需要做功,于是可以大幅度的振动,实际上这相当于在不可压缩的流体中进行的步骤。

当平面波在不可压缩流体中进行时,令 α 、 β 、 γ 分别为沿 x 、 y 、 z 方向的波数,与波的进行方向成正比,则线性地可近似为:

$$\frac{\partial}{\partial x} = -i\alpha, \quad \frac{\partial}{\partial y} = -i\beta, \quad \frac{\partial}{\partial z} = -i\gamma, \quad (5)$$

那么,不可压缩的条件:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

就成为

$$\alpha u + \beta v + \gamma w = 0 \quad (7)$$

此即质点速度方向 u 、 v 、 w 与波进行方向 α 、 β 、 γ 垂直的条件。因之在不可压缩的流体中进行波必为“横波”。内波与声波不同,占的范围比较大,它是作为不可压缩的波处理的,因此内波是横波。在内波中,质点运动方向是垂直于波相进行方向的。

(四)内波频率

如图1所示:设 ∇P 为压力梯度(实质上是 $-\frac{1}{\rho}\nabla P$),令其与水平方向的夹角为 ϕ 。

因水平方向只有压力梯度的力,因此有:

$$\ddot{u} = \nabla P \cdot \cos \phi \quad (8)$$

但在垂直方向上存在重力与浮力,于是合力 $-N^2\xi$ 见(4)式与压力梯度的垂直分量的合力为:

$$-N^2\xi + \nabla P \cdot \sin \phi = -A \cos \phi \quad (9)$$

$$\because \nabla P \cdot \cos \phi = \ddot{u} = A \sin \phi$$

$\therefore$ (8)式与(9)式合成即得加速度 A ,垂直于压力梯度,这就是说, A 在等压面上。这样质点运动对流体就不施加压力了。

据此,(9)式即变为:

$$-N^2\xi + A \sin \phi = -A \cos \phi$$

$$\frac{A}{\cos \phi} = +N^2\xi$$

$$\text{由于 } A^2 = \ddot{u}^2 + \ddot{w}^2 = \ddot{u}^2 \tan^2 \phi + \ddot{u}^2 = \ddot{u}^2 \sec^2 \phi$$

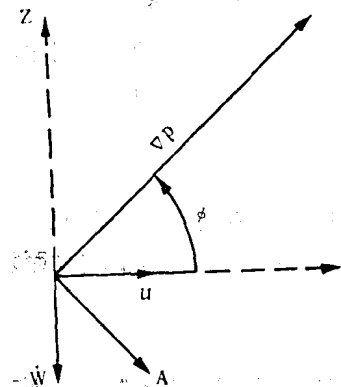


图1

$$\therefore A = \pm i\omega \sec \phi$$

上式只有取负号才符合振动条件,

$$\dot{\omega} = -N^2 \xi \cos^2 \phi$$

或

$$\dot{\xi} = -N^2 \xi \cos^2 \phi \quad (10)$$

方程(10)即为质点的振动方程。此方程证明质点的本征频率为:

$$\sigma = N \cos \phi \quad (11)$$

由于 $\cos \phi < 1$, 因之内波的本征频率总小于 N 。线性扰动方程也可验证这个结论。

线性扰动方程为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p'}{\partial y}, \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p'}{\partial z} = -N^2 \xi,$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

在 ρ 、 N 变化不大的范围内, 上式允许平面波的解答:

$$u, v, w, \xi, p' \propto e^{i(\sigma t - \alpha x - \beta y - \gamma z)}$$

其中

$$u = \frac{\alpha}{\sigma \rho} \cdot p', \quad v = \frac{\beta}{\sigma \rho} \cdot p', \quad \xi = \frac{i\gamma}{\rho(N^2 - \sigma^2)} p',$$

$$w = \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{\gamma \sigma}{\rho(N^2 - \sigma^2)} p',$$

$$\alpha^2 + \beta^2 = \frac{\gamma^2}{(N^2/\sigma^2) - 1} \quad (12)$$

由(12)式看出, 如果 γ 保持实数值则 σ 必然小于 N , 否则 γ 为虚数值, Z 方向就只有单调变化而无波动的现象。换言之, 扰动理论要求内波的频率小于 N , 即自由振荡频率为内波的最大频率。

对于不连续面的“温跃层”, 实质上也有几米到几十米的厚度, N 的数值也并不是无限大。以频率计, N 也只有每小时几次的数量级, 所以“温跃层”上内波的频率也不会超过此数。

由(12)式可以证明群速 C_g 垂直于相速:

$$\left. \begin{aligned} C_{gx} &= \frac{\partial \sigma}{\partial \alpha} = \frac{\alpha \sigma}{\alpha^2 + \beta^2} \cdot \left(1 - \frac{\sigma^2}{N^2}\right) \\ C_{gy} &= \frac{\partial \sigma}{\partial \beta} = \frac{\beta \sigma}{\alpha^2 + \beta^2} \cdot \left(1 - \frac{\sigma^2}{N^2}\right) \\ C_{gz} &= \frac{\partial \sigma}{\partial \gamma} = \frac{\gamma \sigma}{\alpha^2 + \beta^2} \cdot \frac{\sigma^2}{N^2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\alpha C_{gx} + \beta C_{gy} + \gamma C_{gz} = 0$$

的重要结论。不过由于海水面及海底的反射, 内波至少含有两个平面波, 而合成水平方向进行的波, (与群速同方向) 这个结论没有想象的那么重要。

(五) 内波射线的倾斜角度、反射和折射

$$\gamma = k \sin \phi, \quad \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} = k \cos \phi \quad (14)$$

其中 ϕ 为射线与水平所成的角度， k 为波数。

由(14)式得

$$\operatorname{tg}^2 \phi = \frac{\gamma^2}{\alpha^2 + \beta^2}$$

将(11)式代入得：

$$\operatorname{tg}^2 \phi = \frac{N^2}{\sigma^2} - 1 \quad \text{或} \quad \frac{\sigma}{N} = \cos \phi \quad (15)$$

与(11)式相同的关系，表明内波射线的方向与水平面所成的倾斜角度由内波频率与 V_{aisa} 频率的比例决定。当比例一定时，则倾斜角不改变，所以无论内波如何折射与反射，其倾斜角均由(11)式或(15)式决定之。由于折射反射时， σ 不变，所以折射反射过程中，射线的倾斜角完全由该处的 N 决定之。这和声波、光波的反射不同，它们的反射角倾斜度由反射面的法线方向决定，使反射线与入射线对称地分列在反射面的法线的两边。而内波则不然，不管反射面的法线方向如何，它的反射线方向由(15)式决定，而不是由反射面的法线方向决定。

(六)跃层中进行的内波

跃层中进行的内波是最先观察到的内波，可将大海分为三层不同的 N 进行讨论，

由于不同的 N 层次，所以内波要经历反射和折射，简单情况如图2所示。

就中层来说，如果 N_2 为常数，则由关系式(15)可知，反射线及入射线与水平的夹角应相同，两者叠加起来就形成水平方向进行的内波。至于折射波，则要是具体情况而定：例如 N_2 大于 N_1 、 N_3 ，则波经层的折射将变为单调衰减的波。

以 N_1 、 $N_3 < \sigma < N_2$ 为例：

令 a 表示水平方向的波数， $k_1 = a \sqrt{1 - \frac{N_1^2}{\sigma^2}}$ ，

$k_2 = a \sqrt{\frac{N_2^2}{\sigma^2} - 1}$ ， $k_3 = a \sqrt{1 - \frac{N_3^2}{\sigma^2}}$ ，并令 u_h 代表水平

波速，则由扰动方程可得：

$$\begin{aligned} & k_1^2 - k_1 k_3 \operatorname{cth} k_1 h_1 \operatorname{cth} k_3 h_3 - k_1 k_2 \operatorname{cth} k_1 h_1 \operatorname{ctg} k_2 h_2 - k_2 k_3 \operatorname{ctg} k_2 h_2 \operatorname{cth} k_3 h_3 \\ & + \frac{N_2^2 - N_3^2}{2g} (k_2 \operatorname{ctg} k_2 h_2 + k_1 \operatorname{cth} k_1 h_1) + \frac{N_1^2 - N_2^2}{2g} (k_2 \operatorname{ctg} k_2 h_2 + k_3 \operatorname{cth} k_3 h_3) \\ & + \frac{(N_2^2 - N_1^2)(N_2^2 - N_3^2)}{4g^2} = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

如果 $k_1 h_1$ ， $k_2 h_2$ ， $k_3 h_3$ 均甚小，则由于 $\frac{N^2}{2g}$ 一般为小值，所以近似地有：

$$k_1^2 - \frac{1}{h_1 h_3} - \frac{1}{h_1 h_2} - \frac{1}{h_2 h_3} = 0 \quad (17)$$

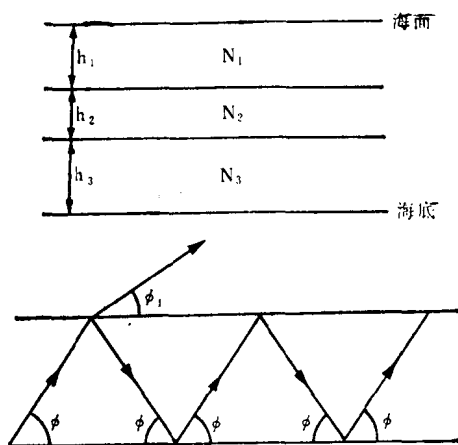


图2

或
$$\frac{1}{u_h^2} (N_2^2 - \sigma^2) = \frac{a^2}{\sigma^2} (N_2^2 - \sigma^2) = \frac{1}{h_1 h_3} + \frac{1}{h_1 h_2} + \frac{1}{h_2 h_3}$$

$$\therefore u_h^2 = \frac{N_2^2 - \sigma^2}{\frac{1}{h_1 h_3} + \frac{1}{h_1 h_2} + \frac{1}{h_2 h_3}}$$

一般 $h_3 \gg h_1, h_2$

$$\therefore u_h^2 = \left(1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}\right) N_2^2 h_1 h_2 \quad (18)$$

又
$$N_2^2 = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

而 $N_2^2 h_2 = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \cdot h_2 = g \frac{\Delta \rho}{\rho}$, $\Delta \rho$ 为通过温跃层的上下密度差。

$$\therefore u_h^2 = \left(1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}\right) g h_1 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)$$

或
$$u_h = \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho} g h_1} \cdot \sqrt{1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}} \quad (19)$$

其群速:

$$\frac{1}{C_{gh}} = \frac{\partial a}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\sigma}{u_h} \right) = \frac{1}{u_h} - \frac{\sigma}{u_h^2} \cdot \frac{\partial u_h}{\partial \sigma}$$

$$\therefore C_{gh} = \sqrt{g \frac{\Delta \rho}{\rho} h_1} \left(1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}\right)^{1/2} = u_h \left(1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}\right) = u_h \sin^2 \phi \quad (20)$$

(20) 式表明内波的群速比相速小。至于 (20) 的表达式, 从方程 (13) 也可以求出。

现在将内波的水平速度与海面波作一比较:

从 (19) 可见, 除去以 $g \frac{\Delta \rho}{\rho}$ 代替 g ; h_1 代替深度 D 外, 还要再小 $\left(1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}\right)$ 倍, σ 越大波

速越小。当 $\sigma \rightarrow N$ 时, 波速为零! 所以, 内波是一种很慢的波, 每秒以一米以下的速度沿水平方向进行 (以 $h_1 = 100$ 米计), 因之低频微风就能引起内波。

(七) 水平流速切变

当内波沿着水平方向进行时, 则波峰前进处, 下面的水要向前走, 上面的水要向后退,



图 3

所以, 上下流速方向正好相反。波谷前进时, 则上面的水要前进, 下面的水要后退, 上下流速方向也相反 (如图 3 所示)。由于水面不变, 所以上下层流量恰恰相等而方向相反。

既然内波上下层流速方向相反, 那么切变必然产生。可以预料, 当切变超过一定数量时, 内波会破碎成为涡旋。 N 越小稳定性也就越小。这种可能性也就越大。

(八)高次波型

当波数 a 足够大或 σ 足够小时, 则(16)式中的 $k_2 = a\sqrt{\frac{N_2^2}{\sigma^2} - 1}$ 可能很大, $k_2 h_2$ 不为小数, 那么垂直方向将有曲折变化, 在中间层中可能出现几个波峰, (16)式的波速公式将接近于

$$k_2^2 - \frac{1}{h_1 \sigma h_3} - \left(\frac{1}{h_1} + \frac{1}{h_3} \right) \frac{1}{\operatorname{tg} k_2 h_2} = 0 \quad (21)$$

的形式。因为 h_1, h_3 与 σ 无关, 所以当 $\sigma \rightarrow 0$ 时, $k_2 \rightarrow \infty$ 。于是 $\operatorname{tg} k_2 h_2$ 也应接近于零, 才能与 k_2^2 抵消, 即 $k_2 h_2 \rightarrow n\pi$

或
$$\frac{a}{\sigma} \sqrt{N_2^2 - \sigma^2} h_2 \rightarrow n\pi \quad (22)$$

于是
$$u_h \rightarrow \frac{N_2 h_1}{n\pi} \sqrt{1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2}} \quad (23)$$

从(23)式可见, 随着波型向高次 n 的增加, 其水平波速将相应地减小。其群速

$$C_{gh} = \frac{\delta \sigma}{\delta a} = u_h \left(1 - \frac{\sigma^2}{N_2^2} \right) = u_h \sin^2 \phi \quad (24)$$

(24)式与(20)式相同。

随着波数 a 的增加, 尽管 σ 不变, 也能使 k_2 增大, 也将出现类似的现象。

(九)能量密度

既然单位质量受的力为 $-N^2 \xi$, 则势能为:

$$V = -\int F d\xi = \frac{1}{2} N^2 \xi^2 \quad (25)$$

其势能密度为: $\frac{\rho}{2} N^2 \xi^2$

单位质量的动能为:

$$\frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \quad (26)$$

设质点作简谐振动, 则其动能密度的平均值为:

$$\frac{\rho}{2} \sigma^2 (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)$$

其中 ξ, η, ζ 为质点在三方向的位移分量。由于位移与垂直方向所成角度也是 ϕ , (即压力梯度与水平方向所成角度), 所以对单相波

$$\xi^2 = (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) \cos^2 \phi$$

而(11)式给出:

$$\sigma^2 = N^2 \cos^2 \phi$$

$$\frac{\rho}{2} (u^2 + v^2 + w^2) = \frac{\rho}{2} \sigma^2 (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)$$

$$= \frac{\rho}{2} \cdot \frac{N^2}{\cos^2 \phi} \overline{\xi^2} \cos^2 \phi = \frac{\rho}{2} N^2 \overline{\xi^2} \quad (27)$$

亦即，单相波的动能密度的平均值与势能密度的平均值相等，这也是一般小扰动所遵守的规律。反之，假设(27)成立，则也可以倒过来导出(11)式的关系。

既然能量的传输依群速而定，因此内波能量的传输方向垂直于波相速的方向，能量每秒从每平方厘米面积流出为：

$$J = C_g (\rho N^2 \overline{\xi^2}) \text{ 尔格/秒} \quad (28)$$

其方向由(13)式决定。上式的 J 称为“能流”。

(十)爬上大陆架的内波

用能流 J 的方法来计算内波遇到大陆架的情况。

令能流与水平所成的角度为 ψ ，大陆架倾斜角为 θ ，则因 $\psi + \phi = \frac{\pi}{2}$ 。

$$\therefore \quad \psi = \frac{\pi}{2} - \phi \quad (29)$$

既然 ϕ 角由 $\frac{\sigma}{N}$ 决定，所以 ψ 也是由 $\frac{\sigma}{N}$ 决定。由图4中实践(I)看出：当 $\psi > \theta$ 时，则内波将爬上大陆架。

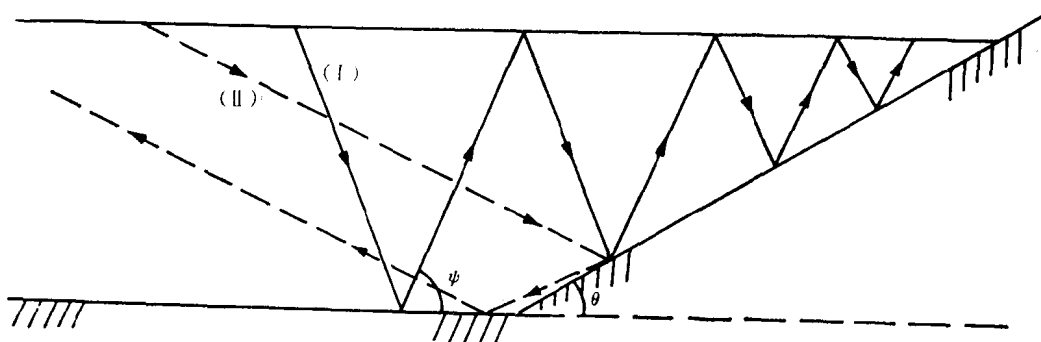


图4

$$\therefore \quad \frac{\sigma}{N} = \cos \phi = \sin \psi$$

$$\therefore \text{当} \quad \frac{\sigma}{N} > \sin \theta \quad (30)$$

时，内波将爬上大陆架。反之，如果 $\psi < \theta$ ，从图4虚线中看出，内波将被反射回外海；即当

$$\frac{\sigma}{N} < \sin \theta \quad (31)$$

时，内波将被反射回外海。换言之，低频的内波将不能进入大陆架。进入大陆架的高频内波则由于空间愈来愈小，能量密度将愈来愈大，造成结集现象，终致破裂消耗掉能量为止。

(十一)内波的起因及其它

内波的起伏，影响到水中仪器的测量，对声波起折射甚至全反射的作用，可能使潜水艇失去控制，对浮游生物当然也会造成影响。由此可见，研究内波的起因是重要的。但是，由于记录不够，频谱分析还没有理论上的根据，所以还不能遽下结论。以下只谈一点我个人的看法：

浅水内波可以由于风力的作用，但深水内波就不然。深水的波，很大的可能性是由于潜流在流动中被阻，例如潜流流经海底峪沟时，迫使海水作上升的波动，这样内波就和潜流及地形联系了起来。关于此，还需要进一步的分析澄清。

声 学 与 海 洋 学

关 定 华

(中国科学院声学研究所)

海洋学是历史悠久的学科，声学也是古老的学科。但是两者密切结合起来，不过是近几十年的事。几十年来，声学与海洋学互相促进，使两者都有很大的发展。声波在海洋中传播的距离最远，在水下声道条件下，一公斤重的炸弹的爆炸声可以传到一、二万公里。而在空气中及宇宙空间中传播很远的电磁波、光波，在海水中传播仅几米、几十米或几百米就衰减得极其厉害。因此，海洋中水文、地质、生物和化学的变化对声传播有极大的影响。反过来，从声传播中的变化也能观察和推测出水文、地质、生物和化学的结构及其变化。

目前对海洋的观测手段，不少还是接触法，测量的速度很慢。有不少的量还是无法准确测量的。这对海洋学的发展限制很大。而声学与海洋学的结合，会增加许多遥测方法，加上近代电子计算机的应用，就能大大提高海洋观测的面和速度，因而对海洋的了解，也会大大深入一步。反过来，对海洋学的进一步了解也必然促进水声学的进一步发展。

一、声与海底地质地貌的关系

测深仪是最早使用的水声仪器，可以不夸大地说，有了回声测深仪才有今天的海图。但从现代技术来看，过去的单波束测深仪实在是太落后了。第一，它的波束很宽，把海底平滑化了；第二，由于船只航行次数与测位精度的限制，对地形的了解限于格子形的测量网，格子间隔很大，对海底地形的了解是很不够的，也就是说只有大尺度的地形图。在浅海中，格子中间往往有暗礁、浅滩、沉船，而在海图中不能画出，这样，船在航行时就会造成事故。使用海底照像机可以得到微尺度的地形图，而要得到中尺度和小尺度的地形图是较困难的。为了克服这些缺点，国内外近年来发展多波束测深仪，可以一次测量一个带中几十条线的水深，可以将测量密度提高几十倍。慢速测量中也使用波束扫描的测深仪。这样可以得到中尺度的地形图。为了了解海底地形的精细结构，也就是得到小尺度地形图，必须使用几种方法：一种是用放在稳定拖曳体上的高频系统（兆赫以上），在距离海底很近的深度上测量；另一种是使用侧扫描声纳，就是采用很窄的水平波束，向与航行垂直的方向发射，接受海底散射的回波后用电火花化学纸显示，这样给出的海底平面图称为地貌声图。用它可判读出海底地貌的性质，如岩石、沙丘等，也可以找出礁石、沉船等孤立物体。利用海底反向散射特征还可以得出海底锰矿球的分布规律。远距离的测扫描声纳作用距离可以达到22公里，为了解深海地貌提供了新的工具。使用合成孔径侧扫描声纳能得到远距离分辨率的地貌声图。散射的角度特性和频率特性，显然也能给海底提供不少信号。

用波束不很宽的向前运动的换能器连续向海底发射声信号，由于海底不平整，反射回波相位叠加使信号产生起伏，其包迹的起伏频率：

$$f = \frac{2V\Delta x}{\lambda H}$$

式中 V 为船的运动速度； Δx 为不平整间距； λ 为波长； H 为海深。

上述参量也可以用测量相关时间得出：

$$f_{\phi\phi} = \frac{1}{\tau_0} = \sqrt{2} w_0 \left(\frac{V}{c} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_0} \right)$$

其中 ρ_0 为不平整相关半径； σ 为均方高度。

对海底地质的研究，很早就开始使用声学方法：（1）使用反射和折射法测量深地层的结构。为了提高测量深度，使用大功率的声源如气爆、电火花和炸药，在接收时使用拖曳的多元阵，利用电子计算机处理数据，可以得出层的深度和声速，从而可以判断地层的结构、断层等等。（2）使用浅层剖面仪测量浅层结构，为了工程上的方便，可用此仪器得出几十米以内的分层结构，凭经验还可以判读各层的底质类别。（3）底质的声学特性。在六十年代末期进行了大量工作，包括取样测量和现场测量，得出表层海底声速与其机械结构的关系，特别是与孔隙率的关系。底质中的吸收与孔隙率等也有一定的关系。从这些经验关系可以由已知的底质机械特性求出它应有的声学特性。反过来如果测出了声学特性，也可以知道它的机械特性。由声速或反射系数，能求出海底底质的各种特性包括表层和下层的声学特性，因而也就可以求出海底底质的特性。为了了解声传播的特性，需要知道小角度的海底反射系数。但是测量海底反射系数，特别是测量小掠角的反射系数是很困难的，因而必须进一步研究远距离声传播衰减与海底反射损失的关系。按目前的理论与计算机发展水平，知道水文条件与底质声学性质就可以计算出传播衰减与距离的关系。海底可以看做是随距离而变化的角度滤波器，随距离的增加，不断把较大角度的声能滤掉。因此在知道声能随距离衰减的规律之后，就可以推算出这个角度滤波器的特性。利用传播特性来求得海底反射损失，特别是小掠角度反射损失的方法有许多种，国内发展的就有等效矩形滤波器映射法，垂直相关系数和简正波分离方法等。但这些方法大体上是高频反射系数，因此与海面及海底不平整的散射也有关系。海底反射系数特别是高频率海底反射系数（包括垂直反射系数在内），不但与底质有关而且与海底不平整程度有关。很不平整的岩石海底反射系数与角度几乎无关（反射系数偏低）。近年来国外对深海反射系数做了大量测量，这对了解海底底质特别是表层沉积物的性质有很大帮助。

二、声与水文的关系

在海洋中，水文是时空变化最大的因素，也是对声影响最大的因素。最早发现的是水文垂直分布对声传播的影响，四十年代发现的水文声道，就是最著名的例子。此后，人们逐步观察到水文的水平分布、波浪、内波、湍流、流、温、盐的微观不均匀性以及气泡、水文垂直分布的微观不均匀性等等。因而在知道这些因素对声波的影响规律之后，我们观察到声波传播、散射等的特性，也可以反过来推算海洋水文的特性。不同的水文垂直分布，其声线传播是不同的，因此到达信号的波形也有很大差别，我们在浅海负跃层观察到的波形是很有趣的。可以设想，以后掌握了不同角度的声线的传播途径、到达时间或者波形，也可以反推声速的垂直分布。为了区分不同角度或不同号简正波到达的信号，使用复杂的布阵系统，非线

性参量阵在这里也是很有用的。

波浪对声波起散射作用，有关波浪与散射声频谱的关系做过大量的理论与实验工作，利用散射声的频谱可以估计波浪的频谱。内波是海洋中常见的现象，近年来的研究证明，内波是引起声信号起伏的主要原因之一。从实验结果判明：声波起伏的强度及相位特性与内波的谱特性有一定的关系。应该指出，测量相位起伏时维持锚定系统不动是很困难的。因此，近来使用一个复杂的定位系统，接收器或发射器的位置精度可达到3厘米。

在跃层处往往有许多散射体，因此使用高频声纳可以测出内波的形状。

海流对声的传播有不小的影响，反过来用传播效应也可以测出海流的性质。声波测速没有惯性，可以不影响流场，有很大的优越性。比较直接的方法是使用多普勒流速计，把换能器放在海底，可以测出分层的流速；在深海中，区分上层和下层传到声音的时间差，也可以测出不同层的流速差。有人设想，利用长期观测声传播时间的变化，可以知道海上中尺度（200公里数量级）旋涡的存在与变化。在墨西哥湾海区，在海底放一换能器，不断测量水面反射的时间，除测出潮汐变化之外，还能测出暖流边界移动的情况。

使用中性浮子，上面装上应答器，可以测量不同水深的流速与流向。最大的中性浮子是声发浮子，可以放在声道轴深度，内装有定时装置和发声装置，隔一定时间发出的声脉冲，在相距4公里以上的几个接收点接收，可以判断大面积的海流情况。

海中的湍流和温、盐度变化引起声的散射和起伏。反过来，湍流也可以用声局部散射方法测出。理论计算出的散射强度垂直剖面与实际测量的散射强度剖面定性的相似。用尖锐方向性的多普勒声纳，可以得到分层的流速及湍流的谱。

海洋的波浪、流、水下火山爆发等引起海洋噪声，到现在为止，这些噪声源的特性与其产生噪声强度、频谱与指向性的关系，还不能认为是很清楚的，许多地方不得不求助于实验数据或某种假设。通用的噪声谱是所谓Wenz谱。

对于广阔的浅海地区，噪声谱与当地的水文和地质条件有很大的依赖关系，这些关系的建立还要通过大量的理论和实验工作。利用噪声的特性来判断噪声源的特点或者在浅海中判断传播条件也是有可能的。这方面工作的报道，见得很少。国外有利用不断接收记录高频噪声以观察表面波浪的工作。近年来对噪声的时空相关特性和空间指向性进行了大量的研究。对这些特性的研究有助于了解声源的特性与结构。对噪声的测量，对掌握地震、海啸等的测量和预报，会有一定的作用。设想，台风的运动也不可能不在海中引起一定的噪声，利用水下噪声探测台风的可能性也是值得研究的。

三、声与海洋生物的关系

鱼类的存在与回游，对声传播的影响很大，有的观察指出，0.5—0.625千赫频段上昼夜声场差值可以达到20—30分贝，其原因可能是鱼。鱼群的运动可以用鱼探机来跟踪，有的鱼探机可以测出鱼的数量。要跟踪单个鱼或海洋动物的行踪，可以使用超小型应答器或发声器。在海洋中存在有所谓深水散射层，是强烈反射声能的层。深水散射层有其深度分布，这种分布随昼夜有很大变化，一般的在日出期离开海而下降，日落后向海面接近，造成黑夜时海面附近的散射增大。散射层有其频率特性，在某些频率上有共振区，一般认为是由于鱼鳔共振引起的。近年提出了一种截面标准偏差的测量，应用谱相似性的模型划分的边界与海洋学、