

声学技术概要

(中册)

E. G. 里查孙 主编

科学出版社

声 学 技 术 概 要

(中 册)

E. G. 里查孙 主编

馬大猷 关定华等 译校

科 学 出 版 社

1 9 6 5

TECHNICAL ASPECTS OF SOUND

(Vol. II)

Ed. by E. G. Richardson

Elsevier Publishing Co., 1957

內 容 簡 介

本书是 E. G. 里查孙主编的“声学技术概要”一书(共三册)的第二册,第一册(上册)中译本已在 1961 年由科学出版社出版。

本册(中册)共分三编。第一编讨论超声换能器及其应用,其中介绍了常用的各种类型的换能器的原理、结构及性能,以及超声在工业、医学、探测等各方面的可能应用。第二编讨论水声学,其中介绍了水下探测技术的原理和设备,各种水下吸声体的结构等等。第三编讨论飞机和水中航行体螺旋桨的噪声问题。此外,前面还有一章讨论空气中和海洋中声波的传播问题。

书中各章是分别由各方面的有关专家执笔撰写的,因此对各个领域的主要面貌都介绍得比较全面;但因篇幅的限制,讨论不可能很深入。书中附有丰富的参考文献,它们对有关工作者是很有用的。

本册可供声学工作者、应用超声的各个领域的工作者、水声工作者、造船工作者、航空工作者、高等院校师生参考。

声 学 技 术 概 要

(中 册)

[英] E. G. 里查孙 主编

馬大猷 关定华等 译校

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 117 号

北京市书刊出版业营业许可出字第 061 号

上海市印刷五厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1965 年 10 月 第 一 版

开本: 850×1168 1/32

1965 年 10 月 第一次印刷

印张: 12 1/4

印数: 0001—1,950

字数: 321,000

统一书号: 13031·2181

本社书号: 8321·13—3

定价: [科六] 1.80 元

目 录

第一章 大气中和海中声的传播 (E. G. 里查孙著; 馬大猷译校).....	1
第一节 反射	1
§1. 简正方式	1
§2. 海底上面声的传播	2
§3. 劳埃德镜效应	5
第二节 折射	6
第三节 海中声波	7
第四节 远距离传播	8
§1. 空气中	8
§2. 海中和湖中, 声道	14
§3. 温度的竖直分布	15
第五节 介质中的吸收	17
第六节 微结构和湍流所引起的散射	19
参考文献	25

第一編 超声换能器和它的应用

第二章 超声换能器 (B. E. 諾勒丁克和 N. B. 特瑞著; 孙允恭和任树初译, 关定华校).....	27
第一节 引言	27
第二节 压电效应	29
§1. 石英晶体	30
§2. 弹性, 压电和介电关系	31
§3. 石英共振器	35
§4. 等效电路	37
§5. 导纳图解	40
§6. 机电耦合因数	44
§7. 负载重的换能器	46
§8. 声功率输出	49
§9. 力学品质因数	51

§ 10. 电学品质因数	52
§ 11. 策动电路	53
第三节 石英晶体的其他振动方式	54
§ 1. 棒的纵向振动	54
§ 2. 切变振动	54
§ 3. 棒的扭转振动	55
第四节 罗谢耳盐	55
第五节 其他压电材料	58
第六节 钛酸钡	59
§ 1. 介电、电致伸缩和弹性特性	61
§ 2. 钛酸钡的电畴理论	63
§ 3. 振动方式	64
§ 4. 机电耦合因数	65
第七节 超声辐射的聚焦	66
第八节 晶体换能器的支架	68
§ 1. 气体	68
§ 2. 液体与固体	68
第九节 磁致伸缩	69
§ 1. 焦耳效应	70
§ 2. 横向焦耳效应	72
§ 3. 威德曼(Wiedemann)效应	72
§ 4. 磁致伸缩材料	72
第十节 通用等效线路(机电系统)	73
第十一节 磁致伸缩换能器	75
§ 1. 等效电路	75
§ 2. 等效集总常数	78
§ 3. 机电耦合因数	79
§ 4. 有效弹性模量	80
§ 5. 耦合因数的测量	81
§ 6. 阻抗圆	85
§ 7. 效率	89
§ 8. 换能器的设计	91
§ 9. 策动电路	97
§ 10. 振动方式	100
第十二节 电动式换能器	101
第十三节 其他超声发生器	103
§ 1. 旋笛	103
§ 2. 流体发生器	103
第十四节 接收器和检测器	104
§ 1. 磁致伸缩接收器	104

§ 2. 压电接收器	106
§ 3. 灵敏度	106
§ 4. 电容傳声器	107
§ 5. 光学检测方法	108
§ 6. 热学检测方法	114
§ 7. 固体中的振动	114
第三章 超声应用(B. E. 諾勒丁克和 N. B. 特瑞著; 黃曾賜 譯, 关定华校)	115
第一节 探测和通訊系統	115
§ 1. 回声测深	115
§ 2. 探伤	120
§ 3. 测厚	126
§ 4. 超声延迟綫	127
§ 5. 固体彈性的測量	132
第二节 机械上的应用	137
§ 1. 除烟	137
§ 2. 加工	139
第三节 液体中的效应	141
§ 1. 空化	141
§ 2. 乳化	146
§ 3. 清洗和扩散	148
第四节 化学效应	149
§ 1. 总論	149
§ 2. 聚合物	150
§ 3. 冶金	151
§ 4. 錫焊	153
第五节 生物应用	156
§ 1. 引言	156
§ 2. 微生物	157
§ 3. 治疗	159
第六节 其他应用	164
附录	165
参考文献(第二章和第三章)	166

第二編 水 声 学

第四章 測量技术和設備(E. 梅耶著; 馬大猷譯校)	185
第一节 技术	185
§ 1. 瑞利盘	185

§ 2. 声压傳声器	186
§ 3. 速度傳声器	189
§ 4. 声源和傳声器的校准	189
第二节 測量水槽	191
§ 1. 硬壁管	191
§ 2. 軟壁管	194
§ 3. 二維淺槽	197
§ 4. 三維水槽	199
参考文献	202
第五章 水中气泡(E. 梅耶著; 馬大猷譯校)	204
第一节 气泡的脉动理論	204
第二节 单个气泡的測量	205
第三节 气泡群的性质和測量	210
第四节 空气泡的其他振动方式	214
第五节 气泡和空化	215
参考文献	218
第六章 寬帶水声吸收体(K. 塔姆著; 馬大猷譯校)	220
第一节 引言	220
§ 1. 应用範圍	220
§ 2. 共振和无共振吸声系統的比較	220
第二节 声吸收的原理	222
§ 1. 均匀厚层的匹配和声衰减	222
§ 2. 有限厚度层的匹配	223
§ 3. 用逐渐由介质向吸收材料轉变的方法改进匹配	225
§ 4. 利用尖劈和肋片的匹配	226
第三节 具有內耗的均匀介质中的声吸收	227
§ 1. 形变损失的考虑	227
§ 2. 液体中的內耗	227
§ 3. 固体的內耗	229
第四节 液体中多孔骨骼形成的吸声結構	231
§ 1. 悬浮体	231
§ 2. 液体中的单个纖維	233
§ 3. 液体中的矿綿和金属綿	233
§ 4. 液体中的单个細目网屏	234
§ 5. 粘滯性液体中的多层网屏	236
§ 6. 多孔层的瑞利模型	237
§ 7. 对多孔吸声体的实验	240
§ 8. 多孔吸声体骨骼中的声傳播	241
§ 9. 多孔吸收体制成的尖劈裝置	243

第五节 高度可壓縮性材料制成的吸收結構	244
§ 1. 肋片結構的原理	244
§ 2. 第一个研制的肋片結構	246
§ 3. 用不需支架的有滯后效应的可壓縮塑料制成的吸声肋片	248
§ 4. 肋片裝置的作用方式和尺寸	249
§ 5. 吸收牆壁間的通道中的声傳播	250
§ 6. 肋片吸收結構的声阻抗和前面反射	251
§ 7. 肋片逐漸过渡的形式	253
§ 8. 反射的指向性	255
§ 9. 温度和压力的影响; 肋片材料的吸水	256
§ 10. 穿孔橡胶肋片吸收結構	257
§ 11. 肋片結構的金属箔蓋	258
§ 12. 測量水槽用肋片吸声結構衬里	258
参考文献	259
第七章 共振吸声材料(日. 阿尔貝特著; 朱維庆譯, 关定华校)	262
第一节 引言	262
第二节 共振吸声体的結構和物理性质	265
§ 1. 共振吸声体的基本形式及其研制	265
§ 2. 共振吸声体的原理	267
§ 3. 双回路吸声体的研制	268
第三节 理論基础	271
§ 1. 共振吸收体的基本模型的理論	271
§ 2. 基本模型的等效电路	274
§ 3. 使用基本模型时的匹配条件	276
§ 4. 双回路模型的大孔振动体的导納	278
第四节 理論的實驗驗證	279
§ 1. 設備	279
§ 2. 孔穴振动体导納的測量	280
§ 3. 滿足匹配条件的可能性	286
第五节 共振吸声体实际应用中的問題	290
§ 1. 孔的具体安排和阻尼层結構的准确控制	290
§ 2. 共振吸声体的声吸收与压力和温度的关系, 老化	295
§ 3. 在掠入射时共振吸声体的反射	298
参考文献	298

第三編 飞机噪声和 水下螺旋桨噪声

第三編中使用的符号	299
第八章 螺旋桨噪声(A. A. 雷几尔、H. H. 哈巴德和 L. W. 拉錫特著; 孙允恭譯, 关定华校)	302

第一节	引言	302
第二节	基本因素	302
第三节	螺旋桨噪声	304
第四节	稳定空气力引起的噪声	304
§ 1.	扭力和推力引起的噪声的理論	305
§ 2.	一些噪声測量結果和理論的比較	306
§ 3.	指向性质	307
§ 4.	叶片数	308
§ 5.	叶片寬度	308
§ 6.	功率負荷	309
§ 7.	桨梢馬赫数	309
§ 8.	叶片厚度	311
第五节	不稳定空气力所引起的噪声	311
§ 1.	旋渦的脫出	311
§ 2.	周期性的不稳定叶片力	313
第六节	螺旋桨的近場噪声	313
§ 1.	近場与远場噪声的比較	314
§ 2.	分布負載的分析	315
第七节	几种特殊的螺旋桨	315
§ 1.	超声速螺旋桨	316
§ 2.	双旋螺旋桨	316
§ 3.	串列螺旋桨	317
§ 4.	帶罩螺旋桨	317
第八节	前进速度的影响	318
	参考文献	321
第九章	噴气噪声 (A. A. 雷几尔、H. H. 哈巴德和 L. W. 拉錫特著; 孙允恭譯, 关定华校)	323
(甲)	連續噴注的噪声	323
第一节	理論的現况	323
第二节	噴注結構	324
§ 1.	混合区域	324
§ 2.	速度分布	325
§ 3.	湍流分布	326
第三节	湍流与噪声的相关性	327
第四节	几个参数的影响	330
§ 1.	內噪声	330
§ 2.	近場噪声与远場噪声的比較	331
§ 3.	場点的方位角	333
§ 4.	噴注速度	335

§ 5. 噴注大小	336
§ 6. 頻譜	337
第五节 阻塞噴注	338
§ 1. 噪声特性	338
§ 2. 降低噪声的装置	340
(乙)其他噴气发动机类型	341
第六节 脉动式噴气发动机	341
§ 1. 工作循环	341
§ 2. 噪声特性	341
§ 3. 理論	343
第七节 冲压式噴气发动机	344
第八节 火箭	345
参考文献	346
第十章 飞机的其他噪声源和比較噪声級(A. A. 雷几尔、H. H. 哈巴德和 L. W. 拉錫特著; 朱維庆譯, 关定华校)	348
第一节 飞机的其他噪声源	348
§ 1. 空气动力噪声	348
§ 2. 往复式发动机	349
§ 3. 轰隆声	350
第二节 各种飞机推进系統噪声級的比較	352
参考文献	354
第十一章 水中推进噪声 (E. G. 里查孙著; 朱維庆譯, 关定华校)	358
第一节 空气中和水中螺旋桨叶片的頻率	358
第二节 歌螺旋桨	359
第三节 空腔的形成	361
第四节 高速空化	365
第五节 螺旋桨的声譜	367
参考文献	368
索引	369
譯后記	381

第一章 大气中和海中声的传播

第一节 反 射

§1. 簡 正 方 式

根据对阻抗的初步考虑可知, 一种介质中的声波射到第二种介质的界面上时, 只要特性阻抗不同, 就要发生反射[上册, 13 頁, 式(35)].

反射波在界面上时的位相要比入射波落后一个角度 δ , 其值在 0 (硬表面, 如空气-地) 与 π (軟表面, 如水-空气) 之間*. 这是垂直入射时的情况. 平面波的反射波陣面在斜入射时的方向可用光学中的反射定律求得, 在点声源距界面不远时, 也可以先求得它的象, 画出第一介质中的反射声綫, 从而求得反射波陣面.

上面的作图方法在建筑声学中是常用的, 但是建筑声学还有一个方法也可以用到淺水中声傳播的問題上, 因而也值得注意, 这就是簡正振动方式的方法(見上册, 117 頁).

为簡單起見, 設介质有两个平行界面, 一个是自由表面 $y=0$, 一个是底 $y=h$, 它們都是完全反射的, 設其間有簡諧波, 声压为 $p = \varphi \cos \omega t$, 式中 φ 是随空間变数改变的幅值, 滿足三維波动方程

$$\nabla^2 \varphi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \varphi = 0, \quad (1)$$

* 原文是“其值在 0 (軟表面, 如水-地) 与 $\pi/2$ (硬表面, 如空气-地) 之間”, 有誤. 水-地不能算是軟表面. 特性阻抗为 z_1 的介质中的平面声波垂直地入射到特性阻抗为 z_2 的介质表面时, 反射系数为

$$R = \frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1},$$

軟表面上 $z_2 \ll z_1$, $R \approx -1$, 而硬表面上 $z_2 \gg z_1$, $R \approx +1$, 因改如上. ——譯者注.

并满足如下边界条件: $y=0$ 时 $\varphi=0$, $y=h$ 时 $\frac{\partial \varphi}{\partial y}=0$.*.

幅值应沿深度方向形成简谐式驻波, 假设

$$\varphi = G \sin \frac{2\pi y}{\lambda_y}, \quad (2)$$

式中 G 是水平坐标 x, z 的函数, λ_y 是一个波长, 它的奇数倍等于 $4h$ **.

G 的方程是

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + 4\pi^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_y^2} \right) G = 0. \quad (3)$$

这个式子的平面波解是 $G = m_1 \cos ks + m_2 \sin ks$, 其中 m_1, m_2 是任意常数, $s = x \cos \theta + z \sin \theta$ (θ 为波行进方向与 x 轴所成角度), 而

$$k = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_y^2}}. \text{ 如 } k \text{ 为虚数 } jk' (k' \text{ 取正值}), \text{ 解就成为}$$

$$G = me^{-k's}. \quad (4)$$

这是 $\lambda > 4h$ 时的解, 正幂数的项未写出, $4h$ 是可过的最长波长 (“简正方式”的最长波长)***. 频率和波长的临界值称为“截止值”. 比截止波长更长的波衰减比较快.

§2. 海底上面声的传播

图1是用声线方法处理的一个简单例子.

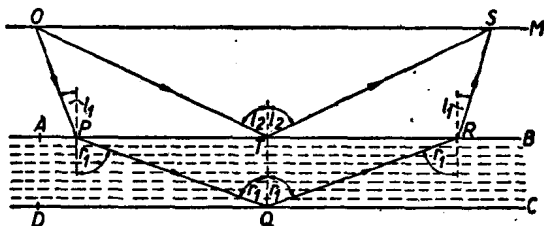


图1 两平行层上表面处自声源 O 到水听器 S 的声线路程

* 这是硬底的情况, 底上的振动为零. 原文是 “ $y=0$ 和 h 时, $\varphi=0$ ”, 有誤. 下文中对 “ λ_y 为 $2h$ 的倍数” 也作了相应修改. 这样改后, 和式(9)后的讨论才一致. —譯者注.

** 見上注. —譯者注.

*** 这一句和原文比较略有改动. m_1, m_2, θ 的解释, k 的式子都是譯者加的. 原文中 $k(=2\pi/\lambda)$ 和 $k > \pi/l$ 都錯了, 已經改正. —譯者注.

这代表水层下接着有一层淤泥的情况，泥中的声速为每秒 3000 米，而水中声速只有每秒 1500 米。压缩波从紧挨在自由表面下的 O 点发出。达到了分界面 AB 时，波有一部分反射，有一部分折射，不过如入射角等于〈或大于〉* 临界角，就会发生全反射。在这个情况下临界角是 30° ，因为 $\sin i = 1500/3000 = \frac{1}{2}$ 。射到 AB 上的声线，有的（入射角小于 30° 的）要射入底层，在 CD 上部分地或完全地反射（视泥下地层的特性阻抗而定），然后又在 AB 折射，到达表面，成为声线 $OPQRS$ ；这个声线所代表的能量以外的那部分残余能量自 P 直接反射回到表面。在 AB 面上入射角大于 30° 的声线要发生全反射。其中有一个入射角为 i_2 的 OTS 声线回到表面时到达的 S 点和经过下面介质的声线 OP 所到达的点相同。如 $OA=l_1$ ， $AD=l_2$ 分别为水和泥的深度， OTS 路程所需的时间为 $\frac{2l_1}{c_1 \cos i_2}$ ； $OPQRS$ 路程所需的时间是

$$\frac{2l_1}{c_1 \cos i_1} + \frac{2l_2}{c_2 \cos r_1}, \quad (5)$$

式中 i_1 和 r_1 的关系是

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{c_1}{c_2}. \quad (6)$$

在所假设的条件下 $c_2=2c_1$ ，相当显而易见的是，如果 S 离 O 不太远，经过 OTS 路程的波要比经过 $OPQRS$ 的早到，但是如果 S 离 O 很远时，后者的大部分路程在速度为水中路程 OTS 上速度的二倍的底层中。因此折射波可能比全反射的波先到达。

我们如沿着表面 OM 设若干观测站，把沿着表面到达的直达波略去，反射波到达观测站的时间就要随着距离的增加而增加，不过到达一定距离后沿 OM 的反射时间曲线就要有一个转折点，它表示经过底层的折射波已超过全反射波。

这种传播时间不连续性的存在是下面有反射层的确定。由不连续处的时间和声波返回的方向可用上面的方程求得 c_1 和 c_2 的

* 尖括号中的字是译者所加的，以后均同，不再一一注明。——译者注。

值。知道 c_2 , 对了解 $ABCD$ 层的性质有很大帮助。

水道中自由表面下的一个脉冲声源发出声音时, 在一个距离逐渐增加的水听器上信号到达时间完全可以用上法求得, 每次反射时返回能量的大小也可用式(1)估计, 但是所收到的信号和发出的相差很远, 前者的性质是不能用这个方法求得的。

发出的脉冲信号常可以分解为傅里叶级数, 其中频率高于由深度决定的截止值的就成为在自由表面与底之间来回反射同时也向前传播的一系列声线, 最后到达水听器, 由于沿途反射次数不同, 声压有的是正, 有的是负*〈相加就成为所收到的信号〉。

如果应用简正振动方式的理论, 我们就可以更清楚地看出声压脉冲传播的情况。假设厚度为 h 、声速为 c 的水层下是声速为 c_1 的泥底, 并设有一个频率为 f 的单频信号传播。

水中的波应满足波动方程(1), 其解(2)可改写为

$$\varphi = G \sin py, \quad (7)$$

其中 p 值代表简正方式的特性。底中声波满足相似的方程, 具有同样的传播函数 G , 因此可写成

$$\varphi_1 = CGe^{-qy}, \quad (8)$$

C 为一常数**。这两个式子要满足两个边界条件: 声压与法线方向振动速度***在界面上的连续性, 这样可得两个方程:

$$\sin ph = Ce^{-qh}, \quad \frac{p \cos ph}{\rho} = -\frac{qCe^{-qh}}{\rho_1}. \quad (9)$$

* 声压除了正、负不同外, 相角也是不同的。——译者注。

** 这一段的原文是:

“式(3)中的函数 G 只要令 $\lambda_y = c/f$ 并满足边界条件就可以用到这个问题上。因此(深度 $y < h$ 时)

$$G = A \sin \left[2\pi \left(\frac{f^2}{c^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}} y \right] = A \sin py. \quad (7)$$

底中有一类似于(3)的方程, 但括弧中应改为 $\frac{1}{\lambda^2} - \frac{f^2}{c_1^2}$, 其解应为 ($y > h$ 时)

$$G = B \exp \left[-2\pi \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{f^2}{c_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} y \right] = Be^{-qy}. \quad (8)''$$

因所用符号混乱, 改写如上。——译者注。

*** 原文为声压梯度, 现改正。——译者注。

$c < c_1$, $\rho < \rho_1$ 时, p 值为实数。

这两个方程的解 p 就代表水层的简正方式。第一个方式的最低频率具有半周期 $2h\left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{c_1^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ *, 这和用声线方法求得的相同。第 n 阶方式的最終频率是这个值的 $(2n-1)$ 倍。

由于任意干扰可看作很多频率的和, 不同频率的相速不同, 但在某一时刻 t , 能量将集中于 x , 因而 x/t 为群速。在一个频带内的简正方式以它自己的群速传播。群速的值在截止频率等于零, 在高频等于水中速度 c^{**} 。

水听器在这种情况下响应的包括: (a) 直达波的到达, (b) 加上低频简正方式渐并入, (c) 高频简正方式。

§ 3. 劳埃德镜效应

声源接近反射表面时, 在不太远的距离内所得结果可以把自声源传来的直达声 (路程 r) 和自象传来的反射声 (路程 r') 按位相关系相加求得。这和光学中的“劳埃德 (Lloyd) 镜”的问题是一样的。设 l, l' 分别为声源和接收器到镜面的垂直距离, R 为它们的水平距离, 干涉就要在 $\sin 2l'/2R\lambda = 0$ 的地方发生。

水听器所收到的幅值是 $(2P/R)\sin 2\pi l'/R\lambda$, 其中 P 是距声源单位距离处直达声的声压幅值 (见图 2)。

当 l'/λ 远小于 R 时, 或当水听器与镜面距离 l' 远小于 $\pi R/\lambda$ 时, 所得声强 (与幅值平方成正比) 就很小, 当 $2l'/R\lambda$ 为整数时, 声强为零; 为整数加 $1/2$ 时, 声强极大。

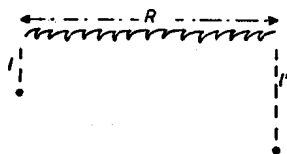


图 2 水的自由表面下的劳埃德镜效应

在水下信号传输中, 如能满足平方反比定律, 则当距离增加

* 原文如此, 其实与底层的关系还应该更复杂一些。——译者注。

** 原文为“群速在截止频率时为底层速度 c_1 , 逐渐变为高频时的水中速度 c , 其间有一极小”, 有誤。群速 (代表能量传播速度) 是不可能大于自由波速度的 (上面假设 $c < c_1$)。因改写如上。——译者注。

时,声压要成比例地降低. 所謂“傳輸异常性” A 就代表超过平方反比衰减的傳輸損失,以分貝計. 表面是完全反射面时,

$$A = -20 \log [2 \sin 2\pi l l' / R \lambda],$$

当表面的反射系数为 γ 时,

$$A = -10 \log [1 - 2\gamma \cos 4\pi l l' / R \lambda + \gamma^2],$$

图 3 代表在不同反射因数* γ 值下的傳輸异常性.

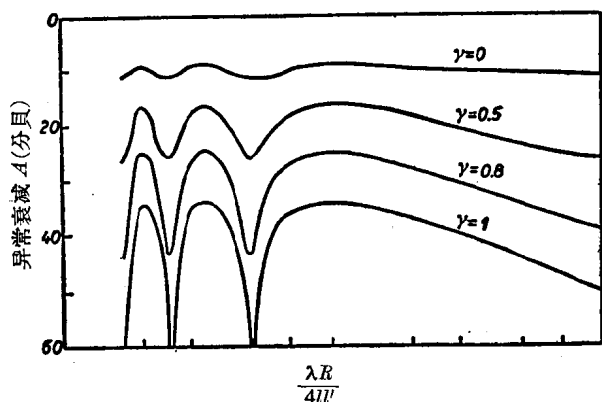


图 3 浅海中的傳輸异常性

干涉現象实际上常为表面上的不規則反射所平滑掉, 如地上的植物, 海上的波浪等都有此作用.

第二节 折 射

根据斯涅耳定律, 在声速不同的层間的折射是突然的, 如果 (a) 由于温度、压力或含盐率的梯度而有声速渐变时, 或 (b) 风或海流的 (矢量) 速度 V (使有效声速变为 $c \pm V$) 有梯度时, 折射就是逐渐的. 声音由水中进入海底时发生突然折射, 而在海水中 and 大气中的傳播都有逐渐折射.

大气中或海洋中某一种或几种性质常常在豎直方向有梯度. 密度、体积彈性或流速 (风或水流) 的梯度都使声速改变, 因而引起

* 原文为海底反射因数, 和上、下文不一致, 故略去“海底”字样. ——譯者注.

声綫的逐漸弯曲。如果流体具有整体的速度,严格地说,声速是不变的,不过在任何一点的声音速度都是静止流体中的声速与“矢量流速”的和,因而流体速度对折射的作用和声速改变的影响相同。

在大气低层,风和温度差是折射的常见原因;在海中,流速的影响小,因为流速和较高的声速比较起来是很小的,但是温度、含盐率和静压力都引起变化。在正常气象条件下,在水上或水下,声速均随离开海面的距离的增加而减小。

折射遵守斯涅耳定律

$$\frac{c}{c_0} = \frac{\sin i}{\sin i_0} = \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0},$$

式中 i_0 和 θ_0 代表初始的,而 i 和 θ 代表最后的入射角和仰角。

如果 i 随高度或深度的变化继续维持下去,声綫就不会返回地面或海面。不过有时会遇到反转的声速梯度,把声綫折射回来,使中间区域成为“声影”或“寂静区”。

风和水流的作用相似。地面上的一般倾向是高度越大,风速也越大,使声綫成为凹形(从下面看)。相反地,水流在接近自由海面处最大,使水下声綫成为凸形(自海面看)。

第三节 海 中 声 波

因为总的说来,海洋是比大气更为稳定的介质,也不大被强烈的涡流或其他不连续性所分断,水下声波的路程比空气里的更便于估计。

影响声速的两个主要因素——温度和含盐率——的增加都使声速增加。在海洋上层中,越向下温度越低,而含盐率稍有增加,这两种效应有互相补偿的倾向,但温度的影响要超过含盐率。液体中的声速虽然也随压力而增大,但后者的作用比前两个因素比起来要小。在河口淡水与咸水交界的地方也会有反射。

声波在海中的阻力损失较小,因此可比大气中传播得更远。在从灯塔或灯塔船舶发出报警信号时,人们发现最好把警钟或其他声源放在水中,而在船上也装有置放在水中的适当接收设备。