

朱 堃 著

主动声呐检测 信息原理

海洋出版社

71.51.04
200
13

赠阅

主动声呐检测信息原理

朱 瑛 著



1990年·北京

401446

内 容 简 介

本书根据近20年来国内外关于主动声呐的检测理论和技术,从信息和通信观点上,全面、系统地讨论了主动声呐检测的信息原理和方法,并着重讨论了声呐波形、信道、接收机以及它们之间的适配问题。全书共分十一章,分别讨论了波形分析和匹配滤波检测、水声信号和声呐信道,以及声呐接收机和声呐波形最优设计等内容。

本书内容全面,观点新颖,适合从事水声物理和水声工程设计等研究人员阅读,也可作为大专院校有关专业的教师和研究生参考。此外,对从事雷达、通信和地质勘探等领域的研究设计人员也有一定的参考价值。

责任编辑:陈泽卿

主动声呐检测信息原理

朱 莹 著

海 洋 出 版 社 出 版

北 京 西 三 旗 印 刷 厂 印 刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 27.2 字数: 650千字

1990年10月第一版 1990年10月第一次印刷 印数: 001~1000册

ISBN 7-5027-1122-8/O·27

定价: 20.00元

序 言

这是一本在国防水声学中,关于主动声呐检测方面的专著。

50年代,从雷达中发展起来的匹配滤波检测理论和脉冲压缩技术,由于时间压缩相关技术的出现,在声呐的理论和实践中,很快得到了推广和应用。新技术的出现,特别是微电子计算机和信号处理技术的发展,又促使主动声呐检测进入了信息科学技术的新时代。

虽然雷达检测理论已日趋完善,其中很多原理和技术都可以移植到主动声呐中,但是,由于使用环境和载波的不同,声呐同雷达的信息检测和处理,在原理和技术上都存在着本质的差别。在主动声呐中,获得目标信息的最佳检测效果,不但与所采用的声呐波形和接收处理方法有关,而且因声呐使用环境或信道的不同而有很大的差异。正如本书重点之一,第十章“最佳接收机”中所指出的,这不仅要求从事声呐技术研究和设计乃至操作人员,必须对声呐使用环境和所要检测的目标特性(书中统称为声呐信道)有基本的了解,以便设计或选择与其相匹配的最佳声呐波形和接收机形式,而且也要求从事为声呐服务的水声物理研究工作者,不能只限于从能量关系上来研究水声现象。

近二十年来,国内外水声和声呐研究设计人员就这些方面的问题,开展了广泛的研究,并取得了很大的进展,可以查考的相应文献或内部资料,也有相当的数量,但却十分零散。据我所知,至今国内外还没有一本就这个问题进行系统讨论的专著。霍顿的《水声信号处理》,只着重于检测理论和信号处理的基本原理阐述,没有就声呐的全过程、特别是声呐信道问题作全面的深入讨论。乌立克的《水声工程原理》虽然讨论了声呐的全过程,但也只是着重于以声呐方程为基础研究能量关系,而有关声呐过程中的信息关系,讨论是不多的,当然,这两本书有许多优点,深受我国水声科学界的欢迎。

随着我国国防水声科学技术的发展,以及海防的实践需要,关于主动声呐检测理论和技术的问题,已日见其重要,本书就是受这种形势的促进而问世的。本书作者从事主动声呐的理论和实验研究已近三十年,这本专著就是作者在自己长期研究成果的基础上,根据二十多年来国内外关于主动声呐检测理论和技术的最新成就撰写而成。作者从信息论和通信理论观点出发,全面地、系统地讨论了主动声呐全过程;着重讨论了主动声呐三要素:声呐波形、声呐信道和声呐接收机,以及它们之间的互相匹配。就涉及的内容深度和广度而言,迄今还未见国内外有关类似的专著。

本书观点明确,取材丰富,内容全面。在编排上由浅入深,既重视基本概念的阐述,避免过多的数学推导,又充分体现了国内外有关

主动声呐检测的最新理论和技术，同时也在一定程度上反映了我国主动声呐研究和发展的水平。本书不但适用于从事主动声呐研究、设计乃至操作使用人员阅读，也适用于广大从事水声学科研究和有关大专院校教师和研究生参考；对从事海洋开发、地质勘探、雷达和通信领域的研究设计人员，也有一定的参考价值。

本书主要从时域上讨论主动声呐检测的信息过程，有关噪声中的检测、空间布阵原理、参量估计和信号处理以及水声学专题。在已出版的《水声学》、《水声信号被动检测与参数估计理论》和《声呐信号处理——原理与设备》三本专著中已有系统深入的讨论。相信这四本专著的出版，对我国水声事业的发展，将起到很好的促进作用。

汪 德 昭

1990年5月

位波阵面（波前曲面）上的声线数目（或称声线密度）的变化来形象描述。图 7.2.1 所示四种典型扩展的声线图（相应于四种不同的声速梯度），由于声速分布不同，给定波束角度内的声线可能密度为零（形成影区），也可能在某些区域内形成强亮区（声线密度最大），如图中 d 的密集区。后一种情况常使能量沿着管状或层状空间传播，这种效应称传播的波导效应。

由于折射和介面反射，海洋声传输信道大都或多或少地呈现波导效应。

主要影响声速分布的是温度，实际海洋温度都可假定是水平分层均匀的分布形式，一般是“三层”结构，例如，近海面层由于和大气接触并不断地进行热交换（阳光照耀和风浪搅拌），形成表面等温层或混合层，深水处是稳定的均匀冷水等温层。在这两层之间，温度由热变冷而形成主跃层。表面混合层和主跃层有着明显的季节性和地区性，例如浅海冬季可以不存在跃层，高纬度地区冬季混合层可深达数百米，而夏季几乎不存在混合层。

深海的三层温度结构形成声速的三层剖面分布（如图 7.2.2a），从而形成声波在海洋中传播的波导效应。

典型的声速剖面 and 声线图如图 7.2.2b。

对于近海面声源，声波传播有三种不同的模型，即表面声道模型、海底反射模型和会聚带模型（分别如图 7.2.2b 中声线类型 a、b 和 c）。对深水声源有两种不同的模型，即声发（Sofar）声道和 RSR（折射-海面反射-折射）模型（如图 7.2.2b 中 d、e）。

表面声道模型是表面负梯度声速剖面形成的。声道内声线是向上折射和海面反射的重复形式。每经一次海面反射，都有一些能量损失，其损失大小与海面不平整性有关。完全平整的海面对声波而言只是一个“—1”的压力释放面，因此反射是无损镜面反射，而不平整性通常可以通过瑞利参数

$$R_s = 4\pi k \sigma_s \sin \theta \quad (7.2.1)$$

来确定[见第 7.4 节]，式中 $k = f/c = 1/\lambda$ （ λ 是波长）， σ_s 是海面不平整性的均方根高度， θ 是声波掠射角——射线对平均海面的夹角。当 $R_s \ll 1$ ，或 $\sigma_s \ll \lambda/\sin \theta$ 时，可以忽略海面不平整性及其造成的反射损失。这种情况下，声波在表面声道内可以传播很远，并在整个声道内形成声场；但对表面声道层下，将出现稍远距离以外声能不能到达的影区。对位于影区内的目标，处于表面的声呐系统是很难检测到的，必须利用海底反射或会聚带模型（见下一节）。

海底反射模型需要有较强的负梯度声速剖面，声线经过表面混合层向下弯曲经海底弹跳返回介质。虽然海底的弹跳会有较大的能量损失（与底质结构有关），但只要有足够的能量，一次弹跳程也能在较远距离上形成声场。

会聚带模型由于声线向上向下折射，不经海底弹跳，因此可在更远的距离（深海条件下约 30~35 公里）周期性地形成强“亮”区（会聚区）。

应该指出，声呐使用海底反射模型和会聚带模型需较大的下倾波束方向角——俯仰角 θ 。

最有利的是深水声源声发声道模型，声能可以在一个与介面无接触的“管道”内接近无扩展损失地传输，因此有时能传递远达数千公里的路程。深水声源 RSR 模型由于存在一条可靠途

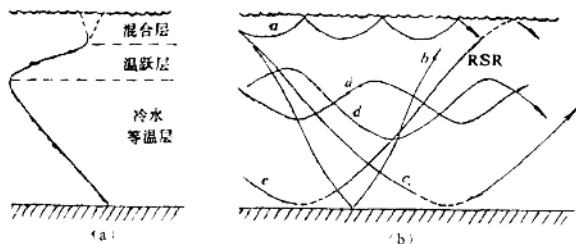


图 7.2.2

径——不受海底和表面层的影响的途径,对检测浅水源所达不到的影区范围内的目标是有利的。

对于浅海情况,由于受海底影响,传播模型较为复杂,通常深部冷水层不十分明显,波道效应主要表现为海底海面间的多次反射和折射形式,其能量损失决定于声速剖面分布和海底底质声学性质,典型的声速剖面如图7.2.3所示。

海水介质的声速剖面可以是等温层或微弱正梯度(如冬季)和表面混合层加负跃层或负梯度(夏季)。对于海底底质的影响,由于底质可以是稀泥、砂砾或岩石(一般都复盖一层沉积物),海底对声波反射不像海面那样可模拟成“—1”的压力释放面,但部分透入海底的声波,有时由

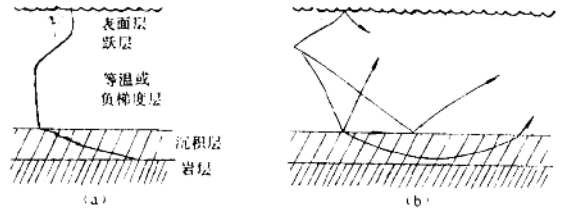


图 7.2.3

于底层介质声速随深度增加而迅速增加,形成底层内的声波向上折射,并在较远距离内返回海水介质,因此声传播仍能保持波导效应。经海底反射的能量和透入海底的能量与频率有关,对于很低的地震频率,声波的海底反射能力极差而透射能力较强,可以穿透较深的海床;而对于高频,海底有较大的反射能力,但透射能力很差,这是浅海海底可使远距离传播的低频成分加强的原因。

应该指出,由于浅海声速分层厚度和海深都较小,射线理论不能准确地给出远场声场特性,也不能正确描述海底的影响,较有效的理论模型是基于简正波理论的匹克利斯波导模型等^{[115][116]}。另外,由于海底的大幅度起伏不平,(大陆架或海底丘陵地形和海流的影响),所有基于分层介质假设的理论模型也不能完善地描述大多数浅海声传输的实际过程。

当海底吸收较强时,到达海底的声波将不再返回介质,声传播呈现反波导模型。

7.3 声传播的多途效应

和无线电信道一样,由于介质空间的非均匀性,传输信道必然存在多径现象,也就是说在一定波束宽度内发出的声波可沿几种不同的途经到达介质中的另一点,且声在不同的路径中的传播由于路径长度的差异,到达该点的声波能量和时间也都不一样,正如在第6.7节中指出,信道的这种多途效应必然引起信号的多径衰落,从而引起传递声波的信息模糊,使一个声源被误认为多个声源或变成一片“云”。这一节,我们就海洋中常见的分层介质典型多途现象作简单的几何和物理上的说明。

7.3.1 深海近表面声源—接收器情况

图7.3.1说明深海近表面声源—接收器的多途类型及其与声源—接收器间的位置关系。

很近距离是以直达程 A 和海面反射程 B 为主,直达程 A 近似为球面扩展的稳定声程,但反射程 B 则可能是由于海面不平整而引起的散射多途,当距离远到和收发两点平均深度接近相同时,平整海面(镜面)反射途径和直达途径将使声波以接近相同的时间和能量传送到接收点 B ,从而引起声波的干涉。

在海面附近声速形成负梯度剖面结构时，由于声线向下弯曲，以致在稍远的距离上形成影区；影区内任何点的声能只能来自海面、海底和介质本身的散射途径（如图中C）。影区内声场通常不能用射线理论来解释，它是声波衍射过程形成的声场。

在表面声道情况下，声波通过多径向上折射再由海面反射到接收点D，但当接收点在表面混合层以下的影区时，也只有海面高频散射声能和接近低频截止频率的越过分层界面的低频衍射声能。

除非很强的表面声道，对近表面接收器还存在着海底弹跳多途E的主要途径，声弹跳能量（不计吸收）可以平整海底小掠射角弹跳的0分贝到粗糙海底中等掠射角弹跳的20分贝（或更大）之间，因此近程大掠射角和远程小掠射角的多次弹跳的能量较大。一般情况下，对无指向性的接收和发射系统，有4条能量接近相同的途径到达同一接收点（如图）。

较海底弹跳途径为小的发射开角，将在更远的距离上形成会聚带。这时，声波不经过海底弹跳，而直接通过海水折射返回海面（F），向上和向下发射波束各形成上行和下行两路半会聚区，并在近表面处互相靠近而使其能量在3~5海里延伸范围内增加了10~15分贝；在会聚区以外，只有一个强传输程，或采用多元布阵接收才能获得较大的增益。

较深的折射程（图中虚线）可达到远于会聚带的距离，其最大距离决定于海水深度。

对于更远的距离主要是多次海底弹跳程G，损失较大，但如果是很深海域，声线到不了海底，而只有RSR程（H），那么可在比会聚带更远的表面产生声场。

由此可见，不同距离的近表面源和接收器的情况，其多途结构是不同的，沿不同类型的途径到达接收点的时间和能量损失也不相同。远距离传播时间和能量损失对距离关系如图7.3.2所示。

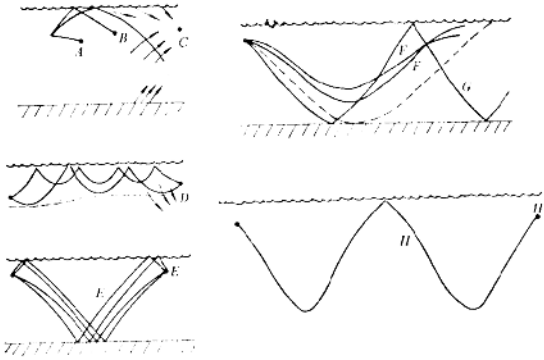


图 7.3.1

7.3.2 深海深水源-接收器情况

当源与接收器均置于海洋深水位置时，由于深海声发声道效应，将周期性地出现会聚区、焦散区和影区。位于声道轴上下不同的四种深度的典型深海声线如图7.3.3所示，其中b在声道轴深度附近。

由图可见，随着声源深度增加，位于海面附近的两个半会聚区逐渐分离（内半会聚区向近处移动，外半会聚区向远处移动），会聚区深度也随之增加。在实际海洋条件下，两个半会聚区的宽度约

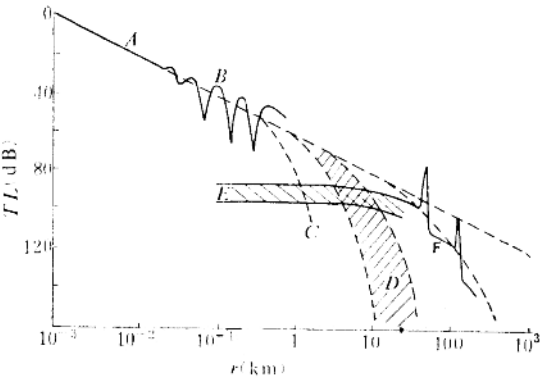


图 7.3.2

为2~5海里, 会聚增益为5~10分贝, 以约30海里为周期的距离上重复出现。

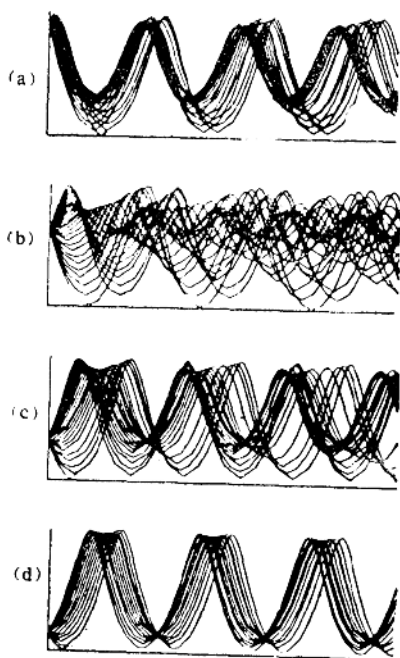


图 7.3.3

型的正梯度。浅海多途如图7.3.5所示。

图中a是均匀声速剖面情况, 任何两点间的声波传输都存在直达程和海面海底反射程, (b)只是由于经海底多次反射程能量损失较大, 因此在近距离多途现象较为严重, 在远距离主要是直达程。在负梯度情况下(图中b), 仅在

近距离才有较强的直达程或折射程(很近距离有海面反射程), 在较远距离(与负梯度大小有关)是影区, 只有海底反射能量和部分海面散射或水中衍射声能; 在跃层情况下(图中c), 声强与发射和接收深度的相对值有关。源和接收器分处于跃层的一侧时, 有较强的折射程或反射程; 但当源和接收器分置于跃层两侧时, 能接收到的声能只是透过跃层的衍射或透射声能。透射声能大都经过海底或海面反射到达接收点, 因此距离较近。

低频情况下, 上面用射线理论解释的多途效应便会偏离实际情况, 低频多途效应用

不同深度的声源形成的会聚区, 焦散区和影区(也存在部分声波衍射和海底反射的弱多途)范围与强度也不相同。位于声道轴以上的声源影区也随深度增加而减小(图中a→b); 在声道轴上的声源影区范围最小, 并在较宽的声道内构成较均匀的声场(b); 轴下声源随着深度增加影区也增大, 会聚区逐渐变深(b→d)。除在会聚区有较强的会聚增益以外, 其他区域的声线途径分布也不均匀, 到达同一位置的各声程由于途中声速和强度衰减的差异, 使传输波形严重衰落。图7.3.4所示三种不同深度上接收的爆炸声波的波形典型地显示了这种差异性^[122]。图中指出, 处于声道深度的源和接收器(图中b), 沿声道方向传播的途径能量损失小, 到达时间最长, 因此形成波形的最后峰起。在偏离轴的深度(图中a、c), 其波形却显示在整个波延伸时间内的幅度(能量)随机性, 但三种深度的波形延伸时间是接近相同的。

7.3.3 浅海多途

浅海传播效应主要表现为声速剖面的三种典型形式: 等温层、负跃层和负梯度。少数情况出现表面声道

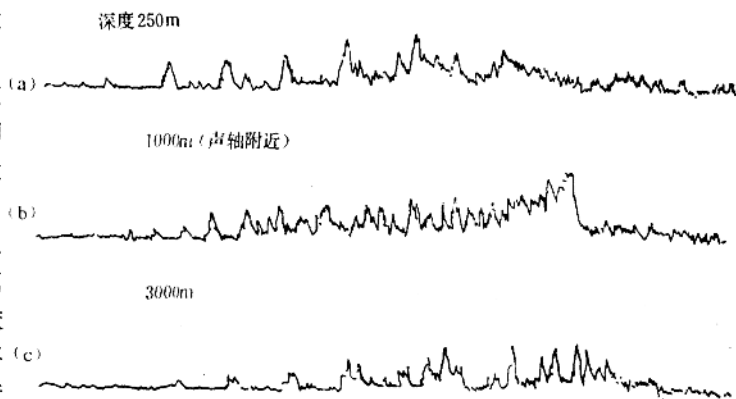


图 7.3.4

简正波理论可给以说明。在某种意义上，低频多途意味着的是存在不同号的简正波。此外，低频声波传播时，在图7.2.3中指出的海底内部的途径必须引起注意，透入海底的声波可能沿几条途径（如图7.2.3中所示沿海底表面的表面波途径、沉积层中折射反射途径和底海晶态结构反射途径等），它们可以较海水中声速为大的速度在远处折回海水而到达接收点。

以上分析均只限于水平均匀的分层介质，实际上，由于非均匀水团作用，折射现象可以出现在水平方向，这就是水平折射多途。但是，水平多途更多地来自大幅度起伏不平的海底山峦，它不受距离限制，因此有时多途延伸也可达几十毫秒甚至数百毫秒量级。

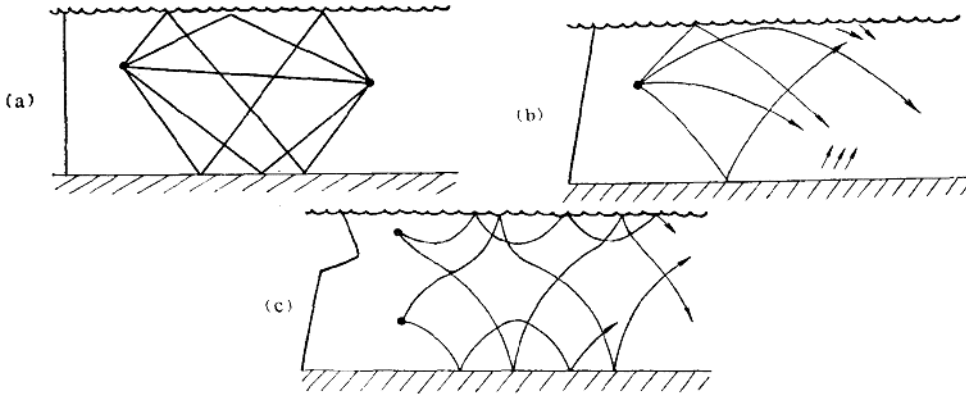


图 7.3.5

7.4 声传播的起伏效应

前面讨论的声传输的波导效应和多途效应都是基于介质是水平均匀的分层结构；实际上介质不但不均匀，而且是随机时变的，因此声场也是随机时变空变的，声信号在传输过程中也将是随机起伏的。这一节我们就引起声波在海洋中传输起伏的主要物理因素作一般说明，详细讨论可参考文献^[20, 118, 123, 124]。在后面，我们还将对这类起伏非均匀信道的特性作进一步讨论。

7.4.1 起伏声场的传统描述法

传统的声场起伏描述方法是声场（声压场）分成两部分：

$$p(t, r) = \bar{p}(t, r) + \tilde{p}(t, r) \quad (7.4.1)$$

$\bar{p}(t, r) = \langle p(t, r) \rangle$ 是声场的平均部分，也是声场的有规成分， $\tilde{p}(t, r)$ 是声场的纯随机部分，且有 $\langle \tilde{p}(t, r) \rangle = 0$ ，起伏是指其随机部分。

我们讨论声场起伏是指给定信道上的声压的起伏，实际上，声场随 r 的随机变化也可理解为声场的空间起伏，这是由于介质空间的随机非均匀性产生的，

描述声场起伏的物理量是起伏的标准方差：

$$\sigma_p^2(r) = \frac{\langle |p(t, r) - \bar{p}(t, r)|^2 \rangle}{\langle |p(t, r)|^2 \rangle} = \frac{\langle |\tilde{p}(t, r)|^2 \rangle}{\langle |p(t, r)|^2 \rangle} \quad (7.4.2)$$

$\sigma_p(r)$ 就是起伏率。描述声场起伏时间变化特性的声场归一化自相关函数是

$$\hat{R}_p(\tau, r) = \frac{\langle p(t, r) p^*(t + \tau, r) \rangle}{\langle |p(t, r)|^2 \rangle} \quad (7.4.3)$$

$\langle \cdot \rangle$ 是系综平均, 由于我们假定了声场起伏是广义平稳的, 因此 $\hat{R}_p(\tau, r)$ 只是时间差的函数, 并且可以用时间平均来代替系综平均。

将 $p(t, r)$ 表示为复指数形式

$$p(t, r) = A_p(t, r) \exp[j\theta_p(t, r)] \quad (7.4.4)$$

那么, 起伏率可以用声场的振幅起伏率 σ_A 和相位起伏率 σ_θ 来表示。

而声场的起伏快慢用起伏相关时间 τ_p 描述, 其定义是

$$\tau_p(r) \stackrel{\text{def}}{=} \int_0^\infty \hat{R}_p(\tau, r) d\tau \quad (7.4.5)$$

或者定义为 $\hat{R}_p(\tau, r)$ 下降至 0.5 或 $1/e$ 时的 τ 值。

对于一般非平稳的起伏, 用如式 (5.3.46) 所定义的声场结构函数⁽¹²³⁾

$$D_p(t_1, t_2; r) = \langle |p(t_2, r) - p(t_1, r)|^2 \rangle \quad (7.4.6)$$

来描述声场的起伏。结构函数对平稳或准平稳起伏声场是

$$D_p(t_1, t_2; r) = 2R_p(0, r) [1 - \hat{R}_p(t_2 - t_1, r)] \quad (7.4.7)$$

$\tau = t_2 - t_1 \rightarrow \infty$ 时

$$D_p(r) = 2R_p(0, r)$$

对于空间非均匀性或空间起伏声场的描述同样可以引入其空间起伏尺寸 (非均匀性相关尺寸) 和空间起伏结构函数 $D_p(t; r_2, r_1)$ 。

实际测量均通过水声信号形式来表示声压时空场: $p(t, r) \rightarrow v(t, r)$ 。

下面就引起声场起伏的几个主要物理因素作扼要的介绍。

7.4.2 海面波浪的影响

绝对平整的海面可作为传输介质空间的无损镜面反射介面, 但是实际上海洋表面由于和大气接触受温度和气流的影响经常呈现波浪、涌或涟漪之类的不平整性, 这种不平整性表面使声波在海面上的镜反射分量中引进随机反射或漫反射成分, 从而引起海水介质中声场的随机起伏。

海面不平整性可用海面质点偏离平均水面的垂直位移 $\xi(x, y, t)$ 来表示。 $\xi(x, y, t)$ 被称为随机波浪场, 一般可假定 $\xi(x, y, t)$ 是均匀的平稳随机时空场, 绝大部分实际波浪质点位移 ξ 的分布符合高斯分布形式:

$$W_\xi(\xi) = (\sqrt{2\pi}\sigma_\xi)^{-1} \exp\{-\xi^2/(2\sigma_\xi^2)\} \quad (7.4.8)$$

$\sigma_\xi = \sqrt{\langle \xi^2 \rangle}$ 是均方根波高, 也表示了海面不平整性高度 $\Delta H = \sigma_\xi$ [见式 (7.2.1)], 其大小与引起海面不平整的动力 (如风级) 有关, 一般为厘米到米量级。

由式 (7.2.1) 所引入的瑞利参数 $R_\bullet = 4\pi k \sigma_\bullet \sin \theta$ 也可用来表示海面反射声场的起伏统计特性。正如文献 [3] 指出, 对式 (7.4.8) 所描述的波浪场, 海面散射场的平均相干成分的反射系数是 $\exp(-R_\bullet^2)$, 非相干成分对相干成分的强度比是 $\exp[(-R_\bullet^2) - 1]$ 。

瑞利参数 $R_\bullet$ 在物理上可理解为由于不平海面所引起的声波散射相对于平均水面的镜向反射波的附加均方根相移。因此, 其大小也反映了不同入射波频率和掠射角下海面的相对不平整性。当 $R_\bullet \ll 1$ 时, 可近似认为海面是镜像反射面。

当 $R_\bullet < 1$ 时, 海面反射信号的振幅分布通常是赖斯分布, 振幅起伏率和相位起伏率都接近于 $R_\bullet/\sqrt{2}$; 当 > 1 时, 振幅分布接近于瑞利分布, 起伏率接近于最大饱和值 (0.52)——

实际测量结果在0.3~0.5之间。由于起伏与掠射角有关,因此随着距离增大,海面反射的振幅起伏率减小。实验结果如图7.4.1a所示^[122]。

海面反射信号的起伏时间特性与激起海面不平的物理特性的时变因素有关。如图7.4.2a所示,浅海定点海面反射信号的振幅相关函数(图中点划线)在 $R_s < 1$ (图中 $R_s \approx 0.37$)时,和海面波浪相关函数

(实线)相似,都呈现同样的波浪周期衰减形式,但对 $R_s > 1$ (虚线, $R_s = 2.2$),起伏相关半径减小。

测量海面反射信号的起伏谱也能说明起伏与 R_s 的关系。图7.4.2b为 $R_s < 1$ 和 $R_s > 1$ 时起伏谱与波浪谱的比较图。 $R_s < 1$ 时起伏谱较波浪谱为窄,随着 R_s 增

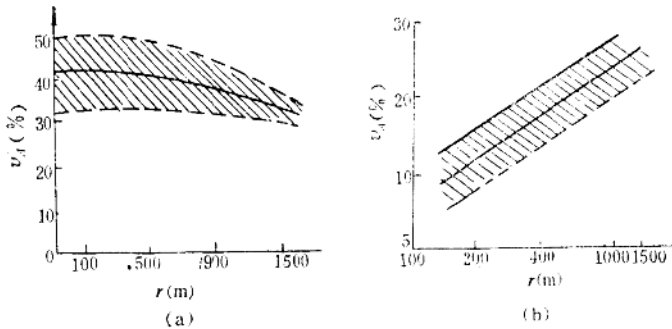


图 7.4.1

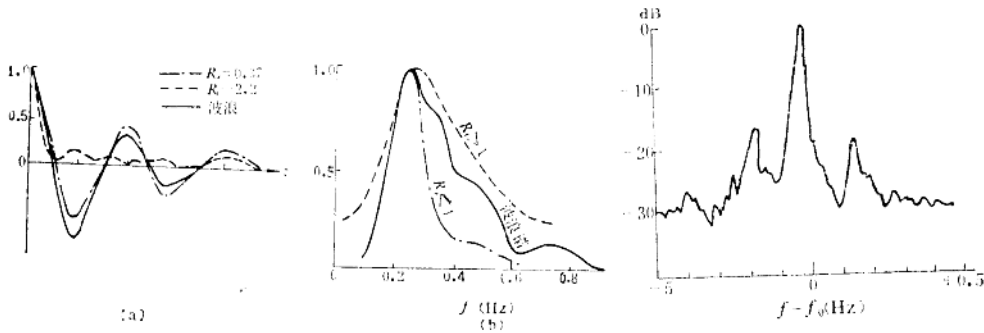


图 7.4.2

图 7.4.3

大,谱逐渐增宽以致当 $R_s > 1$ 时大于波浪谱;但无论 $R_s > 1$ 还是 $R_s < 1$,起伏谱最大位置和波浪谱相同^[121]。

典型一次海面反射的谱,如图7.4.3所示,两个边峰表示波浪所产生的对称频移^[125]

实验指出,风速引起不平整海面反射振幅起伏时间在秒量级。

7.4.3 湍流和非均匀水团的影响

湍流和热交换所产生的介质温度微结构(水团)在某些自然现象(如气压、涌浪、潮汐以及地球自转等)影响下都会产生随机运动,从而使声波传输信号产生起伏。物理上这种起伏是这些温度微结构(水团)对应声速或折射指数 $c/\bar{c}$ ($\bar{c}$:平均声速)的随机变化引起的,因此起伏大小也与水团的折射指数时空统计特性有关。记折射指数起伏率及其相关函数分别为

$$\mu(t, r) \triangleq [c - \bar{c}] / \bar{c} \quad (7.4.9)$$

$$\text{和} \quad R_\mu(\Delta t, \Delta r) = \langle \mu(t, r) \mu(t + \Delta t, r + \Delta r) \rangle \quad (7.4.10)$$

那么,水团沿传递方向 x 的相关尺寸定义为

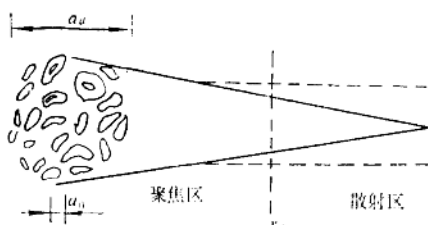
$$a_{\mu}(\Delta t) \triangleq \int_0^{\infty} R_{\mu}(\Delta t, \Delta r) d(\Delta x) / \langle \mu^2(\Delta t, 0) \rangle, \quad \Delta y = \Delta z = 0 \quad (7.4.11)$$

对各向同性水团，空间相关函数一般可表示为

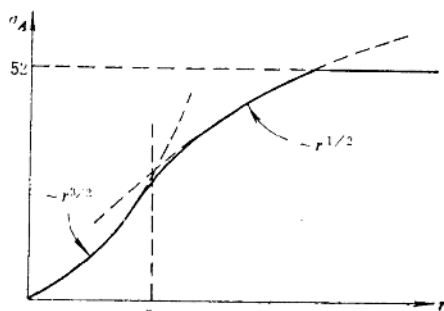
$$\hat{R}_{\mu}(\Delta x) = \frac{R_{\mu}(\Delta x)}{\langle \mu^2(x) \rangle} = \exp\left\{-\left(\frac{\Delta x}{a_{\mu}}\right)^m\right\} \quad m = 1 \sim 2 \quad (7.4.12)$$

因此 a_{μ} 也称水团外尺度，其大小与水团激发机制有关，并随深度的增加而增加。

水团另一个特征尺度是水团的内尺度 a_0 ，它是水团中温度非均匀性的最小尺度，如图7.4.4a。理论和实验分析指出，湍流介质所引起的声传播起伏特性在距离上可分为三段（见7.4.4b）：设声波的第一菲涅尔区半径是 $\sqrt{\lambda r}$ （ λ 是平均波长）， $\sqrt{\lambda r} \ll a_{\mu}$ 时是聚焦区，振幅



(a)



(b)

图 7.4.4

起伏率 $\sigma_A \sim r^{1/2}$ ，在这段距离内声场可用射线理论解释，声传播过程的随机性表现为由于水团的声聚焦和散射所产生的声线走向的随机偏移。 $\sqrt{\lambda r} \gg a_{\mu}$ 时是散射区， $\sigma_A \sim \sqrt{r}$ ，这段距离的声场可解释为由许多随机非相关散射元的散射合成的散射场，并在 $r > [1/(\langle \mu^2 \rangle k^2 a_{\mu})]$ 时振幅起伏达到饱和值(0.52)*；当 $a_0 \leq \sqrt{\lambda r} \leq a_{\mu}$ 时， $\sigma_A \sim r^{11/12}$ 。由此可见，和海面反射起伏相反，非均匀介质所引起的起伏是距离的递增函数。实验结果如图7.4.1b所示。

由介质非均匀性所引起声信号起伏与声途径有关，例如，沿深海声道轴上下两行程传输情况，上行程由于接近水面，受海面影响大，因此起伏也较大（较快），而下行程起伏较小。

对一般近海面水团尺寸在米量级，而深海内部可达百米量级^[120]。

7.4.4 内波的影响

海洋内波是海洋介质中非均匀水层在重力作用下的随机波动，因此是一种重力波。在浅海，内波反映在水平薄层上下起伏，例如夏季浅海跃层在深度上的变化，这种变化的周期与风浪、潮汐和季节流的作用及海面上的气压变化有关；在深海表现在地球运动和季节流引起的声道结构的变化，

记非均匀薄层中最小温度非均匀水团垂直位移为 ζ ，则薄层的波动（即内波）可以表示为 $\zeta(t, z)$ ，它满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \zeta(t, z)}{\partial t^2} + f_N^2(z) \zeta(t, z) = 0 \quad (7.4.13)$$

* 引入参数 $\Phi = \langle \theta_R^2 \rangle = \langle | \int_0^{\infty} 2\pi k_0 \int_{\mu} \mu(s) ds |^2 \rangle$ 和 $A = \int_0^{\infty} [R_F(s)/a_{\mu}]^2 ds/r$ （分别称声场强度参数和声衍射参数^[123]），积分是沿声线的积分（ s 是声线轨迹）， $R_F(s)$ 是沿声线 s 的菲涅耳带尺寸，对几何声学， Φ^2 就是相位起伏方差〔见式(7.6.16)〕。远程条件下，近似有 $\Phi^2 \approx 4\pi k_0^2 a_{\mu} \langle \mu^2 \rangle$ ， $A \approx r/(12k_0 a^2 u)$ ， $A\Phi^2 \geq 1$ 的区域就是饱和区。

式中 f_N 是薄层自由振动频率,它与介质密度 ρ 和重力加速度 g 有关,也称瓦依沙拉频率(Väisälä频率):

$$f_N^2(z) = -g \left[\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} + \frac{g}{c^2} \right] \approx -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \quad (7.4.14)$$

文献[126]指出:折射指数起伏率 μ 与内波关系是:

$$\mu = -\frac{f_N}{g} \varepsilon \zeta \quad (7.4.15)$$

ε 是常数。因此,由内波的运动可以计算声场的起伏。

一般情况下,对单途传输过程,内波的影响主要是相位起伏,但对远场条件,可能存在独立多途叠加效应,声场起伏也能反映到振幅上。

海洋内波波高范围是数米~数十米,水平波长(空间相关尺寸)约100米~10千米,波速不超过数十厘米每秒,内波的起伏时间由浅海的数分钟到深海的几个小时不等[116]。

内波引起的起伏时间特性也和内波特性接近相同。图7.4.5a是中国北海条件下夏季测得的内波引起的声振幅起伏功率谱[127],图b是深海内波所引起的声振幅起伏功率谱,可见深海内起伏要比浅海慢得多。

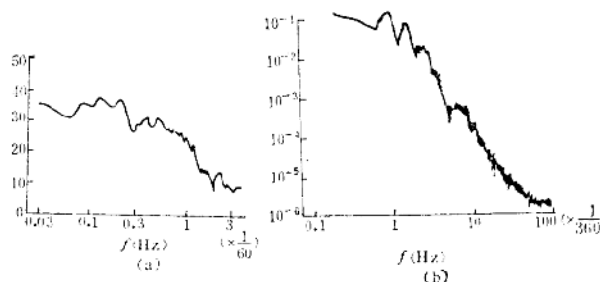


图 7.4.5

7.4.5 其他因素的影响

除了海面,非均匀介质水团和内波会引起声场起伏外,源和接收器的随机运动——声呐载体摇晃和颠簸等也会产生声场的起伏,近距离单途径起伏主要影响是相位起伏(频移或延迟),远场多途情况垂直方向颠簸对起伏影响较大[129]。

近海表面层气泡、深海浮游生物散射层也是影响声传播起伏的因素。它们可理解为杂乱散射体的前向散射构成的混响场,与海况和季节有较强的依赖关系。

阳光日照周期也使海水混合层和跃层结构以日为周期发生变化(例如“午后效应”)。

不同因素产生的声信号起伏的时空尺度是不一样的,通常可分为三种尺度[116]。例如季节流、潮汐等引起的起伏(天文、地质因素)是大时空尺度起伏,这种起伏时间尺寸比“日”为大,对于声呐来讲,可以不考虑。一些由于气象和机械激励引起的非均匀起伏(旋涡、海面风浪等),一般是小时空尺度起伏,通常可考虑为随机过程;海洋内波等引起的起伏是中尺度起伏,对大部分现行声呐系统的工作影响不大,但近代声呐向大基阵、长信号发展,这种中尺度起伏因素也应给以足够的重视。

7.5 声信道的线性源-场关系

在7.1节已经指出,对小振幅声波传播过程,其源场关系可以用波动方程(7.1.2)来描

述, 写成式 (6.1.7) 的线性算子形式:

$$L'\{p(t, r)\} = q_u(t, r) \quad (7.5.1)$$

其中算子

$$L' = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{1}{c^2(t, r)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right\} \quad (7.5.2)$$

这就是说, 可将传输过程看成是线性系统的输入输出过程。传输信道看成是线性时变空变系统[见第6.1节], 其输入是时空源 $q_u(t, r)$ 。它是由声呐波形 $u(t)$ 激发一个换能器阵产生的分布声压。基阵限制空间是 Λ_u , 源在介质空间内任一点形成的声信号, 即声压场是 $p(t, r)$ 。

7.5.1 源及其系统函数

设换能器阵(发射阵)的权函数是 $a_u(\tau, r)$ ($r \in \Lambda_u$), 如果激发换能器的电信号是 $u(t, r)$, 则所形成的源函数是

$$q_u(t, r) = \int a_u(\tau, r) u(t - \tau, r) d\tau \quad (7.5.3)$$

基阵作为一个线性系统, 激励电信号 $u(t, r)$ 是其输入, 而源 $q_u(t, r)$ 就是其输出, $a_u(\tau, r)$ 即为系统的时空响应函数: 当 $u(t, r) = \delta(t)$ 时, $q_u(t, r) = a_u(t, r)$, 有的文献^[122]称基阵权函数 $a_u(t, r)$ 为基阵束控函数。而定义

$$A_u(f, r) \stackrel{\text{def}}{=} \int a_u(t, r) \exp(-j2\pi ft) dt \quad (7.5.4)$$

为基阵的孔径函数——基阵的空间分布频率响应。若 $u(t, r)$ 的分布谱是 $U(f, r)$, 则源函数可表示为

$$q_u(t, r) = \int A_u(f, r) U(f, r) \exp(j2\pi ft) df \quad (7.5.5)$$

此外, 定义

$$A_{Iu}(f, k) \stackrel{\text{def}}{=} \int_{\Lambda_u} A_u(f, r) \exp(+j2\pi k r) dr \quad (7.5.6)$$

为基阵的复频率——波矢量谱或频率-角谱。 $k = kn$ 是波矢量 (n 是其单位方向矢量)。

远场情况下, 记 α 为 n 的方向角[见式(6.11.10)], 则可记

$$d_u(f, \alpha) \stackrel{\text{def}}{=} A_{Iu}(f, kn) \quad (7.5.7)$$

为基阵在给定频率的指向性函数, 它表示了基阵远场的固有指向性。一般情况的基阵指向性函数是

$$d_u(f, \alpha | |r|) = \int_{\Lambda_u} A_u(f, \zeta) \exp \left[j2\pi \left[k\zeta - \frac{k|\zeta|^2}{|r|} \right] \right] d\zeta \quad (7.5.8)$$

它是距离 $|r|$ 的函数, 而当 $|r - \zeta| \gg \pi |\Lambda_u|^2 / \lambda$ 的近场条件成立时, 式(7.5.8)才变成(7.5.7), 此外一般基阵指向性函数是指其功率指向性函数:

$$D_u(f, \alpha) = |d_u(f, \alpha)|^2 \quad (7.5.9)$$

源 $q_u(t, r)$ 的频率-波矢量谱可定义为

$$\begin{aligned} Q_{Iu}(f, k) &\stackrel{\text{def}}{=} \int_{\Lambda_u} q_u(t, r) \exp[j2\pi(kr - ft)] dt dr \\ &= A_{Iu}(f, k') U_I(f, k - k') dk \end{aligned} \quad (7.5.10)$$

其中

$$U_I(f, k) \stackrel{\text{def}}{=} \iint_{\Lambda_u} u(t, r) \exp[j2\pi(kr - ft)] dt dr \quad (7.5.11)$$

是触发信号 $u(t, r)$ 的频率-波矢量谱。

式(7.5.10)指出, 源的指向性是由分布触发信号 $u(t, r)$ 和基阵的分布响应函数(或孔径函数)两者决定的, 若 $u(t, r) = u(t)$ (均匀触发), 则

$$Q_u(f, k) = U(f) A_{I_u}(f, k) \quad (7.5.12)$$

即指向性就是基阵的固有指向性。对称分布的阵, 若阵元是无指向性的, 则阵指向性也是对称的(对称于一个轴或一个平面), 并往往在对称轴方向或平面方向上获得最大的源场响应, 为了在给定不变的基阵基础上获得可变最大响应方向(波束方向), 可通过非均匀分布的触发信号即 $u(t, r)$ 来实现。最常见的分布触发信号是

$$u(t, r) = u(t - \tau(r)) \quad (7.5.13)$$

或 $U(f, r) = U(f) \exp[-j2\pi f\tau(r)]$

因此源的指向性决定于

$$Q_{I_u}(f, k) = U(f) \int_{A_u} A_u(f, r) \exp\{j2\pi(kr - f\tau(r))\} dr$$

适当选择 $\tau(r)$ 使满足

$$f\tau(r) = k_u r \quad (7.5.14)$$

则 $Q_{I_u}(f, k) = U(f) A_{I_u}(f, k - k_u) \quad (7.5.15)$

这就是通常所说的窄带相控阵原理(延迟用相移代替)。

7.5.2 源场关系

根据式(7.1.2)的线性源场关系, 声源产生的场(照明场)是

$$p(t, r) = L\{q_u(t, r)\}$$

对均匀介质, 其解为式(7.1.3)

$$p(t, r) = \int_{A_u} \frac{q_u(t - |r - \zeta|/c, r)}{|r - \zeta|} d\zeta$$

将 $|r - \zeta|$ 写成

$$|r - \zeta| = [r^2 - 2r \cdot \zeta + |\zeta|^2]^{1/2} = |r| \left[1 + \frac{2n_r \cdot \zeta}{|r|} + \frac{|\zeta|^2}{|r|^2} \right]^{1/2} \quad (7.5.16)$$

式中 $n_r = r/|r|$ 是 r 的单位方向矢量。对远场条件, 即 $|r| \gg |\Lambda_u|$ ($|\Lambda_u|$ 是基阵空间尺寸), 有

$$|r - \zeta| \approx |r| \left[1 - \frac{2n_r \cdot \zeta}{|r|} \right]^{1/2} \approx |r| - n_r \cdot \zeta \quad (7.5.17)$$

将式(7.5.17)代入式(7.3.15)并考虑到积分式中分母变化较小, 因此有

$$p(t, r) \approx \frac{1}{|r|} \int_{A_u} q_u \left(t - \frac{|r| - n_r \cdot \zeta}{c}, \zeta \right) d\zeta \quad (7.5.18)$$

可见远场声场 $p(t, r)$ 并不直接与位置 r 发生关系, 仅与距离 $|r|$ 及所在方向 α_r (n_r 的方位角)有关, 因而相当于有指向性的平面波点源声场。若记

$$u(t|\alpha_r) = \int_{A_u} q_u \left(t + \frac{n_r \cdot \zeta}{c}, \zeta \right) d\zeta \quad (7.5.19)$$

则有 $p(t, r) = \frac{1}{|r|} u \left(t - \frac{|r|}{c} \right) | \alpha_r \rangle \quad (7.5.20)$

窄带均匀空间触发信号 $u(t, r) = u(t) \quad (r \in A_s)$ 时

$$u(t, |\alpha_r) = d_s(f_0, \alpha_r) u(t) \quad (7.5.21)$$

声场 $p(t, r)$ 相应的频率-波矢量谱定义为

$$P_t(f, k) \stackrel{\text{def}}{=} \iint p(t, r) \exp[-j2\pi(ft - kr)] dt dr \quad (7.5.22)$$

而

$$d_p(f, \alpha) = P_t(f, fn/c) \quad (7.5.23)$$

也表示了声场的指向性(式中 α_r 是波矢量 k 对 r 的方向偏离角)。引入 $P_t(f, k)$ 要求对时空场 $p(t, r)$ 的时空傅立叶变换(7.5.22)积分存在, 因此, 对于一般声场, 对 t 和 r 的积分都只限于有限区域; 而这种声场的指向性也只能通过均匀布设在该空间范围内的水听器阵输出来显示。

一般接收阵布设在空间 A_R 内, 若其权函数是 $a_R(t, r) \quad (r \in A_R)$, 孔径是 $A_R(f, r)$, 接收指向性也通过其频率-波矢量谱 $A_{IR}(f, k)$ 来描述, 记成 $d_R(f, \alpha)$ 。这些有关接收阵的系统函数也都通过类似式(7.5.4)和(7.5.6)等关系式互相转换。不考虑阵元间的互相耦合和阵元输出的波束成形处理, 阵输出电信号波形和谱分别是

$$v(t) = \iint_{A_R} a_R(\tau, r) p(t - \tau, r) d\tau dr \quad (7.5.24)$$

$$V(f) = \int A_{IR}(f, k) P_t(f, k) dk \quad (7.5.25)$$

显然, 接收阵输出 $v(t)$ 与基阵指向性及基阵所在空间的声场指向性有关。当基阵指向性足够窄, 即

$$A_{IR}(f, k) \approx a_{R_0} \delta(k - k_R) \quad (7.5.26)$$

时

$$v(t) = v(t | \alpha_0) = a_{R_0} d_p(f, \alpha_R) \quad (7.5.27)$$

(a_{R_0} 是常数) $k_R = fn_R/c$, α_R 表示接收基阵波束指向矢量 n_R 的方向。改变 k_R 即 α_R , 输出可得声场指向性图 $d_p(f, \alpha_R)$, 而 α_R 的改变或者用机械旋转法或者用电子波束扫描方法。

7.5.3 传输信道的系统函数

类似在式(7.5.1)中所引入的信道的微分算子 L' , 引入相应的积分算子:

$$L\{\cdot\} = \iint h_M(t - \tau, t; r - \zeta, r) \{\cdot\} d\tau d\zeta \quad (7.5.28)$$

而有源场关系

$$p(t, r) = L\{q_u(t, r)\} \quad (7.5.29)$$

或

$$p(t, r) = \iint h_M(\tau, t; \zeta, r) q_u(t - \tau, r - \zeta) d\tau d\zeta \quad (7.5.30)$$

$h_M(\tau, t; \zeta, r)$ 是信道时空响应函数。显然, 根据式(7.5.30)和(7.1.3)可知, 对无限均匀介质,

$$h_M(\tau, t; \zeta, r) = (1/|\zeta|) \delta(\tau - |\zeta|/c) \quad (7.5.31)$$

若置 r_0 为原点, 则 $h_M(\tau, t; \zeta, r) = h(\tau, t, r) \delta(r - \zeta)$, 故可用 $h(\tau, t, r)$ 代替 $h_M(\tau, t; \zeta, r)$ 。

当我们用相控(或相位补偿)法构成窄带发射(和接收)阵时, 即

$$u(t, r) = u(t) \exp[j2\pi f_0 \tau_u(r)] \quad r \in A_s \quad (7.5.32)$$

和

$$v(t, r) = v_R(t, r) \exp[j2\pi f_0 \tau_R(r)] \quad r \in A_R \quad (7.5.33)$$

第二式中

$$v_R(t, r) = \int a_R(t - \tau, r) p(\tau, r) d\tau \quad (5.5.34)$$