非 线 性 声 学

H.O.Berktay

（美国德克萨斯大学应用研究实验室）*

一、引　　言

1966年在哥本哈根召开的北大西洋公约组织高级研究讨论会上，作者提出了一篇报告[1]，探讨了两个高频声波的非线性相互作用产生尖锐指向性低频声波的可能性。随后“参量发射器”日益受到了人们的注意，发表了大量的实验结果和理论工作[2-20]，甚至已经研制出了可供海上应用的测量系统（参考Walsh的文献[14]）。在这样一篇综述报告中很难对迄今所发表的全部文章作完满的确当评价，因此本文侧重于对这门技术的现状提出某些想法。

1966年以后的主要进展是：对参量发射器的准线性理论及其局限性有了较深入的了解，并较完善地积累了资料；以及参量接收器的研制等。

本文试图论述有限振幅效应的这几个方面。

二、参 量 发 射

1．准线性理论及其在参量发射中的应用

计算声波非线性相互作用所产生的散射場的准线性方法已经广泛地用来研究参量发射器和接收器的性能，并取得了良好的效果。

声場中某点由于相互作用所产生的散射波基本上可以认为是由体积源引起的。在单位体积内，其源强为

$$q=(\beta/\rho_0^2c_0^4)\frac{\partial}{\partial t}p_i^2 \qquad (1)$$

式中p_i是该点的瞬时声压。可以证明，即使声压很大，此式中也不包含比p_i^2更高的高阶项。在准线性（或一次散射）方法中，假设非线性相互作用过程并不从原波（Primary wave）中提取可观的能量，而且可以忽略更为高阶的相互作用。尽管这些假设的限制看来甚为苛刻，但是可靠的实验证据表明，在许多应用中，只要设计得当，过度的高阶效应是能避免的。

Westervelt讨论了两个原波只存在于同一束中，束的截面的尺度比差频波的波长小很多

---

*该作者当时系由英国伯明翰大学出差美国。——译者

的情形。由于原波受到吸收的影响，所以差频源的分布好似一个按指数规律逐渐缩小的连续端射阵。因此差频波的远场可用下述方程来描写：

$$p_-(R,\theta)=p_w(R,0)\,D_R(\theta) \tag{2}$$

这里

$$P_w(R,0)=-(\omega_-^2\cdot\beta\sqrt{W_1W_2}/2\pi c_0^3\alpha_T R)\,exp[-(\alpha_-+jk_-)R] \tag{3}$$

$$D_R(\theta)=[1+j(2k_-/\alpha_T)\sin^2(\theta/2)]^{-1} \tag{4}$$

$\alpha_T/k_-\ll 1$时（大多数情况都是这样），由方程（4）可以求出3分贝束宽，即

$$2\theta_d=2\sqrt{2\alpha_T/k_-} \tag{5}$$

由于α_T主要取决于原波频率，故若$f_-/f_0\ll 1$，则θ_d和差频频率的平方根成反比。

对于水来说，取$\beta\cong 3.5$，由方程（3）可以求得差频波的均方根源级为

$$(SL)_w\cong 37+20\log F_-+10\log(W_1W_2)-40\log\theta_d^0\ (\text{分贝})^* \tag{6}$$

式中F_-以千赫为单位，W_1和W_2以瓦为单位，θ_d以度为单位。α_T恒定时，可以得到类似的表示式为

$$(SL)_w\cong -27+40\log F_-+10\log(W_1W_2)-20\log\alpha_T\ (\text{分贝}) \tag{6a}$$

α_T以奈培/米为单位。

如果相互作用过程发生在两束原波发射换能器的远场，则原波声压可表示为

$$p_{1,2}=(P_{1,2}/r)\,D_{1,2}(\gamma,\varphi)\,exp[-(\alpha_{1,2}+jk_{1,2})r] \tag{7}$$

式中$D_{1,2}(\gamma,\varphi)$分别是两个原波的二维指向性函数。由此，我们便可算出各点(r,γ,φ)处的差频源函数，因而每一点(R,θ,η)的声压可以表示为散射积分的形式：

$$p_-(R,\theta,\eta)=-(\omega_-^2\cdot P_1P_2\beta/4\pi\rho_0c_0^4)\cdot$$

$$\cdot\iiint\frac{D_1(\gamma\varphi,)D_2(\gamma,\varphi)}{r^2S}exp[-(\alpha_1+\alpha_2+jk_-)r-(\alpha_-+jk_-)S]dv \tag{8}$$

式中，S是观察点和源点之间的距离，积分体积取整个相互作用区。但在实际上，由于来自$r>R$区域的反向散射波到达观察点时的相位不一致，所以这部分散射可以忽略。因此，只需计算$0\leqslant r\leqslant R$区域内的体积分。这一方法在实际应用中成效甚大[16, 20]。

当$f_0\gg f_-$和$(\alpha_1+\alpha_2)R\gg 1$时，如果结果中的所有角度**都很小（$<\frac{1}{2}$弧度），可以求得某些标准化结果。这样，根据图1所示的几何关系，（8）式可简化为

$$p_-(R,\theta,\eta)\simeq p_W(R,0)(S/\lambda_0^2)\iint_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\frac{D_0^2(\gamma,\phi)\cos\gamma d\gamma d\phi}{1+j[(\theta-\gamma)^2+(\eta-\phi)^2]/\theta_d^2} \tag{9}$$

这个式子可以看成是原波的指向因子与$D_R(\theta,\eta)$（当角度很小时）的卷积[19]。当θ_d比原波束大得多时，便得到

$$p_-(R,\theta,\eta)\cong p_W(R,0)D_R(\theta,\eta) \tag{10}$$

---

*这里的源级是折算到一米处的级，以微巴为参考级，下同。——译者

**即指θ和η都很小。——译者

$$\text{而}(S/\lambda_0)\iint_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} D_0^2(\gamma,\phi)\cos\gamma d\gamma d\phi = 1 \tag{11}$$

因此，当原波声束很窄时，便可化成 Westervelt 的结果。

反之，如果θ_d比原波束宽窄得多，则

$$p_-(R,\theta,\eta) \cong p_W(R,0)D_1(\theta,\eta)D_2(\theta,\eta)\alpha_T Rk_0/k_- \times[(\pi/2)-j\ln(\pi/\theta_d^2)] \tag{12}$$

换句话说，如果原波束宽比θ_d宽得多，差频波的指向性函数可以看成两个原波指向性函数的乘积，其轴向振幅小于$p_W(R,0)$。

平面换能器的指向性函数可以相对于其半功率点进行归一化。应用这一特性，对于$\bar{\psi}_d=\gamma_1/\theta_d$（圆板换能器）的各种值，以及对于$\psi_y=\gamma_1/\theta_d$、$\psi_z=\phi_1/\theta_d$（矩形换能器）的各种值，都可根据方程（9）来算得差频波的源级[22]。这里下标 1 对圆板换能器来说是表示柱座标下原波束的半功率角，对矩形换能器来说是表示 x-y 和 z-x 平面内原波束的半功率角。图 2 画出了所得的一些结果。图中V是源级减缩因子：

$$V=|p_-(R,0,0)/p_W(R,0)| \tag{13}$$

图中圆形活塞与方形活塞是同一条曲线。

这些曲线加上方程（6）或（6a），在上面讨论过的限制范围内，能较准确地预估参量发射阵的远場性能。对于给定的两个原波频率而言，α_T是近似地已知的。对于所欲求的差频来说，θ_d是可以算得的。（就这个意义上来说，类似于文献[1]中图12.2的数值计算图是很有用的。）于是对给定换能器而言，应用下述两个表示式可以算出ψ_y和ψ_z（或ψ_d）：

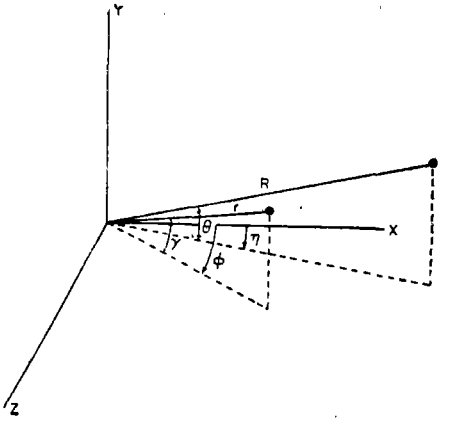


图 1　几何图．(R,θ,η)是观察点，(r,γ,ϕ)是源点

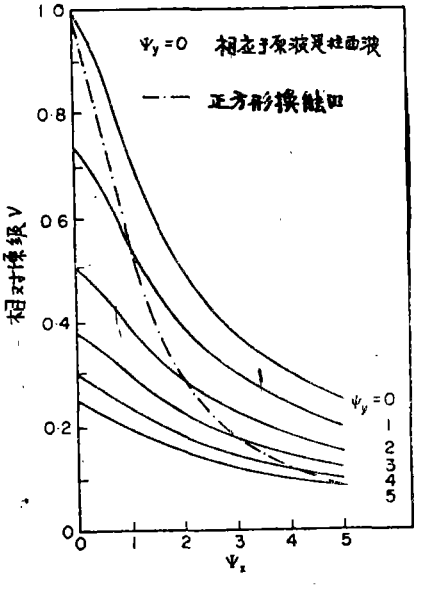


图 2　换能器束宽比与相对源级的关系

$$\psi_{y,z}=163/k_0 l_{y,z}\theta_d \quad (\text{边长为 } l_y,\ l_z \text{ 的矩形换能器}) \tag{14}$$

$$\psi_d=92.5/k_0 a\theta_d \quad (\text{半径为 } a \text{ 的圆板换能器}) \tag{15}$$

式中θ_d用度表示。对于一些适当的ψ值，压力减缩因子是可以算得的，因而当原波声功率一定时，就可求得源级。

与已经发表的实验数据相比较，应用上述方法是十分成功的。

估计参量发射器性能的另一个方法[13, 17, 18]是把 $\alpha_T r_0 = \alpha_T R_0 k_0/k_-$ 作为基本参数。因为 $R_0 = S/\lambda_0$，所以对于圆板换能器该参数是

$$\alpha_T r_0 = 0.65/\psi_d^2 \tag{16}$$

对矩形换能器，它是

$$\alpha_T r_0 = 0.637/\psi_y \psi_z \tag{17}$$

建立这种模型的基础是：在 $r < r_0$ 距离以内的差频波源，在R处所形成的差频波的声压好像是由这些差频波源组成的非常准直的端射阵所产生的声压。假定在 $r > r_0$ 距离以外的那些差频波源产生球面波，其角度分布取决于两个原波指向性函数的乘积。可以证明，当 $R \gg r_0$ 时，根据这一模型可以导得

$$p_-(R,0) \simeq p_W(R,0)\{[1-exp(-\alpha_T r_0)] + j\alpha_T r_0 [E_1(\alpha_1 r_0) - E_1(\alpha_T R)]\} \tag{18}$$

式中 $$E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t}\, dt$$

如果 $\alpha_T R \gg 1$，则 $E_1(\alpha_T R) \to 0$，从而可求得远場的声压。当 $\alpha_T r_0 \ll 1$，远場的值简化为

$$p_-(R,0) \simeq p_W(R,0)\alpha_T r_0 [1 + jE_1(\alpha_T r_0)] \tag{19}$$

((19) 与 (12)式比较非常相似。) 如果 $\alpha_T r_0$ 减小，则 $p_-(R,0)$ 的主要贡献来自作球面扩展的区域的差频波源，其指向性图取决于两原波指向性函数的乘积。这一点与ψ值很大时，从差频波指向性所得出的普遍结论是一致的。

将图 2 和 (18) 式（对于$\alpha_T R \gg 1$）进行比较表明其结果完全一致，特别是当ψ大于 1 时。在一个特殊情况下，用 (18) 式计算了差频源级与距离的关系。把这个结果与对 (18) 式中的散射积分作数值计算后得出的结果比较，二者是非常符合的。当$R \gg r_0$ 时，二者的差别不超过2.5分贝。

根据这些计算对比，作者认为，这是一种很有用的理论模型。在这种模型中，人们对差频波传播可以获得十分清晰的理解，但在应用时必须小心谨慎。

前面对（1）式源函数的解释尚限于：如果发射两个高频波，就产生差频波。一般说来，发射的高频波不必是单频的。例如，根据Westervelt准直波束的模型，发射波如果是窄带信号，其形式是

$$p = P_1 g(t - \frac{x}{c_0}) \exp(-\alpha_0 x) \cos(\omega_0 t - k_0 x) \tag{20}$$

式中，$g(t)$是峰值为 1 的包迹函数。那么源函数的低频成分是

$$q = (\beta P_1^2/2\rho_0{}^2 c_0{}^4) \exp(-2\alpha_0 x) \frac{\partial}{\partial t} g^2(t - x/c_0) \tag{21}$$

假如 $g^2(t)$ 的付氏变换是$G_0(\omega)$，那末Westervelt的分析显然对每个频率成分都适用[23]。当假定最高的主要频率成分比ω_0低得多时，为简单起见，低频吸收可以忽略。这样，远場处，阵轴上某一点的声压信号波形为

$$p_-(t,R,0) = (\beta W_0/8\pi c_0^3 R\alpha_0) \frac{\partial^2}{\partial t^2} g^2(t - R/c_0) \tag{22}$$

W_0是发射脉冲包迹的峰值声功率。这一结果已在文献〔10、11、15〕的实验中得到证实。

对于一维波传播的情况，只要对包迹函数的平方求一次导数即可得到声压波形。例如对于一个半径为r_0的球源的发射波而言（$kr_0>1$），在R处之声压波形是

$$p_-(t,R)=(\beta W_0/8\pi c_0^3R)\,[E_1(2\alpha_0 r_0)-E_1(2\alpha_0 R)]$$

$$\frac{\partial}{\partial t}g^2(t-R/c_0) \tag{23}$$

回到Westervelt模型，如果以时间间隔$T_0=\frac{2\pi}{\omega_a}$重复发射相同的脉冲，那么在频域（没有推迟项）有

$$p_-(\omega,R,0)=-(\beta W_0/8\pi c_0^3R\alpha_0)\,\omega^2G_0(\omega)\sum_{n=0}^{N-1}\exp(-jn\omega T_0) \tag{24}$$

求和式中有$N=1/T_0$个脉冲，其和为

$$\sum_{0}^{N-1}\exp(-jn\omega T_0)=\exp[-j(N-1)\pi\omega/\omega_a]$$

$$\cdot\sin(\pi N\omega/\omega_a)/\sin(\frac{\pi\omega}{\omega_a}) \tag{25}$$

当N很大时，上式表明，在$\omega=m\omega_a$处出现离散的频率分量。于是（24）式化为

$$p_-(\omega,R,0)=-[\beta W_0/8\pi c_0^3R\alpha_0]\sum_{m=1}^{M}(-1)^{mN}$$

$$\cdot(m\omega_a)^2NG_0(m\omega_a) \tag{26}$$

每个脉冲发射的能量是$W_0\int g^2(t)dt$。例如，对于占空比为$\frac{1}{2}$的方脉冲，每个脉冲的能量是$W_0T_0/2$，平均功率是$W_1=W_0/2$，那么

$$p_-(\omega,R,0)=-(\beta W_1/4\pi c_0^3R\alpha_0)\sum_{m=0}^{M}(-1)^{mN}N(m\omega_a)^2G_0(m\omega_a)^* \tag{27}$$

该式可以和两个频率的情况下的方程（3）**相比。实际上，在这里令$g(t)=\sin(\omega_a t/2)$，便可导出方程（3）**。

在文献〔15〕中，对这种方案的参量发射阵进行了大量的研究（也可以参考Merklinger的文章〔14〕），这种方案似乎比双频方案有一些好处。但非常麻烦的是发射换能器的带宽必须要比需要产生的低频频率大得多，这样才能发射脉冲列，并且在脉冲之间不发生畸变。不过如果产生的信号频率很低时，这并不一定是什么了不起的限制。

2．参量发射阵的高声强效应

随着声强的增高，非线性波动方程不能给出收敛很快的结果。Blackstock〔25〕将波动方

原文$(m\omega_a)^2$误为$(M\omega_a^2)$。——译者

**原文误为方程（4）。——译者

程化成Burgers方程后，对平面波情况求得了完整而严格的解，但对柱面波和球面波仅存在不完整的解。（关于这个问题的全面论述和内容丰富的参考资料請参看文献[26]，对该问题的历史评述参看Blackstock的文章[9]。）

扼要地说，开始为正弦式的声波，在其传播过程中发生畸变，这是因为质量速度为u的一个特定相位的传播速度是$c_0(1+\beta u)$。这种“调相”效应一直持续着直到冲击波产生为止。由于波形不可能是多值的，因此就产生冲击波阵面，波形变为锯齿形。因为冲击波阵面上的吸收增大，锯齿波衰减很快。最后当吸收使高次谐波的损失率超过持续（非线性）畸变而引起的高次諧波的产生率时，波的振幅减小，最终恢复为一个有些畸变的正弦波。在这种所谓“老年”区（“old age” region）内，可以应用小信号传播理论。能够证明[25]，对平面波来说，在“老年”区内基频的振幅与波的初始振幅无关。

利用座标变换[24,27]，同样可以把平面波的结果用于柱面波和球面波。但在这些情况下，“老年”区的开始点不能直接决定。

在锯齿波区，基频振幅可表为

$$\hat{P}_1=2\alpha_1\rho_0c_0^2/\beta k_1\sinh(\pi\Delta/2) \tag{28}$$

对平面波而言

$$\pi\Delta/2=(\alpha_1/\beta\varepsilon k_1)+\alpha_1 x \tag{29}$$

x是离声源的距离。对球面波而言，其源半径为$r_0(k_0\gg1)$，在距离r处有

$$\pi\Delta/2=(\alpha_1 r/\beta\varepsilon k_1 r_0)+\alpha_1 r\ln(r/r_0) \tag{30}$$

随着声源级增大，在这两种情况下，$\pi\Delta/2$（因而$\hat{P}_1$）变得和波的初始振幅无关。

$P_0/\hat{P}_1$表示基频波的衰减。在相同的距离，将它和小信号波的衰减作比较，可以算出有限振幅效应的额外衰减。在“老年”区，可以预期额外衰减和距离无关。平面波的额外衰减曲线[25]清楚地证实了这种效应。但对球面波来说[28]，从(28)式和(30)式算得的这些曲线遵循预期的趋势直到r/r_0增大到某个数值时为止，然后额外衰减增加率很快上升。这种趋势不能从物理上得到恰当的解释。对各种$\beta\varepsilon k_1 r_0/\alpha_1$的参数值，作了许多这类曲线，而在每种情况下，扭转点总是在相应于$\pi\Delta/2\cong0.6$的地方。这正是平面波情况下Blackstock[25]提议作为锯齿波极限的值。但在平面波情况下，额外衰减再增加3分贝的距离要比$\pi\Delta/2$达到这个值（指$\pi\Delta/2\cong0.6$—译者）的点超过很多。在球面波情况下由于扩展损失，非线性效应更快地趋于消失。人们企图用微扰法来研究超过锯齿波区的球面波传播。从直接计算的结果可见，在这个区域额外衰减增加的上限是1分贝。由此可以肯定，球面波的“老年”区是在距离为R_M处，在这一点$\pi\Delta/2\approx0.6$。

根据(28)式，在R_M距离的基频波振幅是

$$\hat{P}_1=3.15\alpha_1\rho_0c_0^2/\beta k_1 \tag{31}$$

因而等效源级（$r>R_M$）是

$$SL=20log(R_M\hat{P}_1)+8.68\alpha_1(R_M-1) \tag{32}$$

这是在$r>R_M$距离上能实际得到的最大源级，这里R_M由下式决定：

$$(R_M/r_0)\ln(R_M/r_0)=0.6/\alpha_1 r_0 \tag{33}$$

应用表示式

$$(SL)_{max}\cong20\log(R_M\hat{P}_1)+8.68\alpha_1(R_M-r_0) \tag{32.a}$$

最大有效源级的值可作为$\alpha_0 r_0$的函数来计算。这些结果示于图3中。其值要加上$8.68(\alpha_1 r_0-\alpha_1)$来进行校正。

如果发射波源级使得$\pi\Delta/2$表示式中的第一项不能忽略，则还可以用方程（32）计算“老年”区的有效源级，不过这里的R_M要根据下式计算：

$$(R_M/r_0)[\ln(R_M/r_0)+(\rho_0 c_0^2/\beta k_1 \hat{P}_0' r_0)]=0.6/\alpha_1 r_0 \qquad (34)$$

式中$\hat{P}_0$是发射波在1米处的振幅。（文献[29]中介绍了一个有实验证明的很类似的结果。）

可以将平面换能器波的辐射看成为两个“体制”（regime）。如果在换能器近場，波的畸变不太大，那么远場活像是源半径为r_0的球面波传播。各种实验结果都说明，对这种换能器来说r_0处在费涅尔距离（$\simeq s/4\lambda_1$）和瑞利距离（$\simeq s/\lambda_1$）之间。在文献[29]中报导了在实验和理论之间彼此符合得很好。

这些想法应用于参量发射器还在深入地讨论中。文献[17,18,30,31]提出计算参量发射器高声强效应的模型，文献[15,31]中分析（并且从实验上证明）了这类计算的某些有意义的想法。

扼要地说来，由于上述额外衰减效应的结果，参量阵实际上大大地缩短了，随之总的差频源级就减小[与第二节(1)所估计的值相比]，因而差频波束便加宽。当冲击波恰好在换能器的近場形成时，影响参量发射器性能的这种变化最为严重。这是因为近場沒有扩展损失，锯齿波区的额外衰减率非常大。

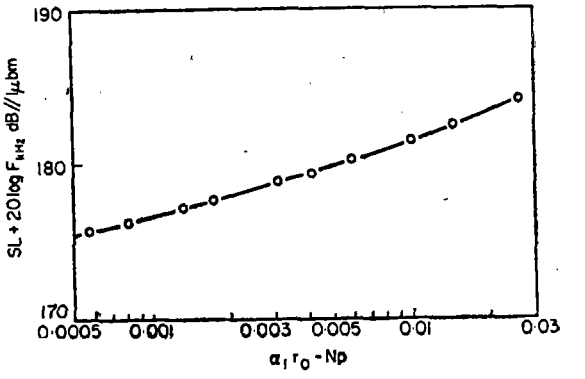


图3 “老年”区球面波等效源级

因此，如果参量发射器额外衰减效应已经设法减缩到最小，作为一般准则，系统的设计必须使得在无损耗流体中形成冲击波的距离等于或大于换能器的瑞利距离（文献[7]）。在文献[17，18]提的模型中，往往将系统的这两个参数之比$\beta\varepsilon k R_0$作为饱和参数χ。因此常把χ的值用来表示参量发射器有限振幅效应的范围。

在多数应用中，特别是要求差频束很窄的場合，只有减小发射功率来避免额外衰减（因而声束展宽）效应。这样产生的差频源级可能比较低。在这种情况下，利用参量发射器宽带特性，脉冲压缩技术可以增大参量声纳的检测本领（文献[14]）。

三、参量接收

在参量发射器中，非线性相互作用过程用来使较小的换能器成为能获得高指向性的低频声源。而在参量接收器中，非线性相互作用过程是发生在一个低声强的低频平面波（信号波）与一个当地发射的高声强的高频波（泵波）之间的。相互作用所产生的频率成分为$\omega_\pm=\omega_1\pm\omega_2$这种波用一个置于泵波声轴上的换能器接收。

参量接收器方面的早期工作[32]所用的泵波在相互作用区的准直程度是很高的。这种参量接收器性能的理论值和实验结果符合得相当好。后来的工作[33，34]证实了早期的结果。

简单说来，在接收换能器处，相互作用频率成分的声压振幅的理论值是[32]

$$\hat{P}_\pm(L,\ \theta)=[L\omega_\pm P_1' P_2' \beta/2\rho_0 c_0^3]\exp(-\alpha_\pm L)D(\theta) \qquad (35)$$

式中

$$D(\theta)=\sin[k_2L(1-\cos\theta)/2]/[k_2L(1-\cos\theta)/2] \tag{36}$$

式中L是泵波换能器和接收器换能器之间的距离，θ是信号波的传播方向与泵波轴之间的夹角，$P'_{1,2}$是两个波在泵波换能器处的声压振幅。指向性图对和频和差频都是一样的，而且和一个以端射阵方式直接接收低频信号的连续线阵的指向性图相同。

随着参量接收器长度的增加，要想在整个相互作用区长度上获得准直泵波愈来愈困难。因此最近的工作[35—37]致力于采用球面泵波。文献[35]介绍了一种计算这类参量接收器特性的数值方法。在泵波束不太宽的情况下，文献[36]求得了闭合的形式解。这种解与数值计算结果非常一致，其形式为

$$\hat{P}_{\pm}(L,\ \theta)=[\omega_{\pm}\beta P_1P'^2_2/2\rho_0c_0^3]exp(-\alpha_{\pm}L)D(\theta) \tag{37}$$

P_1是离换能器一米处的泵波振幅，其它量和(35)、(36)式中相同。由于在推导这个式子时作了近似，所以这个解仅能用于泵波束宽不超过参量接收器束宽的情况，而后者近似为

$$\theta_{H^\circ}=1.9\sqrt{\lambda_2/L}\ \text{弧度} \tag{38}$$

有两点必须注意。第一，声压仅由于有吸收而依赖于L。第二，结果中不包含泵波换能器的指向性函数。由于园形泵换能器的计算结果[35]与矩形泵换能器的实验结果符合，使这个结论得到进一步的支持。

参量接收器的实际应用表明，应用(35—38)设计实际设备有一定的把握。

由于(38)表明，参量接收器的束宽完全取决于$\sqrt{\lambda_2/L}$，所以要使束宽减小一倍，阵长就要增大到四倍。用几个参量接收器做成垂射阵(broadside array)[32,37]在工程上可以获得更好的效果。实验证明，线阵理论可以用于这种参量接收器组成的阵。根据这种方法，在给定的情况下能够把参量接收系统设计成最佳的。

任何接收系统的检测性能取决于其噪声特性。能够进入频率为$\omega_{\pm}$的参量接收器的电子系统中的噪声有下述几个成分：

(i) 频率为$\omega_{\pm}$的水噪声

使接收换能器在这两个频率具有一定的指向性可以压低这种噪声的影响。

(ii) 频率为ω_2的水噪声

参量接收器的指向性可以压抑这部分噪声，这和任何接收换能器的情况一样。

如果指向性函数是方程（36）所表示的，则对各向同性的噪声場来说，可以证明其信噪（功率）比增益为$4L/\lambda_2$。

(iii) 频率为$2\omega_1\pm\omega_2$的水噪声

一般地说，这部分噪声强度很低，并且可以增强参量接收器在这些频率的指向性来加以压抑。

(iv) 设备的电子噪声

因为电路是在比信号频率高很多的情况下工作的，并且换能器共振灵敏度很高，所以这部分噪声的相对贡献可以很小。为了减低振荡器噪声，必须对泵波发射机加以特别注意。

一般说来，似乎沒有理由可以认为，一个精心设计的参量接收器的性能与指向性函数相同的物理阵有什么两样。因此，看来和信号频率相同的噪声贡献应该是重要的。

介质不均匀性以及湍流对参量接收器性能的影响尚仍然在研究中。

四、结　　论

本文对声波非线性相互作用的利用作了简要的评述。这方面的许多进展也说明了几年前的预见是正确的。这种（有些时候称之为）“新技术”在系统设计方面提供了一种新的方案，它可以使许多问题的解决在经济上更为令人满意。

符　号　表

q：体源密度

ρ_0，c_0：静止介质中的密度和声传播速度

$\beta=1+B/2A$：流体的非线性参数（对水来说是3.5）

α：小信号吸收系数

ω，k，λ：频率、波数和波长

p，P：压力

不同的下标说明不同频率时的这些参数值。下标1和2表示原波频率（ω_1，ω_2），下标+或－表示频率$\omega_1 \pm \omega_2$，下标0表示$\omega_0=(\omega_1+\omega_2)/2$，$\alpha_T=\alpha_1+\alpha_2-\alpha_-$。

$W_{1,2}$：频率为$\omega_{1,2}$的发射声功率

R_0：瑞利距离（对平面换能器为$R_0=S/\lambda$）

ε＝声马赫数，$\varepsilon=P/\rho_0 c_0^2$

除了另有说明以外，全部采用合理化的M.K.S.单位制。

討　　論

C.N.Pryor：参量发射器从高频到低频能获得多大的转换效率？

答：功率转换效率和系统的参数有关，一般不超过1％。但实际上最终参数是差频的有效源级。在许多应用場合，发射适度的功率级似乎可以获得充分高的源级，但考虑到换能器尺寸、功率要求和其它想法的限制，应当通盘研究每一种可能应用的工作能力。

G.Pearce：請您谈一点关于参量发射系统的带宽问题。

答：关于参量发射器的带宽可以说两点。

原波频率作很小的变化足以产生很大的差频变化。因此差频可以在一个很大范围内改变，而仍然保持在换能器的带宽以内发射声波。

如果差频波束指向性图受到原波束指向性图的限制（参看（12）式有关的讨论），那么束宽随差频作缓慢变化。在几个实验中，在超过2个倍频程的范围内，差频束宽变化不超过10—20％。

参量设备的宽带特性常用来发射时间—带宽乘积很大的信号，这就可以实现很大的相关增益。

（钱祖文译　冯绍松校）

参 考 文 献

1. Berktay, H. O. (1967) "Some Finite Amplitude Effects in Underwater Acoustics". In "Underwater Acoustics", Vol. II, (Ed. V. M. Albers).
2. Hobaek, H. (1967) "Experimental Investigation of an End-Fire Array", J. Sound Vib. 6, 460—463.
3. Berktay, H. O. (1967) "A Study of the Travelling-Wave Parametric Amplification Mechanism in Nonlinear Acoustics". J. Sound Vib. 5, 155—163.
4. Berktay, H. O. (1967) "Some Proposals for Underwater Transmitting Applications of Nonlinear Acoustics". J. Sound Vib. 6, 244—254.
5. Zverev, V. A. and Kalachev, A. I. (1968) "Measurement of the Scattering of Sound by Sound in the Superposition of Parallel Beams." Sov. Phys.-Acoust. 14, 173—180.
6. Berktay, H. O., (1968) "Constant Beamwidth Transducers for Use in Sonars with very Wide Frequency Bandwidths". Applied Acoustics 1, 81—99.
7. "Applications of Finite Amplitude Acoustics to Underwater Sound", Proceedings of a Seminar at Navy Underwater Sound Laboratory, 1968. 5. 27. NUSL Report №1084.
8. Muir, T. G. and Blue, J. E. (1969) "Experiments on the Acoustic Modulation of Large Amplitude Waves". J. A. S. A. 46, 227—232.
9. Muir, T. G. (Ed) (1969) "Nonlinear Acoustics," Proceedings of a Symposium at the Applied Research Laboratories, University of Texas, Austin, Texas, U. S. A., in 1969. 11. (AD 719 936).
10. Moffett, M. B., Westervelt, P. J. and Beyer, R. T. (1969) "Large Amplitude Pulse Propagation, a Transient Effect". J. A. S. A. 47, 1473—1474 (L).
11. Moffett, M. B., Westervelt, P. J. and Beyer, R. T. (1971) "Large Amplitude Pulse Propagation-a Transient Effect". (II). J. A. S. A. 49, 339—343.
12. Smith, B. V. (1971) "An Experimental Study of a Parametric End-Fire Array". J. Sound Vib. 14, 7—21.
13. Mellen, R. H. et al (1971) "Parametric Sonar Transmitting Array Measurements." J. A. S. A. 49, 932—935 (L).
14. "Proceedings of Symposium on Nonlinear Acoustics", Held at University of Birmingham, England, 1971. 4. 1-2.
15. Merklinger, H. M. (1971) "High Intensity Effects in the Nonlinear Parametric Array", Ph. D. Thesis, University of Birmingham (1971).
16. Muir, T. G., (1971) "An Analysis of Parametric Acoustic Array for Spherical Wave Fields", Ph. D. Dissertation, Mechanical Engineering Department, the University of Texas at Austin, Texas.
17. Moffett, M. B. (1971) "Parametric Radiator Theory I", Naval Underwater Systems Center Technical Memorandum №PA4-234-71.
18. Mellen, R. H. and Moffett, M. B. (1971) "A Model for Parametric Sonar Radiator Design", Naval Underwater Systems Center Technical Memorandum №PA41-229-71.

19. Blue, J. E. (1972) "Nonlinear Acoustics in Undersea Communication", Unpublished Report.
20. Muir, T G.and Willette, J. G.(1972) "Parametric Acoustic Transmitting Arrays". J. A. S. A. 52, 1481.
21. Westervelt, P. J. (1963) "Parametric Acoustic Array". J. A. S. A. 35, 535—537.
22. Berktay, H. O. and Leahy, D. J. (1973) "Farfield Performance of Parametric Transmitters". J. A. S. A. (in Press).
23. Berktay, H. O. (1965) "Possible Exploitation of Nonlinear Acoustics in Underwater Transmitting Applications". J. Sound Vib. 2, 435—467.
24. Smith, B. V. (1967) "Nonlinear Acoustics with Emphasis on Transmitting Applications", Ph. D. Thesis, University of Birmingham.
25. Blackstock, D. T. (1964) "Thermoviscous Attenuation of Plane, Periodic Finite Amplitude Sound Waves". J. A. S. A. 36, 534—542.
26. Naugol'nykh, K. A. (1971) "Absorption of Finite Amplitude Waves. Part I". in "High-Intensity Ultrasonic Fields" (Ed. L. D. Rozenberg), Plenum Press.
27. Blackstock, D. T. (1964) "On Plane, Spherical and Cylindrical Waves of Finite Amplitude in Lossless Fluids". J. A. S. A. 36, 217—219 (L).
28. Berktay, H. O. and Smith, B. V. Unpublished Work.
29. Shooter, J. A., Muir, T. G., and Blackstock, D. T. (1971) "Experimental Observation of Acoustic Saturation in Water Caused by Nonlinear Propagatin Effects". J. A. S. A 49, 119 (A).
30. Bartram, J. F., and Westervelt, P. J. (1972) "Nonlinear Attenuation and the Parametric Array". J. A. S. A. 52, 121A.
31. Merklinger, H. M. (1972) "High Intensity Effects in the Parametric Transmitting Array". J. A. S. A.52, 121A.
32. Berktay, H. O. and Al-Temimi, C. A. (1969) "Virtual Arrays for Underwater Reception". J. Sound Vib. 9, 295—307.
33. Zverev, V. A. and Kalachev, A. I. (1970) "Modulation of Sound by Sound n the Intersection of Sound Waves". Soviet Phy. -Acoust. 16, 204—208.
34. Konrad, W. L., et al. (1972) "Parametric Sonar Receiving Experiments". J. A. S. A. 51, 82A.
35. Barnard, G. R. et al. (1972) "Parametric Receiving Array". J. A. S. A. 52, 1437—1441.
36. Berktay, H. O., and Shooter, J. A.(1973) "Parametric Receivers with Spherically Spreading Pump Waves". To be Published in J. A. S. A.
37. Berktay, H. O. and Muir, T. G. (1973) "Arrays of Parametric Receivers". J.A. S. A. 53, 1377—1383.