质子束在液体介质中声学效应的实验研究

L.Sulak 等美国六所大学 14 人

译校者前言 自从 1957 年苏联 Г. А. Аскарьян 首先提出高能荷电粒子声效应以来，美苏两国学者分别做了不少理论和实验研究，对发声机制提出了若干理论模型。根据这些理论模型对能阈及声压值所作的数值计算结果十分不一。声压值相差最悬殊者竟达 10^7 即 140 分贝。所以，必须通过实验验证理论模型。本文就是美国 DUMAND(Deep Underwater Muon And Neutrino Detector 的缩写。意为：深海水下 μ 介子和中微子探测器)委员会的主要成员——来自六所大学的 14 名学者联合在加速器上做的实验工作的小结。本文内容丰富，叙述亦较详尽，是一篇关于高能粒子声效应实验的重要文章。

利用声学与光学方法在大洋深处构成巨大的探测器来探测地外空间及外银河系的 μ 介子与中微子的研究工作(即 DUMAND)已进行五、六年了。除美国外，最近又有苏、日、西德参加了 DUMAND 的研究。这项工作目前还处于探索阶段。不过，一旦研制成功这种巨型的中微子天文望远镜，必将对高能及超高能物理和天体物理学产生巨大的推动力，开拓出崭新的局面。这或许就是为什么美国科学基金会、能源部、航空与航天局及海军愿意资助 DUMAND 研究工作的原因吧。

* * * * * *

摘要 最近，在布鲁克海文国立实验室(BNL)和哈佛大学的实验证明，当高能质子束通过液体介质时能产生可探测到的声信号。观测到的声波与热膨胀模型预期的一致。结果表明，提出的另外两种发声机制，即：微气泡破裂及分子离解都没有任何有意义的贡献。我们研究了声波的频率和振幅分布、辐射图形，以及与温度、压力和介质的依赖关系。我们认为这个现象直接可用于束流的监测和高能重离子的探测。信号的阈值可能很低，或许可探测到（如下一代高能加速器产生的或来自高能宇宙线的）单个粒子所产生的粒子簇射。由于换能器成本低廉及声波在液体中传播较远，所以建造质量比目前使用的探测器大许多数量级的高能粒子探测器是有可能实现的。

一、引　　言

本文所报导的工作[1]证实，当质子束穿过或者停止在液体介质中时，能激发出可探测的声

* 原文题目："Experime tal studies of the acoustic signature of proton beams traversing fluid media", Nuclear Instruments and Methods 161(1979), pp. 203-217。参加这项工作的六所美国大学是：哈佛大学，阿利桑那大学，夏威夷大学，加利福尼亚大学圣地亚哥分校，路易桑那州立大学和威斯康星大学。

信号。在三个不同的加速器上，进行了声波产生机制和辐射图形等综合特性的实验研究。实验结果与带电运动粒子的能量转换成声能的简单的热膨胀模型一致。这一奇异现象有希望可在几方面得到应用：(1)带电粒子监测器，用于加速器束流的监测。(2)对电荷和速度都敏感的重离子探测器，用于测量宇宙线的电荷组成。(3)廉价的簇射探测器，用于下一代的高能加速器(例如，费米实验室的能量倍增器)，成为具有 10^4 吨级质量的中微子探测器。(4)簇射量能器（或可能是 μ 介子探测器），成为具有质量 $\geqslant 10^9$ 吨的深水宇宙线中微子和 μ 介子相互作用探测器。应用(3)和(4)依赖于液体中很长的声波衰减距离（在水中大约为公里数量级，如图 1 所示）。这是声学效应胜过常规的光学探测技术最突出的优点。

首先，我们从理论上讨论带电粒子束通过液体介质时产生的声信号特性。这就要确定一些参量，这些参量在建立声脉冲产生的理论模型中是很重要的。然后，我们集中分析在布鲁克海文国立实验室和哈佛大学获得的实验结果。最后，介绍该现象几个可能的应用。

二、预期的声波产生机制

带电粒子穿过固态物质会产生声音，这已在铝和压电材料上得到了证实[2]。但是，由于靶小和固体中复杂的声学行为(激发出横的和纵的声子，彼此以不同的速度传播)，对结果做定量的解释是困难的。在液体介质中，由于其声学性质简单，所以最适宜于系统地研究声波产生机制。

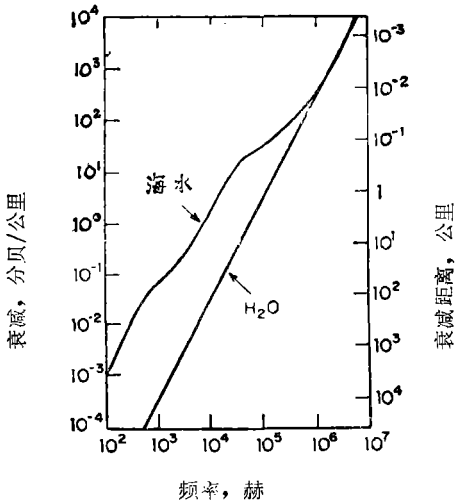


图 1　水中声波的衰减和衰减距离与频率的关系

在液体介质中，带电粒子产生声学效应可能有几种机制。最近的计算表明[3-5]，由于瞬间的热沉积造成绝热膨胀，在液体中能观测到幅度相当大的单一的声信号。在这种模型中，声压正比于电离能量损失，并与液体的比热和体膨胀系数有关。还有些计算[5]表明，如果电离粒子产生的微气泡破裂是声波产生机制，测量的声信号强度将会有很大的升高。此时，声压与带电粒子造成的气泡初始大小和气泡密度有关，而且受液体的静压力影响极大。尤其是，当周围压力超过形成气泡的内压力时，这种机制将要消失。由于形成微气泡要有成核区，所以可以预期声压对介质的纯度和离子的含量是灵敏的。在特殊的材料中，如 CCl_4，在束流和级联簇射带电粒子的高电场中，能产生分子离解和离子运动。它们可能是比热膨胀过程更加重要的发声机制[6]。因此，为确定发声机制，揭示出声信号与声学介质的化学性质、压力、温度和纯度的依赖关系是十分重要的。

在各种机制中，声波产生的热膨胀模型研究得最多。量纲分析表明，声压正比于 K/C_P，K 为体积膨胀系数，C_P 为介质比热。声压与总能量沉积是线性的关系，在声天线的远场，声压应正比于 1/R(R 为天线到观测点的距离)：

$$P(\text{力/单位面积}) = (K/C_P)\cdot(E/R)M \qquad (1)$$

（若能量沉积是细棒形的，在近场范围内，声压应正比于$1/\sqrt{R}$）。M项与模型和能量沉积的几何形状有关，量纲为s^{-2}。现已提出了几种模型来推算M项的形式。这里，我们介绍其中的几种。Долгошиен和Аскарьян[4,5]假设：在长为L和直径为d的细长圆柱范围内均匀地加热（见图2）。而且，又假设这个热细棒以单频f辐射，辐射的半波长等于束流的直径d。于是，f等于c/2d，c为介质中的声速。由于L≫d，当观测角$\theta \lesssim \lambda/L$时，在一直延伸到$A=L^2/\lambda$的近场范围内辐射是相干的。对于R<A，声压象一般情况一样，随距离的变化是$1/\sqrt{R}$。由于是单频辐射，所以M依赖于f^2。然后再乘以角度关系项（它是圆柱形单频辐射共有的），便得到M项的表达式：

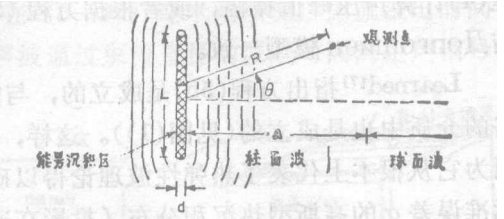


图2 理想圆柱形能量沉积辐射的声场示意图（不成比例）

$$M=\frac{1}{2}f^2\sin x/x \tag{2}$$

其中$x=(\pi L/\lambda)\sin\theta$。利用$\frac{1}{2}\lambda\sim d$的近似，方程(1)变为：

$$P\cong\frac{K}{C_P}\cdot\frac{E}{R}\cdot\frac{c^2}{8d^2}\cdot\frac{\sin x}{x} \tag{3}$$

其中 $x=(\pi L/2d)\sin\theta$。因为实际的声压脉冲可能包含中心频率为f的一个宽频带，所以方程(3)预言的声压为零的区域估计是不存在的。而且，$\sin x/x$的角度关系只是在近似的条件下才成立。

Bowen的计算[3]利用热突然沉积在小的区域（“热斑”）的热弹性波方程的解。热斑对应于物理上沿带电粒子径迹的δ-射线的能量沉积（它具有很大的涨落）。在大范围内的均匀能量沉积能以热斑解的和来处理，因为方程是线性的。以一组典型的δ-射线参量作计算，得到的结果与假设在束流线度范围内能量均匀地沉积相符合。如果某种另外的机理（如形成微气泡）比热斑更重要，粒子束产生的声压将要改变，但声脉冲波形状不会改变。

Bowen求得在时域上声压的通解，而Допгошиен-Аскарьян公式（方程(2)，(3)）是频域上的通解。Bowen的结果简单地由一个方程表示，任何一点的声压是对延迟时间为$t-R/c$（R为体元至该点的距离）的整个热能沉积区的体积积分：

$$P(\mathbf{r},t)=\frac{K}{4\pi C_P}\frac{\partial}{\partial t}\int dV\frac{w(\mathbf{r},t-R/c)}{R} \tag{4}$$

其中，$w(\mathbf{r},t)$是在t时刻$\mathbf{r}$位置附近单位体积中沉积的热功率。计算方程(4)的体积分与计算假想的电荷分布为$w(\mathbf{r},t)$的延迟势(retarded potential)是等同的。若能量沉积是有限的持续时间，则有：

$$-\int_{-\infty}^{\infty}tP(t)dt=\frac{K}{4\pi C_P}\cdot\int\frac{dV}{R}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}w(\mathbf{r},t'-R/c)\,dt' \tag{5a}$$

若 $R\gg d,L$，则：$$-\int_{-\infty}^{\infty}tP(t)\,dt\cong\frac{K}{4\pi C_P}\cdot\frac{E}{R} \tag{5b}$$

在方程(5b)成立的远场，从方程(4)得知，圆柱形对称的能量沉积产生几乎对称的双极声压

脉冲。它的总持续时间是热脉冲的持续时间（即加速器束流的溢出时间）与沿观测点方向声音通过受热区域的渡越时间之和。借助双极压力脉冲波形和持续时间的数据资料，就能由方程(4)计算声压峰值振幅，或者根据方程(5b)做出估计。由于假设完全等价，所以所获结果与Допгошиен模型一致。

Learned[7]指出方程(5b)是成立的，与能量沉积的局部性质无关，甚至在高频衰减不能忽略的介质中也是成立的(见图(1))。这样，方程(5b)就成为理论与实验进行比较的理想依据。因为它从根本上代表了热弹性波理论得以确立所必须满足的最低条件。Learned还计算了具有标准误差σ的高斯型热沉积分布（投影在通过观测点连线上的分布）的声压：

$$P(t)=-\frac{EK}{4\pi C_P}\cdot\frac{t-\frac{R}{c}}{\sqrt{2\pi\cdot(\sigma/c)^3}}\exp\left[-\left(t-\frac{R}{c}\right)^2/2(\sigma/c)^2\right]$$

这个结果与Bowen模型十分一致。

通过直接测量声压的绝对值和改变E,K和C_P诸参量，能验证声波产生机制是以热机制为主的结论。可以用同一种材料(它只有温度参量K)或用具有不同K/C_P比值的不同材料，研究声压与K和C_P的关系。使用后一个方法，必须对声速和密度的同时改变进行修正。

三、实 验 装 置

已经在三个不同的实验装置上对质子束通过或者停止在液体中所产生的声学效应进行了实验研究。第一个实验使用一个大水箱（它的线度≫d或L），以避免箱壁反射对初始信号造成的干扰。在布鲁克海文国立实验室(BNL)200MeV（兆电子伏特）直线加速器[8]上完成的实验，是观测停止在水中（射程=30厘米）重电离质子束的声信号。能量沉积时间是(3—200)微秒，总能量沉积是($10^{19}-10^{21}$)eV。总能量的沉积不能再降低了。束流的直径固定在4.5厘米。

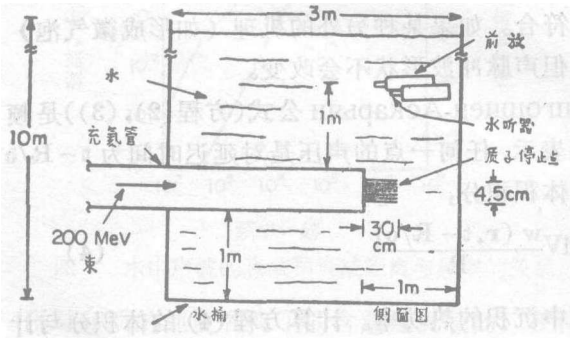


图3 线性加速器实验探测器的布设

实验探测器的布置如图3所示。质子束经过充氦的套管入射到水箱中。管子的端口用¼吋厚的不锈钢板封合[9]。质子停止在距箱壁和箱底1米处，此距离比L和d都大。两个水听器放在离束流径迹长度不同的位置上。水听器和束流轴之间的距离可从1米改变到10米。甚至不经放大或不用水听器，束流产生的尖锐的卡搭声，通过10米的水以后，还能被人耳听到。

在哈佛大学，用158MeV回旋加速器做了类似的实验。此处，能量沉积能降到10^{15}eV，允许我们接近可探测的能阈。这时，质子束在水中的射程是16厘米，束流的直径可在1到10厘米之间变化。但是，束流的溢出时间限制在最小的50微秒上。这个时间大于声波通过束流直径的渡越时间，所以主要是它决定了声信号的时间结构。该实验使用较小的容器，但是尺寸仍≫λ。图4是一个典型探测器在回旋加速器上的布设图。在实验中容易接近实验现场，能迅速改变靶的性质，这是研究声压与化学成分、温度和压力的依赖关系所必需的。

在布鲁克海文国立实验室(BNL),用 28GeV 质子的快引出束流 (FEB) 做了第三个实验。同线性加速器实验一样，束流的总能量不能降到 10^{19}eV 以下。典型的值是每个脉冲 3×10^{11} 个质子，在水中径迹长度为 20 厘米。束流直径可在 (5—20) 毫米间改变，束流溢出时间很短，只有 2 微秒。同回旋加速器实验相反，这里声波通过束流直径的渡越时间决定声信号的时间结构。探测仪器的布设如图 5 所示。

在回旋加速器和快引出束流(FEB)的实验中，水箱有薄的树脂(Mylar)或玻璃入射窗。沿束流线用泡沫塑料塞子把束流能量沉积位置限制在短的范围内，使它远离箱壁，以免初始声信号受到反射的干扰。

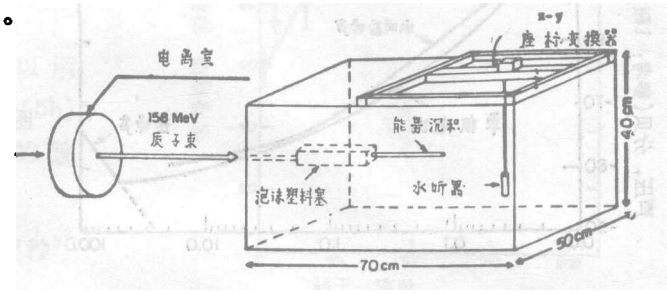


图 4　回旋加速器实验仪器布设示意图

一般用照相、Radelin 标志或扫描丝电离室测定束流的形状。用电流变换器、次级发射监测器或者电离室测量束流的强度。束流监测器的信号做为快速外触发信号，束流强度和声信号振幅同时由照相示波器一个脉冲接一个脉冲地记录下来。误差的主要来源是信号振幅和束流强度测量的不确定性。在绝对测量中，误差还包括换能器和前放校准的不确定性。

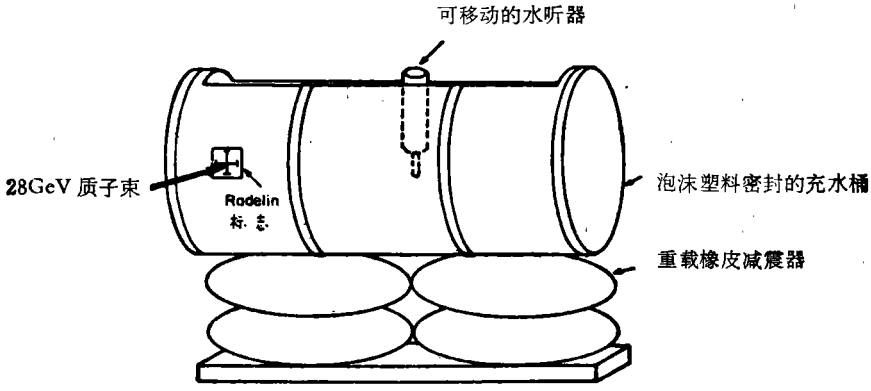


图5　FEB 实验仪器布置示意图。两个泡沫塑料塞子(未画出)把能量沉积限制在桶中心范围。

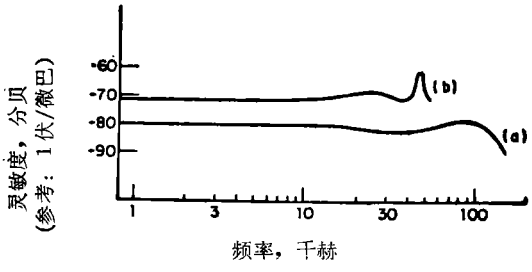


图 6　正文中讨论的两个水听器的频率响应

实验使用三种换能器。一种[10] 是标准海军水听器，附有增益 0—110 分贝的放大器，最小的灵敏度为 80 分贝，参考级为 1 伏/微巴，在 1 千赫和 150 千赫间灵敏度是均匀的 (见图 6 曲线 a)。用直径为 1.6 厘米的圆柱形压电换能器测定高频截止频率。第二种水听器，由于尺寸小，所以灵敏度频响直到 1 兆赫。但由于体积小限制了灵敏度，只有 −115 分贝，参考级为 1 伏/微巴。第三种水听器[11] 内部附有前放。它的自噪声很低，最近由海军做了校准。图 7 表示这个系统的噪声，在 10 千赫是 − 78 分贝，参考级为 1 微巴·赫$^{\frac{1}{2}}$。它的频率特性由图 6 曲线 b 表示。

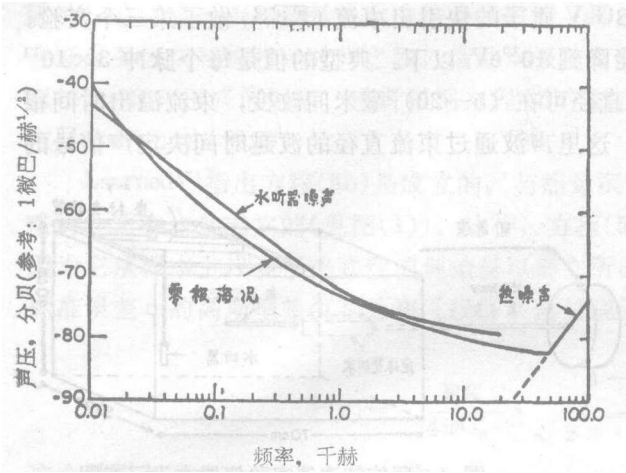
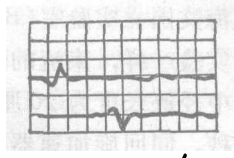
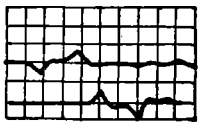


图 7　低噪声水听器系统[10]的噪声频率曲线及零风速（“零级海况”）下在表面附近观测的[23]海洋噪声和理论上最小热噪声



50 微秒
1 伏

图 8　线性加速器实验（见图 3）中两个水听器的典型声信号。束流溢出时间10微秒。标度是50微秒/厘米和 10^4 微巴/厘米。束流入射到水中 750 微秒后，再触发示波器。



50 微秒
1 伏

图 9　线性加速器实验中典型的声信号；除束流溢出时间是 100微秒外，其它条件同图 8

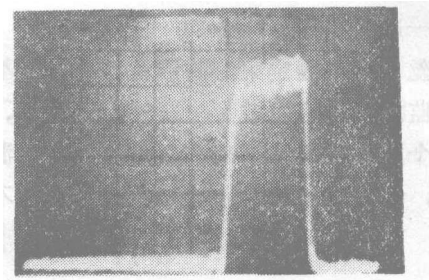


图 10　线性加速器实验中束流溢出的强度与时间的关系。束流溢出时间为 100 微秒。

四、实　验　结　果

1. 检验热模型和分子离解模型

在线性加速器的实验中，束流溢出时间(10 微秒)小于声通过 4.5 厘米束流直径的渡越时间(d/c=30 微秒，在 20℃的水中，c=1.5 毫米/微秒)，两个水听器（见图 3）测到的有代表性的声信号示于图 8。示波器的径迹清楚地表明它是很简单的双极脉冲。从箱底反射的声信号要晚许多(具有相应的时间延迟)。双极信号的半周期(30 微秒)与预期的渡越时间一致。两个水听器声信号之间有 150 微秒的延迟时间，它与两个水听器有 20 厘米的声程差相符合。我们证实了声信号的前半周期是压缩波(两个水听器有 180 度的相差。)

同上面描述的短束流溢出时间相反，当束流溢出时间(100 微妙)大于渡越时间（30 微秒）时，声信号的波形示于图 9。可见，在初始的压缩波和最后的稀疏波之间，有50微秒的时间间空。每个脉冲的持续时间大致等于图 8 所示的双极脉冲的时间。图 10 表示束流溢出的时间分布，它产生图 9 所示的声信号。最终的信号是图 8 所示的双极脉冲与图 10 的束流波形在时间上的卷积。我们在计算机上对这个卷积做了模拟计算，结果与测量的声波波形非常相符。有害的干扰都发生在初始的压缩波和最后的稀疏波之间。压缩波的宽度随束流持续时间(溢出时间)

变化的实验结果示于图 11。实线表示计算机模拟的结果。两者的符合证实迭加原理和线性过程的基本假设是成立的。如果冲击波或湍流过程是主要的声波产生机制，就不会是这种情况。

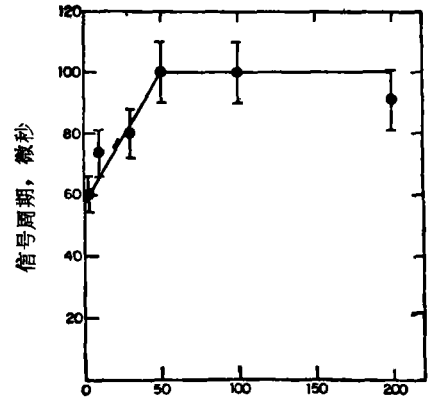


图 11　线性加速器实验中声信号周期与束流溢出时间的关系。实线是正文讨论的计算机模拟的结果。

图 9 和图 10 的示波器径迹照片可以用于测量声压脉冲的绝对值以及检验方程(5b)预言的结果。由图 9 能估计方程左边的数值：

$$-\int_{-\infty}^{\infty} tP(t)dt=(1.6\pm0.15)\times10^{-6}\text{ 微巴秒}^2$$

误差主要来自零声压基线的不确定性。方程右边与每束脉冲的总能量有关，$E=(1.8\times10^8\text{eV})\cdot(4\times10^{-3}\text{A})\cdot(10^{-4}\text{s})=72$焦耳；与水听器到束流的距离有关，$R=1.1$ 米；与 15℃水的热膨胀系数有关，$K=1.5\times10^{-4}(℃)^{-1}$；与水的比热有关，$C_P=4.18\times10^3$焦耳/千克·度：

$$\frac{K}{4\pi C_P}\cdot\frac{E}{R}=1.9\times10^{-6}\text{(达因/厘米}^2)\cdot\text{秒}^2$$

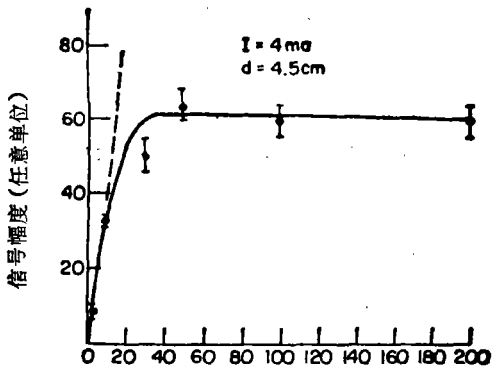


图 12　在束流不变时声压与线性加速器束流溢出时间的关系。实线表示计算机模拟的结果。虚线表示溢出时间 $\lesssim d/c=30$ 微秒时信号幅度与溢出时间成线性关系。更详细的结果示于图13。

在 15%（两倍标准误差）范围内两个结果是一致的，证实观测的声压主要是热声起源。而且，以后的讨论表明K的有效值可能比通用的热力学值要小一些；考虑到这个因素会使理论与实验结果符合得更好。

当束流的溢出时间大于渡越时间时，有害的干扰使声压作为束流溢出时间的函数达到极大值（当束流强度不变时）。图 12 表示这个实验的结果，当溢出时间 $\gtrsim d/c=30$ 微秒时，声信号幅度是常数，与理论预期的一致。当溢出时间$\lesssim$30 微秒时，声信号幅度与溢出时间成线性关系（图 12 中的虚线），从而也就和总能量沉积成线性关系。从线性的依赖关系到饱和的转变与计算机模拟的实线很好地符合。当溢出时间小于渡越时间时，详细地研究了声压与总能量沉积的线性关系，结果示于图 13。线性关系跨越大于两个数量级的范围。而且，对于各不同数值点来讲与溢出时间无关，不管是 3 微秒还是 10 微秒。

在 FEB 的实验中，我们改变束流的直径，测量声压和周期的变化。图 14 是声压周期随束流直径改变的实验结果，显示出周期与束流直径满足线性关系。图 15 是声压随束流直径 d 的变化。热声模型预言的声压$\sim1/d^2(\sim f^2)$关系与实验结果很一致[4,5]。图 16 是声信号的付

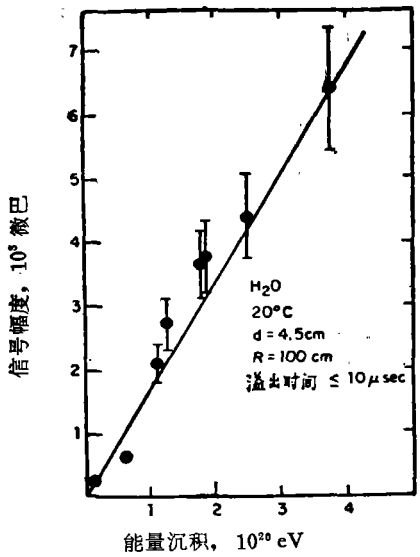


图 13　当束流溢出时间 $\lesssim d/c$ 时，声压与能量沉积的关系

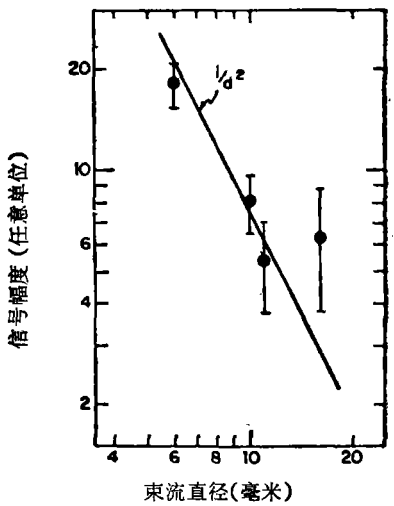


图 15　声信号幅度与束流直径关系的实验结果跟 $1/d^2$ 函数关系的比较。所得数据做了水听器灵敏度频率响应的修正。

氏变换。同由单个双极脉冲预言的结果一样，频谱是一个宽频带。中心频率大约在 75 千赫。这是由 FEB 实验测量期间束流直径(1.0 厘米)所决定的。

回旋加速器的实验，可以把能量沉积降低到 10^{15}eV 的最小值。在这个范围内，声信号幅度随能量沉积变化的实验结果示于图 17。在两倍因子的范围内，它与由直线加速器实验得到的图 13 降低 5 个数量级线性

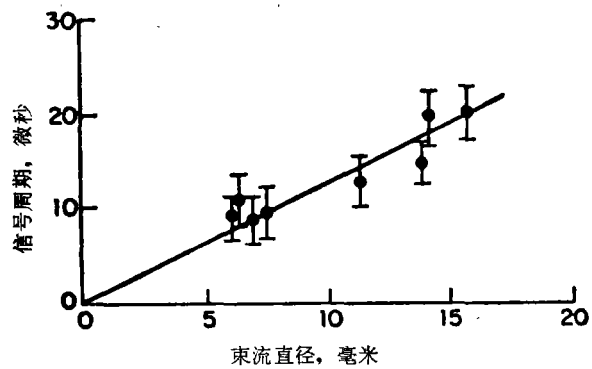


图 14　FEB 实验中声信号周期与束流直径的关系。实线表示预期的 $\tau=2d/c$ 的关系。

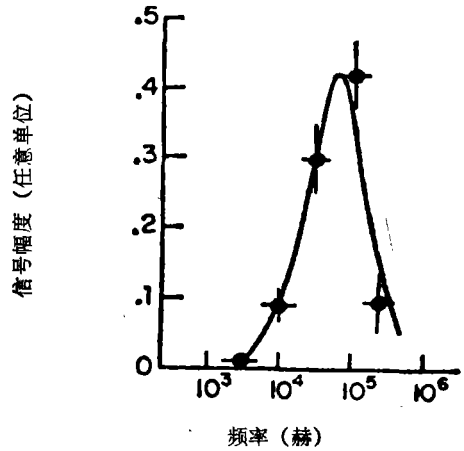


图 16　声信号的频谱。画出实线是为了便于观察。

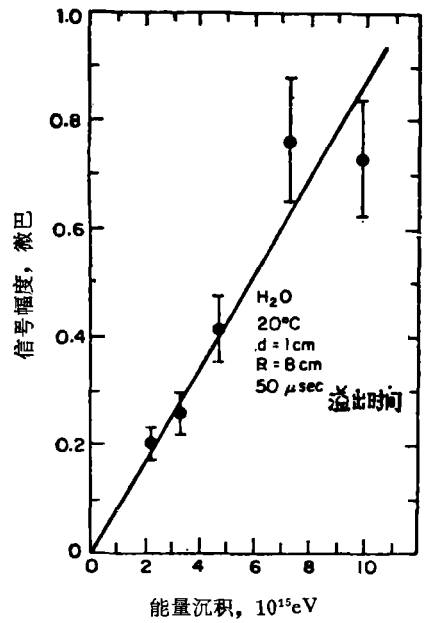


图 17　回旋加速器实验声压与能量沉积的关系。实线表示与数据符合最好的情况。

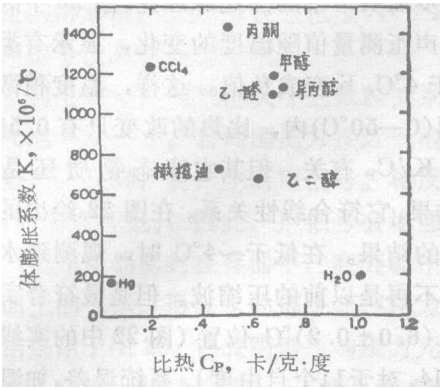


图18　几个代表性的液体体膨胀系数K和比热 C_P 的值

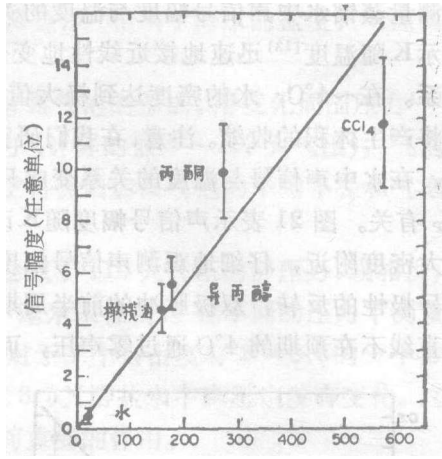


图19　回旋加速器实验声压与 K/C_P 的关系。实线是与数据符合得最好的情况。

外推后的结果一致。为进行这个比较，使用同样的水听器，并对声信号与束流溢出时间、束流直径、径迹长度和水听器位置的关系相应地做了修正（除非特别指出，在回旋加速器的实验中，水听器都是放在离束流轴正对布拉格峰8厘米的位置。见图25b中的位置E）。

在回旋加速器上做了关于研究声信号与介质温度和化学成份的关系的实验。图18给出几种有代表性的液体的体膨胀系数K和比热 C_P 的数值[12]。图19为对其中的五种液体所测量的声压幅度与 K/C_P 的关系。由于在不同的液体中，质子束的射程(即沉积长度)不同，所以在比较中采用 $\sim L^{-\frac{1}{2}}$ 的径迹长度修正。我们将声信号对总射束能量取归一。图19的数据表明，在大于一个数量级的范围内，声信号与 K/C_P 呈线性关系。结果支持热机制是声波产生的主要机理的主张。尤其是，在 CCl_4 中，声压并不比热机制预期的结果高，若分子离解或离子形成是主要的声源，应该有明显的增高[6]。

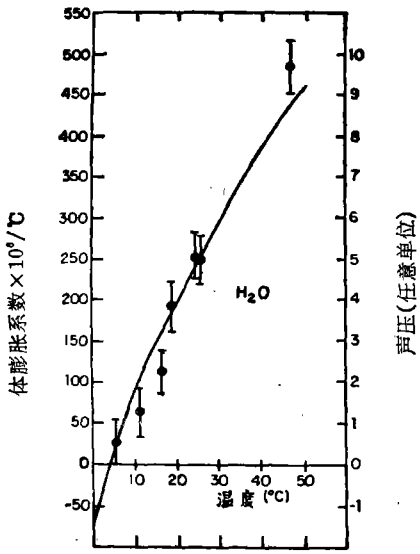


图20　实线表示体膨胀系数K与温度T的关系(左边标度)；数据点是声压(右边标度)与T的关系

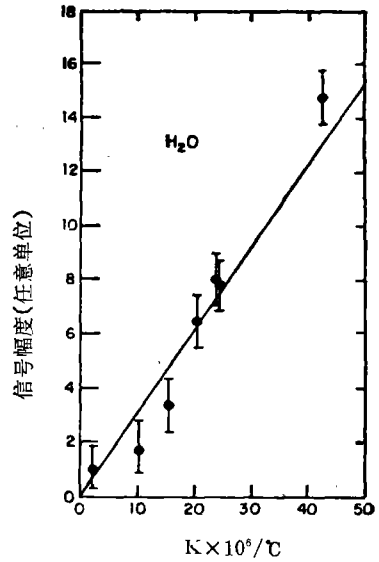


图21　声压与体膨胀系数K的关系。实线是与数据最符合的线性关系。

测量蒸馏水中声信号幅度与温度的关系，更进一步证明声波的热起源理论。图 20 中的实线表示K随温度[13]迅速地接近线性地变化。图中还有声压测量值随温度的变化，显示有类似的关系。在～4°C，水的密度达到极大值；当温度小于 4°C，K变成负值。这样，温度稍微增加就将产生体积的收缩。注意，在我们研究的温度范围(0—50°C)内，比热的改变只有 0.5%。这样，在水中声信号与温度的关系变成只与K而不是 K/C_P 有关，但其它液态物质还是与 K/C_P 有关。图 21 表示声信号幅度随K改变的实验结果，它符合线性关系。在图 22 绘出的是在最大密度附近，仔细地观测声信号幅度随温度变化的结果。在低于～4°C 时，观测到水中声信号极性的反转：双极脉冲的前半周期是稀疏波，不再是以前的压缩波。但是最符合实验点的直线不在预期的 4°C 通过零声压，而是在稍高的 (6.0±0.2)°C 位置（图 22 中的实线有 $\chi^2=14$，对于11个自由度）。系统误差，如温度计的定标和声学介质中的温度梯度，都小于 0.1°C。考虑到水中杂质或者产生微气泡的修正，结果会把截点移向低的温度，而不是象我们观测的移向高的温度。这个矛盾——热模型预言的唯一的错误——的根源还是不清楚的。

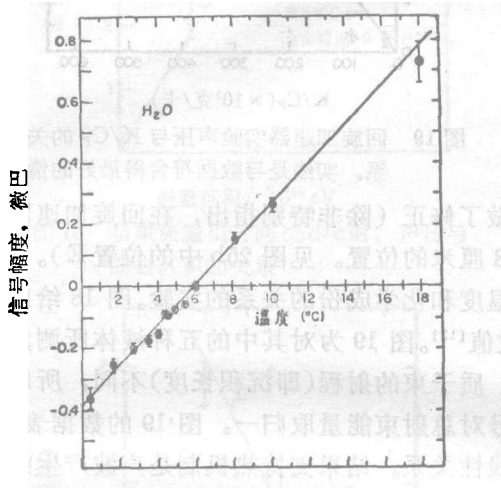


图 22　回旋加速器实验中声压与温度的关系。在低于 6°C 时，声信号极性反转（稀疏波在压缩波之前）。

2. 检验微气泡的形成

我们研究了微气泡形成发声所独有的声学现象的特征。微气泡假说指出，声信号幅度是气泡初始大小和密度的函数。微气泡的密度又是成核区密度的函数。于是，我们预料声压与声学介质中离子含量和溶解气体的数量密切相关。我们对蒸馏水和 N_2 气泡通过 1 小时的水中的声信号做了比较，没有观察到不同。对蒸馏水中与具有较高离子含量（NaCl 溶液）水中的声信号也做了比较。对于这

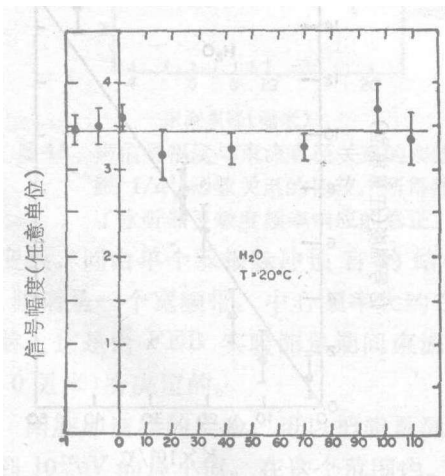


图 23　声压与相对静压力（−1——110大气压）的关系

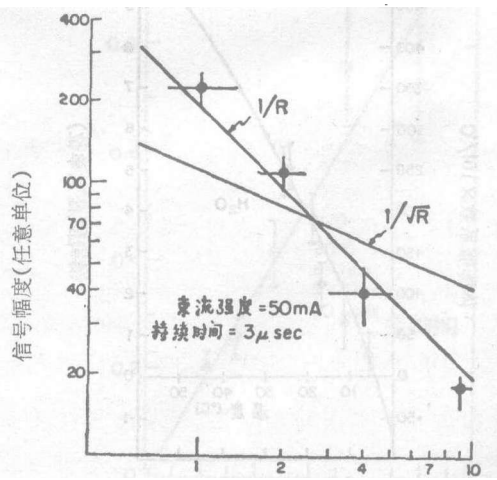


图 24　声压随距离的改变；线性加速器得到的数据与 1/R 和 $1/\sqrt{R}$ 规律做了比较

特定的溶解液，在测量误差范围内(±25%)，3.5%溶盐水（相当于海水的盐度）与蒸馏水中的声信号没有明显的差别。

利用声信号与气泡大小的依赖关系，进一步考查微气泡的形成。用变化周围压力[14]来改变气泡平均大小。若周围压力接近气泡形成的内压力（计算的值[5]～110大气压），气泡就不能生长，这样，将产生弱声信号。相反，部分的真空将会增加微气泡的平均半径和气泡密度（因为沸点降低），因此，声信号会增强。

把水听器密封在容器中，在容器中产生小于或近似于110大气压的静压力，或相反，抽空水面上的气体，形成水的部分蒸汽压力(在15℃，17毫米汞柱高)。在不同的压力下测量声压的结果示于图23。它表明声压与压力无关。(实线是对于7个自由度有 $\chi^2=5.5$ 的一个常数)。同样，在较小的试验压力下(从0到14大气压)，在3.5%溶盐水中声压也没有变化。这样看来，在声波产生的过程中，微气泡的形成未必有任何重要的作用。

3. 空间关系

线性加速器实验中，声信号幅度随距离改变的实验结果示于图24，它证实声信号幅度依1/R 规律变化，这正是远场条件预期的结果（对于4.5厘米直径和30厘米长的能量沉积，$A=L^2/2d=1.0$ 米)。

表1 异丙醇中图25b指出的A-H位置声压的相对值(束流的溢出时间是50微秒)

水听器位置	声压(任意单位)
A	1.4±15%
B	2.3
C	2.4
D	2.8
E	2.9
F	1.8
G	2.3
H	2.0

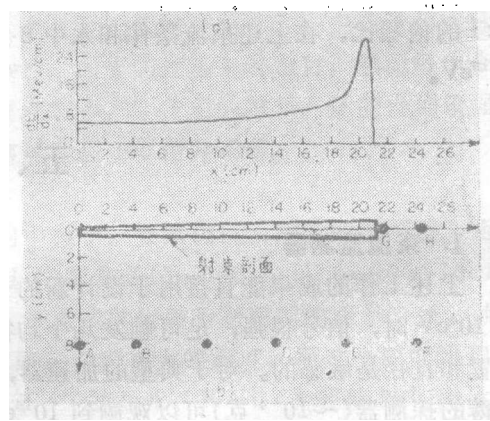


图25 (a) 158MeV的质子停止在异丙醇中时，单位长度电离能量损失与径迹位置的关系。布拉格峰在径迹长度～20厘米的位置。(b) 在x-y平面上束流剖面示意图。它的平均宽度是1厘米。A-H 表示声压测量的位置，结果列于表1。

在回旋加速器实验中，我们用遥控改变水听器在能量沉积平面中的位置(见图4)，来在近场范围测量声信号的空间特性。我们分别测量A-H各点位置上的声信号（见图25b)。此时声学介质是异丙醇。对能量沉积的空间分布作积分就得到近场声信号的空间特性（图25b表示束流的剖面)。这积分必定包括多次库仑散射造成的不可忽略的质子束的分散(50毫弧度)。同时，积分必须考虑停止质子能量沉积 (dE/dx) 随径迹位置的改变，径迹末端能量沉积迅速地增加：总能量的20%沉积在布拉格峰上(见图25a)。表1列出在A-H 8个位置上测得的声信号幅度的相对值。这样，不同模型的计算结果可与这个数据进行比较。

4. 声学探测的能阈

回旋加速器的实验中，水中所观测到的最小声信号，当能量沉积为 2×10^{15}eV 时，是在图25b中E的位置。声压值是0.2微巴，中心频率在30千赫，信噪比为9:1。遗憾的是，我

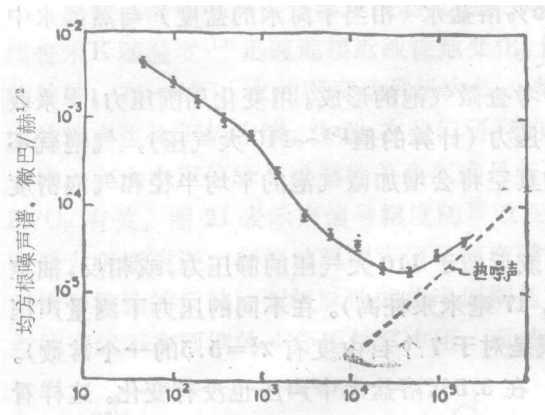


图26 FEB实验的噪声谱；虚线表示理论上给出的热骚动最小的噪声

们不能消除伴随回旋加速器的电噪声。最终，探测的阈值受热噪声的限制。热噪声随 f 增加，在 20℃和 30 千赫时，其值为 6×10^{-6} 微巴·赫$^{\frac{1}{2}}$(图 26 中的虚线)。实际上，在实验室中，看来是可以接近这个绝对最小噪声级的，特别是在高于 30 千赫以上的频率，可以排除外部的声和电气干扰。图 26 给出了我们最安静的实验条件下的噪声谱。在 FEB 的实验中用了一个隔声水桶。30 千赫以下，水泵、电磁交流声、风扇等外部噪声是主要的。但大于 30 千赫时，热噪声是主要的。由于我们探测到的声信号具有宽带结构(见图 16)，所以需要一个包括全部有意义频率的宽观测窗。典型的 30 千赫的中心频率，要求 30 千赫的带宽才能保证声信号的畸变最小。这个宽带窗的热噪声是 1×10^{-3} 微巴。根据这些最佳的噪声条件，我们可以提出，对于 1:1 的信噪比，在上述束流条件和水中 8 厘米的距离上，单个水听器最终探测的阈值是 1×10^{13}eV。

五、应　　用

1. 束流监测器

上述工作的成果能直接用于设计新的带电粒子束的监测器。当电离能量损失大于或近似于 10^4eV 时，信号很强，足可触发几个均衡换能器 (balanced transducer)，它们对束流强度、位置和直径是敏感的。对于典型的加速器，束流在一短溢出时间内包含大约 10^{12} 个粒子。用很薄的探测器(～10^{-4} 克)可以观测到 10^{13}eV 的阈值；显然这是气体仪器。较厚的探测器(～1 克)能监测低强度束流(10^8个粒子)，不过就我们所知，至今还没有这样的监测器问世。

2. 重离子探测器

由于重离子的能量损失正比于 Z^2，沿着窄的重离子径迹会有很高的能量沉积密度，它将成为有效的声辐射源[17]。按照热弹性波理论，声压正比于 E/d^2，其中 E 是在直径为 d 的细长棒中的总能量沉积。我们已观测到几个厘米直径的束流产生的声信号。若重离子径迹的直径典型的是几十微米，则重离子产生的声压 P_{HI} 与最小电离粒子束产生的声压 P_B(在相同的介质中和相同的位置）之比是：

$$P_{HI}/P_B\cong10^6E_{HI}/E_B$$

这样，单个重离子沉积 1GeV 的能量产生的声压相当于 10^{15}eV 束流产生的声压，虽然重离子的声波主要在较高频率上。

声学效应可能成为探测宇宙线低能重核的工具，在这个领域内，目前使用的探测器是固体径迹探测器和核乳胶。人们可能探测到较重核形成的短径迹，尽管径迹结构（即主要的频率）是电荷和速度的函数，但声信号的付里叶分析能够把电荷和速度两参量区分出来[18]。目前，Z>20 的宇宙线电荷的组成实际上是未知的[19]。同以前的技术相比，荷电重离子声学探

测的优点是实时观测，电子记录方式以及有可能构成大面积探测器。

3. 强子量能器

另一种可能的应用是作为高能加速器产生的粒子簇射的量能器。例如，下一代中微子实验要求巨大质量的探测器（大于或近似等于 10^4吨），因此，必定要用廉价的材料制作。声学探测器有几个特性是很吸引人的：(1) 换能器的造价低（比光电倍增管的价格低～150 倍）。(2)衰减距离长(～1 公里,而在液体和塑料中光的衰减距离只有 3 米，见图1)，这使得巨大探测器的探测从立体问题变为平面问题。(3)节省经费。声探测器允许使用低速电子学技术。(4)可选用的材料多(不透明的材料，如汞或均匀的盐岩，都可做成有效的探测器)。

信号的付氏变换能直接分析电磁和强子能量沉积的比例。窄的电磁簇射，信号的频谱在高频；而强子相互作用有 300MeV/c 特征的横动量，使强子产生较宽的簇射，因此信号的频谱在较低的频率。对于强子簇射，由于在簇射发展的早期 π^0 和 $\pi^\pm$ 组分之间能量分配的涨落，使常规的闪烁计数器和无铀液氩量能器的能量分辨率受到限制。(由于限死了能量损失等，强子组分把它的能量转换成电离作用的效率要比电磁组分低很多)。在声学仪器中，给低频部分信号（即强子引起的）一个适当的权重，能对这个涨落进行修正，从而使声学仪器的能量分辨率比上述仪器高 3 倍[20]。

声学仪器的主要缺点是单个换能器可探测的阈值偏高，在水中大约是 10^{13}eV。为了降低探测阈值，达到下一代的中微子实验可以应用的水平（下一代加速器产生的中微子的能量～10^{11}eV)，需要 10^4 个相控换能器 (phased transducer)。尽管这是很大的数目，然而每单个换能器的成本并不高。另一方面，采用较高密度、温度和 K/C_P 比值的材料，还能得到较强的声信号。只要精心选择声学介质和工作条件，把信号增强 100 倍并不难。

4. 宇宙线中微子和 μ 介子的探测

探测来自天体或宇宙线在地球大气层中产生的中微子，要求极巨大质量的探测器。由于声波传播远和固体陶瓷换能器简单,所以它对于拟议中需装备(1—100)公里^3 (～10^9—10^{11}吨)探测器的实验是最理想的方法。人们建议用海水、淡水或盐岩做为探测器的声学介质。淡水的缺点是在 4°C 时 $K=0$（为了屏蔽这类实验的本底，必须在大的深度，而这个深度的温度～4°C)。而我们前面说过,这时信号很小。但是对于 4°C的盐水，$K\neq 0$ (大约是 20°C淡水的 ½)。另外，在很深的盐岩矿中，盐变成了塑性,对于声学的实验，可以说是相当均匀的了。

在这些实验中，鉴别电磁强子和簇射，以及对强子簇射做修正也是重要的。在感兴趣的能量范围($\geqslant 10^{13}$eV)，簇射具有很高的纵横比(aspect ratio)，这就是说，辐射的相干声波发散度很小（～5 毫弧度)。簇射辐射是一很薄的盘。这种独一无二的特征，使我们很容易把它从已知的本底（如海洋中的生物、地震波的干扰等）中区别出来。它还能提供很精确的簇射角度（以及位置）的信息，这对于确定地外中微子事例的点源位置是重要的。簇射的蒙特卡罗(Monte-Carlo)模拟[22]表明，甚至就在这种高能情况下,随着簇射发展到较大的直径，也依然会发生明显的频谱下降。为了确定中微子是否穿过地球以后才到达探测器，接收测向是必不可少的。若地球能吸收一些中微子，通过中微子到达方向的测量，就能推算出中微子的总截面。

大深度的噪声谱，高频段预期主要由热噪声决定，低频段主要由表面噪声决定。在很平静的海洋（图 7 中的“零级海况”）中，噪声谱表明[23]，在 40 千赫有一个宽带窗口。在恶劣海况条件下，这个窗口移到 60 千赫。

最近报导[24]，已考虑搞一个相控换能器阵列探测器，在4—5公里的深海中，探测中微子($E=10^{14}eV$)产生的相互作用。根据计算的簇射形状、水听器的布阵、单个水听器在1米处(远场等效)信号热噪声之比为1以及保守的中微子流强的假设，预期10^5个水听器的阵列在信号热噪声之比为10的条件下，每年探测到10个相互作用事例。

六、结　　论

我们的实验证实，在液体介质中，当带电粒子的能量沉积$\gtrsim 10^{14}eV$时，能产生单个水听器可探测到的声信号。声波产生机制主要是热膨胀过程。声学效应在束流监测、重离子实验、高能物理学和宇宙线物理学等方面的应用是有前途的。

在费米实验室[25]，准备对这个现象做进一步的研究，用大的水箱进行测量，以进一步完备本报告的结果。研究高Z离子探测的计划[18]正在罗仑兹伯克利实验室(LBL)的重离子加速器(Bevalac)上进行。

(参　考　文　献　略)

(姜印琳译　宋健宁校)