

4. 在改装离子镀膜设备时,一定要使阴极的高压馈电做好相应的屏蔽,控制好阴极与加热器阳极之间的距离。阴极及金属铜网等构件的表面和边缘不能有尖突的部分,否则在阴极

表面不能产生均匀稳定的等离子区,从而严重地影响膜的牢固性、均匀性和透明度。

5. 镀膜结束后,应及时关掉高压开关,否则也影响膜的质量。

高能粒子的声效应

刘永钺

(中国科学院高能物理研究所)

高晓宇

(云南大学)

1957年阿斯卡里扬(Аскаръян)^[1]首先从理论上导出,当高能荷电粒子通过稳定液体时将引起声发射。七十年代初,人们用加速器产生的电子束和质子束证实了荷电粒子在固体和液体中的声效应。1976年鲍恩(Bowen)等人建议在DUMAND计划中用声学方法来记录高能中微子。从此,人们研究高能粒子的声效应就日趋活跃。

众所周知,宇宙高能中微子不仅可以作为研究强子结构的最高分辨力的探针,而且还是携带天体核心和遥远星体信息的唯一信使。因此,中微子探测方法的任何进展,无疑对高能中微子物理和天体物理都具有特殊的意义。但是,高能宇宙中微子事例十分稀少,穿透本领极强(它可以轻而易举地穿过地球),所以要捕获足够多的事例,就要求探测器具有巨大的质量($10^9 \sim 10^{11}t$)。这使高能中微子的探测长期面临严重的困难。

近年来,随着海洋工艺学的进展,特别是粒子声效应的发现和研究,美、苏、日等国联合制定了庞大的DUMAND计划,试图利用廉价的海水作为靶物质探测高能中微子和 μ 子。计划拟进行 $10^{12} \sim 10^{14}eV$ 能区的大气中微子实验和 $10^{14} \sim 10^{16}eV$ 能区的河外中微子实验。实验赖以进行的两大支柱是:记录宇宙高能中微子在深水(5000m)下始发的核-电磁级联簇射所产生的切伦科夫光和水声。由于光在水中的吸收长度短(约20m),需要巨大数量的光电倍增

管,这是一件十分棘手的事情;而声波在水中的吸收长度则较长(约几百米或更长),这就可以大大增加探测器的灵敏体积和降低装置的造价,而且声信号还可以正确测定簇射的位置、方向、直径和能量。

高能荷电粒子声效应的研究,尚处于开始阶段,迄今还未在自然水域中记录到由高能宇宙线粒子产生的水声信号。当前主要是从理论和实验两个方面研究发声机制和声信号的变化规律,寻找最佳探测条件,发展相应的声探测系统,以便将来使粒子的声学探测能达到实用。

关于高能荷电粒子的发声机制目前主要有热声、微气泡形成或辐射分解。其中,热声理论是研究得最多的。热声理论认为,荷电粒子通过液体时的游离能损,将造成局部液体的快速加热,从而导致声发射。均匀的柱状加热源,应产生单一的双极型声脉冲,脉冲持续时间,可用声波渡越加热区的时间 d/c_s 来量度。阿斯卡里扬等^[2],假定单一频率发射,从频率域给出近场区的声压公式

$$p = \frac{k E c_s^2}{C_p d^{3/2} L \sqrt{R}}, \quad (1)$$

鲍恩^[3]则从时间域导出远场区的声压公式

$$p = \frac{k E c_s^2}{8\pi^2 C_p d^2 R}. \quad (2)$$

近场区和远场区的分界 $A = L^2/\lambda$ 。式中 k 和 C_p 分别为液体的膨胀系数和比热, E 为释放的总能量, c_s 为水中的声速, d 为荷电粒子束的

直径, L 为柱声源的长度, R 为观测距离, λ 为声信号的波长. 上述公式是与实验数据进行比较的理想形式, 因而是目前进行实验的依据, 当然也是被实验检验的对象.

自荷电粒子的声效应被实验证实以来, 人们用加速器产生的电子束和质子束对发声机制和在各种介质中产生的声信号的特征及其信噪比进行了研究^[4], 还用单个重粒子(铁核)来研究非热声机制^[5]. 基于荷电粒子束的游离加热与脉冲激光束加热产生声发射的宏观类似性, 又发展了方便的激光模拟实验^[6,7], 主要实验结果与加速器的结果一致. 值得注意的是, 最近苏拉克(Sulak)等人^[8]按照 DUMAND 声学组的建议, 进行了该计划的预先试验. 他们将高能质子束射入水中, 用以模拟高能中微子始发的核-电磁级联簇射产生的水声信号, 实验测得的总能量释放为 2×10^{15} eV, 在 8cm 距离处产生的声压为 0.2 dyn/cm^2 . 这个结果表明, 在

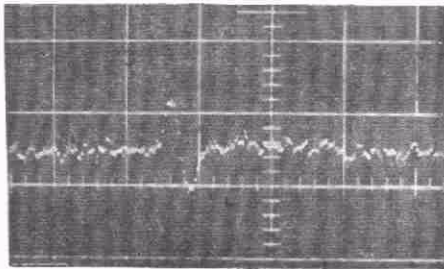


图1 水声信号的示波器照片
(示波器扫描速度 $30 \mu\text{s/cm}$, 激光束直径 1cm)

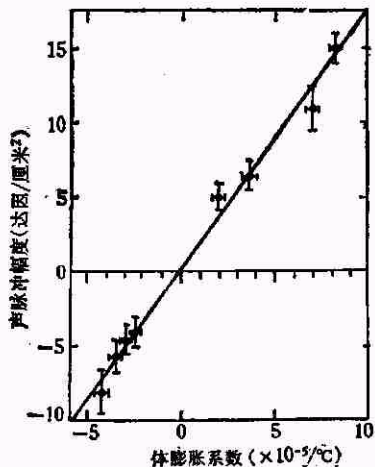


图2 声脉冲幅度与液体体膨胀系数的关系
实线为实验数据的最佳拟合

深海或湖里, 在质量为 10^{11} t 的水中, 用 10^5 个水听器组成的声阵记录高能中微子, 是具有现实意义的. 根据迄今为止的实验结果, 我们可以得到如下的结论:

对声压的主要贡献来源于热声. 其证据是: 加速器实验和激光模拟实验得到的声信号均为单一双极型脉冲, 与热声理论的期待一致. 图1示出了我们从激光模拟实验获得的声信号波形照片. 按上述热声理论, 声压正比于液体的体膨胀系数 k , 当 $k = 0$ 时, 声压应为零, 当 k 为负时, 声脉冲应反相, 我们的实验结果(图2, 3)证实了上述论断. 用以寻找非热声效应的单个重粒子的实验, 并未观察到超过热声的信号^[9].

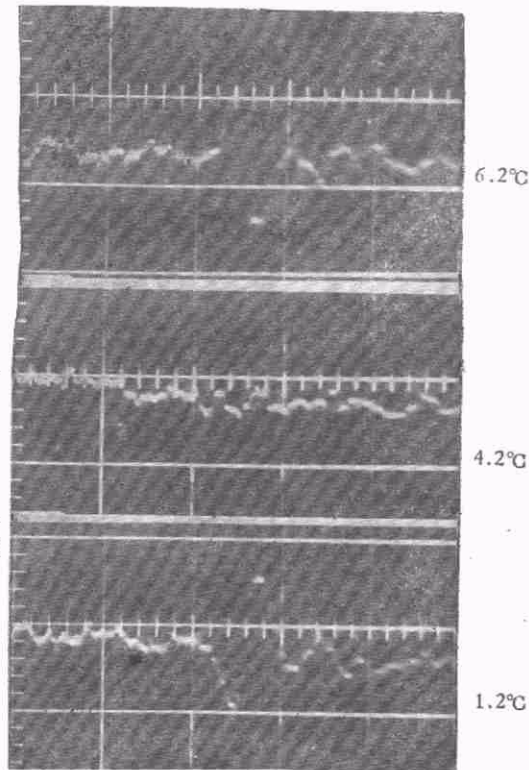


图3 三个温度下水声信号波形照片
水温高于 4°C , k 为正; 水温低于 4°C , k 为负, 声脉冲在 4°C 两侧反相 ($d=0.5 \text{ cm}$ x 轴: $20 \mu\text{s/cm}$, y 轴: 0.5 V/cm)

然而, 热声机制不是唯一的. 图4表示的是声脉冲幅度与温度的关系. 图中 \square 表示我们的激光模拟实验结果, 声压在 $(4.2 \pm 0.5)^{\circ}\text{C}$ 处为零, 在误差范围内与热声理论的期待一致; ∇

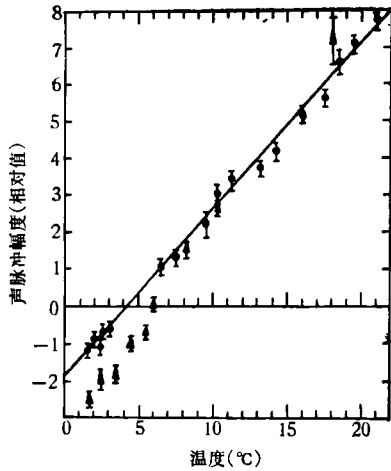


图4 声脉冲幅度与温度的关系

代表加速器质子束最近的实验数据^[8],与非游离激光模拟实验的结果比较,声压零点上移,在 $(6.0 \pm 0.2)^\circ\text{C}$ 处为零。这是目前热声理论唯一难以解释的实验结果,需进一步验证,也应考虑非热声机制的贡献,离子场中的微电致收缩^[9]是一种可能的解释。

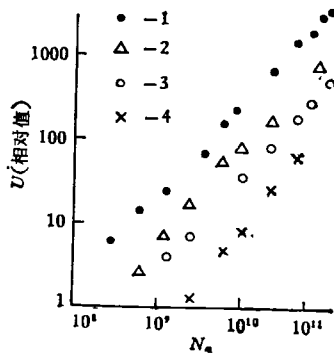


图5 声信号幅度 U 与电子数 N_e 的关系
1. 铅; 2. 铜; 3. 不锈钢; 4. 硬铝

在各种介质中,声信号幅度与脉冲束流中的荷电粒子数成好的线性关系(图5,6)^[4,10];四氯化碳、冰、岩盐、铅和水银具有较好的信噪比,夹在铅板中的液氩和液氮有改善信噪比的作用。

激光模拟实验不仅可以方便地对热声理论进行细致的研究,与加速器的数据对比还可考察非热声机制的贡献,而且还可作为声探测系统的简便定标方法。我们的实验表明,在研究

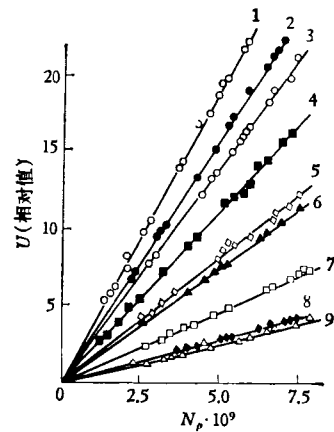


图6 声信号幅度 U 与质子数 N_p 的关系

1. CCl_4 ;
2. $\text{CCl}_4 + \text{I}_2(2.6\%)$;
3. CHCl_3 ;
4. C_2HCl_2 ;
5. $\text{CHCl}_2 + \text{I}_2(2.6\%)$;
6. CH_3OH ;
7. $\text{CHCl}_2 + \text{CH}_3\text{OH}(42.14\%)$;
8. $\text{CH}_3\text{OH} + \text{I}_2(13.26\%)$;
9. $\text{CCl}_4 + \text{CH}_3\text{OH}(20.6\%)$

声信号的频谱和加热波形对声脉冲幅度的影响等方面具有广泛的可能性。

总之,高能荷电粒子的声效应是刚开始研究的新课题,为使其达到实际应用,尚需进行大量的理论和实验研究。

今后的工作及可能的应用:

(1) 发声机制的研究有待深入。除深入研究热声机制外,还应注意研究非热声机制对声压的贡献。在严格控制热膨胀系数为零的条件下,用荷电粒子束或单个重粒子产生声效应的实验,将具有判定性的意义。

(2) 广延大气簇射(EAS)是研究宇宙线超高能核作用的重要途径。如果将一个EAS选择系统与水下声阵相配合,用时间相关、统计分析的方法,在自然水域中探测由EAS密集强心产生的声信号是有可能的。这样的声信号,可以提供簇心的位置、方向、直径和能量的数据,有利于对EAS心区的研究。

(3) 对单个能量大于 10^{14}eV 高能强子声效应的理论计算和实验研究,有可能利用广大的自然水域来直接研究高能宇宙线强子的碰撞。

(4) 在研究液体声效应的同时,还应重视对固体声效应的研究。利用固体声效应,在大气外探测宇宙辐射中的超重核以及根据电磁级

联簇射来记录高能 γ 射线, 是一个有意义的研究方向。廉价高信噪比声学材料的开发和最佳信噪比组合的研究, 将有可能发展一种新型的声量能器。对乳胶室中的核乳胶和 X 光胶片声学特性的研究, 有可能使普通的乳胶室发展成一种声乳胶室, 这对超高能宇宙线的研究是有意义的。

(5) 荷电粒子的声信号是一种微弱的瞬态信号, 能损为 $3 \times 10^{14} \text{eV}$ 的荷电粒子束, 产生的声压仅与 $2 \times 10^{-2} \text{dyn/cm}^2$ 的本底噪声相当。故单靠提高水听器的灵敏度, 无助于从噪声背景中提取声信号。应注意发展对脉冲声响应好的, 具有高信噪比, 能从强干扰中提取弱信号的声探测系统, 时空相关的声阵探测技术是可取的。同时还应注意研制作为加速器束流监测用的声探测器。

(6) 充分利用我国有利的地理条件 (如地

下湖等), 结合水声和深水切伦科夫光方法, 研制我国自己的中微子探测计划, 无疑是一项重要而有意义的工作。

参 考 文 献

- [1] Г. А. Аскарьян, *Атомная энергия*, 3(1957), 152.
- [2] Г. А. Аскарьян, Б. А. Долгошенн, *Письма в ЖЭТФ*, 25(1977), 232.
- [3] T. Bowen, 15th ICRC, 6(1977), 277.
- [4] В. Д. Воловик, В. И. Кобизской, *ЖТФ*, 12(1977), 2555.
- [5] T. Bowen et al., 16th International Cosmic Ray Conference (ICRC), 11(1979), 190.
- [6] S. D. Hunter et al., 16th ICRC, 11(1979), 196.
- [7] P. I. Golubnichy et al., 16th ICRC, 11(1979), 202.
- [8] L. Sulak et al., *Nucl. Instrum. & Methods*, 161(1979), 203.
- [9] Г. А. Аскарьян и др., *Письма в ЖЭТФ*, 28(1978), 617.
- [10] Н. А. Боршковский и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 36(1972), 1791.

Blumlein 放电引发的脉冲 HF 化学激光器

傅淑芬 陈建文 刘妙宏

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

最近几年, 以 SF_6 做为 F 施主放电引发的脉冲 HF 化学激光器引起了人们的新兴趣^[1,2], 这与低阻抗 Blumlein 放电方式的引入很有关系。这种引发电路使得构成高功率、高重复频率、小巧紧凑的 HF 激光器成为可能。而这种激光器对许多应用是很理想的。

自从放电引发脉冲 HF 化学激光器出现以来^[3], 已经进行了大量的理论和实验研究^[4-7], 证明影响激光器效率的主要因素是: (1) 所用的 F 施主多是电负性气体, 很难获得均匀辉光放电; (2) 由于 HF 激光有很高的增益, 引起上激光能级的快速弛豫, 产生的基态 HF 分子不仅是一个重要的吸收损耗, 而且严重影响放电特性, 使放电变得更加不稳定; (3) 激光只在

高电子温度和高电子密度下出现, 放电的低能电子对激励不起作用。

快放电形式的 Blumlein 引发线路几乎可以同时很好地解决上述问题。这是因为: (1) 它具有很快的脉冲上升时间, 可以使大部分放电能量在弧光形成之前有效地沉积到激活气体中去; (2) 由于短脉冲运转, 基态 HF 对单脉冲输出的影响是不重要的。对重复脉冲运转, 只要使激励气体以一定速度流动, 这种影响便可以完全消除, 以保证好的脉冲重复性; (3) Blumlein 型快放电可达到很高的电流密度和 E/P 值, 因此具有高的电子密度和电子温度。 SF_6 中 S—F 平均键能是 3.1eV ^[6], 而 Blumlein 型快放电的平均电子温度可达 4eV ^[6], 大部分