

# 脉冲激光技术在高能物理研究中的应用

高晓宇 和仁道 杜松林

(云南大学物理研究室)

刘永钺

(中国科学院高能物理所)

**提要:** 用  $Q$  开关脉冲激光束模拟研究了高能荷电粒子的水声效应, 用非  $Q$  开关脉冲激光束考察了加热脉冲形状对声信号时间结构和声脉冲幅度的影响。所得结果与加速器荷电粒子束水声效应实验数据进行比较, 表明两者的主要实验结果一致。最后, 就脉冲激光技术在高能物理和宇宙线物理研究中的进一步应用作了讨论。

## Application of pulsed laser technique to the study of high energy physics

*Gao Xiaoyu, Huo Rendao, Du Songlin*

(Laboratory of Physics, Yunnan University)

*Liu Yongyue*

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

**Abstract:** The simulating experiment on hydro-acoustic effect of high energy charged particles by  $Q$ -switched pulsed laser beams has been made. The influence of heat pulse waveform on the time structure and the amplitude of acoustic signals has been also observed and studied by means of a non- $Q$ -switched pulsed laser. A comparison between our experimental results and the data of hydro-acoustic effect of charged particle beams generated by accelerator shows that the main experimental results from these two methods are consistent. Further application of pulsed laser technique to the study of high energy physics and cosmic ray physics are discussed.

1975年, 实验证实高能荷电粒子穿过液体会引起声发射。利用这种新效应, 可以发展一种探测高能粒子的新技术——声探测技术。它将用于加速器的束流监测、重离子研究、宇宙线高能中微子、 $\mu$  介子、强子、超重核以及  $S < 1$  的宇宙线空气簇射主干的探

测, 从而受到国际上的广泛重视。

目前关于荷电粒子穿过液体时引起声发射的机制主要有: 热声、微气泡形成或分子离解。相继开展的加速器质子束水声效应实验<sup>[1]</sup>, 未观察到微气泡形成所预期的贡献, 对

收稿日期: 1981年4月3日。

声压的主要贡献来自热声，即声波是由荷电粒子通过液体时的游离能损，造成局部液体快速加热膨胀产生的。Bowen<sup>[2]</sup>由此机制对均匀无限大的液体声介质导出在时间  $t=0$  时瞬时加热产生的声压  $P(\mathbf{r}, t)$  的一般解

$$P(\mathbf{r}, t) = \frac{\beta}{4\pi C_p} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{R < ct} \frac{e_0(\mathbf{r}_0)}{R} dV_0$$

式中  $\beta$  和  $C_p$  分别为液体的体膨胀系数和比热； $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$  为观察点  $\mathbf{r}$  到加热区  $\mathbf{r}_0$  处的体元  $dV_0$  间的距离； $C$  为液体中的声速； $e_0(\mathbf{r}_0)$  为加热能量密度函数。由上式不难看出，任何局部瞬时加热源都应导致声发射，其差别仅在于  $e_0(\mathbf{r}_0)$  的具体形式不同。基于脉冲激光束加热与荷电粒子束游离加热产生声发射的宏观类似性，可以采用脉冲激光束模拟荷电粒子束进行水声效应实验<sup>[3,4]</sup>。虽然加速器荷电粒子束的水声效应实验具有直接的意义，但实验不易进行且费用高。利用激光模拟实验，有希望对热声理论进行深入细致的研究。

## 一、实验方法

实验布置如图 1 所示。在  $Q$  开关激光实验中，激光源是一台 YAG 固体激光器，波长 1.06 微米，光脉冲平均  $\sigma$  近似为 35 毫微秒的高斯分布，每次光脉冲能量的典型值约 0.1 焦耳。原光束直径为 5 毫米，用共焦透镜组或光栅可改变射入液体的光束直径；在非  $Q$  开关激光实验中，激光源是一台波长为 1.06 微米的钕玻璃固体激光器，光脉冲长度的典型值约 800 微秒，能量可达 5 焦耳，光束直径为 6 毫米。实验水箱的容积为  $84 \times 84 \times 84$  厘米<sup>3</sup>，在水箱两对壁中央，分别安装铝制光束引入和引出管，管口用 O-圈封装光学玻璃窗，使激光束的加热区（声源）位于液体中央，加之水箱线度甚大于实验预期的声信号最大波长，故可减小界面影响。调节入射管上的外套管，可使柱声源长度在 0~18 厘

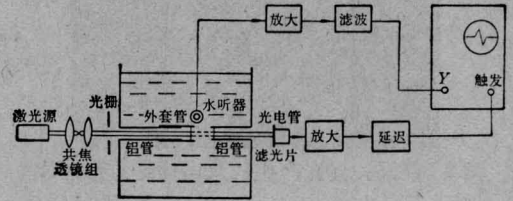


图 1 实验布置

米间变动。经滤波片用光电管接收透射激光，用以监测激光脉冲，同时作为探测系统的同步信号。用放大、延迟后的光脉冲信号触发示波器扫描，有效地避开了激发氙灯的高压点火线圈和氙灯的强电流放电造成的严重干扰；在非  $Q$  开关激光实验中，用控制线路触发激光，控制脉冲经适当延迟后作示波器触发扫描的同步信号，用 SR-1 型双线示波器对来自 GDB-28 的激光信号和来自水听器的声信号同时进行照相记录。为尽量减小声信号的失真，选用 PZT-5 压电晶体全向水听器和宽带响应的放大记录系统。

## 二、实验结果及讨论

图 2 是我们获得的  $Q$  开关激光产生的水声信号波形照片。声信号呈单一双极型脉冲，正相相应于液体的膨胀，负相相应于恢复。实验测定，在扣除水听器的响应时间以后，声脉冲的持续时间可用声波在加热区横截面上的渡越时间  $\frac{d}{c}$  来量度（ $d$  为光束直径），与热声理论的预期一致。热声理论关于声信号特性的一个重要预期是，声压  $P$  应正比于液体的体膨胀系数  $\beta$ ，声压随温度的变化应跟随  $\beta$  随温度的变化，在纯水中当  $T = 4^\circ\text{C}$  时， $\beta = 0$ ，声压应为零；在  $4^\circ\text{C}$  以下， $\beta$  反号，声脉冲应反相。图 3 为本实验测定的声压与液体温度的关系。图中实线为实验点的最佳拟合，拟合直线在  $(3.8 \pm 0.3)^\circ\text{C}$  处通过声压零点，虚线表示纯水的  $\beta$  随温度的变化规律。实验结果证实了热声理论的预

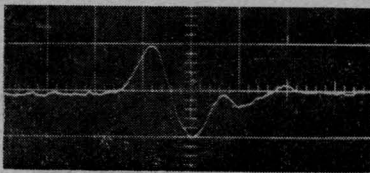


图2 Q开关激光产生的水声信号波形照片

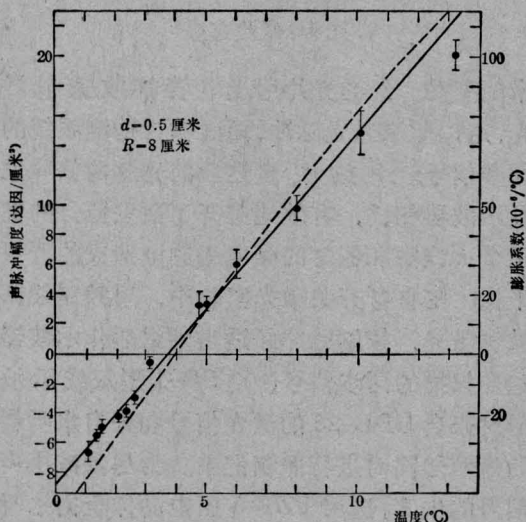


图3 声脉冲幅度与温度的关系

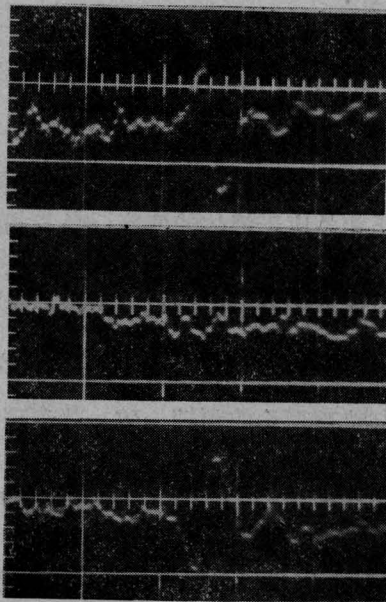


图4 三个不同温度下声脉冲的照片  
上—6.2°C; 中—4.2°C; 下—1.2°C

期。图4是我们摄取三个不同温度下声脉冲的照片。声脉冲在 $\beta$ 零点两侧反相的事实是支持热声理论的强有力的实验证据。新

近 Sulak 等<sup>[1]</sup>的质子束水声实验,亦得到声压随温度的变化与 $\beta$ 随温度的变化相一致的结论。但该实验测定的声压零点为 $(6.0 \pm 0.2)^\circ\text{C}$ 。考虑到水质的不纯和(或)微气泡形成机制的存在,都只能导致声压零点下降。因此,荷电粒子声效应的声压零点上移,是热声理论唯一难以解释之点。应考虑其它能导致微弱负效应的机制。离子场中的电致压缩是一种可能的解释。根据 Аскарьян 等<sup>[5]</sup>导出的公式,可对热膨胀引起的声压  $P_t$  和电致压缩引起的负声压  $P_c$  进行估计,在 Sulak 等的实验条件下可以得到  $\left| \frac{P_c}{P_t} \right| \approx \frac{10^{-5}}{\beta}$ , 当温度为  $6^\circ\text{C}$  时,  $\beta \approx 10^{-5}$ , 电致压缩应抵消热膨胀。图5为我们测定的声脉冲幅度  $P$  与吸收能量  $E$  的关系。加速器质子束的实验<sup>[2]</sup>,也证实了  $P$  和  $E$  之间的线性关系。这种线性关系,是声量能的基础,据此有可能研制用于高能物理和宇宙线物理的大面积强子量能器。

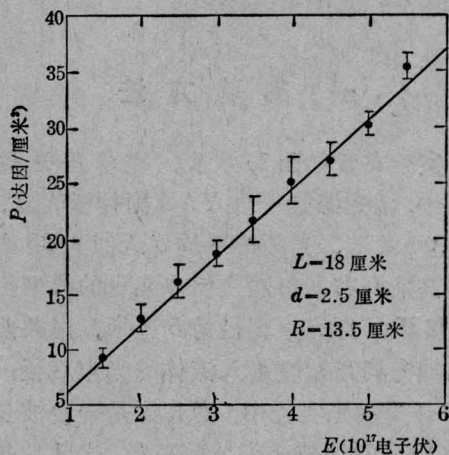


图5 声脉冲幅度  $P$  与液体吸收能量  $E$  的关系

当考虑单个强游离重粒子和宇宙线超高能强子在水中的级联及空气簇射主干的声探测时,由于束直径  $d$  和声天线长  $L$  相差很大,为着准确地估计各种情况下的声探测阈能,就必须确定声脉冲幅度  $P$  与束直径  $d$  和声天线长度  $L$  的关系。在热声天线的近场区 ( $R < L^2/\lambda$ ,  $R$  为离声天线的垂直距离,  $\lambda$  为

声信号波长), 按照 Долгошеин<sup>[5]</sup> 导出的声压公式  $P \propto \frac{1}{d^2 \sqrt{L}}$ ; 而根据 Аскарьян<sup>[7]</sup> 的声压公式  $P \propto \frac{1}{d^{3/2} L}$ , 可见, 理论预期不一致, 需用实验来检验。然而, 迄今为止的激光模拟实验, 尚未测定  $P$  与  $L$  的关系, 而 Golubnichy 等<sup>[4]</sup> 对于  $P$  和  $d$  关系的测量, 束直径变化范围窄 ( $d=1.5 \sim 3.7$  毫米), 结果虽与 Аскарьян 公式符合, 但与 Sulak 等<sup>[1]</sup> 的结果不一致, 仍待进一步的实验判定。我们用共焦透镜组在大范围内改变光束直径, 在保持入射总能量不变的条件下, 测定了  $P$  和  $d$  的关系(图 6)。图中标绘的实验点, 已对探测系统的响应进行了相应修正, 实验点的最佳拟合(实线)表明,  $P$  与  $d^2$  成反比, 符合 Долгошеин 公式的预期并与 Sulak 等的测定结果一致。我们移动引入管上的外套管, 改变激光束通过液体的长度(即声天线长度), 在其它参数保持不变的条件下, 在近场区测定了  $P$  与  $L$  的关系(图 7)。已对吸收能量随  $L$  的变化进行了归一化修正, 由图可见, 实验点明显偏离 Аскарьян 公式的期待, 与 Долгошеин 公式的预期  $P \propto \frac{1}{\sqrt{L}}$  很好一致。这一结果进一步佐证  $P$  应与  $d^2$  成反比。

本工作还进行了用非  $Q$  开关脉冲激光产生水声信号的实验。非  $Q$  开关激光脉冲近似抛物线型, 它由许多随机分布的尖峰脉冲所组成, 每个尖峰脉冲近似高斯型。由于这两类光脉冲的形状(前沿上升时间、宽度等)差别很大, 故用非  $Q$  开关激光脉冲产生水声信号, 可考察加热脉冲形状对声信号时间结构和声脉冲幅度的影响。在我们的实验条件下  $d=6$  毫米, 声波在加热区横截面上的渡越时间  $\frac{d}{c}=4$  微秒,  $R=6$  厘米, 期待声信号对光信号应有 40 微秒的延迟。图 8 为我们获得的非  $Q$  开关激光脉冲波形(下)与相应产生

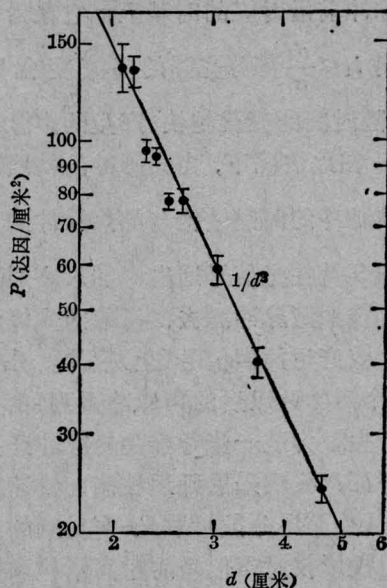


图 6 声脉冲幅度  $P$  与束直径  $d$  的关系

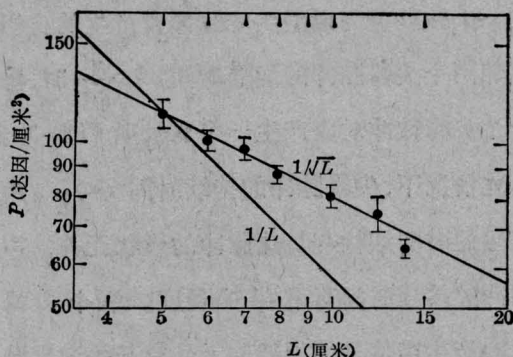


图 7 声脉冲幅度  $P$  与柱声源长度  $L$  的关系

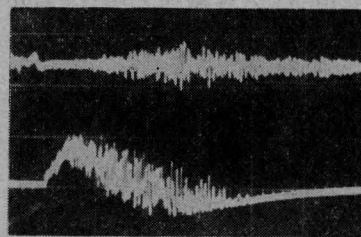


图 8 非  $Q$  开关激光脉冲波形(下)与相应产生的声信号波形(上)的双线示波器照片

的声信号波形(上)的双线示波器照片。激光脉冲长度约 800 微秒, 光强随时间的变化不对称, 脉冲前沿强度的变化比后沿快得多。分析表明, 第一个声脉冲稳定地出现在与抛物

线型光脉冲前沿对应的时基上, 它系由前沿上升时间  $t_1 \leq \frac{d}{c}$  部分光强的快速变化所产生, 光强随时间的变化越快, 产生的声脉冲幅度越高。在此情况下, 当光脉冲的持续时间  $\tau \gg \frac{d}{c}$ , 声脉冲的时间结构与加热脉冲的形状有关; 图 9 是在光信号通道中加入高通滤波器, 将抛物线型脉冲滤去, 摄取的尖峰结构(下)与相应产生的声信号(上)照片。分析表明, 第一个声脉冲以后的声脉冲系列, 由尖峰脉冲所产生。为进一步考察尖峰脉冲产生声信号的特征, 我们采用延迟控制, 快速扫描的方法, 从头至尾分段摄取光-声对应的波形照片, 用投影仪对声信号的时间结构和幅度变化规律进行了分析。结果表明, 声脉冲系列是由一系列典型上升时间  $\sim 0.1$  微秒、宽度  $\sim 1$  微秒类高斯型尖峰脉冲所产生的。当相邻两个尖峰脉冲的间隔时间  $\Delta t > \frac{d}{c}$  时, 每一个尖峰脉冲对应产生一个双极型声脉冲。在此情况下, 尖峰脉冲的持续时间  $\tau < \frac{d}{c}$ , 声信号的时间结构与加热脉冲的形状无关, 声脉冲的持续时间可用  $\frac{d}{c}$  来量度。单个尖峰脉冲产生声信号的规律与上述 Q 开关激光脉冲产生声信号的规律一致。非 Q 开关脉冲激光的水声效应, 在物理实验中, 有可能作为一种能产生系列声脉冲的新型声源。

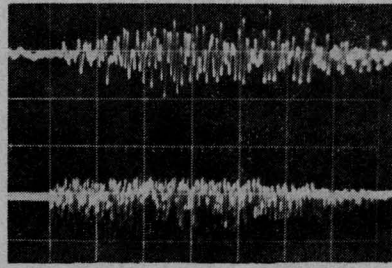


图 9 在光信号通道中加入高通滤波器摄取的尖峰结构(下)与相应产生的声信号照片(上)

本工作得到杨桂宫教授的指导, 木均、曾昭权、陈开鉴等同志的支持。云南光学仪器厂朱联新、余畅和、桂龙发同志及 211 所赵举廉同志给予大力协助, 特此一并致谢。

### 参 考 文 献

- [1] Sulak L. *et al.*; *Nucl. Instrum. Methods*, 1979, **161**, 203.
- [2] Bowen T. *et al.*; 16th ICRC, 1979, **11**, 190.
- [3] Hunter S. D. *et al.*; 16th ICRC, 1979, **11**, 196.
- [4] Golubnichy P. I. *et al.*; 16th ICRC, 1979, **11**, 202.
- [5] Аскаръян Г. А., Долгошеин В. А.; *Письма в ЖЭТФ*, 1978, **28**, 617.
- [6] Dolgoshein: Preprint; 北村崇, «宇宙线研究», 1978, **22**, 296.
- [7] Аскаръян Г. А., Долгошеин В. А.; *Письма в ЖЭТФ*, 1977, **25**, 232.
- [8] Воловик В. Д., Попов Г. Ф.; *Изв. ВУЗ, Физика*, 1977, **8**, 91.