实验技术

切伦科夫光斑室

唐孝威　　许榕生

（中国科学院高能物理研究所）

高速带电粒子穿过透明介质时产生切伦科夫辐射．目前常用切伦科夫计数器探测速度阈以上的或一定速度范围内的粒子．我们注意到，当辐射体较薄时，带电粒子产生的切伦科夫辐射会在辐射体的底面形成局部面积和一定形状的照明区．可用位置灵敏的紫外光子探测器记录切伦科夫辐射光子，因而得到切伦科夫光斑，光斑中光子密集于粒子入射点附近．我们认为可以利用这一现象来探测高能粒子，并称之为切伦科夫光斑探测器原理，把这种探测器的多层迭合称为切伦科夫光斑室．

当辐射体较薄时，随着粒子入射的角度不同，沿入射径迹上产生的切伦科夫平行光锥在辐射体底面形成椭圆、抛物和双曲这三种不同类型的照明区．引入单位面积上接收光子数的密度函数 $f(x, y)$，可以证明，在上述照明区内，若单位长度上发射的光子数为 $500Z^2\sin^2\theta$，则有

$$f(x, y)=\frac{125Z^2(\sin 2\theta\cdot\cos\alpha\cdot\sqrt{\cos^2\alpha\cdot x^2+y^2}-\sin^2\theta\cdot\sin 2\alpha\cdot x)}{\pi(\cos^2\alpha\cdot x^2+y^2)}, \tag{1}$$

其中 Z 为粒子所带电荷数；θ 为切伦科夫角；α 为粒子入射方位角．

粒子在单位路程上产生的切伦科夫辐射光子数与入射粒子的电荷 Z 平方成正比．一个单电荷高速粒子在薄辐射体中产生的光子数很少．例如，当 $Z=1$，$\beta\approx 1$ 时（β 是粒子速度与光速之比），在 5 毫米厚的有机玻璃中，产生的可见光区切伦科夫光子数仅为 140 个；但是一个 $Z=30$ 的高速原子核产生的光子数将增强 900 倍．这样，就可以在薄辐射体的切伦科夫光斑探测器中得到一个清晰的切伦科夫光斑图象．因此，切伦科夫光斑室适用于记录高速的重原子核．

通过对密度函数式(1)的计算和分析表明：切伦科夫光斑内的光子密集于带电粒子的入射点周围，并以该入射点为峰值，因此，可由光子数分布的峰位来确定粒子入射位置．其次，光斑图象对入射原子核的径迹投影轴有左右对称性，因此，过入射点取一直线，令其左右两侧的光子数为 L 和 R，使 $U=(L-R)/(L+R)$ 的绝对值取极小，可以定出原子核的入射极角．其三，切伦科夫光斑图象结构和总光子数取决于入射原子核的电荷 Z、速度 v 及入射方位角 α；由导出的切伦科夫光斑解析表达式(1)，利用已知的光斑图象信息，可以同时确定出 Z、v 及 α 这三个参数．

我们还用蒙特卡罗程序模拟上述切伦科夫光斑特性，得到和解析分析一致的结论．

附：公式(1)的证明

设底面为 XOY 平面，O 点同时为粒子入射点．在入射径迹上任取一微分段 dz'，其所发出的可见光区的光子数为 Kdz'（$K=500Z^2\sin^2\theta$），这些光子在底面形成一光环带．若在底面 O 点引出一微分角 $d\varphi$，与此光环带构成一面元 dS，近似地有 $dS\approx\rho d\rho d\varphi$，$\rho$ 是环带至 0 点的距离，则 dS 面积上的光子数满足下列关系式：

$$f(x, y)dS=K\cdot dz'\cdot\frac{d\varphi'}{2\pi}, \tag{2}$$

其中 $d\varphi'$ 为 $d\varphi$ 角对 dz' 所引起的平面夹角. 由此得

$$f(x, y) = \frac{K}{4\pi\rho} \cdot \frac{dz'}{d\rho} \cdot \frac{d\varphi'}{d\varphi}. \qquad (3)$$

几何上可以证明

$$\frac{dz'}{dz} = \frac{z}{\cos\alpha \cdot \rho}$$

(dz 及 z 均为 OZ 轴上的坐标),

$$\frac{d\varphi'}{d\varphi} = \frac{\cos\alpha}{1 - \sin^2\alpha \cdot \cos^2\varphi} = \frac{\cos\alpha \cdot \rho^2}{\rho^2 - \sin^2\alpha \cdot x}.$$

代入式 (3) 得

$$f(x, y) = \frac{Kz}{2\pi(\rho^2 - \sin^2\alpha \cdot x^2)} = \frac{Kz}{2\pi(\cos^2\alpha \cdot x^2 + y^2)}, \qquad (4)$$

其中 z 满足照明区的几何表达式:

$$(\cos^2\theta - \sin^2\alpha)x^2 - 2\tan\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot z \cdot x + \cos^2\theta \cdot y^2 = z^2 \sin^2\theta \cdot \sec^2\alpha, \qquad (5)$$

从中解出 z 后, 代入式 (6) 即得公式 (1) 的结论,证毕.

利用受激布里渊后向散射波的位相复共轭特性补偿动态位相畸变

陈钰明　徐　捷　何国珍

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

一、引　言

目前, 研究后向受激散射的位相复共轭特性, 已成为非线性光学中活跃的分支. 它具有重要的实用价值, 例如用后向受激布里渊散射(SBS),可以补偿强激光传输中由于大气扰动或光学元件所引起的位相畸变, 因而引起人们广泛的兴趣[1-3].

我们曾利用后向受激布里渊散射, 进行了补偿由位相畸变板引起的波前畸变的实验[4]. 但是,在强激光的传输中,经常遇到的是由动态介质造成的畸变. 本文报道动态位相畸变补偿的实验.

受激布里渊散射现象是在强激光入射情况下, 由于在非线性介质内光波场的电致伸缩效应,引起介质内的密度起伏而产生的. 1972 年由 Zeldovich[5] 首次在实验中证实了,后向受激布里渊散射与激发入射波成位相复共轭关系. 理论上可由 Maxwell 波动方程

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \boldsymbol{E}$$

出发,在满足绝热近似 $\left|\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}\right| \ll \left|k_L \frac{\partial E}{\partial z}\right|$ 条件下,可以得出散射波 E_S 和激发波 E_L 分别满足如下抛物线方程:

$$\frac{\partial E_S}{\partial z} - \frac{i}{2k_S} \Delta_\perp E_S(r, z) = \frac{1}{2} g |E_L(r, z)|^2 E_S(r, z), \qquad (1)$$

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \Delta_\perp E_L(r, z) = 0. \qquad (2)$$

在 SBS 过程中,波矢 k_S 和 k_L 的微小区别可以忽略. 将散射波 E_S 按选定的函数系列展开,可以证明,当激发光场 E_L 有强的横向非均匀性时,

$$E_S(r, z) \simeq 常数\ E_L^*(r, z), \qquad (3)$$

即后向 SBS 波是入射激发波场的位相复共轭.

用简单的物理图象来描述: 由于激发辐射场是空间非均匀的, 即存在角谱. 设沿 $-z$ 方向传播的一对平面波有一个很小的夹角 $\delta\theta$, 在