

金属原子束横向速度及其分布的 激光法测量

孔羽飞 王德武 吕江华 应纯同

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

提要 本文介绍了一种利用金属原子谱线同位素位移的特性,由激光诱导荧光法采用线阵 CCD 固体成像器件测量真空室内原子蒸气束横向最可几速度及速度分布的方法与装置。在点($4 \times 6 \text{ mm}^2$)蒸发模型的情况下,实验结果表明:横向(x 轴)速度随 x 线性增加,且其分布不受加热功率的影响;原子密度通量按速度的分布满足正态分布,其速度半宽度随加热而变化。

关键词 速度分布,激光诱导荧光,原子蒸气

1 引 言

近十来年,原子法激光分离同位素(AVLIS)的发展越来越引人注目,许多科学工作者正在对 AVLIS 工程中影响分离效率的实际问题,如原子蒸气束在分离区域的状态参数:速度分布、密度分布、温度分布等问题进行研究,其中有些问题至今尚不十分清楚,对它们的研究不仅有助于理解蒸发过程及其物理本质,而且为 AVLIS 工程提供科学数据。

本文主要报道利用金属原子光谱同位素位移相对不变的特点,采用高灵敏度线阵 CCD 探测激光诱导荧光分布来研究原子横向最可几速度和速度分布的方法。

当适当波长的激光照射蒸气原子束时部分原子因共振吸收光子能量而被激发到高能态,经过平均寿命(τ)时间之后,它们从高能态退激发而发出荧光。由于原子的速度引起原子共振吸收频率的 Doppler 频移,所以激光对原子的有效激发频率依赖于原子的宏观运动速度。通过测定荧光曲线的 Doppler 频移来确定原子蒸气束的速度参数,这就是激光 Doppler 频移法测速的基本思想。

2 理论基础

如图 1 所示,从坩埚蒸发表面发射出来的原子经膨胀后形成稳定高速流动的原子束,在这个过程中原子与外界基本无热交换,可认为等熵膨胀。设在与 z 轴成 θ 角的束流方向上原子的运动速度分布为 $V_r(\theta)$,在其运动过程中受到水平 x 轴方向激光的照射,为了最有效地激发原子,激光频率 ν_L 必须满足

收稿日期:1992年10月26日;收到修改稿日期:1993年5月3日。

$$v_L = v_0[1 \pm V_r(\theta)\sin\theta/c] \quad (1)$$

其中 $\nu_0(\lambda_0)$ 是无 Doppler 频移的原子共振频率(波长), c 为光速, 我们在水平方向上探测荧光信号, 于是得到横向速度分布和横向最可几速度

$$V_x(\theta) = V_r(\theta)\sin\theta \quad (2a)$$

$$V_{xp}(\theta) = \lambda_0 \Delta \nu_p(x) \quad (2b)$$

显然, 只有知道了 x 轴上任意点相对于水平速度零点($x = 0$ mm)的 Doppler 频移量 $\Delta \nu_p(x)$, 才能确定速度 $V_{xp}(\theta)$ 随 x 的分布, 此处 $\Delta \nu_p(x)$ 是指与最可几速度相对应的频移量。

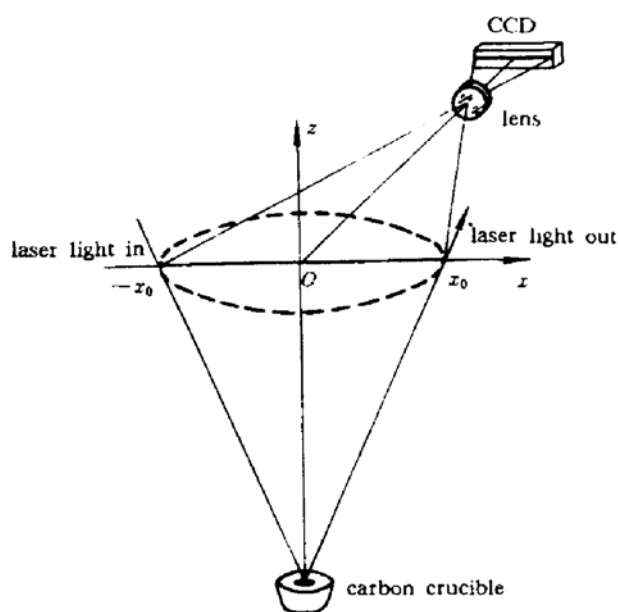


Fig. 1 The diagram for the experiment

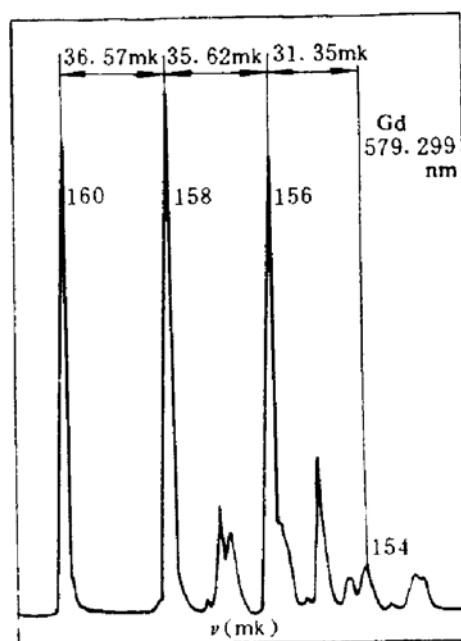


Fig. 2 The spectrum of Gd at 579.299 nm

常用的办法是在记录激光诱导荧光信号的同时, 同步记录下标准具所产生的周期性频标信号^[1], 然后根据频标即可标定出总的频移量 $\Delta \nu$ 。而图 1 所示 x_0 和 $-x_0$ 两点相对于 0 点的频移量经测量约为 1 GHz 左右, 而实验室现有的标准具频标周期为 150 MHz, 周期数太少, 会给标定频移量带来较大的误差。

实验中, 工作介质选用金属 Gd, 在波长 579.299 nm ($^9D_4 - ^9D_3$) 处, 它的同位素位移光谱如图 2 所示。我们正是利用图中 ^{160}Gd 与 ^{158}Gd 这两个相距为 36.57 mk 波数的同位素位移信号, 经换算得两峰相距为 1.1 GHz, 提出一种标定频移量的新方法。

图 1 中, CCD 摄像头的积分时间为 150 ms (由石英晶体振荡电路保证), 环形染料激光开始扫描后, 激光诱导的荧光信号逐渐从一端移到另一端 (如从 $-x_0$ 到 x_0), 每隔 150 ms 计算机就采集 CCD 信号一次, 每一个荧光信号的峰值位置与诱导激光的中心频率相对应, 那么每个相邻荧光峰之间的频移大小取决于激光器的扫描速度, 经过实验测得: 从出现同位素 ^{180}Gd 的吸收峰起, 经过 31 次采集后, 便在 x 轴的同位置上出现 ^{158}Gd 的吸收峰, 这意味着每 150 ms 激光扫描产生的频移为 35.5 MHz (1.1 GHz/31)。那么根据由 CCD 采集到的荧光信号便知道了 x 轴上各取样点的频移量值, 这样横向最可几速度分布 $V_{xp}(\theta)$ 就随之确定了。

必须说明的是, 由于采用了 CCD 这种特殊的探测器件, 毫秒量级的积分时间使得其输出荧光信号 $I(\theta, \nu)$ 所反映的是原子密度通量 $\rho(\theta, \nu)$ 的速度分布。

3 实验装置

本实验装置由以下几个部分组成：1) 真空蒸发系统：该系统安装在约 1.33 mPa 的真空室中，由 E 型电子枪加热石墨坩埚中的金属 Gd，加热面积约为 $4 \times 6 \text{ mm}^2$ ；2) 激光系统：采用 Ar^+ 激光器泵浦环形染料激光器(801D 型)，染料激光器的输出功率为 40 mW 左右，且染料激光器可以稳频，其线宽小于 5 MHz，使用 R6G 染料，扫描范围约 30 GHz；3) 光电接收及信号采集系统：本实验使用高灵敏度线阵 CCD 固体成像器件(即电荷耦合器件，TCD142D 型，2048 个单元)实时监测 x 轴上 $-x_0$ 到 x_0 间的荧光强度变化。CCD 积分时间为 150 ms，前置放大器放大倍数为 12 倍，CC 摄像头放置在真空室外，以利于调整。另外，CCD 摄像头通过接口板与微机连接进行实时采集，并通过显示器及时显示出每次采集到的荧光强度随 x 的分布。

坩埚中 Gd 受热熔化向空间蒸发，金属蒸气经宽度为 8 mm、长为 140 mm 的狭缝后形成具有张角为 65° 、宽 8 mm 的扇形原子蒸气束，激光经过光阑后成为直径 4 mm 的光束，在距 Gd 液面 90 mm 的水平方向上紧靠狭缝沿 x 轴入射与 Gd 原子相互作用。激光的发散角很小，在与原子的作用过程中可认为激光功率保持稳定不变。由于 $| -x_0x_0 | = 136 \text{ mm}$ ，远大于常用的准直孔尺寸(5 mm)，这样在水平方向上就有较大的速度分量，根据式(2)可得：由于 x 轴上各点的 Doppler 频移量不同，对应的原子横向最可几速度也就不同，因此随着激光频率扫描，荧光信号峰值的出现位置将随之发生相应变化。

4 实验结果与讨论

实验中我们测量了电子枪加热功率分别为 390 W 和 715 W 时 $-x_0x_0$ 间的一维荧光强度分布。CCD 采集到的这组荧光信号与激光扫描频率的关系如图 3 所示(为便于看清楚，本图只选用了其中的一部分，电子枪的加热功率为 390 W)，它表明，在激光功率和电子枪加热功率保持不变时，随着激光频率的扫描，荧光信号的位置与大小发生改变。根据前面的分析，不同峰值位置则对应不同的频移量 $\Delta\nu_p(x)$ ，那么依式(2)即得到图 4 所示的横向最可几速度 $V_{xp}(\theta)$ 与 x 的关系，图中两种符号分别对应两种加热功率。显然，横向最可几速度 $V_{xp}(\theta)$ 随 x 线性增加，至少在加热功率大于 390 W 时，它存在饱和现象，即横向最可几速度 $V_{xp}(\theta)$ 随 x 的分布不受加热功率的影响，这一结果与文献[1]所报道的纵向最可几速度存在饱和现象的结论一致。

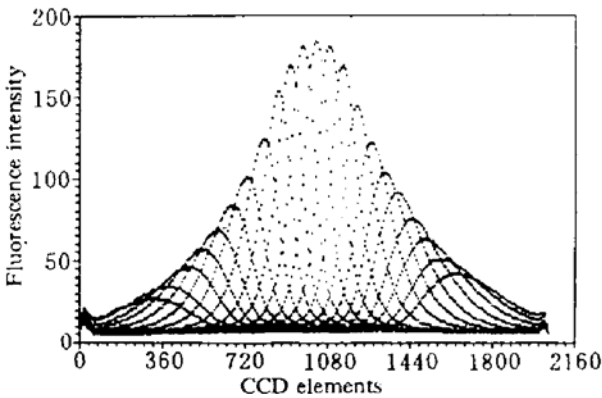


Fig. 3 The real time fluorescence signal acquired by the CCD (heating power: 390 W)

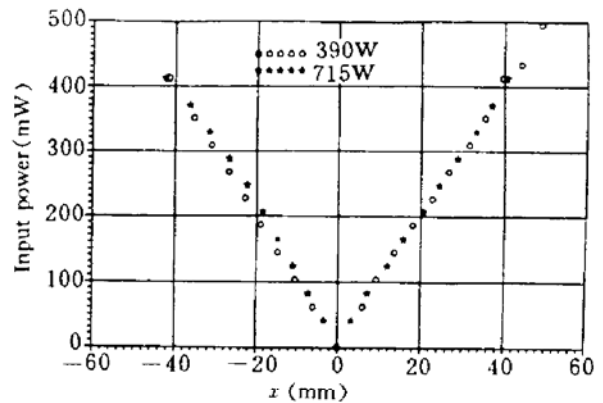


Fig. 4 The transverse most probable velocity V_{xp} at different points on the x -axis

如果把每个 CCD 单元作为独立探测器的角度来考虑，并且已知激光器的扫描速度，那么

从图 3 即可得到图 5 所示与 CCD 单元相对应的 x 轴上点(只选取了 9 个)的荧光信号与激光频率的相互关系。图中各曲线从左至右分别与下列点对应: $-35.4, -26.7, -19.0, -10.3, 0, 9.2, 18.0, 26.7, 35.4$ (mm)。实质上它们反映了上述各点处原子的密度通量按速度分布的规律, 曲线峰值与横向最可几速度对应, 而曲线的半高宽表示速度半宽度, 这些点处的速度半宽度随 x 轴的分布反映在图 6 中, 该图中两条曲线分别对应两种加热功率(390 W, 715 W), 结果表明: 1) 横向速度半宽度随 x 的相对分布规律并不随电子枪加热功率而变化; 2) 随着原子束流方向与 z 轴夹角 θ 的增加, 速度半宽度的增大意味着速度的分散程度增大; 3) 同一观测点的速度半宽度随加热功率的增大而变宽。

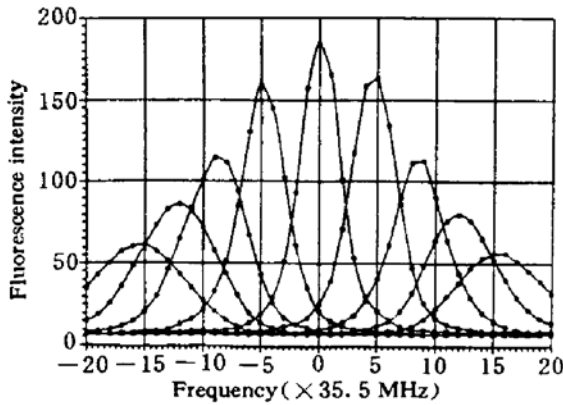


Fig. 5 The relation of fluorescence signal and the frequency at various points on the x -axis

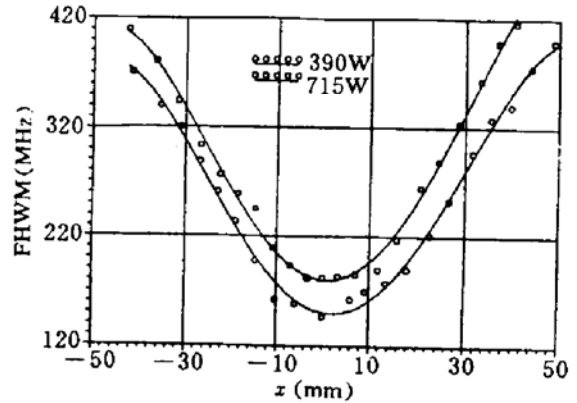


Fig. 6 The relation between the FWHM of velocity and x on the x -axis at different heating power

为便于分析, 从图 6 中任意选出一条荧光曲线(如左数第二条: $x = -26.7$ mm, 加热功率为 390 W), 把它单独画在图 7 中, 图中虚线为均方差 $\sigma = 0.30$ 时的正态曲线, 它表明, x 轴上任意点的原子密度通量的速度分布满足正态分布规律。

本实验确定速度 V_x 的误差来源主要有三个: 1) 荧光峰值位置的标定误差, 如果用 CCD 单元来确定, 误差为 $\pm 8/2048$ 。换成 x 坐标, 该值保持不变; 2) CCD 积分时间的稳定度, 由于采用了石英晶体振荡电路, 频率稳定度相当高, 因此此误差可忽略不计; 3) 染料激光器扫描的稳定度, 即激光器在扫描时频率随时间变化的均匀程度。考虑到实验中只需扫描 2 GHz 以及激光器本身的特性, 可得出每个采样周期内的频移误差不大于 10 MHz, 那么对应的横向速度误差小于 6 m/s; 4) CCD 采样误差为 $\pm 1/256$ 。

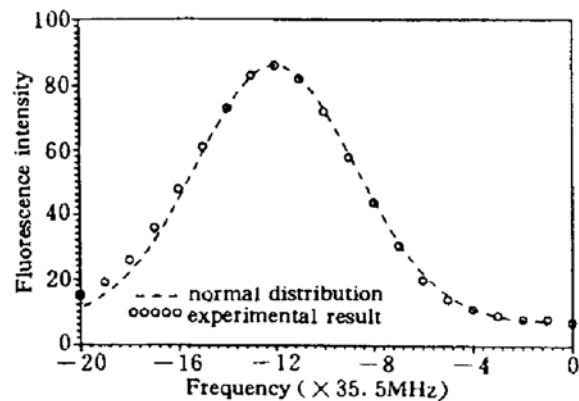


Fig. 7 The distribution of the atomic velocity (dashed) and the normal curve with $\sigma = 0.30$

致谢 在本文完成过程中, 诸绪辉副研究员给予了有益的指导, 特此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 W. Berres, H. L. Bay. *Appl. Phys.*, 1984, A33 : 235

Measurement of Atomic Vapor Traverse Velocity and Velocity Distribution Using Laser Induced Fluorescence

Kong Yufei Wang Dewu Lu Jianghua Ying Cuntong

(*Department of Eng. Physics, Tsinghua University, Beijing 100084*)

Abstract This paper introduces method and its relative apparatus of using laser induced fluorescence to measure the most traverse probable velocity and velocity distribution of metal atomic vapor beam in vacuum chamber by means of the isotope spectrumtranslation and CCD device. In the case of the vapor model of $4 \times 6 \text{ mm}^2$, the experiment shows: the most transverse probable velocity increases linearly with x approximately and its distribution is not affected by the heating power; the transverse velocity distribution of atom density flux meets normal function and the FWHM of velocity varies with the heating power.

Key words velocity distribution, laser induced fluorescence, atomic vapor