

# 原子束的速度选择激光偏转

蔡惟泉 李佛生 陈洪新 束伟 孙顺娣 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学(联合)开放实验室, 上海 201800)

**摘 要** 在激光偏转原子束实验中若使激光频率适当失谐, 并令光束稍许偏离正交方向, 则可偏转热原子束中具有特定速度的原子群。本文给出了这一简单选速方法的理论和初步实验结果。

**关键词** 原子束, 激光辐射压力, 速度选择。

## 1 原理及理论分析

在过去十年中, 激光偏转原子束实验曾广泛用于光子动量扩散、转移、光子统计理论的验证以及高分辨光谱学研究<sup>[1~5]</sup>。本工作是利用激光偏转原子束技术将热原子束中特定速度的原子分离出来的一种尝试, 它提供了一种原子束选速的简单方法。

横向正交共振激光束被原子束散射时原子因受力而偏转这一现象在实验上和理论上已进行过相当彻底的研究。假若光束与原子束夹角  $\theta$  略微偏离正交方向, 激光频  $\nu_L$  也略微偏离共振频率  $\nu_0$ , 频偏为  $\Delta\nu = \nu_L - \nu_0$ , 则在原子束速度分布中仅有速度适宜的一组原子与激光共振而发生偏转。该组原子的速度  $v$  决定于  $\theta$  和  $\Delta\nu$ ,

$$\Delta\nu/\nu_0 = v \cos \theta / c. \quad (1)$$

当跃迁饱和时, 由二能级原子在行波光场中所受自发辐射力的表达式可算出原子的偏转量<sup>[2]</sup>

$$\langle x \rangle = (\hbar k t L / 2 \tau m v) \sin \theta. \quad (2)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  为激光束的传输常数;  $\tau$  为原子在激发态的寿命;  $m$  为原子质量;  $L$  为原子与激光作用后的自由飞行距离;  $t$  为相互作用时间, 与相互作用距离  $l$  和原子速度有关,

$$t = l/v. \quad (3)$$

从(2)式可知, 偏转量正比于  $t$ 。利用(3)式和(1)式, (2)式可写为

$$\langle x \rangle = [\hbar k L l \nu_0^2 / 2 \tau m c^2 (\Delta\nu)^2] \cos^2 \theta \sin \theta. \quad (4)$$

(4)式对  $\Delta\nu$  求微分, 得到偏转分束空间宽度的“线宽项”,

$$\delta \langle x \rangle = [\hbar k L l \nu_0^2 / \tau m c^2 (\nu_0 - \nu_L)^3] \cos^2 \theta \sin \theta (\delta \nu_0 + \delta \nu_L), \quad (5)$$

其中  $\delta \nu_0$  为原子的跃迁线宽,  $\delta \nu_L$  为激光线宽。(4)式对  $\theta$  求微分得到空间宽度的“角发散项”,

$$\delta \langle x \rangle = [\hbar k L l \nu_0^2 / \tau m c^2 (\nu_0 - \nu_L)^2] \cos \theta (\cos^2 \theta - 2 \sin^2 \theta) (\delta \theta_A + \delta \theta_L), \quad (6)$$

其中  $\delta \theta_A$  为原子束的发散角,  $\delta \theta_L$  为激光束的发散角。于是, 偏转束的总空间宽度为

\* 自然科学重大基金资助课题。

收稿日期: 1994年10月7日; 收到修改稿日期: 1995年2月9日

$$\delta\langle x \rangle = \delta\langle x_v \rangle + \delta\langle x_\theta \rangle. \quad (7)$$

$$\text{利用共振条件(1)式, 得到 } \delta v_v = (c/v_0 \cos \theta)(\delta v_0 + \delta v_L), \quad (8)$$

$$\delta v_\theta = [c(v_L - v_0) \sin \theta / v_0 \cos^2 \theta] (\delta \theta_A + \delta \theta_L). \quad (9)$$

$$\text{偏转分束的总速度宽度为 } \delta v = \delta v_v + \delta v_\theta. \quad (10)$$

(1)、(10)、(4)及(7)式给出了偏转分束的四个重要参数, 即中心速度, 速度宽度, 偏转量及空间宽度。为增大相互作用距离  $l$ , 在实验中使用了多光束法<sup>[2]</sup>。

## 2 实验装置

实验装置示于图 1。650 K 的热原子从开孔为  $\varnothing 0.5$  mm 的 Na 源中扩散出来, 形成原子束, 最可几速度为 840 m/s。距源 70 cm 处装有  $\varnothing 0.5$  mm 的准直孔, 其后为多光束相互作用区。多光束装置由两块长 10 cm、宽 3 cm 矩形平面反射镜构成, 两镜相互平行, 间距为 2.7

cm, 镜的反射率为 99% 以上。来自稳频的 CR699-21 染料激光器的光束频率为  $\nu_L$ , 穿过声光调制器后零级光经  $\lambda/4$  波片转换为圆偏振光, 再经衰减器和狭缝以正交方向和原子束相交。沿原子束方向的光束宽度为 0.8 mm。入射光被第一面镜共反射 38 次, 这组光束与原子束的夹角均为  $\theta = 84.5^\circ$ , 它们就是原子束选速偏转的作用光, 激发  $D_2$  线的  $F = 2, m_F = +2 \rightarrow F = 3, m_F = +3$  跃迁。第二面镜的全部反射光束均与原子束垂直, 它们与原子的相互作用可被忽略。为克服光抽运效应, 与圆偏振光相配合在相互作用区设置了磁场线圈, 用以提供沿作用光束方向的磁场。声光调制器的射频输入为 68 MHz, 其低频端二级输出光束频率为  $\nu_L - 136 \text{ MHz} = \nu_0$ , 作为探

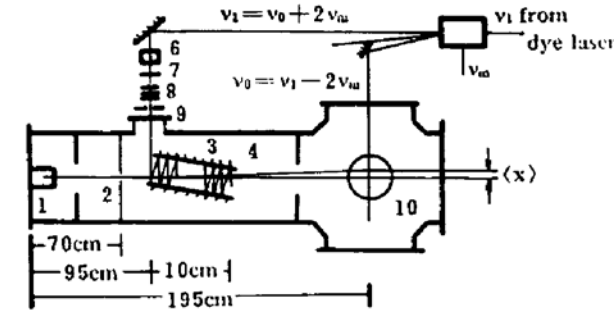


Fig. 1 The experimental setup for velocity-selected deflection of Na atomic beam by laser radiation. 1: sodium source; 2: collimator; 3: a pair of mirrors; 4: magnetic coils; 5: acousto-optical modulator; 6: polarizer; 7: quarter-wave plate; 8: attenuators; 9: slit; 10: OMA probe zone

测光被引入原子束下游 195 cm 处与原子束近正交地相交, 相交的角度可按需要精密调整, 它引发的共振荧光经透镜系统成像在光学多通道分析仪 OMA-I 接收器的光二极管阵列上, 可以实时地观察和记录共振荧光的横向空间分布。按  $\theta = 84.5^\circ$  和失谐量  $\Delta\nu = 136 \text{ MHz}$  的组合, 偏转分束的中心速度为 840 m/s。

当染料激光频率由低到高扫描时, 可在作用区先看到一串很亮的荧光点, 它们是正交光束组激发的荧光, 随着激光频率的增高, 第二次将出现一串较暗的荧光点, 对应  $5.5^\circ$  离正交光束组激发的荧光, 由于速度选择的缘故, 此时只有部分原子参与共振, 因而这串荧光点较弱。将激光频率停在这一点, 在探测区用 OMA 观察原子荧光的横向分布。

## 3 实验结果

OMA 探测到的荧光强度的横向分布如图 2 所示, 其中  $a$  为没有激光作用时的原始分布;  $b$  是最佳实验条件下获得的选速偏转结果, 右面的峰对应偏转原子的分束, 分束与主束相距 4

mm, 相应的偏转角是 5 mrad。在记录 *a* 时, 将探测光与原子束的交角调整到准确正交, 因而探测了全部原子。在记录 *b* 时, 探测光调整到与偏转分束正交, 右峰代表偏转的全部原子, 由于此时探测光束与主束并非完全正交, 主束参与作用的原子数减少, 因而代表主束的左面的峰大大下降。图中所注的光强已折算成以饱和光强  $I_s$  为单位, 对钠原子  $D_2$  线(589.0 nm)  $F = 2, m_F = +2 \rightarrow F = 3, m_F = +3$  跃迁  $I_s = 6.3 \text{ mW/cm}^2$ 。应注意, 记录 *b* 时放大倍数增大为 5 倍。设曲线下的面积代表发射荧光的原子数, 按此结果最可几速度附近的偏转原子数约占总原子数的 10%, 对应宽约 100 m/s 的速度群。

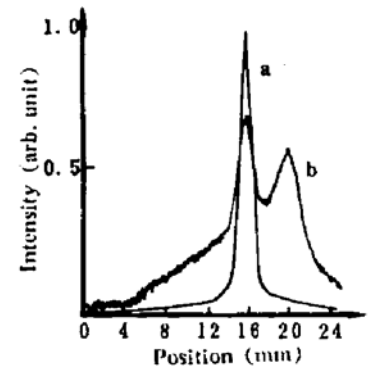


Fig. 2 Transverse distribution of fluorescence intensity detected by OMA. a: without laser light in interaction region; b: when laser intensity is  $1.2I_s$ , magnetic field is 0.002 T the right peak represents the deflected beam branch. Note that the curve *b* has been enlarged vertically by a factor of 5

如前所述, 多种因素对分束中原子速度宽度有贡献。原子束和激光束的发散度都在 1 mrad 左右, 由(9)式估算出相应的速度宽度为 20 m/s。激光线宽约为 1 MHz, 共振能级的自然宽度为  $\sim 10$  MHz, 按(8)式估算出相应的速度宽度约为 60 m/s。磁场的空间不均匀性通过塞曼效应使不同位置原子的跃迁频率不同, 等效于  $\delta\nu_0$  项的增加, 也将导致分束速度的加宽。在本工作中, 因原子束装置内部空间有限, 磁场线圈直径较小, 相互作用区磁场的强度和方向很不均匀, 当磁场为 0.002 T 时, 不同位置的磁场差值可高达 0.0005 T, 跃迁频率的“塞曼增宽”约为 7 MHz, 将造成 40 m/s 的速度宽度。图 3

示出了磁场改变时分束荧光强度的变化。可以看出, 磁场增强分束变强, 这是作用区磁场的绝对差值增大, 速度宽度增宽, 参与作用的原子数增多的故。即使作用光是很纯的圆偏振, 由于磁场的“方向不均匀性”, 也会激发塞曼能级间的  $\pi$  跃迁, 造成光抽运效应。 $\pi$  跃迁与  $\sigma^+$  跃迁在所用磁场范围内有数十兆周的频差,  $\pi$  跃迁将使少量不同速度组的原子发生偏转, 使分束中的速度单色性进一步变差。综上所述, 各种速度增宽效应使偏转原子的速度宽度在 100 m/s 的量级是合理的。(本实验因条件所限没有用更直接的方法测量分束的速度分布)。

按本文第一节的理论分析, 光束与原子束的发散度、激光及原子跃迁和线宽均影响偏转分束的空间分布。考虑到很差的磁场均匀度及剩余光抽运效应, 难以将空间分布的实验结果与理论结果进行比较。然而, 可以从图 2 中看出, 偏转分束的宽度约为原始束宽的 2~3 倍。

跃迁未饱和时自发辐射力与饱和参数有关<sup>[2]</sup>。因此, 偏转束的特性与激光强度紧密相关。图 4 示出了偏转量随激光功率增大的情形。很明显, 当光强较弱时, 偏转分束之宽度也受光强不均匀性的影响。

在过去数十年中, 人们提出了很多种选择和原子束速度的方法, 包括旋转圆盘速度过滤器<sup>[6]</sup>、超声速原子束<sup>[7]</sup>以及热原子束的纵向激光冷却速度压缩<sup>[8]</sup>等等。近年来还有人用斜入射选速法改善铯束型原子钟的性能<sup>[9]</sup>。本文报道的速度选择性激光偏转法在原理和技术上都十分简单, 为实现速度选择仅需一台激光器和一个声光调制器。不同于纵向激光冷却速度压缩, 偏转法的特点是选出的特定速度原子群与主原子束完全分离, 便于对它们的利用, 比如选出低速单速原子群用于原子干涉实验。本工作演示了原子束的速度选择偏转实验并给出了初步结果。显然, 在改善磁场均匀性等实验条件后, 偏转分束的强度、偏转角、速度宽度、空间宽度等参数都将得到明显改善。此外, 还可对相互作用区的两反射镜之安排进行改

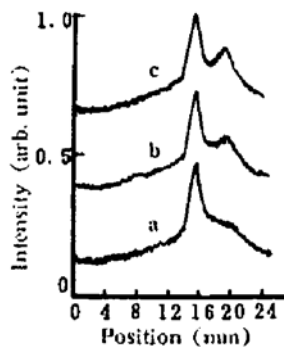


Fig. 3 Fluorescence distribution recorded at different magnetic fields. a: 0.0005 T; b: 0.001 T; c: 0.0015 T. The laser light intensity is 1Is

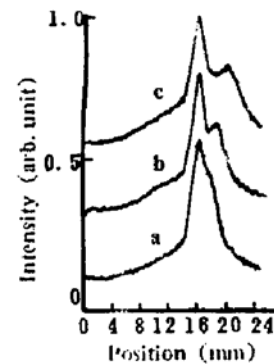


Fig. 4 Fluorescence distribution recorded at different light intensities. a: 0.4Is; b: 0.8Is; c: 1Is. The magnetic field is 0.001 T

进,若使两镜稍偏离平行,构成适当的小角度,作用光束每反射一次将会改变一个小角度,从而追随已经偏转了的原子束,就可使光束与原子束始终保持共振,进一步增大偏转角。

作者感谢刘亚淑技师提供的帮助。

### 参 考 文 献

- [1] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, D. B. Pearson, Efficient transverse deflection of neutral atomic beam using spontaneous resonance-radiation pressure. *Phys. Rev. (A)*, 1981, **23**(2): 491
- [2] Y. Z. Wang, R. F. Zhou, Z. Y. Zhou *et al.*, Deflection of sodium atomic beam by resonance light pressure. *Scientia Sinica A*, 1984, **27**(8): 881
- [3] J. Nellessen, K. Sengstock, J. H. Muller *et al.*, Large-angle beam deflection of a laser-cooled sodium beam. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(11): 2149
- [4] Y. Z. Wang, W. G. Huang, Y. D. Cheng *et al.*, *Laser Spectroscopy VI*, Edited by T. W. Hansch and Y. R. Shen, Berlin, Springer Verlag, 1985: 238~241
- [5] B. G. Oldaker, P. J. Martin, P. L. Gould *et al.*, Experimental study of sub-poissonian statistics in the transfer of momentum from light to atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(13): 1555
- [6] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, London, Oxford University press, 1963: 21~25
- [7] G. Scoles, *Atomic and Molecular Beam Methods*, 1, New York, Oxford University Press, 1988: 14~18
- [8] W. D. Phillips, J. V. Prodan, H. J. Metcaif, Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **2**(11): 1751
- [9] D. H. Yang, Y. Q. Wang, The effective velocity distribution of atoms and the improvement of the accuracy for an optically pumped cesium beam frequency standard with sharp angle incidence of probing laser beam. *Opt. Commun.*, 1991, **85**(4): 319

## Velocity-Selected Deflection of Atomic Beam by Laser

Cai Weiquan    Li Fusheng    Chen Hongxin    Shu Wei  
Sun Shundi    Wang Yuzhu

(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics & Fine Mechanics, Shanghai 201800)

(Received 4 October 1994; revised 9 February 1995)

**Abstract** It is possible to deflect a group of atoms with a certain velocity from an effusive atomic beam if a properly detuned laser beam with a little angle off orthogonal to the atomic beam is used. Theoretical and initial experimental results of this simple method for velocity selection are given.

**Key words** atomic beam, laser radiative pressure, velocity selection.