

原子束在慢波场中的多普勒频移的观察*

李佛生 蔡惟泉 王育竹

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

摘 要 报道了在慢波场中原子波谱多普勒频移随微波慢波系数的变化, 并讨论产生这种现象的原因。实验中观察到在慢波场中的原子多普勒频移现象, 给出了钠原子在慢波系数分别为 5.20 和 10.67 情况下的微波波谱。证实了在原子微波慢波波谱中多普勒频移正比于慢波系数。

关键词 慢波, 多普勒频移, 原子束。

过去报道的波谱实验, 许多是在吸收池中进行的, 作用的场也都为普通的行波或驻波。用热原子束在慢波场中做波谱实验至今未见有文献报道。热原子束因具有很好的方向性, 使实验所得的波谱有更高的分辨率, 从而能够看见在吸收池中可能因原子方向性不好所掩盖的现象。而慢波结构中微波产生的驻波场因电磁波的波矢发生了变化, 使所得波谱中观察到的多普勒效应与普通驻波场的波谱有所不同。

1 实验原理

当运动原子与电磁波作用时, 由于多普勒效应, 原子的共振吸收条件由 $\omega = \omega_0$ 变为

$$\omega' = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (1)$$

式中 ω 、 ω' 为电磁波频率, ω_0 为原子固有频率, \mathbf{k} 为电磁波波矢, \mathbf{v} 为原子速度。

对于一个用导线绕制的螺线管, 电磁波沿导线以光速 c 前进, 而沿螺线管轴向来看电磁波速度 v_s 约为^[1, 2]

$$v_s = c \frac{d}{\sqrt{d^2 + (2\pi a)^2}}, \quad (2)$$

式中 d 为螺线管的螺距, a 为其半径; 因电磁波的频率 $\nu = \omega/2\pi$ 不会因其是慢波发生改变, 而电磁波沿螺线管慢波结构轴向的波长为 $\lambda_s = v_s/\nu$, 比原先波长短了。由于电磁波的波矢 \mathbf{k} 反比于波长, 电磁波沿轴向速度的变慢使得波矢 \mathbf{k} 增大。从(1)式可知, 波谱中的多普勒展宽也随着增大, 而展宽的大小与慢波因子 $\sqrt{d^2 + (2\pi a)^2}/d$ 成正比。

作者采用光抽运技术, 先把钠原子样品制备至 $3S_{1/2}$ 、 $F = 1$ 态。具体作法是, 用与钠的 $3P_{3/2}$ 能级和 $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 能级两能级共振的激光, 使处于 $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 态的钠原子跃迁至 $3P_{3/2}$

* 国家自然科学基金(No. 19392503)和量子光学开放实验室资助项目。

收稿日期: 1997-08-19

能级, 通过自发辐射, 原子将回到 $3S_{1/2}$ 态。在这个过程中有一定概率的原子落入 $3S_{1/2}$ 、 $F = 1$ 态。经几次跃迁和自发辐射的循环过程后, $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 态被抽空, 这样钠原子样品就被制备到 $3S_{1/2}$ 、 $F = 1$ 能级上, 如图 1。接着让制备好的原子样品进入慢波结构与微波作用, 然后用与抽运光同样频率的探测激光照射, 观察样品自发辐射荧光的强度变化, 就可得到样品的吸收微波的信息。当慢波结构没有加微波时, 经过制备的样品原子 $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 态是空的。它受探测光作用后, 不会有原子被激发至 $3P_{3/2}$ 态, 因而没有发生荧光的自发辐射, 观测不到荧光信号。当慢波结构加上微波时, 在某些频率范围内, 微波会被原子吸收, 使一些原子从 $3S_{1/2}$ 、 $F = 1$ 态跃迁至 $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 态。受探测光照射后, 原子被激发至 $3P_{3/2}$ 态, 接着从 $3P_{3/2}$ 态向 $3S_{1/2}$ 态自发地作辐射跃迁。这时, 原子会辐射荧光。微波吸收越强, $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 态的粒子数越多, 能够被激发至 $3P_{3/2}$ 态的原子也就越多, 得到的荧光信号也越大; 反之亦然。通过观察荧光强度随微波频率的变化, 就可得到原子的微波吸收波谱。

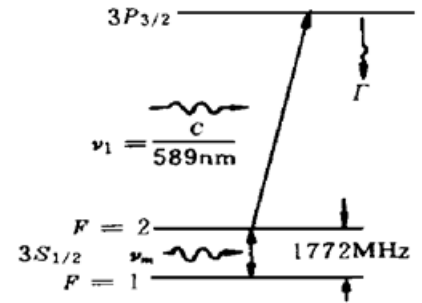


Fig. 1 The energy levels associated with optical pumping of Na

2 实验装置和结果

作者选用钠原子作实验样品。图 2 是实验装置。钠原子从钠源的小孔喷出, 飞行 1 m 左右被准直后, 受到比饱和光强大许多倍的抽运激光束照射, 然后进入慢波结构与微波作用。该原子再飞行约 0.5 m 后被光调制器调制, 接着经过约 0.3 m 受到与抽运光同样频率探测光照射。用光电倍增管接收产生的荧光信号, 并经锁相放大器放大, 输入存储示波器记录。微波频率在 1769 MHz~ 1774 MHz 附近范围内进行扫频, 记录信号随频率的大小变化, 从而得到这一波段的原子的微波吸收波谱。

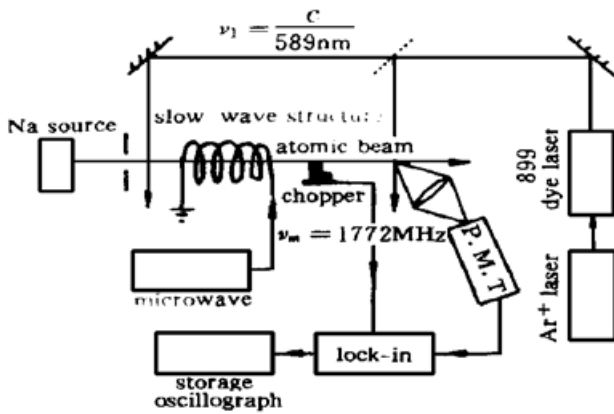


Fig. 2 The experiment set-up

所用的抽运和探测激光波长为 589 nm, 使之与钠的 $3P_{3/2}$ 能级和 $3S_{1/2}$ 、 $F = 2$ 能级共振。钠源温度设定为 300°C 。锁相放大器设定时间常数为 300 ms; 灵敏度 3 mV。

用长度为 24 mm、直径为 6.5 mm、6 匝的螺线管慢波结构 A 产生的慢波, 通过实验得到了图 3 的微波波谱曲线。用长度为 25 mm、直径为 6.5 mm、13 匝的慢波结构 B 产生的慢波, 得到了图 4 所示微波波谱曲线。

可见图 3 与图 4 的波谱曲线结构大致相同, 都是高低相间的钠原子的磁子能级引起的七组双峰组成。对于钠原子 $3S_{1/2}$ 、 $F' = 2$ 超精细能级, 共有 $M_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2$, 5 个磁子能级; 对于 $3S_{1/2}$ 、 $F = 1$ 超精细能级, 共有 $M_F = 0, \pm 1$, 3 个磁子能级。根据跃迁选择定则^[3] 共有九种跃迁。图 5 给出了这些跃迁和它们根据文献[3]所提供的方法计算所得的跃迁几率。其中跃迁 3 与跃迁 4 的跃迁能量简并; 同样跃迁 6 也与跃迁 7 的跃迁能量简并, 因此在吸收波谱中只能看见七组跃迁的峰。峰的大小与跃迁几率和地磁场的方向有关。两组双峰之间的间距 Δ 由

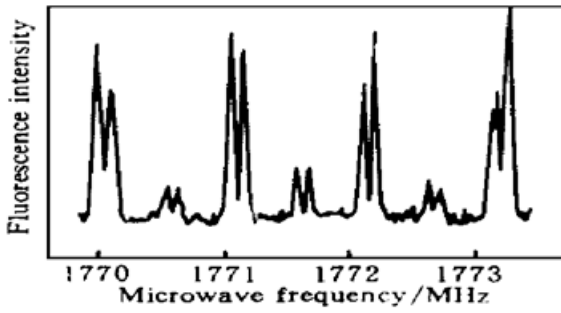


Fig. 3 The absorptive spectroscopy of a sodium beam in a slow-wave field. The slow wave factor is 5.2

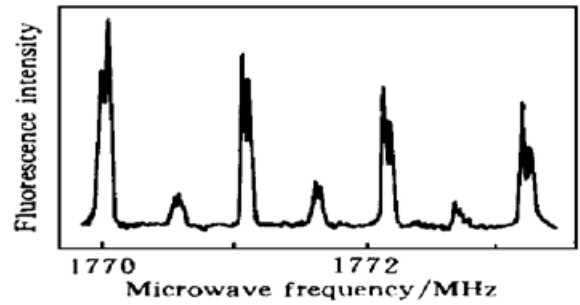


Fig. 4 The absorptive spectroscopy of a sodium beam in a slow-wave field. The slow wave factor is 10.7

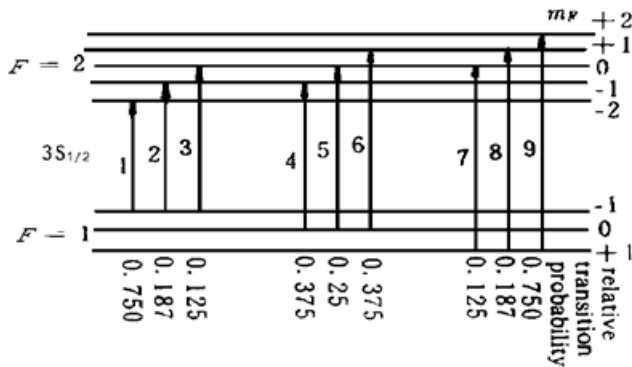


Fig. 5 The transitions of ²³Na between two hyperfinelevels in the ground state, including all Zeeman sub-levels and their relative transition probability

外加磁场决定，对于钠原子通过计算可得

$$\Delta = \frac{1}{2h} \mu_B H \quad (3)$$

μ_B 为玻尔磁子， H 为磁场强度， h 为普朗克常数。从图上可粗略得到 $\Delta = 0.5$ MHz，相应的磁场强度约为 $H = 7 \times 10^{-5}$ T，与地磁场的量级大小基本一致。

两个波谱所不同的是图 4 的峰比图 3 的峰宽度大了约一倍左右，而结构 B 的慢波因子比结构 A 的慢波因子正好也大了近一倍。这就证明了慢波的波矢确实与慢波因子成正比。

在波谱曲线中的双峰是由驻波场的多普勒效应引起的。因为原子束是由不同速度的原子组成的，从(1)式可知，不同速度的相同原子由于多普勒效应，其共振频率也不同。随着频率的变化，波谱强度变化显现出原子束中原子速度按玻耳兹曼分布的轮廓峰。波谱中某一频率吸收越强，说明与该频率共振的速度组原子越多。而峰值位置对应于处在最可几速率原子组共振频率。实验中慢波的驻波场平行于原子束，因此可把该场看成两个行波场。它们的波矢分别平行或反平行于原子束，它们与原子作用的共振频率分别发生蓝移和红移，因此出现波谱的双峰。靠高频端的峰是由平行于原子束的行波场产生的，低频端的峰是由反平行原子束的行波场产生的。两峰之间的凹陷最低点是原子固有频率，即零速原子的共振频率。在通常的驻波中，原子波谱多普勒效应产生的双峰峰值的频率间隔为

$$\Delta\nu = 2kv_p/2\pi, \quad (4)$$

在 300℃ 情况下，钠原子束的最可几速率 v_p 在 788 m/s 左右，在微波频率约为 1771 MHz 条件下，

$$\Delta\nu = 2\nu v_p/c = 9.26 \text{ kHz.}$$

从图 3，图 4 都可以看见双峰峰值的频率间隔比这个间隔大了许多倍。慢波确实使多普勒增宽变大许多。

对于慢波结构 A，慢波因子为

$$\frac{\sqrt{d^2 + (2\pi a)^2}}{d} = 5.20,$$

即波矢 k 增大了 5.2 倍, 因此双峰峰值之间的频率间隔也将增大 5.2 倍

$$\Delta\nu' = 5.2\Delta\nu = 48.1 \text{ kHz}$$

图 3 波谱的双峰间隔大约为 40 kHz, 与实验基本吻合。

对于结构 B, 慢波因子为 10.67,

$$\Delta\nu'' = 10.67\Delta\nu = 98.8 \text{ kHz}$$

而图 4 波谱的多普勒效应引起的双峰峰值的频率间隔为 90 kHz, 也与实验吻合。

从以上的实验可以看出, 实验值比理论值略大, 存在一定的误差。误差主要来自:

- 1) 理论上的误差 本文所用的理论模型是一个粗略的模型^[1], 同实际情况存在差异;
- 2) 螺线管是手工制作的, 一些参数测量不可能很精确;
- 3) 另外, 实验中仪器的误差, 以及激光功率或频率不稳都会给实验结果带来一些误差。

总结和展望 从以上的实验结果及其分析可以看出: 微波在慢波结构中传输时, 波矢变大了。在与热原子束作用时, 多普勒频移也相应增大。如果在光波波段能找到可用的慢波结构, 将会给激光冷却带来一些新观念。其一是多普勒冷却极限温度^[4, 5]的降低。多普勒极限温度是用于冷却的原子自发辐射力和原子自发辐射光子时方向的任意性所引起的扩散对原子共同作用平衡结果。自发辐射力正比于作用光波矢, 慢波的波矢大于通常的光场; 由于自发辐射过程发射光子为普通光子, 而非慢波光子, 与通常的光场扩散作用没有区别, 因此慢波场中的多普勒冷却极限温度会变得更低。其二, 由于在慢波场中自发辐射力的增大, 使冷却变得更有效, 运动原子在较短的距离内就能被冷却。在捕陷原子时, 将能得到比普通光场所能得到的原子更多, 密度也更大。能否得到实用慢波光场是有待进一步研究的问题。

参 考 文 献

- [1] 沈致远, 黄恭宽, 水启刚等, 微波技术, 北京: 国防工业出版社, 1980
- [2] J. C. Walling, Interdigital and other slow-wave structure. *J. Electron. & Control*, 1957, 3: 239~ 258
- [3] 王义道, 王庆吉, 傅济时等, 量子频标原理, 北京: 科学出版社, 1986.
- [4] C. S. Adams, E. Riis, Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Prog. Quant. Electron.*, 1997, 21 (1): 9~ 12
- [5] Y. Castin, H. Wallis, J. Dalibard, Limit of Doppler cooling. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, 6(11): 2046~ 2057

Observation of Doppler Shift of a Atomic Beam in Slow-Wave Field

Li Fusheng Cai Weiquan Wang Yuzhu

(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 19 August 1997)

Abstract We report the Doppler shift of Na spectroscopy changing with the slow-wave factor in a slow-wave microwave field the reason of the phenomenon is discussed. The variety of the Doppler shift of the Na spectroscopy in a slow-wave microwave field was observed experimentally, the spectroscopy at slow-wave factors of 10.67 and 5.20 were respectively. It is demonstrated that the Doppler shift is direct proportion to the slow-wave factor in the slow-wave microwave field.

Key words slow-wave, Doppler shift, atomic beam.