

应用“离轴的”F-P 扫描干涉仪对快束 光谱线的都普勒展宽进行补偿*

叶 慧 邹亚明 翁台蒙 杨建军 陆福全 孙昌年

(复旦大学原子核科学系)

提 要

本文叙述了如何将快光束耦合到离轴的F-P干涉仪中去,以补偿都普勒(Doppler)展宽的原理。研究800 keV的He⁺离子束经过一个横向磁场时的高分辨束箔光谱学,采用了F-P干涉仪的离轴技术,观察到的谱线宽度约为0.2 Å。

一、引 言

在快束光谱学中要进行高分辨率的光谱测量时,很大的一个困难是发光光源相对探测系统是在运动的,如果按常规方法把光线引入光谱仪时,集光透镜对束有一定的张角,由于都普勒效应,谱线会展得很宽。例如:800 keV的He⁺离子束的束箔光,用透镜在与束成直角的方向把光引入分光和探测系统,如果集光透镜对束的张角为0.033 rad时,则波长5000 Å左右的谱线,其都普勒展宽约为3 Å,这将影响对谱线的精细结构、超精细结构,以及在外场中谱线分裂等的测量和研究。为此对引起谱线展宽的都普勒效应需要进行补偿。

很明显,减少这一效应的一种简单的方法是减小集光透镜的张角。但是由于束光源的光通常是十分微弱的,不能容许过份减小集光的立体角。

Stone和Leavitt^[1~5]考虑到集光张角较小时,都普勒展宽几乎和张角成线性关系,用再聚焦的方法改装了一台光栅光谱仪,使其既减小了都普勒效应,又不损失探测器接收到的光通量。

与光栅光谱仪相比,干涉光谱仪有相同的分辨率,而其集光本领大许多,应用的幅度也宽许多^[6]。为此,如何对干涉仪进行都普勒补偿是很多人考虑的问题。早在1926年A. Einstein^[7]就提出用F-P干涉仪测量时的都普勒补偿方法。1972年Trauger和Roesler^[8]提出用“离轴”的技术对F-P干涉仪进行都普勒补偿。Roesler和Stone^[9]把这一技术用在快束光谱学上取得了显著的效果。

本文改进并简化了Roesler和Stone^[9]所设计的光学系统用于研究快速的氦离子束在横向磁场中由于劳伦茨电场造成的斯塔克效应,得到了很好的效果。

收稿日期:1985年12月3日;收到修改稿日期:1986年1月11日

* 中国科学院科学基金会资助课题;本文曾在中国光学学会'85年会上宣讲。

二、原 理

光学系统的按排如图 1 所示。图中 B 为快束光源, 用间距为两透镜焦距之和 $f_1 + f_2$ 的透镜 L_1 和透镜 L_2 进行聚光。在离 L_1 透镜距离为其焦距 f_1 处放一光阑 A 作为入射孔径。在入射光的光路上放一干涉滤光片 F , 滤出光谱线 He II 4686 \AA 。干涉仪是安放在一个可绕垂直轴方向旋转的平台上, 旋转的角度可精密地测量到 0.2° 。干涉仪借助于压电晶体进行扫描, 干涉条纹通过透镜 L_3 , 在光电倍增管 PM_1 的接收平面上成清晰像, 在此平面中心开有直径为 2 mm 的小孔, 让光线通过。光信号经单光子计数器后输入 S-80 多道分析器记录下来。在干涉仪前面, 未经分光的光束中取一小部分光, 通过光导纤维 OF , 输入光电倍增管 PM_2 , 这一路的光信号用来控制 S-80 的道址推进, 作归一化用。

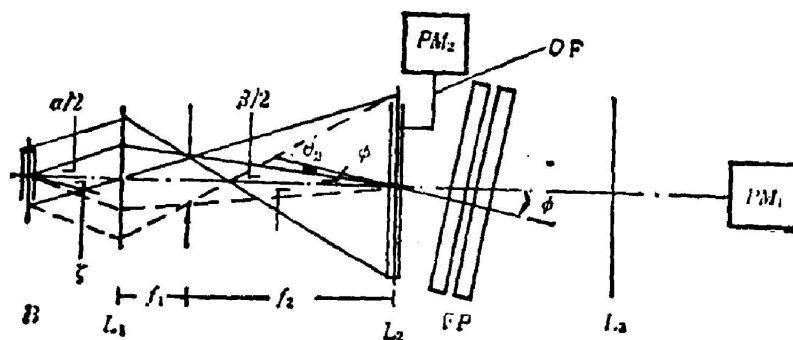


Fig. 1 Schematic of the off-axis Fabry-Perot method for Doppler compensation in fast-beam spectroscopy

从图 1 中可以看到离子束 B 以速度 v 在纸平面上向下运动和光学系统的光轴相垂直。如果集光的张角(指光锥母线和光轴的交角)为 ξ , 由于都普勒效应的影响, 如果不考虑 $(v/c)^2$ 项, 则观察到的谱线波数 σ 可表示为

$$\sigma = \sigma_0 [1 + (v/c) \sin \xi], \quad (1)$$

其中 σ_0 为没有都普勒位移时的波数, c 为光速。当 ξ 为小角时, 都普勒效应引行的位移 $\delta\sigma = \sigma_0 (v/c) \xi$ 。当集光张角为 $(\alpha/2)$, 则光线前向入射和后向入射引进的都普勒位移分别为 $+\sigma_0 (v/c) (\alpha/2)$ 和 $-\sigma_0 (v/c) (\alpha/2)$ 。由此可见, 由于集光透镜对运动光源有一张角, 都普勒效应引起谱线总的展宽为

$$\Delta\sigma = \sigma_0 (v/c) \alpha. \quad (2)$$

采用如图 1 的光学系统聚光, 由于透镜 L_1 和透镜 L_2 间距等于两透镜焦距之和, 那末一定角度入射的平行光, 经过该透镜系统后必以某一角度的平行光出射。

F-P 干涉仪产生干涉条纹的条件为

$$m\lambda = 2nl \cos \theta, \quad (3)$$

其中 m 为干涉级次, n 为两平面平板之间介质的折射率, l 为二反射平面间的间距, θ 为光束入射到 F-P 干涉仪的角度。如果以波数来表示上式, 可以写成

$$\sigma = \sigma_0 / \cos \theta, \quad (4)$$

其中 σ_0 相当光线垂直入射时, 即 $\theta=0$ 时的波数。

关键在于使得都普勒效应引进的位移和 F-P 干涉仪的角色散相匹配。

当集光角为 $(\alpha/2)$ 时, 由于都普勒效应, 可得最大的波数 $\sigma = \sigma_0 [1 + (v/c)(\alpha/2)]$, 对应于 $\sigma_0 / \cos \theta_1$; 和最小的波数 $\sigma = \sigma_0 [1 - (v/c)(\alpha/2)]$, 对应于 $\sigma_0 / \cos \theta_2$, 则都普勒宽度可表示为

$$\Delta\sigma = \sigma_0 (v/c) \alpha = \sigma_0 \left(\frac{1}{\cos \theta_1} - \frac{1}{\cos \theta_2} \right). \quad (5)$$

我们可以用图 2 来说明: 可以设想入射到 F-P 干涉仪平面的入射角由 θ_2 连续变到 θ_1 , 则对应的谱线波数由 $\sigma_0 [1 - (v/c)(\alpha/2)]$ 连续变到 $\sigma_0 [1 + (v/c)(\alpha/2)]$ 。可以求得当入射角 $\phi = (\theta_1 + \theta_2)/2$ 时, 对应的波数即为 σ_0 。因此只需要将原来平面垂直于光轴的 F-P 干涉仪转过一个角度 ϕ , 使 $\phi = (\theta_1 + \theta_2)/2$, 也就是把干涉仪的光轴放在 $(\theta_1 + \theta_2)$ 的平分线上, 则可对都普勒效应予以补偿。

为了根据实验条件来确定所需要倾斜的角度 ϕ , 要应用到 $\cos \theta$ 的小角近似, 当都普勒展宽和干涉仪的角色散相匹配时, 可以得到

$$(v/c)\alpha = (\theta_1 + \theta_2)(\theta_1 - \theta_2)/2, \quad (6)$$

即倾斜角度 $\phi = [(\theta_1 + \theta_2)/2] = (v/c) [\alpha / (\theta_1 - \theta_2)]$, 从图 1 中

可以看到 θ_1 和 θ_2 分别为从入射孔径两端入射的光线和 F-P 干涉仪平面法线的交角。所以倾斜角 ϕ 可表示为*

$$\phi = \frac{v}{c} \frac{\alpha}{\beta} = \frac{v}{c} \frac{f_2}{f_1}. \quad (7)$$

三、实验条件及结果

实验时, 氦离子束的能量为 800 keV, 相当离子束定向运动的速度 v 和光速 c 之比 $(v/c) \sim 0.021$, 透镜 L_1 的焦距 f_1 为 58 mm, 透镜 L_2 的焦距 f_2 为 240 mm, 为此 ϕ 约为 4.98° 。

由于束光源非常弱, 束流涨落又非常厉害, 因此几乎不可能应用该光源来对光以调整光学系统, 为此利用一笔形汞灯代替束光源来对光。应用常规方法先在 F-P 干涉仪不离轴的情况下调节干涉仪, 使得得到尖锐的干涉条纹, 然后利用转动平台的微调机构将干涉仪转过 ϕ 角。

我校的静电加速器给出 800 keV 的氦离子束, 束流为 $2 \mu\text{A}$ 左右。离子束通过一碳箔, 产生束箔光, 这就是我们的束光源。束流的涨落引起光信号强烈地变化, 为此采用光电倍增

* 透镜 L_1 和 L_2 的焦距分别为 f_1 和 f_2 , 则 $(\alpha/\beta) = (f_2/f_1)$ 。

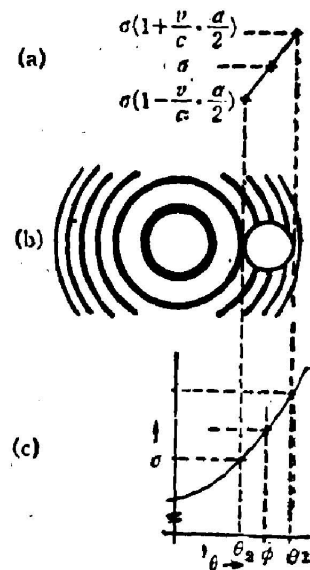


Fig. 2 The change in Doppler shift across the entrance aperture

(a) is matched to the angular dispersion of the interferometer (c) by imaging the entrance aperture off-axis with respect to the ring image (b) (from Ref. 9)

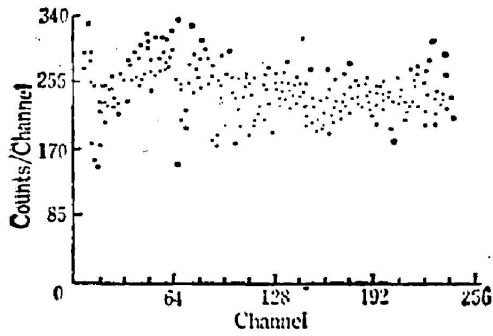


Fig. 3 Line profile of He II 4686 Å
($n=4 \rightarrow n=3$) at $\phi=0^\circ$
(without Doppler compensation)
($0.056 \text{ cm}^{-1}/\text{channel}$)

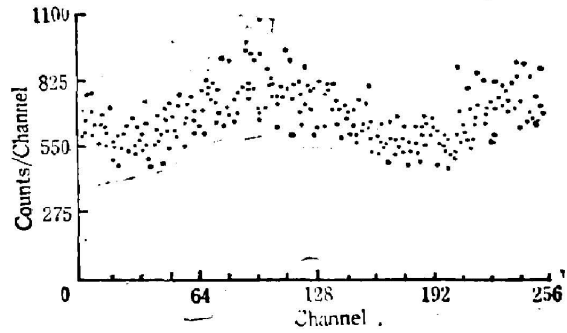


Fig. 4 Line profile of He II 4686 Å
($n=4 \rightarrow n=3$) at $\phi=3^\circ$
($0.056 \text{ cm}^{-1}/\text{channel}$)

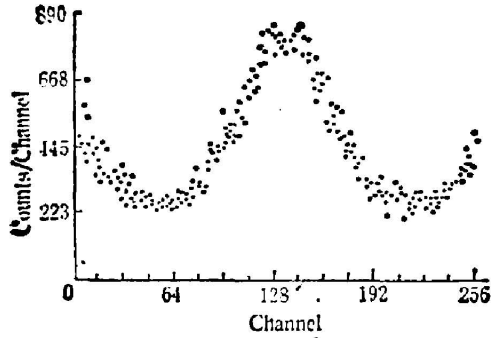


Fig. 5 Line profile of He II 4686 Å ($n=4 \rightarrow n=3$) at $\phi=4.98^\circ$ $B=0$ Gauss
($0.056 \text{ cm}^{-1}/\text{channel}$)

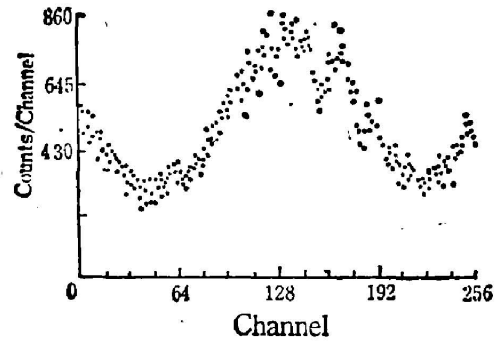


Fig. 6 Spectral line splitting of He II 4686 Å
($n=4 \rightarrow n=3$) at $\phi=4.98^\circ$ $B=7000$ Gauss

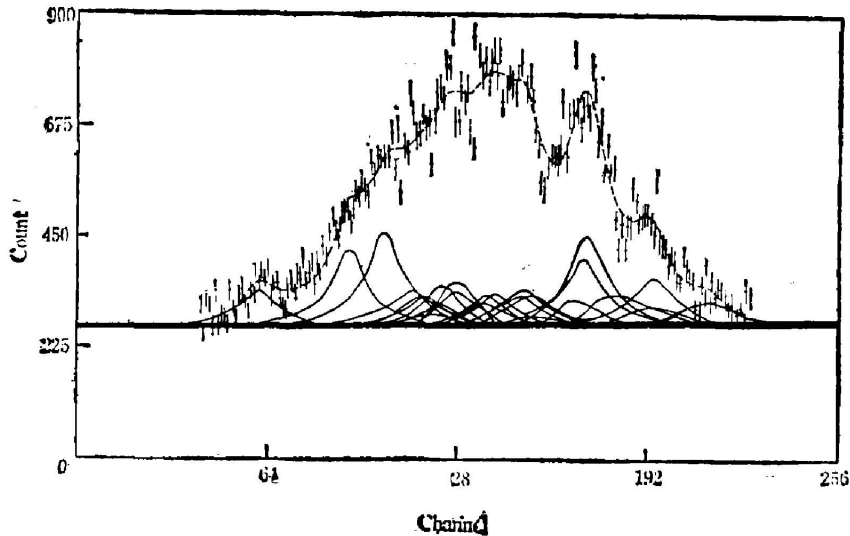


Fig. 7. Comparison of experimental data with theoretical calculation. Dash line indicates the fitting curve from calculation. Solid lines show the analytical spectral line splitting components. The experimental data are plotted with error bars

管 PM_2 (见图 1), 对 PM_1 的信号进行归一化, 有效地克服了这一困难。F-P 干涉仪的扫描是借助于压电晶体, 并安装了温度补偿装置以克服温度变化以测量的影响。

测量结果如下, 图 3 是未经都普勒补偿时, 即 $\phi=0^\circ$ 时测得的 He II 4686 Å 谱线的情况。图 4 是 $\phi=3^\circ$ 时测得 He II 4686 Å 谱线的情况, 此时都普勒效应略有补偿, 但补偿得不好, 分辨率不佳。图 5 是 $\phi=4.98^\circ$ 时测到的谱线, 此时被认为是处于最佳的补偿条件, 可以分辨出 He II 4686 Å 的精细结构。图 6 是在都普勒效应予以补偿并在与束流和光轴相互垂直的方向上加一感应强度 $B=7000$ Gauss 的磁场条件下, 谱线发生分裂的情况。图 7 是在有磁场存在的情况下利用理论计算结果对实验值进行拟合, 可以看出实验和理论符合得比较好。

四、讨 论

实验中所用的 F-P 干涉仪系杭州光学仪器厂生产的 WPZ 型塞曼效应仪中配件。两反射镜薄膜由我校专门制备。中心波长为 4686 Å, 带宽约 500 Å, 反射率为 88%, 此时干涉仪精细度约为 12。平面平整度 ($\sim\lambda/20$) 限制了分辨率的提高。我们曾把 F-P 干涉仪的平面反射率提高到 95% 以上, 精细度提高不太明显, 而输出信号的计数却大大减少了。为了提高测量信号的信噪比, 适当地选择 F-P 二平面的反射率是需要的。

章志鸣教授对本工作曾给予许多有益的建议; 钱钟华、李之其等同志在调试 F-P 干涉仪方面曾给予协助, 郁瑛同志为干涉仪镀了专用的反射膜。汤国魂同志协助设计了靶室。葛启云同志参加了实验。工作始终在杨福家教授关心指导下进行, 特此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] J. O. Stoner Jr., J. A. Leavitt; *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **18**, No. 9 (May), 368.
- [2] J. O. Stoner Jr., J. A. Leavitt; *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **18**, No. 11 (Jun), 477.
- [3] J. A. Leavitt, J. O. Stoner, Jr.; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **20**, No. 10 (May), 379.
- [4] J. A. Leavitt *et al.*; *Nucl. Instr. Methods*, 1973, **110**, No. 1~3 (Jul), 423.
- [5] J. O. Stoner Jr., J. A. Leavitt; *Optica Acta*, 1973, **20**, No. 6 (Jun), 435.
- [6] P. Jacquinet; *J. O. S. A.*, 1954, **44**, No. 10 (Oct), 761.
- [7] A. Einstein; *Ber. Berlin. Akad.*, 1926, **25**, 334.
- [8] J. Trauger, F. L. Roesler; *Appl. Opt.*, 1972, **11**, No. 9 (Sep), 1964.
- [9] F. L. Roesler, J. O. Stoner Jr.; *Nucl. Instr. Methods*, 1973, **110**, No. 1~3 (Jul), 465.

Application of an off-axis Fabry-Perot scanning interferometer for compensating Doppler broadening in fast-beam spectroscopy*

YE HUI, ZHOU YAMING, WENG TAIMENG, YANG JIANGJUN LU FUQUAN AND SUN CHANGNIAN

(*Department of Nuclear Science, Fudan University, Shanghai*)

(Received 3 December 1985; revised 11 January 1986)

Abstract

Due to the motion of light source, one well known difficulty in fast-beam spectroscopy is the large line width caused by the Doppler shift of light across the collecting optics when a spectrometer is coupled to the beam in a conventional manner. In order to study the high-resolution beam foil spectroscopy of an 800-keV He⁺-ion beam passing through a transverse magnetic field, an off-axis Fabry-Perot interferometer was used and a line width of about 0.2 Å was observed. The principle of coupling a fast beam to the off-axis Fabry-Perot to obtain Doppler compensation is described along with experimental results.

* Supported by the Science Foundation of the Chinese Academy of Sciences. Contract No. (82) 066.
Reported at the Chinese Optical Society 1985 Annual Meeting.