

的小信号增益还可能由兰姆凹陷或谱烧孔形成,但它形成的自锁模一般不稳定。

为了得到稳定的自锁模激光脉冲,可以通过一些其他手段来获得凹的小信号增益。对于钛宝石激光器,可以利用中心波长高透的输出耦合镜来实现。对于窄带激光器,可以通过外加电磁场来形成凹的小信号增益。自锁模脉冲的宽度取决于增益凹陷的宽度,故还有可能实现可调谐自锁模。

[1] M. H. Crowell, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-1**(1965), 12.
[2] 雷仕湛编著,激光技术手册,科学出版社,(1992),164.
[3] T. S. Fahlen, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-13** (1977), 546.

[4] I. Kiegon & J. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **49** (1986), 131.
[5] D. E. Spence et al., *Opt. Lett.*, **16**(1991), 42.
[6] B. Proctor et al., *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 470.
[7] J. M. Evans et al., *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1447.
[8] V. P. Chebotayev et al., *Appl. Phys.*, **B54** (1992), 98.
[9] Jihong Geng et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 2969.
[10] Oscar E. Martinez et al., *Opt. Lett.*, **17**(1992), 1210.
[11] E. P. Ippen et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(1989), 1736.
[12] K. A. Stankov, *Appl. Phys.*, **B45**(1988), 191.
[13] P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**(1986), 125.
[14] C. O. Weiss et al., *Dynamics of Lasers*, VCH Weinheim, (1991), 184.

原子干涉仪和原子光学研究的最新进展

吴 晃

(核工业理化工程研究院,激光光谱研究室,天津 300180)

综述了近年来原子干涉仪和原子光学研究领域工作的最近进展。重点介绍了德布罗意原子物质波干涉仪的基本物理原理,原子的杨氏双缝干涉实验,利用受激拉曼跃迁的原子干涉仪和 Ramsey 原子干涉仪。

德布罗意物质波干涉仪是基于物质粒子的波动特性而建成的。与光学干涉仪相比,物质波干涉仪的一个重要特性是,它可用于研究引力效应;同时,由于物质粒子的速度远低于光速,所研究过程的作用时间增长,因而它的灵敏度和精度可以极大地提高。目前,中子、电子干涉仪已应用于光学干涉仪所不能应用的领域,如验证量子力学所预示的某些结论^[1]。与中子干涉仪相比,由于原子具有更大的质量,极冷的原子具有很小的速度和速度分布,原子干涉仪的灵敏度可远超过中子干涉仪。另一方面,当用电子进行干涉实验时,由于它高的动能和带电特性,常常损坏所要研究的氛围,而中性的、可具有较低动能的原子则成为电子的最佳替代者。但由于原子不象中子那样具有穿透能力,

也不象电子那样带电,因此,一些用于将电子、中子物质波分束,合成的技术也就不能应用于原子波。在过去的几年中,一些将原子波分束、合成的技术由 Bordé^[2], Chebotayev^[3], Martin^[4] 和 Keith^[5] 等人提出了。

与光波干涉、中子干涉、电子干涉实验相比,原子干涉的研究是一个非常年轻的领域。原子光学的发展依赖于人们所能得到的原子物质波的波动特性的强弱;而原子波的相干长度,也就是原子波包的宽度,又与原子束速度分布成反比,即 $L_c = h/(m\Delta v_x)$, 这里 h 是普朗克常数, m 是原子质量, Δv_x 是 x 方向速度分布半高宽。对一个 Mg 原子,当平动温度为 700K 时,忽略原子束从炉中飞出后的膨胀冷却效应^[6],相干长度是 33pm,与光波干涉仪相比,这

种情况下的原子干涉仪如同采用白光进行干涉实验,干涉条纹中只有最低阶的才可见。从某种意义上说,原子束的非单色性在很大程度上抑制了原子干涉仪的发展。近几年来,随着原子的激光冷却、光学粘团、磁光原子陷阱理论和技术的突破与日趋成熟^[7-9],原子干涉仪的研究也获得了新的进展。同样,对于 Mg 原子束,当 Mg 原子的平动温度冷却到多普勒限时,相应的速度分布半高、宽为 $\Delta v = 81\text{cm/s}$,相应的相干长度为 20nm,与未冷却的原子束相比,相干长度增加了 600 倍,所以原子的激光冷却与捕获技术,为原子干涉仪的发展提供了极大的潜力。

原子干涉仪有着广泛的应用前景。由于它有极高的灵敏度,人们可用它来寻找原子的净电,第五种力,检验广义相对论,进行地质、全球变暖的研究,观察量子力学的 A-C 效应^[10],测量 Berry 相位等^[11]。因而物理学家对它也越来越感兴趣。

在原子干涉仪的设计中,最重要的一点是考虑如何相干地将原子波函数分开与合成,并保证分开后的原子半波在自由飞行时保持其特性。目前,原子波函数的相干分开与合成主要是通过两种方式进行:第一种是类似于光波干涉仪的方法,采用精细制作的、机械的分束器进行波前分裂,如原子波杨氏双缝干涉仪^[12,13]和三光栅结构干涉仪等^[14];另一种是根据光对原子的力学效应,通过激光与原子的作用,进行动量传输, $P = \hbar k$ (这里 P 为光子动量, k 是光的波矢),原子由于受激辐射或吸收而导致原子波的分裂^[15-18]与合成。下面我们分别介绍这两种不同类型的干涉仪。

一、原子波杨氏双缝干涉仪

原子波杨氏双缝干涉仪是原子干涉仪中结构最简单而物理图象最清晰的一种。它是一种典型的、采用精细机械结构对原子波包分开与合成的干涉仪。Carnal 和 Mylnek 首先采用图 1 所示的实验装置观察到了 He 亚稳态原子

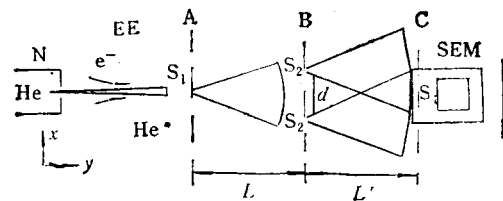


图 1 热原子束杨氏双缝干涉实验装置示意图^[12]
($d = 8\mu\text{m}$, $L = L' = 64\text{cm}$, 缝宽 $S_1 = 2\mu\text{m}$, $S_2 = 1\mu\text{m}$)

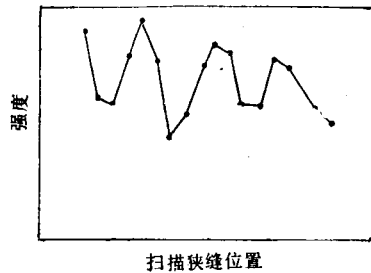


图 2 热原子束杨氏双缝干涉条纹 ($\lambda_{dB} = 1.03\text{\AA}$)^[12]
的干涉条纹^[12]。

图 1 中 He 原子束从喷嘴喷出后,经膨胀冷却由共线电子碰撞激发产生处于 2^1S_0 和 2^3S_1 亚稳态的原子。对应不同的初始温度,德布罗意物质波波长分别为 $5.6 \times 10^{-2}\text{nm}$ (温度 295K) 和 $1.03 \times 10^{-1}\text{nm}$ (温度 83K),单缝和双缝构成的传输结构由电子扫描显微镜精确确定,干涉条纹由安装在可移动平台上的二次电子倍增器 (SEM) 及一狭缝记录。实验参数的大小见图 1 的说明。图 2 是 Carnal 等得到的实验结果。该实验结果是比较令人满意的,理论计算与实验结果一致。但由于该实验使用的是热原子束,条纹的清晰程度和规则性还是很有限的。

Shimizu 等采用原子磁光陷阱技术^[19],利用极冷原子进行了原子波杨氏双缝干涉实验,实验结果有了很大改善。Shimizu 等的实验装置示于图 3 中。首先,处于 $1S_0$ 亚稳态的氦原子经 640nm 的激光冷却后,陷落于一个磁光陷阱中。波长为 598nm 的激光将原子激发到 $2P_1$ 态,激发的原子在几十 ns 内自发辐射到 $1S_0$ 态。由于 $1S_0$ 态角动量为零, $1S_0$ 态的原子不受磁场和捕获光场的作用。它们经重力牵引自由下落。在陷阱下方 76mm (距离可调) 左右处放一

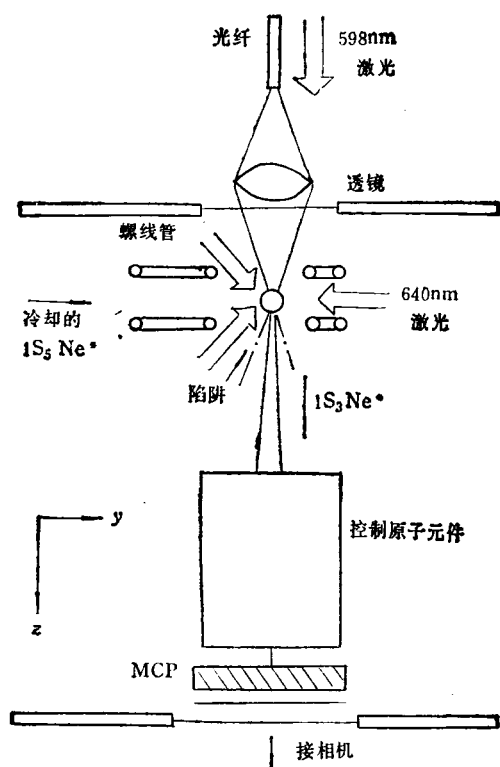


图3 极冷原子杨氏双缝干涉实验装置示意图^[13]

对中心间距为 $6\mu\text{m}$ 、缝宽 $2\mu\text{m}$ 的狭缝。原子经双缝再下落约 113mm 后，干涉条纹由 MCP (多通道板) 记录检测，经照相机后记录在胶片上。在这一实验中，由于极冷原子具有很好的单色性，因而可去掉第一个准直狭缝。在干涉条纹中，两最大值的间距由下式表示：

$$\Delta x = \frac{h}{mv_s} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{2(\sqrt{1+\alpha}-1)}{\alpha}, \quad (1)$$

其中 h 是普朗克常数， v_s 是原子位于双缝时的速度， L 是双缝与 MCP 的距离， d 是狭缝中心间距， $\alpha = 2gL/v_s^2$ ，其中 g 是重力加速度。由于原子被重力牵引，速度变化很快。在陷阱速度为零的原子，下落至狭缝时，速度可达 1.2m/s ，到 MCP 时可达 1.9m/s 。图 4 是 Shimizu 等通过改变原子从陷阱到狭缝自由下落时间，即改变原子到双缝时的速度 v_s 而得到的实验结果。可以看到，干涉条纹清晰而规则对称。Shimizu 等通过在双狭缝下放一通电电线，还演示了电势对干涉条纹的影响。

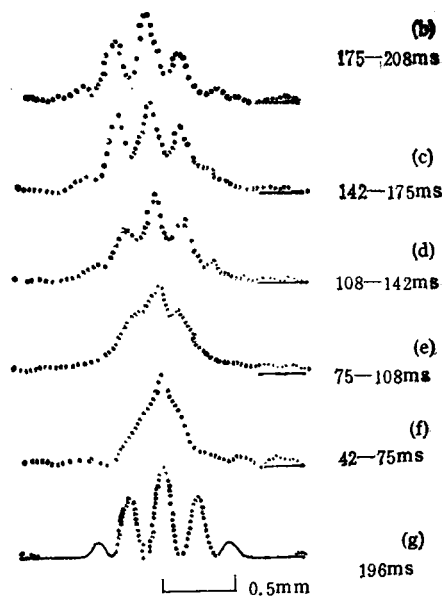


图4 极冷原子波包干涉条纹^[13]

此外，Keith 等采用三光栅结构^[14]，也观察到了原子波干涉条纹。

二、受激拉曼跃迁原子干涉仪

Kasevich 和 Chu 设计的受激拉曼跃迁原子干涉仪^[15,16]是目前设计思想最新颖、结构最精巧的干涉仪，它集中体现了当代原子激光物理、原子光学发展的最新成果。目前，牛津大学的 Foot 小组也在建造类似的干涉仪^[7]。这里，作者将重点介绍这一干涉仪。

Kasevich 和 Chu 设计的原子干涉仪是光脉冲式的。它是利用光子对原子的力学效应而建成的。Bordé 首先提出，利用光对原子的力学作用将原子波分裂合成的思想^[2]。当原子吸收(或发射)一个光子时，原子会感受到一个动量脉冲 $\delta\mathbf{P} = \hbar\mathbf{k}$ (或 $-\hbar\mathbf{k}$)，其中 $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ 是光的波矢。因此当一个共振行波用来激发原子时，原子的内能态就与它的动量相关了，即处于基态 $|1\rangle$ 具有动量 \mathbf{P} 的原子态(用 $|1, \mathbf{P}\rangle$ 表示)与处于激发态 $|2\rangle$ 具有动量 $\mathbf{P} + \hbar\mathbf{k}$ 的原子态耦合起来。当用一个 $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ 的激光脉冲序列顺序激发原子束时，原子波包就会被

分裂、结合而发生干涉。这里所谓的 $\pi/2$ 脉冲是指在近共振的情况下，如果原子初始时刻处于基态，当脉冲结束时，会有一半的原子数处于激发态；而 π 脉冲则是指在脉冲结束时，所有原子都处于激发态（或基态，取决于原子的初始布居在哪态）。当第一个 $\pi/2$ 脉冲与原子作用时，将初始处于 $|1, P\rangle$ 态的原子分为相等的两部分 $|1, P\rangle$ 和 $|2, P + \hbar k\rangle$ 。处于 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态的原子由于接受了一个 $\hbar k$ 的动量而加速。当 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态是亚稳态时，即自发辐射可以忽略时，处于 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态的原子波包会保持其特性（自由飞行引起的相位变化除外）而与 $|1, P\rangle$ 态的原子分开，分开的距离是 $\hbar k T / m$ ， T 是 $\pi/2$ 脉冲与 π 脉冲间的时间间隔。当 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态的原子与 π 脉冲作用时，这一态的原子全部受激辐射出光子，并受到一个 $-\hbar k$ 的动量而减速；而 $|1, P\rangle$ 态的原子全部受激吸收而跃迁到 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态，并受到一个 $+\hbar k$ 动量的作用而加速运动。再经过另一个脉冲间隔后，两个波包同时到达一点，这时 $|1, P\rangle$ 和 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态的波包同时与下一个 $\pi/2$ 脉冲作用，原子波包处于这两个态的叠加态，并相互跃迁，因而产生干涉效应。干涉的情况可通过检测处于 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态的原子数来确定；在 Kasevich 和 Chu 的实验中，是通过两步光电离及离子计数技术来检测处于 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态的原子布居数的。

在进行原子干涉仪的设计中，为了使 $|2, P + \hbar k\rangle$ 态相对 $|1, P\rangle$ 态是稳定的，即自发辐射对干涉条纹的破坏可以略去不计，Kasevich 和 Chu 选择了 Na 的基态超精细结构跃迁，即 $F = 1, m_f = 0, 3S_{1/2} \rightarrow F = 2, m_f = 0, 3S_{1/2}$ 。但由于这一磁跃迁所对应的单个光子反冲速度很小，只有 $0.1 \mu\text{m/s}$ ，即原子波包的分离距离很小，这会严重影响原子干涉仪的灵敏度，他们又采用了双光子受激拉曼跃迁，使得单光子反冲速度可达 6cm/s 左右。受激拉曼跃迁的能级和双光子频率选择的要求如图 5 所示。实验中他们采用相位电光调制器调制染料激光器的激光束来实现 ω_1, ω_2 的选择的。另外，为了实现

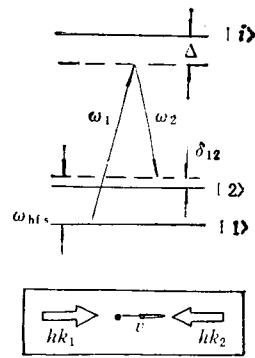


图 5 双光子受激拉曼跃迁示意图^[19]

原子波包的大距离分离和增强原子束的单色性，即提高干涉条纹的锐度，他们还采用了原子喷泉技术，使得原子在脉冲间隔内可自由飞行最大可达 0.5s 左右，实现波包的分离距离达 1cm 左右。经过与 $\pi/2 - \pi - \pi/2$ 激光脉冲作用，两个原子波包的相位差为

$$\Delta\phi = \phi(t_1) - 2\phi(t_2) + \phi(t_3), \quad (2)$$

其中 $t_2 = \tau/2 + T + t_1, t_3 = 3\tau/2 + 2T + t_1$ ， τ 是 π 脉冲宽度， T 是脉冲间距，

$$\phi(t) = \int_{t_0}^t \delta_{12}(t') dt', \quad (3)$$

其中

$$\delta_{12} = (\omega_1 - \omega_2) - \left[\omega_{hf} + v_x(k_1 - k_2) + \hbar \frac{(k_1 - k_2)^2}{2m} \right], \quad (4)$$

式中 $(\omega_1 - \omega_2) - \omega_{hf}$ 表示动态斯塔克位移，它反映了外部光场对原子内电场分布的影响^[19]。另外两项分别表示原子的多普勒效应和光子对原子反冲时对相位差的影响。

Kasevich 和 Chu 的实验装置示于图 6 中。实验中，经相位电光调制器调制的包含有两个频率分量 ω_1 和 ω_2 的激光束被调谐到与 $\text{Na}^3S_{1/2} \rightarrow ^3P_{3/2}$ 跃迁近共振。Na 的 $F = 1, m_f = 0$ 与 $F = 2, m_f = 0$ 的超精细间距为 1.77GHz 。从原子炉飞出的原子束首先由一反向传播的激光冷却，再由磁光陷阱将原子捕获。0.8s 以后，将捕获原子的磁场关掉，而由三对反向传播的激光通过偏振梯度进一步冷却^[20]原子，使其大

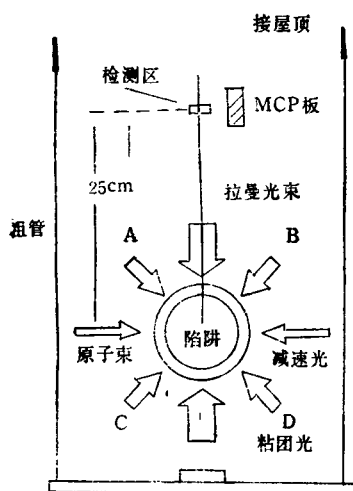


图6 受激拉曼跃迁原子干涉实验装置示意图^[19]

约到 $30 \mu\text{K}$ 。在此后,大约 $1500 \mu\text{s}$ 以后,通过红移图6上面两条光学粘团光束 A,B, (-2.9 MHz); 蓝移下面两条光束 C,D, ($+2.9 \text{ MHz}$), 冷却的原子就会向上喷出,并在重力的作用下自由下落,这就是原子喷泉。当原子自由下落时,引力所引起的频率失谐量为 $-(k_1 - k_2) \cdot gT$, 即相位差为

$$\Delta\phi = -(k_1 - k_2) \cdot gT. \quad (5)$$

实验中 k_2 是用一反射镜对 k_1 反射而形成的, 因而 $k_2 \approx -k_1$ 。另外 k_1 与 g 平行, 所以

$$\Delta\phi \approx -2\pi \times 3.3 \times 10^7 T^2. \quad (6)$$

实验中为了维持拉曼共振频率,原则上可将激光频率扫描,但 Kasevich 和 Chu 是通过改变相位电光调制器的射频频率,顺序改变每个脉冲一个频率分量 ω_m , 从而近似补偿原子由于下落而导致的失谐。图6中的入射拉曼光束是由染料激光束经电光相位调制器产生的,包含 ω_1 和 ω_2 两个频率分量,反射拉曼光束也含 ω_1 和 ω_2 两个分量,因此有两个多普勒灵敏共振,分别对应原子速度 $\pm v_{res}$ 。为了保证原子内状态与动量的唯一相关关系,多普勒位移 $2kv_{res}$ 必须远大于拉比频率,以保证只有一个 ω_1 与 ω_2 的空间组合对原子起主要作用,即入射光的 ω_1 和反射光的 ω_2 起作用。实验中,多普勒位移 $2kv_{res}$ 大约是有有效拉比频率值的十倍以上。

Kasevich 和 Chu 测得了非常好的干涉条

纹。该实验结果对重力加速度变化探测的灵敏度为 3×10^{-8} , 即 $\Delta g/g = 3 \times 10^{-8}$ 。这一精度超过现有的其他测量重力加速度方法的精度达一个到五个量级以上。并且,随着这一干涉仪的改进,精度还会更高。

三、Ramsey 原子干涉仪

下面我们介绍光波与原子束垂直作用时原子波包发生分裂的原子干涉仪,即 Ramsey 干涉仪。

Ramsey 干涉仪的设计思想首先是由 Bordé^[21] 提出的。这一干涉仪是采用四列激光行波与原子束垂直作用,将原子波包横向分裂合成(类似于光学上的 Mach-Zehnder 结构),而形成 Ramsey 干涉条纹的。Ramsey 原子干涉仪的结构和波包分裂合成的过程分别示于图 7(a),(b) 中。Riehle 等^[17,21] 采用图 7(a) 所示的实验装置首先用 Ca 原子观察到了 Sagnac 效应并比较全面地研究了动态斯塔克效应及四束光的相位等因素对 Ramsey 干涉条纹的影响。

在图 7(a) 所示的实验中,热原子束(Ca 束)从炉中飞出后,经准直后与两对行波激光束顺序作用四次。这四束激光是由单台染料激光器输出,再由透镜和反射镜组成的一对“猫眼”透射反射形成。激光频率调谐到与 $\text{Ca } ^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ 跃迁近共振 ($\lambda = 657.46 \text{ nm}$)。由于激发态 $^3\text{P}_1$ 态的寿命较长 (0.4 ms), 因此自发辐射对原子波包相干性的破坏可以忽略(在 D 和 d 较小的情况下)。原子的干涉情况是通过检测激发态原子衰变发出的荧光而测定的。在图 7(a) 中,对于平均运动速度为 700 m/s 的原子来说,当吸收或发射一个光子时,由于光子对原子的反冲作用,原子运动方向将产生 $20 \mu\text{rad}$ 的偏转角。在图 7(b) 中,出口 A,B 两处都可形成干涉条纹。习惯上虚线所示的梯形路径形成的干涉条纹称为低频分量(红移分量),用 A 表示;实线所示的梯形路径形成的干涉条纹称为高频分量(蓝移分量),用 B 表示。在非相对论近似情况下,在出口 A,B 两处每两个原子半波 I,II 的

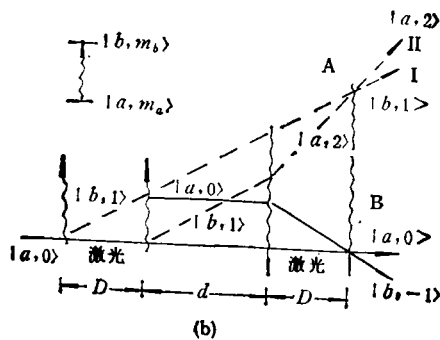
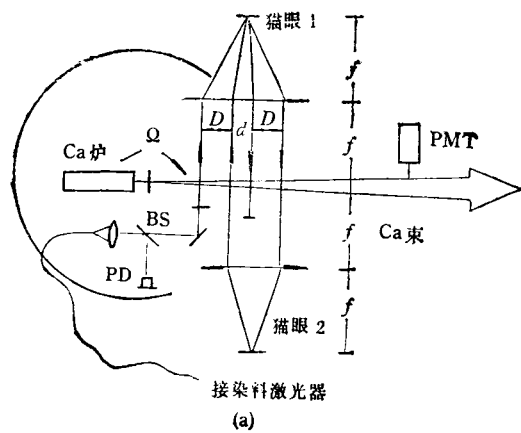


图 7

(a) Ramsey 原子干涉仪实验装置示意图;
(b) 原子波包横向分裂、合成示意图^[17]

相位差为

$$\Delta\phi = 2\pi \left[\Delta\nu \pm \frac{h\nu^2}{2Mc^2} + \Omega \frac{(D+d)}{\lambda} \right] \left(\frac{2D}{\nu} \right) + \phi_2 - \phi_1 + \phi_4 - \phi_3, \quad (7)$$

其中 $\Delta\nu = \nu - \nu_0$, ν_0 是原子飞行时的本征频率, ν 是激光频率, M 是原子质量, c 是光速, Ω 是原子束转动角频率, ν 是原子速度, D 与 d 是图 7(a) 所示的激光束间距。由于 (7) 式中 $\Delta\phi$ 对 $\Delta\nu$ 的依赖关系, 即随着 $\Delta\nu$ 的扫描, 就可导致干涉信号的极值分布或周期振荡, 这就是 Ramsey 原子干涉仪的基本原理。(7) 式中第二项表示光子动量传输对原子波包的反冲作用, 对红移分量取“+”号, 对蓝移分量取“-”号, 对已选定的 Ca 的这一跃迁线, 这一数值是 11.6 kHz。(7) 式中第三项表明相位差与角频率 Ω 、

物理

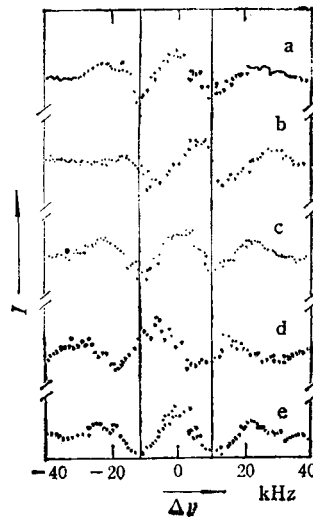


图 8 Ramsey 干涉条纹及 Sagnac 效应的观察结果^[17]
($2D = 26\text{mm}$, $d = 33\text{mm}$, 曲线 a, c, e 中 $\Omega = 0$;
曲线 b 中 $\Omega = -0.09\text{s}^{-1}$; 曲线 d 中 $\Omega = +0.09\text{s}^{-1}$)

成正比, 这就是所谓的 Sagnac 效应。实验中原子束是安装在一个可转动的平台上。最后一项表示对四束激光相位调制所引起的附加相位差。

图 8 是 Riehle 等通过对激光频率扫描得到的干涉条纹。图 8(a), (c), (e) 是原子束未旋转的情况, 即 $\Omega = 0$, (b) 是反时针转动的情况, (d) 是顺时针转动的情况。比较这五条曲线可以看到, 当原子束转动时, 条纹发生了移动, 这就是 Sagnac 效应。图 8(a), (c), (e) 中两条垂直线所对应的频率分别是 -11.6kHz (蓝移分量) 和 $+11.6\text{kHz}$ (红移分量, 因为是对激光扫描频率的补偿, 所以红移分量对应正号)。所观察到的干涉条纹是两个干涉仪 A, B 干涉条纹的叠加。当采用具有很强单色性的原子束时 (如激光冷却后的原子束、原子喷泉), 高阶干涉条纹会出现, 干涉条纹的叠加会更严重, 因此有必要采取措施抑制其中的低频或高频分量。实验中可以利用自发辐射破坏低频分量或用光学泵浦的方法破坏低频或高频分量^[17, 18]。

Steer 等采用 Mg 原子束也进行了类似的工作^[18], 并用纯粹的光场力学效应解释了 Ramsey 干涉。

上面所述的 Ramsey 原子干涉仪采用的

是热原子束。如果采用激光冷却的原子束, Ramsey 干涉仪的灵敏度和条纹的锐度都会有很大的改善^[17,18]。

此外, Gould 等采用强驻波场对原子波衍射,也观察到了干涉条纹^[22]。

原子干涉仪和原子光学的研究是近年新兴起的一个领域,也是一个令人鼓舞的领域。特别是原子激光冷却与捕获技术的日趋成熟,更给它注入了勃勃生机。有人预测这将是一个获得诺贝尔奖的研究课题。在我国,这一领域的研究工作开展得尚少,是一个亟待开展的研究领域。

- [1] G. Badurek, *Proceedings of the International Workshop on Matter-Wave Interferometry*, Springer-Verlag (1987), 1.
- [2] C.J. Borde, *Phys. Rev. Lett.*, **140** (1989), 10.
- [3] V.P. Chebotayev. et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **B,2** (1985),1791.
- [4] P.J. Martin, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 515.
- [5] D.W. Keith et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988), 1580.
- [6] Wu Huang and Xu Pinfang, *J. Phys. D*,**26**

- (1993), 1.
- [7] C.J. Foot, *Contemporary Physios*, **32** (1991), 369.
- [8] P. Meystre and S.Stenholm, *J. Opt. Soc. Am.*, **B,2** (1985), 1706.
- [9] S.Chu and C. Wieman, *J. Opt. Soc. Am.*, **B,6** (1989),2020.
- [10] R.Hagen, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990),2374.
- [11] M.V. Berry, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*,**392** (1984), 45.
- [12] O. Carnal and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991),2689.
- [13] F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma, *SPIE* **1726** (1992),193.
- [14] D.W. Keith et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2693.
- [15] M. Kasevich and S. Chu, *Appl. Phys.*, **B54** (1992),321.
- [16] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991),181.
- [17] F. Riehle et al., *Appl. Phys.*, **B54** (1992), 333.
- [18] U. Sterr et al., *Appl. Phys.*, **B54** (1992), 341.
- [19] Wu Huang et al, *Chinese Journal of Lasers* (E.E) **1** (1992), 141.
- [20] J. Dalibard, C and Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6** (1989), 2023.
- [21] F. Riehle et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991), 177.
- [22] P.L.Gould, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1986), 827.

理想的分形模型和实际的嵌套结构

龙起易 龙期威 穆在勤

(中国科学院国际材料物理中心,中国科学院金属研究所,沈阳 110015)

自然界中的分形结构与理想的分形模型不同,它的自相似性只在统计意义上和有限的尺寸范围内成立。材料中,在一个大尺寸范围内的不同度域可以存在不同的分形结构,形成多度域分形。材料的性能与分形结构的上下界限密切相关,因此在研究性能与分形的关系时,首先要找准哪一个分形结构与所研究的性能相关。另外,用 Mandelbrot 的周界-面积关系来测分维时,因受到一定条件的约束而不太方便,建议用周长-最大直径法来测分维。

1967年, Mandelbrot^[1] 在美国《科学》杂志上发表了“英国的海岸线有多长?”的论文,提出了分数维的概念。1982年,他出版了《自然界的分形几何》^[2]一书,从而使分形论以崭新的姿态迈入新兴科学之林。在这部专著中,他除了讨论自然界存在的分形外,还用分形概念重新

认识数学中早已存在但尚未被完全理解的若干问题,例如康托尔(Cantor)点集, Koch 曲线,谢宾斯基(Sierpinski)地毯……,按分形论,这些都是理想的分形模型;此外,按照一定的数学模式,他还设计了许多理想的分形图形。以上这些理想的分形模型有两个显著的特点:严格