

# 多普勒型原子干涉仪的理论探讨<sup>\*</sup>

徐信业 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)开放研究实验室, 上海 201800)

(1996 年 7 月 22 日收到)

通过分析运动三能级原子与驻波激光场的斜交相互作用, 设计了两种原子干涉仪. 通过对原子波在这两种干涉仪中分裂、偏转和重合等全过程的分析, 证明当原子和光场满足一定条件时, 原子不同内态间的干涉效应将产生. 最后对利用这两种方法实现和观察原子波的干涉在理论上作了一些探讨.

PACC: 3280P; 3380P; 0760L

## 1 引 言

研制原子干涉仪已成为当前原子光学研究中的一个热门课题, 主要原因是原子干涉仪对重力及其他弱场的敏感程度远远超过电子和中子干涉仪, 并且原子内部具有复杂的结构, 其内部自由度对外场作用极其敏感, 这使得原子干涉仪可以高精度测量一些基本物理常数, 如重力加速度<sup>[1]</sup>和精细结构常数<sup>[2]</sup>等; 在基础研究领域, 它可探测原子净电荷和“第五力”等, 验证弱等价原理和局域洛伦兹不变量, 测量量子 Berry's 相位, 研究 Aharonov-Casher 效应; 还可为研究与原子-表面相互作用有关的相移提供工具; 在碰撞实验中, 它可提供有关散射过程的额外信息. 此外, 它还具有潜在的应用价值, 如可应用于探矿、油井定位及地震预报等领域.

近几年随着激光冷却及操纵中性原子技术的迅速发展, 原子干涉仪的研究工作取得很大进展. 1991 年 Carnal 等<sup>[3]</sup>选用氦原子束采用双缝结构研制成功第一台原子干涉仪. 1992 年 Shimizu 等<sup>[4]</sup>采用类似结构, 也观察到了位于双缝正上方 MOT 中释放出来的亚稳态氦原子的干涉现象. Keith 等<sup>[5]</sup>利用三栅结构的衍射效应也观察到了钠原子束的干涉效应. Riehle 等<sup>[6]</sup>采用 Ramsey 结构观察到了原子不同内态间的干涉效应. Kasevich 等<sup>[7]</sup>利用受激喇曼跃迁以 Mach-Zehnder 结构用三个光脉冲序列也实现了原子不同内态间的干涉效应. Robert 等<sup>[8]</sup>利用运动原子与梯度分布静磁场的相互作用也观察到了不同内态间的干涉现象.

上述原子干涉仪各有特色, 但是它们都存在一些问题. 双缝结构型虽然结构简单, 但是束分裂角的增大必伴有束强度较大的损失; 三栅型分束效率低, 并伴有色散; Ramsey 型

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金资助的课题.

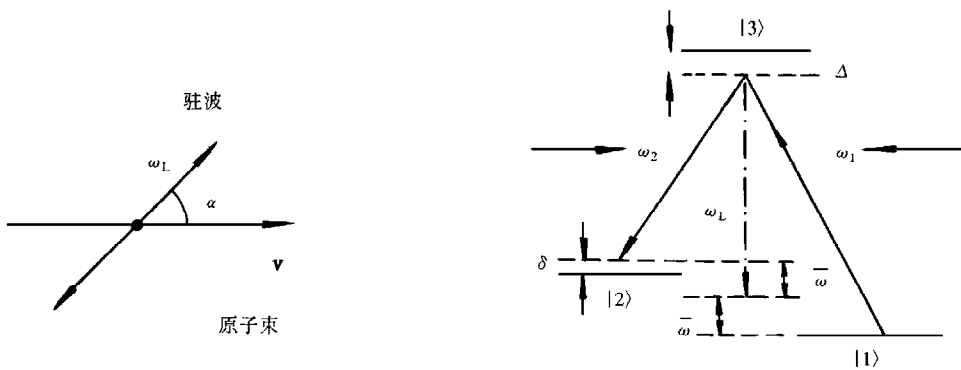
是利用运动两能级原子与四个行波光场的相继作用,因此,分束后一个态是激发态,从而它的稳定性较差;光脉冲型实施难度较大,且很难重复.静电磁场型实验装置比较复杂,实施也较难.

鉴于以上分析,我们提出了一种多普勒型的原子干涉仪.它主要是利用了多普勒效应和双光子受激喇曼跃迁过程,因此它可直接在热原子束中实现,并且所用的光场为单频驻波场,故操作比较简单,又由于选用的两个内态分别是基态超精细结构子能级态,因而非常稳定.

本文首先分析运动三能级原子与驻波光场斜交相互作用过程,随后提出了构建多普勒型原子干涉仪的两种方法,并分析了原子波函数在这两种干涉仪中分裂、偏转和重合等全过程.从理论上证实,这两种方法在原子和光场满足一定条件下,确能实现原子不同内态间的干涉.最后,对利用这两种方法实现和观察原子干涉在理论上作了一些探讨.

## 2 运动三能级原子与驻波光场斜交相互作用

图 1(a)是表示一个运动三能级原子与驻波光场  $\omega_L$  斜交相互作用,两者的夹角为  $\alpha$ .所选的原子三能级与光场频率之间关系如图 1(b)所示,其中  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  态分别对应于原子基



(a) 频率为  $\omega_L$  驻波激光场与速度为  $v$  的原子束斜交相互作用结构示意图, 两者夹角为  $\alpha$

(b) 原子静止或运动时, 产生受激喇曼跃迁的相关能级简图, 其中  $\bar{\omega} = kv \cos \alpha$

图 1

态超精细结构两个子能级态,  $|3\rangle$  对应于激发态. 如图 2 选取坐标系, 其中  $xoy$  为实验室坐标系, 它的  $y$  轴与光传播方向平行, 在此坐标系中, 光的电场表达式为

$$\mathbf{E}(y, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_z [e^{i(ky - \omega_L t + \phi_2)} + e^{i(-ky - \omega_L t + \phi_1)} + \text{h.c.}]. \quad (1)$$

$x'o'y'$  为一惯性坐标系, 与  $xoy$  之间的关系为  $y' \parallel y, x' \parallel x$ ,

$$x = x' + vt \sin \alpha, \quad (2a)$$

$$y = y' + vt \cos \alpha. \quad (2b)$$

在这个坐标系中光场表达式为

$$\mathbf{E}(\mathbf{y}', t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_z [e^{i(ky' - \omega_2 t - \phi_2)} + e^{i(-ky' - \omega_1 t - \phi_1)} + \text{h.c.}], \quad (3)$$

其中

$$\omega_1 = \omega_L + kv \cos \alpha, \quad (4a)$$

$$\omega_2 = \omega_L - kv \cos \alpha. \quad (4b)$$

可见  $xoy$  中的驻波场  $\omega_L$ , 在  $x'o'y'$  中被变换成了两个行波场  $\omega_1$  和  $\omega_2$ . 如果  $\omega_1$  和  $\omega_2$  满足图 1(b) 所示的关系, 且失谐,

$$\Delta \gg |\Omega_1|, |\Omega_2| \text{ 和 } \Gamma, \quad (5)$$

那么自发发射可以忽略, 仅产生双光子受激喇曼跃迁过程<sup>[9]</sup>, 其中  $\Omega_1, \Omega_2$  和  $\Gamma$  分别对应于  $\omega_1, \omega_2$  的共振拉比频率和激发态的自然线宽.

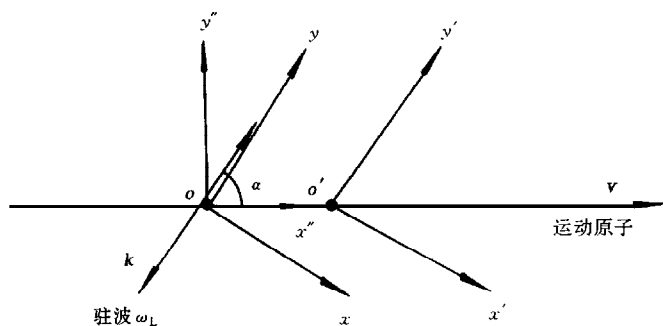


图 2 分析驻波激光场与运动原子斜交相互作用时所选取的坐标系

原子总的哈密顿量为

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2m} + \hbar\omega_1^A |1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2^A |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3^A |3\rangle\langle 3| + \hat{V}, \quad (6)$$

其中  $\hbar\omega_j^A$  是态  $|j\rangle$  的内能,  $\hat{V}$  表示原子与场的相互作用能.

在电偶极矩近似下, 相互作用能可表示为

$$\hat{V} = -e\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{y}', t). \quad (7)$$

把(3)式代入(7)式后得

$$\hat{V} = \frac{-\hbar}{2} [\Omega_1 |3\rangle\langle 1| e^{-iky'} e^{-i\omega_1 t} e^{-i\phi_1} + \Omega_2 |3\rangle\langle 2| e^{iky'} e^{-i\omega_2 t} e^{-i\phi_2} + \text{h.c.}], \quad (8)$$

其中

$$\Omega_1 = \frac{\langle 3 | e\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_z | 1 \rangle}{\hbar}, \quad (9a)$$

$$\Omega_2 = \frac{\langle 3 | e\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_z | 2 \rangle}{\hbar}. \quad (9b)$$

定义原子态为  $|j, \mathbf{P}\rangle$ , 它表示为原子处于内态  $|j\rangle$ , 质心动量为  $\mathbf{P}$ . 在动量表象中, 原子波

函数可取如下形式:

$$|\Psi(t)\rangle = \int d\mathbf{P} \sum_j a_{j,\mathbf{P}}(t) e^{-i\left(\omega_j^A + \frac{\mathbf{P}^2}{2m\hbar}\right)t} |j, \mathbf{P}\rangle. \quad (10)$$

把(6), (1)式和(10)式代入含时薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle, \quad (11)$$

就可以获得如下含时耦合微分方程组

$$\dot{a}_{1,\mathbf{P}_1}(t) = \frac{i}{2} \Omega_1^* e^{i\Delta_1 t} e^{i\phi_1} \cdot a_{3,\mathbf{P}_3}(t), \quad (12a)$$

$$\dot{a}_{2,\mathbf{P}_2}(t) = \frac{i}{2} \Omega_2^* e^{i\Delta_2 t} e^{i\phi_2} \cdot a_{3,\mathbf{P}_3}(t), \quad (12b)$$

$$\dot{a}_{3,\mathbf{P}_3}(t) = \frac{i}{2} [\Omega_1 e^{-i\Delta_1 t} e^{-i\phi_1} \cdot a_{1,\mathbf{P}_1}(t) + \Omega_2 e^{-i\Delta_2 t} e^{-i\phi_2} \cdot a_{2,\mathbf{P}_2}(t)], \quad (12c)$$

其中

$$\mathbf{P}_1 = \mathbf{P}, \quad \mathbf{P}_2 = \mathbf{P} + 2\hbar\mathbf{k}, \quad \mathbf{P}_3 = \mathbf{P} + \hbar\mathbf{k}, \quad (13)$$

$$\Delta_1 = \omega_1^A + \omega_1 - \omega_3^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} - \frac{\mathbf{P}_3^2}{2m\hbar}, \quad (14)$$

$$\Delta_2 = \omega_2^A + \omega_2 - \omega_3^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} - \frac{\mathbf{P}_3^2}{2m\hbar}. \quad (15)$$

(12)–(15)式表示初始处于 $|1, \mathbf{P}_1\rangle$ 态的原子与上述光场相互作用后处于一个由 $|1, \mathbf{P}_1\rangle$ ,  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$ 和 $|3, \mathbf{P}_3\rangle$ 构成的封闭动量系统中, 原子在这三个态中的概率分别为 $|a_{1,\mathbf{P}_1}(t)|^2$ ,  $|a_{2,\mathbf{P}_2}(t)|^2$ 和 $|a_{3,\mathbf{P}_3}(t)|^2$ , 相应的动量如(13)式所示, (14)式中 $\Delta_1$ 是 $\omega_1$ 相对于喇曼共振跃迁时 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 跃迁的失谐, (15)式中 $\Delta_2$ 是 $\omega_2$ 相对于喇曼共振跃迁时 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 跃迁的失谐.

条件

$$2kvc\cos\alpha = \omega_{\text{hfs}} + \frac{(2\hbar k)^2}{2m\hbar}, \quad (16)$$

$\omega_{\text{hfs}}/\hbar = (\omega_2^A - \omega_1^A)/\hbar$ 为基态两个超精细结构子能级间距, 及

$$\delta = \frac{(2\hbar k)^2}{2m\hbar} \quad (17)$$

成立的情况下, 通过对激发态取绝热消除近似, 可求出方程组(12)的解为

$$a_{1,\mathbf{P}_1}(t) = e^{-\frac{i}{2}\omega t} \left[ \left( i \cos\theta \sin\frac{\omega t}{2} + \cos\frac{\omega t}{2} \right) a_{1,\mathbf{P}_1}(0) + \left( -i \sin\theta \sin\frac{\omega t}{2} e^{i\phi_{\text{eff}}} \right) a_{2,\mathbf{P}_2}(0) \right], \quad (18a)$$

$$a_{2,\mathbf{P}_2}(t) = e^{-\frac{i}{2}\omega t} \left[ \left( i \sin^*\theta \sin\frac{\omega t}{2} e^{-i\phi_{\text{eff}}} \right) a_{1,\mathbf{P}_1}(0) + \left( -i \cos\theta \sin\frac{\omega t}{2} + \cos\frac{\omega t}{2} \right) a_{2,\mathbf{P}_2}(0) \right], \quad (18b)$$

$$a_{3,\mathbf{P}_3}(t) = - \left[ \frac{\Omega_1}{2\Delta_0} e^{-i\Delta_0 t} e^{-i\phi_1} a_{1,\mathbf{P}_1}(t) + \frac{\Omega_2}{2\Delta_0} e^{-i\Delta_0 t} e^{-i\phi_2} a_{2,\mathbf{P}_2}(t) \right], \quad (18c)$$

$$\text{其中 } \omega = \frac{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}{4|\Delta_0|}, \quad \cos \theta = \frac{|\Omega_2|^2 - |\Omega_1|^2}{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}, \quad \sin \theta = \frac{2\Omega_1^* \Omega_2}{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2}, \quad \sin^* \theta = \frac{2\Omega_1 \Omega_2^*}{|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2},$$

$$\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_0, \quad \phi_{\text{eff}} = \phi_1 - \phi_2, \quad a_{1, P_1}(0) \text{ 和 } a_{2, P_2}(0) \text{ 是作用前的初始值.}$$

由于  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  态是基态两超精细结构子能级态, 因此  $\Omega_1 \approx \Omega_2 \approx \Omega$ . 根据 (18c) 式, 原子布居在  $|3\rangle$  态的概率近似为  $\left(\frac{|\Omega|}{2\Delta_0}\right)^2$ , 而根据 (14), (15) 式  $\Delta_0 \approx -\Delta$ , 根据条件 (5) 式  $\Delta \gg \Omega$ , 因此  $\left(\frac{|\Omega|}{2\Delta_0}\right)^2 \ll 1$ . 可见原子主要布居在  $|1, P_1\rangle$  和  $|2, P_2\rangle$  态上, 这结果与求解方程组 (12) 时所作假设自洽.

如果光场为“ $\frac{\pi}{2}$  脉冲”光, 即  $\omega t = \pi/2$ , 其中  $t$  为原子与光场相互作用时间,  $\omega$  是原子在  $|1, P_1\rangle$  和  $|2, P_2\rangle$  态之间振荡的有效拉比频率, 原子初始布居在  $|1, P_1\rangle$  态, 即  $a_{1, P_1}(0) = a_1, a_{2, P_2}(0) = 0$ , 其中  $|a_1|^2 = 1$ , 那么经过相互作用后,

$$a_{1, P_1}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i\frac{\pi}{4}} a_1, \quad (19a)$$

$$a_{2, P_2}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\left(\frac{5\pi}{4} - \phi_{\text{eff}}\right)} a_1. \quad (19b)$$

如果原子初始布居在  $|2, P_2\rangle$  态,  $a_{1, P_1}(0) = 0, a_{2, P_2}(0) = a_2$ , 其中  $|a_2|^2 = 1$ , 那么经过相互作用后,  $a_{1, P_1}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\left(\frac{5\pi}{4} + \phi_{\text{eff}}\right)} a_2, a_{2, P_2}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{-i\frac{\pi}{4}} a_2$ . 在以上两种情况中原子出现在  $|1, P_1\rangle$  和  $|2, P_2\rangle$  态上的概率均为  $1/2$ .

如果光场为“ $\pi$  脉冲”光, 即  $\omega t = \pi$ , 原子初始布居在  $|1, P_1\rangle$  态, 即  $a_{1, P_1}(0) = a_1, a_{2, P_2}(0) = 0$ , 其中  $|a_1|^2 = 1$ , 那么经过相互作用后  $a_{1, P_1}(t) = 0, a_{2, P_2}(t) = e^{-i\phi_{\text{eff}}} a_1$ , 粒子全部转移到  $|2, P_2\rangle$  态; 如果原子初始布居在  $|2, P_2\rangle$  态,  $a_{1, P_1}(0) = 0, a_{2, P_2}(0) = a_2$ , 其中  $|a_2|^2 = 1$ , 那么经过相互作用后,  $a_{1, P_1}(t) = e^{i\phi_{\text{eff}}} a_2, a_{2, P_2}(t) = 0$ , 粒子全部跃迁至  $|1, P_1\rangle$  态. 可见, 在以上两种情况中都产生了粒子数反转.

仍假设原子初始布居在  $|1, P_1\rangle$  态, 根据 (13) 式, 在  $x'o'y'$  坐标系中,  $P_1 = 0, P_2 = -2\hbar k e_y$ ; 在  $xoy$  坐标系中,  $P_1 = P_0 \sin \alpha \cdot e_x + P_0 \cos \alpha \cdot e_y, P_2 = P_0 \sin \alpha \cdot e_x + (P_0 \cos \alpha - 2\hbar k) e_y$ , 其中  $P_0 = mv$  为原子初始质心动量. 在图 2 中的  $x''oy''$  坐标系中,

$$P_1 = P_0 e_{x''}, \quad (20a)$$

$$P_2 = (P_0 - 2\hbar k \cos \alpha) e_{x''} + (-2\hbar k \sin \alpha) e_{y''}, \quad (20b)$$

该坐标系是坐标  $xoy$  沿逆时针绕  $o$  点旋转  $\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)$  角度的结果, 其中  $x''$  轴平行于原子运动方向. 可见  $|1, P_1\rangle$  和  $|2, P_2\rangle$  态不仅内部自由度不同, 而且外部自由度也不同, 两态的原子质心动量相差  $2\hbar k$ , 在  $x''oy''$  坐标系中两动量夹角为  $\beta = \arctan\left(\frac{2\hbar k \sin \alpha}{P_0 - 2\hbar k \cos \alpha}\right)$ , 可见这两态在空间是分离的, 如图 3 所示. 这样, 初始态为  $|1, P_1\rangle$  的原子束与“ $\frac{\pi}{2}$  脉冲”光场作用

后,将分裂成束流强度相同、分别处于 $|1, \mathbf{P}_1\rangle$ 和 $|2, \mathbf{P}_2\rangle$ 态的两束原子;而与“ $\pi$ 脉冲”光场作用后,将产生偏转并处于新态 $|2, \mathbf{P}_2\rangle$ .

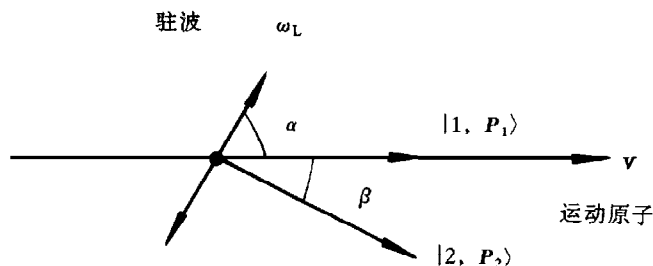


图3 原子束分裂示意图 分裂角为  $\beta$

初态为 $|1, \mathbf{P}_1\rangle$ 的原子与“ $\frac{\pi}{2}$ 脉冲”光场作用后,根据(10), (19a)和(19b)式,它的波函数表达式为

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} a_1 e^{-i\left[\left(\omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar}\right)t + \frac{\pi}{4}\right]} |1, \mathbf{P}_1\rangle + \frac{\sqrt{2}}{2} a_1 e^{-i\left[\left(\omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar}\right)t - \frac{5\pi}{4} + \phi_{\text{eff}}\right]} |2, \mathbf{P}_2\rangle. \quad (21)$$

进一步可表达为

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} a_1 e^{-i\left[\left(\omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar}\right)t + \frac{\pi}{4}\right]} \left[|1, \mathbf{P}_1\rangle + e^{-i\delta_0} |2, \mathbf{P}_2\rangle\right], \quad (22)$$

其中

$$\delta_0 = \left(\frac{\mathbf{P}_2^2 - \mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} - \omega_{\text{hfs}}\right)t + \frac{3}{2}\pi - \phi_{\text{eff}}. \quad (23)$$

根据(16), (20a)和(20b)式,  $\delta_0 = \frac{3}{2}\pi - \phi_{\text{eff}}$ 为一定值.可见(22)式表示的是一个相干叠加态.因此,这种相互作用能实现原子干涉所必需的原子波包的相干分裂,这为原子干涉仪的构建提供了理论基础.

### 3 多普勒型原子干涉仪

#### 3.1 三光束多普勒型原子干涉仪

图4是我们所提出的一种多普勒原子干涉仪原理示意图.运动三能级原子相继与三个平行等间距驻波光场斜交相互作用,三个光场依次为上述的 $\frac{\pi}{2}$ ,  $\pi$ 和 $\frac{\pi}{2}$ 脉冲光场.

假定原子初始处于 $|1, \mathbf{P}_1\rangle$ 态,根据分析,第一束 $\frac{\pi}{2}$ 脉冲光使原子波包在a点产生相干分裂,原子处于 $|1, \mathbf{P}_1\rangle$ 和 $|2, \mathbf{P}_2\rangle$ 态上的概率均为1/2.由于这两个态是空间分离,因此原子束被分成两束.两束原子经过自由空间的传播后在b点和c点分别与第二束 $\pi$ 脉冲

光作用, 结果粒子数反转,  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上原子全部跃迁至  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态, 而  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态原子全部跃迁至  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态, 这在空间上实现了原子束的偏转. 被偏转的原子束再一次在自由空间传播, 当它们在  $d$  点空间重叠时刚好分别与第三束“ $\frac{\pi}{2}$  脉冲”光作用, 结果再一次发生相干分裂, 使得  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  和  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态在空间两两对应重叠, 从而产生内态间的干涉效应.

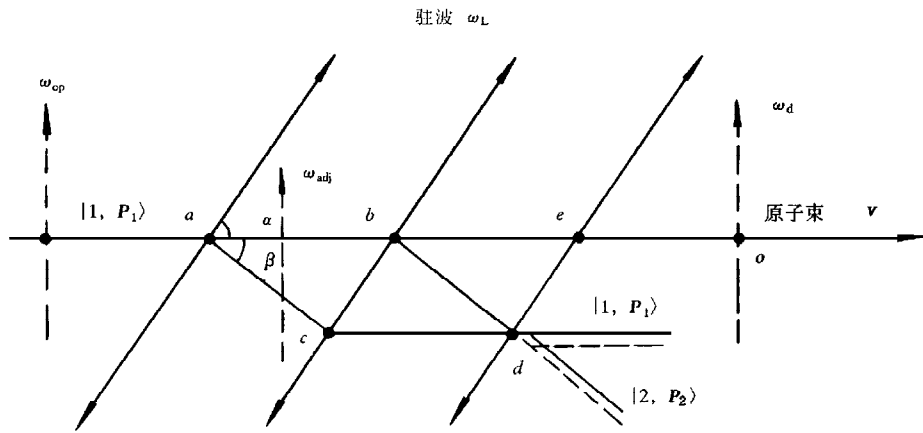


图 4 三光束多普勒型原子干涉仪原理示意图

在图 4 中沿路径  $\overline{abd}$  传播的原子波最后被分裂成空间分离的两个态  $a_1^I e^{i\delta_1^I} |1, \mathbf{P}_1\rangle$  和  $a_2^I e^{i\delta_2^I} |2, \mathbf{P}_2\rangle$ , 而沿路径  $\overline{acd}$  最后被分裂的两个态为  $a_1^{II} e^{i\delta_1^{II}} |1, \mathbf{P}_1\rangle$  和  $a_2^{II} e^{i\delta_2^{II}} |2, \mathbf{P}_2\rangle$ , 它们两两在空间对应重叠, 结果

$$\Psi_j = a_1^I e^{i\delta_j^I} |j, \mathbf{P}_j\rangle + a_j^{II} e^{i\delta_j^{II}} |j, \mathbf{P}_j\rangle = a_j e^{i\delta_j} |j, \mathbf{P}_j\rangle \quad j = 1, 2, \quad (24)$$

其中

$$a_j = [(a_j^I)^2 + (a_j^{II})^2 + 2a_j^I a_j^{II} \cos(\delta_j^{II} - \delta_j^I)]^{1/2} \quad j = 1, 2, \quad (25)$$

$$\delta_j = \arctan \left[ \frac{a_j^I \sin \delta_j^I + a_j^{II} \sin \delta_j^{II}}{a_j^I \cos \delta_j^I + a_j^{II} \cos \delta_j^{II}} \right] \quad j = 1, 2. \quad (26)$$

在无任何其他外场存在的情况下, 假定原子初始布居在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上, 即  $a_{1, \mathbf{P}_1}(0) = a_0$ ,  $a_{2, \mathbf{P}_2}(0) = 0$ , 其中  $|a_0|^2 = 1$ . 同时, 原子波在自由空间传播时间: 在第一与第二光场之间为  $t_k^1$ , 第二与第三光场之间为  $t_k^2$  ( $k=1, 2$ ), 分别对应沿路径  $\overline{abd}$  和  $\overline{acd}$  原子波; 并且假定干涉产生后  $\Psi_j$  波函数传播到观察点的时间为  $t_j$ , 这样可求出(32)式中的每个参量

$$a_1^I = a_2^I = a_1^{II} = a_2^{II} = \frac{a_0^3}{2}, \quad (27)$$

$$\delta_1^I = \pi - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_1^1 + \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_1^1 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_1, \quad (28)$$

$$\delta_2^I = -\pi/2 - \varphi_{\text{eff}} - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_1^1 - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_1^2 - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_2, \quad (29)$$

$$\delta_1^{\text{II}} = \pi - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_2^1 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_2^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_1, \quad (30)$$

$$\delta_2^{\text{II}} = -5\pi/2 - \varphi_{\text{eff}} - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_2^1 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_2^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_2. \quad (31)$$

通过严格计算表明,  $t_1^1 = t_2^1 = t_1^2 = t_2^2 = t$ , 因此, 把(27)–(31)式代入(24), (25)和(26)式后, 可以发现, 原子在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上概率  $\rho_1 = |a_1|^2 = 1$ , 而在  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态上概率  $\rho_2 = |a_2|^2 = 0$ . 这说明, 此时粒子数在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  上干涉相长, 而在  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态上干涉相消.

为了直观地观察干涉现象, 可以在第一与第二光场之间加一调制场. 在无调制场时,  $\delta_{10}^{\text{II}} = \delta_{10}^{\text{I}} = 0$ ,  $\delta_{20}^{\text{II}} = \delta_{20}^{\text{I}} = \pi$ , 加了调制场后使它们产生相移  $\Delta\delta$ , 结果  $\delta_1^{\text{II}} = \delta_1^{\text{I}} = \Delta\delta$ ,  $\delta_2^{\text{II}} = \delta_2^{\text{I}} = \pi + \Delta\delta$ , 此时原子出现在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  和  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态上的概率分别为

$$\rho_1 = \frac{1}{2}[1 + \cos(\Delta\delta)], \quad (32a)$$

$$\rho_2 = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta\delta)]. \quad (32b)$$

若在图 4 中的 o 点加一个垂直于原子运动方向频率为  $\omega_d = \omega_{23}$  的行波光场, 那么就可以观察到如图 5 所示的干涉图样, 它表示粒子数在  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态上的干涉随相移  $\Delta\delta$  的变化情况.

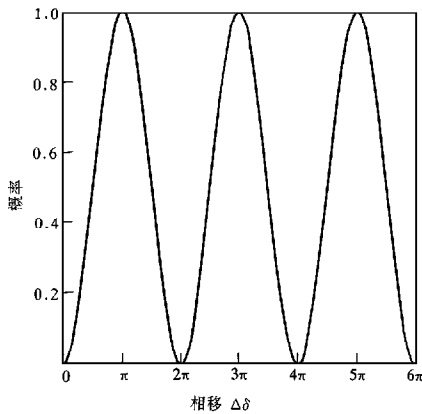


图 5 通过改变两个原子波之间的相位差, 理论上获得的干涉图样

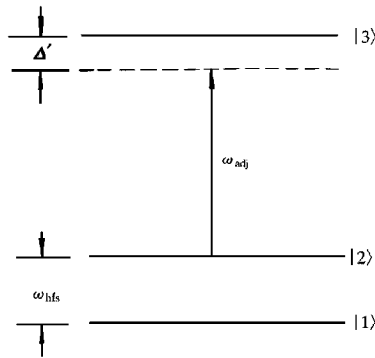


图 6 行波调制场的频率和产生受激喇曼跃迁相关三能级之间的关系

调制场也可加在第二与第三光场之间. 图 6 是我们选取的一种调制场, 它是一个失谐  $\Delta' = \omega_{\text{adj}} - \omega_{23}$  的行波光场, 并且垂直于原子运动方向(如图 4 所示). 这样子基态  $|2\rangle$  产生的光位移为

$$\hbar(\Delta\omega_2^A) = -\hbar \frac{\Delta'}{2} \left\{ \left[ 1 + \frac{f_{23} I / I_0}{1 + 2(\Delta' / \Gamma)^2} \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (33)$$

子基态  $|1\rangle$  的光位移为

$$\hbar(\Delta\omega_1^A) = -\hbar \frac{(\Delta' + \omega_{\text{hfso}})}{2} \left\{ \left[ 1 + \frac{f_{13} I / I_0}{1 + 2[(\Delta' + \omega_{\text{hfso}}) / \Gamma]^2} \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (34)$$

这样

$$\Delta\omega_{\text{hfs}} = \Delta\omega_2^A - \Delta\omega_1^A, \quad (35)$$

$$\Delta\delta = -(\Delta\omega_{\text{hfs}}) \cdot \Delta t, \quad (36)$$

其中  $\Delta t = \frac{D}{v}$  为原子在调制光场中的渡越时间,  $D$  为光场束宽. 如果选取  $\Delta'$ , 使

$$\left| \frac{f_{i3}(I/I_0)}{1 + 2(\Delta'/\Gamma)^2} \right| \ll 1 \quad (i=1, 2), \text{ 那么}$$

$$\Delta\omega_{\text{hfs}} = \frac{\Delta'(f_{13} - f_{23}) - f_{23}\omega_{\text{hfso}}}{\Delta'(\Delta' + \omega_{\text{hfso}})} \frac{\Gamma^2 I}{8 I_0}, \quad (37)$$

$$\Delta\delta = m \cdot I, \quad (38)$$

其中  $m = \frac{f_{23}\omega_{\text{hfso}} - \Delta'(f_{23} - f_{13})}{\Delta'(\Delta' + \omega_{\text{hfso}})} \frac{\Gamma^2}{8 I_0} \cdot \Delta t$ , 只需改变调制光场强度就可观察到图 5 所示的干涉图样.

在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上观察似乎有些困难, 这是因为原子初始利用抽运光  $\omega_p = \omega_{23}$  制备在  $|1\rangle$  态, 如图 4 所示, 而参与干涉的原子仅仅是处于  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上很少一部分, 干涉后大部分没有参与的原子仍滞留在  $|1\rangle$  态上. 因此, 当用一个  $\omega = \omega_{13}$  行波光场垂直作用于原子束时, 产生的共振荧光信号将是  $|1\rangle$  态所有原子的集体效应, 干涉信号很有可能被淹没.

以上所提出的这种干涉方法, 理论上效率为 100%. 并且只需三个相同频率的驻波光场.

### 3.2 四光束多普勒型原子干涉仪

图 7 是我们所提出的另一种结构的多普勒型原子干涉仪示意图. 它是由四个相同频率互相平行与原子运动方向成  $\alpha$  角的  $\frac{\pi}{2}$  脉冲光场构成, 并且要求第一与第二光场间距和第三与第四光场间距相同, 第二与第三光场间距不等于第一与第二光场间距的两倍. 图 7 清楚地表明, 干涉将发生在  $m$  与  $n$  点. 首先分析  $m$  点干涉情况, 它是由沿路径  $abdm$  传播的波包与沿路径  $acem$  传播的波包在  $m$  点相干分裂后分别在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  和  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  上叠加而产生干涉. 利用 (24), (25) 和 (26) 式, 并假定波包在第  $i$  光场与第  $j$  光场之间传播时间为  $t_{ij}^r$ ,  $\gamma=1$  对应于沿路径  $abdm$  传播的波包,  $\gamma=2$  对应于沿路径  $acem$  传播的波包,  $t_j$  的定义同前, 这样

$$a_1^I = a_2^I = a_1^{II} = a_2^{II} = \left( \frac{\sqrt{2}}{2} \right)^4 = \frac{1}{4}, \quad (39)$$

$$\phi_1^I = 2\pi - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{12}^1 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{23}^1 - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_{34}^1 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_1, \quad (40)$$

$$\phi_2^I = \pi/2 - \phi_{\text{eff}} - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{12}^1 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{23}^1 - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_{34}^1 - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_2, \quad (41)$$

$$\delta_1^{\text{II}} = 2\pi - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_{12}^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{23}^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{34}^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_1, \quad (42)$$

$$\delta_2^{\text{II}} = 7\pi/2 - \varphi_{\text{eff}} - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_{12}^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{23}^2 - \left( \omega_1^A + \frac{\mathbf{P}_1^2}{2m\hbar} \right) t_{34}^2 - \left( \omega_2^A + \frac{\mathbf{P}_2^2}{2m\hbar} \right) t_2. \quad (43)$$

经过计算表明  $t_{12}^1 = t_{12}^2$ ,  $t_{34}^1 = t_{34}^2$ ,  $t_{23}^1 = t_{23}^2$ , 同时利用(16)式, 结果  $\delta_1^{\text{II}} - \delta_1^{\text{I}} = 0$ ,  $\delta_2^{\text{II}} - \delta_2^{\text{I}} = 3\pi$ , 这样, 原子在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  上概率  $\rho_1 = |a_1|^2 = 1$ , 在  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  上概率  $\rho_2 = |a_2|^2 = 0$ , 表示在  $m$  点, 粒子数在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上干涉相长, 在  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态上干涉相消。

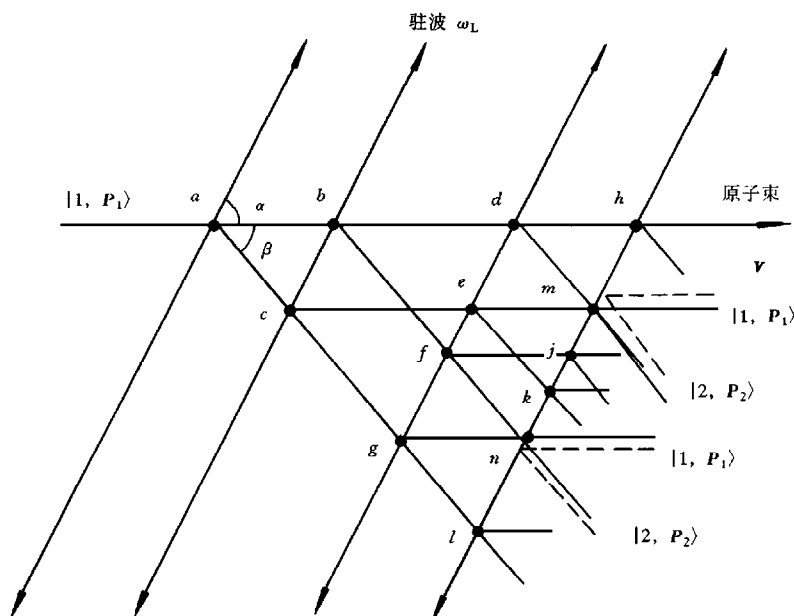


图7 四光束多普勒型原子干涉仪原理示意图

类似地, 我们也可求得  $n$  点的粒子数在  $|1, \mathbf{P}_1\rangle$  态上干涉相长, 在  $|2, \mathbf{P}_2\rangle$  态上干涉相消, 与  $m$  点干涉同步. 但是分析发现, 当第二与第三光场间距为第一与第二光场间距两倍时,  $j$  与  $k$  两点重合, 结果沿路径  $\overline{abfj}$  传播的波包与沿路径  $\overline{acek}$  传播的波包在  $j$  与  $k$  重合点也产生干涉, 但刚好与  $m$  和  $n$  点反相, 为此, 我们要消除这种干涉.

这种干涉方法效率为 50%, 但是在实验中更容易实现. 同样在第一与第二光场之间或第三与第四光场之间加一上述的调制场, 就可观察到类似的干涉现象.

## 4 结 语

本文提出了多普勒型原子干涉仪, 它利用多普勒效应及双光子受激喇曼跃迁过程实现选束和分束, 因此它可直接在热原子束中实施, 三光束方法的效率理论上为 100%, 而

四光束方法的效率虽为 50%,但是实施比较容易.目前我们初步实现了原子束的相干分裂,采用本文所述方法在实验上实现原子波的干涉是我们下一步的工作.

- [1] M.Kasevich and S.Chu, *Appl. Phys.*, **B54**(1992),321.
- [2] D.S.Weiss, B.C.Young, S.Chu, *Appl. Phys.*, **B59**(1992),217.
- [3] O.Carnal and J.Mlynek, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991),2689.
- [4] F.Shimizu, K.Shimizu, H.Takuma, *Phys. Rev.*, **A46**(1992),R17.
- [5] D.W.Keith, C.R.Ekstrom, Q.A.Turchette *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991),2693.
- [6] F.Riehle, T.Kisters, A.Witte *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991),177.
- [7] M.Kasevich and S.Chu, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991),181.
- [8] J.Robert, C.Miniatura, S.Le Boiteux *et al.*, *Europhys. Lett.*, **16**(1991),29.
- [9] K.Moler, D.S.Weiss, M.Kasevich *et al.*, *Phys. Rev.*, **A45**(1992),342.

## THEORETICAL ANALYSES OF A DOPPLER- TYPE ATOMIC INTERFEROMETER

XU XIN-YE WANG YU-ZHU

(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 22 July 1996)

### ABSTRACT

Based on the analyses of a moving three-level atom interacting slantingly with a standing wave laser field, two kinds of atomic interferometries are designed. The coherent splitting, deflection, combination and free propagating of the atomic waves in the two atomic interferometers are studied in detail. The results show that the interference effects resulting from interaction between different internal states of the atom will occur when some conditions are met by both the atom and the light field. Finally, we have analysed theoretically how to realize and demonstrate the atomic interferometry by using the two methods.

PACC: 3280P; 3380P; 0760L