

量子频标物理的进展

王 义 道

(北京大学无线电电子学系)

量子频率和时间标准(量子频标或原子钟)是波谱学(包括激光光谱学)在技术应用上最突出的成就之一。以它为基础的时间频率测量的相对精密度和准确度高达 10^{-16} 和 10^{-14} 数量级,远远超过其他物理量的测量。因而,频率时间在物理测量中占有特殊地位。人们常常把其他物理量,如长度、电压、温度等设法转换成频率(时间)来进行测量,以提高其精确度。量子频标不仅在技术上应用很广,而且是测定物理常数和检验物理理论(如量子电动力学、相对论等)的精密基本实验的必要工具。对高性能频标的追求还促进了人们对辐射场与原子分子相互作用的深入认识。

量子频标是以高稳定高分辨的原子(包括分子,下同)谱线为参考标准以控制电磁振荡频率的装置[被动式频标,图 1(a)],或是以高稳定的原子受激发射信号作为标准信号源的装置[主动型,图 1(b)]。频标的基本性能是标准频率的稳定度和准确度(指对于标准频率的相对偏差)。

从稳定度方面,优良的频标要求谱线的中心频率 ω_0 高,线宽 $\Delta\omega$ 小,信噪比 S/N 好;或总的说,要求谱线优值 F 高,

$$F = (S/N)(\omega_0/\Delta\omega) = Q_1(S/N), \quad (1)$$

$Q_1 = \omega_0/\Delta\omega$ 称为谱线 Q 值。从准确度和长期稳定度来看,则要求谱线频率不随环境和工作条件变化,或尽可能控制引起变

移的物理因素。所以量子频标的物理研究主要包括以下几方面:

1. 选择不易受干扰的稳定原子及其能态,并制备这些特定状态(选态);
2. 获得具有良好信噪比的极窄谱线;
3. 确定谱线移位的因素及其数值;
4. 研究频标装置中的噪声机制及其频谱。本文只限于讨论前三个问题。

一、微波频标

高稳定高 Q 的气体微波谱线最早被用作频率标准。经过三十多年的探索、筛选,目前比较成熟并获得普遍应用的微波频标有铯原子束、光抽运铷汽泡和氢激射器三种,前两种属被动型,后一种是主动的。这些原子都只有一个价电子,有核磁矩,标准谱线属基态超精细能级两个 $m_F = 0$ 态之间的跃迁(0-0 跃迁),受环境电磁场影响较小。无干扰的 ^{133}Cs 原子的 0-0 跃迁的电磁振荡周期的 9 192 631 770 倍,已被国际上定作秒长基准。

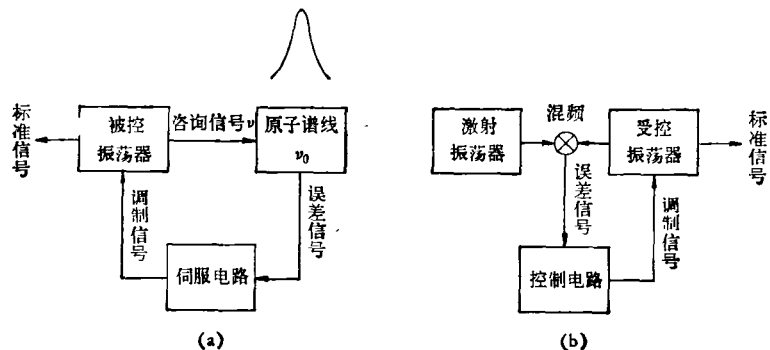


图 1 量子频标的原理方框图

(a) 主动型; (b) 被动型

根据玻耳兹曼分布律。微波跃迁能级间的原子粒子数差很小,在通常温度下,相对粒子数差 $\Delta n/n \approx \hbar\omega_0/kT$ 仅为 10^{-5} 数量级。为了得到较强谱线,选态是必要的。在上述频标中选态方法有以下几种。

磁选态

利用不同状态原子具有不同的有效磁矩,通过强不均匀磁场时原子运动轨道有差别,从而选择特定状态(铯、氢频标中)。

光选态

利用特定共振光对某些能级进行光抽运把原子制备到特定状态(铷频标中)。

这些方法使 $\Delta n/n$ 提高到 $0.1 \sim 1$, 从而可能得到好的信噪比 S/N 。

微波谱线宽度主要由下列因素引起:多普勒效应;原子碰撞;原子与辐射场相互作用时间有限(渡越增宽);饱和效应。

多普勒效应来源于与辐射场相互作用时间 Δt (或观测时间)内,运动原子比静止原子多受到一个辐射场相位

$$\delta\varphi_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}\Delta t = -\frac{\Delta r}{\lambda} \quad (2)$$

这里 \mathbf{k} 是波矢量, \mathbf{v} 是原子速度, Δr 是 Δt 时间内原子在波矢量方向上的位移, $\lambda = \lambda/2\pi$ 是辐射波长。多普勒频移为

$$\delta\omega_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (3)$$

原子有速度分布造成谱线增宽。消除多普勒增宽的方法有:利用辐射场等相面上运动的原

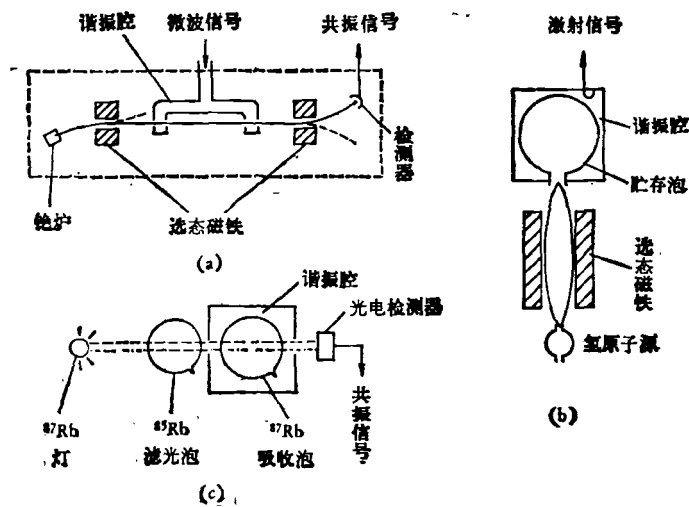


图2 三种典型的微波频标装置原理图
(a) 铯束管装置; (b) 氢激射器; (c) 光抽运铷汽泡

子,使 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$, 例如与辐射束垂直的原子束,使原子处于理想谐振腔(纯驻波);使 Δt 时间内原子运动范围 $\Delta r < \lambda$, 多普勒频移被平均掉,例如,用缓冲气体囚禁原子(Dicke法)。

原子碰撞从两个方面引起谱线的增宽和频移。一是碰撞过程中原子间变化的电磁相互作用激发能级跃迁,缩短了能级寿命(弛豫时间);二是碰撞瞬间原子状态受扰动而使平均能级有移位。用原子束可避免碰撞,气体样品中充惰性气体和器壁涂长链饱和化合物可减少频移。

在原子束装置中,辐射场与原子相互作用时间,即原子渡越作用区时间远小于能级寿命,是谱线增宽的主要因素。采用 Ramsey 分离场两次作用(Cs)和贮存泡(H)技术,大大增加了有效相互作用时间。

图2画出了三种频标的装置原理,表1是它们的典型性能数据,图3是典型的短期稳定

表1 微波频标典型数据

频 标	跃 迁 频 率 (Hz)	工 作 原 理	Q_1	长期稳定度	准 确 度
实验室铯束	9 192 631 770	原子束,磁选态 Ramsey 腔	3×10^8	1×10^{-14}	$< 1 \times 10^{-13}$
商品铯束	9 192 631 770	原子束,磁选态 Ramsey 腔	2×10^7	2×10^{-13}	$< 1 \times 10^{-11}$
氢激射器	1 420 405 751.768	原子束,磁选态,贮存泡	2×10^9	1×10^{-13}	$(1-2) \times 10^{-12}$
铷汽泡	6 834 681 613	蒸汽吸收泡,光抽运,缓冲气体	3×10^{-7}	1×10^{-12}	$\sim 10^{-10}$

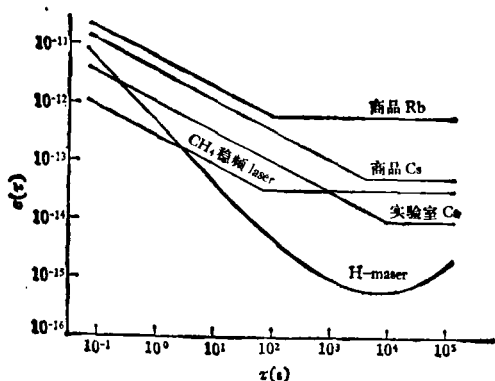


图3 几种频标的短期稳定度典型曲线

度随测量取样时间变化的曲线。

近年来，人们一方面继续致力于提高频标的稳定度，例如工作于低温（< 10K）的氢激射器可望达到 $\sim 10^{-17}$ 的极限稳定度，被动氢激射器也展示了很好的性能。但改进频标准确度和长期稳定度的研究更为注目。实验室铯束频标准确度最高，是现有时间频率基准。五十年代以来，铯基准准确度大体上以每五年改善一个数量级的速率进步。但近一、两年有些停滞。

铯频率基准的准确度是指它的实际频率和理想的无干扰的铯原子 0—0 跃迁频率之间的符合程度。原子的运动、环境电磁场和引力场的存在，辐射场作用等都会引起 0—0 线频移。根据我们对原子物理和原子与辐射场相互作用规律的认识，通过实验测量和理论计算，可以得到各种因素引起的频移值，从而对实际频率进行修正，修正值的误差就是标准频率的不确定度，即准确度。

影响铯基准准确度的主要因素是：

剩余多普勒频移

它来源于两个 Ramsey 作用区微波相位不一致。由相位差 $\Delta\varphi$ 引起的频移和原子速度有关。 $\Delta\varphi$ 和束中原子速度分布都难以精确测量，通过束换向等方法直接测此频移，其精度也不高。近年来提出了一些降低或消除此类频移的方法，如用线宽奇数倍的调制宽度检测 Ramsey 共振曲线的微小不对称^[1]，用双频激励检测 Ramsey 共振包络峰值^[2]等。但此项误差仍占首位。

物理

二级多普勒频移

其值为

$$\delta\omega_{D2} = -\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \quad (4)$$

该值也与原子速度有关。此项修正值的误差取决于对原子速度分布的测量精确度。

与磁场有关的频移

恒定磁场造成的 0—0 线的二级塞曼效应较易修正，但原子从强度不均匀选态磁场过渡到弱场和作用区场不均匀都会感受变化磁场作用而发生 Majorana 跃迁。它将导致超精细磁能级上原子粒子数不均，使超精细跃迁谱线分布不对称，可能通过邻线重叠造成频移^[3]。Majorana 跃迁以及可能存在的邻近 π 跃迁和它们与 0—0 跃迁的干涉将通过“实跃迁”与“虚跃迁”^[4]两种途径使 0—0 线频移。理论上严格处理这两种效应带来的频移很不容易，而为理论计算所必需的磁场分布状况也难精确测得。估计上述原因造成的频移量可能有 10^{-13} 数量级。这个问题过去重视不够。现在人们试图用光抽运选态以根本解决它。由于 GaAs 激光器的发展，光抽运铯束管的方案正在受到重视。

表 2 是美国 NBS-6 实验室铯束频标的准确度评定结果，由此可见各种因素的一般数值。

表 2 铯束频标准确度评定^[5]

不确定性因素	修正值 ($\times 10^{-13}$)	不确定度 ($\times 10^{-13}$)
剩余多普勒频移(腔相位差)	3.3	0.80
二级多普勒频移	-2.8	0.10
邻线牵引	+0.3	0.20
磁场效应: 二级塞曼频移	+1767	0.02
磁场不均匀性	+0.02	0.02
Majorana 跃迁	?	?
伺服系统误差	0	0.23
射频频谱	0	0.1
腔拖曳	0	0.01
总计: 系统偏差平方和之根		0.87
无规不确定性		0.15

1) “实跃迁”和“虚跃迁”两词借自光抽运理论^[4]。这里，前者指与 0, 0 能级有关的相邻跃迁，会把邻近能级波函数相位信息带到 0, 0 能级，从而造成 0—0 跃迁频移；后者本质上是交变磁场对 0, 0 能级造成的二级塞曼效应。

随着人们对辐射场与原子相互作用认识的深化,标准频率的不确定度将会不断缩小,但也有可能发现某些新的干扰因素。例如,最近发现热辐射交变电场的二级斯塔克效应会引起基态超精细能级移位,造成与温度成四次方的0—0线频移^[6]。要使现有铯基准的准确度进入 10^{-15} 数量级,看来还有许多理论和实验工作要做。

氢激光器频标的稳定度优于铯束频标,但准确度却不够好。其主要原因是贮存泡中氢原子与器壁碰撞引起0—0线频移(称为壁移)。曾进行了大量工作试图减小乃至消除壁移,或精确测定壁移,但误差始终不小于 1×10^{-12} 。近年来低温氢钟方案有所发展,可用氢分子甚至氦膜作器壁^[7]。可以设想,如果我们有 H , H_2 和 He 的波函数的精确知识,对碰撞过程动力学如有深入了解,并能得到极纯的材料,就有可能从理论上算得壁移的数值。

铷频标由于用了缓冲气体,准确度很差,抽运光引起的0—0线频移,既影响准确度也限制了长期稳定度。用脉冲光抽运脉冲取样光检测方法可减小光频移^[8]。初步实验表明,用此方法可使铷频标的长期稳定度提高半个数量级以上。

对理想的无干扰的原子的追求促进了离子贮存技术在频标中的应用。用恒定或交变电磁势阱可把离子捕陷于很小的空间中振动。若此空间线度小于辐射波长,就可克服一级多普勒效应。离子在势阱中贮存时间很长(从几秒至几小时),不受器壁或气体碰撞干扰。普遍认为离子贮存是下一代频标的重要方向。

前年,法国原子钟实验室完成了 $^{199}\text{Hg}^+$ 离子频标的初步实验^[9]。他们用直径38mm、高27mm的射频圆筒阱使 $^{199}\text{Hg}^+$ 囚禁起来,射频电压为 $V = U_0 + V_0 \sin \omega t$, $U_0 = 18\text{V}$, $V_0 = 250\text{V}$, $\omega/2\pi = 250\text{kHz}$ 。用 $^{202}\text{Hg}^+$ 灯发出的194nm光对基态 $^2S_{1/2}$ 能级进行光抽运,使离子集中在 $F = 0$ 的超精细能级上。在40.5GHz微波作用下发生超精细的跃迁,由荧光检测共振(图4),得到线宽为8.8Hz。初步结果表明,

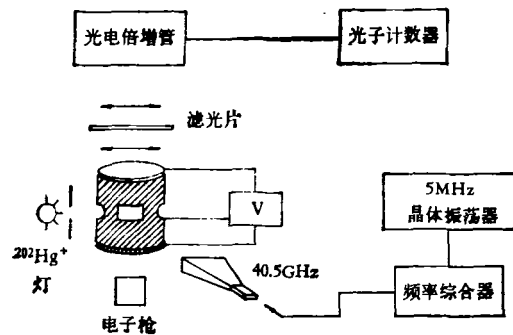


图4 $^{199}\text{Hg}^+$ 离子贮存频标装置示意图

频标的短期稳定度与商品铯频标相似。用离子贮存技术还精确测定了 $^{137}\text{Ba}^+$ 和 $^{139}\text{Ba}^+$ 基态超精细分裂常数^[10]。把激光致冷技术应用于离子贮存可大大缩小二级多普勒频移,进一步改善这类频标的准确度。

二、光频标

高分辨激光光谱技术的发展为光频标开辟了前景。与微波频标相比,光频标有两个显著优点:它容易得到高的谱线 Q 值,在同样高的相对精度下,光频测量时间可大大缩短;在光频标的基础上可以统一长度和时间的计量基准,这对今后物理学和技术的发展会有深远影响。

实现光频标要解决两个基本问题:(1)要有高稳定的光频信号源,即稳频激光器,(2)要有一套频率测量链,使高稳定的光标准频率能传递、转换成任意频率以进行比对测量。现在这两个问题都已得到初步解决。去年苏联的Chebotayev宣布用稳定度为 10^{-15} 的甲烷饱和吸收稳频的氮氛激光器 $3.39\mu\text{m}$ (88THz)线,通过一系列中介激光器逐级锁相控制了射频频率,实现了光频分子钟^[11],但离实用相距尚远。本文只讨论第一个问题。

自由运转激光器的频率稳定度最高约为 10^{-7} 数量级。稳频激光器把激光频率锁定在高稳定高分辨激光光谱线上。这里关键是取得稳而窄的光谱线,而主要仍在克服多普勒增宽。目前,各种去多普勒激光光谱技术都被推荐应用到频标上来,和十五到二十年前的微波频标

表 3 饱和吸收稳频激光器的典型数据

稳频激光系统*	波 长 (nm)	频 率 (THz)	工作方式	Q_1	稳 定 度	重 复 性
He-Ne/CH ₄	3390	88.376	腔内吸收	4×10^8	$2 \times 10^{-13}/100s$	$(1-2) \times 10^{-11}$
He-Ne/CH ₄	3390	88.376	大吸收室	2×10^{11}	$5 \times 10^{-13}/100s$	3×10^{-14}
He-Ne/I ₂	633	473	腔内吸收	1×10^8	$2 \times 10^{-13}/100s$	$(1-2) \times 10^{-11}$
He-Ne/I ₂	612	489	腔外吸收	2×10^9	$2 \times 10^{-13}/100s$	6×10^{-13}
Ar ⁺ /I ₂	515	582	腔外吸收	8×10^9	$5 \times 10^{-14}/100s$	1.5×10^{-12}
CO ₂ /CO ₂	10.6μm	28.3	荧光检测	1×10^8	$6 \times 10^{-13}/100s$	$\sim 10^{-10}$
CO ₂ /OsO ₄	10.5μm	28.6	腔外吸收	1×10^8	$3 \times 10^{-12}/100s$	2×10^{-11}

* He-Ne/CH₄, 斜线前表示激光工作物质,斜线后为吸收物质。

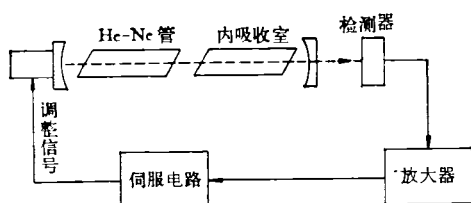


图 5 饱和吸收稳频氦氖激光器的典型装置

情况相似,稳频激光器的新建议、新方案如雨后春笋,层出不穷。但比较成熟、得到普遍应用的是饱和吸收稳频激光器。图 5 是这类激光器的典型结构,表 3 是现有几种饱和吸收稳频激光器的典型性能数据。

由表 3 可见,激光光谱线的 Q 值及频率稳定度均已赶上甚至超过微波频标,但准确度则远远不如微波频标。这主要是因为有一些影响谱线频移的因素还不清楚,不好控制,也不好计算其数值。目前只能用复现性 (reproducibility) 和重复性 (repeatability) 来表示不同实验室同类激光器的频率符合程度和同一实验室相同装置在重调或间断工作后的频率再现性。对简单的腔内吸收 He-Ne/CH₄ 和 He-Ne/I₂ 系统的国际比对表明,它们的复现性在 $(1-2) \times 10^{-10}$ 。这大体上代表这类稳频激光器的准确度。

目前稳频激光器的发展一方面在于继续追求超窄谱线,另一方面力图弄清各种影响复现性和准确度的因素并估计其数值。这些因素要比微波频标更复杂,下面作一些讨论。

谱线超精细结构

例如 He-Ne/CH₄ 系统用甲烷 ν_3 带 $P(7)$ 支的 $F_2^{(2)}$ 线为标准,它有由核自旋引起的三条

强的超精细结构成分,相隔约 11kHz,一般情况下分不开,这使谱线对称性不好。当激励功率和频谱变化时,三条超精细成分饱和程度不同,会使共振中心移位。近来有用 CH₄ 的 $P(7)$ 支 E 线来作标准的,此线无核自旋作用,但需对 He-Ne 增益管加 1800Oe 的横向磁场把激光线移向 CH₄ 的 E 线。就这方面言,CO₂/¹⁹⁰OsO₄, CO₂/¹⁹²OsO₄ 和染料/⁴⁰Ca 是较好的候选工作体系。

碰撞增宽与频移

一般它们与气体压强成正比,但现在发现了某种非线性效应。例如,CH₄ 的 3.39μm 线在低压下的增宽与频移系数要小得多(在 $p > 10mTorr$ 时,压强频移为 $1 \times 10^{-12}/mTorr$,而在 $p \approx 0.1mTorr$ 时,仅为 $5 \times 10^{-14}/mTorr$)。这样就难于确定一般装置中因碰撞而引起的谱线频移的精确值。

剩余多普勒增宽与频移

腔内激光呈高斯光束,原子穿过弯曲波前会感受附加相位差而产生谱线增宽,当正反两束光强度不同,吸收介质密度相对于光束的腰不对称时将产生频移。

光子反冲效应

它引起的频移为

$$\delta\omega_R/\omega_0 = \pm \hbar\omega_0/2mc^2, \quad (5)$$

这里“+、-”号分别对应于吸收和发射跃迁;在一定条件下谱线发生反冲分裂,在光频下不能忽略。若分裂不能分辨,有时会造成谱线不对称,并使中心频率随激光功率和气压而变。

此外,激光系统几何调整不良,也会造成谱

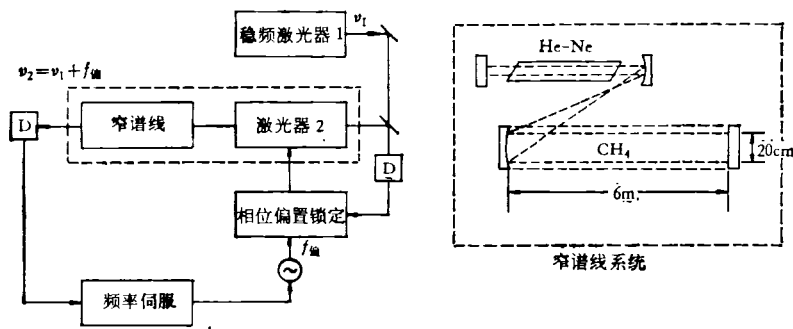


图6 大饱和吸收室 He-Ne/CH₄ 系统装置图

线频移。其它一些在微波频标中同样存在的因素，如渡越时间增宽，二级多普勒增宽与频移，辐射频谱引起的增宽和频移以及伺服系统的影响，在光频段作用更为显著。

目前除对通常稳频激光器继续进行深入的工作外，还探索着新的稳频激光器，有下面几个方向。

1. 采用低气压大吸收室以缩小碰撞增宽与频移并保持较大的吸收系数。美国的 Hall^[12] 和苏联的 Chebotayev 小组^[13] 用此方案取得了突出成绩：分开了 CH₄ 3.39 μ m 线的超精细结构和反冲分裂 (~ 2.17 kHz)。Hall 的吸收室长 13m，直径 5cm，Chebotayev 用了长 6m 直径 20cm 的扩束望远镜腔内吸收系统，气压均在 100 μ Toir 以下。苏联小组用甲烷强饱和吸收先把氦氖激光频率稳定到单色线宽仅 0.07Hz，再以此激光探测低压 CH₄ 3.39 μ m 线饱和吸收峰，所得线宽仅 500Hz。利用超精细结构中间成分对激光频率进行三次谐波锁定，得到的稳定度为 $4 \times 10^{-15}/100$ s，重复性为 3×10^{-14} 。在此基础上做成了光频钟^[14]。图6是大饱和吸收室稳频激光系统的装置简图。

2. 光学 Ramsey 花样：与原子束相结合的光学 Ramsey 技术被认为是可望得到 10^{-15} — 10^{-16} 准确度的稳频激光器方案。在光频段运用 Ramsey 技术的一大困难是由于原子束发散，原子在两个相互作用区中感受到的光场相位差别较大，对不同原子平均结果使 Ramsey 干涉图象消失。为了克服这个困难，一个办法是用双光子吸收，另一办法是用三光场饱和吸收^[14]。在

此方法中，只要保持两光场间原子所感受的相位差一定，仍可观察到 Ramsey 共振花样，饱和吸收提供了这里所必要的原子与光场非线性相互作用条件。

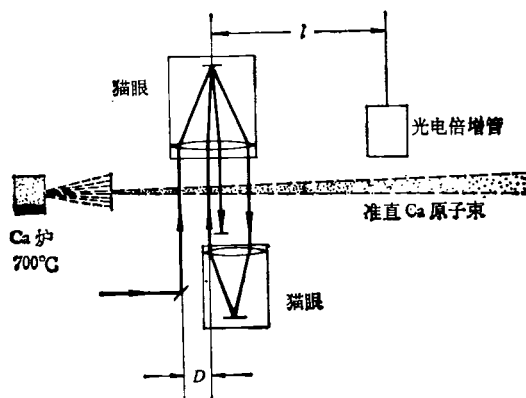


图7 钙束三光束 Ramsey 花样实验装置

三光束 Ramsey 花样实验已在 Ca, OsO₄, SF₆ 原子束中获得成功。图7是钙束装置。⁴⁰Ca 的 ¹S₀—³P₁ 跃迁

$$(\lambda = 657.459\text{nm}, \nu_0 = 455.986\text{THz})$$

由高稳定染料激光器激励，由“猫眼”装置形成三束激光驻波(改进后的后反射“猫眼”系统据说角分辨达 10^{-12} rad)。³P₁ 能级寿命为 0.39ms，可在束下游用荧光检测共振，在光束间距为 $2L = 7$ cm 时，中央花纹的线宽为 6kHz，可以清晰分辨 23.6kHz 的反冲分裂。二级多普勒效应和反冲分裂使 Ramsey 花样发生畸变，紫端旁瓣和红端旁瓣的强度与位置不对称，会引起中心频率移动 (1.6kHz)。当光束间隔增大时，谱线强度严重下降。目前正在进行比较深

人的理论和实验研究,以便确定这些因素引起的频移数值。

3. 激光减速与囚禁: 为了克服上述方案都不能消除的二级多普勒频移,采用激光冷却气体或减速原子束的方法有一定吸引力。这种方法的实施办法有两种: 一是对吸收室气体和束中原子,可用频率处于多普勒增宽线低频侧的光束(对头碰)激励原子的共振吸收,因再发射的荧光是各向同性的,光子动量的损失靠原子减速来补偿^[16]; 二是对囚禁于电磁势阱中的离子,则可用频率与振动调制的低频吸收边带一致的激光激励共振,因离子全边带再发射而损失的能量靠降低离子动能来弥补^[17]。这种方法可使离子温度降到接近于 0K。

美国标准局的小组最早做了彭宁阱中镁离子激光冷却的实验^[18]。他们用 560nm 染料激光的二倍频紫外线激励 Mg^+ 的 $^2S_{1/2}-^2P_{3/2}$ ($M_I = \pm \frac{1}{2} - M_J = \pm \frac{3}{2}$),使镁离子温度降至 40K。Dehmelt^[19] 和西德小组在射频阱中用 493.4nm 激光对钡离子实现了激光冷却,得到离子温度 $< 36mK$,使离子几乎无限期地囚禁于阱中,拍摄到了近于静止的单个离子云的相片。但这类实验难度较大,目前还没有收到激光稳频的结果。

激光致冷还可以和激光囚禁相结合,使冷却的中性原子捕陷在比波长还小的区域。这是利用强激光驻波场的电场梯度对感生偶极子的作用力,将慢速原子推向驻波波腹或波节^[20]。

这种方法在实验上困难更大,但已引起一定注意。

参 考 文 献

- [1] G. Becker. *Metrologia*, **13**(1977), 99.
- [2] R. M. Garvey et al., *IEEE Trans*, **IM-27** (1978), 349.
- [3] 王义遒, *计量学报*, **2**(1981), 42.
- [4] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. de Phys.*, **7**(1963), 423.
- [5] L. L. Lewis et al., *J. de Phys.*, C8 Suppl. au No. 12, **42**(1981), 241.
- [6] W. M. Itano et al., *ibid.*, 283.
- [7] W. N. Hardy, M. Morrow, *ibid.*, 171. S. B. Crampton et al., *ibid.*, 181.
- [8] 董太乾, *物理学报*, **30**(1981), 1.
- [9] M. Jardino, Proc. 34th Ann. Symp. on Freq. Control, (1980), 353.
- [10] W. Becker et al., *J. de Phys.*, C8 Suppl. au No. 12, **42**(1981), 339.
- [11] V. P. Chebotayev, *ibid.*, 505.
- [12] J. L. Hall, Ch. J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973), 1101.
- [13] S. N. Bagayev et al., *J. de Phys.*, C8 Suppl. au No. 12, **42**(1981), 21.
- [14] Ye. V. Baklanov et al., *Appl. Phys.*, **9**(1976), 171.
- [15] Ch. Salomon et al., *J. de Phys.*, C8 Suppl. au No. 12, **42**(1981), 3.
- [16] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Comm.*, **13**(1978), 68.
- [17] H. G. Dehmelt, *Nature*, **262**(1976), 777; 2nd Symposium on Freq. Stand. & Metrology, (1976), 357.
- [18] D. J. Wineland et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40** (1978), 1639.
- [19] W. Neuhauser, H. G. Dehmelt et al., *Phys. Rev. A*, **22**(1980), 1137.
- [20] V. S. Letokhov et al., *Opt. Comm.*, **19**(1976), 72.

表面增强效应简介

俞 祖 和

(中国科学院物理研究所)

一、表面增强现象

1974年英国 Southampton 大学的 M. Fle-

物理

ishmann 等人,将银电极用电化学方法弄粗糙,并将吡啶分子在溶液中吸附到银电极上,观察到了吡啶分子的喇曼线^[1]。1976年美国西北大学的 R. P. Van Duyne 和 D. L. Jeanmaire 也