

格弛豫的影响是一个棘手的问题。当顺磁杂质的浓度在 10—100ppm 时,就对自旋-晶格弛豫机制产生显著的影响,也直接影响了导电平面。此外,有序-无序转变也对系统的核弛豫有着重要的影响。

感谢陈立泉、薛荣坚等同志对本文提出了宝贵意见。

参 考 文 献

- [1] M. B. Salamon (ed). *Physics of Superionic Conductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (1979).
- [2] P. Hagenmuller, W. Van Gool (ed.), *Solid Electrolytes; General Principles, Characterization, Materials, Applications*, Academic Press, New York, (1978).
- [3] J. B. Boyce, B. A. Huberman, *Physics Reports*, 51(1979), 189.
- [4] C. P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, (1978).
- [5] H. S. Story et al., *Superionic Conductors*, ed. by G. D. Mahan, W. L. Roth, Plenum Press, (1976).
- [6] M. S. Whittingham, *Fast Ion Transport in Solids*, ed. by W. van Gool, North-Holland Publ., (1973), 430.
- [7] N. Bloembergen, E. M. Purcell, R. V. Pound, *Phys. Rev.*, 73(1948), 679.
- [8] H. S. Gutowsky and G. E. Pake, *J. Chem. Phys.*, 18(1950), 162.
- [9] J. B. Hendrickson and P. J. Bray, *J. Mag. Res.*, 9(1973), 341; *J. Chem. Phys.*, 61(1974), 2754.
- [10] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, 74(1948), 1168.
- [11] C. Berthier, *Fast Ion Transport in Solids*, ed. by Vashishta, Mundy, Shenoy, North-Holland, inc., (1979), 191.
- [12] R. M. Cotts, *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, 76(1972), 760.

量子频标与波谱谱线的频移和增宽

王 义 道 王 庆 吉

(北京大学无线电电子学系)

量子频率标准(或原子钟)是应用波谱学就建立起来的精密准确的时间频率测量设备,在现代科学技术上有广泛用途和深远影响。目前,量子频标的频率稳定性和准确度均已分别达到 14^{-14} 和 10^{-15} 数量级,利用量子频标进行时间频率测量可以得到当代科学测量最高的精密度和准确度。这使一些物理学理论,如量子电动力学、广义相对论所预言的某些效应(如 Lamb 移位、电子反常磁矩、引力“红移”和引力波等),已经并将继续在精确时间频率测量的基础上得到发现和检验,促进了现代物理学的发展。近些年来,科技界出现了这样一种倾向,即尽可能用一定物理规律把其它物理量(如长度、电压、温度等)转换成频率量进行测量,以提高其测量精确度。一些国家正在进行关于时间和长度计量基准统一问题的研究,如能实现,不仅对计量学,而且对整个物理学必将带来深远影响。

物理

量子频标是利用某些频率极其稳定、线宽很窄的波谱谱线以产生标准频率或时间讯号的装置。实现量子频标的基本方法,或是用高稳定谱线的中心频率对外加讯号源(如石英晶体振荡器或激光器)频率进行自动控制,使后者输出的频率稳定在原子或分子谱线上,铯原子束、铷汽泡频标及碘或甲烷饱和吸收稳定的氦氖激光器均属此类;或是把发射高稳定谱线的原子系统做成激射器,使其主动产生频谱极纯的辐射,氢原子钟属于此类。获得中心频率十分稳定、不受外界干扰、线宽很窄的谱线是研制量子频标的中心课题。因此,弄清各种因素对谱线频率的影响,揭示其物理机理和数量关系,研究谱线宽度的成因及其克服方法,对发展量子频标是十分重要的,这些问题的研究也将促使我们对辐射场与实体粒子相互作用细节有更深入的了解。

本文将对辐射场与实体粒子相互作用过程

中产生的谱线移位和增宽的基本因素作一简要介绍。谱线移位是指谱线的实际频率与孤立原子(或分子,下同)玻尔频率之间的偏移值。若孤立状态下原子系统两个能级的能量分别为 E_α 和 E_β , 能级间量子跃迁的玻尔频率为 $\omega_0 = (E_\alpha - E_\beta)/\hbar$ (见图 1), 实际测得的跃迁频率为 ω'_0 , 两者的差值为

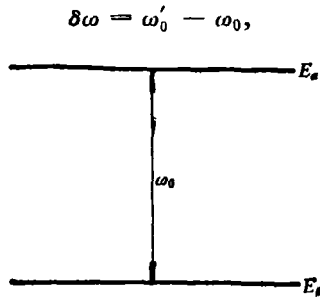


图 1 二能级跃迁

即为谱线移位或频移。它可由电磁场对粒子系统的作用及粒子间的相互作用引起,也可由测量过程产生。除了频移,这些过程还将引起谱线增宽。测不准关系

$$\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar \text{ 或 } \Delta \omega \cdot \tau \simeq 1$$

是谱线增宽的基本原因。这里 ΔE 和 $\Delta \omega$ 是能级宽度和相应的谱线宽度, Δt 和 τ 是测量时间和能级寿命或辐射场与粒子相互作用时间。测不准关系是对线宽的最终限制,是无法克服的,但可设法使其减小。下面分析几种具体的频移与增宽效应。

一、辐射频移与增宽

辐射场与粒子相互作用会带来谱线的频移和增宽。按其产生原因可分成两类:一是由固有辐射场引起的,二是由外加辐射场引起的。固有辐射场是指自然存在于真空中的起伏零点电磁场,它导致自发辐射,使非基态原子有一定的自发辐射寿命并由此引起谱线自然增宽。但它们的存在不影响谱线频率稳定性,所以在频标研究中不予考虑。受激跃迁过程中外加辐射场引起的谱线移位和增宽,则对频标工作影响很大。

外加辐射电磁场对原子能级的影响本质上

和静电场或磁场使原子能级移位的斯塔克或塞曼效应相同,但这里是一种二级效应,能级移位与辐射电场和磁场强度的平方或辐射能量成正比。对于二能级原子系统,若外加辐射场频率为 ω ,且强度不大,则可将辐射场对原子能量的影响看成微扰。用场的量子化和微扰法可求得辐射场作用下原子能量的二级近似值为^[1]

$$\left. \begin{aligned} E'_\alpha &= E_\alpha + \frac{|\langle \alpha | \hat{H}_i | \beta \rangle|^2}{\hbar(\omega_0 - \omega)}, \\ E'_\beta &= E_\beta + \frac{|\langle \alpha | \hat{H}_i | \beta \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_0)}, \end{aligned} \right\} (1.1)$$

这里 $|\langle \alpha | \hat{H}_i | \beta \rangle|$ 为联系二能级的跃迁矩阵元,它正比于辐射电场或磁场强度 E_1 或 H_1 。

由此可见,外加辐射场使原子上、下能级各有移动,其方向相反,数值相等,大小随辐射场频率 ω 与原子玻尔频率 ω_0 之差的不同而变化,如图 2 所示。由能级移动引起跃迁频率的移位为

$$\delta \omega = \frac{2|\langle \alpha | \hat{H}_i | \beta \rangle|^2}{\hbar^2(\omega_0 - \omega)}. (1.2)$$

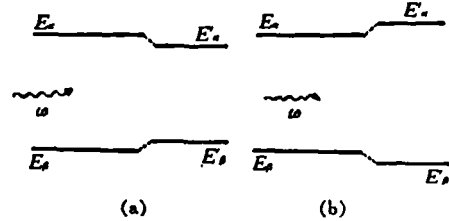


图 2 辐射场引起的能级移位

(a) $\omega > \omega_0$; (b) $\omega < \omega_0$

当 α, β 能级以外还存在其它能级,并且辐射场能使这两能级与其它能级耦合时,(1.1)式要作适当修改。

上式忽略了能级宽度,只能用于 $\omega - \omega_0$ 比线宽大得多的情况。考虑能级宽度后,能级移位公式要作改动。例如,设二能级系统的上能级 α 宽度为 $\hbar\Gamma$,下能级 β 为基态,宽度为零,则辐射场作用下下能级的能量为^[2,3]

$$E'_\beta = E_\beta + \frac{|\langle \alpha | \hat{H}_i | \beta \rangle|^2}{\hbar[(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4]}, (1.3)$$

上式实部表示能级移位,虚部表示能级增宽。由

此可见,当 $\omega = \omega_0$ 时,能级移位不是趋于无穷,而是等于零. 但下能级宽度增加,成为

$$\Delta E'_\beta = \frac{4|\langle \alpha | \hat{H}_1 | \beta \rangle|^2}{\hbar \Gamma}. \quad (1.4)$$

图 3 给出了上述假设条件下基态能级移位与辐射频率的关系,图中线条的粗细表示能级宽度大小. 由图可见,能级移位及其相应的谱线频移和辐射频率的关系具有色散曲线的性质,而增宽则具有吸收曲线的特征.

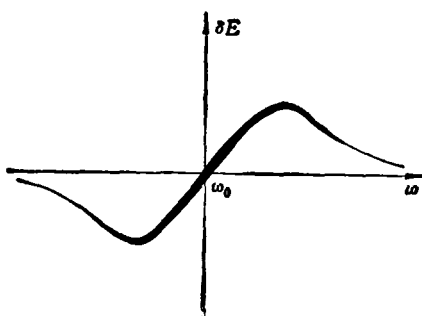


图 3 下能级移位和增宽与辐射场频率的关系

为了说明上述频移本质上是辐射电场或磁场引起的二级斯塔克或塞曼效应,或称交流斯塔克或塞曼效应,曾经从静态二级斯塔克或塞曼效应的实验数据估计了上述矩阵元的大小,得到了合理的结果^[1]. Cohen-Tannoudji 用虚跃迁解释了上述现象^[2]. 至于辐射场使下能级增宽,可用原子在实跃迁过程中能级有效寿命缩短来解释,因此和饱和增宽在本质上是一致的.

因为当 $\omega = \omega_0$ 时能级移位为零,上述谱线频移在一般共振实验中是观察不到的,所以这样测得的能级跃迁频率的数值是准确的. 但是,在频标中常用双共振技术来提高谱线讯号强度. 例如,用光抽运增加基态能级间的粒子

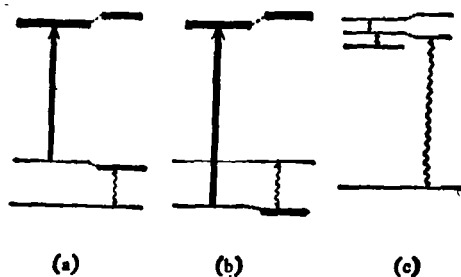


图 4 双共振下观察能级移位的三种情况

数差 [图 4(a),(b)]; 或者,由于实验条件不善引起某种双重共振,如铯束超精细跃迁中由于原子通过的磁场不均匀而感受一低频磁场的作用,塞曼能级间会产生“Majorana 跃迁”^[4]. 这时,附加辐射场的存在将干扰待测能级的位置,使共振频率移动. 如果附加场控制不好,频移将经常变化,造成频标的标准频率不稳. 在光抽运铷汽泡频标中,这种光强频移产生的频率不准确度和不稳定性可达 10^{-9} — 10^{-10} 数量级,是影响光抽运频标性能指标的重要原因之一.

在磁共振中,由于一般用线偏振场代替圆偏振场,总是存在不需要的反方向圆偏振场,它将使共振能级移动,即所谓 Bloch-Siegert 效应^[5]. 只要在(1.2)式中把 ω 换成 $-\omega_0$ 就可得到他们的公式. 可见 Bloch-Siegert 效应本质就是辐射频移.

这样,在有双重辐射场参加的共振实验中,都应当考虑辐射频移. 虽然它们的相对值一般很小,但对高分辨力波谱,尤其对于频标研究,是不能任意忽略的. 此外,多重辐射场对能级的相干作用,还将造成更复杂的谱线频移. 这个问题暂不讨论.

二、多普勒频移与增宽及其克服方法

多普勒效应是因波源与接收器有相对运动,接收器在同一观测时间内收到的振动总位相和静止时不同而引起的. 在波谱实验中,原子是辐射场的接收者,若辐射场是平面波,运动原子所在处的电磁场强度为

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} + \varphi_0)}.$$

如原子速度为 \mathbf{v} ,其位置 \mathbf{x} 是变化的, $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \mathbf{v}t$,则在观测时间 Δt 里,原子收到辐射场的总位相比静止时多了一个因子

$$\delta \varphi_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \Delta t = -\Delta x / \lambda, \quad (2.1)$$

式中 Δx 是 Δt 时间内原子的位移, λ 是辐射波长除 2π . 相应的多普勒频移为

$$\delta \omega_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}. \quad (2.2)$$

考虑相对论效应,还有二级多普勒频移,其值为

$$\delta\omega_{D2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \omega. \quad (2.3)$$

由于 $v/c \ll 1$, 此项频移很小, 但对频标仍需考虑.

谱线频率是相对于原子收到的表观频率而言的, 在气体波谱实验中, 各原子热运动速度的大小和方向不同, 多普勒频移也不一样, 对应于气体原子速度的麦克斯韦分布, 共振谱线呈高斯分布, 其半值线宽, 即多普勒宽度为

$$\Delta\omega_D = 7.16 \times 10^{-7} \omega_0 \sqrt{T/M}, \quad (2.4)$$

式中 T 和 M 分别为绝对温度和原子量. 可见, 温度越高, 原子越轻, 多普勒线宽越大. 例如, Rb^{87} 蒸汽超精细结构线频率为 6834.7MHz , 60°C 时多普勒线宽为 9.7kHz ; 氦原子 6328\AA 线 300°C 时的多普勒线宽为 $1.7 \times 10^{-2}\text{\AA}$, 相对线宽达 10^{-5} 数量级, 对高分辨力谱的研究和频标工作极为不利.

此外, 根据量子观点, 运动原子吸收或发射光子过程中应保持原子-光子体系动量和能量守恒. 从守恒方程可求得共振所需的辐射频率为

$$\omega = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm \frac{\hbar\omega_0^2}{2mc^2}, \quad (2.5)$$

式中右边第二项即为多普勒频移, 第三项为反冲频移, 它与原子质量 m 有关, 来源于原子吸收或发射光子过程中两者间的动量转移. 对于两种过程, 它的符号相反——“+”号用于吸收跃迁, “-”号用于受激发射跃迁. 因受激跃迁中两种过程同时存在, 在高分辨率波谱中可能出现谱线反冲分裂, 裂距为 $\Delta\omega = \hbar\omega_0^2/mc^2$. 在微波段, 其值为 10^{-6}Hz , 可以忽略; 在光频段, 可达几百赫, 所以在光频标中应予考虑.

多普勒增宽是气体谱线增宽最重要的因素, 在高分辨率波谱和频标工作中必须设法克服. 当然, 绝对消除它是不大可能的, 但只要多普勒宽度 $\Delta\omega_D$ 小于由测不准关系规定的极限线宽 $\Delta\omega_r$ (由能级寿命 τ 或辐射场与粒子有限相互作用时间 Δt 产生的线宽), 即满足

$$\Delta\omega_D < \Delta\omega_r \simeq \frac{1}{\tau} \text{ 或 } \frac{1}{\Delta t}, \quad (2.6)$$

便可认为多普勒增宽已被克服. 下面根据这个观点, 讨论几种克服多普勒增宽的方法.

1. 利用等相面运动的原子

显然, 若原子沿辐射场等相面运动, 即其运动方向垂直于波矢量, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$, 可消除一级多普勒频移. 经典原子束方法和激光饱和吸收谱中就是这样做的. 但这种方法不能消除二级多普勒频移, 在精确测定谱线共振频率时, 应当找出原子速度分布, 用(2.3)式对二级多普勒效应作出修正. 此外, 由于原子束的发散, 以及相互作用区中辐射场相位的畸变, 不可能保证所有原子都沿等相面行进, 从而产生剩余多普勒频移与增宽, 在频标研究中应加重视. 例如, 在原子束与宽度为 d 的平面电磁波束作用时, 若束的半发散角 α (图5) 满足 $\alpha < \lambda/2d$ 才能保

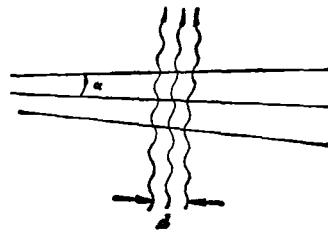


图5 发散原子束通过光波束

证剩余多普勒增宽小于有限相互作用时间引起的线宽, 这对光频段是相当苛刻的条件. 在用分离场方法进行原子束共振实验时^[6], 如两相互作用区辐射场有相位差, 也会引起 Ramsey 谱线峰值移动, 影响铯束频标频率不稳. 再如在饱和吸收谱中, 因激光在腔内呈高斯光束, 等相面是弯曲的, 即使垂直于腔轴运动的原子也将经历不同相位, 由此引起的剩余多普勒增宽称为波前曲率增宽, 在腔镜面附近为

$$\Delta\omega_D = v\sqrt{k/R}$$

(R 为腔镜面曲率半径), 其值可达几兆赫.

2. 粒子囚禁

从(2.1)和(2.6)式可见, 若在观测或相互作用时间内原子的位移与波长相比很小, 即满足

$$\frac{\Delta x}{\lambda} < 1, \quad (2.7)$$

则附加相位及其相应的多普勒频移也不大,由此引起的多普勒增宽小于有限相互作用线宽.这样,只要把原子囚禁于比波长还小的区域,不管它怎样运动也不会产生显著的多普勒增宽. Dicke^[7]提出气体微波谱中用缓冲气体抑制多普勒增宽就是这个道理;辐射原子与密度较大的缓冲气体原子频繁碰撞,使它在能级寿命(弛豫时间)内的位移 Δx 远小于微波波长.这个方法使汽泡频标的线宽从几千赫降低到几十赫. Dehmelt^[8]则提出了用交变电势阱囚禁离子.已经实现了 Ba^+ 囚禁^[9],原则上可使 $^{135}Ba^+$ 和 $^{137}Ba^+$ 基态超精细跃迁线(频率为 7185 和 8037MHz)的线宽仅为 1Hz. 还实现了单电子囚禁,并观察到单电子振荡^[10]. 在光频段,把原子囚禁在比波长还小的空间是困难的. Летохов 曾建议^[11]用强激光驻波场的高电场梯度把受极化的原子拉向波腹来实现囚禁,但实验上尚有不少困难.

3. 粒子的减速和冷却

从(2.2)和(2.4)式看,使粒子减速或降温是减少多普勒增宽的有效方法.除常规方法外, H \ddot{a} nsch^[12]和 Dehmelt^[13]曾分别建议使原子吸收多普勒增宽线低频端辐射而在全谱线频率内再发射光子的办法使原子不断丧失动能而减速.如果把这种辐射减速或冷却的方法和粒子囚禁结合起来,可以得到几乎静止的原子.这样不仅一级,而且二级多普勒频移也可以消除.

4. 双光子吸收

运动原子如果同时可从两列对射光束 ($\mathbf{k}' = -\mathbf{k}$) 中吸收光子而发生跃迁,且满足 $2\omega = \omega_0$, 则一级多普勒频移 $\Delta\omega_D = -(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \cdot \mathbf{v} = 0$; 又因两光子总动量为零,所以过程中也不会有反冲频移.不论原子速度如何都可同时吸收两个频率为 $\omega = \frac{1}{2}\omega_0$ 的光子而发生跃迁,

因此几乎所有工作原子都对双光子吸收有贡献,谱线强度较大.但双光子吸收是一个二级过程,对通常允许光学跃迁的能级往往是禁阻

的,这限制了它的应用范围.

三、谱线的碰撞频移与增宽

气体波谱中,气体原子无规则碰撞引起的谱线增宽与频移也是十分重要的.碰撞可在被观察的辐射原子间发生,也可在这些原子与掺进来的异类原子之间发生.碰撞产生的谱线增宽和频移与气体压强 p 成正比,即

$$\Delta\omega = \alpha' p \text{ 或 } \delta\omega = \alpha'' p, \quad (3.1)$$

所以也称压力增宽或频移. α' 和 α'' 分别称压力增宽系数和频移系数,两者数值略有差异,但都与原子平均速率 \bar{v} 成正比,并与碰撞原子性质和谱线有关.一般说来,它们是 MHz/托数量级.因此,在频标中多用低压气体 ($10^{-2} \sim 10^{-4}$ 托) 做工作物质.碰撞频移与增宽随温度变化很大,例如在铷汽泡中温度频移可达 $10^{-9}/^\circ\text{C}$,所以保持工作温度恒定是汽泡式频标的共同技术课题.

碰撞增宽与频移的具体机制比较复杂,定量的理论处理不大容易,因为它们涉及碰撞过程中原子之间的细致相互作用和原子具体结构.一般是从实验中定出增宽与频移碰撞截面 σ' 和 σ'' , 它们与谱线宽度和频移分别有如下关系:

$$\Delta\omega = 2N_0\sigma'\bar{v}, \quad \delta\omega = N_0\sigma''\bar{v}, \quad (3.2)$$

其中 N_0 是碰撞原子密度,两个 σ 已对系统进行统计平均,其数值一般都比气体动力截面为大,在 $10^{-15} \sim 10^{-14}\text{cm}^2$ 数量级,这说明碰撞间的长程相互作用对谱线增宽和频移有作用.理论工作大都从半经典模型出发,试图确定 σ' 和 σ'' ^[14].

一般说来,影响谱线增宽和频移的碰撞过程可分缓变(adiabatic)和非缓变两种.通常气体碰撞相互作用时间要比两次碰撞间的平均时间短得多.碰撞时,由于原子间相互作用,能级受到扰动,其程度与碰撞原子的瞬间距离有关.在缓变过程中,即使在宏观极短的时间里,能级移动还跟得上原子距离的变化,共振频率将连续变化,依赖于原子间瞬间距离.图 6 给出了

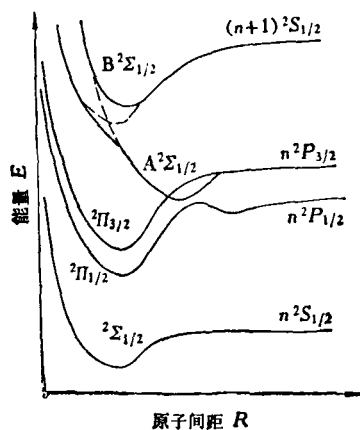


图6 碱金属-稀有气体碰撞相互作用能随原子间距的变化
碱金属原子与稀有气体原子碰撞时电子能级能量的变化。碰撞时间里，连续的跃迁频率变化积累成一个总的相位移动，形成单次碰撞相移。在辐射寿命内多次相移的总和便表现为谱线的碰撞频移。碰撞过程中辐射原子多次相位变化，最后将使原子与辐射场之间失去相干性，从而使辐射相互作用终止，限制了原子的辐射寿命（相当于磁共振中的横向弛豫时间），导致谱线增宽。因此， σ' 和 σ'' 是相互联系的，但从理论上决定它们的数值不仅需要精确知道原子间的相互作用势，而且还要知道碰撞过程的时间关系，这当然是困难的。实验上可从一些间接数据估计单次碰撞的平均相移，例如在氢原子钟工作中就是这样做的。那里，氢原子与器壁碰撞频移是原子钟频率不准的主要原因。

非缓变碰撞也会引起谱线增宽。在这种情况下，原子能级来不及跟随碰撞原子间距而变化，碰撞瞬间实际上发生了能级跃迁，甚至短期形成分子，使能级寿命变短。碰撞过程中引起量能交换的非弹性碰撞也会缩短能级寿命，相当于限制了纵向弛豫时间，会使谱线增宽。在非弹性碰撞中，磁性原子之间的自旋交换碰撞是一个重要特例，也是气体磁共振中造成谱线增宽的主要弛豫机构。

除了气体原子间碰撞外，气体原子与容器壁碰撞也会产生谱线增宽与频移。这类增宽与

频移与器壁的性质、形状和大小有关，通常与容器线度成反比，所以小容器是不利的。在容器中充适量频移系数小的缓冲气体，或用高稳定分子涂敷器壁，可大大减小器壁的影响。

利用稀薄气体可以减小碰撞增宽与频移，但是，要从根本上消除碰撞影响，只有采用孤立原子的实验方法，例如原子束或某些粒子囚禁的方法。

上面我们讨论了几种影响波谱谱线频移和增宽的因素，应当指出，彻底弄清这些问题并不容易，目前仍有许多工作在进行研讨。因为我们所研究的往往是相对值在 10^{-10} 以下的细微问题，即使象辐射场与原子相互作用这样的基本过程，理论上精确求解也是困难的。随着实验精确度的提高，理论处理上的任何忽略和近似都必须十分谨慎。量子频标稳定性和准确度的提高，要求对影响谱线频移和增宽的因素及其数量关系有更深入的了解，这也有助于我们对辐射场与粒子相互作用过程有更细致透彻的认识。

参 考 文 献

- [1] M. Mizushima, *Phys. Rev. A*, **133**(1964), 414.
- [2] W. Happer, *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 1, Part 2, (1970), 89; C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys.*, **7**(1962), 423.
- [3] C. Cohen-Tannoudji, Proc. 2nd Frequency Standard and Metrology Seminar, (1976), 235.
- [4] 王义道, 计量学报, **2-1**(1981), 42.
- [5] F. Bloch, A. Siegert, *Phys. Rev.*, **57**(1940), 522.
- [6] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford at the Clarendon Press, (1956).
- [7] R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, **89**(1953), 472.
- [8] E. N. Fortson, F. G. Major, H. G. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.*, **16**(1966), 221.
- [9] J. L. Duchene, C. Audoin, J. P. Schermann, Proc. 2nd Freq. Standard and Metrology Seminar, (1976), 317.
- [10] D. Wineland, P. Ekstrom, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 1279.
- [11] B. C. Летохов, *ЖЭТФ Письма*, **7** (1968), 348.
- [12] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, *Opt. Commun.*, **13**(1975), 68.
- [13] H. G. Dehmelt, *Nature*, **262**(1976), 777.
- [14] E. L. Lewis, *Phys. Rep.*, **58-1**(1980), 1.