

激光冷却和捕陷气体原子或分子

王育竹

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文综述了激光冷却和捕陷气体原子和分子的新技术。这项技术是激光应用的一个新的重要发展方向。它将为光谱学、原子频标和原子物理学的研究工作提供一个有效工具。估计会在其他研究领域也将有广泛应用。

Laser cooling and trapping of gas atoms and molecules

Wang Yuzhu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: A new technique for cooling and trapping gas atoms and molecules is reviewed in this paper. This technique is a new important direction for the development of laser applications. It will provide a powerful tool for the researches on spectroscopy, atomic frequency standards and atomic physics. It seems that this technique should have wide applications in some other research fields.

一、引言

在光谱学和原子频标的研究工作中都遇到一个共同的问题, 就是如何获得超窄光谱线问题。近年来已经发展了很多获得超窄光谱的技术^[1~5], 典型的有原子和分子束技术、饱和吸收技术、双光子技术及时间和空间相干技术等等。尽管这些技术都能有效地排除一次多普勒谱线加宽因素, 但得到更窄的光谱线仍受两个因素限制^[6,7]。一个因素是原子或分子与电磁场有限的作用时间所引起的谱线加宽, 另一个因素是二次多普勒效应。这两个因素都与原子或分子的热运动速度有

关。如果我们能够有效地抑制或限制原子或分子的热运动速度, 便有希望得到仅由能级性质所决定的自然线宽。怎样抑制热运动速度呢? 近年来有人提出了利用光压冷却原子的设想^[8], 就是将光子动量传递给运动原子而达到减慢原子运动速度的目的。在冷却气体原子或分子的思想基础上又提出利用激光捕陷原子的建议^[6,7,9], 即将冷却的原子囚禁在激光陷阱中, 使我们有可能对近于不动的原子或分子进行物理研究。这样就可大大提高光谱技术的分辨率和灵敏度^[7], 也使原子频标的准确度和稳定度达到一个新的水平^[10]。

收稿日期: 1979年5月3日。

二、气体原子或分子在光辐射场所受的力

从经典电磁场理论我们知道,光被任何物体反射或散射时有光压作用于物体上,这是因为光子具有 $\nu h/c$ 的动量。光压就是单位面积单位时间吸收或散射的光子动量的数目。例如用一个功率为 1 瓦的氩离子激光器照射透明的直径为 2~3 微米的无损介质小球,光压给予小球的加速度为地球引力的 10^5 倍。A. Ashkin 首先用激光观察了这个现象,如图 1^[11]。液体中悬浮的小球在没有激光照射时,作布朗运动。当激光照射后小球在光压的作用下被吸引到光束中心,并以每秒几微米的速度前进。当小球运动到器壁时就为光束所捕陷而停留在器壁上。当激光停止照射后,小球又重新开始作布朗运动。这个实验说明了光压的作用和光束的捕陷能力。A. Ashkin 将这个思想应用于气体原子和分子,在激光照射下原子和分子就要受力,特别是当原子或分子与光频共振时,作用力就非常大,因为原子的共振吸收截面可以比原子几何截面大 10^6 倍^[11]。

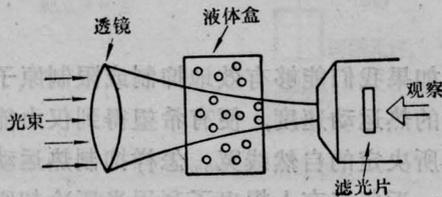


图 1

现在我们分析一下原子或分子在光场中的受力情况^[6,7,9,12]。原子或分子在光场中可以感应吸收光子,感应辐射光子和自发辐射光子。这些不同的物理过程使原子受力的性质也各不相同。

首先考虑在一个平面行波的光场中,原子感应吸收一个光子,则原子在波的传播方向获得一个光子的动量。然后原子自发辐射一个球面波光子,自发辐射光子的反冲动量

平均为零^[13]。这个过程,使原子在光波传播方向获得一个光子的动量。所以原子在激光照射下就要受力,这个力与自发辐射过程相联系,有人称它为自发辐射力 F_s 。自发辐射力等于原子在单位时间所散射的光子动量数^[12],

$$F_s = (h/\lambda)n \quad (1)$$

h/λ 为光子动量, h 为普朗克常数, λ 为光波波长, n 为原子单位时间散射的光子数。对一个两能级系统原子,从速率方程可求出 n :

$$n = \frac{1}{\tau} \frac{B\rho(\nu)}{A+2B\rho(\nu)} \quad (2)$$

τ 为上能级寿命, B 为爱因斯坦感应辐射系数, A 为爱因斯坦自发辐射系数。因此得到

$$F_s = h/\lambda\tau t \quad (3)$$

$$f = \left[2 + \frac{1}{P(\nu)} \right]^{-1}$$

$P(\nu)$ 是感应辐射几率与自发辐射几率之比,

$$P(\nu) = \frac{B\rho(\nu)}{A}$$

它是吸收截面、光强和线型因子等的函数。从(3)式看出原子散射光子所受的力与上能级寿命成反比,在极限情况下当 $\tau \rightarrow \infty$ 时, $F_s \rightarrow 0$ 。物理意义是很清楚的:原子吸收一个光子后,就不能再得到光子动量,所以受力趋于 0。自发辐射力具有饱和效应,在光强增大时, $\rho(\nu)$ 增大, F_s 趋于饱和,如图 2。另外自发辐射力的方向是与光波的传播方向一致的。

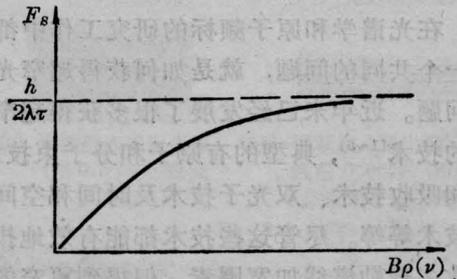


图 2

现在我们分析一下与感应跃迁过程相联系的原子所受的力,有人称为感应辐射力^[7],有人称为梯度力^[13],或称有质动力^[14]。原

子在激光场中由于感应产生偶极矩 $l = \alpha E$ 。 α 是原子的极化率，具有偶极矩为 l 的原子在场中所受的力等于其势能的微分^[7,14]。

$$F_{\text{dip}} = \nabla(U) = \frac{1}{2} \alpha \nabla E^2 \quad (4)$$

这个式子说明感应辐射力是原子极化率与场强平方的梯度的乘积。原子极化率是场强的函数并且有色散效应，如图 3。例如在一个平面波的光场中由于 $\nabla E^2 = 0$ ，所以原子不受力。而对一个实际的高斯光束，

$$E^2 = E_0^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{D^2}\right),$$

D 是光束直径， r 是半径，这时 $\nabla E^2 \neq 0$ ，在场强足够强时感应辐射力表示为^[9]

$$F_{\text{dip}}(r) = h(\nu - \nu_0) \frac{4r}{D_0}$$

ν_0 为共振频率， ν 为原子所感受到的激光频率。如果 ν 低于 ν_0 ，原子受向心力， ν 高于 ν_0 则受离心力，如图 4。如果考虑到由于原子运动所产生的多普勒频移，在 ν 低于 ν_0 时所受的力如图 5。

相同的原因原子在轴向也受力，当 ν 低于 ν_0 时，力的方向指向焦点，当 ν 高于 ν_0 时，力的方向将原子从焦点推开，如图 6。

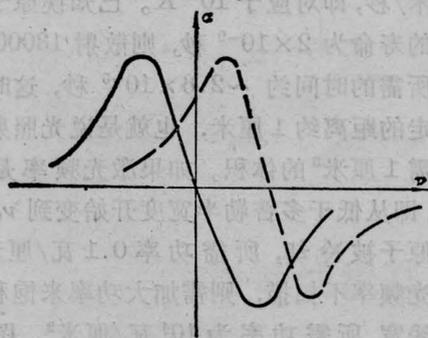


图 3

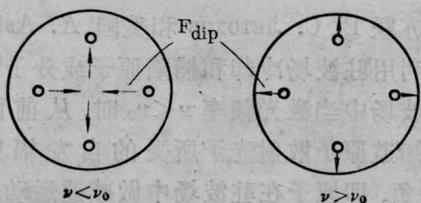


图 4

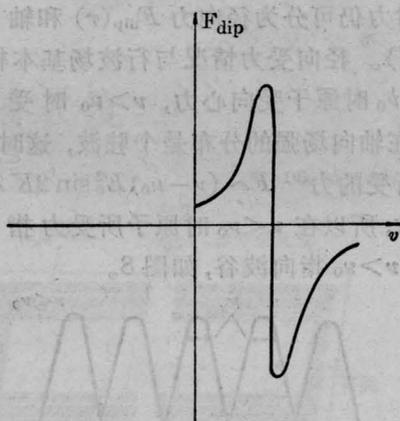


图 5

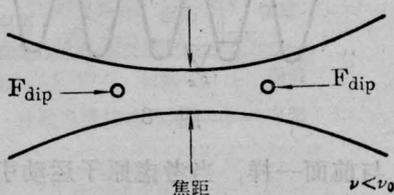


图 6

总之在 $\nu < \nu_0$ 时原子所受的感应辐射力指向场强的方向；在 $\nu = \nu_0$ 时感应辐射力为零；在 $\nu > \nu_0$ 时则指向场弱的方向。

我们再分析一下驻波场中的情况，我们可以将驻波场分解为两个相对传播的波列。原子在这个场中分别与这两个波相互作用，这时原子吸收光子自发辐射光子时所受的自发辐射力 F_s ，在 $\nu < \nu_0$ 时 F_s 为负，使原子减速，在 $\nu > \nu_0$ 时 F_s 为正，使原子加速，如图 7。与感应吸收和感应辐射相联系的梯度力或感

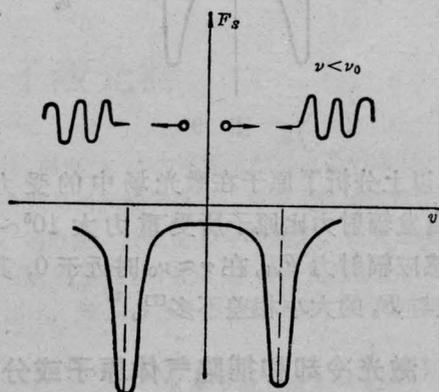


图 7

应辐射力仍可分为径向力 $F_{\text{dip}}(r)$ 和轴向力 $F_{\text{dip}}(Z)$ 。径向受力情况与行波场基本相同。当 $\nu < \nu_0$ 时原子受向心力, $\nu > \nu_0$ 时受离心力。在轴向场强的分布是个驻波, 这时轴向原子所受的力^[9] $F \sim (\nu - \nu_0) E_0^2 \sin 2KZ$, K 为波数, 所以在 $\nu < \nu_0$ 时原子所受力指向波峰, 在 $\nu > \nu_0$ 指向波谷, 如图 8。

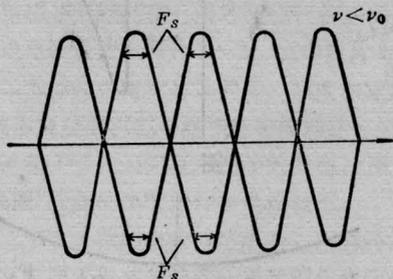


图 8

与前面一样, 当考虑原子运动引起多普勒频移时所受的力与速度有关。在 $\nu < \nu_0$ 时速度 $|V|$ 小于 $|V_0| = \frac{c(\nu - \nu_0)}{\nu_0}$ 原子受力为负, 大于此值受力为正, 如图 9 所示, 这里 c 是光速。当 $\nu > \nu_0$ 时则情况相反。

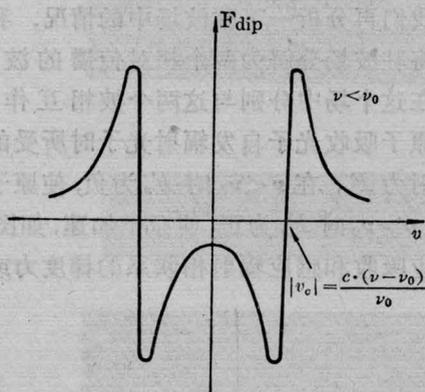


图 9

以上分析了原子在激光场中的受力情况, 自发辐射力比原子所受重力大 $10^5 \sim 10^6$ 倍, 感应辐射力 F_{dip} 在 $\nu \sim \nu_0$ 时近于 0, 其最大值与 F_s 的大小相差不多^[7]。

三、激光冷却和捕陷气体原子或分子

从原子在场中受力的情况就极易了解

激光冷却和捕陷的原理。1975 年 T. W. Hänsch 和 A. L. Schawlow 首先提出了激光冷却原子或分子的思想^[8]。1976 年 B. C. Letokov 提出了激光场捕陷原子的建议^[6]。

原子在光场中运动时如果向着光源运动, 由于多普勒效应原子感受到向上的多普勒频移。如果激光频率 ν 低于原子共振频率 ν_0 , 由于多普勒频移原子与光场共振, 原子从光场中吸收了 $h\nu$ 的光子能量而通过自发辐射放出了 $h\nu_0$ 的光子能量。从能量的观点看, 由于 $h\nu_0 > h\nu$, 即放出的能量大于吸收的能量, 不足的一部分能量由原子动能中补足。这样原子每散射一个光子就损失一部分动能, 最后原子在大量散射光子的过程中大量损失动能, 使原子冷却。原子每散射一个光子, 速度的变化可根据动量守恒求得:

$$\Delta V = -\frac{h\nu}{Mc}$$

M 是原子的质量。以镁原子为例, 它在波长 2851\AA 附近有吸收峰, 每吸收一个光子平均降低速度 6 厘米/秒。当原子温度 $T = 600\text{K}$ 时, 原子的速度为 80000 厘米/秒, 原子散射 $V/\Delta V = 13000$ 个光子后, 原子具有速度约为 6 厘米/秒, 即对应于 10^{-5}K 。已知镁原子上能级的寿命为 2×10^{-9} 秒, 则散射 13000 个光子所需的时间约 $\sim 2.6 \times 10^{-5}$ 秒, 这时原子所走的距离约 1 厘米, 也就是说光照射的区域需 1厘米^3 的体积。如果激光频率是扫描的, 即从低于多普勒半宽度开始变到 ν_0 则全部原子被冷却, 所需功率 0.1瓦/厘米^2 。若激光频率不扫描, 则需加大功率来饱和多普勒线宽, 所需功率为 10^4瓦/厘米^2 。图 10 表示原子冷却过程中其速度分布的变化。

苏联 B. C. Letokov 和美国 A. Ashkin 提出利用驻波场冷却和捕陷原子或分子^[7,9], 在驻波场中当激光频率 $\nu < \nu_0$ 时, 从前面的分析知道原子散射光子所受的自发辐射力 F_s 为负, 即原子在驻波场中做减速运动。由于场的不均匀所受的梯度力或感应力 F_{dip} ,

在 $\nu < \nu_0$ 时径向受向心力,而在轴向所受力指向波峰,这样被自发辐射力减速的原子或分子被捕陷在陷阱中。

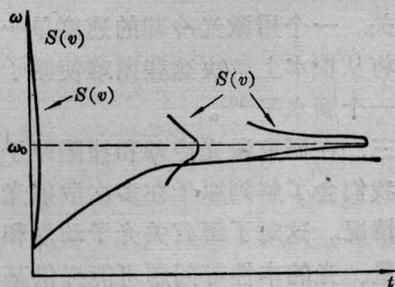


图 10

下面看一下 A. Ashkin 所提出的建议^[9],如图 11。图中激光频率 $\nu < \nu_0$,原子在场中由于散射光子所受的力 F_s 与运动方向相反,在 E 点是个平衡点,原子偏离 E 点后由于两个相对传播的光波作用于原子的力不平衡,而受到指向 E 点的恢复力,原子在这个区域围绕 E 点进行振荡运动,如图 12,速度不断减慢。

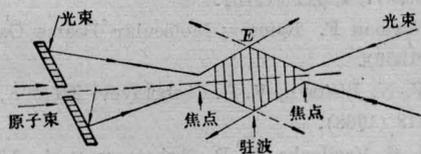


图 11

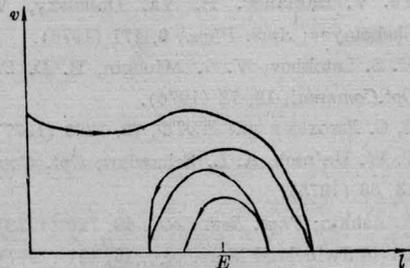


图 12

原子同时受到感应辐射力 F_{dir} ,在径向是向心力,将原子推向光束轴心,在轴向所受的力,将原子推向波峰,如图 13。这样感应力将速度减慢的原子捕陷在激光陷阱中,据估算^[9],当激光功率为 10^4 瓦/厘米²时,可捕

陷原子的速度范围为从 $0 \sim 3 \times 10^4$ 厘米/秒,相当于常温下原子的热运动速度。每秒钟捕集 10^6 原子,捕集能力为 10^7 原子,原子速度可冷却到 3 厘米/秒,相当于 10^{-6} K 的温度。捕陷原子从陷阱中逃逸的主要原因是与残余气体的碰撞,在真空度为 10^{-10} 托时原子在陷阱中可停留一小时。

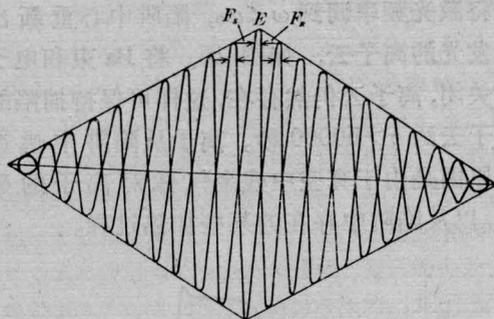


图 13

四、实验结果

去年美国物理评论通报上报导了利用激光冷却 Ba^+ 离子的实验结果^[15],但是还未见报导激光冷却和捕陷原子或分子的实验结果。下面介绍一下这个实验,实验装置如图 14。在这个实验中是用高频陷阱捕陷 Ba^+ 离子,而不是用激光陷阱。高频陷阱是用两个

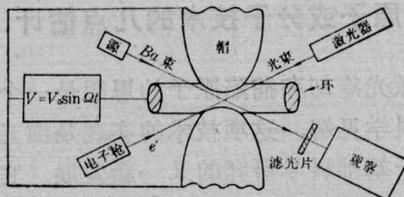


图 14

双曲面帽和一个环组成的。 Ba 原子束、电子枪和激光束从缝隙射入陷阱,并于中心交汇。 Ba 原子束射入高频陷阱后,用电子枪轰击成为 Ba^+ ,慢速的 Ba^+ 在高频场所形成的三维椭球势垒陷阱中做振荡运动。激光是一个 2~5 毫瓦、谱宽为 100 兆赫的染料激光器,其波长等于 Ba^+ 离子的共振跃迁波

长 4934 Å。在激光频率 ω 等于共振频率时, Ba^+ 无冷却现象出现。由于 Ba^+ 的速度高, 从陷阱中逃逸。当调整激光频率 $\omega < \omega_0$ 时仅 20 秒就看到陷阱中心有发荧光的离子云, 这是由于激光冷却效应使离子的速度减慢, 并被捕陷在陷阱中心。当激光频率调到 $\omega > \omega_0$ 时, 由于激光加热, 离子云迅速消失。如果重新将激光频率调到 $\omega < \omega_0$, 陷阱中心重新出现发光的离子云, 如图 15。将 Ba 束和电子枪关闭, 离子云仍然存在, 这样可保持捕陷的离子云约 $\tau > 50000$ 秒。离子从陷阱中逃逸的原因是由于真空中残余气体对离子的碰撞, 以及陷阱中存在的某些加热过程。

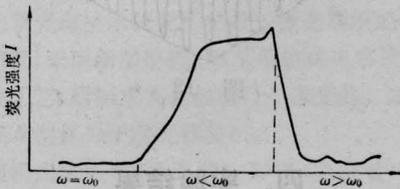


图 15

这个实验说明已经实现了激光冷却和高频场捕陷离子的技术, 估计下一步将进行超窄光谱和光频标的研究工作。

五、对激光冷却和捕陷气体原子或分子技术的几点估计

激光冷却和捕陷原子的思想是一个有价值的科学见解, 这项技术的实现是激光技术运用于基础科学研究的又一新发展。它为光谱学研究、原子频标和原子或分子物理学研究提供了一个新的、有效的工具。估计会在很多研究工作中广泛采用。

首先当我们对激光冷却和捕陷的原子或分子进行光谱研究时, 它使我们可能解决光谱研究中的两个极限问题, 即光谱极限分辨率和光谱极限灵敏度问题。也为研究单个原子或分子光谱学揭开新的篇章^[7]。

第二, 在原子频标研究工作中限制频率准确度和稳定度的主要问题是二次多普勒效应和相移问题, 这些均与原子的速度和速度分布有关。一个用激光冷却的速度单一的慢原子束将从根本上解决这些困难使原子频标提高到一个新水平^[10]。

第三, 在研究激光冷却和捕陷原子的过程中, 我们会了解到原子在多次散射光子后的运动情况。这对了解有关光子动量和光子静止质量、光的本性等问题可能提供某些信息^[16]。

第四, 激光冷却和捕陷的原子的温度可达到 $10^{-6}K$ ^[9], 这可能是获得超低温的一个手段, 为原子物理研究工作提供新的研究工具。

总之这项新技术是新生的, 有生命力的, 是值得引起注意的研究课题。

参 考 文 献

- [1] V. P. Chebotayv, V. S. Letokhov; *Sov. J. Quant Electr.*, **4**, 111 (1975).
- [2] Norman F. Ramsey; *Molecular Beams Oxford* (1956).
- [3] V. N. Lisitsyn, V. P. Chebotayev; *ZHETF*, **54**, 418 (1968).
- [4] L. S. Vasilenko, V. P. Cheboteyev *et al.*; *JETP, Lett.*, **12**, 113 (1970).
- [5] Ye. V. Baklanov, B. Ya. Duhetsky, V. P. Chebotayev; *Appl. Phys.*, **9**, 171 (1976).
- [6] V. S. Letokhov, V. G. Minogin, B. D. Pavlik; *Opt. Commun.*, **19**, 72 (1976).
- [7] B. C. Летохов и др.; *ЖЭТФ*, **72**, 1328 (1977).
- [8] T. W. Ha'n'sch, A. L. Schawlow; *Opt. Commun.*, **13**, 68 (1975).
- [9] A. Ashkin; *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 729 (1978).
- [10] David Jwineland Motrology, **13**, 121 (1977).
- [11] A. Ashkin; *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 156 (1970).
- [12] A. Ashkin; *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1321 (1970).
- [13] A. П. Казанцев; *ЖЭТФ*, **66**, 1599 (1974).
- [14] J. P. Gordon; *Phys. Rev. A*, **8**, 14 (1973).
- [15] W. Nevhauser *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 233 (1978).
- [16] 邓锡铭, 方洪烈; 《激光》, 1978, **5**, No. 5~6 143~144.