

激光冷却原子新机制

王育竹 王笑鹏

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学开放实验室, 上海 201800)

本文综述了激光冷却原子的研究新进展, 着重从物理图象上介绍了偏振梯度冷却、磁感应冷却和速度选择相干粒子数捕获等新机制。文中还将新的冷却机制和传统冷却机制进行了对比。

Abstract

We summarize the latest developments in laser cooling, with emphasis on the physical principles underlying polarization gradient cooling, magnetic field induced cooling and velocity-selective coherent population trapping. The new mechanisms are compared with the traditional one.

激光冷却气体原子是近十几年来迅速发展起来的一个新的研究领域。T. Hänsch 和 A. Schawlow 以及 D. Wine 和 H. Dehmelt 于 1975 年各自独立地提出了激光冷却气体原子的建议^[1,2]。激光冷却的物理思想是建立在光与原子相互作用过程中光与原子间线性动量共振交换的基础上的, 通过动量交换达到控制原子外部运动自由度, 降低原子动能的目的。在《物理》上曾报道过激光冷却的机制^[3,4], 但这一学科领域在近一、二年内获得了突破性进展, 涌现出许多激光冷却的新机制。本文将重点介绍这些新的冷却机制的物理思想。

一、传统的激光冷却机制

——多普勒冷却

首先, 我们简要地回顾一下多普勒冷却机制。假定一个原子处在弱的激光驻波场内, 激光频率 ω_1 稍低于原子共振频率 ω_A , 驻波场是由两个相向传播的行波场构成, 每一行波场均有一平均辐射压力作用于原子上。当原子不动时, 两个行波场作用于原子上的力大小相等, 方向相反, 所以光作用于原子上的合力为零。但当原子以速度 v 运动时, 由于多普勒效应产生

了多普勒频移 $k \cdot v$, 分别是 $\pm kv = \pm \omega_1 v/c$ 。对于与原子运动方向相反传播的光束, 原子感受到的频率更接近于原子共振频率, 光束作用于原子上的力更大些; 而对于与原子运动方向同向传播的光束, 光束作用于原子上的力就更小些。这样运动原子就会受到一个纯粹的阻尼力 F , 它的作用方向正好与原子的运动方向相反, 可表达成 $F = -\alpha v$, α 是阻尼系数。这就是多普勒冷却过程。根据二能级原子与激光相互作用的理论, 多普勒冷却的阻尼系数为

$$\alpha_D = \hbar k^2 \frac{(-\delta)\Gamma Q^2}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)},$$

其中 Q 是拉比 (Rabi) 频率, 它的平方 (Q^2) 与行波场的光强成正比, δ 是激光频率与原子共振频率的失谐量 ($\delta = \omega_1 - \omega_A$), Γ 是自然线宽, \hbar 是普朗克常数, k 是波矢常量。不难看出, 阻尼系数随光强增加而增加。实际上, 原子所受到的阻尼力是一个多次吸收光子动量和发射光子动量过程的平均。原子每吸收一个光子, 就获得一个在光波传播方向上的动量, 但每自发辐射一个光子, 原子则获得一个在方向上和时间内都是随机的光子动量, 这就导致原子运动的动量起伏。正如布朗运动一样, 每一动量变化 Δp 均使原子动量分布的宽度加宽, 这

相当于一个激光加热过程。按照二能级原子模型的理论,当冷却的速率与加热的速率平衡时,就达到了冷却过程的极限温度,即 $k_B T_D = \hbar\Gamma/2$, 这里 k_B 是玻耳兹曼常数, T_D 是气体的温度, 它说明多普勒冷却的极限温度 T_D 是一个常数, 由原子的自然线宽所决定。对钠原子, $T_D = 240\mu\text{K}$; 对铯原子, $T_D = 125\mu\text{K}$ 。

实际激光冷却的实验是用 T. Hänsch 和 A. Schawlow 所设计的三对相互垂直的激光束进行的。在这种光场中原子不仅被冷却, 而且还受到粘滞力而被囚禁于交汇的光束中心。由于阻尼力的作用, 原子的运动很慢, 一秒钟只能扩散 1cm。相反, 若无光场的作用, 原子即使是以冷却极限温度时的速度无规扩散, 扩散 1cm 也只需 20ms。这种囚禁类似于粘稠液体中作布朗运动的粒子。美国贝尔实验室的 Steven Chu 和他的同事们在 1985 年首先实现了冷却和囚禁钠原子的实验, 他们将此囚禁作用称为“光学粘胶”^[9]。

贝尔小组研究了粘胶中原子的运动, 并测量了囚禁的气体原子钠的温度, 结果为 $240 \pm 20\mu\text{K}$, 测得原子扩散时间与理论预言符合较好。

但 1986 年以来的实验使人们对激光冷却机制产生怀疑, 美国标准局 (NIST) 和贝尔实验室都发现了矛盾^[6,7], 尤其是 NIST。他们发现在光学粘胶中, 当失谐越大时, 原子被囚禁的时间越长, 而且在有小磁场时, 光学粘胶被破坏, 此时磁场所产生的塞曼移动要比失谐和自然线宽小得多。1988 年采用飞行时间法 (TOF) 测得的钠原子的冷却温度只有 $40\mu\text{K}$ ^[8], 远低于多普勒极限 $240\mu\text{K}$, 且最低温度的获得并不在二能级理论所预言的失谐 $\delta = -\Gamma/2$ 处, 而是在几个 Γ 处。

这些结果一开始很难让人接受, 尽管如此 NIST 还是反复进行测试, 并且在斯坦福和法国冷却小组也得到验证^[9,10]。中国科学院上海光学精密机械研究所冷却小组在 1989 年发表了在激光正失谐情况下 ($\delta > 0$) 得到的温度低于多普勒冷却极限的实验结果^[11] (前述超冷结果均是在激光负失谐时获得的)。他们在用钠原

子进行受激辐射一维冷却实验中获得了 $60\mu\text{K}$ 的等效温度, 出现了用传统冷却机制无法解释的现象。众多的实验事实使人们相信, 多普勒冷却极限已被打破, 必须用新的冷却机制和新的理论来解释这些令人迷惑的结果。

二、偏振梯度激光冷却机制

1988 年中, 法国冷却小组和美国斯坦福冷却小组分别对极低温度激光冷却现象各自独立地提出了新的解释^[12,13]。他们的解释共同点均是基于光抽运、光频移和激光偏振梯度等物理概念, 并称之为“激光偏振梯度冷却机制。”

光抽运概念在文献[1,2]中已有详细说明。文献[14]中对偏振梯度冷却过程作了详尽的描述, 本文只作概括性说明。

我们以碱金属原子为例。首先, 碱金属原子并非简单的二能级系统, 基态存在多简并子能级, 光抽运的结果使原子在各基态子能级上重新分布达到稳态, 这种分布与激光偏振有关; 其次, 由于交流斯塔克效应, 光的作用导致原子基态子能级的移动, 即光频移, 光频移量与光强、偏振和原子强度有关; 再次, 激光偏振态的不均匀性导致偏振梯度的存在, 因而基态各子能级的能量与原子在空间所处位置有极大关系。当原子在空间运动时, 经历了能级的高低变化, 同时在光抽运的作用下, 由于时间的滞后效应, 原子就象希腊神话中的 Sisyphus, 总在爬坡, 将其部分动能转化成为势能。

半经典理论分析表明, 偏振梯度冷却的阻尼系数可以推导出来。在负失谐弱光场下, 对于相向传播, 具有相互垂直的线偏振的两束光合成的光场偏振梯度, 冷却阻尼系数 α_p 可表示成

$$\alpha_p \approx -\hbar k^2 \delta / \Gamma.$$

可见, 阻尼系数与光强无关。这一特征与多普勒冷却机制完全不同, 在那里, 阻尼系数与光强成正比。出现这一重要特征是由于光频移和光抽运速率均与光强成正比, 当光强趋于零时, 虽然光频移很小, 但光抽运时间增长了, 正

好补偿了由于光频移减小所引起的阻尼系数的减小。

关于冷却的极限温度，与多普勒冷却机制一样，偏振梯度冷却极限温度 T_p 决定于加热速率与冷却速率的平衡，经推导有

$$k_B T_p \cong \hbar Q^2 / \delta.$$

由此可以看出：(1) 在某一给定的失谐量 δ 条件下，光强愈低，温度愈低；(2) 在给定光强条件下，失谐越大，温度愈低。这一点与多普勒冷却的极限温度不同，偏振梯度冷却极限温度不是一个常数，只要适当选择失谐量和降低光强，则 T_p 可无限减小。当然使 $T_p = 0$ 是不可能的，这是因为理论处理是半经典的，它只有在原子的德布罗意波长比光波长小得多时才有意义。按照海森伯测不准关系式，原子速度的不确定性必须大于 $\hbar k/m$ (m 为原子质量)，就是说原子的最小动量比光子动量要大得多。

图 1 定量地比较了多普勒冷却力和偏振梯度冷却力的性质。可以看出，在低速度范围内，偏振梯度冷却有效，而在高速度范围，多普勒冷却更好些。

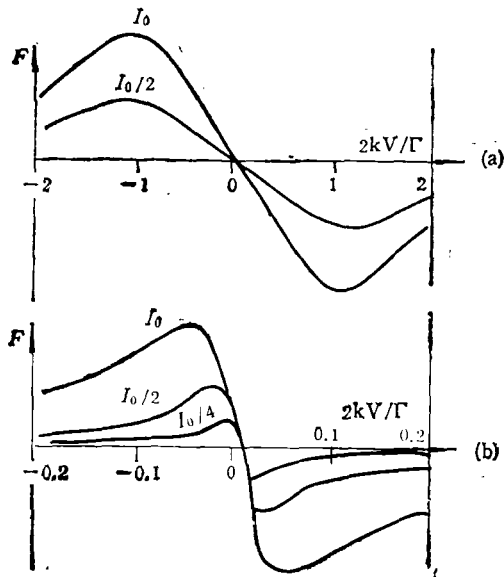


图 1 阻尼力比较

- (a) 多普勒冷却，速度捕陷范围(两拐点间距离)与光强无关，阻尼系数 ($v = 0$ 附近的斜率)随光强增加而增大；
 (b) 偏振梯度冷却，速度捕陷范围随光强增加而增大，阻尼系数与光强无关(两坐标尺度不同)

其他激光场情形会产生类似效果，有些场存在偏振梯度并没有 Sisyphus 效应(如两相向传播的光偏振态是 $\sigma^+ - \sigma^-$)，还有的是没有偏振梯度，但有弱的外界静磁场，这样条件下的驻波场中仍有 Sisyphus 效应(下一小节将详加讨论)。所有这些机制都有一共同点： z 处静止的多能级原子，其密度矩阵 $\sigma_{ii}(z)$ (描述原子稳态时基态的原子数分布)与在一个波长范围内所处的位置有极大关系。由于光抽运需要时间 τ_p ，原子运动时其内部状态无法绝热地随光场变化而变化， $\sigma(z)$ 滞后于 $\sigma_{ii}(z)$ 为 τ_p 的时间。正是由于 τ_p ，使新机制得以产生。当光强减小时， τ_p 增长，所以即使光强趋于零，阻尼机制仍存在。

上述新机制冷却理论在实验中得到了验证，实验中的极低温度及其与光强和失谐的关系都与理论预言符合。法国冷却小组用铯原子极好地验证了一维和三维光学粘胶理论，因铯较钠有更大的精细结构，允许采用大失谐。实验中除小失谐强光情形外，理论上所预言的“冷却温度线性地依赖 I_1/δ ”得到了很好的验证(I_1 为激光光强， $I_1 \propto Q^2$)。目前人们已经实现只有几倍于光子反冲速度的激光冷却。

三、磁感应冷却机制

美国纽约州立大学冷却小组用铷进行一维冷却实验^[12]，采用均匀 σ^+ 圆偏振光，并在弱的外界静磁场存在的情况下，将铷原子速度阻尼至 2cm/s ，远低于多普勒冷却极限 10cm/s 。由此他们提出了磁感应激光冷却机制，如图 2(a) 所示。

铷原子基态存在多简并子能级 g_{\pm} ，由于与光场耦合不同，各子能级由交流斯塔克效应引起的光频移也不同。基态角动量在外界静磁场中有不同的投影，并有不同程度的混合。原子在均匀偏振且负失谐的驻波场中运动，经过波腹处时，光强最强，光抽运占主导地位，原子被抽运至基态的低子能级 g_+ 。当原子运动至波节处时，光强最弱，由于各磁偶极子在磁场中的拉

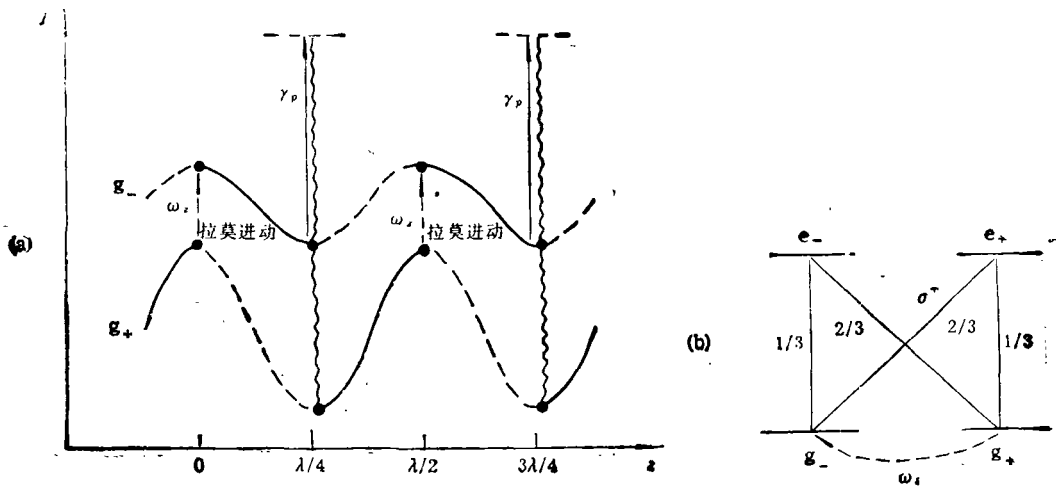


图2 磁感应激光冷却机制

(a) 通过光抽运过程和拉莫进动过程的竞争,使原子总的爬坡率大于下滑几率,从中耗散原子动能;

(b) 被 σ^+ 光抽运至 g_+ 态上的原子,通过拉莫进动返回 g_- 态上

莫进动占主导地位,导致原子重新分布至高子能级[如图 2(b)],再通过光抽运过程,原子跃迁至低子能级,如此反复,类似于前述 Sisyphus 效应,原子势能总在爬坡,从而耗散原子的动能,阻尼原子运动。这种冷却机制来源于基态各子能级间的光抽运和拉莫进动过程的竞争。

进一步研究发现,在强磁场情况下,原子并不被冷却至 $v = 0$ 处,而是被冷却至 $v_r \approx 0$ 处^[6]。在强磁场下,拉莫进动频率 ω_z 远大于光抽运速率 γ_p ,基态各子能级间的相干性(即塞曼相干)在冷却过程中的作用显著加强。具有某一特定速度 $v_r = \omega_z / 2k$ 的原子($\omega_z = g_F \mu_B B / \hbar$, μ_B 为玻尔磁子, B 为磁场强度),受驻波场中调制光强的感应而发生磁共振。这种速度选择共振的结果,使原子速度分布被压缩至 $\pm v_r$ 处,加上类似于弱磁场中的冷却过程,使原子速度分布宽度小于多普勒冷却极限 $v_D = 10 \text{ cm/s}$ 。实验上亦观察到在强磁场作用下原子束空间分布中心处的峰消失,从而出现两对称的边峰。

理论分析表明,在强磁场下,作用于原子上的阻尼力为

$$F = \frac{\beta(v - v_r)}{1 + (v - v_r)^2 / v_c^2},$$

其中阻尼系数

$$\beta = \hbar k^2 \frac{24\delta\Gamma}{(25\Gamma^2 + 30\delta^2)},$$

与光强无关,速度捕陷范围

$$v_c = (\gamma_p / k) \sqrt{\frac{25\Gamma^2 + 30\delta^2}{256\Gamma}}.$$

可见,通过调整光强或磁场强度,亦即改变 γ_p 或 ω_z ,可以实现速度选择共振,将原子冷却至 $v = 0, \pm v_r$ 附近处。

四、速度选择相干态粒子数捕陷机制

上面提到的两种新冷却机制有着相似之处,其共同点是原子基态有简并子能级存在。通过类似于 Sisyphus 的过程达到对原子冷却的目的,且阻尼速率大,平衡温度低。尽管如此,由于冷却过程中光抽运离不开光子的吸收和自发辐射,光子反冲引起的动量扩散不可避免,原子速度不可能被冷却至零,虽然此时原子的多普勒线宽可与自然线宽相比拟,但仍存在光子反冲极限, $E_{rec} = \hbar^2 k^2 / 2M$ (M 为原子质量),对于钠, $v_R = (2E_{rec} / M)^{1/2} = 3 \text{ cm/s}$ 。

那么,是否可能将原子冷却至不动,从而使原子赤裸裸地展示在人们面前呢?回答是肯定的,法国的冷却小组提出了新思想^[7]。

这一新机制是基于“速度选择相干粒子数捕陷”(velocity selective coherent population trapping 简称 VSCPT)。相干粒子数捕陷意思是原子被积存在一个态上,这个态是由两个基态子能级组成的相干叠加态,处在这个态上的原子不再吸收光子,在光场作用下原子在两能级间受激振荡,一旦原子被捕陷到这样的叠加态上,荧光便消失。1976年, Pisa 大学首先发现这一现象,法国科学家将它应用于激光冷却,发现只有零速度的原子才可以处在这一相干叠加态上,速度 $v \approx 0$ 的原子仍可以吸收光子。 v 越大,吸收光子几率也越大。

这一思想是利用吸收—自发辐射循环中发生的原子动量重新分布。原子初始时处在 $v \approx 0$ 的可吸收光子状态,在自发辐射光子时,由于反冲效应,总有机会使原子速度为零,而被捕陷到不吸收光子的相干叠加态上。一旦如此,原子将“隐形”,这也就避免了自发辐射反冲,原子就被囚禁在 $v = 0$ 的状态上。这样,原子便在 $v = 0$ 附近堆积起来,速度不完全为零的原子不被完全捕陷。很窄的速度分布宽度 δv 由相互作用时间 θ 决定,在一定时间内,被捕陷原子的吸收光子几率乘上 θ 应小于 1,由于吸收光子几率随 v 增大而增加,所以 θ 越大, v 则越小。用这一方法,只要相互作用时间 θ 足够长,速度 v 可无限趋向于零。这一机制与前述两种机制有所不同,它不是靠阻尼冷却,而是靠光抽运和将原子堆积在小速度范围内的过程来选择零速度原子。

为了更深入地理解相干粒子数捕陷机制,我们简单介绍量子力学处理方法。对于有三个能级参与的 Λ 型原子系统 [如图 3(a)], 研究 $g \leftrightarrow e$, $g' \leftrightarrow e$ 两种跃迁的量子相干现象。在具有相反圆偏振态和相向传播的两束激光构成的光场中(简称 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光场),以原子 $J_g = 1 \leftrightarrow J_{e_0} = 1$ 跃迁为例 [如图 3(b)], 经过几次光抽运循环后,初始时,在 g_0 态上的原子被抽运至 $g_{\pm 1}$ 态上,从而形成封闭的 Λ 型原子系统 $\{g_{-1}, e_0, g_{+1}\}$ 。例如 He^+ 原子的 $2^3P_1 \leftrightarrow 2^3S_1$ 的跃迁即是如此。

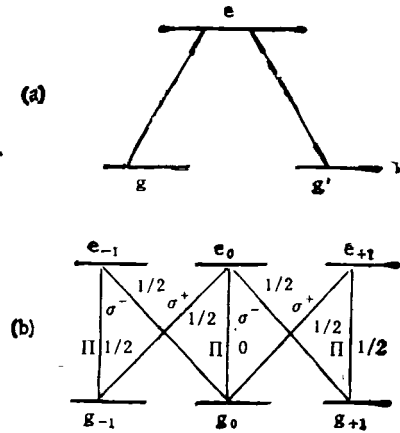


图 3 Λ 型原子系统能级

(a) 理想的 Λ 型原子系统能级; (b) $J_g = 1 \leftrightarrow J_{e_0} = 1$ 跃迁,各跃迁几率不同,导致形成 $\{g_{-1}, e_0, g_{+1}\}$ 的 Λ 型系统

经过理论分析发现,在 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光作用下,表征这种作用的算符本征态是 $|g_0\rangle$, $|\psi_s(x)\rangle$ 和 $|\psi_A(x)\rangle$ 。其中对称态

$$|\psi_s(x)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_{+1}\rangle e^{ikx} + |g_{-1}\rangle e^{-ikx}],$$

反对称态

$$|\psi_A(x)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g_{+1}\rangle e^{ikx} - |g_{-1}\rangle e^{-ikx}].$$

值得注意的是 $|\psi_s(x)\rangle$ 的本征值为零,由此可见静止于 x 处的原子,光抽运的结果是使其从 $|\psi_s(x)\rangle$ 态上吸收光子的几率为零,所有的原子被光抽运至 $|\psi_s(x)\rangle$ 态上后被捕陷,如图 4 所示,此即所谓的相干粒子数捕陷(CPT)。

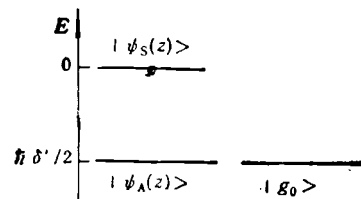


图 4 相干粒子数捕陷

[$|\psi_s(x)\rangle$ 上的原子不再吸收—自发辐射光子,荧光消失 ($\delta' \propto \delta$)]

综上所述,当 $v = 0$ 时,原子从 $|\psi_s(x)\rangle$ 态上吸收光子的几率为零,原子被囚禁在 $|\psi_s(x)\rangle$ 态上,没有荧光出现,我们称 $|\psi_s(x)\rangle$ 态为相干捕陷态。进一步的分析表明,原子的慢速运动

使 $|\psi_s(z)\rangle$ 中渗入了 $|\psi_A(z)\rangle$, 从而变成 $|\tilde{\psi}_s\rangle$ 态, 原子从 $|\tilde{\psi}_s\rangle$ 态上可以吸收光子, 使荧光再现; 而且当 ν 越大, 吸收光子的几率就越大, 荧光就越强, 这就是速度选择相干粒子数捕陷 (VSCPT). 可见 VSCPT 就是选择 $\nu \cong 0$ 的原子, 使之不进行吸收和自发辐射光子. 当然, 只有速度选择是不够的, 仍需靠前述冷却机制将原子速度压缩至 $\nu \cong 0$ 附近, 然后被速度选择至不吸收光子的相干叠加态上, 并堆积起来.

更详细的理论分析表明, 构成相干捕陷态的线性叠加的两原子态, 不仅内部塞曼量子数不同, 而且沿 z 向动量量子数也不同. 相干捕陷态是双动量态. 法国人用 He^+ 原子测到了冷却后被相干捕陷的原子动量分布的双峰结构^[11], 如图 5 所示. 图中每个峰的宽度小于光子动量 $\hbar k$, 说明原子速度分布宽度小于光子反冲极限, 相应的温度分布宽度小于 $2\mu\text{K}$. 随后, 多维冷却及多本征态叠加成的相干捕陷态被陆续提出.

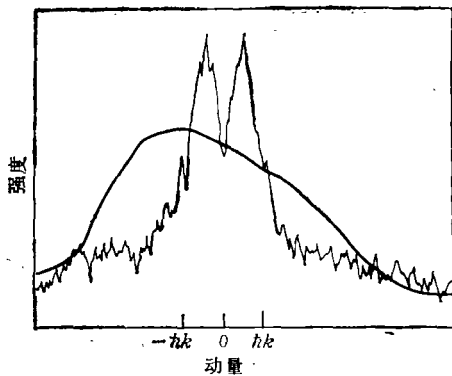


图 5 速度选择相干粒子数捕陷法冷却 He^+ 原子 [测量沿光场方向的动量分布, 每个峰的宽度小于单光子动量 $\hbar k$, 说明是低于光子反冲极限的冷却 (引自文献 [18])]

五、拉曼跃迁速度选择机制

斯坦福小组在原子喷泉实验中, 利用受激拉曼跃迁进行速度选择^[19]. 如图 6 所示, 原子基态精细结构分裂, 原子先被光抽运至 $|1\rangle$ 态上, 两相向传播的光束的频率分别为 ν_{11} , ν_{21} . 若原子的多普勒移动与两激光频率差吻合, 发

物理

生共振, 产生受激拉曼跃迁至 $|2\rangle$ 态上, 激发到 $|2\rangle$ 态上的原子速度分布应满足 $\Delta\nu/c = \Delta\nu/(\nu_{11} + \nu_{21})$ ($\Delta\nu$ 是跃迁的线宽). 由于 ν_{11}, ν_{21} 是激光频率, $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 的跃迁线宽也很窄, $\Delta\nu$ 可以被大大地压窄.

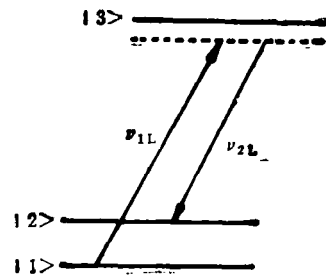


图 6 受激拉曼跃迁选择原子速度 ($|1\rangle, |2\rangle$ 为基态两子能级, $|3\rangle$ 为激发态)

受激拉曼跃迁进行速度选择实际上和前述 He^+ 的 Λ 型系统中 VSCPT 方法在本质上有相同之处, 都是使被选择的原子不进行吸收—自发辐射光子循环过程, 避免因自发辐射引起原子动量扩散, 使原子速度趋于单色化. 斯坦福小组利用上述机制使一维钠原子速度分布压窄至 $270\mu\text{m/s}$, 相应温度分布宽度约为 24pK .

本文综述了近几年来关于激光冷却机制探索的一些新进展. 由于可以获得 μK 量级的超冷原子, 使研究原子波动性实验成为可能, 这时原子的德布罗意波长已有 μm 量级, 波动性充分显露出来. 目前已观察到原子的干涉和衍射现象, 并实现了激光聚焦原子束等, 从而出现了一个新的物理学研究领域——原子光学. 同时, 将激光冷却技术应用于其他学科领域的时机已经成熟, 如具有更高准确度的原子钟的研究, 基本宇称的验证, 玻色气体动量凝聚的验证等. 今后, 激光冷却气体原子的技术在物理学研究中将起极为重要的作用.

- [1] T. Hänsch and A. Schawlow, *Opt. Commun.*, 13 (1975), 68.
- [2] D. Wineland and H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20(1975), 637.
- [3] 王育竹, 物理, 19-11(1990), 641.

- [4] 王义道,物理,19-11(1990),389.
- [5] S. Chu, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 48.
- [6] P. Gould et al., in *Laser Spectroscopy VIII*, Springer-Verlag, Berlin, (1987), 64.
- [7] S. Chu et al., in *Laser Spectroscopy VIII*, Springer-Verlag, Berlin, (1987), 58.
- [8] P. Lett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 169.
- [9] Y. Shevy et al., in *Spin Polarized Quantum Systems*, World Scientific, Singapore, (1989), 287.
- [10] J. Dalibard et al., in *Atomic Physics 11*, World Scientific, Singapore, (1989), 199.
- [11] Y. Wang et al., *Opt. Commu.*, **70**(1989), 462.
- [12] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(1989), 2023.
- [13] P. J. Ungar et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(1989), 2058.
- [14] C. Cohen-Tannoudji and W. Phillips, *Physics Today*, No. 10(1990), 33.
- [15] B. Sheey et al., *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 858.
- [16] S. Shang et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 317.
- [17] A. Aspect et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(1989), 2112.
- [18] A. Aspect et al., *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 826.
- [19] M. Kasevich et al., *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2297.

电 光 学 及 其 应 用

董 孝 义

(南开大学现代光学研究所,天津 300071)

王 维 导

(黑龙江大学计算中心,哈尔滨 150080)

电光学是研究光场与电场作用理论及其应用的一门新兴交叉物理学科。简要叙述了电光学的概念、历史等,综述了电光学的三种理论方法,即折射率椭球法、波动方程法和非线性耦合波方程法。在此基础上,重点讲述了电光学在信息领域有关电光器件及电光系统方面的应用与前景。

众所周知,在一定条件下光、电、磁、声等各种运动形式之间均可发生互作用,并导致它们的能量(或信息)之间的转换。其中,通过电与光的互作用,促成“光(能量或信息)转换为电(能量或信息)”的物理效应属于光电子学(Optoelectronics)的研究范畴;反之,其逆过程,即“电(能量或信息)转换为光(能量或信息)”的物理效应则自然应属于电光学(electro-optics)的研究范畴。但是由于历史上的原因,电光学的实际内容却存在某些混乱。其一,有关电能转换为光能及其应用方面的研究内容(如各种电致发光效应及其发光器件,各种电泵浦激光器),已被纳入称之为电光源(学)的研究范畴;其二,有关电子在静电场(或称电透镜)中的运动及其应用的有关研究内容(如各种电子枪、电子显微镜系统等),已被纳入称之为电子光学(electron-optics)的研究范畴;其三,有关电场作用下的光波在介质中的传播、调制等方面的

研究内容则被称之为电光学(electro-optics);此外,对于电光学还有一些其他理解。由此可见,目前还难以对电光学给出统一的定义。不过就目前而言,所谓“电光学”则多是从第三种意义上理解的。就是说,它是以光波(场)与电波(场)相互作用以及由此引起的各种效应与应用为其研究对象与研究内容的。为此,我们可将这种理解的电光学称为狭义电光学。本文所述内容均限定在这一范围。为简单起见,下面将狭义电光学简称为电光学。

电光学的历史可以追溯到上一世纪。1875年J. 克尔首先发现一种电光效应,即介质在外电场作用下其光学特性(折射率)发生相应改变的一种现象,并证明,由此引起的折射率改变量 Δn 与外加电场强度的平方成正比,即 $\Delta n \propto E^2$ 。其后,W. C. 伦琴和A. 孔脱于1883年又分别发现另外一类电光效应,它表现为折射率改变量与外加电场强度的一次方成正比,即