

原子的激光冷却与捕陷 (II)

王 义 道

(北京大学无线电电子学系)

三、原子束的激光准直

上述激光减速原子束方法并不能得到很窄的原子束。相反，在减速途径上原子束会不断扩束。其原因：一是从束源出发时原子束总有原始发散角，束截面随路程增大；二是减速过程存在着横向加热效应。我们说原子在减速过程中因吸收反向光子而损失动量，而在各向同性的自发辐射中动量变化为零，这是统计平均的结果。实际上每次具体发射时原子还是有动量变化的。这种变化的轴向分量最终导致纵向速率涨落，而横向分量会无规则地不断积累，最后使原子获得一平均横向速度 v_{\perp} 。这就是横向加热。设减速过程中发生了 n 次吸收和发射光子的元动作，则 $\bar{v}_{\perp} = \sqrt{n} \Delta v$ ， Δv 为每个元动作引起的原子速度变化；平均横向加速度为 $\bar{a}_{\perp} = a/\sqrt{n}$ 。这是一个相当可观的数值，对钠， \bar{v}_{\perp} 可达 6m/s。这样，即使原子束的纵向速度减为

零，横向速度反而很可观，实际上这时已不是原子束而是原子气了。要得到很窄的原子束可利用辐射力来克服以上两种扩束因素，使原子束准直化。

激光准直原子束既可用散射力，也可用偶极力。利用散射力的一种有效办法是莫斯科光谱研究所小组所建议的，用角锥反射器 (axicon) 产生纵向和轴向对称的激光束来减速原子束^[9]。他们的实验使钠原子束宽度压缩到小于原始发散宽度，横向速度从 5.5m/s 减至 1.6 m/s，相当于横向热运动温度从 42mK 降至 3.5 mK。利用垂直于原子束的驻波光束(一对对射光束)也能在一个方向上压缩原子束宽度。设光频率 ω 小于原子频率 ω_0 ， $\delta < 0$ ，则多普勒频移使具有横向速度分量的原子优先吸收驻波场中与该分量方向相反的那一束光子，实现横向减速。从本文上篇的(6)，(7)两式可导出驻波场中正反方向两束光对速度为 v_{\perp} 的原子所形成的合力为(当 $kv_{\perp} \ll \Gamma$)

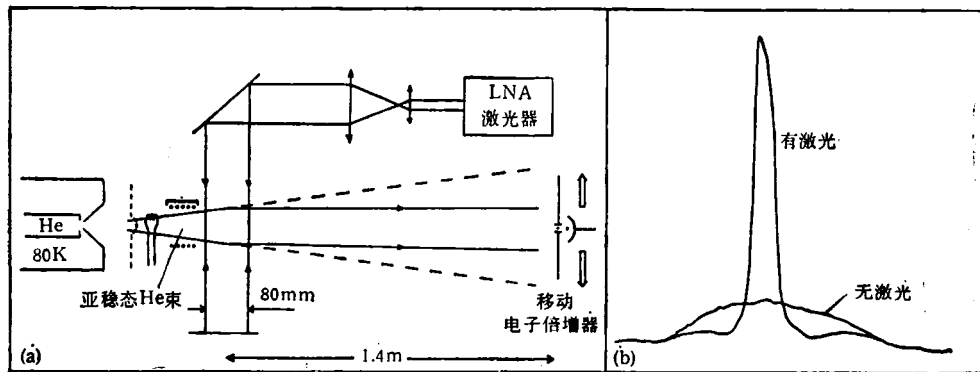


图 7 用激光驻波准直原子束的装置(a)与结果(b)

$$F = F_+ + F_- = -\alpha v_{\perp}, \quad (1)$$

其中

$$\alpha = \hbar k^2 \frac{(-\delta)\Gamma\omega_1^2}{(\delta^2 + \Gamma^2/4)^2}. \quad (2)$$

当 $\delta < 0, \alpha > 0$, 得阻尼力¹⁾。巴黎高等师范学校小组用此法使亚稳态 ^4He 原子束在一维内准直化^[21]。实验装置与结果如图 7 所示。所得的原子束横向速度为 32cm/s, 接近于理论冷却极限。

用偶极力实现原子束准直的方法可从贝尔实验室 Bjorkholm 等人的工作来说明^[4]。他们用一束会聚的高斯光束同向照射钠原子束(图 8)。根据本文上篇的(11)式, 当 $\delta < 0$ 时, 偶极力方向和光强梯度相同, 指向光束束轴; 反之则偏离束轴。这样, 在 $\delta < 0$ 的光束作用下, 他们把宽度为几百 μm 的原子束压缩到仅约 30 μm ; 而在 $\delta > 0$ 时, 沿束轴原子被推斥形成空心锥面束。这个实验也是偶极力作用的明证。

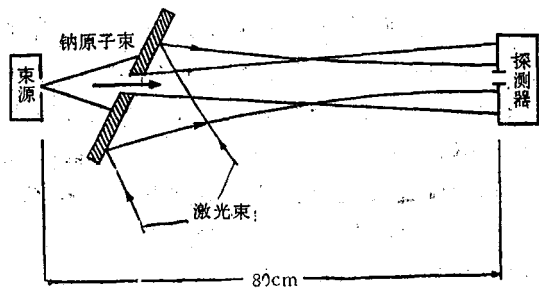


图 8 用偶极力使原子束聚焦或散焦的装置

巴黎高等师范学校的 Cohen-Tannoudji 小组提出了用强激光驻波场 ($S \gg 1$) 进行横向减速的方法^{2)[22]}。和上述弱驻波场情况不同, 这里完全靠偶极力作用。结果也和上述情况相反, $\delta > 0$ 时原子减速, 而 $\delta < 0$ 时原子加速。这可用下述物理图象解释²⁾: 在强激光场中, 原子基态与激发态严重混杂, 也可说原子是以近于 Rabi 频率 ω_1 在上下能级间振荡, 进行受激跃迁。从能级光位移角度看, 若 $\delta > 0$, 则激发态能级下移而基态能级上移, 如图 9 所示, 其移动量正比于光强 ω_1^2 。设原子以速度 v 沿 $+x$ 方向运动, 经过驻波的波腹与波节。在波腹处光场

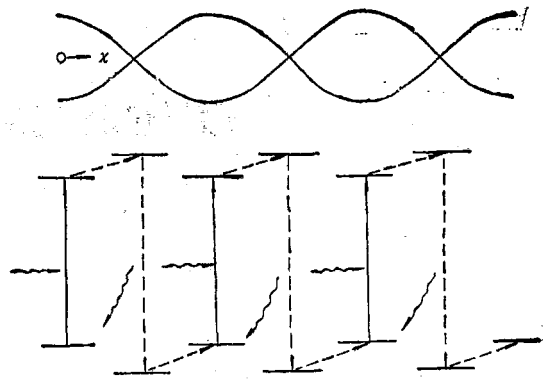


图 9 用光场中能级移动解释强驻波场中原子束的横向减速

最大, 基态与激发态混杂最严重, 受激跃迁几率最大, 原子跃迁到下移了的激发态能级。在继续前进过程中由于光强减弱, 原子能量上移, 到波节处 ($\omega_1 = 0$) 达最高点, 此时原子有最大的自发辐射几率, 回到纯基态。继续前进时由于光场增大, 基态能级上移, 原子势能增加, 直到波腹附近原子再度激发。这样, 原子在前进中能级能量总是增加, 这只能靠损失动能来补偿, 因而不断减速。显然, 若原子穿过半波长的时间和上能级寿命相当, 即 $\hbar v_{\perp} \approx \Gamma$, 这种减速力最大。对沿 $-x$ 方向运动的原子也有类似情况, 从而可以实现原子束横向减速而得到一维准直化。上述情形只在光强很大、谱线严重饱和、原子的多普勒频移 $\hbar v_{\perp} < \Gamma_p$ (饱和增宽) 时才成立。巴黎高等师范学校小组利用类似图 7 的装置, 用 70mW 染料激光 ($\lambda = 852\text{nm}$), 在 $\omega_1 = 50\Gamma$ ($\Gamma = 3.3 \times 10^7/\text{s}$), $\delta = +6\Gamma$ 时, 使铯原子束的横向速度减至 $\pm 40\text{cm/s}$ 之间, 仅为原束宽的 1/5。在 $\delta = -\Gamma$ 时, 由于加速, 束分成两支。中国科学院上海光学精密机械研究所王育竹小组用类似方法对钠束得到了更清晰的横向减速图象, 束的准直性极好。从横向速度测得钠原子一维热运动温度仅为 33 μK , 也低

- 1) 上述分析只在光强不太强, 受激跃迁几率小于自发辐射几率时才成立。有意思的是, 若用偶极力分析, 在这种情形下也得同样结果。
- 2) 在文献[22]中是采用衣冠原子 (dressed atom) 图象解释的, 理论计算见文献[23]。

于冷却极限^[24]。这种方法也可用于纵向减速^[2]。

与原子束准直化相联系还实现了原子束的沟道化(channeling)。这种效应也利用了原子在驻波光场中的偶极力。若 $k\nu_x \ll \Gamma$, 原子对正反方向的激光都能起作用, 当 $\delta > 0$ 时, 偶极力把原子推向光弱处, 即波节; 当 $\delta < 0$ 时, 原子趋向波腹。当驻波光场垂直作用于窄的原子束时, 若光束较宽, 作用时间够长, 原子将集中于波节或波腹, 形成几支沟道束。巴黎高等师范学校小组在铯束上做了实验, 确实得到了沟道束^[6]。由于沟道间距只有 $\lambda/4 \sim 213\text{nm}$, 难以用机械方法分辨, 他们巧妙地利用谱线光频移本身来区别处于波节或波腹的原子。更直观的显示来自莫斯科光谱研究所^[26]。他们用波阵面弯曲的高斯驻波光束作为使原子沟道化的减速激光, $\delta = +300\text{MHz}$, 在光波阵面曲率 $R = 40\text{mm}$ 时, 沿波节沟道化的钠原子束的路径发生了明显的弯曲: 在距作用区 290mm 处, 受激光沟道化作用而偏转的原子束与未受光作用的直进原子束之间的距离分开达 7mm 。

四、光学粘团 (Optical molasses)

横向加热效应使原子束减速方法不可能得到速度为零的原子束。人们自然想到结合纵向和横向减速, 在 x, y, z 三个方向都加上对射的激光束, 使原子囚禁于三束光交会处并使其速度为零。但由于自发辐射光子动量的方向无规性, 散射力作用下的原子动量也是无规涨落的, $\langle v^2 \rangle \neq 0$ 。原子在小区域里作无规行走, 好象在由光子形成的粘滞流体中作布朗运动, 进行扩散。光子流体则对原子产生如(1)式所描述的阻尼力。在三束驻波光交合的小区域中的原子状态, 被称为“光学粘团”。光学粘团中原子运动的状况可用其冷却温度、扩散系数、囚禁时间及原子密度来描写。

贝尔实验室 Chu 等人首先用六束对射激光束把钠原子囚禁在 $\sim 0.2\text{cm}^3$ 的小区中, 造成了光学粘团^[8]。为此, 他们首先用 $-120\text{mW}/\text{cm}^2$ 的激光束把 Na 原子束减速到 $\sim 20\text{m/s}$, 然

后用每束约为 $10\text{mW}/\text{cm}^2$ 的六束激光囚禁原子, 得到囚禁原子密度为 $10^6/\text{cm}^3$, 囚禁时间约为 0.1s 。测量囚禁小区荧光强度随囚禁光熄灭时间 t 的变化, 可得到原子的速度分布(称 R&R 法), 从而估算原子粘团的温度。他们得到的温度为 $240 \pm 200 \mu\text{K}$ (相应的原子均方根速率为 60cm/s), 正好与冷却极限相符。此后, Gaithersburg 的 NBS 小组用在梯度磁场中实现了减速的钠原子产生了光学粘团^[27]。在直径约 1cm 的囚禁区中原子密度达 $10^8/\text{cm}^3$, 囚禁时间为 0.5s (无囚禁光作用时仅为 10ms), 冷却温度约为 $240 \mu\text{K}$ 。JILA 的 Wieman 小组^[28]用半导体激光把 Cs 原子束先减速到近于零, 再用三束能量各为 0.5mW 的正交驻波光囚禁原子, 在 $\leq 1\text{cm}^3$ 区域中囚禁了 5×10^7 原子, 约束时间为 0.2s , 温度为 $100 \pm 100 \mu\text{K}$, 大体上与冷却极限 $125 \mu\text{K}$ 相符。

用三维正交对射激光束冷却原子气体最低可达多少温度? 由于激光减速只是把定向的光子动量转变为无规动量, 所以原子一面在一个方向减速, 一面又在另一方向加速, 加热效应总和致冷效应伴生, 温度不可能无限降低。从冷却与加热平衡, 并考虑到存在受激跃迁, 可得到一定失谐 δ 下的最低冷却温度为^[21]

$$k_B T = D/\alpha = \frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{2|\delta|}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2|\delta|} \right), \quad (3)$$

式中 D 为扩散系数, α 即(2)式的阻尼系数。当 $\delta = -\Gamma/2$ 时, 冷却极限温度 T_{\min} 满足

$$k_B T_{\min} = \hbar\Gamma/2. \quad (4)$$

T_{\min} 也称为多普勒冷却极限, 或称为量子极限。在共振光冷却下, 几种原子的极限温度见表 1。

表 1

原 子	²³ Na	⁸⁷ Rb	¹³³ Cs	⁴ He
$T_{\min}(\mu\text{K})$	240	144	125	23

在上述几个光学粘团实验中, 确实得到了

- 1) 贝尔实验室小组实现了驻波光对钠原子束的纵向减速^[21]。但他们用的是 $|k\nu_x| \geq \Gamma_p$ 的情况, 这时, 原子只与驻波场中一支与其运动方向相反的光作用, 所以主要是散射力作用, 仍是 $\delta < 0$ 得减速。

接近冷却极限的最低温度，但也观察到了几组远低于上述极限的实验事实。先是 Gaithe-rsburg 的 NBS 小组用三束正交线偏振驻波光形成的钠原子粘团中，以四种方法(用飞行时间法测量原子向上、向下和横向速度及 R&R 法)测量了原子温度，所得结果均远低于冷却极限，最低值为 $\pm 20 \mu\text{K}$ ^[29]。斯坦福大学小组也观察到了类似现象，并发现最低温度不是在 $|\delta| = \Gamma/2$ ，而是在 $|\delta| \approx 3\Gamma$ 时得到的^[30]。巴黎高等师范学校小组在用 Cs 原子束注入的光学粘团中，得到了均方根速度为 $\sqrt{v^2} = 7 \pm 2 \text{cm/s}$ 的结果，相当于 $T = 70 \pm 40 \mu\text{K}$ ，也远低于量子极限^[21]。

对上述与理论不符的实验现象还没有确切解释。Cohen-Tannoudji^[21] 和 Chu^[30] 分别独立提出了多能级非缓变跃迁的可能解释，其主要意思如下。(4)式的低温极限是从二能级模型出发的，而钠、铯等原子基态有超精细结构，每个能级又分若干塞曼子能级。在六束对射的线偏振激光形成的粘团区中，光电场的方向随地点而变，变化范围为 $\lambda/2$ ，从而形成“偏振梯度”。原子感生偶极矩在光电场中的能量由两者之间的夹角而定， $W = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{e}$ 。当 $\delta < 0$ 时， \mathbf{D} 与 \mathbf{e} 同向， W 最小，这相当于原子处在光频移最低的塞曼能级 $m_F = 0$ 上(在无静磁场的情况下， $\pm m_F$ 能级简并)。若原子运动速度极低，感生偶极矩方向将跟随电场变化，原子能态不变(缓变情况)；若速度较大，偶极矩方向来不及跟随电场变化，两者夹角增大， W 增加，意味着发生塞曼能级间的跃迁(非缓变跃迁)，例如从

$m_F = 0 \rightarrow m_F = \pm 1$ 。原子能量增加靠其动能损失来补偿，原子减速。在原子再次与光作用时，它从这个较高能态被激发，然后，便会通过自发辐射回到最低能态。从此又发生再一次减速的循环，这样原子就在“偏振梯度”区内不断减速。可以证明，这种偏振梯度冷却的极限温度远低于 $\hbar\Gamma/k_B$ ， $T_{\min} \propto \omega_1^2/\delta$ ^[21]。斯坦福大学小组的实验还进一步证明^[30]，在三维光学粘团中确实存在着两种冷却模式：一是通常辐射压力作用，二是上述偏振梯度力作用。前者对快速原子起作用，后者对慢速原子有效。

采取某些特殊措施可使冷却温度远低于量子极限。例如，巴黎高等师范学校小组^[21] 曾用拉曼双光子过程对三能级系统原子实现了速度选择的能级布居数相干捕陷。在如图 10 所示的 Λ 形三能级系统中，用 σ^+ 和 σ^- 光对射作用于原子基态 g_+ 和 g_- 能级。由于多普勒频移，只有速度为零的原子才能同时受 σ^+ 和 σ^- 光的作用而处于 g_+ 和 g_- 的相干叠加态，且不发生光吸收。原子一旦进入此态就被束缚于此态。但此时原子还能以激发态 e_0 为媒介通过受激跃迁与正反两束光交换光子。这种交换涉及光子动量 $\pm \hbar k$ ，故进入相干叠加态原子可带有 $\pm \hbar k$ 的动量。这样，速度较大的原子先从一个光吸收光子，并自发辐射减速，最后进入相干叠加态而动量则止于 $\pm \hbar k$ 。他们成功地使亚稳态 $^4\text{He}(2^3S_1 - 2^3P_1, 1.083 \mu\text{m})$ 原子束一维冷却到 $2 \mu\text{K}$ [图 10(b)]，远低于多普勒极限 $23 \mu\text{K}$ ，也小于光子反冲能量 $4 \mu\text{K}$ 。用此法可望得到 10^{-7}K 。当然，这与一般激光冷却不同，这里靠了速度选

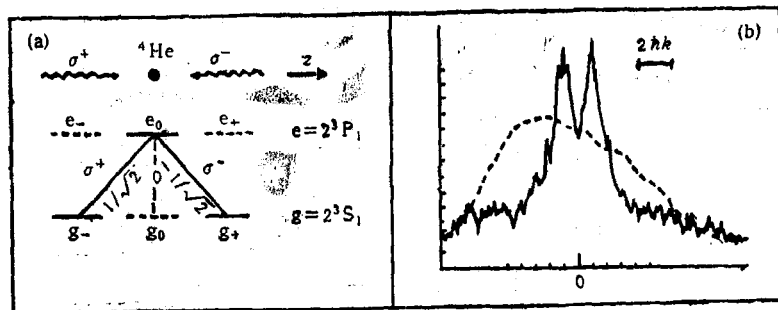


图 10 利用速度选择把原子抽运到相干叠加态的能级图(a)和实验结果(b)

择光抽运。Chu 等人^[21]曾建议交替使用小的深激光阱和浅的偶极力阱使原子速度接近于零 ($T \approx 0$)。Pritchard 等人^[22]则建议用速度选择循环光抽运把阱中原子平动自由度冻结到反冲极限之下,但均未实现。纽约州立大学石溪小组则已在实验上把铷原子冷却到 $7\mu\text{K}$ 。可见多普勒冷却极限已被打破了。

五、激光原子阱 (laser trap)

光学粘团虽能把原子束缚在三束驻波激光交会的小区中,却还不是激光阱。激光阱是指用光场对原子造成一特殊的势能区,比如倒抛物面势能区,动能小于一定值的原子就被捕陷于势阱中,并以一定规律(如简谐)运动。1968年 Letokhov^[7] 首先提出用激光驻波场在一维空间捕陷原子的想法。在偶极力作用下,视失谐 δ 正负不同,驻波场中的原子将被推向波节或波腹,因那里势能最低,势阱深度与光强和失谐有关。这种最简单的激光阱很浅,只能捕获速度很低的原子,且阱的体积也极小,囚禁的原子很少。后来 Ashkin 提出了偶极力与散射力相结合的激光阱^[23],其原理见图 11。两束会聚的高斯光束相互对射,其焦点稍许错开。若 $\delta < 0$,在偶极力作用下,原子趋向束轴;在两焦点之间,越近焦点的一束光强度越大,而另一束光则越弱,两边辐射压力不均,偏离中心的原子会受到向心力作用而趋向平衡点。与 Letokhov 阱不同,这里不用驻波场而用高斯光束来形成光强梯度。但分析表明,由于动量统计涨落引起的加热,上述陷阱是不稳的,原子会很快逸出。涨落有两种:一是前面提到的由自发辐射的无规性引起的,另一种与偶极力有关。偶极力是由于受激辐射过程中吸收的光子和发射的光子所处的模式不同而引起的,在这种过程中,光子有动量转移,因而原子动量就会变化。光子在不同模之间的重分配也是无规则的,从而引起原子动量涨落。涨落造成加热使阱中原子的稳态动能与阱深相当,所以要提供一种冷却机制才能得到稳定阱。Dalibard 和 Cohen-Tanno-

udji 等^[24]提出了一个令捕陷光与冷却光分别起作用的方案。他们建议用两束对射的偏振方向相反的(σ^+ 和 σ^-)高斯光束为捕陷光,其焦点相重。由于两束激光光子性质不同,不会产生相干激发转移,减少了偶极力涨落效应。另外,用最佳失谐不同的两束 σ^+ 和 σ^- 光减速原子,捕陷光与减速光两者分别交替作用就可得到稳定原子阱。



图 11 由两束对射的、焦点错开的高斯光束形成的激光阱

需要指出,有人曾试图用几束交叉激光束的散射力组成稳定阱,后来认识到这是不可能的^[25]。其原因和静电学中的 Earnshaw 定理(在无源区域中,对一个试验电荷不可能有稳定点)相似,称为光学 Earnshaw 定理(OET, Optical Earnshaw Theorem)。它说明,只有散射力不可能形成一个稳定的激光阱,因为在一个封闭的界面上不可能找到处处都是内向的散射力。

为了克服 OET 的困难,可以仿效 rf 离子阱中用交变电场的办法采用交变散射力^[26],也可用上述的偶极力。Pritchard 等人指出^[27],在原子跃迁速率不仅决定于光强的条件下,有可能用静态激光的散射力来形成原子阱。他们提出了实现上述建议的三个具体方案,即用外磁场使原子的共振频率或取向随空间变化,改变辐射力与坐标的关系(下面将具体叙述),以及用光抽运来改变原子态。他们认为这类阱的深度和体积均可比纯偶极力形成的阱大几个数量级¹⁾。

第一个真正的激光原子阱是 Chu 等人在贝尔实验室用 Na 原子实现的^[28],他们所用的只是一束强聚焦高斯激光束。设光束沿 z 方向,焦点在 $z = 0$ 处。当 $\delta < 0$,偶极力在 xy 平面上指向 z 轴(高斯光束),在 $|z| > 0$ 处指向 $z = 0$

1) 顺便指出,最早的原子阱是把激光减速到近于零的原子注入由四极磁场形成的静磁阱来实现的^[29],这里用的是原子磁矩和静磁场的相互作用力。

(强聚焦)。在 $|\delta| \gg \Gamma$ 情况下(实验中 $\delta/2\pi \approx -650\text{GHz}$, 激光功率为 220mW), 偶极力远大于散射力。因为阱深很浅 ($\approx 240\mu\text{K}$), 所以先把原子冷却成光学粘团, 阱埋于粘团中, 这是激光阱成功的关键。为防止造成光学粘团的减速光和捕陷光互相干扰, 两种激光分别交替施加。他们观察到了约 500 个捕陷原子, 阱体积为 $1 \times 10^{-9}\text{cm}^3$ (长 $210\mu\text{m}$, 直径 $25\mu\text{m}$), 原子密度为 $10^{11}/\text{cm}^3$, 捕陷时间受残余气体碰撞限制, 约为 1s 。

贝尔实验室与麻省理工学院(MIT)合作实现了 Pritchard 等建议的用散射力形成的激光阱^[39]。他们用不均匀磁场使原子共振频率与位置有关, 以克服 OET 困难。其原理见图 12。设原子基态时自旋 $S = 0$, 激发态时 $S = 1$, 在由一对反方向电流的线圈组成的弱磁场中, 激发态分裂成 $m_s = 0, \pm 1$ 三个态, 它们与磁场的关系如图 12 所示。两束偏振方向相反的 σ^+ 和 σ^- 光沿 z 轴相对照射原子, σ^+ 光沿 $+z$ 方向, σ^- 光沿 $-z$ 向。在 $z = 0$ 处, 磁场强度 $B = 0$ 。设该处激光频率失谐 $\delta < 0$, 则在 $z > 0$ 处原子

更多地吸收 σ^- 光, 因它接近于共振 ($m_s = 0 \rightarrow m_s = -1$) 频率, 在 $z < 0$ 处将更多地吸收 σ^+ 光。这样原子将受到一个指向 $z = 0$ 的平均力, 同时激光束对原子减速。对 x, y 两个方向也有类似情况, 从而得到三维光学粘团和激光阱。上述原理也适用于弱磁场下钠的 $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ 跃迁, 那里基态有 $F = 2, 1$, 激发态有 $F' = 3, 2, 1, 0$ 。用此法实现了钠的激光阱。把减速到 $2 \times 10^3\text{cm/s}$ 的钠原子束注入光学粘团而被捕陷, 阱深 0.4K 。在直径为 $320\mu\text{m}$ 的球形区中捕获了 10^7 个原子, 密度达 $10^{11}/\text{cm}^3$, 有效温度为 $600\mu\text{K}$, 捕陷时间约 100s 。他们观察到钠原子在阱中衰减时间与捕获原子数有关, 衰减速度比指数曲线快^[39]。他们认为这是阱中冷却的钠原子间双体碰撞引起的, 它限制了阱中原子密度和囚禁时间。

Gaithersburg 的 NBS 小组用 Ashkin 建议的散射力和偶极力相结合的激光阱囚禁了钠原子^[40]。两束焦点稍分离, σ^+ 偏振的高斯激光对射原子, 偶极力使原子趋向光轴, 在两焦点间偏离中心的原子则受到辐射压力产生的恢复力的作用。为避免形成驻波光场产生的偶极力涨落加热, 两束光应交替作用^[22]。此阱浸埋在直径约 1cm 的很大的光子粘团中, 捕陷激光每束功率 $\sim 40\text{mW}$, 腰宽 $\sim 100\mu\text{m}$, 径向阱深约 10mK , 轴向阱深约 1K 。粘团冷却温度 $\sim 240\mu\text{K}$, 原子密度 $10^7/\text{cm}^3$ 。阱中原子密度要大得多, 温度也高得多, 约 0.75mK 。他们用此阱研究了激发态钠原子双体碰撞产生的 Na_2^+ ($\text{Na}^* + \text{Na}^* \rightarrow \text{Na}_2^+ + e^-$), 测量了形成率, 求得了这种组合电离的碰撞截面, 发现它在低温下要比常温下大得多。目前激光原子阱的研究刚刚兴起, 新成果会不断出现。据说 JILA 小组在寻常气室中实现了激光阱。

总之, 原子的激光冷却与捕陷已引起人们重视并取得了显著成果, 对原子光谱、原子碰撞和频率标准的研究已产生了重大影响, 但还有许多规律有待认识, 不少实验方法有待开发。我们相信, 这一领域将会找到重要的应用。

(下转第 460 页)

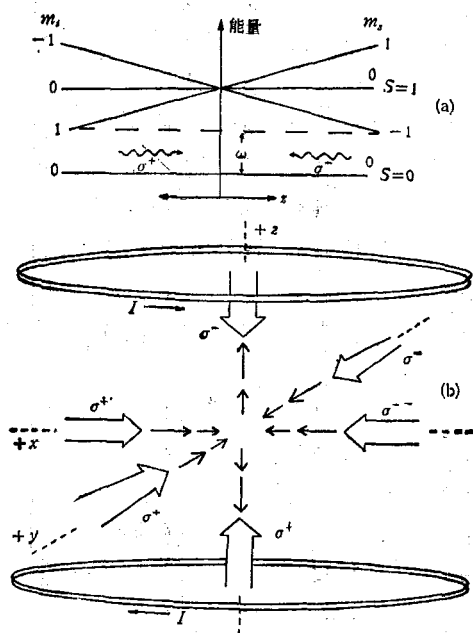


图 12 设原子基态 $S = 0$, 激发态 $S = 1$, 在 $B_z(x) = b_z$ 的磁场中, 能级的塞曼分裂情况(a)和三维捕陷光的示意图(b)