

一维 $\sigma^+ - \sigma^-$ 冷却光和再抽运光 对多能级钠原子作用研究*

刘勋铭 王育竹

(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)

摘 要 表述了包含钠 24 个磁子能级的原子在一维 $\sigma^+ - \sigma^-$ 冷却光和再抽运光中各磁子能级粒子分布随时间变化的公式及多普勒冷却力。计算并讨论了不同冷却光失谐情况、不同再抽运光强和失谐情况下原子的多普勒冷却力和基态的上能级粒子数占基态总粒子数的比例 $P(v)$ 随速度的变化。该模型的计算结果能解释在磁光陷阱(MOT)实验中的现象和作为磁光陷阱实验选择参数时的参考。

关键词 激光冷却和囚禁, 磁光陷阱, 多普勒冷却力, 多能级原子, 再抽运光。

1 引 言

在磁光陷阱(MOT)囚禁钠原子的实验中, 由于再抽运光 ($F = 1$ 到 $F' = 2$ 跃迁频率附近) 的光路布置与冷却光 ($F = 2$ 到 $F' = 3$ 跃迁频率负失谐) 一样均为六束 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光交于一点而两者光强和频率均可在大范围内调节, 已观察到许多与再抽运光有关的现象^[1, 2]。可见再抽运光不再单纯起克服光抽运效应的作用, 而是对原子的囚禁和冷却有贡献。在理论上仅考虑到一维负失谐 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光引起 F 到 $F' = F + 1$ 跃迁的原子多能级作用模型^[3] 已不能说明这些实验现象。本文将建立一个钠原子 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 跃迁所包含的 24 个磁子能级的原子作用模型, 并着重讨论一维 $\sigma^+ - \sigma^-$ 再抽运光对原子磁子能级粒子数分布和多普勒冷却力的影响。

2 一维 $\sigma^+ - \sigma^-$ 冷却光和再抽运光对多能级钠原子作用理论

对钠 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 跃迁的 D_2 线, 激发态有四个超精细能级, 分别为 $F' = 0, 1, 2, 3$, 基态有两个超精细能级, 分别为 $F = 1, 2^{[4]}$ 。因此, 对 D_2 线而言共有 24 个磁子能级。作如下假定:

1) 冷却光和再抽运光的 σ^+ 光沿坐标的正向, σ^- 光沿坐标的反向。令 $n = 1, 2$ 分别表示为 σ^+ 、 σ^- 冷却光, $n = 3, 4$ 分别表示为 σ^+ 、 σ^- 再抽运光。令 Ω_n 为拉比(Rabi)频率, $s_{F_i F'_i}^{(n)} = \frac{\Omega_n^2/2}{[\delta F_i, F'_i + (-1)^n k v]^2 + \Gamma^2/4}$ 为在外磁场为零时与原子速度有关的饱和参量, 该参量与磁

* 国家自然科学基金(No. 19392500)及国家科学技术部 95-预-342 项目资助。

收稿日期: 1996-11-15; 收到修改稿日期: 1997-07-02

子能级无关, 仅与 F 数有关, 其中 $\delta_{F_i, F_i'}^{(n)}$ 为激光相对于原子能级 F_i 到 F_i' 跃迁频率的失谐。

2) 忽略偏振梯度冷却力对原子运动的影响。

虽然光与原子的相互作用除了多普勒冷却力外还有偏振梯度冷却力, 但由于偏振梯度冷却力对原子的速度作用范围极小, 而多普勒冷却力在很大范围均有作用, 因此在一般的钠原子磁光陷阱实验中可不考虑偏振梯度冷却力的影响。

3) 假定磁场为零。

在基态和激发态朗道 g 因子相同的情况下, 磁场不为零时原子的受力相对磁场为零时只是在速度坐标上产生一个平移。在基态和激发态朗道 g 因子不相同的情况下, 虽然情况变得复杂, 但用磁场为零时原子的多普勒力仍可推断磁场不为零时的大致趋势。因此对在磁场为零时原子所受冷却力的分析可作为磁光陷阱实验的参考。

4) 基态和激发态布居数分别为 $\Pi_{F_i m_j}$, $\Pi_{F_i' m_j'}$, 其中 F_i (F_i') 和 m_j (m_j') 分别是基态(激发态)超精细能级和磁子能级, 而 i, i' 和 j, j' 是对应的 F 量子数和磁量子数。设归一化条件

$$\sum_{(F_i)} \sum_{(m_j = -F_i)}^{F_i} \Pi_{F_i m_j} + \sum_{(F_i')} \sum_{(m_j' = -F_i')}^{F_i'} \Pi_{F_i' m_j'} = 1 \quad (1)$$

从以上假设出发可得钠的 24 个磁子能级上粒子分布随时间变化方程。

对激发态磁子能级有

$$\frac{d}{dt} \Pi_{F_i' m_j'} = -\Gamma \Pi_{F_i' m_j'} + \frac{\Gamma}{2} \sum_{q_1} \sum_{q_2} \sum_{n=1}^4 S_{F_i' F_i' + q_1}^{(n)} C_{F_i' m_j'; F_i' + q_1 m_j' + q_2; F_i' m_j'} (\Pi_{F_i' + q_1 m_j' + q_2} - \Pi_{F_i' m_j'}) \quad (2)$$

其中 $q_1 = -1, 0, 1$, $q_2 = -1, 1$ 。(2) 式的物理意义为激发态某个磁子能级粒子数变化率由该磁子能级的自发辐射引起的布居数减少速率和由 σ^+ 、 σ^- 冷却光与再抽运光引起的从跃迁规则允许的基态磁子能级向该激发态磁子能级抽运粒子数的增加速率所决定。

对基态磁子能级有

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Pi_{F_i m_j} = & \Gamma \sum_{q_1 = -1}^1 \sum_{q_2 = -1}^1 C_{F_i m_j; F_i + q_1 m_j + q_2} \Pi_{F_i + q_1 m_j + q_2} - \\ & \frac{\gamma}{2} \sum_{q_1} \sum_{q_2} \sum_{n=1}^4 S_{F_i F_i + q_1}^{(n)} C_{F_i m_j; F_i + q_1 m_j + q_2} (\Pi_{F_i m_j} - \Pi_{F_i + q_1 m_j + q_2}) \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $q_1 = -1, 0, 1$, $q_2 = -1, 1$ 。(3) 式的物理意义为基态粒子数变化率由激发态能级向该基态的自发辐射引起的布居数增加速率和由 σ^+ 、 σ^- 冷却光和再抽运光引起的从该基态磁子能级向激发态抽运引起的基态粒子数的减少速率所决定。

这里对(2)式和(3)式中的有关符号和跃迁规则作简单的说明。对 $F_i' + q_1 m_j' + q_2$ 到 $F_i' m_j'$ 和 $F_i m_j$ 到 $F_i + q_1 m_j + q_2$ 受激跃迁, 由于对 F 数有跃迁规则 $\Delta F = 0, \pm 1$, 因此有 $q_1 = -1, 0, 1$ 。对磁量子数 m , 由 σ^+ 、 σ^- 光决定了跃迁规则为 $\Delta m = \pm 1$, 因此 $q_2 = -1, 1$ 。(3) 式中的 q_1, q_2 均等于 $-1, 0, 1$, 反映了激发态磁子能级自发辐射允许的跃迁规则。 C 是归一化的跃迁振子强度, 满足方程

$$\sum_{q_1 = -1}^1 \sum_{q_2 = -1}^1 C_{F_i' + q_1 m_j' + q_2; F_i' m_j'} = 1 \quad (4)$$

对各磁子能级间的 C 数值可参阅表 1。

令(2)式、(3)式左边为零, 可求出 $t \rightarrow \infty$ 时所有 24 个磁子能级的布居数分布随速度的变化。

Table 1. The table of transition strength coefficient C

		F'_0		F'_1				F'_2				F'_3				excited state		
		0	-1	0	1	-2	-1	0	1	2	-3	-2	-1	0	1	2	3	$m'_{F'}$
F_1	-1	1/3	5/12	5/12		1/2	1/4	1/12										
	0	1/3	5/12		5/12		1/4	1/3	1/4									
	1	1/3		5/12	5/12			1/12	1/4	1/2								
F_2	-2		1/10			1/3	1/6				1	1/3	1/15					
	-1		1/20	1/20		1/6	1/12	1/4				2/3	8/15	1/5				
	0		1/60	1/15	1/60		1/4		1/4				2/5	3/5	2/5			
	1			1/20	1/20			1/4	1/12	1/6				1/5	8/15	2/3		
	2				1/10				1/6	1/3					1/15	1/3	1	
ground state	m_F																	

对单个 σ 光 (如 σ^+ 冷却光) 行波场对原子的冷却力, 它决定于所有基态磁子能级 $F_i m_j$ 和激发态 $F'_{i+q_1} m'_{j+1}$ 布居数之差、饱和参量以及跃迁振子强度。可得单个 σ^+ 冷却光行波场对原子的多普勒力为

$$f_{\text{Dop}}(\nu) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \sum_{F_i} \sum_{q_1=-1}^1 \sum_{m_j=-F_i}^{F_i} S_{F_i F_{i+q_1}}^{(1)'} C_{F_i m_j; F'_{i+q_1} m'_{j+1}} (\Pi_{F_i m_j} - \Pi_{F'_{i+q_1} m'_{j+1}}) \quad (5)$$

若原子在四个 $\sigma^+ \sigma^-$ ($n = 1$ 到 4) 光场中, 考虑到 σ^- 与 σ^+ 光反向, 可得原子在该光场中受的总多普勒力为

$$f_{\text{Dop}}(\nu) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \sum_{F_i} \sum_{q_1=-1}^1 \sum_{m_j=-F_i}^{F_i} \sum_{n=1}^4 (-1)^{n+1} S_{F_i F_{i+q_1}}^{(n)'} \times C_{F_i m_j; F'_{i+q_1} m'_{j+1}} (-1)^{n+1} [\Pi_{F_i m_j} - \Pi_{F'_{i+q_1} m'_{j+1}} (-1)^{n+1}] \quad (6)$$

3 讨 论

假定冷却光的光强和失谐量分别为 $I_{\text{cool}} = 2I_0$ 和 $\delta_{23} = -1.5\Gamma$ (相对于 F_2 到 F'_3 跃迁频率), 此处 I_0 是饱和光强; 再抽运光的光强和失谐量分别为 $I_{\text{rep}} = 0.1I_{\text{cool}}$ 和 $\delta_{12} = -\Gamma$ (相对于 F_1 到 F'_2 跃迁), 通过计算得到了典型的多普勒力、 F' 各能级上粒子数分布和基态的上能级粒子数占基态总粒子数的比例 $P(v)$ 值, 此处

$$P(v) = \frac{\sum_{m_2=-2}^2 \Pi_{F_2 m_2}}{\sum_{m_2=-1}^1 \Pi_{F_1 m_1} + \sum_{m_2=-2}^2 \Pi_{F_2 m_2}} \quad (7)$$

对某一速度 v 而言, $P(v)$ 越大, 在激发态的粒子数就越多 (大多数原子聚焦在 F'_3 态, 参见图 1(b) 和图 1(c))。由图 1(a) 可见, 在相当大的速度范围对原子存在阻尼或冷却力, 在速度较小范围内阻尼力是线性的, 当 $v = 0$ 时多普勒力为零, 因此它是一个平衡点。图 1(d) 和图 1(e) 分别是 $v = 0$ 和多普勒冷却力最强的速度时 F'_3 上各磁子能级粒子分布图, 对速度为零的粒子其分布具有明显的对称性, 当速度不为零时, 其分布的不对称性就体现出来了, 尤其当多普勒冷却力最强的速度时几乎所有的原子聚集在 $m'_{F'_3} = -3$ 能级上。图 1(f) 为 F_2 能级上各磁

子能级粒子数分布图, $m_{F_2} = -2$ 能级上聚集了绝大多数原子。由此可见, σ^- 光对速率 $v > 0$ 的原子冷却要起决定作用, 对速度 $v < 0$ 时则可得相反的结论。

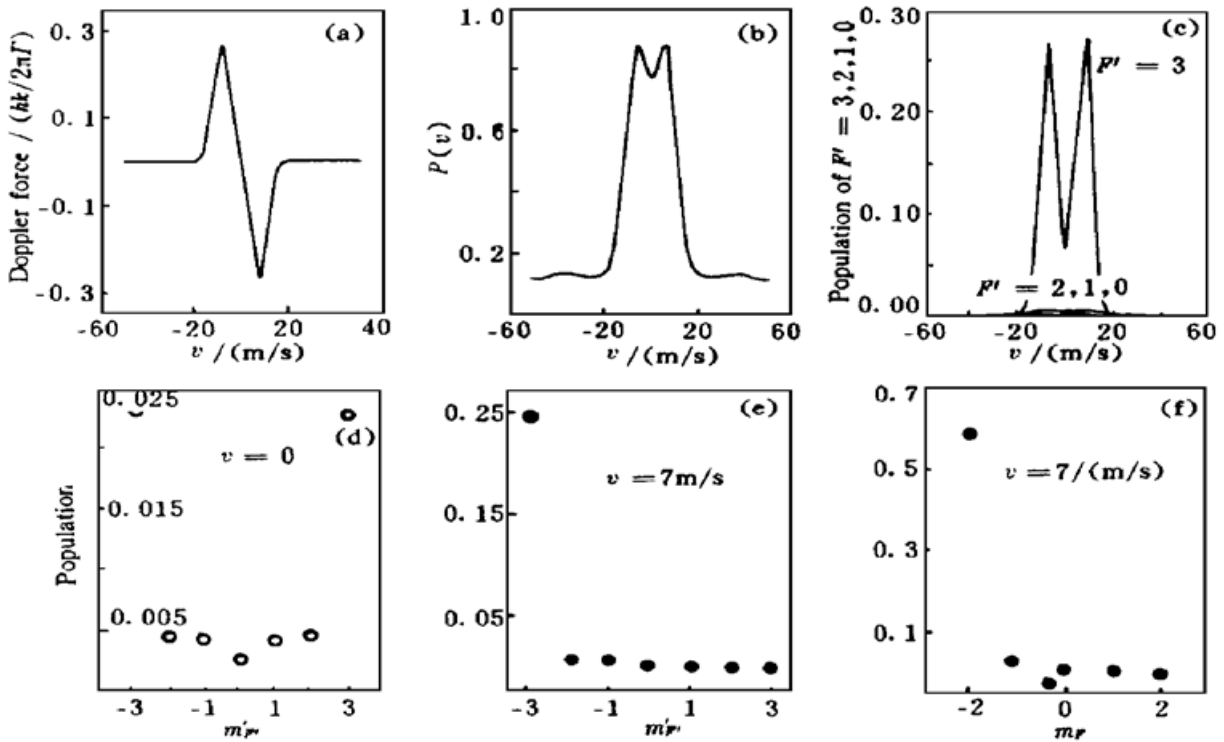


Fig. 1 (a) Scheme of Doppler force versus velocity, the intensity and detuning of cooling light are $I_{cool} = 2I_0$ and $\delta_{23} = -1.5\Gamma$, where I_0 is saturation intensity; the intensity and detuning of repumping light are $I_{rep} = 0.1I_{cool}$ and $\delta_{12} = -\Gamma$, (b) Curve of $P(v)$ versus velocity, the definition of $P(v)$ can be seen in Eq. (7) and the parameters are the same as Fig. 1 (a), (c) Curves of populations in $F' = 3, 2, 1, 0$ levels versus velocity, the parameters are the same as Fig. 1 (a), (d) Scheme of population distributions in $F' = 3, m_{F'} = -3$ to 3 at the condition of $v = 0$, other parameters are the same as Fig. 1 (a), (e) Scheme of population distributions in $F' = 3, m_{F'} = -3$ to 3 at the condition of $v = 7$ m/s, other parameters are the same as Fig. 1 (a), (f) Scheme of population distributions in $F = 2, m_F = -2$ to 2 at the condition of $v = 7$ m/s, other parameters are the same as Fig. 1 (a)

对冷却光而言, 不同的失谐量时原子的受力情况有很大的不同。由图 2 可看出, 当 $\delta_{23} = -\Gamma$ 时多普勒冷却力的效果最好, 当 $\delta_{23} > 0$ 时已对原子出现加热效应。这与实验符合。

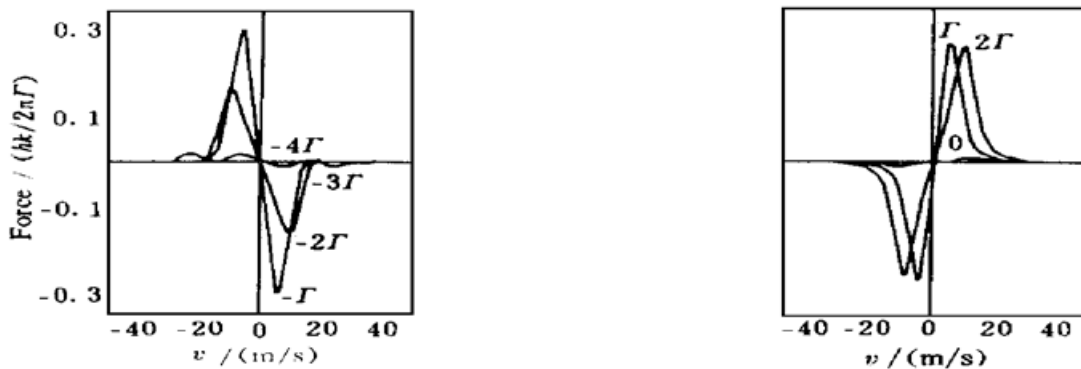


Fig. 2 Scheme of Doppler force versus velocity, the detunings of cooling light are from -4Γ to 2Γ , other parameters are the same as Fig. 1 (a)

为了考虑不同再抽运光强对原子的影响, 作了有关计算。图 3(a)、图 3(b) 为在不同再抽运光强下多普勒冷却力和 $P(v)$ 随速度的变化曲线。当 I_{rep} 很小时, 多普勒力也很小且此时大部分原子被聚集到 F_1 上, 因此为了冷却多能级系统的原子, 有足够强度的再抽运光是必需

的。当 $I_{rep} > I_{cool}$ 时冷却力已不再增加, 这是由冷却力是自发辐射力的特性所决定, 而此时 F_2 能级上粒子已占绝大多数且随着 I_{cool} 增大在更大的范围使 $P(v)$ 接近于 1。 F_2 上粒子增多而冷却力不增加对磁光陷阱而言意味着磁光陷阱中囚禁原子之间的碰撞损失加大^[5-7]。因此合适的 I_{cool} 应取 $0.1 \sim 1.0 I_{cool}$ 。

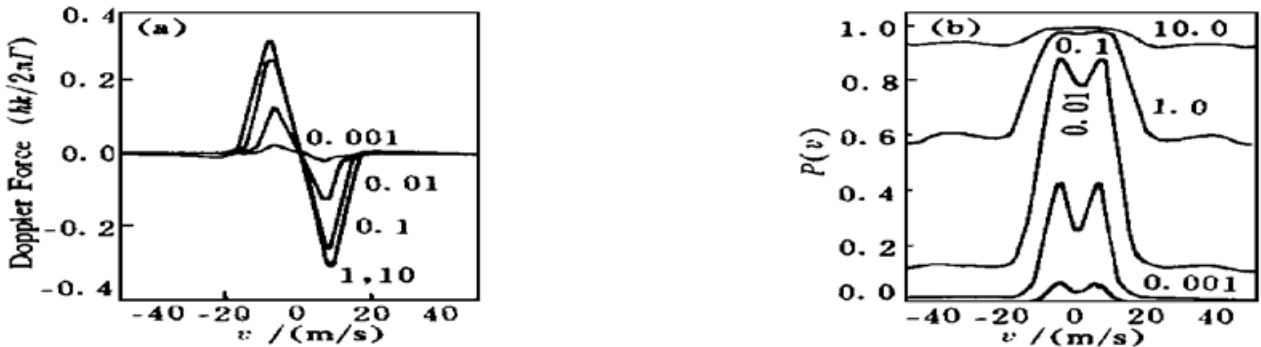


Fig. 3 Scheme of Doppler force versus velocity, the intensity and detuning of cooling light are $I_{cool} = 2I_0$ and $\delta_{23} = -1.5\Gamma$, where I_0 is saturation intensity; the detuning of repumping light is $\delta_{12} = -\Gamma$, the intensities of repumping light are $0.001I_{cool}$, $0.01I_{cool}$, $0.1I_{cool}$, I_{cool} and $10I_{cool}$

在再抽运光失谐不同的情况下, 原子冷却力会发生变化。由图 4、图 5 可以看出, 对 $I_{rep} = I_{cool}$ 和 $I_{rep} = 0.1I_{cool}$ 时有有效的多普勒冷却力对应的再抽运光失谐范围分别为 $-5 \leq \delta_{F_1F_2} \leq 2$ 和 $-2 \leq \delta_{F_1F_2} \leq 2$ 。因此当 I_{rep} 增加时, 对再抽运光可在更大的失谐范围内保持有效的冷却力, 这与实验观察是相符的^[1]。

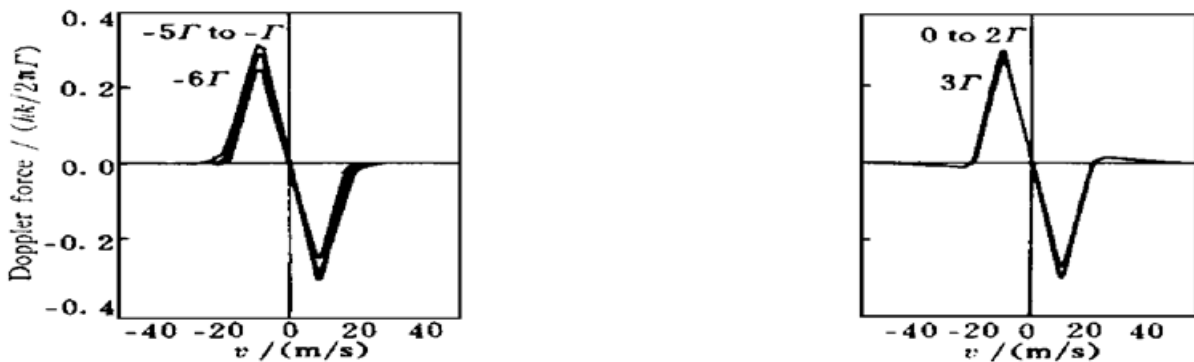


Fig. 4 Scheme of Doppler force versus velocity, the intensity and detuning of cooling light are $I_{cool} = 2I_0$ and $\delta_{23} = -1.5\Gamma$, the intensity of repumping light is $I_{rep} = I_{cool}$, the detunings of repumping light are -6Γ to 3Γ

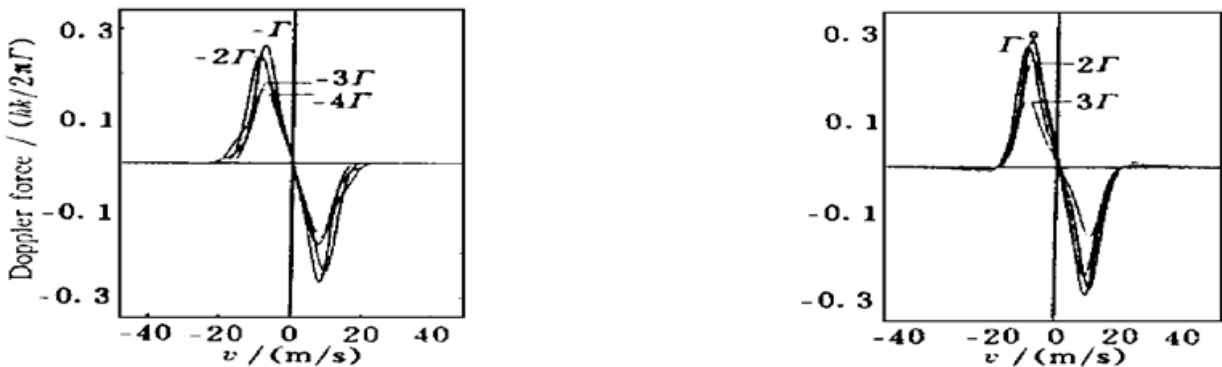


Fig. 5 Scheme of Doppler force versus velocity, the intensity of repumping light is $I_{rep} = 0.1I_{cool}$, the detunings of repumping light are -6Γ to 3Γ . Other parameters are the same as Fig. 4 (a)

两个相向圆偏振再抽运光的光强严重不平衡对冷却会产生影响。图 6 为只有 σ^+ 而 σ^- 为零时

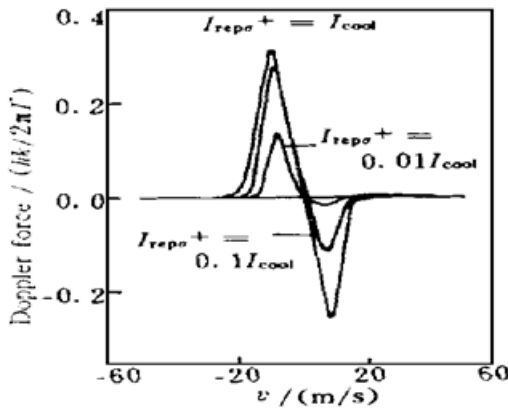


Fig. 6 Curves of Doppler forces vs velocity, $\delta_{12} = -\Gamma$, $I_{cool} = 2I_0$ and $\delta_{23} = -1.5\Gamma$. The intensity of σ^- repumping light is zero and the intensities of σ^+ repumping light are $I_{rep\sigma^+} = 0.01 I_{cool}, 0.1 I_{cool}, I_{cool}$

原子所受的力随速度的变化, 当再抽运光强较小时对与 σ^+ 光相反方向运动的特定速度的原子有较大的冷却而对与之同向运动的原子阻尼力峰值将减少。对三维磁光陷阱而言, 由于捕陷区域内存在空间变化的弱磁场, 可对较大速度范围内的原子进行冷却和囚禁, 如果相向再抽运光不平衡会引起原子总的阻尼和捕陷效果减弱, 因此将比再抽运光平衡时捕陷的原子数目要少, 这与实验是符合的。

在常规的钠原子磁光陷阱实验中, 一般将冷却光的频率调至 F_2 到 F'_3 跃迁的负失谐处, 再抽运光的频率调至 F_1 到 F'_2 跃迁附近。由于钠原子 D_2 线的多能级结构, 也可存在不同的冷却光和再抽运光的频率来冷却和囚禁原子。用多能级模型进行计算得到了冷却和再抽运光的频率在 F_2 到 F'_2 和 F_1 到 F'_0 跃迁频率附近时同样可对原子进行冷却, 并且冷却力的幅度与常规实验使用频率

的情况相似。图 7 为一激光频率 $\delta_{22} = 0$, 另一激光频率在 F_1 到 F'_0 跃迁频率附近变化时, 原子冷却力随速度变化的曲线, 当 $\delta_{10} = -\Gamma$ 时冷却力的峰值最大。图 8 为一激光频率 $\delta_{10} = -\Gamma$ 而另一激光频率在 F_2 到 F'_2 跃迁频率附近变化时的冷却力曲线, 当 $\delta_{22} = 0$ 时冷却力的峰值最大。因此与常规实验情况相比可知, 频率为 F_1 到 F'_0 跃迁频率负失谐的激光为冷却光, 而频率在 F_2 到 F'_2 跃迁频率附近的激光是再抽运光。另一个不同的地方是这一频率组合引起的冷却力峰值时对应的原子速度值要比第一种情况大得多而在两峰值之间的阻尼系数 $\alpha = |F_{Dop}(v)/v|$ 却小得多。对磁光陷阱而言, 由于囚禁原子数目随最大捕陷速度而增大, 因此采用该频率组合将得到更多的囚禁原子数目, 但阻尼系数的减小以及导致的势阱束缚力的减小将使囚禁原子的温度增加而密度减小, 这也与实验相符^[8]。

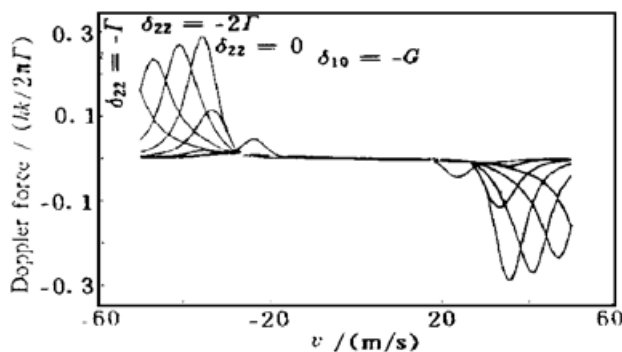


Fig. 7 Curves of Doppler force vs. velocity, $I_{22} = 2I_0$, $\delta_{22} = 0$, $I_{10} = I_{22}$, $\delta_{10} = -2\Gamma, -\Gamma, 0, \Gamma, 2\Gamma$

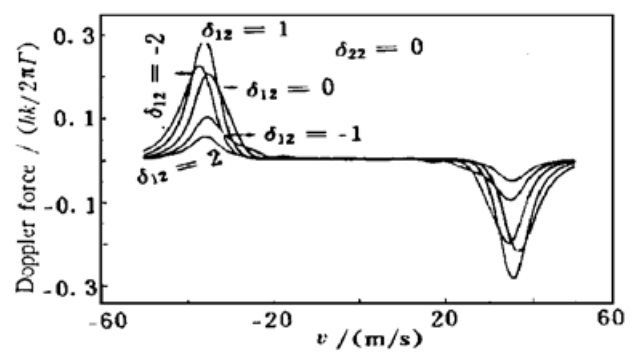


Fig. 8 Curves of Doppler force vs. velocity, $I_{10} = I_{22}$, $I_{22} = 2I_0$, $\delta_{10} = -\Gamma$, $\delta_{22} = -2\Gamma, -\Gamma, 0, \Gamma, 2\Gamma$

结 论 由钠 D_2 线所包含 24 个磁子能级的一维模型求得的稳态粒子数分布和原子冷却力可合理地说明在磁光陷阱实验中的一些现象, 尤其是再抽运光的光强和失谐量的变化对原子的

作用和影响。

参 考 文 献

- [1] Liu Xunming, Lin Yueming, Zhou Shanyu *et al.*, Laser cooling and trapping of sodium atoms in magneto-optical trap. *Chinese J. of Lasers (B)*, 1996, **5**(6) : 511~ 515
- [2] Xunming Liu, Yuming Lin, Shanyu Zhou *et al.*, The effect of repumping light on loading and collision loss in MOT. *J. Chinese Laser (B)*, 1997, **6**(5) : 409~ 418
- [3] M. Walhout, J. Dalibard, S. L. Rolston *et al.*, σ_+ - σ_- optical molasses in a longitudinal magnetic field. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(11) : 1997~ 2007
- [4] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis *et al.*, Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(11) : 2058~ 2071
- [5] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm *et al.*, Atomic-density-dependent losses in an optical trap. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(6) : 452~ 454
- [6] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe *et al.*, Collision losses from a light-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(9) : 961~ 964
- [7] Wolfgang Ketterle, Kendall B. Davis, Michael A. Joffe *et al.*, High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(15) : 2253~ 2256
- [8] E. L. Rabb, M. Prentiss, Alex Cable *et al.*, Trapping of neutral atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(23) : 2631~ 2634

Effects of One-Dimensional σ^+ $-\sigma^-$ Cooling and Re-Pumping Light on Multi-Level Na Atoms

Liu Xunming Wang Yuzhu

(Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 15 November 1997; revised 2 July 1997)

Abstract The formulas of populations distribution and Doppler cooling force dependent on the velocity of atoms were described by considering the physical model of one-dimensional σ^+ $-\sigma^-$ cooling and repumping lights acting on 24-sub-level of Sodium atoms. The velocity-dependent Doppler force and $P(v)$ were calculated and discussed at the conditions of different detunings of cooling light, different intensities and detunings of repumping lights. The results of calculations based on this model can interpret the experimental phenomena in magnetic optical trap and can be used as reference for selecting the parameters in experiment.

Key words laser cooling and trapping, magneto-optical trap, Doppler force, multilevel atoms, repumping light.