

# 双色激光场对运动原子的辐射压力

陈徐宗 刘亮 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(联合)实验室)

## 提 要

本文研究了双色行波场对运动原子的辐射压力. 通过数值计算, 分别得到了在不同光强、不同频率、不同传播方向条件下, 原子在双色场中的受激跃迁速率和辐射压力随速度变化的关系. 结果表明: 双色场对原子的辐射压力和行波场及驻波场相比, 有着许多不同特点, 这些特点可以在激光冷却中性原子、原子速度选择、原子动量扩散的研究中加以利用.

**关键词** 双色行波场, 受激跃迁速率, 辐射压力.

在十多年前, Ashkin 等人<sup>[1,2]</sup>首先研究了行波场对原子的辐射压力, 之后, 人们又将注意力集中到驻波场对原子的辐射压力上<sup>[3,4]</sup>, 并通过激光对原子的辐射压力成功地冷却和捕陷了原子<sup>[5,7]</sup>. 作者曾经研究过失配驻波场对原子的辐射压力<sup>[8]</sup>和不同频率的双光场对静止原子的偏转压力<sup>[9,10]</sup>, 本文则在过去工作的基础上系统地研究了运动原子在不同光强  $E_1, E_2$ , 不同频率  $\omega_1, \omega_2$ , 不同传播方向  $k_1, k_2$  的行波场中的受激跃迁几率和辐射压力随速度的依赖关系.

## 1 双色行波场中原子的运动方程

设一个运动的二能级原子以速度  $v$  沿  $X$  轴正方向在双色光场中飞行. 实验室坐标系中, 如作用于原子的双色光场为:

$$\begin{aligned} E(t) &= E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \cdot r + \phi_1) e_1 + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \cdot r + \phi_2) e_2 \\ &= \epsilon(t) + C.C \end{aligned} \quad (1)$$

$$\epsilon(t) = [E_1 e^{i(\omega_1 t - k_1 \cdot r + \phi_1)} e_1 + E_2 e^{i(\omega_2 t - k_2 \cdot r + \phi_2)} e_2] / 2 \quad (2)$$

式中  $\phi_1, \phi_2$  为相移,  $e_1, e_2$  为偏振方向矢量, 故在原子的质心坐标系中, 原子“感受”到的光场为:

$$\begin{aligned} E'(t) &= E_1 \cos(\omega_1' t + \phi_1) e_1 + E_2 \cos(\omega_2' t + \phi_2) e_2 \\ &= \epsilon_1'(t) + c.c. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1'(t) &= [E_1 e^{i\omega_1' t} e_1 + E_2 e^{i\omega_2' t} e_2] / 2 \\ E_1' &= E_1 e^{i\phi_1}, \quad E_2' = E_2 e^{i\phi_2} \\ \omega_1' &= \omega_1 - k_1 \cdot v, \quad \omega_2' = \omega_2 - k_2 \cdot v \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

由此, 运动原子在双色场作用下的密度矩阵方程为:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \rho_{21} \\ \rho_{12} \\ \rho_{11} - \rho_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\omega_0 - \frac{1}{T_2} & 0 & \frac{i\boldsymbol{\mu}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}'(t)}{2} \\ 0 & -i\omega_0 - \frac{1}{T_2} & \frac{-i\boldsymbol{\mu}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}'(t)}{2} \\ i\boldsymbol{\mu}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}'(t) & -i\boldsymbol{\mu}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}'(t) & -\frac{1}{T_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_{21} \\ \rho_{12} \\ \rho_{11} - \rho_{22} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{\rho_{11}^{(0)} - \rho_{22}^{(0)}}{T_1} \end{bmatrix} \quad (5)$$

设开始时,原子处于基态 $|1\rangle$ ,即 $\rho_{11}^0 = 1$ ,且令 $\rho_{21}(t) = e^{-i\omega_0 t} \sigma_{21}(t)$ ,  $\rho_{12}(t) = \rho_{21}^*(t)$ ,  $\rho_{22} - \rho_{11} = \sigma(t)$ ,  $\Omega(t) = i(\Omega_1 e^{iA_1 t} + \Omega_2 e^{iA_2 t})$ ,  $\Omega_j = (\boldsymbol{\mu}_0 \cdot \mathbf{e}_j) E_j / 2\hbar$ ,  $A_j = (\omega_j - \omega_0) - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{v}$ , ( $j = 1, 2$ ),  $T_1 = 1/2\Gamma$ ,  $T_2 = 1/\Gamma$ , 利用旋波近似,并令 $\sigma(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n(A) e^{-inA}$ , 对时间积分可得<sup>[11]</sup>:

$$\begin{aligned} \sigma_{21}(t) &= -i \exp(-\Gamma t) \int_0^t \{ \Omega_1^* \exp[(-iA_1 + \Gamma)t'] + \Omega_2^* \exp[(-iA_2 + \Gamma)t'] \} \sigma(t') dt' \\ &= -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \Omega_1^* \frac{e^{i(-A_1+n)t}}{b_1^* + inA} + \Omega_2^* \frac{e^{i(-A_2+n)t}}{b_2^* + inA} \right] U_n(A) \end{aligned} \quad (6)$$

$$b_j = \Gamma + iA_j, \quad A = A_1 - A_2, \quad (j = 1, 2) \quad (7)$$

$U_n$  由递推公式:

$$U_n = T_n T_{n-1} \cdots T_0 U_0, \quad U_0 = -1/(1 - A| - 0 - B_{-1} T_1^* - C_1 T) \quad (8)$$

决定. 其中递推因子  $T_n$  为:

$$\left. \begin{aligned} T_n &= B_{n-1} / (1 - A_n - C_{n+1} T_{n+1}), \\ A_n &= -2 \sum_{j=1,2} \frac{|\Omega_j|^2}{2\Gamma + inA} \left[ \frac{1}{b_j^* + inA} + \frac{1}{b_j + inA} \right] \\ B_n &= -\frac{2\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Gamma + i(n+1)A} \left[ \frac{1}{b_1 + inA} + \frac{1}{b_2^* + inA} \right], \quad C_n = B_n^* \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

一般情况下,原子在场  $E_j(t)$  的作用下将发生受激跃迁,设其速率为:

$$V_j(t) = -2i\Gamma(\Omega_j e^{iA_j} \sigma_{21} - \Omega_j^* e^{-iA_j} \sigma_{21}) \quad (10)$$

由(5)式可知:原子在激发态 $|2\rangle$ 的总跃迁速率为:

$$d\rho_{22}/(dt) = 2\Gamma[V_1(t) + V_2(t)] - 2\Gamma\rho_{22} \quad (11)$$

其中  $2\Gamma V_1(t)$ ,  $2\Gamma V_2(t)$  分别为原子在  $E_1$  和  $E_2$  作用下的净受激跃迁速率,  $2\Gamma\rho_{22}$  为自发辐射速率. 而这时光场对原子的辐射压力为:

$$\mathbf{F}(t) = \mu_0(\rho_{12} + \rho_{21}) \nabla E(t) = \hbar \mathbf{k}_1 [2\Gamma V_1(t)] + \hbar \mathbf{k}_2 [2\Gamma V_2(t)] \quad (12)$$

由(12)式可知:原子在  $E_j$  场作用下的受激跃迁速率为  $2\Gamma V_j$ , 则其对应的辐射压力为  $\hbar \mathbf{k}_j V_j(t)$ , 这里  $\hbar \mathbf{k}_j$  对应一个光子动量. 当  $V_j(t) > 0$  时,由(9)式可知,这时原子在  $E_j$  光场作用下的受激跃表现为净受激吸收,因此原子所受到的辐射压力为受激吸收力,其方向和  $\hbar \mathbf{k}_j$  一致;而当  $V_j(t) < 0$  时,原子在  $E_j$  光场作用下的受激跃迁表现为净受激辐射,因此原子所受到的辐射压力为受激辐射力,力的方向和  $\hbar \mathbf{k}_j$  方向正好相反. 由此可见,双色对原子的辐射压力为三部分辐射压力的合力. 如对空间取平均,则有:

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= \langle V_1(t) \rangle = -i \left[ |\Omega_1|^2 u_0 / |b_1|^2 + (\Omega_1 \Omega_2^* u_{-1} / b_1^* + C. C.) / 2\Gamma \right] \\ V_2 &= \langle V_2(t) \rangle = -i \left[ |\Omega_2|^2 u_0 / |b_2|^2 + (\Omega_1 \Omega_2^* u_{-1} / b_2^* + C. C.) / 2\Gamma \right] \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

运动原子在空间飞行时的平均辐射压力为:

$$\mathbf{F} = \langle \mathbf{F}(t) \rangle = 2\hbar \mathbf{k}_1 V_1 + 2\hbar \mathbf{k}_2 V_2 \quad (14)$$

## 2 不同光强条件下的双色场对原子的辐射压力

如双色场的振幅  $E_1$ 、 $E_2$  不同,传播方向相反,但其频率相同,即:

$$E(t) = E_1 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_1) + E_2 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi_2) \quad (15)$$

这时双色场对原子的平均辐射压力为:

$$F = 2\hbar k \Gamma (V_1 - V_2) k^\circ \quad (16)$$

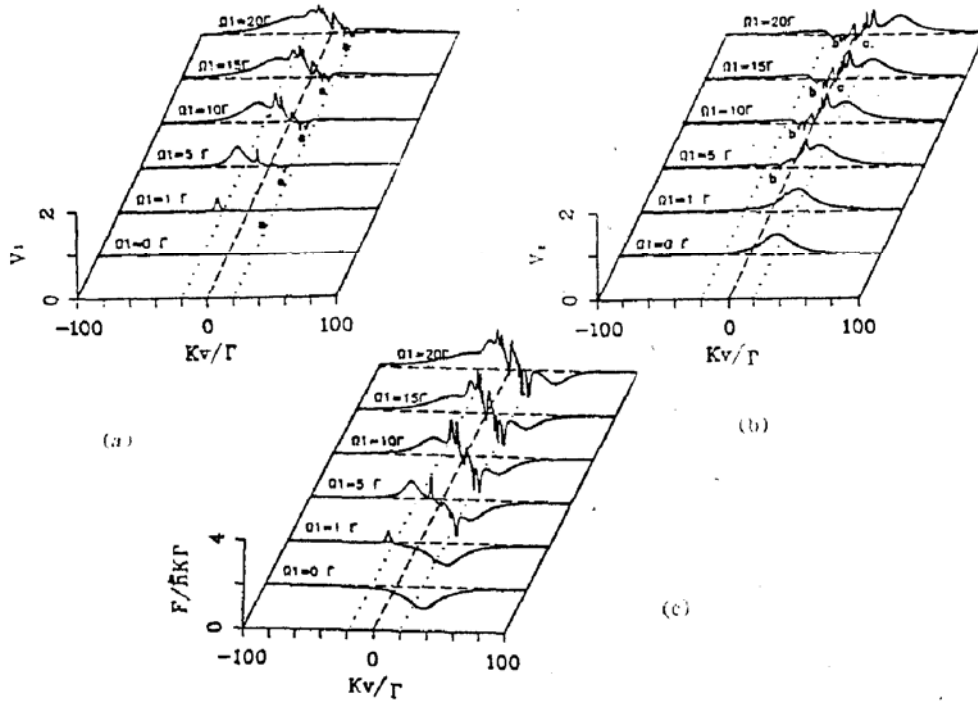


Fig. 1 The evolution of distribution of relative transition rate  $v_1$  (a),  $v_2$  (b) and relative force  $F/\hbar k \Gamma$  (c) with  $\Omega_1$  for  $\Omega_2 = 10 \Gamma$  and  $\Delta_1 = \Delta_2 = -20 \Gamma$

式中  $k^\circ$  和  $E_1$  的传播方向相同. 数值计算表明: 辐射压力和受激跃迁速率不受相位  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  的影响, 因此, 在以下的讨论中, 可令  $\phi_1 = \phi_2 = 0$ . 当取场  $E_2$  的对应拉比频率  $\Omega_2 = 10 \Gamma$ , 矢谱量  $A_1 = A_2 = -20 \Gamma$ , 而让场  $E_1$  对应的拉比频率  $\Omega_1$  取不同值, 这样可得如图 1 所示的相对受激跃迁速率  $v_1$ 、 $v_2$  和相对辐射压力  $F/\hbar k \Gamma$  随相对速度  $kv/\Gamma$  变化的数值计算结果. 结果表明: 1) 随着  $E_1$  场拉比频率的增大, 原子的能级发生位移<sup>[12]</sup>, 因此,  $v_1$ 、 $v_2$  的共振点向二边平移. 比较图 1(b) 中  $v_2$  的主峰位置可见, 在  $\Omega_1 = 0$  时, 共振峰位置在  $kv = A_2$  (用点线表示的位置) 处, 随着光强增大,  $v_2$  的峰值向右偏移, 与此对应, 辐射压力  $F$  的主峰也向二旁偏移, 如图 1(c) 所示. 2) 从主峰到大速度区域, 原子所受辐射压力的分布形状和行波场如图 1(c) 中  $\Omega_1 = 0$  的曲线) 作用下的辐射压力分布形状相似, 此时,  $v_1$ 、 $v_2$  都为正值, 这表明在此情况下仅存在受激吸收力. 3) 随着  $\Omega_1$  的增大, 可是在二主峰的区域逐步出现许多小峰, 且  $v_1$  ( $v_2$ ) 出现负值 (如 1(a) 中 a 点、图 1(b) 中的 b、c 点), 这说明除了受激吸收过程处, 还有受激辐射过程. 4) 在  $\Omega_1 = \Omega_2$  (即驻波场时), 存在二个对称的非零速度聚速点 (即  $F = 0$  时的速度  $v_c$ , 如图 1(c), 而当  $\Omega_1$  不断增大时, 这二速度聚点向右偏移, 并且整个辐射压力分布呈非对称分布.

## 3 不同频率条件下的双色场对原子的辐射压力

如双色场的频率  $\omega_1$  和  $\omega_2$  不同, 传播方向相反, 则在原子的质心坐标系中有:

$$E'(t) = E \cos [(\omega_1 - k_1 v)t] + E \cos [(\omega_2 + k_2 v)t] \quad (17)$$

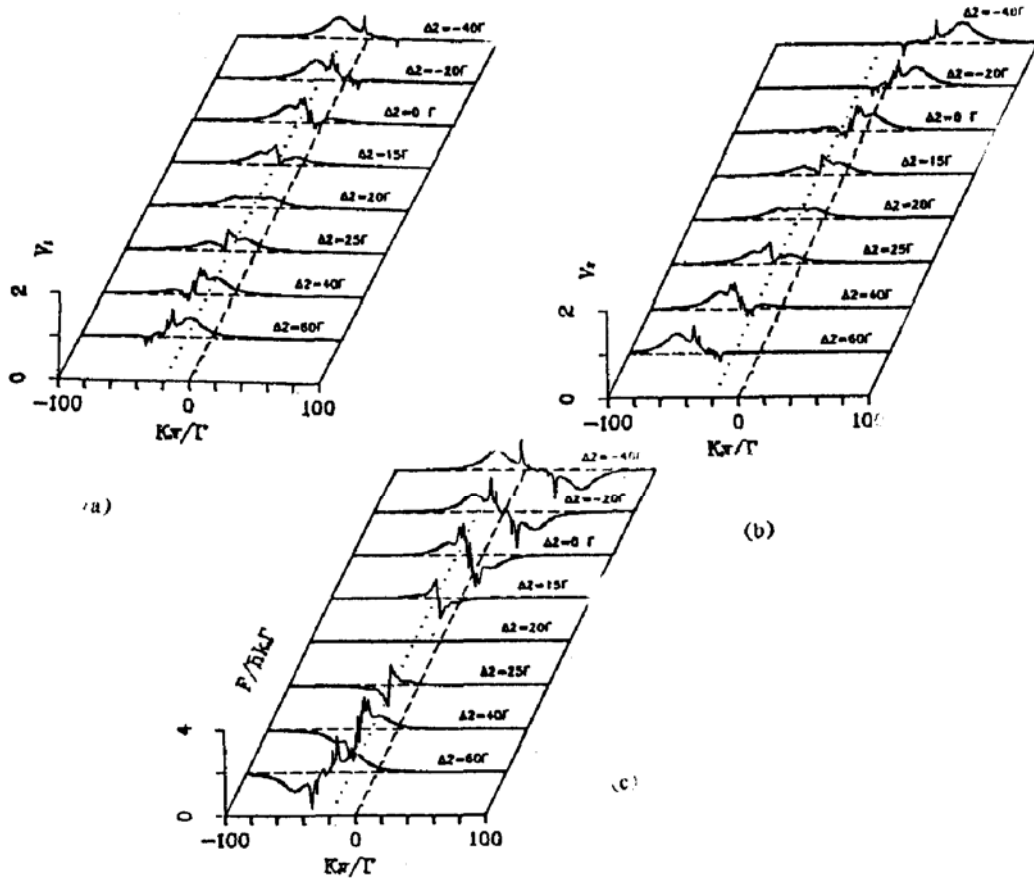


Fig. 2 The evolution of distribution of relative transition rate  $v_1$  (a),  $v_2$  (b) and relative force  $F/hk_0I'$  (c) with  $\Delta_2$  for  $\Omega_1 = \Omega_2 = 8 \Gamma$  and  $\Delta_1 = -20 \Gamma$

图 2 是在失谐量  $\Delta_1 = -20 \Gamma$ ,  $\Omega_1 = \Omega_2 = 8 \Gamma$ , 而失谐量  $\Delta_2$  不断变化时的相对跃迁速率  $v_1$ ,  $v_2$  和相对辐射压力  $F/hk_0I'$  随相对速度  $kv/\Gamma$  分布的数值计算结果. 比较图 2(c) 各失谐  $\Delta_2$  条件下  $F$  分布可知, 当  $\Delta_2 \neq \Delta_1$  时,  $F$  的对称中心不在  $v = 0$  处, 且辐射压力的分布范围随失谐量  $\Delta_2$  的意化而变化. 这点与驻波场条件 ( $\Delta_2 = \Delta_1$ ) 下的辐射压力分布有着明显的不同. 其原因为: 由于  $\Delta_1$  不变,  $v_1$  的主峰位置在  $k_1 v = \Delta_1$  附近 (如图 2(a) 所示), 而  $\Delta_2$  在不断变化, 且主峰位置在  $k_2 v = -\Delta_2$  附近 (如图 2(b) 所示), 说明  $v_2$  的主峰位置随  $\Delta_2$  的改变而改变. 这时二峰镜像对称的中点  $k_0 v_s = (\Delta_1 - \Delta_2)/2$  随  $\Delta_2$  的变化而变化, 由此辐射压力的对称中心  $k_0 v_s$  也随着  $\Delta_2$  的变化而变化. 另外, 辐射压力的分布范围 (二主峰间距离)  $|\Delta_1 + \Delta_2|$  也随  $\Delta_2$  的变化而变化, 因此, 随着  $\Delta_2$  的增加, 辐射压力的分布范围也变大. 同时, 速度聚速点也随着辐射压力分布对称中心的改变而改变. 此外, 由于辐射压力范围依赖于  $\Delta_1 + \Delta_2$ , 从而产生了二种特殊的分布: 1) 在  $\Delta_2 = -\Delta_1$  时, 辐射压力  $F$  随  $kv/\Gamma$  的分布处处为零, 这时它的分布范围实际上为  $|\Delta_1 + \Delta_2| = 0$  (如图 2(c) 中  $\Delta_2 = -20 \Gamma$  的曲线). 2)  $\Delta_2 = -\Delta_1 + \delta$  和  $\Delta_2 = -\Delta_1 - \delta$  时的辐射压力分布具有反对称性 (比较图 2(c)  $\Delta_2 = 15 \Gamma$  和  $\Delta_2 = 25 \Gamma$  及  $\Delta_2 = 0 \Gamma$  和  $\Delta_2 = 40 \Gamma$  时的曲线), 这时的辐射压力随速度分布的正负特性正好相反, 这意味着某个速度区域是冷却力可以转化为加热力, 反之亦然.

#### 4 不同传播方向条件下的双色场对原子的辐射力

作者曾研究过失配驻波场中原子运动的行为<sup>[9]</sup>, 实质上就是原子在不同主向传播的双色光场中所受辐射压力的问题. 作者从实验上曾观察到了当  $k_1, k_2$  具有角度时, 辐射压力的性质

发生变化的现象. 结果表明, 利用不同方向传播的光束所构成的驻波场可以扩展驻波场冷却原子的速度范围. 下面将进一步分析不同传播方向光场对原子的辐射压力性质.

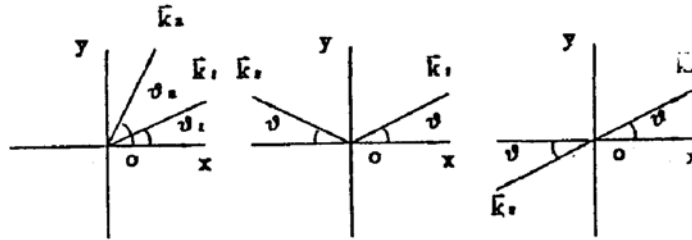


Fig. 3 Diagrammatic sketch for a bichromatic field with different wave vectors in arbitrary condition (a) or in special cases (b) and (c)

如双色场的传播方向  $k_1^0$  和  $k_2^0$  不同, 但其光强、频率都相同, 这时的光场(如图 3(a)所示)为:

$$E(t) = E \cos(\omega t - k_1 \cdot r) + E \cos(\omega t - k_2 \cdot r) \quad (18)$$

其对原子的辐射压力为

$$\left. \begin{aligned} F &= F_x i + F_y j, \\ F_x &= 2\hbar k \Gamma (v_1 \cos \theta_1 + v_2 \cos \theta_2), \quad F_y = 2\hbar k \Gamma (v_1 \sin \theta_1 + v_2 \sin \theta_2) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

以下考虑二种特殊情况, 如图 3(b)、3(c)所示.

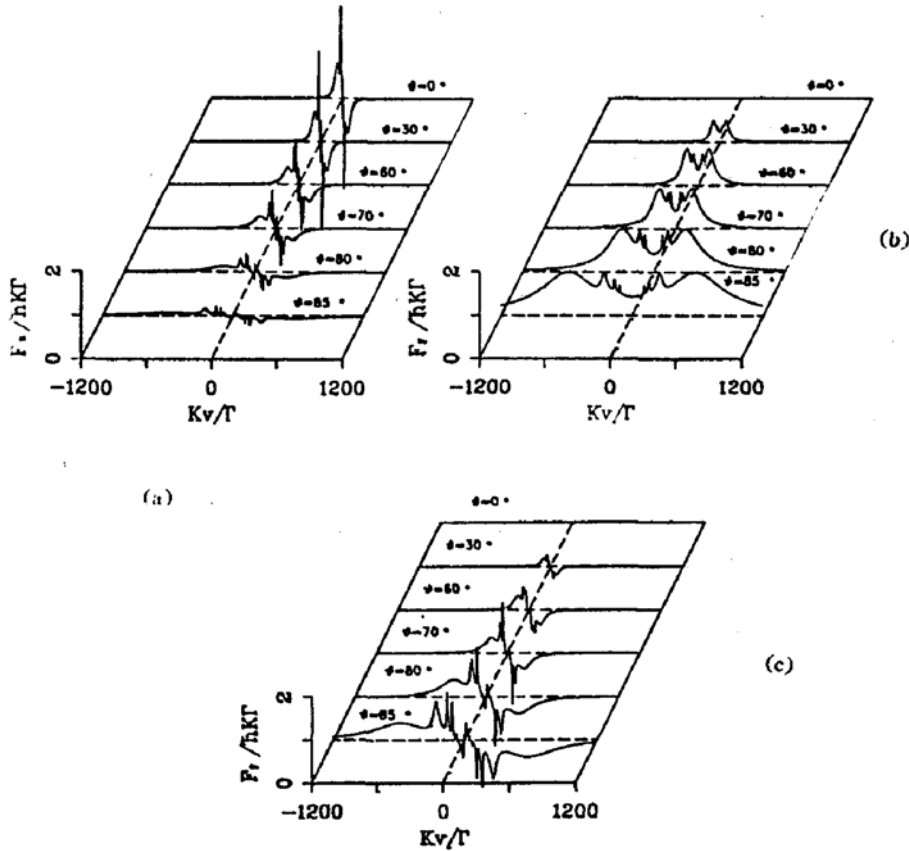


Fig. 4 The evolution of distribution of relative force  $F_x/hk\Gamma$  (a) and relative force  $F_y/hk\Gamma$  (b), (c) for  $\Omega_1 = \Omega_2 = 20 \Gamma$  and  $\Delta_1 = \Delta_2 = -20 \Gamma$

图 4 分别给出了在不同入射角  $\theta$  的情况下, 双色光场对原子的辐射压力  $F_x, F_y$  随相对速度

$kv/\Gamma$  的分布图 4(a), 图 4(b) 对应于图 3(b) 所示光场入射条件下, 辐射压力  $F_x$  和  $F_y$  的分布, 图 4(a) 可知, 随着光场入射角度  $\theta$  增大, 辐射压力  $F_x$  分布变宽, 但强度变小,  $F_y$  的强度和分布却随  $\theta$  增大而变大变宽. 当出现受激辐射时, 如  $v_1 > 0, v_2 < 0$ , 由于  $F_x = 2\hbar k\Gamma(v_1 - v_2)\cos\theta$ , 原子在 X 轴方向得到相同方向的受激辐射的光子动量和受激吸收光子动量, 因而可得到较大的辐射压力, 它具有奇对称性. 而对于  $F_y = 2\hbar k\Gamma(v_1 + v_2)\sin\theta$ , 原子在 Y 轴方向得到的受激辐射光子动量方向和受激吸收光子动量方向相反, 因而 Y 轴方向的辐射压力最大值为  $\hbar k\Gamma$ , 且具有偶对称性.

图 4(a), (c) 对应于图 3(c) 所示光场入射情况时辐射压力  $F_x$  和  $F_y$  的分布. 这里  $F_x$  的分布情况和图 3(b) 条件下的分布情况相同, 而  $F_y$  也随着  $\theta$  的增大而强度增大、分布范围变宽, 这点与图 3(b) 中的  $F_y$  的变化趋势一致. 在出现受激辐射时(设  $v_1 > 0, v_2 < 0$ ), 由于  $F_y = 2\hbar k\Gamma(v_1 - v_2)\sin\theta$ , 因此传递给原子的受激辐射光子动量和受激吸收光子动量一致, 因此原子可在 Y 轴方向得到较大的辐射压力, 且具有奇对称性. 对于图 3(b), 图 3(c) 的入射情况, 原子在 X 轴方向实际上在一个波长为  $\lambda/\cos\theta$  的驻波场中运动, 相对于同等条件下的波长为  $\lambda$  的驻波场来说, X 轴方向的辐射压力  $F_x$  分布范围将扩大  $1/\cos\theta$  倍, 而强度将缩小  $1/\cos\theta$  倍.

## 5 总 结

以上对各种情况下双色场对原子的辐射压力作了系统的研究. 结果表明: 双色场对原子的辐射压力和单行波场、驻波场相比, 有着许多不同的特点, 如: 不同光强、不同频率条件下的双色场辐射压力随速度的分布和速度聚束点具有非对称性, 不同频率失谐条件下辐射压力对称中心及范围具有可调性, 这些特点可在原子的冷却、偏转、速度选择等方面加以利用. 另外, 利用在双色场相反失谐的条件下辐射压力为零的特点来研究原子的动量扩散. 因此, 开展双色场对原子辐射压力的研究是十分有意义的.

## 参 考 文 献

- [1] A. Ashkin, Atomic beam deflection by resonant radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **25**(19): 1321
- [2] J. P. Gordon, A. Ashkin, Motion of atoms in a radiation trap. *Phys. Rev. (A)*, 1980, **21**(5): 1606
- [3] V. S. Letokhov, V. G. Minogin, Laser radiation pressure on free atoms. *Phys. Rep.*, 1981, **73**(1): 1
- [4] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Dress-atom approach to atomic motion in laser light. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **2**(11): 1707
- [5] W. D. Phillips, H. Metcalf, Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**(9): 596
- [6] Y. Z. Wang, W. Q. Cai, Y. D. Chen, One-dimensional motion of slow atom in standing-wave field. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(7): 4032
- [7] D. S. Weiss, E. Riss, Y. Shevy *et al.*, Optical molasses and multilevel atoms, experiment. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(11): 2072
- [8] Y. Z. Wang, L. Liang, W. Q. Cai *et al.*, Atomic motion in a misaligned standing wave field. *Chinese Phys. Lett.*, 1991, **8**(7): 333
- [9] Liu Liang, Y. Z. Wang, A new method of isotope separation by means of laser deflection of an atomic beam. *Chinese Phys. Lett.*, 1986, **3**(11): 497
- [10] 刘亮, 王育竹, 受激辐射压力的光子再分配模型. *光学学报*, 1991, **11**(7): 577
- [11] 陈徐宗, 刘亮, 王育竹, 驻波场中原子的跃迁速率和所受辐射压力的关系. *物理学报*, (待发表)
- [12] P. L. Knight, P. W. Milonni, The Rabi frequency in optical spectra. *Phys. Rep.*, 1980, **66**(2): 21

## in a bichromatical laser field

CHEN Xuzong    LIU Liang    WANG Yuzhu

*(Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and  
Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)*

(Received 7 December 1992)

### Abstract

The radiation force on a moving atom in a bichromatical travelling field is investigated in this paper. The relation of the atomic stimulated transition rate and the radiation force on the atom with its velocity in a bichromatical travelling wave is obtained by numerical calculation. Compared with that in a monochromatical travelling or a standing wave, the result in the bichromatical field have its own character, which is useful in the investigation of laser cooling of neutral atoms, selection of atomic velocity and atomic momentum diffusion.

**Key words** bichromatical travelling field, stimulated transition rate, radiation force.