

# 驻波场中原子的跃迁速率与所受 辐射压力的关系

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(联合)开放研究实验室, 上海 201800

1993 年 1 月 5 日收到

从二能级原子的密度矩阵运动方程出发,研究了原子在驻波场中的受激吸收速率、受激辐射速率和辐射压力的对应关系,提出了在驻波场中原子所受的辐射压力由受激吸收力和受激辐射力构成.此观点可以推广至  $N$  个行波场和原子相互作用的情况.

PACC: 3280P; 4250; 3260S

## 一、引 言

近 10 年来,人们对原子在驻波场中所受的辐射压力进行了广泛的研究<sup>[1-15]</sup>.一般认为驻波场中原子所受的辐射压力由自发辐射力和受激辐射力构成.但是在对于平均辐射压力的认识上有着两种不同的观点. Minogin 等人认为:由于驻波场的空间周期性,作用于原子的平均受激辐射压力为零,原子只受到自发辐射力的作用<sup>[4,7,16,17]</sup>,为了使受激辐射压力起作用而提出了整流力的方案<sup>[16,17]</sup>. 而 Dalibard 等人则认为尽管驻波场存在着空间周期性的特点,但其对原子的受激辐射压力不为零<sup>[10,11]</sup>. 另外,在对于驻波场中原子受力的研究方法上也有着不同的特点,各有利弊. 比较典型的是 Minogin 等人的密度矩阵方法和 Dalibard 的缀饰原子方法. 前者能给出辐射压力的连分数形式的严格解,但没有明确的物理意义. 后者虽能按速度区域对辐射压力给出物理解释,但只能给出辐射压力的近似解,这样对辐射压力的理解就缺乏连贯性. 本文与 Minogin 的方法类似,也从密度矩阵运动方程出发来研究驻波场中原子所受的辐射压力和光场强度、失谐量和原子速度等物理参量的关系. 和以往的工作不同的是,我们在研究力和其它物理参量的关系之前,首先研究了原子在组成驻波场的两个不同方向传播的行波场作用下的受激吸收速率、受激辐射速率和辐射压力的关系,从而找出各种不同性质的辐射力的起源. 并通过辐射跃迁速率和辐射压力的对应关系,来分析在不同光场强度、失谐、速度条件下产生辐射压力的物理机制,最后对以上两种不同的观点作了解释.

## 二、密度矩阵运动方程

考虑一个以速度  $v$  沿  $z$  轴正向飞行的二能级原子,它受到两个频率相同、传播方向相反的行波场的作用. 在实验室坐标系  $o-xyz$  中,设作用于原子的光场为

$$E(t) = E_+ \cos(\omega t - \mathbf{K}_+ \cdot \mathbf{r}) + E_- \cos(\omega t - \mathbf{K}_- \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

这里  $|\mathbf{K}_+| = |\mathbf{K}_-| = K$ , 且  $\mathbf{K}_+$  平行于  $\mathbf{v}$ .  $\mathbf{r}$  为实验室参照系中的位置坐标. 如以原子的运动质心作为参照系, 设坐标系  $o'-x'y'z'$ , 则光场可表示为

$$E'(t) = E_+ \cos(\omega_+ t - \mathbf{K}_+ \cdot \mathbf{r}') + E_- \cos(\omega_- t - \mathbf{K}_- \cdot \mathbf{r}'), \quad (2)$$

这里  $\omega_+ = \omega - Kv$ ,  $\omega_- = \omega + Kv$ ,  $\mathbf{r}'$  为原子质心参照系中的位置坐标. 为了方便起见, 设原子在  $o'-x'y'z'$  的原点  $o'$  上. 在旋波近似下, 可得原子质心运动参照系中的密度矩阵方程为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} = & -i\{\Omega_+ [\exp(i\Delta\omega_+ t)\sigma_{21} - \exp(-i\Delta\omega_+ t)\sigma_{12}] \\ & + \Omega_- [\exp(-i\Delta\omega_- t)\sigma_{21} - \exp(-i\Delta\omega_- t)\sigma_{12}]\} - 2\Gamma\rho_{22}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\dot{\sigma}_{21} = -i[\Omega_+ \exp(-i\Delta\omega_+ t) + \Omega_- \exp(-i\Delta\omega_- t)](\rho_{22} - \rho_{11}) - \Gamma\sigma_{21}, \quad (4)$$

$$\rho_{22} + \rho_{11} = 1, \quad (5)$$

这里  $\Delta\omega_+ = \Delta\omega - Kv$ ,  $\Delta\omega_- = \Delta\omega + Kv$ ,  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  为失谐量.  $\Omega_+ = \mu_0 E_+ / 2\hbar$ ,  $\Omega_- = \mu_0 E_- / 2\hbar$  为拉比频率,  $\omega_0$  为原子的中心跃迁频率,  $\mu_0$  为跃迁矩阵元,  $2\Gamma$  为自发辐射速率. 令

$$\rho_{22} - \rho_{11} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(v) \exp(-i2nKvt), \quad (6)$$

运用文献[15]中类似的方法, 将(6)式代入(4)式, 积分可得

$$\begin{aligned} \sigma_{21}(t) = & -i \exp(-\Gamma t) \int_{-\infty}^t \{\Omega_+ \exp[(-i\Delta\omega_+ + \Gamma)t'] \\ & + \Omega_- \exp[(-i\Delta\omega_- + \Gamma)t']\} (\rho_{22} - \rho_{11}) dt' \\ = & -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \Omega_+ \frac{\exp[i(-\Delta\omega - (2n-1)Kv)t]}{b_+^* - i2nKv} \right. \\ & \left. + \Omega_- \frac{\exp[i(-\Delta\omega - (2n+1)Kv)t]}{b_-^* - i2nKv} \right\} u_n, \end{aligned} \quad (7)$$

这里  $b_+ = \Gamma + i\Delta\omega_+$ ,  $b_- = \Gamma + i\Delta\omega_-$ . 将(7)式代入(3), (5)式, 可得差分方程

$$u_n + \delta_{n,0} = A_n u_n + B_{n-1} u_{n-1} + C_{n+1} u_{n+1}, \quad (8)$$

这里

$$\begin{aligned} A_n = & -\frac{\Omega_+^2}{\Gamma - inKv} \left[ \frac{1}{b_+^* - i2nKv} + \frac{1}{b_+ - i2nKv} \right] \\ & - \frac{\Omega_-^2}{\Gamma - inKv} \left[ \frac{1}{b_-^* - i2nKv} - \frac{1}{b_- - i2nKv} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$B_n = -\frac{\Omega_+ \Omega_-}{\Gamma - i(n+1)Kv} \left[ \frac{1}{b_+ - i2nKv} + \frac{1}{b_-^* - i2nKv} \right], \quad (10)$$

$$C_n = B_n^*, \quad (11)$$

令  $u_n = T_n u_{n-1}$ , 当  $n \neq 0$  时, 由(8)式可得

$$T_n = B_{n-1} / (1 - A_n - C_{n+1} T_{n+1}). \quad (13)$$

当  $n=0$  时, 由(8)式可得

$$u_0 = 1 / (A_0 - B_{-1} T_1^* - C_{-1} T_1 - 1). \quad (14)$$

由(12), (13), (14) 式可得  $u_n = T_n T_{n-1} T_{n-2} \cdots T_1 u_0$ . (15)

在光场  $E$  作用下, 原子所受的辐射压力为<sup>[10]</sup>

$$\mathbf{F}(t) = -i\hbar K \{\Omega_+ [\exp(i\Delta\omega_+ t)\sigma_{21} - \exp(-i\Delta\omega_+ t)\sigma_{12}] \mathbf{K}_+^0$$

$$+ \Omega_- [\exp(i\Delta\omega_- t)\sigma_{21} - \exp(-i\Delta\omega_- t)\sigma_{12}]\mathbf{K}_-^0\}, \quad (16)$$

这里  $\mathbf{K}_+^0, \mathbf{K}_-^0$  为  $\mathbf{K}_+, \mathbf{K}_-$  的方向矢量.

如将(7)式代入(16)式,并对时间求平均,可得

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \langle \mathbf{F}(t) \rangle \\ &= -2\hbar K\Gamma \left\{ \frac{\Omega_+}{|b_+|^2} \left[ \Omega_+ + \Omega_- \left( \frac{\Delta\omega - KvT_1^i}{\Gamma} + T_1^R \right) \right] u_0 \mathbf{K}_+^0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Omega_-}{|b_-|^2} \left[ \Omega_- + \Omega_+ \left( -\frac{\Delta\omega + KvT_1^i}{\Gamma} + T_1^R \right) \right] u_0 \mathbf{K}_-^0 \right\}, \quad (17) \end{aligned}$$

这里  $T_1^R = \text{Re}(T_1), T_1^i = \text{Im}(T_1)$ . 如将(17)式转换到实验室参照系中,则  $\mathbf{F}$  表示  $\mathbf{F}(t)$  对坐标  $z$  的平均值.

### 三、驻波场中原子的跃迁速率与所受的辐射压力

在方程(3)和(16)中,令

$$V_+(t) = -i \frac{\Omega_+}{2\Gamma} [\exp(i\Delta\omega_+ t)\sigma_{21} - \exp(-i\Delta\omega_+ t)\sigma_{12}], \quad (18)$$

$$V_-(t) = -i \frac{\Omega_-}{2\Gamma} [\exp(i\Delta\omega_- t)\sigma_{21} - \exp(-i\Delta\omega_- t)\sigma_{12}], \quad (19)$$

$$V(t) = V_+(t) + V_-(t), \quad (20)$$

则(4)和(16)式可表示为

$$\dot{\rho}_{22} = [2\Gamma V_+(t) + 2\Gamma V_-(t)] - 2\Gamma \rho_{22}, \quad (21)$$

$$\mathbf{F} = 2\hbar K\Gamma V_+(t)\mathbf{K}_+^0 + 2\hbar K\Gamma V_-(t)\mathbf{K}_-^0. \quad (22)$$

比较(3)和(21)式可知:  $2\Gamma V_+(t), 2\Gamma V_-(t)$  分别为原子在  $E_+$  和  $E_-$  光场作用下的净跃迁速率,  $2\Gamma V(t)$  为双光场作用下的原子总跃迁速率. (22)式则表示原子所受的辐射压力由  $E_+$  光场产生的力  $\mathbf{F}_+(t) = \hbar K\mathbf{K}_+^0 [2\Gamma V_+(t)]$  和  $E_-$  光场产生的力  $\mathbf{F}_-(t) = \hbar K\mathbf{K}_-^0 [2\Gamma V_-(t)]$  的合力, 每个力等于单光子动量  $\hbar K$  和跃迁速率  $2\Gamma V_i(t)$  的乘积. 由于受激跃迁包括两种过程, 即受激吸收和受激辐射, 当  $2\Gamma V_+(t)$  (或  $2\Gamma V_-(t)$ )  $> 0$  时, 这时净受激跃迁表现为受激吸收, 与此对应, 原子受到的力  $\mathbf{F}_+$  (或  $\mathbf{F}_-$ ) 称为受激吸收力. 当  $2\Gamma V_+(t)$  (或  $2\Gamma V_-(t)$ )  $< 0$  时, 这时净受激跃迁表现为受激辐射, 原子受到的力则称为受激辐射力.

下面主要讨论原子的跃迁速率和辐射压力在空间的平均效应. 对于驻波场,  $\Omega_+ = \Omega_-, \mathbf{K}_+^0 = -\mathbf{K}_-^0$ , 则有

$$V_+ = -\frac{\Omega_+}{|b_+|^2} \left[ \Omega_+ + \Omega_- \left( \frac{\Delta\omega - KvT_1^i}{\Gamma} + T_1^R \right) \right] u_0 \quad (23)$$

$$V_- = -\frac{\Omega_-}{|b_-|^2} \left[ \Omega_- + \Omega_+ \left( -\frac{\Delta\omega + KvT_1^i}{\Gamma} + T_1^R \right) \right] u_0 \quad (24)$$

$$\langle \dot{\rho}_{22} \rangle = 2\Gamma(V_+ + V_-) - 2\Gamma \langle \rho_{22} \rangle \quad (25)$$

$$\mathbf{F} = \langle \mathbf{F} \cdot \mathbf{e}_z \rangle = 2\hbar K\Gamma(V_+ - V_-), \quad (26)$$

这里  $\langle \mathbf{F} \cdot \mathbf{e}_z \rangle$  为总辐射压力对  $z$  轴投影后所取的空间平均值.  $\langle \rho_{22} \rangle$  为激发态几率对空间的平均值.

由(24),(25)式可知,在单光场作用的情况下,设 $\Omega_+ = 0$ ,原子只受到一个光场的作用,这时 $V_-$ 总大于零,即仅存在受激吸收过程,且受激吸收速率正好和自发辐射速率相等,因此 Askin 等人称这种力为自发辐射力<sup>[17]</sup>,这种情况下,和受激吸收力等价.而在驻波场情况下, $V_+, V_-$ 可大于零,亦可小于零.由此可得三种不同的跃迁组合状态,见表 1.

表 1

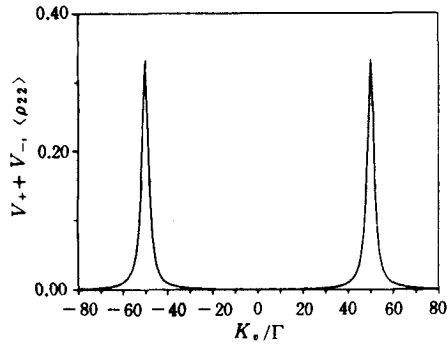
No.	$V_+$ 正负属性	$V_-$ 正负属性	$F_+$ 的性质	$F_-$ 的性质
1	+	+	受激吸收力	受激吸收力
2	+	-	受激吸收力	受激辐射力
3	-	+	受激辐射力	受激吸收力

下面通过几个数值计算的例子对表 1 中的  $V_+, V_-, F_+, F_-$  等物理量的关系作进一步的说明. 图 1 至图 4 分别表示在不同驻波场光强情况下各物理量和相对速度  $Kv/\Gamma$  的关系. 图(a)为相对总跃迁速率  $V = V_+ + V_-$  和  $Kv/\Gamma$  的关系,亦即为上能级布居几率  $\langle \rho_{22} \rangle$  和  $Kv/\Gamma$  的关系. 图(b)为对应于  $E_+, E_-$  的净相对跃迁速率  $V_+, V_-$  随  $Kv/\Gamma$  的关系. 图(c)为相对辐射压力  $F/2\hbar K\Gamma$  和  $Kv/\Gamma$  的关系,它在数值上等于  $V_+ - V_-$ . 为了讨论简单起见,我们只讨论  $Kv/\Gamma > 0$  的部分. 由于已假设原子运动速度  $v$  的正向和  $\mathbf{K}_+$  一致,因此图上  $F > 0$  时,原子被加速(加热), $F < 0$  时,原子被减速(冷却). 由于  $V_+$  和  $V_-$  具有镜像对称性,因此在  $v=0$  的点上有一交点  $o$ ,如令这时的  $V_0 = V_+(v=0) = V_-(v=0)$ ,很容易发现,当  $V_- > V_0$  时,辐射压力  $F$  表现为冷却力(见图 1 至图 4),而当  $V_- < V_0$  时,辐射压力  $F$  表现为加热力(见图 3 和图 4(b),(c)). 原因很清楚,因为  $\mathbf{K}_-$  的方向和  $v$  相反,当  $V_- > V_0$  时, $V_-$  表现为受激吸收,它产生一个和  $v$  反方向的力. 而  $V_+$  有着两种情况:(1) $V_+ > 0$ ,为受激吸收,它产生一个和  $v$  同方向的力,但这时  $V_-$  的受激吸收速率恒大于  $V_+$  的受激吸收速率,因此总合力为冷却力 ( $|F_+ + F_-| < |F_-|$ , 见图 2(b)中  $v_a - v_b, v_c - v_\infty$  区域. (2) $V_+ < 0$ ,为受激辐射,它也产生一个和  $v$  反方向的力,因此总的合力为冷却力 ( $|F_+ + F_-| > |F_-|$ ),见图 2 中  $v_b - v_c$  区域. 当  $V_- < V_0$  时,由于对称性,这时  $V_+ > V_0$ ,因此可将上述  $V_- > V_0$  的分析类似地分析  $V_+ > V_0$  的情况,但得到的合力方向正好相反,因此合力为加热力,见图 3 和图 4(a),(c)中的  $v_0 - v_a$  区域. 另外从表 1 的三种跃迁状态可以很清楚地看到驻波场辐射压力形成的两种主要过程:(1)基态原子分别从  $E_+$  和  $E_-$  光场中吸收光子,受激跃迁至激发态,接着由自发辐射而跃迁至基态,这时应于表 1 中的跃迁状态 1. 这过程主要表现为单光子过程,因此它主要发生在  $Kv = \pm \Delta\omega$  区域附近,这时的辐射压力仅为受激吸收力,见图 1 和图 4(b),(c)相应的区域. 注意当弱光强时,原子在  $Kv = \pm \Delta\omega$  处强烈共振,见图 1(a),但光强增大时,共振峰向两旁偏移,见图 2 至图 4(a);(2)基态原子从  $E_-$  (或  $E_+$ ) 中吸收光子跃迁至激发态,分别由  $E_+$  (或  $E_-$ ) 受激辐射和自发辐射跃迁至基态,这对应于表 1 中的跃迁状态 2 和 3.  $E_+$  (或  $E_-$ ) 的受激辐射速率  $2\Gamma V_+$  (或  $2\Gamma V_-$ ) 可能小于最大自发辐射速率  $\Gamma$ ,见图 2(b)中  $v_b - v_c$  区域,这时的辐射合力可小于最大自发辐射力  $\hbar K\Gamma$ ,见图 2(c),也可大于最大自发辐射力  $\hbar K\Gamma$ .  $E_+$  (或  $E_-$ ) 的受激辐射速率也可能大于最大自发辐射速率,见图 4(b)中  $v_b - v_c$  区域(如考虑  $E_-$  受激辐射的类似情况,可见图 4(a) $v_0 - v_a$  区域),这时辐射合力则将大于最大自发辐射力. 当光强较强时,以上过程实际上是个多光子过程,即从  $E_-$  光场受激吸收  $n$  个光子,由  $E_+$  光场受激发射  $n$  个光子,见图 5. 它应满足

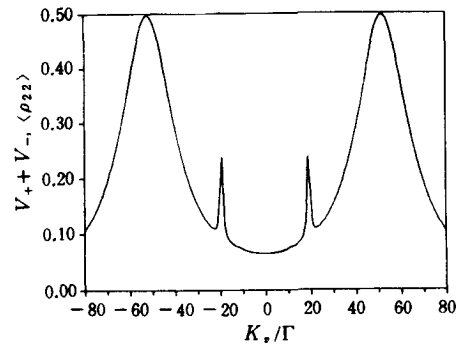
条件:

$$Kv = \Delta\omega / (2n + 1). \tag{27}$$

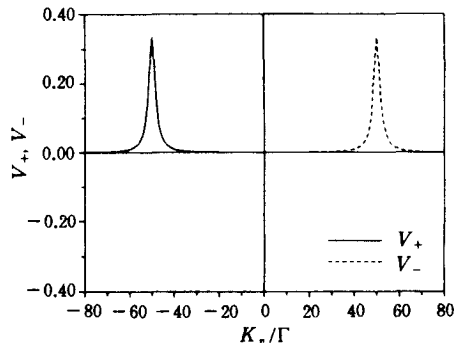
因此较大的受激辐射力都产生于小速度区域,见图 3 和图 4(b),(c).



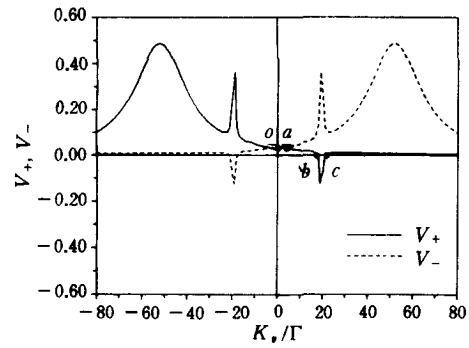
(a) 相对跃迁速率  $V_+ + V_-$  和上能级布居数  $\langle \rho_{22} \rangle$  与原子相对速度  $Kv/\Gamma$  的关系



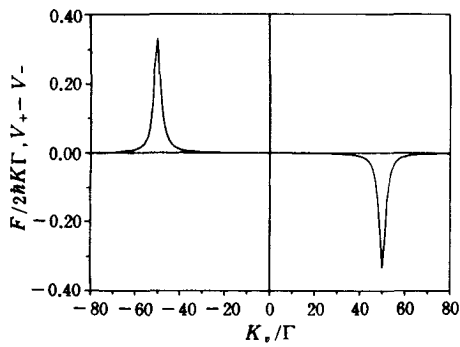
(a) 说明同图 1(a)



(b) 相对跃迁速率  $V_+$  (实线) 和  $V_-$  (虚线) 与  $Kv/\Gamma$  的关系

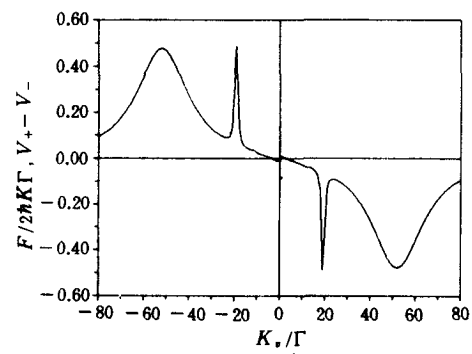


(b) 说明同图 1(b)



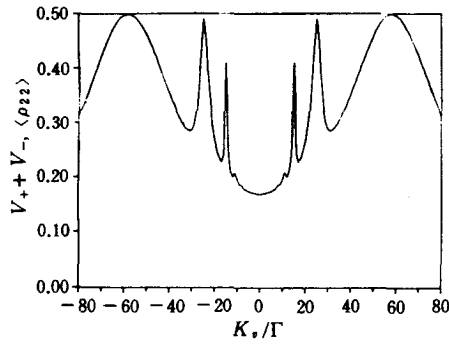
(c) 当  $\Omega_+ = \Omega_- = 1\Gamma, \Delta\omega = -50\Gamma$  时, 辐射压力与  $Kv/\Gamma$  的关系

图 1

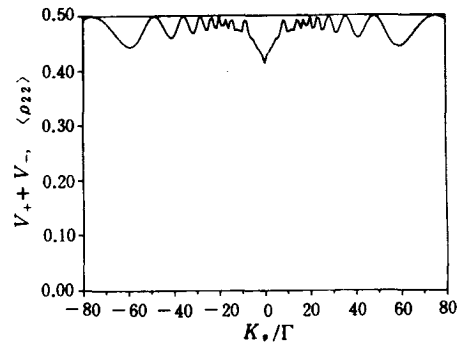


(c) 当  $\Omega_+ = \Omega_- = 10\Gamma, \Delta\omega = -50\Gamma$  时, 辐射压力与  $Kv/\Gamma$  的关系

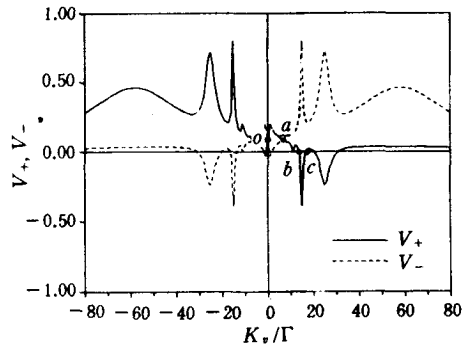
图 2



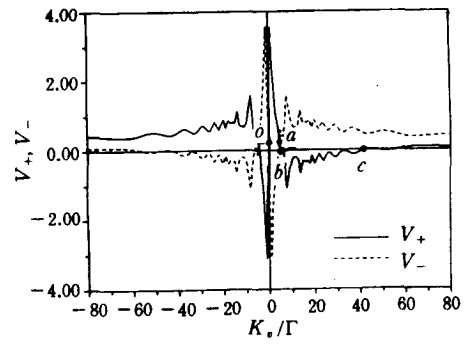
(a)说明同图 1(a)



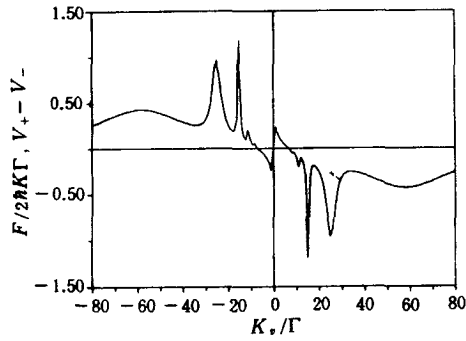
(a)说明同图 1(a)



(b)说明同图 1(b)

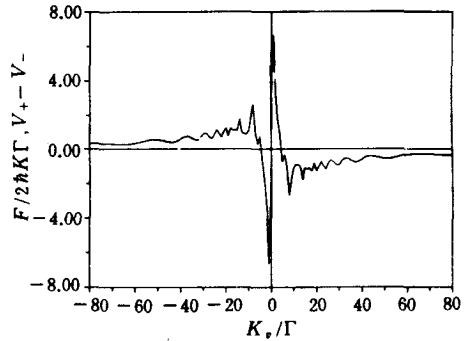


(b)说明同图 1(b)



(c)当  $\Omega_+ = \Omega_- = 20\Gamma, \Delta\omega = -50\Gamma$  时,辐射压力与  $Kv/\Gamma$  的关系

图 3



(c)当  $\Omega_+ = \Omega_- = 100\Gamma, \Delta\omega = -50\Gamma$  时,辐射压力与  $Kv/\Gamma$  的关系

图 4

以上分析是原子在某一速度  $v$  时的净受激跃迁过程,更详细的分析可知它总伴随着如图 6 所示的两种受激吸收、三种辐射跃迁过程.由此可见, $V_+$  仅表示图 6(a)的三种受激过程的效果, $V_-$  则表示图 6(b)的三种受激过程的效果.由于半经典方程(3)---(5)的局限性,无法将这 6 种受激过程更详尽地表达出来.当然到目前为至,还未见有人在这方面作过进一步的尝试.

计算表明:平均辐射压力  $F$  就是 Minogin 在文献[4]中的  $F_{11}^0$ . 由以上分析可知,在弱光强情况, $F$  主要是受激吸收力(亦即自发辐射力),这时和 Minogin 等人的观点一致.当

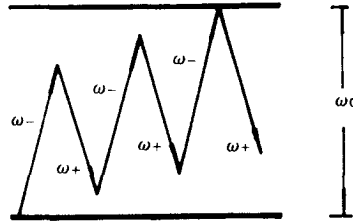
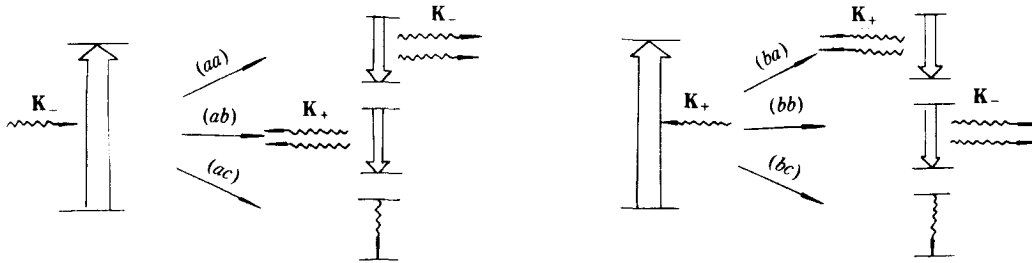


图 5 原子分别从  $E_-$  光场受激吸收  $n$  个光子向  $E_+$  光场受激发过程示意图

光强较大时,  $F$  由受激吸收力和受激辐射力两部分构成, 并且对空间的平均值不为零. 这时和 Dalibard 等人的观点一致.



(a) 原子从  $E_-$  光场受激吸收一个光子而跃迁至激发态, 接着在  $E_-$  作用下受激跃迁至基态 (aa) 或在  $E_+$  作用下受激跃迁至基态 (ab) 或自发辐射至基态 (ac)

(b) 原子从  $E_+$  光场受激吸收一个光子而跃迁至激发态, 接着在  $E_+$  作用下受激跃迁至基态 (ba) 或在  $E_-$  作用下受激跃迁至基态 (bb) 或自发辐射至基态 (bc)

图 6

### 四、结 论

驻波场中原所受的辐射压力由受激吸收力和受激辐射力两部分构成. 在弱光强情况下, 主要是受激吸收力起主导作用, 在强光强情况下受激吸收力和受激辐射力两者都起作用, 并在不同的速度区域构成不同性质的力. 以上结果原则上可以推广到  $N$  个行波光场作用于一个二能级原子的情况. 如原子在第  $i$  个光场  $E_i$  作用下, 它的跃迁速率为  $2\Gamma V_i(t)$ , 则该光场对原子的作用力为  $\hbar \mathbf{K}_i [2\Gamma V_i(t)]$ , 原子所受的总辐射压力则为  $\mathbf{F} = \sum_{i=1}^N 2\Gamma V_i(t) \hbar \mathbf{K}_i$ . 当  $i=1$  时, 原子所受的力仅为受激吸收力. 当  $i>1$  时, 原子所受的力为受激吸收力和受激辐射力的合力.

[1] V. S. Letokhov et al., *Opt. Commun.*, **19**(1976), 72.  
 [2] E. Kyrola et al., *Opt. Commun.*, **22**(1977), 123.  
 [3] S. Stenholm, *Opt. Commun.*, **25**(1978), 107.  
 [4] V. G. Minogin, *Opt. Commun.*, **30**(1979), 373.  
 [5] R. J. Cook, *Phys. Rev.*, **A20**(1979), 224.

- [ 6 ] J. P. Gordon, *Phys. Rev.*, **A21**(1980),1606.
- [ 7 ] V. S. Letokhov, *Phys. Rep.*, **73**(1981),1.
- [ 8 ] V. G. Minogin *et al.*, *Opt. Commun.*, **37**(1981),15.
- [ 9 ] E. Fiordilino *et al.*, *Phys. Rev.*, **A30**(1984),177.
- [10] A. P. Kazantsev *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985),1731.
- [11] J. Dalibard *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B2**(1985),1707.
- [12] A. Aspect *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986),1688.
- [13] C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987),1659.
- [14] Y. Z. Wang *et al.*, *Phys. Rev.*, **A42**(1990),4032.
- [15] 刘亮等, *光学学报*, **11**(1991),577.
- [16] R. Grimm *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990),1415.
- [17] A. L. Sidorov *et al.*, *J. Phys. B*, **24**(1991),3733.
- [18] A. Askin, *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970),1321.

## THE RELATION BETWEEN THE RADIATION FORCE ON AN ATOM IN THE STANDING WAVE FIELD AND THE ATOMIC TRANSITION RATE

CHEN XU-ZONG LIU LIANG WANG YU-ZHU

*Joint Laboratory for Quantum Optics*

*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica,*

*Shanghai 201800*

(Received 5 January 1993)

### ABSTRACT

Based on equation of motion of the two-level atomic density matrix, we have studied theoretically the relation between the radiation force on an atom in the standing wave field and the atomic induced absorption rate and induced radiation rate. We find that the radiation force on an atom in the standing wave field consists of induced absorption force and induced radiation force. This point of view is also valid in the circumstance of interaction between an atom and  $N$  plane waves.

**PACC:** 3280P; 4250; 3260S