

驻波场中相位迟后的偶极力

刘 亮 陈洪新 李佛生 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)开放实验室, 上海 201800)

摘 要 计算了二能级原子在一个驻波场中的辐射压力, 给出了在不对空间平均时的辐射压力的普遍表达式, 指出辐射压力的零级项对应于受激压力, 而一级项对应于偶极力, 高阶项则可以忽略。文中详细地计算了各种不同情况下的偶极力和相位, 指出对于不同速度, 相位有不同的迟后, 这样的结果将严重地影响原子在驻波场中的动力学。用光子再分配模型简单地对偶极力的相位随速度的变化作了解释。

关键词 驻波场, 偶极力, 辐射压力。

1 引 言

原子在驻波场中运动的研究已经作了详尽的研究^[1~4], Minogin 等用密度矩阵方法计算了二能级原子在驻波场中的受激辐射压力^[1], Dalibard 等用缀饰原子方法给出了原子在驻波场中的受激辐射压力的物理解释^[2], 即是著名的西西弗斯神话(Sisyphus myth)。但用密度矩阵方法不能给出受激辐射压力的物理解释, 而缀饰原子方法无法给出精确的数值计算, 且不能讨论原子在冷却或加热过程中跃迁行为。作者采用和 Minogin 等类似的方法计算了驻波场中的受激辐射压力, 并分析了原子在冷却或加热过程中所受的辐射压力和原子在激光作用下的跃迁行为的关系, 同时给出了受激辐射压力的数值计算和物理解释^[3, 4]。Kazantsev 等也详细研究了原子在光场中的动力学现象^[5], 在实验上, 受激辐射压力理论所预言的结果大多已经得到证实^[6~9], 如 Aspect 等首次利用受激辐射压力实现了原子束的横向加热和冷却^[6], Bigelow 等观察到原子在驻波场中的多普勒子(Doppleron)共振^[7], 作者则详细地研究了慢原子在驻波场中的运动^[8], 原子在负失谐驻波场中的速度聚束^[9], 进一步, 作者改变了驻波场的结构, 实现了原子束在失配驻波场中的分裂和合并^[10, 11]。

Letokhov 等首次提出用偶极力实现原子在空间上的囚禁^[12]。Salomon 等在实验上观察到了用偶极力实现原子在驻波场中的一维沟道化^[13]。但上面的讨论都不考虑原子速度对偶极力的影响, 且驻波场的势阱深度只与激光和原子跃迁频率的失谐、激光功率有关, 即

$$U(z) = (1/2) \hbar \Delta\omega \ln [1 + 2\Omega^2(z)/4\Delta\omega^2 + 4\beta^2] \quad (1)$$

其中, $\Delta\omega$ 为激光和原子跃迁频率的失谐, $\Omega(z)$ 为随空间依赖的拉比频率, β 为原子激发态自发辐射率的一半。在这种情况下, 对于负失谐驻波场, 原子在波腹附近产生沟道, 而对于正失谐, 原子则在波节附近产生沟道。

最近, Padua 等利用原子在驻波场中的沟道化实现了黑态亚多普勒激光冷却^[14], 基本原理是原子被正失谐驻波场囚禁在波节附近后, 随着原子向波腹运动时, 原子的势能增加, 同时动能降低。当原子到达波腹时, 由于此时的受激辐射率最大, 原子将被激发到激发态, 然而自发辐射到黑态。这样总的结果的原子的动能降低, 从而实现激光冷却。最近作者提出用钠原子基态的两个子能级代替 Padua 等的利用原子磁子能级的跃迁定则实现黑态, 这样做的好处是可以研究不同极化的光实现黑态亚多普勒激光冷却, 且这样的模型可以很容易地推广到三维和具有亚稳态原子激光冷却, 因此和实际更加附合。

文中详细研究了运动原子在驻波场中的偶极力的各种参数的关系, 特别是偶极力对空间的相位迟后。作者发现, 偶极力的迟后相位随统一波场的功率, 驻波场和原子的失谐, 原子运动速度有关, 而不是如上面给出的简单结果, 即负失谐时辐射压力的平衡点在波腹处而正失谐则是在波节处。作者首先给出了描述激光和原子相互作用的运动方程, 导得辐射压力的表达式, 然后详细分析各种不同情况下的辐射压力和迟后相位与各种参数的关系, 并进行讨论。

2 二能级原子在驻波场中的辐射压力

考虑一个二能级原子, 其激光态为 $|e\rangle$, 基态为 $|g\rangle$, 在一个驻波场

$$E(\mathbf{r}, t) = \varepsilon \{ \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{z})] + \exp[-i(\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{z})] + c. c. \} \quad (2)$$

作用下, 在原子坐标系中, 运动方程为

$$db^\dagger(z, t)/dt = i\Omega R(z, t) \{ \exp[i(\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] + \exp[i(\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] \} - \beta b^\dagger(z, t) \quad (3)$$

$$db(z, t)/dt = -i\Omega R(z, t) \{ \exp[-i(\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] + \exp[-i(\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] \} - \beta b(z, t) \quad (4)$$

$$dR(z, t)/dt = -2i\Omega b(z, t) \{ \exp[i(\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] + \exp[i(\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] \} + 2i\Omega b^\dagger(z, t) \{ \exp[-i(\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] + \exp[-i(\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t] \} - 2\beta [R(z, t) + 1] \quad (5)$$

式中 $\Omega = \mu \varepsilon / \hbar$, $b^\dagger(z, t) = |e\rangle\langle g| \exp(-i\omega_0 t)$, $b(z, t) = |g\rangle\langle e| \exp(i\omega_0 t)$, $R(z, t) = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$, ω_0 为原子的跃迁频率, β 为原子激发态自发辐射率的一半, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, 和文献[3]同样的方法, 令

$$a_1 = i(\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) + \beta, \quad a_2 = i(\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) + \beta \quad (6)$$

把(3)式和(4)式积分后代入(5)式, 整理得

$$\langle R(z, t) \rangle + 1 = \int_0^t dt' \langle R(z, t') \rangle [G(t-t') + V(t-t') \exp(i2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}t) + V^*(t-t') \exp(-i2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}t)] \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
 G(t-t') &= -2\Omega \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{\exp[-a_j^*(t-t')]}{a_j} + \frac{\exp[-a_j(t-t')]}{a_j^*} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2\beta}{|a_j|^2} \exp[-2\beta(t-t')] \right\} \\
 V(t-t') &= -2\Omega \left\{ \frac{\exp[-a_1^*(t-t')]}{a_2} + \frac{\exp[-a_2(t-t')]}{a_1^*} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\exp[-(i2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + 2\beta)(t-t')]}{a_2} - \frac{\exp[-(i2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + 2\beta)(t-t')]}{a_1^*} \right\}
 \end{aligned} \quad (8)$$

从(7)式知, $R(z, t)$ 有

$$R(z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n(z, t) \exp(in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}t) \quad (9)$$

把(9)式代入(7)式得

$$\begin{aligned}
 B_n(z, t) + \delta_{n0} &= \int_0^t dt' \{ G(t-t') \exp(-in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t-t')) B_n(z, t') \\
 &\quad + V(t-t') \exp[-i(n-1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t-t')(t-t')] B_{n-1}(z, t') \\
 &\quad + V^*(t-t') \exp[-i(n+1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t-t')(t-t')] B_{n+1}(z, t') \}
 \end{aligned} \quad (10)$$

利用拉普拉斯变换, (10)式可以得到分析解。但如果假定相互作用时间远大于原子激发态寿命, 则 $B_n(z, t)$ 可以看作是一个常数, 因此从(10)式有

$$B_n + \delta_{n0} = G_n B_n + V_{n-1} B_{n-1} + U_{n+1}^* B_{n+1} \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
 G_n &= \int_0^t dt' G(t-t') \exp[-in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t-t')] \\
 &= -2\Omega \sum_{j=1}^2 \left(\frac{1}{a_j(a_j^* + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})} + \frac{1}{a_j^*(a_j + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})} - \frac{2\beta}{|a_j|^2(2\beta + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})} \right)
 \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 V_n &= \int_0^t dt' V(t-t') \exp[-in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t-t')] \\
 &= -2\Omega \left(\frac{1}{a_2(a_1^* + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})} + \frac{1}{a_1^*(a_2 + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{a_2[2\beta + i(n+1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}]} - \frac{1}{a_1^*[2\beta + i(n+1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}]} \right)
 \end{aligned} \quad (13)$$

$$U_n = V_{-n} \quad (14)$$

从(12)~(14)式可以发现, 当 $n \rightarrow \infty$ 时, G_n , V_n 和 U_n 趋近于零, 即对于 $n \rightarrow \infty$, $B_n \rightarrow 0$ 。因此得到循环公式

$$B_n = L_n B_{n-1}, \quad L_n = V_{n-1} / (1 - G_n - N_{n+1} L_{n+1}) \quad (15)$$

从(11)式有 $B_{-n} = B_n^*$ 和 $B_0 = B_0^*$, 因此

$$B_0 = -1 / (1 - G_0 - V_{-1} L_1^* - U_1 L_{-1}) \quad (16)$$

从(11)、(15)和(16)式可以得到所有的 B_n 。把(9)式代入(3)式和(4)式得

$$\begin{aligned}
 \langle b^\dagger(z, t) \rangle &= i\Omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \left\{ \frac{\exp[i(\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + n2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t]}{a_1 + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\exp[i(\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + n2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t]}{a_2 + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right\}
 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\langle b(z, t) \rangle = -i\Omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \left\{ \frac{\exp [i(-\Delta\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + n2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t]}{a_1^* + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} + \frac{\exp [i(-\Delta\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + n2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})t]}{a_2^* + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right\} \quad (18)$$

原子在光场中所受的辐射压力可以写为^[3]

$$F = [\langle b^{\dagger} \rangle \exp(i\omega_0 t) + \langle b \rangle \exp(-i\omega_0 t)] \langle \boldsymbol{\mu} \cdot \nabla E(\mathbf{r}, t) \rangle \quad (19)$$

把(2)、(17)和(18)式代入(19)式得到下能级原子在驻波场中的辐射压力

$$F = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \exp(in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) \quad (20)$$

$$F_n = -\hbar k \Omega^2 \left\{ B_n \left(\frac{1}{a_1 + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} - \frac{1}{a_2 + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} + \frac{1}{a_1^* + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} - \frac{1}{a_2^* + in2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right) + B_{n-1} \left[\frac{1}{a_2 + i(n-1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} - \frac{1}{a_1^* + i(n-1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right] + B_{n+1} \left[\frac{1}{a_2^* + i(n+1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} - \frac{1}{a_1 + i(n+1)2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \right] \right\} \quad (21)$$

显然, 当辐射压力在空间作平均时, $F_n = 0$, $n \neq 0$, 二能级原子在驻波场中的平均辐射压力

$$\langle F \rangle = F_0 = -\hbar k \Omega^2 \left[B_0 \left(\frac{2\beta}{|a_1|^2} - \frac{2\beta}{|a_2|^2} \right) + B_1 \left(-\frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_1^*} \right) + B_{-1} \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2^*} \right) \right] \quad (22)$$

作者曾详细地研究了原子在驻波场中对空间和时间平均后的辐射压力, 称之为受激辐射压力^[3, 4], 这儿, 将研究不对空间作平均的辐射压力, 即(20)式中的 F_n , $n \neq 0$ 的项。从(22)式知, $F_n = F_n^*$, $n > 0$ 。则

$$F = F_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{F}_n \cos(n2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \theta_n) \quad (23)$$

$$\mathcal{F}_n = 2 \sqrt{\text{Re}(F_n) + \text{Im}(F_n)}, \quad \theta_n = \arctan \text{Im}(F_n) / \text{Re}(F_n) \quad (24)$$

(23)式中的零级项即是受激辐射压力, 已给出了详细的物理解释^[2~4]。而 n 级项和空间有关, 其来源是原子作为偶极子在驻波场的空间梯度的作用。该 n 级辐射压力和驻波场有一个相位延迟 θ_n 。通常 $\theta_n = 0$, $n > 2$ 。负失谐时, $\theta_1 = -\pi/2$, 即力的方向总是指向驻波场的波腹处, 而正失谐时, $\theta_1 = \pi/2$, 即力的方向总是指向驻波场的波节处, 且和驻波场的场强, 原子运动速度等参数无关。作者下面的研究表明, θ_n 的行为非常复杂, 完全不同于如上面给出的简单的结果。

3 原子在驻波场中相位迟后的偶极力

由于(21)式的复杂性, 本文只能采用数值计算方法讨论原子在驻波场中相位迟后的偶极力。计算表明, (23)式中当 $n \geq 2$ 时, \mathcal{F}_n 和 \mathcal{F}_1 相比要小得多, 因此在下面讨论中可以忽略 F_n , $n \geq 2$ 的项。称 F_0 为受激辐射压力, \mathcal{F}_1 为偶极力。

首先讨论一种特殊情况, 即大失谐低光强统一波场中二能级原子所受的辐射压力。计算表明, 在这种情况下, 受激辐射压力和偶极力相比可以忽略, 因此可以仅考虑偶极力。

图 1 给出了一个典型的大失谐低光强情况下的偶极力及其位相。从图中可以看出, 在这种情况下, 偶极力在一个很大的速度范围内对于不同的速度几乎是一个常数, 且对于正失谐, 位相为 $-\pi/2$, 而对于负失谐则位相为 $\pi/2$ 。图 2 给出了偶极力随空间的变化和驻波场的

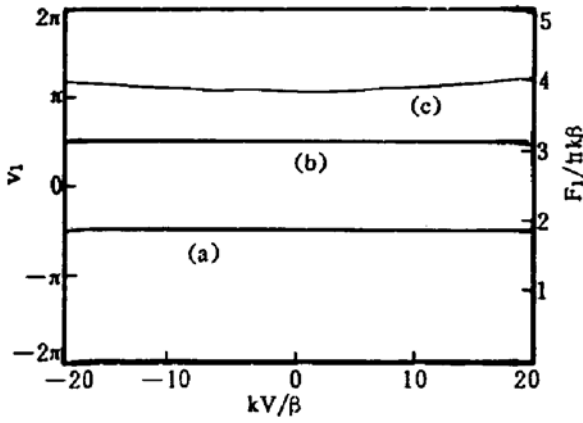


Fig. 1 The dipole force on a two-level atom in a weak standing wave with large detuning as a function of atomic velocity, here, $\Delta\omega = \pm 100\beta$, $\Omega = 10\beta$. The bottom figure gives the dipole force vs atomic velocity and the top one gives the retarded phase vs atomic velocity, in this case, the phase is always equal to $-\pi/2$ for blue detuning [(a) in the top figure] and $\pi/2$ for red detuning [(b) in the top figure], (c) independent of atomic velocity

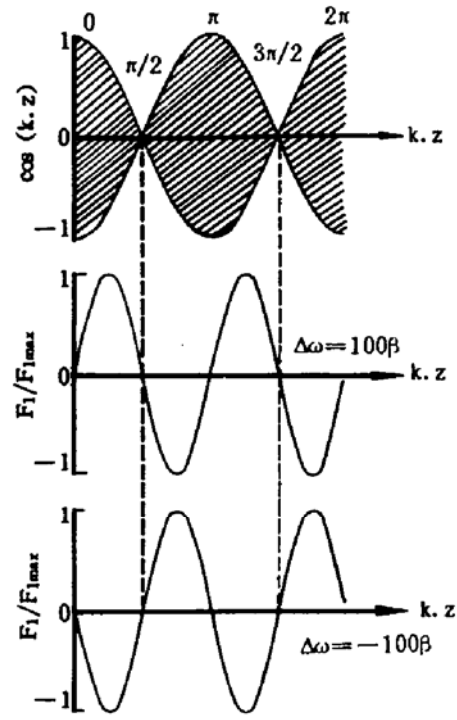


Fig. 2 The dependance of the dipole force, corresponding to the case of Fig. 1, on the position of a standing wave

对比。从图中可以看出，对于正失谐，辐射压力总是指向驻波场的波节处，而负失谐则总是指向波腹。这种情况对于原子在驻波场中的沟道或囚禁，对于原子在驻波场中的衍射，反射等研究有很大的用处。

在小失谐低光强情况下，可以看到偶极力的迟后相位与速度有关，如图 3 所示。图中给出了在小失谐低光强情况下偶极力、迟后相位和速度的关系。以正失谐为例，在零速度附近，迟后相位接近于 $-\pi/2$ 。当速度增大时，相位偏离 $-\pi/2$ 的程度也越大。在速度 $k \cdot v = 10\beta$ 附近时，相位从 $-\pi/2$ 迅速变为大约 $-3\pi/2$ 。

从图 3 可知，偶极力的大小随速度的增大而增大，在 $k \cdot v = 10\beta = \Delta\omega$ 附近达到最大值。作者知道，在低光强情况下，受激辐射压力几乎为零，原子在驻波场所受的辐射压力主要来源于自发辐射压力，对于正失谐的驻波场，自发辐射压力加热原子，且其最大值是在 $\pm k \cdot v = \Delta\omega$ 附近，即当原子和激光驻波场共振时。对于偶极力，当原子和驻波场共振时激发的偶极矩为最大，因此显然偶极力也最大。

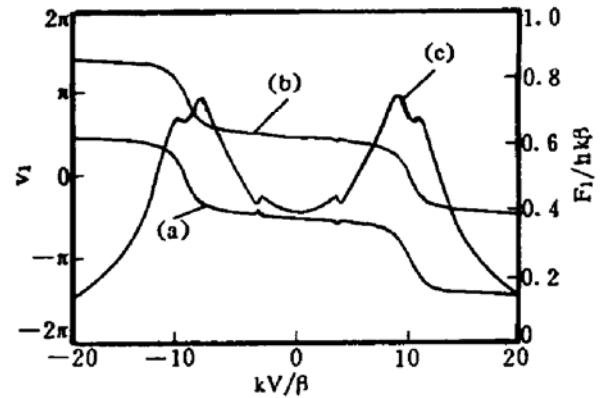


Fig. 3 The dipole force on a two-level atom in a weak standing wave with small detuning as a function of atomic velocity, here, $\Delta\omega = \pm 10\beta$, $\Omega = \beta$. The bottom figure gives the dipole force vs atomic velocity and the top one gives the retarded phase vs atomic velocity, (a) in the top figure corresponds to blue detuning and (b) in the top figure corresponds to red detuning

图 4 给出了在正失谐驻波场中，偶极力和空间位置的依赖关系。零速度附近的辐射压力给出的和空间依赖关系和通常的概念相同，即偶极力的平衡点在驻波场的波节附近。当速度增大以至原子和驻波场共振时，即 $k \cdot v = 10\beta$ ，偶极力的平衡点在驻波场的波腹和波节之间。而当速度再增大时，相位和在零速度的情况正好相反，即辐射压力的平衡点在驻波场的波腹附近，几乎和负失谐情况相同，这种情况出现用通常驻波场势的观点无法解释，其原因是由于原子在驻波场的受激吸收和跃迁过程。这种情况的出现将严重地影响原子在驻波场中的动力学行为，考虑一个简单的情况，在正失谐驻波场中，如果一个原子以稍大于 $v = 10\beta/k$ 的速度的初始位置为波腹处运动，根据图 4 所示，原子从波腹向波节运动时受到一个和运动方向相反的力，即原子的势能增加而动能减小，当速度减小至比 $v = 10\beta/k$ 要小时，偶极力的相位发生变化，即偶极力使原子的速度增加，当原子速度增大至大于 $10\beta/k$ ，原子速度在偶极力的作用下再次减小。上述过程导致了原子的速度将聚集在 $10\beta/k$ 附近，同时可以看出，驻波场对大速度的原子不构成一个囚禁陷阱。Kazantsev 等虽然讨论了原子在光场中的动力学行为，但没有考虑偶极力相位动力学的影响^[5]。

图 5 给出两个不同的正失谐下，偶极力和迟后相位随驻波场功率的演化过程。在弱光场

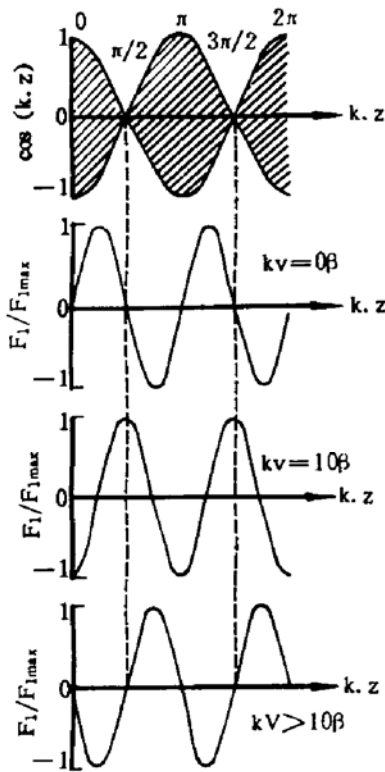


Fig. 4 The dependance of the dipole force, corresponding to the case of positive detuning in Fig. 3, on the position of a standing wave. For $k \cdot v = 0$, $\theta_1 = -\pi/2$, for $k \cdot v = 10\beta$, $\theta_1 \approx -\pi$, and for $k \cdot v > 10\beta$, $\theta_1 \approx -3\pi/2$

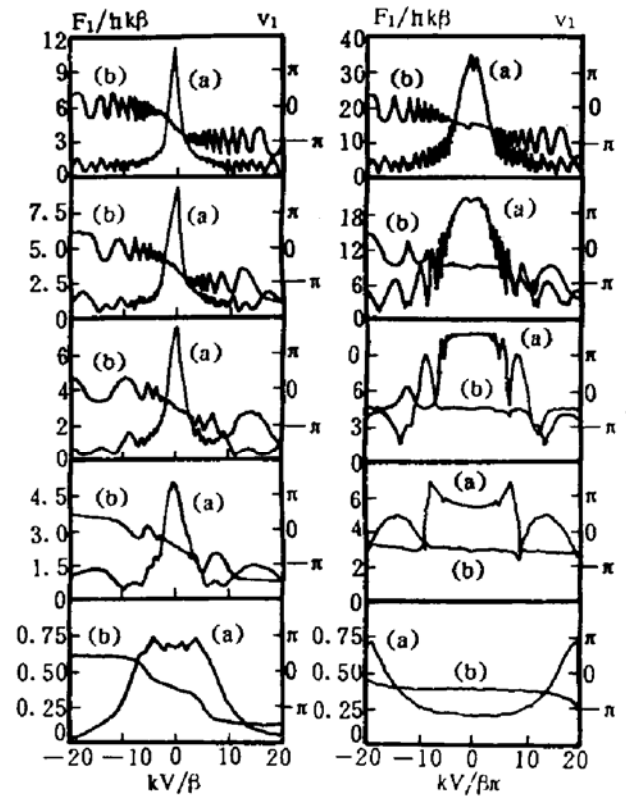


Fig. 5 The dipole force and its retarded phase as a function of velocity. The left-hand side gives the dipole force and its retarded phase corresponding to a case of detuning $\Delta\omega = 5\beta$, and the right-hand corresponds to setuning $\Delta\omega = 20\beta$. In all of figures, (a) corresponds to dipole force and (b) its retarded phase. The Rabi frequency Ω of the standing wave is changed from bottom to top as β , 5β , 10β , 20β , and 50β respectively

情况下, 偶极力的峰值对应于激光和原子共振的情况, 对应的迟后相位随速度的变化是一个单调函数, 且多普勒位移引起激光和原子共振时所对应的速度附近相位产生一个强烈的变化。而当驻波场的强度增大时, 零速度附近的偶极力迅速增大, 且相位出现了随速度的振荡。当强度足够大时, 相位几乎是在 $-\pi/2$ 和 $-3\pi/2$ 之间振荡(对于 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} > 0$ 的情况), 如图 4 给出的, $-\pi/2$ 和 $-3\pi/2$ 所对应的情况正好相反, 即对于 $-\pi/2$, 偶极力指向驻波场的波节处, 而对于 $-3\pi/2$, 则指向波腹, 因此这种强烈振荡导致了驻波场不可能对较大速度的原子实现囚禁。

在零速度附近, 受激辐射压力非常小^[3, 4], 而偶极力仍然很大, 因此零速度附近原子在驻波场中的动力学过程主要由偶极力决定, 这时偶极力的相位基本决定于原子和驻波场的失谐, 即对于正失谐, 偶极力的平衡点在驻波场的波节附近, 而对于负失谐, 则在波腹附近。

用光子再分配模型不难理解上述的结果, 在文献[3]的图 5 描述的四个过程中, 如果不考虑自发辐射, 则原子受的力是偶极力, 即对应于缀饰原子模型中的爬坡和下坡过程^[2]。但可以看到, 在描述爬坡的三个过程[文献[3]中图 5(a)~(c)]中, (a)过程和(b)(c)过程的相位正好相反, 即(a)过程描述的爬坡过程(原子从驻波场的波节向波腹运动)是以原子损耗动能为代价的, 即偶极力指向波节处。而(b)(c)过程正好相反, 即在“爬坡”过程中增加动能, 或者在这样的过程中偶极力指向波腹处。从文献[3]知这三种过程随着原子的速度、激光功率和失谐等因素的变化相互竞争, 这种竞争导致了偶极力的相位的振荡。显然用缀饰原子模型无法给出上述结果^[2]。从文献[3]可知, 偶极力的大小也不难用光子再分配模型解释。

结 论 本文给出了原子在驻波场中偶极力的大小及其相位和激光失谐、激光功率的关系, 指出偶极力在原子的不同速度范围有不同的相位, 且当激光功率较大时相位随原子速度强烈地振荡。用光子再分配模型作用简单的解释。上述结果对研究原子在驻波场中的动力学行为, 对研究原子在驻波场中的冷却和囚禁等有重要价值, 例如在前面提到的黑态激光冷却^[14]。从这一结果可知, 驻波场对于较大速度的原子不能产生囚禁, 因此在小失谐情况下, 黑态激光冷却的范围很窄, 要实现较大范围的冷却, 必须用大失谐驻波场, 但大失谐情况下原子的光泵浦率将降低, 从而导致了低的冷却效率, 因此选择合适的参数对黑态激光冷却非常重要。

参 考 文 献

- [1] V. G. Minogin, O. T. Serimaa, Resonant light pressure force in a strong standing laser wave. *Opt. Commun.*, 1979, 30(3): 373
- [2] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Dressed-atom approach to atomic motion in laser light; the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, 2(11): 1707
- [3] 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
- [4] 陈徐宗, 刘 亮, 王育竹, 驻波场中原子的跃迁速率与所受辐射压力的关系. *物理学报*, 1993, 42(10): 1587;
陈徐宗, 刘 亮, 王育竹, 双色激光场对运动原子的辐射压力. *光学学报*, 1993, 13(12): 1083
- [5] A. P. Kazantsev, V. S. Smirnov, G. I. Surdutovich *et al.*, Kinetic phenomena of atomic motion in a light field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, 2(11): 1731
- [6] A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann *et al.*, Cooling atoms with stimulated emission. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57(14): 1688

- [7] N. P. Bigelow, M. G. Prentiss, Direct observation of the influence of Doppler-induced resonances on atomic velocity. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**(5) : 29
- [8] Y. Z. Wang, Y. D. Cheng, W. Q. Cai *et al.*, One-dimensional motion of slow atoms in a standing-wave field. *Phys. Rev. A*, 1990, **24**(7) : 3245
- [9] 王笑鹏, 刘 亮, 陈徐宗等, 激光驻波场作用下原子束的横向速度聚束. *光学学报*, 1984, **14**(11) : 1161~1165
- [10] Y. Z. Wang, L. Liu, W. Q. Cai *et al.*, Atomic motion in a misaligned standing-wave field. *Chinese Phys. Lett.*, 1991, **8**(7) : 333
- [11] Y. Z. Wang, L. Liu, X. J. Wang *et al.*, Observation of collimation and decollimation of an atomic beam in a misaligned standing wave. *Appl. Phys. B*, 1994, **58**(4) : 327
- [12] V. S. Letokhov, V. G. Minogin, B. P. Pavlik, Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field. *Opt. Commun.*, 1976, **19**(1) : 72
- [13] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect *et al.*, Channeling atoms in a laser standing wave. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(15) : 1659
- [14] S. Padua, C. Xie, R. Gupta, Transient laser cooling. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(21) : 3217

Dipole Force with Retarded Phase in a Standing Wave

Liu Liang Chen Hongxin Li Fosheng Wang Yuzhu

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

(Received 8 July 1994)

Abstract The radiation force on a two-level atom in a standing wave is calculated in this paper, and the general expression of radiation force without spatial average is given. It is shown that the zero-order force corresponds to the stimulated radiation force, first-order to the dipole force, while higher-order can be neglected. The magnitude and phase of the dipole force are given and the dependence of phase on atomic velocity is discussed, which affect the dynamics of atoms in a standing wave. The explanation of phase dependence on atomic velocity is given by the photon redistribution model.

Key words standing wave field, dipole force, radiation force.