

激光陷阱的稳定性

曹洪奎 王育竹

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文提出一种判定用于捕陷中性气态原子激光陷阱稳定性的方法,从理论上证明了双高斯光束陷阱在轴向对中性气态(二能级)原子的捕陷可以是稳定的。讨论了用三组结构相同但互相垂直相交的双高斯光束陷阱构成的三维立体陷阱的稳定性。

Stability of laser traps

Cao Hongkui, Wang Yuzhu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: In this paper we present a method to judge the stability of laser traps for trapping neutral atoms of gas. Using the method we prove theoretically that the bi-Gaussian light beam trap can be stable in trapping neutral (two-level) atoms of gas along the beam axis. We also discuss the stability of a three-dimensional spatial trap which is formed by three bi-Gaussian light beam traps with the same structure but perpendicular cross.

1. 引言

激光对原子的辐射压力可以用来冷却^[1,2]并捕陷^[3~5]中性气态原子。要使捕陷中性气态原子的激光陷阱是稳定的,必须且只须使它满足以下三个条件:

(1) 平均辐射压力应对原子构成具有一定深度 ΔV 的势阱;

(2) 平均辐射压力应对原子起冷却作用;

(3) 平均辐射压力的冷却作用及辐射压力的量子起伏所引起的加热作用,使原子的平动能分布在某个动态平衡值 \bar{E} 附近, $\Delta V/\bar{E}$ 应当明显大于 1。

最初提出激光陷阱时^[2~5],忽略了辐射压力的量子起伏,只要求满足上述条件(1),这是不够的。计算表明^[6],在只满足条件(1)而不满足条件(2)的一类陷阱中,即使是初速为零的原子,其平均停留时间也只有数秒。稳定的激光陷阱必须具有冷却原子的作用。我们从能量与势深的角度,提出了条件(3),作为从定量上判定激光陷阱稳定性的判据。

按照上面这个判据,稳定的激光陷阱对平动能量大于 \bar{E} 的原子有冷却作用,对平动能量小于 \bar{E} 的原子有加热作用,其结果是绝

收稿日期:1983年10月24日。

大部分原子的平动能与 \bar{E} 相差不大。又由于 $\Delta V/\bar{E}$ 明显大于 1, 因而只有极少数原子有机会获得比 ΔV 大的平动能而逃逸出陷阱。 $\Delta V/\bar{E}$ 越大, 逃逸速率越小, 陷阱就越稳定。但考虑到除辐射压力的量子起伏外, 还有别的因素使原子逃逸出陷阱(例如有限真空度下残存气体原子或分子碰撞, 与冷却原子之间的缔合), 故实际设计激光陷阱时不必追求过高的 $\Delta V/\bar{E}$ 值。为保持陷阱中原子的总数不变, 应从外界不断补充低速原子。注意陷阱本身具有冷却作用, 所以补充进去的原子初速不必十分小, 只须经过要求不十分高的预冷却即可。

尽管文献 [6] 建议用外加的冷却光束来稳定本来只具有势阱作用的激光陷阱, 但由于这个建议限制冷却光束与构成势阱的光束为不同频率的, 在对它作理论分析时遇到了困难。因而究竟能否获得稳定的激光陷阱, 至今尚无明确的结论。

文献 [4] 所建议的陷阱是由两束光束参数相同而反向传播的共轴发散高斯光束构成的, 我们称它为双高斯光束陷阱, 如图 1 所示。当初作者就已指出它在轴向(图中与 OZ 轴平行的方向)兼具势阱作用和冷却作用, 但那时没有注意辐射压力的量子起伏的作用, 因而认为陷阱的稳定性是不容怀疑的, 现在看来这个陷阱在径向肯定是不稳定的, 而在轴向的稳定性还有待进一步作出判定。

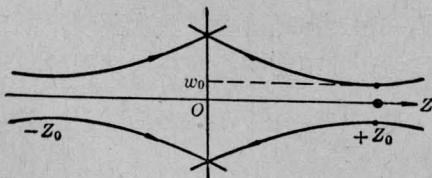


图 1 双高斯光束陷阱示意图

2. 双高斯光束陷阱在轴向可以是稳定的

在稳态、准经典、弱场近似下, 原子在光场中的平动运动可用福克-普朗克方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \sum_{m=X,Y,Z} \frac{P_m}{M} \frac{\partial}{\partial P_m}\right) f = - \sum_{m=X,Y,Z} \frac{\partial}{\partial P_m} (F_m f) + \sum_{m,n=X,Y,Z} \frac{\partial^2}{\partial P_m \partial P_n} (D_{mn} f) \quad (1)$$

来描写^[7]。这里 t 为时间; M 为原子质量; F_m 为平均辐射压力; D_{mn} 为原子动量扩散系数; $f=f(X, Y, Z; P_x, P_y, P_z)$ 为维格纳函数。 f 对坐标空间 (X, Y, Z) 的积分为原子动量的几率密度 $W(P_x, P_y, P_z)$; 而 f 对动量空间 (P_x, P_y, P_z) 的积分是原子位置的几率密度 $P(X, Y, Z)$ 。若设算符 \hat{O} 表示任一可观察量, 则它的相空间统计平均的期望值为:

$$\langle \hat{O} \rangle_{av} = \int O f dX dY dZ dP_x dP_y dP_z. \quad (2)$$

上式中如果 $\hat{O}=G(\hat{P}_x, \hat{P}_y, \hat{P}_z)$ 仅仅是动量算符的函数, 则 $O=G(P_x, P_y, P_z)$ 。用 $K_z = P_z^2/2M$ 乘方程(1)的两边, 然后对整个相空间积分, 得

$$\frac{d\langle K_z \rangle_{av}}{dt} = \frac{1}{M} (\langle F_z P_z \rangle_{av} + \langle D_{zz} \rangle_{av}). \quad (3)$$

将 F_z 分为保守部分 F_{zV} 和非保守部分 F_{zD} , $F_z = F_{zV} + F_{zD}$, 其中 F_{zV} 可表示成某个势函数 V_z 对 Z 的导数 $F_{zV} = -\partial V_z/\partial Z$ 。于是有

$$F_{zV} P_z/M = -\frac{dV_z}{dt}.$$

再设原子沿 Z 方向的平动运动的能量为

$$E_z = K_z + V_z,$$

则

$$\frac{d\langle E_z \rangle_{av}}{dt} = \frac{1}{M} (\langle F_{zD} P_z \rangle_{av} + \langle D_{zz} \rangle_{av}). \quad (4)$$

令 $\frac{d\langle E_z \rangle_{av}}{dt} = 0$,

得 E_z 达到动态平衡的条件为

$$\langle F_{zD} P_z \rangle_{av} + \langle D_{zz} \rangle_{av} = 0. \quad (5)$$

按照文献 [7], F_z 和 D_{zz} 由下面两式给出:

$$F_z \approx -\frac{\hbar}{2} \left(J_I \frac{\partial \Omega}{\partial Z} + \Omega J_R \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right), \quad (6)$$

$$D_{zz} \approx N Q_{zz} + \frac{\hbar^2}{4} \left[\frac{\partial \Omega}{\partial Z} \left(\frac{\partial J_R}{\partial Z} + J_I \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) - \Omega \frac{\partial \theta}{\partial Z} \left(\frac{\partial J_I}{\partial Z} - J_R \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) \right]. \quad (7)$$

这里 \hbar 为普朗克常数, J_R 和 J_I 分别为 J 的实部和虚部, 而

$$J = J_R + i J_I = e^{i\theta} \int_0^\infty \tilde{\Omega}^*(X - P_x t/M, Y - P_y t/M, Z - P_z t/M) e^{i(\Delta - \frac{\Delta}{2}t)} dt. \quad (8)$$

上式中, $\Delta = \omega - \omega_0$, ω 为光场频率, ω_0 为原子固有频率, $\omega \approx \omega_0$. 又

$$N = \int_0^\infty \Omega(X - P_x t/M, Y - P_y t/M, Z - P_z t/M) \cdot J_R(X - P_x t/M, Y - P_y t/M, Z - P_z t/M) e^{-\Delta t} dt. \quad (9)$$

若设外加单色光场的电矢量为

$$\mathbf{E}_{cl}(X, Y, Z, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{E}(X, Y, Z) e^{i\omega t} + \mathbf{E}^*(X, Y, Z) e^{-i\omega t}]. \quad (10)$$

则

$$\tilde{\Omega}(X, Y, Z) = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}(X, Y, Z) / \hbar = \Omega(X, Y, Z) e^{i\theta(X, Y, Z)}. \quad (11)$$

当原子跃迁偶极矩 $\boldsymbol{\mu}$ 取实量时, $\theta = \theta(X, Y, Z)$ 即为外加场在 $\boldsymbol{\mu}$ 方向分量的真实位相, 而 $\Omega = \Omega(X, Y, Z)$ 为用频率单位来量度的电场振幅. 若设 $\boldsymbol{\mu}$ 是沿 X 方向的, 则

$$Q_{zz} = \frac{1}{10} (\hbar \omega_0 / c)^2 A,$$

这里 c 为光速.

考虑低能级为基态的二能级原子的稳态运动 ($t \gg T$). 限制 ω_0 在可见光区域, 这个区域中一般原子的电偶极跃迁满足准经典近似条件 $\hbar A \gg \hbar^2 k^2 / 2M$, 这里

$$k = \frac{\omega}{c}.$$

再设光强满足弱场条件, 于是, 上面这些方程

可用来处理双高斯光束陷阱的稳定性问题. 为此应当写出 $\mathbf{E}(X, Y, Z)$ 的表达式.

我们已暗中设定光场电矢量的偏振方向为 \hat{e}_x , 光束轴为 Z 轴, 两束光的波矢为 $\pm k \hat{e}_z$ (\hat{e}_x 和 \hat{e}_z 分别为 X 方向和 Z 方向的单位矢量), 再设两束光的光腰中心为 $(O, O, \mp Z_0)$, 光腰半径为 w_0 , 如图 1 所示. 记两束光在各自光腰中心处的电场振幅为 E_0 . 于是, 总的电场为:

$$\mathbf{E}(X, Y, Z) = \hat{e}_x E_0 \left\{ \frac{w_0}{w_1} \exp \left[-i(kZ + \varphi_1) - (X^2 + Y^2) \frac{ik}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{2i}{kw_1^2} \right) \right] + \frac{w_0}{w_2} \exp \left[-i(-kZ + \varphi_2) + (X^2 + Y^2) \frac{ik}{2} \left(\frac{1}{R_2} + \frac{2i}{kw_2^2} \right) \right] \right\}. \quad (12)$$

上式中

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \tan^{-1} [kw_0^2 / 2(Z + Z_0)], \\ w_1 &= w_0 \sqrt{1 + [2(Z + Z_0) / kw_0^2]^2}, \\ R_1 &= (Z + Z_0) \{1 + [kw_0^2 / 2(Z + Z_0)]^2\}; \\ \varphi_2 &= \tan^{-1} [-kw_0^2 / 2(Z - Z_0)], \\ w_2 &= w_0 \sqrt{1 + [2(Z - Z_0) / kw_0^2]^2}, \\ R_2 &= (Z - Z_0) \{1 + [-kw_0^2 / 2(Z - Z_0)]^2\}. \end{aligned}$$

从(12)式和(11)式可算出 Ω 和 θ . 将此结果用到(8)式和(9)式可算得 J_R , J_I 和 N . 有了 Ω , θ , J_R , J_I , N 和 Q_{zz} , 便能从(6)式和(7)式求取 F_z 和 D_{zz} . 这样得到的结果相当繁复, 但我们采用下面两种近似, 可将问题简化.

第一种近似是略去一些次要项, 第二种近似是在计算下面两个积分时采用的:

$$\langle F_z \rangle_{av} = \int F_z f dX dY dZ dP_x dP_y dP_z,$$

$$\langle D_{zz} \rangle_{av} = \int D_{zz} f dX dY dZ dP_x dP_y dP_z.$$

如果 F_z 和 D_{zz} 是相空间中的缓变函数, 则上两式中的 f 可看作 δ 函数. 但是, 这里 F_z 和 D_{zz} 不是坐标的缓变函数, 它们包含了作为 $\sin kZ$ 和 $\cos kZ$ 的函数的振荡项. 文献[8]曾指出, 原子以相同的几率出现在(近)共

振驻波场的波峰和波节上。据此我们将 F_Z 和 D_{ZZ} 中的振荡项用它们在一个波长上的平均值来代替, 然后再将 f 看作 δ 函数, 求得 $\langle F_Z \rangle_{av}$ 和 $\langle D_{ZZ} \rangle_{av}$ 。这种近似在我们讨论原子的宏观(许多个波长范围内的)运动时是可靠的。在这种近似下,

$$\langle F_{ZD} P_Z \rangle_{av} = \langle F_{ZD} \rangle_{av} P_Z,$$

而

$$\Delta V_Z = - \int_0^{Z'} \langle F_{ZV} \rangle_{av} dZ \quad (13)$$

这里 Z' 为陷阱边界的坐标。我们限制 $|Z'| \ll Z_0$ 。

按照上述方法, 计算结果如下:

$$\begin{aligned} \langle F_Z \rangle_{av} &= \hbar k \left(\frac{\mu E_0}{\hbar} \right)^2 (w_0^2 A) \\ &\times \left\{ \frac{e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_1^2}}}{w_1^2 [4(\Delta - kP_Z/M)^2 + A^2]} \right. \\ &\quad \left. - \frac{e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_2^2}}}{w_2^2 [4(\Delta + kP_Z/M)^2 + A^2]} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \langle D_{ZZ} \rangle_{av} &= (\hbar k)^2 \left(\frac{\mu E_0}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{7}{10} w_0^2 A \right) \\ &\times \left\{ \frac{e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_1^2}}}{w_1^2 [4(\Delta - kP_Z/M)^2 + A^2]} \right. \\ &\quad \left. + \frac{e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_2^2}}}{w_2^2 [4(\Delta + kP_Z/M)^2 + A^2]} \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

将上面两式展开成关于 P_Z 的麦克劳林级数, 对(14)式保留到一次项; 对(15)式保留到零次项, 得到

$$\langle F_Z \rangle_{av} = \langle F_{ZV} \rangle_{av} + \langle F_{ZD} \rangle_{av}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle D_{ZZ} \rangle_{av} &= (\hbar k)^2 \left(\frac{\mu E_0}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{7}{10} w_0^2 A \right) \\ &\times \frac{1}{4\Delta^2 + A^2} \left[\frac{1}{w_1^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_1^2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{w_2^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_2^2}} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

这里 $\mu = \mu \cdot \hat{e}_x$, 而

$$\begin{aligned} \langle F_{ZV} \rangle_{av} &= \hbar k \left(\frac{\mu E_0}{\hbar} \right)^2 (w_0^2 A) \frac{1}{4\Delta^2 + A^2} \\ &\times \left[\frac{1}{w_1^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_1^2}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{w_2^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_2^2}} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \langle F_{ZD} \rangle_{av} &= \hbar k \left(\frac{\mu E_0}{\hbar} \right)^2 (w_0^2 A) \\ &\times \frac{8\Delta k P_Z}{M(4\Delta^2 + A^2)^2} \left[\frac{1}{w_1^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_1^2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{w_2^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_2^2}} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

由(17)、(19)和(5)三式可算得原子一维动能的动态平衡值为

$$\begin{aligned} \bar{K}_Z &= \langle P_Z^2 / 2M \rangle_{av} \Big|_{\frac{d\langle E_Z \rangle_{av}}{dt} = 0} \\ &= - \frac{7\hbar(4\Delta^2 + A^2)}{160\Delta}. \end{aligned} \quad (20)$$

它在 $\Delta = -\frac{A}{2}$ 时取得极小值 $\frac{7}{40} \hbar A$ 。(当 $\Delta > 0$ 时, $\frac{d\langle E_Z \rangle_{av}}{dt} \neq 0$)。

将(18)式代入(13)式得:

$$\begin{aligned} \Delta V_Z &= V_0 \left[\int_{-\frac{2Z_0}{kw_2}}^{\frac{2(Z'-Z_0)}{kw_1}} \frac{1}{1+u^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_1^2(1+u^2)}} du \right. \\ &\quad \left. - \int_{\frac{2Z_0}{kw_2}}^{\frac{2(Z'+Z_0)}{kw_1}} \frac{1}{1+u^2} e^{-\frac{2(X^2+Y^2)}{w_2^2(1+u^2)}} du \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

这里 $V_0 = \frac{1}{2} (kw_0)^2 \left(\frac{\mu E_0}{\hbar} \right)^2 \frac{\hbar A}{4\Delta^2 + A^2}$ 。

根据对(21)式的数值计算, 图2和图3分别就 $X^2 + Y^2 = 0$ 和

$$X^2 + Y^2 = \frac{2Z_0^2}{k^2 w_0^2}$$

两种情况画出了 $\Delta V_Z / V_0$ 对 Z' 的曲线。

为从图2和图3判定陷阱的稳定性, 我们在图上用虚线画出了 $\Delta V_Z = \bar{E}_Z$ 的直线。如果直线与曲线相交, 那么在某个 Z' 值范围内, $\Delta V_Z / \bar{E}_Z$ 明显大于1, 陷阱可以是稳定的;

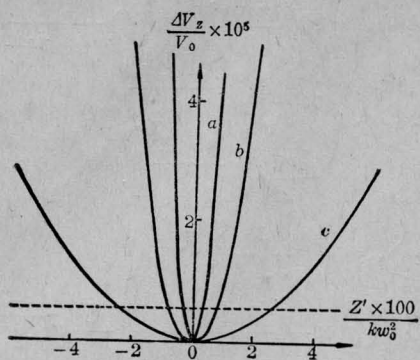


图2 $X^2+Y^2=0$ 时 $\Delta V_z-Z'$ 曲线

(a) $Z_0=1kw_0^2$, (b) $Z_0=2kw_0^2$, (c) $Z_0=5kw_0^2$;
图中虚线为 $\Delta V_z/V_0=\bar{E}_z/V_0$
(\bar{E}_z 与 V_0 的值的取定见正文)

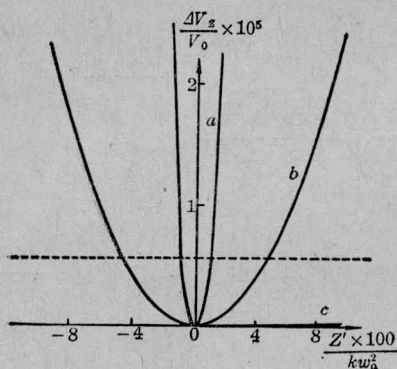


图3 $X^2+Y^2=\frac{2Z_0^2}{k^2w_0^2}$ 时 $\Delta V_z-Z'$ 曲线

(a) $Z_0=1kw_0^2$, (b) $Z_0=2kw_0^2$, (c) $Z_0=5kw_0^2$;
图中虚线为 $\Delta V_z/V_0=\bar{E}_z/V_0$
(\bar{E}_z 与 V_0 的值的取定见正文)

反之陷阱是不稳定的。图中 \bar{E}_z 的值我们取为 \bar{K}_z 的两倍,这对被捕陷原子(它们在陷阱中作振荡运动)大体是合适的。 \bar{K}_z 和 Y_0 的值是在如下光场与原子系统参数的选取下得到的: $k=10^5$ 厘米⁻¹, $M=4 \times 10^{-23}$ 克, $w_0=10^{-3}$ 厘米,

$$\Delta = -\frac{A}{2}, \quad \frac{\mu E_0}{\hbar} = 5A.$$

这里前面两个参数是参照钠的 D_2 线选取的。

从图2我们看到,对于轴上原子($X^2+Y^2=0$)很容易满足稳定条件。在我们选取的三个 Z_0 值下,曲线都有很大一段远高于直线。但对于轴外原子,要满足稳定条件就困难

得多。这从图3的例子可以看出。图3中有的曲线在直线上只有很短一段,并且高出直线不多;有的曲线干脆总低于直线。这个情况在后面对用三组双高斯光束陷阱构成的立体陷阱的稳定性很重要。

3. 三维立体陷阱的稳定性

前面已提到,双高斯光束陷阱在径向是不稳定的。为此,文献[9,10]建议用三组结构相同但互相垂直相交的双高斯光束陷阱来构成稳定的三维立体陷阱,如图4所示。三组双高斯光束陷阱的平衡平面分别为三个坐标平面,它们的光束轴分别为三个坐标轴。

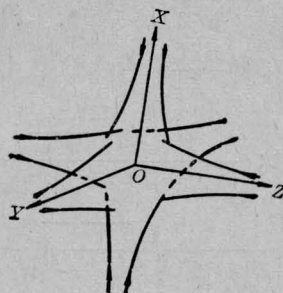


图4 一个稳定的三维立体陷阱示意图

文献[10]先于我们证明了双高斯光束陷阱的一维(他们只考虑了轴上情况)稳定性(他们采用的判据与我们是不相同的)。文献[10]认为,从上述结果可自然地得出三维立体陷阱是稳定的这个结论,并且认为原子在立体陷阱中的分布是球对称的。这与下面的分析结果不一致。

在本文采用的近似下, X 和 Y 方向上各引入一组双高斯光束陷阱,其结果除了在这两个方向上捕陷原子外,还使 Z 方向上的动量扩散系数 D_{zz} 增大到(17)式给出的值的 $(1+\alpha)$ 倍, α 与1相差不大(例如,在原点,设三组光束偏振方向互相垂直,则 $\alpha=\frac{3}{7}$)。这就降低了 Z 方向上的稳定性(本文只讨论 Z 方向, X 和 Y 方向的情况可以此类推)。更为重要的是,要使立体陷阱是稳定的,必须使 X 和 Y 方向上的捕陷作用不仅在 $Z=0$ 处

存在,也在 $Z=Z'$ (陷阱边界)处存在。然而每组双高斯光束陷阱沿各自轴向对原子的捕陷作用在轴外迅速下降,因而我们只能限制 Z' 的大小。例如我们提议取

$$|Z'| = \frac{\sqrt{2} Z_0}{kw_0}。$$

这样,如果在

$$|Z'| = \frac{\sqrt{2} Z_0}{kw_0}$$

时, $\Delta V_z/\bar{E}_z$ 不能明显大于 1[虽然在更大的 $|Z'|$ 时, $\Delta V_z/\bar{E}_z$ 可能明显大于 1,见图 3 曲线(b)],则陷阱是不稳定的。

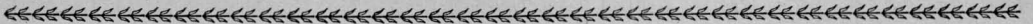
由于双高斯光束陷阱的轴向稳定性在轴外迅速下降,也使由它组成的立体陷阱的等势面(从而原子的分布)不是球对称的,而是正交立方对称的。沿三个轴的方向上,捕陷作用比其它方向上要强得多。因而在向陷阱中补入低速原子时,最好沿这些方向补入,使补充进去的原子可以在陷阱中往返多次地接

受深度冷却而不易逃逸出去。

感谢陈泽尊同志为图 3 作了数值计算。

参 考 文 献

- [1] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow; *Opt. Commun.*, 1975, **13**, 68.
- [2] V. S. Letokhov *et al.*; *Opt. Commun.*, 1976, **19**, 72.
- [3] V. S. Letokhov, V. G. Minogin; *Appl. Phys.*, 1978, **17**, 99.
- [4] A. Ashkin; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**, 729.
- [5] A. Ashkin; J. P. Gordon; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, 161.
- [6] J. P. Gordon, A. Ashkin; *Phys. Rev.*, 1980, **A 21**, 1606.
- [7] R. L. Cook; *Phys. Rev.*, 1980, **A22**, 1078.
- [8] V. S. Letokhov, V. G. Minogin; *Phys. Reports*, 1981, **73**, 1.
- [9] V. S. Letokhov, V. G. Minogin; *J. de Physique, Colloque 8*, 1981, **42**, C8-347.
- [10] V. G. Minogin; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1982, **12**, 299.



CLEO'85 征稿启事

在美国每年一度的“激光与光电子学会议”(CLEO)开始征稿。应 CLEO'85 节目委员会主席 D. H. Auston 和 R. R. Jacobs 的邀请,我国将组织以王之江教授(上海光机所)为主席的节目委员会处理国内投稿事宜;该委员会成员有章志鸣(复旦大学)、张光寅(南开大学)、张存浩(大连化物所)等教授。

CLEO'85 将于明年 5 月 21~24 日在美国东部巴尔的摩市召开,会议论题与历届相似。国内投稿,请寄上海 8211 信箱王之江教授收,国内投稿截止日期为 1984 年 12 月 3 日(以邮戳日期为准)。

欢迎投稿!

CLEO'85 中国区节目委员会