

影响测量精度的主要因素是迭代误差。由于抽样点数的限制,在用(6)式进行最小二乘法拟合时,项数不宜过高;另外多项式(5)的项数太多时,(6)式的迭代矩阵会趋于病态。在本文的实验中,波像差取到8级,即相当于7级几何像差,这对照相物镜是已经足够的。本文对二个照相物镜多次迭代表明,7级球差系数最大离散大约为 $\lambda/20$ 。

## 参 考 文 献

- 1 Sarnik AM. *SPIE Proc.*, **558**, 85-94(1985)
- 2 王海明。“激光-CCD系统衍射谱分析法测量光学系统传递函数”,全国第八届激光会议论文,西安,1986. 10.

(收稿日期:1987年5月13日)

# 压缩光场同两个耦合原子的相互作用\*

邹明亮

(福建师范大学物理系)

郭光灿

(中国科技大学物理系)

## Squeezed light interaction with a couple of atoms

Zou Mingliang

(Department of Physics, Fujian Teacher's University, Fuzhou)

Guo Guangcan

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

**Abstract:** This paper deals with the change of statistical characters of squeezed light, i. e. the characters of distribution of photons, the squeezed and antibunching of a mode squeezed light field after its interacting with a couple of atoms which has interaction between them.

### 一、引 言

光与物质相互作用的问题一直是人们注意的问题,处理这个问题时,在一定的条件下可把原子看成一个二能级系统,而光与二能级原子的相互作用的量子理论都是基于J-C模型<sup>[1]</sup>。以前,由于压缩态光场未能实现,因此人们只注意相干光、混沌光等与物质的相互作用。自从Stoler<sup>[2]</sup>在理论上提出压缩态光场的存在以及Bell实验室观察到压缩态以后<sup>[3]</sup>,人们把注意力集中在压缩态光场与物质的相互作用上。Milburn<sup>[4]</sup>研究了压缩光作用于一个二能级原子后原子状态的变化。我们也研究过压缩光与一个二能级原子的相互作用,发现作用后光的压缩效应消失<sup>[5]</sup>。这里我们采用类似文献<sup>[5]</sup>的方法,从解时移么正算符的矩阵元出发,求出光与原子作用后的密度矩阵元,借以讨论其光子数分布、压缩特

性、反聚束性等。

### 二、压缩光场同二个耦合两能级原子的相互作用

在旋转波近似下,单模辐射场与两个耦合全同二能级原子相互作用的哈密顿为:

$$H = H_0 + H_I + H_{II} \quad (1)$$

式中:

$$H_0 = \hbar\omega\alpha^+\alpha + \hbar\omega_0(S_{3A} + S_{3B}) \quad (2a)$$

$$H_I = \hbar\lambda[(S_{+A} + S_{+B})\alpha + (S_{-A} + S_{-B})\alpha^+] \quad (2b)$$

$$H_{II} = \hbar V(S_{+A}S_{-B} + S_{-A}S_{+B}) \quad (2c)$$

$$V = \frac{P_A \cdot P_B}{R^3} - \frac{3(P_A \cdot R)(P_B \cdot R)}{R^5} \quad (2d)$$

\* 中国科学院科学基金资助课题。

式中  $\omega$  为外场的频率,  $\hbar\omega_0$  为原子的两能级差,  $a^+, a$  分别为光场的产生和消灭算符,  $\lambda$  为光场与原子的耦合常数.  $S_{\pm A}, S_{\pm B}$  分别为  $A, B$  原子的上升和下降算符,  $S_{3A}$  和  $S_{3B}$  为原子泡利自旋算符的三个分量之一.  $V$  为原子间相互作用常数,  $R$  为原子间距,  $P_A, P_B$  为两原子的偶极子. (2a) 式代表原子和光场的自由能量, (2b) 代表光场和原子的相互作用能, (2c) 为原子间的相互作用能. 这里我们忽略了两原子之间相互作用过程中两原子同时上升和同时下降的情况, 即忽略了  $V(S_{+A}S_{+B}+S_{-A}S_{-B})$  这样的项.

由(1)式可得系统的时移么正算符:

$$U(t) = \exp\{(-i)[\omega a^+ a + \omega_0(S_{3A} + S_{3B}) + \lambda(S_{+A} + S_{+B})a + \lambda(S_{-A} + S_{-B})a^+ + V(S_{+A}S_{-B} + S_{-A}S_{+B})]t\} \quad (3)$$

于是,  $t$  时刻原子和场的耦合系统的密度算符为

$$\rho(t) = U(t)\rho(0)U^\dagger(t) \quad (4)$$

这里  $\rho(0)$  为初始时刻系统的态密度算符:

$$\rho(0) = \rho_{f(0)} \otimes \rho_{a(0)} \quad (5)$$

$\rho_{f(0)}$  为相互作用前光场的密度算符. 设初始入射光为压缩光, 因此:

$$\rho_{f(0)} = |\alpha, \gamma\rangle\langle\gamma, \alpha| \quad (6)$$

这里为方便起见, 记压缩角为零,  $\gamma$  为压缩参数,  $\alpha$  为相干态振幅. 原子初始的状态有四种形式, 这样初始原子的态密度算符为:

$$\rho_{a(0)} = |1_A, 1_B\rangle\langle 1_B, 1_A| \quad (7a)$$

$$\rho_{a(0)} = |1_A, 2_B\rangle\langle 2_B, 1_A| \quad (7b)$$

$$\rho_{a(0)} = |2_A, 1_B\rangle\langle 1_B, 2_A| \quad (7c)$$

$$\rho_{a(0)} = |2_A, 2_B\rangle\langle 2_B, 2_A| \quad (7d)$$

式中  $|1_A 2_B\rangle$  代表  $A$  原子处于基态  $|1\rangle$ , 而  $B$  原子处于激发态  $|2\rangle$ , 其余态有类似的意义. 这样  $t$  时刻光场的密度算符为:

$$\rho_{f(t)} = T_{r,a}\rho(t) = \sum_{m_A, m_B=1}^2 \langle m_B, m_A | \rho(t) | m_A, m_B \rangle \quad (8)$$

在粒子数表象中,  $\rho_{f(t)}$  的矩阵元为:

$$\begin{aligned} \langle n | \rho_{f(t)} | n' \rangle &= \sum \langle m_B, m_A, n | U(t) | l, k_A, k_B \rangle \\ &\langle k_B, k_A, l | \rho(0) | l', k'_A, k'_B \rangle \\ &\langle k'_B, k'_A, l' | U^\dagger(t) | n', m_A, m_B \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

上式求和为对  $m_A, m_B, k_B, k'_B, k'_A, k'_B$  从 1 到 2 求和,  $l$  和  $l'$  为从 0 到  $\infty$  求和.

当初始两个原子处于基态时, 由(9)式可以看出

$$k'_A = k_B = k_A = k_B = 1,$$

于是有:

$$\begin{aligned} \langle n | \rho_{f(t)} | n' \rangle &= \sum_{l, l'} \langle m_B m_A n | U(t) | l, 1_A, 1_B \rangle^* \\ &\langle 1_B, 1_A, l' | U^\dagger(t) | n', m_A, m_B \rangle \sigma_{l, l'} \\ &= A_n A_n^* \sigma_{nn} + E_{n+1} E_{n+1}^* \sigma_{n+1, n+2} \\ &\quad + J_{n+1} J_{n+1}^* \sigma_{n+1, n+1} + N_{n+2} N_{n+2}^* \sigma_{n+2, n+2} \end{aligned} \quad (10)$$

当初始两个原子一个处于基态, 一个处于激发态时, (9) 中  $k'_A = k_A = 1, k'_B = k_B = 2$ . 即:

$$\begin{aligned} \langle n | \rho_{f(t)} | n' \rangle &= B_n B_{n+1}^* \sigma_{n-1, n'-1} + F_{n+1} F_{n+1}^* \sigma_{nn'} \\ &\quad + K_{n+1} K_{n+1}^* \sigma_{nn'} + O_{n+2} O_{n+2}^* \sigma_{n+1, n+1} \end{aligned} \quad (11)$$

而当初始两个原子都处于激发态时, (9) 中的

$$k'_A = k'_B = k_A = k_B = 2,$$

这样有:

$$\begin{aligned} \langle n | \rho_{f(t)} | n' \rangle &= D_n D_n^* \sigma_{n-2, n'-2} + I_{n+1} I_{n+1}^* \sigma_{n'-1, n'-1} \\ &\quad + M_{n+1} M_{n+1}^* \sigma_{n-1, n'-1} + S_{n+2} S_{n+2}^* \sigma_{nn'} \end{aligned} \quad (12)$$

式中:

$$\sigma_{nn'} = \langle n | \alpha, \gamma \rangle \langle \gamma, \alpha | n' \rangle \quad (13)$$

其形式由文献(6)可得. 而场的统计分布为:

$$P_n = \langle n | \rho_{f(t)} | n \rangle \quad (14)$$

二阶相关度为:

$$g_n^{(2)} = \frac{\sum_n n(n-1) \rho_{f,nn}}{(\sum_n n \rho_{f,nn})^2} \quad (15)$$

而场的两个正交分量为:

$$\begin{aligned} \Delta X_{1,2} &= \frac{1}{4} \{1 \pm 2\text{Re}[\sum_n \sqrt{(n+1)(n+2)} \rho_{f, n, n+2} \\ &\quad + 2 \sum_n n \rho_{f,nn} - (\sum_n \sqrt{n+1} \rho_{n, n+1})^2 \\ &\quad - 2|\sum_n \sqrt{(n+1)} \rho_{n, n+1}|^2\} \end{aligned} \quad (16)$$

(这里记  $\rho_{f,nn'} = \langle n | \rho_{f(t)} | n' \rangle$ ) 由上各式即可得三种初始条件下压缩光与双原子相互作用后光场的统计特性.

### 三、出射光场的统计特性

为方便起见, 在下面的讨论中, 我们都认为入射光场的相干态振幅  $\alpha=3$ , 频率  $\omega=100\lambda$ . 我们先看出射光的光子数分布的变化情形. 至于光子数分布与参数  $\gamma$  的关系与单原子问题<sup>[5]</sup> 基本类似, 在此我们就讨论了.

图 1 和图 2 分别为初始两原子都处于基态或激发态时, 出射光的光子数分布随时间的演化. 可以看出, 当两原子之间有相互作用时, 单原子问题中的

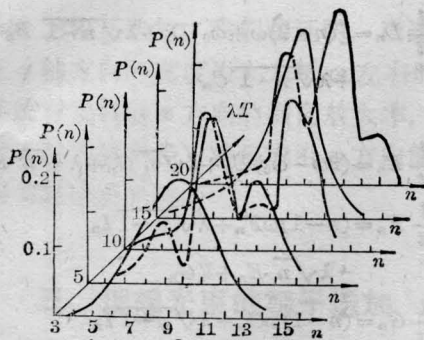


图1 初始两原子都处于基态,  $V=10\lambda$ ,  $\gamma=0.5$ , 出射光的光子数分布随时间的演化

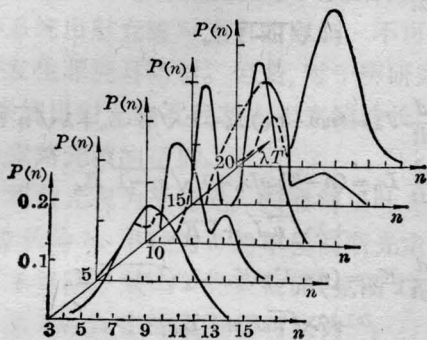


图2 初始两原子都处于激发态,  $V=10\lambda$ ,  $\gamma=0.5$ , 出射光的光子数分布随时间的演化

互补现象<sup>[5]</sup>已经不存在, 但照样有与其类似的周期性行为。而起始一个原子处于基态, 一个处于激发态时, 光子数分布随时间的演化与图1和图2的情形类似。

图3为起初一个原子处于基态, 一个处于激发态,  $\lambda T = \delta$ 时, 出射光的光子数分布随原子间相互作用常数的变化。可见随着  $V$  的增大, 光子数分布逐渐趋于原来的分布, 当  $V=100\lambda$  时, 光子数分布就恢复到原来的分布。

下面我们讨论光子反聚束行为的变化。在一定的条件下, 当入射光的  $\gamma > 0$  时, 有反聚束行为, 服从亚泊松统计, 而  $\gamma < 0$  时具有聚束行为, 服从超泊松统计。当  $\gamma = 0$  时, 服从泊松统计<sup>[7]</sup>。

图4、5为  $V=0$ 、 $10\lambda$  时, 光场的  $g^{(2)}$  随时间的变化, 由图可见,  $V=0$  时,  $g^{(2)}$  的变化比  $V=10\lambda$  时大, 原来具有聚束行为或反聚束行为的光, 出射光仍具有聚束或反聚束行为。在  $V=100\lambda$  时, 光场的  $g^{(2)}$  已完全不变, 因为这时分布已恢复到原来状态。

图6为相干光入射 ( $\gamma=0$ ) 时, 出射光场的涨落随时间的变化。当  $V=0$  时, 在某段时间范围内出现压缩态。但原子间的相互作用却破坏了压缩效应, 使

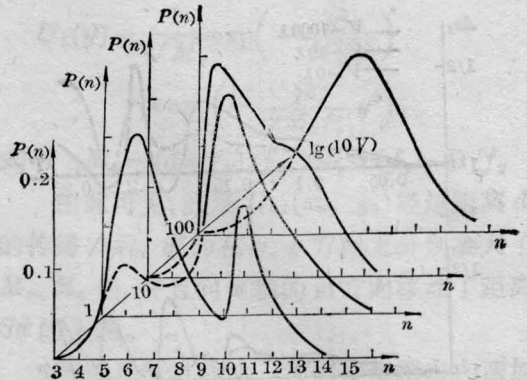


图3 初始一个原子处于基态, 一个处于激发态,  $\gamma=0.5$ ,  $\lambda T = \delta$  时, 光子数分布随  $V$  的变化

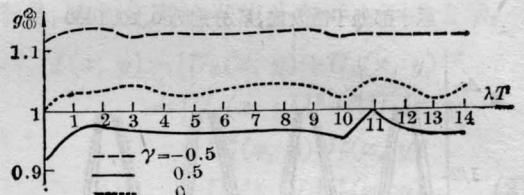


图4 初始一个原子在基态, 一个在激发态,  $\gamma$  分别为 0.5、0、-0.5,  $V=0$  时, 光场的二阶关联函数随时间的变化

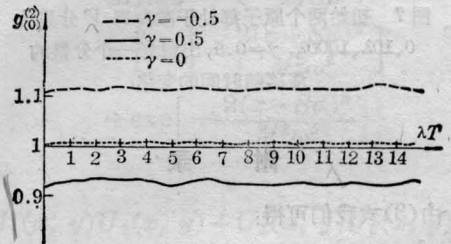


图5 初始一个原子在基态, 一个在激发态,  $V=10\lambda$ ,  $\gamma$  分别为 0.5、0、-0.5 时, 光场的二阶关联函数随时间的变化

之更接近于相干态的涨落。当  $V=1000\lambda$  时, 出射光的涨落已完全和入射光的涨落一样。  $V=100\lambda$  时还不能完全一样, 这情形我们未画在图中。图7为入射光的  $\gamma=0.5$  时, 出射光的涨落, 当原子间没有相互作用时, 光的压缩效应很快就消失, 而当原子间有相互作用时, 压缩效应存在的时间就更长一些, 更接近于光在真空中传播时的涨落情况, 当  $V=1000\lambda$  时, 出射光的压缩效应不消失。这时光场涨落的振荡如同真空中压缩光场的涨落一样。

对于其它的初始条件, 出射光的涨落情形与初始两原子都处于激发态时的情形基本类似。

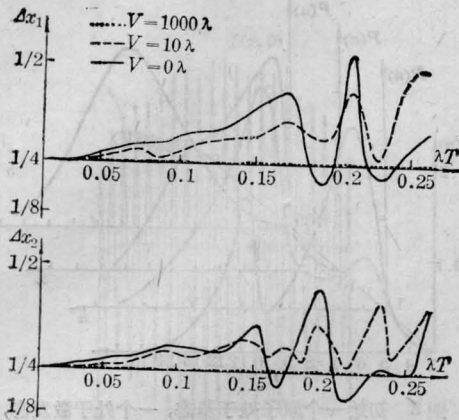


图6 相干光入射 ( $\gamma=0$ ), 出射光两个分量  $x_1$ 、 $x_2$  的涨落随时间的变化。假定初始两个原子都处于激发态,  $V$  分别为 0、10、1000

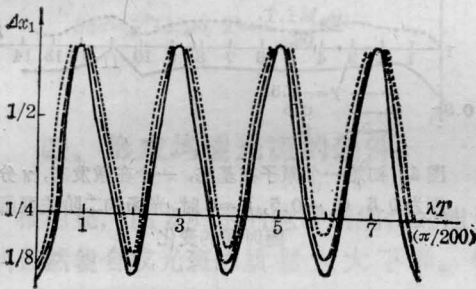


图7 初始两个原子都处于激发态,  $V$  分别为 0、10λ、1000λ,  $\gamma=0.5$ , 出射光一个分量的涨落随时间的变化

## 附 录

由(3)式我们可得:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle m_B m_A n | U(t) | l, k_A, k_B \rangle \\ = (-i) \langle m_B m_A n | U(t) [\omega_0 (S_{3A} + S_{3B}) \\ + \omega \alpha^+ \alpha + \lambda (S_{+A} + S_{+B}) \alpha \\ + \lambda (S_{-A} + S_{-B}) \alpha^+ \\ + V (S_{+A} S_{-B} + S_{+B} S_{-A})] | l, k_A, k_B \rangle \end{aligned} \quad (A1)$$

根据正文的假设, 可得四个微分方程组

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} A_n &= (n\omega - \omega_0) A_n + \lambda \sqrt{n} G_n + \lambda \sqrt{n} B_n \\ i \frac{d}{dt} C_n &= (n-1)\omega C_n + \lambda \sqrt{n-1} D_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} A_n + V B_n \\ i \frac{d}{dt} B_n &= (n-1)\omega B_n + \lambda \sqrt{n-1} D_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} A_n + V C_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} D_n &= [(n-2)\omega + \omega_0] D_n + \lambda \sqrt{n-1} B_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n-1} C_n \end{aligned} \quad (A2)$$

$$i \frac{d}{dt} E_n = (n\omega - \omega_0) E_n + \lambda \sqrt{n} G_n + \lambda \sqrt{n} F_n$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} F_n &= (n-1)\omega F_n + \lambda \sqrt{n-1} I_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} E_n + V G_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} G_n &= (n-1)\omega G_n + \lambda \sqrt{n-1} I_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} E_n + V F_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} I_n &= [(n-2)\omega + \omega_0] I_n + \lambda \sqrt{n-1} F_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n-1} G_n \end{aligned} \quad (A3)$$

$$i \frac{d}{dt} J_n = (n\omega - \omega_0) J_n + \lambda \sqrt{n} L_n + \lambda \sqrt{n} K_n$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} L_n &= (n-1)\omega L_n + \lambda \sqrt{n-1} M_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} J_n + V K_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} K_n &= (n-1)\omega K_n + \lambda \sqrt{n-1} M_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} J_n + V L_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} M_n &= [(n-2)\omega + \omega_0] M_n + \lambda \sqrt{n-1} K_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n-1} L_n \end{aligned} \quad (A4)$$

$$i \frac{d}{dt} N_n = (n\omega - \omega_0) N_n + \lambda \sqrt{n} R_n + \lambda \sqrt{n} O_n$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} K_n &= (n-1)\omega K_n + \lambda \sqrt{n-1} S_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} N_n + V O_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} O_n &= (n-1)\omega O_n + \lambda \sqrt{n-1} S_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n} N_n + V R_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dt} S_n &= [(n-2)\omega + \omega_0] S_n + \lambda \sqrt{n-1} O_n \\ &\quad + \lambda \sqrt{n-1} R_n \end{aligned} \quad (A5)$$

由初始条件

$$A_n(0) = F_n(0) = L_n(0) = S_n(0) = 1,$$

$$G_n(0) = I_n(0) = J_n(0) = K_n(0) = M_n(0)$$

$$= N_n(0) = O_n(0) = R_n(0) = 0$$

对(A2)-(A5)进行拉普拉斯变换, 并在共振情形 ( $\omega = \omega_0$ ) 时解它们得:

$$A(s) = \frac{(-i)[x(x+V) - 2\lambda^2(n-1)]}{x[x(x+V) - 2\lambda^2(2n-1)]} \quad (A7)$$

$$B(s) = \frac{i\lambda \sqrt{n}}{x(x+V) - 2\lambda^2(2n-1)} \quad (A8)$$

$$D(s) = \frac{(-2i)\lambda^2 \sqrt{n(n-1)}}{x[x(x+V) - 2\lambda^2(2n-1)]} \quad (A9)$$

$$C(s) = B(s) \quad (A10)$$

$$E(s) = B(s) \quad (A11)$$

$$I(s) = \sqrt{\frac{n-1}{n}} B(s) \quad (A12)$$

$$F(s) = \frac{(-i)[x^2 - (2n-1)\lambda^2]}{[x(x+V) - 2(n-1)\lambda^2](x-V)} \quad (A13)$$

$$G(s) = \frac{i[xV - (2n-1)\lambda^2]}{(x-V)[x(x+V) - 2(2n-1)\lambda^2]} \quad (A14)$$

$$J(s) = B(s) \quad (A15)$$

$$K(s) = G(s) \quad (A16)$$

$$L(s) = F(s) \quad (A17)$$

$$R(s) = \sqrt{\frac{n-1}{n}} B(s) \quad (A18)$$

$$O(s) = R(s) \quad (A19)$$

$$M(s) = I(s) \quad (A20)$$

$$S(s) = \frac{(-i)[x(x+V) - 2n\lambda^2]}{x[x(x+V) - 2\lambda^2(2n-1)]} \quad (A21)$$

$$N(s) = D(s) \quad (A22)$$

### 参 考 文 献

- 1 Jaynes E T, Cumming F W. *Proc. IEEE*, **51**, 89 (1963)
- 2 Stoler D. *Phys. Rev. D*, **1**, 3217(1970)
- 3 Slusher R E et al. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2409(1985)
- 4 Milburn G J. *Opt. Acta*, **31**, 671(1984)
- 5 邹明亮 郭光灿. 第二届全国量子光学会议, 青岛, 1986
- 6 Yuen H P. *Phys. Rev. A*, **13**, 2226(1976)
- 7 郭光灿, 王善祥. *中国激光*, **13**, 517(1986)

(收稿日期: 1987年4月29日)

## 等离子体的移动辉纹和 He-Ne 激光的混沌发射

吕可诚 刘志国 巴恩旭

(南开大学)

### Moving striation in plasma and chaos emission of He-Ne lasers

Lü Kecheng, Liu Zhiguo, Ba Enxu

(Nankai University, Tianjin)

**Abstract:** Moving striation in plasma and chaos emission of He-Ne laser light was studied by varying the total pressure of laser tube, pressure ratio between helium and neon, and discharge current. The relationship between the moving striation and chaos emission was discussed.

### 一、引 言

我们在低增益的 He-Ne 激光的 632.8 nm 辐射中看到了各种形式的混沌路径<sup>[1]</sup>, 并设想激光辐射的不稳定性及混沌运转可能与等离子体的特性有关。为了搞清两者之间的联系, 我们作了一系列的实验观测, 试图解释气体激光器的混沌发射机制。

实验中选用了不同厂家生产的 632.8 nm He-Ne 激光器, 将其辉光频谱与激光频谱进行对比观测。用观测激光管侧壁辉光的频谱研究等离子体的特性, 而激光的不稳定性及混沌发射的观测则通过

测量激光频谱来完成, 其频率范围在 0~600 kHz。测试装置示于图 1。

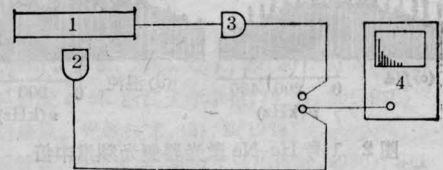


图 1 测试系统简图

1—激光器; 2—侧壁辉光接收器;

3—激光接收器; 4—频谱分析仪