

一级近似下的双模激光随机共振*

张良英^{1)†} 金国祥²⁾ 汪志云¹⁾ 曹力³⁾

1) (湖北文理学院物理与电子工程学院, 襄阳 441053)

2) (武汉工程大学, 智能机器人湖北省重点实验室, 武汉 430073)

3) (华中科技大学物理学院, 武汉 430074)

(2013年8月22日收到; 2013年10月24日收到修改稿)

将周期信号输入双模激光, 对激光光强方程中的乘法噪声项取一级近似, 用线性化近似方法计算相关函数和功率谱, 结果发现: 信噪比随抽运噪声强度、量子噪声强度及信号频率的变化均出现随机共振.

关键词: 乘法噪声, 相关函数, 随机共振

PACS: 42.60.Mi, 05.40.-a

DOI: 10.7498/aps.63.024203

1 引言

噪声有两面性, 我们通常看到的是其消极的一面, 噪声的建设性的、积极的一面很好地表现在随机共振上. 作为非线性问题的前沿课题之一, 随机共振的研究在理论和实验上都取得了较大进展^[1-20]. 激光系统中, 人们对单模情况下的统计性质及随机共振研究较多^[1-3], 对双模讨论较多的是两模之间的竞争及关联函数的演化^[4,5]. 双模激光光强方程是非线性随机系统, 要得到描述这个系统的非线性随机方程的解析解只能用近似方法. 以往采用的线性化近似方法是将确定论部分在定态光强附近线性化, 而随机部分则是将光强 I 近似为定态光强 I_0 ^[20], 即将乘法噪声项用加法噪声项代替. 这种方法的好处是容易计算相关函数和功率谱, 但可能丢失由乘法噪声引起的重要物理结果. 本文对随机部分用泰勒级数在 I_0 点展开并保留一阶项, 这样做可以保留由乘法噪声引起的物理结果. 经过计算相关函数和功率谱后发现: 信噪比随抽运噪声强度、量子噪声强度及信号频率的变化均出现随机共振.

2 双模激光的一级线性化近似模型

噪声驱动的双模激光系统输入周期信号后的光强方程为^[20]

$$\begin{cases} \frac{dI_1}{dt} = 2I_1(a_1 - c_1I_1 - b_1I_2) + 2I_1\xi(t) \\ \quad + 2\sqrt{I_1}\eta_1(t) + B\cos(\Omega t) \\ \frac{dI_2}{dt} = 2I_2(a_2 - c_2I_2 - b_2I_1) \\ \quad + 2I_2\xi(t) + 2\sqrt{I_2}\eta_2(t) \end{cases}, \quad (1)$$

其中 I_1 和 I_2 分别为两模的光强; a_1 和 a_2 分别为两模的净增益系数; c_1 和 c_2 分别为两模的自饱和系数; b_1 和 b_2 分别为两模的交叉耦合系数; $\xi(t)$ 为抽运噪声; $\eta_1(t)$ 和 $\eta_2(t)$ 为量子噪声; B, Ω 分别为输入信号的振幅和频率. 本文只讨论(1)式中当 $a_1 = a_2, c_1 = c_2, b_1 = b_2, \eta_1(t) = \eta_2(t)$ 时的解.

设 $a_1 = a_2 = a, c_1 = c_2 = c, b_1 = b_2 = b, \eta_1(t) = \eta_2(t) = \eta(t)$, 则(1)式变成

$$\begin{cases} \frac{dI_1}{dt} = 2I_1(a - cI_1 - bI_2) + 2I_1\xi(t) \\ \quad + 2\sqrt{I_1}\eta(t) + B\cos(\Omega t) \\ \frac{dI_2}{dt} = 2I_2(a - cI_2 - bI_1) + 2I_2\xi(t) \\ \quad + 2\sqrt{I_2}\eta(t) \end{cases}, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 11045004) 和湖北省教育厅科研基金重点项目 (批准号: D20132603) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: ly850@sohu.com

噪声 $\xi(t)$ 和 $\eta(t)$ 的统计性质为

$$\begin{aligned}\langle \xi(t) \rangle &= \langle \eta(t) \rangle = 0, \\ \langle \xi(t)\xi(s) \rangle &= D\delta(t-s), \\ \langle \eta(t)\eta(s) \rangle &= Q\delta(t-s), \\ \langle \xi(s)\eta(t) \rangle &= \langle \xi(t)\eta(s) \rangle = 0,\end{aligned}\quad (3)$$

其中 D, Q 分别为抽运噪声和量子噪声强度.

为了得到 (2) 式的解析结果, 以往采用的是加法噪声线性化近似^[20], 即在定态光强附近对 (2) 式的确定论部分线性化, 令

$$I_1 = I_{10} + \varepsilon_1, \quad I_2 = I_{20} + \varepsilon_2, \quad (4)$$

ε_1 和 ε_2 为两模在定态光强附近的微扰项. 将 (4) 式代入 (2) 式的确定论部分可导出两模的定态光强为

$$I_{10} = I_{20} = I_0 = \frac{a}{c+b}; \quad (5)$$

并且对随机部分将 I 近似为 I_0 , 于是得到 (2) 式的加法噪声线性化近似方程为

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_1(t)}{dt} = -2cI_0\varepsilon_1(t) - 2bI_0\varepsilon_2 + 2I_0\xi(t) \\ \quad + 2\sqrt{I_0}\eta(t) + B\cos(\Omega t) \\ \frac{d\varepsilon_2(t)}{dt} = -2bI_0\varepsilon_1(t) - 2cI_0\varepsilon_2 \\ \quad + 2I_0\xi(t) + 2\sqrt{I_0}\eta(t) \end{cases}. \quad (6)$$

由 (6) 式计算光强的相关函数可能会丢失由乘法噪声引起的重要物理结果, 本文所做的改进是将 (2) 式中的随机部分用泰勒级数在 I_0 点展开并保留 ε_1 和 ε_2 的一阶项, 相当于取微扰项 ε_1 和 ε_2 的一级近似, 即

$$2I_1 = 2I_0 + 2\varepsilon_1(t), \quad (7)$$

$$2\sqrt{I_1} = 2\sqrt{I_0} + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\varepsilon_1(t), \quad (8)$$

$$2I_2 = 2I_0 + 2\varepsilon_2(t), \quad (9)$$

$$2\sqrt{I_2} = 2\sqrt{I_0} + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\varepsilon_2(t). \quad (10)$$

对 (2) 式随机部分中的 I 用 (7)–(10) 式近似, 得到 (2) 式的线性化近似方程为

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_1(t)}{dt} = \left(-2cI_0 + 2\xi(t) + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t) \right) \\ \quad \times \varepsilon_1(t) \times -2bI_0\varepsilon_2 + 2I_0\xi(t) \\ \quad + 2\sqrt{I_0}\eta(t) + B\cos(\Omega t) \\ \frac{d\varepsilon_2(t)}{dt} = -2bI_0\varepsilon_1(t) + \left(-2cI_0 \right. \\ \quad + 2\xi(t) + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t) \varepsilon_2 \\ \quad \left. + 2I_0\xi(t) + 2\sqrt{I_0}\eta(t) \right) \end{cases}, \quad (11)$$

(11) 式就是本文要讨论的一级近似下的双模激光噪声模型, 与加法噪声线性化近似方程 (6) 比较, 改进后的方程中含有乘法噪声项.

3 光强相关函数及信噪比

(11) 式的基解矩阵为

$$\Phi(t) = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

其中

$$a_{11} = \exp \int_0^t \left[\left(-2cI_0 + 2\xi(t') \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t') \right) - 2bI_0 \right] dt',$$

$$a_{12} = \exp \int_0^t \left[\left(-2cI_0 + 2\xi(t') \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t') \right) + 2bI_0 \right] dt',$$

$$a_{21} = \exp \int_0^t \left[\left(-2cI_0 + 2\xi(t') \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t') \right) - 2bI_0 \right] dt',$$

$$a_{22} = -\exp \int_0^t \left[\left(-2cI_0 + 2\xi(t') \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t') \right) + 2bI_0 \right] dt',$$

$$\Phi(t, s) = \Phi(t)\Phi^{-1}(s) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 \\ \alpha_2 & \alpha_1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

其中

$$\alpha_1 = (e^{(-2cI_0-2bI_0)(t-s)} + e^{(-2cI_0+2bI_0)(t-s)})$$

$$\times \exp \int_s^t \left[2\xi(t') + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t') \right] dt',$$

$$\alpha_2 = (e^{(-2cI_0-2bI_0)(t-s)} - e^{(-2cI_0+2bI_0)(t-s)})$$

$$\times \exp \int_s^t \left[2\xi(t') + \frac{1}{\sqrt{I_0}}\eta(t') \right] dt'.$$

设 $t=0$ 时 $\begin{pmatrix} \varepsilon_1(0) \\ \varepsilon_2(0) \end{pmatrix} = 0$, 由 (11) 式得到光强相关函数矩阵为

$$C_{\varepsilon\varepsilon}(\tau) = \int_0^{t+\tau} \int_0^t \Phi(t, s) \Gamma_{ff} \Phi$$

$$\times (t + \tau, s') ds ds', \quad (14) \quad + \alpha_2 \alpha'_2 \beta_2 \beta'_2 \rangle ds ds'. \quad (15)$$

上式中

$$\mathbf{r}_{ff} = \begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \end{pmatrix} (\beta'_1 \quad \beta'_2),$$

其中

$$\beta_1 = 2I_0 \xi(s) + 2\sqrt{I_0} \eta(s) + B \cos(\Omega s),$$

$$\beta_2 = 2I_0 \xi(s) + 2\sqrt{I_0} \eta(s),$$

$$\beta'_1 = 2I_0 \xi(s') + 2\sqrt{I_0} \eta(s') + B \cos(\Omega s'),$$

$$\beta'_2 = 2I_0 \xi(s') + 2\sqrt{I_0} \eta(s').$$

第一个模的相关函数为

$$\begin{aligned} C_{\varepsilon_1 \varepsilon_1}(\tau) &= \langle \varepsilon_1(t + \tau) \varepsilon_1(t) \rangle \\ &= \frac{1}{4} \int_0^{t+\tau} \int_0^t \langle \alpha_1 \alpha'_1 \beta_1 \beta'_1 \\ &\quad + \alpha_2 \alpha'_2 \beta_2 \beta'_2 + \alpha_1 \alpha'_2 \beta_1 \beta'_2 \end{aligned}$$

为了得到 $C_{\varepsilon_1 \varepsilon_1}(\tau)$ 在稳态 ($t \rightarrow \infty$) 时的周期平均光强相关函数, c, b, D, Q 需满足 $2cI_0 > 2bI_0 + \frac{3Q}{2I_0} + 6D$, 并用到了以下公式^[19]

$$\langle e^{a \int_s^t \xi(s') ds'} \rangle = e^{\frac{1}{2} a^2 D(t-s)}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} &\langle e^{a \int_{s_1}^t \xi(s) ds} e^{a \int_{s_2}^t \xi(t') dt'} \rangle \\ &= e^{2a^2 D(t-s_2)} e^{\frac{1}{2} a^2 D(s_2-s_1)}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} &\langle \xi(s_1) e^{a \int_{s_1}^t \xi(t') dt'} e^{a \int_{s_2}^t \xi(t') dt'} \rangle \\ &= \frac{aD}{2} e^{\frac{1}{2} a^2 D(s_2-s_1)} e^{2a^2 D(t-s_2)} (s_2 > s_1), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} &\langle \xi(s_1) \xi(s_2) e^{a \int_{s_1}^t \xi(t') dt'} e^{a \int_{s_2}^t \xi(t') dt'} \rangle \\ &= (D\delta(s_1 - s_2) + D^2) \\ &\quad \times e^{\frac{1}{2} a^2 D(s_2-s_1)} e^{2a^2 D(t-s_2)} (s_2 > s_1). \end{aligned} \quad (19)$$

对 (15) 进行计算, 得到

$$\begin{aligned} C_{\varepsilon_1 \varepsilon_1}(\tau) &= \frac{B^2}{8} e^{-(4D + \frac{Q}{I_0})\tau} \\ &\times \left[\frac{\cos(\Omega\tau + \varphi_1)}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \right. \\ &+ \frac{\cos(\Omega\tau + \varphi_2)}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \\ &+ \frac{\cos(\Omega\tau + \varphi_3)}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \\ &+ \frac{\cos(\Omega\tau + \varphi_4)}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \\ &+ 4 \times \left[\frac{(2I_0^2 D + 2I_0 Q) e^{-(2cI_0 + 2bI_0 - 2D - \frac{Q}{2I_0})\tau}}{(2cI_0 + 2bI_0) - 4D - \frac{Q}{I_0}} \right. \\ &\left. + \frac{(4I_0 Q D + 4I_0^2 D^2 + 4I_0 Q^2) e^{-(4D + \frac{Q}{I_0})\tau}}{\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)} \right], \end{aligned}$$

其中:

$$\begin{aligned}\varphi_1 &= \frac{-\Omega\left(4D + \frac{Q}{I_0}\right)}{\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right) + \Omega^2}, \\ \varphi_2 &= \frac{-\Omega\left(4D + \frac{Q}{I_0}\right)}{\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right) + \Omega^2}, \\ \varphi_3 &= \frac{-\Omega\left(-4bI_0 + 4D + \frac{Q}{I_0}\right)}{\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right) + \Omega^2}, \\ \varphi_4 &= \frac{\Omega\left(4bI_0 + 4D + \frac{Q}{I_0}\right)}{\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right) + \Omega^2}.\end{aligned}$$

对相关函数 $C_{\varepsilon_1\varepsilon_1}(\tau)$ 进行傅里叶变换, 得到输出功率谱为

$$S(\omega) = S_1(\omega) + S_2(\omega), \quad (20)$$

$S_1(\omega)$ 为输出信号功率谱 (只取正 ω 的谱), $S_2(\omega)$ 为输出噪声功率谱.

输出信号总功率为

$$\begin{aligned}P_s &= \int_0^\infty S_1(\omega) d\omega \\ &= \frac{B^2}{8} \left[\frac{1}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \right. \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \\ &\quad \left. + \frac{1}{\sqrt{\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)\left(\left(-2cI_0 + 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)^2 + \Omega^2\right)}} \right] \\ &\quad \times \left(\frac{\pi}{2} + \arctan \frac{\Omega}{4D + Q/I_0} \right), \quad (21)\end{aligned}$$

输出噪声总功率为

$$P = \int_0^\infty S_2(\omega) d\omega$$

$$= 4\pi \left[\frac{(2I_0^2 D + 2I_0 Q)}{(2cI_0 + 2bI_0) - 4D - \frac{Q}{I_0}} + \frac{(4I_0 Q D + 4I_0^2 D^2 + 4I_0 Q^2)}{\left(-2cI_0 - 2bI_0 + 6D + \frac{3Q}{2I_0}\right) \left(-2cI_0 - 2bI_0 + 2D + \frac{Q}{2I_0}\right)} \right], \quad (22)$$

信噪比定义为输出信号总功率与输出噪声总功率之比

$$R = \frac{P_s}{P}. \quad (23)$$

4 随机共振

下面的讨论中抽运噪声强度 D 和量子噪声强度 Q 的取值范围必需满足 $2cI_0 > 2bI_0 + \frac{3Q}{2I_0} + 6D$ 的条件, 否则相关函数 $C_{\varepsilon_1 \varepsilon_1}(\tau)$ 的值会发散, 系统处于不稳定状态.

4.1 信噪比随抽运噪声强度 D 的变化

当自饱和系数分别取 $c = 3, 4, 5$ 时, 根据 (21)—(23) 式计算得到的 R - D 曲线如图 1(a) 所示. 可以看出: 当自饱和系数较小时, 信噪比随抽运噪声强度 D 的变化出现两个共振峰, 当自饱和系数较大时, 信噪比随抽运噪声强度 D 的变化仅出现一个共振峰, 并且峰值降低, 峰的位置向右移动.

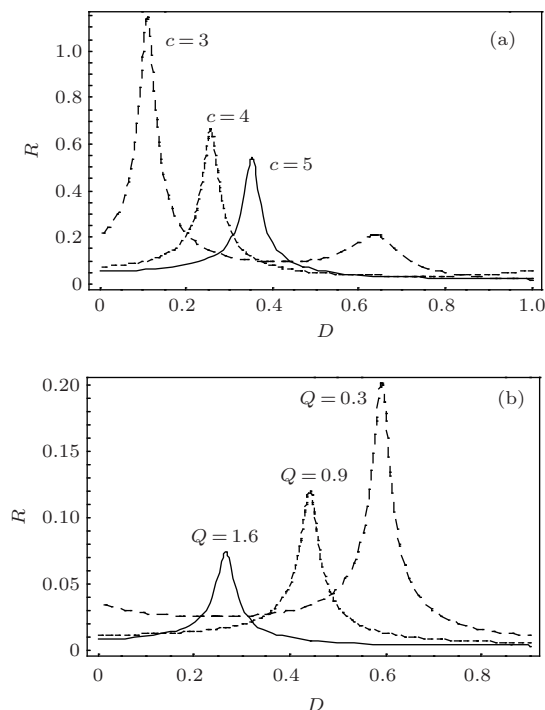


图1 信噪比 R 随抽运噪声强度 D 的变化 ($a = 4, \Omega = 0.1, B = 1$) (a) $Q = 0.5, b = 2$; (b) $c = 3, b = 1$

当量子噪声强度分别取 $Q = 0.3, 0.9, 1.6$ 时, 根据 (21)—(23) 式计算得到的 R - D 曲线如图 1(b)

所示. 可以看出: 信噪比随抽运噪声强度 D 的变化出现一个共振峰, 量子噪声强度增大峰值降低, 峰的位置向左移动.

4.2 信噪比随量子噪声强度 Q 的变化

当输入信号频率分别取 $\Omega = 0.1, 0.2, 0.6$ 时, 根据 (21)—(23) 式计算得到的 R - Q 曲线如图 2(a) 所示. 可以看出: 信噪比随量子噪声强度 Q 的变化先出现一个极小值后出现一个极大值, 信号频率 Ω 增大峰值降低, 峰的位置不变. 当信号频率增大到一定值时峰值消失.

当抽运噪声强度分别取 $D = 0.1, 0.2, 0.3$ 时, 根据 (21)—(23) 式计算得到的 R - Q 曲线如图 2(b) 所示. 可以看出: 信噪比随量子噪声强度 Q 的变化先出现一个极小值后出现一个极大值, 抽运噪声强度 D 增大峰值升高, 峰的位置向左移动.

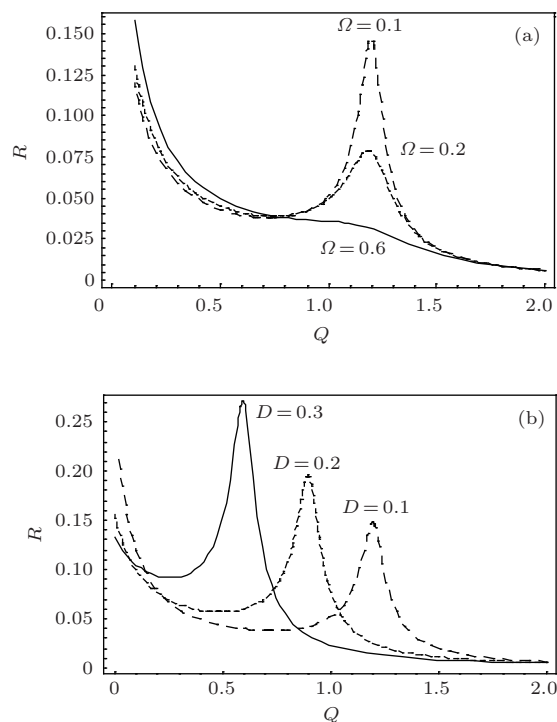


图2 信噪比 R 随量子噪声强度 Q 的变化 ($a = 3, c = 3, b = 1, B = 1$) (a) $D = 0.1$; (b) $\Omega = 0.1$

由于乘法噪声中的光强含有量子噪声和抽运噪声, 这两个噪声又与量子噪声和抽运噪声相互作用, 结果使两个噪声之间有了相关性, 并产生了复杂的非线性关系. 从图 1(b) 看出 Q 增大, 共振峰向

D 减小方向移动,从图2(b)看出 D 增大,共振峰向 Q 减小方向移动,两个噪声有相互抑制的作用,导致信噪比随两个噪声强度的变化出现了随机共振现象.

4.3 信噪比随输入信号频率 Ω 的变化

当净增益系数分别取 $a=3, 3.4, 4$ 时,根据(21)–(23)式计算得到的 R - Ω 曲线如图3(a)所示.可以看出:信噪比随输入信号频率 Ω 的变化出现一个共振峰,净增益系数 a 增大峰值降低,峰的位置向右移动.

当量子噪声强度分别取 $Q=0.2, 0.3, 0.5$ 时,根据(21)–(23)式计算得到的 R - Ω 曲线如图3(b)所示.可以看出:信噪比随输入信号频率 Ω 的变化出现一个共振峰,量子噪声强度 Q 增大峰值降低,峰的位置向左移动.

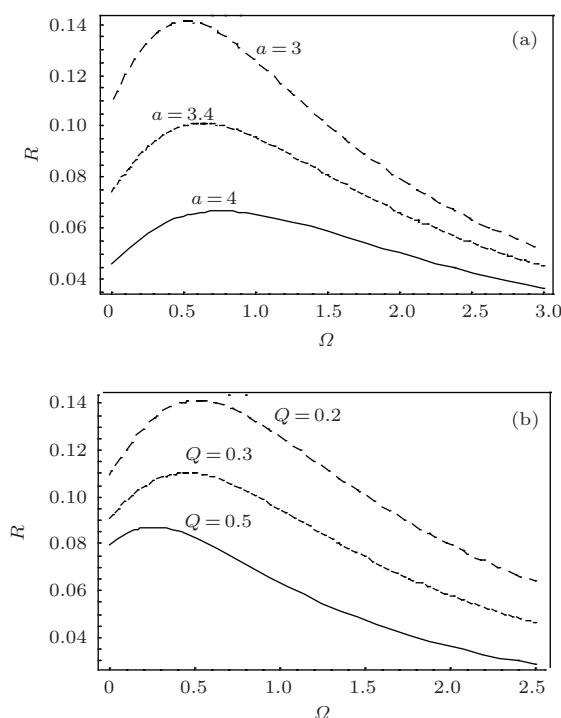


图3 信噪比 R 随输入信号频率 Ω 的变化($c=2, b=1, D=0.1, B=1$) (a) $Q=0.2$; (b) $a=3$

5 结 论

本文研究了一级近似双模激光噪声模型的输出功率谱及信噪比,由于一级近似保留了乘法噪声项,结果出现了文献[20]研究的加法噪声线性化近似丢失了的新现象:

1) 输出功率谱不再是单频周期信号,而是有一定频率宽度的洛伦兹型信号;

2) 信噪比随抽运噪声强度和量子噪声强度的

变化均出现随机共振,这是因为乘法噪声项考虑了光强和噪声的相互作用,从而信噪比和噪声强度之间引起了非线性效应,而在加法噪声线性化近似下,信噪比随这两个噪声强度的随机共振均丢失;

3) 信噪比随信号频率的变化出现随机共振,而在加法噪声线性化近似下,这种随机共振也丢失了.

本文虽然讨论的是 $a_1 = a_2, c_1 = c_2, b_1 = b_2, \eta_1(t) = \eta_2(t)$ 的特殊情况,但对双模激光的随机共振研究具有启发意义.

参考文献

- [1] Zhang L Y, Cao L, Wu D J, Wang J 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 25
- [2] Jin G X, Zhang L Y, Cao L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 0952
- [3] Yang M, Li X L, Wu D J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 160502 (in Chinese)[杨明, 李香莲, 吴大近 2012 物理学报 **61** 160502]
- [4] Chen L M, Cao L, Qiu J L 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 392 (in Chinese)[陈黎梅, 曹力, 丘军林 1998 光学学报 **18** 392]
- [5] Chen L M, Cao L, Fu H X, Qiu J L 1999 *Chin. J. Lasers* **26** 352 (in Chinese)[陈黎梅, 曹力, 傅海翔, 丘军林 1999 中国激光 **26** 352]
- [6] Zhang X Y, Xu W, Zhou B C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 060514 (in Chinese)[张晓燕, 徐伟, 周丙常 2011 物理学报 **60** 060514]
- [7] Lin M, Zang M L, Huang Y M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 080509 (in Chinese)[林敏, 张美丽, 黄咏梅 2011 物理学报 **60** 080509]
- [8] Luo X Q, Zhu S Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 1201
- [9] Wei T, Zhang L, Luo M K 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 120504 (in Chinese)[蔚涛, 张路, 罗懋康 2013 物理学报 **62** 120504]
- [10] Li J L, Xu B H 2006 *Chin. Phys.* **15** 2867
- [11] Wang Z Y, Chemg P J, Zhang L Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 099801
- [12] Zhang L, Liu L, Cao L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1494 (in Chinese)[张莉, 刘立, 曹力 2010 物理学报 **59** 1494]
- [13] Liu L, Zhang L Y, Cao L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4182
- [14] Chen D Y, Wang Z L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 102 (in Chinese)[陈德彝, 王忠龙 2009 物理学报 **58** 102]
- [15] Lin M, Meng Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3627 (in Chinese)[林敏, 孟莹 2010 物理学报 **59** 3627]
- [16] Zhang L Y, Jin G X, Cao L, Wang Z Y 2012 *Chin. Phys. B* **21** 120502
- [17] Fulinski A, Gora P F 2000 *J. Statist. Phys.* **101** 483
- [18] Hernandez-Garcia E, Toral R, San Miguel M 1990 *Phys. Rev. A* **42** 6823
- [19] Zhang L Y, Cao L, Wu D J 2009 *Commun. Theoret. Phys.* **52** 143
- [20] Ye Q, Li J X, Yang M, Cao L 2010 *Commun. Theoret. Phys.* **54** 875

The two-mode laser stochastic resonance under the first-order approximation^{*}

Zhang Liang-Ying^{1)†} Jin Guo-Xiang²⁾ Wang Zhi-Yun¹⁾ Cao Li³⁾

1) (School of Physics and Electronic Engineering, Hubei University of Arts and Science, Xiangyang 441053, China)

2) (Hubei Province Key Laboratory of Intelligent Robot, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430073, China)

3) (School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 22 August 2013; revised manuscript received 24 October 2013)

Abstract

By adding periodic signal into two-mode laser, we take the first-order approximation to the multiplication noise of the laser intensity equation, and use a linear approximation to calculate the correlated function and power spectrum. We find that the signal-to-noise ratio presents stochastic resonance as the intensities of pump noise and quantum noise and the frequency of signal vary.

Keywords: multiplication noise, correlated function, stochastic resonance

PACS: 42.60.Mi, 05.40.-a

DOI: 10.7498/aps.63.024203

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11045004) and the Key Project Scientific Research Foundation from the Education Department of Hubei Province of China (Grant No. D20132603).

[†] Corresponding author. E-mail: ly850@sohu.com