

文章编号: 0253-2239(2005)12-1702-5

色散吸收一维光学系统中光场量子起伏的功率谱

李 明^{1,2} 崔元顺³ 陆 建¹

1 南京理工大学理学院应用物理系, 南京 210094
2 淮海工学院, 连云港 222005
3 淮阴师范学院, 淮安 223001

摘要: 利用格林函数方法量子化色散吸收介质中的电磁场, 针对由三层色散吸收介质组成的一维光学系统, 研究其中光场的量子理论, 借助起伏-耗散定理给出色散吸收介质光腔中光场量子起伏的功率谱, 并通过数值计算结果分析和讨论介质的色散吸收性质对光学器件工作性能的影响。结果表明, 系统的工作状态与所选光场频率密切相关, 并且每一区域中介质的色散吸收性不但影响自身区域的电场起伏功率谱, 而且明显地连带另一侧介质中电场起伏功率谱的变化行为。此结果对于研究复杂的介质分布与结构体系在光通信、现代光学工程、微波技术等领域中的实际应用有着重要的指导意义。

关键词: 量子光学; 色散吸收多层介质; 光学系统; 量子起伏功率谱

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

Quantum Fluctuation Power Spectrum of Optical Field in One-Dimensional Absorbing and Dispersive System

Li Ming^{1,2} Cui Yuanshun³ Lu Jian¹

1 Nanjing University of Science and Technology, School of Science, Nanjing 210094
2 Huaihai Institute of Technology, Lianyungang 222005
3 Huaiyin Teachers College, Huai'an 223001

Abstract: The electromagnetic field is quantized in absorbing and dispersive dielectrics by Green's function method, and the quantum theory of the optical field is investigated one-dimensional system consisted of three-layered absorbing and dispersive dielectrics. The power spectrum of quantum fluctuations of the optical field in the dispersion and absorption dielectrics cavity is given by the fluctuation-dissipation theorem, and the effect of the dispersive and absorbing character of the dielectrics on the workability of an optical system is discussed by numerical calculation. The result shows that the working state of a system is connected with the frequency of the optical field. Absorbing and dispersive character of the dielectrics in every area influences not only the power spectrum of the electric field fluctuation of its ambient region, but also the other side's. There is an important meaning for exploring the practical applications of the complicated dielectric distribution and structural system in optical communication, modern optic-engineering and microwave technology in the result.

Key words: quantum optics; absorbing and dispersive multi-layer dielectrics; optical system; quantum fluctuation power spectrum

1 引 言

平面多层介质的结构和分布在诸如光纤、微波器件等领域中有着重要应用, 研究光场通过介质光纤、多层介质光学器件等传播的物理光学、量子光学性质及其效应, 对于研究复杂的介质分布与结构体系在光

通信、现代光学工程、微波技术、生物医学等实际应用中有着重要指导意义^[1~7]。研究表明, 用量子化的方法研究光场会更深入地揭示光场的性质^[8]。对于线性无耗散介质, 介电常量是实常数或是空间变量的实函数, 其中电磁场的量子化是简单而直接的; 但是, 对于

作者简介: 李 明(1958~), 男, 江苏连云港人, 淮海工学院副教授, 南京理工大学博士研究生, 主要从事光学方面的教学和研究工作。E-mail: lyglmiming@yahoo.com.cn

收稿日期: 2005-03-07; 收到修改稿日期: 2005-07-13

色散吸收介质, 由于其介电常量是频率的函数且随时间、空间变量变化, 其中电磁场的量子化问题将变得复杂^[9~11]。最近, Loudon 和 Welson 带领的研究小组发展了复杂介质中电磁场的量子理论, 给出色散吸收介质中电磁场量子化的不同方案, 分别研究了由色散吸收介质组成的单一平面界面系统、一维对称光腔、非经典光通过色散吸收介质平板等结构中光场的量子性质^[12~18]。但是对于由多层色散吸收介质构成的光学系统中光场量子起伏问题尚待深入研究。本文针对激光物理、光学工程中实用的三层介质结构, 运用格林函数方法量子化色散吸收介质中的电磁场, 研究其中光场的量子性质, 并通过具体算例讨论和分析介质的色散吸收性质对电场量子起伏功率谱的影响。

2 系统格林函数

考虑由三层分区均匀的色散吸收介质组成的一维光学系统。设介质分界面为 $x = \pm l$ 平面, 记 $x < -l$ 为 1 区, $|x| < l$ 为 2 区, $x > l$ 为 3 区, 介质分布函数为 x

$$n_j(\omega) = \sqrt{\epsilon_j(\omega)} = \beta_j(\omega) + i\gamma_j(\omega), \quad (1)$$

$$(j = 1, 2, 3)$$

其中 β_j 和 γ_j 分别为介质的折射系数和吸收系数。对于一维波动光场, 仅考虑垂直于介质界面传播的光场模式, 设线极化波沿 x 方向传播, 磁矢势和电流均沿 y 方向, 在频域中矢势 $A(x, \omega)$ 对应的格林函数 $G(x, x'; \omega)$ 满足方程^[13~15]

$$\frac{\partial^2 G(x, x'; \omega)}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x, \omega) G(x, x'; \omega) = \delta(x - x'), \quad (2)$$

其中复介电常量 ϵ 是变量 (ω, x) 的函数。由于 2 区具有一维腔状结构, 对于垂直介质分界面传播的光场模式, 运用 $x = \pm l$ 处界面对光波的反射率和折射率

$$r_{ij} = -r_{ji} = (n_i - n_j)/(n_i + n_j), \quad t_{ij} = 2n_i/(n_i + n_j) = (n_i/n_j)t_{ji}, \quad (3)$$

引入行波多次反射因子 Σ

$$\Sigma = \sum_{m=0}^{\infty} [\exp(2ik_2 l) r_{21} \exp(2ik_2 l) r_{23}]^m = [1 - r_{21} r_{23} \exp(4ik_2 l)]^{-1}, \quad (4)$$

将(3)式代入(4)式得

$$\Sigma = (n_1 + n_2)(n_2 + n_3)\sigma^{-1}, \quad (5)$$

其中

$$\sigma = (n_1 + n_2)(n_2 + n_3) - (n_2 - n_1)(n_2 - n_3)\exp(4ik_2 l), \quad (6)$$

(5) 式、(6) 式的右侧具有下标 1 与 3 交换的不变性, 因子 Σ 已计及了光波在空间传播上所引起相位的变化。借助于均匀无限介质情况下(2) 式的特解以及(4) 式、(5) 式, 可得系统的格林函数如下: 对于 $x' < -l$, 有

$$\begin{cases} G_{11} = \frac{1}{2ik_1} \{ \exp(ik_1 |x - x'|) + R_{11} \exp[-ik_1(x + x' - 2l)] \}, & (x < -l), \\ G_{12} = \frac{1}{2ik_1} \{ M_{12} \exp[i(k_2 x - k_1 x')] + N_{12} \exp[i(k_2 x + k_1 x')] \}, & (|x| < l), \\ G_{13} = \frac{1}{2ik_1} T_{13} \exp[-i(k_1 + k_3)l] \cdot \exp[i(k_3 x - k_1 x')], & (x > l) \end{cases} \quad (7)$$

其中 $G_{j'j}(x, x', \omega)$ ($j'j = 1, 2, 3$) 的前、后下标分别对应于 x', x 所在区域的序号(下同), $k_j x = 2\pi n_j x / \lambda_0$, λ_0 为真空波长, 并且

$$R_{11} = \{ (n_1 - n_2)(n_2 + n_3) + (n_2 + n_1)(n_2 - n_3)\exp(4ik_2 l) \} \sigma^{-1}, \quad (8)$$

$$M_{12} = 2n_1(n_2 + n_3)\sigma^{-1} \exp[i(k_2 - k_1)l], \quad N_{12} = 2n_1(n_2 - n_3)\sigma^{-1} \exp[i(3k_2 - k_1)l], \quad (9)$$

$$T_{13} = 4n_1 n_2 \sigma^{-1} \exp(2ik_2 l), \quad (10)$$

对于 $|x'| < l$, 有

$$\begin{cases} G_{21} = \frac{1}{2ik_2} \{ M_{21} \exp[i(k_2 x' - k_1 x)] + N_{21} \exp[-i(k_2 x' + k_1 x)] \}, & (x < -l) \\ G_{22} = \frac{1}{2ik_2} \{ \exp(ik_2 |x - x'|) + [M_{22} \exp(ik_2 x') + W_{22} \exp(-ik_2 x')] \exp(ik_2 x) + \\ \quad [N_{22} \exp(-ik_2 x') + W_{22} \exp(ik_2 x')] \exp(-ik_2 x), & (|x| < l) \\ G_{23} = \frac{1}{2ik_2} \{ M_{23} \exp[i(k_3 x - k_2 x')] + N_{23} \exp[i(k_2 x' + k_3 x)] \}, & (x > l) \end{cases} \quad (11)$$

其中

$$M_{21} = \frac{n_2}{n_1}M_{12}, \quad N_{21} = \frac{n_2}{n_1}N_{12}, \tag{12}$$

$$\begin{cases} M_{22} = (n_2 - n_1)(n_2 + n_3)\sigma^{-1}\exp(2ik_2l), \\ N_{22} = (n_2 - n_3)(n_1 + n_2)\sigma^{-1}\exp(2ik_2l), \\ W_{22} = (n_2 - n_1)(n_2 - n_3)\sigma^{-1}\exp(4ik_2l), \end{cases} \tag{13}$$

$$M_{23} = 2n_2(n_1 + n_2)\sigma^{-1}\exp[i(k_2 - k_3)l], \quad N_{23} = 2n_2(n_2 - n_1)\sigma^{-1}\exp[i(3k_2 - k_3)l], \tag{14}$$

对于 $x' > l$ 情况,可依次由(7)式经代换给出对应的格林函数。这是因为,虽然系统不对称,但左右地位对等,只要作互换: $1 \leftrightarrow 3, x \leftrightarrow -x, x' \leftrightarrow -x'$ 即可由 $x' < -l$ 时的结果得到 G_{31}, G_{32}, G_{33} , 有

$$\begin{cases} G_{31} = \frac{1}{2ik_3}T_{31}\exp[-i(k_1 + k_3)l] \cdot \exp[-i(k_1x - k_3x')], \quad (x < -l) \\ G_{32} = \frac{1}{2ik_3}\{M_{32}\exp[-i(k_2x - k_3x')] + N_{32}\exp[i(k_2x + k_3x')]\}, \quad (|x| < l) \\ G_{33} = \frac{1}{2ik_3}\{\exp(ik_3|x - x'|) + R_{33}\exp[ik_3(x + x' + 2l)]\}, \quad (x > l) \end{cases} \tag{15}$$

其中各系数可参照(8)式~(10)式经简单代换给出。

3 光场量子化与电场量子起伏功率谱

计及介质色散与耗散性质的量子理论需考虑物质的量子性质,电场 E 与电位移 D 之间的本构关系需要依赖于频率的复介电常量联系。引入与吸收性相联系的量子噪音电流算符来表达介质耗散对光场的影响,令噪音电流算符的形式为^[13~16]

$$\hat{J}_{jy}(x, \omega) = \frac{\omega}{c^2} \sqrt{\frac{2\hbar\beta_j\gamma_j}{\pi\epsilon_0 s}} \hat{f}_j(x, \omega), \tag{16}$$

($j = 1, 2, 3$)

式中 s 为垂直于光波传播方向的量子化面积, $\hat{f}_j(x, \omega)$ 为噪音算符。从而时域中磁矢势算符为

$$\hat{A}_j(x, t) = \int_0^\infty \hat{A}_j(x, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega + H \cdot C, \tag{17}$$

其中频域中磁矢势算符的具体形式取

$$\hat{A}_j(x, \omega) = \sum_{j'=1}^3 \int_{-\infty}^\infty G_{j'j}(x, x'; \omega) \hat{J}_{j'y'}(x', \omega) dx', \tag{18}$$

(17) 式中的 $H \cdot C$ 代表厄米共轭项。结合(17)式,运用关系

$$\begin{aligned} \hat{E}(x, t) &= -\partial\hat{A}(x, t)/\partial t, \\ \hat{B}(x, t) &= \partial\hat{A}(x, t)/\partial x, \end{aligned} \tag{19}$$

可以给出各区域中相应的电场、磁场算符。为使介质中电磁场量子化,在时域中要求磁矢势和电场算

符之间满足如下对易关系

$$[\hat{A}(x, t), -\epsilon_0\hat{E}(x', t)] = \frac{i\hbar}{s}\delta(x - x'), \tag{20}$$

综合(16)式~(19)式的联系,可以由(20)式得到起因于介质吸收性的噪音算符所满足的对易关系^[11~15]

$$[\hat{f}(x, \omega), \hat{f}^+(x', \omega')] = \delta(x - x')\delta(\omega - \omega'), \tag{21}$$

进一步,将各区域中的格林函数(7)式、(11)式、(15)式以及噪音源(16)式代入(18)式,且注意积分区间 $x' \in (-\infty, \infty)$, 沿途介质噪音源对磁矢势的积累贡献需进行区域分段积分,由此可以给出各区域中磁矢势算符的完整表述。

借助于(19)式可以得到电场在真空态 $|0\rangle$ 下的关联函数为

$$\begin{aligned} \langle 0 | \hat{E}^+(x, \omega) \hat{E}(x', \omega') | 0 \rangle &= \\ \omega\omega' \langle 0 | \hat{A}^+(x, \omega) \hat{A}(x', \omega') | 0 \rangle, \end{aligned} \tag{22}$$

对于相同的空间点,电场关联函数的量值决定于电场起伏的功率谱:

$$\langle 0 | \hat{E}^+(x, \omega) \hat{E}(x, \omega') | 0 \rangle = S(x, \omega) \delta(\omega - \omega'), \tag{23}$$

根据起伏-耗散定理, (23) 式中功率谱 $S(x, \omega)$ 为^[14, 15, 17, 18]

$$S(x, \omega) = 2\hbar\omega^2 \text{Im}[G(x, x, \omega)], \tag{24}$$

将(7)式、(11)式、(15)式中的 G_{11}, G_{22}, G_{33} 代入(24)式,并令 $x' = x$, 可给出系统各个区域中场起伏功率谱的分布为

$$S_1(x, \omega) = -\hbar\omega c \operatorname{Re} \left(\frac{1}{n_1} \{1 + R_{11} \exp[2ik_1(l-x)]\} \right), \quad (x < -l) \tag{25}$$

$$S_2(x, \omega) = -\hbar\omega c \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{n_2} [(1 + 2W_{22}) + M_{22} \exp(2ik_2x) + N_{22} \exp(-2ik_2x)] \right\}, \quad (|x| < l) \tag{26}$$

$$S_3(x, \omega) = -\hbar\omega c \operatorname{Re} \left(\frac{1}{n_3} \{1 + R_{33} \exp[2ik_3(l+x)]\} \right), \quad (x > l) \tag{27}$$

式中 Re 表示取实部。由 (25) 式 ~ (27) 式可见, $S_1(x, \omega)$ 、 $S_2(x, \omega)$ 、 $S_3(x, \omega)$ 均随 x, ω 而变化。在 (27) 式中, 令 $x = \pm l$, 可以验证 $S_1(-l, \omega) = S_2(-l, \omega)$, $S_2(l, \omega) = S_3(l, \omega)$, 表明电场起伏功率谱在介质分界面处保持连续; 若选取 $x \rightarrow 0$, 则成为单一分界面时的结果; 若令 $n_1 = n_2 = n_3 = n$, 则退化为色散吸收均匀介质中的场起伏值

$$S(x, \omega) = -\frac{\hbar\omega c \beta}{|n|^2} = \frac{\beta S_0(\omega)}{|n|^2}, \tag{28}$$

其中 $S_0(\omega) = -\hbar\omega c$ 为真空情况下场起伏的功率谱。

4 算例及讨论

依据 (25) 式 ~ (27) 式, 图 1 和图 2 给出了电场起伏功率谱随空间变化的数值结果, 其中横坐标用电尺寸 x/λ_0 作为标度, 纵坐标代表电场起伏功率谱的相对值 $S/S_0, \lambda_0$ 对应于真空中光波的波长。

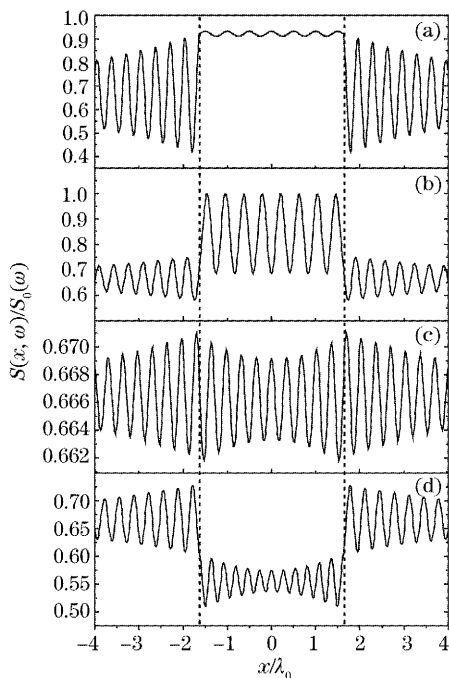


图 1 光腔两侧介质对称情况下电场起伏功率谱的空间变化

Fig.1 Spatial variation of the power spectrum of the electric-field fluctuations, where the dielectrics at both sides of cavity are symmetrical

在图 1 算例中, 选用光腔的电尺寸为 $2l/\lambda_0 = 3.25$, 光腔两侧介质复折射率 $n_1 = n_3 = 1.5 + 0.02i$; 而腔内介质折射率分别取为: (a) $n_2 = 1.0$, (b) $n_2 = 1.2$, (c) $n_2 = 1.5 + 0.04i$, (d) $n_2 = 1.8 + 0.06i$ 。与腔内为真空时的图 2(a) 相比, 各图中腔内空间的场起伏功率谱虽仍然呈现等幅振荡, 但振荡幅度明显加剧, 且振荡频率亦加大; 而腔外空间的场起伏功率谱因介质损耗而呈现衰减振荡, 相比之下, 振荡幅度减弱, 但振荡中心不变。此外, 图 1(c)、图 1(d) 表明, 光腔内复介质加载使腔内场起伏功率谱的振荡非等幅。

图 2 中取用的光腔尺寸与图 1 相同, 而介质复折射率取为 $n_1 = 1.5 + 0.02i, n_2 = 1.0, n_3 = \alpha n_1$, α 表征光腔两侧介质的非对称性, 在图 2 中自上至下的曲线依次地对应于 (a) $\alpha = 0.8$, (b) $\alpha = 1.0$, (c) $\alpha = 2.0$, (d) $\alpha = 3.0$ 。由图 2 可见, 在腔外空间, 随着

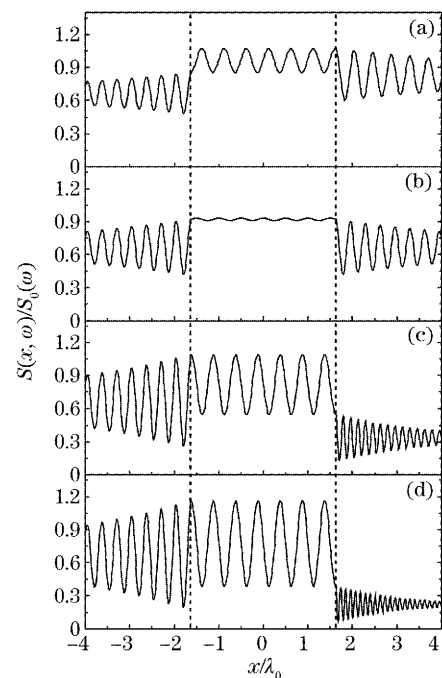


图 2 光腔两侧介质不对称情况下电场起伏功率谱的空间变化

Fig.2 Spatial variation of the power spectrum of the electric-field fluctuations, where the dielectrics at both sides of cavity are dissymmetrical

$|x| \rightarrow \infty$, $S_1(x, \omega)$ 、 $S_3(x, \omega)$ 均振荡地衰减, 趋于相应区域均匀无限介质时的真空场起伏值; 而在 $|x| < l$ 区域, 真空场起伏功率谱呈现部分驻波分布。相对于光腔两侧介质对称分布情况, 光密媒质和较大吸光系数的介质压低了对应区域中真空场起伏功率谱的振荡中心, 减弱了功率谱的振荡幅度, 但却提高了真空场起伏的振荡频率, 使真空场起伏较快地趋于均匀介质中的相应结果。与此同时, 随着光腔系统偏离对称性的程度加大, 腔内空间真空场起伏的振荡中心也随之低向漂移。

综上所述, 系统的工作状态与所选光场频率密切相关, 并且每一区域中介质的色散吸收性不但影响自身区域的电场起伏功率谱, 而且还明显地连带另一侧介质中电场起伏功率谱的变化行为。尽管如此, 在介质分界面处相邻区域真空场起伏的功率谱仍保持着连续性。

参 考 文 献

- 1 R. Loudon. Theory of the forces exerted by Laguerre-Gaussian light beams on dielectrics[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2003, **68**(1): 013806-1~013806-15
- 2 R. Loudon, S. M. Barnett, C. Baxter. Radiation pressure and momentum transfer in dielectrics: The photon drag effect[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2005, **71**(6): 063802-1~063802-11
- 3 H. T. Dung, L. Knoll, D. G. Welsch. Spontaneous decay in the presence of dispersing and absorbing bodies: General theory and application to a spherical cavity[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **62**(5): 053804-1~053804-13
- 4 R. Matloob. Quantum-electrodynamic level shifts in an absorbing medium[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **61**(6): 062103-1~062103-6
- 5 M. Wubs, L. G. Suttorp. Transient QED effects in absorbing dielectric[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **63**(4): 043809-1~043809-14
- 6 Wang Jiangang, Wang Guiying, Xu Zhizhan. Monte Carlo simulations for time characteristics of light propagation in scattering medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(5): 155~157 (in Chinese)
- 王建岗, 王桂英, 徐至展. 散射介质中光传输行为时间特性的蒙特卡罗模拟研究[J]. *光学学报*, 2001, **21**(2): 155~157
- 7 Chen Yongzhu, Xu Wencheng, Cui Hu *et al.*. The effect of fiber dispersion on generation of supercontinuum[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(3): 297~301 (in Chinese)
- 陈泳竹, 徐文成, 崔 虎 等. 光纤色散对超连续谱产生的影响[J]. *光学学报*, 2003, **23**(3): 297~301
- 8 Han Shijie, Shi Weichun, Hao chun *et al.*. The eigen states of high power of param etrization boson annihilation operator and their quantum fluctuation law[J]. *Acta Optica Sinica*, 1997, **12**(12): 1642~1647 (in Chinese)
- 韩士杰, 时维春, 郝 春 等. 参数化玻色湮灭算符高次幂的本征态及其量子起伏规律[J]. *光学学报*, 1997, **17**(12): 1642~1647
- 9 B. Huttner, S. H. Barnett. Quantization of the electromagnetic field in dielectrics[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **46**(7): 4306~4322
- 10 E. Schmidt, J. Jeffers, S. M. Barnett *et al.*. Quantum theory of light in nonlinear media with dispersion and absorption[J]. *J. Mod. Opt.*, 1998, **45**(2): 377~401
- 11 A. Tip, L. Knoll, D. G. Welsch. Equivalence of the Langevin and auxiliary-field quantization methods for absorbing dielectrics [J]. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **63**(4): 043806-1~043806-7
- 12 S. M. Barnett, R. Matloob, R. Loudon. Quantum theory of a dielectric-vacuum interface in one dimension[J]. *J. Mod. Opt.*, 1995, **42**(6): 1165~1169
- 13 R. Matloob, R. Loudon. Electromagnetic field quantization in absorbing dielectrics[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **52**(6): 4823~4838
- 14 R. Matloob, R. Loudon. Electromagnetic field quantization in absorbing dielectrics. II [J]. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(6): 4567~4582
- 15 T. Gruner, D. G. Welsch. Green-function approach to the radiation-field quantization for homogeneous and inhomogeneous Kramers-Kronig dielectrics[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(3): 1818~1829
- 16 M. Artoni, R. Loudon. Quantum theory of optical pulse propagation through an absorbing and dispersive slab[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1997, **55**(2): 1347~1357
- 17 M. Artoni, R. Loudon. Propagation of nonclassical light through an absorbing and dispersive slab[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(3): 2279~2290
- 18 T. Gruner, D. G. Welsch. Quantum-optical input-output relations for dispersive and lossy multilayer dielectric plates[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **54**(2): 1661~1677