

单色光在损耗介质中激励的受激布里渊散射*

王劲松

(东南大学电子工程学系, 南京 210018)

汤伟中 周文

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)

摘 要 研究了单色光在损耗介质中激励的受激布里渊散射, 运用分布起伏噪声源模型描述了受激布里渊散射的产生过程, 通过傅里叶变换, 得到了输出斯托克斯光波的功率谱密度。

关键词 受激布里渊散射, 热激声波, 分布起伏源模型。

1 引 言

受激布里渊散射(SBS)是介质中光和声波之间的一种非线性作用过程, 多年来一直是理论和实验研究的热点^[1-3]。如果同时有泵浦光和斯托克斯光注入介质, 将导致泵浦光的消耗和斯托克斯光的放大, 此时可将介质描述成受激布里渊散射放大器; 而如果只有泵浦光注入介质, 那么斯托克斯光将在介质中通过热激声波引发的自发布里渊散射而产生并不断被放大, 当泵浦光超过某一确定的阈值时, 就形成受激布里渊散射, 在此情况下可将介质描述成受激布里渊散射发生器。

受激布里渊散射放大器的理论模型比较简单, 稳态情况下, 光强耦合方程很好地描述了泵浦光和斯托克斯光之间的相互作用过程, 并且可解析地求解。而对于受激布里渊散射发生器, 理论分析就变得十分复杂, 因为模型中必须正确地描述自发布里渊散射的特性。最近, Boyd 等人成功地采用空间分布起伏噪声源模型研究了受激布里渊散射的激发过程和随机动态特性^[4, 5], 由于其理论忽略了介质对光的线性衰减作用, 因而应用范围受到限制, 因为在某些介质, 如长距离单模光纤中, 线性衰减不能被忽略。

本文作者沿用文献[4]的理论模型, 研究了单色光在损耗介质中激励的受激布里渊散射, 得到了输出斯托克斯光的功率谱密度, 该结果可用于预测受激布里渊散射的阈值和输出斯托克斯光的谱宽。

2 理论分析

忽略泵浦光场和斯托克斯光场在横向的变化, 可将损耗介质中热激声波引发的受激布里

* 浙江省自然科学基金资助。

收稿日期: 1996 年 3 月 29 日; 收到修改稿日期: 1996 年 8 月 12 日

渊散射用下列耦合方程描述^[4, 5]:

$$\frac{\partial E_l(z, t)}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_l(z, t)}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_l(z, t) = i \frac{\omega_s}{\omega} \kappa \rho(z, t) E_s(z, t) \quad (1a)$$

$$\frac{\partial E_s(z, t)}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial E_s(z, t)}{\partial t} - \frac{1}{2} \alpha E_s(z, t) = -i \kappa \rho^*(z, t) E_l(z, t) \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \rho(z, t)}{\partial z} + \frac{\Gamma}{2} \rho(z, t) = i \Lambda E_l(z, t) E_s^*(z, t) + f(z, t) \quad (1c)$$

式中 $E_l(z, t)$ 和 $E_s(z, t)$ 分别是泵浦光场和斯托克斯光场的慢变复振幅, α 为介质的线性衰减系数, $\rho(z, t)$ 为介质密度变化的复振幅, Γ 为声波的衰减系数, $\kappa = \gamma \omega_s / 4cn\rho_0$, $\Lambda = \gamma q / 4v$ 为布里渊耦合系数, γ 为电致伸缩耦合系数, q 、 v 分别为声波的波数和介质中的传播速度, ρ_0 为介质的平均密度, ω 、 ω_s 分别为泵浦光和斯托克斯光的角频率, n 为介质的折射率。 $f(z, t)$ 为 Langevin 噪声源项, 被用来描述导致自发布里渊散射的介质密度的热波动, 根据文献[4], $f(z, t)$ 是一高斯随机变量, 满足以下关系:

$$\left. \begin{aligned} \langle f(z, t) \rangle &= 0 \\ \langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle &= Q \delta(z - z') \delta(t - t') \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 $Q = 2\rho_0 \Gamma \hbar \Omega (1 + \bar{n}) / v^2 A$ 为噪声强度参量, $\Omega = \omega_p - \omega_s$ 为声波频率, $\bar{n} = [\exp(\hbar \Omega / kT) - 1]^{-1}$ 为声场中每一模式的平均声子数, A 为介质作用区的有效截面积。

在介质的线性衰减作用可以忽略的情况下 (即 $\alpha = 0$), 可通过求解方程(1), 得到斯托克斯光场的复振幅^[4], 而当介质的线性衰减系数不为零时 (即 $\alpha \neq 0$), 就很难在时域中求得方程(1)的解析解。利用傅里叶变换, 可得到方程(1)在频域中的表达式, 从而求得输出斯托克斯光场的功率谱密度。此处假定泵浦光是单色光, 且忽略受激布里渊散射对泵浦光的消耗作用, 于是可将泵浦光场表示为:

$$E_l(z) = E_l(0) \exp(-\alpha z/2) \quad (3)$$

现假定 E_s^T 、 ρ^T 和 f^T 分别是 E_s 、 ρ 和 f 的截短函数, 即有:

$$F^T(t) = \begin{cases} F(t) & 0 \leq t \leq T \\ 0 & t > T \end{cases} \quad (4)$$

因此, $E_s^T(z, t)$ 、 $\rho^T(z, t)$ 及 $f^T(z, t)$ 的傅里叶变换均存在, 将它们分别表示为 $E_s^T(z, \omega)$ 、 $\rho^T(z, \omega)$ 及 $f^T(z, \omega)$, 这里 ω 为光场频率相对于斯托克斯光中心频率 ω_s 的频移。对方程(1b)、(1c)作傅里叶变换, 并利用(3)式, 可得到以下方程式:

$$\frac{\partial E_s^T(z, \omega)}{\partial z} - i\omega \frac{n}{c} E_s^T(z, \omega) - \frac{\alpha}{2} E_s^T(z, \omega) = -i \kappa E_l(0) [\exp(-\alpha z/2)] \rho^{T*}(z, \omega) \quad (5)$$

$$(i\omega + \frac{\Gamma}{2}) \rho^T(z, \omega) = i \Lambda E_l(0) [\exp(-\alpha z/2)] E_s^{T*}(z, \omega) + f^T(z, \omega) \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式, 则可得到 $E_s^T(z, \omega)$ 的一阶线性偏微分方程:

$$\frac{\partial E_s^T(z, \omega)}{\partial z} + B(z, \omega) E_s^T(z, \omega) = C(z, \omega) f^{T*}(z, \omega) \quad (7)$$

其中:

$$B(z, \omega) = \frac{1}{2} \left[-\alpha + \frac{\kappa \Lambda \Gamma E_l^2(0) \exp(-\alpha z)}{\omega^2 + (\Gamma/2)^2} \right] - i \left[\frac{\omega n}{c} - \frac{\kappa \Lambda \Gamma E_l^2(0) \exp(-\alpha z)}{\omega^2 + (\Gamma/2)^2} \right] \quad (8)$$

$$C(z, \omega) = -i \kappa E_l(0) \exp(-\alpha z/2) \frac{\Gamma/2 + i\omega}{\omega^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (9)$$

(7) 式的解可用积分表示为:

$$E_s^T(z, \omega) = \exp \left[- \int_L^z B(\zeta, \omega) d\zeta \right] \{ E_s^T(L, \omega) + \int_L^z C(\zeta, \omega) f^{T*}(z, \omega) \exp \left[\int_L^\zeta B(\eta, \omega) d\eta \right] d\zeta \} \quad (10)$$

其中 L 为作用区域的长度。由(2) 式可以推得 $f^T(z, \omega)$ 满足以下关系:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{f^T(z, \omega) f^{T*}(z, \omega)}{T} = Q \delta(z - z') \quad (11)$$

在无外加斯托克斯光场的情况下, $E_s^T(L, \omega) = 0$ 。利用(10)、(11) 式可求得输出斯托克斯光场的功率谱密度 $S(\omega)$:

$$S(\omega) = \frac{nc}{8\pi} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|E_s^T(0, \omega)|^2}{T} \\ = \frac{nc}{8\pi} \exp \left\{ 2 \int_0^L \text{Re} [B(\zeta, \omega)] d\zeta \right\} \int_0^L |C(\zeta, \omega)|^2 \exp \left\{ 2 \int_L^\zeta \text{Re} [B(\eta, \omega)] d\eta \right\} d\zeta \quad (12)$$

经繁复的推导, 可将 $S(\omega)$ 化简为:

$$S(\omega) = \frac{h(\bar{n} + 1)\omega}{A} \left[\exp [G(\omega) - \alpha L] + \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{G(\omega)} \{ \exp [G(\omega)] - 1 \} - 1 \right] \quad (13)$$

式中 $G(\omega)$ 为斯托克斯光场的增益因子, 定义为:

$$G(\omega) = \frac{g I_l(0) L_e (\Gamma/2)^2}{\omega^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (14)$$

其中 $g = 32\pi\kappa\Lambda/nc\Gamma$ 为布里渊散射增益系数, $I_l(0) = (nc/8\pi) |E_l(0)|^2$ 为输入泵浦光强, $L_e = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ 为作用区域的有效长度。功率谱密度 $S(\omega)$ 给出了辐射的线型, 用来计算输出斯托克斯光的谱宽。同时, 输出斯托克斯光的强度也可通过下式得到:

$$I_s(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) d\omega \quad (15)$$

根据(13) 式和(15) 式, 利用数值方法, 即能求得输出斯托克斯光的功率, 由此可进一步估算受激布里渊散射的阈值。

3 讨 论

以上得到了损耗介质中输出斯托克斯光场的功率谱密度, 这是个较普遍的结果, 必须与某些特殊情况下得到的结论相吻合。为验证其正确性, 现给出它在两种特殊情况下的化简式, 并与有关文献的结果作一对比。

首先, 假定作用介质是无损耗的(即 $\alpha = 0$), 由(13) 式可得在此情况下的功率谱密度为:

$$S(\omega) = \frac{h(\bar{n} + 1)\omega}{A} \{ \exp [G(\omega)] - 1 \} \quad (16)$$

与 Boyd 等人的结论完全相同^[4]。

然后, 假定作用介质的损耗非常大(即 $\alpha L \gg 1$), 并同时认为在增益带宽内 $G(\omega) \gg 1$ [通常情况下, 泵浦光的功率达到阈值时, $G(0)$ 约为 25], 则输出斯托克斯光的功率谱密度为:

$$S(\omega) = \frac{h(\bar{n} + 1)\omega}{A G(\omega)} \exp[G(\omega)] \quad (17)$$

该结果与文献[6]得出的结果一致。

为研究介质损耗对输出斯托克斯光线型的影响,图1给出了在 $\alpha L = 0$ 、 $\alpha L = 1$ 和 $\alpha L = 100$ 三种情况下,归一化的功率谱密度随频率的变化情况,其中 $G(0) = gI_i(0)L_c$ 取为25。图中显示,随着损耗的增大,输出的斯托克斯光强度降低,而线宽却基本不变。

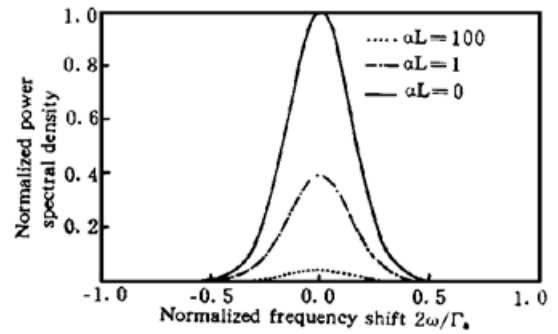


Fig. 1 The influence of loss on the power spectral density of output stokes wave

$$G(0) = gI_i(0)L_c = 2.5$$

参 考 文 献

- [1] C. L. Tang, Saturation and spectral characteristics of the stokes emission in the stimulated Brillouin process. *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**(8) : 2945~ 2955
- [2] D. Pohl, W. Kaiser, Time-resolved investigations of stimulated Brillouin scattering in transparent and absorbing media: determination of phonon lifetimes. *Phys. Rev. (B)*, 1970, **1**(1) : 31~ 43
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. New York, Academic, 1989 : 263~ 288
- [4] R. W. Boyd, K. Rzazewski, P. Narum, Noise initiation of stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(9) : 5514~ 5521
- [5] A. L. Gaeta, R. W. Boyd, Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. *Phy. Rev. (A)*, 1991, **44**(5) : 3205~ 3209
- [6] R. G. Smith, Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. *Appl. Opt.*, 1972, **11**(11) : 2489~ 2494

Stimulated Brillouin Scattering Excited by Monochromatic Light in Absorption Media

Wang Jinsong

(Department of Electronic Engineering, Eastsouth University, Nanjing 210018)

Tang Weizhong Zhou Wen

(Department of Information and Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 29 March 1996; revised 12 August 1996)

Abstract The property of stimulated Brillouin scattering (SBS) excited by monochromatic light in absorption media is investigated. The distributed fluctuating source model is employed to describe the process of SBS built up from spontaneous Brillouin scattering. By using Fourier transform, we can obtain the power spectral density of the output Stokes wave, which is useful in predicting the threshold for the occurrence of SBS generation and linewidth of Stokes radiation.

Key words stimulated Brillouin scattering, thermally excited acoustic wave, distributed fluctuating source model.