

腔内受激布里渊散射的压缩态输出特性

宋如华 乐时晓

(电子科技大学)

本文分析了腔内受激布里渊散射的物理特性,得到了相应的输出特性,结果表明,输出态可成为光学压缩态。

Squeezed-coherent-state generation via stimulated
Brillouin scattering in cavity

Song Ruhua, Le Shixiao

(University of Electronics Science and Technology)

Abstract

The effects of stimulated Brillouin scattering in cavity are discussed, and the output characteristics are obtained. Results shows that transmitted light may be squeezed coherent state.

一、引言

1970年, Stoler等^[1]首先提出了一种新的光量子态——光压缩态。1976年, Yuen^[2]详细地研究了这种态的量子特性。在此后至今的十年中,人们从理论上广泛地讨论了压缩态的各种物理性质^[3]、产生的可能方案^[4]、检测方法以及可能的应用^[5]。但直到1985年,美国Bell实验室的Slusher才首次宣布获得了光压缩态^[6]。由于在压缩态下光场具有小于真空涨落的量子涨落,因而据此可进行极其精密的测量。这对于精密计量、微波及光通信等都具有重要意义^[7]。故近年来受到人们的普遍重视。

人们已利用参量过程及四波混频^[8]研究了光的压缩态效应。本文将对腔内的受激散射过程进行讨论,并将分析腔的输出特性。

二、受激布里渊散射后向波的物理特性

早在1972年, Zel'dovich等^[9]就已发现受激布里渊散射具有相位共轭特性。这一物理过程的一般性处理比较复杂^[10], 本文将采用一种简洁的方法。

设散射介质是非磁性的绝缘介质 ($\mu = 1, \sigma = 0$), 这时, 介质中波动方程的形式为:

$$\nabla^2 E = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1)$$

若入射波为沿Z方向传播具有角分布 θ ($\theta \ll 1$) 的线偏振波 (见图1),

$$E_p(x, y, z) = \frac{1}{2} A_p(x, y, z) \cdot \exp[-i(\omega t - kz)] + C. C. \quad (2)$$

则后向散射波为:

$$\begin{aligned} E_s(x, y, z, t) &= \frac{1}{2} A_s(x, y, z) \\ &\cdot \exp[-i(\omega t - k_s z)] + C. C. \\ &= \frac{1}{2} A_s(x, y, z) \cdot \exp[-i(\omega t \\ &+ k_s z)] + C. C. \end{aligned} \quad (3)$$

式中, 利用受激布里渊散射条件 ($\lambda_s \approx \lambda_p = \lambda$, λ 为波长, λ_s 与 λ_p 分别为散射波与泵浦波波长)。若考虑慢变振幅近似, 则由(1)、

(2) 式可得:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} - \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2 A_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (4)$$

式中利用慢变波 (绝热) 近似 $\left| \frac{d^2 A}{dz^2} \right| \ll \left| k \frac{dA}{dz} \right|$ 。若受激布里渊散射后向波强度增益为

$g(x, y, z)$, 则后向波为:

$$E_s(x, y, z, t) = \frac{1}{2} a_s(x, y, z) \cdot \exp[\frac{1}{2}gz] \cdot \exp[-i(\omega t + kz)] + C. C. \quad (5)$$

通常考虑短寿命声子的近似, 则增益与泵浦成正比

$$g(x, y, z) = K |A_p(x, y, z)|^2 \quad (6)$$

比例系数

$$K = \frac{\pi^2 p^2 \epsilon_0 n^8}{\alpha \rho v^2 \lambda^2} \quad (7)$$

式中, λ 为激发光波长, p 为光弹系数, n 为折射率, v 为介质中的声速, ρ 为介质密度, α 为相应频率的声吸收系数。将(5)、(6)式代入波动方程, 则可得:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} - \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2 A_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_s}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{2} g A_s \quad (8)$$

而对于沿与z方向成 θ 角传播的平面波, 在近轴 ($\theta \ll 1$) 近似下, 可得:

$$E^q = E_0 \cdot \exp(-iqx) \cdot \exp(i \frac{q^2}{2k} z) \quad (9)$$

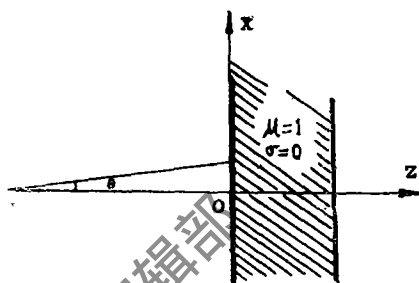


图1 受激布里渊散射示意图

式中, $q = k\theta$, θ 为该波的角谱, E_0 为沿 z 方向传播的平面波。将 (9) 式代入波动方程 (4) 式, 可得一特解:

$$A_p(x, y, z) = A_0 \cdot \exp(-iqx) \cdot \exp(i \frac{q^2}{2k} z) \quad (10)$$

式中, A_0 为初始振幅。同理可知, 波动方程 (8) 式有特解:

$$A_s(x, y, z) = A_0' \cdot \exp(iqx) \cdot \exp(-i \frac{q^2}{2k} z) \cdot \exp(\frac{1}{2}gz) \quad (11)$$

由 (10)、(11) 式可得:

$$\begin{aligned} A_s(x, y, z) &= A_p^*(x, y, z) \cdot \exp(\frac{1}{2}gz) \cdot \exp(i\varphi) \\ &= G \cdot \exp(i\varphi) \cdot A_p \end{aligned} \quad (12)$$

式中, $G = \exp(\frac{1}{2}gz)$ 为总增益系数, φ 为由散射引起的位相。由上讨论可知, 受激布里渊散射后向波与入射波具有相位共轭关系。

三、F-P腔内受激布里渊散射的压缩态输出

考虑如图 2 所示的 F-P 腔, 腔的一端用半反射镜 M_1 , 另一端则是由布里渊散射非线性介质的自然面作为反射镜 SM_2 。腔内光行进所产生的位相用一等效的相移器来代替, 相移角为 θ 。则由图中可知, 在半反射镜两侧各场具有关系

$$\begin{aligned} A_1 &= A_3 \sqrt{1-R} + A_4 \sqrt{R} \\ A_4 &= A_1 \sqrt{1-R} + A_3 \sqrt{R} \end{aligned} \quad (13)$$

式中, R 为 M_1 的光强反射率。相移器两侧各量的关系

$$\begin{aligned} A_2 &= A_1 e^{i\theta} \\ A_4 &= A_3 e^{i\theta} \end{aligned} \quad (14)$$

由 (12) 式, 受激布里渊散射对光振幅的变换

$$A_2 = A_3^* \cdot G \cdot \exp(i\varphi) \quad (15)$$

由 (13)、(14) 和 (15) 式可得:

$$A_1 = \frac{\sqrt{R}(G^2 + 1 - 2R)}{G^2 - R} A_3 + \frac{G(1-R)e^{i\varphi}}{G^2 - R} \cdot A_3^* \quad (16)$$

由压缩态定义⁽¹¹⁾

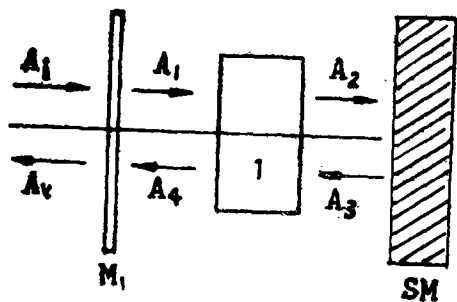


图 2 腔内受激布里渊散射结构示意图
1. 相移器

$$\psi = \mu a + \nu a^\dagger \quad (17)$$

比较 (16) 和 (17) 式可知, 由 (16) 式给出的输出态为压缩态, 且

$$\mu = \frac{\sqrt{R(G^2 + 1 - 2R)}}{G^2 - R} \quad (18a)$$

$$\nu = \frac{G(1 - R)}{G^2 - R} \cdot e^{i\theta} \quad (18b)$$

若 $G^2 \rightarrow R$, 则 $\mu \rightarrow \infty$, 根据定义可知, 此时有可能得到很大的压缩态。进一步由 (18) 式, 还可以看出, μ, ν 均与 θ 无关, 即腔内光往返引起的位相差不影响压缩态的物理特性及压缩程度。

此外, 对于受激喇曼散射, 人们业已发现^[12], 散射波相对于入射泵浦波亦具有近似的相位共轭关系, 并且当介质对声子的吸收可忽略 ($\alpha \ll 1$) 时, 受激喇曼散射的后向波与入射波具有较严格的相位关系。因此, 同样可利用受激喇曼散射获得相应的压缩态。

四、结 束 语

原则上, 只要能产生入射波的相位共轭波, 则均能通过适当的方法获得压缩态。在本文中, 我们根据压缩态的定义及受激散射的基本物理特性, 分析了在以一半反射镜及受激散射自然面所组成的腔内受激布里渊散射波与泵浦波之间的相位共轭关系, 并得出了输出态可以成为压缩态的结论, 导出了存在压缩态的条件。进一步指出, 当忽略声子吸收时, 受激喇曼散射的后向波与入射泵浦波亦具有较严格的相位共轭关系, 因而可以用类似的方法证明可获得一定的压缩态。由于受激散射是一种波动的非线性动力学过程, 其只需要一束入射相干光, 因此其与参量过程及混频过程相比, 具有其独特的优点。此外, 受激过程的增益总是小于 1 的。

参 考 文 献

- (1) Phys. Rev. (D), 1970, No. 1, P. 3217.
- (2) Phys. Rev. (A), 1976, No. 13, P. 3217.
- (3) Phys. Rev. (A), 1985, No. 13, P. 2226.
- (4) Opt. Lett., 1984, No. 9, P. 189.
- (5) Nature, 1983, No. 306, P. 141.
- (6) Phys. Rev. Lett., 1985, No. 55, P. 2409.
- (7) Phys. Rev. (D), 1981, No. 23, P. 1693.
- (8) Phys. Rev. (A), 1984, No. 29, P. 408.
- (9) JETP Lett., 1972, No. 15, P. 109.
- (10) Soviet. J. Q. E., 1978, No. 8, P. 15.
- (11) Phys. Repts., 1986, No. 135, P. 36.
- (12) JETP Lett., 1977, No. 25, P. 36.

收稿日期: 1988年2月6日。