文章编号:1001-5078(2010)12-1319-05 ·激光器技术·

太赫兹波参量发生器运转特性的理论研究

杨 洋[1,2],姚建铨[1],李忠洋[1],邴丕彬[1]
(1. 天津大学精密仪器与光电子工程学院激光与光电子研究所,天津 300072;2. 承德石油高等专科学校,河北 承德 067000)

摘 要:从差频中三波耦合波方程出发深入探讨了太赫兹波参量发生器中自发辐射、受激辐射、位相匹配等现象的物理本质,提出自发辐射产生的物理原理来自测不准关系,受激辐射产生的物理原理来自受激喇曼散射,波矢量位相匹配的物理原理来自能量与动量守恒等结论。
关键词:太赫兹波参量发生器;自发辐射;受激喇曼散射;相位匹配
中图分类号:TN252 **文献标识码**:A

Theoretical study on operating characteristics of terahertz-wave parametric generator

YANG Yang[1,2], YAO Jian-quan[1], LI Zhong-yang[1], BING Pi-bin[1]
(1. The Institute of Laser & Otpoelectronics, The College of Precision Instruments and Opto-Electronic Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China; 2. Chengde Petroleum College, Chengde 067000, China)

Abstract: Spontaneous radiation, stimulated radiation and phase matching in terahertz-wave parametric generator are investigated based on coupling wave equations. Based on the investigation the following conclusions have been yielded: physical principle of spontaneous radiation comes from uncertainty relation, physical principle of stimulated radiation results from stimulated Raman scattering and physical principle of phase matching of wave vectors corresponds to conservation of energy and momentum.
Key words: terahertz-wave parametric generator; spontaneous radiation; stimulated Raman scattering; phase matching

1 引 言

利用光学方法产生太赫兹辐射主要有太赫兹波气体激光器,与超短激光脉冲有关、能产生宽带亚皮秒太赫兹辐射的光整流、光电导和等离子体四波混频等方法[1-3],而近年来可以产生连续可调谐相干的太赫兹波辐射且具有较高的输出功率的非线性光学差频方法以及与晶格振动有关的太赫兹波参量发生器这两种方法受到广泛重视。这两种方法在现象上看是有些相似的,甚至有些人认为是相同的[4],两种方法都是通过对泵浦光、信号光、闲频光三波间相互耦合得到理论解释的。然而深入分析后会发现太赫兹波参量振荡器中的一些现象用非线性光学差频方法不能给予适当解释,甚至是矛盾的。本文力图用物理原理对太赫兹波参量发生器与非线性光学差频方法不同点及太赫兹波参量发生器中所表现出来的各种现象给予理论解释。

2 差频中双波入射时耦合波方程

利用非线性差频过程产生太赫兹波是目前获得太赫兹波常用的一种非常有效的方法。当频率为 ω_3 和 ω_2 的输入光在一个无损失的非线性介质中相互作用,产生差频光 $\omega_1=\omega_3-\omega_2$,则慢变近似条件下的三波差频的耦合波方程为[5-6]:

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z}=-\frac{\mathrm{i}\omega_1}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}}d_{\mathrm{eff}}E_3(z)E_2^*(z)e^{\mathrm{i}(k_3-k_2-k_1)z}$$

基金项目:国家重点基础研究发展计划项目(No. 2007CB310403);("973"计划项目)高等学校博士学科点专项科研基金课题(No. 20070420118)资助。
作者简介:杨 洋(1958-),男,教授,在读博士,主要从事激光雷达和太赫兹雷达目标特性的研究工作。E-mail: yangy1958@sohu.com
收稿日期:2010-08-11;**修订日期**:2010-09-08

$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = -\frac{\mathrm{i}\omega_2}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_2}}d_{\mathrm{eff}}E_3(z)E_1^*(z)e^{\mathrm{i}(k_3-k_2-k_1)z_1}$$
$$\frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = -\frac{\mathrm{i}\omega_3}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_3}}d_{\mathrm{eff}}E_1(z)E_2(z)e^{\mathrm{i}(k_3-k_2-k_1)z} \quad (1)$$

其中，$k_i=\frac{\omega_i}{2}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_1}}d_{\mathrm{eff}}$，$d_{\mathrm{eff}}$称为有效倍频极化率。

上式表明：三波相互作用过程中，任何一种频率的光波振幅随距离的变化都不是孤立的，它必定要通过 d_{eff}而受到其他两种频率光波的制约。当上述耦合波方程在满足平面波近似、小信号的近似、稳态近似的简化条件下可得到有关差频中三波耦合波方程振幅解。

图 1 是非线性光学中差频过程示意图，在差频情况下，当入射光波频率分别为 ω_2，ω_3 时，其中频率为 ω_3 的光波为泵浦光。

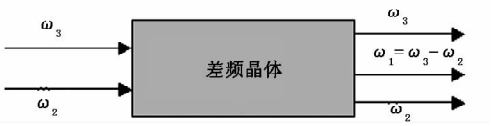


图 1 非线性光学中差频过程示意图

同样引入近似条件：假设在全部差频过程中，$E_3(z)$基本不变，从而可以近似地认为：

$$E_3(z)=E_3(0)，即：\frac{\partial E_3(z)}{\partial z}=0$$

同时假设实验条件满足 $\Delta k=0$ 的要求，于是通过上述关系式(1)可写出差频过程的耦合波振幅方程：

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = -\mathrm{i}k_1E_3(0)E_2^*(z)$$
$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = -\mathrm{i}k_2E_3(0)E_1^*(z) \quad (2)$$

其中，$E_1(z)$是差频光波，其频率 $\omega_1=\omega_3-\omega_2$，解上面二式可得：

$$E_1(z)=\mathrm{i}\frac{k_1}{\sqrt{b}}E_3(0)E_2^*(0)sh(\sqrt{b}z)$$
$$E_2(z)=E_2(0)ch(\sqrt{b}z) \quad (3)$$

其中，$b=k_1k_2E_3(0)E_3^*(0)$。

3 参量发生器中单波入射时自发辐射产生的量子解释

差频方法产生太赫兹波虽然有诸多优点，但其转化效率低，且需要两个抽运光源，还要求其中一个连续可调，所以结构相对复杂，不易操作，而使用太赫兹波参量发生的方法，只需一个固定波长的抽运源和一块非线性晶体，并且转化效率要高出很多，调谐较为简单，因此近年来备受关注。如图 2 所示是以 $MgO:LiNbO_3$ 材料为非线性材料晶体的太赫兹波参量发生器结构示意图。

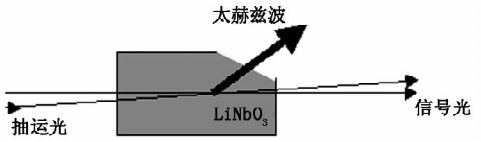


图 2 基于 $MgO:LiNbO_3$ 材料太赫兹波参量发生器结构示意图

这一过程可以表述为：当抽运激光束入射进入非线性光学晶体时，非线性晶体受到频率为 ω_3 的激光抽运后，即可对频率为 ω_2 的信号场和频率为 ω_1 的闲频场(太赫兹光)提供增益。从物理学角度讲，参量发生器可实现由一个抽运光子带来两个光子的过程，因此按照经典电磁理论角度来看，可以将上述过程看作一个三波耦合的非线性过程，因此这一过程也可以按照前面三波差频耦合来解释。然而，这里的问题是：差频三波耦合的非线性过程中，入射光波是两束光波，即频率为 ω_3 的激光抽运光和频率为 ω_2 的信号光，通过上述两束光波的耦合产生出频率为 ω_1 的闲频光，即太赫兹波。而在参量发生器中三波耦合中的入射光只有频率为 ω_3 的抽运光，即：$E_1(0)=E_2(0)=0$，将这一条件带入上面式(3)后会发现：当只有抽运光单波入射时，就不可能从晶体中产生信号光和闲频光，即：当 $E_1(0)=E_2(0)=0$ 时，会得到：

$$E_1(z)=E_2(z)=0 \quad (4)$$

显然这与实际观察到的结果是不一致的，方程(3)在此时出现了“奇异解”。这表明此时参量发生器的物理本质不能用经典电磁理论来解释。为了解释这一现象，必须借助于从物理学中量子电磁场理论的有关知识。由于电磁波传播时，传播的距离和经过的时间是一一对应的，用 t 代替 Z 作为自变数，在非线性晶体入射面对应 $t=0$，这里需求在强抽运光入射条件下，信号光和闲频光的光子数$\langle n_1(t)\rangle$和$\langle n_2(t)\rangle$，按照量子化电磁场理论，它们是算符 $a_1^+a_1$ 和 $a_2^+a_2$ 的期望值。这里 a_l^+，a_l 分别代表产生算符和湮灭算符。如果采用海森伯表象，任意算符(A)的期望值可根据与时间无关的波函数(即 $t=0$ 时刻波函数)来求，而算符本身是时间的函数，可以由算符的下列运动方程求之：

$$\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[H,A] \quad (5)$$

式中，H 为系统的哈密顿算符。按照上述算符运动

方程,求解产生算符:

$$\frac{\mathrm{d}a_1^+}{\mathrm{d}t}=\mathrm{i}\hbar^{-1}[H,a_1^+]$$

按照相关理论[7],将哈密顿算符的表达式带入,并注意到对易关系,最后得到:

$$\frac{\mathrm{d}a_1^+}{\mathrm{d}t}=+\mathrm{i}\omega_1 a_1^+-\mathrm{i}\frac{1}{2}\left[\varepsilon_0 d\left(\frac{\omega_1\omega_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2}\right)^{1/2}E_3\right]a_2 e^{+\mathrm{i}\omega_3 t} \tag{6}$$

同理可求得:

$$\frac{\mathrm{d}a_2}{\mathrm{d}t}=-\mathrm{i}\omega_2 a_2+\mathrm{i}\frac{1}{2}\left[\varepsilon_0 d\left(\frac{\omega_1\omega_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2}\right)^{1/2}E_3\right]a_1^+ e^{-\mathrm{i}\omega_3 t} \tag{7}$$

上述两式的解为:

$$a_1^+(t)=\left[a_1^+(0)ch\frac{st}{2}-\mathrm{i}a_2(0)sh\frac{st}{2}\right]e^{\mathrm{i}\omega_1 t}$$

$$a_2(t)=\left[a_2(0)ch\frac{st}{2}+\mathrm{i}a_1^+(0)sh\frac{st}{2}\right]e^{-\mathrm{i}\omega_2 t}$$

这里,$s=\varepsilon_0 d\left(\frac{\omega_1\omega_2}{\varepsilon_1\varepsilon_2}\right)^{1/2}E_3=d\left(\frac{\omega_1\omega_2}{n_1^2 n_2^2}\right)E_3$,$d$ 为非线性介质极化率张量。

按照相关理论 ω_1 和 ω_2 处光子数为:

$$\langle n_1(t)\rangle=\langle\psi(0)|a_1^+(t)a_1(t)|\psi(0)\rangle$$

$$\langle n_2(t)\rangle=\langle\psi(0)|a_2^+(t)a_2(t)|\psi(0)\rangle$$

这里波函数可表示为:

$$\psi(0)=|n_{10},n_{20}\rangle=|n_{10}\rangle|n_{20}\rangle$$

利用了算符的对易关系,$[a_l,a_m]=[a_l^+,a_m^+]=0$,$[a_l,a_m^+]=\delta_{lm}$及有关运算后可得到:

$$\langle n_1(t)\rangle=n_{10}ch^2(st/2)+(1+n_{20})sh^2(st/2)$$

$$\langle n_2(t)\rangle=n_{20}ch^2(st/2)+(1+n_{10})sh^2(st/2) \tag{8}$$

式(8)表明:当无 $\omega_1\omega_2$ 处的输入波时,即 n_{10}和 n_{20}都等于零的情况下,仍可以有 ω_1,ω_2 处的输出,在物理上这种在未加谐振腔的情况下,非线性晶体在抽运光波的作用下也有一定几率辐射出信号光和闲频光的现象被称为自发辐射或参量荧光。分析其物理本质,这是因为式(8)中第二项中的 1 给出的贡献,1 的出现表明了 a_l^+ 和 a_l 的不对易关系,这完全是由于电磁场量子化的结果。单模信号光(或空闲光)的参量荧光输出是由于单模闲频光(或讯号光)在输入端有相当于一个光子的能量($\hbar\omega_1$)引起的。事实上两者都是电磁场量子化后,由测不准关系,任一模式中电磁能量都不可能等于零决定的。

4 参量发生器中产生受激辐射的物理本质

上面参量荧光是多模的随机输出,本质上是噪声的输出,应用方面受很大限制,也就是说量子效应所导致的参量荧光提供的只是信号光和空闲光的种子光。参量发生器的作用可以使最初作为种子光的信号光在非线性晶体中得到增益和放大,从而可以在非线性晶体内获得有实际应用价值的信号光和闲频光。深入分析会发现这种有价值的信号光和闲频光产生的物理本质是来自受激拉曼散射[8](SRS)。首先可以利用图 3 说明拉曼散射的物理机制及光谱特性。

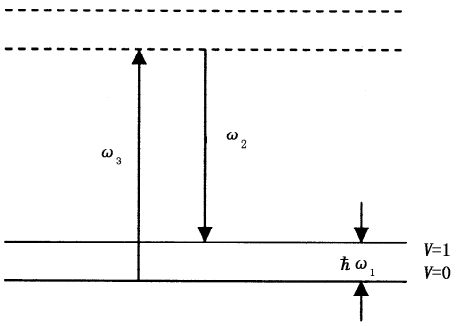
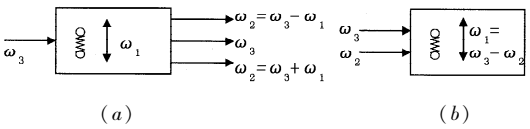


图 3　喇曼散射的物理机制及光谱特性

介质分子在入射光场的作用下,吸收一个光子跃迁到某一虚能级上,图中虚线表示为虚能级,这个虚能级与激发态相联系,图 3 所示的是斯托克斯拉曼散射,分子原来处于基态($V=0$),在吸收一个频率为 ω_3 的入射光子以后跃迁到虚能级以后紧跟着产生一个虚能级到 $V=1$ 态的跃迁,与此同时发出一个频率为 $\omega_2=\omega_3-\omega_1$ 的斯托克斯光子。根据能量守恒定律,分子被激发到能量为的振动能级上,同时产生一个能量为 $\hbar\omega_1$ 的光学声子[9-10],不同的非线性晶体中声子的频率不同,太赫兹波参量发生器中之所以常采用铌酸锂晶体,一方面是由于铌酸锂晶体中其声子的频率达到了太赫兹,另一个方面也是因为其大的非线性系数、对太赫兹波的吸收相对较低、容易生长且廉价等缘故,因此在太赫兹波参量发生器中常以铌酸锂晶体作为非线性晶体而获得太赫兹波[11]。上述状态下如果采用强激光作为激励源,在达到阈值条件下,就可以在介质中产生受激辐射,并形成稳定的太赫兹波输出,我们把这一条件下产生的拉曼散射称为受激拉曼散射,这是一种三阶非线性效应。受激拉曼散射的结果除了产生斯托克斯光以外,总是伴随着介质分子振(转)动能级的跃迁,前者可导致信号光的产生,后者就是闲频光也就是太赫兹波产生的本源。

借助图 4 可以帮助我们更直观的理解受激拉曼散射产生的原因[12]。频率为的 ω_3 抽运光入射介质,被频率为 ω_1 的晶格振动调制,产生频率为 ω_2 的斯托克斯光;斯托克斯光和原激光干涉,形成频率为 $\omega_3-\omega_2$ 的新光场,作用于介质,使得频率为 $\omega_1=\omega_3-\omega_2$ 的振动加剧,而此振动进一步调制入射激光产生的斯托克斯光,这种正反馈作用使斯托克斯散射雪崩似的增加。图 4(a)与图 4(b)所示的两个过程相互增强,这是由于较强的分子振动导致了一个较强的斯托克斯场,反过来斯托克斯场又导致一个较强的分子振动,因此斯托克斯散射光、太赫兹波是同时产生的。



(a) (b)

图 4 受激拉曼散射形成的物理图像

5 参量发生器中三波的波矢量关系的物理原理

太赫兹波参量发生器中三波如果共线,则不能满足相位匹配,因此采用非共线相位匹配。前面论述中已经知道在参量发生器中所发生的斯托克斯拉曼散射这种现象的基本特点是:一个强抽运波光子($\omega_3\boldsymbol{k}_3$)入射到非线性介质,在一定条件下可探测到多模的信号光($\omega_2\boldsymbol{k}_2$)和闲频光($\omega_1\boldsymbol{k}_1$)输出,这一过程是一个抽运光子湮灭,一对信号波光子和闲频波光子产生,在这一过程中由于能量和动量守恒的要求,过程中三个波的频率和波矢应满足:

能量守恒:

$$\hbar\omega_3=\hbar\omega_2+\hbar\omega_1\rightarrow\omega_3=\omega_2-\omega_1 \tag{9}$$

动量守恒:

$$\hbar\boldsymbol{k}_3=\hbar\boldsymbol{k}_2+\hbar\boldsymbol{k}_1\rightarrow\Delta\boldsymbol{k}=\boldsymbol{k}_3-\boldsymbol{k}_2-\boldsymbol{k}_1=0 \tag{10}$$

图 5 给出了上述三波的波矢关系。因为参量放大和增益总是发生在满足相位匹配条件的信号光和空闲光频率上,因此可以说太赫兹波参量发生器中三波耦合的相位匹配可以得到自动满足,因为只有满足能量和动量守恒的波矢才能得到增益和放大。

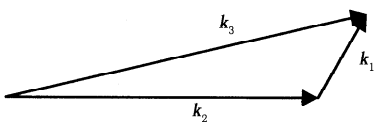


图 5 太赫兹波参量发生器中三波的波矢关系

6 结 论

(1)参量发生器中出现的参量放大过程是和频产生的逆过程,它的一般理论与差频产生的理论大致是相同的,不同点是输入光的条件,通常把参量放大看成是用单个泵浦光束来激发的过程,而把差频产生看成是用两个强度相近的泵浦光束来激发的过程,当很大一部分泵浦能量转移到两个较低频率的光场后,参量放大和差频的不同就消失了。

(2)量子效应所引发的自发辐射提供了信号光和空闲光的种子光,而受激拉曼散射的结果实际上是对成为种子光的信号光和闲频光的一个增益、放大过程,它可以使某些介质的拉曼散射过程由自发辐射变成受激辐射。

(3)太赫兹波参量发生器中的相位匹配是一个“自适应”系统,受激拉曼散射是一个抽运光子湮灭一对信号波光子和闲频波光子产生的过程,而这一过程中必须满足能量和动量守恒的要求,正是能量与动量守恒使太赫兹波参量发生器中三波耦合的相位匹配得到自动满足。

参考文献:

[1] Sun Bo, Yao Jian-quan. Generation of terahertz wave based on optical methods[J]. Chinese Journal of Lasers, 2006,33(10):1349 - 1357. (in Chinese)
孙博,姚建铨. 基于光学方法的太赫兹辐射源[J]. 中国激光,2006,33(10):1349 - 1357.

[2] Ma Cheng ju, Chen Yan wei, Xiang Jun, et al. Progress in generation of terahertz radiation[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2007,44(4):56 - 61. (in Chinese)
马成举,陈延伟,向军,等. 太赫兹辐射产生技术进展[J]. 激光与光电子进展,2007,44(4):56 - 61.

[3] Shao Li, Lu Gang, Cheng Dong ming. Genera tion and recent advances in optical rectification THz sources[J]. Laser & Infrared, 2008,38(9):872 - 875. (in Chinese)
邵立,路纲,程东明. 光整流太赫兹源及其研究进展[J]. 激光与红外,2008,38(9):872 - 875.

[4] Zhao sheng-zhi. Nonlinear Optics[M]. Jinan: Shandong University Press, 2007. (in Chinese)
赵圣之. 非线性光学[M]. 济南:山东大学出版社,2007.

[5] Li Jia ze, Yan ji-xiang. Fundament of optoelectronics [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 2005. (in Chinese)
李家泽. 阎吉祥. 光电子学基础[M]. 北京:北京理工大学出版社,2005.

[6] Yao Jian-quan, Xu degang. All solid state laser and nonlinear optical frequency conversion technology[M]. Bei-

jing:Science Press,2007. (in Chinese)
姚建铨,徐德刚. 全固态激光及非线性光学频率变换技术[M]. 北京:科学出版社,2007.

[7] Zou Ying hua, Sun Ting. Laser physics[M]. Beijing: Peking University Press,1991. (in Chinese)
邹英华,孙亭. 激光物理学[M]. 北京:北京大学出版社,1991.

[8] Ji Jia rong, Feng Ying. Advanced optics course[M]. Beijing: Peking University Press,2008. (in Chinese)
季家榕,冯莹. 高等光学教程[M]. 北京:科学出版社,2008.

[9] Zhang Xian bin, Shi Wei. THz electromagnetic radiation based on the stimulated raman scattering of polariton[J]. Acta Optica Sinica,2008,28(5):1012 - 1016. (in Chinese)
张显斌,施卫. 基于耦合场量子受激喇曼散射的太赫兹辐射[J]. 光学学报,2008,28(5):1012 - 1016.

[10] Yuan Dongqing, Zhou Ming, Yuan Run, et al. Excitation, detection and applications of laser phonons[J]. Laser & Opt oelect ronics Progress, 2006, 43(5): 56 - 61. (in Chinese)
袁冬青,周明,袁润,等. 激光声子的激发、探测及其应用[J]. 激光与光电子进展,2006,43(5):56 - 61.

[11] Kong Yongfa, Xu Jingjun, Zhang Guangyin. Multifunction optoelectronic material[M]. Beijing: Science Press,2006. (in Chinese)
孔永发,许京军,张光寅. 多功能光电材料[M]. 北京:科学出版社,2006.

[12] Li Chunfei. Nonlinear optics[M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Press,2005. (in Chinese)
李淳飞. 非线性光学[M]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,2005.