

斯托克斯光种子法固体相干反斯托克斯拉曼频移器的理论研究

林绍杰 丁双红 张 骏 王淑梅

(烟台大学光电信息科学技术学院, 山东 烟台 264005)

摘要 以波动方程和受激拉曼散射(SRS)物质方程为基础,采用光种子法,建立了固体相干反斯托克斯拉曼频移器的归一化耦合波方程,研究了晶体中反斯托克斯光转换效率。在脉冲抽运条件下分析了归一化增益系数 G 、归一化相位失配系数 ΔK 以及一阶斯托克斯光种子的归一化光场振幅 ψ_{s0} 三个变量对固体相干反斯托克斯拉曼频移器的影响,并作出了一系列相应曲线,由所得曲线估算了各归一化变量的合理取值范围。分析结果表明,在 $\Delta K=0$ 时,通过增大 ψ_{s0} 来打破拉曼增益抑制的影响,其转换效率峰值可达到 44%。而当 ψ_{s0} 较弱时,可选取合适的相位失配系数,反斯托克斯光转换效率可达 40%。

关键词 激光器;相干反斯托克斯;斯托克斯光种子法;固体拉曼激光器;脉冲抽运;相位失配

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/LOP48.071402

Theoretical Research on Coherent Anti-Stokes Raman Shifters of Stokes Seed Method in Raman Crystals

Lin Shaojie Ding Shuanghong Zhang Jun Wang Shumei

(Institute of Opto-Electronic Information, Yantai University, Yantai, Shandong 264005, China)

Abstract Based on the wave equation and stimulated Raman scattering (SRS) material equations, the normalized coupled-wave equations for solid-state coherent anti-Stokes Raman shifters are deduced by Stokes seed method to research the anti-Stokes conversion efficiency. The numerical calculations are carried out to illustrate the effects of variables on the performance of solid-state coherent anti-Stokes Raman shifters in the pulse pumping regime, and several curves are generated. These variables include the normalized Raman gain G , the normalized phase mismatch ΔK and the normalized amplitude of the Stokes seed beam ψ_{s0} . The values of these variables are estimated from these curves. The results show that the highest anti-Stokes conversion efficiency of 44% can be achieved by enhancing ψ_{s0} when phase is matched. The anti-Stokes conversion efficiency of 40% can be achieved with the weak Stokes seed beam when the proper phase mismatch is chosen.

Key words lasers; coherence anti-Stokes; Stokes seed injection; solid-state Raman lasers; pulse pumping; phase mismatch

OCIS codes 140.3580; 190.4380; 290.5860; 030.1670

1 引言

固体拉曼激光器能实现高效的斯托克斯光转换,相关研究已有大量的报道^[1~5]。目前有研究者致力于研究通过相干反斯托克斯拉曼散射(CARS)实现高效的反斯托克斯光转换^[6~8]。CARS可以实现频率上转换,扩展相干光谱范围,产生具有重要应用价值的相干光。如以铍离子 1064 nm 激光产生倍频光作为抽运源,以 H₂ 作为拉曼介质,产生的反斯托克斯光为蓝光^[9],蓝光激光在显示和海洋探测等领域都有重要的应用。由于处于热平衡状态的粒子大部分处于基态,因而受激拉曼散射(SRS)过程产生的反斯托克斯光远比

收稿日期: 2010-09-14; 收到修改稿日期: 2010-10-26; 网络出版日期: 2011-05-07

基金项目: 国家自然科学基金(60778012)、国家自然科学基金(10974168)和山东省高校科技计划项目(J09LA06)和烟台大学教改项目资助课题。

作者简介: 林绍杰(1985—),男,硕士研究生,主要从事固体拉曼激光器方面的研究。E-mail: linshaojie1999@126.com

导师简介: 丁双红(1970—),女,博士,副教授,主要从事激光物理与技术等方面的研究。E-mail: shding@ytu.edu.cn

斯托克斯光微弱,难以直接实现高效率的频率上转换,但可以通过 CARS 过程实现。此过程描述为 SRS 产生的一阶斯托克斯光(ω_s)与抽运光(ω_p)及一阶反斯托克斯光(ω_a)通过晶体的三阶非线性系数 $\chi_R^{(3)}$ 相互耦合,通过这一过程吸收两个抽运光子产生一个斯托克斯光子和一个反斯托克斯光子。其中相互作用的光场(ω_p 与 ω_s , ω_p 与 ω_a)的频率差与拉曼振动模的频率有共振性,CARS 的非线性系数 $\chi_R^{(3)}$ 与 SRS 的非线性系数的量级相同,较非共振的三阶非线性系数 $\chi_{NR}^{(3)}$ 要大一至两个数量级,因而 CARS 与 SRS 能达到相近的转换效率。

总结现有文献,实现有效相干反斯托克斯光转换的实验方法有空间聚焦法^[10]、单光子共振法^[11]、高 Q 值三波谐振腔^[12]和斯托克斯光种子法^[13]等。然而研究表明在完全相位匹配下,CARS 中存在拉曼增益抑制^[14]的现象,限制了斯托克斯光与反斯托克斯光的转换效率。目前采用克服拉曼增益抑制的方法有高 Q 值三波谐振腔^[12]和斯托克斯光种子法^[13]。斯托克斯光种子法的原理是输入抽运光的同时引入一束斯托克斯光,通过优化抽运光与斯托克斯光强之比,获得反斯托克斯光的高效率转换。它的优点是结构简单,能降低 SRS 的阈值以及提高反斯托克斯光效率。总结现有文献采用斯托克斯光种子法的实验,主要以 H_2 作为拉曼介质,Reiser 等^[13]得到反斯托克斯光的效率仅为 10%,Ottusch 等^[15]得到反斯托克斯光的效率仅为 3.3%。由于气体拉曼介质的增益系数低,故没考虑高阶斯托克斯光。而拉曼晶体的增益系数高,当一阶斯托克斯种子光足够强时,它也可以作为抽运光产生二阶斯托克斯光^[16]。Hickman 等^[17]则考虑相位失配问题,在瞬态下计算反斯托克斯光的效率为 40%。拉曼晶体与气体拉曼介质相比具有增益系数高、损伤阈值高等优点,在未来的相干光源应用中更有明显优势^[18]。

目前利用拉曼晶体获得相干反斯托克斯光的研究相对较少。而脉冲抽运具有峰值功率高、能够达到 SRS 的阈值的优点,因此本文考虑在脉冲抽运条件下,采用拉曼晶体,为固体相干反斯托克斯拉曼频移器建立了归一化耦合波方程,并对耦合波方程进行数值求解。做出几组相应的曲线,着重研究各归一化变量对此频移器性能的影响。

2 理论推导

结合文献^[19]的方法推导出稳态近似下,包含二阶斯托克斯光场振幅、相位失配系数和耗散性损耗,忽略色散、高阶反斯托克斯光场振幅和反向拉曼散射的影响的固体相干反斯托克斯拉曼频移器的耦合波方程。

以波动方程和 SRS 物质方程为基础,忽略二阶斯托克斯光的 CARS 效应,可得

$$\begin{cases} \frac{\partial E_p}{\partial z} = -\frac{\lambda_{s1}}{\lambda_p} \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_{s1}|^2 E_p + \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_p} \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_p} |E_a|^2 E_p - \gamma_p E_p \\ \frac{\partial E_{s1}}{\partial z} = \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_p|^2 E_{s1} - \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_{s2}|^2 E_{s1} + \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_p)^2 E_a^* \exp(i\Delta kz) - \gamma_s E_{s1} \\ \frac{\partial E_{s2}}{\partial z} = \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_{s2}} \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_{s1}|^2 E_{s2} - \gamma_s E_{s2} \\ \frac{\partial E_a}{\partial z} = -\frac{\lambda_{s1}}{\lambda_a} \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E_p|^2 E_a - \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_a} \frac{1}{4} g \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (E_p)^2 E_{s1}^* \exp(i\Delta kz) - \gamma_a E_a \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $\lambda_p, \lambda_{s1}, \lambda_{s2}$ 和 λ_a 分别为抽运光、一阶斯托克斯光、二阶斯托克斯光和反斯托克斯光的波长,以 λ_p 取值为 1064 nm 进行计算。 $E_i (i=p, s1, s2, a)$ 分别表示抽运光、一阶斯托克斯光、二阶斯托克斯光和反斯托克斯光的场振幅, γ_i 为耗散性损耗系数 ($i=p, s, a$), g 为拉曼增益系数。相位失配系数 $\Delta k = 2k_p - k_{s1} - k_a$ 。 $k_j (j=p, s1, a)$ 为光波的波数。 ϵ_0 为真空介电常数, μ_0 为真空磁导率。

为了使耦合波方程具有简洁性和一般性,引入归一化场振幅、归一化长度、归一化相位失配系数、归一化增益系数和归一化损耗系数为

$$\begin{cases} \psi_{p, s1, s2, a} = \frac{E_{p, s1, s2, a}}{E_{pmax}}; \quad \zeta = \frac{z}{l_R}; \quad \Delta K = \Delta k l_R; \quad G(\zeta) = g(z) (E_{pmax})^2 l_R \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}, \\ L = \gamma_i l_R (i = p, s1, s2, a) \end{cases}, \quad (2)$$

式中 E_{pmax} 为抽运光脉冲场振幅的最大值, l_R 为拉曼晶体长度。

将(2)式代入(1)式,得到归一化的耦合波方程组为

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi_p}{\partial \zeta} = -\frac{\lambda_{s1}}{\lambda_p} G(\zeta) |\psi_{s1}|^2 \psi_p + \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_p} G(\zeta) |\psi_a|^2 \psi_p - L\psi_p \\ \frac{\partial \psi_{s1}}{\partial \zeta} = G(\zeta) |\psi_p|^2 \psi_{s1} - G(\zeta) |\psi_{s2}|^2 \psi_{s1} + G(\zeta) (\psi_p)^2 \psi_a^* \exp(i\Delta K\zeta) - L\psi_{s1} \\ \frac{\partial \psi_{s2}}{\partial \zeta} = \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_{s2}} G(\zeta) |\psi_{s1}|^2 \psi_{s2} - L\psi_{s2} \\ \frac{\partial \psi_a}{\partial \zeta} = -\frac{\lambda_{s1}}{\lambda_a} G(\zeta) |\psi_p|^2 \psi_a - \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_a} G(\zeta) (\psi_p)^2 \psi_{s1}^* \exp(i\Delta K\zeta) - L\psi_a \end{cases} \quad (3)$$

当考虑输入的抽运光强分布是高斯分布时,设 t_L 为抽运脉宽,脉冲宽度定义为光强的半峰全宽,则抽运光强为

$$I_{p0}(t) = A^2 \exp[-t^2 \ln 2 / (t_L/2)^2]. \quad (4)$$

引入归一化抽运脉冲宽度、归一化时间、归一化抽运光强和归一化输出光能量为

$$\begin{cases} N_L = t_L/t_{RT} \\ \tau = t/t_{RT} \\ I_{p0}(\tau) = \exp(-4\tau^2 \ln 2 / N_L^2) \\ E_{Ni} = \int_0^{\infty} I_i(\tau) d\tau \quad (i = p, s1, s2, a) \end{cases} \quad (5)$$

则输出光能量与输入抽运脉冲能量的比值可以表示为

$$\eta_i = \frac{E_{Ni}}{\int_0^{\infty} I_{p0}(\tau) d\tau} = \frac{\int_0^{\infty} I_i(\tau) d\tau}{\int_0^{\infty} I_{p0}(\tau) d\tau}, \quad (i = s1, s2, a, p), \quad (6)$$

式中 $t_{RT} = nl_R/c$ 为输入光穿越拉曼晶体所需要的时间, η_i ($i = s1, s2, a, p$) 分别表示输出的一阶斯托克斯光、输出的二阶斯托克斯光、输出的反斯托克斯光的转换效率以及剩余抽运光的百分比。

3 数值计算与讨论

考虑斯托克斯光种子法,引入归一化一阶斯托克斯种子光脉冲场振幅 ψ_{s0} , 表示一阶斯托克斯种子光脉冲场振幅 $E_{s0}(t)$ 与 E_{pmax} 的比值。在耦合波方程(3)中,通过估算,取 $L = 2.3 \times 10^{-6}$, 对耦合波方程数值模拟得出各归一化变量 $\Delta K, G$ 和 ψ_{s0} 在 $-17 \sim 17, 0 \sim 70$ 和 $0 \sim 1$ 的范围内变化时对 η_i ($i = p, s1, s2, a$) 的影响。

3.1 ΔK 对 $\eta_p, \eta_{s1}, \eta_{s2}$ 和 η_a 的影响

图1给出了当 $\psi_{p0} = 1$ 和 ψ_{s0} 分别为 $0.01, 0.05, 0.1, 0.14, 0.2$ 和 $0.25, N_L = 40, G = 48$ 时,得到的 $\eta_p, \eta_{s1}, \eta_{s2}, \eta_a$ 随 ΔK 变化的曲线。从图1(a)和(b)可以看出, $\Delta K = 0$ 处,当 ψ_{s0} 较弱 ($\psi_{s0} = 0.01 \sim 0.1$) 时,输入的抽运光被消耗转换为一阶斯托克斯光较少。当 ψ_{s0} 较强 ($\psi_{s0} = 0.14 \sim 0.25$) 时,输入的抽运光迅速被消耗转换为一阶斯托克斯光,所以 η_p 迅速减少。从图1(b)和(d)可以看出, $\Delta K = 0$ 处,当 $\psi_{s0} = 0.01 \sim 0.1$ 时,由于拉曼增益抑制的影响, η_{s1} 和 η_a 都不能呈指数增长,故在 $\Delta K = 0$ 处出现凹陷。当 $\psi_{s0} = 0.14 \sim 0.25$ 时,在 $\Delta K = 0$ 处拉曼增益抑制的影响减弱, η_a 在 $\Delta K = 0$ 处出现最大值为 44% 。当 ψ_{s0} 继续增大时,由于一阶斯托克斯光被消耗转换成二阶斯托克斯光,而 η_{s1} 和 η_a 降低,故当 $\Delta K = 0$ 时, $\psi_{s0} = 0.14$ 所对应的 η_a 要大于 $\psi_{s0} = 0.25$ 所对应的转换效率。从图1(c)和(d)可以看出,当 $\psi_{s0} = 0.1$ 且 $|\Delta K|$ 逐渐偏离零时, η_a 迅速增长,在 $|\Delta K|$ 取值为 0.76 附近, η_a 达到最大值,此时 ΔK 为最佳相位失配系数。当 $|\Delta K|$ 继续增大时, η_a 呈下降趋势,原因是一阶斯托克斯光被消耗转换成二阶斯托克斯光, η_{s2} 增加,一阶斯托克斯光和反斯托克斯光的耦合作用减弱。

3.2 当 $\Delta K = 0$ 时, G 和 ψ_{s0} 对 η_{s1}, η_{s2} 和 η_a 的影响

当 $\Delta K = 0, \psi_{s0} = 0.01 \sim 0.10$ 时,由于拉曼增益抑制的影响, η_{s1}, η_a 在 $\Delta K = 0$ 出现凹陷,转换效率不高。为了达到较高的 η_a , 在图2中取 $\psi_{s0} = 0.14 \sim 0.25$ 。图2给出了当 $\psi_{p0} = 1$ 和 ψ_{s0} 分别为 $0.14, 0.2$ 和 0.25 ,

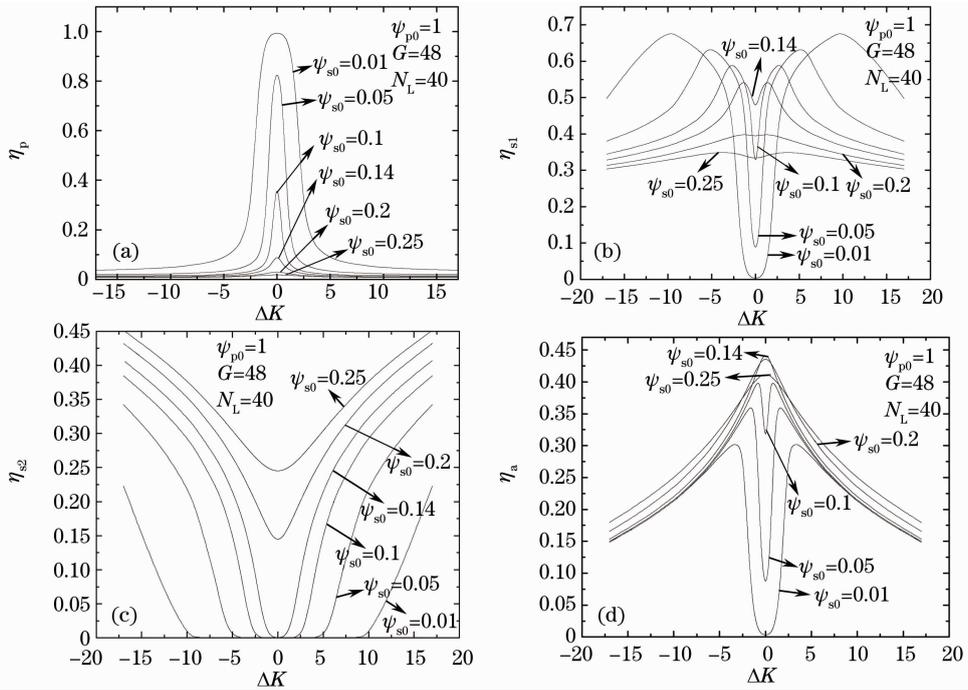


图 1 η_p (a), η_{s1} (b), η_{s2} (c) 和 η_a (d) 在不同的 ψ_{s0} 值下随 ΔK 的变化

Fig. 1 η_p (a), η_{s1} (b), η_{s2} (c) and η_a (d) vary with ΔK for different ψ_{s0}

$N_L=40$, $\Delta K=0$ 时, 得到 η_{s1} , η_{s2} 和 η_a 随 G 变化的曲线。从图 2(a) 和 (c) 可以看出, 当 ψ_{s0} 一定时, 随着 G 的增加, η_{s1} 和 η_a 急剧增加, 随后达到饱和。在 $G=45$ 附近, η_{s1} 迅速下降。当 G 继续增加时, 由于一阶斯托克斯光已被衰减下降为零, η_a 迅速下降。从图 2(b) 可以看出, 在 $G=45$ 附近, 一阶斯托克斯光被消耗转换成二阶斯托克斯光, η_{s2} 迅速增加。从图 2(c) 可以看出, $G=48$ 附近时较合适。在上述 ψ_{s0} 取值范围内, 当 $\psi_{s0}=0.14$ 时, η_a 达到最大值, 约为 44%。

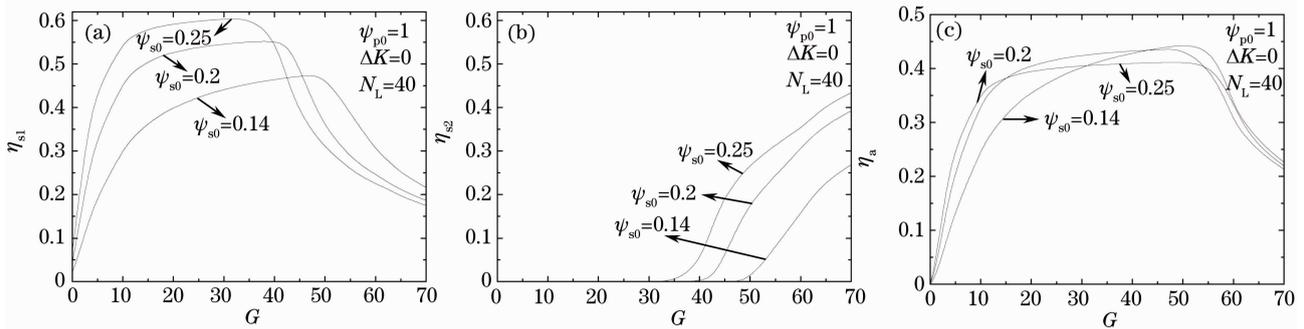


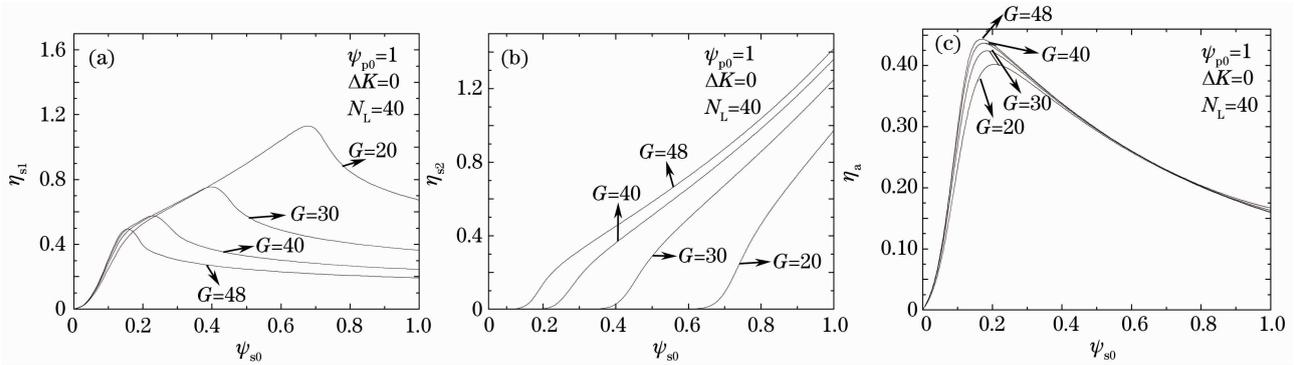
图 2 η_{s1} (a), η_{s2} (b) 和 η_a (c) 在不同的 ψ_{s0} 值下随 G 的变化

Fig. 2 η_{s1} (a), η_{s2} (b) and η_a (c) vary with G for different ψ_{s0}

图 3 给出了当 $\psi_{p0}=1$ 和 G 分别为 20, 30, 40 和 48, $\Delta K=0$, $N_L=40$ 时, 得到 η_{s1} , η_{s2} 和 η_a 随 ψ_{s0} 变化的曲线。比较图 3(a) 和 (b) 可以看出, 当 G 一定时, 随着 ψ_{s0} 的增强, η_a 迅速增加。当 ψ_{s0} 足够强时, 一阶斯托克斯光被耗尽转换成二阶斯托克斯光, η_{s2} 迅速增加。从图 3(c) 可以看出, 当 G 一定时, 随着 ψ_{s0} 的增强, η_a 迅速增加, 在 $\psi_{s0}=0.14$ 附近达到最大值为 44%, 即 $\psi_{s0}=0.14\sim 0.2$ 较合适。当 ψ_{s0} 继续增强时, η_a 迅速下降, 原因是此时一阶斯托克斯光被消耗转换成二阶斯托克斯光, 一阶斯托克斯光与反斯托克斯光耦合作用减弱。通过计算表明, G 越大, 一阶斯托克斯光被耗尽所需的 ψ_{s0} 越少, η_a 越大。在上述 G 取值范围内, 当 $G=48$ 时, η_a 最大可达 44%。

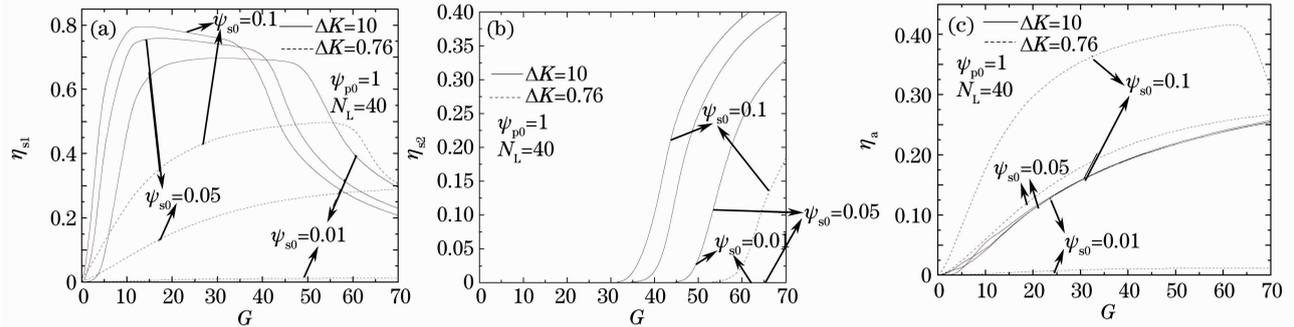
3.3 当存在相位失配时, G 对 η_{s1} , η_{s2} 和 η_a 的影响

从图 1(d) 可以看出, 当 ΔK 取 0.76 附近时, η_a 存在一系列峰值, 分别对应 ψ_{s0} 取 0.01, 0.05 和 0.1 时的

图3 η_{s1} (a), η_{s2} (b) 和 η_a (c) 在不同的 G 值下随 ψ_{s0} 的变化Fig. 3 η_{s1} (a), η_{s2} (b) and η_a (c) vary with ψ_{s0} for different G

图形。所以,取 $\Delta K=0.76$ 和 $\Delta K=10$ 两种情况进行比较,讨论 G 对 η_{s1} , η_{s2} 和 η_a 的影响。

图4给出了当 $\psi_{p0}=1$ 和 ψ_{s0} 分别为 0.01, 0.05 和 0.1, $N_L=40$ 时, η_{s1} , η_{s2} 和 η_a 随 G 变化的曲线。虚线表示 $\Delta K=0.76$ 结果,实线表示 $\Delta K=10$ 结果。从虚线结果可以看出,当 ψ_{s0} 较弱 ($\psi_{s0}=0.01\sim 0.1$) 时,如图4(a)所示,随着 G 的增加, η_{s1} 和 η_a 急剧增加。在 $G=15$ 附近, η_{s1} 达到饱和。从图4(b)可以看出,在 $G=45$ 附近,一阶斯托克斯光被消耗转换成二阶斯托克斯光, η_{s2} 迅速增加。从图4(c)可以看出 $G=60$ 附近时较合适。从图4还可以看出, $\Delta K=0.76$ 所对应的 η_{s1} 和 η_{s2} 要低于 $\Delta K=10$ 所对应的转换效率, $\Delta K=0.76$ 所对应的 η_a 要高于 $\Delta K=10$ 所对应的转换效率,说明 ΔK 取最佳相位失配系数时,更有利于反斯托克斯光的转化。通过计算表明,在相位失配条件下, ψ_{s0} 取值越大, η_a 越大。在上述 ψ_{s0} 取值范围内,当 $\psi_{s0}=0.1$ 且 $\Delta K=0.76$ 时, η_a 达到最大值,约为 40%。

图4 η_{s1} (a), η_{s2} (b) 和 η_a (c) 在不同的 ψ_{s0} 值下随 G 的变化Fig. 4 η_{s1} (a), η_{s2} (b) and η_a (c) vary with G for different ψ_{s0}

4 结 论

以波动方程和 SRS 的物质方程为基础,采用斯托克斯光种子法,推得了脉冲抽运条件下固体相干反斯托克斯拉曼频移器的归一化耦合波方程。通过数值分析表明, η_a 与 ΔK , ψ_{s0} 和 G 密切相关。发现采取以下两种措施可以有效地提高 η_a : 1) 当 $\Delta K=0$ 时,可以增大一阶斯托克斯种子光能量,来打破拉曼增益抑制的影响,达到较高的 η_a 。当 $\Delta K=0$ 时,将 ψ_{s0} 增大到 0.14~0.2,此时 η_a 达到峰值,约为 44%。2) 改变 ΔK 。当 $\Delta K=0$ 且 ψ_{s0} 较弱时,由于拉曼增益抑制的影响,限制了 η_a ,此时可以通过改变 ΔK ,也可以有效地降低拉曼增益抑制的影响,达到较高的 η_a 。当 ψ_{s0} 较弱 ($\psi_{s0}=0.01\sim 0.1$) 时,选取合适的 ΔK ($|\Delta K|=0.76$), η_a 峰值可达到 40%。计算中还发现, G 取值为 48 较合适,取值太大时由于一阶斯托克斯光被损耗转换为二阶斯托克斯光会使 η_a 降低。通过以上分析说明,以晶体作为拉曼介质具有增益系数高、损伤阈值高和结构紧凑等优点的固体相干反斯托克斯拉曼频移器,可以实现反斯托克斯光的高效转换。对耦合波方程的数值计算可以辅助该类激光器的实验研究。

参 考 文 献

- 1 Wang Zhengping, Hu Dawei, Zhang Huaijin *et al.*. External resonator SrWO₄ Raman laser excited by 1064 nm pico-second pulses[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(2): 335~338
王正平, 胡大伟, 张怀金 等. 1064 nm 皮秒脉冲激发的外腔式 SrWO₄ 拉曼激光器[J]. *中国激光*, 2010, **37**(2): 335~338
- 2 Jing Xu, Chen Gao, Mao Rui. Investigation of characteristics of stimulated Raman scattering in Ba(NO₃)₂ crystal at ultraviolet wave band[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(8): 1950~1955
井 旭, 陈 高, 毛 瑞. 硝酸钡晶体紫外波段受激拉曼散射特性研究[J]. *中国激光*, 2010, **37**(8): 1950~1955
- 3 Zhang Xingyu, Wang Qingpu, Chang Jun *et al.*. All solid state intracavity frequency-doubled Nd:YAG/SrWO₄/KTP Raman laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1798~1801
张行愚, 王青圃, 常 军 等. 全固体腔内倍频 Nd:YAG/SrWO₄/KTP 拉曼激光器[J]. *中国激光*, 2009, **36**(7): 1798~1801
- 4 Wang Zhengping, Hu Dawei, Zhang Huaijin *et al.*. High efficiency stimulated Raman scattering of BaWO₄ crystal[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(8): 2130~2134
王正平, 胡大伟, 张怀金 等. BaWO₄ 晶体的高效受激拉曼散射[J]. *中国激光*, 2009, **36**(8): 2130~2134
- 5 Su Fufang, Zhang Xingyu, Wang Qingpu *et al.*. Passively Q-switched Nd:GdVO₄ self-Raman laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1831~1835
苏富芳, 张行愚, 王青圃 等. 被动调 Q 自拉曼 Nd:GdVO₄ 激光器[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1831~1835
- 6 N. Vermeulen, C. Debaes, H. Thienpont. Coherent anti-Stokes Raman scattering in Raman lasers and Raman wavelength converters[J]. *Laser & Photon. Rev.*, 2010, **4**(5): 656~670
- 7 N. Vermeulen, C. Debaes, H. Thienpont. The behavior of CARS in anti-Stokes Raman converters operating at exact Raman resonance[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2008, **44**(12): 1248~1255
- 8 D. Dimitropoulos, V. Raghunathan, R. Claps *et al.*. Phase-matching and nonlinear optical processes in silicon waveguides [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(1): 149~160
- 9 L. R. Marshall, J. A. Piper. Efficient frequency upconversion of solid-state laser outputs[C]. OSA Proceedings Series, 1990, **6**. paper DPL12
- 10 R. Chiao, B. P. Stoicheff. Angular dependence of maser-stimulated Raman radiation in calcite[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1964, **12**(11): 290~293
- 11 D. D. Yavuz, D. R. Walker, G. Y. Yin *et al.*. Rotational Raman generation with near-unity conversion efficiency[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(9): 769~771
- 12 S. Zaitsev, H. Izaki, T. Imasaka. Phase-matched Raman-resonant four-wave mixing in a dispersion-compensated high-finesse optical cavity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(7): 073901
- 13 C. Reiser, T. D. Raymond, R. B. Michie *et al.*. Efficient anti-Stokes Raman conversion in collimated beams[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, **6**(10): 1859~1869
- 14 M. D. Duncan, R. Mahon, J. Reintjes *et al.*. Parametric Raman gain suppression in D₂ and H₂ [J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(12): 803~805
- 15 J. J. Ottusch, M. S. Mangir, D. A. Rockwell. Efficient anti-Stokes Raman conversion by four-wave mixing in gases[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(1): 68~77
- 16 Y. R. Shen. Principle of Nonlinear Optics[M]. New York: Wiley-Interscience, 1984. 156
- 17 A. P. Hickman, W. K. Bischel. Theory of Stokes and anti-Stokes generation by Raman frequency conversion in the transient limit[J]. *Phys. Rev. A*, 1988, **37**(7): 2516~2523
- 18 Ding Shuanghong. Theoretical and Experimental Research on All Solid-State Raman Lasers [D]. Jinan: Shandong University, 2006. 18
丁双红. 全固态拉曼激光器理论与实验研究[D]. 济南: 山东大学, 2006. 18
- 19 N. Vermeulen. Modeling Continuous-Wave Raman Lasers: Towards an Intrinsic Heat Mitigation Mechanism, Chapter 2 [D]. Elsen: Vrije Universiteit Brussel, 2008. 45~68