

宽带泵浦激光的聚焦位置 对 SRS 发生过程的影响*

夏江帆 王乃彦

(中国原子能科学研究院, 北京275-7信箱, 102413)

摘 要 结合 SRS 实验, 重点研究了聚焦位置对 Raman 介质中的物理过程, Stokes 光的输出特性的影响, 比较了 SRS 阈值和转换效率的实验结果与理论预期。

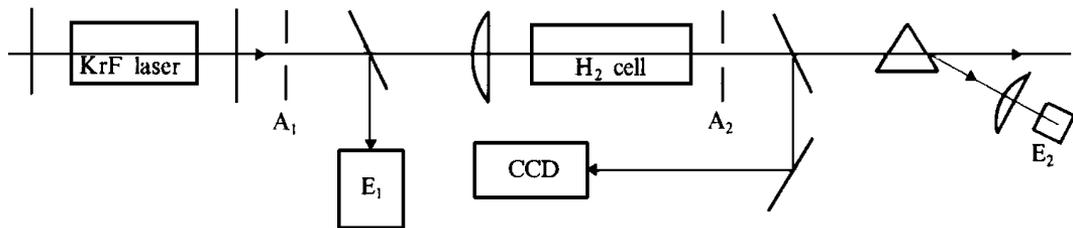
关键词 宽带泵浦 自发散射 SRS 四波混频 增益聚焦 模式阈值

中图分类号 TN 246

关于受激 Raman 散射是如何从自发 Raman 散射中生长起来的细节, 特别是 Stokes 光束模式的形成和光束品质的依赖关系, 受到了理论与实验物理学家的重视并进行了大量的研究。然而 QED 理论^[1,2]却无法针对任何一种实际的实验条件建立起严格完整的理论模式, 在这方面, 倒是实验物理学家在直观上建立起来的唯象模式^[3,4]更为有用。在这些唯象模式中, 泵浦激光的物理参数对 Raman 发生器的性能有着十分重要的作用。

本文描述聚焦激光光束通过 Raman 池时所发生的复杂现象, 分析聚焦透镜焦点在 Raman 池中的位置对于 SRS 的发生阈值、转换效率以及光束品质的影响, 并通过实验验证这些结果。

1 实验



E₁: calorimeter or photoelectric cell, C₁: photoelectric cell or CCD, E₂: calorimeter or UV light sensitive plate

Fig 1 Experimental setup of SRS for focused broadband KrF laser in H₂ medium

图1 聚焦宽带 KrF 激光 H₂ SRS 实验总体安排

我们所用的泵浦激光是安徽光机所的 ToI-100A 型 KrF 准分子激光器, 经过改进, F-P 腔激光输出总能量可达 300mJ, 激光脉宽 (FWHM) 30ns, 使用 CCD-OMA 测得其谱分布, 中心波长 248.434nm, 谱宽 (FWHM) 0.4nm。用光楔法测得其远场发散角 (~ 2mrad) 和近场分布。在 SRS 实验中, 总能量的稳定性可以由分光测量的能量计 E₁ 的读数来校正, 但是远场发散角的不稳定, 则给精确的实验研究增加了难度。

* 国家863激光技术领域资助课题
1998年8月10日收到原稿, 1998年10月14日收到修改稿。
夏江帆, 男, 1971年7月出生, 博士生

在 Ram an 池部分,主要考虑到过高气压不适合大口径和高能量的情况,而且经验表明^[5],当 Ram an 振荡器与放大器所用气体介质气压相近时,Ram an 放大器可以获得较高效率。因此在 Ram an 发生器中,我们尽可能在较低气压下(0.1~1 MPa)进行实验。

采用三种聚焦透镜进行了 SRS 实验。这三种透镜对 KrF 激光光束聚焦所得的光束空间分布如图2所示,由此得出其焦距分别为399mm、1045mm、1805mm。采用激光光束追迹对图1中的各个光学元件进行了像差分析,由于像差所导致的激光光束畸变是很小的,远远小于同轴性、光学加工等因素所带来的误差。

SRS 实验的诊断系统如图1所示,根据实验不同阶段的不同实验目的,分别选用不同的诊断设备。

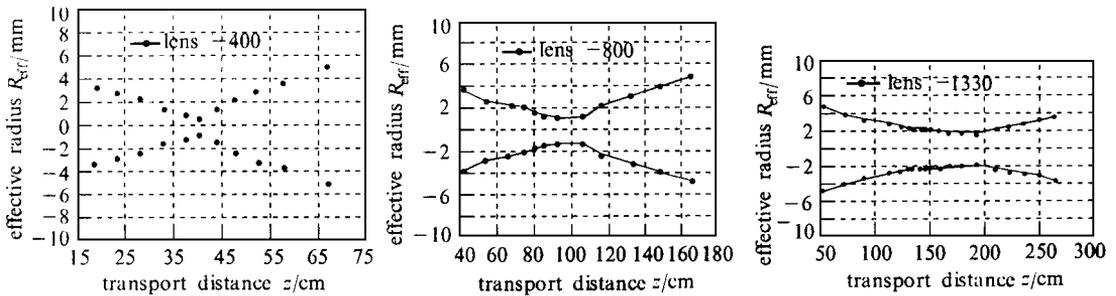


Fig. 2 The spatial distribution of the focused laser beam s

图2 聚焦激光光束的空间分布

2 理论与实验的比较

2.1 物理过程

一阶 Stokes 光束是通过自发的 Ram an 散射放大形成的。实验与理论分析均表明,阈值附近的 Stokes 输出基本保持 Gauss 分布,而不管泵浦光束具有何种分布。当泵浦光超过阈值时,整个 Ram an 池被分成两个区。一个区是 Stokes 的形成区,这里 Stokes 被由噪声放大为具有一定模式的激光光束。形成区结束于 Stokes 所获增益等于阈值增益的位置,由此开始了 Stokes 能量的转移区。在能量转移区,泵浦能量与强度开始降低,而 Stokes 的光束参数已经形成,能量逐渐增强。

形成区与能量转移区的交界点为临界点。计算表明,当增益较大时,Stokes 光束的腰斑位于形成区的内部,而在能量转移区,Stokes 光束的 Gauss 半径逐渐增大。随着泵浦光强的提高,Stokes 更早形成,腰斑与临界点的距离将增大。不仅如此,临界点本身也会变化。显然,随着泵浦能量的提高,形成区边界将向泵浦光输入窗移动。如果聚焦位置在近阈值泵浦时位于形成区,当临界点经过泵浦光束的聚焦位置时,输出 Stokes 光束发散角将经历一个极大值,继续提高泵浦能量,Stokes 光束的发散角会重新变小。

在大多数实验中,二阶过程比反 Stokes 过程增长得更快,这是因为二阶 Stokes 过程有更多的生长途径^[6]。二阶 Stokes 光的来源之一是一阶 Stokes 光的泵浦。假定不存在共振增强,二阶 Stokes 光的增益系数 g_{s_2} 略小于一阶过程的增益系数。在 Ram an 发生器中,尤其在正向泵浦时,一阶 Stokes 光强度不高,被它泵浦的二阶过程增长较慢,阈值较高。不同的理论模式和实验条件给出不等的二阶阈值。大致为7~10倍一阶阈值^[6,7,8]。另一个快得多的来源是四波混

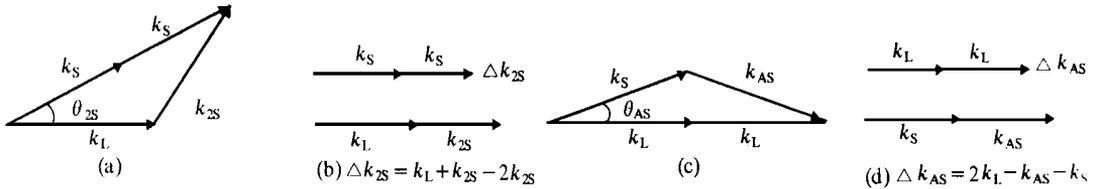


Fig 3 The coherent physical processes as an intense laser passes through a Raman cell

- a The phase-matched FWM of the second-order Stokes light
- b The phase-mismatched coaxial FWM of the second-order Stokes light $\Delta k_{2S} = k_L + k_{2S} - 2k_S$
- c The phase-matched FWM of the first-order anti-Stokes light
- d The phase-mismatched coaxial FWM of the first-order anti-Stokes light $\Delta k_{AS} = 2k_L - k_{AS} - k_S$

图3 单束激光通过 Raman 池的相干物理过程

频(FWM)。二阶 Stokes 的自发放大在各种泵浦激光参数、各种 Raman 介质参数条件下都有可能发生,但四波混频要求介质色散较小,这正是抑制高阶过程采取高压 Raman 气体介质的原因。导致二阶 Stokes 出现的四波混频有两种。一种是相位匹配的四波混频(图3a)。只有在某一个方向上才能发生这种过程,它依赖于波矢的大小并因此依赖于波长和介质的色散性质,这一方向与泵浦光传播方向的夹角为

$$\theta_{2S} = [(n_L + n_{2S} - 2n_S)/n_S]^{1/2} \tag{1}$$

显然当气压增大时,较大的匹配角使二阶 Stokes 难以被放大。此外,如果泵浦光束的发散角也很小,相位匹配条件更加难以满足。此时若气压不那么大,因而色散不太大,将发生共线的四波混频^[9](图3b)。共线四波混频会经历一个相位失配:

$$\Delta k_{2S} = k_L + k_{2S} - 2k_S \tag{2}$$

若在传播过程中相位失配小于 π ,则可认为相位失配的影响还不足以抑制四波混频,由此得到的临界长度为 $L_c = \pi/\Delta k_{2S}$,在此长度内,共线四波混频还能保持充分的相互作用。这种共线四波混频与泵浦光束的发散角无关,一旦 Stokes 光增长起来,在临界长度内,二阶过程将迅速增长。而当泵浦光较强时,这两种四波混频的互相影响,还将促进二阶过程的增长。

反 Stokes 光的出现与二阶 Stokes 光类似,只是此时没有一阶 Stokes 的自发散射放大(图 3c, d)。这一点对于二阶过程与反 Stokes 过程的区别具有决定性的意义。正是因为如此,二阶 Stokes 的形成与增长才比反 Stokes 过程快得多,因为反 Stokes 光子不可能通过自发散射形成。对于反 Stokes 过程而言,有与(1)、(2)类似的关系:

$$\theta_S = [(n_S + n_{AS} - 2n_L)/n_L]^{1/2} \tag{3}$$

$$\Delta k_{AS} = k_S + k_{AS} - 2k_L, \quad L_c = \pi/\Delta k \tag{4}$$

图4、5是(1)~(4)式的计算结果。图4给出了相位匹配四波混频的匹配角随 Raman 介质气压变化的情况,甲烷色散比氢气大,因而相位匹配角略大一些。计算表明,二阶过程的相位匹配角大于反 Stokes 过程的相位匹配角,这表明在合适的条件下,特别当泵浦光束发散角较小时,反 Stokes 过程有可能增长得比二阶过程更快。图5给出了共线相位不匹配四波混频的临界长度。氢气在低压下有很大的临界长度。例如 0.1 MPa H₂, $L_c = 30.3$ cm。因此与甲烷相比,氢气的二阶过程更容易增长起来,而对甲烷而言,反 Stokes 过程临界长度更大,也容易增长起来。

2.2 SRS 阈值

在 Raman 介质内部与衍射损失平衡的强度增益是形成 Stokes 模式的阈值,称为模式阈

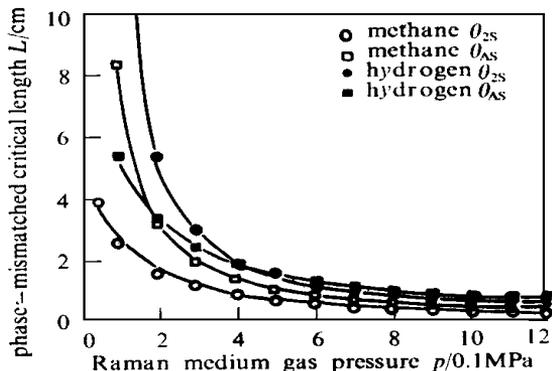


Fig 4 The relationship between the phase-matched angle and the gas pressure

图4 Raman 介质的相干高阶过程中相位匹配角与 Raman 介质气压的关系

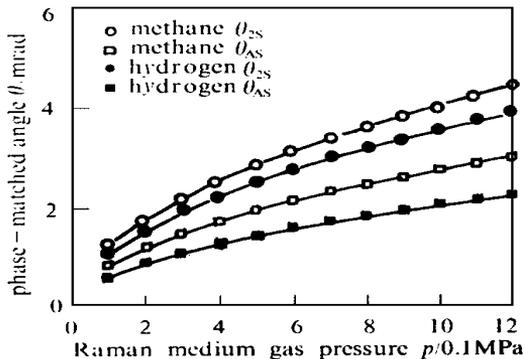


Fig 5 The relationship between the critical length and the gas pressure in coaxial FWM process

图5 Raman 介质的共轴四波混频中临界长度与 Raman 介质气压的关系

值。与此相对, 实验中由探测器最小可探测能量确定的 Stokes 光能即探测阈值。我们主要考虑 Raman 介质的模式阈值, 兼顾探测阈值。

由 Stokes 光的标量波动方程, 利用慢变振幅近似 $E_s(t) = E_s \exp[i(\omega t - k_s z)]$, 考虑泵浦激光光束与增益的空间分布, 在傍轴近似下得到:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_s} \nabla^2 \right) E_s = \frac{g}{2} I_P E_s \tag{5}$$

假定聚焦泵浦光束为 Gauss 分布, 泵浦光束聚焦在 Raman 池内部 z_f 处。则有

$$I_P(r, z) = I_{P0} \exp(-r^2/W_P^2(z)) \quad I_{P0}(1 - 2r^2/W_P^2(z)), \tag{6}$$

$$W_P^2(z) = W_{P0}^2(1 + \zeta), \quad \zeta = (z - z_f)/z_R, \quad z_R = \pi W_{P0}^2/\lambda_P = k_P W_{P0}^2/2$$

方程(5)的解为 Gauss-Laguerre 模, 其最低阶模为: $E_s = A \exp[-i(\varphi + \theta r^2/2)]$ 。对该式所表征的 Gauss 波, 存在一个匹配的 Gauss 模式, 其参数在介质中传播时保持不变。对于非匹配模式, 其参数向匹配模式参数转变, 经过一定距离后变成匹配模式, 其振幅与波前曲率半径为

$$\frac{1}{A(z)} \frac{dA(z)}{dz} = \frac{g I_{P0}}{2(1 + \zeta)} - \frac{1}{R(z)}, \quad \frac{1}{R(z)} = (2k\zeta + \sqrt{\tilde{P}})/W_{P0}(1 + \zeta)k_s \tag{7}$$

其中 \tilde{P} 为无量纲化的泵浦功率, $\tilde{P} = g I_{P0} k_s W_{P0}^2 = (2g \nu n K/c) P$, $K = k_s/k_P$ 。积分可得到

$$\ln A(z) = \frac{\tilde{P} - 2\sqrt{\tilde{P}}}{4K} \arctan \zeta - \frac{1}{2} \ln(1 + \zeta) \tag{8}$$

当 $z_f = L/2$, 亦即聚焦在 Raman 池中中部时

$$\ln \frac{A(L)}{A(0)} = \frac{\tilde{P} - 2\sqrt{\tilde{P}}}{4K} \arctan \frac{L}{2z_R}$$

增益聚焦的模式阈值为 $\tilde{P} = 4$ 。

当 $z_f = L/2$ 时, 由于 Stokes 模式有增益的条件是 $\ln[A(L)/A(0)] > 0$, 由(8)式可得:

$$\tilde{P} - 2\sqrt{\tilde{P}} > 2k \left[\ln \left(1 + \frac{(L - z_f)^2}{z_R^2} \right) - \ln \left(1 + \frac{z_f^2}{z_R^2} \right) \right] / \left(\arctan \frac{z_L}{z_R} + \arctan \frac{z_L}{z_R} \right) \tag{9}$$

当 $z_f < L/2$ 时, (9)式右侧 > 0 , 相应于对泵浦激光功率要求升高。而当 $z_f > L/2$ 时, (9)式右侧 < 0 , 相应于泵浦激光功率要求下降。计算结果表明, 总的说来, 聚焦位置越靠近 Raman 池输出

窗, 模式阈值越低。如图6所示。

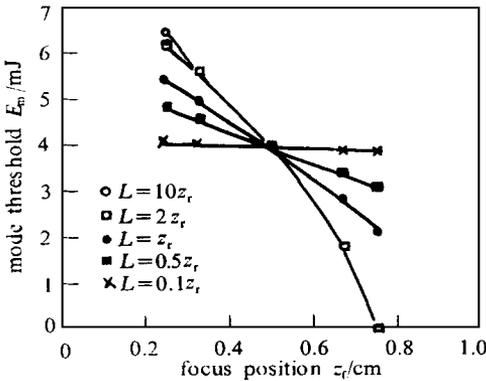


Fig 6 Mode threshold vs focus position

图6 模式阈值随聚焦位置的变化

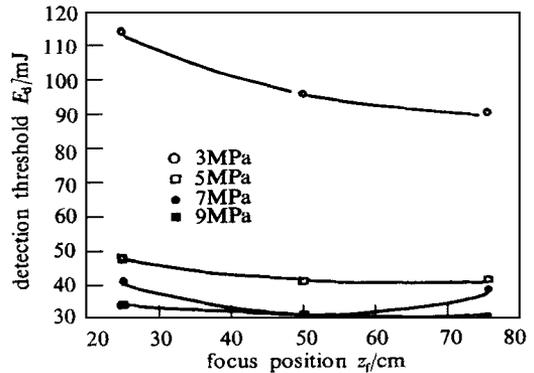


Fig 7 Detection threshold vs focus position for lens L₂

图7 探测阈值随聚焦位置的变化(L₂透镜)

当激光聚焦在 Raman 池中中部时, 共焦参数不影响模式阈值。而当聚焦不在中部时, 则共焦参数越大, 它对模式阈值的影响越小。光束聚焦越靠近输入窗, 共焦参数越大, 模式阈值越小; 而聚焦位置靠近输出窗时, 情况恰好相反。

对于确定的探测器的最小可探测功率而言, SRS 的探测阈值将增大。实验结果如表1和图7所示, 它与模式阈值的计算结果是基本一致的。出现差异的原因可能在于, 当探测阈值大大高于模式阈值时, 有可能在 Raman 池中中部激发起二阶过程的反 Stokes 过程, 从而使得以上的简单理论不再有效。

表1 1m Raman 池1 MPa H₂的探测阈值的实验结果

Table 1 Threshold energy of 1 MPa H₂ in a 1m Raman cell(experimental values)

lens	L ₁ (f = 399mm)	L ₂ (f = 1045mm)	L ₃ (f = 1805mm)
25cm	77.3mJ	36.2mJ	41.7mJ
50cm	/	33.0mJ	37.1mJ
75cm	/	31.0mJ	44.8mJ

3.3 SRS 效率

当泵浦光强超过阈值后, Stokes 模式在形成区已经形成。穿过临界点之后, Stokes 光束不再按照增益聚焦的方式增长。这时一个有用的近似是假定增益的横向分布为均匀的, 而 Stokes 光束受均匀增益增长。理论与实验研究均证实, 特别是二阶过程, 非线性相干过程强烈抑制了单级 Raman 发生器的形成效率, 使得要达到高的转换效率和获得好的光束品质成为一对矛盾^[10]。

当 Stokes 强度较小时, 只需要考虑一阶过程。在能量转换区的开始可以完全按照单色平面波的相干放大考虑一阶过程。此时方程为:

$$\frac{dI_P}{dz} = -\frac{\omega}{\omega_s} g_{1S} I_P I_{1S}, \quad \frac{dI_{1S}}{dz} = g_{1S} I_P I_{1S} \quad (10)$$

初始条件 $I_{1S}(z = z_c) = 0, I_P(z = z_c) = I_P(0) = I_0$, 给定边界条件后可以得出解析解:

$$\eta_s = \exp[g_{1S} I_0(z - z_c)] / \{1 + (\omega/\omega_s) \exp[g_{1S} I_0(z - z_c)]\} \quad (11)$$

由上式, 只要转换区的长度足够, 可以获得接近于1的量子效率。这表明临界点越靠近

Raman 池输入窗越好。在一般情况下,这意味着聚焦位置靠近输入窗对于提高转换效率是有利的。然而,这一过程并不能有效地进行下去。一旦 Stokes 成长起来,就必须考虑二阶过程。首先是二阶 Stokes 光的自发放大。在单色平面波理论中,其方程与(10)式类似。

$$\frac{dI_P}{dz} = -\frac{\omega_s}{\omega_s} g_{1S} I_P I_{1S}, \quad \frac{dI_{1S}}{dz} = g_{1S} I_P I_{1S} - \frac{\omega_s}{\omega_s} g_{2S} I_{2S} I_{1S}, \quad \frac{dI_{2S}}{dz} = g_{2S} I_{2S} I_{1S} \quad (12)$$

这一方程组没有简单的解析解。其数值结果与实验事实不符。这表明,当二阶 Stokes 光被自发放大时,同时发生了其他过程,表明已经不能够再象讨论一阶过程那样简单地考虑二阶过程了。四波混频比(12)式代表的过程快得多。早期产生的一阶 Stokes 光,会因为共线相位不匹配的四波混频而在共同传播中向 AS 与 $2S$ 馈能,当 Δk 很小时,这种相干相互作用长度会很长。实验表明,当气压降低时,虽然一阶过程阈值升高,二阶过程阈值也升高,但是发生二阶过程时一阶 Stokes 光能量相比于高压时低得多,说明气压越低,高阶过程越容易被激发出来,高阶过程具有较高的转换效率,这正是源于气压降低时增大的相干相互作用长度(图5)。

图8给出了固定 Raman 介质气压时一阶 Stokes 光转换率的实验结果。从图上可以看出,

泵浦光聚焦位置靠近输入窗一侧时效率较低,这显然与(11)式的结论相反,并不是转换区的长度越长转换效率越高。聚焦在中部与输出窗一侧时转换效率相近。在低能量区(接近阈值)聚焦在中部效率更高一些,而在高能量区,当四波混频等过程发展起来之后,聚焦靠近输出窗的转换效率开始接近并超过前者。这一结果与理论分析是一致的。

我们还对不同介质气压下的转换效率进行了实验,结果如图9所示。它表明聚焦位置的影响,在不同的物理条件下是不同的。当聚焦位置靠近 Raman 池输入端,无论在较高的泵浦能量和较低的泵浦能量,Raman 介质的气压越高,一阶 Stokes 光的转换效率就越高,这显然是因为对四波混频和二阶过程抑制的结果;进一步提高泵浦光能时,增益饱和开始起作用,高压 Raman 介质的转换效率很快降低并接近于低气压的水平。而当聚焦位置位于 Raman 池中中部时,在低泵浦能量一侧不同的气压具有相近的转换效率,在泵浦能量较高时,同样由于四波混频的抑制作用,也由于低气压较低的增益系数和饱和光强,高压的转换效率很快超过了低气压。最后,聚焦位置靠近 Raman 池输出端时,共线四波混频很难充分发挥作用,这使得高压的转换效率难以占据优势,泵浦能量较低时,转换率的实验值和拟合曲线出现了多次的交叉重叠,直到很高的泵浦光能之后,高压的转换效率才超过了低气压。对于实验结果(图9)的以上分析表明,判断聚焦位置对转换效率的影响,需要针对具体的物理条件;聚焦位置对于转换效率的影响,在不同介质气压下是不同的。迄今为止的理论分析,很难在真正定量的水平上较好地符合实验结果。简单化的理论公式(10)~(12),不能反映在 Raman 发生器中发生的复杂

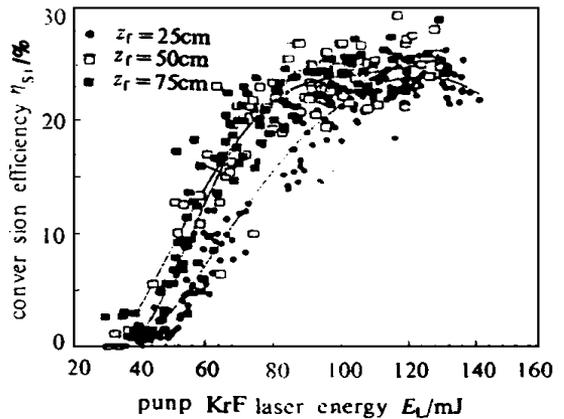


Fig 8 Conversion Efficiency versus pump laser energy for different focus position (1m Raman cell, 0.9MPa, focusing lens L_2)

图8 不同聚焦位置的转换效率曲线 (1m Raman 池, 0.9MPa, L_2 透镜聚焦)

的物理过程,当然也就难以给出令人满意的结果。

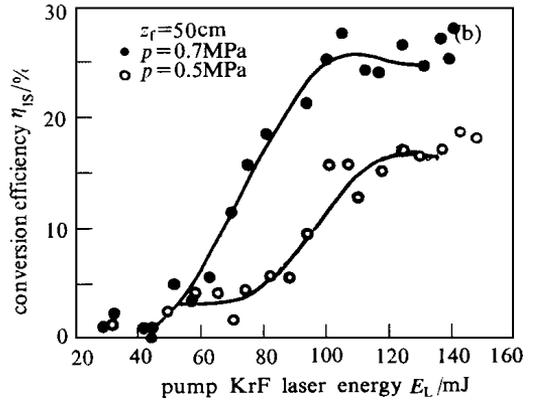
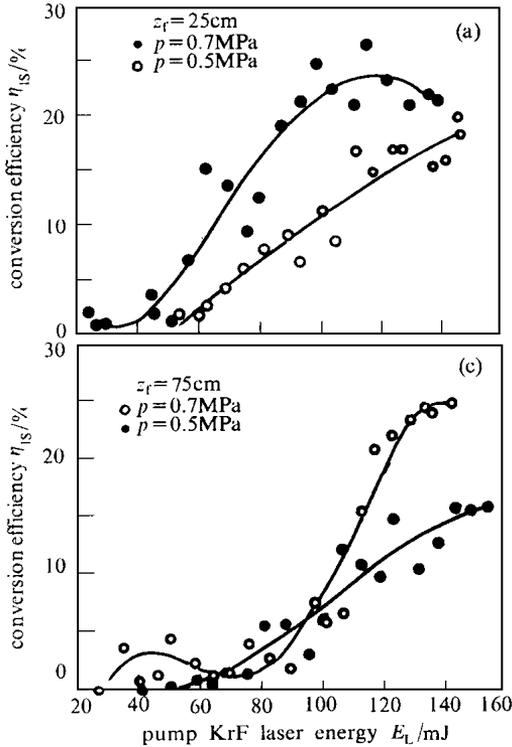


Fig 9 The influence of focus position on the conversion efficiency at various gas pressure Ram an medium (1m Ram an cell, focusing lens L_2)
 图9 聚焦位置在不同介质气压时对转换效率的影响

3 结 论

聚焦泵浦光束通过 Ram an 介质,在 Ram an 池中发生的现象是十分复杂的。虽然有一些基本的指导线索和定性定量关系,但它们都有着十分苛刻的适用条件,都是在一定的泵浦参数、几何位形和 Ram an 介质参数的情况下才有意义。甚至聚焦的焦斑位置,对于阈值、转换效率乃至激光光束品质都有重要影响,需要针对实验中的物理条件进行具体的分析。

当 SRS 发生于近阈值时,Stokes 光束空间分布为 Gauss 型的,发散角很小,泵浦光中较宽的两翼结构由于强度较低而无法激发起 Stokes 光,这就有效清除了泵浦光的高阶结构。而当泵浦光强度提高时,首先按照泵浦光的强度分布中较大的部分发展出 Stokes 激光,然后再在周围出现高阶模式结构。显然,Ram an 发生器中,提高转换效率与改善 Stokes 光束品质是一个矛盾;依靠单程单束聚焦泵浦激光光束,不可能在单级的 Ram an 发生器中获得高的转换效率和好的光束品质,这正是 Ram an 系统目前采用 MOPA 结构与多级放大的重要理由。

参考文献

- 1 Apanasevich P A, et al *Laser Phys*, 1996, **6**: 1198
- 2 Raymer M G, et al *Phys Rev*, 1985, **32**: 332
- 3 Van J C. den Heuvel, et al *IEEE J Quan Elec*, 1994, **30**: 2211
- 4 Perry B N, et al *Opt Lett*, 1985, **10**: 146
- 5 Shaw M J, et al *J. O. S. A. B.*, 1986, **3**: 1466
- 6 Partanen J P, et al *J. O. S. A. B.*, 1986, **3**: 1347
- 7 Carlsten J L, et al *J. O. S. A. B.*, 1986, **3**: 1476
- 8 Druhl K J, et al *Opt Lett*, 1986, **11**: 446



9 Wenzel R G, et al *J. O. S. A. B.*, 1986, 3: 1483

10 Telle J M, et al *J. O. S. A. B.*, 1986, 3: 1489

THE INFLUENCE OF THE FOCUS POSITION OF BROADBAND PUMP LASER ON SRS INITIATION PROCESS

Xia Jiangfan Wang Naiyan

China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275-7, Beijing 102413, P. R. China

ABSTRACT This article deals with the physical process when a high intensity broadband KrF Laser beam passes through gaseous Raman medium. We discuss the parameter dependence of the threshold power and conversion efficiency of SRS. Based on the analysis of SRS initiation and calculation of Stokes laser modes formation, as well as the spatial propagation and amplification, we focus on influence of focus position on physical process, especially the Stokes output characteristic. By comparison between experimental results and theoretical expectation, we clarify some ambiguous viewpoints widely existing in the literature of SRS.

KEY WORDS broadband pump, spontaneous scattering, four-wave mixing, SRS initiation, gain focusing, mode threshold