

短 文 选 译

用普通紅宝石光激射器激励的喇曼激光的特性

宅间 宏 D. A. 靳宁兹

引 言

武德巴里(Woodbury)等发现,当用一束Q-开关(巨脉冲)光激射器产生的强辐射去激励光学谐振腔中的喇曼工作物质时,就会在一个或几个喇曼移动频率上产生光辐射。

最近他们又发现,甚至用普通(非巨脉冲)的激光都能在苯的 ν_2 (992厘米⁻¹)斯托克斯綫上感应受激喇曼散射。我们也独立地发现了,用普通紅宝石激光不仅能在苯的 ν_2 斯托克斯綫上,而且也能在 $2\nu_2, 3\nu_2, 4\nu_2$ 以及 ν_1 (3064厘米⁻¹)斯托克斯綫上建立起受激喇曼辐射。

从某种意义上说,这是受激喇曼散射的效率增大几百倍的一个改进,人们对这类喇曼激光的詳細特性的研究愈来愈有兴趣了。

我们用一束普通紅宝石激光激励的喇曼光激射器的实验研究和分析结果将在本文的下面几部分中加以描述。

实验方法和结果

下述实验使用了一根直径6毫米、长75毫米的紅宝石棒,(虽然用别的紅宝石棒我们也观察到了受喇曼效应)。

紅宝石棒的两端都抛光到 $1/10$ 波长的平整度,平行度达2弧秒,一端涂以介质增透膜,另一端涂以反射率为99.6%的多层介质膜。三价铬离子浓度为0.04%,棒轴垂直于紅宝石晶体的光轴。

一块反射率95%的平面镜与紅宝石棒具有高反射率的一端构成了紅宝石和喇曼光激射器两者共用的光学谐振腔。一个有效长度95毫米的喇曼盒放在光学谐振腔中,盒的两窗口是涂增透膜的光学平面。

下面实验中用苯作喇曼工作液体。

输出光束的光谱用光栅分光计检测。在几个输入能量值情况下,输出光束的典型光谱如图1所示。取下狭缝和平行光管透镜之后,用同样的光栅分光计观察了输出辐射谱,结果如图2所示。因为光激射器的输出光束是高度平行的,上述方法能用于测量每个斯托克斯成分输出光束的角散度。用这种方法测出的 $\nu_2, 2\nu_2$ 和 $3\nu_2$ 斯托克斯綫的角散度分别为 2.5×10^{-3} 弧度, 2.5×10^{-3} 弧度和 4×10^{-3} 弧度。

已经测出,苯的 $\nu_2, 2\nu_2, 3\nu_2$ 和 ν_1 斯托克斯綫建立受激喇曼辐射的阈值输入电能分别为

1.3 E_{th} , 2.3 E_{th} , 2.5 E_{th} 和 2.5 E_{th} , 其中 E_{th} 是建立紅寶石激光振盪的閾值輸入能量。當光學系統的定向排列非常仔細地調好, 且輸入能量高於 2.7 E_{th} 時, $4\nu_2$ 斯托克斯綫也能建立起來。

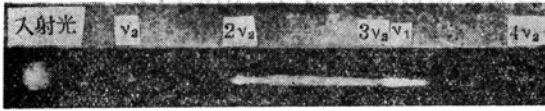


图 1 喇曼激光在不同輸入能量下的輸出譜。(a) 1.3 E_{th} ; (b) 2.3 E_{th} ; (c) 2.5 E_{th} 。

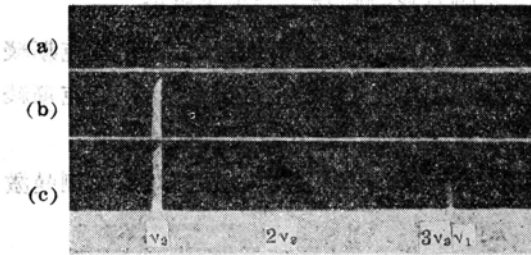


图 2 喇曼激光輸出譜。去掉光柵分光計的狹縫和平行光管, 相機聚焦在無限遠處。

加上一塊只透過斯托克斯綫而不透過紅寶石激光輸出的紅外透過濾光片後, 拍攝了喇曼激光輸出的近場花樣。激勵的輸入能量稍高於閾值和遠超過閾值的兩個喇曼激光近場花樣如圖 3 所示。圖 3 表明喇曼激光振盪由幾條“細絲”組成, 其中每條都是一個獨立的光學諧振腔。當輸入電能接近閾值時, 細絲的平均截面大約是 2×10^{-3} 平方厘米。

建立受激喇曼輻射所需的紅寶石入射激光輻射的閾值激勵功率已根據喇曼和紅寶石激光尖峯的雙束示波器顯示進行了測量。紅寶石和喇曼激光尖峯的典型波形如圖 4 所示。已經用具有 S1 陰極的高電流雙面光電管和一塊紅外透過濾光片檢測和隔離斯托克斯成分。並用具有 S20 陰極的同類型光電管檢測紅寶石激光尖峯。

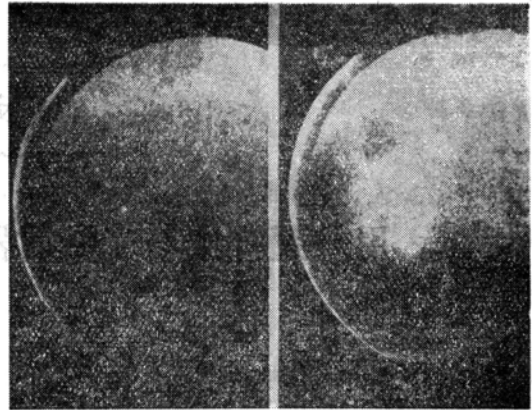


图 3 喇曼激光的近場花樣。(a) 輸入能量為 1.3 E_{th} ; (b) 輸入能量為 2.5 E_{th} 。

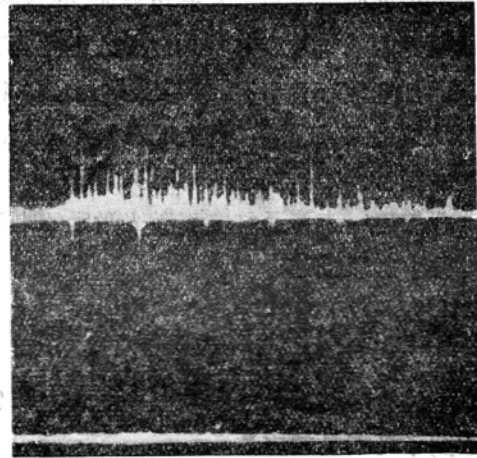


图 4 示波器上顯示出的紅寶石激光(上面圖形)和喇曼激光(下面圖形)輸出。從左到右, 掃描速度為 200 微秒/格。

仔細觀測圖 5 所示的取樣尖峯後, 推斷出建立 ν_2 斯托克斯綫所需的閾值, 紅寶石激光功率在光譜振盪中是 9.5 千瓦。在反射率為 95% 的鏡外測得的紅寶石和喇曼激光峯值輸出功率分別是數千瓦和數百瓦的數量級。

已經使用雙面光電管和行波示波器觀察過喇曼激光尖峯的詳細波形。喇曼激光尖峯波形的例子如圖 6 所示。喇曼激光尖峯的上升和衰變時間常數的測定值分別為 1 毫微秒和 6 毫微秒。

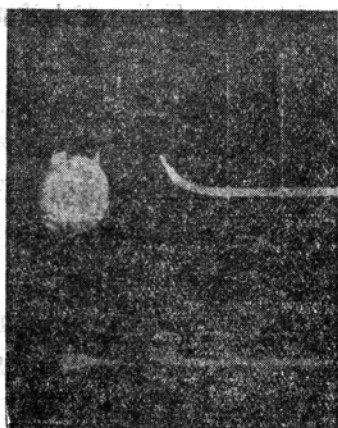


图5 作激励用的红宝石激光尖峰(上图)和受激喇曼激光尖峰(下图)的典型波形。从左到右,扫描速度为100毫微秒/格。

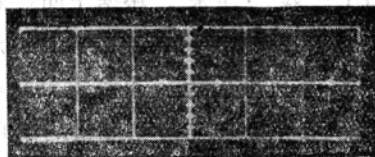


图6 一个输出喇曼激光尖峰的精細波形。从左到右,扫描速度为10毫微秒/格。

在喇曼激光輸出波形中觀察到的波動一般認為是不同縱波型輸出之間產生的拍。波動的基頻大約是每秒400兆周,這與兩個縱模最鄰近的諧振頻率之間間隔的計算值一致。圖6中也觀察到了每秒400兆周的二次、三次和四次諧波成分。

實驗結果的分析

受激喇曼散射的几率表为。

$$P = n_m V \eta k n_1 (n_2 + 1) \quad (1)$$

其中 n_m 为每单位体积中的喇曼作用分子数; V 是光学諧振腔的体积; η 是喇曼工作物质的填充因子; k 为一常数,决定于喇曼散射分子的初态和終态的“複合”矩陣元,也决定于入射光波长; n_1 是红宝石激光的光子密度; n_2 是红宝石激光光子感应的喇曼激光模的光子密度。

假定对于所有激励的红宝石激光波型, k 取同样的值; 则当激励喇曼激光的振盪光子不止一个波型时, (1)中的 n_1 应以 $\sum n_{1i} = N_1$ 代替。

光学諧振腔中单位時間內的光子損耗可表为 W_2 (W/Q_2), 其中 Q_2 是光学諧振腔对所考虑的喇曼成分的品质因数, W 是諧振腔中儲存的輻射能量。因此, 当 $n_2 \gg 1$ 时, 喇曼激光的速率方程为:

$$\frac{dn_2}{dt} = n_m \eta k N_1 n_2 - \frac{W_2 n_2}{Q_2} \quad (2)$$

由(2)得到建立喇曼激光振盪所需 N_1 的閾值为

$$N_{1th} = \frac{W_2}{n_m \eta k Q_2} \quad (3)$$

根据前节描述的實驗結果已定出 N_{1th} 为 5.8×10^{13} 。 n_m 和 W_2 的值已知, 根据光学諧振腔和喇曼盒的长度估計 η 的值为 0.43, 因此, 只要 Q_2 已知, k 值就能确定。

当 N_1 比 N_{1th} 小很多时, (2)式右端第一项便比第二项小很多。因此, 在上述情况下, 喇曼激光尖峰后沿的衰变时间常数 τ 与 Q_2 关系是 $Q_2 = W_2 \tau$ 。

取 $\tau = 6$ 毫微秒, $W_2 = 2.5 \times 10^{15}$ 秒⁻¹, 算出 Q_2 为 1.5×10^7 , 对苯的 ν_2 斯托克斯线, $k = 1.0 \times 10^{-28}$ 秒⁻¹·厘米⁶。根据上面得到的 k 值, 能算出非相干喇曼散射的截面。因为当入射辐射的密度很小时, 斯托克斯成分的线宽是 4 厘米⁻¹, 单位体积中散射辐射的波型数是 1.05×10^{10} 。考虑到散射的 ν_2 斯托克斯线与入射辐射的极化相同, 故得总截面 $\sigma = 0.46 \times 10^{-28}$ 厘米²。苯的这个 σ 值与直接测量的值 0.523×10^{-28} 厘米² 很好地符合。

但是, 产生受激的 $2\nu_2, 3\nu_2$ 或 $4\nu_2$ 斯托克斯线的效率极高, 这一事实尚不能从上述理论得到解释。假定 $N\nu_2$ 斯托克斯线仅被 $(N-1)\nu_2$ 斯托克斯线激励, 并且每级的转换效率是 10%, 则欲激励出 $3\nu_2$ 斯托克斯喇曼激光所需的红宝石激光的峰值输出功率应该大于 50 千瓦。但已测得的峰值输出功率仅 5 千瓦的数量级。

图 2 中喇曼激光输出谱的强度分布表明, $2\nu_2$ 和 $3\nu_2$ 斯托克斯线的强度有时几乎与 ν_2 斯托克斯线相同。这也说明受激的高次斯托克斯线的转换效率非常高。

产生高次斯托克斯线时的高效率表明, 很多复合机构对产生高次斯托克斯辐射都有贡献。例如, $2\nu_2$ 斯托克斯线的建立不仅是由于 ν_2 斯托克斯线的喇曼散射, 而且也由于红宝石激光和 ν_2 斯托克斯线共振所引起的 ν_2 斯托克斯线的调制, 从而产生 $2\nu_2$ 。

若简单地假定受激斯托克斯辐射的产生是一个级联过程, 则产生高次斯托克斯线时的高效率也能用饱和效应来解释。当把喇曼盒插入谐振腔时, 红宝石激光的峰值输出减小很多。这是由于产生斯托克斯成分时引起的饱和效应。在产生更高次斯托克斯辐射的过程中, 上述效应也同样会产生。

(1) 在上述条件下, 红宝石激光的速率方程为

$$\frac{dn_1}{dt} = bn_p(n_1 + 1) - n_m \gamma k n_1(n_2 + 1) - \frac{W_1 n_1}{Q_1} \quad (4)$$

其中 n_p 是光激励器能级之间的粒子数差值; b 是一个常数, 它给出光激励器能级之间的跃迁几率。在稳态情况下, 假定 $n_1, n_2 \ll 1$, 则有

$$n_2 = \frac{n_p b}{n_m \gamma k} \left(1 - \frac{n_{p1h}}{n_p}\right) \quad (5)$$

其中 $n_{p1h} = W_1/bQ_1$ 是出现红宝石激光的 n_p 阈值。通常 $n_p b \gg n_m \gamma k$, 当受激喇曼效应被激光激励时, 由于 $n_p \ll n_{p1h}$, n_2 可能变得非常大。

另一方面, 一次斯托克斯辐射的速率方程为

$$\frac{dn_2}{dt} = n_m \gamma k n_1(n_2 + 1) - n_m \gamma k n_2(n_3 + 1) - \frac{W_2 n_2}{Q_2} \quad (6)$$

其中 n_3 是单位体积中的二次斯托克斯光子数。在稳定情况下, 假定 $n_2, n_3 \gg 1$, 则有

$$n_3 = n_2 \left(1 - \frac{n_{1th}}{n_1}\right) \quad (7)$$

此方程表明, 二次斯托克斯线的强度可能与红宝石激光谱线相同。乍一看来, 这似乎与观察到的结果不一致。但如上所述, 已测出的喇曼激光峰值输出(谐振腔中)的大小与激励受激喇

曼效应的閾值激光功率同数量級(几百瓦特)。这表明前面的討論定性上是正确的,当光激光器受到极强的抽运时,或許大部分紅宝石激光輸出在受激励曼效应中未起作用。这可能是由于发生紅宝石或喇曼激光振盪的光学細絲的截面不同。因此能够說明,受激励曼效应的效率比它所表現出来的还要高很多。

由此可见,在很高的激励功率下,如果入射激光束、一次和高次受激斯托克斯綫的截面积可以比較的話,它們的輸出应当有大約相同的数量級。

进一步改进的可能性

考虑用現有的研究結果来改进效率的可能性,使之超过上面得到的水平是很有兴趣的。

从(3)式看出,增大 η 和 Q_2 将会增进受激励曼效应的效率。但是不可能只增大 η 而不影响紅宝石激光振盪。激励喇曼效应的紅宝石光激光器滿足下列速率方程

$$\frac{dn_1}{dt} = n_a B n_1 - n_a \eta k n_1 n_2 - \frac{W_1 N_1}{Q_1} \quad (8)$$

並且

$$\frac{dn_a}{dt} = N a n_a B (n_1 + 1) \quad (9)$$

其中 n_a 是单位体积中有效受激态的离子数; B 是受激发射系数; $N a$ 是 n_a 由于抽运引起的增量; Q_1 是紅宝石光激光器光学諧振腔的品质因数。

(4)式表明,右边第2項的值愈大时,光学諧振腔的有效品质因数愈低;因此 η 的增大使紅宝石激光輸出減少。

因而,存在一个对应于最大效率的最佳 η 值。另一方面; Q_2 能尽可能增大。在用紅宝石激光激励喇曼激光的情况下。由于紅宝石晶体的光学非均匀性,我們不能指望有极高的 Q 值。如果用一个气体光激光器,便有理由假定 $Q_2 = 10^{10}$, $\eta = 0.2$,从而 $N_{1th} = 2 \cdot 10^{11}$ 光子/厘米³。假定光束的平均截面是0.1厘米²,这就相当于大約150瓦的激励功率。也許有可能作成一个連續氩气光激光器,其光学諧振腔內的輻射功率超过150瓦。前面的討論表明。在一个高增益氩气光激光器的諧振腔中插入一个光学均匀的喇曼盒之后,有可能激励受激励曼激光。換句話說,比之本文報告的系統,受激励曼激光的效率能增进30倍以上。

譯自 Proc. IEEE, Vol. 53, № 2 (Feb. 1965) 146—149

向立人譯,顏紹知校

光激发下砷化镓的受激发射

H. Г. 巴索夫等

在文献(1-4)中,提出了在半导体中已經获得負温度状态,並且进行了理論研究。在文献(5)中,观察並实验研究了紅宝石光激光器光激发下, GaAs 晶体的复合发光。本文敘述了的 Q