

# 填充激光光谱的空白

F. M. Johnson

非线性介质可使高功率光束产生许多新的频率。这些频率可为医学、化学、物理与通讯开辟新的应用。

在不断寻找使激光器工作的途径时，所遇到的主要障碍是很难从同一激光器获得好几种频率的强光束。解决此问题最有希望的方法之一是插入一块电介质材料，使其在强光场中产生非线性效应。

仔细选好材料和原始光束的强度后，可以在从近紫外到远红外的任何光谱部分产生新的强光束。也可能控制脉冲宽度和重复率，并能从外部调制光束。

所得的非线性效应可能在许多领域中都有价值：

- 在生物学中，供给特定频率的高功率光束，以引起转变和其他发生学上的变化<sup>[1]</sup>。
- 在医学上，激光辐射疗法可能是抵抗某些疾病的一种有力武器<sup>[2,3]</sup>。
- 在化学中，相应于那些分子激发态的波长处，强辐射可导致新的反应，并可能产生新的化合物。
- 在水下通讯中，由钕激光器的倍频产生的高强度相干绿光是最容易透过水的颜色，也是眼睛和其他探测器最为敏感的颜色。
- 在工程中，非线性光学应用于参量放大器、振荡器和红外探测器中。
- 在大气研究中，具有喇曼频移的高功率光束最宜于从烟雾产生有差别的光吸收和反向散射<sup>[4]</sup>。这种技术可能从远处测定空气的密度、压力、温度、风速以及氧、二氧化碳和水的密度。

当强激光通过物质时，与光相关联的电场使物质的折射率发生变化。这些非线性的复杂变化又能产生高强度的新频率。

如果折射率的变化被描述为感应电偶极子，并表为电场(E)的幂级数，则相继各项，特别是级数的平方项可与线性项的值相比拟。这类似于无线电技术，在这种技术中，平方律( $E^2$ )用来获得调制、解调和混频。

在存在强光场时表现出非线性特性的物质几乎可能提供功率高到兆瓦级的任何光频。一种非线性介质偏铈酸锂已在红外区作过连续的调节<sup>[5]</sup>。经Q调制后能供给几兆瓦功率的红宝石和掺钕玻璃激光器，常常分别供给6,943埃(红)和10,600埃(红外)的主要波长。

利用一种适当的介质，可使两束光混合；可以获得和频和差频<sup>[6]</sup>，并且频率可增至二倍、三倍或四倍<sup>[7]</sup>。用非线性介质和喇曼激活材料(它使波长移向红外或紫外)，频率组合的数目还可能进一步增加。

## 受 控 散 射

两种重要的非线性效应是喇曼效应和布里渊效应。在已提到的应用中，已研究过喇曼频率移动。

25 年以前，科学家们就已观察到喇曼谱线——强非相干光在电介质材料中产生的新频率。在适当的条件下采用激光器，相干光能产生一组新的相干频率，每一频率都移动成电介质材料基频的整数倍。

当输入功率超过一定的阈值时，产生相干喇曼频率。阈值随材料的性质而变化。然而，用透镜聚焦激光以集中于电场而引起的电介质击穿可能引起损害。如果电场的强度太高，就可能引起喇曼激活材料、透镜、甚至激光棒变质。某些能够产生喇曼频率的材料，也能适应较高的功率，足以产生布里渊效应，这种散射产生与光波互相作用的强超声能量。

当激光器装上 Q-开关<sup>[8]</sup>时，便能获得产生喇曼频移的高功率。新频率主要在与原始光束相同的方向上发射。许多有机液体（苯、硝基苯、氯基苯、四氯化碳和二硫化碳）和某些气体及固体能够发射相干喇曼频率。另一方面，布里渊效应在光束中产生最大的频移。这种频率向后传播，即向着原始光束的光源的方向传播。

两种机理引起高强度激光与声子相互作用。在布里渊效应中，这种相互作用导致净的能量转移；在喇曼效应中，声子之间没有能量转移。

对于喇曼效应，声子存在于非线性介质的晶格中；它们由偶极子组成。当分子振动时，偶极子的电荷分散和聚合。虽然偶极子内的电荷有所取代，但相邻的偶极子之间并没有净的能量转移。

对于布里渊效应，当声学声子以类似于波的方式运动时，邻接的分子之间有能量传输。

在两种效应都能获得的介质中，首先出现的是在较低阈值下发生的那一种——在非线性材料中一般是喇曼效应。然而，对于某些材料，特别是水和石英，布里渊阈值却较低。

在电光系统公司，喇曼与其他非线性现象的组合已用图 1 示出的实验装置观察到。用磷酸二氢钾 (KDP) 作电介质时，已得到 Q-开关掺钕激光器 1.06 微米辐射的倍频，并且，在 5,289 埃的新波长处，还产生了 10 兆瓦的脉冲功率(图 2)。然后，二次谐波又在各种有机液体中产生许多新的相干喇曼频率。当氦与甲烷在高压下混合时，观察到复合谱线；近红外区的相干辐射以参量上变频器探测。表 I 列出这些频率中的一部分。

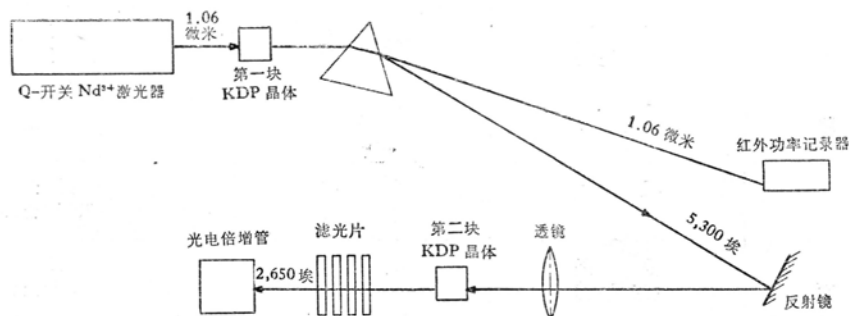


图 1 为了产生四次谐波，未聚焦的 Q 开关激光器输出通过左边的磷酸二氢钾(KDP)晶体，将 1.06 微米的辐射转换为 5,300 埃。棱镜将这两个频率分开；5,300 埃谱线被反射并聚焦到第二个 KDP 晶体上。这个晶体将 5,300 埃的辐射改变为 2,650 埃，或其原始频率的 4 倍。



图 2 Q 开关钽激光器与非线性晶体一起用于倍频。用 KDP 晶体加倍 1.06 微米输出的频率,产生 10 兆瓦的绿色激光。

表 I 新的喇曼频率的强度<sup>[6]</sup>

化 合 物	用红宝石激光器 (6,943埃)	用掺钽激光器的二次谐波 (5,289埃)	以掺钽激光器的 5,289 埃二次谐波激发的喇曼频移 $\Delta\nu$ (厘米 <sup>-1</sup> )
环 己 烷	中 等	很 强	2,843±10 2,920±10
甲 基 环 己 烷	中 等	很 强	2,855±10 2,935±10
正 己 烷	( 无 )	很 强	2,850±10 2,920±10
硫 化 碳	很 强	很 强	655±20
乙 睛	很 强 (未见到)	很 强 很 弱	2,945±10 2,242±10
丙 烯 睛	强	强	2,214±10
苯	很 强 弱	中 等 中 等	995±10 3,060±10
吡 啶	很 强 (未见到)	很 弱 弱	995±10 3,060±10
特丁基溴化物	中 等	弱	2,920±20
环 戊 烯	( 无 )	弱	2,850±20 2,920±20

由布里渊效应产生的强超声波，脉冲功率<sup>[9]</sup>高达一千瓦，频率为30~60千兆赫，在材料探测中有其价值。这些功率密度等于或接近于非线性材料所能承受的限度；在较高功率密度下，材料不是严重变质，就是完全分解。例如石英中的受激布里渊散射需要每平方厘米 $10^6$ 兆瓦的功率，但这个密度在激光束的焦点上使晶体产生缺陷。更高的功率密度也许会破坏石英晶体。

喇曼频移在生物学、医学、化学、通信和物理学中的应用已有叙述。水下通信可以预见将应用布里渊效应，这是因为声波易于在水中传输。在医学中，超声波可以用与测绘海底地图的同样方法帮助探测肿瘤；低频已用来探测肿瘤。

在医学实验中，红宝石和钕激光器是最普通的。仅在最近，研究工作者们才开始认识到，高强度光的其他频率是有用的。甚至红宝石激光器已被用来作为布里渊移动光<sup>[10]</sup>的放大器。

激光器的绿光已用来破坏有12天生命的小鸡的视网膜的染色细胞组织。低至每平方米1兆瓦的辐射足以破坏细胞；网膜对于光谱的绿色部分最敏感这一事实能解释这个结果。在5,300埃辐射的照射下，还观察到有5天生命的小鸡的心肌细胞有节奏的肌肉收缩变慢。目前正在研究紫外区域强的2,650埃谱线对组织培养的影响。

帕萨迪纳医学研究基金委员会的朗兹(D. E. Rounds)和作者进行了这些实验。

## 数 学 模 型

麦克斯韦的电磁辐射方程可以描述激光束与非线性介质的互相作用。将非线性作为非均匀电流引入方程。这个模型可对色散、共振和对称等非线性质进行数学描述<sup>[11]</sup>。

激光的高强度场对介电材料的主要影响是一个感生的电偶极矩；即在正电荷和负电荷之间发生移动。当光束通过媒质时，感生电偶极子以与激励电场相同的频率或谐振振荡（假定媒质无损失并且是无磁性的）。振荡的频率取决于外加场的方向和介电媒质的晶体对称性。倍频和混频仅在如KDP和铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)之类的非对称晶体中才能观察到。

由于存在感生偶极矩，因而发生二次谐波和三次谐波以及直流极化和混频。为了发生二次谐波，外加电场必须在KDP晶体的XY平面上，且电场在X和Y方向上的分量相等。弗兰肯(P. A. Franken)和沃德(J. F. Ward)已演示了二次谐波的发生，但功率是低的<sup>[12,13]</sup>。后来，考虑了称为相干长度的因素之后，获得了较高的功率和效率<sup>[14]</sup>。相干长度效应的发生是由于大多数媒质多少有些色散作用，它们的折射率作为它们波长的函数而变化。这样，二次谐波以不同于其原始激励场的速度传播；相干长度是二次谐波与激励场的位相差为180°时的距离。超过这个长度时，相消的干涉出现，因而应用大晶体时没有得到另外的好处。

然而，在双折射晶体中，如果选定入射光的方向，使具有入射频率的寻常光线的折射率等于具有二次谐波的非常光线的折射率，则两种光线以相同的速度传播。围绕晶体光轴的两条射线各点的轨迹是锥形的。然而，因为输入电场是在一个特定的方向，故射线的路程缩减到一个特殊的方向。用这种技术已获得高至20%的转换效率。在电光系统中，用10,600埃50兆瓦的输入功率已获得5,300埃10兆瓦的输出。

## 参量放大器

对各种频率的光进行参量放大需要三个基本要素：泵浦激励场、信号波和空闲波。但并不需从外面供给所有三个要素，因为如果信号波和泵浦波都存在，就能自动地产生空闲波。而且，如果信号频率取得增益，则空闲频率也将取得增益。两个条件必须满足：光子能量和动量要守恒。

图 3 示出产生单频的喇曼盒。在图 4 中，信号是由外部的 气体激光器引入的。在这两种情况下，对信号和自动产生的空闲频率作了观察。用 KDP 晶体倍加 Q 开关激光器输出的频率后得到泵浦频率。这两种参量放大的途径正在电光系统公司进行研究。

最近，飞歌公司的王 (C. C. Wang) 和拉西特 (C. W. Racette) 已制出一种光学参量放大器 [15]。

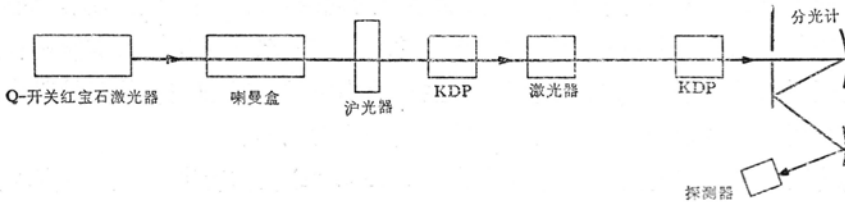


图 3 用来产生倍频的**非线性元件**排列在实验装置上。某些元件可以互换，使特定频率有较高功率；例如，喇曼盒可放在 KDP 晶体之后，而不放在它之前。在那种情况下，应用倍频当泵浦，一组新的频率可能产生喇曼移动。

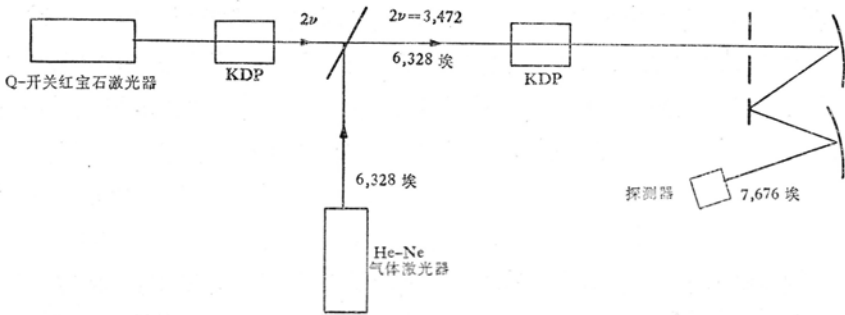


图 4 为进行参量的上、下变频，可使用一台外部相干的光源（如 He-Ne 气体激光器），其泵浦波长为 3,472 埃。上转换频率是比较好的，因为激光器不会再引入噪声。

由 5 厘米的 KDP 晶体可望得到 25% 的增益，所用的泵浦功率为 5 兆瓦。如果准备将 KDP 晶体用作振荡器，那末就要使第二个 KDP 晶体的两端面具有反射性；在典型参量放大器的照片 (图 5) 中，在激光器的右边示出了这种晶体。

最近，已由参量上变频法探测了红外频率——使红外频率与脉冲红宝石激光器的输出混合。已在可见区域 (约 5,000 埃) 探测了远至 2.2 微米的红外频率。

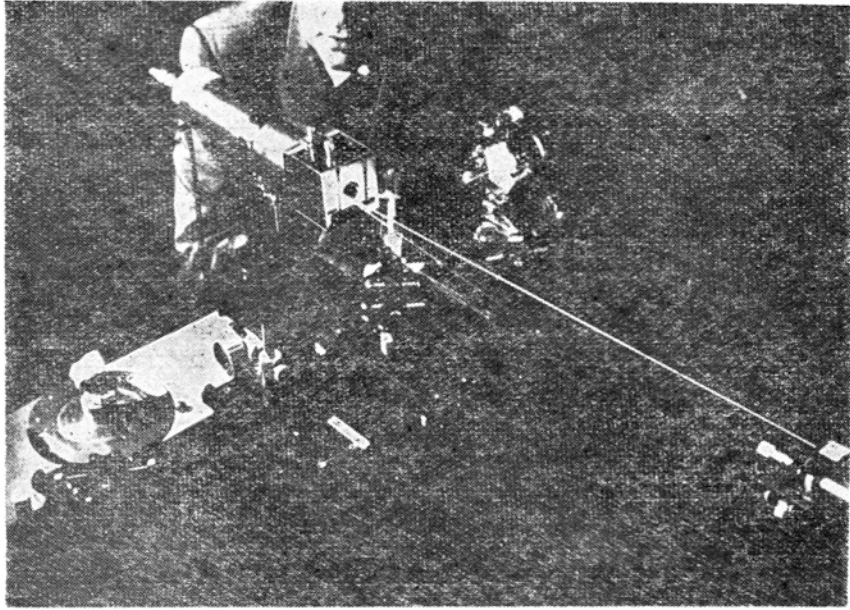


图 5 如果晶体的端面涂有反射介质膜，则参量激光放大器可作为振荡器运转。这种振荡器可以调节，并能供给高功率相干频率。

## 双 振 动

电光系统公司研究了 30 多种喇曼激活液体。其中的一种——苯基氰——能以两种方式振荡，一种是  $3 \times 10^{13}$  周/秒，另一种为  $6.687 \times 10^{13}$  周/秒。相干喇曼频率作为这两种基本振动的结果而产生；除这些频率的倍频外，还观察到和频与差频。这种实验装置示于图 6。

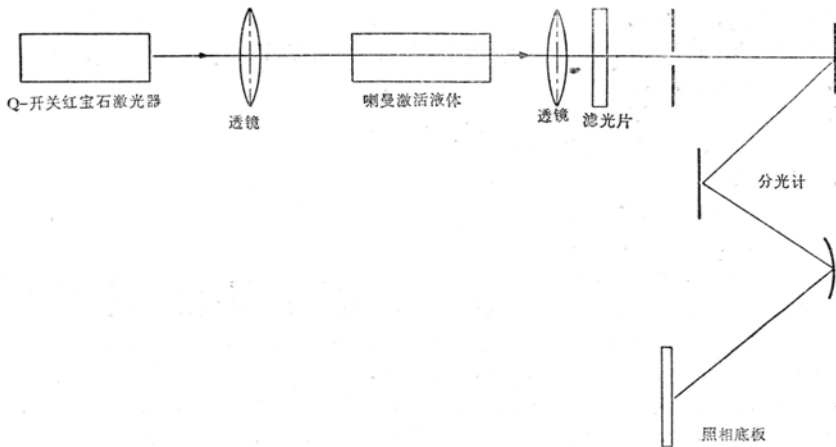


图 6 为了探测相干喇曼频率，以分光计分离诸波长，并将从约 0.25 到 1.0 微米的那些波长直接记录在照相底板上。大于 1 微米和小于 3 微米的波长，在进行参量上变频之后直接记录在照相底板上。

到目前为止,仅有几种化合物呈现这种双振动波型,但也用液体和气体的混合物作了另外一些实验。这些混合物中仅有几种呈现相干喇曼现象,而呈现和频与差频效应的混合物就更少。它们的重要性不仅在于延伸了相干频率的范围,同时也在于阐明了喇曼现象的基本机理。

电光系统公司相继在两个 KDP 晶体中施行倍频,获得了 1.06 微米辐射的四倍频率。最近,使 1.06 微米掺钕玻璃激光器的辐射在 KDP 中产生三倍频率的方法已获得成功。表 II 摘出了四倍频率的数据。这些频率在生物研究中可能很有用。

表 II 频率四倍的数据

波 长	功 率	脉 冲 宽 度
1.06微米	50 兆瓦	15 毫微秒
5,300 埃	10 兆瓦	10 毫微秒
2,650 埃	2.4瓦(最小)	

### 参 考 文 献

- [1] D. E. Rounds, E. C. Chamberlain and T. Okigaki, *Annals of the New York Academy of Science*, Vol. 122, p. 713 (1965).
- [2] F. M. Johnson, R. Olson and D. E. Rounds, *Nature*, Vol. 205, p. 721 (1965); D. E. Rounds, R. S. Olson and F. M. Johnson, *Journal of Cell Biology*, Vol. 27, p. 191 (1966).
- [3] L. Goldman, R. Wilson, P. Hornby and R. Meyer, *Cancer*, Vol. 18, p. 533-545 (1965); P. E. McGuff, R. A. Deterling Jr. and L. S. Gottlieb, *Journal of the American Medical Association*, Vol. 195, p. 393-394 (1966).
- [4] L. J. Nugent, E. D. Harris, L. W. Carrier and G. R. White, *Transactions of the Instrument Society of America* (to be published).
- [5] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, *Physics Review Letters*, Vol. 14, p. 973 (1965).
- [6] F. M. Johnson and J. A. Duardo (to be published).
- [7] F. M. Johnson, *Nature*, Vol. 204, p. 985 (1964).
- [8] G. Eckhardt, et al., *Physics Review Letters*, Vol. 9, p. 455 (1962).
- [9] R. Y. Chiao, C. H. Townes and B. P. Stoicheff, *Physics Review Letters*, Vol. 12, p. 592 (1964).
- [10] E. Garmire and C. H. Townes, *Applied Physics Letters*, Vol. 5, p. 84 (1964); R. G. Brewer, *Applied Physics Letters*, Vol. 5, No. 7, p. 127 (1964).
- [11] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, *Physical Review*, Vol. 127, p. 1918 (1962); N. Bloembergen, "Nonlinear Optics," Benjamin, Inc., New York, 1965.
- [12] P. A. Franken and J. F. Ward, *Review of Modern Physics*, Vol. 35, p. 23 (1963).
- [13] R. Terhune, *Solid State Design*, Vol. 4, p. 38 (1963).
- [14] J. A. Giordmaine, *Physics Review Letters*, Vol. 8, p. 19 (1952); P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff and C. M. Savage, *Physics Review Letters*, Vol. 8, p. 21 (1962).
- [15] S. A. Akhmanov and R. V. Khokhlov, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* (Translated from Russian), Vol. 16, p. 252 (1963); C. C. Wang and C. W. Racette, *Applied Physics Letters*, Vol. 6, p. 169 (1965).

原载 *Electronics*, 1966, 39, No. 8, 82-87 (周碧秀译, 颜绍知校)