

## 玻璃介质中感应超连续的研究\*

覃文骅 李庆行 朱荣 余振新

(中山大学超快速激光光谱学实验室, 510275)

**提要:** 在用一束弱的 530 nm 超短激光脉冲入射到一块  $K_9$  玻璃中, 在产生频谱上的超连续输出的基础上, 同时把强的 1060 nm 基频也入射到样品中, 产生感应超连续, 在不同的频率范围内观察到感应超连续功率谱增强 4~15 倍并且频谱也显著加宽。

**关键词:** 超短脉冲, 非线性效应, 感应增强

### Study on induced spectral superbroadening in glass materials

*Qin Wenhua, Li Qingxing, Zhu Rong, Yu Zhenxin*

(Ultrafast Laser Spectroscopy Laboratory, Zhongshan University, Guangzhou)

**Abstract:** When a weak 530 nm ultrashort pulse propagates through  $K_9$  glass, it produces a spectral superbroadening. If an intense 1060 nm laser pulse irradiates at the medium at the same time, an induced spectral superbroadening is obtained. 4~15 times enhancement of the spectral intensity in different wave length range and obvious spectral broadening are observed.

**Key words:** ultrashort pulse, nonlinear effect, induced enhancement

### 一、引言

当一个高强度的微微秒或亚微微秒脉冲在凝聚态物质中传播时, 它能够产生一个近似于“白光”的连续频谱输出。这一现象称之为超连续的产生或频谱的超展宽<sup>[1~3]</sup>。它是由 Alfano 和 Shapiro 在 1970 年首次观察到的<sup>[1]</sup>。从那以后, 超连续的激光脉冲作为一个具有从红外到紫外的连续频谱分布的超短激光脉冲, 已被作为光谱学的一个工具, 用于观测各种非线性光学效应、时间分辨吸收光谱学以及超短激光脉冲的压缩等。因此, 增大从激励脉冲到超连续脉冲的转换效率及增宽超连续脉冲的频率范围对于许多应用具有重大的意义。

目前普遍认为, 在微微秒或亚微微秒的时域范围内, 超连续的产生主要是由自相位调制 (Self Phase Modulation) 所引起的。最近 Alfano 和李庆行<sup>[3]</sup>等观察到了一种新的现象, 即感应超连续<sup>[3,4]</sup>, 并确认其主要的产生机制为感应相位调制 (Induced Phase Modulation)<sup>[3,5]</sup>。随后, Alfano 及其合作者又观察到了交叉的相位调制等现象<sup>[6,4]</sup>。这些新现象具有一个共同的特点: 当两种不同频率的光脉冲同时在非线性介质中传播时, 它们将通过非线性极化系数发生耦合作用, 使得由于另一个脉冲的出现而在每个脉冲中感应产生相位调制和频谱的超展宽。

收稿日期: 1988 年 10 月 21 日。

\* 此项研究系中国国家科学基金资助。

本文介绍同时或分别把一束弱的 530 nm 和一束强的 1060 nm 超短激光脉冲 入射到一块 7.0 cm 长的  $K_9$  玻璃中, 产生感应超连续的研究。由 530 nm 所产生的超连续谱在受到 1060 nm 强光脉冲的非线性调制后, 其强度在不同的频谱范围有 4~15 倍的感应增强, 其频谱也明显加宽。

### 二、实验装置

实验装置如图 1 所示, 用锁模钕玻璃激光器输出的强 1060 nm 脉冲(8 ps)作为泵浦光源, 其倍频光 530 nm(6 ps)则作为探测光束,  $SF$  为波长选择滤光片, 以选择只让 530 nm 或 1060 nm 或两种波长都能同时通过,  $F_1$  为中性滤光片,  $F_2$  为锐截止波长滤光片, 激光束用  $f=30$  cm 的透镜聚焦入射到一块 7.0 cm 长的  $K_9$  玻璃样品中, 入射能量分别为 2 mJ (530 nm) 和 40 mJ(1060 nm)。BS 为一块薄的平板玻璃作为分束镜。  $f_1=5$  cm,  $f_2=10$  cm 以及一个孔为 1 mm 径的小孔组成空间滤波器以区分相位调制和四光子过程对超连续谱的贡献。OMAII 用来监视输出的超连续与感应超连续的频谱强度分布。

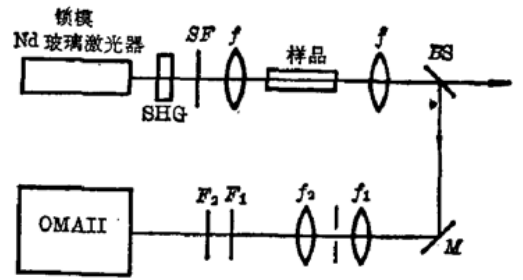


图 1 实验装置

### 三、实验结果及讨论

图 2 给出了仅用 530 nm 入射和用 530 nm 与 1060 nm 同时入射时所产生的超连续与感应超连续的频谱强度分布。表 1 给出了在不同的波长范围内, 感应超连续的强度相对于超连续的增强倍数, 其中每个数据均系 70 个数据的平均值。为了区分相位调制和四光子过程的贡献, 把 OMAII 前的空间滤波器取出后, 重复这一实验, 获得了同样的结果。表明对感应超连续的贡献主要是由感应的相位调制所引起的, 四光子过程的贡献可以忽略不计。图 2 还显示出了感应超连续频谱的明显增宽, 特别是在 Stokes 端, 而 Anti-Stokes 端的增宽看来不明显的主要原因是由于接收系统 (OMAII) 在紫外端的响应灵敏度太低而未能探测到。

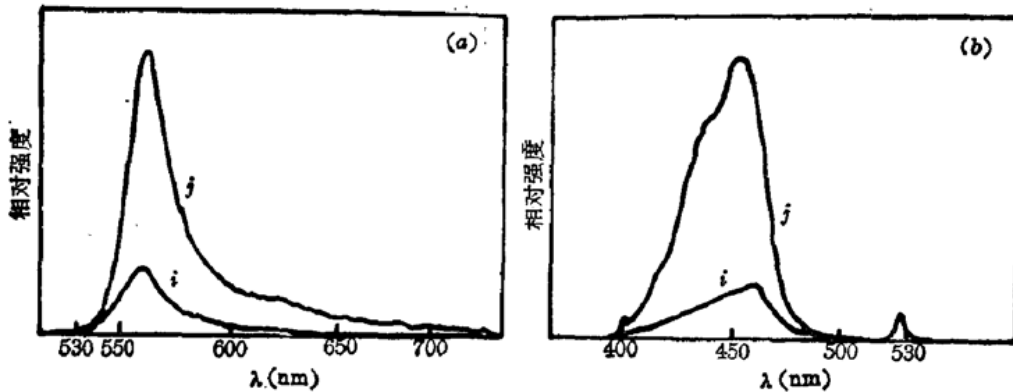


图 2 感应超连续(j)和超连续(i)在 Stokes(a)和 Anti-Stokes (b)端的频谱分布

表 1 感应超连续在不同波长范围的增强倍数

(nm)	410~430	430~450	450~460	460~470
M	4.9	5.9	5.4	4
(nm)	550~560	560~570	570~590	610~680
M	4.2	5.2	5.8	15

在实验中,我们发现感应超连续的频谱偶尔会出现现象图 3(b)那样有别于上述超连续谱的分布,在长波长端具有较大的感应增强倍数,并在频谱上出现一些调制。为了解释这个现象,观察了仅由 1060 nm 强激光脉冲本身所产生的超连续。在大多数情况下,它没有产生强至可以探测到的超连续,只是偶而探测到一个很弱的,如图 3(a)所示的超连续。这两种情况(图 3(a)和图 3(b))出现的几率几乎相等,这表明当 1060 nm 产生的超连续信号在这个波段出现时,它也会大大地增加感应超连续的输出。

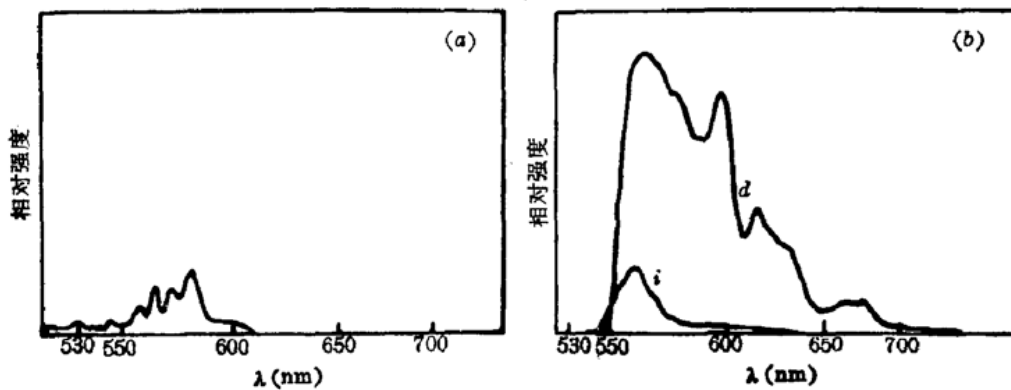


图 3 仅由 1060 nm 自相位调制所产生的频谱分布(a)及在(a)出现时,感应超连续(d)与超连续(i)的频谱分布(b)

为了给出一个合理的解释,我们先用一个较简单的模型来描写一下自相位调制和感应相位调制过程。当一束强的超短激光脉冲(1060 nm)通过介质时,它会引起介质折射率的改变,从而引起该光脉冲相位的改变,这个相位随时间的变化,则引起频谱上的展宽,这就是自相位调制过程,它通常是由自聚焦所引起的。如果把一束不同频率的弱的探测光脉冲(530 nm)也同时入射到这一已受到扰动的系统,则这个弱光脉冲除产生自相位调制外,还会受到由强光脉冲引起的、随时间而变化的非线性折射率的调制,引起这个弱光脉冲频谱上的感应增强和增宽,这就是感应的相位调制。这一过程所产生的频谱强度分布与自相位调制所产生的是一致的。由于 1060 nm 所产生的超连续的出现以及 530 nm 激光脉冲并不太弱,因此,可认为在图 3(b)中除了 530 nm 所产生的自相位调制(i)以外,还存在着两种感应的相位调制过程(d)。这另一种感应的相位调制过程就是由 1060 nm 产生的超连续信号被其倍频光(530 nm)所感应增强了。这与前一个感应的相位调制过程的不同在于被感应增强的信号的频率远离激励脉冲(1060 nm)而靠近于调制脉冲(530 nm)。

因为 1060 nm 在 530 nm 的 anti-Stokes 端没有产生超连续信号,所以没有这种现象出现。

(下转第 458 页)

及单晶光纤内部的散射、吸收损耗。这些损耗之和  $\delta_r$ ，在我们的器件中估计约为 3%。利用等式 (8) 可以计算出激光器的斜率效率。(8) 式中的  $\delta = T + \delta_r$ 。对于本实验中的两种  $T$  值 (2% 和 6%)，计算得到的  $\eta$  分别为 19.4% 和 32.3%，这与实验值 21% 和 30% 基本相符。

光纤激光器运转时，光纤对其振荡模是否起导波作用有一大致的判据<sup>[2]</sup>：

$$Z_R \left[ \left( \frac{a}{W_{s0}} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} < \frac{l}{2} \quad (9)$$

这里  $Z_R = \pi W_{s0}^2 n_s / \lambda$ ， $a$  和  $l$  分别为光纤半径和长度。在满足等式 (9) 的情况下，光纤对激光振荡模有导波作用。在我们实验中，测量到的振荡模束腰半径约为  $100 \mu\text{m}$ ，不满足等式 (9) 的关系，因此振荡模是非导波的，接近高斯模。这与我们测得的光强分布 (图 3) 是吻合的。但实际振荡模的束腰半径比按一般平凹腔公式计算的结果要小。一般平凹腔束腰计算公式为

$$W_{s0} = \left[ \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{l}{n_s} \left( R - \frac{l}{n_s} \right) \right]^{1/4} \quad (10)$$

按上述公式计算得到的束腰半径  $W_{s0} \approx 120 \mu\text{m}$ 。实际振荡的束腰小于等式 (10) 计算值的原因在于泵浦光对振荡模的约束作用。泵浦光经透镜聚焦射入光纤的束腰约为  $60 \mu\text{m}$ ，比激光振荡模的束腰半径小得多。在这种工作状态下， $A_p$  可近似表示为<sup>[3]</sup>

$$A_p = \frac{\pi}{2} (\overline{W}_s^2 + \overline{W}_p^2) \quad (11)$$

这里  $\overline{W}_s^2$  和  $\overline{W}_p^2$  分别为激光振荡模和泵浦光束半径在腔内长度方向的均方值，即  $\overline{W}_s^2 = \frac{1}{l} \int_0^l W_s^2(z) dz$ ， $\overline{W}_p^2 = \frac{1}{2l} \int_0^{2l} W_p^2(z) dz$ 。在我们实验的条件下  $\overline{W}_s^2 \approx W_{s0}^2$ ， $\overline{W}_p^2 \approx W_{p0}^2$ 。将  $W_{s0} \approx 100 \mu\text{m}$  和  $W_{p0} \approx 60 \mu\text{m}$  的数值代入 (11) 式，并代入等式 (5) 可计算出吸收泵浦的阈值功率  $P_{th}$ 。对于两种  $T$  值 (2% 和 6%)，计算得到的  $P_{th}$  值分别为 28 mW 和 50 mW。比实际测到的阈值低。在计算中我们取  $\sigma = 3.2 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ ， $\tau_f = 230 \mu\text{s}$ <sup>[3]</sup>。

本文所用 Nd:YAG 单晶光纤由浙江大学单晶光纤和激光联合研究中心拉制。感谢丁祖昌教授提供了优质的单晶光纤。感谢周文教授、陆祖康副教授、吴碧珍高级工程师的帮助与支持。

### 参 考 文 献

- 1 M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta, *Appl. Opt.*, **24**(3), 333 (1985)
- 2 M. J. F. Digonnet et al., *J. of Lightwave Technology*, **LT-4** (4), 454 (1986)
- 3 M. Birnbaum et al., *J. Appl. Phys.*, **52**, 1212 (1981)

(上接第480页)

由于与超连续同时出现的自聚焦的不稳定性，故上述现象出现的几率较少，而且变化也较大，对于这种现象更深一步的认识还有待于进一步深入研究。

### 参 考 文 献

- 1 R. R. Alfano et al., *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 592 (1970)
- 2 R. L. Fork et al., *Opt. Lett.*, **8**, 1 (1983)
- 3 R. R. Alfano et al., *Opt. Lett.*, **11**, 626 (1986)
- 4 R. R. Alfano et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-24**, 351 (1988)
- 5 Jamal T. et al., *Phys Lett.*, **113A**, 242 (1985)
- 6 R. R. Alfano et al., *Appl. Opt.*, **26**, 3491 (1987)