

# 调 Q 钕玻璃激光器宽频带倍频

覃文骅\* 蔡希浩 王之江 吴鸿兴

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文描述了宽频带激光非线性相互作用耦合方程,并在  $\Delta\lambda(\text{FWHM})=60\text{ \AA}$  的钕玻璃调 Q 激光系统上对不同类倍频器进行宽频带倍频的实验研究。实验结果与理论计算符合得很好。

关键词: 宽频带倍频、钕玻璃调 Q 激光器。

## 一、引 言

高功率激光技术的发展,为核聚变研究开辟了新的领域——激光核聚变。由于宽频带激光系统(非锁模)对于提高激光器的输出功率密度及激光打靶都比窄带的激光有着许多有利之处<sup>[1]</sup>,因此在激光核聚变的研究中有着很大的发展潜力。本文首次把由色散所引起的位相失配和各纵模之间的相互作用引入到耦合波方程中。并对在激光核聚变研究中,高功率调 Q 钕玻璃激光器所输出的宽频带激光的倍频问题作了较深入的理论和实验研究。

## 二、宽频带激光倍频的理论描述

### 1. 由色散所引起的位相失配

与多纵模激光倍频一样<sup>[2~6]</sup>,在宽频带的倍频光中,除了具有各基频分量的倍频外,还存在着不同频率之间的和频,即同一频率分量可以由多种形式产生。由于色散效应,使这些过程不可能都满足位相匹配条件。设对  $\lambda_{10}$  的倍频正好满足位相匹配条件,则对任意两个波长  $\lambda_i$  及  $\lambda_j$  的和频,在一级近似下,由色散所引起的失配为<sup>[7]</sup>:

$$\Delta k_{ij} = \frac{2\pi}{\lambda_{10}} \left[ \left( \frac{\partial n_{1i}}{\partial \lambda_1} \Delta\lambda_i + \frac{\partial n_{1j}}{\partial \lambda_1} \Delta\lambda_j \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2} (\Delta\lambda_i + \Delta\lambda_j) \right] - \frac{2\pi}{\lambda_{10}} [n_{1i}\Delta\lambda_i + n_{1j}\Delta\lambda_j - n_2(\Delta\lambda_i + \Delta\lambda_j)], \quad (1)$$

其中  $n_{1i}$  和  $n_{1j}$  为入射光在  $\lambda_{10}$  和的两个偏振分量的折射率,在 II 类匹配时分别为  $n_{10}$  和  $n_{10}$ ,在 I 类匹配时则都是  $n_{10}$ 。  $n_2$  为  $\lambda_2 = \lambda_{10}/2$  处的折射率。图 1 给出了光谱强度的一种分布。其中:

$$\lambda_i = \lambda_{10} + \Delta\lambda_i (\Delta\lambda_i < 0), \quad \lambda_j = \lambda_{10} + \Delta\lambda_j (\Delta\lambda_j > 0)$$

收稿日期: 1986年6月24日; 收到修改稿日期: 1986年8月6日

\* 中国科技大学 82 级研究生,现在中山大学物理系。

对于 I 类匹配, 由于  $n_{11} = n_{1k} = n_{10}$ , 因此:

$$\Delta k_{ij}^I = \frac{2\pi}{\lambda_{10}} \left( \frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_3}{\partial \lambda_2} \right) (\Delta \lambda_i + \Delta \lambda_j). \quad (2)$$

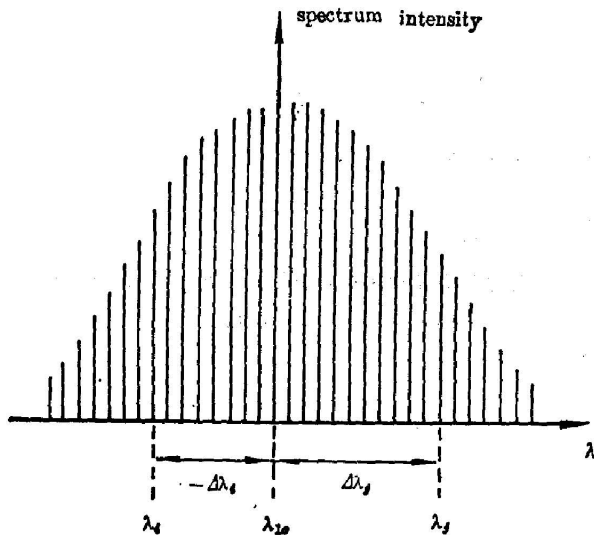


Fig. 1 Schematic diagram of spectrum profile of fundamental frequency laser radiation

在宽带倍频中, 各纵模之间的和频是频率转换的主要过程<sup>[4,5,9]</sup>, 由方程(2)可以看出, 不同过程(倍频或和频)所产生的同一个  $2\omega$  光频率分量, 其相位失配量都是相等的。这一特性使在宽频带的倍频中, 对偏离中心频率较远的分量, 虽然它们倍频时的失配量较大, 但它们与对称频率分量 ( $\Delta\omega_i = -\Delta\omega_j$ ,  $\Delta\lambda_i = -\Delta\lambda_j$ ) 的和频的失配量却很小, 因此有可能在宽频带倍频中获得较高转换效率。

通常把  $\lambda = \lambda_{10} \pm \frac{\Delta\lambda_A}{2}$  处的倍频转换效率下降到  $\lambda_{10}$  处的  $\frac{1}{2}$  时

的  $\Delta\lambda_A$  称为该倍频器的频带接收线宽, 它与晶体的长度成反比<sup>[9~7,11]</sup>:

$$\Delta\lambda_A(\text{FWHM}) = \frac{0.44 \lambda_{10}}{L \cdot \left( \frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_3}{\partial \lambda_2} \right)}. \quad (3)$$

对于 II 类匹配, 由于  $n_{11}$ ,  $n_{1k}$  即  $n_{10}$ ,  $n_{1k}$  和  $n_2$  互不相等, 只有对倍频 ( $\Delta\lambda_i = \Delta\lambda_j$ ), 方程(1)的第二项才为零, 而对绝大多数的和频分量, 由于第二项的影响, 使失配量远大于 I 类匹配的情况, 这使人们难以用 II 类匹配的倍频器来获得高转换效率。

## 2. 宽频带非线性相互作用的耦合波方程

为了获得描写宽频带激光非线性相互作用的耦合波方程, 先回顾一下三波非线性相互作用的耦合波方程<sup>[8]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_1 E_1 - iK E_2^* E_3 e^{-i\Delta ks}, \\ \frac{dE_2}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_2 E_2 - i\omega_2/\omega_1 K E_1^* E_3 e^{-i\Delta ks}, \\ \frac{dE_3}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_3 E_3 - i\omega_3/\omega_1 K E_1 E_2 e^{i\Delta ks}. \end{cases} \quad (4)$$

众所周知, 在方程组(4)中, 前两个方程是描写差频的, 而第三个方程则是描写和频的。在宽频带的和频或倍频中, 与此类似, 并考虑到同一个频率的光可以由多种频率之间的和频或差频产生这一特性, 也就是在从 Maxwell 方程组推导出(4)式的过程中, 把各频谱成分所对应的非线性极化强度考虑为:

$$\begin{cases} P_{NL}(\omega_i) = d \sum_j E_2^*(\omega_j) E_3(\omega_i, \omega_j), \\ P_{NL}(\omega_j) = d \sum_i E_1^*(\omega_i) E_3(\omega_j, \omega_i), \\ P_{NL}(\omega_{ij} = \omega_i + \omega_j) = d [E_1(\omega_i) E_2(\omega_j) + E_1(\omega_j) E_2(\omega_i)] - \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{ij}\right). \end{cases} \quad (5)$$

我们即可把方程(4)扩展为对宽频带激光和频及倍频也适用的耦合波方程:

$$\begin{cases} \frac{dE_1(\omega_i)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_1 E_1(\omega_i) - iK \sum_j E_2^*(\omega_j) E_3(\omega_i, \omega_j) e^{-i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z}, \\ \frac{dE_2(\omega_j)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_2 E_2(\omega_j) - iK \sum_i \frac{\omega_j}{\omega_i} E_1^*(\omega_i) E_3(\omega_j, \omega_i) e^{-i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z}, \\ \frac{dE_3(\omega_i, \omega_j)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_3 E_3(\omega_i, \omega_j) - iK \frac{\omega_i + \omega_j}{\omega_i} \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{ij}\right) \\ \times [E_1(\omega_i) E_2(\omega_j) e^{i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z} + E_2(\omega_i) E_1(\omega_j) e^{i\Delta k(\omega_j, \omega_i)z}], \end{cases} \quad (6)$$

其中  $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$ ,  $\Delta k(\omega_i, \omega_j) = \Delta k_{ij} + \Delta k(\Delta Q)$ , 求和号表示对所有可能产生相位相同的

$\omega_i$  和  $\omega_j$  的频率分量的差频过程求和,  $E_i$  与实际光电场振幅相差了  $\sqrt{n_i}$  倍<sup>[3]</sup>,  $\sqrt{n_3} E_3 \times (\omega_i, \omega_j)$  为由  $\omega_i$  及  $\omega_j$  和频所产生的光电场振幅。如果  $E_1(\omega_i)$  与  $E_2(\omega_j)$  的频率没有相重合之处, 则  $E_2(\omega_i) \cdot E_1(\omega_j)$  一项为零。而对宽频带的倍频过程, 方程(5)可简化为:

$$\begin{cases} \frac{dE_1(\omega_i)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_1 E_1(\omega_i) - iK \sum_j E_1^*(\omega_j) E_2(\omega_i, \omega_j) e^{-i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z}, \\ \frac{dE_2(\omega_i, \omega_j)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_2 E_2(\omega_i, \omega_j) - iK \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{ij}\right) E_1(\omega_i) E_1(\omega_j) \\ \times [e^{i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z} + e^{i\Delta k(\omega_j, \omega_i)z}]. \end{cases} \quad (7)$$

由于基频光各纵模的相位是无规起伏的, 因此对任意两组  $(\omega_i, \omega_j)$  与  $(\omega'_i, \omega'_j)$ , 其中  $\omega_i \neq \omega'_i$ ,  $\omega_j \neq \omega'_j$ , 则即使它们的和相等, 但  $E_2(\omega_i, \omega_j)$  与  $E_2(\omega'_i, \omega'_j)$  不能简单地相加, 而是要分别处理。因为当  $E_1(\omega_i)$  的相位因子为  $e^{-i\varphi_i}$  时,  $E_2(\omega_i, \omega_j)$  的相位因子为  $e^{-i(\varphi_i + \varphi_j)}$ , 与  $E_2(\omega'_i, \omega'_j)$  的  $e^{-i(\varphi'_i + \varphi'_j)}$  无任何关联。而对(7)式第一个方程中的求和号中的各项, 其相位因子都是  $e^{+i\varphi_j} \cdot e^{-i(\varphi_i + \varphi_j)} = e^{-i\varphi_i}$ , 因此这些项可以简单地相加。方程中之所以采用求和号而不用积分号, 是考虑到在宽频带的激光中, 频谱成份仍是各纵模的分立谱线, 并非完全连续的缘故。

在频带较窄时, 由色散所引起的相位失配  $\Delta k_{ij}$  可以忽略不计。在小信号近似下, 忽略晶体的吸收系数  $\gamma_i$ , 并设各纵模的振幅相等, 从方程(6)可以得到在研究多纵模倍频时曾获得的结果<sup>[3]</sup>:

$$\begin{aligned} |E_2|^2 &= \sum_{\substack{i,j,k,l \\ i>j, k>l}} E_2(\omega_i, \omega_j) E_2^*(\omega_k, \omega_l) \propto 4 \sum_{\substack{i,j,k,l \\ i>j, k>l}} E_{1i} E_{1j} E_{1k}^* E_{1l}^* \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{ij}\right) \left(1 - \frac{1}{2} \delta_{kl}\right) \\ &= \sum_i |E_{1i}|^4 + 2 \sum_{i>j} |E_{1i}|^2 |E_{1j}|^2 = (2N^2 - N) |E_{1i}|^4. \end{aligned}$$

因为方程(6)中已同时考虑了  $\omega_i + \omega_j$  与  $\omega_j + \omega_i$  这两种和频过程, 所以在求和中令  $i \geq j$  和  $k \geq l$ 。在求和中要考虑的另一个因素是  $E_{1i}$  的位相无规性。它使  $i \neq k$ ,  $j \neq l$  或  $i \neq l$ ,  $j \neq k$  的各项之和对时间的平均值为零。

$$\therefore I_1 \propto N E_{1i}^2,$$

$$\therefore I_2 \propto |E_2|^2 \propto \left(2 - \frac{1}{N}\right) I_1^2 \quad (8)$$

由此可见, 在  $\Delta\lambda_A \gg \Delta\lambda_F$ , 即  $\Delta k_{ij}$  可忽略不计时, 倍频转换效率比单纵模时要提高  $\left(2 - \frac{1}{N}\right)$  倍。这一因子使早期测量有效非线性系数实验的结果有较大的差别<sup>[11, 12]</sup>。

对于宽频带的差频过程, 与方程(6)类似。我们可以得到:

$$\begin{cases} \frac{dE_1(\omega_i)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_1 E_1(\omega_i) - iK \sum_j E_2^*(\omega_i, \omega_j) E_3(\omega_j) e^{-i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z}, \\ \frac{dE_2(\omega_i, \omega_j)}{dz} = -\frac{\gamma_2}{2} E_2(\omega_i, \omega_j) - iK \frac{\omega_j - \omega_i}{\omega_i} E_1^*(\omega_i) E_3(\omega_j) e^{-i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z}, \\ \frac{dE_3(\omega_j)}{dz} = -\frac{1}{2} \gamma_3 E_3(\omega_j) - iK \sum_i \frac{\omega_j}{\omega_i} E_1(\omega_i) E_2(\omega_i, \omega_j) e^{+i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z}. \end{cases} \quad (9)$$

综合方程(6), (7), (9), 可以得出宽频带激光非线性相互作用的耦合波方程。这些方程仅适用于调Q激光器所产生的宽频带激光, 各纵模之间的位相是无规的。而不适用于锁模激光器, 这时由于各纵模之间是相干的, 所以在不考虑  $\Delta k_{ij}$  的影响时, 其转换效率特性与单纵模的一样, 而当要考虑  $\Delta k_{ij}$  的影响时则低于单纵模的情况。

### 三、实验及与理论计算的比较

#### 1. 实验装置

实验是在上海光机所的万兆瓦钹玻璃激光器的  $C_1$  棒状放大器的输出端上进行。脉冲半高宽为 30 ns, 光斑直径  $\phi 14$  mm, 输出频谱的半高宽为 60 Å。在计算中, 为简单起见, 考虑入射光强的时空分布都是方波; 它随波长的分布为:

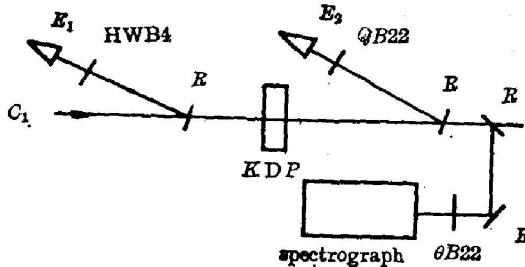


Fig. 2 Experimental arrangement

$E_1, E_2$ —calorimeters; HWB4—filter; QB22—filter; R—reflection mirror; S—spectrometer

$$I_1 = I_{10} \exp \left[ -\ln 2 \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda/2} \right)^2 \right] \times \left( \frac{\Delta\lambda \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \right),$$

其中  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 60 \text{ \AA}$ , 实验光路图如图2所示, 其中 QB22 和 HWB4 分别只

让  $2\omega$  光和  $1\omega$  光通过的滤光片。外转换效率的定义为  $\eta_{\text{外}} = E_2/E_1$ 。为了防止 KDP 类晶体在空气中潮解, 并减少晶体的端面损耗, 晶体置于用窗口和折射率匹配液密封的晶体盒内。

图3~图8给出了本实验的实验点及相应的理论计算曲线。其中  $\Delta Q$  为晶体偏离最佳位相匹配方向的角度。

#### 2. I 类匹配的 KDP 晶体<sup>[9, 10]</sup>

$$\Delta k_{ij} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left( \frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2} \right) (\Delta\lambda_i + \Delta\lambda_j) = 0.0118 (\Delta\lambda_i + \Delta\lambda_j), \quad (10)$$

对于选用的 3.0 cm 厚的晶体, 其  $\Delta\lambda_A = 200/3.0 \approx 67 \text{ \AA}$ <sup>[11]</sup>, 与基频光的线宽 60 Å 相近,

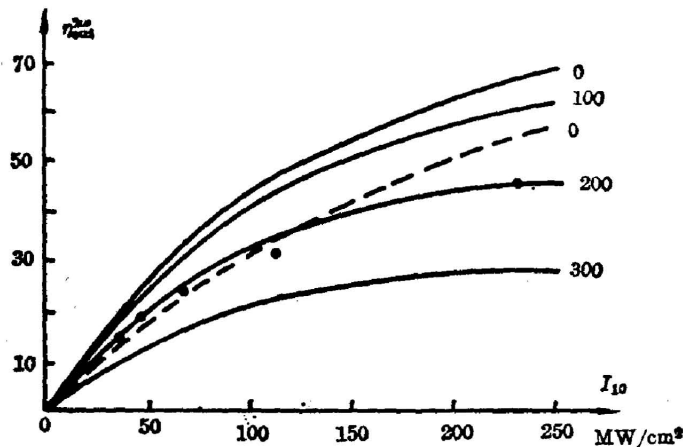


Fig. 3 Overall doubling characteristics for a 3cm-thick type I KDP crystal detuned 0~300 urad from phase matching

Solid curves: broad-band SHG,  $\Delta\lambda_{1\omega}(\text{FWHM}) = 60 \text{ \AA}$ ;

Dashed curves: single frequency SHG

因此  $\Delta k_{ij}$  对转换效率的影响不大。由图 3 可见, 宽带倍频的转换效率较单频情况(虚线)有较大程度的提高。角度调谐曲线也基本上不受色散效应的影响。作为比较, 图 4 中还给出了单频情况下所对应的角度调谐曲线的半高宽  $\Delta Q_{\text{单}}$  (FWHM)。

由图 3 可见, 当倍频器运行在最佳状态时, 仍有 200  $\mu\text{rad}$  的失配角, 这是由于激光器的发散角及晶体的双折射不均匀性所引起的。在  $I_{10} = 230 \text{ MW/cm}^2$  时, 其倍频光的频宽  $\Delta\lambda_{2\omega}(\text{FWHM}) = 23 \text{ \AA}$ 。

### 3. I 类匹配的 KD\*P 晶体

$$\Delta k_{ij} = 0.03(\Delta\lambda_i + \Delta\lambda_j) \quad (11)$$

(11) 式是根据实验数据得到的, 由光谱仪测得倍频光的频谱宽度为 15  $\text{\AA}$  (FWHM)。文献 [5] 指出, 这是  $\Delta\lambda_A \ll \Delta\lambda_F$

的情况, 并且  $\Delta\lambda_A = 2 \cdot \Delta\lambda_2 = 30 \text{ \AA}$ 。从图 5、6 可见, 用这一数据所作的理论计算与实验符合得很好, 与单频的情况相比, 可以发现由于色散效应较严重, 使转换效率下降到与单频的很接近。并且由于色散效应, 使角度调谐曲线的半高宽从单频时的 590  $\mu\text{rad}$  展宽到 1000  $\mu\text{rad}$ 。这是因为在  $\Delta\lambda_A \ll \Delta\lambda_F$  时, 由于色散所造成的失配使基频光仅在偏离中心匹配波长较少的一小部分频带对倍频有贡献, 其余部分贡献很少。当对角度进行调谐时, 也就相当于在调谐中心匹配波长  $\lambda_{10}$ 。因此, 当  $\Delta\lambda_A \ll \Delta\lambda_F$  时,  $\lambda_{10}$  在较大范围内调谐时, 对频率转换有贡献的频谱强度变化不太大, 即对倍频转换效率的影响不大。在本实验中, 当  $I_{10} = 100 \text{ MW/cm}^2$  时, 获得了  $\eta_{\text{外}} = 17\%$  的外转换效率。

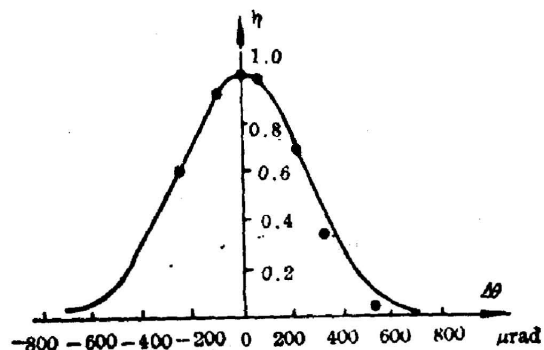


Fig. 4 Dependence of the broad-band SHG efficiency  $\eta$  on the external phase mismatching angle ( $\mu\text{rad}$ ) for a 3.0 cm-thick type I KDP crystal

$\Delta\lambda_{1\omega}(\text{FWHM}) = 60 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\theta_{\text{单}}(\text{FWHM}) = 600 \mu\text{rad}$   
 $[\Delta\theta_{\text{SHG}}(\text{FWHM}) = 520 \mu\text{rad}]$

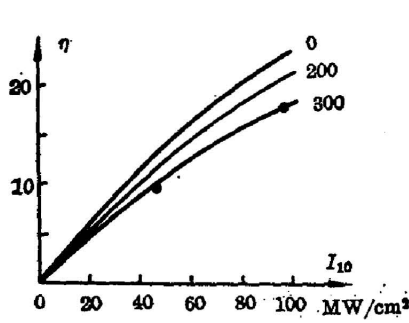


Fig. 5 Overall broad-band doubling characteristics for a 2.6 cm type I KD\*P crystal detuned 0~300  $\mu\text{rad}$  from phase matching  $\Delta\lambda_{1\omega}(\text{FWHM})=60 \text{ \AA}$

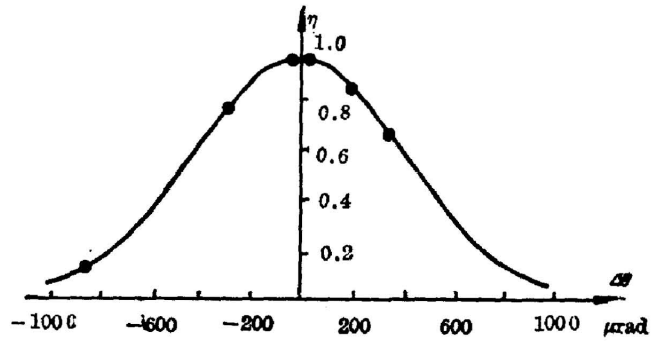


Fig. 6 Dependence of the broad-band SHG efficiency  $\eta$  on the external phase mismatching angle ( $\mu\text{rad}$ ) for a 2.6cm-thick type I KD\*P crystal  $\Delta\lambda_{1\omega}(\text{FWHM})=60 \text{ \AA}$ . ( $\Delta\theta_{\text{BB SHG}}(\text{FWHM})=1000 \mu\text{rad}$ , [ $\Delta\theta_{\text{SHG}}(\text{FWHM})=590 \mu\text{rad}$ ]

4. II 类匹配的 KDP 晶体<sup>[9,10]</sup>

为了与 I 类匹配的情况相比较, 我们还选用了一块 3.0 cm 厚的 II 类 KDP 晶体来做实验。

$$\Delta k_{ij} = 0.1258 \Delta\lambda_{1\omega} - 0.095 \Delta\lambda_{10} \tag{12}$$

如前所述, 由于色散效应的影响, 极大地限制了 I 类匹配情况下起着主导作用的和频过程, 使转换效率比单频时有很大程度的下降。当  $I_{10}=200 \text{ MW/cm}^2$  时,  $\eta_{\text{II}}=24\%$ 。色散效应的影响同样使角度调谐曲线有很大程度的展宽。从图 8 可知,  $\Delta\theta(\text{FWHM})=2800 \mu\text{rad}$ , 比单频时的  $1080 \mu\text{rad}$  宽了近三倍。

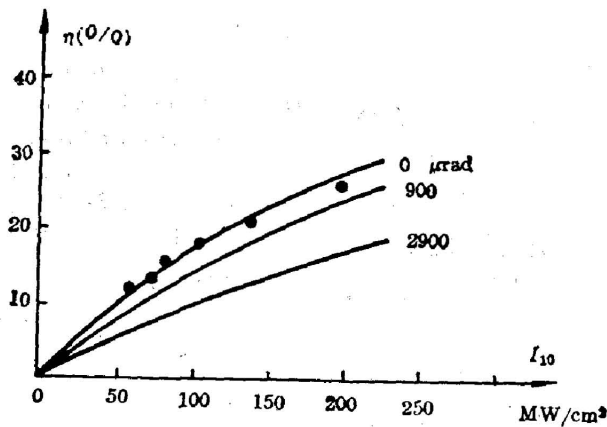


Fig. 7 Overall broad-band doubling characteristics for a 3.0 cm-thick type II KDP crystal detuned 0~2900  $\mu\text{rad}$  from phase matching  $\Delta\lambda_{1\omega}(\text{FWHM})=50 \text{ \AA}$

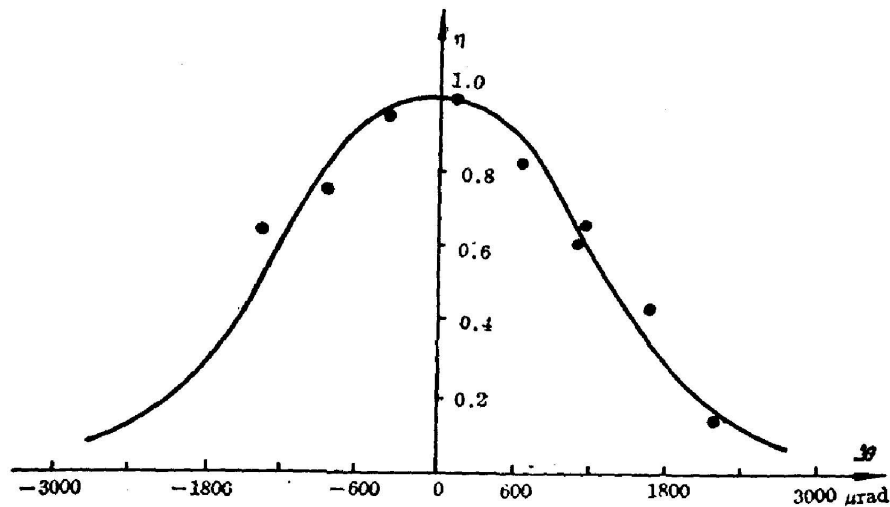


Fig. 8 Dependence of the broad-band SHG efficiency  $\eta$  on the external phase mismatching angle (urad) for 3.0 cm-thick type II KDP crystal  $\Delta\lambda_{1\omega}(\text{FWHM})=50\text{\AA}$ ,  $\Delta\theta_{\text{BSHG}}(\text{FWHM})=2800\ \mu\text{rad}$ , [ $\Delta\theta_{\text{SHG}}(\text{FWHM})=1080\ \mu\text{rad}$ ]

此外, 由于色散效应所引起的  $\Delta k_{ij}$  的不对称性, 宽频带输入时的最佳位相匹配角方向  $\theta_{mB}$  和以单一中心频率输入时的  $\theta_m$  有一些偏移。

#### 四、结果及其讨论

通过对宽频带激光倍频的研究, 首次把宽频带激光在三波非线性相互作用中, 由色散所引起的位相失配和各纵模之间的相互作用引入到耦合波方程中, 并通过数值计算获得了宽频带倍频在高转换效应情况下的特性曲线。理论计算与实验点相符。

对不同匹配类型及不同材料的倍频晶体用于宽频带倍频的理论和实验研究表明:

1. 要获得高转换效率, 必须采用  $\Delta\lambda_A \geq \Delta\lambda_F$  的 I 类匹配的倍频晶体。这时, 由于由色散所引起的位相失配的影响不大, 所以可望获得比单频高的转换效率。

2. 对  $\Delta\lambda_A \leq \frac{1}{2} \Delta\lambda_F$  的倍频器, 由色散所引起的位相失配量较大, 抑制了倍频转换效率的提高。  $\Delta\lambda_A \sim \frac{1}{2} \Delta\lambda_F$  时, 转换效率的变化特性与单频的相近, 而且频谱成份损失较严重, 不是理想的倍频器。

3. 对 II 类匹配的晶体, 由色散所引起的位相失配相当严重, 特别不利于在 I 类匹配情况下起主导作用的和频过程的产生, 转换效率比单频时有较大程度的下降, 不适用于宽频带倍频。

4. 在各种情况下, 角度调谐曲线都有不同程度的展宽, 其展宽程度因由色散所引起的相位失配量的大小而异。在 II 类匹配情况下尤为严重, 而且由于  $\Delta k_{ij}$  的不对称性, 宽频带输入时的最佳相位匹配方向与单一中心频率输入时的匹配方向稍有偏离。

综上所述, 理论和实验都表明, 由于 I 类匹配的 KDP 晶体具有较大的接收带宽:  $\Delta\lambda_A \cdot L$

$=200 \text{ \AA} \cdot \text{cm}$ , 因此对一般调  $Q$  的钕玻璃激光器所产生的宽频带激光 ( $\Delta\lambda_F \approx 50 \sim 100 \text{ \AA}$ ) 的倍频是足够的。用  $3.0 \text{ cm}$  的 I 类 KDP 晶体, 在  $I_{10} = 230 \text{ MW/cm}^2$  的功率密度下, 在  $\phi 14 \text{ mm}$  口径上获得  $\eta_M = 44.5\%$  的宽频带高效率倍频光输出,  $\Delta\lambda_{2\omega}$  (FWHM) 达  $23 \text{ \AA}$ , 这个带宽在激光核聚变的研究中是足够的。

最后应该指出的是, 在本实验中, 由于脉宽较宽, 而限制了激光功率密度的提高。如果能缩短脉宽, 提高功率密度, 则利用 I 类 KDP 晶体具有较大的频谱接收线宽这一特点来解决调  $Q$  钕玻璃激光器所产生的宽频带激光的倍频问题, 在激光核聚变的研究上, 将是十分有意义的。

本工作是在中国科学院上海光学精密机械研究所万兆瓦激光装置上完成的, 还得到茅建华、邱志仁、郎家俊、陆瑞熙、黄奎喜、葛夏平等同志的帮助。

### 参 考 文 献

- [1] 邓锡铭等;《光学学报》, 1983, **3**, No. 2 (Mar), 97~101.
- [2] N. Bloembergen; 《Some Theoretical Problems in Quantum Electronics in Proceedings of the Symposium Optics Masers》, (New York, 1963), Vol. XIII.
- [3] R. C. Miller; *Phys Lett. (A)*, 1968, **26A**, No. 5 (Jan), 177~178.
- [4] Yung, S. Liu; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**, No. 3 (Aug), 187~189.
- [5] F. M. Johnson *et al.*; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, No. 7 (Jul), 1624~1628.
- [6] D. J. Taylor; *J. Appl. Phys.*, 1975, **46**, No. 9 (Sep), 3988~3991.
- [7] 范琦康等;《激光》, 1979, **6**, No. 3 (Mar), 14~20.
- [8] B. S. Cranton; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17**, No. 9 (Sep), 1771~1782.
- [9] F. Zernicke; *J. O. S. A.*, 1964, **54**, No. 10 (Oct), 1215~1220.
- [10] G. C. Ghosh *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 2 (Feb), 143~145.
- [11] W. F. Hagen *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1969, **40**, No. 1 (Jan), 219~224.
- [12] A. Ashkin *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1963, **11**, No. 1 (Jul), 14~17.

## Broad-band SHG of Q-switched Nd:glass laser

QIN WENHUA, CAI XILIE, WANG ZHILIANG AND WU HONGXING  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 24 June 1986; revised 6 August 1986)

### Abstract

The coupling equations describing broad-band laser nonlinear interaction are presented. Several types of frequency-doublers are used for broad-band SHG of a Nd:glass Q-switched laser system with  $\Delta\lambda$  (FWHM) =  $60 \text{ \AA}$ . The experimental results agree with the theory very well.

**Key Words:** broad-band SHG; Q-switched Nd:glass laser.