

## AUFGABEN

- Erzeugung frequenzverdoppelter Strahlung durch Einbringen eines KTP-Kristalls in den Resonator.
- Messung der Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung in Abhängigkeit von der Leistung der Fundamentalwelle.
- Untersuchung der Abhängigkeit von Kristall-Orientierung und Kristall-Temperatur.

## ZIEL

Resonatorinterne Frequenzverdopplung in einem Nd:YAG-Laser

## ZUSAMMENFASSUNG

In starken elektromagnetischen Feldern ändern Materialien häufig ihre optischen Eigenschaften. So kann in einem solchen Material z.B. die Frequenz von intensitätsstarkem Laserlicht verdoppelt werden. Im Experiment wird ein KTP-Kristall eingesetzt, um aus der infraroten 1064-nm-Strahlung eines Nd:YAG-Lasers durch Frequenzverdopplung grüne Strahlung mit der Wellenlänge 532 nm zu erzeugen. Der Kristall ist in mehrfacher Hinsicht geeignet, da er sich optisch stark nicht linear verhält und Strahlung mit der Ausgangsfrequenz und der doppelten Frequenz nur in geringem Maße absorbiert.

## BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Laserdioden-Treiber und Zweifach-Temperatur-Controller Dsc01-2,5	1008632
1	Optische Bank KL	1008642
1	Diodenlaser 1000 mW	1009497
1	Nd:YAG-Kristall	1008635
1	Frequenzverdopplungsmodul	1008636
1	Laserspiegel II	1008639
1	PIN-Photodiode	1008640
1	Filter BG40	1017874
1	Justierlaserdiode	1008634
1	Transportkoffer KL	1008651
1	Laserschutzbrille für Nd:YAG	1002866
1	Digital-Multimeter P3340	1002785
1	HF-Kabel, BNC/4-mm-Stecker	1002748
1	IR Detektorkarte	1017879

## WARNUNG

Im Experiment wird eine Lasereinrichtung der Klasse 4 betrieben, die im infraroten (nicht sichtbaren) Spektralbereich emittiert. Daher sind grundsätzlich immer Laserschutzbrillen zu tragen. Auch mit Laserschutzbrille darf der Laserstrahl nicht direkt beobachtet werden.

# 3

## ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

In starken elektromagnetischen Feldern ändern Materialien häufig ihre optischen Eigenschaften. So kann in einem solchen Material z.B. die Frequenz von intensitätsstarkem Laserlicht verdoppelt werden. Zur Beschreibung solcher Phänomene betrachtet man die Polarisation des Materials, die sich nicht linear mit der elektrischen Feldstärke ändert.

Ist das Material nicht magnetisch, hat die Wellengleichung für die elektrische Feldstärke  $E$  die Form

$$(1) \quad \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}$$

$\tilde{\mathbf{P}}$ : Polarisation des Materials

$\epsilon_0$ : elektrische Feldkonstante

$c$ : Lichtgeschwindigkeit

Zwischen der Polarisation und Feldstärke besteht der nicht lineare Zusammenhang

$$(2) \quad \tilde{\mathbf{P}}(t) = \epsilon_0 \cdot (\chi_1 \cdot E(t) + \chi_2 \cdot E(t)^2)$$

$\chi_1, \chi_2$ : Suszeptibilitäten erster und zweiter Ordnung

Also erzeugt ein mit einer Frequenz  $f$  oszillierendes elektrisches Feld

$$(3) \quad E(t) = E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

eine Polarisation, die aus zwei Anteilen besteht. Der Anteil

$$(4) \quad \tilde{\mathbf{P}}_1(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_1 \cdot E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

oszilliert mit der einfachen Frequenz  $f$  und beschreibt die Änderung der Lichtgeschwindigkeit im Material. Der Anteil

$$(5) \quad \tilde{\mathbf{P}}_2(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_2 \cdot E_0^2 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot 2f \cdot t)$$

schwingt mit der doppelten Frequenz  $2f$  und wirkt gemäß (1) als Quelle für eine neue Komponente des elektromagnetischen Feldes.

Im Photonenbild betrachtet werden dabei zwei Photonen mit der Frequenz  $f$  in ein Photon mit der Frequenz  $2f$  konvertiert (siehe Abb. 1). Aus Gründen der Impulserhaltung ist die Ausbeute hierfür besonders groß, wenn die Phasenfehlanpassung

$$(6) \quad \Delta k \cdot \frac{L}{2} = \left| 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_1} - \frac{2\pi}{\lambda_{2f}} \right| \cdot \frac{L}{2} = \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot L \cdot |n_1 - n_{2f}|$$

$L$ : Resonatorlänge

$\lambda_1, \lambda_{2f}$ : Wellenlängen im Material bei einfacher und doppelter Frequenz

möglichst den Wert Null annimmt. Die Brechzahlen  $n_1$  und  $n_{2f}$  des Materials sollten also möglichst übereinstimmen, was in doppelbrechenden Materialien mit starker räumlicher Anisotropie bei geeigneter Orientierung erreichbar ist (siehe Abb. 2). Dies hat zur Konsequenz, dass die Ausbeute von der räumlichen Orientierung des frequenzverdoppelnden Materials abhängt.

Die Leistungsdichte  $P_{2f}$  der neuen Strahlung hängt quadratisch von der Leistungsdichte  $P_1$  der Fundamentalstrahlung ab. Es gilt

$$(7) \quad P_{2f} = P_1^2 \cdot \frac{L^2}{A} \cdot C \cdot F\left(\Delta k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ mit } F(x) = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

$A$ : Resonatorquerschnitt

$C$ : Materialkonstante bei gegebener Wellenlänge

Im Experiment wird ein KTiOPO<sub>4</sub>-Kristall (KTP) eingesetzt, um aus der infraroten 1064-nm-Strahlung eines Nd:YAG-Lasers durch Frequenzverdopplung grüne Strahlung mit der Wellenlänge 532 nm zu erzeugen. Der Kristall ist in mehrfacher Hinsicht geeignet, da er sich optisch stark nicht linear verhält und Strahlung mit der Ausgangsfrequenz und der doppelten Frequenz nur in geringem Maße absorbiert.

## AUSWERTUNG

Zur Bestätigung der Abhängigkeit vom Quadrat der Primärleistung  $P_1$  wird die aus vorhergehenden Experimenten bekannte Abhängigkeit der Primärleistung vom Injektionsstrom  $I$  der Laserdiode ausgenutzt.

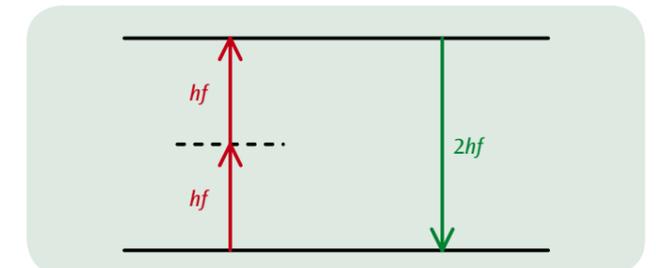


Abb. 1: Schematische Darstellung zur Frequenzverdopplung.

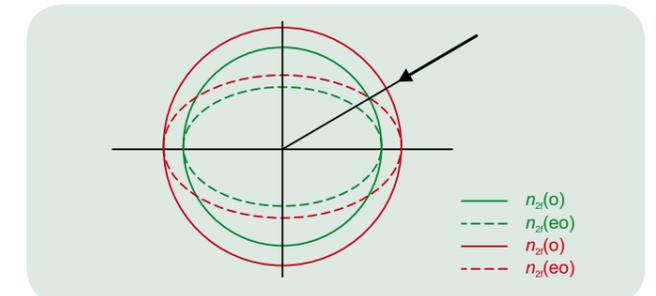


Abb. 2: Schematische Darstellung zur Phasenanpassung durch Nutzung der Doppelbrechung im Material.

$n(o)$ : Brechzahl des ordentlichen Strahls

$n(eo)$ : Brechzahl des außerordentlichen Strahls

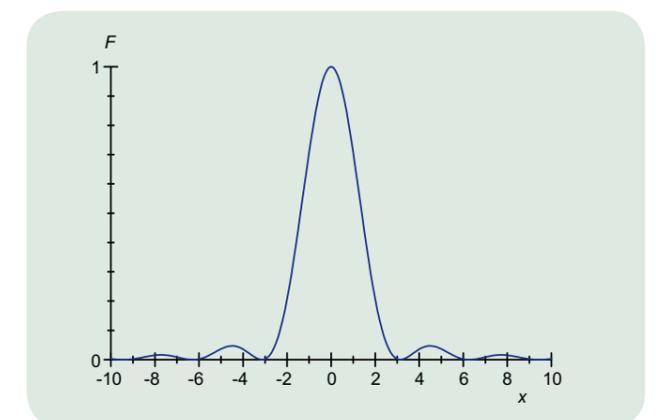


Abb. 3: Darstellung der Funktion  $F(x)$