

# In-situ Kontrolle optischer Filter durch phasenverschobene Gitter

S. Lichtenberg, V.M. Petrov, J. Petter, T. Tschudi

Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt  
Hochschulstrasse 6, 64293 Darmstadt

mailto:soeren.lichtenberg@physik.tu-darmstadt.de

Wir demonstrieren eine neue Technik zur Kontrolle der Transferfunktion eines optischen Filters. Grundlage ist hierbei die Manipulation von Phasensprüngen zwischen Teilgittern eines volumenholographischen Gitters. Die Kontrolle erfolgt über ein dem Aufnahmestrahl aufgeprägtes Phasenprofil mit Hilfe einer Flüssigkristallzelle. Vorgestellt werden experimentelle Ergebnisse sowie numerische Simulationen der verschiedenen Filterkonfigurationen.

## Einführung

Durchstimmbare Filter finden vor allem in Bereich der Telekommunikation Verwendung, mögliche Einsatzgebiete sind hierbei das Separieren von WDM Datenkanälen und das selektive Schalten von Multimode Lasern. Mit der von uns vorgestellten Methode kann die Transferfunktion des Filters beliebig manipuliert werden. Somit ist es möglich den Filter im laufenden Betrieb an verschiedene Aufgaben anzupassen. Die Funktionsweise des Filters beruht auf sukzessiver Bragg Reflexion an phasenverschobenen Teilgittern.

## Theorie

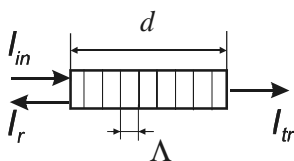
Die Transferfunktion eines optischen Filters ist definiert über die wellenlängenabhängige Transmission des Filters [1]:

$$D(\lambda) = \frac{I_{in}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} \quad (1)$$

hierbei sind  $I_{in}$  und  $I_{tr}$  die Ein- bzw. Ausgangsintensitäten. Die Transferfunktion enthält neben der Filtercharakteristik Informationen über die Selektivität  $\delta\lambda$  des Filters, gegeben durch die Länge  $d$  des Gitters und die Gitterperiode  $\Lambda$

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Lambda}{d} \quad (2)$$

und das Signal-Rausch Verhältnis des gefilterten Signals. Die Form der Transferfunktion ist durch die Strukturierung des zugrunde liegenden Gitters festgelegt. Der von uns realisierte adaptive Filter basiert auf volumenholographischen Gittern in einem photo-refraktiven Medium



(BaTiO<sub>3</sub>), daher wird im Folgenden nur der Spezialfall eines volumenholographischen Gitters diskutiert.

Im Fall geringer Gittermodulation hat die Transferfunktion eines einfachen Bragg Gitters (nur eine Gitterperiode) die Form einer  $\text{sinc}^2$  Funktion.

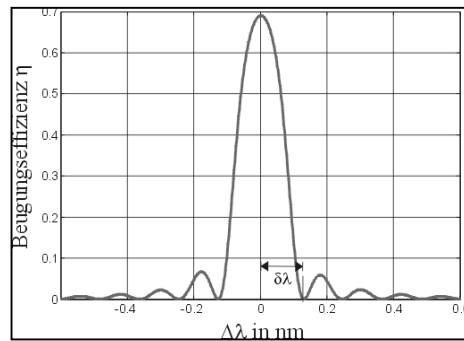


Abb. 1 Die Transferfunktion eines Bragg Filters

Besteht der Filter aus verschiedenen Teilgitter (vgl Abb. 2) konstanter Gitterperiode  $\Lambda$ , welche durch Diskontinuitäten  $\Delta\Lambda$  getrennt sind, so weist die resultierende Transferfunktion des Filters eine komplexere Struktur auf. Das Brechungsindexgitter eines Volumenhologramms mit  $Q$  Teilgittern kann hierbei wie folgt beschrieben werden [1]:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \sum_{p=1}^Q \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z + \varphi_p\right) \quad (3)$$

wobei  $n_0$  der mittlere Brechungsindex,  $\Delta n$  die Modulationsstärke des Gitters und  $\varphi_p$  die relative Phase des  $p$ -ten Teilgitters ist.

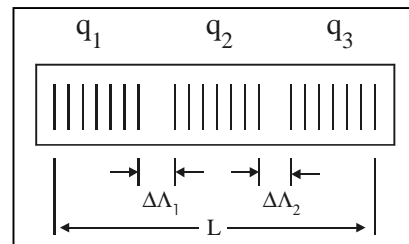


Abb.2 Ein stückweise definiertes Gitter

Die Berechnung der Transferfunktion über die Struktur des Gitters kann prinzipiell auf zwei Arten durchgeführt werden. Mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Wellen nach Kogelnik [3] kann basierend auf der gegebenen Gitterstruktur eine Analytische Lösung unter Beachtung der Randbedingungen (Länge und relative Position der Teilgitter) für die gesuchte Transferfunktion berechnet werden [2-3].

Eine alternative Methode ist Berechnung der Transferfunktion durch Fouriertransformation der gegebenen Gitterstruktur [1]. Hierfür wird als Zwischenschritt ein Phasenprofil, basierend auf den Längen und relativen Phasen (definiert durch  $\Delta\Lambda$ ) der Teilgitter erstellt. Diese Methode hat gegenüber der analytischen Lösung den Vorteil, das beliebige Gitter mit dem selben Algorithmus untersucht werden können. Für geringe Modulationsstärken  $\Delta n$  des Gitters liefern beide Methoden identische Resultate. Mit zunehmender Modulationsstärke weichen die über die Fouriertransformation numerisch berechneten Ergebnisse von der analytischen Lösung ab.

### Experimenteller Aufbau

Das holographische Gitter wird durch zwei kohärente Laserstrahlen (1) (@532nm) als Brechungsindexgitter in einen photorefraktiven Kristall (2) geschrieben. Ausgelesen wird das Gitter schon während des Schreibprozesses mit Hilfe eines durchstimmbaren IR Lasers (3) ( $\lambda = 1456-1581\text{nm}$ ).

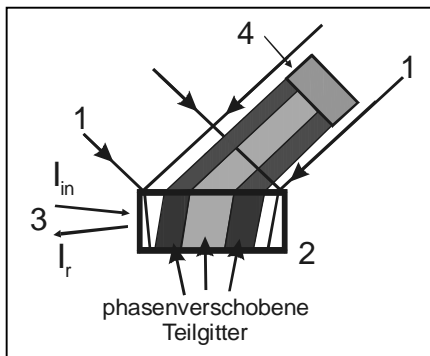
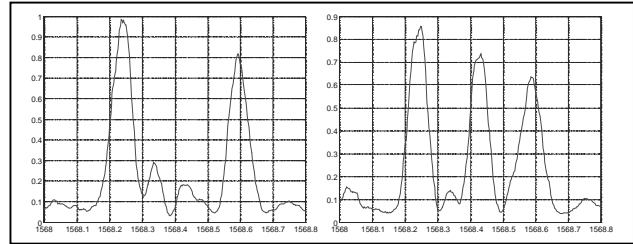


Abb. 3 Aufnahme- und Auslesegeometrie

Einer der beiden Aufnahmestrahlen kann durch einen eingebrachten ortsaufgelösten Phasenmodulator (4) in der Phase moduliert werden, dies resultiert in einem stückweise definierten Gitter im Kristall.

### Filterkanalaufspaltung

Eine der möglichen Manipulationen des adaptiven Filters ist die Aufspaltung des Filterkanals in zwei bzw. drei voneinander spektral getrennte Filterkanäle. Die in Abb. 4 dargestellten Transferfunktionen wurden experimentell bestimmt, die notwendigen Gittermanipulationen wurden numerisch simu-



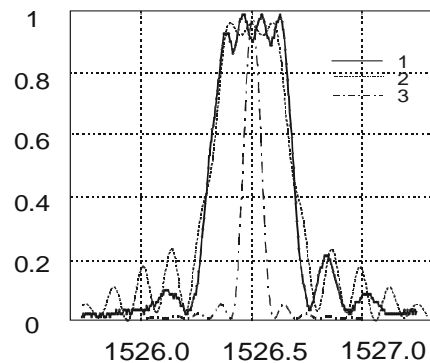
liert und mit Hilfe des Phasenmodulators experimentell realisiert.

### Realisierung eines Flattop Filters

Der in Abb. 5 dargestellte Flattop Filter reflektiert ein eingehendes Signal in einem spektralen Bereich von etwa 250pm um die Bragg Wellenlänge.

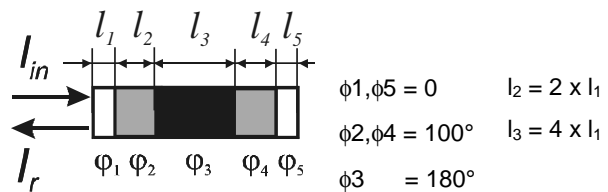
Abb. 5 Flattop Transferfunktion

In Kurve 1 ist der experimentell realisierte Flattop



dargestellt, Kurve 2 wurde entsprechend dem in Abb. 6 angegebenen Phasenprofil theoretisch simuliert, Kurve 3 entspricht der unveränderten Transferfunktion eines Filters gleicher Länge.

Abb. 6 Phasenprofil für eine Flattop TF



### Referenzen

- [1] Petrov et al., Optics Comm. 229 (2004) 131-139
- [2] Collier, Burckhardt, Lin, Academic Press, ISBN 0-12-181052-6, 1971
- [3] H. Kogelnik, Bell Syst. Tech. J. 48 (1969) 2909