

Single-Mode-Frequenzdurchstimmung eines ECDLs in Littrow-Konfiguration mit akusto-optischen Modulatoren (AOM)

Jörn Winter, André Bösel, Klaus-Dieter Salewski

Ernst-Moritz-Arndt Universität Greifswald
Institut für Physik / Angewandte Physik

<mailto:j.winter.uni-greifswald@web.de>

Gewöhnlich erfolgt die Durchstimmung eines ECDLs (External Cavity Diode Laser) in Littrow-Konfiguration durch Drehung des Reflexionsgitters. Seine Trägheit begrenzt die Wiederholrate und die Durchstimmgeschwindigkeit. Untersucht werden Möglichkeiten mittels Strahldeflektoren eine Frequenzdurchstimmung ohne Gitterdrehung zu erreichen.

1 Einführung

Bei herkömmlichen Littrow-Lasern [1] wird ein Reflexionsgitter als frequenzselektives Element eingesetzt. Durch Drehung des Gitters mittels eines Piezoaktuators kann die selektierte Frequenz verändert und durch geschickte Wahl des Gitterdrehpunktes eine theoretisch unbegrenzte Single-Mode-Frequenzdurchstimmung erreicht werden.

Die Trägheit des Gitter-Piezo-Systems begrenzt dabei jedoch die Durchstimmgeschwindigkeit sowie die Wiederholrate.

Um diesen Nachteil zu umgehen, untersuchen wir Möglichkeiten, mit Hilfe von Strahldeflektoren eine Frequenzdurchstimmung ohne Gitterdrehung zu erreichen. Als strahlablekende Elemente werden akusto-optische Modulatoren (AOMs) eingesetzt.

2 Modell des Littrow-Lasers

Bei einem ECDL in Littrow-Konfiguration trifft der Laserstrahl auf ein Reflexionsgitter. Die erste Beugungsordnung wird in den Laser zurückreflektiert und führt zu optischer Rückkopplung.

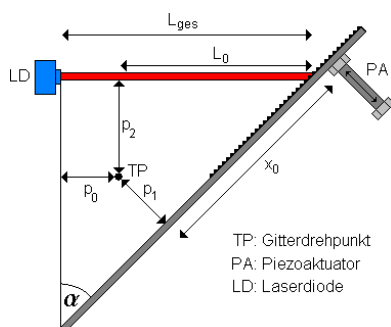


Abb. 1 Schematischer Littrow - Aufbau

Unter Voraussetzung einer entspiegelten Frontfalte der Laserdiode, der vollständigen Verspiegelung ihrer Rückfalte und unter Vernachlässigung des diodeninternen optischen Weges folgt für die relative resonatorinterne Intensität $I(\nu)/I_0$ in Abhängigkeit von der Strahlungsfrequenz:

$$\frac{I(\nu)}{I_0} = \frac{1 + |r_{Litt}|^2}{(1 - |r_{Litt}|)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4|r_{Litt}|}{(1 - |r_{Litt}|)^2} \sin^2 \phi} \quad (1)$$

$$\text{mit } \phi = 2\pi \frac{\nu}{c_0} L_{ges} - \pi \frac{x_0}{g}$$

Diese Intensität $I(\nu)$ besitzt für $\phi = m \cdot \pi$ bzw.

$$\nu_{max,m} = \frac{c_0}{2L_{ges}} \left(m + \frac{x_0}{g} \right), \quad m \geq -\frac{x_0}{g}, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (2)$$

die Maxima $I(\nu_{max,m})$, welche als Resonatormoden bezeichnet werden (Abb. 2). Für den Betrag des frequenzselektiven Reflexionsfaktors des Gitters (Gitterselektivität) gilt

$$|r_{Litt}| = G_1 \cdot e^{-\frac{\pi^2 R^2 \left(\frac{\nu}{\nu_0(\alpha)} - 1 \right)^2}{4g^2}} \quad \text{mit } \nu_0(\alpha) = \frac{c_0}{2 \cdot g \cdot \sin \alpha} \quad (3)$$

(g – Gitterkonstante, R – Strahlradius, G_1 – Beugungseffizienz der 1. Ordnung, α – Gitterdrehwinkel).

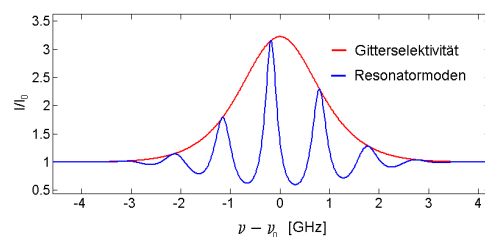


Abb. 2 Relative Resonatorintensität in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz $\nu - \nu_0$: verschiedene Resonatormoden sind erkennbar

Durch Drehung des Gitters wird die Gitterselektivität nach Gl. (3) verschoben. Dabei ändert sich die Frequenz $\nu_{max,m}$ in Gl. (2), was eine Verschiebung der Resonatormoden bedeutet.

Eine Single-Mode-Durchstimmung ist dann möglich, wenn sich die Gitterselektivität und die Resonatormoden identisch ändern.

3 Modifizierter Littrowaufbau mit 2 AOMs

Um die Gitterselektivität (3) ohne Gitterdrehung zu ändern, benutzen wir akusto-optische Modulatoren (AOMs). Auf Grund der Wechselwirkung der akustischen Welle mit dem Laserstrahl (*Brillouin-Streuung*) erfolgt eine Strahlablenkung [2] (Abb. 3).

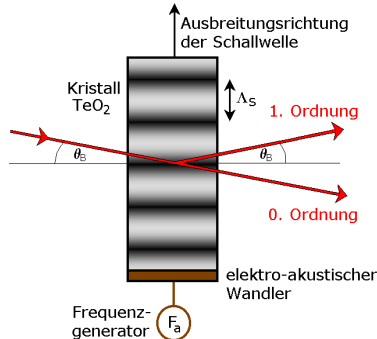


Abb. 3 Strahlverlauf im AOM-Kristall

Gemäß der Bragg-Reflexion gilt für den Ablenkwinkel θ_B :

$$\sin \theta_B = \frac{c_0}{2 \cdot \Lambda_s \cdot \nu} = \frac{c_0 \cdot F_a}{2 \cdot c_s \cdot \nu} \quad (4)$$

Eine Änderung der akustischen Frequenz F_a um ΔF_a führt zu einer Variation von θ_B [3] um

$$\Delta \theta_B \approx \frac{c_0}{c_s \cdot \nu} \Delta F_a \quad (5)$$

Die Laserfrequenz in der ersten Beugungsordnung ist im Gegensatz zur Frequenz des einfallenden Strahls um F_a verschoben (Energieerhaltungssatz). Eine Kompensation dieser Verschiebung wird mit 2 AOMs erreicht (Abb. 4).

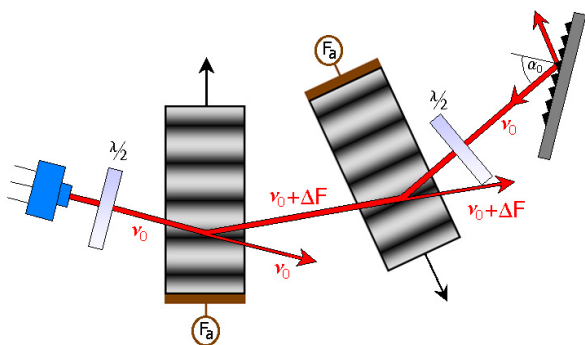


Abb. 4 Modifizierter Littrow-Aufbau mit 2 AOMs zur Kompensation der Frequenzverschiebung

4 Verschiebung der Gitterselektivität

In Folge einer Erhöhung der Schallfrequenz F_a um ΔF_a ändert sich der Auftreffwinkel α_0 , was nach Gl. (3) zu einer Verschiebung des Maximums der Gitterselektivität führt. Dadurch nimmt die Intensität der verschiedenen Resonatormoden zu bzw. ab. Dies wurde mit Hilfe eines Fabry-Perot-Interferometers an einem entsprechenden experimentellen Aufbau beobachtet (Abb. 5).

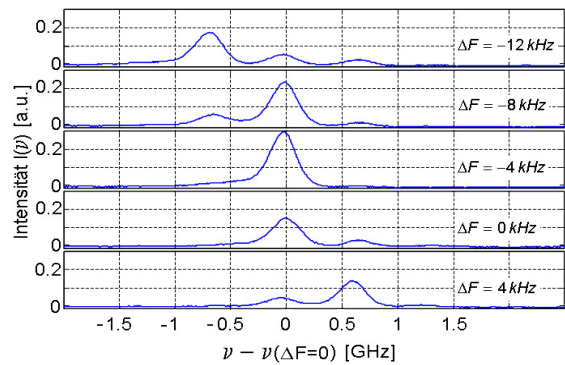


Abb. 5 Verschiebung der Gitterselektivität unter Verwendung von 2 AOMs

5 Verschiebung der Resonatormoden

Die Lage der Resonatormoden im Spektrum ist durch die Frequenzen $\nu_{\max,m}$ definiert Gl. (2). Unsere Berechnungen zeigen, dass für den Fall $p_2 = 0$ (Abb. 1) eine Resonatormodenverschiebung von

$$\Delta \nu_{\max,m} = \frac{\nu_0(\alpha_0) \cdot L_0}{2 \cdot L_{\text{ges}}} \Delta \theta_B^2 \quad (6)$$

folgt. Auf Grund der quadratischen Abhängigkeit vom Ablenkwinkel $\Delta \theta_B$ ist die Resonatormodenverschiebung sehr klein, was experimentell bestätigt werden konnte (Abb. 6).

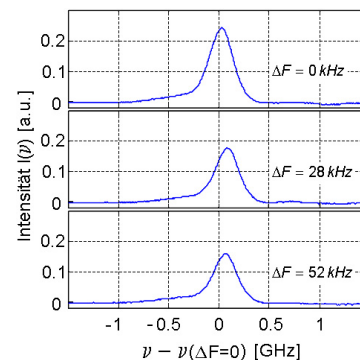


Abb. 6 Erhöhung der akustischen Frequenz führt zu keiner wesentlichen Modenverschiebung

6 Ausblick

Es ist zu klären, ob ein weiteres optisches Element innerhalb des modifizierten Littrow-Lasers eine deutlich größere Verschiebung der Resonatormoden bewirken kann. In diesem Fall wäre eine schnelle Single-Mode-Frequenzdurchstimmung möglich.

Literatur

- [1] F.J. Duarte, P. Zorabedian: *Tunable Lasers Handbook*, Academic Press, Inc., San Diego (1995)
- [2] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, H. Schmidt: *Optik für Ingenieure*, Springer-Verlag, Berlin (2002)
- [3] A. Korpel: *Acousto-Optics*, Marcel Dekker, Inc., New York (1997)