

# Maßgeschneiderte Externer-Resonator-Halbleiterlasersysteme unter Ausnutzung Nichtlinearer Dynamik

*Michael Peil, Shyam K. Mandre, Ingo Fischer, Wolfgang Elsaßer,  
TU Darmstadt*

Manuskripteingang: 11. Dezember 2006; zur Veröffentlichung angenommen: 14. März 2007

Wir untersuchen die Möglichkeit des Einsatzes und der Anwendung Nichtlinearer Dynamik (NLD) zur gezielten Beeinflussung der Emissionseigenschaften von Halbleiterlasersystemen in Externer-Resonator-Konfiguration. Anhand zweier Beispiele zeigen wir, dass der Einsatz der Nichtlinearen Dynamik eine gezielte Entwicklung neuartiger Lichtquellen mit maßgeschneiderten Emissions- und Kohärenzeigenschaften ermöglicht. Unsere Ergebnisse verdeutlichen das hohe Potenzial der Nichtlinearen Dynamik zur gezielten Optimierung nichtlinearer Systeme, die in verschiedenen Methoden der Messtechnik Einsatz finden.

**Schlagwörter:** Nichtlineare Dynamik, Halbleiterlaser, zeitverzögerte Rückkopplung, Kontrolle, Kohärenz

## Tailored External-Cavity Semiconductor Laser Systems Harnessing Nonlinear Dynamics

We investigate the possibility of harnessing nonlinear dynamics (NLD) by tailoring and controlling the emission dynamics of semiconductor laser systems with an external-cavity configuration. By means of two examples, we highlight that nonlinear dynamics enables the development of novel light sources with customized emission and coherence properties. Our results emphasize the high potential of nonlinear dynamics for a specific optimization of nonlinear systems, allowing for implementation in various methods of measurement engineering.

**Keywords:** Nonlinear dynamics, semiconductor lasers, delayed feedback, control, coherence

### 1 Einleitung

In den vergangenen drei Jahrzehnten haben sich Halbleiterlaser (HL) immer stärker in verschiedenen Bereichen industrieller, aber auch alltäglicher Anwendungen

etabliert. Neben dem Einsatz in CD-/DVD-Laufwerken und Laserdruckern finden Halbleiterlaser zum Beispiel beim Pumpen von Festkörperlaser, in der Materialbearbeitung und, nicht zuletzt, in der Telekommunikation Anwendung. Hierbei kommen den Halbleiterlasern

Eigenschaften wie geringe Größe, kostengünstige Herstellung und hohe Effizienz zugute, die die HL-Branche zur ökonomisch bedeutendsten im Lasermarkt wachsen ließen.

Mögen Halbleiterlaser auch einfach in der Handhabung sein, so erfordert deren physikalische Beschreibung das Verständnis von komplexen nichtlinearen Wechselwirkungsmechanismen zwischen optischem Feld und Halbleitermaterial, die in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen komplizierte nichtlineare Emissionsdynamik hervorrufen können. Aus diesem Grunde ist die Nichtlineare Dynamik ein Forschungsgebiet, das die technische Weiterentwicklung und Verbreitung der Halbleiterlaser bis heute begleitet.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen konzentrieren sich auf den Einfluss optischer Rückkopplung (RK) auf die Emissionseigenschaften von Halbleiterlasern. Auf der einen Seite stellen RK-induzierte Instabilitäten ein praxisnahes Problem dar, da solche Instabilitäten die Funktionalität vieler Systeme stören und den Einsatz kostspieliger Komponenten zur optischen Isolation erfordern. Auf der anderen Seite sind RK-induzierte dynamische Phänomene von interdisziplinärem Interesse, weshalb deren Erforschung fester Bestandteil der Nichtlinearen Dynamik geworden ist.

In HL-Systemen kann optische Rückkopplung je nach Konfiguration einen ambivalenten Einfluss auf das Emissionsverhalten von Halbleiterlasern haben. Zum einen können durch optische Rückkopplung dynamische Instabilitäten der Laserintensität induziert werden, die mit einer Verbreiterung des optischen Emissionsspektrums einhergehen und so zu einer Verringerung der zeitlichen Kohärenz des emittierten Lichts führen [1; 2]. Zum anderen konnte gezeigt werden, dass durch den gezielten Einsatz des Wissens über die Nichtlineare Dynamik in solchen RK-Systemen auch genau das Gegenteil, eine Reduktion der Linienbreite, hervorgerufen werden kann [3]. Aus technischer Sicht eröffnet die Nichtlineare Dynamik eine Kontrollmöglichkeit über die Kohärenzeigenschaften von Halbleiterlasern, die von großem Interesse ist, da sie die Konstruktion von Lichtquellen mit maßgeschneiderten Kohärenzeigenschaften und den guten Strahleigenschaften eines Lasers ermöglicht. Derartige inkohärente HL-Lichtquellen könnten unmittelbaren Einsatz in moderner Messtechnik wie z. B. Kohärenztomografie und Kohärenzradar finden [4; 5].

Neben der Nutzung von Nichtlinearer Dynamik (NLD) zur gezielten *Destabilisierung* der Laseremission kann optische Rückkopplung auch zur *Stabilisierung* eines instabilen nichtlinearen Systems herangezogen werden. Breitstreifenlaser, deren Emissionszone auf bis zu 200  $\mu\text{m}$  verbreitert wird, um Ausgangsleistungen von einigen Watt zu erzielen, stellen solche instabilen Systeme dar. Die Stabilisierung der Emissionsdynamik

solcher Breitstreifenlaser ist von physikalischem, aber auch technischem Interesse [6], da Breitstreifenlaser in der Medizin, Spektroskopie, Materialbearbeitung und auch als Pumplaser eingesetzt werden. Weitere direkte Einsatzmöglichkeiten würden zudem durch die Stabilisierung ermöglicht.

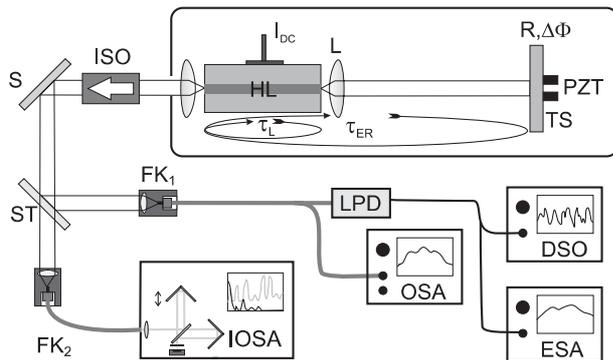
In dieser Arbeit möchten wir anhand zweier Beispiele auf das Potenzial der Anwendung von Nichtlinearer Dynamik zur Realisierung maßgeschneiderter HL-Systeme in Externer-Resonator-Konfiguration hinweisen. Dazu werden wir Experimente sowohl zur gezielten Destabilisierung von Halbleiterlasern, die der kontrollierten Reduktion ihrer Kohärenzlänge dient, als auch Experimente zur Stabilisierung eines Breitstreifenlasers mittels optischer Rückkopplung präsentieren.

## 2 Destabilisierung eines Halbleiterlasers: Lichtquelle mit abstimmbaren Kohärenzeigenschaften

In den letzten zwei Jahrzehnten haben sich Halbleiterlaser als gut geeignete Lichtquellen für messtechnische Anwendungen etabliert. Allerdings werden insbesondere die Anforderungen an die Präzision von Längen- und Entfernungsmessmethoden aufgrund der schnell voranschreitenden Entwicklung in vielen Bereichen der Technik immer größer. Während manche Methoden auf der Kohärenz des Laserlichts beruhen, kann diese bei anderen Verfahren gerade stören und die Messgenauigkeit limitieren, da störende Interferenzeffekte auftreten. Um dieses Problem zu umgehen, wurden neue Messmethoden vorgeschlagen, die auf Lichtquellen mit maßgeschneiderten Kohärenzeigenschaften und guten Strahlqualitäten basieren [4; 5]. In diesem Zusammenhang präsentieren wir einen vielversprechenden Ansatz zur Realisierung solcher Lichtquellen mit durchstimmbaren Kohärenzeigenschaften, der auf Nutzung der Nichtlinearen Dynamik eines HL-Systems beruht.

### 2.1 Experimenteller Aufbau

Zur Realisierung einer möglichst inkohärenten Lichtquelle soll die Kohärenzlänge eines Halbleiterlasers durch zeitverzögerte optische Rückkopplung unter Einsatz von Nichtlinearer Dynamik reduziert werden. Bild 1 zeigt ein Schema des entsprechenden Experiments. Für die Lichtquelle wurde ein Halbleiterlaser mit einem besonders geringen Longitudinalmodenabstand und einer breiten und flachen Gewinnkurve ausge-



**Bild 1:** Experimenteller Aufbau der inkohärenten Lichtquelle.

**Figure 1:** Experimental setup of the incoherent light source.

wählt. Der verwendete Halbleiterlaser ist ein 1,5 mm langer Multimoden-Rippenwellenleiter-Laser, der bei einer Wellenlänge von 785 nm emittiert und einen Longitudinalmodenabstand von 25,3 GHz aufweist. Die maximale Ausgangsleistung des Halbleiterlasers beträgt 110 mW und ist bei 3,3-fachem Schwellstrom  $I_S = 45,7$  mA erreicht. Der Halbleiterlaser (HL) wird mit einer rauscharmen Stromquelle betrieben und seine Temperatur auf 22,5 °C stabilisiert. Das an der Vorderfacette emittierte Licht wird kollimiert (L) und trifft auf einen teildurchlässigen Spiegel (TS). Der am TS reflektierte Anteil wird wieder in den Halbleiterlaser eingekoppelt. Eine solche Anordnung wird auch als Externer-Resonator-Konfiguration bezeichnet, da der TS und die Rückfacette des Lasers einen zusätzlichen Resonator zum HL-Resonator definieren. Im Experiment werden externe Resonatoren (ER) mit Längen ( $L_{ER}$ ) kürzer als 3 cm untersucht, sodass  $L_{ER}$  lediglich wenige Vielfache der effektiven Laserlänge in Luft ( $L_{L,eff} = 5,7$  mm) beträgt. Die Emissionsdynamik eines solchen HL-Systems wird im Wesentlichen durch den Nichtlinearitätsparameter  $\alpha$ , den Pumpstrom  $I_{DC}$ , die Rückkopplungsstärke  $R = P_{RK}/P_{emit}$ , die Verzögerungszeit  $\tau_{ER}$  und die Rückkopplungsphase  $\Delta\Phi = \Phi(t) - \Phi(t - \tau_{ER})$  bestimmt [7; 8]. Insbesondere die empfindliche Abhängigkeit der Dynamik von  $\Delta\Phi$  prädestiniert diesen Parameter als experimentelle Kontrollgröße, die allerdings auch hohe Anforderungen an die Stabilität des Aufbaus stellt. Aus diesem Grund wurde in Zusammenarbeit mit Sacher Lasertechnik ein geeigneter Aufbau entwickelt, der den hohen Stabilitätsanforderungen genügt und gleichzeitig eine gute Variabilität der experimentellen Kontrollgrößen gewährleistet. Diese sind  $I_{DC}$ ,  $R$  und  $\Delta\Phi$ , wobei  $\Delta\Phi$  durch Änderungen von  $L_{ER}$  auf Subwellenlängenskala mit Hilfe eines Piezotranslators eingestellt wird.

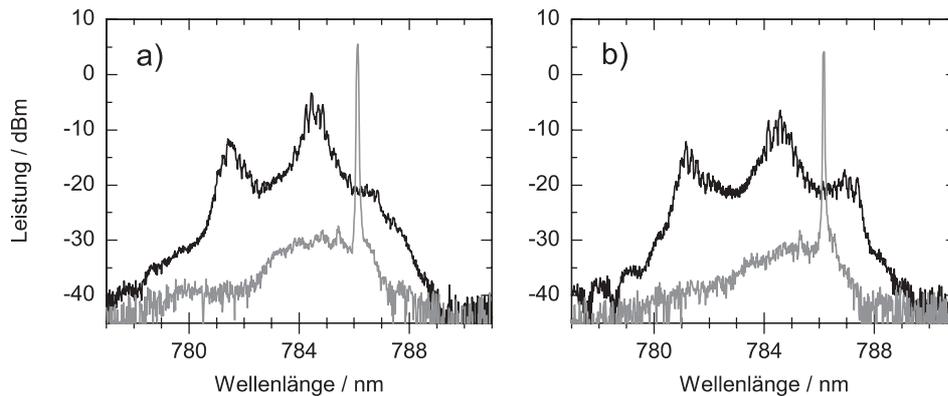
Das an der Rückfacette emittierte Licht dient zur Analyse und wird in den Detektionszweig eingekoppelt, der durch einen optischen Isolator (ISO) abgeschirmt ist. Im Detektionszweig wird das Licht am Strahlteiler (ST) aufgeteilt und in Fasern eingekoppelt (FK<sub>1,2</sub>). Die Intensitätsdynamik wird mit Hilfe einer Lawinen-Photodiode mit 12 GHz Bandbreite detektiert und mit einem digitalen Speicher-Oszilloskop (DSO) mit einer analogen Bandbreite von 4 GHz und einem elektrischen Spektrumanalysator mit einer Bandbreite von 18 GHz aufgenommen. Zusätzlich werden die spektralen Eigenschaften mit einem Gitterspektrometer mit 50 pm Auflösung und einem interferometrischen Spektrumanalysator (IOSA) mit einer Auflösung von 10 pm untersucht, der insbesondere direkte Messungen der Sichtbarkeitsfunktion und damit der Kohärenzeigenschaften ermöglicht.

Wie wir zeigen werden, kann dieses HL-System durch geeignete Wahl der Betriebsparameter zu breitbandiger chaotischer Intensitätsdynamik angeregt werden, die wiederum mit einer ausgeprägten Spektraldynamik hoher Bandbreite verknüpft ist. In diesem Fall kann diese nichtlineare dynamische Eigenschaft in Abhängigkeit von  $\Delta\Phi$  für moderate Rückkopplungsstärken von etwa  $R = 0,05, \dots, 0,2$  und Pumpströmen zwischen  $I_{DC} = 1,5, \dots, 3,3 I_S$  erreicht und untersucht werden.

## 2.2 Optische Breitbandemission

Zur Realisierung möglichst kurzer Kohärenzlängen ist es erforderlich, die optische Bandbreite des HL-Systems zu maximieren. Deshalb sollten möglichst viele der longitudinalen Lasermoden in die Dynamik involviert sein. Grundvoraussetzung hierfür sind ein geringer Longitudinalmodenabstand und eine hohe Gewinnbandbreite – zwei Kriterien, die der ausgewählte Halbleiterlaser erfüllt. Zusätzlich zeigt sich in den Experimenten, dass für moderate Rückkopplungsstärke und beim Einstellen einer Resonanzbedingung zwischen Laser- und externem Resonator eine besonders hohe Anzahl von Lasermoden angeregt und in die Dynamik einbezogen werden kann. Dabei sollte die Resonanzbedingung derart sein, dass  $\tau_{ER}$  einem ganzzahligen (oder auch halbzahligen) Vielfachen von  $\tau_L$  entspricht:  $V = \tau_{ER}/\tau_L$ .

Bild 2, in dem jeweils zwei optische Spektren für zwei unterschiedliche Resonanzbedingungen  $V$  dargestellt sind, verdeutlicht, dass sich mit diesem HL-System auf die oben beschriebene Weise optische Spektren mit einer Bandbreite von ca. 7 nm realisieren lassen. In diesem Experiment ist  $I_{DC} = 2,9 I_S$  und  $R = 0,16$ , für das eine Schwellreduktion von 6,7% gemessen wurde. Bild 2a zeigt zwei optische Spektren für zwei verschiedene  $\Delta\Phi$ -Werte und für  $V = 4,0$  (ganzzahlige Resonanzbedingung). Durch kontrollierte



**Bild 2:** Einstellbare optische Spektren für unterschiedliche Bedingungen resonanter Rückkopplung: a)  $V = 4$ , b)  $V = 3,5$ .

**Figure 2:** Achievable optical bandwidth for two different resonant cavities conditions: a)  $V = 4$ , b)  $V = 3.5$ .

Änderung von  $\Delta\Phi$  lässt sich die Emissionscharakteristik von konstanter Einmodenemission (graue Kurve) bis hin zu chaotischer Multimodendynamik mit ca. 7 nm optischer Bandbreite verändern. Diese ungewöhnliche optische Bandbreite des emittierten Lichtes wird erst durch das Einstellen einer ausreichend guten Resonanzbedingung erreicht, die diese starke Kopplung der Lasermoden ermöglicht. In diesem Fall sind mehr als 120 interagierende Lasermoden an der Dynamik beteiligt.

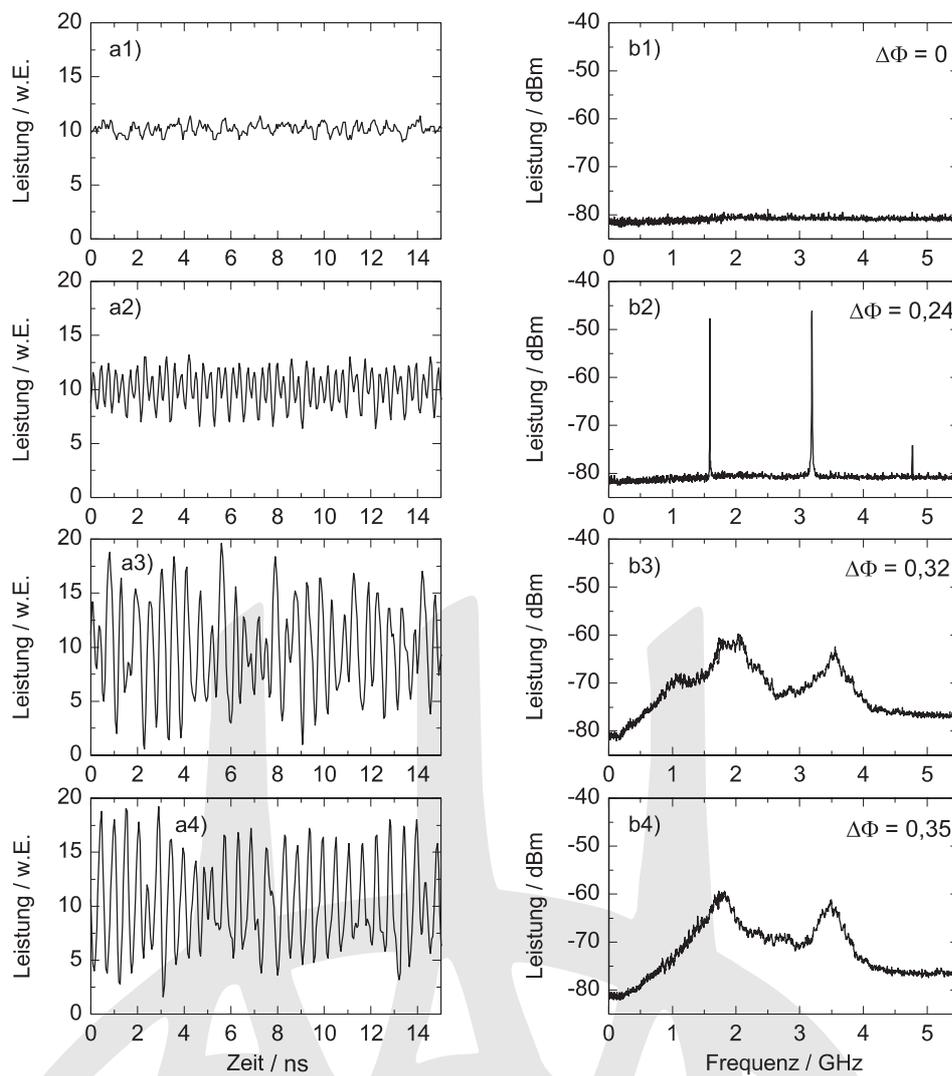
Bild 2b zeigt entsprechende optische Spektren für die etwas schwächere Resonanzbedingung mit  $V = 3,5$ . Für diese Resonanzbedingung sind die jeweils übernächsten Lasermoden in Resonanz. Dies resultiert in einer etwas geringeren Kopplungsstärke, wodurch sich die dynamischen Eigenschaften des HL-Systems besser kontrollieren lassen. Bild 2b verdeutlicht allerdings, dass die Kopplung der Lasermoden noch stark genug ist, um eine ebenso hohe optische Bandbreite wie für  $V = 4$  erreichen zu können. Für schwächere Resonanzbedingungen hingegen reduziert sich die erreichbare optische Bandbreite signifikant.

Die in Bild 2b nachgewiesene hohe optische Bandbreite lässt auf eine deutlich reduzierte Kohärenzlänge schließen. Die entsprechenden Kohärenzeigenschaften sind allerdings nicht unmittelbar aus dem optischen Spektrum abzuleiten, da diesem eine ausgeprägte Intensitäts- und Spektraldynamik zu Grunde liegt. Im nächsten Abschnitt werden wir deshalb die Dynamik und die entsprechenden Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle in Abhängigkeit von  $\Delta\Phi$  charakterisieren und Zusammenhänge herausstellen.

## 2.3 Dynamik und Kohärenzeigenschaften

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Rückkopplungsphase  $\Delta\Phi$  auf die Intensitätsdynamik und die Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle untersucht. In Hinblick auf eine gezielte Einstellbarkeit und hohe Durchstimmbarkeit der Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle wird im Experiment die etwas schwächere Resonanzbedingung mit  $V = 3,5$  gewählt. Die weiteren Parameter sind  $I_{DC} = 3,1 I_S$  und  $R = 0,16$ .

Bild 3 zeigt die Abhängigkeit der Intensitätsdynamik von dem Kontrollparameter  $\Delta\Phi$ . Eine stetige Variation von  $\Delta\Phi$  zeigt eine zyklische Abhängigkeit der Dynamik von  $\Delta\Phi$  auf. Zur Verdeutlichung des Sachverhalts sind in Bild 3a charakteristische Zeitserien zusammen mit den entsprechenden rf-Spektren in Bild 3b für einen vollen Phasenzyklus von  $\Delta\Phi$ , dem wir ein Intervall von  $\Delta\Phi_{\text{Anf.}} = 0$  bis  $\Delta\Phi_{\text{Ende}} = 1$  zuordnen, dargestellt. Dem Zustand stabiler Laseremission wird der Phasenwert  $\Delta\Phi = 0$  zugeordnet. Weder in der Zeitserie in Bild 3a1 noch in dem entsprechenden rf-Spektrum, das in Bild 3b1 dargestellt ist, zeigen sich Anzeichen von Dynamik. Dies lässt sich jedoch ändern, indem wir  $\Delta\Phi$  graduell erhöhen. Für  $\Delta\Phi = 0,22$  finden wir periodische Oszillationen der Intensität mit einer Frequenz von 3,1 GHz. Eine leichte Erhöhung auf  $\Delta\Phi = 0,24$  resultiert in einer Periodenverdopplung, wie sie in den Bildern 3a2 und 3b2 dargestellt ist. Diese Periodenverdopplungsrouten setzt sich durch stetige Erhöhung von  $\Delta\Phi$  fort und führt zu chaotischer Intensitätsdynamik, mit rf-Spektren, die eine Bandbreite von  $\sim 4$  GHz aufweisen, wie sie in den Bildern 3a3 und Bild 3b3 gezeigt wird. Selbst innerhalb des chaotischen Regimes kann die Emissionsdynamik durch weitere Änderung von  $\Delta\Phi$  beeinflusst werden. Dies wird aus dem Ver-



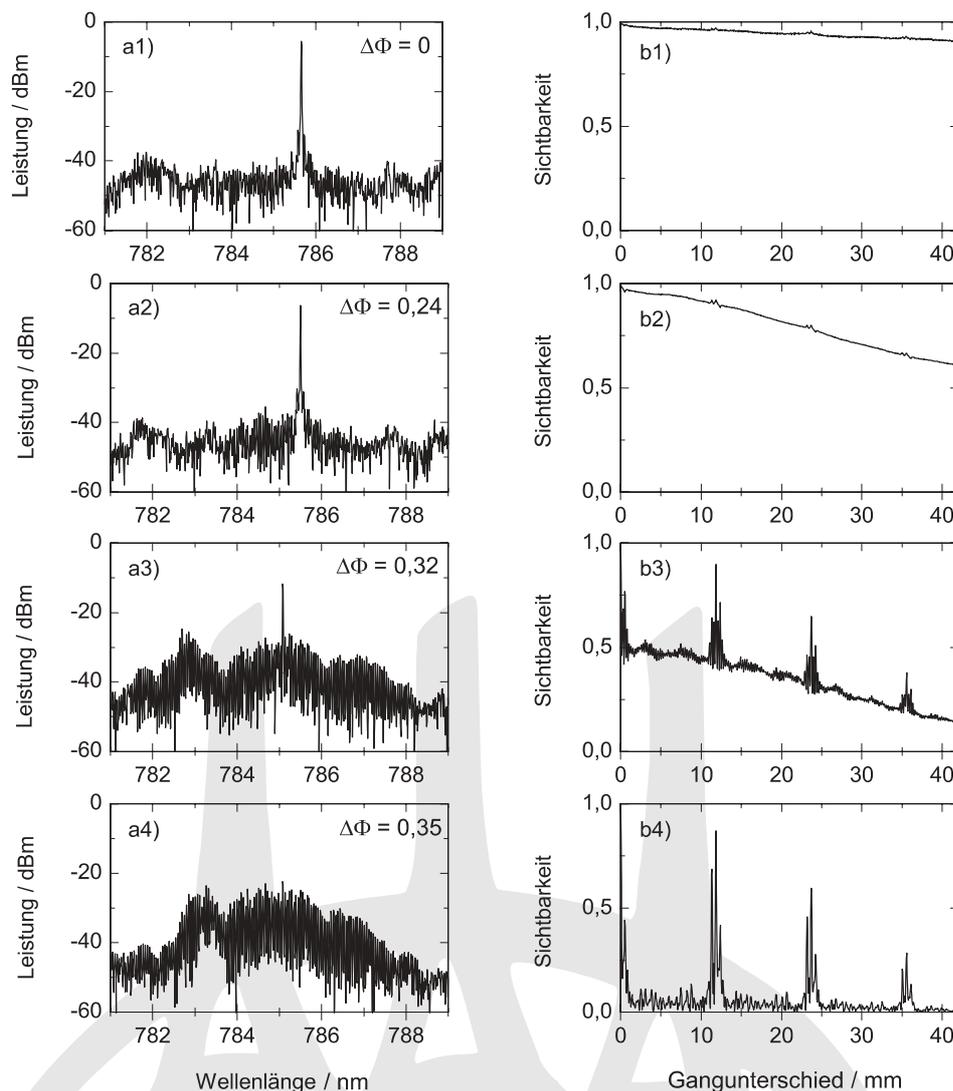
**Bild 3:** Einfluss der Rückkopplungsphase auf die Intensitätsdynamik der Lichtquelle.

**Figure 3:** Influence of the feedback phase on the intensity dynamics of the light source.

gleich der rf-Spektren in den Bildern 3b3 und 3b4 klar. Eine weitere Erhöhung der Phase auf  $\Delta\Phi = 0,4$  führt schließlich wieder zum Zustand stabiler Emission, der bis Zyklusende bestehen bleibt.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die RK-Phase  $\Delta\Phi$  ein geeigneter Kontrollparameter ist, der eine gezielte Manipulation der Emissionsdynamik der Lichtquelle erlaubt. Diese Eigenschaft ist in Bezug auf die Kohärenzeigenschaften des Systems von großem Interesse, da aufgrund der starken Amplituden-Phasen-Kopplung des Lichtes im Halbleiterlaser ( $\alpha$ -Parameter) mit der Intensitätsdynamik eine ausgeprägte Spektraldynamik verbunden ist. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen, haben wir die optischen Eigenschaften des Systems in Abhängigkeit von  $\Delta\Phi$  mit Hilfe interferometrischer Messtechnik untersucht. In Bild 4 sind

die optischen Spektren in Bild 4a1–a4 und die entsprechenden Sichtbarkeitsfunktionen  $S(L)$  in Bild 4b1–b4 dargestellt. Die Messbedingungen entsprechen denen aus Bild 3 und erlauben deshalb einen direkten Vergleich von Intensitäts- und Spektraldynamik. Für stabile Emission (Bild 4a1, b1, entspr.  $\Delta\Phi = 0$ ) emittiert das HL-System auf einer einzelnen Lasermoden. Die Kohärenzlänge  $L_K$  ( $S(L_K) = 1/e$ ), die in diesem Falle durch Messung der Linienbreite bestimmt wurde, beträgt ca. 10 m. Durch Variation von  $\Delta\Phi$  ändern sich die Spektraleigenschaften und damit auch  $L_K$ . Mit einsetzender periodischer Intensitätsdynamik bleibt das Spektrum in Bild 4a2 zunächst einmodig, jedoch bewirkt die Dynamik eine Erhöhung der Linienbreite und  $L_K$  reduziert sich deutlich. Für den Periode-Zwei-Zustand in den Bildern 4a2 und b2 reduziert sich  $L_K$  bereits auf



**Bild 4:** Einfluss der Rückkopplungsphase auf die optischen Spektral- und Kohärenzeigenschaften.  
**Figure 4:** Dependence of the optical spectral properties and the coherence properties on the feedback phase.

$L_K = 75$  cm. Bei Einsetzen chaotischer Dynamik ist die Spektraldynamik derart ausgeprägt, dass ein Überlapp der benachbarten Lasermoden stattfindet. Dadurch setzt eine globale Spektraldynamik ein, die sich in Bild 4a3 in einsetzender Multimodenemission ausdrückt. Die Konsequenz ist eine drastische Änderung der Kohärenzeigenschaften, die in Bild 4b3 dargestellt sind. Die Sichtbarkeitsfunktion bricht ein und  $L_K$  verkürzt sich auf 3,6 cm. Die charakteristischen Spitzen in  $S(L)$  rühren von korrelierter Dynamik benachbarter Lasermoden her. Für die vollständig entwickelte chaotische Dynamik in Bild 4a4 und 4b4 beträgt die optische Bandbreite ca. 5 nm und die  $S(L)$  fällt innerhalb von nur 80  $\mu\text{m}$  auf  $1/e$  ab, wobei auch in diesem Fall eine Restkorrelation benachbarter Lasermoden erhalten bleibt.

Diese Ergebnisse zeigen, dass sich die Kohärenzeigenschaften der HL-Lichtquellen mit Hilfe der Nutzung der Nichtlinearen Dynamik gezielt verändern lassen. In weiteren Experimenten konnte der Bereich zugänglicher Kohärenzlängen durch Optimierung der Betriebsparameter  $I_{DC}$  und  $R$  erweitert werden und minimale Kohärenzlängen von ca.  $L_K = 50$   $\mu\text{m}$  erreicht werden. Zusätzlich zu der Optimierung der Betriebsparameter eröffnet die gezielte Anpassung der Lasereigenschaften weitere Verbesserungsmöglichkeiten. Dennoch ist der bereits erzielte Bereich zugänglicher  $L_K$  äußerst attraktiv im Hinblick auf den Einsatz solcher Lichtquellen in zukünftigen modernen Lichtradar- oder Kohärenztomografie-Messgeräten.

Die konzeptionelle Tragfähigkeit der inkohärenten Lichtquelle für reale messtechnische Anwendungen wurde kürzlich im Rahmen einer Zusammenarbeit mit dem Fachbereich Maschinenbau, Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik (Prof. Cameron Tropea) demonstriert [9]. Hierbei wurde beispielhaft anhand eines Regenbogen-Refraktometrie-Experimentes an einem Wassertropfen gezeigt, dass in der Tat die maßgeschneiderte inkohärente Lichtquelle für eine Reihe von nichtinvasiven, optischen Messtechniken in einer Reihe von technologischen und industriellen Prozessen, wie z. B. in Verbrennungsmaschinen oder in der Medizin zur Bestimmung von Temperatur bzw. Tropfengröße, geeignet ist.

Der hier präsentierte vielversprechende Ansatz der Nutzung der Nichtlinearen Dynamik und ihrer Methoden zur Entwicklung maßgeschneiderter HL-basierter Lichtquellen ist jedoch nicht alleine auf diese Problemstellung und den verwendeten HL-Typ beschränkt, sondern kann auch zur Lösung anderer Problemstellungen, wie z. B. der Stabilisierung der Emissionsdynamik eines Breitstreifenlasers, herangezogen werden.

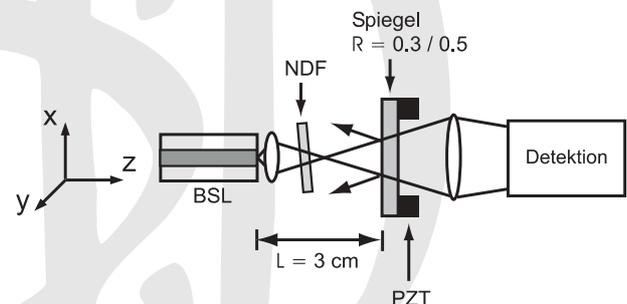
### 3 Stabilisierung der Emission eines Breitstreifenlasers

Um die industrielle Verbreitung der Breitstreifenlaser in der Materialbearbeitung, Medizintechnik oder Spektroskopie voranzutreiben, ist eine Verbesserung ihrer Emissionseigenschaften notwendig. Insbesondere die auftretende nichtlineare raum-zeitliche Emissionsdynamik, verbunden mit einem 1–2 nm breiten, multimodalen optischen Spektrum, erweisen sich für viele Anwendungen als hinderlich. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass die nichtlineare raum-zeitliche Emissionsdynamik von Breitstreifenlasern mittels optischer Rückkopplung kontrolliert werden kann. Hierfür ist jedoch ein tieferes Verständnis des Systems notwendig, um unerwünschte, aus der Rückkopplung resultierende Destabilisierungseffekte zu vermeiden. Frühere Arbeiten haben gerade diesen ambivalenten Einfluss der Rückkopplung verdeutlicht. Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Stabilisierung der Emissionsdynamik bei geeigneter Wahl der Rückkopplungsparameter möglich ist. In diesem Zusammenhang werden auch die Möglichkeiten zur Verbesserung der spektralen Emissionseigenschaften diskutiert.

### 3.1 Einfluss der optischen Rückkopplung auf die Emissionsdynamik

Bild 5 zeigt das Schema des experimentellen Aufbaus, mit dem der Einfluss der optischen Rückkopplung auf die Emission eines Breitstreifenlasers und insbesondere die Stabilisierungsmöglichkeiten untersucht wird. Es wird ein kommerzieller Breitstreifenlaser mit einer Emitterbreite (in  $x$ -Richtung) von  $100\ \mu\text{m}$  mit einer nominellen Ausgangsleistung von  $1000\ \text{mW}$  bei einer Wellenlänge von  $807\ \text{nm}$  verwendet. Während der in  $y$ -Richtung stark divergente Anteil des Strahls von der asphärischen Linse kollimiert wird, wird der hier dargestellte Anteil in  $x$ -Richtung auf Grund des Astigmatismus zunächst fokussiert. Der schließlich divergent propagierende Strahl trifft auf einen teildurchlässigen Spiegel. Die Divergenz des Strahls bewirkt nun, dass nur paraxiale Anteile des Lichts wieder in den Laser eingekoppelt werden. Es werden somit Lateralmoden niedriger Ordnung bevorzugt, die einen kleineren Divergenzwinkel im Vergleich zu den höheren Moden haben. Dieses Prinzip, das die räumliche Selektion einzelner Strahlteile erlaubt, ist als räumliche Filterung bekannt [10–12].

In Analogie zu dem Experiment aus Abschnitt 2 ist auch hier der Einfluss der Rückkopplung abhängig von der Rückkopplungsstärke. Daher wurden verschiedene Neutralsdichtefilter in den externen Resonator gestellt, um die Rückkopplungsstärke zu variieren. Ebenso ist auch in diesem Experiment die Kontrolle über die Rückkopplungsphase notwendig, die mit Hilfe eines Piezotranslators eingestellt werden kann, der so Längenänderungen des externen Resonators auf Subwellenlängenskala ermöglicht. Zur Detektion wird eine Lawinenphotodiode mit einer 3-dB-Grenzfrequenz von etwa  $2,5\ \text{GHz}$  in eine vergrößerte Abbildung der Laser-



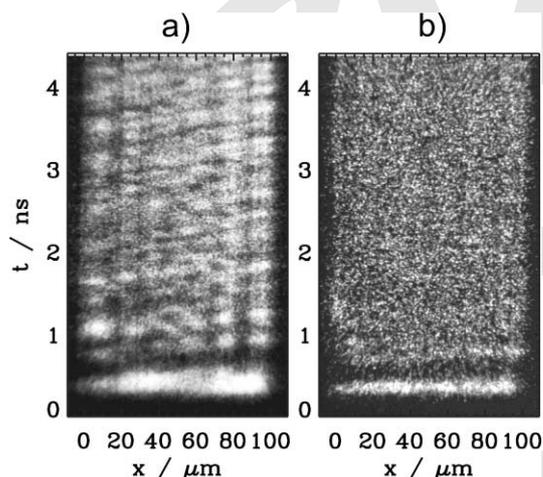
**Bild 5:** Experimenteller Aufbau zur Stabilisierung eines Breitstreifenlasers.

**Figure 5:** Experimental setup for stabilization of a broad-area laser.

facette gestellt. Die Lawinenphotodiode in Kombination mit dem in Abschnitt 2.1 beschriebenen elektrischen Spektrumanalysator ermöglicht uns, Leistungsspektren der lokal auf den Detektor treffenden Intensität (rf-Spektren) zu untersuchen. Desweiteren kann das spektrale Verhalten mit einem optischen Spektrumanalysator mit einer nominellen spektralen Auflösung von 0,05 nm, sowie das raum-zeitliche Emissionsverhalten mit einer Einzelschuss-Streak-Kamera untersucht werden.

### 3.1.1 Emissionsverhalten ohne Rückkopplung

In Bild 6a ist zunächst die raum-zeitliche Emissionsdynamik des quasi-cw-betriebenen Breitstreifenlasers ohne Rückkopplung bei  $I_{DC} = 1,75 I_S$  dargestellt. Die horizontale Achse zeigt die Intensitätsverteilung entlang der Laserfacette ( $x$ -Achse), die vertikale Achse die Zeitentwicklung der Intensität. Bild 6a zeigt das Einschaltverhalten des Breitstreifenlasers in einem 4,4 ns langen Zeitfenster. Man sieht zu Beginn des Pulses Relaxationsoszillationen, die nach etwa 1 ns weggedämpft sind. Mit dem zweiten Relaxationsoszillationspeak spaltet die Intensität in mehrere sogenannte Filamente auf; die Intensität entlang der Facette ist nicht homogen, sondern moduliert. Zusätzlich zu dieser statischen Filamentierung sieht man, dass einzelne Intensitätsmaxima auf einer Zeitskala von etwa 200 ps quer über die Laserfacette wandern. Diese dynamische Filamentierung



**Bild 6:** Streak-Kamera-Aufnahmen des Breitstreifenlasers a) ohne Rückkopplung bei  $I_{DC} = 1,75 I_S$  und b) mit Rückkopplung bei  $I_{DC} = 3 I_S$ .

**Figure 6:** Streak-camera traces of the broad-area laser a) without feedback at  $I_{DC} = 1,75 I_S$  and b) with feedback at  $I_{DC} = 3 I_S$ .

resultiert aus dem nichtlinearen Wechselspiel zwischen räumlichem Lochbrennen, Beugung und Ladungsträger-Diffusion. Unsere Untersuchungen haben ergeben, dass diese ausgeprägte Emissionsdynamik ein persistentes Phänomen ist, das auch im kontinuierlichen Betrieb auftritt [13].

### 3.1.2 Schwache Rückkopplung: Stabilisierung

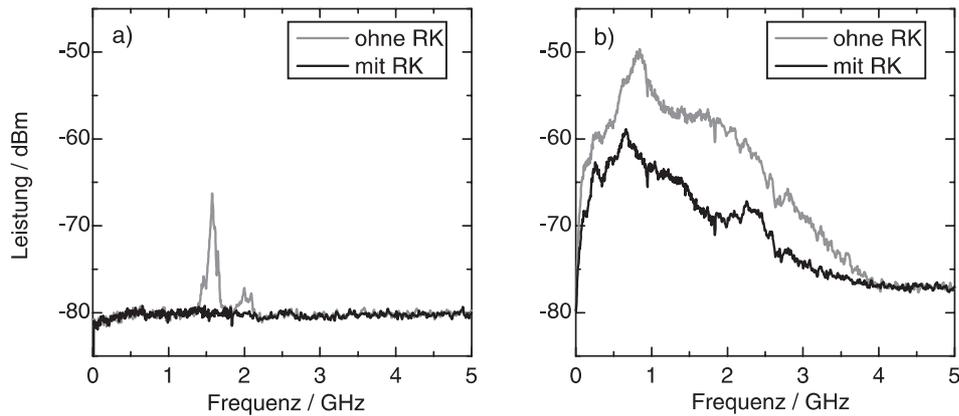
Zur Kontrolle der in Bild 6a dargestellten Dynamik wurde der zu Beginn des Abschnitts 3.1 beschriebene Aufbau verwendet. Für die am besten geeignete Resonator-Geometrie wurde insbesondere der Einfluss der Rückkopplungsstärke auf die Emissionsdynamik untersucht. Die Kombination der verwendeten Neutraldichtefilter und des Spiegels führte zunächst zu einer effektiven Reflektivität  $R_{eff}$  des externen Spiegels von etwa 2%. Bild 7 zeigt rf-Spektren der Emission des Breitstreifenlasers im kontinuierlichen Betrieb ohne Rückkopplung (grau) und mit Rückkopplung (schwarz) bei a)  $I_{DC} = 1,2 I_S$  bzw. b)  $I_{DC} = 2,8 I_S$  (entspricht einer effektiven Ausgangsleistung von etwa 600 mW). Die rf-Spektren verdeutlichen, dass bei dieser vergleichsweise schwachen Rückkopplungsstärke eine Unterdrückung der Dynamik von 10–15 dB auch bei hohen Pumpströmen erreicht werden kann.

Dass die eben demonstrierte Unterdrückung nicht nur lokal, sondern über die gesamte Breite der Laserfacette erreicht werden kann, zeigen zum einen Streak-Kamera-Aufnahmen des stabilisierten Lasers in Bild 6b. Hier sind 4,4 ns lange Zeitfenster bei  $I_{DC} = 3 I_S$  zu sehen. Die in Bild 6a auftretenden Instabilitäten sind hier weitgehend unterdrückt [14]. Zum anderen konnte das in Bild 7 gezeigte Verhalten qualitativ auch für weitere Positionen des Detektors entlang der Abbildung der Laserfacette beobachtet werden.

Untersuchungen des typischerweise 1–2 nm breiten optischen Spektrums des Breitstreifenlasers zeigen, dass bei Stabilisierung der Emission die Anzahl der beteiligten Moden drastisch reduziert wird im Vergleich zur Emission ohne Rückkopplung. Desweiteren konnte bevorzugte Emission in der lateralen Fundamentalmode (Mode 0. Ordnung) beobachtet werden, was auf die zu Beginn des Abschnitts 3.1 beschriebene räumliche Filterung zurückgeführt werden kann.

### 3.1.3 Starke Rückkopplung: Rückkopplungsinduzierte Instabilitäten

Im Gegensatz zum Einfluss der im Abschnitt 3.1.2 gezeigten schwachen Rückkopplung kommt es im Fall der starken Rückkopplung zu Instabilitäten, die vom externen Resonator induziert werden. Hierzu sind in Bild 8 rf-Spektren der Dynamik gezeigt, wie sie bei



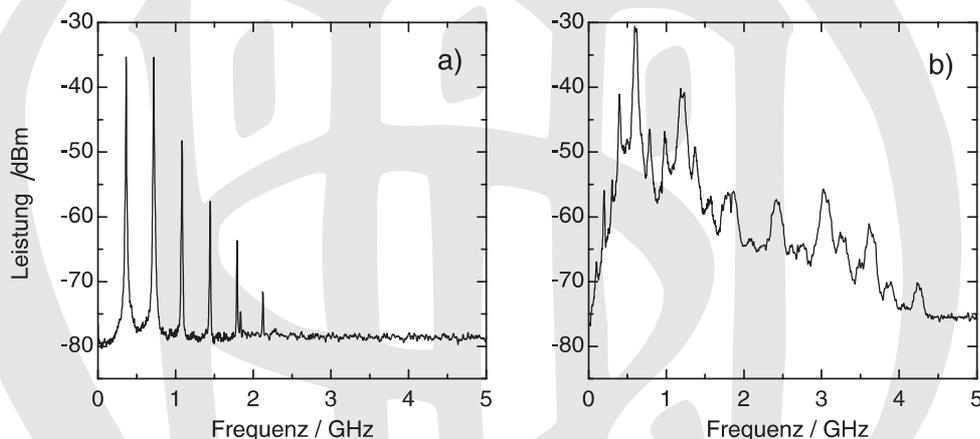
**Bild 7:** rf-Spektren des Breitstreifenlasers bei a)  $I_{DC} = 1,2 I_S$  und b)  $I_{DC} = 2,8 I_S$ .  
**Figure 7:** rf-spectra of the broad-area laser at a)  $I_{DC} = 1,2 I_S$  and b)  $I_{DC} = 2,8 I_S$ .

$R_{eff} = 50\%$  auftreten. Auch hier tritt die interne Emissionsdynamik, wie sie sich im Bild 7 (grau) durch die ausgeprägte spektrale Bandbreite der Dynamik äußert, nicht auf. Allerdings sieht man in Bild 8a bei  $I_{DC} = 1,3 I_{S,RK}$  eine regelmäßige Pulsation mit einer Repetitionsrate von etwa 0,4 GHz ( $I_{S,RK}$  ist der durch die starke Rückkopplung um etwa 27% reduzierte Schwellstrom). Diese sogenannten Puls-Pakete sind ein typisches Phänomen der Nichtlinearen Dynamik, das gerade bei den wie hier vorliegenden kurzen externen Resonatoren (also kleine Verzögerungszeiten der Rückkopplung) beobachtet werden kann [8]. In Bild 8b sieht man, dass bei einem höheren Pumpstrom von  $I_{DC} = 1,8 I_{S,RK}$  ähnlich zu Abschnitt 2 ein breites rf-Spektrum auftritt, das auf chaotische Emission hinweist.

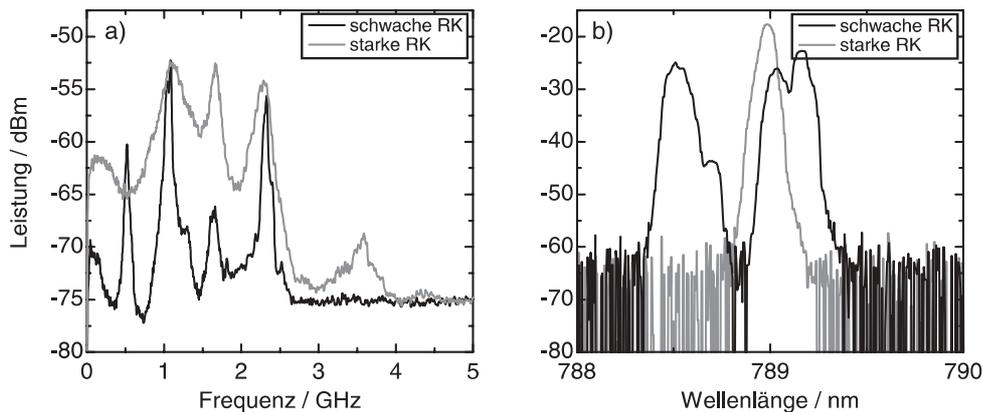
Dieses dynamische Regime ist als Kohärenzkollaps bekannt.

Die gezeigten Ergebnisse verdeutlichen den ambivalenten Einfluss der optischen Rückkopplung auf das Emissionsverhalten eines Breitstreifenlasers. Es ist also notwendig, genaue Kenntnis der nichtlinear dynamischen Eigenschaften der optischen Rückkopplung zu haben, um eine möglichst effektive Stabilisierung zu erzielen. Es stellt sich heraus, dass relativ schwache Rückkopplung zur Stabilisierung der Emissionsdynamik ausreicht. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, dass das Emissionsverhalten auch von der Rückkopplungsphase abhängt [15].

Wie bereits erwähnt, führt die Stabilisierung zu einer deutlichen Reduktion der Anzahl der an der



**Bild 8:** rf-Spektren der Emission des Breitstreifenlasers bei starker Rückkopplung bei a)  $I_{DC} = 1,3 I_{S,RK}$  und b)  $I_{DC} = 1,8 I_{S,RK}$ .  
**Figure 8:** rf-spectra of the emission of the broad-area laser under strong feedback at a)  $I_{DC} = 1,3 I_{S,RK}$  and b)  $I_{DC} = 1,8 I_{S,RK}$ .



**Bild 9:** a) rf-Spektren und b) optische Spektren der Emission mit frequenzselektiver Rückkopplung, alle bei einer optischen Ausgangsleistung von ca. 590 mW.

**Figure 9:** a) rf-spectra and b) optical spectra of the laser with frequency-selective FB, all measurements at an optical output power of around 590 mW.

Emission beteiligten Moden, wengleich die gesamte optische Bandbreite nicht nennenswert reduziert wird. Es stellt sich nun die Frage, ob der Einsatz von frequenzselektiven Elementen zu einer Einschränkung der spektralen Breite bei gleichzeitiger Stabilisierung der Laseremission führt. Im folgenden Abschnitt werden Untersuchungen eines Lasersystems vorgestellt, das ein externes Gitter zur Frequenzselektion verwendet.

### 3.2 Frequenzselektive Rückkopplung

Zur Realisierung eines Systems mit frequenzselektiver Rückkopplung wurde ein Laser von Sacher Lasertechnik mit einer Emittierbreite von 100  $\mu\text{m}$  verwendet. Anstelle des externen Spiegels wurde nun ein Gitter mit 1800 Linien/mm in einer Littrow-Anordnung eingesetzt, bei der die erste Beugungsordnung wieder direkt in den Breitstreifenlaser eingekoppelt wird. Über den Einfallswinkel bzw. Beugungswinkel des Gitters kann die emittierte Wellenlänge zwischen etwa 780 nm und 792 nm variiert werden. Die Bandbreite des emittierten Lichts ist im Vergleich zu Breitstreifenlasern ohne frequenzselektive Komponenten deutlich reduziert. Allerdings zeigen sowohl Streak-Kamera-Messungen als auch Messungen der rf-Spektren, dass eine ausgeprägte raum-zeitliche Dynamik die Emission dominiert. Als Beispiel ist in Bild 9a (grau) ein rf-Spektrum bei 3,1-fachem Schwellstrom und etwa 590 mW Ausgangsleistung gezeigt. Bild 9b (grau) zeigt das entsprechende optische Spektrum, das einen einzelnen Peak bei der eingestellten Wellenlänge von etwa 789 nm zeigt. Zur Untersuchung des Einflusses der Rückkopplungsstärke

wurde ein Neutraldichtfilter mit einer Transmission von  $\sim 70\%$  im externen Resonator platziert. Dadurch wurde die Rückkopplungsstärke um etwa 50% reduziert. Bild 9a und b (schwarz) wurden auch bei etwa 590 mW Ausgangsleistung aufgenommen. Wie das rf-Spektrum in Bild 9a (schwarz) zeigt, konnten durch die schwächere Rückkopplung die Instabilitäten deutlich unterdrückt werden. Allerdings findet nun eine Verbreiterung des optischen Spektrums statt, wie in Bild 9b (schwarz) dargestellt.

Die Messungen zeigen, dass eine Optimierung des Systems anhand der Rückkopplungsstärke möglich und auch notwendig ist. Dadurch könnte ein Optimum zwischen spektral schmalbandiger und stabiler Emission erreicht werden. Des Weiteren zeigen die Messungen, dass das Potenzial für Leistungen über 600 mW bei stabiler Emission nicht erschöpft ist.

## 4 Schlussfolgerungen und Ausblick

In dieser Arbeit haben wir anhand zweier Beispiele demonstriert, wie sich die Emissionseigenschaften von Halbleiterlasern in Externer-Resonator-Konfiguration durch den Einsatz Nichtlinearer Dynamik anwendungsorientiert optimieren lassen. Im ersten Beispiel konnte ein HL-System gezielt destabilisiert werden und dadurch eine attraktive Lichtquelle mit kontrolliert durchstimmbarer Kohärenzlänge im Bereich zwischen ca. 50  $\mu\text{m}$  und  $\sim 10$  m, realisiert werden. Im zweiten Beispiel ermöglichte die Anwendung der Nichtlinearen Dynamik die Kontrolle über die raum-zeitliche Emissionsdynamik eines Breitstreifenlasers. Dies erlaubte

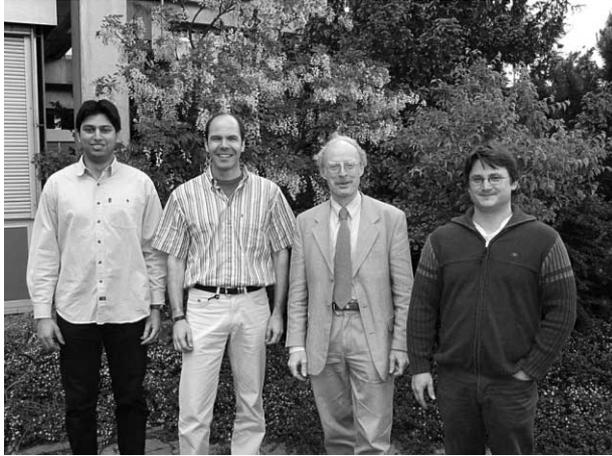
eine deutliche Unterdrückung raum-zeitlicher Dynamik und dadurch eine drastische Verbesserung der Strahleigenschaften. Die präsentierte erfolgreiche Realisierung zweier maßgeschneiderter Lichtquellen verdeutlicht das hohe Potenzial der Nichtlinearen Dynamik zur Entwicklung neuartiger HL-Messtechnik, die den Einsatz von Lichtquellen mit wohl definierten Emissionseigenschaften erfordert. Es ist denkbar, dass der Einsatz der Nichtlinearen Dynamik auch in anderen Bereichen der Messtechnik, in denen weitere nichtlineare Systeme vorkommen, die Entwicklung neuartiger Messmethoden ermöglicht.

### Danksagung

Die hier vorgestellten Untersuchungen entstammen einem Teilvorhaben „Dynamische Charakterisierung, nichtlinear-dynamische Analyse und Stabilisierung“ im Verbundprojekt „Anwendung und Einsatz der Nichtlinearen Dynamik zur Realisierung maßgeschneiderter Halbleiterlaser in Externer-Resonator-Konfiguration“ des Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) unter dem Kennzeichen FKZ 13N8174. Der Forscherverbund wurde koordiniert von Dr. Joachim Sacher (Sacher Lasertechnik Marburg) unter Projektbegleitung von Dr. Dr. D. Wechsler (VDI-Technologiezentrum Düsseldorf). Die Autoren danken allen, die zum Erfolg des Projektes beigetragen haben, für die gute Zusammenarbeit und die vielfältige Unterstützung innerhalb dieses Gemeinschaftsprojektes.

### Literatur

- [1] *Lenstra, D., Verbeek, B. H. und den Boef, A. J.:* Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-21(6) 1985, S. 674–679.
- [2] *Daza, M. R., Tarun, A., Fujita, K. und Saloma, C.:* Temporal coherence behavior of a semiconductor laser under strong optical feedback. *Opt. Commun.*, 161(1) 1999, S. 123–131.
- [3] *Olesen, H., Osmundsen, J. H. und Tromborg, B.:* Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22 (6), 1986, S. 762–773.
- [4] *Brezinski, M. E. und Fujimoto, J. G.:* Optical coherence tomographie: High-resolution imaging in nontransparent tissue. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, STQE-5(4) 1999, S. 1185–1192.
- [5] *Myneni, K., Barr, T., Reed, B., Pethel, S. D. und Corron, N. J.:* High-precision ranging using a chaotic laser pulse train. *Appl. Phys. Lett.*, 78(11) 2001, S. 1496–1498.
- [6] *Hitz, B.:* Feedback stabilizes high-power diode lasers. *Photonics Spectra* September 2003, S. 88.
- [7] *Krauskopf, B. und Lenstra, D. (eds.):* Fundamental issues of nonlinear laser dynamics. Conference Proceedings Vol. 548, *American Institute of Physics*, Melville (N.Y.), 2000.
- [8] *Heil, T., Fischer, I., Elsässer, W. und Gavrielides, A.:* Dynamics of semiconductor lasers subject to delayed optical feedback: The short cavity regime. *Phys. Rev. Lett.*, 87(24) 2001, S. 243901-1–243901-4.
- [9] *Peil, M., Fischer, I., Elsässer, W., Bakic, S., Damaschke, N., Tropea, C., Stry, S. und Sacher, J.:* Rainbow refractometry with a tailored incoherent semiconductor laser source. *Appl. Phys. Lett.* 89 2006, 091106.
- [10] *Bleich, M. E., Hochheiser, D., Moloney, J. V. und Socolar, J. E. S.:* Controlling extended systems with spatially filtered, time-delayed feedback. *Phys. Rev. E* 55(3) 1997, S. 2119–2126.
- [11] *Simmendinger, C., Preißer, D. und Hess, O.:* Stabilization of chaotic spatiotemporal filamentation in large broad area lasers by spatially structured optical feedback. *Opt. Express* 5(3) 1999, S. 48–54.
- [12] *Raab, V., Skoczowsky, D. und Menzel, R.:* Tuning high-power laser diodes with as much as 0.38 W of power and  $M^2 = 1.2$  over a range of 32 nm with 3-GHz bandwidth. *Opt. Lett.* 27(22) 2002, S. 1995–1997.
- [13] *Fischer, I., Hess, O., Elsässer, W. und Göbel, E.:* Complex spatio-temporal dynamics in the near-field of a broad-area semiconductor laser. *Europhys. Lett.* 35(8) 1996, S. 579–584.
- [14] *Mandre, S. K., Fischer, I. und Elsässer, W.:* Control of the spatiotemporal emission of a broad-area semiconductor laser by spatially filtered feedback. *Opt. Lett.* 28(13) 2003, S. 1135–1137.
- [15] *Mandre, S. K., Fischer, I. und Elsässer, W.:* Spatiotemporal emission dynamics of a broad-area semiconductor laser in an external cavity: stabilization and feedback-induced instabilities. *Opt. Commun.* 244(1–6) 2005, S. 355–365.



von links nach rechts/from left to right: Dr. Shyam Mandre, Dr. Ingo Fischer, Prof. Dr. Wolfgang Elsässer, Dr. Michael Peil

**Dr. rer. nat. Michael Peil** arbeitete im Rahmen seiner Dissertation an der Thematik über die Nichtlineare Dynamik von Halbleiterlasern mit optischer Rückkopplung und Synchronisationsphänomenen gekoppelter chaotischer Halbleiterlasersysteme. Nach seiner Promotion ist er nun Post-Doc an der Université de Franche-Comté in Besançon.

**Adresse:** Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstr. 7, 64289 Darmstadt, gegenwärtige Adresse: FEMTO-ST/Optique, Université de Franche-Comté, 16 route de Gray, 25030 Besançon, FRANCE, E-Mail: michael.peil@femto-st.fr

**Dr. rer. nat. Shyam K. Mandre** interessierte sich im Rahmen seiner Doktorarbeit insbesondere für die raum-zeitliche Emissionsdynamik von Hochleistungshalbleiterlasern und deren Kontrolle mittels optischer Rückkopplung. Er promovierte im Mai 2006.

**Adresse:** Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstr. 7, 64289 Darmstadt, E-Mail: shyam.mandre@physik.tu-darmstadt.de

**Dr. rer. nat. Ingo Fischer** leitete im Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt, mitverantwortlich Projekte zur Kontrolle und Nutzung der Dynamik moderner Halbleiterlaser für neue Funktionalitäten, die von verschlüsselter Kommunikation über die hier vorgestellten Arbeiten bis zur THz-Erzeugung reichen. Zurzeit arbeitet er am Institut für Angewandte Physik und Photonik an der Vrijen Universiteit Brussel.

**Adresse:** Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstr. 7, 64289 Darmstadt, gegenwärtige Adresse: Dept. of Applied Physics and Photonics, Vrije Universiteit Brussel, Pleinlaan 2, 1050 Brussel, BELGIUM, E-Mail: ifischer@tona.vub.ac.be

**Prof. Dr. Wolfgang Elsässer** ist Leiter der Arbeitsgruppe Halbleiteroptik am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt. Seine Hauptarbeitsgebiete sind: Quantenrauschen von Halbleiterlasern und LEDs, Quanteninformation, Emissionseigenschaften und Dynamik von Halbleiterlasern und Quantenkaskadenlasern, optische Kurzzeitspektroskopie und Kurzpulserzeugung sowie Erzeugung von THz-Strahlung.

**Adresse:** Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstr. 7, 64289 Darmstadt, E-Mail: elsasser@physik.tu-darmstadt.de