

Untersuchung der Eigenschaften der gesättigten stimulierten Brillouin-Streuung und ihrer Anwendungsmöglichkeiten

Von der Fakultät für Mathematik, Naturwissenschaften und Informatik
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing.(FH)

Andrzej Wiatrek

geboren am 20.01.1976 in Borna

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen Reif

Gutachter: Apl. Prof. Dr. rer. nat. habil. Reiner Schmid

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Gerd Leuchs

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Dezember 2013

Danksagung

Diese Arbeit bildet den Abschluss meiner vierjährigen Forschungszeit am Institut für Hochfrequenztechnik der Hochschule für Telekommunikation in Leipzig. Mein Dank gilt all denen, die mich in dieser Zeit durch ihre Unterstützung, ihre Ermutigung und ihre konstruktive Kritik begleitet haben.

Zuallererst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Thomas Schneider bedanken, der mich durch seine Leidenschaft für die Wissenschaft, durch Geduld und inspirierende Diskussionen immer wieder an die Grenzen des technisch Machbaren geführt hat. Ohne seine Unterstützung und Begleitung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Darüber hinaus gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Luc Thévenaz von der École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Herrn Prof. Dr. Avi Zadok von der Bar-Ilan Universität in Ramat Gan (Israel), Herrn Prof. Dr. Jürgen Reif, Herrn Prof. Dr. Götz Seibold und Herrn Apl. Prof. Dr. Reiner Schmid von der BTU Cottbus, die durch ihre Unterstützung und Befürwortung die Einreichung dieser Arbeit überhaupt erst ermöglicht haben.

Des Weiteren möchte ich mich bei all meinen ehemaligen Kollegen für ihre Unterstützung, die anregenden Diskussionen, die Hilfe im Labor und die überaus angenehme und entspannte Arbeitsatmosphäre bedanken. Insbesondere gilt mein Dank dabei Herrn Dr. Ronny Henker, Herrn Stefan Preußler und Herrn Dr. Kambiz Jamshidi für die angenehme Zusammenarbeit und die Geduld beim gemeinsamen Schreiben der ein oder anderen Publikation. Herrn Dr. Markus Junker und Herrn Kai-Uwe Lauterbach möchte ich für die Einführung ins Labor und für die Unterstützung in der schwierigen Anfangszeit danken. Außerdem möchte ich mich noch bei Herrn Jens Klinger und Herrn Stefan Treff für die tatkräftige Unterstützung im Labor bedanken.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Karen und meinen Kindern Arwen, Quentin, Lieven und Ophelia, welche mich mit Geduld, Liebe und viel Verständnis in den letzten Jahren getragen und begleitet haben.

Kurzfassung

Es ist wohl gerade die Einfachheit seiner Erzeugung, welche den nichtlinearen optischen Effekt der stimulierten Brillouin-Streuung so interessant für viele Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung, der Fasersensorik, der hochauflösenden Spektroskopie und auch der Signalverzögerung und -speicherung macht. Die geringe Verstärkungsbandbreite kann zur selektiven Filterung oder Abtastung optischer Signale eingesetzt werden, was die Grundlage der optischen Spektroskopie aber auch der Lichtspeicherung ist. Darüber hinaus werden Signale innerhalb dieser Bandbreite nicht nur verstärkt, sondern auch abhängig vom Gewinn bzw. der eingestellten Pumpleistung verzögert. Diese Eigenschaft ist die Grundlage der sogenannten Slow-Light-Systeme. Damit kann mit einem Brillouin-Verstärker ein durchstimmbarer optischer Kurzzeitpuffer realisiert werden.

In der vorliegenden Arbeit werden mit Hilfe gezielt gesättigter Brillouin-Verstärker grundlegende Beschränkungen des Brillouin-basierten Slow-Light und der Brillouin-basierten optischen Filterung aufgehoben, was mit den herkömmlichen linearen Ansätzen nicht möglich ist. Der Vorteil der Sättigung des Brillouin-Verstärkers ist, dass sie nur zu einer vorhersagbaren Begrenzung des Amplitudenspektrums aber nicht zur Entstehung neuer Signalfrequenzen führt.

Die spektrale Begrenzung des verstärkten Signals und ein nichtlinearer Verlauf der Gruppenlaufzeit im spektralen Randbereich des Brillouin-Verstärkers führen zu einer zeitlichen Verbreiterung der verzögerten Lichtpulse. Diese Verbreiterung ist insofern problematisch, dass sie die Unterscheidbarkeit der verschiedenen Signalpegel für logische Einsen und Nullen signifikant verschlechtert. Mit Hilfe des vorgestellten gesättigten Systems erfolgt eine gezielte Rückformung der verzögerten Pulse, was erstmalig zu einer verbreiterungsfreien und damit auch verlustarmen Pulsspeicherung führt. Darüber hinaus kann auf Basis der Nachbildung der gesättigten Filtercharakteristik mit einem linearen Brillouin-Verstärker ebenfalls eine verbreiterungsfreie Pulsverzögerung nachgewiesen werden.

Ein optischer Speicher kann aber auch durch Unterabtastung eines Signalspektrums mit einem Brillouin-basierten Kammfilter realisiert werden. Die maximale Speicherzeit ist dabei durch die natürliche Brillouin Gewinnbandbreite begrenzt. Dieser Wert ist abhängig von der Pump- und Signalleistung, der Umgebungstemperatur, von mechanischem Stress und vom Fasermaterial. Unter Ausnutzung der Sättigungseigenschaften des Brillouin-Gewinns lässt sich die Gewinnbandbreite durch Überlagerung einer sättigenden Spektralblende nahezu beliebig verkleinern. In dieser Arbeit wird auf Basis dieser Methode eine Bandbreitenreduktion des Brillouin-Filters um etwa eine Größenordnung nachgewiesen, wobei das Potential zur Verringerung um mehrere Größenordnungen besteht.

Abstract

It is probably the simplicity of its generation, which makes the nonlinear optical effect of stimulated Brillouin scattering that interesting for a lot of applications, such as optical signal processing, fiber sensorics, high-resolution optical spectroscopy, optical buffering and storage. Its small amplification bandwidth can be used for selective filtering or sampling of optical signals, which is the basis of optical spectroscopy and light storage as well. Furthermore, inside this bandwidth signals are not just amplified. They are delayed as well, depending on the gain and the pump power, respectively. This attribute is the foundation of the so-called slow-light systems. Therefore, a Brillouin amplifier can also be used used to implement a tunable optical short-time buffer.

In this thesis it is shown that the saturation of the Brillouin amplifier can be applied to Brillouin based slow-light and Brillouin based optical filtering to remove their inherent limitations, which is impossible to do with the Brillouin amplifier working in the linear regime. The advantage of the saturation of a Brillouin amplifier is that it leads to a predictable limitation of the amplitude spectrum of the amplified signal, but not to the generation of new signal frequencies.

The spectral narrowing of the amplified Signal and the nonlinear group delay at the spectral edges of the Brillouin amplifier cause a distortion of the delayed light pulses, which is primarily expressed in a temporal broadening of the pulse. Since it impairs the distinctiveness of the different signal levels for logical ones and zeros, this broadening is critically to the application of the method. With the help of the proposed saturated system the optical pulse is reshaped to its initial values. For the first time, this leads to a zero-broadening optical buffering of the pulses. Furthermore, it is shown that the reshaping method and its filtering characteristics can be reproduced by a Brillouin amplifier operating in the linear regime to achieve zero-broadening optical pulse delay as well.

Optical storage can also be realized by subsampling the signal spectrum with a Brillouin based comb filter. The maximum storage time there is limited by the natural Brillouin gain bandwidth. This value depends on the pump and signal power, the temperature of the environment, mechanical strain and the fiber material. The superposition of a saturating frequency domain aperture to the signal of interest can be used to reduce the Brillouin gain bandwidth to almost any value. The Brillouin gain is supposed to be saturated in the spectral region of the aperture and it is not affected inside the aperture's gap. Based on this method, a bandwidth reduction of approximately one order of magnitude is proven experimentally. But, there could be a theoretical potential to reduce the gain bandwidth by several orders of magnitude.

Liste der Veröffentlichungen

- 2008 -

- /1/ **Zero-broadening and pulse compression slow light in an optical fiber at high pulse delays**
T. Schneider, [A. Wiatrek](#), and R. Henker; Optics Express, Vol. 16, Nr. 20, S. 15617-15622 (2008)
- /2/ **Group velocity dispersion reduction in fibre-based slow-light systems via stimulated Brillouin scattering**
R. Henker, [A. Wiatrek](#), K.-U. Lauterbach, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher, T. Schneider; Electronics Letters, Vol. 44, Nr. 20, S. 1185-1186 (2008)
- /3/ **A review of Slow- and Fast-Light based on stimulated Brillouin scattering in future optical communication networks**
R. Henker, [A. Wiatrek](#), K.-U. Lauterbach, M. Junker, T. Schneider, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher; Communications - Scientific Letters of the University of Zilina, Vol. 10, Nr. 4, S. 45-52 (2008)
- /4/ **Minimierung der Gruppengeschwindigkeits-Dispersion in faserbasierenden Slow-Light-Systemen**
[A. Wiatrek](#), T. Schneider, R. Henker, K.-U. Lauterbach, M. Junker; 9. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 207, S. 223-226, Leipzig, Germany, April 2008
- /5/ **Optimierung des Brillouin Spektrums für Slow-Light Systeme in faserbasierten optischen Netzen**
R. Henker, [A. Wiatrek](#), K.-U. Lauterbach, M. Junker, T. Schneider, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher; 9. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 207, S. 217-222, Leipzig, Germany, April 2008
- /6/ **Grenzen von Slow-Light in photonischen Netzen**
T. Schneider, R. Henker, [A. Wiatrek](#), K.-U. Lauterbach, M. Junker; 9. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 207, S. 131-136, Leipzig, April 2008
- /7/ **Optimization of the Brillouin Spectrum for Fiber Based Slow Light Systems**
R. Henker, [A. Wiatrek](#), K.-U. Lauterbach, T. Schneider, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher; Conference on Lasers and Electrooptics/Quantum Electronics and Laser Science

and Photonic Applications, Systems and Technologies, paper CThE1, San Jose, CA, USA, Mai 2008

/8/ **Optimisation of Optical Signal Delay in Slow-Light Systems Based on Stimulated Brillouin Scattering**

R. Henker, T. Schneider, A. Wiatrek, K.-U. Lauterbach, M. Junker, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher; IET Irish Signals and Systems Conference 2008, paper PS-2.5, Galway, Ireland, Juni 2008

/9/ **Numerical Investigation of Brillouin Based Double Sideband Amplification for Millimeter-Wave Generation**

A. Wiatrek, T. Schneider, M. Junker, R. Henker, K.-U. Lauterbach, A. T. Schwarzbacher, M. J. Ammann; 2008 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems", IEEE CFP08831-PRT, S. 94-95, Wroclaw-Szklarska Poreba, Poland, 20.-22. Juni 2008

/10/ **High Resolution Spectroscopy on Optical Signals in Fiber Communication Systems**

K.-U. Lauterbach, R. Henker, M. Junker, A. Wiatrek, A. T. Schwarzbacher, M. J. Ammann, T. Schneider; 2008 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems", IEEE CFP08831-PRT, S. 36-38, Wroclaw-Szklarska Poreba, Poland, 20.-22. Juni 2008

- 2009 -

/11/ **Zero-broadening measurement in Brillouin based slow-light delays**

A. Wiatrek, R. Henker, S. Preußler, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher, T. Schneider; Optics Express, Vol. 17, Nr. 2, S. 797-802 (2009)

/12/ **Pulse broadening cancellation in cascaded slow-light delays**

A. Wiatrek, R. Henker, S. Preußler, T. Schneider; Optics Express, Vol. 17, Nr. 9, S. 7586-7591 (2009)

/13/ **Quasi-Light-Storage based on time-frequency coherence**

S. Preußler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, R. Henker, T. Schneider; Optics Express, Vol. 17, Nr. 18, S. 15790-15798 (2009)

/14/ **Gain enhancement in multiple-pump-line Brillouin-based slow light systems by using fiber segments and filter stages**

R. Henker, A. Wiatrek, S. Preußler, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher, T. Schneider; Applied Optics, Vol. 48, Nr. 29, S. 5583-5588, (2009)

- /15/ **Dispersion Compensation by SBS Based Slow-Light in an Optical Fiber**
T. Schneider, A. Wiatrek, R. Henker; National Fiber Optic Engineers Conference, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper JWA7, San Diego, CA, USA, März 2009
- /16/ **Slow-Light ohne Pulsverbreiterung für optische Puffer und zur Dispersionskompensation**
T. Schneider, A. Wiatrek, R. Henker, S. Preußler; 10. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 214, S. 239-242, Leipzig, Germany, April 2009
- /17/ **Gain Enhancement in Slow-Light Systems Based on Stimulated Brillouin-Scattering with Several Short Fibers**
R. Henker, K.-U. Lauterbach, A. Wiatrek, T. Schneider, M. J. Ammann, A. T. Schwarzbacher; Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper OWU5, San Diego, CA, USA, März 2009
- /18/ **Comparative Investigation of Zero-Broadening Methods in Brillouin Based Slow-Light Systems**
A. Wiatrek, R. Henker, S. Preußler, and T. Schneider; IET Irish Signals and Systems Conference 2009, paper PS-2.3, Dublin, Ireland, Juni 2009
- /19/ **1.4 Bit Delay and Pulse Compression Based on Brillouin Optical Signal Processing**
A. Wiatrek, R. Henker, S. Preußler, T. Schneider; Slow and Fast Light, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper SMC4, Honolulu, Hawaii, USA, Juli 2009
- /20/ **Zero-Broadening, Zero-Distortion SBS-based Slow Light - an Overview**
T. Schneider, A. Wiatrek, R. Henker; Slow and Fast Light, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper SMC3, Honolulu, Hawaii, USA, Juli 2009
- /21/ **Almost Distortion-Free 1.2 Bit Brillouin Based Slow-Light**
A. Wiatrek, R. Henker, T. Schneider; ECOC 2009 - 35th European Conference and Exhibition on Optical Communication, paper 5.1.2, Vienna, Austria, September 2009
- /22/ **Numerik einer Zweiseitenband-Verstärkung: Die Erzeugung von Millimeterwellen für Radio over Fiber Systeme**
A. Wiatrek; Saarbrücken : VDM-Verlag, 2009. – ISBN 978-3-639-09774-0

- 2010 -

- /23/ **Nonlinear Brillouin based slow-light system for almost distortion-free pulse delay**

- A. Wiatrek, K. Jamshidi, R. Henker, S. Preußler, T. Schneider; Journal of the Optical Society America B, Vol. 27, Nr. 3, S. 544-549 (2010)
- /24/ **Widely tunable optical delay generator**
K. Jamshidi, A. Wiatrek, C. Bersch, G. Onishchukov, G. Leuchs, T. Schneider; Optics Letters, Vol. 35, Nr. 21, S. 3592-3594 (2010)
- /25/ **Numerische Berechnungsverfahren zur Simulation von Brillouin-basierten Slow-Light Systemen**
A. Wiatrek, R. Henker, K. Jamshidi, S. Preußler, T. Schneider; Verhandlungen der DPG (VI) 45, 1/2010, Beitrag Q55.88, Hannover, Germany, März 2010
- /26/ **Quasi-Lichtspeicherung mittels Zeit-Frequenz-Kohärenz**
S. Preußler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, R. Henker, T. Schneider; Verhandlungen der DPG (VI) 45, 1/2010, Beitrag Q47.5, Hannover, Germany, März 2010
- /27/ **Langsames Licht auf der Basis der stimulierten Brillouin Streuung in photonischen Netzen mit unterschiedlich langen Standard-Einmodenfasern**
R. Henker, A. Wiatrek, S. Preußler, T. Schneider; 11. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 222, S. 265-270, Leipzig, Mai 2010
- /28/ **100 ns Quasi-Light-Storage of 8 Bit Data Sequences at 1 Gbps**
K. Jamshidi, S. Preußler, A. Wiatrek, R. Henker, J. Klinger, T. Schneider; Nonlinear Photonics, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010), paper NME21, Karlsruhe, Germany, Juni 2010
- /29/ **Almost Distortion Free Storage of 1Gbps/8bit Optical Packets for up to 100 Bit Lengths**
S. Preußler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, T. Schneider; ECOC 2010 - 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication, paper Mo.2.A.5, Turin, Italy, September 2010
- /30/ **Very Large, Tunable, Positive and Negative Group Delay for High-Bandwidth Signals**
K. Jamshidi, A. Wiatrek, C. Bersch, G. Onishchukov, G. Leuchs, C.-A. Bunge, T. Schneider; ECOC 2010 - 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication, paper Th.9.C.5, Turin, Italy, September 2010
- /31/ **A Comparative Investigation of Broadening-Free Pulse Delay in Brillouin induced Slow-Light**
A. Wiatrek, S. Preußler, T. Schneider; 2nd Mediterranean Photonics Conference, Eilat, Israel, November 2010

/32/ **Tunable storage of optical signals by Time-Frequency-Coherence**

T. Schneider, S. Preussler, A. Wiatrek; 2nd Mediterranean Photonics Conference, Eilat, Israel, November 2010

- 2011 -

/33/ **A review to the all optical Quasi Light Storage**

K. Jamshidi, S. Preussler, A. Wiatrek, T. Schneider; IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. PP, Nr. 99, S. 1-7 (2011)

/34/ **Brillouin Scattering Gain Bandwidth Reduction Down to 3.4 MHz**

S. Preussler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, T. Schneider; Optics Express, Vol. 19, Nr. 9, S. 8565-8570 (2011)

/35/ **Ultra-High Resolution Spectroscopy Based on the Bandwidth Reduction of Stimulated Brillouin Scattering**

S. Preussler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, T. Schneider; IEEE Photonics Technology Letters, Vol.23, Nr. 16, S. 1118-1120 (2011)

/36/ **Quasi-Light-Storage Enhancement by Reducing the Brillouin Gain Bandwidth**

S. Preussler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, T. Schneider; Applied Optics, Vol. 50, Nr. 22, S. 4252-4256 (2011)

/37/ **Einfache, variable Speicherung optischer Daten bis zu 800ns**

S. Preußler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, T. Schneider; Verhandlungen der DPG (VI) 46, 1/2011, Beitrag Q8.2, Dresden, Germany, März 2011

/38/ **Einfache, variable, optische Datenspeicherung bis zu 800ns**

S. Preußler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, T. Schneider; 12. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 228, S. 208-211, Leipzig, Mai 2011

/39/ **All optical Quasi Light Storage: achievements and limitations**

K. Jamshidi, S. Preußler, A. Wiatrek, T. Schneider; 12. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 228, S. 200–203, Leipzig, Mai 2011

/40/ **Very Simple Tunable Optical Data Storage of 8Bit 1Gbps Data Packets Up to 500ns**

S. Preussler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, T. Schneider; Conference on Lasers and Electro-optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications, Systems and Technologies, paper CFP5, Baltimore, USA, Mai 2011

/41/ **Saturation and Delay in Broadband Brillouin Slow-Light**

A. Wiatrek, K. Jamshidi, S. Preussler, T. Schneider; Slow and Fast Light, OSA Technical

Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper SLWA5, Toronto, Canada, Juni 2011

/42/ Light Storage Enhancement by Reducing the Brillouin Bandwidth

S. Preussler, K. Jamshidi, A. Wiatrek, T. Schneider; Slow and Fast Light, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper SLWA4, Toronto, Canada, Juni 2011

/43/ Managing the Resolution Bandwidth in Brillouin based Spectroscopy

A. Wiatrek, S. Preussler, K. Jamshidi, T. Schneider; 2011 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems", S. 134-137, Cottbus, Germany, 08.-10. Juli 2011

/44/ Methods for the Enhancement of the Storage Time in Quasi-Light-Storage

S. Preussler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, T. Schneider; 2011 International Students and Young Scientists Workshop "Photonics and Microsystems", S. 103-105, Cottbus, Germany, 08.-10. Juli 2011

- 2012 -

/45/ Frequency Domain Aperture for the Gain Bandwidth Reduction of Stimulated Brillouin Scattering

A. Wiatrek, S. Preußler, K. Jamshidi, T. Schneider; Optics Letters, Vol. 37, Nr. 5, S. 930-932 (2012).

/46/ Link Budget analysis for Terahertz Fixed Wireless Links

T. Schneider, A. Wiatrek, S. Preußler, M. Grigat, R.-P. Braun; IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, Vol. 2, Nr. 2, 250-256 (2012).

/47/ Enhancement of spectral resolution and optical rejection ratio of Brillouin optical spectral analysis using polarization pulling

S. Preussler, A. Zadok, A. Wiatrek, M. Tur, T. Schneider
Optics Express, Vol. 20, Nr. 13, 14734-14745 (2012).

/48/ Brillouin Gain Bandwidth Reduction down to 3MHz in Standard Single Mode Fibers

A. Wiatrek, S. Preußler, K. Jamshidi, T. Schneider; Verhandlungen der DPG, Beitrag Q66.2, Stuttgart, Germany, März 2012

/49/ Bandbreitenreduzierung der stimulierten Brillouin Streuung für ultrahochauflösende Spektroskopie von optischen Signalen

S. Preußler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, T. Schneider; Verhandlungen der DPG, Beitrag Q54.46, Stuttgart, Germany, März 2012

- /50/ **Frequency Domain Aperture for Ultra-High Resolution Brillouin Based Spectroscopy**
A. Wiatrek, S. Preussler, K. Jamshidi, T. Schneider; Conference on Lasers and Electro-optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications, Systems and Technologies, paper JW4A.63, San Jose, CA, USA, Mai 2012
- /51/ **Analysis of Ultra-High Bitrate Wireless Links as a Bridge for Optical Networks**
T. Schneider, A. Wiatrek, S. Preußler, R. P. Braun, M. Grigat; 13. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 233, S. 116-119, Leipzig, Mai 2012
- /52/ **Wideband Electrically Tunable Dispersion Producer**
K. Jamshidi, S. Preußler, A. Wiatrek, T. Schneider; 13. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 233, S. 225-228, Leipzig, Mai 2012
- /53/ **Increasing the Resolution of Optical Spectrometers for the Measurement of Advanced Optical Communication Signals**
S. Preußler, A. Wiatrek, K. Jamshidi, T. Schneider; ECOC 2012 - 38th European Conference and Exhibition on Optical Communication, paper We.1.F.4, Amsterdam, Netherlands, September 2012

Patentanmeldungen

- /54/ **System zur vollständig optisch kontrollierten und verzerrungsfreien Verzögerung optischer Pulse**
A. Wiatrek, T. Schneider; Deutsches Patentamt: DE-Patentanmeldung 10 2009 041 849.0 – 18.09.2009, Europäisches Patentamt: Anmeldung Nr./Patent Nr. 10008263.5-2415
- /55/ **Vorrichtung und Verfahren zur Implementierung einer variabel einstellbaren Spektral-Blende für ultrahochoflösende Spektroskopie von optischen Signalen**
A. Wiatrek, T. Schneider; Deutsches Patentamt: DE-Patentanmeldung 10 2011 08 3078.2 – 20.09.2011
- /56/ **Verfahren zur Kompensation des Dopplereffektes in Millimeter- und Terahertz Übertragungstrecken**
S. Preußler, T. Schneider, A. Wiatrek, R.-P. Braun, M. Grigat; Deutsche Telekom AG Patentabteilung: Aktenzeichen 2012E00039 DE, eingereicht am 20.03.2012
- /57/ **Verfahren zur Funktionserweiterung handelsüblicher Netzwerkanalysatoren als ein schnelles und hochauflösendes optisches Spektroskop**
T. Schneider, S. Treff, J. Klinger, S. Preußler, A. Wiatrek; Deutsche Telekom AG Patentabteilung: eingereicht am 28.03.2012

Forschungsberichte

/58/ **Voruntersuchung des Slow- und Fast-Light Effekts auf der Basis von stimulierter Brillouin Streuung für die Anwendbarkeit in optischen Kommunikations- und Informationssystemen**

A. Wiatrek, S. Preußler, T. Schneider; Schlussbericht des Wissenschaftlichen Vorprojektes (WiVorPro) in den Optischen Technologien, BMBF-Förderkennzeichen 13N9355, Technische Informationsbibliothek TIB Hannover, 2011

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	ii
Abstract	iii
Liste der Veröffentlichungen	iv
Inhaltsverzeichnis	xiii
1 Einleitung	1
2 Stimulierte Brillouin-Streuung	4
2.1 Einführung	4
2.2 SBS-basiertes Slow-Light	5
2.3 SBS-basierte Optische Spektroskopie	9
3 Theorie	14
3.1 Die Wellengleichung für lineare Dielektrika	14
3.2 Die nichtlineare Polarisierung	15
3.3 Die stimulierte Brillouin-Streuung	19
3.4 Sättigung und Pumpauszehrung	26
4 Simulation	30
4.1 Grundlagen	30
4.2 Die Verstärkung breitbandiger Signale	33
4.3 Die Verstärkung schmalbandiger Signale	36
4.4 Diskussion	37
5 Experimentelle Aufbauten	39
5.1 Slow-Light ohne Pulsverbreiterung	39
5.1.1 Einstufiges Slow-Light-System	39
5.1.2 Zweistufiges Slow-Light-System	41
5.2 Verringerung der Brillouin-Gewinnbandbreite	42
6 Slow-Light ohne Pulsverbreiterung	46
6.1 Grundlagen	46
6.1.1 Die Verschiebungsregel der Fourier-Transformation	46

6.1.2	Die Kramers-Kronig-Relationen	48
6.1.3	Das natürliche Brillouin-Slow-Light-System	49
6.1.4	Das ideale Slow-Light-System	52
6.1.5	Reduktion der Verzerrungen	54
6.2	Das gesättigte Slow-Light-System	56
6.2.1	Simulation	56
6.2.2	Experiment	58
6.2.3	Nachbildung der Sättigung	60
6.2.4	Diskussion	62
6.3	Das zweistufige Slow-Light-System	63
6.3.1	Das lineare Modell	63
6.3.2	Simulation	66
6.3.3	Experiment	70
6.3.4	Diskussion	73
7	Verringerung der Gewinnbandbreite	76
7.1	Hintergrund	76
7.2	Simulation	78
7.3	Experimenteller Nachweis	80
7.4	Diskussion	82
8	Zusammenfassung	85
8.1	Schlussfolgerung	85
8.2	Ausblick	88
A	Konstanten	90
B	Messung der SBS Gewinnbandbreiten	91
	Literaturverzeichnis	94
	Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen	105
	Verzeichnis der verwendeten Symbole	107

Kapitel 1

Einleitung

Die Erfindung des Lasers im Jahr 1960 [1] und die Entwicklung dämpfungsarmer Glasfasern [2] haben nicht nur den Grundstein für die moderne Telekommunikation und das Internet gelegt. Sie haben auch ein vollständig neues Forschungsgebiet der Physik des Lichtes eröffnet, welches aufgrund fehlender leistungsstarker Quellen verschlossen blieb. Die Forschung auf dem Gebiet der Optik erlebte in der zweiten Hälfte des zwanzigsten Jahrhunderts eine wahre Renaissance, in der optische Effekte nachgewiesen wurden, welche bis dato nur theoretisch [3] oder mit Hilfe von Röntgen-Strahlung [4] untersucht werden konnten. Dabei führt die hohe Intensität des Lasers zu einer Wechselwirkung der emittierten elektromagnetischen Welle mit dem Ausbreitungsmedium, welche sich u.a. in der Entstehung neuer Frequenzen, einer Veränderung der Transparenz des Mediums oder auch einer Wechselwirkung zwischen verschiedenen Wellen innerhalb des Mediums äußern. Bei höheren Intensitäten sind die auftretenden Phänomene nicht mehr linear von der Stärke des elektrischen Feldes der beteiligten Wellen abhängig, deshalb gehören sie zum Bereich der nichtlinearen Optik [5].

Die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) ist dabei der nichtlineare optische Effekt mit dem niedrigsten Schwellwert. Damit ist sie der dominierende nichtlineare Effekt in Glasfasern. Die Lichtleistung eines eingekoppelten Lasers wird an einem in der Faser induzierten Gitter zurück gestreut, dessen Kontrast mit steigender Laserleistung zunimmt. Das führt u.a. dazu, dass die SBS die maximale in die Faser einkoppelbare Leistung begrenzt, weswegen in einigen Forschungsbereichen versucht wird, den Einfluss der SBS zu unterbinden [6]. Die SBS ist aber auch Grundlage vielfältiger Anwendungen, so z.B. in der Fasersensorik [7–10], der Spektroskopie [11, 12], der Signalverzögerung [13, 14] und Signalspeicherung [15, 16] und auch der Mikrowellen-Photonik [17, 18].

Die große Anzahl an Publikationen zum Thema Slow-Light in renommierten wissenschaftlichen Journalen in den letzten Jahren und auch Förderprogramme zum Thema von der US-amerikanischen Defense Advanced Research Projects Agency (DARPA), der Europäischen Union (EU), dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) weisen ein hohes allgemeines Interesse an optischen Speicherlösungen nach. Die SBS als Grundlage des Slow-Light ist in diesem Forschungsfeld ein aussichtsreicher Kandidat. Zum Einen aufgrund ihrer sehr einfachen Realisierung, d.h. zur variablen Verzögerung

von optischen Pulsen ist nur ein Pumplaser und eine optische Faser notwendig. Zum Anderen versprechen die eher geringen Pumpleistungen in Zeiten steigender Energiepreise einen ökologischen Ansatz, um einen optischen Pufferspeicher zu realisieren. Das Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU) gibt den Energieverbrauch der Informations- und Kommunikationstechnik (IKT) in Deutschland bereits für 2007 mit 10,5% des Gesamtverbrauchs der Republik an [19]. Momentan wird die Speicherung von Daten aufgrund fehlender Alternativen nur elektrisch realisiert. Damit ist in jedem Netzknoten eine Wandlung der optisch übertragenen Daten in den elektrischen Bereich notwendig. Mit steigender Übertragungsbandbreite nimmt jedoch auch die erforderliche Anzahl an elektrischen Systemen zur Wandlung und Speicherung und damit auch der Gesamtenergieverbrauch zu. Von einer vollständig optischen Realisierung der (Zwischen-)Speicherung würden heutige Netze in zweierlei Hinsicht profitieren. Vom ökologischen Standpunkt her reduziert sich der Energieverbrauch um den Bedarf der bisherigen optisch-elektrischen und elektrisch-optischen Wandlungssysteme [20, 21]. Auf technischer Seite stellen diese Wandlung und die damit verbundenen elektrischen Systeme einen Flaschenhals bezüglich der maximal erreichbaren Übertragungsbandbreite dar. Diese Begrenzung würde sich dann in die Größenordnungen des optischen Bereiches verschieben, d.h. von derzeit 160 Gbps nach mehr als 100 Tbps [22].

Aufgrund der konstanten Photonengeschwindigkeit ist es allerdings nicht möglich, einfach eine optische Festplatte zu entwerfen um die Photonen einer Signalwelle zu speichern. Jedoch ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit optischer Signale in optischen Medien aufgrund des höheren Brechungsindex langsamer als im Freiraum. Die Zeitdifferenz bei der Ausbreitung kann als Speicherzeit interpretiert werden, welche mit der Medienlänge skaliert. Um verschiedene Speicherzeiten zu realisieren kann mit Hilfe eines optischen Schalters eine Fasermatrix mit unterschiedlich langen Glasfasern angesteuert werden. Auch wenn ein solcher Ansatz eine grundsätzliche Lösung des Problems darstellt, ist er doch nicht sehr praktikabel, da nur diskrete Speicherzeiten möglich sind und das Volumen des Speichers mit der Speichertiefe und den Zeitauswahlmöglichkeiten zunimmt. Mit der SBS ist es möglich, die Gruppenlaufzeit eines optischen Pulses innerhalb einer Glasfaser kontinuierlich zu verändern. Das Wirkungsprinzip der Speicherung ist dabei vergleichbar zur Verwendung der unterschiedlichen Faserlängen. Die Leistung des Pumplasers, welcher die SBS-Interaktion in der Faser ermöglicht, beeinflusst den Gruppenbrechungsindex und damit auch die Verweildauer des Signals im Brillouin Medium. Da die SBS in allen Fasern über deren gesamten Transparenzbereich auftritt, kann der Speicher direkt im Ausbreitungsmedium bzw. innerhalb der Netzleitungen implementiert werden. Der zusätzliche Systemaufwand reduziert sich drastisch auf einen Pumplaser und einen Zirkulator zum Einkoppeln der Pumpwelle. Der niedrige Schwellwert der SBS und die damit einhergehenden geringen Leistungsanforderungen sind die Voraussetzung für einen ökologisch vertretbaren Slow-Light-Ansatz mit moderaten Signalverzögerungen. Weitere Vorteile des SBS-Systems sind z.B. die freie Skalierbarkeit der Verzögerungsbandbreite, Betrieb bei Zimmertemperatur und die Verwendung von preiswerterem Standard-Equipment der Telekommunikation. Ein bisher ungelöstes und zentrales Problem der

Realisierung eines Slow-Light-Systems basierend auf der SBS ist die Verzerrung bzw. zeitliche Verbreiterung der optischen Pulse im Verzögerungsprozess, welche die Anwendung des SBS-Ansatzes massiv einschränkt. Jüngere Forschungsarbeiten zum Thema SBS-Slow-Light widmen sich diesem Thema und zeigen Lösungsvorschläge auf, z.B. [23–30]. Ungeachtet der Details der jeweiligen Methode haben all diese Ansätze eine Gemeinsamkeit: Das Profil des Gewinns der SBS wird signal- und anwendungsspezifisch so geformt, dass eine hohe Signalverzögerung mit einer verminderten Pulsverbreiterung erreicht werden kann. Eine verbreiterungsfreie Pulsverzögerung ist mit Hilfe dieser Ansätze nicht erreichbar und galt eine Zeit lang auch als unmöglich [31, 32]. In **Kapitel 6** werden mehrere Ansätze theoretisch und experimentell untersucht, mit denen eine variable verbreiterungsfreie Verzögerung optischer Pulse erreicht werden kann. Dabei wird die gezielte Sättigung eines SBS-Slow-Light-Systems ausgenutzt, um verzögerte Lichtpulse zeitlich zu komprimieren. Ein großer Vorteil ist, dass die Methode mit bisherigen SBS-Slow-Light Ansätzen kompatibel ist, da einer linearen SBS-Verzögerungsstufe eine nichtlineare gesättigte zur Pulsformung nachgeschaltet wird. Im Experiment konnten auf diese Art und Weise bis zu 20 % der Pulsverbreiterung der ersten Stufe kompensiert werden.

Lichtpulse lassen sich nicht nur innerhalb der SBS-Bandbreite verzögern, sondern auch durch eine schmalbandige Unterabtastung mit einem SBS-basierten Kammfilter. In der Quasi-Licht-Speicherung (QLS) werden äquidistante Anteile aus dem Signalspektrum herausgeschnitten, um einen optischen Speicher zu realisieren [15]. Dabei begrenzt das Reziprok der Abtastbandbreite die maximale Speicherzeit, welche bei einer natürlichen SBS-Bandbreite von 10 MHz auf 100 ns begrenzt ist. Eine vollständige Verlagerung der Signale in den optischen Bereich erfordert auch die Möglichkeit einer schmalbandigen Filterung der Signale zur Abtastung und Messung. Die SBS ist in der optischen Spektroskopie Grundlage hochauflösender Messverfahren [11, 12]. Allerdings sind die maximale Speicherzeit in der QLS und auch die Untergrenze der Auflösung bzw. die Filterbandbreite durch die materialabhängige SBS-Gewinnbandbreite begrenzt. Basierend auf einer gezielten Sättigung der Verstärkungsbandbreite der SBS mit Hilfe eines spektralen Blendensignals wird in **Kapitel 7** ein System theoretisch und experimentell vorgestellt, welches, materialunabhängig, Filterbandbreiten um mehrere Größenordnungen unter dem natürlichen Wert ermöglicht. Im Experiment konnte bereits eine Reduktion um eine Größenordnung nachgewiesen werden.

Im nächsten Kapitel werden die allgemeinen Grundlagen und Anwendungen der SBS besprochen. **Kapitel 3** beinhaltet die Herleitung der theoretischen Grundlagen der Arbeit. Der Simulationsalgorithmus und erste Simulationsergebnisse werden in **Kapitel 4** diskutiert. In **Kapitel 5** werden die experimentellen Aufbauten im Detail erläutert. Die **Kapitel 6** und **7** beinhalten die theoretischen und experimentellen Untersuchungen. Die Ergebnisse werden abschließend in **Kapitel 8** zusammengefasst und ein Ausblick für eine mögliche Weiterführung des Themas gegeben.

Kapitel 2

Stimulierte Brillouin-Streuung

2.1 Einführung

Der nichtlineare optische Effekt der Brillouin-Streuung wurde in den zwanziger Jahren des letzten Jahrhunderts von Léon Brillouin und Leonid Mandelstam theoretisch vorhergesagt [33]. Erst die Entwicklung von Lichtquellen hoher Intensität etwa vierzig Jahre später ermöglichte den experimentellen Nachweis [3].

Die stimulierte Brillouin-Streuung ist die Wechselwirkung dreier gekoppelter Wellen, welche sich in einem optischen Medium ausbreiten. Dabei vermittelt eine Hyperschallwelle im Medium Energie von einer elektromagnetischen Pumpwelle höherer Frequenz zu einer elektromagnetischen Signalwelle mit niedrigerer Frequenz. Das Licht der Pumpwelle wird an der akustischen Welle zurück gestreut und von der Signalwelle akkumuliert. Die Bandbreite des gestreuten Lichtes ist abhängig von der Lebensdauer der akustischen Welle. Die akustische Welle wird durch die Überlagerung von Pump- und Signalwelle angeregt. Die Intensität der akustischen Welle und damit auch die Streueffizienz steigen proportional zur Intensität dieser Überlagerung an und damit auch proportional zur Leistung der beiden elektromagnetischen Wellen. Deshalb ist die SBS nicht nur ein Wechselwirkungsprozess, sondern auch ein Maß für die akustische Welle im Medium.

Die Ausbreitungseigenschaften von Schallwellen sind sehr stark an das Ausbreitungsmedium gebunden, d.h. Materialdichte und externe Einflüsse wie Temperatur und Druck wirken direkt auf die Schallwelle ein. Damit entsteht im Fall der SBS eine Rückkopplung der Umgebungs- und Ausbreitungsmedieneigenschaften auf den Streuprozess. Dies ist die Grundlage für SBS-basierte optische Sensorik. Der Sensor ist dabei das Ausbreitungsmedium selbst. Meistens ist dies eine Glasfaser [7–10], aber auch elipsenförmige Glasmikroresonatoren [34] oder Meerwasser [35] können als Sensoren dienen. Die Messgrößen, wie z.B. Druck, Dichte und Temperatur, werden als Funktion der Frequenz der akustischen Welle oder in Abhängigkeit von der Bandbreite des gestreuten Lichtes ermittelt. Anwendungsgebiete sind z.B. verteilte Sensoren zur Überwachung von Pipelines und Gebäuden [36], Temperaturmessung des LHC im CERN in Genf [37], Temperaturmessung der Meeresoberfläche [35] und Gasdetektion [34].

Die Akkumulation der zurück gestreuten Pumpenergie durch die Signalwelle führt zu einer Verstärkung derselben. Aufgrund der geringen Verstärkungsbandbreite (ca. 10-60 MHz in Glasfasern)

ist die SBS im Bereich der Telekommunikation aber kein ernsthafter Konkurrent für Erbium-dotierte Faserverstärker (EDFA) oder Raman-Verstärker [38]. Die Schmalbandigkeit kann jedoch auch für Filterapplikationen ausgenutzt werden, so z.B. zur Signalverarbeitung, Signalsynthese, selektiven Abtastung [15] und hochauflösenden optischen Spektroskopie [11, 12]. Dabei werden aus einem beliebigen Spektrum Anteile in der Größe der SBS-Verstärkungsbandbreite selektiv herausgelöst bzw. verstärkt und weiterverarbeitet. Durch Rückkopplung des SBS-Verstärkers entsteht bei genügend großer Verstärkung ein Brillouin-Faserlaser, welcher eine besonders geringe Linienbreite (z.T. kleiner 1 kHz) aufweist, ein geringes Phasenrauschen besitzt und eher moderate Pumpleistungen erfordert [38].

Eine Schallwelle wird im Ausbreitungsmedium durch eine elastische und periodische Schwankung der Dichte repräsentiert. Der Brechungsindex eines Mediums ist eine Funktion seiner Dichte. Änderungen des linearen Brechungsindex führen abhängig von der Änderungsrichtung zu einer Zunahme oder auch Abnahme des Gruppenbrechungsindex. Der Gruppenbrechungsindex ist die Ursache dafür, dass sich Lichtpulse bzw. Wellenpakete in einem Medium langsamer bewegen als im Vakuum. Signale, welche innerhalb der SBS-Bandbreite verstärkt werden, erfahren proportional zum Gewinn einen höheren Gruppenbrechungsindex und benötigen demzufolge mehr Zeit zur Ausbreitung im Brillouin-Medium. Dieser Zusammenhang ist die Grundlage sogenannter Slow-Light-Systeme, deren Anwendungsbereiche die Kurzzeitpufferung optischer Datenströme, optische Schalter, nichtlineare Optik [39] und die Realisierung von Verzögerungsstrecken in optischen Mikrowellenfiltern [18, 30] sind.

In dieser Arbeit wird die Anwendbarkeit der gesättigten SBS beispielhaft im SBS-basierten Slow-Light und in der hochauflösenden optischen Spektroskopie untersucht. In den folgenden Abschnitten soll ein gesonderter Einblick in beide Anwendungsfelder gegeben werden.

2.2 SBS-basiertes Slow-Light

„Ich habe meine Hand einfach hinter das Glas gehalten, bis ihr Abbild, von dem das Licht reflektiert wurde, hindurchgegangen war. Das ist eine besondere Art Glas, das zu durchdringen das Licht elf Sekunden braucht, so daß das Bild in den elf Sekunden, nachdem ich meine Hand herausgezogen hatte, noch sichtbar blieb.“ Bob Shaw [40]

Was bei Bob Shaw 1972 noch Science Fiction war, wurde in einem Forscherteam um Lene Vestergaard Hau im Jahr 1999 mit der Reduktion der Gruppengeschwindigkeit des Lichtes auf nur 17 m/s wissenschaftliche Realität [41]. Anstatt von Glas verwendete Hau ultra-kaltes Atomgas, aber in Folge dieses Durchbruchs ergaben sich zahlreiche Untersuchungen zur Manipulation der Gruppengeschwindigkeit des Lichtes in verschiedenen Materialien und basierend auf linearen und nichtlinearen optischen Phänomenen. Eine umfangreiche Übersicht zu den verschiedenen

Methoden findet sich in [29] und [42]. Da es sich bei diesen Ansätzen um eine gezielte Verringerung der Lichtgeschwindigkeit handelt, wurde die Forschung zum Thema unter dem Schlagwort „Slow-Light“ (Langsames Licht) zusammengefasst [43].

Licht breitet sich innerhalb von Medien langsamer aus als im Vakuum. Das Verhältnis zwischen beiden Geschwindigkeiten ist der Brechungsindex des Materials. Die zusätzlich benötigte Ausbreitungszeit im Medium lässt sich auch als Speicherzeit für optische Signale interpretieren. Damit entstehen zwei Ansätze, optische Signale variabel zu speichern: i) eine Matrix mit verschiedenen langen Medien für die benötigten Speicherzeiten, ii) Anpassen des Brechungsindex und damit der Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem Medium konstanter Länge für die geforderte Speicherzeit. Der erste Ansatz kommt zur Wellenlängentrennung in Arrayed Waveguide Gratings aber u.a. auch in einigen elektro-optischen Hybrid-Speicherlösungen [44] zum Einsatz. Nachteilig an einer solchen Methode ist, dass der räumliche Umfang der Anordnung sowohl mit der Speicherzeit als auch mit der Möglichkeit verschiedener Speichertiefen ansteigt. Zusätzlich sind nur diskrete Speicherwerte möglich. Der zweite Ansatz ist die Grundlage aller materialbasierten Slow-Light Methoden.

Informationen werden in optischen Netzen in Form von Lichtpulsen übertragen, d.h. im einfachsten Fall – Licht an oder Licht aus. Diese Pulse bestehen nicht nur aus einer Frequenz, sondern nach den Regeln der Fouriertransformation aus einer Summe oder auch Gruppe von Frequenzen. Damit ist nicht mehr der lineare Brechungsindex n , sondern der Gruppenbrechungsindex n_g für die Ausbreitung der Lichtpulse relevant.

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega} \quad (2.1)$$

Mit dem zweiten Term in Glg. (2.1) geht in den Gruppenbrechungsindex der Verlauf des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Frequenz ω ein. In Slow-Light Systemen wird genau dieser Term durch die Erzeugung eines sehr starken positiven Anstieges (Dispersion) manipuliert, um einen besonders hohen Gruppenbrechungsindex zu erhalten. Nach den Regeln der Differentiation ist demzufolge für einen konstanten Gruppenbrechungsindex ein über der Frequenz linear ansteigender linearer Brechungsindex notwendig. Die Geschwindigkeit, mit der sich die einzelnen Frequenzanteile des Lichtpulses ausbreiten, wird als Phasengeschwindigkeit bezeichnet. Aus der Phasengeschwindigkeit lässt sich der direkte Zusammenhang zwischen Verlauf des Brechungsindex und Phasencharakteristik des Filters ableiten. Die Geschwindigkeit, mit der sich das Maximum des Pulses ausbreitet, wird im Allgemeinen als Gruppengeschwindigkeit bezeichnet [45].

Erste Slow-Light Experimente wurden in Gasen im Bereich stark absorbierender Materialresonanzen und später auch mittels elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) durchgeführt [46]. Der Gruppenbrechungsindex im Medium nahm dadurch in einem schmalen Frequenzbereich Werte in der Größenordnung von 10^6 an, was zu Gruppengeschwindigkeiten von wenigen m/s führ-

te [46]. Allerdings führt der erste Ansatz zu einer extremen Dämpfung der optischen Signale, sodass das eingekoppelte Licht bereits nach wenigen μm vom Medium absorbiert wird. Abhilfe schaffte hier die EIT, bei der ein schmalbandiger Laser (Pump- oder auch Kontrollfeld) auf eine solche Materialresonanz in einem 3-Niveau Atomsystem eingestellt wird. Im Zusammenhang mit dem Signallaser kommt es in der direkten spektralen Umgebung der Resonanz zu einer destruktiven Quanteninterferenz, welche durch eine kohärente Kopplung der beteiligten Laserfelder und dem Atomsystem entsteht. Infolgedessen entsteht ein schmalbandiger transparenter Bereich, in dessen Zentrum Absorption und linearer Brechungsindex vollständig eliminiert sind [47]. In der direkten Umgebung dieses Bereiches kommt es zu einer sehr starken Änderung des linearen Brechungsindex, was zu einem Anstieg des Gruppenbrechungsindex führt (siehe Glg. (2.1)). Trotz enormer Verzögerungswerte hat die EIT entscheidende Nachteile, die die Integration eines solchen Systems in Anwendungsumgebungen verhindern. Die Medien sind normalerweise Bose-Einstein-Kondensate [41] oder ultra-heiße Gase [48]. Die EIT ist extrem schmalbandig und begrenzt deshalb die Bandbreite der zu verzögernden Signale, welche in heutigen Anwendungen durchaus im Bereich mehrerer zehn GHz liegen kann. Dazu kommt, dass die benötigten Materialresonanzen nicht im Wellenlängenbereich heutiger Anwendungen liegen.

Die SBS ist in ihrer Wirkung auf das beeinflusste Signal vergleichbar zur EIT, d.h. Signale werden nicht nur verstärkt, sondern aufgrund der Änderung des Gruppenbrechungsindex auch verzögert. Der erste Nachweis eines SBS-basierten Slow-Light Systems wurde unabhängig von zwei Forschergruppen im Jahr 2005 präsentiert [13, 14]. Der Gruppenbrechungsindex konnte mittels SBS von $n_g \approx 1,445$ auf $n_g = 4,26$ erhöht werden [14]. Auch wenn dieser Wert kaum mit den o.g. EIT Experimenten vergleichbar ist, hat die Realisierung mittels SBS entscheidende Vorteile:

- SBS findet auch bei Raumtemperatur statt,
- SBS existiert auch innerhalb der optischen Fenster zur Datenübertragung,
- die zum Datentransport benötigten Fasern können bereits als SBS-Medium dienen,
- der relativ niedrige Energiebedarf führt zu einem sehr ökonomischen Slow-Light-Ansatz.

Kritikpunkte bezüglich des SBS-basierten Slow-Light waren die eher geringe Bandbreite der SBS mit ihren 10..60 MHz in Standard Einmodenfasern, die Begrenzung der erreichbaren Zeitverzögerung durch die Verstärkersättigung und die Verzerrung der Pulse im Verzögerungsprozess. Deshalb lag und liegt der Fokus der SBS-Slow-Light-Forschung vor allem auf der Beseitigung der vorhandenen Einschränkungen.

Sowohl die Form als auch die Bandbreite des SBS-Gewinns kann durch eine Modulation des Pumplasers nahezu beliebig manipuliert werden. Dies wurde im Zusammenhang mit SBS-Slow-Light für Gauß-förmige Gewinne [49] und rechteckförmige Gewinne [50, 51] gezeigt. Darüber hinaus ist es durch den Einsatz mehrerer Pumplaser und einer gezielten Überkompensation des SBS-Verlustes möglich, die Gewinnbandbreite fast unbegrenzt zu erweitern [52].

Zur Überwindung der Begrenzung der Zeitverzögerung existieren verschiedene Ansätze. In [53] wurden vier Slow-Light Stufen kaskadiert. Im Ergebnis konnte die Verzögerung eines 40 ns-Pulses um 152 ns nachgewiesen werden. Allerdings wurde der Ausgangspuls im Verzögerungsprozess auf 102 ns verbreitert. Der Umfang der SBS-induzierten Amplitudenänderung und damit auch der einhergehenden Zeitverzögerung wurde durch die Überlagerung eines breitbandigen Verlustes erreicht [54, 55]. Dadurch konnte einerseits die Verzögerungszeit um 116 % gesteigert werden [54]. Andererseits ermöglicht ein solcher Ansatz auch ein vollständig transparentes SBS-Slow-Light-System, da der verzögerte Puls das System ohne Leistungsänderung durchläuft [56]. In [57] wurde ein System vorgestellt, bei dem eine weitere Steigerung der Zeitverzögerung durch Überlagerung des SBS-Gewinns mit zwei SBS-Verlusten an den Gewinnflanken erreicht wurde. Die erreichbare Verzögerungszeit nahm gegenüber dem einfachen Gewinn um 167 % zu. Jedoch wurde der verzögerte Ausgangspuls in beiden Lösungen auf das Doppelte bzw. Dreifache seiner Eingangsdauer verbreitert.

Da eine zeitliche Verbreiterung des Pulses die Systemperformance negativ beeinflusst und die Anwendbarkeit der Methode limitiert, befasst sich ein Großteil jüngerer Forschungsarbeiten zum Thema SBS-Slow-Light mit der Minimierung bzw. Verhinderung dieser Pulsverzerrung [27, 29, 30]. Die Ursachen der Pulsverzerrung sind eine spektrale Begrenzung des verzögerten Signals sowie ein nichtlinearer Phasenverlauf des SBS-Filters (auch Gruppengeschwindigkeitsdispersion). Deshalb wurde die Verringerung der Pulsverzerrung vorrangig durch Anpassen des SBS-Gewinnspektrums an das Signalspektrum [58, 59] oder umgekehrt [28] erreicht. Wie später in [Abschnitt 6.1.3](#) gezeigt wird, sind SBS-Gewinnbandbreite und erreichbare Verzögerungszeit jedoch indirekt proportional zueinander. Damit wird die Verringerung der Pulsverzerrung durch Anpassung des Gewinnpektrums letztendlich auf Kosten der erreichbaren Zeitverzögerung erreicht. Der daraus folgende Widerspruch zwischen hoher Verzögerungszeit und geringer Pulsverzerrung führte zu der Überzeugung, dass es unmöglich ist, ein ökonomisch vertretbares, verbreiterungsfreies Slow-Light-System basierend auf der SBS (oder anderen optischen Verstärkern) zu realisieren [31]. Die experimentellen Ergebnisse in [60] und [61] beweisen jedoch, dass es mit einer Kombination aus SBS-basiertem Slow-Light und SBS-basierter Signalverarbeitung möglich ist, zumindest Einzelpulse verbreiterungsfrei zu verzögern. Zu diesem Zweck wurden schmalbandige SBS-Verlustspektren als Notch-Filter in einen breitbandigen Gewinn eingebracht. Die Position der Verluste beeinflusste die Pulsform und die Pumpleistung des Gewinnes verzögerte das Signal. Die Methode ist aber nur auf Einzelpulse bzw. Einzelpulsfolgen anwendbar.

In den folgenden Kapiteln wird basierend auf der breitbandigen Sättigung des SBS-Slow-Light-Systems ein Ansatz entwickelt und untersucht, welcher eine fast verzerrungsfreie Verzögerung nahezu beliebiger Signalstrukturen ermöglicht. Die gezielte Sättigung führt dabei zu einer Rückformung des verzögerten Signals zu seiner ursprünglichen Form.

2.3 SBS-basierte Optische Spektroskopie

Das Spektrum optischer Signale ist für viele verschiedene Anwendungszweige von großem Interesse, so z.B. für die Telekommunikation, Chemie, Biologie, Materialforschung und für die Medizin. Die Menge an Informationen, die dem Betrachter nach einer solchen Messung zur Verfügung steht, ist dabei direkt abhängig von der Auflösung, mit der das jeweilige Spektrum erfasst wurde. Die Messung des Spektrums kann auf unterschiedliche Arten erfolgen. Für das Spektrum optischer Signale in Fasern bieten sich z.B. folgende Methoden an:

- 1) Das Spektrum wird durch eine sehr große Dispersion vom Frequenzbereich in den Zeit- bzw. Raumbereich umgesetzt und dann zeitlich oder räumlich abgetastet (z.B. Messung mit einem gitter-basierten optischen Spektrumanalysator (OSA)).
- 2) Das Spektrum wird aus dem Bereich optischer Frequenzen in den Radiofrequenzbereich herunter gemischt und mit einem elektrischen Spektrumanalysator (ESA) gemessen wird.
- 3) Das Spektrum wird schmalbandig und selektiv mittels SBS verstärkt bzw. abgetastet und mit einem Photodetektor direkt gemessen.

Die aktuell kommerziell verfügbare, gitter-basierte Technologie ist auf eine minimale Auflösungsbandbreite von ca. 1 GHz begrenzt (siehe Punkt 1). Moderne Modulationsformate in der optischen Kommunikation, wie z.B. Optical Orthogonal Frequency Domain Multiplexing (O-OFDM), basieren auf der Verwendung vieler Sub-Trägerwellenlängen, welche einen Frequenzabstand von einigen Zehn MHz aufweisen [62]. Mit einem OSA ist es aufgrund seiner Auflösungsbandbreite nicht mehr möglich, ein solches Spektrum adäquat zu messen und zu überwachen. Die Spektroskopie mittels Methode 2 ist vorrangig durch die Linienbreite des Lokaloszillators begrenzt und nicht durch die Auflösung des ESA. Allerdings ergeben sich in dieser Methode zwei grundlegende Probleme mit optischen Signalen. Zum Ersten ist die maximale spektrale Breite bei der Untersuchung auf die Bandbreite des optischen Empfängers und des ESA beschränkt. Diese liegt z.Z. auch bei sehr preisintensiven ESA unter 100 GHz. Die Bandbreite optischer Signale kann hingegen leicht im Bereich mehrerer THz liegen. Zum Zweiten entstehen beim Mischprozess auch Frequenzkomponenten aus Überlagerungsprodukten innerhalb des zu messenden Spektrums, welche das Messergebnis verfälschen.

Die natürliche SBS-Resonanz ist sehr schmalbandig, d.h. etwa 10.60 MHz. Wird nun der SBS-Gewinn durch ein unbekanntes Spektrum bewegt, dann ergibt sich eine sehr einfache und auch preisgünstige Möglichkeit, optische Spektren mit einer Auflösung identisch zur natürlichen SBS-Linienbreite zu messen (Methode Nr. 3). Letztendlich sind für die Erfassung der Messwerte ein einfacher Photodetektor und ein Oszilloskop ausreichend [63]. Diese Methode wurde unabhängig von zwei Forschergruppen erstmalig im Jahr 2005 publiziert [11, 12]. Aktuell existiert sogar ein kommerzieller OSA basierend auf der SBS mit einer Auflösungsbandbreite von 10 MHz[64].

Das allgemeine Prinzip der Spektroskopie ist eine Faltung des unbekanntes Spektrums mit der Filterfunktion der angewandten Messmethode. **Abbildung 2.1** soll dieses Prinzip qualitativ verdeutlichen. Das passive oder auch aktive Filter (grüne Linie) wird im Messvorgang durch das unbekanntes Spektrum (schwarze Linie) bewegt. Der so durchgeführte Scanvorgang ergibt das gemessene Spektrum (rote Linie). Das Beispiel zeigt, dass neben den hier vernachlässigten Fehlerquellen (Rauschen, Offsetfehler usw.) das Messprinzip selbst fehlerbehaftet ist. Konkret führt der Scanvorgang zu einer Tiefpassfilterung der dargestellten Linie. Aufgrund der Faltungsoperation müsste das Filter idealerweise einer Dirac-Delta-Funktion entsprechen. Da dies technisch nicht realisierbar ist, kann der dem Messprinzip inhärente Fehler durch die Verwendung eines möglichst schmalbandigen Filters nur minimiert werden.

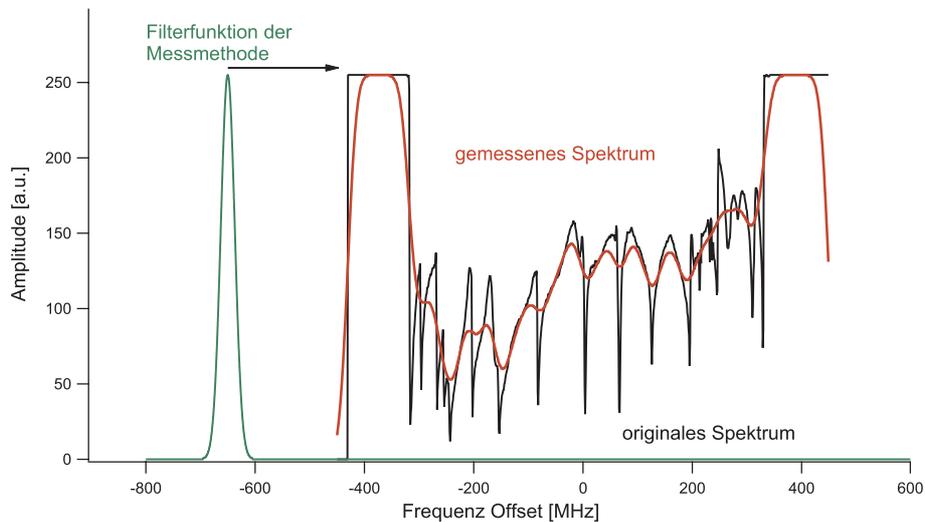


Abbildung 2.1: Spektroskopie ist die Faltung der Filterfunktion mit dem unbekanntes Testspektrum.

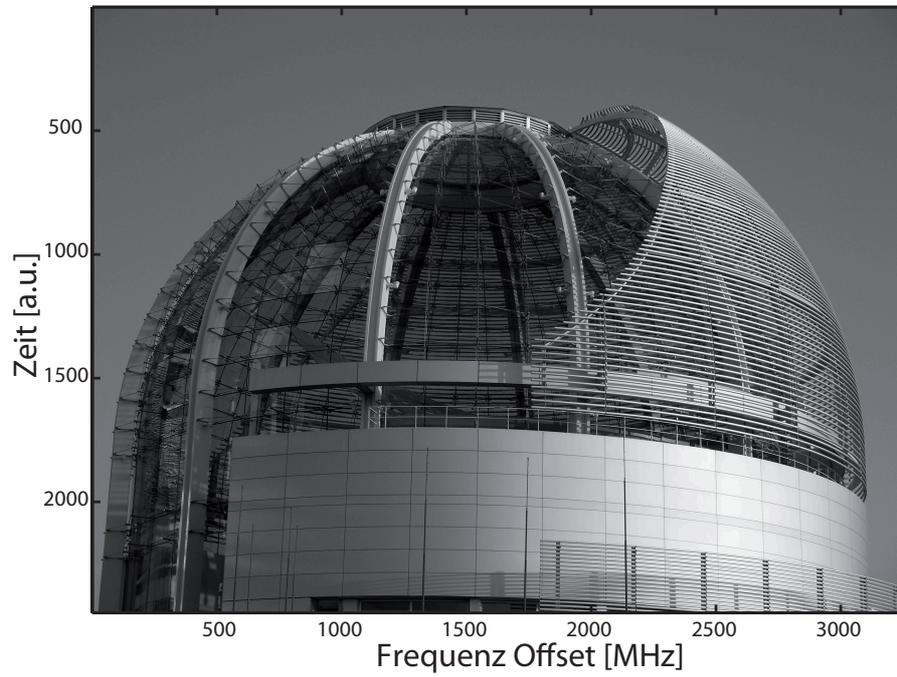
Die untere Grenze der Filterbandbreite der SBS ist durch deren natürliche Linienbreite festgelegt. Diese Linienbreite ist abhängig von der Pumpleistung, der Signalleistung, vom Fasermaterial, von der Temperatur und von mechanischem Stress, dem die Faser ausgesetzt ist [65, 66]. In Standard Einmodenfasern (SSMF) beträgt die Gewinnbandbreite der SBS ca. 10-60 MHz. Mit zunehmender Pumpleistung nimmt die natürliche SBS-Linienbreite ab. Die Abhängigkeit vom Fasermaterial bzw. der Dotierung der Faser und der eingekoppelten Leistung zeigt sich bei AllWaveTM oder Dispersions-verschobenen Fasern, welche bei höheren Pumpleistungen eine SBS-Gewinnbandbreite von 11 MHz bzw. 7,2 MHz aufweisen [66, 67]. Da hohe Pumpleistungen automatisch zur Sättigung des SBS-Verstärkungsprozesses führen, schließt ein solcher Ansatz viele Anwendungen aus, die von der Bandbreitenreduktion profitieren würden. Unter Anderem auch die optische Spektroskopie, da die Sättigung durch Begrenzung der Signalamplitude zu einer Verzerrung des gemessenen Spektrums führt. Neben der Material- und Leistungsabhängigkeit besteht zusätzlich noch die Möglichkeit, die SBS-Bandbreite über die Temperatur zu regulieren. Eine Reduktion der Bandbreite um eine Größenordnung bis auf 3 MHz konnte durch eine Ab-

kühlung der Faser bis auf 4,2 K erreicht werden [37]. Dieser Ansatz ist jedoch wenig praktikabel und letztendlich trotz der signifikanten Bandbreitenreduktion begrenzt.

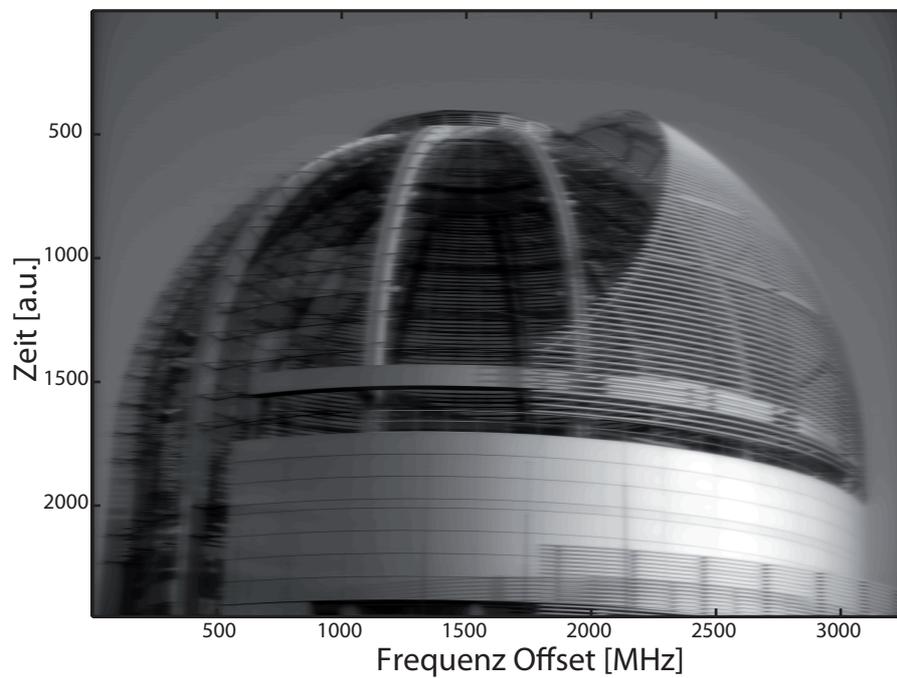
Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Reduktion der SBS-Gewinnbandbreite unabhängig vom Fasermaterial und bei normaler Raumtemperatur. Basierend auf der Verwendung von SSMF mit einer Gewinnbandbreite von 30 MHz ist in Abb. 2.2 die Ausgangssituation dieser Arbeit für die SBS-Spektroskopie qualitativ dargestellt. Das zweidimensionale Quellsignal hat eine Auflösung von 1 MHz/Bildpunkt (Abb. 2.2(a)). Die Messung eines solchen Signals mit einem OSA ist nicht sinnvoll, da die Auflösungsbandbreite eines sehr guten gitter-basierten OSA mit etwa 1 GHz in der Größenordnung der Signalbandbreite (≈ 3 GHz) liegt. Das mit der Auflösung eines SBS-Systems abgetastete Signal (Abb. 2.2(b)) ist sichtbar kontrastärmer und unschärfer als das Original. Zur korrekten Wiedergabe aller Details in der Messung ist eine wesentlich geringere Abtastbandbreite notwendig. In Abb. 2.3 ist zur Veranschaulichung des Auflösungsgewinnes das Beispielbild mit einer Abtastauflösung von 3 MHz dargestellt. Im Vergleich zur Abtastung mit einer Auflösung von 30 MHz kann eine signifikante Verbesserung des Detailgrades und des Bildkontrastes ausgemacht werden. Alle Details sind deutlich erkennbar und die Messung ist nahezu identisch zum Quellsignal.

Erste aktive Bemühungen zur materialunabhängigen Verringerung wurden im Jahr 2011 in [69] publiziert. Die Methode basiert auf einer Überlagerung zweier schmalbandiger SBS-Verlustspektren an den Rändern eines natürlichen SBS-Gewinns. Die Bandbreite des Gesamtgewinns konnte auf diese Art und Weise von 20 MHz auf 3,4 MHz verringert werden. Dies resultierte in einer um 83 % gesteigerten Auflösung in der SBS-basierten Spektroskopie [70]. Der Nutzen einer Reduktion der SBS-Gewinnbandbreite auf 7 MHz wurde anhand einer Zunahme der Speicherzeit um 40 % in der Quasi-Licht-Speicherung [71] demonstriert. Allerdings verringerte die Überlagerung den Maximalgewinn auf bis zu 19 % seines Wertes ohne SBS-Verluste, was den Dynamikbereich für einige Anwendungen erheblich einschränkt. Dazu kommt, dass die SBS-Verlustspektren nicht mit beliebig steilen Flanken erzeugt werden können, was zu einer Begrenzung der möglichen Bandbreitenreduktion führt.

In [72] wird die Gewinnbandbreite durch Kaskadierung mehrerer SBS-Verstärker erreicht. Es wurde nachgewiesen, dass die Bandbreite um die Wurzel der Anzahl der Verstärkerstufen abnimmt. Die Autoren erreichten mit drei Kaskadierstufen eine Bandbreitenreduktion von 10,3 MHz auf 5,8 MHz. Verglichen zum vorherigen Ansatz führte die Verringerung der SBS-Gewinnbandbreite nicht mehr zu einem Verstärkungsverlust. Die Speicherzeit der Quasi-Licht-Speicherung konnte in dem demonstrierten dreistufigen System um 60 % gegenüber dem einstufigen SBS-Verstärker gesteigert werden. Der Vorteil der geringen Bandbreite und des verfügbaren Dynamikumfangs des Gesamtsystems wird jedoch durch einen hohen Aufwand an Equipment (Fasern, Zirkulatoren, optische Verstärker und Dämpfungsglieder) und Pumpenergie erkauft, welcher mit sinkender SBS-Bandbreite und damit der Anzahl an Kaskadierstufen skaliert.



(a) Originalbild nach [68]



(b) Auflösung von 30 MHz

Abbildung 2.2: Vergleich des Originalsignals mit der Abtastung des Bildes mit einer Auflösungsbreite von 30 MHz.

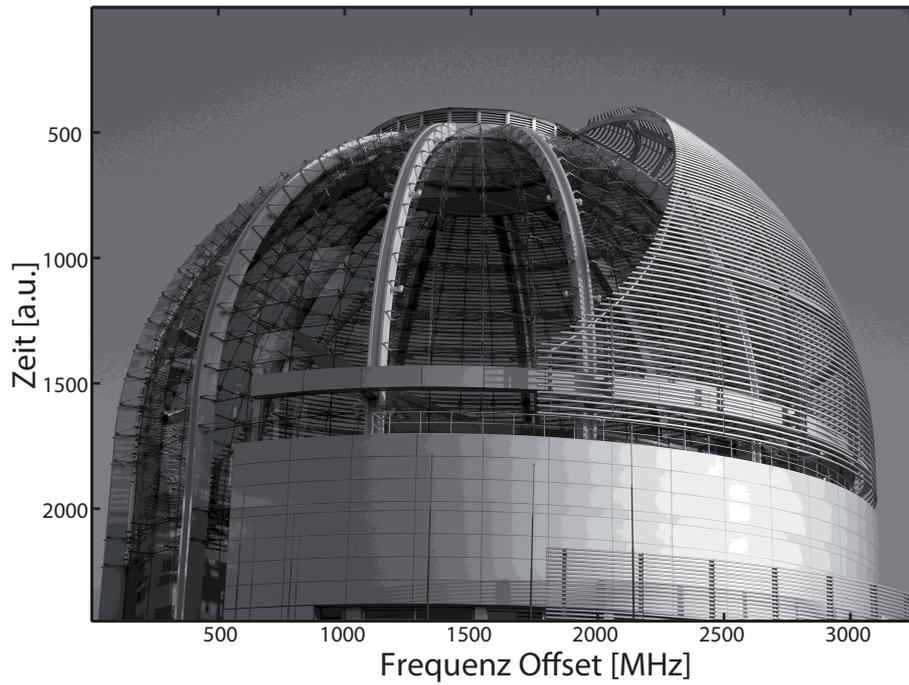


Abbildung 2.3: Abtastung eines zweidimensionalen Signals bei einer Auflösungsbreite von 3 MHz.

In [Kapitel 7](#) wird gezeigt, dass die gezielte Sättigung eines natürlichen SBS-Gewinns dazu ausgenutzt werden kann, um die Gewinnbandbreite der SBS zu verringern. Die vorgestellte Methode hat das Potenzial einer Reduktion der SBS-Bandbreite um mehrere Größenordnungen ohne signifikanten Verlust des Maximalgewinns.

Kapitel 3

Theorie

3.1 Die Wellengleichung für lineare Dielektrika

Die Maxwell-Gleichungen für elektromagnetische Wellen innerhalb eines dielektrischen Mediums, wie z.B. einer Standard Glasfaser (SiO_2), lassen sich wie folgt formulieren:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad \text{mit: } \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{mit: } \vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (3.4)$$

\vec{E} bezeichnet den Vektor der elektrischen Feldstärke, \vec{D} den Vektor des dielektrischen Verschiebungsflusses, \vec{H} den Vektor der magnetischen Feldstärke und \vec{B} den Vektor der magnetischen Flussdichte. Des Weiteren stehen ϵ_0 und μ_0 für die Vakuum-Permittivität bzw. -Permeabilität. Der Term ϵ_r beschreibt die komplexe, materialspezifische relative Permittivität. Mittels Vektoralgebra lassen sich diese Gleichungen in die allgemeine Wellengleichung für das elektrische Feld in dielektrischen Medien umformen.

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.5)$$

Hierbei bezeichnet Δ den Laplace-Operator. Der Zusammenhang zwischen relativer Permittivität und Suszeptibilität ist definiert durch:

$$\epsilon_r = 1 + \chi. \quad (3.6)$$

Die dielektrische Suszeptibilität χ kann als Antwort eines Mediums auf ein angelegtes elektrisches Feld interpretiert werden. Sie entspricht dem Verhältnis der Polarisation des Mediums zur verursachenden elektrischen Feldstärke, $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$ [73]. Mit Rücksicht auf Glg. (3.5) zeigt sich, dass der eingestreuerten Primärwelle eine im Medium angeregte Sekundärwelle überlagert wird.

Aus der komplexen dielektrischen Permittivität [74]

$$\varepsilon_r = \left(n - j \frac{\alpha c_0}{2\omega} \right)^2 \quad (3.7)$$

folgt auch eine komplexe Suszeptibilität

$$1 + \Re\{\chi^{(1)}\} \simeq n^2 \quad \Im\{\chi^{(1)}\} = -\frac{n\alpha c_0}{\omega}, \quad (3.8)$$

wobei $\Re\{\dots\}$ den Realteil und $\Im\{\dots\}$ den Imaginärteil kennzeichnet. Der Brechungsindex des Mediums ist mit n beschrieben, α ist die Dämpfung des Ausbreitungsmediums, ω die Kreisfrequenz und c_0 die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, welche sich mit $c_0 = 1/\sqrt{(\mu_0\varepsilon_0)}$ errechnet. Der Realteil der Suszeptibilität ist verantwortlich für Transmission, Reflexion und Brechung im Medium und der Imaginärteil führt zu einer Dämpfung des elektrischen Feldes. Sowohl Glg. (3.7) als auch Glg. (3.8) gelten in dieser Form nur unter der Bedingung kleiner Intensitäten, d.h. die Eigenschaften des Mediums sind unabhängig von der sich darin ausbreitenden elektromagnetischen Welle. Diese lineare Antwort des dielektrischen Mediums auf die elektromagnetische Anregung wird durch die Suszeptibilität erster Ordnung beschrieben.

Werden die beiden Ausdrücke aus Glg. (3.8) in Glg. (3.5) eingesetzt lässt sich die Wellengleichung für Dielektrika wie folgt schreiben:

$$\Delta \vec{E} - \left(\frac{n^2}{c_0^2} + j \frac{n\alpha}{\omega c_0} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.9)$$

Die elektromagnetische Welle breitet sich in der Glasfaser um den Faktor des Brechungsindex langsamer aus als im Vakuum. Sie wird innerhalb des Übertragungsmediums gedämpft, gebrochen und reflektiert, aber ihre Frequenz bleibt erhalten.

3.2 Die nichtlineare Polarisation

Die Elementardipole innerhalb des Übertragungsmediums richten sich nach dem elektrischen Feld der eingestreuerten elektromagnetischen Welle aus. Die relativ schweren Atomkerne können der Frequenz dieser Primärwelle nicht folgen. Daher kommt es zu einer Auslenkung der sehr leichten

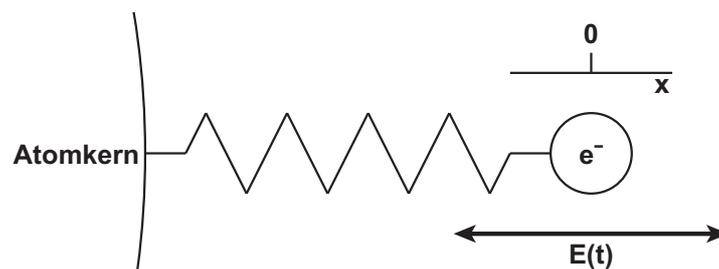


Abbildung 3.1: Lorentz-Modell des Atoms nach [5]

Außenelektronen aus ihrer Gleichgewichtslage. Die beschleunigten Elektronen sind nun ihrerseits wieder Quellen elektromagnetischer Wellen im Medium. Dem Huygensschen Prinzip folgend, dass eine ebene Wellenfront aus der Superposition vieler Elementar-Kugelwellen gebildet wird, entsteht abhängig von der Auslenkungsrichtung der Elektronen bzw. der Polarisationsrichtung der Elementardipole eine elektromagnetische Welle im Medium, die sich der eingestreuenden Welle überlagert.

Die Polarisation ist als gemittelt Dipolmoment pro Volumeneinheit definiert [73]. Ausgehend davon lässt sich die Ursache vieler polarisationsabhängiger Effekte bereits am Elementardipol im Modell beschreiben. Mit Bezug auf die äußere Anregung durch die Primärwelle ist die Beziehung zwischen Atomkern und Außenelektron mit einem klassischen anharmonischen Oszillator vergleichbar. Diese Analogie wird in Zusammenhang mit der Wechselwirkung von Licht und Dielektrika oft angewandt und die folgende Herleitung orientiert sich an anerkannten Publikationen auf diesem Gebiet [45, 65]. Das sehr leichte Elektron ist durch elektrische Kräfte (symbolisiert durch eine Feder) an den trägen Atomkern gebunden (siehe Abb. 3.1). Für kleine Auslenkungen des Elektrons bzw. kleine äußere Feldstärken lässt sich das System idealisiert wie folgt beschreiben [75]:

$$m_e \left(\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x \right) = q_e E_I(t), \quad (3.10)$$

wobei m_e die Elektronenmasse, q_e die Elektronenladung und ω_0 die Resonanzfrequenz des Oszillators bezeichnet. Glg. (3.10) dient auch als Beschreibung für den harmonischen Oszillator. Das Feld der Primärwelle ist mit $E_I(t)$ gegeben und die Rückstellkraft, welche das Elektron in seine Ausgangslage zurück bewegen möchte, ist laut Glg. (3.10) als:

$$F_R = -m_e \omega_0^2 x \quad (3.11)$$

gegeben. Die daraus folgende Funktion der potentiellen Energie ergibt sich aus dem Zusammenhang $F_R = -\nabla U$.

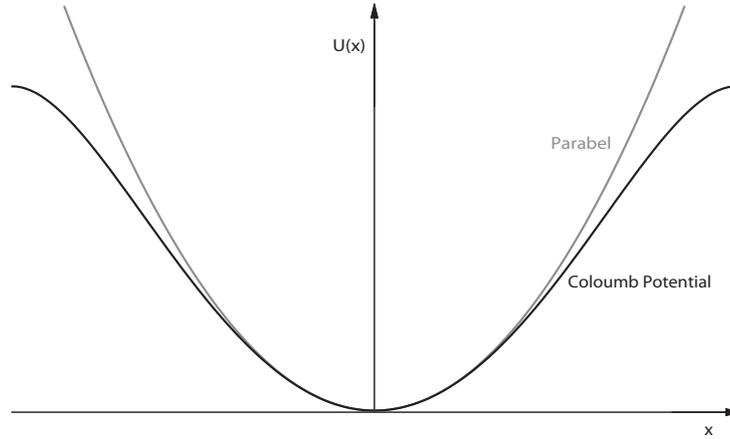


Abbildung 3.2: Potentialfunktionen für ein inversionssymmetrisches Medium nach [65].

$$U = - \int F_R dx = \frac{1}{2} m_e \omega_0^2 x^2 \quad (3.12)$$

Das Elektron bewegt sich innerhalb eines Coloumb-Potentials, welches nicht vollständig analytisch ermittelt werden kann [45]. Für kleine Auslenkungen stimmt dies mit der in Glg. (3.12) gegebenen Parabelfunktion überein, d.h. die Rückstellkraft des Oszillators aber auch das Dipolmoment des Elementardipols steigen linear proportional zur angelegten elektrischen Feldstärke an (siehe Abb. 3.2). Nimmt die elektrische Feldstärke und damit auch die Auslenkung des Elektrons zu, weicht der Potentialverlauf von der Parabelform ab. Die Rückstellkraft verhält sich nicht mehr linear zum anregenden elektrischen Feld. In Grenzen lässt sich der wahre Potentialverlauf in einer Taylorreihe entwickeln. Mit Rücksicht auf das verwendete Fasermaterial SiO_2 ist es zusätzlich möglich, Vereinfachungen vorzunehmen. D.h. aus der Inversionssymmetrie¹ des SiO_2 -Moleküls kann auf eine gerade Potentialfunktion geschlossen werden $\rightarrow U(x) = U(-x)$. Damit entfallen in der Taylor-Reihe alle ungeraden Terme und es folgt [65]:

$$U(\tilde{x}) = \frac{1}{2} m_e \omega_0^2 \tilde{x}^2 - \frac{1}{4} m_e b \tilde{x}^4 - \dots \quad (3.13)$$

Der Faktor b dient hier als Parameter für die Stärke der Nichtlinearität. Aus Glg. (3.13) ergibt sich die Rückstellkraft zu:

$$F_R = -m_e \omega_0^2 \tilde{x} + m_e b \tilde{x}^3 + \dots \quad (3.14)$$

¹Aufgrund der Symmetrie des Moleküls bleiben die Eigenschaften bei einer Punktspiegelung unverändert bzw. es existiert keine Vorzugsrichtung bei einer Anregung [76].

Die Rückstellkraft selbst ist die Ursache der Systemantwort des Elementardipols auf die äußere Anregung. Neben der linearen oder auch harmonischen Komponente zeigt [Glg. \(3.14\)](#) auch nichtlineare Komponenten ungerader Ordnung. Da die Terme in der Taylorreihe mit steigendem Exponenten um etwa 2×10^{-12} abnehmen [\[45\]](#), wird das Polynom in dieser Arbeit nach der dritten Potenz abgebrochen.

Die anharmonisch schwingenden Elementardipole sind die Quellen elektromagnetischer Wellen, welche sich der anregenden Primärwelle überlagern. Da die Polarisation die Mittelung der Elementardipolmomente in einem Volumenelement V_m ist und diese bei stärkerer Auslenkung in einer Taylorreihe entwickelt werden, überträgt sich dieser Ansatz auch auf die Polarisation selbst.

$$\vec{P} = \frac{\sum q_e \vec{r}_n}{V_m} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (3.15)$$

Der Vektor \vec{r}_n steht hier für den jeweiligen Ortsvektor der Elementarladungen und ist die Verallgemeinerung der Variable x in der vorangegangenen Betrachtung. Die Polarisation in der Glasfaser besteht damit zum Einen aus der linearen Polarisation \vec{P}_L und zum Anderen aus der nichtlinearen Polarisation $\vec{P}_{NL}^{(3)}$, welche durch die nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung ($\chi^{(3)}$) charakterisiert wird [\[45\]](#):

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} \right) = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}^{(3)} \quad (3.16)$$

$\chi^{(3)}$ ist ein Tensor der Stufe 4, welcher 81 Elemente besitzt. Aufgrund der Symmetrie des Fasermaterials, Abhängigkeiten zwischen den einzelnen Elementen und des fehlenden Raman-Einflusses auf die Suszeptibilität kann der Tensorcharakter von $\chi^{(3)}$ in dieser Arbeit vernachlässigt werden [\[45\]](#). $\chi^{(3)}$ -Nichtlinearitäten sind z.B. die Selbstphasenmodulation (SPM), die Kreuzphasenmodulation (XPM), die Vier-Wellen-Mischung (FWM) und die Erzeugung der dritten Harmonischen (THG). XPM tritt nur zwischen Pulsen verschiedener Wellenlängen auf, was in dieser Untersuchung nicht gegeben ist. Der Einfluss FWM ist gegenüber dem dominierenden Beitrag der stimulierten Brillouin-Streuung vernachlässigbar [\[77\]](#). Die Entstehung einer dritten Harmonischen ist aufgrund der fehlenden Phasenanpassung in einer Glasfaser sehr unwahrscheinlich [\[78\]](#). Damit verbleibt nur noch der Einfluss der SPM, analytisch durch folgende Form der nichtlinearen Schrödinger-Gleichung (NSE) beschrieben [\[45\]](#):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j\gamma |A|^2 A. \quad (3.17)$$

Der Faktor γ ist der Koeffizient der $\chi^{(3)}$ -Nichtlinearität, welcher sich wie folgt ergibt [\[45\]](#):

$$\gamma = \frac{\omega n_2}{c_0 A_{eff}} \quad \text{mit:} \quad n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\varepsilon_0 c_0 n^2}. \quad (3.18)$$

3.3 Die stimulierte Brillouin-Streuung

In der bisherigen Betrachtung der Suszeptibilität entsteht die Nichtlinearität durch eine stärkere Auslenkung der Elektronen aus ihren Gleichgewichtszuständen und der daraus folgenden nichtlinearen Antwort des Mediums. Makroskopische Änderungen des Brechungsindex und damit der Suszeptibilität aufgrund der Anwesenheit eines elektrischen Feldes tragen zusätzlich zur nichtlinearen Polarisation bei. Die Streuung von Licht in Medien ist auf Inhomogenitäten des Brechungsindex zurückzuführen. In einem homogenen Medium kann das einfallende Licht nur in Vorwärtsrichtung gestreut werden [65]. Im realen inhomogenen Ausbreitungsmedium führen statische Schwankungen der lokalen dielektrischen Permittivität zu einer elastischen Streuung des Lichtes in alle Raumrichtungen bzw. zur Rayleigh-Streuung, welche mit der vierten Potenz der Frequenz der elektromagnetischen Welle skaliert [73]. Eine Wechselwirkung zwischen ausbreitender Welle und Resonanzmoden der Moleküle im Medium führt zur Raman-Streuung. Lokale dynamische Dichteänderungen, welche sich in Form von Hyperschallwellen im Medium ausbreiten, sind die Ursache für die Brillouin-Streuung. Sowohl bei der Raman- als auch bei der Brillouin-Streuung ist die Ausbreitungsrichtung des gestreuten Lichtes von den Ausbreitungsrichtungen der verursachenden elektromagnetischen Welle und der wechselwirkenden Gitterschwingung abhängig.

Elektrostriktion ist die Zunahme der Dichte eines Materials bei Erhöhung des umgebenden elektrischen Feldes, d.h. die Moleküle eines Materials werden bei ihrer Ausrichtung nach dem äußeren elektrischen Feld förmlich in den Bereich mit hoher Feldstärke hineingezogen. Die entstehende nichtlineare Polarisation in Abhängigkeit von der erfolgten Änderung der Suszeptibilität kann wie folgt formuliert werden [65]:

$$\vec{P}_{NLBS} = \varepsilon_0 \Delta\chi \vec{E} = \frac{\varepsilon_0 \gamma_e}{\rho_0} \vec{\rho} \vec{E}, \quad (3.19)$$

wobei γ_e der Koeffizient der Elektrostriktion ist, ρ_0 die mittlere Materialdichte und $\vec{\rho}$ die Funktion der Dichtewelle im Medium. Proportional zur Dichte ändert sich auch der Brechungsindex des Materials. Die Moleküle in der Glasfaser sind zu träge, um der Frequenz der Primärwelle (hier ca. 193,5 THz) zu folgen, daher scheidet diese als unmittelbare Ursache aus. Thermisch begründete Gitterschwingungen (Phononen) im Fasermaterial erzeugen bereits Dichtefluktationen, die sich longitudinal mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Die Frequenz dieser Schwingungen

bestimmt den Abstand der Bereiche mit hoher und niedriger Dichte zueinander. Das entstehende Gitter, so es der Bragg-Bedingung entspricht, reflektiert Energieanteile einer eingekoppelten elektromagnetischen Welle. Das heißt die Wellenlänge der sich ausbreitenden Dichtefluktuations im Fasermaterial muss genau der halben Wellenlänge der optischen Welle entsprechen, um eine phasenrichtige Überlagerung der reflektierten Anteile zu garantieren.

$$f_a = \frac{2v_a n}{\lambda_P} \quad (3.20)$$

Da sich diese Gitterschwingungen bzw. Dichtefluktuations als Hyperschallwellen im Medium ausbreiten, werden sie häufig auch als akustische Wellen bezeichnet [45, 65, 78]. Deshalb steht f_a für die Frequenz der akustischen Welle und v_a für ihre Geschwindigkeit. λ_P bezeichnet die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle, welche später auch als Pumpwelle bezeichnet wird. Zum Vergleich der Größenordnungen sei bemerkt, dass die Schallgeschwindigkeit in der Glasfaser 5960 m/s beträgt – gegenüber der Lichtgeschwindigkeit in der Faser von ca. 2×10^8 m/s. Die mittlere Anzahl der thermisch angeregten Phononen im Fasermaterial richtet sich temperatur- und frequenzabhängig nach einer Planck-Verteilung [73]. Wird nur eine elektromagnetische Welle in die Faser eingekoppelt, besteht damit schon die Wahrscheinlichkeit, dass einige Phononen der Bedingung in [Glg. \(3.20\)](#) genügen und spontane Brillouin-Streuung stattfindet. Unter Vernachlässigung transversaler Moden für die Phononen kann sich die Dichtemodulation auf die elektromagnetische Welle zubewegen und von ihr weg. Aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen elektromagnetischer und akustischer Welle kommt es wegen des Doppler-Effekts zu einer Frequenzverschiebung der gestreuten Wellenanteile, die in ihrem Betrag der Frequenz der akustischen Welle entspricht. Die im Frequenzbereich nach unten verschobene zurückgestreute Welle wird als Stokes-Welle bezeichnet und die nach oben verschobene als anti-Stokes-Welle. Die Interferenz zwischen eingekoppelter und rückgestreuter Welle führt zu einer Schwebung mit einer Hüllkurvenfrequenz identisch zur Differenzfrequenz zwischen beiden Wellen, welche sich in Richtung der höherfrequenten Welle ausbreitet (siehe [Abb. 3.3](#) am Bsp. der Stokes-Welle). Aufgrund der Elektrostriktion kommt es in den Bereichen mit hoher Intensität der Interferenzwelle zu einem lokalen Anstieg der Dichte des Fasermaterials und damit zur Verstärkung des induzierten periodischen Gitters, welches der Bedingung in [Glg. \(3.20\)](#) entspricht. Mit steigender Pumpleistung erhöht sich auch die Intensität der Interferenzwelle, was wiederum zu einer Erhöhung des Gitterkontrastes und damit zu einem exponentiellen Anstieg der Leistung der zurückgestreuten Welle führt. Der Prozess geht so weit, dass ab einer bestimmten Intensität (sog. Schwellwert [45]) die Faserausgangsleistung der Pumpwelle nicht mehr ansteigt, auch wenn die Pumpeingangsleistung weiter erhöht wird. Auf diese Art und Weise begrenzt die Brillouin-Streuung die maximale Leistung, welche in ein optisches Medium eingekoppelt werden kann. Ist die spontane Brillouin-Streuung, d.h. thermisch angeregte Phononen, Ausgangspunkt der Erzeugung einer Stokes-Welle, so handelt es sich um einen SBS-Generator [65]. In einem Brillouin-Verstärker wird der Streuprozess selbst durch eine entgegen der Pumpwelle eingekoppelte schwache Signalwelle

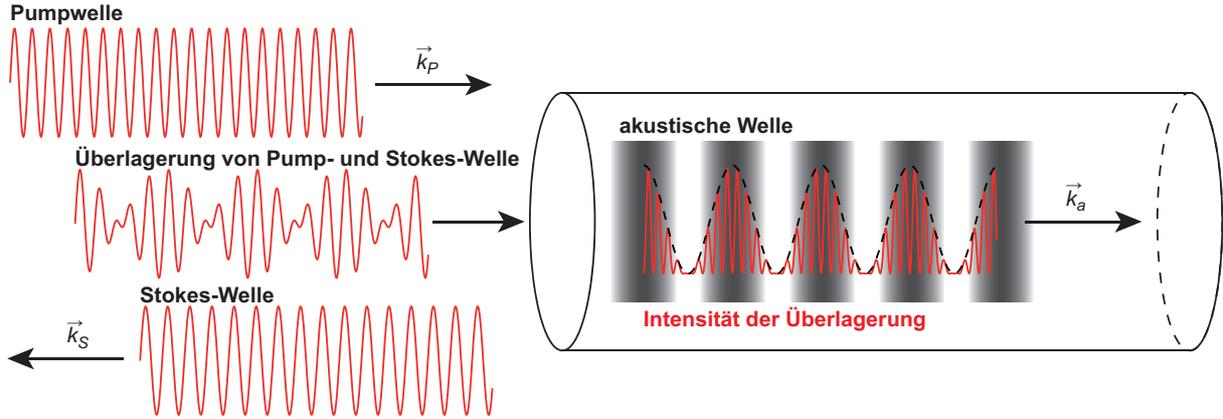


Abbildung 3.3: Entstehung der akustischen Welle im Medium aus der Überlagerung von Pump- und Stokeswelle für einen festen Zeitpunkt ($t = \text{const}$).

angeregt, welche in ihrer Frequenz identisch zur Stokes-Welle ist. Die Signalwelle akkumuliert wie oben beschrieben die gestreute Pumpenergie und wird somit verstärkt. Im Allgemeinen wird die Brillouin-Streuung als stimuliert bezeichnet, wenn eine Leistungsänderung der Pumpwelle Ursache für eine Leistungsänderung der Signal- oder Stokes-Welle ist. Wird eine elektromagnetische Welle auf der Frequenz der anti-Stokes-Welle entgegen der Pumpwelle eingekoppelt, bleibt die Energieflussrichtung von der höheren zur niedrigeren Frequenz identisch zum eben beschriebenen Prozess. Dies führt dazu, dass Signale auf der anti-Stokes-Frequenz in Abhängigkeit zur Pumpleistung ausgezehrt bzw. gedämpft werden. Die weitere Betrachtung widmet sich jedoch vorrangig der Beziehung zwischen Pump-, Stokes- und akustischer Welle, da für die untersuchten Systemkonfigurationen der anti-Stokes-Fall ohne Bedeutung ist.

Ist die Intensität der eingekoppelten elektromagnetischen Wellen nun hoch genug, dass es zu einer Wechselwirkung mit dem Transportmedium kommt, lässt sich aufgrund der letzten beiden Abschnitte durch Zusammenführung der Gleichungen (3.8), (3.9), (3.16) und (3.19) schreiben:

$$\Delta \vec{E} - \left(\frac{n^2}{c_0^2} + j \frac{n\alpha}{\omega c_0} \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\vec{P}_{NLSBS} + \vec{P}_{NL}^{(3)} \right). \quad (3.21)$$

Unter Berücksichtigung der am Streuprozess beteiligten Wellen (Abb. 3.3) ergibt sich für das gesamte elektrische Feld innerhalb der Faser:

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \left[A_P(z, t) e^{j(\omega_P t - \vec{k}_P z)} + c.c. + A_S(z, t) e^{j(\omega_S t + \vec{k}_S z)} + c.c. \right]. \quad (3.22)$$

$A_{P,S}$ steht für die Feldamplitude von Pump- bzw. Signalwelle, $\omega_{P,S}$ für deren Kreisfrequenz und $\vec{k}_{P,S}$ für den entsprechenden Wellenzahlvektor. Der Vektorcharakter von $\vec{k}_{P,S}$ ist innerhalb der Glasfaser vernachlässigbar, weil eine eingekoppelte elektromagnetische Welle sich bevorzugt

nur in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung ausbreitet. Im Mittelpunkt der Untersuchung steht die Ausnutzung der stimulierten Brillouin-Streuung. Deshalb wird die eingekoppelte Signalwelle bezüglich ihrer Frequenz und ihres Wellenzahlvektors identisch zur Stokeswelle sein.

Wird nun Glg. (3.22) in Glg. (3.21) eingesetzt, ergibt sich exemplarisch für die Pumpwelle unter Anwendung der Produktregel:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 A_P}{\partial z^2} - j2k_P \frac{\partial A_P}{\partial z} - k_P^2 A_P \right) - \left(\frac{n^2}{c_0^2} + j \frac{n\alpha}{\omega c_0} \right) \left(\frac{\partial^2 A_P}{\partial t^2} + j2\omega_P \frac{\partial A_P}{\partial t} - \omega_P^2 A_P \right) \right] e^{j(\omega_P t - k_P z)} \\ = \frac{1}{\varepsilon_0 c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\vec{P}_{NL\,SBS} + \vec{P}_{NL}^{(3)} \right). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Aufgrund der Nichtlinearität des Ausbreitungsmediums Glasfaser kommt es zum Energietransfer zwischen den am Prozess beteiligten elektromagnetischen Wellen. Jeder nichtlineare optische Effekt erfordert jedoch eine bestimmte Interaktionslänge im Medium, die sehr viel länger ist als die Wellenlänge dieser Wellen [79]. Ein Vergleich der im Experiment verwendeten Pulsdauer (1..2 ns) und der Schwingungsdauer des Feldes (≈ 5 fs) zeigt, dass sich die Hüllkurve des Pulses gegenüber dem elektrischen Feld nur sehr langsam verändert. Damit wird der Betrag der zweiten Ableitung sowohl für die räumliche als auch für die zeitliche Variable vernachlässigbar gegenüber dem Betrag der ersten Ableitung.

$$\left| \frac{\partial^2 A_{P,S}}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_{P,S} \cdot \frac{\partial A_{P,S}}{\partial z} \right| \quad \text{bzw.} \quad \left| \frac{\partial^2 A_{P,S}}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_{P,S} \cdot \frac{\partial A_{P,S}}{\partial t} \right| \quad (3.24)$$

Diese Vereinfachung wird als *Slowly Varying Envelope Approximation* (SVEA) oder *Slowly Varying Amplitude Approximation* bezeichnet. Mit Rücksicht auf die Untersuchungsparameter sind noch weitere Vereinfachungen möglich. Die erste zeitliche Ableitung in Zusammenhang mit der Mediendämpfung kann für Pulse > 100 fs aufgrund nicht vorhandener Intrapuls-Raman-Streuung vernachlässigt werden [78]. Der Pumplaser selbst befindet sich in allen Experimenten im continuous-wave-Betrieb (CW), daher geht die verbleibende zeitliche Ableitung für die Pumpwelle gegen Null. Die Fourier-Analyse zeigt, dass sich alle Signale als eine Summe harmonischer Schwingungen darstellen lassen. An den Stellen mit konstruktiver Überlagerung der Schwingungen bildet sich die jeweilige Signalform aus und im übrigen Bereich kommt es zu einer Auslöschung. In Glg. (3.22) werden sowohl Pump- als auch Signalwelle als monochromatische CW-Wellen beschrieben. Da die Simulation auf Basis der Fourier-Analyse, d.h. frequenzselektiv, durchgeführt wird, kann auch für die jeweilige Frequenzkomponente der Signalwelle von statischen Bedingungen ausgegangen werden und die zeitliche Ableitung vernachlässigt werden. Mit $k_{P,S} = n\omega_{P,S}/c_0$ lässt sich nun vereinfachend für Pump- und Signalwelle schreiben:

$$\left| \begin{array}{l} -jk_P \left(\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A_P \right) e^{j(\omega_P t - k_P z)} \\ jk_S \left(\frac{\partial A_S}{\partial z} - \frac{\alpha}{2} A_S \right) e^{j(\omega_S t + k_S z)} \end{array} \right| = \frac{1}{\varepsilon_0 c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\vec{P}_{NL\,SBS} + \vec{P}_{NL}^{(3)} \right). \quad (3.25)$$

Der Streuprozess selbst muss sowohl der Erhaltung der Energie:

$$\hbar\omega_a = \hbar\omega_P - \hbar\omega_S \quad (3.26)$$

als auch der Erhaltung des Impulses genügen:

$$\hbar\vec{k}_a = \hbar\vec{k}_P - \hbar\vec{k}_S. \quad (3.27)$$

Die Variable ω_a steht für die Kreisfrequenzen der akustischen Welle, \vec{k}_a für deren Wellenzahlvektor und \hbar für die Plancksche Konstante. Der Vektorcharakter von \vec{k}_a lässt sich aufgrund der bevorzugten longitudinalen Ausbreitungsrichtung der akustischen Welle innerhalb der Faser vernachlässigen. Unter der Bedingung von Phasenanpassung für die SBS führt die Überlagerung von Pump- und Signalwelle aufgrund von Elektrostriktion zu einer Dichtemodulation innerhalb des Fasermaterials, die sich in Richtung der Pumpwelle ausbreitet.

$$\vec{\rho}(z, t) = \rho_0 + \frac{1}{2} \left[Q(z, t) e^{j(\omega_a t - k_a z)} + c.c. \right] \quad (3.28)$$

$Q(z, t)$ ist die Amplitude der Dichtemodulation und ρ_0 die unmodulierte mittlere Materialdichte. Die akustischen Phononen folgen ebenfalls einer Wellengleichung [65, 80]:

$$\frac{\partial^2 \vec{\rho}}{\partial z^2} - \frac{\alpha_a}{v_a} \frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} - \frac{1}{v_a^2} \frac{\partial^2 \vec{\rho}}{\partial t^2} = \frac{\varepsilon_0 \gamma_e}{2v_a^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \langle \vec{E} \rangle^2, \quad (3.29)$$

mit α_a für die Dämpfung der akustischen Welle im Medium. Wird Glg. (3.28) in Glg. (3.29) eingesetzt, so ergibt sich unter Anwendung der SVEA, der Annahme einer zeitinvarianten Amplitude der Dichtemodulation und Berücksichtigung der Phononen Dispersions-Relation ($\omega_a = k_a v_a$) [65]:

$$-jk_a \left[\frac{\partial Q(z)}{\partial z} + \frac{\alpha_a}{2} Q(z) \right] e^{j(\omega_a t - k_a z)} = \frac{\varepsilon_0 \gamma_e}{2v_a^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \langle \vec{E} \rangle^2. \quad (3.30)$$

Mit Rücksicht auf die in [Glg. \(3.26\)](#) formulierte Frequenzbedingung und nach Anwendung der SVEA führt das Einsetzen von [Glg. \(3.22\)](#) in die letzte Gleichung zu:

$$\frac{\partial Q(z)}{\partial z} + \frac{\alpha_a}{2} Q(z) = -j \frac{\varepsilon_0 \gamma_e k_a}{4v_a^2} A_P A_S^* e^{-j(k_P+k_S-k_a)z}, \quad (3.31)$$

wobei A_S^* der Amplitude des konjugiert komplexen Feldes der Signalwelle entspricht. Die Lösung dieser Differentialgleichung lässt sich in Integralform wie folgt ausdrücken [\[81\]](#):

$$Q(z) = -j \frac{\varepsilon_0 \gamma_e k_a}{4v_a^2} \int_0^z A_P(z') A_S^*(z') e^{-\alpha_a(z-z')/2 - j(k_P+k_S-k_a)z'} dz + Q(0) e^{-\alpha_a z/2}. \quad (3.32)$$

Die natürliche Linienbreite Γ_B der SBS errechnet sich über die Dämpfungskonstante der akustischen Phononen [\[81\]](#):

$$\Gamma_B = \alpha_a v_a. \quad (3.33)$$

Ihr Reziprok wird auch als die mittlere Lebensdauer der Phononen bezeichnet ($\tau_B = \Gamma_B^{-1}$) [\[65\]](#). Diese Linienbreite beträgt in einer SSMF etwa $2\pi \cdot 28$ MHz. Innerhalb dieser Arbeit entspricht jede Linien- oder Bandbreite ohne Ausnahme immer der Halbwertsbandbreite bzw. 3dB-Bandbreite. Über die Schallgeschwindigkeit im Medium lässt sich auf eine Dämpfungskonstante von $\alpha_a = 29518 \text{ m}^{-1}$ schließen. Im Integral in [Glg. \(3.32\)](#) hat der Realteil des Exponenten nur im Bereich $z - z' \leq 2/\alpha_a$ einen signifikanten Einfluss auf die Lösung. Numerisch bedeutet das aufgrund des errechneten Wertes für α_a eine Strecke von $z - z' \lesssim 7 \times 10^{-5} \text{ m}$. Die Änderung der Feldamplituden aufgrund von Dämpfung oder Streuung ist innerhalb dieser Distanz innerhalb der Faser vernachlässigbar. Deshalb kann das Produkt der Amplituden als Konstante vor das Integral gestellt werden und direkt an der Stelle z errechnet werden [\[81\]](#). Im Experiment werden Fasern ab 5 km Länge verwendet. Hier ist die Interaktionslänge für die SBS wesentlich länger als die Absorbtionsdistanz² der Phononen. Folglich können im Ergebnis der Integration in [Glg. \(3.32\)](#) die Terme mit dem Faktor $e^{-\alpha_a z/2}$ vernachlässigt werden.

$$Q(z) = -j \frac{\varepsilon_0 \gamma_e k_a}{4v_a^2} \Delta k A_P(z) A_S^*(z) e^{-j(k_P+k_S-k_a)z} \quad (3.34)$$

mit:

$$\Delta k = \frac{1}{\alpha_a/2 - j(k_P + k_S - k_a)} \quad (3.35)$$

²Auch Absorbtionslänge, d.h. die Entfernung in einem Medium, nach der die Intensität durch Absorbtion auf das e^{-1} -fache abgesunken ist.

Der Term Δk soll an dieser Stelle als Phasenanpassungsterm eingeführt werden und wird an späterer Stelle noch eingehend untersucht. Werden nun die bisherigen Überlegungen zusammengeführt, d.h. Glg. (3.19), Glg. (3.22) und Glg. (3.28) in Glg. (3.25) unter der Beachtung von Glg. (3.16), Glg. (3.17) und der Energie- und Impulserhaltung (Glg. (3.26) und Glg. (3.27)) eingesetzt, dann ergibt sich:

$$\left(\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A_P\right)e^{j(\omega_P t - k_P z)} = j\frac{\gamma_e}{4\rho_0 c_0^2 k_P} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A_S(z)Q(z)e^{j(k_P + k_S - k_a)z} e^{j(\omega_P t - k_P z)} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial A_S}{\partial z} - \frac{\alpha}{2}A_S\right)e^{j(\omega_S t + k_S z)} &= -j\frac{1}{c_0^2 k_S} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\gamma_e}{4\rho_0} A_P(z)Q^*(z)e^{-j(k_P + k_S - k_a)z} e^{j(\omega_S t + k_S z)}\right. \\ &\quad \left.+ \frac{3}{8}\chi^{(3)} |A_S A_S^*| A_S e^{j(\omega_S t + k_S z)}\right). \end{aligned} \quad (3.37)$$

Unter der Bedingung, dass sowohl der Koeffizient der Elektrostriktion als auch die Suszeptibilität dritter Ordnung unabhängig von der Zeit und die zeitliche Änderung der Amplituden vernachlässigbar sind, führt das Ableiten der letzten beiden Gleichungen und das Einsetzen von Glg. (3.34) zu:

$$\frac{\partial A_P}{\partial z} = -\left(\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{\Gamma_B}{2v_a} \Delta k P_S + \frac{\alpha}{2}\right) A_P \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} = -\left(\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{\Gamma_B}{2v_a} \Delta k^* P_P - \frac{\alpha}{2}\right) A_S + j\gamma P_S A_S, \quad (3.39)$$

wobei A_{eff} der effektiven Modenfeldfläche und $P_{P,S}$ mit $P_{P,S} = 1/2n\varepsilon_0 c_0 A_{eff} |E_{P,S}|^2$ der Leistung der Pump- bzw. Signalwelle entspricht. Der Koeffizient g_B ist der SBS-Verstärkungsfaktor, welcher sich wie folgt errechnet [65]:

$$g_B = \frac{\omega^2 \gamma_e^2}{nv_a c^3 \rho_0 \Gamma_B}. \quad (3.40)$$

Da der Frequenzabstand zwischen Pump- und Signalwelle mit Bezug auf die Trägerfrequenz eher gering ausfällt, wird der SBS-Verstärkungsfaktor für beide Wellen als identisch angenommen, d.h. $\omega_P \approx \omega_S \approx \omega$. Der Koeffizient der $\chi^{(3)}$ -Nichtlinearität ergibt sich mit [45]:

$$\gamma = \frac{3\omega_S \chi^{(3)}}{4c_0^2 n^2 \varepsilon_0 A_{eff}}. \quad (3.41)$$

Der Phasenanpassungsterm lässt sich mit Hilfe der Zusammenhänge $k_{P,S} = n\omega_{P,S}/c_0$, $k_a = \omega_a/c_0$ und [Glg. \(3.26\)](#) und der Tatsache, dass die Frequenzen der beiden Wellen annähernd gleich groß sind wie folgt umformen:

$$\Delta k = \frac{1}{\alpha_a/2 - j[\omega_S - (\omega_P - 2\omega_P n v_a/c_0)]/v_a}. \quad (3.42)$$

Aus [Glg. \(3.20\)](#) und dem Zusammenhang zwischen Pump- und Stokes-Welle in der SBS folgt, dass der Term $\omega_P - 2\omega_P n v_a/c_0$ die Frequenz der maximalen Verstärkung für die Signalwelle ω_{Smax} beschreibt. Nach Umstellen der Ausdrücke und mit Rücksicht auf [Glg. \(3.33\)](#) ergibt sich abschließend für die mathematische Beschreibung des Energietransfers zwischen Pump- und Signalwelle:

$$\frac{\partial A_P}{\partial z} = - \left(\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} P_S + \frac{\alpha}{2} \right) A_P \quad (3.43)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_S}{\partial z} = & - \left(\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} P_P - \frac{\alpha}{2} \right) A_S \\ & + j \left(\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{\Gamma_B/2(\omega_S - \omega_{Smax})}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} P_P + \gamma P_S \right) A_S. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Der Pumplaser arbeitet durchweg im CW-Betrieb und eine Phasenänderung hat durch die Kopplung mit der Leistung der Pumpwelle (siehe [Glg. \(3.44\)](#)) keinen Einfluss auf die Signalwelle. Deshalb kann der Einfluss der SBS als auch der SPM auf die Phase der Pumpwelle in dieser Arbeit vernachlässigt werden.

3.4 Sättigung und Pumpauszehrung

Sättigung ist ein Prozess, der in allen Verstärkern beobachtet werden kann. In elektrischen Verstärkern führt die Sättigung durch die Begrenzung der Ausgangsamplitude im Zeitbereich zur Entstehung neuer Signalfrequenzen. Die Sättigung im SBS-Verstärker begrenzt die Amplitude hingegen im Frequenzbereich, was zu einer Veränderung der Zeitfunktion, aber nicht zur Entstehung neuer Signalfrequenzen führt. Das DGL-System der Gleichungen [\(3.43\)](#) und [\(3.44\)](#) beschreibt die Entwicklung der Pumpwellen- und der Signalamplitude entlang des SBS-Mediums. Für sehr kleine Signalleistungen lässt sich der Einfluss der Signalwelle auf die Pumpwellenamplitude und damit auch [Glg. \(3.43\)](#) vernachlässigen [[45](#), [65](#), [78](#)]. Wie [Glg. \(3.43\)](#) zeigt, führt eine hohe Leistung der Signalwelle zu einer Abnahme der Pumpleistung. Daraus folgt wiederum ein Rückgang des SBS-Gewinns für die Signalwelle (siehe [Glg. \(3.44\)](#)). Aufgrund der Kopplung beider Gleichungen ist damit im Fall hoher Signalleistungen eine unabhängige Betrachtung der

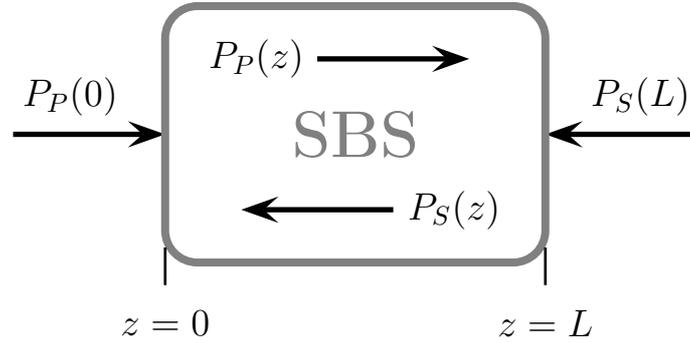


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines SBS-Verstärkers und seiner realen Randwerte nach [65].

beteiligten Wellen nicht mehr möglich. In [81] wird nachgewiesen, dass das DGL-System (3.43) und (3.44) auch im Sättigungsfall seine Gültigkeit behält.

Um den Transfer der Leistung zwischen Pump- und Signalwelle genauer zu betrachten, bietet sich eine Umformung des DGL-Systems aus dem letzten Abschnitt an. Aus der Proportionalität zwischen elektrischer Feldamplitude und der Leistung ($P \propto AA^*$) lassen sich die Gleichungen (3.43) und (3.44) wie folgt umformen:

$$\frac{\partial P_P}{\partial z} = -\frac{g_B}{A_{eff}} P_S P_P \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial P_S}{\partial z} = -\frac{g_B}{A_{eff}} P_P P_S. \quad (3.46)$$

Die Umformung erfolgte hierbei speziell für eine Betrachtung im Gewinnmaximum und unter der Bedingung, dass die Dämpfung im Medium viel kleiner ist als die SBS-Verstärkung und daher vernachlässigt werden kann. Das entstehende Gleichungssystem ist identisch zur theoretischen Herleitung der SBS in [65], wenn der Zusammenhang zwischen Intensität und Leistung einer elektromagnetischen Welle berücksichtigt wird ($I = P/A_{eff}$). Deshalb orientieren sich auch die daraus folgenden Ableitungen an Boyds Diskussion zur Auszehrung der Pumpwelle. Der Zusammenhang zwischen Pump- und Signalleistung im SBS-Prozess und die Randwerte des Systems sind in Abb. 3.4 grafisch dargestellt. Die Vereinfachung des DGL-Systems ermöglicht nun eine Lösung beider Gleichungen, da die Ableitungen identisch sind, d.h. $\partial P_P/\partial z = \partial P_S/\partial z$. Aus den Regeln der Differentialrechnung lässt sich nun folgern, dass

$$P_P(z) = P_S(z) + K, \quad (3.47)$$

wobei K eine Konstante ist, welche durch die Randwertbedingungen des SBS-Systems bestimmt

wird. Wird nun dieser Ausdruck in [Glg. \(3.46\)](#) eingesetzt, ergibt sich eine DGL erster Ordnung, welche sich nach Trennung der Variablen formal integrieren lässt.

$$\int_{P_S(0)}^{P_S(L)} \frac{dP_S}{P_S(P_S + K)} = - \int_0^L \frac{g_B}{A_{eff}} dz \quad (3.48)$$

Die Lösung dieses Integrals ergibt sich zu:

$$- \frac{1}{K} \ln \left| \frac{P_S(0)(P_S(L) + K)}{P_S(L)(P_S(0) + K)} \right| = - \frac{g_B}{A_{eff}} L. \quad (3.49)$$

Ausgehend von dem bekannten Randwert für die Fasereingangsleistung der Pumpwelle, lässt sich die Konstante K zu $K = P_P(0) - P_S(0)$ festlegen [\[65\]](#). Mit Hilfe dieser Festlegung kann aus [Glg. \(3.49\)](#) das Verhältnis der beiden gegebenen Randwerte $P_S(L)$ und $P_P(0)$ abhängig vom Verhältnis der rechnerischen Anfangswerte $P_S(0)$ und $P_P(0)$ formuliert werden.

$$\frac{P_S(L)}{P_P(0)} = \frac{\frac{P_S(0)}{P_P(0)} \left(1 - \frac{P_S(0)}{P_P(0)}\right)}{\exp \left[\frac{g_B}{A_{eff}} L P_P(0) \left(1 - \frac{P_S(0)}{P_P(0)}\right) \right] - \frac{P_S(0)}{P_P(0)}} \quad (3.50)$$

Der Anfangswert $P_S(0)$ entspricht der verstärkten Signalleistung am Faserausgang. Die Differenz zwischen Anfangswert der Signalleistung $P_S(0)$ und ihrem Randwert $P_S(L)$ entspricht der an der akustischen Welle zurück gestreuten Pumpleistung, welche durch die Signalwelle akkumuliert wurde. Der Term $g_B/A_{eff}LP_P(0)$ beschreibt den Exponenten der Kleinsignalverstärkung des SBS-Verstärkers im linearen Betrieb [\[45, 65, 78\]](#). Die maximale Verstärkung in einem SBS-System ist begrenzt durch den Brillouin-Schwellwert, da ab diesem Wert die Pumpleistung im Medium nicht mehr ansteigt. In einer Standardfaser mit niedriger Dämpfung ist der Exponent der Kleinsignalverstärkung im Schwellwert gleich 19 [\[82\]](#). Der gesättigte Bereich des SBS-Verstärkers liegt über diesem Wert [\[83\]](#), wenn die Höhe der Pumpleistung Ursache der Sättigung ist.

In [Abb. 3.5](#) ist der Leistungstransfer von der Pumpwelle zur Signalwelle in Abhängigkeit vom Exponent der SBS-Verstärkung dargestellt, wie er sich aus [Glg. \(3.50\)](#) errechnet [\[65\]](#). Der Sättigungsbereich über dem Schwellwert ist hervorgehoben. Als Parameter für die Kurven dient das Verhältnis des Rand- oder auch Fasereingangswertes der Signalleistung $P_S(L)$ zum Randwert der Pumpleistung $P_P(0)$. Im hervorgehobenen gesättigten Bereich wird bei allen Kurven ein Großteil der Pumpleistung von der Signalwelle aufgenommen. Die daraus folgende Abnahme der Pumpleistung führt zu einem Rückgang der Verstärkung der Signalwelle und damit zur Sättigung des SBS-Prozesses (siehe [Glg. \(3.46\)](#)). Eine Auszehrung der Pumpleistung und damit auch Sättigung lässt sich aber durch einen weiteren Parameter erreichen. Die Steigerung der Fasereingangsleistung der Signalwelle $P_S(L)$ führt auch unterhalb des Schwellwertes dazu, dass letztendlich die gesamte Pumpleistung von der Signalwelle aufgenommen wird. Dabei wird deutlich, dass das

Verhältnis der beiden Randwerte einen wesentlich höheren Einfluss auf die Sättigung des SBS-Systems hat, als die Höhe der Pumpleistung. Im Folgenden werden beide Aspekte der Sättigung des SBS-Verstärkers untersucht.

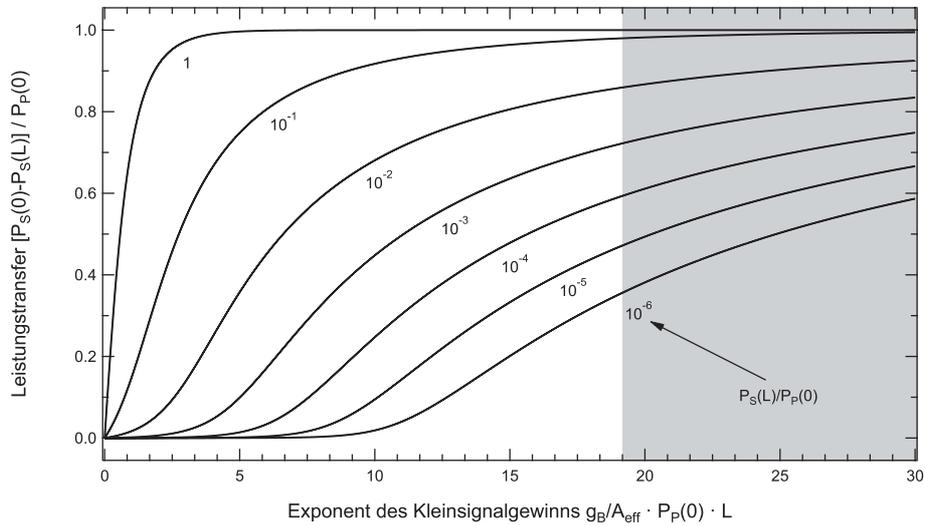


Abbildung 3.5: Leistungstransfer von der Pump- zur Signalwelle in Abhängigkeit von der SBS-Verstärkung.

Kapitel 4

Simulation

Das Differentialgleichungssystem (3.43) und (3.44), welches die Interaktion zwischen Pump- und Signalwelle beschreibt, lässt sich nur in vereinzelt Fällen analytisch lösen bzw. untersuchen. Die Verfügbarkeit leistungsfähiger Rechentechnik ermöglicht eine numerische Untersuchung der Wechselwirkung zwischen beiden Wellen. Der numerische Lösungsalgorithmus ermittelt jedoch nur eine Lösung aus einem gegebenen Anfangswertvektor. Deshalb soll im nächsten Abschnitt eine Lösungsstrategie erarbeitet werden, welche die Anzahl der notwendigen Berechnungen stark reduziert, um Rechenzeit zu sparen. Die darauf folgenden zwei Abschnitte widmen sich ersten numerischen Untersuchungen zum Sättigungsverhalten eines SBS-Verstärkers, welche abschließend diskutiert werden. Die Erkenntnisse aus diesen Voruntersuchungen fließen direkt in die numerischen und experimentellen Nachweise der Anwendbarkeit der Sättigung in den Kapiteln 6 und 7 ein.

4.1 Grundlagen

Die Verkopplung der Differentialgleichungen (DGL) (3.43) und (3.44) zu einem DGL-System verhindert eine allgemeingültige analytische Lösung, da sich Pump- und Signalwelle entlang des Ausbreitungsmediums gegenseitig beeinflussen und nicht unabhängig voneinander sind. Darüber hinaus führt die Gegenläufigkeit beider Wellen zu einem Randwertproblem, welches in Abb. 4.1 mit den gegebenen Größen visualisiert wird. Dieses Randwertproblem wird mit Hilfe eines Schießverfahrens auf ein Anfangswertproblem zurückgeführt, d.h. der unbekannte Anfangswert wird so lange verändert, bis der bekannte Randwert bei der Berechnung ermittelt wird. Der Begriff des Schießverfahrens leitet sich aus einer Prozedur der Artillerie ab, dem sog. Einschießen. Hier wird die Neigung des Geschützes solange geändert, bis ein Projektil das gewünschte Ziel genau trifft.

Im konkreten Fall muss das o.g. DGL-System für jeden Anfangswertvektor vollständig berechnet werden. Daher entscheidet hauptsächlich die Strategie beim Schießverfahren über die benötigte Rechenzeit. Die Berechnungsrichtung der Gleichungen (3.43) und (3.44) entspricht der Ausbreitungsrichtung der Pumpwelle, deshalb ist die Signaleingangsleistung der bekannte Randwert.

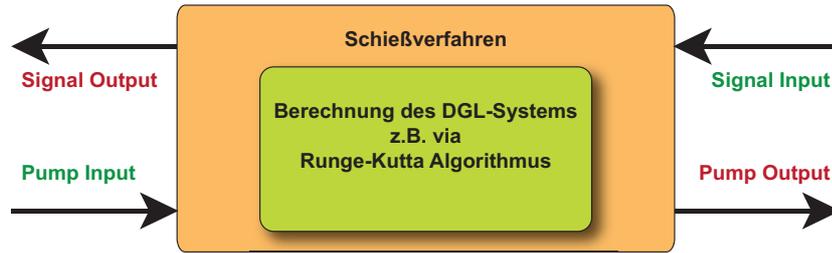


Abbildung 4.1: Einbettung des Lösungsalgorithmus in das Schießverfahren. Die bekannten Systemgrößen sind grün hervorgehoben, die unbekanntes rot.

Der Anfangswertvektor besteht aus der eingestellten Pumpfeldamplitude und der angenommenen Signalausgangsfeldamplitude. Die Signalausgangsfeldamplitude selbst kann nur Werte zwischen Null und der eingekoppelten Pumpfeldamplitude annehmen. Die Phase kann nur relativ bestimmt werden und liegt daher im Bereich $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Da Amplitude und Phase nicht vollständig unabhängig voneinander ermittelt werden können, multipliziert sich die Anzahl der Berechnungen bzw. Schüsse zum Teil. Daraus folgt, es ist ein schnell konvergierender Algorithmus erforderlich, um die Anzahl der Berechnungen so gering wie möglich zu halten. Zu diesem Zweck wird der Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsgröße mit Hilfe eines iterierenden Sekantenverfahrens approximiert [84]. Die Bestimmung des jeweils nächsten Iterationswertes ist exemplarisch für die Amplitude in [Abb. 4.2](#) dargestellt und erfolgt mittels:

$$A_{EO} = \frac{A^* - A_{EI n1}}{A_{EI n2} - A_{EI n1}} (A_{EO2} - A_{EO1}) + A_{EO1}, \quad (4.1)$$

wobei A^* dem bekannten Randwert entspricht. Die numerische Lösung des DGL-Systems für die Signaleingangsamplitude $A_{EI n}$ wird mit dem bekannten Randwert verglichen und die Grenzen des Suchintervalls der Ausgangsamplituden werden für die nächste Iteration entsprechend angepasst:

$$A^* > A_{EI n} ? \quad \begin{cases} \text{true: } A_{EO} \rightarrow A_{EO1} \\ \text{false: } A_{EO} \rightarrow A_{EO2}. \end{cases} \quad (4.2)$$

Diese Prozedur lässt sich ebenso auf die Phasenwerte anpassen, wobei für den Phasenrandwert der Wert Null angenommen wird. Auch wenn die exakte Ermittlung des Randwertes beim Schießverfahren wünschenswert wäre, so ist sie aus mehreren Gründen nicht sinnvoll und z.T. auch nicht möglich. Zum Ersten erfolgt die Berechnung von DGL-Systemen mit numerischen Verfahren (numerische Integration oder finite Differenzenmethoden), welche je nach Ordnung bzw. Schrittweite prinzipbedingte Abweichungen vom jeweils wahren Wert mit sich bringen. Damit würde das Schießverfahren den Fehler nur minimieren, aber nicht eliminieren. Zum Zweiten

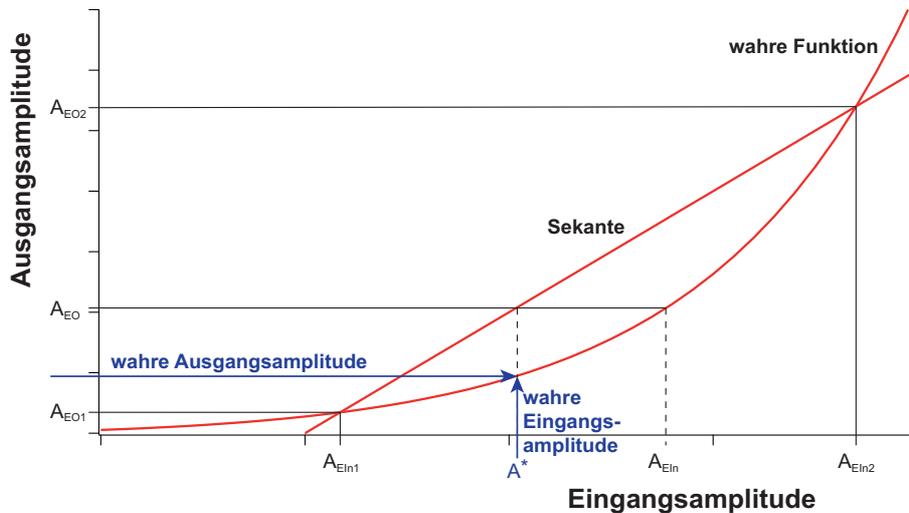


Abbildung 4.2: Grafische Beschreibung des Algorithmus des Schießverfahrens.

ist die erforderliche Berechnungszeit ein entscheidender Faktor, d.h. je höher die geforderte Genauigkeit, desto mehr Iterationsschritte sind notwendig. Für die Berechnungen in dieser Arbeit wird im Schießverfahren für die Amplitude eine Genauigkeit bis $\pm 1\text{‰}$ vom gegebenen Randwert gefordert und für die Phase werden Abweichungen bis $\pm 0,1^\circ$ toleriert.

Zur Berechnung des DGL-Systems kommt eine Kombination aus zwei expliziten Runge-Kutta Verfahren der Ordnungen 4 und 5 zum Einsatz (Runge-Kutta-Dormand-Prince Verfahren) [85]. Damit können Polynome bis zum Grad 3 exakt berechnet werden. In der numerischen Simulationssoftware MATLABTM ist dieses Verfahren als MATLAB-Solver ode45() implementiert. In [Abb. 4.3](#) ist der Verlauf der Leistungen der Pump- und der Signalwelle entlang der Faser im Verstärkungsmaximum dargestellt. Das simulierte Brillouin-Medium hat eine effektive Fläche von $86 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ und einen Brillouin-Gewinnkoeffizienten von $1 \times 10^{-11} \text{ mW}^{-1}$. Die bei 0 km Faserlänge eingekoppelte Pumpleistung beträgt 6 mW. In Gegenrichtung wird eine Signalleistung von 1 μW eingekoppelt. Mit Rücksicht auf die o.g. Berechnungsrichtung kann festgestellt werden, dass es sich mit fortschreitender Medienlänge um zwei unterschiedlich stark abklingende Funktionen bzw. Wellen handelt. Wie in [Abb. 4.3](#) zu sehen ist, nimmt die Leistung der Pumpwelle nur im Bereich größerer Signalleistungen stärker ab (bis ca. 2 km). Diese Auszehrung der Pumpwelle ist konform zu [Glg. \(3.43\)](#) und wurde in [Abschnitt 3.4](#) eingehend diskutiert. Über einen Großteil des Mediums (ab ca. 2 km) wirkt vorrangig die Faserdämpfung (hier 0,2 dB/km) auf die Pumpwelle ein. Im Gegensatz dazu nimmt die Signalwelle in Berechnungsrichtung (entgegen ihrer Ausbreitungsrichtung) über die gesamte Medienlänge sehr stark ab. Diese unterschiedlich starke Abnahme wird im Zusammenhang mit DGL-Systemen als Steifheit bezeichnet und sie ist insofern kritisch, dass sich eine hohe Steifheit empfindlich auf die Stabilität und Zuverlässigkeit der Berechnungsmethode auswirken kann [85]. In [86] wird jedoch nachgewiesen, dass das gegebene DGL-System eine eher geringe Steifheit aufweist.

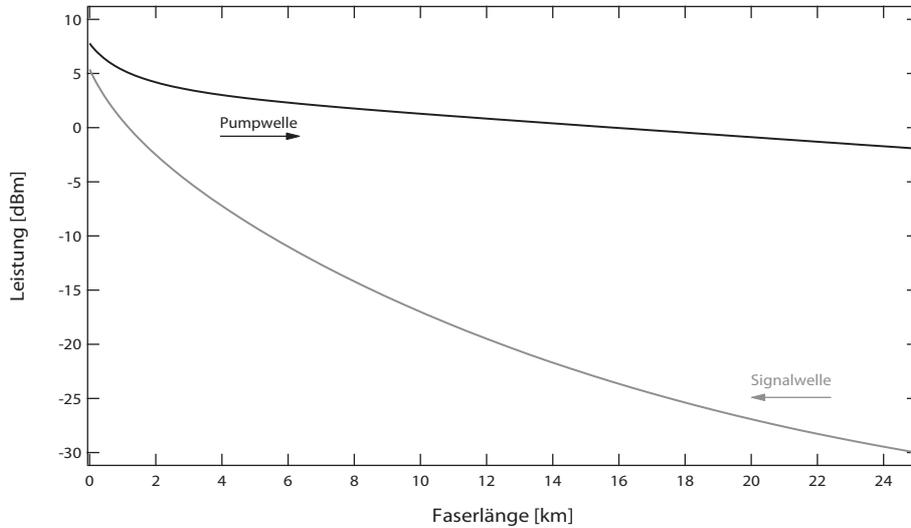


Abbildung 4.3: Entwicklung der Leistung der Pump- und der Signalwelle entlang einer Glasfaser unter dem Einfluss der SBS (Faserparameter: $A_{eff} = 86 \times 10^{-12} \text{ m}^2$, $g_B = 1 \text{ mW}^{-1}$, $\alpha = 0,2 \text{ dB/km}$). Die Pfeile kennzeichnen die physikalische Ausbreitungsrichtung.

Die Gleichungen (3.43) und (3.44) beschreiben genau genommen nur den Zusammenhang zwischen zwei monochromatischen elektromagnetischen Wellen. Sowohl die Pumpwelle als auch die Signalwelle besitzen jedoch eine Linien- bzw. Bandbreite. Die Fourier-Analyse zeigt, dass alle Signale als Summe monochromatischer Schwingungen dargestellt werden können. Das DGL System und auch das Spektrum der Pumpwelle sind bereits im Frequenzbereich formuliert. Nach Fourier-Transformation des Zeitsignales werden die numerischen Berechnungen für jedes Frequenzpaar von Pump- und Signal-Welle einzeln durchgeführt.

4.2 Die Verstärkung breitbandiger Signale

Aus Glg. (3.44) wird deutlich, dass das natürliche Gewinnprofil der SBS für den Fall einer monochromatischen Pumpwelle einer Lorentz-Funktion¹ entspricht. Die natürliche Bandbreite der SBS in Standardglasfasern beträgt etwa 10-60 MHz, was zu gering ist, um ein SBS-System als Verstärker für aktuelle Datensignale im Gbps-Bereich oder auch für optische Pulse im ps- oder fs-Bereich zu verwenden. Aus diesem Grund ist eine Anpassung und Vergrößerung dieser Bandbreite notwendig.

Das SBS-Gewinnprofil $g(\omega)$ entsteht durch Faltung des natürlichen SBS-Gewinns $g_0(\omega)$ mit dem Intensitätsspektrum des Pumplasers $I_P(\omega)$ [87]:

$$g(\omega) = [g_0(\omega) \star I_P(\omega)] z. \quad (4.3)$$

¹In der Mathematik auch als Cauchy-Verteilung bzw. Cauchy-Lorentz-Verteilung bezeichnet.

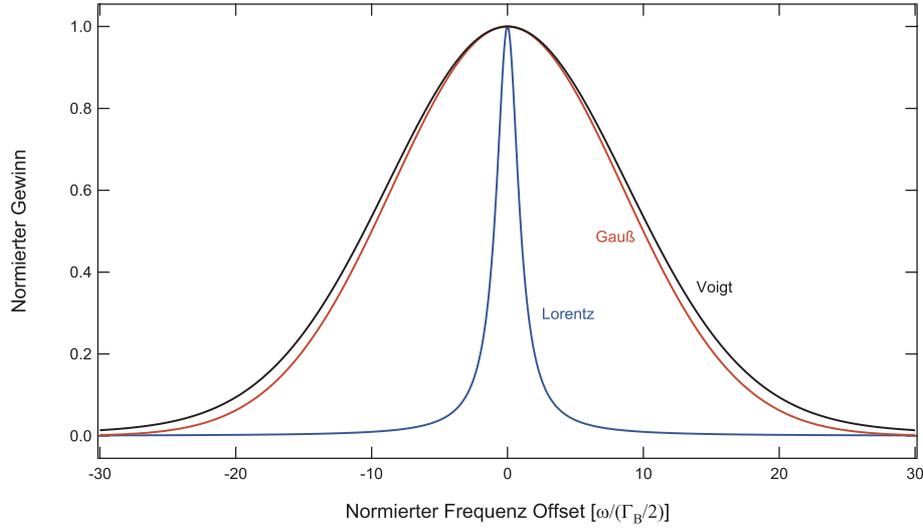


Abbildung 4.4: Darstellung des Lorentz-, des Gauß- und des Voigt-Profiles für ein Bandbreitenverhältnis zwischen Lorentz- und Gauß-Funktion von 1 : 10.

Bei der Faltungsoption dominiert die Funktion mit der größeren Bandbreite das Profil des Ergebnisses, d.h. ist die Pumpwelle z.B. monochromatisch, entspricht ihr Spektrum einer Dirac δ -Funktion.

$$\begin{aligned}
 g(\omega) &= \left[\frac{g_B}{2} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} \star \frac{P_P}{A_{eff}} \delta(\omega - \omega_P) \right] z \\
 &= \frac{g_B P_P z}{2 A_{eff}} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Das Ergebnis der Faltung ist in diesem Fall der natürliche SBS-Gewinn [88]. Im Experiment wird der Pumplaser direkt mit einem Rauschgenerator moduliert. Die Amplitude des Rauschgenerators steuert dabei die Bandbreite des Pumplasers $\Delta\omega_P$. Im Idealfall erzeugt der Generator weißes Rauschen, welches zu einem Gauß-förmigen Pumpspektrum führt. Der SBS-Gewinn ergibt sich damit zu:

$$g(\omega) = \left[\frac{g_B}{2} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} \star \frac{P_P}{A_{eff}} e^{-\ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_P}{\Delta\omega_P/2} \right)^2} \right] z. \tag{4.5}$$

Die Faltung aus natürlichem Lorentz-Profil und der Gauß-Verteilung der Intensität des Pumplasers ergibt eine Voigt-Funktion [89]. Für diese Faltung existiert bisher keine analytische Lösung, sondern nur Näherungen [90, 91]. Die Bandbreite des Pumplasers nach Verbreiterung durch den

Rauschgenerator liegt in allen Experimenten im Bereich 350-1000 MHz. Damit ist das Gauß-Profil um mehr als eine Größenordnung breiter als der natürliche SBS-Gewinn und dominiert im Ergebnis der Faltungsoperation. [Abbildung 4.4](#) veranschaulicht diese Annahme grafisch für ein Bandbreitverhältnis zwischen Lorentz- und Gauß-Profil von 1 : 10. Der Verlauf der Gauß-Funktion ist fast identisch zur Voigt-Funktion. Die Abweichung beträgt in diesem gewählten Beispiel für die Halbwertsbandbreite 7%, mit sinkender Tendenz für eine zunehmende Pumplaserbandbreite. In guter Näherung lässt sich somit das verbreiterte SBS-Gewinnprofil mit der Gauß-Funktion beschreiben [\[87\]](#):

$$\tilde{g}(\omega) = \frac{g_B P_P}{2A_{eff}} e^{-\ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_{Smax}}{\Delta\omega_P/2} \right)^2} z. \quad (4.6)$$

Die beschriebene Faltungsoperation ist die Grundlage der Verbreiterung und des Designs des SBS-Gewinnprofils in SBS-basierten Slow-Light-Systemen und Verstärkern [\[49, 92\]](#). Dabei wird der direkt oder extern modulierte Pumplaser mit dem gewünschten Intensitätsprofil versehen. Die Faltung der Spektren verhindert Lücken unterhalb der Bandbreite des natürlichen SBS-Gewinns. Deshalb kann der Pumplaser auch mit einem bandbegrenzten Frequenzkamm moduliert werden. Das Gewinnprofil entspricht dann der Hüllkurve des Pumplaserspektrums.

Der Brillouin-Koeffizient g_B wird aufgrund der Untersuchungen in [\[29\]](#) an exakt denselben Fasern in allen Simulationen mit 1×10^{-11} m/W festgelegt. Die in [Glg. \(4.6\)](#) gegebene Pumpleistung entspricht der spektralen Spitzenleistung der angegebenen Gauß-Funktion. Die reale Pumpleistung wird jedoch nicht in Abhängigkeit der Frequenz, sondern als mittlere Leistung über das gesamte Spektrum gemessen. Eine monochromatische Pumpwelle, bei der die Leistungsdichte identisch zur mittleren Leistung ist, erzeugt eine Gewinnbandbreite, welche der natürlichen SBS Bandbreite entspricht. Da nahezu jede Gewinnform aus einer endlichen Anzahl monochromatischer Pumpwellen im Abstand der natürlichen SBS-Linienbreite synthetisiert werden kann, lässt sich für ein stark verbreitertes Pumpspektrum mit Bezug auf die mittlere Pumpleistung folgender Zusammenhang approximieren:

$$\frac{P_P}{\Gamma_B} \approx \frac{P_{P avg}}{\Delta\omega_P}, \quad (4.7)$$

wobei $P_{P avg}$ der mittleren Pumpleistung für das verbreiterte Gewinnspektrum entspricht. Die natürliche SBS Linienbreite ist keine konstante Größe und neben den materialspezifischen Abhängigkeiten wird sie auch in Grenzen durch die Signalleistung und die Pumpleistung beeinflusst [\[66\]](#), daher wird in dieser Arbeit ein für SSMF typischer Wert von 28 MHz angenommen [\[93\]](#).

In [Abb. 4.5](#) sind die Gewinnprofile für einen breitbandigen SBS-Verstärker für unterschiedliche Signaleingangsleistungen dargestellt. Um den Gewinn über die volle Bandbreite darzustellen,

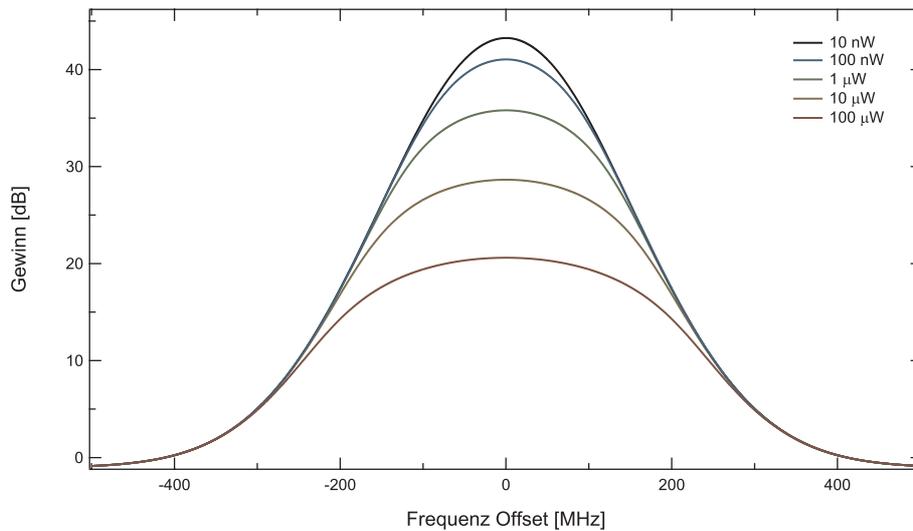


Abbildung 4.5: Breitbandige Sättigung eines verbreiterten Gauß-förmigen SBS-Gewinns mit einem konstanten Signalspektrum mit zunehmender Leistung.

dient als Eingangssignal ein uniformes breitbandiges Spektrum mit Spitzenleistungen von 10 nW bis 100 μ W. Die Pumpleistung beträgt 20 mW und die Faserlänge 5 km. Das Spektrum des Pumpasers ist Gauß-förmig mit einer Linienbreite von 200 MHz. **Abbildung 4.5** zeigt deutlich, dass der Gewinn mit steigender Signaleingangsleistung abnimmt. Bei einer Signaleingangsleistung von 10 nW (schwarze Linie) entspricht der SBS Gewinn der Gauß-Funktion des Pumpspektrums. Für größere Signaleingangsleistungen nimmt die verstärkte Signalleistung entlang des Brillouin-Mediums derart zu, dass sie in die Größenordnungen der Pumpleistung kommt. Dies trifft vor allem im Zentrum des SBS-Gewinns für Signaleingangsleistungen größer 1 μ W zu. Das elektrische Feld der Pumpwelle und damit auch ihre Leistung werden erheblich durch die SBS gedämpft bzw. ausgezehrt (siehe **Abb. 3.5**) [65]. Die Kopplung von Verstärkung der Signalwelle und Auszehrung der Pumpwelle führt zu einer Sättigung des Verstärkungsprozesses, bei der die Leistung der Signalwelle nicht mehr weiter zunimmt. Das SBS-Gewinnprofil wird durch die damit verbundene Begrenzung des Gewinns in seinem Zentrum sichtbar flacher (**Abb. 4.5**). Sinkt also die Leistungsdifferenz zwischen den Eingangs- bzw. Randwerten für Pump- und Signalwelle unter 40 dB, weicht das Gewinnprofil deutlich von seiner ursprünglichen Funktion ab [94]. Die Bandbreite des SBS-Gewinns steigt von 116 MHz für eine Signaleingangsleistung von 10 nW auf 300 MHz für eine Signaleingangsleistung von 100 μ W. Damit lassen sich die Höhe des SBS-Gewinns, sein Profil und auch seine Bandbreite über die Sättigung beeinflussen.

4.3 Die Verstärkung schmalbandiger Signale

Die Veränderung der Form des SBS-Gewinns im Sättigungsfall im letzten Abschnitt lässt auf einen inhomogenen Sättigungsverlauf schließen. Deshalb soll an dieser Stelle der SBS-Gewinn

bei Sättigung mit einem schmalbandigen Signal untersucht werden. Sättigung kann dabei auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Zum Einen kann ein sättigendes schmalbandiges Eingangssignal zu einer homogenen Abnahme des Gewinnes über die gesamte Bandbreite führen (siehe [Abb. 4.6\(a\)](#)). Andererseits kann das Eingangssignal aber auch zu einer frequenzselektiven Abnahme des Gewinnes führen (siehe [Abb. 4.6\(b\)](#)). Die bisherigen Untersuchungen zur Sättigung von SBS Verstärkern beziehen sich nur auf verbreiterte SBS-Gewinnspektren. Die Erzeugung des verbreiterten Gewinns durch Überlagerung mehrerer natürlicher SBS Gewinne impliziert eine inhomogene Sättigung durch selektive Auszehrung einzelner natürlicher Gewinne.

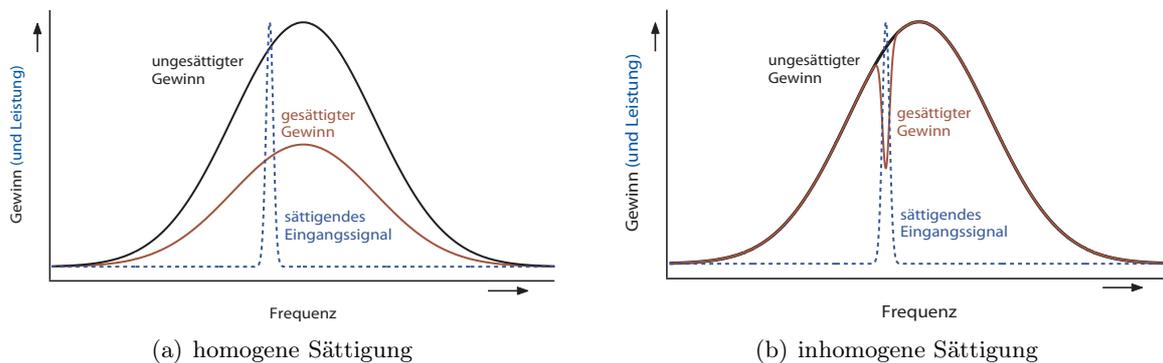


Abbildung 4.6: Vergleich von homogener und inhomogener Sättigung.

In [Abb. 4.7](#) sind die Gewinnprofile für einen natürlichen SBS-Verstärker für steigende Signaleingangsleistungen dargestellt. Die Pumpwelle ist monochromatisch und hat eine Leistung von 20 mW, was zu einem natürlichen Lorentz-förmigen SBS-Gewinn führt. Die Faserlänge wird in dieser Simulation ebenfalls auf 5 km festgelegt. Um den Gewinn über die gesamte Bandbreite darzustellen, wird als Eingangssignal ein uniformes breitbandiges 1 nW-Spektrum mit einem schmalbandigen Gauß-förmigen Spektrum an der Stelle +3 MHz überlagert. Dieses Gauß-förmige Spektrum hat eine Bandbreite von 1 MHz und die in der Abbildung angegebenen Spitzenleistungen zwischen 10 nW und 100 μ W. Aus [Abb. 4.7](#) wird die Inhomogenität des Sättigungsverlaufs mit steigender Signaleingangsleistung deutlich. Die Sättigung erfolgt dabei frequenzselektiv auch unterhalb der Bandbreite der natürlichen SBS-Resonanz. Die Simulation bestätigt damit die Ergebnisse zum "Einbrennen" spektraler Löcher (Spectral Hole Burning) in einen SBS Gewinn in [\[95, 96\]](#). Aus [Abb. 4.7](#) geht zudem hervor, dass die Bandbreite und die Form der Gewinnauszehrung von der Leistung und der Form des sättigenden Spektrums abhängt.

4.4 Diskussion

Die Simulationen für die Verstärkung von breitbandigen und schmalbandigen Signalen zeigen, dass das SBS-Gewinnprofil in erheblichem Maß von der Eingangsleistung und z.T. auch von der spektralen Form der verstärkten Signale abhängt. Darüber hinaus bestätigen die Simulationen

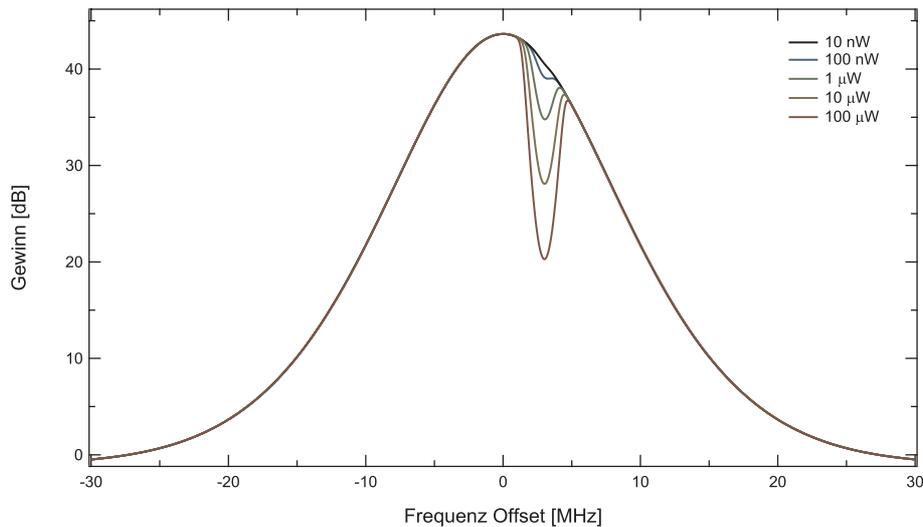


Abbildung 4.7: Schmalbandige Sättigung eines natürlichen SBS Gewinns mit einem 1 MHz breiten Gauß-förmigen Signalspektrum mit zunehmender Leistung.

die theoretischen Untersuchungen in [Abschnitt 3.4](#), wonach auch die Höhe des Gewinns ausschlaggebend für die Sättigung ist. Das heißt in den Bereichen mit höherem SBS-Gewinn sättigt der SBS-Verstärker stärker als außerhalb dieser Bereiche. Diese Eigenschaft ist im Besonderen in der Abflachung des Gewinnprofils in [Abb. 4.5](#) bei zunehmender Signalleistung zu erkennen. Ein solches flacheres Verstärkungsprofil ist von großem Vorteil, da das Übertragungsverhalten des gesättigten SBS-Verstärkers (rote Linie in [Abb. 4.5](#)) damit über eine große Bandbreite linearer ist als das des ungesättigten (schwarze Linie in [Abb. 4.5](#)). Die frequenzselektive Sättigung von spektralen Signalspitzen sorgt zudem für eine Kompression des Signals, d.h. schwache und starke Frequenzanteile werden im Verstärkungsprozess aneinander angeglichen. Damit können z.B. optische Pulse in einem SBS-Verstärker zeitlich komprimiert werden – eine Anwendung, welche in [Kapitel 6](#) untersucht wird.

Die Eigenschaft der frequenzselektiven Sättigung unterhalb der natürlichen SBS-Linienbreite ist eine sehr interessante Eigenschaft, welche vorrangig im Zusammenhang mit dem Spectral Hole Burning in der SBS untersucht wurde [\[95–97\]](#). Eine mögliche Anwendung für diese Eigenschaft ist die Implementierung eines frequenzselektiven Datenspeichers bei Raumtemperatur [\[97, 98\]](#). Da das Profil des SBS-Gewinns auch in einem sehr kleinen spektralen Bereich manipuliert werden kann, ergeben sich Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung in Form von sehr schmalbandigen optischen Filtern – eine Anwendungsmöglichkeit, welche in [Kapitel 7](#) untersucht wird.

Kapitel 5

Experimentelle Aufbauten

Die detaillierte Beschreibung der verwendeten Versuchsaufbauten soll aus verschiedenen Gründen in einem gesonderten Kapitel erfolgen. Zum Einen ermöglicht diese Vorgehensweise, die Experimente und ihre Randbedingungen nachzuvollziehen, ohne von den damit erzielten Ergebnissen abgelenkt zu werden. Zum Anderen können die Ergebnisse und deren Folgerungen später frei von technischen Details diskutiert werden.

Die Beschreibung der Versuchsaufbauten ist in ihrer Reihenfolge so angeordnet, wie auch in den darauf folgenden Kapiteln die dazugehörigen Ergebnisse präsentiert und diskutiert werden. Alle Experimente wurden bei Raumtemperatur mit Standardkomponenten der Telekommunikation durchgeführt.

5.1 Slow-Light ohne Pulsverbreiterung

5.1.1 Einstufiges Slow-Light-System

Der verwendete experimentelle Aufbau in [Abb. 5.1](#) unterscheidet sich nur unwesentlich von den Aufbauten der ersten SBS-Slow-Light-Experimente [[13](#), [14](#)]. Die Trägerwellenlänge für das Signal wird von einem Faserlaser (FL, Typ: Koheras AdjusticTM) geliefert. Alle Experimente werden im 3. optischen Fenster bei einer Wellenlänge von rund 1550 nm durchgeführt. Das elektrische Datensignal, in der Abbildung als Puls stilisiert, wird mit Hilfe eines Mach-Zehnder-Modulators (MZM) auf diesen Träger aufmoduliert und dadurch in ein optisches Signal umgewandelt. Die Erzeugung der elektrischen Signale erfolgt mit einem Arbitrary Waveform Generator (AWG, Typ: Tektronix AWG7102). Der verwendete MZM (Typ: Avanex PowerbitTM F10) ist als Benchtop-Variante ausgeführt und mit einem vorgeschalteten Polarisationssteller ausgestattet, um die Polarisation des Eingangssignals an die Vorzugsrichtung des im Modulator verwendeten LiNbO₃-Kristalls anzupassen. Zum Schutz der bisher beschriebenen optischen Komponenten wird ein Isolator (ISO) verwendet, der Lichteinkopplungen aus der Faser in den MZM bzw. den Faserlaser verhindern soll. Die Signalerzeugung ist in allen Slow-Light-Experimenten identisch aufgebaut und wird daher für die weitere Verwendung im Block SUT (Signal under Test) zusammengefasst. Als

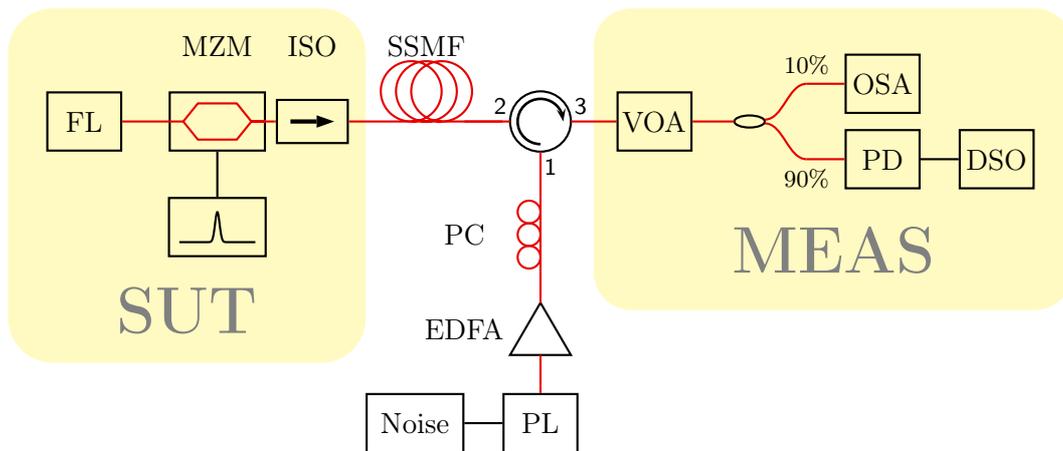


Abbildung 5.1: Einfaches SBS-Slow-Light-System (SUT – Signal unter Test, FL – Faserlaser, MZM – Mach-Zehnder-Modulator, ISO – Isolator, SSMF – Standard Single Mode Fiber, MEAS – Measurement, VOA – Variable Optical Attenuator, OSA – Optischer Spektrum Analysator, PD – Photodetektor, DSO – Digitales Sampling Oszilloskop, PL – Pumplaser, EDFA – Erbium-dotierter Faserverstärker, PC – Polarisationssteller).

Brillouin-Medium dient eine 10 km lange Standard-Einmodenfaser (SSMF, Typ: j-Fiber Single-mode Optical Fiber IG-09/125/250) mit einer SBS-Verschiebungsfrequenz von 10,862 GHz bei Raumtemperatur (23 °C) und einer Faserdämpfung von 0,2 dB/km bei einer Wellenlänge von 1550 nm.

Der verwendete Pumplaser (PL) ist ein direkt modulierbarer Halbleiter-Laser (DFB, Typ: Avonex A1905LMI) mit einer Linienbreite von 1-3 MHz. Die direkte Modulation wird mit Hilfe eines Rauschgenerators (Noise, Typ: Hewlett Packard 33120A) mit einer Bandbreite von 5 MHz durchgeführt. Dabei ist die Bandbreite des Pumplasers abhängig von der eingestellten Amplitude des Rauschgenerators. Den Ausführungen in [Abschnitt 4.2](#) folgend wird damit auch die Bandbreite des SBS-Gewinns über den Rauschgenerator eingestellt. Die Verwendung eines Gaußverteilten Rauschens führt zu einem Gaußförmigen Pump- bzw. SBS-Gewinnspektrum [49]. Zur Einstellung der benötigten Pumpleistung wird direkt nach dem Pumplaser ein Erbium-dotierter Faserverstärker (EDFA, Typ: Manlight HWT-EDFA-B30) mit automatischer Leistungsregelung (APC) eingesetzt. Da die Effektivität der SBS auch abhängig von der Polarisation beider Wellen ist, wird im optischen Pfad des Pumplasers ein Polarisationssteller (PC) eingesetzt. Beide Wellen sollten idealerweise parallel polarisiert sein. Jedoch zeigt [99], dass die Polarisation der Signalwelle im SBS-Verstärkungsprozess nicht unabhängig von der Polarisation der Pumpwelle ist. Mit zunehmender Pumpleistung wird die Polarisation der Signalwelle in Richtung der Polarisation der Pumpwelle verändert. Damit nimmt der Einfluss der Polarisationssteller mit steigender Pumpleistung ab und macht sie im Sättigungsbereich nahezu überflüssig. Zur Richtungstrennung von Signal- und Pumpwelle am Faserausgang wird ein Zirkulator verwendet. Die Pumpwelle wird in den Port 1 des Zirkulators eingekoppelt, welcher Signale von Port 1 nach Port

2 und von Port 2 nach Port 3 leitet. Port 2 des Zirkulators ist mit der Faser verbunden. Damit wird die Pumpwelle über den Zirkulator in die Faser eingekoppelt.

Die Signalwelle und auch der Rayleigh-gestreute Anteil der Pumpwelle breiten sich entgegen der Pumpwelle aus und koppeln damit in Port 2 des Zirkulators ein und an Port 3 wieder aus. Ziel der Messung ist es, das SBS-Slow-Light-System im Sättigungsbereich zu untersuchen. Damit befindet sich auch die Signalausgangsleistung in der Größenordnung der Pumpleistung. Das nachgeschaltete Equipment ist für optische Leistungen kleiner 200 mW spezifiziert, der Photodetektor selbst sogar nur bis 10 mW. Um dieses Equipment zu schützen, wird ein variables optisches Dämpfungsglied (VOA, Typ: JDSU mVOA-A1) verwendet. Dessen Ausgangssignal wird mit Hilfe eines 90/10-Kopplers aufgeteilt. 10% der Intensität werden an einen optischen Spektrumanalysator (OSA, Typ: Agilent 86143B) geleitet. Der OSA dient vorrangig der Messung des Frequenzabstandes zwischen Pump- und Signalwelle und des Leistungsdichtespektrums der Signalwelle. Dadurch kann die Brillouin-Verschiebungsfrequenz exakt eingestellt und überwacht werden. 90% der Intensität am Ausgang des VOA werden auf einen Photodetektor (PD, Typ: Menlo Systems FPD 310) geleitet, um das optische Signal in ein elektrisches zu wandeln und mit Hilfe eines digitalen Samplingoszilloskops (DSO, Typ: Agilent Infiniium DCAJ 86100C) im Zeitbereich darzustellen. Da die Signaldetektion und die Auswertung in den Slow-Light-Experimenten identisch ist, soll diese in der weiteren Verwendung im Block MEAS (Measurement) zusammengefasst werden.

Die mit dem beschriebenen Aufbau erzielten Ergebnisse werden in [Abschnitt 6.2](#) präsentiert und diskutiert.

5.1.2 Zweistufiges Slow-Light-System

Der Aufbau des zweistufigen Systems erfolgt durch ein Kaskadieren zweier SBS-Verstärkerstufen. In [Abb. 5.2](#) werden die Elemente der jeweiligen Stufe durch eine zusätzliche Ziffer gekennzeichnet. Stufe 1 (SSMF 1, PC 1, EDFA 1, Noise 1 und PL 1) unterscheidet sich nicht von dem in [Abschnitt 5.1.1](#) beschriebenen System. Lediglich der verwendete Hochleistungs-EDFA wurde durch ein kleineres Modell ersetzt (Typ: Manlight HWT-EDFA-C23). Der Grund dafür findet sich in der Tatsache, dass die erste Systemstufe ein lineares Slow-Light-System darstellt, welches optische Pulse verzögern soll und dabei unvermeidbar verzerren wird. Die erste Stufe soll aber nicht bis in den gesättigten Bereich hinein arbeiten, was wiederum geringere Pumpleistungen erforderlich macht.

Der nachgeschaltete VOA (Typ: Agilent 81570A) dient zur Leistungsanpassung des Ausgangssignals von Stufe 1 an den Eingang von Stufe 2 (SSMF 2, PC 2, EDFA 2, MZM 2, Noise 2 und PL 2). Das Brillouin-Medium (SSMF 2) ist bezüglich seiner Daten identisch zur Faser in der ersten Stufe. Die Richtungstrennung zwischen eingekoppelter Pumpwelle und ausgekoppelter Signalwelle erfolgt auch hier mit Hilfe eines optischen Zirkulators.

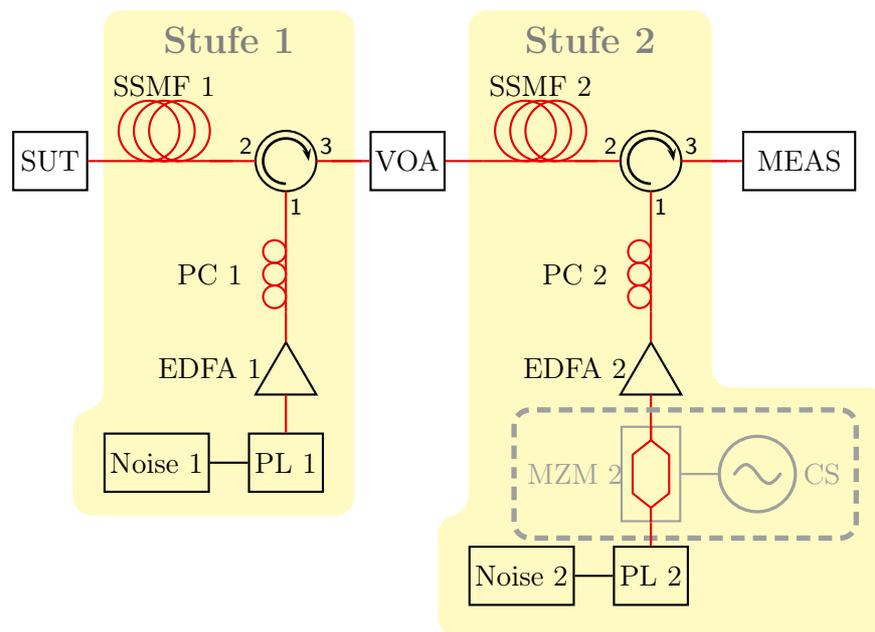


Abbildung 5.2: Zweistufiges SBS-Slow-Light-System mit gesättigter zweiter Stufe (SUT – Signal unter Test, SSMF – Standard Single Mode Fiber, MEAS – Measurement, VOA – Variable Optical Attenuator, PL – Pumplaser, MZM – Mach-Zehnder-Modulator, EDFA – Erbium-dotierter Faserverstärker, PC – Polarisationssteller).

Unter Vernachlässigung des grau gezeichneten Bereiches (MZM 2, CS), gibt es keinen Unterschied in der Erzeugung und Zuführung der Pumpwelle zwischen zweiter und erster Stufe. In den Experimenten, in denen der MZM 2 nicht zum Einsatz kommt, wird der SBS Gewinn der Stufe 2 absichtlich gesättigt, d.h. der Gewinn im spektralen Zentrum ist kleiner als am Rand. Mit Hilfe des optischen Modulators (Typ: Avanex Powerbit™ F10) wird diese gesättigte Gewinnform durch externe Intensitätsmodulation des Pumplasers bei gleichzeitiger Trägerunterdrückung in einem weiteren Experiment nachgebildet. Die Amplitude des Rauschgenerators Noise 2 und damit die Pumplaser-Bandbreite wird für den jeweiligen Betriebsfall angepasst. Das am zweiten Zirkulator ausgekoppelte Signal wird identisch zur Beschreibung in [Abschnitt 5.1.1](#) überwacht, detektiert und gespeichert. Die Messergebnisse zu diesem Aufbau finden sich in [Abschnitt 6.3.3](#).

5.2 Verringerung der Brillouin-Gewinnbandbreite

Der experimentelle Aufbau zum Nachweis der Verringerung der SBS-Gewinnbandbreite unter den natürlichen Wert in der Glasfaser ist in [Abb. 5.3](#) dargestellt. Das grundsätzliche Prinzip des Aufbaus entspricht einem SBS-Verstärker, wie im Fall der oben beschriebenen Slow-Light-Aufbauten. Während in den vorangegangenen Fällen das Nutzsignal selbst zur Sättigung des Verstärkers eingesetzt wurde, wird hier dem Nutzsignal zur Verringerung der Gewinnbandbreite

ein zusätzliches sättigendes Signal überlagert, welches im weiteren Verlauf auch als Spektralblende bezeichnet wird (FDA – Frequency Domain Aperture).

Die Trägerwellenlänge für das Test-, Scan- oder auch Nutzsignal wird durch einen Faserlaser (Scan, Typ: Koheras AdjusticTM) zur Verfügung gestellt. Zur Einstellbarkeit der exakten Trägerfrequenz und zur Durchführung von Scans über den spektralen Messbereich wird ein Intensitätsmodulator (MZM 1, Typ: Avanex PowerbitTM F10) verwendet. Vom Ausgangssignal des Modulators wird nur ein Seitenband für die Experimente genutzt. Die Modulationsfrequenz wurde im Bereich 7,9 - 8,1 GHz festgelegt, um eine Beeinflussung des Experiments durch Überlagerung oder auch SBS Interaktion mit den ungenutzten Wellenlängen (Träger bzw. ungenutztes Seitenband) zu verhindern. Zur messtechnischen Trennung zwischen Testsignal und Spektralblende wird das Testsignal mit dem Referenzsignal eines Lock-In-Verstärkers (Lock-In Amp, Typ: Stanford Research Systems SR850 DSP) moduliert (Intensitätsmodulation mit MZM 2, Typ: Avanex PowerbitTM F10). Die Einfügedämpfung eines einzigen Modulators beträgt je nach Arbeitspunkteinstellung etwa 6 - 10 dB. Die Leistungsanpassung des Testsignals wird deshalb mit einem rauscharmen optischen Vorverstärker (EDFA 1, Typ: MPB Technologies Inc. EFA-R35) vorgenommen. Wie in den vorangegangenen Experimenten wird ein Polarisationssteller (PC 1) zur Maximierung der SBS Interaktion verwendet.

Das Trägersignal für die Spektralblende wird mit Hilfe eines direkt modulierten DFB-Lasers erzeugt (Sat, Typ: Avanex A1905LMI). Die direkte Modulation erfolgt mit einem 100 kHz-Rampensignal, welches mit einem Signalgenerator (Typ: Hewlett Packard 33120A) erzeugt wird. Aufgrund des Rampensignals entsteht ein rechteckförmiges Laserspektrum mit einer nahezu konstanten Leistung und sehr steilen Flanken. Die Bandbreite wird über die Amplitude des Rampensignals eingestellt, welche im Experiment konstant auf 200 mV_{pp} eingestellt ist. Das Ausgangssignal des Lasers wird mit einem Dreiecksignal aus einem Signalgenerator (Typ: Hewlett Packard 33120A) in seiner Intensität moduliert (MZM 3, Typ: Avanex PowerbitTM F10). Der Arbeitspunkt des Modulators wird so eingestellt, dass mindestens zwei Seitenbänder gleicher Leistung im optischen Bereich ausgebildet werden. Die Wiederholfrequenz des Dreiecksignals wird so eingestellt, dass zwischen den Seitenbändern eine kleine spektrale Lücke bleibt. Im Experiment wurden Werte im Bereich 18 - 20 MHz verwendet. **Abbildung 5.4** zeigt beispielhaft ein Blendensignal, welches mittels heterodyner Messung aufgezeichnet wurde. Zur Leistungsanpassung der Spektralblende wird ein optischer Verstärker (EDFA 2, Typ: LiComm Bench-Top EDFA) verwendet. Die Anpassung der Polarisation erfolgt über einen Polarisationssteller (PC 2).

Beide Signalwege, d.h. Testsignal und Blendensignal, werden mittels eines 50/50-Kopplers zusammengeführt und über einen Isolator an das SBS-Medium (SSMF, Typ: j-Fiber Single-mode Optical Fiber IG-09/125/250) angeschlossen. Die verwendete Faser hat eine Länge von 5 km und ist bezüglich ihrer Parameter identisch zu den Fasern aus **Abschnitt 5.1.1** und **Abschnitt 5.1.2**. Der Isolator dient zum Schutz des vorgeschalteten Equipments, speziell der optischen Faserverstärker. In Gegenrichtung zu den Signalen wird über einen Zirkulator der Pumplaser (PL, Typ: Avanex A1905LMI) in die Faser eingekoppelt. Die Höhe der Pumpleistung wird mit einem

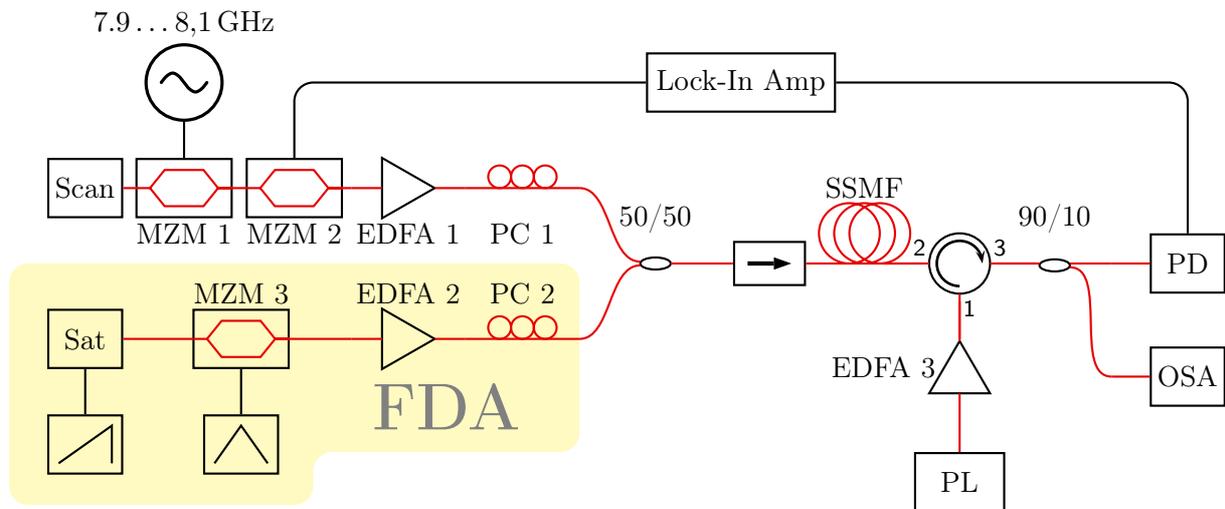


Abbildung 5.3: Experimenteller Aufbau zur Verringerung der SBS Gewinnbandbreite mittels Spektral-Blende (Scan – Signal zum Abtasten der Gewinnfunktion, MZM – Mach-Zehnder-Modulator, EDFA – Erbium-dotierter Faserverstärker, PC – Polarisationssteller, Sat – Quelle zur Erzeugung der Blende, FDA – Spektral-Blende, SSMF – Standard Single Mode Fiber, PL – Pumplaser, Lock-In Amp – Lock-In-Verstärker, PD – Photodetektor, OSA – Optischer Spektrumanalysator).

optischen Verstärker (EDFA 3, Typ: Manlight HWT-EDFA-C23) geregelt. Das verstärkte Ausgangssignal wird vom Faserausgang über den Zirkulator mit Hilfe eines 90/10-Kopplers aufgeteilt. Zehn Prozent der optischen Leistung werden an den OSA geleitet, welcher zur Überwachung der Leistungen und des Frequenzabstandes der beteiligten Wellen notwendig ist. Die übrigen 90 % werden mit einem Photodetektor (PD, Typ: Thorlabs PDB450C) detektiert. Das Ausgangssignal des Photodetektors wird mit dem Lock-In Verstärker gemessen, welcher mit Hilfe einer Kreuzkorrelation zwischen dem gemessenen Signal und dem internen Referenzsignal das Testsignal aus dem Gesamtsignal ermittelt.

Der Frequenzabstand zwischen Pumpwelle und Blendensignal wird so eingestellt, dass sich die spektrale Lücke der Blende im Maximum des SBS-Gewinns befindet. Das Scan-Signal wird mit Hilfe der Modulationsfrequenz von MZM 1 durch den Gewinn bewegt. Der dazu eingesetzte Signalgenerator (Typ: Agilent E8257C) wird mit Hilfe eines LabVIEW™-Programmes gesteuert, welches den Messwert des Lock-In Verstärkers in Abhängigkeit der eingestellten Frequenz aufzeichnet. Der Betrieb und die Stabilisierung der verwendeten DFB-Laser (Sat, PL) erfolgt mit Stromsteuergeräten der Firma ILX Lightwave (Typ: ILX LDX 3220 - Precision LD Current Controller) und Temperatursteuergeräten der Firma ILX Lightwave (Typ: ILX LDT 5948 - Precision Temperature Controller). Dabei hat das Temperatursteuergerät eine Auflösung von $0,1\Omega$, was einer einstellbaren Frequenzgenauigkeit von 2,65 MHz entspricht.

Die mit diesem Aufbau erzielten Ergebnisse finden sich in [Abschnitt 7.3](#).

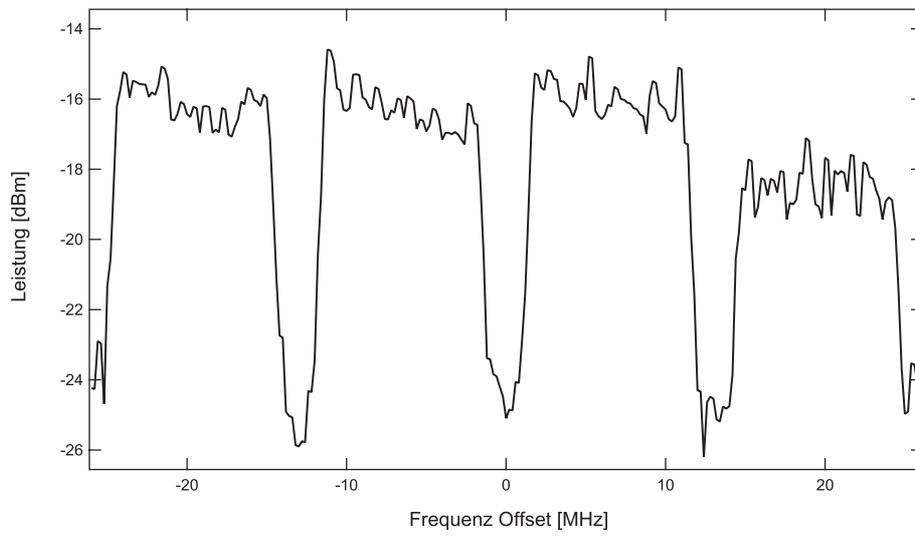


Abbildung 5.4: Messung eines Blendensignals mit einer Bandlücke von ca. 3 MHz.

Kapitel 6

Slow-Light ohne Pulsverbreiterung

Die Verstärkung optischer Signale mittels SBS führt auch zu einer zeitlichen Verzögerung derselben. Dabei ist die Verzögerungszeit direkt proportional zur Leistung des Pumplasers. Da die Brillouin-Streuung der nichtlineare optische Effekt mit dem niedrigsten Schwellwert ist, genügen bei Faserlängen im Kilometer-Bereich bereits Pumpleistungen in der Größenordnung einiger Milliwatt, um moderate Pulsverzögerungen zu erreichen. Die spektrale Begrenzung der Pulsspektren und ein nichtlinearer Phasenverlauf führen jedoch zu einer Verzerrung des verzögerten Signals, welche sich als Pulsverbreiterung bemerkbar macht und mit der Verzögerungszeit skaliert. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass die gezielte Sättigung eines SBS-Slow-Light-Systems ausgenutzt werden kann, um eine verbreiterungsfreie Pulsverzögerung zu erreichen.

Einführend werden im ersten Teil die Grundlagen des SBS-basierten Slow-Lights besprochen. Im zweiten Teil wird der Einfluss der Sättigung auf die Pulsform und -verzögerung in einem SBS-Verstärker untersucht. Basierend auf den Ergebnissen des zweiten Teils wird im dritten Teil dieses Kapitels ein System entwickelt, in dem die Sättigung zur gezielten Pulsrückformung in SBS-basierten Slow-Light-Systemen eingesetzt werden kann.

6.1 Grundlagen

6.1.1 Die Verschiebungsregel der Fourier-Transformation

Die Fourieranalyse zeigt, dass jede Signalform in eine Summe harmonischer Schwingungen zerlegt werden kann. In [Abb. 6.1](#) ist dies für eine Rechteckpulsfolge verdeutlicht, deren Fourierreihenentwicklung in gängigen mathematischen Nachschlagewerken, wie z.B. [\[88\]](#), zu finden ist. Innerhalb des Zeitbereichs, in dem sich die einzelnen Schwingungen konstruktiv überlagern, bildet sich die Pulsform aus. Außerhalb dieses Zeitbereichs kommt es zur Auslöschung ([Abb. 6.1\(b\)](#)). Soll nun ein Puls verzögert werden, so muss der gesamte Bereich der konstruktiven Überlagerung und damit auch alle Fourierelemente in [Abb. 6.1\(a\)](#) um denselben Zeitbetrag verzögert werden. Mit Hilfe der Fourier-Transformation werden die einzelnen Frequenzbestandteile nach Betrag und Phase berechnet und ergeben das jeweilige Amplituden -bzw. Phasenspektrum des Zeitsignals. Die Fourier-Transformation für ein um t_D zeitlich verzögertes Signal stellt sich wie folgt dar:

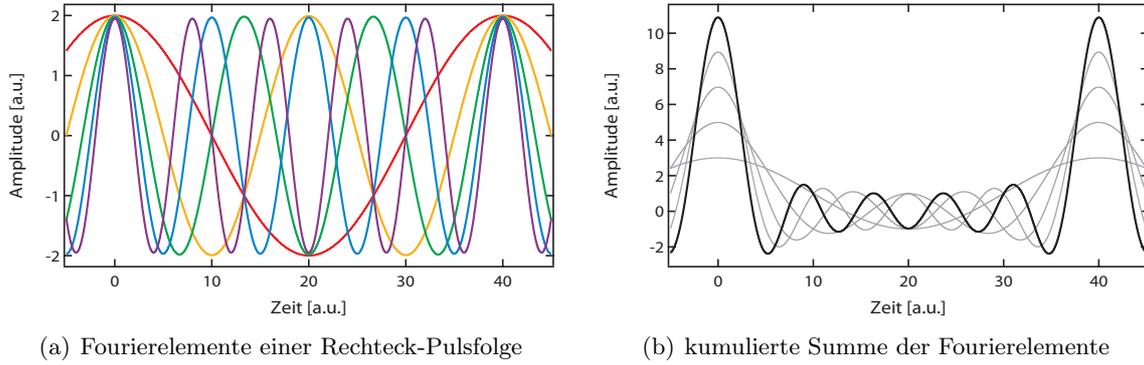


Abbildung 6.1: Die Grundwelle und die ersten vier harmonischen Schwingungen als Bestandteile einer Rechteck-Pulsfolge.

$$A(t - t_D) \circ \bullet \int_{-\infty}^{+\infty} A(t - t_D) e^{-j\omega t} dt. \quad (6.1)$$

Nach der Substitution $t' = t - t_D$ ergibt sich der Ausdruck [100]:

$$A(t - t_D) \circ \bullet \int_{-\infty}^{+\infty} A(t') e^{-j\omega(t'+t_D)} dt' = e^{-j\omega t_D} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t') e^{-j\omega t'} dt'. \quad (6.2)$$

Die Fourier-Transformation des zeitlich verschobenen Signals führt im Ergebnis zu einer Multiplikation des unverschobenen transformierten Signals und einem Term, welcher von der Verschiebungszeit abhängig ist. Dem Phasenspektrum des Transformationsergebnisses wird die mit dem Anstieg $-t_D$ fallende Funktion überlagert.

Das Verhältnis zwischen komplexem Aus- und Eingangsspektrum eines Systems wird als Übertragungsfunktion $H(j\omega)$ bezeichnet

$$H(j\omega) = \frac{A_{S\ out}(j\omega)}{A_{S\ in}(j\omega)}, \quad (6.3)$$

wobei $A_{S\ in,out}$ das Spektrum des elektrischen Feldes des Signals am Ein- bzw. Ausgang des Systems beschreibt. Diese Übertragungsfunktion kann im Hinblick auf ein kausales System auch als Zusammenhang zwischen Wirkung und Ursache verstanden werden. Hat nun ein System die Übertragungsfunktion $\exp(-j\omega t_D)$, so lässt sich aus der beschriebenen Verschiebungsregel ableiten, dass eingehende Signale am Ausgang um die Zeit t_D verzögert beobachtet werden können.

6.1.2 Die Kramers-Kronig-Relationen

Der Zusammenhang zwischen dem Realteil und dem Imaginärteil der Suszeptibilität und nach [Glg. \(3.8\)](#) auch zwischen Brechungsindex und Absorption des Mediums wird durch die Kramers-Kronig-Relationen (KKR) hergestellt. Auf Basis ihrer Untersuchungen zur Dispersion von Röntgenstrahlen haben Ralph de Laer Kronig und Hendrik Anthony Kramers unabhängig voneinander, wohl aber in aktivem Dialog, die nach ihnen benannte Theorie Mitte der 1920er Jahre formuliert [\[101, 102\]](#).

$$\Re \left\{ \chi^{(1)}(\omega) \right\} = \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\omega' \Im \left\{ \chi^{(1)}(\omega') \right\}}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (6.4)$$

$$\Im \left\{ \chi^{(1)}(\omega) \right\} = -\frac{2\omega}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\Re \left\{ \chi^{(1)}(\omega') \right\}}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (6.5)$$

Dabei ist \mathcal{P} der Cauchysche Hauptwert des darauf folgenden Integrals [\[88, 103\]](#). Diese Gleichungen stellen eine Sonderform der Hilbert-Transformation dar, deren Verbindung zu den KKR in Titchmarschs Theorem formuliert sind [\[104\]](#). Die Sonderform ergibt sich aus der Anforderung an die Kausalität des Systems, was zu einer geraden Funktion für den Realteil und zu einer ungeraden Funktion für den Imaginärteil führt, d.h.

$$\Re \left\{ \chi^{(1)}(\omega) \right\} = \Re \left\{ \chi^{(1)}(-\omega) \right\} \quad \text{und} \quad (6.6)$$

$$\Im \left\{ \chi^{(1)}(\omega) \right\} = -\Im \left\{ \chi^{(1)}(-\omega) \right\}. \quad (6.7)$$

Die in den Gleichungen [\(6.4\)](#) und [\(6.5\)](#) beschriebene Transformationsbeziehung verbindet in der Systemtheorie den Real- und den Imaginärteil der Übertragungsfunktion aber auch Dämpfungs- und Phasenverlauf eines Systems miteinander. Die Dämpfung ergibt sich hierbei mit $\alpha(\omega) = -\ln |H(j\omega)|$ und die Phase mit $\varphi(\omega) = -\{\ln[H(j\omega)/H(-j\omega)]\}$ [\[105\]](#). Sowohl von physikalischer als auch von systemtheoretischer Seite bestehen an das System die Forderungen nach Kausalität, Stabilität, Kontinuität, Zeitinvarianz und Linearität. Anfangs nur in der linearen Optik angewandt, finden die KKR mit Hilfe theoretischer und experimenteller Nachweise seit Ende der 1980-er Jahre zunehmend Anwendung in Bereichen der nichtlinearen Optik [\[104\]](#). Sie gelten auch für die SBS [\[106\]](#).

Die Änderung der dielektrischen Suszeptibilität durch die SBS führt zu einem Verstärkungsprozess und zu einer Änderung des Brechungsindex (siehe auch [Glg. \(3.8\)](#)) des Brillouin Mediums in Abhängigkeit von der Frequenz. Der damit modulierte Gruppenbrechungsindex führt zu einer Abnahme der Gruppengeschwindigkeit v_g , mit welcher sich das Maximum eines Pulses im Medium ausbreitet [\[45\]](#).

$$v_g = \frac{c_0}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad (6.8)$$

Der Unterschied zwischen der Ausbreitungsdauer des Signalmaximums mit SBS und ohne SBS am Ausgang des Brillouin-Mediums entspricht der durch die SBS verursachten Verzögerungszeit. Aus der Herleitung zur Brillouin-Streuung in [Abschnitt 3.3](#) ergibt sich direkt die komplexe Übertragungsfunktion und damit auch der Phasenverlauf in Abhängigkeit von der Frequenz. Die negative Ableitung der Phasenfunktion nach der Frequenz ist die Gruppenlaufzeit [\[103\]](#). Sowohl die Absorption und der Brechungsindex als auch Dämpfung (bzw. Verstärkung) und Phasenfunktion sind Hilbert-Transformationspaare. Da die Übertragungsfunktion letztendlich aus der Änderung der dielektrischen Suszeptibilität hervorgeht, sind beide Betrachtungsweisen äquivalent.

6.1.3 Das natürliche Brillouin-Slow-Light-System

[Gleichung \(3.44\)](#) zeigt, dass es aufgrund der SBS einerseits zu einer Änderung der Amplitude und andererseits zu einer Änderung der Phase im Verstärkungsprozess kommt. Die Verkopplung der [Gleichungen \(3.43\)](#) und [\(3.44\)](#) zu einem Differentialgleichungssystem verhindert eine allgemeingültige analytische Betrachtung. Im Kleinsignalbetrieb, d.h. die Leistung der Signalwelle ist sehr viel kleiner als die Leistung der Pumpwelle, ist es möglich, [Glg. \(3.44\)](#) isoliert zu betrachten, weil die Änderung der Leistung der Pumpwelle vernachlässigbar klein ist [\[65\]](#). Da der Einfluss der SBS sowohl auf die Amplitude als auch auf die Phase des Signals gegenüber der Faserdämpfung von 0,2 dB/km und der SPM dominiert [\[86\]](#), werden beide Einflüsse an dieser Stelle vernachlässigt. Es lässt sich somit für die Amplitude der Signalwelle schreiben:

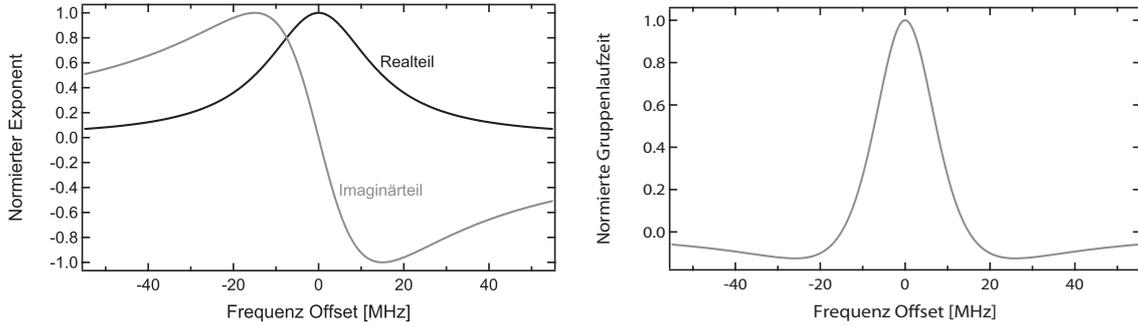
$$\frac{\partial A_S}{\partial z} = \frac{g_B P_P}{2A_{eff}} \left(\frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} - j \frac{\Gamma_B/2(\omega_S - \omega_{Smax})}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} \right) A_S, \quad (6.9)$$

wobei die Vorzeichenänderung der Ausbreitungsrichtung der Signalwelle Rechnung trägt. Die Lösung dieser vereinfachten Differentialgleichung erster Ordnung ergibt sich mit der Signalleistung als Anfangsbedingung zu:

$$A_S(z) = A_S(z=0) e^{\left[\frac{g_B P_P}{2A_{eff}} \left(\frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} - j \frac{\Gamma_B/2(\omega_S - \omega_{Smax})}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} \right) z \right]} \quad (6.10)$$

und die daraus folgende Übertragungsgleichung ergibt sich zu:

$$H(j\omega) = \frac{A_S(z)}{A_S(z=0)} = e^{\left[\frac{g_B P_P}{2A_{eff}} \left(\frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} - j \frac{\Gamma_B/2(\omega_S - \omega_{Smax})}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} \right) z \right]}. \quad (6.11)$$



(a) normierte Anteile des Exponenten der Übertragungsfunktion

(b) normierte Gruppenlaufzeit als negative Ableitung des Phasenganges

Abbildung 6.2: Qualitative Darstellung von Realteil und Imaginärteil der Übertragungsfunktion und Gruppenlaufzeit für die natürliche SBS Resonanz in Standard-Einmodenfasern.

Der Realteil und der Imaginärteil des Exponenten in dieser Gleichung lassen sich mittels KKR bzw. Hilbert-Transformation ineinander überführen [105]. In Abb. 6.2(a) sind beide Teile normiert für eine 28 MHz breite SBS-Gewinnbandbreite dargestellt. Der Realteil beschreibt das spektrale Gewinnprofil und der Imaginärteil den Verlauf der Phase. Die negative Ableitung der Phase nach der Frequenz führt zur Gruppenlaufzeit [103], welche innerhalb der Gewinnbandbreite proportional zum SBS Gewinn ansteigt. Befindet sich nun ein Signal innerhalb der SBS-Gewinnbandbreite, so wird es verstärkt und auch verzögert. Der Betrag für die Verzögerung im Zentrum des Gewinns ($\omega = \omega_S - \omega_{Smax} = 0$) ergibt sich zu:

$$t_{D\ center} = \left. \frac{d}{d\omega} \frac{g_B P_P}{2A_{eff}} \frac{\omega \Gamma_B / 2}{\omega^2 + (\Gamma_B / 2)^2} z \right|_{\omega=0} = \frac{g_B P_P}{A_{eff} \Gamma_B} z. \quad (6.12)$$

Dieser Ausdruck entspricht dem Maximalwert der Verzögerungszeit, was sowohl aus Abb. 6.2(b) als auch mittels Extremwertberechnung ermittelt werden kann. Die Zeitverzögerung selbst steigt also mit der Pumpleistung und folglich mit dem SBS-Systemgewinn an. Des Weiteren sinkt sie ebenfalls mit steigender SBS-Gewinnbandbreite ab. Da sich die zu verzögernden Signale innerhalb dieser Bandbreite befinden müssen, hat die Signalbandbreite selbst einen erheblichen Einfluss auf die erreichbare absolute Verzögerungszeit. Das Bandbreite-Verzögerungszeit-Produkt ermöglicht eine normierte Betrachtung der Pufferkapazität und soll als zusätzliche Metrik eingeführt werden, um die später folgenden Ansätze mit dem natürlichen SBS-System vergleichen zu können:

$$t_D \Gamma_B = \frac{g_B P_P z}{A_{eff}}. \quad (6.13)$$

Abbildung 6.2(b) zeigt den normierten Verlauf der Gruppenlaufzeit in Abhängigkeit von der Fre-

quenz. Ist die Signalbandbreite viel kleiner als die SBS Gewinnbandbreite, so gilt [Glg. \(6.12\)](#) in guter Näherung auch für das gesamte Signal. Die Phasenfunktion des SBS Systems (Imaginärteil in [Abb. 6.2\(a\)](#)) kann nur in einem kleinen Bereich um das spektrale Zentrum herum als linear angesehen werden. Daraus folgt, dass mit steigender Signalbandbreite auch der Gruppenlaufzeitunterschied zwischen den Fourierelementen im Zentrum und am spektralem Rand des Signals zunimmt ([Abb. 6.2\(b\)](#)). Die aus den Laufzeitunterschieden folgende Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) führt zu einer zeitlichen Verbreiterung des verzögerten Pulses [107]. Dieser Vorgang ist vergleichbar zur chromatischen Dispersion in einer Glasfaser, welche ihre Ursache in der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex hat. Jedoch lässt sich diese eher einfach durch ein Fasermaterial mit umgekehrter Dispersionscharakteristik kompensieren, was im Fall der Brillouin-Streuung nicht möglich ist. Die dominierende Ursache der Pulsverbreiterung ist die Tatsache, dass das SBS-System wie ein Tiefpass wirkt [32], d.h. höhere Signalfrequenzanteile außerhalb der SBS Bandbreite werden weniger verstärkt als die niedrigeren Frequenzanteile innerhalb der Filterbandbreite. Damit wird das Pulsspektrum im Frequenzbereich schmaler, was aufgrund des Zusammenhanges zwischen spektraler und zeitlicher Breite eines Signals – Unschärferelation der Fouriertransformation – ebenfalls zu einer zeitlichen Verbreiterung des Pulses führt. Mit Bezug auf eine optische Datenübertragung führt eine solche Verbreiterung zu einer Abnahme der Null-Signal-Zeiten und einem Ineinanderlaufen der einzelnen Bits, was sich in einer Fehldetektion bzw. Bitfehlern äußert. Da Gewinnbandbreite und Verzögerungszeit in einem direkten Zusammenhang stehen, begrenzt die Toleranz der jeweiligen Anwendung gegenüber einer solchen Signalverzerrung die maximale Speicherzeit zusätzlich.

Aufgrund der Einschränkung von [Glg. \(6.12\)](#) auf den Kleinsignalbetrieb ergeben sich keine weiteren direkten Schlussfolgerungen, aber mit Rücksicht auf die Eigenschaften der SBS selbst sind sie dennoch möglich. Wie bereits in [Abschnitt 3.3](#) beschrieben, begrenzt die SBS die in das Medium einkoppelbare Leistung und damit auch die Pumpleistung. Dieser Umstand wird auch durch [Abb. 3.5](#) deutlich, da eine hohe Stokes-Leistung zu einem rapiden Absinken der Pumpleistung führt. Zusätzlich wird die maximale Interaktionsstrecke zwischen den beteiligten Wellen bei nichtlinearen Effekten durch die effektive Länge eines Mediums begrenzt, innerhalb derer die Leistungsdichte der beteiligten Wellen eine ausreichende Größe besitzt [45]:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha}. \quad (6.14)$$

Der Grenzwert der effektiven Länge ist allein abhängig von der Mediendämpfung und ergibt sich zu:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} L_{eff} = \frac{1}{\alpha}. \quad (6.15)$$

Bei einer Faserdämpfung von $\alpha = 0,209 \text{ dB/km}$ bzw. $\alpha = 0,0481 \text{ km}^{-1}$ beträgt dieser Grenzwert

20,79 km. Mit Rücksicht auf die Argumente bezüglich Pumpleistung und Medienlänge und der Tatsache, dass die effektive Modenfläche und der Brillouin-Koeffizient in [Glg. \(6.12\)](#) Konstanten sind, lässt sich schlussfolgern, dass das Produkt aus Verzögerungszeit und Gewinnbandbreite einem Maximum entgegen strebt bzw. in die Sättigung geht. In der Realität liegt dieses Maximum unabhängig von der Pulsdauer und abhängig von der tolerierbaren Verbreiterung zwischen 1 und 3 [[108](#), [109](#)].

6.1.4 Das ideale Slow-Light-System

Die Beschreibung des natürlichen SBS-Slow-Light-Systems mit seinem Einfluss auf die zeitliche Verzögerung, aber auch auf die Form des verzögerten Pulses wirft die Frage nach dem idealen System auf. In diesem Abschnitt sollen die Anforderungen an ein solches ideales System formuliert werden, um spätere Lösungsansätze besser beurteilen zu können. Die zeitliche Verschiebung eines beliebigen Signals führt formal zu keiner Veränderung seines Leistungs- oder Amplitudenspektrums. Die Fourier-Transformation zeigt, dass bei einer Verzögerung um die Zeit t_D einzig das Phasenspektrum mit dem Term $-j\omega t_D$ addiert wird. Die daraus folgende Übertragungsfunktion $H_{ideal}(\omega)$ eines solchen idealen Verzögerungsgliedes lässt sich damit wie folgt schreiben:

$$H_{ideal}(\omega) = \frac{A_{S\ out}(\omega)}{A_{S\ in}(\omega)} = e^K e^{-j\omega t_D}, \quad (6.16)$$

wobei K für den Exponenten einer konstanten Amplitudenübertragungsfunktion steht. Eine konstante Verstärkung für alle spektralen Anteile führt nicht zu einer Veränderung der Form des Signalspektrums. In [Abb. 6.3](#) sind Amplituden- und Phasenfunktion für [Glg. \(6.16\)](#) qualitativ veranschaulicht (schwarze Linie). Die sich mittels KKR ergebenden Gegenstücke zu diesen Idealfunktionen sind grün dargestellt, d.h. die Hilbert-Transformierte der idealen Amplitudenübertragungsfunktion ist die grün dargestellte Phasenfunktion ([Abb. 6.3\(b\)](#)) und umgekehrt. Dabei wird deutlich, dass ein linear fallender Phasenverlauf und eine konstante Amplitudenfunktion in einem realen kausalen System aufgrund der KKR nicht gleichzeitig erreicht werden können.

Jedoch zeigt sich in [Abb. 6.3](#), dass zumindest ein begrenzter Bereich (gelb hervorgehoben) mit den geforderten linearen Eigenschaften erreichbar ist. Die Hilbert-Transformierte für eine konstante, bandbreitenbegrenzte Amplitudenfunktion:

$$|H_{Rect}(\omega)| = \begin{cases} e^g & \text{für } |\omega| < a \\ 0 & \text{für } |\omega| \geq a \end{cases} \quad (6.17)$$

ergibt sich zu:

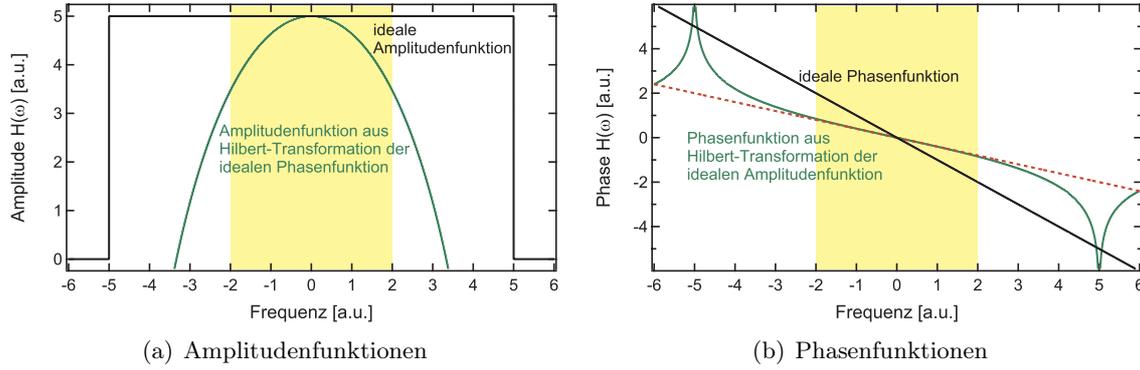


Abbildung 6.3: Qualitative Darstellung der Amplituden- und Phasenfunktionen für ein ideales Slow-Light-System (schwarze Linie) und der jeweils dazugehörigen kausalen Funktion aus der Hilbert-Transformation (grüne Linie). Lineare Annäherung der kausalen Phasenfunktion des idealen Gewinns (rote gestrichelte Linie)

$$\varphi(\omega) = \frac{g}{\pi} \ln \left| \frac{\omega - a}{\omega + a} \right|. \quad (6.18)$$

Die Variable a steht hier für die halbe Gewinnbandbreite (in [Abb. 6.3](#) ist $a = 5$), g ist der Exponent des Gewinns des Slow-Light Systems und $\varphi(\omega)$ steht für die Phasenfunktion. Die Funktion für den linearen Bereich lässt sich mit Hilfe einer Taylor-Reihenentwicklung von [Glg. \(6.18\)](#) ermitteln, bei der nach dem linearen Glied abgebrochen wird (rote gestrichelte Linie in [Abb. 6.3\(b\)](#)).

$$\tilde{\varphi}(\omega) = -\frac{2g}{\pi a} \omega \quad (6.19)$$

Die Bedingung der Linearität der Phasenfunktion ist bis maximal $\pm 2/5 a$ erfüllt (gelb hervorgehobener Bereich), wenn man eine Abweichung bis zu 6% toleriert. Damit werden nur 40% der verfügbaren Gewinnbandbreite genutzt, um das Signal zu verzögern. Ausgehend von einer Signalbandbreite, die dem festgelegten linearen Bereich entspricht und dem Umstand, dass die Verzögerung innerhalb dieses Bereiches uniform ist, ergibt sich für das Bandbreite-Verzögerungszeit-Produkt:

$$\Delta\omega_{sig} t_D = \frac{4g}{5\pi} \approx 0,25g \quad (6.20)$$

mit $\Delta\omega_{sig}$ als der Signalbandbreite. Ein Vergleich der Ausdrücke in [Glg. \(6.13\)](#) und [Glg. \(6.20\)](#) zeigt, dass unter den geforderten Linearitätsbedingungen nur noch maximal 25% der Verzögerung eines natürlichen SBS-Slow-Light Systems erreichbar sind, wenn beide Systeme den gleichen Verstärkergewinn besitzen. Um diesen Verlust auszugleichen, ist das Kaskadieren mehrerer

Systemstufen denkbar. In [23, 53] und [110] werden mehrere SBS-Systeme kaskadiert, um die effektive Verzögerungszeit zu erhöhen und Verluste durch eine erhöhte SBS-Bandbreite zu kompensieren. Für den Fall eines rechteckförmigen Pulses werden nach Glg. (6.20) für die annähernd verzerrungsfreie Verzögerung um eine Bitdauer etwa vier Kaskadierstufen benötigt. Selbst wenn die Rauschproblematik in einem solchen kaskadierten optischen Verstärkersystem vernachlässigt würde, so ist eine solche Lösung vor allem aus ökonomischer Sicht bedenkenswert. Das zusätzlich benötigte Equipment (optische Verstärker, Glasfasern, Zirkulatoren etc.) und die notwendige elektrische Energie vervierfachen sich ebenso und verschlechtern signifikant das Verhältnis von Nutzen und Aufwand für den optischen Speicher [31].

6.1.5 Reduktion der Verzerrungen

Die maximal erreichbare absolute Signalverzögerung verringert sich mit steigender SBS-Gewinnbandbreite (Glg. (6.12)). Die Sättigung des SBS-Gewinns und die Begrenzung der maximalen Pumpleistung durch die SBS machen es unmöglich, eine Vergrößerung der Gewinnbandbreite durch einen höheren Gewinn endlos auszugleichen. Um einen großen Dynamikbereich bei der Einstellung der Zeitverzögerung zu erhalten, wird daher die SBS-Gewinnbandbreite so gering wie möglich gehalten. Ist nun die Signalbandbreite identisch zur SBS-Gewinnbandbreite, erfährt der spektrale Rand des Signals nur noch den halben Gewinn. Die daraus folgende Verringerung der Signalbandbreite ist ein Grund für die zeitliche Verbreiterung des Signals. Zeitliche und die spektrale Breite stehen bei ungechirpten bzw. bandbreitebegrenzten Signalen in einem festen Zusammenhang. Deshalb lässt sich die Pulsverbreiterung durch das SBS-Gewinnprofil über das Verhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangssignalbandbreite bestimmen, d.h.:

$$B_{Gain} = \Delta\omega_{Sig\ In} / \Delta\omega_{Sig\ Out}. \quad (6.21)$$

Ein weiterer Grund für die Pulsverbreiterung ergibt sich aus dem nichtlinearen Phasenverlauf und der daraus folgenden GVD (Abb. 6.2(b)). Unter Voraussetzung einer nicht zu starken Verzerrung der Pulsform kann die Verbreiterung aufgrund der GVD als Verzögerungsdifferenz zwischen spektralem Zentrum und Bandbreitenrand approximiert werden [111]:

$$B_{GVD} = \frac{t_D(\omega_0) - t_D(\pm\omega_{3dB})}{\tau_{in}}. \quad (6.22)$$

Dabei ist τ_{in} die zeitliche Halbwertsbreite des Eingangspulses. Sind Signalbandbreite und SBS-Gewinnbandbreite identisch, wird das spektrale Zentrum maximal verzögert und der Bandbreitenrand gar nicht (Abb. 6.2(b)), was bei einer Verzögerung um eine Pulsdauer zu einer Verdoppelung der zeitlichen Pulsbreite aufgrund der GVD führen würde. Beide Verbreiterungsmechanis-

men überlagern sich im Verzögerungsprozess. In [32] wird nachgewiesen, dass es unter der Bedingung einer konstanten Pulsform nicht möglich ist, in einem linearen SBS-Slow-Light-System einen Verbreiterungsmechanismus mit dem anderen zu kompensieren. Das heißt ein positiver Wert für B_{Gain} kann nicht durch einen negativen Wert für B_{GVD} kompensiert werden und anders herum. Die Ursachen liegen einerseits in den KKR, durch welche Phasen- und Gewinnfunktion in kausalen Systemen nicht unabhängig voneinander sind. Andererseits haben SBS-basierte Slow-Light-Systeme prinzipbedingt ein Tiefpass-Verhalten, welches für messbare Signalverzögerungen in jedem Fall zu einer Bandbegrenzung des Eingangssignals führt.

Die maximale Verzögerungszeit wird deshalb nicht nur durch die Sättigung des SBS-Gewinns, sondern auch durch die in der Anwendung tolerierbare Pulsverbreiterung begrenzt. Aus diesem Grund liegt der Fokus jüngerer Untersuchungen zum Thema SBS-Slow-Light auf der Erzeugung eines Systems, welches unter der Bedingung minimaler Pulsverbreiterung bzw. -verzerrung eine noch annehmbare Zeitverzögerung liefert [58, 112, 113]. Die Lösungen selbst unterscheiden sich vorrangig im Design des jeweiligen SBS-Gewinns, d.h. Gauß-förmig [49], rechteckig [50], aber auch Kombinationen von SBS-Gewinnen mit SBS-Verlustspektren, um die Zeitverzögerung zusätzlich zu erhöhen [29, 54–57]. Das Profil des SBS-Gewinns ergibt sich aus einer Faltung des intrinsischen bzw. natürlichen SBS Gewinnpektrums (Abschnitt 6.1.3) mit dem Leistungsspektrum der Pumpwelle [87]. Bildlich erklärt sich das durch eine Überlagerung aller aus den spektralen Komponenten des Pumpspektrums angeregten natürlichen SBS-Gewinne. Dabei kann die Form des SBS-Gewinns auf zwei Arten beeinflusst werden, mittels polychromatischer und mittels breitbandiger Pumpquellen [29]. Im Fall von polychromatischen Pumpquellen hat das Pumpspektrum die Form eines bandbegrenzten Frequenzkamms. Da die Faltungsoperation keine Lücken unterhalb der Bandbreite der natürlichen SBS-Linienbreite zulässt, entsteht auf diese Weise ein verbreiteter Gewinn, welcher dem Profil der Hüllkurve des Frequenzkamms entspricht [92, 113]. Bei der Nutzung einer breitbandigen Pumpquelle wird der Umstand ausgenutzt, dass sich die Form des Profils mit der größeren Bandbreite gegenüber dem schmalbandigen Profil bei der Faltung durchsetzt. Auf diese Art und Weise können sowohl die Bandbreite als auch das Gewinnprofil nahezu beliebig gestaltet werden. Da Gewinn- und Phasenfunktion über die KKR miteinander verbunden sind, lässt sich vom Gewinnprofil direkt auf die Phase schließen. Die qualitativen Anforderungen an das Profil des SBS-Gewinns waren dabei eine möglichst konstante Verstärkung über die gesamte Bandbreite des Signals, um die Verzerrungen des Amplitudenspektrums zu minimieren. Des Weiteren sollte der Gewinn steile Flanken aufweisen, um zu einer starken Änderung der Phasenfunktion und damit auch zu einer hohen Zeitverzögerung zu führen [29]. Auch wenn die Anpassung des SBS-Gewinns z.T. zu einer signifikanten Reduktion der Pulsverzerrungen geführt hat, so führt die Modulation der Pumpwelle immer zu einer Verbreiterung der Gewinnbandbreite und damit laut Glg. (6.12) zu einer Abnahme der erreichbaren Verzögerungszeit. Wie in diesem Abschnitt gezeigt wurde, erfordert eine verzerrungsarme oder auch verbreiterungsfreie Pulsverzögerung vor allem eine Vergrößerung der Gewinnbandbreite. Diese Bandbreitenvergrößerung kann aufgrund der Sättigung der SBS nicht beliebig durch eine Erhöhung der Pumpleistung

ausgeglichen werden. Die Begrenzung des Produktes aus Gewinnbandbreite und Zeitverzögerung (Glg. (6.13)) durch die Sättigung der SBS verhindert einen ökonomisch sinnvollen Ansatz zur Erreichung einer verbreiterungsfreien Pulsverzögerung über die reine Anpassung der Gewinnbandbreite [31, 32].

6.2 Das gesättigte Slow-Light-System

6.2.1 Simulation

Die Sättigung eines SBS-Slow-Light-Systems gilt insofern als kritisch, dass sie die Zeitverzögerung begrenzt und unter bestimmten Umständen auch zum gegenteiligen Fast-Light-Effekt bzw. einer Beschleunigung der optischen Pulse führt [108]. In Abschnitt 4.2 wurde jedoch auch anhand der Simulation gezeigt, dass die Sättigung zu einer Linearisierung des Gewinnprofils und einer Kompression der verstärkten Signale führt. Deshalb soll in diesem Abschnitt der Einfluss der Sättigung auf die Signalform untersucht werden.

Angelehnt an das Experiment wird in der Simulation ein Gauß-förmiger Puls mit einer Halbwertsdauer von 1,3 ns und einer Spitzenleistung von 2 μ W als Eingangssignal genutzt. Die Faserlänge beträgt 10 km und das ungesättigte SBS-Gewinnprofil ist Gauß-förmig mit einer Bandbreite von 830 MHz. Die Faltung des Intensitätsprofils der Pumpwelle mit dem komplexen natürlichen SBS-Gewinn (Glg. (3.42)) führt nicht nur zur Verbreiterung der SBS-Gewinnbandbreite, sondern auch zu einer Veränderung der SBS-Phasenfunktion in Glg. (3.44). Aus dem Verlauf der SBS-Verstärkung in Glg. (4.6) lässt sich mit Hilfe der Hilbert-Transformation (Glg. (6.5)) der Phasenverlauf bestimmen [114]:

$$\tilde{\varphi}(\omega) = j \frac{g_B P_P}{2 A_{eff}} e^{-\ln 2 \left(\frac{\omega - \omega_{Smax}}{\Delta\omega_P/2} \right)^2} \operatorname{erf} \left(j \sqrt{\ln 2} \frac{\omega - \omega_{Smax}}{\Delta\omega_P/2} \right) z, \quad (6.23)$$

wobei $\operatorname{erf}()$ die Fehler- oder auch Error-Funktion bezeichnet [88].

In Abb. 6.4 sind die Gewinn- und Phasenspektren für die genannten Systemparameter dargestellt. Die Bandbreite des Eingangspulses ist dabei gelb hervorgehoben. Ab 15 dBm wird die Pumpleistung schrittweise verdoppelt. Im Vergleich zu den Ergebnissen in Abb. 4.5 zeigt sich bereits bei einer Pumpleistung von 15 dBm eine leichte Sättigung des SBS-Gewinns im spektralen Zentrum. Mit zunehmender Pumpleistung weicht der SBS-Gewinn aufgrund der Sättigung im Zentrum mehr und mehr von der Gauß-Form des linearen Systems ab. Darüber hinaus steigt die Gewinnbandbreite mit der Pumpleistung kontinuierlich an (Abb. 6.4(a)). Dabei vergrößert sich auch die gesättigte Bandbreite und die spektralen Flanken weisen eine höhere Verstärkung auf als das spektrale Zentrum. Dieses Verhalten ist entgegengesetzt zum Gewinnprofil des natürlichen SBS-Slow-Light-Systems und wirkt damit der Pulsverbreiterung durch spektrale Begrenzung

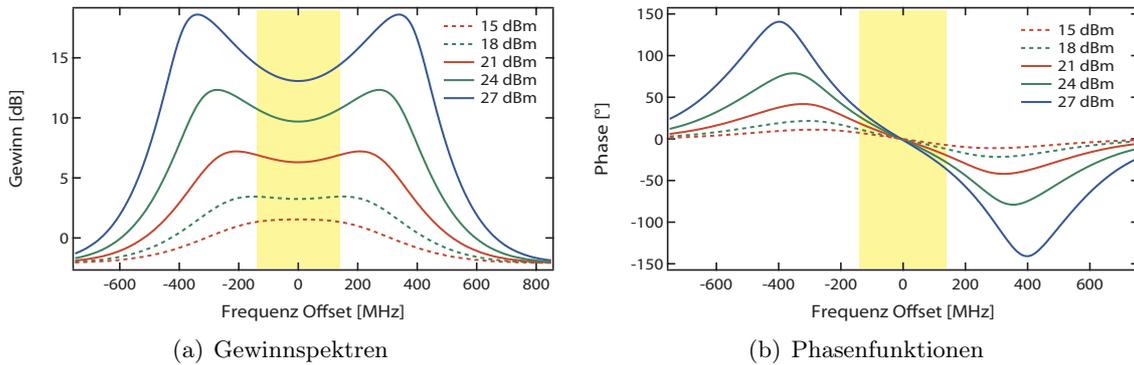


Abbildung 6.4: Gewinn- und Phasenfunktionen in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Pumpleistungen für eine SBS Gewinnbandbreite von 830 MHz. Die Signalbandbreite ist gelb hervorgehoben.

entgegen (vgl. [Abschnitt 6.1.3](#)). Deshalb ist vom Verstärkungsprofil her eine Zunahme der Pulsbandbreite und damit auch eine Abnahme der Pulsdauer zu erwarten. Des Weiteren bewegen sich die Extrema der Phasenfunktionen mit steigender Pumpleistung vom Zentrum weg und der spektrale Bereich mit einer stetig abfallenden Funktion nimmt zu ([Abb. 6.4\(b\)](#)). Damit wirkt die Sättigung auch in Bezug auf die Phasencharakteristik der Pulsverbreiterung entgegen (vgl. [Abschnitt 6.1.3](#)).

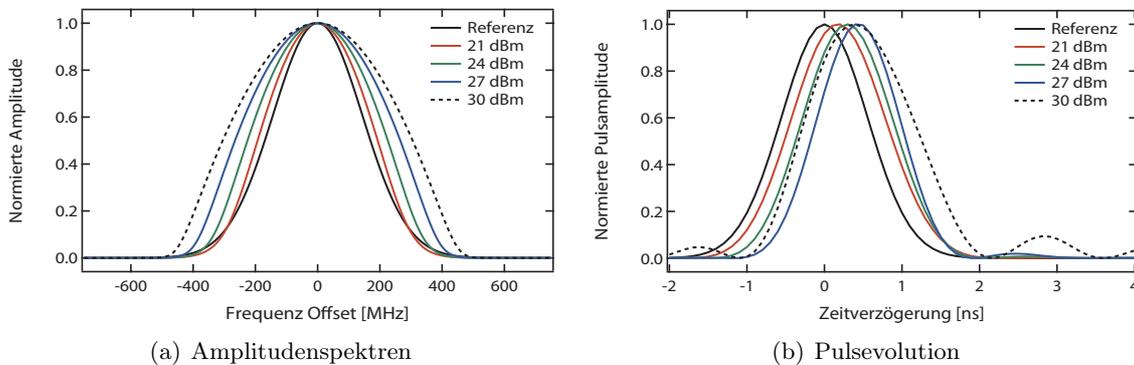


Abbildung 6.5: Normierte Darstellung der Pulsspektren in Abhängigkeit von der Frequenz und Pulse im Zeitbereich bei verschiedenen Pumpleistungen für eine SBS Gewinnbandbreite von 830 MHz.

[Abbildung 6.5](#) zeigt die Simulation der verzögerten Pulse im Frequenz- und im Zeitbereich. Die angegebene Referenz bezieht sich hierbei auf den Eingangspuls des Systems, wobei die Laufzeit in der Faser für die Verzögerung der Ausgangspulse nicht berücksichtigt wird. Die Zunahme der Gewinnbandbreiten und die höhere Verstärkung der spektralen Ränder führen zu einem Anstieg der Pulsbandbreiten in [Abb. 6.5\(a\)](#). Mit steigender Pumpleistung lässt sich in der Darstellung bis 27 dBm eine Zunahme der Verzögerung des Pulsmaximums beobachten. Die steigende Flanke des Pulses wird verzerrungsfrei zeitlich nach hinten verschoben, während die fallende Flanke

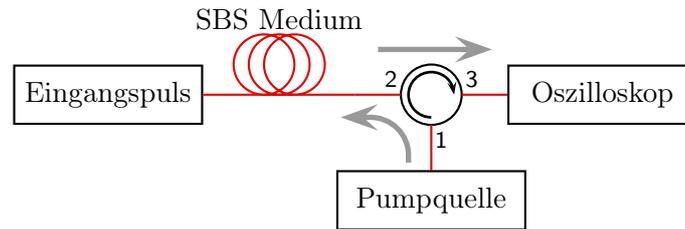


Abbildung 6.6: Prinzipielle Versuchsanordnung.

immer steiler wird (Abb. 6.5(b)). Die Verkürzung der Zeitdauer der fallenden Flanke bringt eine Verringerung bzw. Kompression der Pulsdauer mit sich. Eine weitere Erhöhung der Pumpleistung führt jedoch nicht mehr zu einer weiteren Verzögerung und Pulskompression, sondern zu einer Reduktion der Verzögerungszeit des Pulsmaximums und zu einer stark zunehmenden Verzerrung der Pulsform (gestrichelte Linie für 30 dBm Pumpleistung in Abb. 6.5(b)).

6.2.2 Experiment

Die Versuchsanordnung ist in ihren wichtigsten Funktionsblöcken in Abb. 6.6 dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Komponenten findet sich in Abschnitt 5.1.1. Ein Gaußförmiger Puls mit einer Halbwertsdauer von 1,3 ns und einer Leistung von 2 μ W dient als Eingangssignal. Das Zeitdauer-Bandbreite-Produkt eines transformationsbegrenzten Gauß-Pulses beträgt 0,44, d.h. die FWHM-Bandbreite des Eingangspulses beträgt im Idealfall 338,5 MHz. In Abschnitt 4.2 wurde hergeleitet, dass die SBS Gewinnbandbreite direkt über die Bandbreite der Pumpwelle eingestellt werden kann. Der Pump laser wird in seiner Bandbreite über die Amplitude des direkt modulierenden Rauschgenerators eingestellt (siehe Anhang B). Damit werden im folgenden Experiment zwei Parameter des Pump lasers verändert, seine Bandbreite und seine Leistung. Der Ausgangspuls des SBS Slow-Light Systems wird mit einem Oszilloskop mit optischem Eingang erfasst und gespeichert.

Zu Beginn der Messung wird mit Hilfe der Pumpleistung die zeitliche Verzögerung des Pulses für eine Gewinnbandbreite von 370 MHz auf das erreichbare Maximum eingestellt, da an dieser Stelle die Nähe zum gesättigten Bereich für das System sichergestellt ist. Dieses Maximum ist für das untersuchte System bei einer Pumpleistung von 21 dBm erreicht. Mit zunehmender Gewinnbandbreite sollten laut Diskussion in Abschnitt 6.1.4 sowohl die Zeitverzögerung als auch die Verzerrung abnehmen. Deshalb wird die SBS Gewinnbandbreite als zusätzlicher Parameter im Experiment schrittweise erhöht. In Abb. 6.7 ist eine solche Messung exemplarisch für eine Gewinnbandbreite von 830 MHz dargestellt. Die schwarze durchgezogene Linie entspricht dabei dem Referenzsignal, d.h. dem Ausgangspuls des Systems ohne SBS. Da der Puls mit 1,3 ns zeitlich nicht sehr kurz ist, kann davon ausgegangen werden, dass die chromatische Dispersion und der Einfluss nichtlinearer Effekte der Faser auf die Pulsbreite bzw. dessen Form vernachlässigt

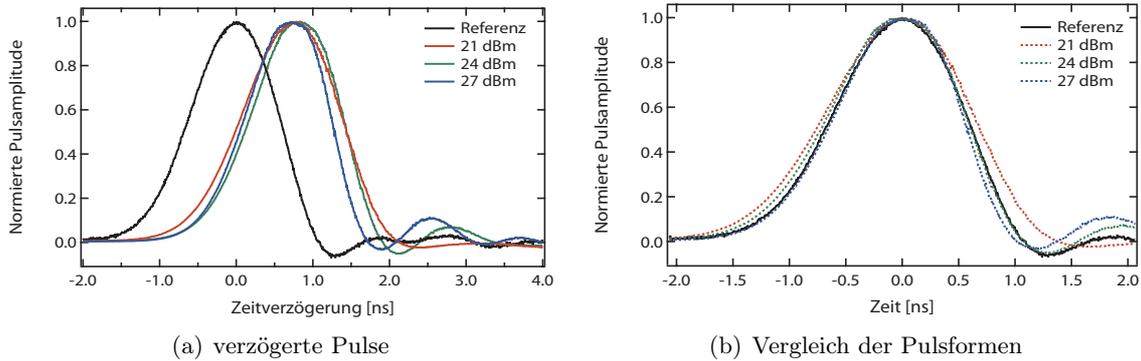


Abbildung 6.7: Normierte Darstellung der Pulse im Zeitbereich bei verschiedenen Pumpleistungen für eine SBS Gewinnbandbreite von 830 MHz.

werden können [78]. Der Referenzpuls ist aufgrund dessen nahezu identisch zum Eingangspuls, unter Nichtbeachtung der Dämpfung des Signals in der Faser. Die farbigen Pulse entsprechen dem Ausgangssignal unter Einfluss der SBS.

Abbildung 6.7(a) zeigt, dass eine Erhöhung der Pumpleistung zu keinem signifikanten Anstieg der Zeitverzögerung führt, aber zu einer Veränderung der zeitlichen Breite des Pulses. In Abb. 6.7(b) sind die Pulse ohne Verzögerung übereinandergelegt und es ist zu sehen, dass mit steigender Pumpleistung der Ausgangspuls mehr und mehr komprimiert wird. Der Ausgangspuls bei einer Pumpleistung von 27 dBm ist sogar zeitlich kürzer als der Eingangspuls. Analog zur Simulation zeigt sich eine stärkere zeitliche Stauchung der fallenden Flanke und die Entstehung eines Nachschwingens bei Erhöhung der Pumpleistung. Die Verzögerungszeit ist für alle Pumpleistungen im Experiment höher als in der Simulation. Auch die Änderung der Zeitverzögerung fällt im Experiment geringer aus (vgl. Abschnitt 6.2.1). Die Ursache liegt einerseits in der Differenz zwischen simulierter und reeller SBS-Gewinnbandbreite und andererseits im Rauschen innerhalb der Faser, welches in der Simulation nicht berücksichtigt wird. Da die reelle SBS-Gewinnbandbreite u.a. auch abhängig von der Pump- und der Signaleingangsleistung ist, kann sie nur näherungsweise bestimmt werden. Nach Glg. (6.12) wird die wirkliche SBS Gewinnbandbreite im Experiment etwas geringer sein als die Bandbreite in der Simulation. Das Rauschen innerhalb der Faser begrenzt über die SBS die Höhe der Pumpleistung und damit auch die Höhe des Gewinns. Während der SBS-Gewinn – und damit auch die Zeitverzögerung – in der Simulation im Randbereich des Pulses noch ansteigen kann ist er im Experiment durch das überlagerte Rauschen bereits gesättigt.

Die Untersuchungen für verschiedene SBS-Gewinnbandbreiten und eine kontinuierliche Leistungsänderung sind in Abb. 6.8 dargestellt. Ausgehend von der Diskussion über das Bandbreite-Verzögerungszeit-Produkt in Abschnitt 6.1.4 werden in der Darstellung alle Größen normiert auf die Eingangspulsdauer dargestellt. Dadurch können die Messergebnisse leichter auf veränderte Systembedingungen übertragen werden.

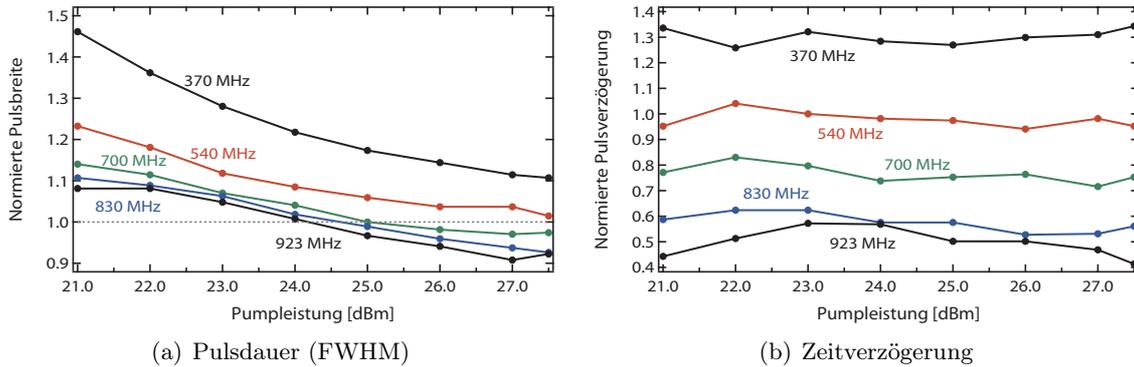


Abbildung 6.8: Auf Eingangspuls normierte Darstellung der Pulsbreite und der Pulsverzögerung in Abhängigkeit von der Pumplleistung für verschiedene SBS Gewinnbandbreiten.

Die ansteigende Pumplleistung führt zu einer deutlichen Verringerung der Pulsdauer für alle untersuchten Gewinnbandbreiten (siehe [Abb. 6.8\(a\)](#)). Ab einer SBS-Gewinnbandbreite von 700 MHz wird die Eingangspulsdauer sogar unterschritten. Im Experiment werden Kompressionsraten von bis zu 20 % für alle untersuchten Bandbreiten erreicht. [Abbildung 6.8\(b\)](#) zeigt, dass sich die Zeitverzögerung über den untersuchten Pumplleistungsbereich nicht signifikant ändert. Sowohl in der Diskussion in [Abschnitt 6.1.3](#) als auch in [\[29\]](#) wird sehr ausführlich gezeigt, dass SBS-Gewinn und Zeitverzögerung in linearen Systemen proportional zueinander sind. Die fehlende Änderung der Zeitverzögerung trotz Erhöhung der Pumplleistung lässt auf eine Sättigung des Gewinnes über den untersuchten Bereich schließen.

6.2.3 Nachbildung der Sättigung

Es ist auch möglich, die gesättigte Gewinnfunktion durch Überlagerung zweier spektral verschobener SBS Gewinne nachzubilden. Das heißt die beiden Einzelgewinne werden so angeordnet, dass die Gewinnfunktion in [Abb. 6.4\(a\)](#) entsteht. Der experimentelle Aufbau in [Abb. 5.1](#) muss wie in [Abb. 6.9](#) gezeigt angepasst werden. Dazu ist in den optischen Pfad der Pumpwelle ein zusätzlicher Mach-Zehnder Modulator einzubauen (gelb hervorgehobener Bereich). Dieser wird in einem Arbeitspunkt mit Trägerunterdrückung betrieben und mit einem Sinussignal moduliert. Die Frequenz δ des Modulationssignals entspricht dem halben Abstand der induzierten SBS Gewinne zueinander. Über die direkte Rausch-Modulation des Pumplasers wird die Bandbreite der Einzelgewinne eingestellt. In [Abb. 6.10\(a\)](#) sind die gemessenen Ausgangspulse für eine Gewinnbandbreite von 475 MHz für den Einzelgewinn und einen Frequenzabstand von 600 MHz zwischen den Gewinnen dargestellt. Auch in diesem System nimmt die Pulsbreite mit steigender Pumplleistung ab ([Abb. 6.10\(b\)](#)). Da das System im linearen Verstärkungsbereich arbeitet, nimmt mit der Pumplleistung auch die Zeitverzögerung zu. Dieser Ansatz wird in [\[115\]](#) und [\[116\]](#) verfolgt. Jedoch auch wenn die Möglichkeit der Pulsbreitenkontrolle gegeben ist und das System selbst im linearen Verstärkungsbereich arbeitet, resultieren aus den niedrigeren Pumplleistungen auch

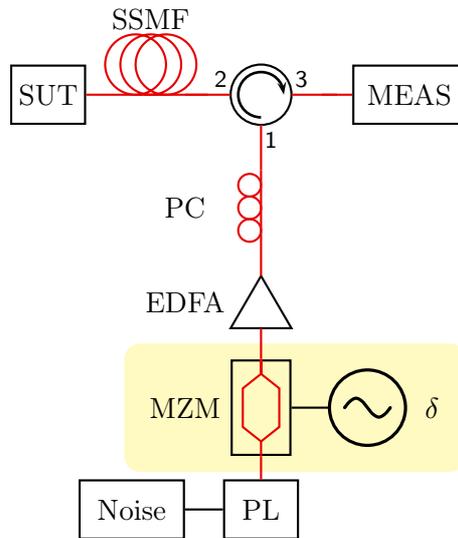


Abbildung 6.9: Einstufiges Slow-Light System mit extern moduliertem Pumplaser zur Nachbildung des gesättigten Gewinns (SUT – Signal unter Test, SSMF – Standard Single Mode Fiber, MEAS – Measurement, PL – Pumplaser, MZM – Mach-Zehnder-Modulator, EDFA – Erbium Doped Fiber Amplifier, PC – Polarisationssteller).

wesentlich geringere Verzögerungszeiten als im gesättigten System. Aufgrund der Vergleichbarkeit zwischen der linearen Nachbildung und dem gesättigten SBS-Slow-Light-System eröffnet sich die Möglichkeit der Entwicklung eines linearen Modells zur Untersuchung der Pulskompression, welches im folgenden Abschnitt zu zweistufigen Systemen eingeführt und diskutiert wird.

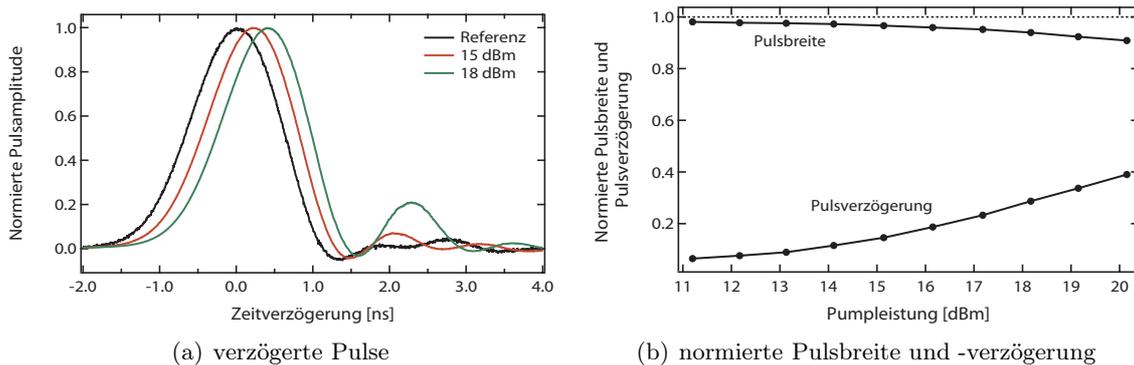


Abbildung 6.10: Normierte Darstellung der verzögerten Pulse, der Pulsbreite und der Pulsverzögerung für ein SBS-Slow-Light-System mit zwei spektral verschobenen Gewinnen zur Nachbildung des gesättigten Verhaltens.

6.2.4 Diskussion

Sowohl in der Simulation als auch im Experiment wurde eine Pulsverzögerung bei gleichzeitiger Reduktion der Pulsverbreiterung nachgewiesen. Ab einer SBS-Gewinnbandbreite von 700 MHz wird der verzögerte 1,3 ns-Puls sogar unter seine Eingangspulsdauer komprimiert. Die Verzögerungszeit entspricht dabei immer noch ca. 0,8 Bit. Aufgrund der abnehmenden Linearität des Zusammenhangs zwischen der Zeitverzögerung und der Pumpleistung ([Abb. 6.8\(b\)](#)) erscheint ein gesättigtes System auf den ersten Blick ungeeignet für reelle Anwendungen. Laut [Glg. \(6.12\)](#) und auch durch das Experiment in [Abb. 6.8\(b\)](#) nachgewiesen, kann die SBS-Bandbreite ebenfalls als Parameter zur Einstellung der Verzögerungszeit genutzt werden. In einem solchen System ist die Zeitverzögerung eine Funktion der Rauschamplitude, die zur direkten Modulation der Pumpwelle genutzt wurde. Die Sättigung des Systems ermöglicht damit erstmalig die Realisierung eines variablen SBS-Slow-Light-Elements, bei dem das Signal nicht mehr zeitlich verbreitert wird.

Mit Hilfe eines linearen SBS-Systems von zwei überlagerten SBS-Gewinnen konnte die Sättigungscharakteristik nachgebildet und die verbreiterungsfreie Pulsverzögerung im Experiment reproduziert werden. Die Möglichkeit einer solchen Nachbildung wird im nächsten Abschnitt ausgenutzt, um die Kompression der optischen Pulse in einem SBS-System analytisch zu formulieren und zu untersuchen. Im direkten Vergleich der erreichbaren Verzögerungszeit schneidet die Nachbildung wesentlich schlechter ab. Dies erklärt sich anhand von [Glg. \(6.12\)](#) aufgrund der niedrigeren Pumpleistung, aber auch durch die höhere Gesamtbandbreite des linearen Systems.

Die Untersuchungen in [\[108\]](#) und [\[117\]](#) zeigen, dass in einem gesättigten SBS-System oder auch im spektralen Bereich zwischen zwei überlagerten SBS-Gewinnen eine zeitliche Beschleunigung von optischen Pulsen (Fast-Light) erreicht werden kann. Ursache dafür ist die Umkehr des Phasenanstiegs in einem schmalen spektralen Bereich. Die Ergebnisse in [\[108\]](#) stützen sich vorrangig auf die Phasenlaufzeit der Frequenz im Zentrum des Spektrums. Dieser Ansatz ist aber nur unter der Bedingung geringer Pulsverzerrungen und kleiner Signalbandbreiten möglich. In [\[117\]](#) wird innerhalb des spektralen Bereiches zwischen zwei natürlichen SBS Gewinnen der Fast-Light Effekt nachgewiesen. Die in [\[117\]](#) gemessenen Beschleunigungswerte lagen in der Größenordnung von 0,1 Bit. Dazu kommt, dass die spektralen Flanken eines natürlichen Gewinns wesentlich steiler sind als die eines verbreiterten Gewinns, daher ist auch die Lücke zwischen den natürlichen Gewinnen stärker ausgeprägt. Innerhalb der hier untersuchten Parameter und Systeme konnte weder der Fast-Light-Effekt noch eine signifikante Abnahme der Verzögerungszeit nachgewiesen werden.

6.3 Das zweistufige Slow-Light-System

6.3.1 Das lineare Modell

Die Zeitverzögerung in einem SBS-Slow-Light-System ist laut [Glg. \(6.12\)](#) umgekehrt proportional zur SBS-Gewinnbandbreite. Im gesättigten Ansatz im letzten Abschnitt sind, bezogen auf die Signalbandbreite, relativ große Gewinnbandbreiten notwendig, um eine verbreiterungsfreie Pulsverzögerung zu realisieren (Verhältnis im Experiment mindestens 1:3). Dies reduziert die Speichertiefe des Slow-Light-Puffers auf etwa 0,5 Bit. In [\[57\]](#) werden Methoden untersucht, mit denen sich die Speicherzeit in einem SBS-Slow-Light-System signifikant steigern lässt. Die Überlagerung zweier SBS-Verlustspektren an den Flanken des SBS-Gewinns erscheint hierbei mit einer Steigerung von mehr als 50 % besonders vielversprechend. Jedoch arbeiten die präsentierten Ansätze nicht verzerrungsfrei, was dazu führt, dass die verzögerten Ausgangspulse zeitlich breiter sind als die Eingangspulse des Systems [\[29\]](#). Die Gründe der Verbreiterung wurden bereits in [Abschnitt 6.1.3](#) diskutiert. Die Untersuchungen in [Abschnitt 6.2.1](#) zeigen, dass das Übertragungsverhalten des gesättigten Systems genau umgekehrt zum ungesättigten System ist, d.h. die Flanken des Signalspektrums werden höher verstärkt als das Zentrum. Zusätzlich zeigen die experimentellen Ergebnisse in [Abschnitt 6.2.2](#), dass im gesättigten System eine Kompression des optischen Pulses unter seine Eingangspulsbreite möglich ist. Deshalb soll in diesem Abschnitt der in [Abb. 6.11](#) skizzierte zweistufige Ansatz untersucht werden. In der ersten Stufe wird das Eingangssignal (Graph (a) in [Abb. 6.11](#)) verzögert und aufgrund der beschriebenen Mechanismen verbreitert. Das Ausgangssignal der ersten Stufe (Graph (b) in [Abb. 6.11](#)) wird einer zweiten Stufe zugeführt, deren Hauptaufgabe die Wiederherstellung der ursprünglichen Pulsform bzw. -dauer ist (Graph (c) in [Abb. 6.11](#)). Die Signalformung selbst findet sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich statt. Im Frequenzbereich können die unterdrückten spektralen Komponenten des Signals so verstärkt werden, dass das ursprüngliche Spektrum wieder hergestellt wird. Diese nachträgliche Linearisierung des Amplitudengangs führt aufgrund der KKR auch zu einer Linearisierung des Phasengangs des Gesamtsystems. Aus der Wiederherstellung des Signalspektrums folgt auch die Wiederherstellung des Zeitsignals. Diese Lösung wurde mit verschiedenen Ansätzen für die zweite Systemstufe erstmalig in [\[118\]](#) und [\[119\]](#) präsentiert und soll in diesem Abschnitt analytisch betrachtet werden. Die Nachbildung der gesättigten Übertragungscharakteristik durch Überlagerung zweier linearer SBS-Gewinne im letzten Abschnitt ermöglicht den analytischen Zugang. Für die Betrachtung werden aus Gründen der mathematischen Übersichtlichkeit natürliche Lorentz-förmige Gewinne verwendet. Die Verbreiterung der SBS-Gewinne ändert nichts an der Wirkungsweise der Methode.

Der erste Systemteil, der für den Hauptteil der Verzögerung des Signals zuständig ist, unterscheidet sich nicht vom herkömmlichen Slow-Light-System aus [Abschnitt 6.1.3](#) (rote Linie in [Abb. 6.12](#)). Damit ergibt sich der Exponent des Gewinns der ersten Stufe aus [Glg. \(6.11\)](#):

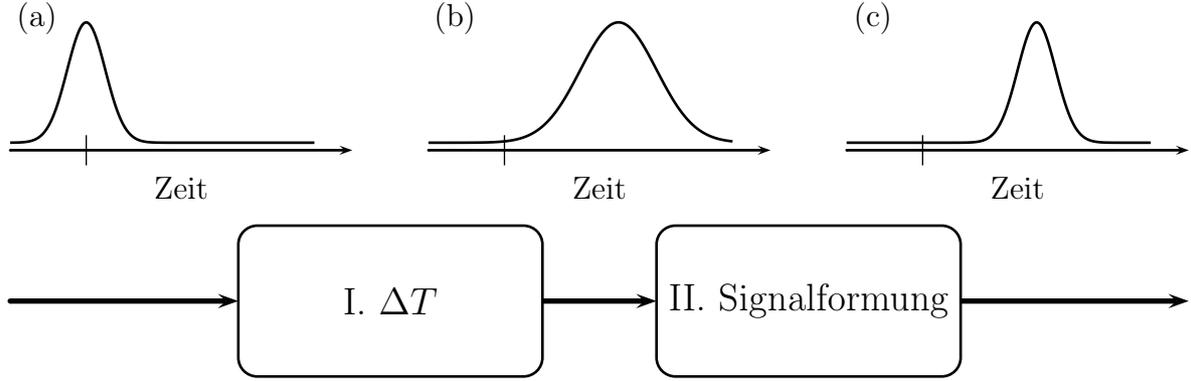


Abbildung 6.11: Die Trennung von Zeitverzögerung und Signalformung in einem zweistufigen Slow-Light-System.

$$G_I = \frac{g_B z_I P_{PI}}{2A_{eff}} \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega_S - \omega_{Smax})^2 + (\Gamma_B/2)^2} = g_I \frac{1}{\Omega^2 + 1} \quad (6.24)$$

mit P_{PI} als Pumpleistung und z_I als Medienlänge der ersten Stufe, $g_I = g_B z_I P_{PI} / 2A_{eff}$ und $\Omega = (\omega_S - \omega_{Smax}) / (\Gamma_B/2)$. Da sowohl die SBS-Bandbreite als auch die Signalbandbreite grundsätzlich variabel sind, bietet sich eine frequenznormierte Betrachtung mit Bezug auf die halbe SBS-Bandbreite an. Die aus der Phasenfunktion in [Glg. \(6.11\)](#) folgende Gruppenlaufzeit, welche proportional zum Gruppenbrechungsindex ist, ergibt sich zu:

$$t_{DI} = \frac{2g_I}{\Gamma_B} \frac{1 - \Omega^2}{(\Omega^2 + 1)^2}. \quad (6.25)$$

Die zweite Systemstufe dient in erster Linie dazu, die Verringerung der Signalbandbreite rückgängig zu machen, indem der spektrale Rand einen höheren Gewinn erfährt als das Zentrum. Ein solches Übertragungsverhalten ist durch Überlagerung zweier SBS-Gewinne erreichbar, wie es im letzten Abschnitt experimentell nachgewiesen wurde. Die Gewinnmaxima liegen im spektralen Randbereich des Signals (grüne Linie in [Abb. 6.12\(a\)](#)) exemplarisch für $d = 0.9$ und $g_{II}/g_I = 1.2$.

$$G_{II} = g_{II} \left(\frac{1}{(\Omega + d)^2 + 1} + \frac{1}{(\Omega - d)^2 + 1} \right) \quad (6.26)$$

Wobei d dem normierten Frequenzabstand des jeweiligen Gewinnmaximums zum spektralen Zentrum der ersten Stufe entspricht. Mit P_{PII} als Pumpleistung und z_{II} als Medienlänge der zweiten Stufe ergibt sich $g_{II} = g_B z_{II} P_{PII} / 2A_{eff}$. Vereinfachend wird an dieser Stelle angenommen, dass

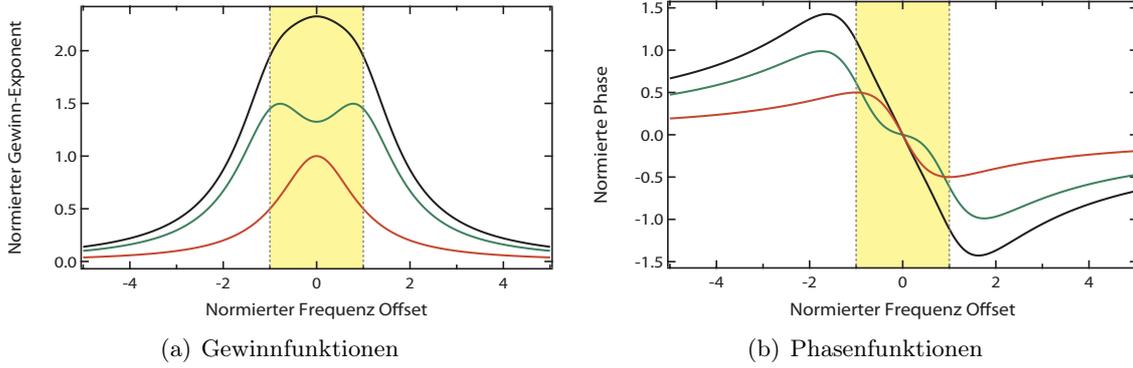


Abbildung 6.12: Normierte Darstellung der Amplituden- und Phasenfunktionen für ein zweistufiges Slow-Light-System (rote Linie – erste Stufe, grüne Linie – zweite Stufe, schwarze Linie – Gesamtsystem). Die Signalbandbreite ist gelb hervorgehoben.

die SBS Gewinnbandbreiten an dieser Stelle identisch zur ersten Systemstufe sind. Die Superposition der Gewinne überträgt sich auch auf die zugehörigen Phasenfunktionen (grüne Linie in [Abb. 6.12\(b\)](#)) und aufgrund der Summenregel der Differentiation auch auf die Gruppenlaufzeit (güne Linie in [Abb. 6.13](#)):

$$t_{D II} = \frac{2g_{II}}{\Gamma_B} \left(\frac{1 - (\Omega + d)^2}{[(\Omega + d)^2 + 1]^2} + \frac{1 - (\Omega - d)^2}{[(\Omega - d)^2 + 1]^2} \right). \quad (6.27)$$

Damit auch die zweite Systemstufe der Anforderung an den Kleinsignalbetrieb entspricht, welche dieser Betrachtung zugrunde liegt, ist es notwendig, das Signal zwischen den beiden Systemstufen zu dämpfen. Bei der Zusammenschaltung beider Systeme werden die Exponenten addiert, was für den Gesamtgewinn zu:

$$G = G_I + G_{II} = g_I \left[\frac{1}{\Omega^2 + 1} - D + m \left(\frac{1}{(\Omega + d)^2 + 1} + \frac{1}{(\Omega - d)^2 + 1} \right) \right] \quad (6.28)$$

führt, wobei D der Dämpfung zwischen den Stufen und m dem Verhältnis der Gewinne g_{II}/g_I entsprechen. Da bei der Betrachtung linearer Systeme die Reihenfolge der einzelnen Stufen keine Rolle spielt und die Dämpfung damit vor dem Durchlaufen der SBS-Systeme erfolgen könnte, gilt für die Darstellung des Gesamtgewinns in [Abb. 6.12\(a\)](#) $D = 0$. In einem realen System ist dies nicht möglich, da der Gewinn der zweiten Stufe nicht unabhängig von der Ausgangsleistung der ersten Stufe ist (siehe [Abschnitt 3.4](#)). Die Abstimmung der Systemstufen wurde mit Blick auf einen linearen Phasenverlauf durchgeführt (siehe [Abb. 6.12\(b\)](#)) und wie in [Abschnitt 6.1.4](#) gezeigt wurde, können lineare Phase und konstanter Gewinn nicht gleichzeitig in einem linearen kausalen System erreicht werden. Im gewählten Beispiel wurde die Gewinnreduktion am Bandbreitenrand jedoch von 50 % des Maximalgewinns der ersten Stufe auf 16 % des Maximalgewinns

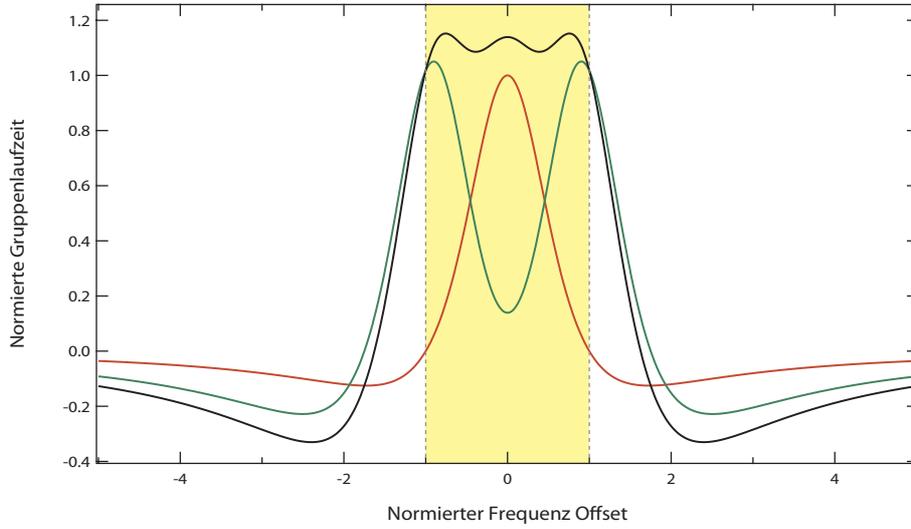


Abbildung 6.13: Normierte Darstellung der Gruppenlaufzeit (rote Linie – erste Stufe, grüne Linie – zweite Stufe, schwarze Linie – Gesamtsystem). Die Signalbandbreite ist gelb hervorgehoben.

für das Gesamtsystems verringert. Damit ist der Gewinnverlauf über die Signalbandbreite im Gesamtsystem wesentlich flacher als in der ersten Stufe.

Die Summe der Gruppenlaufzeiten beider Stufen ergibt sich zu:

$$t_D = t_{DI} + t_{DII} = \frac{2gI}{\Gamma_B} \left[\frac{1 - \Omega^2}{(\Omega^2 + 1)^2} + m \left(\frac{1 - (\Omega + d)^2}{[(\Omega + d)^2 + 1]^2} + \frac{1 - (\Omega - d)^2}{[(\Omega - d)^2 + 1]^2} \right) \right]. \quad (6.29)$$

Die Darstellung in [Abb. 6.13](#) für das gewählte Beispiel zeigt, dass der Verlauf der Gruppenlaufzeit des Gesamtsystems im Vergleich zu Systemstufe 1 (rote Linie) über die gesamte Bandbreite nahezu konstant ist. Ein großer Vorteil des zweistufigen Ansatzes ist, dass die Gesamtverzögerung größer ist als die Verzögerung der schmalbandigeren ersten Stufe. Rein qualitativ betrachtet, ist die Erzeugung dieser Übertragungscharakteristik auch innerhalb einer Stufe möglich [\[59\]](#). Allerdings verkürzt sich die effektive Länge des Brillouin Mediums und damit auch der SBS Gewinn um die effektive Länge der zweiten Stufe. Darüber hinaus skaliert die Zeitverzögerung indirekt proportional mit der Gesamtbandbreite des SBS Gewinns ([Abschnitt 6.1.3](#)) und muss damit folgerichtig niedriger sein als die Zeitverzögerung eines schmalbandigeren Systems.

6.3.2 Simulation

Die numerische Simulation erfolgt analog zu den Untersuchungen in [Abschnitt 6.2.1](#). Dabei ist es nicht notwendig, das Gesamtsystem in einem Schritt zu berechnen, da beide Stufen auf der SBS basieren und sich nur im konkreten Betriebsfall unterscheiden, d.h. linearer Betrieb oder

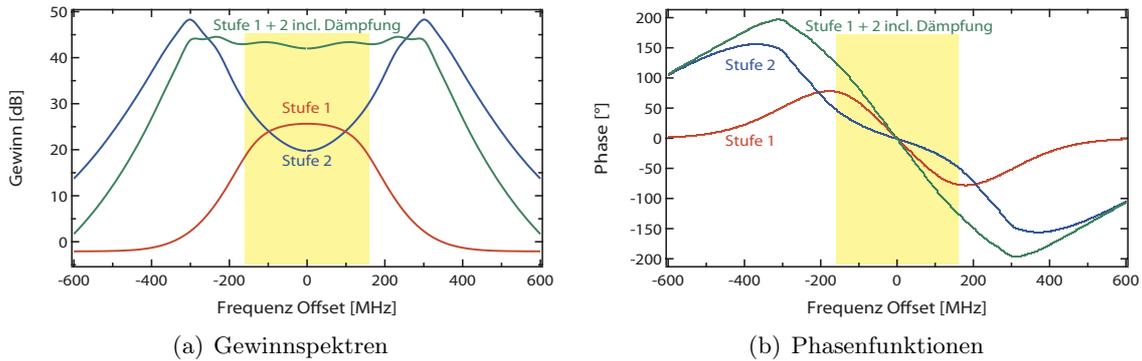


Abbildung 6.14: Gewinn- und Phasenfunktionen in Abhängigkeit von der Frequenz für die einzelnen Systemsegmente und für das Gesamtsystem mit gesättigtem einfachen SBS Gewinn in der zweiten Stufe. Die Signalbandbreite ist gelb hervorgehoben.

Sättigungsfall. Die Beschreibung des SBS Slow-Light Systems mit dem in [Abschnitt 3.3](#) hergeleiteten DGL-Systems ist für beide Fälle gültig. Aus diesem Grund werden zur Berechnung des Gesamtsystems zwei einstufige Systeme nacheinander simuliert. Das Ausgangssignal des ersten Simulationslaufes durchläuft noch einmal das gleiche Simulationsprogramm, unter Beachtung der Parameter für die zweite Systemstufe (Dämpfung zwischen den Systemstufen, Pumpleistung, Bandbreite, Anzahl der Pumpwellen). Die erste Systemstufe, welche für die Verzögerung des Pulses verantwortlich ist, wird durch ein breitbandiges SBS-Slow-Light-System mit einem einfachen Gewinn repräsentiert. Der Puls wird verzögert und prinzip-bedingt zeitlich verbreitert. Auf Grundlage der Untersuchungen in den letzten Abschnitten werden für die zweite Systemstufe zwei Möglichkeiten der Pulscompression simuliert. Zum Einen die Methode mit dem gesättigten SBS-Verstärker und zum Anderen die Nachbildung der Sättigungscharakteristik mit zwei linearen SBS-Gewinnen.

Für die erste Systemstufe wird mit 475 MHz eine SBS Bandbreite gewählt, bei der mit Zunahme der Pulsverzögerung die zeitliche Verbreiterung des Pulses deutlich sichtbar wird. Die Pulsleistung beträgt -47 dBm, die Halbwertsdauer 1,4 ns und die Pumpleistung 22 dBm. In den Abbildungen [6.14](#), [6.15](#) und [6.16](#) sind mit der roten Linie Gewinn- und Phasenübertragungsfunktionen sowie der Ausgangspuls für diese erste Stufe dargestellt. Der Referenzpuls in [Abb. 6.16](#) (schwarze Linie) ist der Eingangspuls des Systems, wobei in allen Berechnungen die Laufzeit der Pulse in der Faser nicht berücksichtigt wird. Diese erste Stufe wirkt auf das Pulsspektrum ein wie ein Tiefpass, d.h. die höher frequenten spektralen Komponenten werden weniger verstärkt als die tieferen ([Abb. 6.14\(a\)](#) und [6.15\(a\)](#)). Dies führt zu einer Reduktion der Bandbreite des Pulsspektrums und aufgrund des Zusammenhanges zwischen Frequenz- und Zeitbereichsdarstellung eines Signals zu einer zeitlichen Verbreiterung des Pulses. Die Phasenfunktion hat ihre Extrema am Rand der Pulsbandbreite ([Abb. 6.14\(b\)](#) und [6.15\(b\)](#)), was dazu führt, dass die spektrale Mitte maximal verzögert wird und der Bandbreitenrand gar nicht. Im Ergebnis wird das Pulsmaximum um 0,7 ns verzögert und die Pulsbreite steigt auf 2,4 ns an ([Abb. 6.16](#)).

Der Ausgangspuls der ersten Stufe dient im zweiten Simulationsdurchlauf als Eingangspuls des Systems. Die Dämpfung zwischen den Systemen wird als konstant über den gesamten Frequenzbereich angesehen und damit durch die Multiplikation mit einem Faktor kleiner Eins realisiert. Die Nichtlinearität der zweiten Systemstufe durch die erzeugte Sättigung verbietet die Betrachtung mittels Übertragungsfunktion, wie z.B. in [Abschnitt 6.3.1](#). Da jedoch beide Systeme voneinander unabhängig sind, kann eine Superposition des errechneten Übertragungsverhaltens durchgeführt werden, d.h.:

$$A_{S\ out} = A_{S\ in} e^{[g_I(\omega) - D + \tilde{g}_{II}(D, \omega)] + j[\varphi_I(\omega) + \tilde{\varphi}_{II}(D, \omega)]}, \quad (6.30)$$

wobei $A_{S\ in}$ und $A_{S\ out}$ dem Ein- bzw. Ausgangsspektrum des Pulses entsprechen und $g_{I, II}$ und $\varphi_{I, II}$ dem Gewinnexponenten bzw. der Phasenübertragungsfunktion. Für die zweite Stufe sind nun zwei Ansätze möglich, die bezüglich der Pulsbreite zum gleichen Ergebnis führen sollten. Einmal die Verwendung zweier frequenzverschobener Gewinne, wie in [Abschnitt 6.3.1](#) diskutiert. Das simulierte DGL-System ändert sich aufgrund der in [\[120\]](#) nachgewiesenen Superposition für zwei verbreiterte Pumpwellen zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_S}{\partial z} = & - \left[\frac{g_B}{2A_{eff}} \left(e^{-\ln 2 \frac{\omega - \omega_{Smax} - \delta}{\Delta\omega_{P1}/2}} P_{P1} + e^{-\ln 2 \frac{\omega - \omega_{Smax} + \delta}{\Delta\omega_{P1}/2}} P_{P2} \right) - \frac{\alpha}{2} \right] A_S \\ & + j \left[\gamma P_S - j \frac{g_B}{2A_{eff}} e^{-\ln 2 \frac{\omega - \omega_{Smax} - \delta}{\Delta\omega_{P1}/2}} \operatorname{erf} \left(j \sqrt{\ln 2} \frac{\omega - \omega_{Smax} - \delta}{\Delta\omega_{P1}/2} \right) P_{P1} \right. \\ & \left. - j \frac{g_B}{2A_{eff}} e^{-\ln 2 \frac{\omega - \omega_{Smax} + \delta}{\Delta\omega_{P2}/2}} \operatorname{erf} \left(j \sqrt{\ln 2} \frac{\omega - \omega_{Smax} + \delta}{\Delta\omega_{P2}/2} \right) P_{P2} \right] A_S \end{aligned} \quad (6.31)$$

$$\frac{\partial A_{P1}}{\partial z} = - \left(\frac{g_B}{2A_{eff}} e^{-\ln 2 \frac{\omega - \omega_{Smax} - \delta}{\Delta\omega_{P1}/2}} P_S + \frac{\alpha}{2} \right) A_{P1} \quad (6.32)$$

$$\frac{\partial A_{P2}}{\partial z} = - \left(\frac{g_B}{2A_{eff}} e^{-\ln 2 \frac{\omega - \omega_{Smax} + \delta}{\Delta\omega_{P2}/2}} P_S + \frac{\alpha}{2} \right) A_{P2}. \quad (6.33)$$

Dabei steht δ für die spektrale Verschiebung des SBS-Gewinns vom Zentrum des Signals. Andererseits kann die komprimierende Wirkung des gesättigten einfachen Gewinns für die zweite Stufe ausgenutzt werden. Hierfür ist in der Simulation gegenüber dem DGL-System der ersten SBS-Stufe keine Änderung notwendig.

Im Fall des einfachen gesättigten Gewinns wird die Simulation mit einer Pumpleistung von 28 dBm und einer linearen SBS-Gewinnbandbreite von 960 MHz durchgeführt. Das Eingangssignal entspricht dem um 10 dB gedämpften Ausgangssignal der ersten Stufe und die Faserlänge ist mit 10 km identisch zur ersten Stufe. Der Verlauf des Gewinns und der Phase in Abhängigkeit von der Frequenz ist in [Abb. 6.14](#) dargestellt (blaue Linie). Der Gewinn nimmt innerhalb der

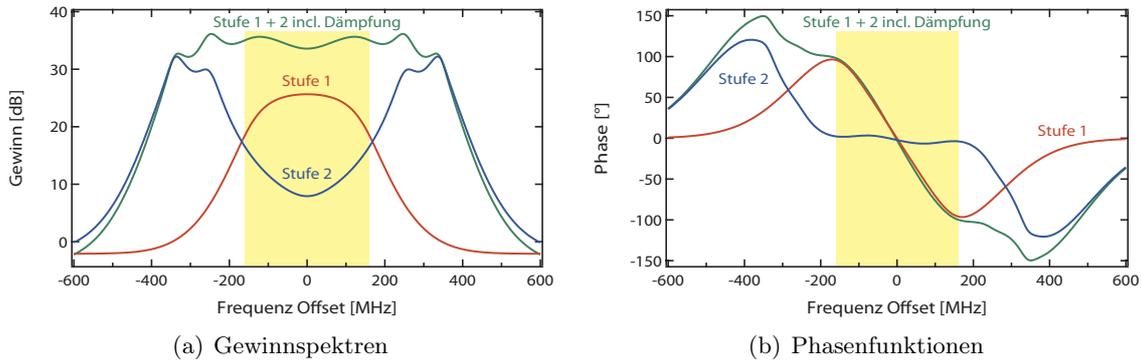


Abbildung 6.15: Gewinn- und Phasenfunktionen in Abhängigkeit von der Frequenz für die einzelnen Systemsegmente und für das Gesamtsystem mit zwei frequenzverschobenen SBS-Gewinnen in der zweiten Stufe. Die Signalbandbreite ist gelb hervorgehoben.

Signalbandbreite und auch darüber hinaus vom Zentrum weg deutlich zu. Die in der ersten Stufe weniger verstärkten spektralen Anteile werden in der zweiten Stufe in ihrer Leistung wieder angehoben. Gleichung (6.30) folgend zeigt die Summe beider Funktionen in Abb. 6.14(a) (grüne Linie), dass das Gesamtübertragungsverhalten über einen größeren spektralen Bereich linearisiert wird. Ebenso wird der Gesamtphasenverlauf gegenüber der ersten Stufe linearisiert (grüne Linie in Abb. 6.14(b)), was den Anforderungen an ein ideales System, wie in Abschnitt 6.1.4 diskutiert, wesentlich näher kommt. Der Ausgangspuls des Gesamtsystems wird im gewählten Beispiel in der zweiten Stufe auf 1 ns verzögert und auf eine zeitliche Dauer von etwa 1,6 ns komprimiert, was einer verbleibenden Verbreiterung von 14 % bezogen auf den Eingangspuls entspricht (grüne Linie in Abb. 6.16(a)).

Das Profil des gesättigten Gewinns kann auch mit zwei frequenzverschobenen Gewinnen nachgebildet werden, um eine ähnliche Komprimierung zu erreichen. Dazu werden in der Simulation zwei SBS-Gewinne mit einer Bandbreite von 500 MHz jeweils um $\delta = 220$ MHz spektral verschoben. Die Pumpleistung beträgt 23 dBm. Um den Kompressionseffekt zu verstärken wird entgegen der Beschreibung in Abschnitt 6.3.1 die zweite Stufe auch hier mit Hilfe der Leistung des Eingangssignals bzw. der Dämpfung zwischen den beiden SBS Stufen gesättigt. Der Eingangspuls entspricht dem um 3 dB gedämpften Ausgangspuls der ersten SBS Stufe. Das Gewinnprofil der zweiten Stufe in Abb. 6.15(a) ist dem vorangegangenen Fall sehr ähnlich (blaue Linie). Auch die Gesamtgewinnfunktion weist gegenüber der ersten Stufe eine starke Linearisierung des Verlaufs über einen größeren spektralen Bereich auf (grüne Linie in Abb. 6.15(a)). Der Verlauf der Phase (blaue Linie in Abb. 6.15(b)) lässt sich innerhalb der Signalbandbreite mit annähernd konstant Null beschreiben, daher kann an dieser Stelle angenommen werden, dass die zweite Stufe im Beispiel nicht zu einer Erhöhung der Verzögerungszeit beitragen wird. Der Phasenverlauf des Gesamtsystems (grüne Linie in Abb. 6.15(b)) ändert sich innerhalb der Signalbandbreite kaum. Die Extrema werden weiter nach außen verschoben, aber die Linearisierung ist nicht mit dem vorangegangenen Fall vergleichbar. Der durchschnittliche Anstieg zwischen den Extrempunkten

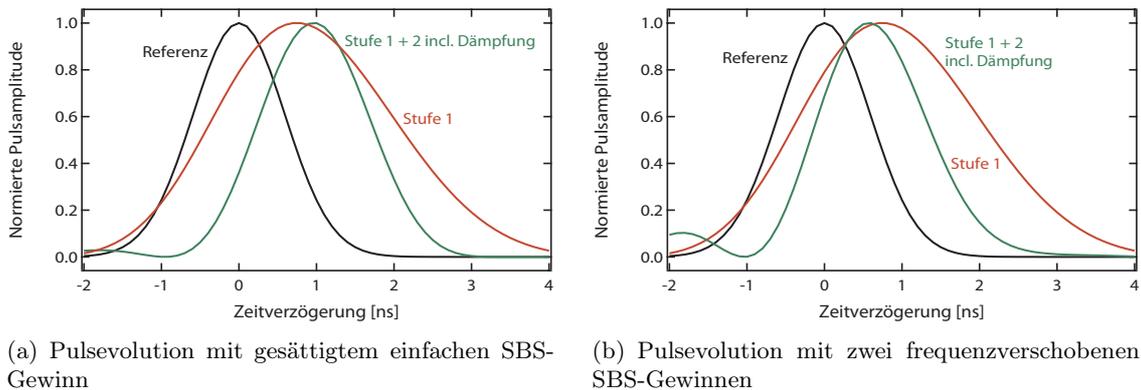


Abbildung 6.16: Normierte Darstellung der simulierten Ein- und Ausgangspulse im Zeitbereich für die einzelnen Systemstufen.

fällt für das Gesamtsystem geringer aus als für die erste Stufe allein. Dies erklärt die Abnahme der Verzögerungszeit des Maximums des Ausgangspulses auf 0,6 ns (grüne Linie in [Abb. 6.16\(b\)](#)). Der Puls selbst wird in der zweiten Stufe im gewählten Beispiel ebenfalls auf eine zeitliche Halbwertsdauer von etwa 1,6 ns komprimiert.

6.3.3 Experiment

In [Abb. 6.17](#) ist die Versuchsanordnung reduziert auf ihre wichtigsten Funktionsblöcke dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus findet sich in [Abschnitt 5.1.2](#). Der Gaußförmige Eingangspuls hat eine Halbwertsdauer von 1,4 ns und eine Leistung von 20 nW. Dieser Puls wird mit der ersten linearen Systemstufe verzögert und zeitlich etwas verbreitert. Der Fokus der Untersuchungen liegt auf der Kompensation der Verbreiterung der ersten Stufe, deshalb werden die Parameter dieser Stufe im Messverlauf konstant gehalten. Zwischen beiden Stufen ist ein variables Dämpfungsglied eingebaut. Da die Sättigung der zweiten Stufe auch über die Leistung des Eingangssignals erfolgen kann (vgl. [Abschnitt 3.4](#)), ist dieser Dämpfungswert ein wichtiger Untersuchungsparameter. In der zweiten Systemstufe werden die Erkenntnisse aus den Untersuchungen zum einstufigen gesättigten SBS-Slow-Light-System ([Abschnitt 6.2](#)) konsequent umgesetzt. D.h. in einem ersten Schritt wird die Auswirkung der Sättigung auf die zeitliche Breite des Ausgangspulses der Stufe 2 untersucht. Der zweite Teil der Untersuchungen betrifft die Nachbildung des gesättigten Gewinnprofils mit einem linearen SBS-System. Als zusätzlicher Untersuchungsparameter dient in beiden Fällen die Bandbreite des SBS-Gewinns und damit auch die Bandbreite des Pumpasers. Die Ausgangspulse werden mit einem Oszilloskop erfasst und gespeichert.

Die Nachbildung des gesättigten SBS-Gewinnprofils mit zwei frequenzverschobenen SBS-Gewinnen wird durch einen zusätzlichen MZM im Pumpzweig der Stufe 2 erreicht (MZM 2 in [Abb. 5.2](#)). Die Modulationsfrequenz des MZM entspricht dabei der Frequenzverschiebung δ bzw. dem Frequenzabstand des jeweiligen SBS-Gewinns zum Zentrum des Pulsspektrums. Unter der Bedingung

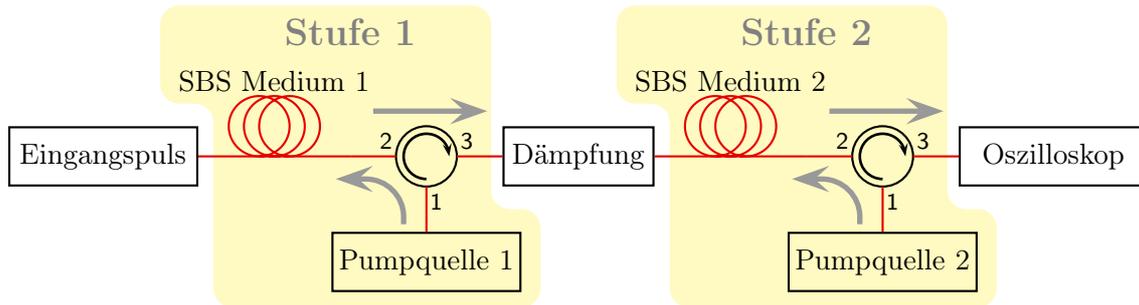


Abbildung 6.17: Prinzipielle Versuchsanordnung.

einer Modulation bei gleichzeitiger Trägerunterdrückung ist außer der Bandbreitenanpassung keine weitere Veränderung am Versuchsaufbau notwendig. Damit ließe sich auch im praktischen Einsatz relativ einfach zwischen gesättigtem und ungesättigtem Betrieb umschalten.

In Abb. 6.18 sind die Messungen zur Pulsverzögerung und zur Pulsdauer für das zweistufige System mit gesättigtem einfachen SBS-Gewinn in der zweiten Systemstufe in Abhängigkeit von der Dämpfung zwischen den beiden Stufen dargestellt. Der Parameter für die einzelnen Graphen ist dabei die SBS-Gewinnbandbreite der ersten Systemstufe, welche für alle Messungen mit einer Pumpleistung von 21 dBm betrieben wird. Die Gewinnbandbreite der zweiten Stufe beträgt 960 MHz und die Pumpleistung ist mit 24 dBm doppelt so hoch wie die der ersten Stufe. Mit sinkender Dämpfung zwischen den SBS-Stufen nimmt die Gesamtzeitverzögerung für alle Konfigurationen der ersten Stufe sichtbar ab, ohne jedoch unter den Verzögerungswert der ersten Stufe zu fallen (Abb. 6.18(a)). Der Grund für den Rückgang liegt in der Zunahme des gesättigten spektralen Bereichs und damit einem Auseinanderdriften der Gewinnspitzen (vgl. Abb. 6.14(a)). Der Phasenanstieg innerhalb der Bandbreite nimmt immer mehr ab (blaue Linie in Abb. 6.14(b)) und leistet dadurch einen geringer werdenden Beitrag zur Zeitverzögerung des Gesamtsystems. Abbildung 6.18(b) zeigt, dass die Pulscompression mit sinkender Dämpfung zwischen den Systemstufen zunimmt und Werte von 20 %¹ bei 475 MHz Gewinnbandbreite der ersten Stufe bis zu 59 % bei 260 MHz annimmt. Für eine SBS-Gewinnbandbreite von 475 MHz in der ersten Stufe sinkt ab einem Dämpfungswert von 13 dB die Halbwertsdauer des Pulses sogar unter den Eingangswert der ersten Stufe.

In einem zweiten Experiment wird das Sättigungsprofil durch zwei spektral verschobene SBS-Gewinne nachgebildet. Die Steuerung der Kompression erfolgt analog zur vorherigen Untersuchung über die Dämpfung zwischen den beiden Systemstufen. Die Pumpleistung der ersten Stufe ist mit 21 dBm identisch zum vorhergehenden Fall. Der spektrale Abstand der beiden Gewinne der zweiten Stufe beträgt 560 MHz bzw. die Modulationsfrequenz $\delta = 280$ MHz und die SBS-Gewinnbandbreite des jeweiligen Gewinnes beträgt 400 MHz. Die Pumpleistung der zweiten Stufe ist für alle Messungen auf 19 dBm eingestellt. Die Ergebnisse zur Pulsverzögerung und zur Pulsdauer sind in Abb. 6.19 dargestellt. Die Pulsverzögerung des Gesamtsystems in Abb. 6.19(a)

¹bezogen auf den Referenzpuls

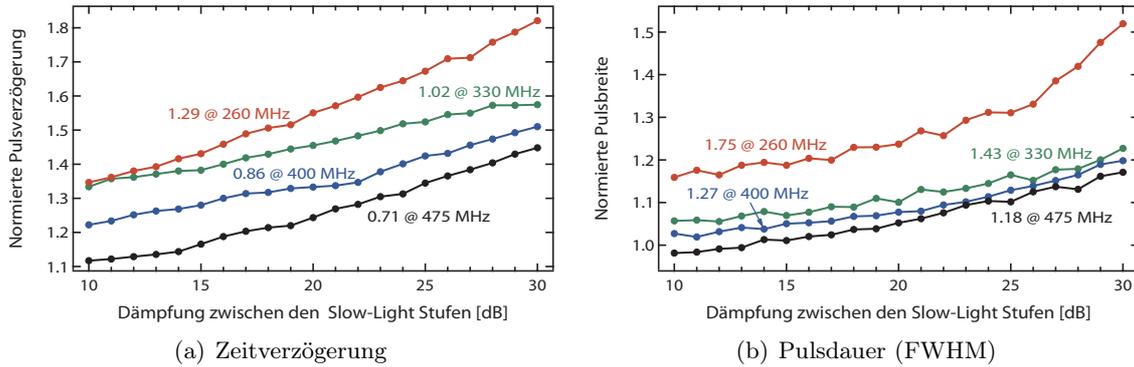


Abbildung 6.18: Auf den Eingangspuls normierte Darstellung der Pulsverzögerung und der Pulsbreite in Abhängigkeit von der Dämpfung zwischen den SBS-Systemstufen für das Gesamtsystem mit gesättigtem einfachen SBS-Gewinn in der zweiten Stufe. Die angetragenen Werte geben den jeweiligen Ausgangswert sowie die Gewinnbandbreite der ersten Stufe bei einer Pumpleistung von 21 dBm wieder.

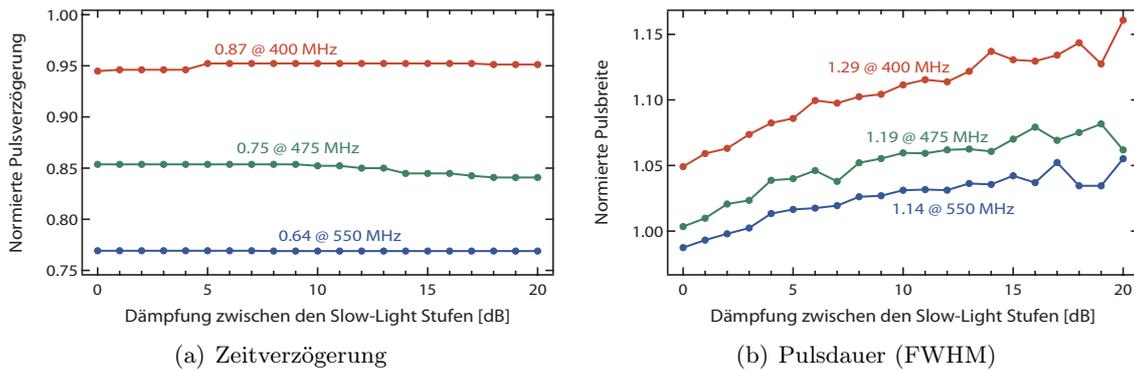


Abbildung 6.19: Auf den Eingangspuls normierte Darstellung der Pulsverzögerung und der Pulsbreite in Abhängigkeit von der Dämpfung zwischen den SBS-Systemstufen für das Gesamtsystem mit zwei frequenzverschobenen SBS-Gewinnen in der zweiten Stufe. Die angetragenen Werte geben den jeweiligen Ausgangswert sowie die Gewinnbandbreite der ersten Stufe bei einer Pumpleistung von 21 dBm wieder.

erweist sich im Experiment als nahezu unabhängig von der eingestellten Dämpfung zwischen den Systemstufen. Sie ist jedoch in keinem der untersuchten Fälle kleiner als die Verzögerungszeit der ersten Stufe. Mit abnehmender Dämpfung zwischen den Stufen kann auch in diesem Ansatz eine zeitliche Komprimierung der Pulse beobachtet werden (Abb. 6.19(b)). Die Kompression nimmt Werte zwischen 15 % bei 550 MHz Gewinnbandbreite der ersten Stufe bis zu 24 % bei 400 MHz an und fällt damit deutlich geringer aus als im vorherigen Fall. Für Dämpfungswerte kleiner 4 dB bei einer SBS Gewinnbandbreite von 550 MHz in der ersten Stufe sinkt die Ausgangspulsdauer unter die Eingangspulsdauer der ersten Stufe ab.

In Abb. 6.20 ist für jeden der beiden Ansätze eine Beispielmessung aufgeführt, in welcher die Bedingung der verbreiterungsfreien Verzögerung erfüllt ist. Der Referenzpuls ist der Ausgangspuls des Gesamtsystems ohne SBS, um die Laufzeiten in den Fasern und den optischen Komponenten

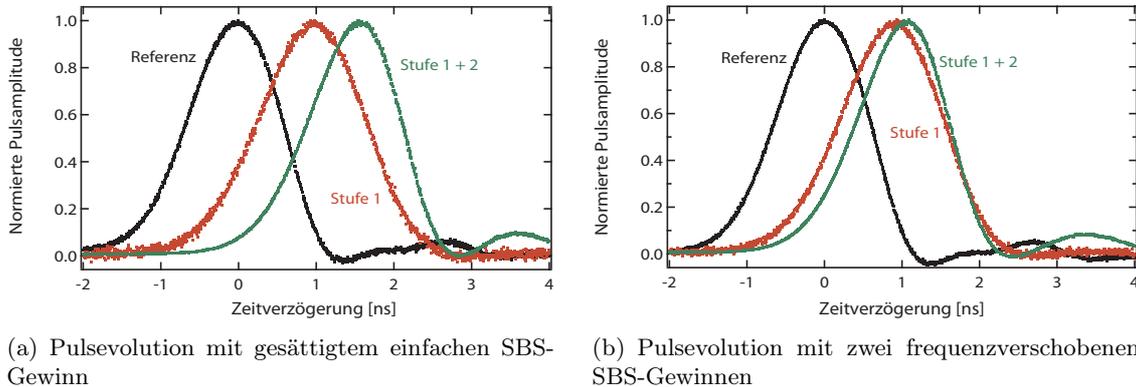


Abbildung 6.20: Normierte Darstellung der gemessenen Ein- und Ausgangspulse im Zeitbereich für die einzelnen Systemstufen.

zu eliminieren. Aufgrund der für optische Verhältnisse kleinen Signalbandbreite können chromatische Dispersion oder nichtlineare Effekte als Ursache für eine zeitliche Verbreiterung der Pulse vernachlässigt werden. Wie der Eingangspuls, hat der Referenzpuls demnach eine Halbwertsdauer von 1,4 ns. Der Ausgangspuls der ersten Stufe hat bei einer Gewinnbandbreite von 475 MHz und einer Pumpleistung von 21 dBm eine Halbwertsdauer von 1,65 ns und wird um etwa 1 ns verzögert (rote Linie in [Abb. 6.20\(a\)](#)). Nach einer Dämpfung um 13 dB wird dieser Ausgangspuls der zweiten Stufe mit o.g. Parametern zugeführt. Der Ausgangspuls des Gesamtsystems hat eine Halbwertsdauer von 1,39 ns und ist um 1,6 ns verzögert (grüne Linie in [Abb. 6.20\(a\)](#)). Für den zweiten Ansatz in [Abb. 6.20\(b\)](#) zeichnet sich ein ähnliches Bild mit einem 1,6 ns breiten und um 0,9 ns verzögerten Ausgangspuls der ersten Stufe für 550 MHz SBS-Gewinnbandbreite und 21 dBm Pumpleistung (rote Linie). Die Kompression des Ausgangspulses des Gesamtsystems auf 1,38 ns bei einer Verzögerung von 1,08 ns erfolgt nach 0 dB Dämpfung zwischen den Stufen (grüne Linie).

6.3.4 Diskussion

Beide Ansätze führen zu einer verbreiterungsfreien Verzögerung, jedoch ist sowohl die Zeitverzögerung als auch der Dynamikumfang der Kompression für das System mit einfachem gesättigten SBS-Gewinn in der zweiten Stufe deutlich größer als beim System mit zwei spektral verschobenen SBS-Gewinnen. Der Vorteil des zweiten Ansatzes liegt jedoch in der Tatsache, dass wesentlich geringere Pumpleistungen zur Pulskompression notwendig sind. Beide Methoden sind in der Lage, etwa 20 % der Pulsverbreiterung der ersten Stufe zu kompensieren ohne die Speicherzeit zu verringern. In den präsentierten Untersuchungen wurde in der ersten Stufe nur ein einfacher SBS-Gewinn zur Verzögerung genutzt. In [\[57\]](#) werden Methoden vorgestellt, um die Speicherzeit eines SBS-Slow-Light-Systems signifikant zu erhöhen. Die Pulsverbreiterung ist auch in diesen Systemen ein begrenzender Faktor. Da die Verbreiterungsursachen identisch zum natürlichen System sind, ist eine Kompensation durch die hier vorgestellten Ansätze denkbar. Damit ließe

sich die Speichertiefe des zweistufigen Systems noch deutlich steigern. Mit Rücksicht auf die Untersuchungen in [117] und [121] und auch der Simulation in Abb. 6.16(b) kann auch hier in keinem der beiden vorgestellten Ansätze innerhalb der experimentell untersuchten Parameter der Fast-Light Effekt festgestellt werden. Jedoch weisen beide Veröffentlichungen eher geringe relative Pulsbeschleunigungswerte bei der Verwendung zweier Gewinne nach und der spektrale Bereich zwischen den beiden überlagerten Gewinnen ist ungesättigt.

Die reine Betrachtung der Pulsdauer ist, gerade bei komplizierteren Pulsformen, kein verlässliches Kriterium für die Diskussion von Pulsverzerrungen. Beide Systeme zeigen ein Überschwingen des Pulses nach der Kompression (Abb. 6.20). Eine bessere quantitative Untersuchung der Pulsverzerrung lässt sich mit Hilfe des Effektivwertes der Pulsdauer (auch root-mean-square oder RMS-Pulsdauer) σ_t durchführen [78].

$$\sigma_t = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 |A(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A(t)|^2 dt} \quad (6.34)$$

Dabei steht $A(t)$ für die Amplitude des Pulses im Zeitbereich. Die Gewichtung der Zeitfunktion mit dem Quadrat der Zeitachse im Zähler sorgt dafür, dass auch Verzerrungen am Rand des Pulses mit in Betracht gezogen werden. In Abb. 6.21 sind die Verläufe der normierten Pulsverzögerung (rot), der normierten Pulshalbwertsdauer (grün) und der normierten RMS Pulsdauer (schwarz) als Funktion der Dämpfung zwischen den Slow-Light-Stufen für eine SBS-Gewinnbandbreite von 475 MHz in der ersten Stufe dargestellt. Die Normierung erfolgt auf den Referenzpuls und die angetragenen Werte entsprechen den Ausgangswerten der ersten Stufe. Der Verlauf des Effektivwertes der Pulsdauer zeigt deutlich, dass mit fortschreitender Pulskompression auch die Verzerrungen reduziert werden. Bei einer Dämpfung von 10 dB zwischen den Stufen beträgt die RMS Verbreiterung noch 1,5 % gegenüber den 11 % am Ausgang von Stufe 1. Damit ist eine moderate Pulsverzögerung sowohl verbreiterungsfrei als auch verzerrungsarm möglich. Der zweistufige Ansatz bietet somit die beste Speicherkapazität der SBS-Slow-Light-Systeme bei höchster Signalqualität.

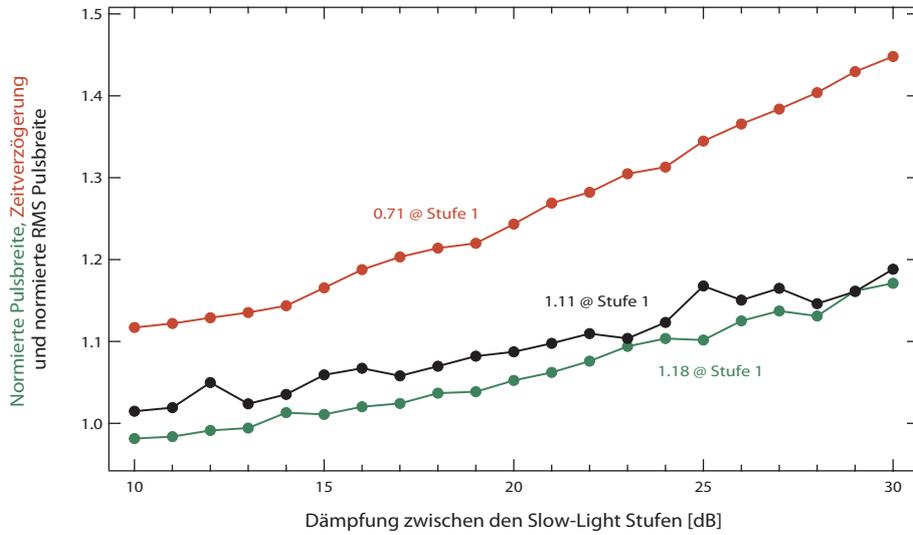


Abbildung 6.21: Normierte Darstellung der Pulsverzögerung (rote Linie), der Pulsdauer (grüne Linie) und des Effektivwertes der Pulsdauer (schwarze Linie) für eine SBS-Gewinnbandbreite von 475 MHz in der ersten Systemstufe mit gesättigtem einfachen SBS-Gewinn in der zweiten Stufe. Die angetragenen Werte geben den jeweiligen Ausgangswert sowie die Gewinnbandbreite der ersten Stufe bei einer Pumpleistung von 21 dBm wieder.

Kapitel 7

Verringerung der Gewinnbandbreite

7.1 Hintergrund

Die SBS ermöglicht, wie eben gezeigt, die Verzögerung von optischen Signalen innerhalb ihrer Gewinnbandbreite. Darüber hinaus lässt sich auch der schmalbandige natürliche SBS-Gewinn zur Speicherung optischer Pulse ausnutzen. Die Quasi-Licht-Speicherung (QLS) zur Realisierung eines optischen Datenspeichers basiert auf einer selektiven Unterabtastung des Signalspektrums mittels SBS [15]. Die maximale Speichertiefe entspricht dem Reziprok der Abtastbandbreite. Damit ergibt sich eine maximale Speicherzeit von etwa 100 ns bei einer SBS-Gewinnbandbreite von 10 MHz. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ist die hochauflösende optische Spektroskopie mittels SBS [11, 12], deren Auflösung im Bereich 10–60 MHz liegt. Zum Vergleich haben aktuelle gitterbasierte optische Spektroskope eine Auflösung von etwa 1 GHz. Die SBS wird aufgrund ihrer geringen Filterbandbreite u.a. auch zur Trägerextraktion in selbst-homodynen Empfängern eingesetzt [122].

Alle genannten Beispiele profitieren in hohem Maße von der geringen natürlichen Verstärkungsbandbreite der SBS. Die natürliche Gewinnbandbreite der SBS ist von verschiedenen Faktoren abhängig, so z.B. von der Pump- und der Signalleistung [66], von der Temperatur und mechanischem Stress [45] aber auch vom Fasermaterial bzw. von der Faserdotierung [123, 124]. Aufgrund der Faltung zwischen Pumpleistungsspektrum und natürlicher SBS-Resonanz markiert dieser natürliche Gewinn die untere Auflösungsgrenze für jegliche Art SBS-basierter Filterung. Eine Verringerung der SBS-Gewinnbandbreite führt zu einer besseren spektralen Auflösung und damit zu einer höheren Messgenauigkeit in SBS-Spektrometern, aber auch zu einer Zunahme der Speicherzeit in der QLS [70, 71]. Da das Rauschen in einem Verstärker mit seiner Bandbreite skaliert, hätte eine Reduktion der SBS-Bandbreite bessere Rauscheigenschaften des extrahierten Trägers zur Folge. Dazu kommt, dass der notwendige freie spektrale Bereich um den Träger kleiner gewählt werden kann und damit zusätzliche Bandbreite für Nutzdaten zur Verfügung steht. Damit zeigt sich, dass eine Verringerung der SBS-Gewinnbandbreite im Bereich der optischen Signalverarbeitung und optischen Signalsynthesierung drastische Verbesserungen der existierenden Anwendungen verspricht und zudem völlig neue Anwendungen ermöglicht.

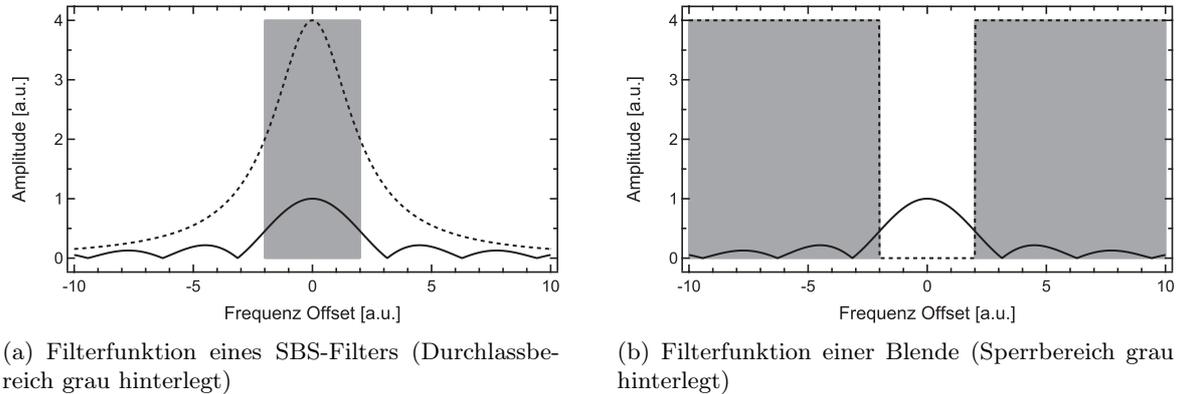


Abbildung 7.1: Vergleich der Filtercharakteristika eines Verstärkers und einer Blende (gestrichelte Linie: Filterfunktion, durchgezogene Linie: Testsignal).

Abbildung 7.1 stellt die in dieser Arbeit untersuchten Filtermechanismen vergleichend dar. Dabei ist die jeweilige Filterfunktion mit einer gestrichelten und das Testsignal mit einer durchgezogenen Linie gezeichnet. Die Filterung eines Signalspektrums mittels SBS ist beispielhaft in **Abb. 7.1(a)** dargestellt. Die spektralen Anteile innerhalb der SBS-Bandbreite (grau hinterlegter Bereich) werden verstärkt und dominieren das detektierte Signal. Außerhalb des Durchlassbereichs nimmt der Einfluss der Mediendämpfung aufgrund der stark abnehmenden Verstärkung zu und vergrößert den Kontrast zwischen Durchlass- und Sperrbereich des Filters. Die Filterung eines Signals mittels Blende verfolgt hierbei einen grundsätzlich anderen Ansatz. Dem Signalspektrum wird ein wesentlich stärkeres Signal mit einer Lücke überlagert, z.B. die Betrachtung eines Bildes durch eine Lochblende. Der Detektor (im Beispiel das Auge) sieht beide Signale, sowohl die Blende als auch das Testsignal innerhalb der Blendenlücke. In einem zweiten Schritt wird aus dem Gesamtsignal das bekannte Blendensignal entfernt bzw. herausgerechnet. In **Abb. 7.1(b)** ist diese Art der Filterung für ein eindimensionales Signal qualitativ dargestellt. Der Sperrbereich der Blende ist grau hinterlegt. Das Testsignal kann nur noch innerhalb der Lücke vom Blendensignal unterschieden werden. Nach der Entfernung der Blende aus dem Gesamtsignal liegt das gefilterte Signal vor.

Unter Ausnutzung des Sättigungsverhaltens der SBS soll in diesem Kapitel eine Möglichkeit untersucht werden, die SBS Gewinnbandbreite signifikant unter den natürlichen Wert zu verringern. Die Untersuchungen in [95, 96] zum Thema des "Einbrennens" spektraler Löcher (spectral hole burning) in einen SBS-Gewinn zeigen, dass auch der natürliche Gewinn ein inhomogenes Sättigungsverhalten besitzt. Das heißt, dass der natürliche SBS-Gewinn nicht über seine gesamte Bandbreite sättigt, sondern frequenzselektiv (siehe **Abschnitt 4.3**). Im Fall des Einbrennens spektraler Löcher wird der SBS-Verstärker eingangsseitig durch ein starkes schmalbandiges Signal gesättigt. Wie bereits in **Abschnitt 4.3** gezeigt wurde, ist die Bandbreite der entstehenden Gewinnlücke abhängig von der Leistung und von der Linienbreite des Sättigungssignals. Die im Folgenden untersuchte Methode nutzt diese Tatsache aus, indem anstatt eines schmalbandigen

auszehrenden Signales das Negativ eines solchen verwendet wird. Das heißt, der natürliche SBS-Gewinn wird bis auf eine schmale Bandlücke breitbandig gesättigt. Das Sättigungssignal wirkt spektral wie eine eindimensionale Blende, durch deren Lücke ein kleiner Bereich des SBS-Gewinns betrachtet wird (vgl. auch [Abb. 7.1\(b\)](#)).

7.2 Simulation

Zur Umsetzung der Methode wird einem konstanten Testsignal mit geringer Leistung ein stärkeres Blendensignal überlagert. Diese Spektralblende hat über eine größere Bandbreite (20 – 50 MHz) ein konstantes Amplitudenspektrum und weist in der Mitte eine schmale Bandlücke auf. Der SBS-Verstärker wird im Frequenzbereich des leistungsstarken Blendensignals gezielt gesättigt. Innerhalb der Bandlücke befindet sich das System im linearen Verstärkungsbereich. Die am Prozess beteiligten Wellen bzw. die Randwerte der Simulation sind in [Abb. 7.2](#) schematisch dargestellt. Da das Testsignal und das Blendensignal unabhängig voneinander sind und die verwendeten optischen Komponenten im relevanten Leistungsbereich als linear angesehen werden können, gilt das Superpositionsprinzip. Das entstehende Gesamtsignal wird mittels SBS durch die Pumpwelle verstärkt. Aufgrund der Überlagerung beider Signale wird das Testsignal nur innerhalb der Bandlücke der Spektralblende signifikant verstärkt. Das entstehende selektive Filter hat damit eine Bandbreite, die identisch zur spektralen Breite der Bandlücke ist – und damit geringer als die natürliche SBS-Linienbreite. Die Umsetzung der Methode beginnt hierbei ausgehend von der natürlichen SBS-Linienbreite. Aufgrund der Faltung zwischen Pumpspektrum und SBS-Resonanz wird deshalb in der Simulation eine monochromatische Pumpwelle gewählt ([Abschnitt 6.2.1](#)).

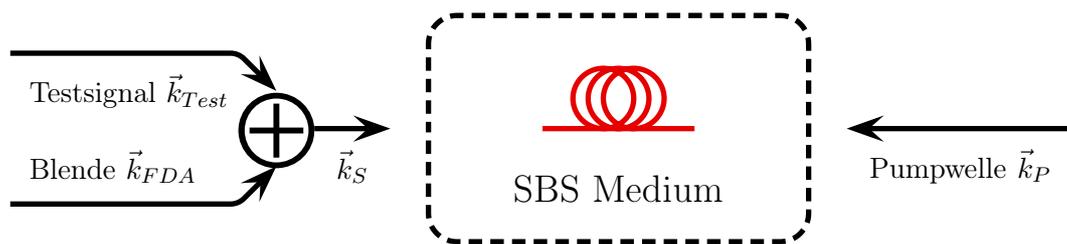
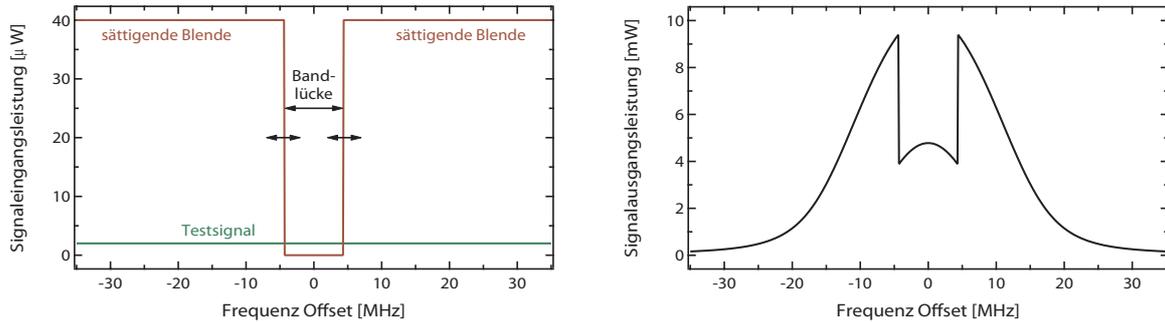


Abbildung 7.2: Am Prozess beteiligte Wellen.

In [Abb. 7.3\(a\)](#) sind die Spektren von Test- und Blendensignal dargestellt. Die Leistungen der beiden Signale betragen -27 dBm für das Testsignal und -14 dBm für die Blende. In der Darstellung wird deutlich, dass in der Summe beider Signale das Testsignal nur innerhalb der Bandlücke von der Blende unterscheidbar ist. Zur Simulation wird eine Pumpleistung von 13 dBm und eine Faserlänge von 5 km verwendet. Alle Faserparameter sind identisch zu den bisherigen Untersuchungen. Die Differenz zwischen Pumpleistung und Blendenleistung ist kleiner als 30 dB, was



(a) Eingangssignale (rot – Blendensignal, grün – Testsignal)

(b) Verstärktes Gesamtausgangssignal (Testsignal + Blendensignal) für eine Bandlücke von 8,5 MHz

Abbildung 7.3: Eingangs- und Ausgangssignale des SBS-Verstärkers bei Verwendung einer Spektralblende.

dazu führt, dass die Pumpwelle und auch die Verstärkung nicht mehr unabhängig vom Eingangssignal sind bzw. dass es zur Pumpauszehrung und Sättigung kommt [94]. Der SBS-Verstärker ist auch im Sättigungsfall hinreichend mit dem DGL-System in Glg. (3.43) und Glg. (3.44) beschrieben [81]. In Abb. 7.3(b) ist das simulierte Gesamtsignal am Ausgang des SBS-Verstärkers dargestellt. Während die Leistungen von Test- und Blendensignal am Eingang des SBS Systems noch in einem Verhältnis von 1:20 stehen, verändert sich diese Relation nach der Verstärkung des Gesamtsignals auf etwa 1:2 (vgl. Leistungsverhältnisse bei 0 MHz in Abb. 7.3(b)). Die überproportionale Verstärkung des Testsignals gegenüber der Spektralblende wird am Verlauf des Gewinns in Abb. 7.4 deutlich herausgestellt. Dazu kommt, dass die FWHM-Bandbreite des Gewinns identisch zur Breite der Bandlücke ist. Exemplarisch wurden die Simulationen für 3,0 MHz, 5,5 MHz und 8,5 MHz breite Bandlücken durchgeführt. Zum besseren Vergleich wird in Abb. 7.4 auch der Gewinnverlauf ohne Blende dargestellt (schwarze Linie).

Mit Hilfe der Spektralblende lässt sich damit die Bandbreite des SBS-Gewinns nahezu beliebig einstellen. Die Simulation zeigt bereits eine Reduktion um rund eine Größenordnung – von 15 MHz für den natürlichen Gewinn auf 3 MHz für die Blendenmethode. Als weiterer Vorteil sollte hier auch bemerkt werden, dass bei Verwendung einer Spektralblende die Abhängigkeit der SBS-Gewinnbandbreite von der Höhe der Pumpleistung entfällt. Die Bandbreite ist immer identisch zur Bandlücke. Dieser Umstand ist gerade bei der Reproduzierbarkeit SBS-basierter Filter, v.a. in der Spektroskopie, eine sehr vorteilhafte Eigenschaft. Mögliche Grenzen der Methode werden in Abschnitt 7.4 diskutiert. Abhängig von der spektralen Form der Blende, insbesondere ihrer Flanken, ist auch eine Formung des Gewinns denkbar. Da die Blende im Ausgangssignal enthalten ist (siehe Abb. 7.3(b)), wirkt sie wie ein Störsignal. Die technische Herausforderung besteht letztendlich darin, die Blende im Ausgangssignal zu entfernen, um das SBS-Filter als solches nutzbar zu machen. Im Gegensatz zum Rauschen ist das Blendensignal allerdings deterministisch, d.h. seine grundsätzlichen Eigenschaften (Frequenzbereich bzw. Bandbreite und z.T. auch die Leistung) sind bekannt. Damit besteht die Möglichkeit, in einer nachträglichen Signalverarbeitung das bekannte Blendensignal aus dem gemessenen Gesamtsignal herauszurechnen.

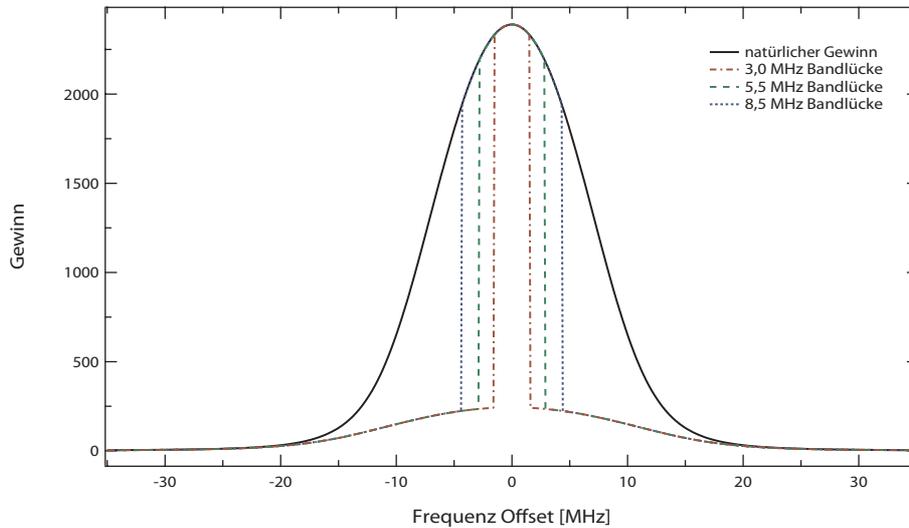


Abbildung 7.4: Simulierter Verlauf des SBS-Gewinns in Abhängigkeit von der Frequenz.

7.3 Experimenteller Nachweis

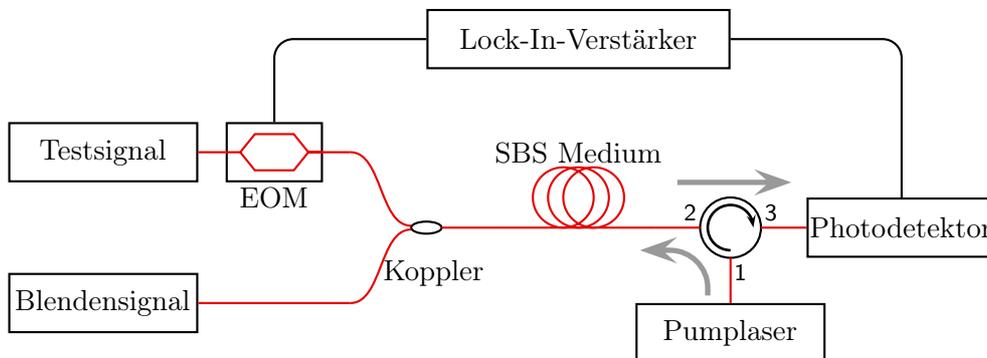


Abbildung 7.5: Prinzipielle Versuchsanordnung (EOM – elektro-optischer Modulator).

Die Versuchsanordnung ist schematisch in [Abb. 7.5](#) dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten findet sich in [Abschnitt 5.2](#). Der Simulation folgend werden Test- und Blendensignal mit Hilfe eines optischen Kopplers überlagert und in das SBS-Medium eingekoppelt. In Gegenrichtung erfolgt die Einkopplung der frequenzverschobenen Pumpwelle über einen Zirkulator. Das verstärkte Ausgangssignal wird über den Zirkulator ausgekoppelt und auf einen Photodetektor geleitet. Um das Blendensignal aus dem verstärkten Ausgangssignal zu entfernen, wird ein Lock-In-Verstärker genutzt. Mit Hilfe eines elektro-optischen Modulators (EOM) wird das Testsignal mit einem Referenzsignal des Lock-In-Verstärkers gekennzeichnet. Der Lock-In-Verstärker führt eine Kreuzkorrelation des Referenzsignals mit dem gemessenen Ausgangssignal des Photodetektors durch. Dadurch wird das nicht markierte Blendensignal im Messvorgang

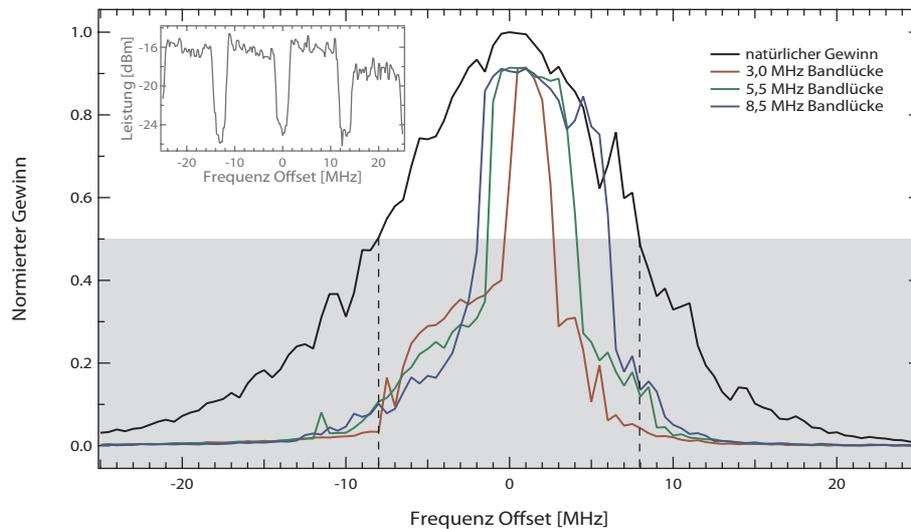


Abbildung 7.6: Verlauf des SBS-Gewinns in Abhängigkeit von der Frequenz. Alle Messungen sind auf das Maximum des natürlichen Gewinns (schwarze Linie) normiert. Das Inset zeigt beispielhaft eine gemessene Spektralblendenfunktion mit einer Bandlücke von 3 MHz.

entfernt. Das Testsignal wird durch einen frequenzverschiebbaren Laser mit einer sehr geringen Linienbreite (< 2 kHz) bereitgestellt. Die vom Lock-In-Verstärker gemessenen Spannungen in Abhängigkeit von der eingestellten Frequenz des Testsignals ergeben das gesuchte Leistungsdichtespektrum. Spektroskopie ist immer eine Faltung des zu messenden Spektrums mit der Filterfunktion des jeweiligen Messsystems. Im Ergebnis dominiert die Funktion mit der größeren Bandbreite. Da in dieser Untersuchung die Linienbreite des Testsignals viel geringer ist als die Filterbandbreite, wird das Filter und nicht das Testsignal abgetastet.

Die Pumpleistung wurde in der Messung mit 15,8 dBm so eingestellt, dass keine Sättigungseffekte für das Testsignal mit einer Leistung von $-24,7$ dBm auftraten. Die schwarze Linie in [Abb. 7.6](#) zeigt den gemessenen Verlauf für den natürlichen SBS-Gewinn mit einer Bandbreite von 16 MHz. In einem zweiten Schritt wurden dem Testsignal Blendensignale mit verschiedenen Bandlücken und einer Leistung von -13 dBm überlagert. Die farbigen Linien in [Abb. 7.6](#) zeigen eine signifikante Reduktion der Gewinnbandbreite bis auf etwa ein Fünftel der ursprünglichen natürlichen Bandbreite (rote Linie). Zusätzlich wird der Gewinn innerhalb der Bandlücke durch die Methode kaum reduziert. Neben der Messung des Durchlassbereiches des SBS-Filters spiegelt sich im Gewinnverlauf auch das Negativ der realen Spektralblende wider. Hier zeigt sich v.a. im unteren Bereich der gemessenen Funktionen (rote, grüne und blaue Linie), dass die reale Blendenfunktion nicht über ihren gesamten Definitionsbereich hinweg gleichstark sättigt. Im Inset in [Abb. 7.6](#) ist beispielhaft eine gemessene Blendenfunktion mit einer Bandlücke von 3 MHz dargestellt. Die Leistungsfluktuationen im Dachbereich der Funktion spiegeln sich z.T. im unteren Bereich der Flanken der gemessenen Gewinnprofile wider.

Eine Demonstration der Anwendbarkeit der Methode für die Spektroskopie ist bereits mit dem in

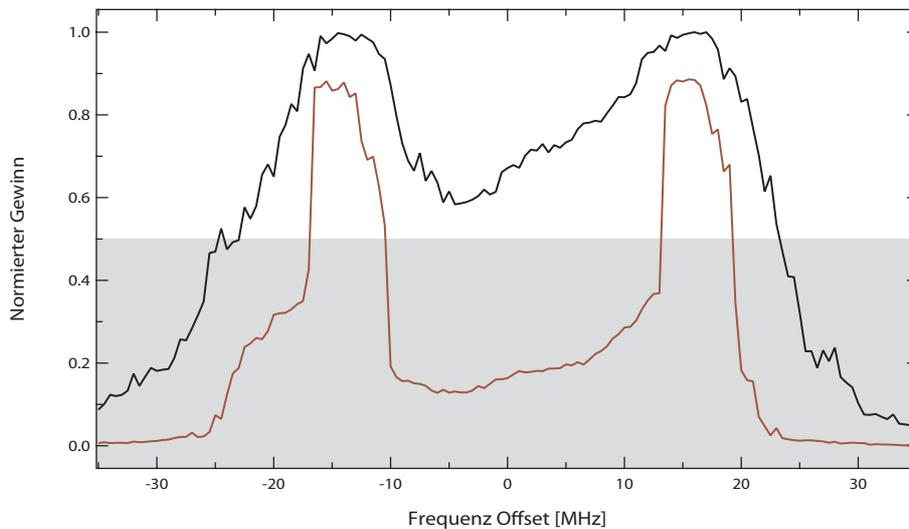


Abbildung 7.7: Messung eines 15 MHz intensitätsmodulierten Signals bei gleichzeitiger Trägerunterdrückung (schwarz – Abtastung mit natürlichem SBS-Gewinn, rot – Abtastung mit 8 MHz-Blende).

Abb. 5.3 dargestellten Versuchsaufbau möglich. Dabei wird das CW-Faserlasersignal, das bisher zur Abtastung des SBS Gewinns genutzt wurde, durch ein modulierte Signal ersetzt. Dieses Signal wird aufgrund des bestehenden Aufbaus (speziell MZM 1 in Abb. 5.3) im Frequenzbereich durch das SBS Filter bewegt und damit im Frequenzbereich abgetastet. Die Modulationsfrequenz des Signals beträgt 15 MHz und der Arbeitspunkt des Modulators ist so eingestellt, dass der Träger unterdrückt wird. In Abb. 7.7 ist das Ergebnis der Messung dargestellt. Die schwarze Linie zeigt die Messung des Spektrums ohne Spektralblende. Die Auflösung des SBS Filters bzw. des Spektrometers ist dabei identisch zur natürlichen SBS Gewinnbandbreite. Beide Seitenbänder sind voneinander unterscheidbar, jedoch kann nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob der Träger vollständig unterdrückt ist. Die Messung mit der Spektralblende mit einer Bandlücke von 8 MHz ist rot dargestellt. Der Kontrast der Messung ist gegenüber dem vorherigen Fall sichtbar erhöht. Beide Seitenbänder sind nun deutlich voneinander unterscheidbar und die Amplitude des Trägers ist mit dieser Methode nicht mehr messbar und damit nachweislich unterdrückt.

7.4 Diskussion

Sowohl die Simulation als auch das Experiment zeigen, dass die Reduktion der SBS-Gewinnbandbreite mit Hilfe einer sättigenden Spektralblende möglich ist. Da die eingestellte Gewinnbandbreite identisch zur Bandbreite der Bandlücke der Spektralblende ist, kann mit Hilfe dieser Methode ein variables schmalbandiges optisches Filter realisiert werden. Im Experiment konnte die Bandbreite auf etwa $\frac{1}{5}$ der gemessenen natürlichen Bandbreite reduziert werden. Zusätzlich wurde die Anwendbarkeit der Methode am Beispiel der optischen Spektroskopie demonstriert.

Die physikalische Ursache der frequenzselektiven Sättigung des SBS Gewinns ist zum aktuellen Zeitpunkt ungeklärt [125]. Deshalb können Annahmen zu den Grenzen der Methode nur auf Basis bisheriger Untersuchungen angestellt werden. Eine starke spektrale Linie innerhalb des SBS-Verstärkungsspektrums führt zu einer frequenzselektiven Auszehrung des Gewinns. Abhängig von der Linienbreite, der Signal- und der Pumpleistung entsteht eine temporäre Lücke bzw. ein Loch im Gewinnprofil. R. Stépien et al. führen diese Art der Auszehrung auf eine Modulation der Pumpwelle durch die verstärkungsbedingte Leistungsänderung der Signalwelle zurück [125]. Da die Wechselwirkungslänge zwischen Pump- und Auszehrungswelle der effektiven Länge des Mediums entspricht, ergeben sich aus dieser Argumentation heraus Bandbreiten für eine selektive Sättigung im Bereich des Reziproks der Faserlaufzeit. Diese Annahme wird durch die theoretischen und experimentellen Untersuchungen in [83, 95, 125] und [97] gestützt. Die Wechselwirkungszeit in der verwendeten SSMF ergibt sich als Verhältnis der Wechselwirkungslänge zur Ausbreitungsgeschwindigkeit:

$$t_i = \frac{nL_{eff}}{c_0}. \quad (7.1)$$

Ausgehend davon, dass der Brechungsindex für Pump- und Sättigungswelle als konstant angenommen wird und die effektive Länge für die verwendete 5 km-Faser nach Glg. (6.14) etwa 4,44 km beträgt, lässt sich die Wechselwirkungszeit mit 21,4 μ s abschätzen. Die aus dieser Argumentation folgende mögliche unterste Bandbreite für die Bandlücke der Spektralblende beträgt etwa 47 kHz. Der Unterschied zur natürlichen SBS-Bandbreite beträgt in diesem Fall drei Größenordnungen.

In [96] werden eine inhomogene spektrale Verbreiterung der SBS Resonanz und die numerische Apertur der Faser als Ursachen für das Einbrennen spektraler Löcher angenommen. Die Autoren folgern, dass die niedrigste Bandbreite eines solchen Lochs identisch zur homogenen Linienbreite der SBS ist, welche mit 3-4 MHz für SiO₂ angegeben wird. Dieser Ansatz und auch seine Folgerungen sind jedoch umstritten [125, 126] und nicht vereinbar mit anderen Messungen und Untersuchungen, bei denen die Bandbreite mit etwa 50 kHz [97] deutlich unter den angegebenen 3 MHz liegt [83, 95].

Die Grenze der Methode, d.h. die geringste erreichbare Bandbreite, konnte mit dem zur Verfügung stehenden Equipment nicht ausgelotet werden. Der Laser, welcher zur Erzeugung der Spektralblende genutzt wird, kann mit Hilfe des verwendeten Temperatursteuergerätes auf eine bestimmte Trägerfrequenz \pm 2-3 MHz genau geregelt werden. Die Frequenzschwankungen aufgrund der Temperaturregelung verhindern damit, dass Bandlücken kleiner 3 MHz verlässlich und vor allem reproduzierbar gemessen werden können. Des Weiteren hat der verwendete DFB-Laser eine Linienbreite von etwa 1 MHz. Die daraus resultierenden Flanken der Blende begrenzen zusätzlich die experimentell mögliche Auflösung. D.h. mit einer frequenzstabileren Laserquelle mit

geringerer Linienbreite besteht an dieser Stelle im Experiment durchaus noch die Möglichkeit wesentlich niedrigere Filterbandbreiten zu erreichen.

Kapitel 8

Zusammenfassung

8.1 Schlussfolgerung

Die stimulierte Brillouin-Streuung ist die Basis vielfältiger optischer Anwendungen, wie z.B. Signalverarbeitung, Signalsynthese, Sensorik, Lichtspeicherung oder auch der hochauflösenden Spektroskopie. Der große Vorteil der SBS liegt dabei in ihrer einfachen Implementierung und den geringen Pumpleistungsanforderungen. SBS-basierte Anwendungen gewinnen in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung und werden demzufolge intensiv erforscht und z.T. auch vermarktet [36, 64]. Zu Beginn dieser Arbeit bestanden zwei grundlegende Probleme, welche aus der SBS-basierten Lichtspeicherung und der hochauflösenden Spektroskopie herrührten:

- Mit einem linearen SBS-Slow-Light-System war bisher aufgrund der spektralen Begrenzung des Pulsspektrums und aufgrund des nichtlinearen Phasenverlaufs keine ökonomisch sinnvolle, verzerrungsfreie Pulsverzögerung möglich. Die auftretenden Verzerrungen äußerten sich dabei hauptsächlich in einer zeitlichen Verbreiterung des verzögerten Pulses.
- Die natürliche SBS Linienbreite markierte bisher die geringste Bandbreite eines SBS-basierten Filters. Diese Bandbreite ließ sich nur durch Änderung des Fasermaterials, Senkung der Umgebungstemperatur in den kryogenen Bereich oder durch Erhöhung der Pumpleistung verringern. Die minimal mögliche Linienbreite bei Umgebungstemperatur betrug dabei ca. 10 MHz.

Basierend auf der gezielten Sättigung eines SBS-Verstärkers sind in dieser Arbeit neue Ansätze entwickelt worden, mit denen die Grenzen der bestehenden SBS-basierten Anwendungen erweitert und teilweise auch aufgehoben wurden.

- Durch die absichtliche Sättigung eines SBS-Slow-Light-Systems wurden Phasen- und Amplitudengang des Systems in einer Art und Weise beeinflusst, dass optische Pulse erstmalig ohne eine zeitliche Verbreiterung verzögert bzw. gepuffert werden konnten.
- Die Verzerrungen eines linearen Slow-Light-Systems konnten mit einer gesättigten zweiten SBS Systemstufe fast vollständig kompensiert werden. Dieser Ansatz ermöglichte erstmalig

einen frei konfigurierbaren Pufferspeicher basierend auf SBS mit moderaten Verzögerungszeiten und einer hohen Signalqualität.

- Der untere Grenzwert der Verstärkungsbandbreite, welcher durch die natürliche SBS Linienbreite bestimmt war, ist durch gezielte Sättigung des Gewinns mit einer Spektralblende quasi aufgehoben.

Die diskutierten Lösungen sind nicht auf die untersuchten Anwendungen beschränkt, d.h. die breitbandige Sättigung der SBS kann auch außerhalb der Slow-Light-Systeme zur Kompression optischer Signale verwendet werden. Des Weiteren eröffnet gerade die Reduktion der SBS-Gewinnbandbreite neue Möglichkeiten in der optischen Signalverarbeitung und Signalsynthese, da die Bandbreiten aktueller optischer Filter um mehrere Größenordnungen über den erreichbaren Werten im kHz-Bereich liegen. Mit Blick auf die untersuchten Anwendungen sollen in den nächsten beiden Abschnitten die Ergebnisse noch einmal kurz zusammengefasst werden.

Brillouin-Slow-Light

Wie gezeigt wurde, war es mit den bisher vorhandenen linearen Ansätzen nicht möglich, Lichtpulse verbreiterungsfrei bzw. verzerrungsarm zu verzögern. Ursache der Pulsverzerrung ist eine prozessbedingte spektrale Begrenzung des Signals und eine nichtlineare Phasenfunktion, welche zur GVD führt. Die entstehenden Verzerrungen skalieren mit der erreichten Verzögerungszeit und begrenzen so die Anwendbarkeit der Methode. Es konnte sowohl simulationstechnisch als auch experimentell nachgewiesen werden, dass eine Kompression des verzögerten Pulses in einem gesättigten SBS-Slow-Light-System erreicht werden kann. Damit war es erstmalig möglich, optische Pulse verbreiterungsfrei in einem SBS-Slow-Light-System zu verzögern. Dabei ist die Sättigung ein Mittel, das Gewinnprofil so zu formen, dass die spektralen Ränder des Signals höher verstärkt werden als das Zentrum des Signalspektrums. Wie gezeigt wurde, ist diese Umkehr der Übertragungsfunktion des linearen SBS-Slow-Light-Systems auch im linearen Bereich, d.h. ohne Sättigung eines SBS-Verstärkers möglich. Dazu wurden zwei SBS-Gewinne frequenzverschoben so überlagert, dass sie das gesättigte Gewinnprofil nachbildeten. Nachteil der linearen Lösung gegenüber der gesättigten Lösung ist eine wesentlich geringere Verzögerungszeit. Und der Nachteil beider Lösungen ist der eher geringe Dynamikbereich bezüglich der Pulsverzögerung.

Um die Verzögerungszeit in der Anwendung flexibel einstellen zu können, wurde ein kaskadiertes System entworfen, welches in seiner ersten Stufe die notwendige Pulsverzögerung erzeugt und den Puls erwartungsgemäß verbreitert. In der zweiten Stufe werden die entstandenen Verzerrungen durch ein SBS-System mit der oben beschriebenen Übertragungscharakteristik kompensiert. Mit Hilfe der untersuchten zweistufigen Anordnungen konnte eine verbreiterungsfreie und verzerrungsarme Pulsverzögerung bis zu 1,2 Bit nachgewiesen werden. In der ersten Stufe wurde dazu ein einfacher SBS-Gewinn zur Verzögerung verwendet. In [29] wurde gezeigt, dass die Zeitverzögerung durch Überlagerung des Gewinnes mit zwei SBS Verlusten an den spektralen Flanken

deutlich erhöht werden kann. Mit einem solchen Ansatz ließe sich der Dynamikbereich bezüglich Speicherzeit des Gesamtsystems noch steigern. Der Mechanismus zur Verbreiterung des Pulses ist in einem solchen System identisch zum untersuchten Fall, daher kann auch die gleiche Kompressionsmethode verwendet werden. In den untersuchten Systemen konnte für beide Kompressionsmethoden eine Kompensation der Pulsverbreiterung von bis zu 20 % nachgewiesen werden. Die nachträgliche Pulsformung geht in keinem der untersuchten Fälle zu Lasten der Speicherzeit. Im Gegenteil, im kaskadierten System mit gesättigter zweiter Stufe war ein signifikanter Zuwachs an Verzögerungszeit zu beobachten.

Bandbreitenreduktion

Neben der Anwendung zur Verzögerung von Signalen lässt sich die SBS aufgrund ihrer Schmalbandigkeit auch als selektives Filter einsetzen. Die Bandbreite lässt sich dabei mittels der beschriebenen Faltungsoperation zwischen Pumpspektrum und natürlicher SBS Linienbreite nahezu beliebig konfigurieren. Anwendungen finden sich dafür z.B. im Bereich der optischen Signalverarbeitung, der Realisierung von optischen Signalsynthesizern, der Speicherung von Datenpaketen mittels Quasi-Light-Storage Methode [15] aber auch der optischen Spektroskopie [11, 12]. Dabei markierte die intrinsische natürliche SBS Linienbreite bisher die geringste Bandbreite des verwendeten Filters. Aus dieser Bandbreite ergibt sich aber direkt die Auflösung bzw. Speicherzeit der jeweiligen Anwendung. In dieser Arbeit wurde eine Möglichkeit der Verringerung der Bandbreite theoretisch und experimentell untersucht, welche auf der Ausnutzung des inhomogenen Sättigungsverhaltens der SBS basiert. Dabei wird dem Nutzsignal im spektralen Bereich der SBS-Verstärkungsbandbreite eine sättigende Spektralblende mit einer schmalen Bandlücke überlagert. Innerhalb der Lücke wird das Signal regulär verstärkt und außerhalb der Lücke verhindert die Sättigung des SBS Verstärkers eine signifikante Verstärkung des Signals. Damit ist die resultierende SBS Gewinnbandbreite identisch zur spektralen Breite der Bandlücke. Zusätzlich zur Reduktion ergibt sich aus der Methode ein wesentlicher Stabilitätsvorteil gegenüber der Ausnutzung des natürlichen SBS Gewinns. Die Bandbreite des natürlichen Gewinns ist u.a. abhängig von der Pump- und der Stokes- oder auch Signalleistung. Da die Signalleistung in der Regel nicht über den gesamten Frequenzbereich konstant ist, ergeben sich zwangsläufig Abweichungen in der Bandbreite des SBS Filters. Bei Anwendung der Spektralblende ist die Gewinnbandbreite identisch zur Bandlücke und damit unabhängig von der Signalleistung. Im Experiment konnte eine Reduktion der SBS Gewinnbandbreite um etwa eine Größenordnung nachgewiesen werden. Basierend auf den theoretischen Überlegungen ist sogar eine Reduktion um drei Größenordnungen und mehr denkbar.

8.2 Ausblick

Die präsentierten Ergebnisse zur Sättigung der SBS haben die Grenzen bestehender Anwendungen erweitert bzw. aufgelöst. Damit entstehen vielfältige neue Möglichkeiten, die begonnenen Untersuchungen weiterzuführen.

Brillouin-Slow-Light

Im GOSPEL-Projekt der Europäischen Union [127] wurde die Anwendbarkeit von Slow-Light Techniken in der Mikrowellen-Photonik untersucht, u.a. auch SBS Slow-Light [18]. Ein Anwendungsbeispiel ist hier die phasenrichtige Ansteuerung von Phased-Array Antennen zur Einstellung der Richtung der Hauptkeule des Antennenarrays. Die notwendigen Verzögerungszeiten liegen im Bereich eines Bits bzw. bis ca. 360° . Ein Bereich, der problemlos durch SBS-Slow-Light abgedeckt werden kann. Jedoch besteht auch in der Mikrowellen-Photonik die Anforderung an ein möglichst lineares Filter. Die Methode zur Linearisierung mittels gesättigter SBS Systemstufe sollte auch für diesen Bereich anwendbar sein. Hinsichtlich einer kommerziellen Verwertung ist dies eine vielversprechende Richtung, um die Untersuchungen fortzusetzen.

Jeder Verstärkungsprozess erhöht den Rauschpegel im verstärkten Signal. Da ein SBS-Slow-Light-System einer optischen Verstärkerstufe entspricht, ist das Rauschen definitiv ein begrenzender Faktor bezüglich einer Kaskadierung von mehreren Slow-Light Stufen. Die Rauscheigenschaften von SBS-Faserverstärkern für den natürlichen Gewinn sind abhängig von der Faserlänge und dem Gewinn [128, 129]. Bisher gibt es keine Aussagen darüber hinaus zum Rauschen in kaskadierten SBS Slow-Light Systemen mit verbreiterten Gewinnen. Zudem ist unklar, wie sich eine gesättigte zweite Stufe auf das Rauschen im Gesamtsystem auswirkt. Für optische Verstärker im Allgemeinen gilt, dass vor allem die erste Stufe über die Rauscheigenschaften des Gesamtsystems entscheidet [130]. Allerdings soll das Slow-Light System variabel einstellbar sein, was dazu führt, dass das Gesamtrauschen abhängig von der eingestellten Verzögerungszeit ist. In den bisherigen Untersuchungen mit Einzelpulsen spielten Rauscheinflüsse nur eine untergeordnete Rolle. Bei nicht-deterministischen Signalen, wie z.B. Datensignalen, kann der Rauscheinfluss unter keinen Umständen vernachlässigt werden, da dieser Faktor entscheidend für die Systemperformance ist.

Verringerung der Brillouin-Gewinnbandbreite

Die Grenzen der Blendenmethode in der bisherigen Untersuchung sind vor allem durch das verwendete Equipment selbst bestimmt. Daher sollten in der Weiterführung zuerst die bisherigen DFB-Laser durch extrem schmalbandige und stabile Faserlaser ersetzt werden. Die Verwendung von Faserlasern erfordert jedoch, dass die Blendenfunktion selbst nur noch durch externe Modulation des Lasers erzeugt werden kann.

In der Weiterführung der hier begonnenen Untersuchung ist eine Klärung der physikalischen Ursache der inhomogenen Sättigung bzw. des Einbrennens spektraler Löcher im natürlichen SBS-Gewinn unbedingt notwendig. Die bisherigen Erklärungsversuche gehen z.T. stark auseinander [96, 125, 126] und sind kaum geeignet, um die physikalischen Grenzen der Methode sicher zu bestimmen. Den Erläuterungen in [125] folgend und mit Blick auf die am Prozess beteiligten Wellen wäre eine intensivere Untersuchung der Eigenschaften der akustischen Welle im Medium ein vielversprechender Ansatz.

Der Lock-In-Verstärker stellt im Versuchsaufbau (siehe Abb. 5.3) das Herzstück der Methode dar, da dieser die Blende aus dem Gesamt-Ausgangssignal entfernt. Nach dem Wirkungsprinzip dieses Verstärkers wird eine Kreuzkorrelation zwischen Testsignal oder auch unbekanntem Spektrum und Gesamt-Ausgangssignal für jede einzelne Frequenz über das gemessene Spektrum durchgeführt. Pro Frequenzpunkt wurden in der bisherigen Untersuchung etwa 100 ms benötigt. Für optische Spektroskopieanwendungen skaliert die Gesamtmesszeit mit der untersuchten Bandbreite und befindet sich hier schnell im Bereich mehrerer Minuten. Dazu kommt, dass die Notwendigkeit des Lock-In-Verstärkers eine Anwendung der Methode für optische Signalverarbeitung oder Quasi-Light-Storage z.T. verhindert. Mit Blick auf ein erweitertes Anwendungsfeld und eine erhöhte Messgeschwindigkeit sollten in der Weiterführung Möglichkeiten zum Herausrechnen bzw. Entfernen des bekannten Blendensignals untersucht werden.

Anhang A

Konstanten

Tabelle A.1: Verwendete Konstanten

Parameter	Beschreibung	Wert	Quelle
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit	$2,998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$	
ε_0	Vakuum-Permittivität	$8,854 \times 10^{-12} \text{ As V}^{-1}\text{m}^{-1}$	
μ_0	Vakuum-Permeabilität	$4\pi \times 10^{-7} \text{ Vs A}^{-1}\text{m}^{-1}$	
h	Plancksche Konstante	$6,6261 \times 10^{-34} \text{ Js}$	
\hbar	Plancksche Konstante ($h/2\pi$)	$1,0546 \times 10^{-34} \text{ Js}$	
α_a	Dämpfung der akustischen Phononen	$29\,518 \text{ m}^{-1}$	
v_a	Schallgeschwindigkeit in der Glasfaser	5960 m s^{-1}	[78]
ρ_0	Dichte einer Glasfaser (SiO_2)	2210 kg m^{-3}	[131]
γ	Koeffizient der $\chi^{(3)}$ -Nichtlinearität	$1,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$	[45]
g_B	Brillouin Verstärkungsfaktor	$1 \times 10^{-11} \text{ m W}^{-1}$	[29]
A_{eff}	effektive Modenfeldfläche	$86 \times 10^{-12} \text{ m}^2$	
α	logarithmische Faserdämpfung	$0,209 \text{ dB km}^{-1}$	
α	lineare Faserdämpfung	$0,0481 \text{ km}^{-1}$	
Γ_B	SBS Linienbreite	28 MHz	[93]
n	linearer Brechungsindex	$1,444$	[120]

Anhang B

Messung der SBS Gewinnbandbreiten

Die Messung der SBS Gewinnbandbreiten in Abhängigkeit der Amplitude des Rauschgenerators zur direkten Lasermodulation (siehe Abb. 5.1) erfolgt mit dem in [12] beschriebenen System. **Abbildung B.1** zeigt den schematischen Aufbau des Messsystems.

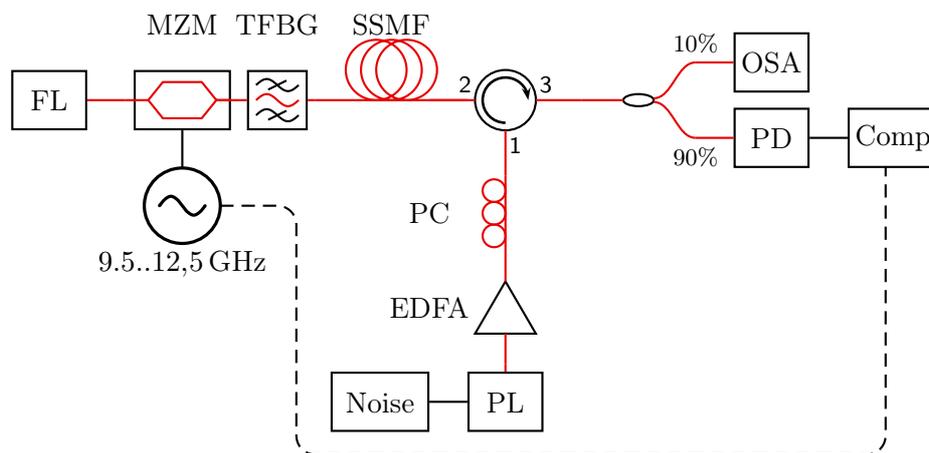


Abbildung B.1: Messaufbau zur Ermittlung der SBS Gewinnbandbreiten (FL – Faserlaser, MZM – Mach-Zehnder Modulator, TFBG – Tunable Fiber Bragg Grating, PC – Polarisationscontroller, EDFA – Erbium Doped Fiber Amplifier, PL – Pumplaser, OSA – optischer Spektrumanalysator, PD – Photodetektor, Comp – Steuerrechner).

Ein schmalbandiger Laser (hier ein Faserlaser) wird mit einem Sinussignal in seiner Intensität moduliert. Der verwendete Mach-Zehnder Modulator (MZM) wird in seinem Arbeitspunkt so eingestellt, dass die Trägerfrequenz unterdrückt wird und nur die entstehenden Seitenbänder am Ausgang des MZM zur Verfügung stehen. Nur ein Seitenband passiert das optische Filter (TFBG) und dient als Scansignal. Als Brillouin Medium dient eine 10 km lange Standard Einmodenfasern (SSMF). In Gegenrichtung zum Scansignal wird über einen Zirkulator die Pumpwelle eingekoppelt. Da die Effektivität der SBS abhängig von der Polarisation der beteiligten Wellen ist, dient der Polarisationscontroller (PC) zur Anpassung der Polarisation der Pumpwelle auf die des Scansignals. Der Pumplaser (PL) wird direkt mit einem Rauschsignal moduliert und ein optischer Verstärker (EDFA) dient zur Bereitstellung der benötigten Pumpleistung. Mit Hilfe

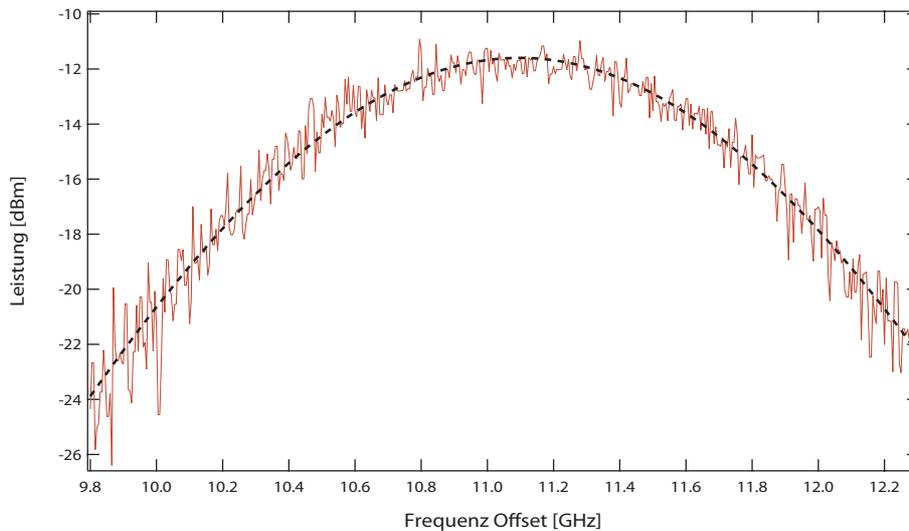


Abbildung B.2: SBS Gewinnfunktion in Abhängigkeit von der Frequenz bei einer Rauschamplitude von 4 Vpp (rote Linie – Messung, schwarze gestrichelte Linie – Gauß-Approximierung).

eines Optischen Spektrumanalysators wird der Abstand zwischen Pumpwelle und Scansignal auf die Brillouin Verschiebungsfrequenz eingestellt. Das Ausgangssignal des Photodetektors (PD) wird am Steuerrechner (Comp) in Abhängigkeit von der eingestellten Frequenz dargestellt.

Die Messungen erfolgen bei einem Pumpleistungspegel von 14 dBm und einem Scansignalpegel von -27 dBm am jeweiligen Eingang der Faser. Der spektrale Abstand zwischen Pumpwelle und Scansignal wird so eingestellt, dass bei einer Modulationsfrequenz von 11 GHz der maximale SBS Gewinn gemessen werden kann. In [Abb. B.2](#) ist die Messung für eine Rauschamplitude von 4 Vpp dargestellt (rote Linie). Zur Auswertung wird die Messkurve mit einer Gauß-Kurve approximiert (schwarze gestrichelte Linie). Von der approximierten Funktion wird im Anschluss die Halbwerts- oder auch 3dB-Bandbreite bestimmt. Die Messpunkte für die verschiedenen Rauschpegel finden sich in [Abb. B.3](#). Die Abhängigkeit der SBS Gewinnbandbreite und Rauschamplitude kann als näherungsweise linear beschrieben werden (schwarze gestrichelte Linie). Die maximale Spannung zur direkten Modulation wird durch den verwendeten DFB-Laser begrenzt.

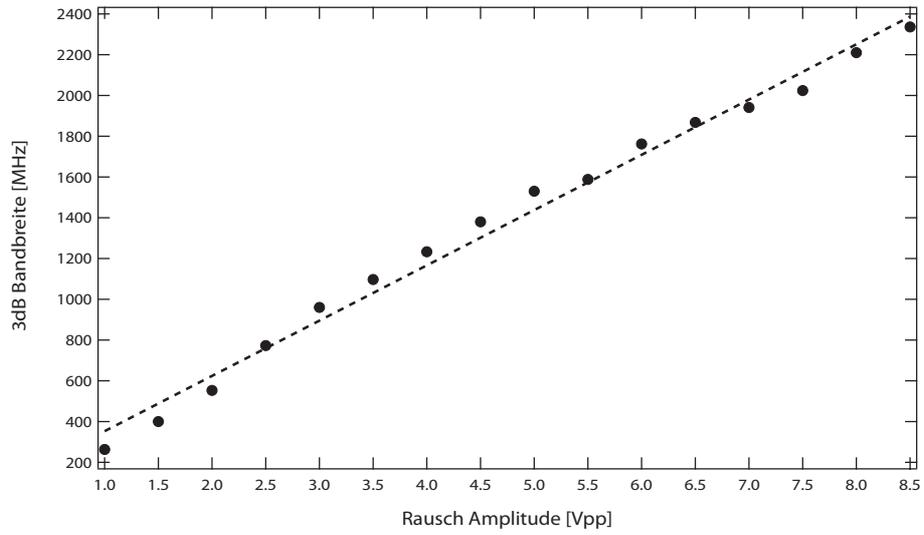


Abbildung B.3: SBS Gewinnbandbreite in Abhängigkeit von der eingestellten Rauschamplitude (schwarze gestrichelte Linie – lineare Approximierung).

Literaturverzeichnis

- [1] MAIMAN, T. H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *nature* 187 (1960), S. 493 – 494
- [2] KAO, K. C. ; HOCKHAM, G. A.: Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. In: *Optoelectronics, IEE Proceedings J* 133 (1986), Nr. 3, S. 191–198
- [3] CHIAO, R. Y. ; TOWNES, C. H. ; STOICHEFF, B. P.: Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. In: *Physical Review Letters* 12 (1964), Nr. 21, S. 592–595
- [4] RAMAN, C. V.: A new radiation. In: *Indian Journal of Physics* 2 (1928), S. 387–398
- [5] SCHNEIDER, T.: *Transientes ultraschnelles Brechungsindexgitter in Barium-Fluorid: Der Einfluss des Gitters auf nichtlineare optische Phänomene*, Fakultät für Mathematik, Naturwissenschaften und Informatik der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus, Diss., 2000
- [6] TSUJIKAWA, K. ; NAKAJIMA, K. ; MIYAJIMA, Y. ; OHASHI, M.: New SBS suppression fiber with uniform chromatic dispersion to enhance four-wave mixing. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 10 (1998), Nr. 8, S. 1139–1141
- [7] NIKLÉS, M. ; THÉVENAZ, L. ; ROBERT, P. A.: Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), Nr. 10, S. 758–760
- [8] GARUS, D. ; KREBBER, K. ; SCHLIEP, F. ; GOGOLLA, T.: Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), Nr. 17, S. 1402–1404
- [9] BROWN, A. W. ; COLPITTS, B. G. ; BROWN, K.: Distributed Sensor Based on Dark-Pulse Brillouin Scattering. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 17 (2005), Nr. 7, S. 1501–1503
- [10] SONG, K. Y. ; HOTATE, K.: Distributed Fiber Strain Sensor With 1-kHz Sampling Rate Based on Brillouin Optical Correlation Domain Analysis. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 19 (2007), Nr. 23, S. 1928–1930
- [11] DOMINGO, J. M. S. ; PELAYO, J. ; VILLUENDAS, F. ; HERAS, C. D. ; PELLEJER, E.: Very high resolution optical spectrometry by stimulated brillouin scattering. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 17 (2005), S. 855–857

- [12] SCHNEIDER, T.: Wavelength and line width measurement of optical sources with femto-metre resolution. In: *Electronics Letters* 41 (2005), Oktober, Nr. 22, S. 22–23
- [13] OKAWACHI, Y. ; BIGELOW, M. S. ; SHARPING, J. E. ; ZHU, Z. ; SCHWEINSBERG, A. ; GAUTHIER, D. J. ; BOYD, R. W. ; GAETA, A. L.: Tunable All-Optical Delays via Brillouin Slow Light in an Optical Fiber. In: *Physical Review Letters* 94 (2005), April, Nr. 15, S. 153902
- [14] SONG, K. Y. ; GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; THÉVENAZ, L.: Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. In: *Opt. Express* 13 (2005), Januar, Nr. 1, S. 82–88
- [15] PREUSSLER, S. ; JAMSHIDI, K. ; WIATREK, A. ; HENKER, R. ; BUNGE, C.-A. ; SCHNEIDER, T.: Quasi-Light-Storage based on time-frequency coherence. In: *Opt. Express* 17 (2009), August, Nr. 18, S. 15790–15798
- [16] ZHU, Z. ; GAUTHIER, D. J. ; BOYD, R. W.: Stored Light in an Optical Fiber via Stimulated Brillouin Scattering. In: *Science* 318 (2007), S. 1748–1750
- [17] SCHNEIDER, T. ; JUNKER, M. ; HANNOVER, D.: Generation of millimetre-wave signals by stimulated Brillouin scattering for radio over fibre systems. In: *Electronics Letters* 40 (2004), Nr. 23, S. 3–4
- [18] CHIN, S. ; THÉVENAZ, L. ; SANCHO, J. ; SALES, S. ; CAPMANY, J. ; BERGER, P. ; BOURDERIONNET, J. ; DOLFI, D.: Broadband true time delay for microwave signal processing, using slow light based on stimulated Brillouin scattering in optical fibers. In: *Opt. Express* 18 (2010), Oktober, Nr. 21, S. 22599–22613
- [19] *Green IT*. http://www.bmu.de/produkte_und_umwelt/produktbereiche/green_it/doc/46803.php. Version: April 2012
- [20] TUCKER, R. S. ; BALIGA, J. ; AYRE, R. ; HINTON, K. ; SORIN, W. V.: Energy consumption in IP networks. In: *34th European Conference on Optical Communication (ECOC)*. Brüssel, Belgien : IEEE, 2008, S. Tu.3.A.2
- [21] BALIGA, J. ; AYRE, R. ; HINTON, K. ; SORIN, W. V. ; TUCKER, R. S.: Energy consumption in optical IP networks. In: *Journal of Lightwave Technology* 27 (2009), Nr. 13, S. 2391–2403
- [22] ZHU, B. ; PECKHAM, D. ; YAN, M. ; TAUNAY, T. ; FINI, J.: Recent Progress in Transmission Fibers for Capacity beyond 100-Tbit/s. In: *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2012)*. Los Angeles, CA, USA, März 2012, S. OW1D.5
- [23] SCHNEIDER, T. ; JUNKER, M. ; LAUTERBACH, K.-U. ; HENKER, R.: Distortion Reduction in Cascaded Slow Light Delays. In: *Electronics Letters* 42 (2006), Nr. 19, S. 1110–1112

- [24] SCHNEIDER, T. ; HENKER, R. ; LAUTERBACH, K.-U. ; JUNKER, M.: Adapting the Brillouin Spectrum for Slow Light Delays. In: *Electronics Letters* 43 (2007), S. 682–683
- [25] SHI, Z. ; PANT, R. ; ZHU, Z. ; STENNER, M. D. ; NEIFELD, M. A. ; GAUTHIER, D. J. ; BOYD, R. W.: Design of a tunable time-delay element using multiple gain lines for increased fractional delay with high data fidelity. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Nr. 14, S. 1986–1988
- [26] STENNER, M. D. ; NEIFELD, M. A.: Optimal pulse design for communication-oriented slow-light pulse detection. In: *Opt. Express* 16 (2008), Nr. 2, S. 651–662
- [27] PANT, R. ; STENNER, M. D. ; NEIFELD, M. A. ; GAUTHIER, D. J.: Optimal pump profile designs for broadband SBS slow-light systems. In: *Opt. Express* 16 (2008), Nr. 4, S. 2764–2777
- [28] CHIN, S. ; THÉVENAZ, L.: Optimized shaping of isolated pulses in Brillouin fiber slow-light systems. In: *Opt. Lett.* 34 (2009), Nr. 6, S. 707–709
- [29] HENKER, R.: *Investigation of the Slow- and Fast-Light Effect on the Basis of Stimulated Brillouin Scattering for Application in Optical Communication and Information Systems*, Dublin Institute of Technology - School of Electronic & Communications Engineering, Diss., 2010
- [30] ZADOK, A.: *Dynamic optical filters: Implementation, characterization and applications*. Saarbrücken : Lambert Academic Publishing, 2009
- [31] KHURGIN, J. B.: Performance limits of delay lines based on optical amplifiers. In: *Opt. Lett.* 31 (2006), April, Nr. 7, S. 948–950
- [32] GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; THÉVENAZ, L.: Physical limits to broadening compensation in a linear slow light system. In: *Opt. Express* 17 (2009), März, Nr. 6, S. 4732–4739
- [33] BRAND, J. C. D.: *Lines of Light: The Sources of Dispersive Spectroscopy, 1800-1930*. Gordon & B., Switzerland, 1995
- [34] ZEHNPFENNIG, J. D. ; LETARTE, M. R. ; SADOWSKI, R. W. ; RAFTERY, J. J.: Surface Optomechanics: Calculation of Love Surface Acoustic Waves on Microresonators. In: *CLEO: QELS-Fundamental Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2012)*. San Jose, CA, USA, 2012, S. JW2A.120
- [35] SCHORSTEIN, K.-M.: *Aufbau eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker*, Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt, Diss., 2009
- [36] *Omnisens - Fiber Optic Sensing - Temperature or Strain distributed sensing*. www.omnisens.ch. Version: Juni 2012

- [37] FELLAY, A. ; THÉVENAZ, L. ; GARCIA, J. P. ; FACCHINI, M. ; SCANDALE, W. ; ROBERT, P.: Brillouin-based temperature sensing in optical fibres down to 1 K. In: *15th Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest. OFS 2002(Cat. No.02EX533)*, 2002, S. 301–304
- [38] THÉVENAZ, L. (Hrsg.): *Advanced Fiber Optics: Concepts and Technology*. Lausanne, Switzerland : EPFL Press, 2011
- [39] KRAUSS, T. F.: Why do we need slow light? In: *Nature Photonics* 2 (2008), Nr. 8, S. 448–450
- [40] SHAW, B.: *Augen der Vergangenheit*. München : Wilhelm Goldmann Verlag, 1972. – S. 22
- [41] HAU, L. V. ; HARRIS, S. E. ; DUTTON, Z. ; BEHROOZI, C. H.: Light Speed Reduction to 17 meters per second in an Ultracold Atomic Gas. In: *Nature* 397 (1999), S. 594–598
- [42] TUCKER, R. S. ; KU, P.-C. ; CHANG-HASNAIN, C. J.: Slow-Light Optical Buffers: Capabilities and Fundamental Limitations. In: *Journal of Lightwave Technology* 23 (2005), Nr. 12, S. 4046–4066
- [43] BOYD, R. W. ; GAUTHIER, D. J.: “Slow” and “Fast” Light. In: *Progress in Optics* 43 (2002), S. 497–530
- [44] NAKAHARA, T. ; URATA, R. ; SEGAWA, T.: Hybrid Optoelectronic Router Prototype for Asynchronous Optical Packet Switched Networks. In: *Photonics in Switching, OSA Technical Digest (CD)*. Monterey, CA, USA, Juli 2010, S. PTuC1
- [45] SCHNEIDER, T.: *Nonlinear Optics in Telecommunications*. Heidelberg : Springer, 2004
- [46] GAUTHIER, D. J. ; GAETA, A. L. ; BOYD, R. W.: Slow Light: From Basics to Future Aspects. In: *Photonics Spectra* (2006), S. 44–50
- [47] FLEISCHHAUER, M. ; IMAMOGLU, A. ; MARANGOS, J. P.: Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. In: *Reviews of Modern Physics* 77 (2005), Nr. 2, S. 633–676
- [48] KASH, M. M. ; SAUTENKOV, V. A. ; ZIBROV, A. S. ; HOLLBERG, L. ; WELCH, G. R. ; LUKIN, M. D. ; ROSTOVTSEV, Y. ; FRY, E. S. ; SCULLY, M. O.: Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas. In: *Physical Review Letters* 82 (1999), S. 5229–5232
- [49] GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; SONG, K. Y. ; THÉVENAZ, L.: Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers. In: *Opt. Express* 14 (2006), Februar, Nr. 4, S. 1395–1400
- [50] ZADOK, A. ; EYAL, A. ; TUR, M.: Extended delay of broadband signals in stimulated Brillouin scattering slow light using synthesized pump chirp. In: *Opt. Express* 14 (2006), September, Nr. 19, S. 8498–8505

-
- [51] DONG, Y. ; LU, Z. ; LI, Q. ; LIU, Y.: Broadband Brillouin slow light based on multifrequency phase modulation in optical fibers. In: *Journal of the Optical Society of America B* 25 (2008), Nr. 12, S. C109–C115
- [52] SCHNEIDER, T. ; JUNKER, M. ; LAUTERBACH, K.-U.: Potential ultra wide slow-light bandwidth enhancement. In: *Opt. Express* 14 (2006), November, Nr. 23, S. 11082–11087
- [53] SONG, K. Y. ; GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; THÉVENAZ, L.: Long Optically Controlled Delays in Optical Fibers. In: *Opt. Lett.* 30 (2005), Nr. 14, S. 1782–1784
- [54] SCHNEIDER, T. ; JUNKER, M. ; LAUTERBACH, K.-U.: Time Delay Enhancement in Stimulated Brillouin Scattering Based Slow Light Systems. In: *Opt. Lett.* 32 (2007), Nr. 3, S. 220–223
- [55] CHIN, S. ; GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; THÉVENAZ, L.: Zero-gain slow & fast light propagation in an optical fiber. In: *Opt. Express* 14 (2006), S. 10684–10692
- [56] ZHU, Z. ; GAUTHIER, D. J.: Nearly transparent SBS slow light in an optical fiber. In: *Opt. Express* 14 (2006), August, Nr. 16, S. 7238–7245
- [57] SCHNEIDER, T. ; HENKER, R. ; LAUTERBACH, K.-U. ; JUNKER, M.: Comparison of delay enhancement mechanisms for SBS-based slow light systems. In: *Opt. Express* 15 (2007), S. 9606–9613
- [58] SCHNEIDER, T. ; HENKER, R. ; LAUTERBACH, K.-U. ; J., M.: Distortion reduction in Slow Light systems based on stimulated Brillouin scattering. In: *Opt. Express* 15 (2008), Mai, Nr. 11, S. 8280–8285
- [59] STENNER, M. D. ; NEIFELD, M. A. ; ZHU, Z. ; DAWES, A. M. C. ; GAUTHIER, D. J.: Distortion management in slow-light pulse delay. In: *Opt. Express* 13 (2005), Dezember, Nr. 25, S. 9995–10002
- [60] SCHNEIDER, T. ; WIATREK, A. ; HENKER, R.: Zero-broadening and pulse compression slow light in an optical fiber at high pulse delays. In: *Opt. Express* 16 (2008), September, Nr. 20, S. 15617–15622
- [61] WIATREK, A. ; HENKER, R. ; PREUSSLER, S. ; SCHNEIDER, T.: 1.4 Bit Delay and Pulse Compression Based on Brillouin Optical Signal Processing. In: *Slow and Fast Light*. Honolulu, HI, USA, July 2009, S. paper SMC4
- [62] MA, Y. ; YANG, Q. ; TANG, Y. ; CHEN, S. ; SHIEH, W.: 1-Tb/s single-channel coherent optical OFDM transmission over 600-km SSMF fiber with subwavelength bandwidth access. In: *Opt. Express* 17 (2009), Nr. 11, S. 9421–9427
- [63] LAUTERBACH, K.-U. ; SCHNEIDER, T. ; HENKER, R. ; JUNKER, M. ; AMMANN, M. J. ; SCHWARZBACHER, A. T.: Fast and simple high resolution optical spectrum analyzer. In: *Proc. of CLEO 2008*. San Jose, CA, USA, Mai 2008, S. CMU3
-

-
- [64] Aragon Photonics BOSA High Resolution Optical Spectrum Analyzer. <http://www.aragonphotonics.com/ficha.php?cat=76&id=94&opt=2>. Version: April 2012
- [65] BOYD, R. W.: *Nonlinear Optics*. 2. San Diego : Academic Press, 2003. – ISBN 978–0–12–121682–5
- [66] YENIAY, A. ; DELAVALUX, J.-M. ; TOULOUSE, J.: Spontaneous and Stimulated Brillouin Scattering Gain Spectra in Optical Fibers. In: *Journal of Lightwave Technology* 20 (2002), August, Nr. 8, S. 1425–1432
- [67] ESMANN, R. D. ; WILLIAMS, K. J.: Brillouin scattering: beyond threshold. In: *Optical Fiber Communication Conference (OFC) 1996* Optical Society of America, 1996, S. Paper ThF5
- [68] ZELENKO, E.: *City Hall. Rotunda and Council Chambers. 200 East Santa Clara Street, San Jose, California, USA*. Creative Commons License. http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/65/USA-San_Jose-City_Hall-Rotunda-2.jpg. Version: Mai 2012
- [69] PREUSSLER, S. ; WIATREK, A. ; JAMSHIDI, K. ; SCHNEIDER, T.: Brillouin scattering gain bandwidth reduction down to 3.4MHz. In: *Opt. Express* 19 (2011), April, Nr. 9, S. 8565–8570
- [70] PREUSSLER, S. ; WIATREK, A. ; JAMSHIDI, K. ; SCHNEIDER, T.: Ultrahigh-Resolution Spectroscopy Based on the Bandwidth Reduction of Stimulated Brillouin Scattering. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 23 (2011), August, Nr. 16, S. 1118 –1120
- [71] PREUSSLER, S. ; WIATREK, A. ; JAMSHIDI, K. ; SCHNEIDER, T.: Quasi-light-storage enhancement by reducing the Brillouin gain bandwidth. In: *Applied Optics* 50 (2011), Juli, Nr. 22, S. 4252–4256
- [72] PREUSSLER, S. ; SCHNEIDER, T.: Bandwidth reduction in a multistage Brillouin system. In: *Opt. Lett.* 37 (2012), Nr. 19, S. 4122–4124
- [73] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. 12. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 1999
- [74] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2*. 3. Berlin : Springer, 2004
- [75] FEYNMAN, R. P. ; LEIGHTON, R. B. ; SANDS, M.: *Feynman Vorlesungen über Physik*. Bd. 1. 5. München Wien : Oldenbourg Verlag, 2007
- [76] REIDER, G. A.: *Photonik. Eine Einführung in die Grundlagen*. Wien : Springer Verlag, 1997. – ISBN 3–211–82855–9
- [77] SCHNEIDER, T.: Time delay limits of stimulated-Brillouin-scattering-based slow light systems. In: *Opt. Lett.* 33 (2008), Juni, Nr. 13, S. 1398–1400
-

- [78] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics*. 4. San Diego : Academic Press, 2007. – ISBN 0–120–45143–3
- [79] SHEN, Y. R.: *The Principles of Nonlinear Optics*. Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons, 2002
- [80] HE, G. S. ; LIU, S. H.: *Physics of Nonlinear Optics*. Singapore : World Scientific Publishing, 1999. – ISBN 9–810–23319–1
- [81] TANG, C. L.: Saturation and Spectral Characteristics of the Stokes Emission in the Stimulated Brillouin Process. In: *Journal of Applied Physics* 37 (1966), Juli, Nr. 8, S. 2945–2955
- [82] LEE, C. C. ; CHI, S.: Measurement of stimulated-Brillouin-scattering threshold for various types of fibers using Brillouin optical-time-domain reflectometer. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 12 (2000), Nr. 6, S. 672–674
- [83] FOTIADI, A. A. ; KIYAN, R. ; DEPARIS, O. ; MÉGRET, P. ; BLONDEL, M.: Statistical properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers above threshold. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), Januar, Nr. 2, S. 83–85
- [84] HERMANN, M.: *Numerik gewöhnlicher Differentialgleichungen. Anfangs- und Randwertprobleme*. Oldenbourg : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2004
- [85] SCHWARZ, H. R. ; KÖCKLER, N.: *Numerische Mathematik*. 6. Auflage. Wiesbaden : Teubner Verlag, 2006. – ISBN 3–835–10114–5
- [86] WIATREK, A.: *Numerik einer Zweiseitenband-Verstärkung*. Saarbrücken : VDM-Verlag, 2009. – ISBN 978–3–639–09774–0
- [87] ZHU, Z. ; DAWES, A. M. C. ; GAUTHIER, D. J. ; ZHANG, L. ; WILLNER, A. E.: Broadband SBS Slow Light in and Optical Fiber. In: *Journal of Lightwave Technology* 25 (2007), Januar, Nr. 1, S. 201–206
- [88] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLING, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. 5. Auflage. Thun : Verlag Harri Deutsch, 2001. – ISBN 3–817–12005–2
- [89] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie 1: Grundlagen*. 6. Berlin : Springer, 2011
- [90] KIELKOPF, J. F.: New approximation to the Voigt function with applications to spectral-line profile analysis. In: *Journal of the Optical Society of America* 63 (1973), August, Nr. 8, S. 987–995
- [91] LIU, Y. ; LIN, J. ; HUANG, G. ; GUO, Y. ; DUAN, C.: Simple empirical analytical approximation to the Voigt profile. In: *Journal of the Optical Society of America B* 18 (2001), Mai, Nr. 5, S. 666–672

- [92] JUNKER, M. ; SCHNEIDER, T. ; LAUTERBACH, K.-U. ; AMMANN, M. J. ; SCHWARZBACHER, A. T.: Flexible Brillouin bandwidth broadening for an amplification, filtering or millimeter wave generation systems. In: *Optical Amplifiers and their Applications Topical Meeting*. Washington D.C., USA, June 2006, S. paper JWB42
- [93] JUNKER, M.: *Investigation of Millimetre Wave Generation by stimulated Brillouin scattering for Radio Over Fibre Applications*, Dublin Institute of Technology - School of Electronic & Communications Engineering, Diss., 2008
- [94] FERREIRA, M. F. ; ROCHA, J. F. ; PINTO, J. L.: Analysis of the gain and noise characteristics of fibre Brillouin amplifiers. In: *Optical and Quantum Electronics* 26 (1994), S. 35–44
- [95] TAKUSHIMA, Y. ; KIKUCHI, K.: Spectral gain hole burning and modulation instability in a Brillouin fiber amplifier. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), Januar, Nr. 1, S. 34–36
- [96] KOVALEV, V. I. ; HARRISON, R. G.: Observation of Inhomogeneous Spectral Broadening of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber. In: *Physical Review Letters* 85 (2000), August, Nr. 9, S. 1879–1882
- [97] JUAREZ, A. A. ; VILASECA, R. ; ZHU, Z. ; GAUTHIER, D. J.: Room-temperature spectral hole burning in an engineered inhomogeneously broadened resonance. In: *Opt. Lett.* 33 (2008), Oktober, Nr. 20, S. 2374–2376
- [98] MOERNER, W. E.: *Persistent spectral hole-burning: Science and applications*. New York : Springer-Verlag New York Inc., 1988
- [99] ZADOK, A. ; ZILKA, E. ; EYAL, A. ; THÉVENAZ, L. ; TUR, M.: Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers. In: *Opt. Express* 16 (2008), Dezember, Nr. 26, S. 21692–21707
- [100] BRIGHAM, E. O.: *FFT: Schnelle Fourier-Transformation*. Oldenbourg Verlag, 1982
- [101] L. KRONIG, R. de: On the Theory of Dispersion of X-Rays. In: *Journal of the Society of America and Review of Scientific Instruments* 12 (1926), Juni, Nr. 6, S. 547–556
- [102] KRAMERS, H. A.: La diffusion de la lumiere par les atomes. In: *Atti del Congresso Internazionale dei Fisici (Transactions of Volta Centenary Congress)* Bd. 2. Como, 1927, S. 545–557
- [103] OPPENHEIM, A. V. ; SCHAFFER, R. W.: *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*. 3. München : R. Oldenbourg Verlag, 1999
- [104] LUCARINI, V. ; SAARINEN, J. J. ; PEIPONEN, K.-E. ; VARTIAINEN, E. M.: *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*. Berlin : Springer, 2005
- [105] UNBEHAUEN, R.: *Systemtheorie 1*. 7. München : R. Oldenbourg Verlag, 1997

- [106] SHEN, Y. R. ; BLOEMBERGEN, N.: Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering. In: *Phys. Rev.* 137 (1965), März, Nr. 6A, S. A1787–A1805
- [107] HENKER, R. ; WIATREK, A. ; LAUTERBACH, K.-U. ; AMMANN, M. J. ; SCHWARZBACHER, A. T. ; SCHNEIDER, T.: Group velocity dispersion reduction in fibre-based slow-light systems via stimulated Brillouin scattering. In: *Electr. Lett.* 44 (2008), September, Nr. 20, S. 1185–1186
- [108] ZHU, Z. ; GAUTHIER, D. J. ; OKAWACHI, Y. ; SHARPING, J. E. ; GAETA, A. L. ; BOYD, R. W. ; WILLNER, A. E.: Numerical study of all-optical slow-light delays via stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. In: *Journal of the Optical Society of America B* 22 (2005), November, Nr. 11, S. 2378–2384
- [109] XING, L. ; ZHAN, L. ; YI, L. ; XIA, Y.: Storage capacity of slow-light tunable optical buffers based on fiber Brillouin amplifiers for real signal bit streams. In: *Opt. Express* 15 (2007), Juli, Nr. 16, S. 10189–10195
- [110] HENKER, R. ; WIATREK, A. ; PREUSSLER, S. ; AMMANN, M. J. ; SCHWARZBACHER, A. T. ; SCHNEIDER, T.: Gain enhancement in multiple-pump-line Brillouin-based slow light systems by using fiber segments and filter stages. In: *Applied Optics* 48 (2009), Nr. 29, S. 5583–5588
- [111] WANG, S. ; REN, L. ; LIU, Y. ; TOMITA, Y.: Zero-broadening SBS slow light propagation in an optical fiber using two broadband pump beams. In: *Opt. Express* 16 (2008), May, Nr. 11, S. 8067–8076
- [112] PANT, R. ; STENNER, M. D. ; NEIFELD, M. A. ; SHI, Z. ; BOYD, R. W. ; GAUTHIER, D. J.: Maximizing the opening of eye diagrams for slow-light systems. In: *Applied Optics* 46 (2007), September, Nr. 26, S. 6513–6519
- [113] LU, Z. ; DONG, Y. ; LI, Q.: Slow light in multi-line Brillouin gain spectrum. In: *Opt. Express* 15 (2007), Februar, Nr. 4, S. 1871–1877
- [114] ABRAMOWITZ, M. (Hrsg.) ; STEGUN, I. A. (Hrsg.): *Handbook of Mathematical Functions*. 9. New York : Dover Publications, Inc., 1972
- [115] QIN, G. ; SAKAMOTO, T. ; YAMAMOTO, N. ; KAWANISHI, T. ; SOTOBAYASHI, H. ; SUZUKI, T. ; OHISHI, Y.: Tunable all-optical pulse compression and stretching via doublet Brillouin gain lines in an optical fiber. In: *Opt. Lett.* 34 (2009), April, Nr. 8, S. 1192–1194
- [116] WIATREK, A. ; HENKER, R. ; PREUSSLER, S. ; SCHNEIDER, T.: Comparative Investigation of Zero-Broadening Methods in Brillouin Based Slow-Light Systems. In: *IET Irish Signals and Systems Conference 2009*. Dublin, Ireland, June 2009, S. paper PS–2.3

- [117] SONG, K. Y. ; GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; THÉVENAZ, L.: Gain-assisted pulse advancement using single and double Brillouin gain peaks in optical fibers. In: *Opt. Express* 13 (2005), November, Nr. 24, S. 9758–9765
- [118] WIATREK, A. ; HENKER, R. ; PREUSSLER, S. ; SCHNEIDER, T.: Pulse broadening cancellation in cascaded slow-light delays. In: *Opt. Express* 17 (2009), April, Nr. 9, S. 7586–7591
- [119] WIATREK, A. ; JAMSHIDI, K. ; HENKER, R. ; PREUSSLER, S. ; SCHNEIDER, T.: Nonlinear Brillouin based slow-light system for almost distortion-free pulse delay. In: *Journal of the Optical Society of America B* 27 (2010), März, Nr. 3, S. 544–549
- [120] SCHNEIDER, T. ; JUNKER, M. ; LAUTERBACH, K.-U.: Theoretical and experimental investigation of Brillouin scattering for the generation of millimeter waves. In: *Journal of the Optical Society of America B* 23 (2006), Juni, Nr. 6, S. 1012–1019
- [121] CHIN, S. ; GONZÁLEZ-HERRÁEZ, M. ; THÉVENAZ, L.: Simple technique to achieve fast light in gain regime using Brillouin scattering. In: *Opt. Express* 15 (2007), August, Nr. 17, S. 10814–10821
- [122] ATKINS, C. G.: Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission. In: *Electronics Letters* 22 (1986), Nr. 10, S. 556–558
- [123] SHIBATA, N. ; WAARTS, R. G. ; BRAUN, R. P.: Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having pure-silica, GeO₂-doped, and P₂O₅-doped cores. In: *Opt. Lett.* 12 (1987), Nr. 4, S. 269–271
- [124] NIKLÉS, M. ; THÉVENAZ, L. ; ROBERT, P. A.: Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers. In: *Journal of Lightwave Technology* 15 (1997), Nr. 10, S. 1842–1851
- [125] STÉPIEN, L. ; RANDOUX, S. ; ZEMMOURI, J.: Origin of spectral hole burning in Brillouin fiber amplifiers and generators. In: *Physical Review A* 65 (2002), S. 053812
- [126] RANDOUX, S. ; ZEMMOURI, J.: Comment on: Observation of inhomogeneous spectral broadening of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. In: *Physical Review Letters* 88 (2001), S. 29401
- [127] *GOSPEL – Governing the speed of light.* <http://www.gospel-project.eu>.
Version: Oktober 2011
- [128] TKACH, R. W. ; CHRAPLYVY, A. R.: Fibre Brillouin amplifiers. In: *Optical and Quantum Electronics* 21 (1989), S. 105–112
- [129] YAMAMOTO, Y. ; MUKAI, T.: Fundamentals of optical amplifiers. In: *Optical and Quantum Electronics* 21 (1989), Juni, S. 1–14

- [130] VOGES, E. (Hrsg.) ; PETERMANN, K. (Hrsg.): *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie*. Berlin : Springer, 2002
- [131] MELLONI, A. ; FRASCA, M. ; GARAVAGLIA, A. ; TONINI, A. ; MARTINELLI, M.: Direct measurement of electrostriction in optical fibers. In: *Opt. Lett.* 23 (1998), Mai, Nr. 9, S. 691–693

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

APC	<i>engl.</i> Automatic Power Control – automatische Leistungsregelung
AWG	<i>engl.</i> Arbitrary Waveform Generator – Wellenformgenerator
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
BMU	Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit
CERN	<i>franz.</i> Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire – Europäische Organisation für Kernforschung
CW	<i>engl.</i> continuous wave – Dauerstrichbetrieb
DARPA	Defense Advanced Research Projects Agency (USA)
DFB	<i>engl.</i> Distributed Feedback – Verteilte Rückkopplung
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DGL	Differentialgleichung
DSO	digitales Samplingoszilloskop
EDFA	<i>engl.</i> Erbium Doped Fiber Amplifier – Erbium-dotierter Faserverstärker
EIT	elektromagnetisch induzierte Transparenz
EOM	elektro-optischer Modulator
ESA	elektrischer Spektrumanalysator
FDA	<i>engl.</i> Frequency Domain Aperture – Spektral-Blende
FDA	<i>engl.</i> Frequency Domain Aperture – Spektralblende
FL	Faserlaser
FWM	<i>engl.</i> Four Wave Mixing – Vier-Wellen-Mischung
GVD	<i>engl.</i> Group Velocity Dispersion – Gruppengeschwindigkeitsdispersion
IKT	Informations- und Kommunikationstechnik
ISO	Isolator
KKR	Kramers-Kronig-Relationen
LHC	<i>engl.</i> Large Hadron Collider
MEAS	<i>engl.</i> Measurement – Messung
MZM	Mach-Zehnder-Modulator
NSE	<i>engl.</i> Nonlinear Schroedinger Equation – Nichtlineare Schrödinger-Gleichung
O-OFDM	Optical Orthogonal Frequency Domain Multiplexing

OSA	optischer Spektrumanalysator
PC	<i>engl.</i> polarisation controller – Polarisationssteller
PD	Photodetektor
PL	Pumplaser
QLS	<i>engl.</i> Quasi Light Storage – Quasi-Licht-Speicherung
RMS	<i>engl.</i> root-mean-square – quadratischer Mittelwert, Effektivwert
SBS	stimulierte Brillouin-Streuung
SPM	<i>engl.</i> Self Phase Modulation – Selbstphasenmodulation
SSMF	<i>engl.</i> Standard Single Mode Fiber – Standard-Einmodenfaser
SUT	<i>engl.</i> Signal under Test – Testsignal
SVEA	<i>engl.</i> Slowly Varying Envelope Approximation – Näherung bei langsamer Hüllkurvenänderung
TFBG	<i>engl.</i> Tunable Fiber Bragg Grating – einstellbares Faser Bragg Gitter
THG	<i>engl.</i> Third Harmonic Generation – Erzeugung der dritten Harmonischen
VOA	<i>engl.</i> Variable Optical Attenuator – variables optisches Dämpfungsglied
XPM	<i>engl.</i> Cross Phase Modulation – Kreuzphasenmodulation

Verzeichnis der verwendeten Symbole

α	Faserdämpfung	[1/m]
α_a	Dämpfung der akustischen Welle im Medium	[1/m]
a	halbe Bandbreite des rechteckförmigen Gewinns	[1/s]
$A(t)$	Amplitude des Pulses im Zeitbereich	[V/m]
A^*	bekannter Randwert der Signalamplitude	[V/m]
A_{eff}	effektive Modenfeldfläche	[m ²]
$A_{EIn1,2}$	Intervallgrenzwert der Eingangsamplitude	[V/m]
A_{EIn}	Näherungswert der Eingangsamplitude	[V/m]
$A_{EO1,2}$	Intervallgrenzwert der Ausgangsamplitude	[V/m]
A_{EO}	Iterationswert der Ausgangsamplitude	[V/m]
$A_{P,S}^*$	Amplitude des konjugiert komplexen Feldes der Pump- bzw. Signalwelle	[V/m]
$A_{P,S}(z, t)$	elektrische Feldamplitude der Pump- bzw. Signalwelle	[V/m]
$A_{S in}(j\omega)$	Spektrum des Ausgangssignals	[V/m]
$A_{S out}(j\omega)$	Spektrum des Eingangssignals	[V/m]
\vec{B}	magnetische Flussdichte	[Vs/m ²]
b	Parameter für die Stärke der Nichtlinearität	
B_{Gain}	Verbreiterung aufgrund spektraler Verjüngung im Verstärkungsprozess	
B_{GVD}	Verbreiterung aufgrund der GVD	
χ	dielektrische Suszeptibilität	
$\chi^{(1)}$	lineare dielektrische Suszeptibilität bzw. Suszeptibilität erster Ordnung	
$\chi^{(3)}$	nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung	[m ² /V ²]
<i>c.c.</i>	<i>engl.</i> conjugated complex – konjugiert komplexer Ausdruck	
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	[m/s]
Δ	Laplace-Operator	
δ	spektrale Verschiebung	[1/s]
$\Delta\omega_{Sig}$	Signalbandbreite	[1/s]
\vec{D}	dielektrischer Verschiebungsfluss	[As/m ²]
D	Dämpfung zwischen den SBS-Systemstufen	
ε_0	Vakuum-Permittivität	[As/Vm]

ε_r	relative dielektrische Permittivität	
\vec{E}	elektrische Feldstärke	[V/m]
$\vec{E}(z, t)$	elektrische Feldstärke	[V/m]
$E_I(t)$	elektrisches Feld der Primärwelle	[V/m]
f_a	Frequenz der akustischen Welle	[Hz]
F_R	Rückstellkraft	[N]
γ	Koeffizient der $\chi^{(3)}$ -Nichtlinearität	[1/Wkm]
Γ_B	natürliche Linienbreite der stimulierten Brillouin-Streuung	[1/s]
γ_e	Koeffizient der Elektrostriktion	
$\tilde{g}(\omega)$	Näherung des Gesamtgewinnprofils der SBS	
$\tilde{g}_{II}(D, \omega)$	Gewinnprofil der zweiten SBS-Systemstufe	
G	Gewinnexponent des zweistufigen SBS-Systems	
g	Gewinnexponent des rechteckförmigen Gewinns	
$g(\omega)$	Gesamtgewinnprofil der SBS	
$g_0(\omega)$	natürliches SBS Gewinnprofil	[m/W]
g_B	Verstärkungskoeffizient der stimulierten Brillouin-Streuung	[m/W]
$g_I(\omega)$	Gewinnprofil der ersten SBS-Systemstufe	
G_{II}	Gewinnexponent der zweiten Stufe	
G_I	Gewinnexponent der ersten Stufe	
\hbar	Plancksche Konstante $h/2\pi$	[Js]
\vec{H}	magnetische Feldstärke	[A/m]
h	Plancksche Konstante	[Js]
$H(j\omega)$	Übertragungsfunktion bzw. -gleichung	
$H_{Rect}(\omega)$	Übertragungsfunktion mit rechteckigem Gewinnprofil	
$I_{P\omega}$	Intensitätsspektrum der Pumpwelle	[W/m ²]
j	imaginäre Einheit ($j = \sqrt{-1}$)	
Δk	Phasenanpassungsterm	[m]
\vec{k}_a	Wellenzahlvektor der akustischen Welle	[1/m]
$\vec{k}_{P,S}$	Wellenzahlvektor der Pump- bzw. Signalwelle	[1/m]
K	Konstante	
λ_P	Wellenlänge der Pumpwelle	[m]
L_{eff}	effektive Länge	[m]
μ_0	Vakuum-Permeabilität	[Vs/Am]
m	Verhältnis der Gewinne der zweiten zur ersten SBS-Systemstufe	
m_e	Masse eines Elektrons	[kg]

n	Brechungsindex	
n_2	Kerr-Konstante	
n_g	Gruppenbrechungsindex	
$\Delta\omega_P$	Halbwertsbandbreite des Pumpasers	[1/s]
ω	Kreisfrequenz	[1/s]
ω_0	Resonanzfrequenz des Atom-Elektron-Oszillators	[1/s]
ω_a	Kreisfrequenz der akustischen Welle	[1/s]
$\omega_{P,S}$	Kreisfrequenz der Pump- bzw. Signalwelle	[1/s]
ω_{Smax}	Kreisfrequenz der Signalwelle bei Verstärkungsmaximum	[1/s]
\mathcal{P}	Cauchyscher Hauptwert des folgenden Integrals	
$\tilde{\varphi}(\omega)$	Näherung der Phasenfunktion	
$\tilde{\varphi}_{II}(D, \omega)$	Phasenverlauf der zweiten SBS-Systemstufe	
$\varphi(\omega)$	Phasenfunktion, Phasenübertragungsfunktion	
$\varphi_I(\omega)$	Phasenverlauf der ersten SBS-Systemstufe	
\vec{P}	Polarisation	[As/m ²]
$\vec{P}_{NL}^{(3)}$	nichtlineare Polarisation aufgrund der nichtlinearen Suszeptibilität dritter Ordnung	[As/m ²]
\vec{P}_L	lineare Polarisation	[As/m ²]
\vec{P}_{NLSBS}	nichtlineare Polarisation aufgrund der SBS	[As/m ²]
$P_{P,S}$	Leistung der Pump- bzw. Signalwelle	[W]
$P_{P\,avg}$	mittlere Pumpleistung	[W]
P_{PII}	Pumpleistung der zweiten Stufe	[W]
P_{PI}	Pumpleistung der ersten Stufe	[W]
$Q(z, t)$	Amplitude der Dichtemodulation	[kg/m ³]
q_e	Ladung eines Elektrons	[As]
ρ_0	mittlere Materialdichte	[kg/m ³]
$\vec{\rho}$	Dichtewelle im Medium	[kg/m ³]
\vec{r}_n	Ortsvektor der Elementardipole	[m]
τ_B	mittlere Lebensdauer der akustischen Phononen	[s]
τ_{in}	zeitliche Halbwertsbreite des Eingangspulses	[s]
t_D	Verzögerungszeit	[s]
t_{DII}	Verzögerungszeit der zweiten Stufe	[s]
t_{DI}	Verzögerungszeit der ersten Stufe	[s]
t_i	Wechselwirkungszeit der SBS im Medium	[s]
U	potentielle Energie	[Ws]

Verzeichnis der verwendeten Symbole

v_a	Geschwindigkeit der akustischen Welle im Medium	[m/s]
v_g	Gruppengeschwindigkeit	[m/s]
V_m	Volumenelement	[m ³]
z_I	Faserlänge der ersten Stufe	[m]
z_{II}	Faserlänge der zweiten Stufe	[m]

Lebenslauf

Name: Andrzej Wiatrek
Geburtsdatum: 20.01.1976
Geburtsort: Borna
Staatsangehörigkeit: Bundesrepublik Deutschland
Familienstand: verheiratet, 4 Kinder

Bildungsweg

1982 – 1992 Regelschule Lucka
Abschluss: Realschulabschluss

1992 – 1995 Berufsausbildung in der MBV-mbH Borna
Abschluss: Energieelektroniker

08/2002 – 07/2004 Studium an der Fachschule für Technik Dresden
Abschluss: Staatl. gepr. Techniker für Elektrotechnik

09/2004 – 04/2008 Studium an der Hochschule für Telekommunikation Leipzig (FH)
Abschluss: Dip.-Ing.(FH) Nachrichtentechnik

Beruflicher Werdegang

07/1995 – 12/1998 Elektroniker in der ALLTec GmbH Borna

01/1999 – 01/2000 Zivildienst bei der Johanniter Unfallhilfe e.V.

02/2000 – 02/2001 Fortsetzung der Tätigkeit bei der ALLTec GmbH Borna

03/2001 – 07/2004 Mitarbeiter Circuit Design der Deutschen Telekom AG, TNL
Rosenheim

04/2008 – 04/2012 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der Hochschule für Telekommunikation Leipzig (FH)

seit 07/2012 Entwicklungsingenieur bei Institut Dr. Foerster GmbH & Co. KG
in Reutlingen