

Grenzen von Slow-Light in photonischen Netzen

Thomas Schneider, Ronny Henker, Andrzej Wiatrek, Kai-Uwe Lauterbach, Markus Junker
Hochschule für Telekommunikation Leipzig (FH), Gustav-Freytag Str. 43-45, D-04277 Leipzig, Deutschland

Kurzfassung

Die Verringerung bzw. Vergrößerung der Gruppengeschwindigkeit optischer Pulse (Slow- und Fast-Light) steht seit kurzem im Mittelpunkt des Interesses einer ganzen Reihe weltweiter Forschungsaktivitäten. Der Hauptgrund dafür liegt in dem großen praktischen Potential des Verfahrens. Eine zeitliche Steuerung von Lichtpulsen durch Licht lässt sich in einer Vielzahl von Anwendungen einsetzen und macht manche dieser Systeme erst möglich. In photonischen Netzen kann Slow-Light zur Jitter-Korrektur, Signalverarbeitung, Entzerrung und Zwischenspeicherung optischer Signale eingesetzt werden. So wird Slow-Light z.B. als Schlüsseltechnologie in optischen Paket-Routern des zukünftigen Internet betrachtet. Trotz einer Vielzahl von Erfolgen der letzten Monate, sind die derzeit existierenden experimentellen Laboraufbauten jedoch noch weit von praktischen Anwendungen entfernt. Gleichzeitig sind die Grenzen des Verfahrens immer noch nicht bekannt, so dass ein großer Raum für Spekulationen bleibt. In diesem Beitrag werden die Grenzen von SBS basierendem Slow- und Fast-Light an Hand einfacher physikalischer Zusammenhänge definiert und das daraus folgende tatsächlich vorhandene praktische Potenzial untersucht.

1 Einleitung

Die Verzögerung und Beschleunigung von Licht durch Licht ist ein faszinierendes neues Feld der Physik. Neben erstaunlichen quantenoptischen Effekten [1 - 3], lassen sich mit Slow- und Fast-Light z. B. auch optische Pulse, die sich mit einer negativen Gruppengeschwindigkeit ausbreiten [4, 5], oder die Verhältnisse in der Nähe schwarzer Löcher, untersuchen [6]. Der aussichtsreichste Effekt zur Verzögerung optischer Pulse, den auch wir nutzen, ist die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) [7, 8]. Dies hat mehrere Gründe:

- Die SBS benötigt - zumindest in langen Fasern - nur geringe Pumpleistungen von wenigen Milliwatt, um hohe Verzögerungszeiten zu erzielen. Spezialfasern mit einem hohen Brillouin-Koeffizienten bieten die Möglichkeit, mit geringen Pumpleistungen auch in kurzen Fasern hohe Verzögerungszeiten zu erreichen.
- Die SBS arbeitet in allen Fasertypen und - innerhalb des Transparenzbereichs - bei allen Wellenlängen; speziell auch bei denen, die in der optischen Nachrichtentechnik eingesetzt werden. Sogar die an einem Vermittlungsknoten ankommende Faser selbst kann als SBS Medium genutzt werden.
- Es lassen sich preiswerte und zuverlässige Standardkomponenten der Nachrichtentechnik nutzen. Auf Grund der geringen Pumpleistungen können z. B. einfache DFB-Laserdioden als Pumpquellen dienen.

Mit der SBS kann die Gruppengeschwindigkeit über einen extrem weiten Bereich kontinuierlich durchgestimmt werden. In kurzen Fasern wurden z. B. Gruppengeschwindigkeiten von weniger als

71000 km/s bis zu Vakuum-Überlichtgeschwindigkeit gezeigt [9].

Neben den grundsätzlichen, physikalischen Gesichtspunkten hat Slow- und Fast-Light auch ein großes praktisches Potenzial. Einige der Anwendungsfelder von Slow- und Fast-Light sind z. B. die Photonik im Radiofrequenzbereich, die zeitaufgelöste Spektroskopie, die Interferometrie, die nichtlineare Optik sowie die optische Nachrichtentechnik und Signalverarbeitung.

Ob und in welchen dieser potenziellen Anwendungen Slow-Light zum Einsatz kommt, ist heute noch unklar. Für einige, wie die optische Nachrichtentechnik und Signalverarbeitung, gibt es bereits experimentelle Laboraufbauten, die vielversprechende Ergebnisse liefern. Andere, wie die optische Spektroskopie, Interferometrie und die nichtlineare Optik, existieren bislang nur als Idee. Dieser Beitrag soll einige der Grenzen des Slow-Light Effekts beleuchten.

2 SBS

Im quantenmechanischen Modell werden aus einem einfallenden Photon einer Pumpwelle ein Phonon und ein neues Photon erzeugt. Da der Energie- und Impulserhaltungssatz bzw. die Frequenz- und Phasen Anpassungsbedingung erfüllt sein müssen, ist die Frequenz des neuen Photons um die Frequenz des Phonons geringer als die der Pumpwelle. Gleichzeitig kann sich das neue Photon in einem Wellenleiter nur in der entgegengesetzten Richtung ausbreiten. Unter bestimmten Bedingungen kann dieser Prozess stimuliert ablaufen.

Unterhalb des Schwellwerts einer stimulierten Streuung kann die SBS als ein Verstärkungsprozess beschrieben werden, bei dem eine starke Pumpwelle mit der Frequenz f_p in der ihr entgegen gesetzten

Richtung einen schmalbandigen Gewinn in einem spektralen Bereich um $f_p - f_b$ und einen Verlust um $f_p + f_b$ erzeugt. Dabei ist f_b die Frequenz der generierten akustischen Welle bzw. die so genannte Brillouin-Verschiebung, die von der Faser und den Umgebungsbedingungen abhängt. Nach den Kramers-Kronig Beziehungen geht der Brillouin-Gewinn bzw. -Verlust Prozess einher mit einer Änderung des Brechungsindex. Als Folge zeigt dieser in den beiden oben genannten spektralen Bereichen eine starke Frequenzabhängigkeit. Auf Grund der starken Änderung des Brechungsindex mit der Frequenz ergibt sich ein großer bzw. kleiner Gruppenbrechungsindex

$$n_g = n \pm \omega \frac{dn}{d\omega} \quad (1)$$

in der Faser. Dieser verringert oder vergrößert wiederum die Gruppengeschwindigkeit $v_g = c/n_g$ der gegenläufigen Pulse und führt zu einer Verzögerung oder Beschleunigung ihrer Ankunftszeit am Ausgang der Faser. Im Bereich des Gewinns (bei $f_p - f_b$) werden die Pulse verlangsamt, während sie im Bereich des Verlusts beschleunigt werden.

Zur Beschleunigung oder Verlangsamung eines optischen Pulses benötigt man dementsprechend nichts weiter als eine starke Pumpwelle die sich in entgegen gesetzter Richtung zum Puls ausbreitet. Die Stärke der Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit lässt sich einfach über die optische Leistung der gegenläufigen Welle steuern.

Auf der anderen Seite hat die SBS aber auch drei gravierende Nachteile:

- Da die Pulse mit Hilfe einer Dispersion verzögert werden, ist jede Verzögerung mit einer Verzerrung der Pulse verbunden.
- Die Gewinnbandbreite der SBS ist mit 30MHz relativ schmal, daher können nur geringe Datenraten verzögert werden.
- Die Pulse werden nicht nur verzögert, sondern gleichzeitig durch die SBS verstärkt.

Durch eine Modulation der Pumpwelle [9] oder eine Überlagerung mehrerer Gewinn- und Verlustspektren [10, 11], die gleichzeitig durch verschiedene Pumpwellen erzeugt werden, können die meisten Nachteile umgangen werden [12].

Die Studien welche die Grenzen des SBS-basierten Slow-Light Effekts untersuchen beschränken sich alle auf den klassischen Fall bei dem die Pulse in einem einzigen Gewinn verzögert werden [13-15]. Hier werden diese Studien auf den Fall eines Gewinns der mit einem breitbandigen Verlust überlagert wird [10, 11] und den Fall der Überlagerung eines Gewinns mit zwei schmalbandigen Verlusten erweitert [12].

3 Maximale Zeitverzögerung

3.1 Einzelner SBS Gewinn

Eine Pumpwelle erzeugt für gegenläufige Pulse, deren Trägerfrequenz um die Brillouin Verschiebung geringer ist, einen Gewinn. Für Pulse deren Trägerfrequenz um denselben Wert nach oben verschoben ist erzeugt dieselbe Pumpwelle einen Verlust. Sowohl der Gewinn als auch der Verlust haben eine Lorentzförmige Verteilung über das Spektrum (siehe kleine Abbildung (a) in Bild 1). Für einen einfachen Brillouin-Gewinn folgt für den komplexen Wellenzahlvektor $k(\omega)$ [12]:

$$k(\omega) = \frac{n_0}{c} \omega + \frac{g_0}{z} \left(\frac{\gamma}{(\omega - \omega_0) + j\gamma} \right) \quad (2)$$

mit n_0 als dem komplexen Brechungsindex in der Faser, z als der Faserlänge, ω_0 als Mittenfrequenz und $\gamma = 2\pi\Delta f_B/2$ als der halben Halbwertsbreite (FWHM) des Gewinns. Daraus folgt für den Gewinn g_0 im Zentrum der Verteilung:

$$g_0 = \frac{gPL_{eff}}{A_{eff}} \quad (3)$$

wobei g der Brillouin Gewinn Koeffizient, P die Pumpleistung sowie L_{eff} und A_{eff} die effektive Faserlänge sind [12].

Nach den Kramers-Kronig Beziehungen führt der Imaginärteil von Gln. (2) zur Verstärkung des Pulses und der Realteil zur Änderung der Phase. Die Ableitung des Realteils wiederum führt zum Gruppenbrechungsindex. Daraus ergibt sich für die durch die SBS hervorgerufene Zeitverzögerung im Gewinnzentrum (bei $\omega = \omega_0$):

$$\Delta t = \frac{g_0}{\gamma} \quad (4)$$

Da ein Gewinn an der Verzögerung beteiligt ist, kann man eine SBS Verzögerungssystem als einen Verstärker betrachten. Dementsprechend ist die maximale Verzögerung – wie bei jedem Verstärker – durch die Sättigung des Verstärkungsprozesses begrenzt. Jeder Verstärker fügt dem zu verstärkenden Signal das so genannte verstärkte spontane Emissionsrauschen (ASE) hinzu. Große Verzögerungen bedeuten auch hohe Verstärkungen und damit ein hohes Maß an zusätzlichem ASE.

Sind keine gegenläufigen Pulse in der Glasfaser vorhanden, so verstärkt der Gewinn das Rauschen in der Faser. Ist der Gewinn groß genug, kommt es zu einem stimulierten Prozess und es tritt eine gegenläufige Stokes –Welle auf. Die Verstärkung dieser Welle begrenzt den maximalen Gewinn. Dies bedeutet, der maximale Gewinn in der Faser wird durch den Schwellwert der stimulierten Brillouin Streuung bestimmt. Für eine Einmodenfaser mit geringen Verlusten ist dieser maximale Gewinn

$g_{\max} = 19$ [17]. Wird die Pumpwelle moduliert, so wird der Brillouin Gewinnkoeffizient g verringert. Gleichzeitig kann in diesem Fall aber die Pumpleistung P um denselben Wert erhöht werden. Wenn genügend Pumpleistung im System vorhanden ist, bleibt der Gewinn im Zentrum der Verteilung für modulierte und nicht modulierte Pumpwellen gleich.

Wie in jedem Verstärker reduziert der Verstärkungsprozess die Pumpleistung (Pumpauszehrung) und damit den Gewinn; es kommt zu einer Sättigung. Nur wenn die Pumpauszehrung vernachlässigbar klein ist, steigt die Zeitverzögerung der Pulse mit größer werdendem Gewinn [18]. Der maximale Gewinn in einer SBS-Verzögerungsstrecke muss daher kleiner sein als der Sättigungsgewinn.

Wird sowohl die Pumpauszehrung als auch die Dämpfung in der Faser vernachlässigt, so ist der Sättigungsgewinn in der Faser [15]:

$$g_s = \ln\left(\frac{\exp([1-\zeta]g_{\max})-\zeta}{1-\zeta}\right) \quad (5)$$

Wobei $\zeta = P(L)/P$ das Verhältnis zwischen der Pulsleistung am Ausgang der Verzögerungsstrecke $P(L)$ zur Pumpleistung an deren Eingang P bezeichnet. Ist die Pulsleistung sowohl am Ein- als auch am Ausgang nicht viel größer als das Rauschen in der Faser $P(L) \rightarrow 0$, so ist der Sättigungsgewinn gleich dem maximalen Gewinn $g_s \approx g_{\max} = 19$.

Den Sättigungsgewinn in Abhängigkeit von der Leistung der Eingangspulse zeigt die durchgezogene Linie in **Bild 1** (links).

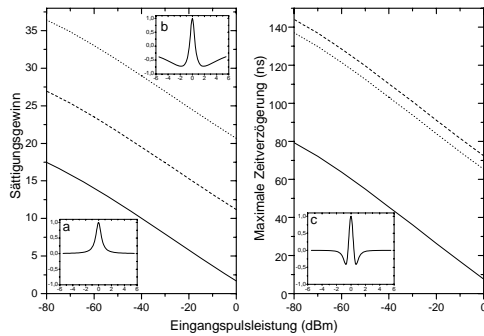


Bild 1 Sättigungsgewinn (links) und entsprechende Zeitverzögerung in Abhängigkeit von der Eingangspulsleistung (rechts) für einen einzelnen Lorentz-Gewinn (durchgezogene Linie und kleines Bild (a)), einen Lorentz-Gewinn der mit einem breiten Verlust überlagert wurde (gepunktete Linie und (b)) und einen Gewinn mit zwei Verlusten an seinen Flanken (gestrichelte Linie und (c)). Die kleinen Bilder zeigen die jeweiligen spektralen Verteilungen des Gewinns.

Für eine Leistung der Eingangspulse von -60dBm ergibt sich demnach ein Sättigungsgewinn von 14,02. Steigt die Eingangspulsleistung hingegen auf

0dBm, so sinkt der Sättigungsgewinn auf nur noch 1,68.

Da eine Verbreiterung des SBS-Gewinns zu einer Verringerung der Zeitverzögerung führt, tritt die maximale Zeitverzögerung bei der natürlichen Brillouin Bandbreite $\gamma/2\pi \approx 35\text{MHz}$ auf. Die resultierende Zeitverzögerung für eine Standard Single-mode Faser mit den Parametern $\alpha = 0,209 \text{ dB/km}$, $g = 2 \times 10^{-11} \text{ m/W}$, $A_{\text{eff}} = 86\mu\text{m}^2$, und einer Länge von $L = 50,45\text{km}$ zeigt der rechte Teil des Bildes 1. In unseren Experimenten haben wir eine derart lange Faser verwendet um die Anforderungen an die Pumpleistung zu verringern. Wie man der Abbildung entnehmen kann, liegt die maximale Zeitverzögerung zwischen 7,64 (0dBm) und 63,75ns (-60dBm). In den meisten Experimenten liegt die maximale Zeitverzögerung bei $\approx 30\text{ns}$ [19].

3.2 Gewinn und breiter Verlust

Wird der Gewinn mit einem breiten Verlust überlagert (Abb. (b) in Bild 1), so wird die Verzögerung von der Verstärkung der Pulse entkoppelt [10, 11]. Der Verlust kann durch einen zweiten Laser erzeugt werden. Die Mittenfrequenz des Lasers muss dabei um die doppelte Brillouin-Verschiebung nach unten verschoben werden. Die Bandbreite kann durch eine direkte Modulation mit einem Rauschen verbreitert werden. Der Verlust verringert den für die Verstärkung verantwortlichen Gewinn direkt. Dieser ist:

$$g = g_1 - g_2 \quad (6)$$

Die Zeitverzögerung ist hingegen eine Funktion der Phasenänderung. Die entsprechende Verzögerung ist [12]:

$$\Delta t = \frac{g_1}{\gamma_1} - \frac{g_2}{\gamma_2} \quad (7)$$

Die Parameter $g_{1,2}$ und $\gamma_{1,2}$ sind die Gewinnkoeffizienten und die Bandbreiten des Gewinns bzw. des Verlusts. Wenn der Verlust dementsprechend viel breiter als der Gewinn ist $\gamma_2 \gg \gamma_1$, so wird die Zeitverzögerung durch den Gewinn nur geringfügig verringert.

Der zweite Laser erzeugt einen um die Brillouin Verschiebung in der Frequenz nach unten verschobenen Verlust, aber gleichzeitig erzeugt er einen um denselben Wert nach oben verschobenen Gewinn. Liegt die optische Leistung des Verlustlasers über dem Brillouin Schwellwert, so entsteht eine gegenläufige Stokes Welle aus dem Rauschen in der Faser. Aus diesem Grund ist der maximal erzeugbare Verlust durch den Schwellwert der Brillouin-Streuung in der Faser begrenzt. Da der Verlust der durch den zweiten Laser erzeugt wird den Gewinn des ersten Lasers kompensiert, kann g_1 um diesen Wert vergrößert werden. Im Maximum kann der

Gewinn also um $g_{2\max} = 19$ höher sein. Die gepunkteten Linien in Bild 1 zeigen den Sättigungsgewinn und die daraus resultierende maximale Zeitverzögerung für einen Verlust der dreimal breiter als der Gewinn ist. Für den Eingangspuls mit einer optischen Leistung von -60dBm steigt der Sättigungsgewinn dementsprechend von 14,02 auf 33,02 und die maximale Zeitverzögerung erhöht sich von 63 auf 121ns. Für den 0dBm Eingangspulse ergibt sich eine Gewinnsteigerung um das 12,3 fache und eine daraus resultierende Steigerung der maximalen Verzögerung um das 8,55 fache. In unseren Experimenten haben wir Zeitverzögerungen von bis zu 100ns erzielt [11].

3.3 Gewinn mit zwei Verlusten an den Flanken

Da der Verlust viel breiter als der Gewinn sein muss, benötigt die eben besprochene Methode sehr viel Pumpleistung. Eine andere Möglichkeit die Pulsverstärkung von der Verzögerung zu entkoppeln besteht darin, den Gewinn an seinen Flanken mit zwei schmalbandigen Verlusten zu überlagern [12] (siehe Abb. (c) in Bild 1). Die beiden Verluste können wieder sehr einfach durch einen zweiten Laser erzeugt werden der in seiner Mittenfrequenz um das Doppelte der Brillouin-Verschiebung nach unten versetzt ist. Zur Erzeugung der beiden Verlustspektren wird der Laser extern mit einem Mach-Zehnder Modulator moduliert. Dieser wird so eingestellt, dass in seinem Ausgangsspektrum der Träger unterdrückt ist und nur die beiden Seitenbänder präsent sind (suppressed carrier regime).

Wenn angenommen wird, dass sowohl der Gewinn als auch die beiden Verluste dieselbe Bandbreite haben $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ und das beide Verluste gleich groß sind, so folgt für den Gewinn der für die Verstärkung der Pulse verantwortlich ist:

$$g = g_1 - g_2 / 2 \quad (8)$$

wenn die beiden Verluste eine Frequenzverschiebung von $2\delta = 2 \times \sqrt{3}\gamma$ aufweisen. Da der Verlustlaser neben den beiden Verlusten gleichzeitig auch zwei Gewinne erzeugt, ist die maximale Verlustleistung wieder durch den Brillouin Schwellwert begrenzt. Daher kann im Maximum g_1 um $g_{2\max}/2 = 9,5$ erhöht werden. Den Sättigungsgewinn in Abhängigkeit von der optischen Leistung des Eingangspulses zeigen die gestrichelten Linien in Bild 1. Wie man der Abbildung entnehmen kann, sind die Sättigungsgewinne bei dieser Methode geringer als bei der vorher vorgestellten. Für den Puls mit einer Eingangsleistung von -60dBm erhöht sich der Sättigungsgewinn nur um das 1,7 fache, während für den 0dBm Eingangspuls eine Erhöhung um das 6,7 fache folgt. Trotzdem erzielt man höhere Zeitverzögerungen, da die Verlustleistungen die

Verzögerung im Zentrum der Verteilung erhöhen. Unter den oben genannten Bedingungen folgt für die zeitliche Verzögerung der Pulse:

$$\Delta t = \frac{1}{\gamma} (g_1 + 0.25 g_2) \quad (9)$$

Diese Methode benötigt weniger Pumpleistungen kann aber höhere Verzögerungszeiten erzeugen. Die maximal erzielbare Verzögerungszeit beträgt 72,4 ns für den 0dBm und 128,5ns für den -60dBm Puls. Dies entspricht einer Verbesserung um das doppelte bzw. 9,5 fache gegenüber dem Fall der einfachen Verlustleistung. In unserem experimentellen Aufbau haben wir Verzögerungszeiten von bis zu 120ns erzielt [12].

4 Vierwellenmischung

Wird ein Gewinn mit einem oder zwei Verlusten überlagert, so müssen sich zwei oder drei starke Pumpwellen in derselben Richtung in der Glasfaser ausbreiten. Dies kann zu einer parametrischen Wechselwirkung zwischen den Wellen über die Suszeptibilität dritter Ordnung $\chi^{(3)}$ im inversionssymmetrischen Medium der Glasfaser führen [16]. Im Ergebnis erzeugen die Pumpwellen neue Mischprodukte. Da sich die Mischprodukte in derselben Richtung wie die Pumpwellen, aber entgegengesetzt zu den Signalen ausbreiten, verringern sie den Signal-zu-Rauschabstand der Signale nicht. Trotzdem könnten die neu entstandenen Wellen die Pumpleistung und damit den Sättigungsgewinn und die daraus resultierende maximale Verzögerung verringern.

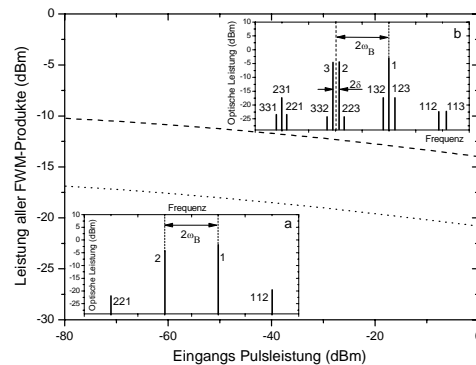


Bild 2 Summierte Leistung aller erzeugten FWM-Produkte für eine Zwei- (gepunktete Linie) und Drei-Wellen-Wechselwirkung (gestrichelte Linie). Die beiden kleinen Abbildungen zeigen die optischen Ausgangsleistungen der Mischprodukte und Pumpwellen für die Zwei- (Abb. (a)) und Drei-Wellen-Wechselwirkung (Abb. (b)).

Wird ein Gewinn mit einem breiten Verlust überlagert, breiten sich zwei Pumpwellen in der Glasfaser aus und erzeugen 2 neue Wellen über den nichtlinearen Effekt der Vierwellenmischung (four wave mixing FWM). In der Abbildung (a) des Bildes 2 sind die beiden Pumpwellen (1 und 2) und die neu entstehenden Mischprodukte gezeigt. Die beiden Pumpwellen haben eine Frequenzdifferenz die der doppelten Brillouin-Verschiebung $2\omega_B$ entspricht. Nach dem Energieerhaltungssatz ergibt sich für die neu entstehenden Mischprodukte:

$$\omega_{i,j,k} = \omega_i + \omega_j - \omega_k. \quad (10)$$

Mit $k \neq i, j$ und $i, j = 1, 2$ folgt für die neu entstehenden Wellen 112 und 221, dass sie um $2\omega_B$ in der Frequenz nach oben und unten verschoben sind.

Wenn man annimmt, dass die Pumpwellen nicht durch die Erzeugung der neuen Wellen beeinflusst werden, so ist die Ausgangsleistung der FWM-Produkte [20]:

$$P_{i,j,k} = \left(\frac{D}{3} \gamma L_{\text{eff}} \right)^2 P_i P_j P_k e^{-\alpha L} \eta \quad (11)$$

mit $D = 3$ wenn zwei Pumpwellen ($i = j \neq k$) und $D = 6$ wenn drei Pumpwellen ($i \neq j \neq k$) beteiligt sind, γ ist der Nichtlinearitätskoeffizient, P_i, P_j und P_k sind die Eingangsleistungen der Pumpwellen und η ist ein Effizienzfaktor des Mischprozesses der von der Anpassung der Phasen unter den beteiligten Wellen abhängt. Hier soll der „worst case“ ($\eta = 1$ und alle Wellen sind gleich polarisiert) angenommen werden. Die gepunktete Linie in Bild 2 zeigt die gesamte Leistung der beiden Mischprodukte für die oben gegebenen Parameter und $\gamma = 1.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Da die maximale Pumpleistung von P_1 mit sinkender Pulsleistung steigen kann, steigt die Leistung der Mischprodukte ebenfalls. Wie man der Abbildung allerdings entnehmen kann, ist die Reduzierung der Pulsleistung durch diesen Fall vernachlässigbar klein.

Wird der Gewinn mit zwei Verlusten an den Flanken überlagert kommt es zu einer Drei-Wellen-Wechselwirkung aus der 9 neue Mischprodukte entstehen können. Diese werden in der Abb.(b) des Bildes 2 gezeigt. Drei der neun Mischprodukte (231, 132 und 123) sind deutlich stärker als die anderen da sie mit $D = 6$ erzeugt werden. Nach der obigen Diskussion ist die maximale Leistung der Pumpwelle P_1 für die Drei-Wellen-Wechselwirkung allerdings viel geringer als für die Zwei-Wellen-Wechselwirkung. Daher ist die summierte Leistung aller neun FWM-Produkte nicht viel größer als die Leistung der beiden durch die Zwei-Wellen-Wechselwirkung entstehenden Wellen, wie die gestrichelte Linie in Bild 2 zeigt.

5 Zusammenfassung

Wir haben gezeigt, dass die maximale Zeitverzögerung eines SBS basierten Slow-Light Systems vom Sättigungsgewinn und damit von der Leistung der Eingangspulse abhängt. Der Sättigungsgewinn kann vergrößert werden wenn der Gewinn durch einen breiten Verlust überlagert wird. Wenn der Verlust 3x breiter als der Gewinn ist, beträgt die resultierende Vergrößerung der Zeitverzögerung 8,55 für einen 1mW Eingangspuls und 1.9 für einen Puls mit einer Eingangsleistung von -60dBm. Derart gute Ergebnisse lassen sich aber nur erzielen, wenn der Verlust viel breiter als der Gewinn ist. Für eine Verringerung der Pulsverzerrungen muss der Gewinn und damit auch der Verlust drastisch verbreitert werden. Dies bedeutet, dass sehr hohe Pumpleistungen benötigt werden. Dieses Problem kann umgangen werden wenn der Gewinn mit zwei schmalbandigen Verlusten an seinen Flanken überlagert wird. In diesem Fall steigern die Verluste die Pulsverzögerung. Für die gegebenen Parameter erhalten wir eine Vergrößerung der Zeitverzögerung zwischen 9,5 und 2 für den 1mW bzw. -60dBm Eingangspuls.

Da der Brillouin-Prozess viel effektiver als die parametrische Wechselwirkung in der Faser ist, kann die Verringerung der Pumpleistung durch die Vierwellenmischung vernachlässigt werden.

6 Literatur

- [1] Hau, L. V. et al.: Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas. Nature, Vol. 397, 1999, pp. 594 – 598
- [2] Kash, M. M. et al.: Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. Phys. Rev. Lett., Vol. 82, 1999, pp. 5229 – 5232
- [3] Phillips, D. S., et al.: Storage of Light in Atomic Vapor. Phys. Rev. Lett., Vol. 86, 2001, pp. 783 – 786
- [4] Wang, L. J. et al., Gain-assisted superluminal light propagation, Nature Vol. 406, 2000, pp. 277-279
- [5] McDonald, K. T.: Negative Group Velocity, arXiv:physics/0008013v4, 2000
- [6] Leonhardt, U, Piwnicki, P. Slow Light as a Black Hole Analog, Phys. Rev. Lett. 84, 2000 pp 822
- [7] Boyd, R. W. et al.: Slow and Fast Light. Progress in Optics, Vol. 43, 2002, pp. 497-530
- [8] Stenner, M. D. et al.: The speed of information in a fast light optical medium Nature Vol. 425, 2003 pp. 695 – 698
- [9] Herraes, M. G. et al., Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers, Opt. Express, Vol. 14, 2006, pp. 1395-1400

- [10] Chin, S. et al. Zero-gain slow and fast light propagation in an optical fiber, *Opt. Express* Vol. 14, 2006, 10684
- [11] Schneider, T. et al.: Time delay enhancement in stimulated Brillouin scattering based slow light systems. *Opt. Lett.*, Vol. 32, 2007, 220-223
- [12] Schneider, T. et al.: Comparison of delay enhancement mechanisms for SBS-based slow light systems. *Opt. Exp.*, Vol. 15, 2007, pp. 9606-9613
- [13] Boyd, R. W.: et al. Limits of the Time Delay Induced by Slow-Light Propagation, *Proc. of QELS 2005*, paper QTuC1
- [14] Khurgin, J. B.: Performance Limits of delay lines based on optical amplifiers, *Opt. Lett.* Vol. 31, 2006, pp. 984
- [15] Xing, L. et al.: Storage capacity of slow-light tunable optical buffers based on fiber Brillouin amplifiers for real signal bit streams, *Opt. Express* Vol. 15, 2007, pp. 10189
- [16] Schneider, T.: *Nonlinear Optics in Telecommunications*. Berlin, New York, Springer 2004
- [17] Lee, C. C., Chi, S.: Measurement of Stimulated-Brillouin-Scattering Threshold for Various Types of Fibers Using Brillouin Optical-Time-Domain Reflectometer, *IEEE Phot. Techn. Lett.* Vol. 12, 2000, pp. 672 – 674
- [18] Zhu, Z. et al.: Numerical study of all-optical slow-light delays via stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B.*, Vol. 22, 2005, pp. 2378 – 2384
- [19] Okawachi, Y. et al.: Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, 2005, 153902
- [20] Forghieri, F. et al.: Fiber Nonlinearities and Their Impact on Transmission Systems Chapter 8 in *Optical Fiber Telecommunications* Vol. IIIA, 1997 p. 196