

# 光ファイバにおける漏れ光を考慮した誘導ブリルアン散乱の摂動解析

西口 憲一<sup>†</sup> 岸田 欣増<sup>††</sup>

<sup>†</sup> 三菱電機 (株) 先端技術総合研究所 〒 661-8661 尼崎市塚口本町 8-1-1

<sup>††</sup> ニューブレクス (株) 〒 650-0045 神戸市中央区港島 9-1, KIO315

E-mail: <sup>†</sup>Nishiguchi.Kenichi@wrc.melco.co.jp, <sup>††</sup>kishida@neubrex.jp

あらまし 光ファイバのブリルアン散乱を用いた歪み計測システムでは、歪みの空間分解能はポンプ光のパルス幅に依存する。分解能を高めるためにはパルス幅を短くする必要があるが、そのときブリルアン散乱のスペクトルが広がるために、パルス幅の限界は音波の緩和時間の 10 ns 程度とされてきた。これは分解能にすれば 1 m 程度になる。ところが、Bao らは、ブリルアン損失のスペクトルは、ポンプ光に非常に短いパルス (1 ns 程度) を用いたときには、スペクトル線幅が逆に減少する現象を実験的に発見した。これはパルス波に漏れ光が存在する場合にのみ生じる特異な現象であるが、この現象をうまく利用すれば、歪み計測における分解能が向上する可能性が出てくる。本発表では、漏れ光を考慮したブリルアン散乱の方程式を摂動法を用いて解き、この現象の原因を理論的に明らかにする。

キーワード ブリルアン散乱, ローレンツスペクトル, 歪み計測, 摂動法,

## Perturbation Analysis of Stimulated Brillouin Scattering in an Optical Fiber with a Finite Extinction Ratio

Ken'ichi NISHIGUCHI<sup>†</sup> and Kinzo KISHIDA<sup>††</sup>

<sup>†</sup> Advanced Technology R&D Center, Mitsubishi Electric Co. Tsukaguchi-Honmachi 8-1-1, Amagasaki, Hyogo 661-8661 Japan

<sup>††</sup> Neubrex Co., Ltd. KIO-315, Minatojima 9-1, Chuo-Ku, Kobe, Hyogo 650-0045 Japan

E-mail: <sup>†</sup>Nishiguchi.Kenichi@wrc.melco.co.jp, <sup>††</sup>kishida@neubrex.jp

**Abstract** The resolution of strain measurements using Brillouin scattering in an optical fiber depends on the pulse width of a pump laser pulse. It was considered that there was a lower limit for pulse width, since the line width of the Brillouin spectrum was broader for shorter pulses. However, on the contrary, Bao et al. recently discovered a phenomenon in which the line width of the spectrum reduced with a very short pulse when there was light leakage. Such a result suggests the possibility that the resolution of a strain measurement can be improved. In this report, we analyze the phenomenon by solving coupled wave equations by a perturbation method and clarify the cause of the phenomenon.

**Key words** Brillouin scattering, Lorentz spectrum, strain measurement, perturbation method

### 1. はじめに

誘導ブリルアン散乱を利用するセンシングは、測定したい構造物に通信用の普通の光ファイバを設置するだけで、長距離にわたる歪みや温度の分布の計測が可能になることから近年注目を集めている [1] ~ [5]。ブリルアン散乱は媒質中の音波による光の散乱であるが、そのスペクトルは媒質の歪みや温度に比例して周波数軸上でシフトする。したがって、そのシフト量を計測すれば歪みや温度が推定できることがセンシングの原理になっている。以下、簡単のために、歪みだけに言及するが温度変化

に関しても同様である。このセンシング方式の代表的なものに BOTDA ( Brillouin optical time-domain analysis ) [3] がある。BOTDA では、図 1 に示すように、光ファイバの両端から周波数の異なる 2 つのレーザ光 ( パルス波と CW 波 ) を注入し、周波数差をスキャンしながら CW 波のパワーを出力端で観測する。CW 波のパワーを周波数差の関数としてみたものがブリルアンスペクトルになる。このスペクトルは周波数差の関数であると同時に時間の関数でもある。この時間は CW 波がパルスと相互作用をした位置への往復時間であるから位置との対応がづく。したがって、各時間におけるブリルアンスペクトルの

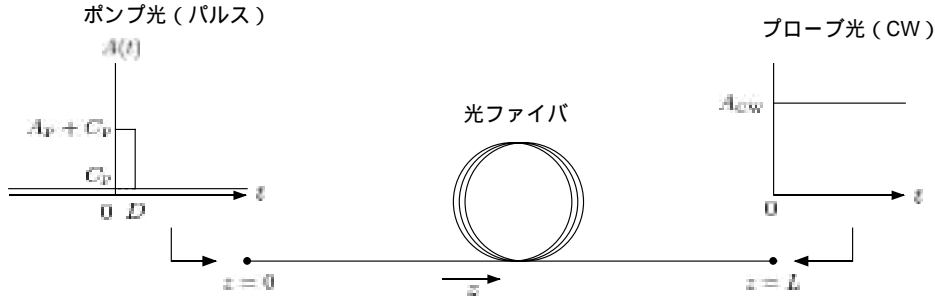


図 1 BOTDA

ピークの位置を求めれば、対応する位置における媒質の歪みの大きさが推定できる。

このような方式であるため、BOTDA による歪みの空間分解能はパルス波のパルス幅に依存し、分解能を上げるためには短いパルス幅を用いる必要がある。一方、パルス幅を短くしていくとブリルアンスペクトルの線幅が次第に広がってピークの位置の測定を困難にするために、ある限界以下には短くできないとされていた [2], [3]。この限界は音波の緩和時間の 10 ns 程度であり、したがって分解能の限界は 1 m 程度になる。ところが最近、Bao ら [4] は、ブリルアンスペクトルは非常に短いパルス (1 ns 程度) を用いたときにはスペクトル線幅が逆に減少するという現象を実験的に発見した。さらにこの現象を Lecoecuehら [5] はシミュレーションにより確認した。これはパルス波にある大きさの漏れ光が存在する場合にのみ生じる特異な現象であるが、この現象をうまく利用すれば、歪み計測の分解能を向上させる可能性が出てくる。本報告では、この現象の原因を摂動法を用いた解析により理論的に明らかにする。

## 2. 誘導ブリルアン散乱のモデル

### 2.1 歪みがある場合のブリルアン散乱の方程式

光ファイバの長さを  $L$  とし、位置座標を  $z$  ( $0 \leq z \leq L$ )、時間座標を  $t$  とする。光ファイバ中での光場の全体を

$$\tilde{E}_{\text{tot}}(z, t) = \tilde{E}_P(z, t) + \tilde{E}_{\text{CW}}(z, t) \quad (1)$$

と表わす。ここで

$$\tilde{E}_P(z, t) = \frac{1}{2} E_P(z, t) e^{i(k_P z - \omega_P t)} + \text{c.c.} \quad (2)$$

は  $z$  の正の方向に伝搬するポンプ光 (パルス波) の成分を表わし、

$$\tilde{E}_{\text{CW}}(z, t) = \frac{1}{2} E_{\text{CW}}(z, t) e^{i(-k_{\text{CW}} z - \omega_{\text{CW}} t)} + \text{c.c.} \quad (3)$$

は  $z$  の負の方向に伝搬するプローブ光 (CW 波) の成分を表わす。 $\omega_P$  と  $k_P$  はポンプ光の周波数と波数であり、光ファイバ中での光速 (群速度) を  $v_g = c/n$  ( $c$  は真空中での光速、 $n$  は光ファイバの屈折率) とおくと、 $\omega_P = k_P v_g$  という関係を満たす。 $\omega_{\text{CW}}$  と  $k_{\text{CW}}$  はプローブ光についての同様の量で、 $\omega_{\text{CW}} = k_{\text{CW}} v_g$  という関係を満たす。ブリルアン散乱は音波すなわち伝播する密度波による光の散乱である。媒質の密度の平均値  $\rho_0$  からのずれを  $\tilde{\rho}(z, t)$  とおき、

$$\tilde{\rho}(z, t) = \frac{1}{2} \rho(z, t) e^{i(qz - \Omega t)} + \text{c.c.} \quad (4)$$

と表わす。ここで、 $\Omega$  は、ポンプ光とプローブ光の周波数の差によって発生する音波の周波数、すなわち

$$\Omega = \omega_P - \omega_{\text{CW}} \quad (5)$$

であり、 $q$  は音波の波数である。媒質中の音速を  $v$  とすれば  $\Omega = qv$  という関係を満たす。各成分の波数には  $q = k_P + k_{\text{CW}}$  という関係がある。

光ファイバに歪みがある場合のブリルアン散乱は次の方程式系で表わされる [5], [6]。

$$\left( \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) E_P = i\kappa\rho E_{\text{CW}} \quad (6)$$

$$\left( \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{\text{CW}} = i\kappa\rho^* E_P \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left( \frac{1}{2} \Gamma_B + i(\Omega_B(z) - \Omega) \right) \rho = i\Lambda E_P E_{\text{CW}}^* + W \quad (8)$$

ここで  $\kappa, \Lambda$  は結合係数であり、 $\Omega_B(z)$  は  $z$  での歪みによる周波数シフト量を表わす (歪みがなければ 0)。また  $\Gamma_B$  はブリルアンスペクトルの半値全幅 (FWHM: full width at half maximum) を表わし、フォノンの寿命とは  $\tau_B = 1/\Gamma_B$  で関係付けられる。 $\Gamma_B$  は以後  $\Gamma_B/2$  という形でしか現われないから、記法を簡単にするために  $\Gamma = \Gamma_B/2$  とおく。プローブ光を注入する場合には、(8) 式の右辺は第 1 項が支配的になり、 $W$  は無視できると仮定する。さらに  $\rho$  を正規化して  $E_A = \Gamma\rho/\Lambda$  とすると、(6)–(8) 式は

$$\left( \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) E_P = i\beta E_A E_{\text{CW}} \quad (9)$$

$$\left( \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) E_{\text{CW}} = i\beta E_A^* E_P \quad (10)$$

$$\left( \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial}{\partial t} + 1 + i \frac{\Omega_B(z) - \Omega}{\Gamma} \right) E_A = iE_P E_{\text{CW}}^* \quad (11)$$

と書き換えられる。ここで  $\beta = \kappa\Lambda/\Gamma$  とおいた。

BOTDA の場合にはポンプ光の波形を  $A(t)$  とし、境界条件を次のようにおく。

$$E_P(0, t) = A(t), \quad E_{\text{CW}}(L, t) = A_{\text{CW}} = \text{const} \quad (12)$$

また初期条件は次のようにおく。

$$E_P(z, 0) = 0, \quad E_{\text{CW}}(z, 0) = A_{\text{CW}}, \quad E_A(z, -\infty) = 0 \quad (13)$$

## 2.2 ブリルアン損失を計測する場合

Bao ら [7] は、従来の BOTDA で測定できる光ファイバの長さの限界を延伸させるために、CW 波とパルス波の周波数を逆転させて、すなわち、CW 波の周波数の方を高くする方式を提案している。この場合、ブリルアン散乱により、CW 波のパワーがパルス波に転移するから、観測するのは CW 波の損失になる。この場合には、音波の周波数は (5) 式のかわりに  $\Omega = \omega_{CW} - \omega_P$  とおき、音波は (4) 式のかわりに

$$\tilde{\rho}(z, t) = \frac{1}{2}\rho(z, t)e^{i(-qz - \Omega t)} + \text{c.c.} \quad (14)$$

とおく。このときブリルアン散乱の方程式は

$$\left(\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)E_P = i\beta E_A^* E_{CW} \quad (15)$$

$$\left(\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)E_{CW} = i\beta E_A E_P \quad (16)$$

$$\left(\frac{1}{\Gamma}\frac{\partial}{\partial t} + 1 + i\frac{\Omega_B(z) - \Omega}{\Gamma}\right)E_A = iE_P^* E_{CW} \quad (17)$$

となる。

## 3. 誘導ブリルアン散乱の摂動解

パラメータ  $\beta$  と誘導ブリルアン散乱の利得係数  $g$  とは  $g = 16\pi\beta/nc$  という関係にあり、 $g = 2.5 \times 10^{-11}$  m/W である [6]。石英系光ファイバでは  $n = 1.45$  であるから、上記の関係をを用いると  $\beta = 2.2 \times 10^{-4}$  となる。この  $\beta$  を小さいパラメータとして、摂動解

$$E_P = E_P^{(0)} + \beta E_P^{(1)} + \dots \quad (18)$$

$$E_{CW} = E_{CW}^{(0)} + \beta E_{CW}^{(1)} + \dots \quad (19)$$

$$E_A = E_A^{(0)} + \beta E_A^{(1)} + \dots \quad (20)$$

を求めることにする。

### 3.1 $\beta$ の 0 次の解

(18)–(20) 式を (9)–(11), (12), (13) 式に代入し、 $\beta$  の 0 次の項を等置すれば次のようになる。

方程式系

$$\left(\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)E_P^{(0)} = 0 \quad (21)$$

$$\left(\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)E_{CW}^{(0)} = 0 \quad (22)$$

$$\left(\frac{1}{\Gamma}\frac{\partial}{\partial t} + 1 + i\frac{\Omega_B(z) - \Omega}{\Gamma}\right)E_A^{(0)} = iE_P^{(0)*} E_{CW}^{(0)*} \quad (23)$$

境界条件  $E_P^{(0)}(0, t) = A(t)$ ,  $E_{CW}^{(0)}(L, t) = A_{CW}$ ,

初期条件  $E_P^{(0)}(z, 0) = 0$ ,  $E_{CW}^{(0)}(z, 0) = A_{CW}$  (24)

$$E_A^{(0)}(z, -\infty) = 0 \quad (25)$$

この解は次式で与えられる。

$$E_P^{(0)}(z, t) = A\left(t - \frac{z}{v_g}\right) : \text{進行波} \quad (26)$$

$$E_{CW}^{(0)}(z, t) \equiv A_{CW} \quad (27)$$

$$E_A^{(0)}(z, t) = iA_{CW} \int_0^\infty h(z, s)A\left(t - s - \frac{z}{v_g}\right)ds \quad (28)$$

ここで

$$h(z, s) = \Gamma e^{-\Gamma + i(\Omega_B(z) - \Omega)s} \quad (29)$$

とおいた。

### 3.2 $\beta$ の 1 次の解

興味があるのは、プローブ光のブリルアン利得に関する  $E_{CW}^{(1)}$  である。(18)–(20) 式を (10), (12), (13) 式に代入し、それぞれの両辺の  $\beta$  の 1 次の項を等置すると次のようになる。

方程式

$$\left(\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)E_{CW}^{(1)} = iE_A^{(0)*} E_P^{(0)} \quad (30)$$

境界条件  $E_{CW}^{(1)}(L, t) = 0$  (31)

初期条件  $E_{CW}^{(1)}(z, 0) = 0$  (32)

一般に

$$\left(\frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)u(z, t) = \varphi(z, t) \quad (33)$$

という方程式の、上と同じ境界条件と初期条件のもとでの  $z = 0$  における解は

$$u(0, t) = \int_0^L \varphi\left(z, t - \frac{z}{v_g}\right)dz \quad (34)$$

と表わされる。(30) 式の右辺は (28), (26) 式を代入すると

$$\varphi(z, t) = A_{CW}A\left(t - \frac{z}{v_g}\right) \int_0^\infty h^*(z, s)A\left(t - s - \frac{z}{v_g}\right)ds \quad (35)$$

と書ける。したがって、(30) 式の解は

$$E_{CW}^{(1)}(0, t) = A_{CW}H^*(t, \Omega) \quad (36)$$

となる。ここで

$$H(t, \Omega) = \int_0^L A\left(t - \frac{2z}{v_g}\right) \int_0^\infty h(z, s)A\left(t - s - \frac{2z}{v_g}\right)dsdz \quad (37)$$

とおいた。

### 3.3 ブリルアン利得の表現

光ファイバの左端 ( $z = 0$ ) におけるプローブ光は、 $\beta$  の 2 次以上の項を無視すると、(27), (36) 式により

$$E_{CW}(0, t) = A_{CW}[1 + \beta H^*(t, \Omega)] \quad (38)$$

と表わされる。実際に観測されるのは、プローブ光のパワー  $|E_{CW}(0, t)|^2/2$  であり、ブリルアン散乱がない場合のパワーからの増加分

$$V(t, \Omega) \equiv \frac{1}{2}|E_{CW}(0, t)|^2 - \frac{1}{2}A_{CW}^2 \quad (39)$$

がブリルアン利得になる。これに、(38) 式を代入して、 $\beta$  の 2 次以上の項を無視すると、ブリルアン利得の表現

$$\begin{aligned} V(t, \Omega) &= \frac{1}{2}A_{CW}^2 |1 + \beta H^*(t, \Omega)|^2 - \frac{1}{2}A_{CW}^2 \\ &= \frac{1}{2}\beta A_{CW}^2 H(t, \Omega) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (40)$$

を得る。この式と (37) 式から明らかなように、ブリルアン利得は、被積分関数にポンプ光の波形を 2 重に含む時間・空間の 2 重積分で表現できる。

### 3.4 ブリルアン損失の場合

2.2 節で述べたように、ブリルアン損失を計測する場合にも類似の方程式系で表わすことができる．そのような方程式系に対して、前節と同じ解析を行なうと、

$$E_{CW}(0, t) = A_{CW} [1 - \beta H(t, \Omega)] \quad (41)$$

を得る．ブリルアン散乱がない場合のパワーからの減少分を、前と同じように  $\beta$  の 2 次以上の項は無視して計算すると

$$\begin{aligned} V_{Loss}(t, \Omega) &\equiv \frac{1}{2} A_{CW}^2 - \frac{1}{2} |E_{CW}(0, t)|^2 \\ &= \frac{1}{2} \beta A_{CW}^2 H(t, \Omega) + \text{c.c.} \\ &\equiv V(t, \Omega) \end{aligned} \quad (42)$$

となる．すなわち、ブリルアン損失もブリルアン利得と全く同じ表現になる．

## 4. 漏れ光がある場合の解析

### 4.1 漏れ光がある場合のブリルアン利得

注入するポンプ光が矩形のパルス波で漏れ光が存在する場合を考え、

$$A(t) = A_P \psi(t) + C_P \quad (43)$$

とおく．ここで、 $A_P$  と  $C_P$  はそれぞれパルスと漏れ光の振幅を表わし、

$$\psi(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq D \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (44)$$

は振幅 1、パルス幅  $D$  の矩形パルスを表わす．パルスと漏れ光のパワーの比である消光比 (extinction ratio) は

$$R_X = \left( \frac{A_P + C_P}{C_P} \right)^2 \quad (45)$$

で定義される．漏れ光が存在する場合には (37) 式の  $H$  は 4 つの要素に分解できて (40) 式は次のように表わせる．

$$V(t, \Omega) = \frac{1}{2} \beta A_{CW}^2 (H_1 + H_2 + H_3 + H_4) + \text{c.c.} \quad (46)$$

$$H_1 = A_P^2 \int_0^L \int_0^\infty h(z, s) \psi(t - s - \frac{2z}{v_g}) ds \psi(t - \frac{2z}{v_g}) dz \quad (47)$$

$$H_2 = A_P C_P \int_0^L \int_0^\infty h(z, s) ds \psi(t - \frac{2z}{v_g}) dz \quad (48)$$

$$H_3 = A_P C_P \int_0^L \int_0^\infty h(z, s) \psi(t - s - \frac{2z}{v_g}) ds dz \quad (49)$$

$$H_4 = C_P^2 \int_0^L \int_0^\infty h(z, s) ds dz \quad (50)$$

各要素は  $\psi(\cdot)$  により積分範囲が限定されて

$$H_1 = A_P^2 \int_{v_g(t-D)/2}^{v_g t/2} \int_0^{t-2z/v_g} h(z, s) ds dz \quad (51)$$

$$H_2 = A_P C_P \int_{v_g(t-D)/2}^{v_g t/2} \int_0^\infty h(z, s) ds dz \quad (52)$$

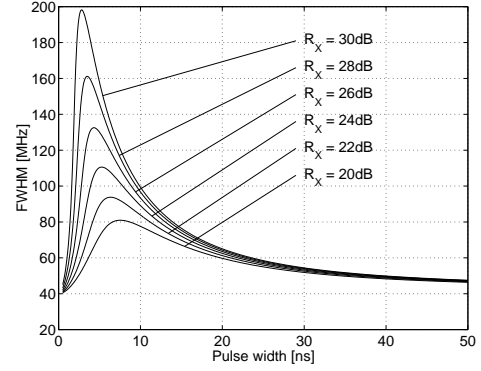


図 2 漏れ光がある場合のスペクトル線幅 (FWHM)

$$\begin{aligned} H_3 &= A_P C_P \left[ \int_0^{v_g(t-D)/2} \int_{t-D-2z/v_g}^{t-2z/v_g} h(z, s) ds dz \right. \\ &\quad \left. + \int_{v_g t/2}^{v_g(t-D)/2} \int_0^{t-2z/v_g} h(z, s) ds dz \right] \end{aligned} \quad (53)$$

$$H_4 = C_P^2 \int_0^L \int_0^\infty h(z, s) ds dz \quad (54)$$

と書ける．

Bao ら [4] は、漏れ光がある場合に、プローブ光のパルス幅を次第に短くしていったときのブリルアン損失のスペクトル線幅を実験的に調べ、次のような特性を見いだしている．

- パルス幅が 10 ns に減少すると線幅が 80 MHz (自然なブリルアンスペクトルの線幅 40 MHz の 2 倍) に増大する．
- さらにパルス幅を小さくしていくと、5 ns あたりで線幅の最大値 90–140 MHz に達する．
- それよりパルス幅を小さくすると突然、線幅が減少し始め、パルス幅 1 ns では、線幅は本来の 40 MHz に戻る．

この実験と同じ条件で比較を行なうために、 $\Gamma/\pi = 35\text{MHz}$ 、 $L = 10\text{m}$ 、 $\Omega_B(z)/2\pi \equiv 200\text{MHz}$  とおいて、(46)–(54) 式を用いてスペクトルを計算し、FWHM を求めたものを図 2 に示す．この図の消光比が 22 ~ 24 dB のあたりの曲線と、Bao らの見いだした上記の特性が一致する．

### 4.2 漏れ光の効果

図 3 には  $H_j$ ,  $j = 1, \dots, 4$  の  $s$  と  $z$  に関する積分範囲を示す．粗く言えば、 $s$  方向の積分は、ポンプ光とプローブ光の相互作用による音波の励起を表わし、 $z$  方向の積分はポンプ光からプローブ光へのエネルギーの転移を表わす．ポンプ光はパルス波と漏れ光に分けられるが、 $H_1$  と  $H_3$  では音波はパルス波とプローブ光により励起される．このため、もしパルス幅が音波の立ち上がり時間 ( $\sim 1/2\Gamma$ ) よりも短ければパルス内で音波は十分成長することができない．一方、 $H_2$  と  $H_4$  においては音波は漏れ光とプローブ光によって励起される．したがって、漏れ光が一定のパワーを持っていれば、音波はいつでも十分励起された状態にある．

プローブ光からポンプ光へのエネルギーの転移は  $H_1$  と  $H_2$  では局所的に行なわれるから歪みについての局所的な情報が保たれる．一方、 $H_3$  と  $H_4$  ではエネルギーの転移が長時間にわ

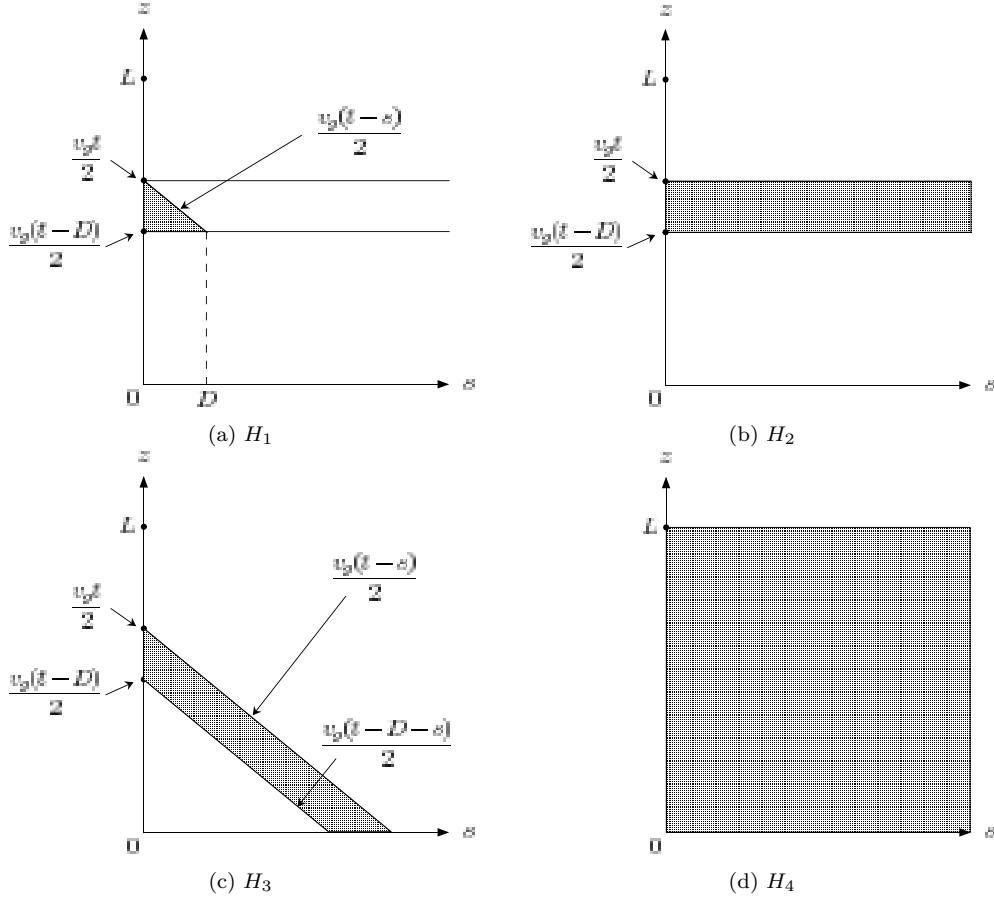


図3  $H_j, j=1, \dots, 4$  の積分範囲

たることにより歪みに関する情報は拡散してしまう。

以上のことにより  $H_2$  がうまく強調されるようなパラメータになっていれば、短いパルスを用いることにより高分解能の歪み情報が取り出せる。Bao ら [4] が見いだした現象は、消光比  $R_x$  を適当な値に設定すれば、上記の  $H_2$  が強調されるというふうに解釈できる。

#### 4.3 ブリルアン利得の要素の分析

ブリルアン利得の要素  $H_j, j=1, \dots, 4$  をさらに具体的に調べることにする。いま、光ファイバの区間  $[v_g(t-D)/2, v_g t/2]$  において、歪みが一定であるとして、

$$\Omega_B(z) = \Omega_B, \quad \frac{v_g(t-D)}{2} \leq z \leq \frac{v_g t}{2} \quad (55)$$

とおく。  $z$  をこの区間に限定して、(29) 式の  $h(z, s) \equiv h(z, s, \Omega)$  を  $\Omega$  に関してフーリエ変換すると

$$\begin{aligned} \hat{h}(z, s, \tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h(z, s, \Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega \\ &= \Gamma e^{-(\Gamma+i\Omega_B)s} \delta(\tau-s) \end{aligned} \quad (56)$$

となる。ここで  $\delta(\tau-s)$  は Dirac のデルタ関数である。これを用いて  $H_1 \equiv H_1(t, \Omega)$  を  $\Omega$  に関してフーリエ変換すると

$$\begin{aligned} \hat{H}_1(t, \tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_1(t, \Omega) e^{-i\Omega\tau} d\Omega \\ &= A_P^2 \int_{v_g(t-D)/2}^{v_g t/2} \int_0^{t-2z/v_g} \Gamma e^{-(\Gamma+i\Omega_B)s} \delta(\tau-s) ds dz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \begin{cases} \frac{A_P^2 v_g}{2} (D-\tau) \Gamma e^{-(\Gamma+i\Omega_B)\tau}, & 0 \leq \tau \leq D \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \\ &= \frac{A_P^2 v_g}{2} \hat{f}(\tau) \hat{g}(\tau) \end{aligned} \quad (57)$$

となる。ここで

$$\hat{g}(\tau) = \Gamma e^{-(\Gamma+i\Omega_B)\tau} \quad (58)$$

$$\hat{f}(\tau) = \begin{cases} D-\tau, & 0 \leq \tau \leq D \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (59)$$

とおいた。もとの  $H_1(t, \Omega)$  は  $\hat{H}_1(t, \tau)$  をフーリエ逆変換すれば求められて

$$H_1(t, \Omega) = \frac{A_P^2 v_g}{2} f(\Omega) * g(\Omega) \quad (60)$$

$$f(\Omega) = i \frac{D}{\Omega} + \frac{1}{\Omega^2} (1 - e^{i\Omega D}) \quad (61)$$

$$g(\Omega) = \frac{\Gamma}{\Gamma + i(\Omega_B - \Omega)} \quad (62)$$

となる。このうち  $g$  はパルス幅とは独立な関数であり、その実数部

$$\text{Re}(g(\Omega)) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Omega - \Omega_B)^2} \quad (63)$$

は、Lorentz 型スペクトルになる。また、 $f$  はパルス幅  $D$  が小さいほど拡がりをもち、 $\text{Re}(H_1(t, \Omega))$  の線幅は  $D$  が小さくなると単調に増大する (図4 参照)。

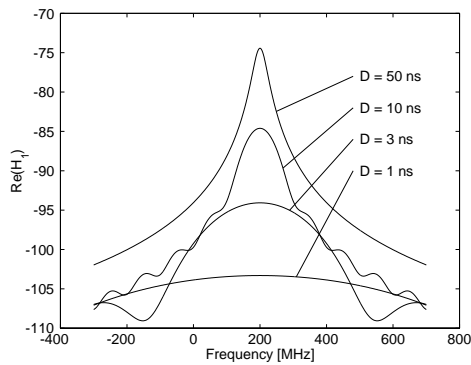


図4 スペクトルの  $H_1$  成分とパルス幅の関係

$H_2$  は歪みが一定という条件のもとで (52) 式の積分が実行できて

$$H_2(t, \Omega) = \frac{A_F C_F v_g D}{2} g(\Omega) \quad (64)$$

と表わせる．この実数部は  $D$  の大きさに依らず常に Lorentz 型スペクトルを与える． $H_3$  および  $H_4$  は  $z$  に関する積分範囲が局所化されていないために，平均化された歪みの情報しか与えない．

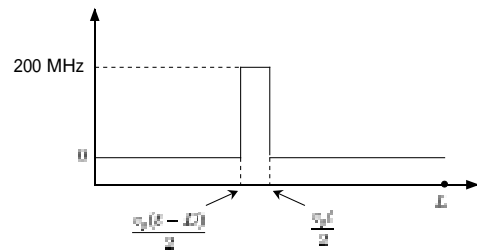
図5には， $D = 1$  ns とした場合のブリルアン利得の各要素のスペクトルの例を示す．この例では，図の (a) に示すようにパルス幅に対応する長さの区間で周波数のシフト量が異なることを想定している．図の (b) は時間  $t$  におけるブリルアン利得の各要素のスペクトルを示している．この図からわかるように  $H_1$ 、 $H_2$  のスペクトルは周波数シフト量の 200 MHz のところにピークがあるが， $H_1$  では線幅が広がる．また  $H_3$ 、 $H_4$  のスペクトルは平均化されているために，注目する区間の周波数シフトの情報が得られない．このように  $H_2$  のスペクトルだけが望ましい性質をもつ．

## 5. ま と め

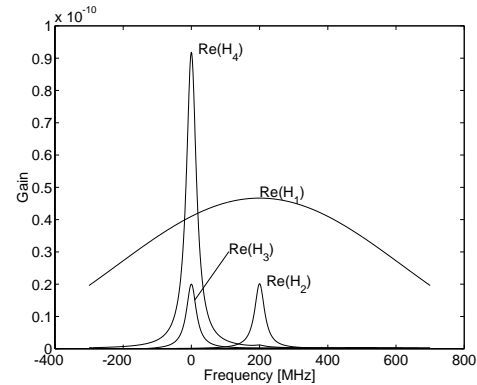
誘導ブリルアン散乱の方程式を摂動法によって解き，ブリルアンスペクトルの特性を解析した．ここで明らかになったことは，次の通りである．

- 1) BOTDA におけるブリルアン利得スペクトルはポンプ光の波形を 2 重に含む時間・空間の 2 重積分で表現できる．
- 2) ポンプ光のパルス波に漏れ光があるときには，ブリルアン利得スペクトルは，4 つの要素  $H_1$ – $H_4$  に分解して考えることができる．
- 3) 漏れ光がない場合には  $H_1$  だけになるが，この要素は Lorentz 型スペクトルを含む畳み込み積分で表わされ，パルス幅が小さくなるとスペクトル線幅は単調に増加する．
- 4) 残りの要素の一つ， $H_2$  は常に同じ Lorentz 型スペクトルとなり，かつパルスの範囲内の情報だけを担っているため，歪みの計測には極めて都合の良い性質をもつ．消光比を適当に選ぶことによって， $H_2$  が強調されて全体として狭い線幅のスペクトルが得られるようにすることができる．

漏れ光の効果で短いパルス幅のポンプ光でもスペクトル線幅が広がらない現象は Bao らが見いだしたものであるが，本報



(a) 仮定した周波数シフト



(b) 各成分のスペクトル

図5 ブリルアンスペクトルの各成分

告ではその原因を摂動法を用いた解析により理論的に明らかにした．今後，この現象を BOTDA の歪み計測の分解能の向上に利用することが期待される．

謝辞 本研究の遂行にあたり，ニュープレクス（株）シニアエンジニアの李哲賢氏とグループマネージャーの林縄績博士との議論は有益でした．ここに記して深謝いたします．

## 文 献

- [1] G. C. Valley, "A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser," IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE-22, no. 5, May, 1986, pp. 704–712
- [2] A. Fellay, L. Thevenaz, M. Facchini, M. Nikles, and P. Robert, "Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering: towards ultimate resolution," Tech. Dig. OFS12, Williamsburg, USA, 1997, PP. 324–327
- [3] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, and Y. Koyamada, "Advances in distributed sensing techniques using Brillouin scattering," Proc. SPIE 2507, 1995, pp. 126–137
- [4] X. Bao, "Characterization of the Brillouin-loss spectrum of single-mode fibers by use of very short ( $< 10$ -ns) pulses," Optics Letters, vol. 24, no. 8, 1999, pp. 510–512
- [5] V. Lecoche, D. J. Webb, C. N. Pannell, and D. A. Jackson, "Transient response in high-resolution Brillouin-based distributed sensing using probe pulses shorter than the acoustic relaxation time," Optics Letters, vol. 25, no. 3, 2000, pp. 156–158
- [6] A. L. Gaeta, and R. W. Boyd, "Stochastic dynamics of stimulated Brillouin scattering in an optical fiber," Physical Review A, vol. 44, no. 5, 1991, pp. 3205–3209
- [7] X. Bao, "32km Brillouin loss based distributed temperature sensor," in Tech. Dig., OFS'93 (Florence, Italy), May 1993, postdeadline paper 3.