ブリルアン分光の新展開

齊 官 清四郎

東北大学大学院理学研究科物理学専攻 仙台市青葉区荒巻字青葉 (〒980-8578)

(2007年 5 月17日受付, 2007年 5 月24日受理)

A New Development in Brillouin Spectroscopy

Seishiro SAIKAN

Department of Physics, Graduate School of Science, Tohoku University,
Aramaki-Aoba, Aoba-Ku, Sendai, 980-8578

(Received May 17, 2007; Accepted May 24, 2007)

Using real-time beat frequency monitor and frequency modulation technique, we have developed a high precision Brillouin spectrometer with the spectral resolution of 20 kHz. This spectrometer has been applied to studies of temperature dependence of Brillouin frequency shift and linewidth for both of crystals and glasses. We have observed a splitting of Brillouin spectrum due to standing wave phonon in crystals and resonant absorption due to two level systems (TLS) in glasses below the liquid He temperature.

Keywords: Brillouin scattering, Frequency-modulation spectroscopy, Three-phonon process, Two level systems

1. はじめに

物質の音波物性あるいはフォノン物性を調べる分光法として、ブリルアン分光がある。ブリルアン散乱の周波数シフトからは音速が、その線幅から音波の減衰率が求められる。可視域のレーザーを励起光源とした時、ブリルアン散乱に寄与する音波のエネルギーは高々数 cm^{-1} であることから、音波をプローブとして、物質の持つ低エネルギー励起の研究、特に低温音波物性の研究が可能であるが、これまでの研究はむしろマイクロ波超音波を使って行われてきた。ブリルアン散乱を使ったこの種の研究があまり行われなかった理由の一つとして、ブリルアン分光装置の分解能がそれほど高くなかったことがあげられる。例えば、結晶の He 温度におけるブリルアン線幅を知るために文献検索しても、その測定例が見つかることは極めて稀である。

われわれは最近光ビート測定による実時間周波数モニターと FM 分光法を取り入れ、分解能 20 kHz の高分解能かつ高感度な誘導ブリルアン分光装置を製作した^{1,2)} この装置の開発により、結晶、ガラス、低温液体における He 温度でのブリルアン線幅の測定が可能となり、低温音波物性研究に新たな展開が可能となりつつある。この解説では、今回開発した kHz 誘導ブリルアン分光装置の特徴と

そのいくつかの測定例（定在波フォノンによるブリルアンスペクトルの分裂と線幅の決定³⁾、ガラスの二準位系 (TLS) の共鳴吸収と緩和⁴⁾) を紹介する。

2. これまでに開発されたブリルアン分光装置

これまで開発された高分解能ブリルアン分光装置には、自発光散乱を利用したものと、誘導光散乱を利用したものの 2 種類がある。前者の例としては Vacher, Pelous, 等, Montpellier 大のグループが開発した装置がある⁵⁾。この装置は平面と球面の Fabry-Pérot をタンデムにつないだもので分解能は球面 Fabry-Pérot のフィネスで決まり 2 MHz である。タンデム Fabry-Pérot としては 2 台の平面 Fabry-Pérot を 3 回通す (6pass) Sandercock 型タンデム Fabry-Pérot がよく知られているが、その分解能は 50 MHz 程度であり分解能の高い測定には向かない。自発散乱による測定では光子計数法が適用できることから、高い検出感度を得られる利点があるが、欠点としては MHz 以下の分解能を得ることが難しいことに加えて、自発ブリルアン散乱強度は絶対温度 T に比例するため、液体 He 温度以下での信号は弱く、その測定には長いデータ積算時間が必要となることである。

一方、誘導ブリルアン分光では 2 台のレーザーの周波

数差を音波の周波数に近づけ、共鳴的に音波を励振させる過程を利用していることから、自発ブリルアン散乱に必要な熱的に励起された音波の存在は必要とされない。すなわち He 温度においても散乱強度が弱くなることはなく、むしろスペクトル線幅が狭くなる分、散乱強度は高くなる¹⁾。

2 台のレーザーを使った誘導ブリルアン分光装置ではレーザーの周波数安定度が分解能を決めることから、レーザー発振周波数のジッターやドリフトの少ないレーザーを使用すれば分解能を格段に上げることが出来る。2 台の CW レーザーを使った高分解能誘導ブリルアン分光装置は MacPhail のグループによって開発され液体のブリルアン散乱の研究に使われた⁶⁾。また、励起光としてパルスレーザーを使い、プローブ光として CW レーザーを使った装置が Faris のグループにより開発されている⁷⁾。励起光として高出力のパルスレーザーを使用するため、信号強度が高く、結晶やガラスの測定も可能となっている。しかし、前者は色素レーザーの周波数揺らぎが大きいことから、また後者はパルスレーザーの時間幅がスペクトル幅を決めていることから、いずれの装置も 10 MHz 以下の分解能を得ることは難しい。1 MHz 以下の分解能を持ったブリルアン分光装置としては、高周波位相変調器を利用して、レーザー周波数をブリルアン周波数だけシフトさせ、この光とシフト前の光とで誘導ブリルアン分光を行う方法がある。この二つの光の周波数ノイズは互いに相関があるため、二光子過程である誘導光散乱のヘテロダイン検出において、この周波数ノイズは相殺され高い分解能を得ることが可能である。すなわちジッターフリーの分光になっている。高周波位相変調器として、現状では、導波路タイプの変調器しか利用できないため、この測定方法はバルクの試料の測定には利用されず、専ら光ファイバーの測定に使われている⁸⁾。

われわれは、結晶における音波の減衰機構（フォノン・フォノン散乱）³⁾、ガラスにおける準位系（TLS）⁴⁾の直接観測、等、低温音波物性に、興味を持っているが、これまで開発されたブリルアン分光装置では十分な分解能がないため、今回新たに高分解能な誘導ブリルアン分光装置を開発した。

3. kHz 誘導ブリルアン分光装置

Fig. 1 が製作した誘導ブリルアン分光装置である。使用したレーザーは MISER 型 Nd : YAG レーザーで、スペクトル幅は 1 kHz/100 ms と極めて狭く、モードホップ無しに 15 GHz の周波数掃引が可能である。トータルの周波数掃引幅は比較的狭く 30 GHz しかない（全周波数掃引において 3 回のモードホップが起きる）。発振波長が 1.06 μm と近赤外光であることから、 $v_B = 2nV/\lambda \sin \theta/2$ で与えられるブリルアンシフトは可視光の場合と較べて、半分程度になるので、掃引幅が 30 GHz であっても多くの結晶

Fig. 1 FM 誘導ブリルアン分光装置^{1,2)}、F.P. は Fabry-Pérot を表わし、E.O.M. は電気光学変調器（Electro-Optic Modulator）を表わす。励起レーザーは MISER 型 YAG レーザー（1.06 μm ）、測定は 180° 散乱（後方散乱）で行われている。

の測定が可能である。さらに付け加えるならば、ブリルアン線幅は高温では $q^2 = 4(2\pi n/\lambda)^2 \sin^2 \theta/2$ に比例するため、励起波長が長くなると波長の二乗に反比例して狭くなるが、本装置では十分な分解能を備えており問題とはならない。このレーザーの周波数ドリフトは 1 MHz/min と比較的少ないが、kHz の分解能を持ったブリルアン分光装置を作るにはこのドリフトの影響を極力抑えなければならない。誘導光散乱は 2 台のレーザーの周波数差に依存した効果であるから、その周波数の差を実時間でモニター出来ればこのゆっくりした周波数ドリフトは取り除かれる。そこで 2 台のレーザーの周波数差を光ビートとして計測するシステムを取り入れた。マイクロ波周波数カウンターは 1 kHz の分解能（resolution bandwidth）で 125 MHz スパンの範囲であれば、数 ms の時間内にビート周波数を決定することが出来る。このシステムの導入により、ブリルアン散乱に対してスペクトル分解能 20 kHz（この分解能の決定には、spectrum analyzer の中間周波出力を使った）を達成することが出来た。さらにこの実時間周波数モニターのシステムは分解能を過減することなく長期にわたるデータの積算を可能にし、S/N 比を大幅に改善することが出来た。

分解能の改善に加えて検出感度の改善も行った。各種非線形レーザー分光法の中で、Frequency Modulation (FM) 分光法は最高の検出感度を与えることが知られている。変調周波数として 80 MHz、信号検出には Double Balanced Mixer (DBM) を使った。DBM に対する局部発信器（Local Oscillator (LO)）に 0 度と 90 度の phase shift を与えることによりブリルアンスペクトルの実部と虚部を同時測定できるようにしている。微弱な信号の検出

にはこの同時測定は極めて有効である⁹⁾。本装置は180°散乱（後方散乱）配置をとっているので等方媒質（ガラス）では縦波音波のみ検出可能である。

4. 測定例

Fig. 2は結晶 TeO_2 のブリルアンスペクトルであり、実部と虚部が同時測定されている。この例に示すように、誘導ブリルアン分光では歪んだスペクトルがしばしば観測される。その原因としては、電歪効果によるブリルアン散乱に加えて、熱吸収によるブリルアン散乱、楕円偏光によるヘテロダイン検出、等が考えられるが、この歪んだスペクトルから、ブリルアンシフトと幅を決定するために、FM変調スペクトルの式を導出した。その結果、次の式が実験結果を極めてよく再現することが分かった¹⁰⁾。

$$I(\omega) = A \exp i(\phi_1 - \pi/2) [J_0 J_1 \{ \cos \phi_2 (\chi_{-1} + \chi_1^* - \chi_0 - \chi_0^*) + i \sin \phi_2 (\chi_{-1} - \chi_1^* - \chi_0 + \chi_0^*) \}] + c.c. \quad (1)$$

ここで $\chi_n(\omega) = 1/\omega_B^2 - (\omega - n\omega_m)^2 + i(\omega - n\omega_m)\Gamma$ はブリルアンスペクトル、 ϕ_1 は phase-shifter の位相で0のとき虚部が $\pi/2$ のとき実部のスペクトルが求まる。 ϕ_2 は電歪定数を複素数と仮定したときの位相あるいは楕円偏光の位相である。Fig. 2における実線はこの式による fitting であり、実験結果を良く再現している。この fitting より、

Fig. 2 結晶 TeO_2 [110]におけるFMブリルアンスペクトル、上図が虚部を下図が実部を表わす²⁾。実線が計算結果で式(1)において $\omega_B/2\pi = 19.668$ GHz, $\Gamma/4\pi = 10.95$ MHz を代入。

ブリルアンシフトと線幅を精度良く決定することができる。Table 1はブリルアン散乱が比較的強い結晶における室温での測定結果で、また Table 2はガラスにおける測定結果である。この表のいくつかの物質は誘導ブリルアン散乱による位相共役波発生のための有望な材料であることがこれまで指摘されているが、その幅の測定（フォノンの寿命測定）はこれまで行われていなかった。

5. 定在波フォノンによるブリルアンスペクトルの分裂と線幅の決定

相転移の無い温度範囲で結晶におけるブリルアン線幅及びシフトはどのような温度依存性を一般的に示すのだろうか。音波測定における音速の温度依存性と音波減衰率の温度依存性がそれぞれブリルアンシフト、線幅の温度依存性から求められる。結晶 TeO_2 [110]における縦波ブリルアンスペクトルの温度依存性が Fig. 3に示されており、温度の低下とともにブリルアン周波数は高周波側にシフトし20 K以下でその変化は小さくなる。線幅は80 Kあたりから急激に狭くなって行くのが分かる。この測定はFM分光を使わずにポンプ光を強度変調しただけの測定ではあるが高いS/N比が得られている。Fig. 4にはそのシフトの温度依存性が図示されている。弾性定数は結晶の音響フォノンの平均エネルギーに比例して変化することが知られており、平均エネルギーとしてDebye-modelあるいはEinstein-modelを使いシフトの温度依存性を再現したのが Fig. 4の実線であり、いずれのmodelもデータを良く再

Table 1 結晶におけるブリルアン線幅とシフト^{a)}

Sample	Propagation Direction	Mode	Shift [GHz]	HWHM [MHz]
TeO_2	[100]	L	13.482	6.20
	[110]	L	19.668	10.95
	[001]	L	17.387	9.26
PbMoO_4	[100]	L	16.287	21.19
	[100]	T	9.662	12.63
	[cos 29°, sin 29°, 0]	L	18.958	28.74
SiO_2	[100]	L	16.908	14.01
Natural quartz	[010]	L	17.411	15.15
LiNbO_3	[100]	T	16.340	2.11
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$		L	15.717	2.19
		T	9.767	0.72
LAP ^{b)}		L	12.297	13.64
		T	4.458	3.97
d-LAP ^{c)}	[100]	L	9.728	13.74
	[100]	T	5.684	4.25
CaF_2		L	17.170	6.10
KRS-5 ^{d)}		L	9.267	10.95
$\text{La}_3\text{Ta}_{0.5}\text{Ga}_{5.3}\text{Al}_{0.2}\text{O}_{14}$		L	23.473	3.54

^{a)} 励起波長は1.06 μm , L, Tはそれぞれ縦波, 横波を表わす。

^{b)} LAP (L-arginine phosphate)

^{c)} d-LAP (deuterated L-arginine phosphate)

^{d)} KRS-5 (TlBr-TlI)

Table 2 ガラスにおける Brillouin 線幅とシフト^a

Material	Density [g=cm ³]	Refr.Index <i>n</i>	Brillouin scattering		Velocity [10 ⁵ cm/s]	Acoust.atten. [dB/cm·GHz ⁻²]
			Shift [GHz]	HWHM [MHz]		
Fused quartz	2.202	1.4494	16.180	22.67	5.94	15.9
BK7	2.51	1.50669	16.931	28.18	5.98	17.9
Corning 9754	3.581	1.65	17.401	22.87	5.61	14.69
TeO ₂ based (60%) ^b	—	—	13.719	25.81	—	—
TeO ₂ based (67%) ^c	—	—	12.528	18.84	—	—
Bi ₂ O ₃ based (AB061) ^d	6.48	(1.91)	13.981	37.12	(3.89)	(53.2)
Bi ₂ O ₃ based (ABH160) ^d	8.01	(2.22)	13.395	28.92	(3.21)	(54.8)
As ₄₀ Se ₆₀ (IG6) ^e	4.63	2.81	12.456	27.69	2.34	84.1
Ge ₃₃ As ₁₂ Se ₅₅ (IG2) ^e	4.41	2.586	11.922	9.53	2.52	29.6

^a 屈折率は1.06 μmでの値, ()内の屈折率は1.55 μmでの値

^b TeO₂ (60%): 60TeO₂, 30B₂O₃, 5La₂O₃, 3Al₂O₃, 2BaO

^c TeO₂ (67%): 67TeO₂, 5GeO₂, 20ZnO, 5Na₂O, 3Y₂O₃

^d AB061, ABH160 は ASAHI ガラスコード名

^e IG6, IG2 は VITRON 社コード名

Fig. 3 結晶 TeO₂ [110]における誘導 Brillouin 利得スペクトルの温度依存性¹¹⁾, 低温になるに従い, 線幅が狭くなり, 信号が強くなる.

Fig. 4 結晶 TeO₂ [110]における Brillouin 周波数シフトの温度依存性¹¹⁾, 実線は計算値

現している¹¹⁾. シフトの温度変化が顕著になる温度は結晶の種類により異なるがこのモデルから予想されるように, Debye 温度がその温度の目安となる. 一方 Brillouin 線幅の温度依存性に関しては測定上重大な問題のあることが分かった. Fig. 5 は同じ [110] 方向の TeO₂ 結晶の測定結果であるが, 結晶の両面を平行に磨いたものと, 5 度の角度をもたせたものでは, Brillouin スペクトルに違いがあることが分かった. 特に平行に磨いたものでは温度を下げるとスペクトルが分裂し, その分裂の周波数間隔は $V/2L$ に等しくなる. 厚さ L の結晶に閉じ込められた定在波フォノンの周波数間隔がこの $V/2L$ に等しいことから, 分

裂が観測されているときには, 誘導 Brillouin 散乱によって誘起されたフォノンの平均自由行程 l が厚さ L を越えていることを意味している. 従って, $l \leq L$ の場合ローレンツ型のスペクトルが観測されるのに対して, $l \geq L$ の場合, 結晶の表面が平行でないならば, 定在波フォノンは形成されず, sinc 型のような非ローレンツ型スペクトルが, また結晶の表面が平行に磨かれていれば定在波フォノンによるスペクトルの分裂が観測されることとなる. Sinc 型のスペクトルが現れる理由は, 光と音波の相互作用長が有限のためで, 原子分光における transit-time broaden-

Fig. 5 ブリルアンスペクトルの分裂³⁾, (a)は5°のウェッジ試料, 厚さ10 mm, (b)平行試料, 厚さ10 mm, (c)平行試料, 厚さ5 mm

Fig. 6 結晶 TeO_2 [110]の低温におけるブリルアンスペクトルの温度変化, 実線は計算結果³⁾

ing¹²⁾と等価である。音波減衰の大きな結晶を別にすれば、温度が液体 He 温度に近い場合、通常の結晶における GHz フォノンの平均自由行程は試料結晶の長さ (1 cm) を越えていると思われる。このような場合、ブリルアン散乱の線幅 (フォノンの寿命) を正確にもとめるには、出来るだけ長い試料 (非現実的ではあるが) を使うか、試料表面での多重反射を利用しフォノンを閉じ込め、相互作用時間を長くする必要がある。分裂したスペクトルの形状は音波の伝播方程式にポンプ光とプローブ光の積に比例した強制振動の項を加えることにより求めることが出来る³⁾。この理論式を使って観測されたスペクトルを再現したのが Fig. 6 であり、両者の一致は良い。このフィッティングよ

Fig. 7 TeO_2 [110]方向における L モードの減衰率 (Γ) の温度変化, 高温部は Akhiezer 型の温度特性を, 低温部は $L+L \rightarrow L$ の 3 フォノン過程の温度特性が現れている³⁾.

り決めた TeO_2 結晶 [110] 方向のブリルアン線幅 (Γ) の温度依存性が Fig. 7 に示されている。線幅 Γ は 100 K から常温付近では $\Gamma \propto T^1$ の振る舞いが見られさらに高温では $\Gamma \propto T^0$ となる兆候がみられた。このことは Akhiezer 理論¹³⁾ ($\omega\tau < 1$ の領域, τ は熱フォノンの寿命, ω は音波の周波数) による音波の減衰の機構で説明できる。一方低温では $\Gamma \propto T^4$ の依存性を示し, これは $L+L \rightarrow L$ という 3 フォノンの衝突過程 ($\omega\tau > 1$) から予想される温度依存性と一致する。 $L+L \rightarrow L$ の過程はエネルギー保存則, 運動量保存則から従来起こりにくいとされてきたが熱フォノンの寿命 (エネルギーのぼけ) を考慮すればその過程が起こりうるということがいえる。実験的にこのスペクトルの分裂を観測するには試料表面が平行であることに加えて, 結晶表面の方位を特別な方向 (pure propagation の方向) に合わせる必要がある。一般に音波の位相速度の方向と群速度の方向とは同じではないため, 励起レーザー光の入射方向 (位相速度の方向) からずれた方向に音波のエネルギーが伝播 (walk off) することになる。このとき, 音波と光の相互作用長は短くなり, また音波の多重反射のためのライメントが難しくなる。たとえば Fig. 8 は TeO_2 結晶の XY 面内の位相速度と群速度ベクトルを図示したもので, 音波は [110] 方向にフォノン集束していることが分かる。すなわち入射レーザー光が [110] 方向から多少ずれても, 発生したフォノンは [110] 方向にそろって伝播することになる。Fig. 9 は TeO_2 結晶におけるフォノン集束の度合いを図示したものであり, 群速度ベクトルの発散 (divergence) を極座標の (θ, ϕ) で表示したものである。 TeO_2 の場合 [110] 方向が他の方向と較べてフォノン集束の度合

Fig. 8 TeO₂ XY 面内の音波の位相速度 (赤の矢印, 内側) と群速度 (緑の矢印, 外側)

Fig. 9 TeO₂のLモードにおけるフォノン集束度の結晶方位依存性, [110]方向にフォノン集束が起きている³⁾.

いが強いことが分かる. 結晶のブリルアン線幅の温度依存性を測定するための処方箋としては, まずフォノン集束の方向を計算で求め, その方向に垂直にカットされた平行度の良い試料を用いて測定を行えばスペクトルの分裂が観測され, より低い温度まで線幅を決定することができる.

6. TLSの共鳴吸収と緩和

ガラスをはじめとする非晶質固体は不規則な構造に由来する二準位系 (TLS)¹⁴⁾ と呼ばれる低エネルギー状態やボゾンピーク¹⁵⁾ と呼ばれる中距離秩序に関係した局在音響モードを持つ. それらはガラスの低温熱物性に影響を与え, ラマン, 中性子散乱, 遠赤外, ミリ波吸収のスペクトルに現れる. Fig. 10はガラスの構造をクラスターの集まりと見なした時の, TLS とボゾンピークの振動状態を模

Fig. 10 ガラスにおけるフォノンの概念図 (上) とフォノン及び TLS 状態密度の模式図 (下)⁴⁾

Fig. 11 SiO₂ シングルモードファイバーにおける縦波ブリルアンシフトと線幅 (内部摩擦) の温度依存性⁴⁾. 光ファイバーは Nufern 社製1060XP.

式的に示したものである. この TLS, ボゾンピークの研究にブリルアン散乱が利用できることを以下に示す. Fig. 11は代表的なガラスである石英ガラスにおけるブリルアンシフト (ν_B) と線幅 (Γ) の温度依存性を示したものである. 線幅に関しては, 内部摩擦 $Q^{-1} = \Gamma/\nu_B$ で表示してある. 50 K 以下の温度におけるシフトと幅の温度依存性は多くのガラスで観測される共通の振る舞いである. 結晶では温度の低下とともに線幅は装置分解能まで急激に低下

するが、ガラスの場合、数 K（ガラスの種類に依存する）で最小の線幅を取ったのち、温度の低下に伴い幅が逆に増加する特異な振る舞いを示す。またこの線幅が増加する領域では、シフト（音速）は温度の対数で変化することが知られている。この領域は TLS の二準位レベルによる音波の共鳴吸収によるもので低温ほど吸収は強くなる。線幅最小の温度から上昇すると、幅は急激に増大し 10 K あたりで折れ曲がり（inflection point）が現れる。この温度範囲の振る舞いは TLS が熱フォノン（デバイフォノン）によって緩和を受けているため one-phonon 緩和過程として説明される。折れ曲がりが見られる理由は、温度の上昇に伴いボゾンピークの局在モードの熱励起が始まり、multi-phonon あるいは熱活性型の TLS 緩和が開始されるためと考えている¹⁶⁾。上記のシナリオを実証するため、ボゾンピーク周波数の異なる 9 種類のガラスについて、ブリルアン散乱の測定を行い、inflection point がボゾンピーク周波数（あるいはブリルアンシフトの周波数）にほぼ比例してシフトすることを確認している⁴⁾。

7. おわりに

本装置は数日間にわたるデータの積算も可能であることから、はばいかなる試料であっても、透明であるかぎりそのブリルアン散乱スペクトルの線幅を 20 kHz の分解能で決定することができる。現時点では、測定可能な周波数は、周波数カウンターとレーザーで制限された 27 GHz（励起波長 1.06 μm ）であるが、より多くの結晶での測定を可能にするため、この周波数を 2 倍程度拡張することを考えている。

謝辞

本稿で紹介した研究は、是枝聡肇、大野誠吾、曽根原寿明、達永里子、今野有作、神長瞳、諸氏の協力無しには成功はなかったと思われます。深く感謝致します。

参考文献

- 1) S. Ohno, T. Sonehara, E. Tatsu, A. Koreeda, and S. Saikan: Rev. Sci. Instrum. **77**, 123104 (2006).
- 2) T. Sonehara, Y. Konno, H. Kaminaga, S. Saikan, and S. Ohno: J. Opt. Soc. Am. B **24**, 1193 (2007).
- 3) 大野誠吾：“高精度ブリルアン利得分光法の開発とフォノンフォノン散乱の研究”平成17年度東北大学理学・研究科物理学専攻博士論文。
- 4) 曽根原寿明：“ガラスにおける誘導ブリルアン分光：TLSの共鳴吸収と緩和”平成18年度東北大学理学研究科物理学専攻博士論文。
- 5) R. Vacher and J. Pelous: Phys. Rev. B **14**, 823 (1976).
- 6) T. Grubbs and R. A. MacPhail: Rev. Sci. Instrum. **65**, 34 (1994).
- 7) G. W. Faris, L. E. Jusinski, and A. P. Hickman: J. Opt. Soc. Am. B **10**, 587 (1993).
- 8) A. Loayssa, R. Hernandez, D. Benito, and S. Galech: Opt. Lett. **29**, 638 (2004).
- 9) T. Sonehara, H. Kaminaga, E. Tatsu, S. Saikan, and S. Ohno: Opt. Lett. **32**, 808 (2007).
- 10) T. Sonehara, H. Kaminaga, E. Tatsu, S. Saikan, and S. Ohno: J. Appl. Phys. **101**, 073104 (2007).
- 11) T. Sonehara, E. Tatsu, S. Saikan, and S. Ohno: J. Appl. Phys. **101**, 103507 (2007).
- 12) C. J. Borde, J. L. Hall, C. V. Kunasz, and D. G. Hummer: Phys. Rev. A **14**, 236 (1976).
- 13) T. O. Woodruff and H. Ehrenreich: Phys. Rev. **123**, 1553 (1961).
- 14) J. L. Prot, F. Terki, and J. Pelous: Phys. Rev. Lett. **77**, 755 (1996).
- 15) A. P. Sokolov: Philosophical Magazine B **77**, 349 (1998).
- 16) T. Sonehara, Y. Konno, H. Kaminaga, and S. Saikan: to be published in J. Korean Phys. Soc.

PROFILE

齊官清四郎 東北大学大学院理学研究科物理学専攻教授工学博士

〔略歴〕1972年東京大学大学院工学系研究科物理学専攻工学博士課程修了、同学科助手、1977-1978年ゲッティンゲン市 Max Planck 研究所研究員、1979年大阪大学理学部物理学専攻講師、1980年同助教授、1992年東北大学理学部物理学専攻教授。〔専攻〕非線形レーザー分光学、低温音波物性。