マイクロ固体フォトンクス材料 ーレーザー材料の物性値ー

佐藤 庸一, 平等 拓範

分子科学研究所 分子制御レーザー開発研究センター (〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町字西郷中38)

Micro Solid-State Photonics Materials - Properties of Laser Materials -

Yoichi SATO and Takunori TAIRA

Laser Research Center for Molecular Science, Institute for Molecular Science, 38 Nishigonaka, Myodaiji, Okazaki, Aichi 444-8585

(Received November 6, 2008)

Accurate spectroscopic properties and thermal properties of laser media are necessary for optical designs of the high power laser. In this article, we review these properties of various laser media. Fundamental techniques for measuring them are also discussed.

Key Words: Laser materials, Spectroscopic properties, Thermal conductivity.

1. 緒 言

レーザー共振器設計により光の発生制御を行う際には、利得媒質の有する物性値(誘導放出断面積, 蛍光寿命, 励起光吸収係数, 熱伝導率など)についての正確な情報が必要不可欠である. 本稿ではレーザー設計パラメータとなる様々な物性値について解説を行い, ジャイアントマイクロ固体フォトンクス¹⁾において有用となる1 μm 発振用レーザー材料の物性値を具体的に示す. さらにレーザー材料の物性値をより正確に求めるための注意事項として, 物性値計測に関する最新の研究結果を紹介する.

2. レーザー材料の性能指数

2.1 吸収係数

光吸収の大きさは吸収係数 α により定義される. 光が物質中を距離 x だけ進行した場合, 光の強度 $I(x)$ は初期強度 I_0 に対して次式に従い変化する(Lambert-Beer則).

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1)$$

α は, レーザー材料を光励起する際の励起光吸収効率 η_a を求める際の重要なパラメーターである. 単純に考えれば, レーザー媒質の励起光入射面での光の反射率を R_1 とした場合, 媒質長 l のレーザー媒質の η_a は次式の通り見積もることができる.

$$\eta_a = (1 - R_1)[1 - \exp(-\alpha l)] \quad (2)$$

光吸収の大きさを表す量として, 他に光学濃度 N (光吸収以外の要因を含めた不透明さの尺度)と消衰係数 k (複素屈折率の虚部)がある. これらは α と

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} = \frac{N \ln 10}{l} \quad (3)$$

なる関係を有する. ここで, λ は真空中の光の波長である.

2.2 自然放出寿命と蛍光寿命

利得媒質は光吸収により基底状態からエネルギーの高い励起状態に移行するが, やがて励起状態から双極子輻射等のエネルギー散逸過程を経由して再び基底状態に緩和する. 輻射過程の緩和率は材料固有の物性値でありEinsteinの A 係数と呼ばれる. ここで, 自然放出寿命 τ_f が A 係数の逆数と定義される. 実際の物質系では非輻射の緩和率 W_{nr} も存在するため, 励起状態が維持される時間の期待値 τ_f は τ_f より小さくなる. 励起状態が維持されている間は蛍光が出るので, τ_f を蛍光寿命と呼ぶ. W_{nr} が時間に依存しない場合, τ_f と τ_f の間には

$$\frac{1}{\tau_f} = A + W_{nr} = \frac{1}{\tau_f} + W_{nr} \quad (4)$$

が成立している.

蛍光寿命はレーザー材料を励起する際の励起蓄積効率 η_{pf} ²⁾を求める際に重要なパラメーターである. 励起光のパルス幅を τ_p とすると, η_{pf} は

$$\eta_{pf} = \eta_a \eta_p \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_p}{\tau_f}\right) \right] \left/ \left(\frac{\tau_p}{\tau_f} \right) \right. \quad (5)$$

と見積もることができる。なお η_p は励起量子効率である。

2.3 光学遷移断面積

一般的に固体レーザー材料に於いては、ホスト材料に添加された発光イオンの電子状態が光により励起される。従って、レーザー媒質を光励起するためには、添加された発光イオンを中心としたある断面積 σ の領域に励起光の光子が入射されなければならない。この σ は光学遷移断面積と呼ばれる材料固有の物性値である。これから、例えば吸収断面積 σ_{abs} は、基底状態にある発光イオンの分布密度を n_0 として

$$\alpha = n_0 \sigma_{\text{abs}} \quad (6)$$

と定義される。同様に誘導放出断面積 σ_{em} はレーザー材料の光増幅利得係数 g を決定する際に重要な物性値である。 σ_{em} は励起状態にある発光イオンの分布密度 n_l と g との間には

$$g = n_l \sigma_{\text{em}} \quad (7)$$

なる関係が成立する。

CW励起の場合 n_l は τ_l に比例することから、 σ_{em} と τ_l の積は $\sigma\tau$ 積と呼ばれ、レーザー利得の大きさを表す指標として用いられる。

レーザー下準位 i と上準位 j の間の遷移断面積 σ_{ij} は、対応する波長 λ の σ_{abs} を下準位 i の局所ボルツマン分布率 f_i で割ったもの、あるいは σ_{em} を上準位 j の局所ボルツマン分布率 f_j で割ったものである。これらを混同しやすいので注意が必要である。

2.4 量子効率

量子効率という用語は遷移の確率を記述する際に用いられ、レーザー設計の場でも様々な量子効率が用いられている。

四準位レーザーにおいては、励起光により誘起された励起状態の主たる緩和が非輻射緩和であり、その主な緩和先が輻射緩和を主たる緩和とする別の準安定な励起状態(レーザー上準位)となっている。2.2節で用いられた励起量子効率 η_p とは、励起光により誘起された励起状態がレーザー上準位に緩和する確率である。すなわち、一つの励起光光子はレーザー上準位に $\eta_p \eta_{\text{sp}}$ 個の電子を励起することができる。

レーザー上準位にある電子一つが共振器内で誘導放出を起こす確率 η_l をレーザー効率と呼ぶ。 η_l は励起光とレーザー光の空間的重なり指標であるモードマッチング効率 η_m および励起パワー P_m を用いて次式で定義される

$$\eta_l = \eta_m \eta_{\text{sp}} \frac{P_m - P_{\text{th}}}{P_m} \quad (8)$$

レーザーとして取り出される誘導放出光は励起光と異なる波長であるため、励起光から誘導放出光への変換には量子欠損が存在する。レーザー光と励起光の波長の比を原子量子効率 η_{qd} と定義する。同様に、自然放出波長

の平均と励起光波長の比を蛍光原子量子効率 $\eta_{\text{qd}}^{(f)}$ と定義する。これらの量子効率を用い、励起光光子が誘導放出に変換される際のエネルギー効率を $\eta_a \eta_p \eta_l \eta_{\text{qd}}$ と評価できる。

τ_r と τ_f の比である η_r を輻射量子効率と呼ぶ。 η_r は励起状態が蛍光過程を経由した緩和をする確率を意味する。励起光光子が誘導放出以外の蛍光を発する確率は、輻射量子効率を用いて $\eta_a \eta_p (1 - \eta_l) \eta_r$ と表される。

2.5 熱伝導率

レーザー媒質に吸収されながらレーザー出力に変換されなかった余剰励起エネルギーは、レーザー媒質中で熱に変換される。レーザー媒質中の熱発生率 η_h は

$$\eta_h = 1 - \eta_p [\eta_l \eta_{\text{qd}} + (1 - \eta_l) \eta_r \eta_{\text{qd}}^{(f)}] \quad (9)$$

と見積もることが出来る³⁾。

定常状態におけるレーザー媒質の温度分布を考える際には、熱伝導率 κ が必要となる。レーザー媒質内の温度分布 T は、次式で与えられる熱伝導方程式

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + \eta_h Q \quad (10)$$

に従う。ここで ρ 、 C_p および Q はそれぞれレーザー媒質の密度、定圧比熱、および単位体積あたりの励起光吸収量である。なお、端面励起方式のレーザー共振器においては、 Q は αI_p と等しい(但し I_p は励起光強度である)。式(10)より、安定動作に至る T の過渡応答を考えたレーザー設計を行う場合には C_p の正確な値も必要となることが理解できる。

2.6 線膨張係数と屈折率温度係数

物質の温度変化に対する長さ L の変化の割合と屈折率 n の変化は、それぞれ線膨張係数 $(1/L \cdot dL/dT)$ および屈折率温度係数 (dn/dT) と定義される。励起光とレーザー光の間の量子欠損による発熱に付随してレーザー媒質中に温度勾配が発生した場合、レーザー媒質の熱膨張や屈折率変化により熱レンズ効果や熱複屈折効果、熱複レンズ効果(偏光方向により曲率が異なるレンズ効果)などにより共振器条件が変化する⁴⁾。

温度が媒質全体に均一に上昇した場合には熱レンズ効果や熱複屈折は生じないが、光路長の変化によるレーザー特性変化は避けられない。一例として、レーザー媒質をエタロンとして用いる単一モードマイクロチップレーザーなど定在波型の共振器一体型レーザーにおいては、発振周波数 ν の温度変化は

$$\frac{d\nu}{dT} = -\nu \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \quad (11)$$

と記述される⁵⁾。

3. レーザー材料の性能指数の代表的な報告値

主なレーザー材料について、第2章で解説した物性値をTable 1~3に示す。なお第2章では触れなかったが、

Table 1 Optical properties of various laser media (I) .

	Material	$C_{RE}(\text{at.}\%)$	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$\lambda_0(\text{nm})$	$\Delta\lambda_0(\text{nm})$	Ref.
Nd ³⁺	YAG	1.0	9.1	808.4	1.2	1
	YVO ₄	"	53.5	808.7	1.7	1
	GdVO ₄	"	33.2	808.2	1.5	1
	YSAG	"	6.8	808.5	1.4	1
	Y ₂ O ₃	"	12.5	820.4	1.1	1
	GGG	1.7	14.5	807.6	1.1	1
	SVAP	1.0	16.9	809.0	1.6	1
	SFAP	0.72	27.4	805.2	1.6	1
	YLF	1.0	7.0	792.0	2.0	1
Yb ³⁺	LHG-8	5.0	3.0	800	13	1
	YAG	25	28.3	940.6	18	6
	YSAG	15	14.5	942.3	22	6
	Y ₂ O ₃	3.0	7.0	949	-	7
	Sc ₂ O ₃	"	8.6	942	12	7
	Lu ₂ O ₃	"	8.3	950	8	7

Table 2 Optical properties of various laser media (II) .

	Material	$\tau_f(\mu\text{s})$	$\sigma_{em}(10^{-19}\text{cm}^2)$	$\lambda_{em}(\text{nm})$	$\Delta\lambda_{em}(\text{nm})$	Ref.
Nd ³⁺	YAG	225	2.63	1064.2	1.1	1
	YVO ₄	84.1	14.1	1064.1	1.1	1
	GdVO ₄	83.4	10.3	1062.8	1.0	1
	YSAG	265	0.94	1061	5.5	1
	Y ₂ O ₃	158	0.79	1078	2.2	1
	GGG	200	1.54	1062	0.9	1
	SVAP	210	5.0	1065.4	1.6	1
	SFAP	298	5.4	1058.5	0.6	1
	YLF	400	1.87	1047	1.37	1
Yb ³⁺	LHG-8	315	0.4	1054	20	1
	YAG	850	0.21	1030.1	8.5	6
	YSAG	1100	0.14	1030.8	12.5	6
	Y ₂ O ₃	850	0.092	1031	-	7
	Sc ₂ O ₃	800	0.13	1041	11	7
	Lu ₂ O ₃	820	0.11	1032	-	7

Table 3 Thermomechanical properties of laser host.

Material	$\kappa(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$1/L\cdot dL/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	$dm/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	$R_T(\text{W}\cdot\text{m}^{-1})$	Ref.
YAG	10.1	6.0	8.9	920	8
YVO ₄	12.1	1.7	7.92	-	8
GdVO ₄	10.5	1.1	10.1	-	8
Y ₂ O ₃	12.8	8.7	-	-	7,9
Sc ₂ O ₃	15.5	-	-	-	7
Lu ₂ O ₃	12.2	-	-	-	7
GGG	8	-	-	-	1
LG-750	0.6	11.4	-5.1	0.45	1

Table 3に示されている R_T は熱衝撃パラメーターと呼ばれる、レーザー材料の熱破壊限界の性能指数である。

4. レーザー材料の性能指数測定の注意点

前節に於いて固体レーザー材料の物性値を示したが、実際には正確な物性値としてある一意の値が共通認識として知られているとは言い難いのが現状である。固体レーザー材料で最も頻繁に利用されているNd:YAGですら、誘導放出断面積は $2.8^{(10)}, 3.0^{(11)}, 4.6^{(12)}, 4.9^{(13)}, 6.1^{(14)}, 6.5^{(15)}, 8.8^{(16)}, 9.0^{(17)}$ (単位は 10^{-19}cm^2)と、文献により異なる値を採用している。この差は計測上の問題点に起因すると考えるべきである。本節では、レーザー材料の性能指数を分光などの計測¹⁸⁾によって求める際に特に注意すべき点について紹介する。

4.1 計測装置の分解能

透過率および α はともに励起光の波長 λ に依存する量である。しかしながら、透過スペクトル $T(\lambda)$ を計測して単純に

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{l} \ln[T(\lambda)] \quad (12)$$

であると考えるのは早計である。例えば $\Delta\lambda_0$ が1.5 nmの試料を計測する場合、計測装置の分解能が0.5 nmであっても計測誤差は5%以上になってしまう。具体的には、 $\alpha(\lambda)$ がピーク値 α_0 、バンド幅 $\Delta\lambda_0$ のガウシアン分布を有する場合、透過計測用プローブ光の強度分布 $I(\lambda')$ がバンド幅 $\Delta\lambda_1$ のガウシアン型である場合に、吸収ピーク λ_0 での $T(\lambda_0)$ はAppendix-Aで議論される通り以下の式で与えられる。

$$T(\lambda_0) = \exp(-\alpha_{eff}l) = \exp\left[-\alpha_0 l \sqrt{\frac{\Delta\lambda_0^2}{\Delta\lambda_0^2 + \Delta\lambda_1^2}}\right] \quad (13)$$

ここで、 α_{eff} はプローブ光の実効的な光吸収係数である。

4.2 吸収における飽和効果

高分解能に必要な狭線幅光源として、例えば波長可変レーザーなどの高輝度光源を利用する際に注意すべき点は、励起により本来基底準位にある電子がより高エネルギー状態にある準安定状態に移ることによる光吸収の飽和効果である。

通常の二準位間電子遷移における強さ P のプローブ光による吸収飽和が飽和パワー P_s を用いて

$$\alpha(P) = \frac{\alpha(0)}{1 + P/P_s} \quad (14)$$

と表されることは良く知られている¹⁹⁾が、これをそのまま用いてレーザー材料の吸収係数を評価することはできない。なぜならば、レーザー材料は二準位系ではないばかりか、プローブ光自体にも空間強度分布が存在するためである。

特に、プローブ光がガウシアンビームである場合に

は、飽和特性は式(14)ではなく

$$\alpha(P) = \alpha(0) \frac{P_s}{\beta P} \ln \left(1 + \beta \frac{P}{P_s} \right) \quad (15)$$

と表される²⁰⁾。ここで、 β は飽和因子と呼ばれる量であり、励起波長により異なる値を有する。 β は励起準位が準安定状態以外の場合は励起量子効率 η_p に等しく、励起準位が準安定状態の場合は

$$\beta = 1 + \frac{\text{励起順位の局所ボルツマン分布率}}{\text{基底順位の局所ボルツマン分布率}} \quad (16)$$

となる。なお、この飽和効果は誘導放出光の存在により緩和されるので、レーザー発振中の励起光吸収を見積もる際には特に注意が必要である。

4.3 自己吸収による蛍光スペクトル変調

波長 λ で輻射された蛍光の計測量 P_λ をそのまま蛍光スペクトル $I_{em}(\lambda)$ とはみなしてはならない。理由は、蛍光はレーザー材料自身の光吸収により変調を受けるからである²¹⁾。この補正方法は実験配置により異なってくる。

一例として、励起光に対して同軸方向に透過方向から蛍光強度を計測する場合の補正方法を考える。Fig. 1に示される通り、励起光は試料中を進行するに従い吸収により減衰される。蛍光は媒質内における発光強度分布が励起光強度分布に比例するばかりでなく、媒質外まで進行する際に媒質による再吸収を受ける。

表面からの深さが $x \sim x+dx$ の領域において吸収される入射パワー P_0 、波長 λ_p の励起光のエネルギー $P_p(x)dx$ は、飽和を無視して

$$P_p(x)dx = \alpha(\lambda_p)P_0 \exp[-\alpha(\lambda_p)x]dx \quad (17)$$

である。従って、蛍光効率と原子量子効率をそれぞれ η_r 、 η_{qd} とすれば、表面からの深さが $x \sim x+dx$ の領域から輻射される蛍光のエネルギー $P_{em}(x)dx$ は

$$P_{em}(x)dx = \eta_r \eta_{qd} P_p(x)dx \quad (18)$$

となる。結局、 $x \sim x+dx$ の領域において $P_\lambda(x)dxd\Omega$ は

$$P_\lambda(x)dxd\Omega \propto I_{em}(\lambda)P_{em}(x)\exp[-\alpha(\lambda)(l-x)]dxd\Omega \quad (19)$$

Fig. 1 Schematic model of self-absorption of luminescence.

となる。但し $d\Omega$ は計測の立体角である。式(19)を試料の厚さ方向で積分し、その結果を $\alpha(\lambda)=0$ の場合と比較することで自己吸収較正のための換算比 $F(\lambda)$ を

$$F(\lambda) = \frac{1 - \exp[-\alpha(\lambda_p)l]}{\exp[-\alpha(\lambda)l] - \exp[-\alpha(\lambda_p)l]} \frac{\alpha(\lambda_p) - \alpha(\lambda)}{\alpha(\lambda_p)} \quad (20)$$

と求めることができる。結局、 $I_{em}(\lambda)$ を正しく求めるには正確な $\alpha(\lambda)$ の値が必要不可欠であることが理解できる。

4.4 蛍光寿命の計測法

蛍光寿命は蛍光強度の時間分解スペクトル $I_{em}(t)$ を計測することで決定できる。 $I_{em}(t)$ はエネルギー伝達関数 $P(t)$ ²²⁾を用い

$$I_{em}(t) = I_{em}(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \exp[-P(t)] \quad (21)$$

と表される。 $P(t)$ は単純に時間に比例する関数ではないために、蛍光強度の時間依存性を対数プロットしてその傾きから τ_r を求める方法は正しくない。正確な τ_r を評価する唯一の方法は、励起直後から十分蛍光が弱くなるまでの全時間領域の $I_{em}(t)$ を計測し、

$$\tau_f = \frac{1}{I_{em}(0)} \int_0^\infty I_{em}(t) dt \quad (22)$$

を求めることである²³⁾。

ここで注意すべきは、異方性を有する材料の場合、各偏光成分の緩和レートが異なっている。従って、単純に $I_{em}(t)$ を計測しても τ_r の偏光依存性を計測することはできないため、Judd-Ofelt解析²⁴⁾等の近似手法に頼らざるを得ない。また、特にYb添加材料などにおいては、蛍光緩和の計測においてもレーザー材料自身による蛍光吸収の影響が問題となる。この問題の解決法としてはピンホールを挿入したり、試料を粉末状にすることにより自己吸収の光路を短くする方法がある²⁵⁾。

4.5 蛍光量子効率の決定法

ガラスなどの非晶質媒質では、 η_r の発光中心イオン添加濃度 C_{RE} 依存性に関するFörster-Dexter関係式

Doping concentration of luminous ions, C

Fig. 2 Various models for η_r .

$$\eta_r(C_{RE}) \propto \frac{C_q^2}{C_q^2 + C_{RE}^2} \quad (23)$$

が知られている²⁶⁾。ここで C_q は消光パラメータと呼ばれる濃度消光の性能指数である。 $C_{RE} > 0.01$ での η_r については、結晶材料においても式(23)が有用である。

一方で $C_{RE} < 0.01$ の場合、結晶性の材料における η_r の C_{RE} 依存性はPerrinの関係式

$$\eta_r(C_{RE}) = \frac{\tau_f}{\tau_r} = \eta_r(0) \exp\left(-\frac{C_{RE}}{C_q}\right) \quad (24)$$

に従い、 C_{RE} が大きくなるにつれて式(23)に漸近していくことがV. Lupeiらにより理論的に示されている(Fig. 2)²⁷⁾。異なる C_{RE} を有する複数試料の τ_r の測定値を式(24)でフィッティングすれば、 τ_r および η_r を決定できる。

4.6 誘導放出断面積の決定

$I_{em}(\lambda)$ 、 η_r と $\sigma_{em}(\lambda)$ の間には Füchtbauer-Ladenberg 関係式

$$\sigma_{em}(\lambda) = \frac{\lambda^5}{8\pi n_\lambda^2 c \tau_r} \frac{I_{em}(\lambda)}{\int \lambda' I_{em}(\lambda') d\lambda'} \quad (25)$$

が成立している²⁸⁾。ここで c 、 n_λ は光速と波長 λ における屈折率である。式(25)から、 $\sigma_{em}(\lambda)$ の評価には τ_r の正確な値が必須であることが理解できる。一方、レーザー下準位が基底準位と同じラッセルサンダース項に属している場合は、MucCumberの関係式

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \frac{Z_l}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{Zl} - hc/\lambda}{k_B T}\right) \quad (26)$$

を満たす²⁹⁾。ここで Z_l 、 Z_u 、 E_{Zl} 、 h および $k_B T$ はそれぞれレーザー下準位および上準位の分配関数、ゼロフォノン遷移におけるエネルギー差 E_{Zl} 、プランク定数、そしてボルツマン定数と温度の積である。式(26)から $\sigma_{em}(\lambda)$ を評価するためには、 α の正確な値が必須である。式(25)と式(26)から求められた $\sigma_{em}(\lambda)$ の値が一致することは、得られた $\sigma_{em}(\lambda)$ が正確であることの必要条件である。

4.7 擬似一次元フラッシュ法

熱伝導率 κ は試料に熱を加え、試料温度の時間応答を計測することで評価される。ここでは、(i)試料が外界から断熱されており熱伝達の方が一方向であること、(ii)熱伝導以外の熱伝達が存在しないこと、(iii)熱の印加時間が試料の熱応答よりも十分短いこと、(iv)試料の昇温を正確に計測できること、(v)試料が均一であること、(vi)試料を均一に加熱すること、の6点を注意する必要がある。実際の計測においては、特に室温近辺以上の温度領域では(i)の条件を満たすことは難しく³⁰⁾、また透明材料では熱印加面から熱検知面への赤外輻射による熱移動が存在するため(ii)の条件を満たすことも困難である。

これらの諸問題点を回避する方法として、擬似一次元フラッシュ法(Q1DFM)が提案された³¹⁾。本手法においては、輻射による熱伝達を考慮した試料の熱応答解析³²⁾を行い、同時に試料に金コーティングを施すことにより輻射による熱伝達効果そのものを低減している。また、計測時にアパーチャを挿入することで熱応答解析において試料ホルダへの熱伝達が大きい試料周辺部の影響を除去している(Fig. 3)。その結果、試料中での一次元的な熱伝導が実現されているようにみなせるのである。

5. まとめ

本稿に於いてはレーザー材料における様々な物性値について解説を行い、これらの一般的に利用されている値を示した。しかしながら、これらの値が絶対的に信頼のおける数字ではないことは第4章に示した通りである。著者らはレーザー材料の様々な物性値を総合的に計測するシステムを構築し³³⁾、YAG、YSAG、YVO₄、GdVO₄、GGGについて再評価を行った(結果は第3章参照)。その他の材料についても順次データベースの再構築を行う必要がある。

Appendix -A 式(13)の導出

媒質の吸収係数 $\alpha(\lambda)$ が波長に対してガウシアン分布

Fig. 3 Schematic image of Q1DFM. (a) Thermal flow in a specimen with an aperture of Φ_A in dia. Influence of heat loss is eliminated from detected temperature response. (b) Dependence of measured thermal diffusivity on Φ_A .

$$\alpha(\lambda) = \alpha_0 \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda_0^2} \right] \quad (\text{A1})$$

を成し(λ_0 は吸収のピーク波長), パワー P_0 のプロープ光の中心波長が λ_0 である場合, プロープ光パワーの波長分布 $P(\lambda)d\lambda$ は

$$P(\lambda)d\lambda = \frac{P_0}{\Delta\lambda_1\sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda_1^2} \right] d\lambda \quad (\text{A2})$$

である. 飽和効果が無視できるプロープ光強度の場合, α_{eff} は $\alpha(\lambda)$ のプロープ光に対する平均値であるため

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{1}{P_0} \int_0^\infty \alpha(\lambda)P(\lambda)d\lambda = \alpha_0 \sqrt{\frac{\Delta\lambda_0^2}{\Delta\lambda_1^2 + \Delta\lambda_0^2}} \quad (\text{A3})$$

となる.

Appendix-B 試料の厚さと活性イオン添加濃度

$T(\lambda)$ と l の計測誤差をそれぞれ ΔT , Δl とすれば, α_0 の誤差 $\Delta\alpha_0$ は式(13)より

$$\left| \frac{\Delta\alpha_0}{\alpha_0} \right| = \sqrt{\left| \frac{\Delta l}{l} \right|^2 + \left| \frac{\Delta T}{T \ln T} \right|^2} \quad (\text{B1})$$

と与えられる. $\Delta\alpha_0$ を小さくするためには l を大きくすれば良いことが式(B1)に示されている. しかしながら, 必要以上に大きい l は吸収ピークにおける $|\Delta T/T \ln T|$ を逆に大きくしてしまう. 従って, $\Delta\alpha_0$ を最小にするためには $|\Delta T/T \ln T|$ も小さくなるような試料を準備することが必要である.

C_{RE} の誤差 ΔC_{RE} についても注意を払う必要がある. 一般的に C_{RE} と n_0 は比例するため, 例えば σ_{abs} の誤差である $\Delta\sigma_{\text{abs}}$ は次式により与えられる³³⁾.

$$\left| \frac{\Delta\sigma_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{abs}}} \right| = \sqrt{\left| \frac{\Delta\alpha_0}{\alpha_0} \right|^2 + \left| \frac{\Delta C_{\text{RE}}}{C_{\text{RE}}} \right|^2} \quad (\text{B2})$$

参考文献

- 1) T. Taira: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **13** (2007) 798.
- 2) T. S. Chen, V. L. Anderson, and O. Kahan: IEEE J. Quantum Electron. **26** (1990) 6.
- 3) V. Lupei, N. Pavel, and T. Taira: Appl. Phys. Lett. **81** (2002) 2677.
- 4) W. Koechner: *Solid State Laser Engineering* (Springer Science +Business Media Inc., New York, 2006) Chap. 7.
- 5) T. Taira, A. Mukai, Y. Nozawa, and T. Kobayashi: Opt. Lett. **16** (1991) 1955.
- 6) J. Saikawa, Y. Sato, T. Taira, and A. Ikesue: Appl. Phys. Lett. **85** (2004) 1898.
- 7) M. Larionov, J. Gao, S. Erhard, A. Giesen, K. Kontag, V. Peters, E. Mix, L. Fornasiero, K. Petermann, G. Huber, et al.: OSA TOPS **50** (2005) 625.
- 8) Y. Sato and T. Taira: Technical Digest of The Conf. on Lasers and Electro-Optics 2007 (CLEO2007) Baltimore, May 2007, JWA87.
- 9) J. Lu, J. F. Bisson, K. Takaichi, T. Uematsu, A. Shirakawa, Musha, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, and A. A. Kaminskii: Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 1101.
- 10) W. Koechner: *Solid State Laser Engineering* (Springer Science +Business Media Inc., New York, 2006) p.55.
- 11) A. A. Kaminskii: *Laser Crystals 2nd ed.* (Springer-Verlag, Berlin, 1990) p.332.
- 12) A. E. Siegman: *Lasers* (University Science Books, Sausalito, 1986) p.290.
- 13) M. Sekita, H. Haneda, T. Yanagitani, and S. Shirasaki: J. Appl. Phys. **67** (1990) 457.
- 14) K. Fuhrmann, N. Hodgson, F. Hollinger, and H. Weber: J. Appl. Phys. **62** (1987) 4041.
- 15) R. C. Powell: *Physics of Solid-State Laser Materials* (Springer-Verlag, New York, 1998) p.319.
- 16) T. Kushida, H. M. Marcos, and J. E. Geusic: Phys. Rev. **167** (1967) 289.
- 17) A. Yariv and P. Yeh: *Photonics 6th ed.* (Oxford University Press, New York, 2007) p.297.
- 18) 国府田 隆夫, 柊元 宏: 光物性計測技術 (東京大学出版会, 東京, 1983) p.85.
- 19) 霜田 光一: レーザー物理入門 (岩波書店, 東京, 1983) p.149.
- 20) Y. Sato and T. Taira: IEEE J. Quantum Electron. **40** (2004) 270.
- 21) S. Singh, R. G. Smith, and L. G. Van Uitert: Phys. Rev. B **10** (1974) 2566.
- 22) V. Lupei, A. Lupei, S. Georgescu, T. Taira, Y. Sato, and A. Ikesue: Phys. Rev. B **64** (2001) 092102.
- 23) V. Lupei, A. Lupei, S. Georgescu, B. Diaconescu, T. Taira, Y. Sato, S. Kurimura, and A. Ikesue: J. Opt. Soc. Amer. B **19** (2002) 360.
- 24) T. S. Lomheim and L. G. DeShazer: Opt. Commun. **24** (1978) 89.
- 25) H. Kühn, S. T. Friedrich-Thronton, C. Kränkel, R. Peters, K. Petermann, and G. Huber: Technical Digest of The 15th International Conf. on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter (ICL'08), Lyon, July 2008, p.517.
- 26) R. C. Powell: *Physics of Solid-State Laser Materials* (Springer-Verlag, New York, 1998) p.349.
- 27) V. Lupei and A. Lupei: Phys. Rev. B **61** (2000) 8087.
- 28) R. R. Jacobs and M. J. Weber: IEEE J. Quantum Electron. **12** (1976) 270.
- 29) D. E. MucCumber: Phys. Rev. **136** (1967) 954.
- 30) J. E. Parrott and A. D. Stuckes: *Thermal conductivity of solids* (Pion Limited, London, 1975) p.15.
- 31) Y. Sato and T. Taira: Opt. Express **14** (2006) 10528.
- 32) H. Mehling, G. Hautzinger, O. Nilsson, J. Fricke, R. Hofmann, and O. Hahn: Int. J. Thermophysics **19** (1998) 941.
- 33) Y. Sato and T. Taira: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **11** (2005) 102.