



Title	電子ビーム励起による半導体レーザーに関する研究
Author(s)	岩井, 荘八
Citation	大阪大学, 1977, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1603
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

電子ビーム励起による半導体
レーザ"に関する研究

岩井莊八

1977年

理化学研究所

半導体工学研究室

電子ビーム励起による半導体 レーザに関する研究

内容梗概

本論文では、電子ビーム励起によるCdSとZnOレーザの発振機構を明らかにすることを目的として、高密度励起下での発光特性、および、発振しきい値、レーザ波長などの発振特性について研究を行なった。本論文は8章からなり、以下に本論文の内容について概説する。

第1章 序論

本章では、半導体レーザを励起するためには用いられる電子ビーム励起法の特徴を、光励起、およびP-N接合による注入励起の方法と比較して述べる。電子ビーム励起法が半導体レーザの研究の中で占める役割を示し、本研究の目的を明確にする。

第2章 電子ビーム励起装置

本章では、電子ビーム励起によって半導体をレーザ発振させるために用いる電子ビームのパルス発生装置、および、レーザ光を観測するために用いる測定装置について述べる。

第3章 電子線による電子一正孔対の生成割合

本章では、半導体中に入射した高速電子によって生成される電子一正孔対の割合と分布について述べる。電子ビーム励起の場合の発光効率の中に含まれる要素を説明し、CdSレーザの効率について述べる。

第4章 高密度励起による発光とレーザ発振

CdS と ZnO からの発光を、10 K から 300 K の温度範囲で測定し、高密度励起の状態では、励起子-励起子間の衝突を伴なう自由励起子からの発光（P発光）が強くなることを示す。レーザ発振は、主に P発光の波長領域で起ることを示し、特に、80 K 以上の温度でのレーザ発振は P発光のピークよりも長波長領域で起り、温度上昇に伴って長波長側へ大きく変化することから、高い温度でのレーザ発振は自己吸収の影響を強く受けることを明らかにする。

第5章 CdS レーザにおける利得および損失

発振しきい値での、利得と損失との関係を明らかにするために、80 K 以上の一定温度において、共振器の長さと反射率の変化に伴なうレーザ波長の変化を測定する。この場合に、P発光に基く利得曲線と自己吸収による損失曲線を用いて、発振しきい値におけるレーザ波長の計算を行なう。計算結果と測定値とがよく一致することを示し、レーザ発振に及ぼす自己吸収の効果を明らかにする。更に、利得曲線と損失曲線の温度変化を考慮してレーザ波長の温度係数の計算を行ない、計算結果は、レーザ波長の温度依存性がバンドギャップの温度変化に比べて大きいことの測定結果と一致することを示す。

第6章 発振しきい値電流の温度依存性

CdSレーザの発振しきい値電流を80K以上の一定温度において測定し、共振器の長さを短くするごとに伴ってしきい値電流が増加することを示す。この場合に、第5章で得られた計算結果を用い、利得と損失係数の波長依存性を考慮に入れて計算したしきい値電流の変化量は測定値と一致することを示し、利得と損失係数の変化と、しきい値電流の変化との関係を明るかにする。

一方、しきい値電流の測定値は温度にはほぼ比例して増加する。利得および損失係数にレーザ波長の温度依存性を考慮に入れて計算されるしきい値電流の温度依存性は、測定結果とよく一致することを示す。

第7章 励起電流パルスによる熱的効果

電子ビームによって励起された半導体表面の急速な温度変化を、励起表面からの発光波長の変化から測定する方法を述べる。この方法を用いて励起パルス内での温度上昇、および、ダブルパルスの電子ビームによって励起パルス後の温度の減衰を測定する。この結果を用いて、励起パルス内でのレーザ波長の急速な時間変化は、励起表面の温度上昇によることを明るかにする。

第8章 結論

本論文の第4章から第7章までに述べられた結果をまとめて述べる。

論 文 リ ス ト

- (1) GaAs Laser under Electron Beam Excitation
S. Namba and S. Iwai
Scientific Papers Inst. Phys. Chem. Res. : 62 (1968) 44.
- (2) GaAs Laser under Electron Beam Excitation
S. Iwai and S. Namba
Scientific Papers Inst. Phys. Chem. Res. : 63 (1969) 61.
- (3) ZnO Laser by Electron Beam Excitation
S. Iwai and S. Namba
Appl. Phys. Letters : 16 (1970) 354.
- (4) Emission Spectra of ZnO and CdS under High Excitation
by Electron Beam
S. Iwai and S. Namba
Scientific Papers Inst. Phys. Chem. Res. : 65 (1971) 1.
- (5) ZnO Laser durch Electronenstrahlanregung
S. Iwai und S. Namba
LASER und Angewandte Strahlentechnik : 2 (1971) 47.
- (6) Emission Spectra in CdS under High Excitation by Electron
Beam
S. Iwai and S. Namba
Appl. Phys. Letters : 19 (1971) 41.
- (7) Thermal Shift of Laser Wavelength in CdS during Excitation
Pulse of Electron Beam
S. Iwai and S. Namba
Japan J. appl. Phys. : 12 (1973) 1382.
- (8) Dependences of Laser Wavelength and Pumping Power at Threshold
on Cavity Length in Electron-Beam-Pumped CdS Laser
S. Iwai and S. Namba
Japan J. appl. Phys. : 14 (1975) 1005.

目 次

第 1 章 序 論	----- 1
第 2 章 電子ビーム励起装置	----- 7
第 3 章 電子線による電子-正孔対の生成割合	----- 11
3-1 半導体での励起過程	
3-2 電子線励起レーザの発光効率	
第 4 章 高密度励起による発光とレーザ発振 ... 19	
4-1 序 言	
4-2 実験方法	
4-3 CdS レーザ	
4-4 ZnO レーザ	
4-5 まとめ	
第 5 章 CdS レーザにおける利得および損失 ... 35	
5-1 序 言	
5-2 共振器長に対するレーザ波長の変化	
5-3 レーザ発振の利得曲線	
5-4 発振しきい値におけるレーザ波長の計算	
5-5 共振器の反射率によるレーザ波長の変化	
5-6 レーザ波長の温度依存性	
5-7 まとめ	

第6章 発振しきい値電流の温度依存性 ----- 57

- 6-1 序 言
- 6-2 励起電流に対する発光強度
- 6-3 共振器長に対するしきい値の変化
- 6-4 しきい値電流の温度依存性
- 6-5 まとめ

第7章 励起電流パルスによる熱的効果 ----- 71

- 7-1 序 言
- 7-2 励起表面の温度上昇
- 7-3 励起表面の温度減衰
- 7-4 励起パルス内のレーザ波長の変化
- 7-5 まとめ

第8章 結 論 ----- 82

謝 辞

第1章 序論

半導体レーザは小型で効率の高い光源として注目され、種々の材料を用いて研究が行なわれてきた。半導体レーザの発振波長は、数十ミクロンの赤外領域から0.33ミクロンの近紫外領域にまで拡がっており、混晶を用いることによつて発振波長を任意に変えることが可能である。また、温度、応力、磁場などの変化によつても発振波長を変えることができる。

半導体レーザは電子一正孔対の再結合に伴なう発光を利用するものである。この発光を誘導放出に至らせるためには、電子一正孔対を高密度にする必要がある。その方法として、(1) 注入励起、(2) 光励起、(3) 電子線励起 等の方法がある。これらの中では、一般的に用いられるのはP-N接合を通して電子あるいは正孔を注入する方法である。最初の半導体レーザは注入励起によるGaAsにおいて実現された。⁽¹⁾ それ以来、GaAsを中心として注入型レーザの研究が進められ、室温での連続発振が実現された。⁽²⁾

しかしながら、P-N接合を形成するのが困難な半導体が多く存在する。これらの半導体の中には発光効率の高く、レーザ素子として注目される材料もある。これらの半導体に電子一正孔対を高密度に生成させるには、光励起、あるいは電子線励起の方法が有効である。この場合には、光あるいは電子線を半導体表面に照射することによって、電子一正孔対を発生させる。本論文は電子線励起の方法を用いたCdS、およびZnOレーザに関するものである。

電子線励起による半導体レーザの可能性は、(3)
1961年、Bassov³によって提案されてい。それ以後、種々の半導体を用いて試みられたが、レーザ発振の報告は1964年に入ってからであり、注入型レーザよりも2年遅れてい。先ず、Bassov³による CdS からの誘導放出が報告され、次いで Benoit⁴ によって、InAs と InSb からのレーザ発振が報告された。⁽⁵⁾ その後、Ⅲ-V 族およびⅣ-VI 族化合物半導体など、多くの材料からのレーザ発振が報告されており、発振波長は PbSe の $8.5 \mu\text{m}$ ⁽⁶⁾ から、ZnS の $0.33 \mu\text{m}$ ⁽⁷⁾ まで拡がっている。特に、Ⅲ-VI 化合物を用いて可視から近紫外領域のレーザが得られている。

電子ビーム励起の方法と、注入励起、あるいは光励起の方法と比較した場合、次のよう左特徴を持つ。

(一)

P-N 接合の形成が困難な材料、あるいは高抵抗の材料についても電子-正孔対を高密度に励起することができる。光励起の場合、励起光はその材料のバンドギャップよりも大きなエネルギー ($h\nu$) を持つことか一般に必要である。これに対して、電子ビーム励起の場合は入射電子のエネルギーを大きいために、バンドギャップに関係なく用いることができる。

(二)

P-N 接合近傍の活性領域では不純物濃度が高くまた、濃度勾配が生じる場合が多い。電子ビーム励起の場合には、不純物濃度を任意にでき、また均一な材料を用いることができ。これによて不純物濃度に対する発振波長、しきい値、効率、等の変化が測定されている。⁽⁸⁾

(三)

光励起の場合には、励起光の吸収係数が大きいために、励起される領域は表面近傍に限られるか、電子ビームの場合には加速電圧によって深い部分まで励起することが可能である。このために活性領域を大きくとることができる。高電圧、大電流のビームによって 10 MW の出力が得られている。⁽⁷⁾

(四)

固体、あるいは液体レーザから光パルスに比較して、電子ビームの場合には、ビームの強度は安定しており、強度の可変も容易である。また、電子ビームは偏向が容易であるため、発振部分を高速度に変化させることができる。

以上のように有利点があるが、高压電源、および排気系などの装置が必要なために、实用的方面からは注入型レーザのように注目されていない。しかし、電子ビーム励起の場合には P-N 接合を作ることの装置と高度な技術が不要であるために、結晶の取扱いが簡単にになり、発振特性をしづらための研究手段としては優れ되고いる。

電子ビーム励起の方法は上に述べたように全ての半導体に適用できるものであるか。特に、II-VI 族化合物半導体に対して有利である。II-VI 族化合物の中には可視から紫外の波長領域に発光スペクトルを持ち、また発光効率の高い材料も多い。しかしながら、これらの中には P-N 接合を作ることのが現在では困難である。分子線エピタキシー等の方法によって良好な接合を得る試みがされており、将来、結晶成長法の改良に伴なって II-VI 族化合物を用いた可視域での半導体レーザが期待される。

このようなII-VI族化合物の注入型レーザの可能性を考え、レーザ発振の諸特性を検討することが必要である。II-VI族化合物からのレーザ発振は、電子線励起、および光励起の方法を用いて報告されてきたが、発振特性に関する詳細な研究はあまり行なわれてない。本論文では、II-VI族化合物の中で特にCdSとZnOを取り上げ、電子線励起の方法を用いて発振機構などの特性をしらべた結果を述べる。

第2章では電子ビーム励起の装置について述べ、第3章では電子ビームによって半導体中に生成される電子-正孔対の励起過程、および効率など、電子ビーム励起に伴なう一般的な事柄を述べる。第4章以下において本研究で行なわれた実験結果について述べる。

第4章では高密度励起におけるCdSおよびZnOからの発光とレーザ発振の測定から、レーザ発振は励起子-励起子間の衝突を伴なう励起子からの発光(P線)によることを示す。80K以上の高温度ではP線による発光の長波長の領域においてレーザ発振が観測されること、およびレーザ波長の温度依存性がハンドギヤップに比べて非常に大きいことを観測し、レーザ発振に及ぼす自己吸収の影響が大きいことを示す。

第5章では、P線の発光による利得曲線、および自己吸収による損失曲線を主体としたモデルを用い、発振しきい値におけるレーザ波長の計算を行なう。この計算結果は、80Kと300Kでの共振器長および反射率に対するレーザ波長の変化の測定値とよく一致することを示す。このモデルから計算されるレーザ波長の温度依存性は、測定値とよく一致する。これらから、レーザ発振に及ぼす自己吸収の効果をより明確にする。

第6章ではCDSレーザのしきい値電流の変化を共振器長の変化に対して測定する。この場合に、第5章で得られた計算結果を用い、利得と損失係数の波長依存性を考慮に入れてしきい値電流の変化を計算する。この結果は測定値とよく一致することを示し、利得と損失係数の変化と、しきい値電流の変化との関係を明らかにする。更に、利得と損失係数にレーザ波長の温度依存性を考慮に入れて、しきい値電流の温度依存性を求め、測定結果との一致を示す。

第7章では電子ビームによって励起された半導体表面の急速な温度変化を、励起表面からの発光波長の変化から測定する方法を述べる。この方法を用いて、励起パルス内の温度上昇、および、励起パルス後の温度の減衰を測定する。この結果を用いて、励起パルス内のレーザ波長の急速な時間変化は励起表面の温度上昇によることを示す。

第8章では、第4章から第7章までに得られた結果をまとめて述べる。

第 1 章 文 献

- 1) R. N. Hall et al. : Phys. Rev. Letters 9 (1962) 366.
M. I. Nathan et al. : Appl. Phys. Letters 1 (1962) 62.
T. M. Quist et al. : Appl. Phys. Letters 1 (1962) 92.
- 2) I. Hayashi et al. : Appl. Phys. Letters 17 (1970) 109.
- 3) N. G. Basov et al. : Advances in Quantum Electronics
(ed. J. R. Singer. Columbia Univ. Press 1961) p. 496.
- 4) N. G. Basov et al. : Soviet Physics-Doklady 9 (1964) 288.
- 5) C. Benoit a la Guillaume and J. M. Debever : Solid-State
Communication 2 (1964) 145.
- 6) C. E. Hurwitz, A. R. Calawa and R. H. Rediker : IEEE
J. Quantum Electronics QE-1 (1965) 102.
- 7) C. E. Hurwitz : Appl. Phys. Letters 9 (1966) 116.
- 8) D. A. Cusano : Appl. Phys. Letters 7 (1965) 151.
- 9) J. L. Brewster : 10th Symposium on Electron, Ion and Laser
Beam Technology (Washington 1969) p. 209.

第2章 電子ビーム励起装置

半導体を電子ビームによってレーザ発振させるためには、試料の共振器長(0.1~1 mm)にわたって高い電流密度が必要である。また、表面再結合による発光効率の低下を避けるために、高い加速電圧が好ましい。本研究では従来から用いられてきた陰極線励起発光の装置を改良して用いた。

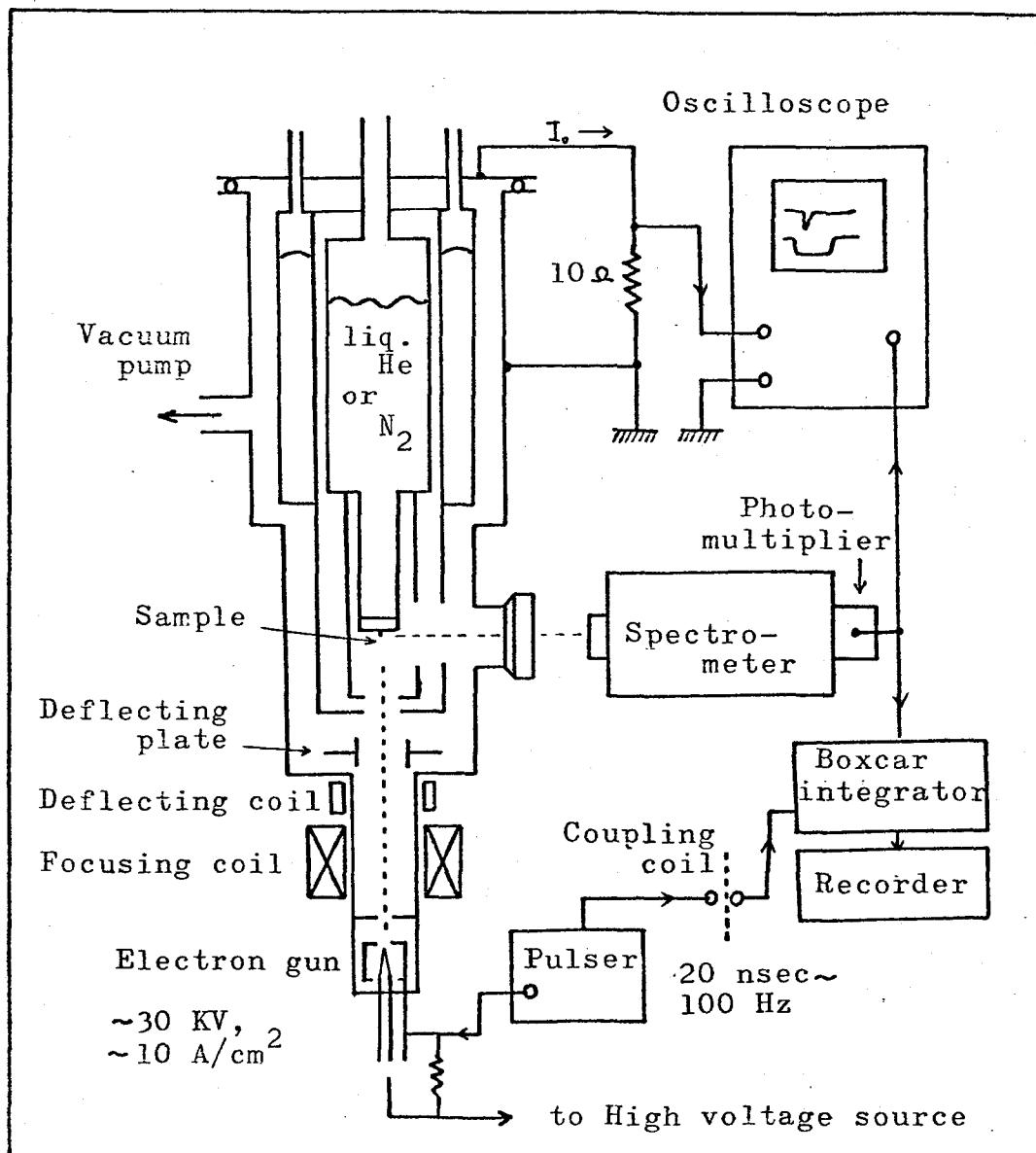


図 2-1 電子ビーム装置と測定系

図 2-1 は電子ビーム励起装置と測定系の概略図を示す。この装置は電子銃と試料を冷却するため液体ヘリウム用クライオスタットから構成され、共通の排気系に接続されている。電子ビームの加速電圧は最高 30 KV であり、アノード側が接地されている。カソードは直径 0.3 mm ϕ のタンクスデン線を用いたヘアピン型のフィラメントである。これによって電子ビームの全電流は最大 30 mA が得られた。

電子ビームの中心から半径方向の電流分布は、一般にガウス型で近似され、試料面上における電流密度 $I(r)$ は半径 r に対して次のように表わされる。

$$I(r) = (I_0/\pi a^2) \cdot \exp(-r^2/a^2) \quad (2-1)$$

ここで、 I_0 は全電流、 a は電流分布の拡かり程度を示す。 $(I_0/\pi a^2)$ はビームの中心における電流密度を示す。用いられた電子ビームの場合、 a の値は約 0.3 mm と測定された。従って、中心での電流密度は、最大 10 A/cm² が得られる。また、試料の共振器長は通常 0.2 mm のものが用いられ、この場合には試料面における電流密度の不均一は 10% 以下に抑えられる。

レーザ発振に必要な電流密度は約 1 A/cm² であるために、試料の急激な温度上昇がある。この温度上昇を避けるためには電子ビームをパルス的に照射するか、ビームを高速度で掃引する方法がある。ここではパルス動作を行なうために、ウェネルト電極をカソードに対して負の電位にしてカットオフ状態に保ち、短かい正のパルスを加えてビームを取り出す。パルス幅は 20 nsec から 0.5 μ sec

まで連続可変である。パルスの繰返周波数は通常 100 Hz であり、ダブルパルスも可能である。パルス発生器はサイラトロンを使用しており、パルス波形の歪みを防ぐために電子銃の近傍に取付けられている。カソード側に負の高電圧が掛けられているのでパルス発生器は高電位に保たれ、絶縁棒によって制御される。パルス発生器から測定系への同期信号は結合コイルを通して伝達される。

電子ビームの偏向は2組の偏向ユイルによって行なわれ、試料の最適な部分が照射されるよう微動可能である。一方、励起パルス内で急速な偏向は、一对の偏向板によって行なわれる。

図2-2は試料の取付け方法を示す。試料は銅のヒートシンクに張り付けられクライオスタットの下端に取付けられる。(1)はレーザ発振を観測する場合であり、励起面と直角な一对の平行面を反射鏡としてレーザ発振させる。(2)は自然放出光を観測する場合であり、励起面から垂直方向に放出される光を検出する。これは励起面に添って伝播する間の増幅あるいは吸収の影響を避けるためである。ヒートシンクの近傍に付けられたスリットは

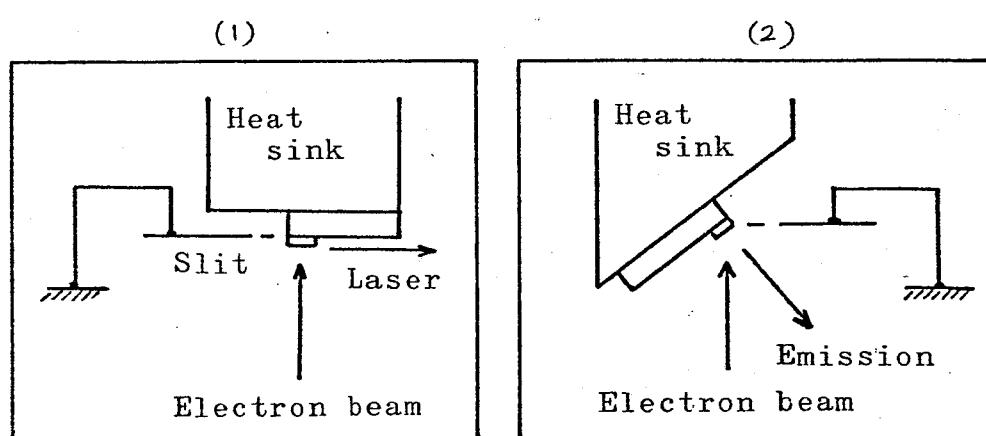


図2-2 (1) レーザ光、(2) 自然放出光

電子ビームの電流密度を測定するものである。試料を取付けたクライオタットに流れれる電流パルスの大きさはクライオスタットの容器を接地していろ10Ωの抵抗の端子電圧から読み取ることができる。試料の温度はヒートシンクの表面に取付けられた熱電対によつて測定される。

電子ビームによつて励起された試料からの発光は分光器を通した後で光電子増倍管によつて検出され、この出力波形はオシロスコープで観測される。出力の一部分はボックスカーリミッタに入られ、出力パルスの立ち上かり部分が10nsecのゲート幅で検出される。この方法によつて電子ビーム照射による試料の温度上昇からくる発光スペクトルへの影響を少なくてすることができる。

第3章 電子線による電子-正孔対の生成割合

§ 3-1 半導体内での励起過程

固体中に高速電子線が入射した場合、結晶格子との相互作用によって種々の効果が誘起される。これらの効果は入射電子のエネルギーに依存して変化する。本実験で用いられた数十KeVの電子が入射した場合、入射電子は原子とのカスケード衝突を繰返しながら電子-正孔対を次々に発生させる。本章では、レーザ発振に必要な電子-正孔対の生成割合について述べる。

半導体表面に電子が入射した場合、表面近傍での原子との弾性あるいは非弾性衝突を行なうことによって入射電子の一部は反射される。反射される割合は原子の質量と共に増加することが示されている。(1) 例えは、CdSやGaAsでは入射電子の約30%が反射される。

半導体中に侵入した高速電子は格子との衝突を繰返しながらエネルギーを失ない、原子をイオン化するに必要なエネルギーより小さくなる位置まで入る。固体の密度を ρ とすれば、入射電子の侵入する深さ d は電子の加速電圧 V に対して一般に次のような関係がある。

$$d \propto V^m / \rho \quad (3.1)$$

ここで、 m は ($m > 1$) なる数である。CdSの場合に実験的に求められた m の値は次のように表わされている。(2)

$$d = 1.4 \times 10^2 \times V^{1.75} \quad (3.2)$$

ここで、 d は μm 、 V は KV の単位である。

入射電子の励起によって作られた電子は、それ自身も高エネルギーを持つために更に電子-正孔対を発生させる。このようにして次々に生成された電子と正孔は、それぞれ、伝導体および価電子帯を満たし、 10^{-13} 秒程度の短時間で準平衡状態に達する。このような状態における電子と正孔は、各々の擬フェルミ準位、 F_e と F_h を用いた分布函数で表わされる。電子と正孔の密度が増加すると共に擬フェルミ準位のエネルギー差は増大し

$$(F_e - F_h) > h\nu \quad (3.3)$$

の場合にいわゆる分布反転が形成される。ここで $h\nu$ は放出光のエネルギーを示す。

電子ビーム励起によって一組の電子-正孔対を作るには、バンドギャップのエネルギー E_g よりも大きなエネルギーが必要である。即ち、電子と正孔の運動エネルギーの平均値を $\langle E_e \rangle$ および $\langle E_h \rangle$ で表わし、格子振動の励起を通して失われる熱損失を E_T で表わすと、生成エネルギー ϵ は

$$\epsilon = E_g + \langle E_e \rangle + \langle E_h \rangle + E_T \quad (3.4)$$

で表わされる。⁽³⁾

伝導帶および価電子帯をエネルギー E に関して放物線型と仮定し、各々のバンドは準位 E_i まで電子と正孔で満されているとする。ここで E_i は衝突イオン化エネルギーとみなされる。バンドの

状態密度を $D(E)$ で表わすと、 $\langle E_e \rangle$ は次のように与えられる。

$$\langle E_e \rangle = \frac{\int_0^{E_i} E \cdot D(E) dE}{\int_0^{E_i} D(E) dE} \quad (3.5)$$

放物線型とすれば $D(E) \propto E^{\frac{1}{2}}$ で表わされ、 $\langle E_e \rangle = 0.6 E_i$ が得られる。同様に、 $\langle E_h \rangle = 0.6 E_i$ が得られる。従って、生成エネルギー E は

$$E = E_g + 1.2 E_i + E_T \quad (3.6)$$

で与えられる。

一方、 ϵ の値が各種の半導体で測定されており GaAs では、 $\epsilon = 4.6 \text{ eV}$ ⁽⁵⁾、CdS では $\epsilon = 7.5 \text{ eV}$ ⁽⁶⁾ が得られている。これらの生成エネルギー ϵ をハンドギヤップ E_g に対してプロットすると次のような実験式が得られている。⁽⁴⁾

$$\epsilon = 2.8 E_g + E_T, \quad (0.5 < E_T < 1.0 \text{ eV}) \quad (3.7)$$

(3.6) と (3.7) 式から、衝突イオン化エネルギー E_i は $E_i = 1.5 E_g$ と求められる。(3.7) 式からわかるように、一組の電子一正孔対が生成されるときには、 E_g の約 3 倍のエネルギーが消費される。

入射電子はエネルギーを失ないながら表面から侵入していく。深さ方向に対するエネルギー損失の割合を $(-dE/dZ)$ で表わすと電子一正孔対の生成割合は深さ方向 Z に対して次のように表わされる。

$$N(z) = \frac{J}{q \cdot e} \left(-\frac{dE}{dz} \right) \quad (3.8)$$

ここで、 J は電流密度、 q は電荷を表わす。

電子ビームのエネルギー損失の割合を、簡単に深さ方向に対して一定と仮定し、電子ビームの侵入する深さの平均値を d 、加速電圧を V とすれば

$$\left(-\frac{dE}{dz} \right) = \frac{qV}{d} \quad (3.9)$$

で置き換えられる。 V をKV、 d を μm 、 E をeV
 J を A/cm^2 の単位で用いれば (3.8)式は

$$N = 6.25 \times 10^{25} \left(\frac{V \cdot J}{e \cdot d} \right) \quad (cm^{-3} \cdot sec^{-1}) \quad (3.10)$$

で表わされる。

CDSの場合、 $E = 7.5$ eV、加速電圧 $V = 2.5$ KV
に対する d は約 $2\mu m$ であるから、 $J = 1 A/cm^2$
当りの電子-正孔対の生成割合は約 $N = 10^{26} cm^{-3} sec^{-1}$
と計算される。レーザ発振に必要な電流密度は、
後で述べるよう $1 A/cm^2$ のオーダーである。
電子-正孔対の再結合による寿命は約 10^{-9} 秒であるから、
発振のしきい値電流では $10^{17} cm^3$ 程度の
電子および正孔が存在する。

§ 3-2 電子線励起レーザの発光効率

電子ビーム励起によって生成された電子-正孔対は、直接に再結合したり、あるいは不純物準位を励起子準位を介して再結合する。これに伴なってバンドギャップ E_g に対応する光 ($h\nu = E_g$) が放出されるので、レーザ発振における全効率は次のように表わされる。

$$\text{全効率} = (1 - s) \times \frac{E_g}{e} \times \eta_{ex} \quad (3.11)$$

ここで、 s は入射電子が表面で反射する割合を示す。 η_{ex} は一つの電子-正孔対からレーザ光として外部に放出される割合を示し、次式のようにえらわれている。⁽⁷⁾

$$\eta_{ex} = \eta_{in} \times G \times F \quad (3.12)$$

ここで、 η_{in} は一つの電子-正孔対から光が放出される確率を示す内部量子効率である。 G は全発光に対する誘導放出光の割合を示す。 F は誘導放出光の中でレーザ光として共振器の端面から放出される割合を示す。これらの項を以下で説明する。

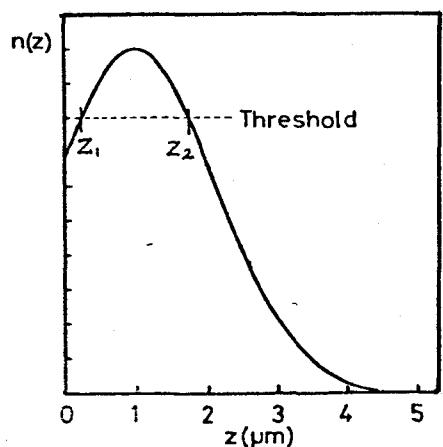


図 3-1

深さ方向 (z) に対する
電子-正孔対の生成割合
の相対値 $n(z)$ の一例。
加速電圧 20 kV。

G の値は電子ビームによって励起された電子 - 正孔対の濃度分布を考慮して次のように考察され
ている。⁽⁷⁾ 図 3-1 に示したのは深さ方向 Z に対する電子対の生成割合 $n(Z)$ である。この場合 $n(Z)$ は
次のように規格化されている。

$$\int_0^\infty n(Z) dZ = 1 \quad (3.13)$$

この $n(Z)$ を用いて G の値は次のように表わされる。

$$G = \int_{Z_1}^{Z_2} n(Z) dZ - \left(\frac{P_{th}}{P_{in}} \right) n(Z_0) (Z_2 - Z_1) \quad (3.14)$$

ここで、 P_{in} は励起入力、 P_{th} は誘導放出を起すためのしきい値入力を示す。 Z_0 は生成割合の最大値を持つ深さを示し、 Z_1 と Z_2 は誘導放出を起こす領域を表わす（図 3-1）。 $n(Z)$ の形をガウス分布型で近似して計算した G の値を図 3-2 に示す。 G の値は励起入力の増加と共に増大して 1 に近づく。

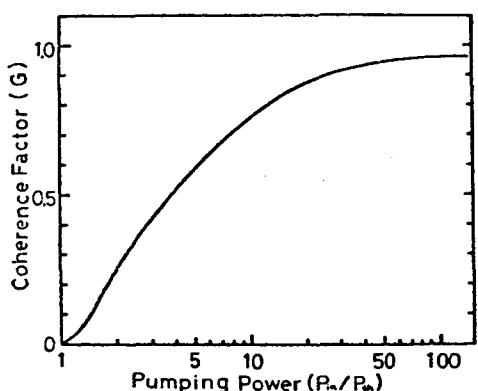


図 3-2

励起強度に対する誘導放
出光の割合 (G) の変化。
 (P_{in}/P_{th}) は、しきい値に
対する入力の割合。

F は誘導放出光の中でレーザ出力として共振器の端面から放出される光の割合を表わす。試料内における吸収損失と共振器の端面から透過する出力の割合を考慮すると、 F は次のように表わされる。

$$F = \frac{\ln(1/R)}{\alpha L + \ln(1/R)} \quad (3.15)$$

ここで、 α はレーザ波長における損失および回折による損失の係数を表わす。 L と R は、それぞれ共振器の長さと反射率を示す。このように、 L の増加と共に F の値は減少する。

CDS の試料 ($L = 200 \mu\text{m}$) を 80 K の温度において 30 KV の電子ビームで励起した場合、発振のしきい値電流は 0.8 A/cm^2 であった。図 3-2 からビーム電流が 10 A/cm^2 のときの G の値は 0.8 である。また、損失係数 $\alpha = 50 \text{ cm}^{-1}$ 、反射率 $R = 0.22$ を (3.15) 式に代入すると $F = 0.6$ が得られる。(3.11) 式に $E_g = 2.5 \text{ eV}$ 、 $E = 7.5 \text{ eV}$ 、 $S = 0.3$ および $\eta_{in} = 1$ の値を代入すると全効率は 11 % と計算される。

効率を測定する場合、 $200 \mu\text{m}$ の共振器長を持つ試料を幅 $20 \mu\text{m}$ の細長いスリットを通して励起を行なった。加速電圧 30 KV、ビーム電流 10 A/cm^2 で励起した場合の試料への入力は 6 W である。この場合、共振器の両端からの出力は約 0.5 W と測定された。従って 8 % の効率が得られ、計算値の 11 % とよく一致する。

第3章 文 献

- 1) D. B. Brown and R. F. Ogilve : J. Appl. Phys. 35 (1964) 2793.
- 2) H. Aritome, M. Kawabe, K. Masuda and S. Namba : sci. Papers I.P.C.R. 63 (1969) 66.
- 3) C. A. Klein : Proc. Int. Conf. Semiconductors Physics, Kyoto (1966) 307.
- 4) C. A. Klein : J. Appl. Phys. 39 (1968) 2029.
- 5) D. B. Wittry and D. F. Kyser : J. Appl. Phys. 36 (1965) 1387.
- 6) N. F. Malyuk et al. : Soviet Phys. Solid State 8 (1967) 2513.
- 7) C. A. Klein : IEEE J. Quantum Electronics QE-4 (1968) 186.

第4章 高密度励起による発光とレーザ発振

§ 4-1 序 言

電子ビーム励起の方法を用いて、多くのII-VI族化合物半導体からレーザ発振が観測されてきた。その中でCdSからの誘導放出が1964年にBasovらによって最初に報告された。⁽¹⁾ ZnOレーザは1966年、Nicollによって報告された。⁽²⁾ CdSは良好な単結晶が容易に得られるために、比較的よく研究されている。一方、ZnOレーザ¹に関してはあまり行なわれていない。

CdSおよびZnOからの発光は、従来、光励起の方法によって観測され、励起子に起因する種々の発光線が報告されている。これらの発光線は自由励起子および束縛励起子、それらの励起子とフォノンとの相互作用を伴なう発光機構などによって説明されている。レーザ発振に寄与する発光機構もこのような弱励起による発光線に対応させて説明してきた。それによると、77KではLOフォノンの放出を伴なう自由励起子からの発光($E_x - LO$)によると言われ、⁽³⁾ 42Kでは束縛励起子からの発光によると報告されている。⁽⁴⁾

最近、高密度励起下における半導体からの発光が注目され、電子線あるいはレーザ光励起によるCdS⁽⁵⁾、ZnO⁽⁶⁾等において新しい発光線が観測されている。

この章では、電子線励起による高密度励起下でのCdSおよびZnOからの発光を10Kから300Kの温度範囲で測定した結果を述べ、この発光とレーザ発振との関係を明らかにする。

§ 4-2 実験方法

CdS および ZnO の単結晶は昇華法によって作られたもので、厚さ数ミクロンの板状結晶が用いられた。図 4-1 は試料および励起方法を示す。電子線によって励起される面は結晶の成長面 (1010) である。Fabry-Perot 型の光共振器は、この成長面に直角で C 軸に平行な一組の劈開面 (1110) によって作られている。一般に用いられた試料の長さは約 1 mm。共振器の長さは 200 μm であった。

試料は平滑な銅板に真空グリース、または銀ペーストで張り付けられ、液体ヘリウムのクライオスタットに取り付けられた。結晶からのレーザ光は励起面に平行な方向から観測される。一方、自然放出光は励起面に垂直な方向から観測される。

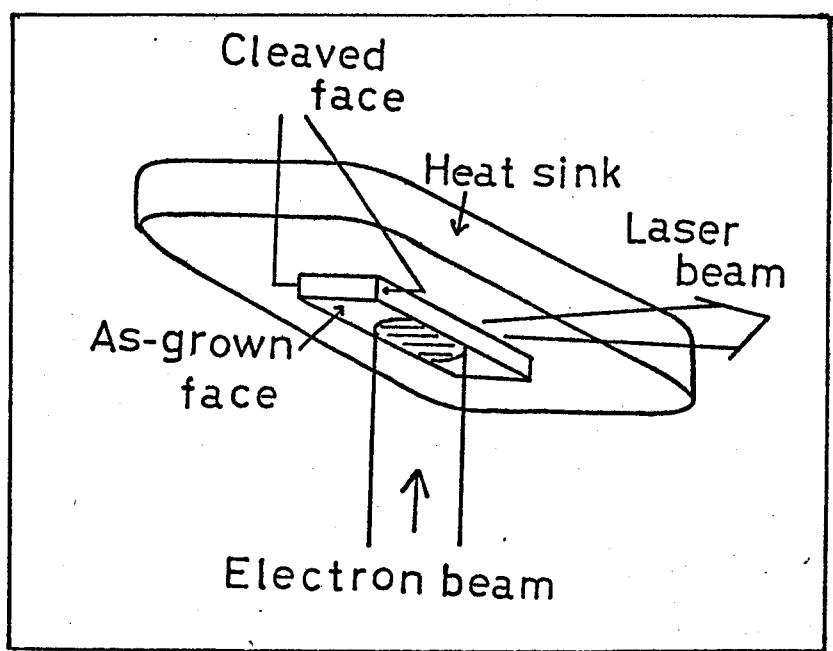


図 4-1 電子ビーム励起による半導体
レーザの実験方法。

§ 4-3 CdS レーザ

レーザ発振に寄与する発光をしらべるために、高密度励起におけるCdSからの発光を測定した。結晶内で吸収あるいは増幅の効果を避けるために、20KVの電子線による励起表面から垂直に放出される光を観測した。

図4-2は10Kの温度における発光スペクトルの励起強度に対する変化を示す。励起強度の弱い場合には4870ÅのI₂で示した発光が強い。この発光は中性ドナーに捕えられた束缚励起子からの発光である。⁽⁷⁾ (E_x-LO)と(E_x-2LO)は、1つおよび2つのLOフォノンの放出を伴なう自由励起子からの発光であり、発光エネルギー(hv)は、各々、次のように与えられる。

$$hv_1 = E_0 - \hbar\omega \quad (4.1)$$

$$hv_2 = E_0 - 2\hbar\omega$$

ここで、E₀は励起子の基底準位、 $\hbar\omega$ はLOフォノンのエネルギーを示す。CdSの場合、 $E_0 = 2.554\text{ eV}$ 、 $\hbar\omega = 0.037\text{ eV}$ を代入すると、 $h\nu_1 = 2.517\text{ eV}$ $h\nu_2 = 2.480\text{ eV}$ が得られる。これら2の値は実測値 ($h\nu_1 = 2.517\text{ eV}$, $h\nu_2 = 2.477\text{ eV}$)とよく一致する。

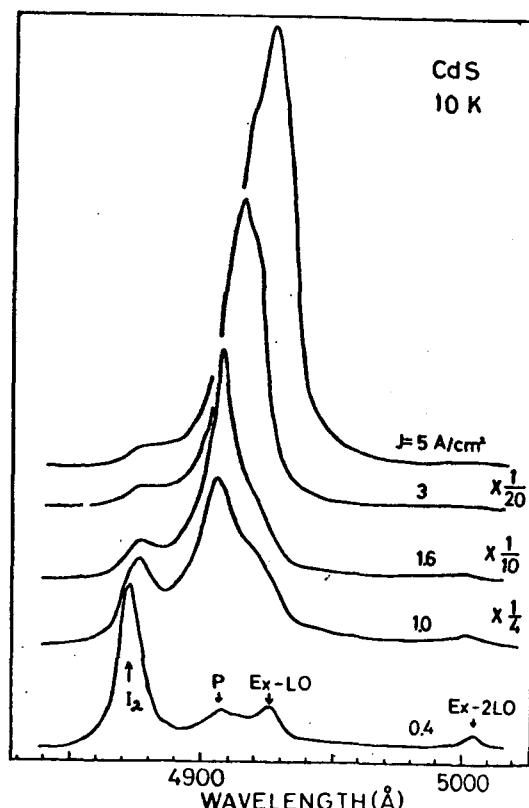


図4-2 励起強度に対する発光スペクトルの変化。

励起強度の増加に伴なつて I_2 線の長波長側に発光が現われ、 I_2 線と重なつて観測される。この発光は励起子分子からのものと言われ、最近多くの研究が行なわれている。^{(9), (10)}

励起強度が更に増加すると $(E_x - L.O.)$ の短波長側に P で示した発光が増大する。この発光は励起子間の衝突を伴なうもので、励起子が再結合して発光する際に、他方の励起子が電子-正孔対に解離すると考えられる。この場合、発光のエネルギー ($h\nu$) は励起子準位 (E_a) から励起子の解離エネルギー、即ち、励起子の結合エネルギー (E_b) だけ低エネルギー側に表わされる。従つて、発光波長は、

$$h\nu = E_a - E_b \quad (4.2)$$

で与えられる。CdS の場合、 $E_a = 2.554 \text{ eV}$ 、 $E_b = 0.027 \text{ eV}$ を (4.2) 式に代入すると $h\nu = 2.527 \text{ eV}$ が得られる。この値は P 線の測定値 ($h\nu = 2.527 \text{ eV}$) とよく一致する。

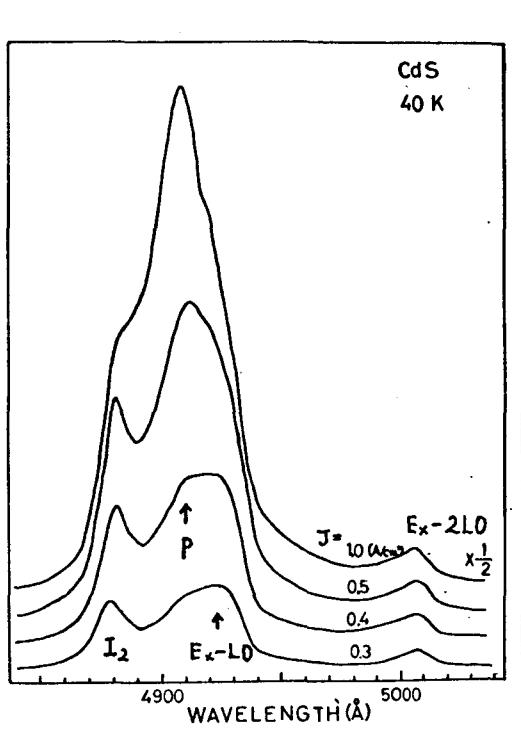


図 4-3

40 Kにおける励起電流に対する発光スペクトルの変化。

図4-3は40Kにおける発光スペクトルを示す。温度上昇に伴なつて束縛励起子が解離するために I_2 の発光が弱くなり、それに對し自由励起子による($E_x - LO$)の発光強度が強くなる。励起強度の増加とともに、($E_x - LO$)発光の短波長側の発光強度が増大する。この発光は($E_x - LO$)とは明らかに異なるものであり、10Kでの発光と比較することによってP線によることがわかる。

図4-4は80Kにおける発光スペクトルの変化を示す。励起強度の低い場合には、Eと($E_x - LO$)で示した2つのピークが観測される。Eで示した発光は I_2 線の長波長側に現われる。80Kの温度では束縛励起子、および励起子分子は解離しているために、E線の発光はこれとは異なるたる発光と考えられる。この発光は励起子と電子との衝突を伴なう発光と言われている。^{(5),(10)}

励起強度の増加とともに、先ず、E線が強くなり、次いで、E線の長波長側の発光が増大する。この発光は($E_x - LO$)発光よりは短波長側であることを、40Kでの発光スペクトルから類推して、P線による発光と考えられる。また、発光強度が励起強度の約2倍に比例することからも励起子-励起子衝突に伴なう発光と考えられる。

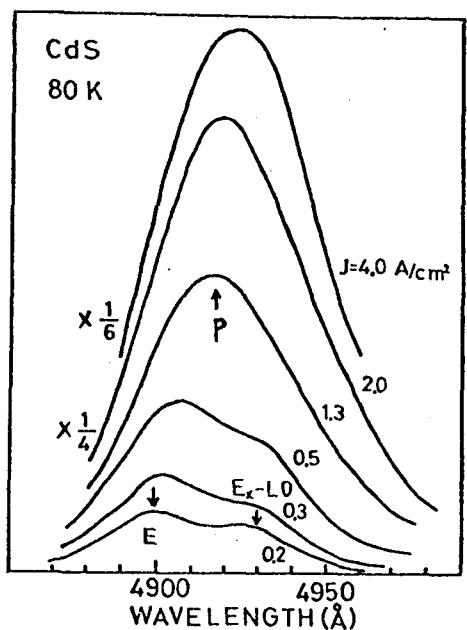


図4-4

励起強度に対する発光スペクトルの変化(80K)。

このように高密度励起下では、P線の発光が増大する。一方、レーザ発振は、10Kと40Kにおいて、このP線で観測される。この発光過程では、図4-5に示したように、2つの励起子が衝突して、その一つが消滅して発光する。同時に、他の励起子は電子-正孔に解離するか、あるいは、励起準位($n \geq 2$)へ散乱される。この場合の発光エネルギー($h\nu$)は次のように与えられる。

$$h\nu = E_0 - E_b + \frac{E_b}{n^2} + (E_{K_1} + E_{K_2} - E_{K'}) \quad (4.3)$$

ここで、 E_0 は励起子の基底準位、 E_b は励起子の結合エネルギー、 n は整数($n \geq 2$)、 E_{K_1} と E_{K_2} は、衝突前の励起子の運動エネルギー、 $E_{K'}$ は衝突後の電子と正孔の運動エネルギー、あるいは励起子の運動エネルギーを示す。また、バンドギャップを E_g とすれば、 $E_0 = E_g - E_b$ の関係がある。10Kの低温では、 E_b は E_g に比べて小さい。また、励起子が衝突によって解離する場合を考えると(4.3)式は前で示した(4.2)式のように簡単化される。

$$h\nu = E_0 - E_b \quad (4.2)$$

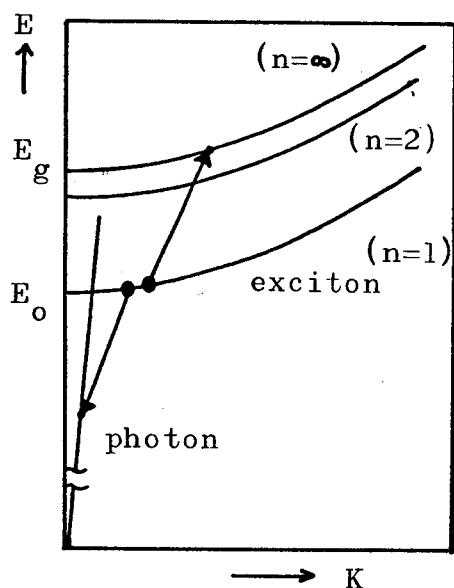


図4-5

励起子-励起子間の衝突を伴なう発光過程。

励起強度が強い場合、P線のピークは長波長側へ移動する。この波長の変化は励起子間の衝突によって生じる電子が増加することによって説明される。伝導帯を放物線型と仮定すると伝導電子の濃度、 N_e 、と伝導帯の底からのフェルミ準位、 E_F 、との間には、次式のような関係が低温では成立つ。

$$E_F = \frac{h^2}{2m_e} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} N_e^{2/3} \quad (4.5)$$

ここで、 m_e は電子の実効質量、 h はプランクの定数を示す。刺激強度の増加によって電子密度 N_e が増大し、それに伴なって E_F が増加するためには、励起子が解離するためには励起子の結合エネルギーよりも E_F だけ余分のエネルギーが必要になる。従って、発光エネルギー $h\nu$ は (4.2) 式より E_F だけ小さくなり、ピークは長波長側へずれると考えられる。

この P 線による発光スペクトルは温度上昇に伴って長波長側へ拡がる。このことは次のように説明される。衝突前の 2 つの励起子の運動ベクトルを K とすれば、衝突後の運動ベクトル K' は $1/2 K$ となるから、衝突後の運動エネルギー E'_K は、

$$E'_K = \frac{(hK')^2}{2M} = 4 \cdot \frac{(hK)^2}{2M} = 4 E_K \quad (4.6)$$

である。 M は励起子の質量、 $\chi = (h/2\pi)$ を示す。励起子はボルツマン分布をしており、温度 T でのエネルギー拡がりは kT 程度と考えられる。(k はボルツマン定数)。従って、(4.3) 式の中における運動エネルギーの変化は次のようになる。

$$(E_{K_1} + E_{K_2} - E_{K'}) = 2 \times kT - 4kT = -2kT \quad (4.7)$$

エネルギー変化が負であることはP線が長波長側に拡がっている事を意味し、その拡かりは2kT程度であることが予想される。

図4-6は80Kから300Kの温度範囲における発光スペクトルの変化を示す。スペクトル幅は予想されたように長波長側に拡がり、その半値幅は2.2kTである。図の中の点線はレーザ波長を示す。このように高温度におけるレーザ発振は、発光スペクトルの長波長領域で起こる。レーザ発振に対応する波長では新しい発光のピークが観測されないことから、80K以上の温度範囲においてもレーザ発振はP線の発光によると考えられる。

一方、自然放出光を励起面と平行な方向から観測した場合、発光のピークは図4-6の実線で示したピークからずれて、点線の近傍に現れる。このピーク波長のずれは自己吸収の効果によるものであり、レーザ発振かP線の発光による自然放出光のピークからずれて点線の位置で起きるもの、自己吸収が原因であることがわかった。

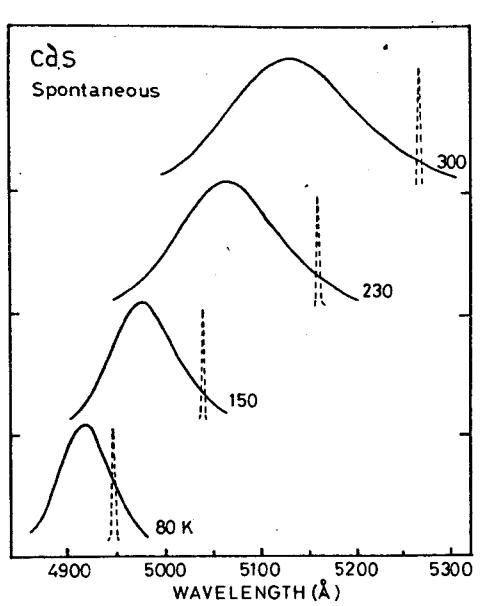


図4-6

自然放出光(実線)と
レーザ発振(破線)の
温度変化。

図4-7はレーザ波長(○印)と自然放出光のピーカ(実線)の温度依存性を示す。破線は励起子準位の温度変化を示し、バンドギャップの温度変化に追従している。曲線(1)は励起強度の弱い場合における発光を示す。この発光は図4-4の80Kでのスペクトルの中のEで示された発光、即ち、励起子-電子間の衝突を伴なう発光に対応している。⁽¹⁾

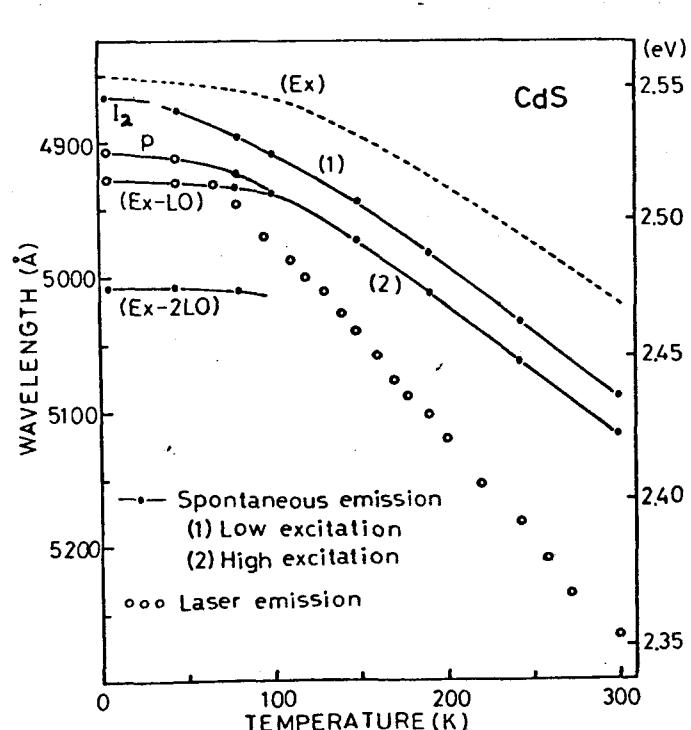
曲線(2)は励起強度の強い場合における発光を示す。この発光は10Kの低温で測定されたP線の発光に対応している。更に励起強度の強い場合には(Ex-LO)発光も強くなり、P線に重なって観測される場合がある。

レーザ発振は、10Kの低温においてP線で観測される。励起強度の強い場合には、P線の長波長側への移動に伴なってレーザ発振も変化する。レーザ発振は、最初はP線で起きるか、励起強度が強いときに(Ex-LO)で起きる場合がある。

80K以上の温度範囲におけるレーザ発振は、P線による発光(曲線(2))の長波長領域で観測される。レーザ波長の温度係数は $-7.5 \times 10^{-4} \text{ eV/deg}$ で、バンドギャップの温度係数 $(-5 \times 10^{-4} \text{ eV/deg})$ に比べて大きい。

図4-7

レーザ波長(○印)と
自然放出光(実線)
の温度依存性。
Exは励起子準位の
温度変化。



§ 4-4 ZnO ヴーナ"

図 4-8 は 10 K における ZnO からの発光スペクトルの励起強度に対する変化を示した。励起強度の弱い場合には、 3692 \AA の I で示した発光が強い。これは中性ドナーに捕えられた束縛励起子からの発光である。⁽⁴⁾ また、LO フォノンの放出を伴なう束縛励起子からの発光 (I-LO), (I-2LO), も見られる。これら 3 の発光の間隔は、 0.072 eV に対応しており、赤外線吸収から測定された LO フォノンの大きさ (0.073 eV) とよく一致する。

励起強度とともに、 3733 \AA の P で示した発光が増大する。P 線は励起子準位 (3.378 eV) から 0.058 eV だけ低エネルギー側にある。⁽¹²⁾ このエネルギー差は励起子の結合エネルギー (0.06 eV) にはほぼ等しい。CdS の場合と同様に考えて、この P 線は励起子 - 励起子間の衝突を伴なう発光と考えられる。また、発光強度は励起子間の衝突から予想されるように励起強度の約 2 条に比例することが観測される。

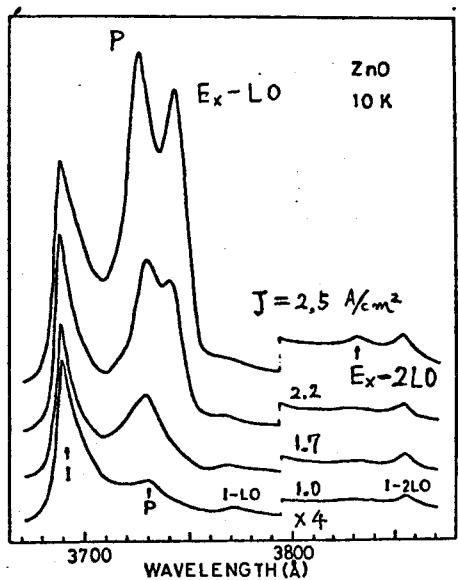


図 4-8

ZnO における発光スペクトルの励起強度に対する変化 (10 K)。

励起強度が更に増加した場合、P線の長波長側の3746 Åに発光が現われる。この発光は励起子準位から、ほぼLOフォノンのエネルギーだけ長波長側にあることから、LOフォノンの放出を伴なう自由励起子からの発光($E_x - LO$)と考えられる。 $(E_x - LO)$ 発光が強くなると同時に、3833 Åに $(E_x - 2LO)$ 発光が見られる。

図4-9は10 Kから70 Kの温度範囲における励起強度の強い場合のスペクトルの変化を示す。低温の場合には、Pと $(E_x - LO)$ とは分離しており、レーザ発振はP線で観測される。また、 $(E_x - LO)$ 発光が増大しない程度の励起強度の場合にも、P線でレーザ発振が観測されることから、P線によるレーザ発振が容易であると考えられる。温度上昇と共にPと $(E_x - LO)$ の発光は重なり一つのピークとして観測される。

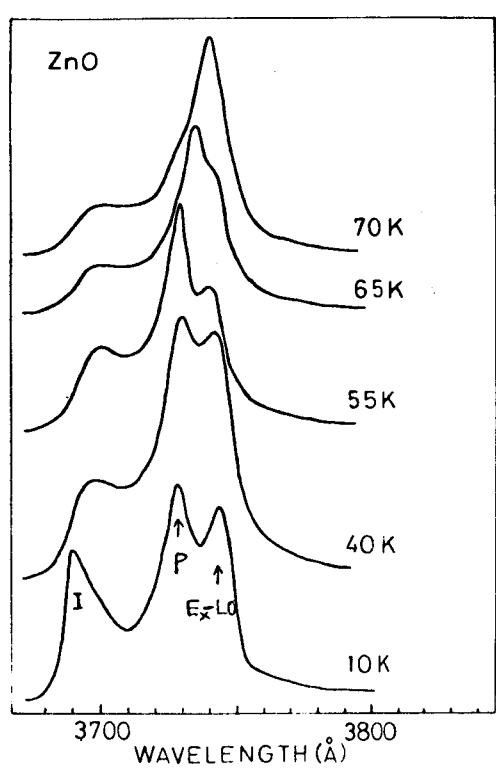


図4-9

ZnOからの発光スペクトルの温度変化。

図4-10は80Kから300Kの温度範囲におけるレーザ波長および自然放光のスペクトルを示す。80Kにおいては3つのピークが観測される。3695Åのは束縛励起子による発光であり、温度上昇と共に減少していく。3740ÅのピークはPと($E_x - LO$)の重なった発光で、励起強度と共に長波長側に拡がる。3835Åの弱い発光は($E_x - 2LO$)であると考えられる。

80Kでのレーザ発振は3745Åで観測される。この発振はPと($E_x - LO$)との重なった発光で起きているか、低温での測定から、レーザ発振はP線によると考えられる。

温度上昇と共に束縛励起子が解離するために、3695Åの発光は消える。3740ÅのPあるいは($E_x - LO$)の発光は長波長側へ拡がるため($E_x - 2LO$)と重なるようになり幅の広いスペクトルが得られる。

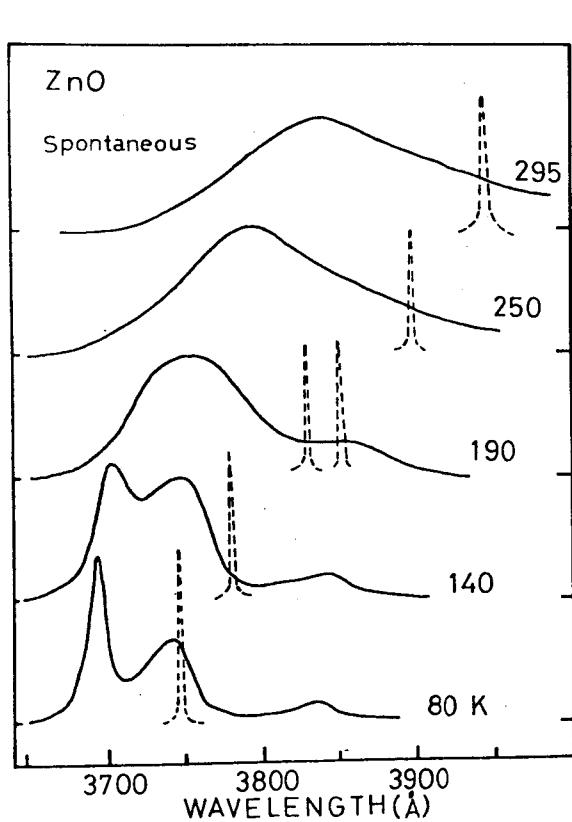


図4-10
自然放光(実線)と
レーザ光(破線)の
温度変化。

80 K 以上の高い温度領域でのレーザ発振は、この幅広いスペクトルの長波長側で観測される。また、190 K 付近の温度では、更に長波長側の ($E_x - 2LO$) の近傍でもレーザ発振が観測される場合がある。⁽¹³⁾ 同様な結果が他にも報告されてい⁽¹⁴⁾る。

図 4-11 は自然放出光のピーク（実線）、およびレーザ波長（印）の温度依存性を示す。I および (I-LO) で示したのは束縛励起子による発光であり、高温度では解離するために消滅する。($E_x - LO$) ($E_x - 2LO$)、($E_x - 3LO$) は LO フォンの放出を伴う自由励起子による発光である。80 K ではこれら3つの発光が等間隔で観測される。P の発光は 80 K 以上の温度領域では (I-LO) と重なり、1つのピークとして観測される。これを曲線(2)で示した。

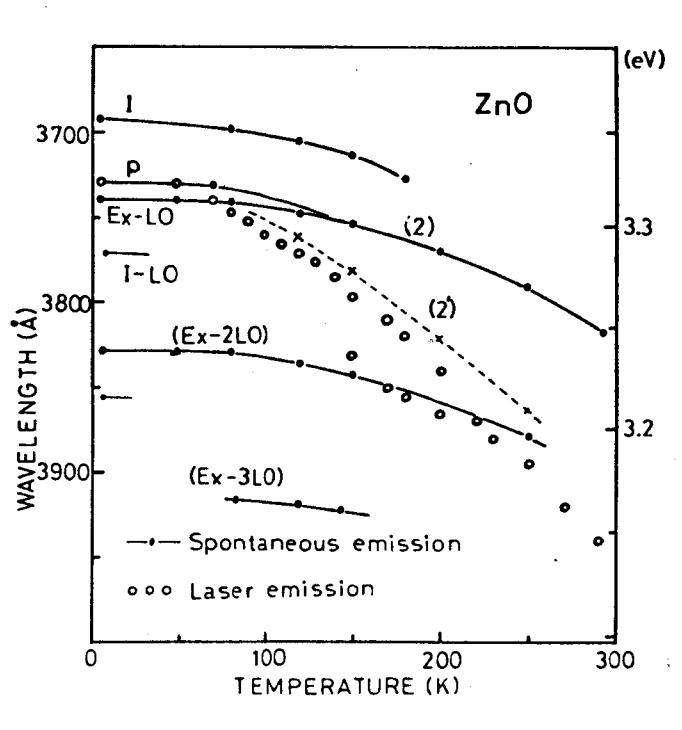


図 4-11 ZnO からのレーザ光（印）および自然放出光（実線）の温度依存性。

曲線(2')は励起面に平行な方向、即ち、レーザ発振を起す方向から観測した場合の自然放出光のピークを示す。この場合には自己吸収の効果によって、短波長側の発光が強く再吸収されるためスペクトルのピークは曲線(2)より長波長側の(2')で観測される。

低温でのレーザ発振はP線で観測されるが80KではPと($E_x - LO$)の重なった発光から起きる。

100K以上の高温度ではPと($E_x - LO$)との重なった曲線(2)よりも長波長側に現われ、温度上昇と共にその差は大きい。レーザ波長の温度係数は、高温度において、 $-9 \times 10^{-4} \text{ eV/deg}$ であり、バンドギャップの温度係数($-4 \times 10^{-4} \text{ eV/deg}$)に比べて大きいことを示している。

高温度におけるレーザ発振はPと($E_x - LO$)の重なった発光で起きていたか、低温においてP線で観測されることから、高温度でもP線からの発光によると考えられる。また、レーザ発振が(2')の近傍に現われることから、レーザ発振は自己吸収の影響を大きく受けている。吸収端における吸収係数はUrbach則で近似され、温度上昇とともに吸収曲線は長波長側へ移動する。このために、レーザ波長の温度依存性は吸収曲線の温度変化を考慮に入ることによって説明される。

§ 4-5 まとめ

CdS と ZnO からの発光を、10 K から 3300 K の温度範囲で測定した結果、高密度励起の状態では励起子-励起子間の衝突を伴う自由励起子からの発光 (P 発光) が強くなる。10 K の低温でのレーザ発振は、主に、この P 発光において観測された。発光スペクトルの温度変化の測定から、80 K 以上の温度でも高密度励起の状態では、P 発光が強くなることがわかり、レーザ発振か P 発光の波長領域で起きることを示した。しかしながら、80 K 以上の温度でのレーザ発振は P 発光のピークよりも長波長側で起り、温度上昇に伴って長波長側へ大きく変化する。このために、レーザ波長の温度依存性はバンドギャップの温度変化に比べて大きいことが測定された。このレーザ波長の測定結果から、温度の高い場合には、レーザ発振か自己吸収に強く影響されることがわかった。

第4章 文 献

- 1) N. G. Basov et al. : Soviet Physics-Doklady 9 (1964) 288.
- 2) F. H. Nicoll : Appl. Phys. Letters 9 (1966) 13.
- 3) J. R. Packard, D. A. Campbell and W. C. Tait : J. Appl. Phys. 38 (1967) 5255.
- 4) D. C. Reynolds : Trans. Met. Soc. AIME 239 (1967) 300.
- 5) C. Benoit a la Guillaume, J. M. Debever and F. Salvan : Phys. Rev. 177 (1969) 567.
- 6) D. Magde and H. Mahr : Phys Rev. B2 (1970) 4098.
- 7) D. G. Thomas and J. J. Hopfield : Phys. Rev. 128 (1962) 2135.
- 8) C. E. Bleil : J. Phys. Chem. Solids 27 (1966) 1631.
- 9) S. Shionoya, H. Saito, E. Hanamura and O. Akimoto : Solid State Communication 12 (1973) 223.
- 10) H. Liebing, P. Mengel and W. Ruppel : Phys. Stat. Sol. (b) 72 (1975) 431.
- 11) H. Saito and S. Shionoya : J. Phys. Soc. Japan 37 (1974) 423.
- 12) D. G. Thomas : J. Phys. Chem. Solids 15 (1960) 86.
- 13) S. Iwai and S. Namba : Appl. Phys. Letters. 16 (1970) 354.
- 14) W. D. Johnston, JR : J. Appl. Phys. 42 (1971) 2731.
- 15) F. Urbach : Phys. Rev. 92 (1953) 1324.

第5章 CdS レーザにおける利得および損失

§ 5-1 序 言

CdS および ZnO レーザにおいて、レーザ波長はハンドキャップに比較して非常に大きな温度依存性を示すことを前の章で述べた。これは、レーザ発振に対する自己吸収の効果のためであり、レーザ波長の温度変化は吸収端での吸収係数の温度変化に強く影響を受けることが示されている。^{(1) (2)}

この章ではレーザ発振に及ぼす自己吸収の効果をしらべるために、P線の発光に基づく利得曲線と自己吸収による損失曲線からレーザ波長を計算する。この計算を用いて共振器長に対するレーザ波長の変化、およびレーザ波長の温度依存性を求め、実験値との比較を行なっている。この結果から、レーザ発振に対する自己吸収の効果を明るかにする。⁽³⁾

§ 5-2 共振器長に対するレーザ波長の変化

利得曲線の近似的左形を得るために、高密度励起における自然放出光を測定した。この場合には光の再吸収、または增幅の作用を避けるために、励起面から直接に放出される光を観測した。図、5-1 (a) の挿入図で示したように、結晶の周りを銀ペーストで被い結晶の角から出る光を妨いだ。この角からの光は励起面を伝播してくるために、高励起下では増幅作用を受けて自然放出光とは異なったスペクトルになるからである。

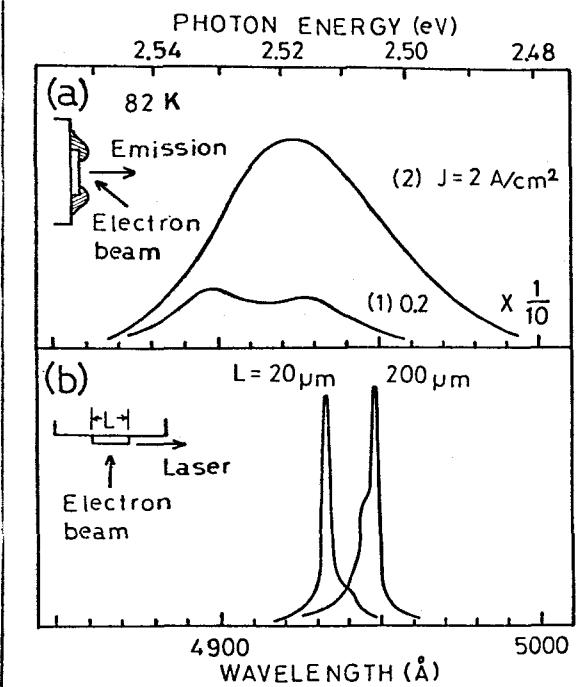


図 5-1

80 K での発光スペクトルの変化。

(a) 自然放光

(1) 弱励起, (2) 強励起

(b) 2 の共振器長に対するしきい値でのレーザ発振。

図 5-1 (a) は 80 K における自然放出光のスペクトルを示す。励起強度の弱い場合のスペクトルは曲線 (1) で示したように 2 つのピークが見られる。4895 Å の発光は自由励起子 (4873 Å) からの発光に比べて長波長であるか、80 K では、束缚励起子が解離していろいろために束缚励起子からの発光ではないと考えられる。第 4 章で述べたように、この発光は励起子 - 電子間の衝突を伴なう発光と言われている。⁽⁴⁾⁽⁵⁾ 一方、4925 Å のピークは LO フォノンの放出を伴なう自由励起子からの発光である。この発光のピークでのエネルギー ($h\nu$) は次のように表わされる。⁽⁶⁾

$$h\nu = E_0 - \hbar\omega + \frac{3}{2}kT \quad (5.1)$$

ここで、 E_0 は励起子準位、 $\hbar\omega$ は LO フォノンのエネルギー (37 meV) である。 $(3/2)kT$ の項は励起子の運動エネルギーから生じる。80 K での値 $E_0 = 2.544 \text{ eV}$ 、 $kT = 0.007 \text{ eV}$ を代入すると

$h\nu = 2.517 \text{ eV}$ (4925 \AA) が得られ、測定値とよく一致する。

励起強度の増加と共に、 4910 \AA から 4920 \AA の発光が増大し、図 5-1 (a) の曲線(2)で示したように幅の広いスペクトルが得られる。特に、この発光は長波長側に裾を持ち、($E_x - L_0$)とは逆の傾向がある。また、この発光強度は ($E_x - L_0$) とは異なり、励起強度のほぼ 2 乗に比例して増加する。第 4 章で示した 10 K のスペクトルから類推して、励起強度の強い場合の発光は励起子—励起子間の衝突を伴なう発光 (P 線) と考えられる。曲線(2)は電子ビームの電流密度が 2 A/cm^2 の場合のスペクトルであり、この電流密度は適当な共振器を有する試料において、レーザ発振せらるのに充分に高い電流密度である。

図 5-1 (b) は、共振器長が $20 \mu\text{m}$ と $200 \mu\text{m}$ の試料に対するレーザ発振のしきい値におけるスペクトルを示す。 $20 \mu\text{m}$ の場合のレーザ波長は 4932 \AA であり、 $200 \mu\text{m}$ の場合のレーザ波長は 4948 \AA であった。また、しきい値電流は $20 \mu\text{m}$ では 3 A/cm^2 、 $200 \mu\text{m}$ では 0.8 A/cm^2 であった。

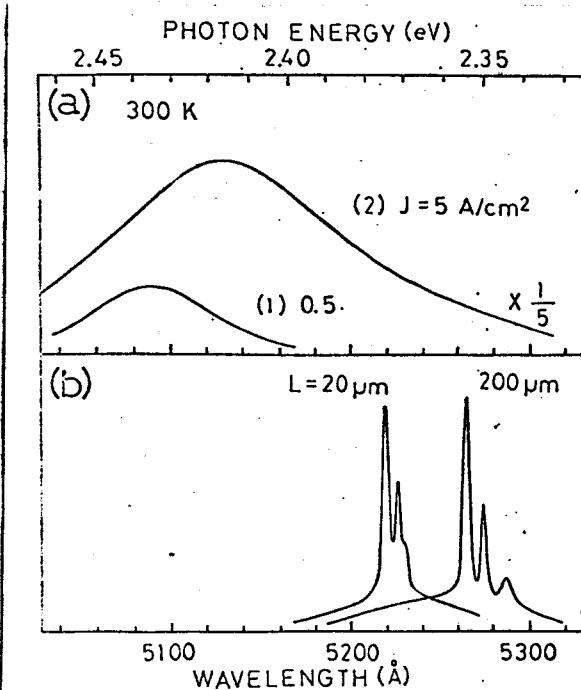


図 5-2

300 K での発光スペクトル。

(a) 自然放出光

(1) 弱励起 (2) 強励起

(b) 2 の共振器長に対するレーザ発振。

図 5-2 (a) は 300 K における自然放出光のスペクトルを示す。励起強度の弱い場合の発光は、曲線(1)で示したように 5090 Å にピークが観測される。励起強度が強い場合には、曲線(2)で示したように 5130 Å にピークを持つ発光である。このピーク波長の変化は励起強度の増加による試料の温度上昇か原因ではなく、励起強度と共に発光機構が変化するためである。励起強度の強い場合には長波長側に裾を持つ幅の広いスペクトルが得られる。

図 5-2 (b) は 300 K でのレーザ発振を示す。共振器長が $20 \mu\text{m}$ の場合のレーザ波長は 5220 Å であり、 $200 \mu\text{m}$ の場合には 5275 Å であった。このように、温度が高い場合のレーザ発振は自然放出光スペクトルの長波長領域に現われること、そして、共振器長が長い程、より長波長側に現われることが示されている。

共振器長の変化に伴なうレーザ波長の変化は、GaAs の注入型レーザにおいても観測されてきた。⁽⁷⁾ その場合、レーザ波長の変化は Band Filling 効果によって説明されている。⁽⁸⁾ 即ち、共振器長の減少に伴なって発振しきい値電流は増加し、これによって伝導帯の中で電子が高い準位まで占有するために発光波長は短波長側へ移動する。

CdS の場合にも発振しきい値電流は共振器長の減少によって増大する。しかしながら、励起電流に対する自然放出光の変化を測定すると、励起電流の増加に伴なってスペクトルのピークは長波長側へ移動する。このように、CdS の場合の波長変化は GaAs の場合とは逆の傾向を示す。従って、CdS の場合には Band Filling 効果などの発光スペクトルの変化だけからレーザ波長の変化を説明することはできない。

CdS からの発光は吸収端の近くで起きるため、自己吸収の影響を受ける。図 5-3 は吸収端における吸収曲線を 80 K と 300 K の場合について表わした。この場合には結晶の C 軸と垂直に偏光した光の吸収係数を示した。これはレーザ光が C 軸と垂直に偏光しているからである。図 5-3 の吸収係数は Urbach 則で近似されるように指数函数の形で表される。図 5-1 (a) と図 5-2 (a) で示した発光スペクトルのピークでの吸収係数は 80 K で 10^2 cm^{-1} 300 K で 10^3 cm^{-1} のオーダーであり、波長によって大きく変化する。従って、共振器長に対するレーザ波長の変化は、このような吸収損失の波長依存性に大きく関係していることか予想される。§ 5-4において、吸収損失の波長依存性を考慮に入れてレーザ波長の計算を行なう。レーザ波長を計算するための利得曲線を次の § 5-3 で考察する。

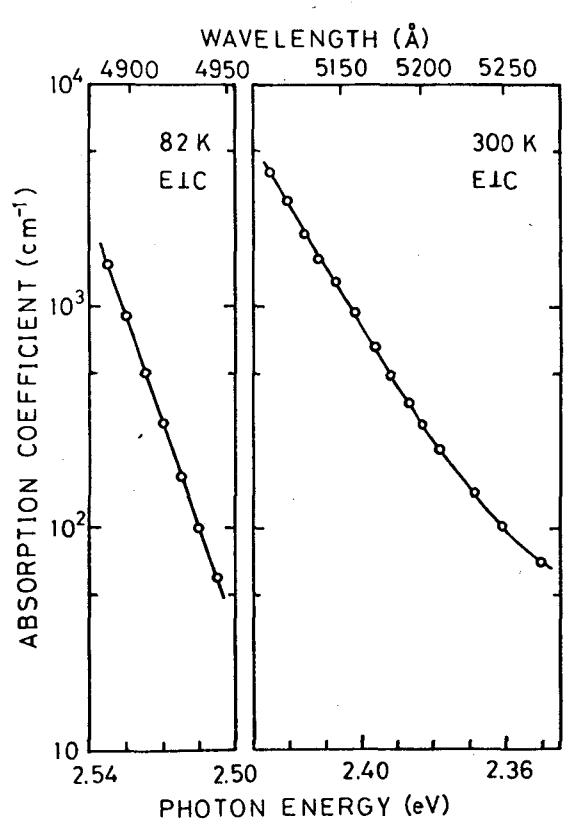


図 5-3

80 K と 300 K での CdS における、吸収端近傍での吸収曲線。

§ 5-3 レーザ発振の利得曲線

CdSにおけるレーザ発振のしきい値電流は 1 A/cm^2 のオーダーである。第4章で述べた高密度励起における発光の測定から、この程度の電流においては、励起子-励起子間の衝突を伴なう発光(P線)が増大することを示した。低温にみけるレーザ発振はP線で観測されるか、80K以上の高温度でのレーザ発振は、P線のピーカ位置も長波長側で観測された。ここでは、高温度におけるレーザ波長を計算するための利得曲線をP線の発光スペクトルの形状から求めることとする。

P線の発光過程では、1つの励起子が消滅して発光すると同時に他方の励起子は電子-正孔対に解離する。この場合における発光の確率は次のように表わされる。⁽⁵⁾

$$P_E \propto \{1 + N(h\nu)\} n_k n_{k_2} (1 - n_e) (1 - n_h) \quad (5.2)$$

ここで、 $N(h\nu)$ 、 n_k 、 n_e 、 n_h は、それぞれ、光子励起子、電子、および正孔の占有確率を示す。
(5.2)式の中で、誘導放出の確率、 P_{st} 、および自然放出の確率、 P_{sp} 、は次のように表わされる。

$$P_{st} \propto N(h\nu) n_k n_{k_2} (1 - n_e) (1 - n_h) \quad (5.3)$$

および

$$P_{sp} \propto n_k n_{k_2} (1 - n_e) (1 - n_h) \\ \approx n_k n_{k_2}. \quad (n_e, n_h \ll 1) \quad (5.4)$$

一方、この逆過程において光が吸収される確率は次のように表わされる。

$$P_{ab} \propto N(h\nu) (1 + n_{K_1}) (1 + n_{K_2}) n_e n_h \quad (5.5)$$

レーザ発振の利得は、誘導放出と吸収との差であり、(5.3)式と(5.5)式から求められる。更に、($n_{K_1}, n_{K_2} \ll 1$)の条件を仮定すると利得は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} P_G &\propto N(h\nu) (n_{K_1} n_{K_2} - n_e n_h) \\ &= N(h\nu) n_{K_1} n_{K_2} \left(1 - \frac{n_e n_h}{n_{K_1} n_{K_2}}\right) \\ &= N(h\nu) P_{sp} \left(1 - \frac{n_e n_h}{n_{K_1} n_{K_2}}\right) \end{aligned} \quad (5.6)$$

(5.6)式の中で、 n_K, n_e, n_h の形をボルツマン分布と仮定して代入すると、利得曲線 $g(E)$ は次のように表わされる ($h\nu = E$)⁽¹⁰⁾。

$$\begin{aligned} g(E) &= \frac{P_G}{N(h\nu)} \\ &= I_{sp}(E) \cdot \left\{ 1 - \eta \cdot \exp\left(\frac{E - \Delta E}{kT}\right) \right\} \end{aligned} \quad (5.7)$$

ここで、 $I_{sp}(E)$ は自然放出光のスペクトルを示す。 $\Delta E = (E_0 - E_b)$ であり、 E_0 は励起子準位、 E_b は、励起子の結合エネルギーを示す。 η は次式で表わされるパラメーターである。

$$\eta = \left(\frac{M^2}{m_e m_h} \right)^{3/2} \left(\frac{N_e N_h}{N_{ex}^2} \right) \quad (5.8)$$

ここで、 M 、 m_e 、 m_h は、それぞれ、励起子、電子、正孔の実効質量を示し、 N_{ex} 、 N_e 、 N_h は各々粒子密度を示す。 η の値はそれぞれの密度に依存するか、ここでは、レーザー発振を起すのに充分な励起電流(3 A/cm^2)における η の値を概算する。

電子ビーム励起によって生じる電子-正孔対の生成割合は第3章で述べられている。CdSの場合、生成された電子-正孔対の大部分は励起子を形成すると考えられる。励起子の寿命を T_{ex} で表わすと、励起子の密度は第3章の(3.10)式を用いて次のように表わされる。

$$N_{ex} = 6.25 \times 10^{25} \times \left(\frac{J \cdot V \cdot T_{ex}}{\epsilon d} \right) \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (5.9)$$

ここで、 J は電流密度(A/cm^2)、 V は加速電圧(kV)、 ϵ は生成エネルギー(eV)、 d は電子線の侵入する深さ(μm)を示す。

(5.9)式において、 $V = 25 \text{ kV}$ 、 $d = 2 \mu\text{m}$ 、 $\epsilon = 7.5 \text{ eV}$ 、 $T_{ex} = 10^{-9} \text{ sec}$ を代入すれば、利激電流が 3 A/cm^2 の場合における励起子の密度は

$$N_{ex} = 3 \times 10^{17} \quad \text{cm}^{-3}$$

が得られる。80Kから300Kの温度範囲について考えると、束缚励起子の束縛エネルギーは数meVであるために、大部分は自由励起子にになっている。

また、励起子の結合エネルギーは、 $E_b = 0.027 \text{ eV}$ であるから、300 K以下の温度領域では、励起子の電子-正孔対への解離は少ないと考えられる。

一方、励起子-励起子間の衝突によって生じる自由電子の密度は第4章の(4.5)式で表わされているように、フェルミ準位の変化を通してP線のピーク波長の移動と関係づけられている。(4.5)式から電子密度 N_e は次のように表わされる。

$$N_e = 4 \times 10^{20} \{ \Delta(h\nu) \}^{3/2} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (5.10)$$

ここで、 $\Delta(h\nu)$ はP線のピークの変化量(eV)である。第4章の図4-2において、電流密度が3 A/cm²の場合でのP線の波長変化は4 Åであった。従って、 $\Delta(h\nu) = 0.002 \text{ eV}$ に相当し、(5.10)式から

$$N_e = 3.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

が得られる。また、正孔の密度も $N_h = N_e$ と仮定する。

(5.8)式の中で、 $m_e = 0.2 m_0$, $m_h = 1.4 m_0$, $M = 1.6 m_0$ (m_0 は自由電子の質量)とおき、 N_e , N_h , N_{ex} に上で求めた値を代入すると γ はおよそ

$$\gamma \approx 0.4$$

が得られる。

$I_{sp}(E)$ の形については、図5.1(a)および図5.2(a)の自然放出光のスペクトルで示されているように刺激強度の強い場合にはガウス型でよく近似され次のように表わされる。

$$I_{sp}(E) = I_0 \cdot \exp \left\{ - (E - E_m)^2 / w^2 \right\} \quad (5.11)$$

ここで、 E_m は自然放出光のピークを示し、 I_0 はそのピークでの強度を示す。 w は強度が $1/e$ になるスペクトルの半値幅を示す（ e は自然対数）。 E_m は P 線による発光スペクトルのピークの位置 ($\Delta E = E_p - E_b$) にはば等しいから。 (5.7) 式の利得曲線は次のように書き表わされる。

$$g(E) = I_0 \cdot \exp \left\{ - \frac{(E - E_m)^2}{w^2} \right\} \left\{ 1 - \eta \cdot \exp \left(\frac{E - E_m}{kT} \right) \right\} \quad (5.12)$$

80 K 以上の温度領域では、スペクトル幅 w は温度に比例し

$$w \approx 2.2 kT \quad (5.13)$$

で表わされる。 (5.12) 式の中で $(E_m - E)/kT = x$ と置き換えると、利得曲線は温度に依存しない形で書き換えられる。

$$g(x) = I_0 \cdot \exp \left\{ -x^2/(2.2)^2 \right\} \left\{ 1 - \eta \cdot \exp(-x) \right\} \quad (5.14)$$

図 5-4 の中に、 $\eta = 0.4$ 、および $\eta = 1$ に対する利得曲線を、(2) および (3) で示した。一方、曲線 (1) は自然放出光の形を示している。第4章で述べたレーザ波長の温度依存性から、レーザ発振は図 5-4 の中では

$$(E_m - E)/kT = 2 \sim 3$$

の近傍で観測される。この波長領域では、図 5-4 の曲線 (2) からわかるように、利得曲線は自然放出光の形によく近似できる。このようす利得曲線を用ひ、自己吸収の効果を考慮に入れてレーザ波長の計算を次の節で行なう。

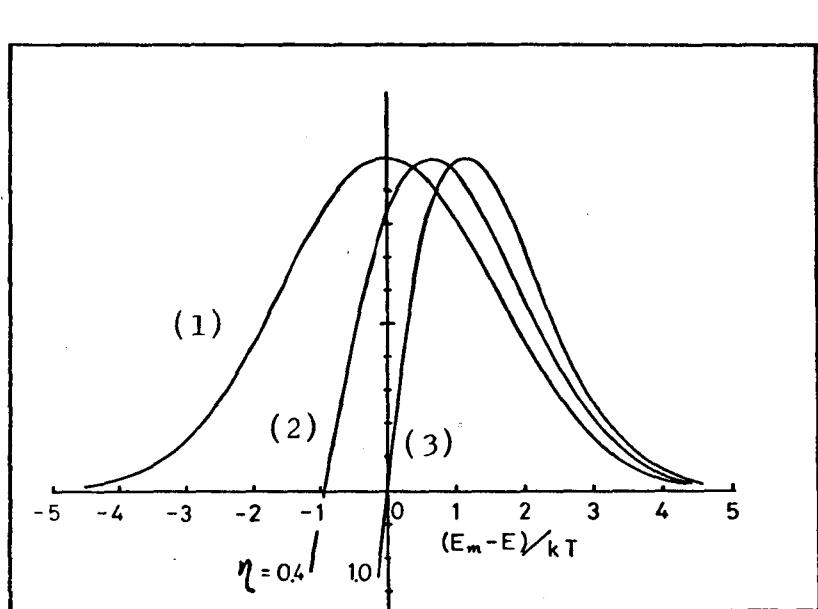


図 5-4 (1) は自然放出光、
(2) および (3) は利得曲線の計算値。

§ 5-4 発振しきい値におけるレーザ波長の計算

利得曲線を $g(E)$ 、損失曲線を $\alpha(E)$ で表わすと、レーザ発振を起すための正味の利得 $G(E)$ は次のようく表わされる。

$$G(E) = g(E) - \alpha(E) \quad (5.15)$$

上式において、利得 $G(E)$ に及ぼす損失 $\alpha(E)$ の影響を考慮することによって、レーザ波長を計算する。しきい値におけるレーザ発振は $G(E)$ 曲線の極大点で起きる。即ち、次式で表わされる。

$$\frac{d}{dE} (g(E) - \alpha(E)) = 0 \quad (5.16)$$

また、しきい値における $G(E)$ の値は共振器の端面からの透過損失に等しいと置くことができる。

$$g(E) - \alpha(E) = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (5.17)$$

ここで、 L は共振器長、 R は端面での反射率を示す。この場合、回折損失に関しては次のように考えられる。ここで用いた結晶の厚さは数ミクロンであるため、電子ビームの透過によって薄い結晶の大部分が活性領域になる。また、このような薄い結晶の中で放出された光は、結晶の上下の面で反射を探返し、ガイドされることが観測される。従って、回折損失は結晶内での吸収損失、および共振器の端面からの透過損失に比べて小さいと考えられる。

以上のことから、損失係数 $\alpha(E)$ の中では吸収損失が主な要因であると考えられる。吸収曲線は、図 5-3 で示されているように、吸収端附近では、指数函数で近似され $\alpha(E)$ は次式によつて表わされる。

$$\alpha(E) = \alpha_0 \exp \left\{ -\sigma (E_m - E) / kT \right\} \quad (5.18)$$

ここで、 α_0 は自然放出光のピーク、 E_m 、における吸収係数を示す。 σ は吸収曲線の傾きを表わす定数である。

一方、利得曲線は (5.12) 式で与えられている。

$$g(E) = I_0 \exp \left\{ - \frac{(E_m - E)^2}{w^2} \right\} \left\{ 1 - \eta \exp \left(- \frac{E_m - E}{kT} \right) \right\} \quad (5.12)$$

この (5.12) と (5.18) 式を、(5.16) と (5.17) 式に代入して I_0 を消去する。図 5-4 の利得曲線で示されたように、レーザ波長の観測される波長領域では、 $(E_m - E) / kT > 1$ であり、また、 $\eta = 0.4$ の場合を考えると

$$\eta \cdot \exp \left(- \frac{E_m - E}{kT} \right) \lesssim 0.1 \quad (5.19)$$

の条件が満足される。この条件を用ひて (5.16) と (5.17) 式から計算した結果、レーザ波長、 E_e 、に関して次の関係式が得られる。

$$\left\{ \frac{\sigma w^2}{2kT(E_m - E_e)} - 1 \right\} \frac{\alpha_0 L}{\ln(1/\eta)} = \exp \left\{ \frac{\sigma(E_m - E_e)}{kT} \right\} \quad (5.20)$$

表 5-1 自然放出光のスペクトル、利得曲線、
および吸収曲線のパラメータの値。

	80 K	200 K	300 K
E_m (eV)	2.519	2.467	2.416
w (eV)	0.020	0.040	0.055
α'_0 (cm^{-1})	3×10^2	10^3	2.5×10^3
E'_m (eV)	2.514	2.455	2.400
w' (eV)	0.016	0.035	0.050
α'_0 (cm^{-1})	2×10^2	5×10^2	8×10^2
σ	0.8	1.2	1.5

(5.20) 式からレーザ波長を計算するためには用いられた値を表 5-1 に示した。 E_m と w は、自然放出光のピーク波長と半値幅を示す。 α'_0 は E_m における吸収係数を表わす。 E'_m と w' は、 $\eta = 0.4$ の場合における利得曲線のピーク波長と半値幅の長波長側の部分を表わす。 E'_m と E_m は、図 5-4 に示されたように次の関係がある。

$$E'_m = E_m - 0.7 \text{ K} T \quad (5.21)$$

また、 α'_0 は E'_m における吸収係数を表わす。共振器長 (L) に対するレーザ波長を計算する場合には、近似をよくするために、(5.20) 式の中の E_m と w に、それこれら E'_m と w' の値を代入した。反射率 R には、 $R = 0.22$ の値を用いた。この値は、 $R = (n-1)^2 / (n+1)$ の関係式に、屈折率 $n = 2.8$ を代入して得られる値である。

図5-5は、共振器長に対する発振しきい値でのレーザ波長の変化を示す。実線の曲線は(5.20)式から計算された結果を示す。 E_m は高密度励起下における自然放出光のピーク波長を示す。一方、利得曲線のピーク波長は、曲線の $L = 0$ における値であるから、80 Kでは 4930 \AA 、300 Kでは 5165 \AA である。

レーザ波長の測定を、共振器長が $20 \mu\text{m}$ から $300 \mu\text{m}$ の範囲で行った結果、80 Kでの波長は 4932 \AA から 4951 \AA まで変化し、300 Kでの波長は 5220 \AA から 5275 \AA まで変化した。レーザ波長の変化は温度が高い程大きく、特に、共振器が短かい場合に大きいことわかる。通常用いられる試料の共振器長は $200 \mu\text{m}$ 以上であり、この場合の波長変化は小さい。

300 Kの場合の計算値は測定値より小さくなることは、実際の利得曲線が計算に用いたものよりも長波長側へずれていたためである。このように、共振器長の変化に対するレーザ波長の変化が自己吸収の効果によって説明されることがわかり、レーザ発振に対する自己吸収の影響が明らかになつた。

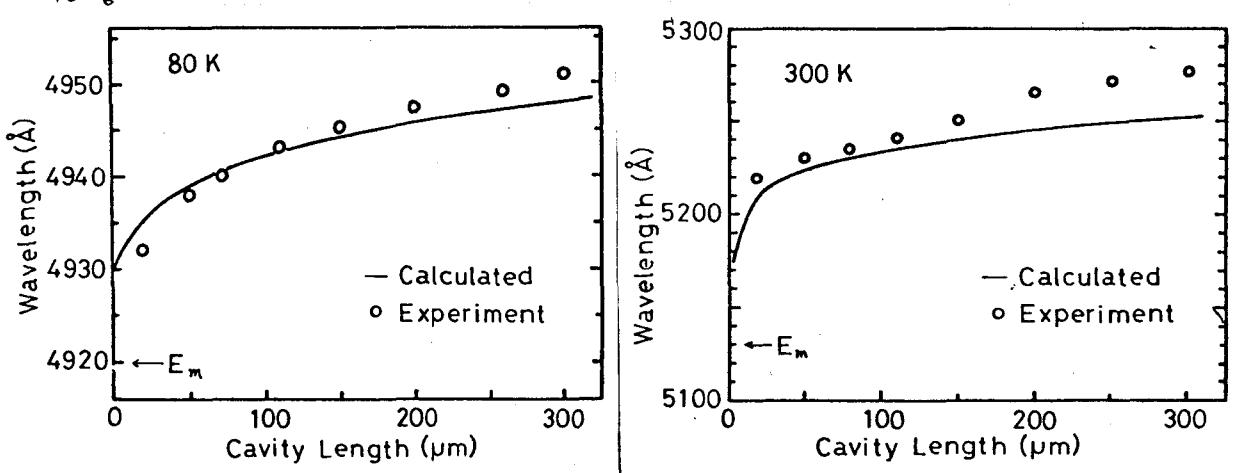


図5-5 共振器長に対するレーザ波長の変化。
実線は計算値を示す。

§ 5-5 共振器の反射率によるレーザ波長の変化

(5.20) 式から予想されるように、共振器長(L)の変化と同様に、共振器の反射率(R)の変化によってもレーザ波長が変化する。図5-6に示したように、共振器の片側の端面にAlを蒸着して反射率を変化させた。こうして反射率を増加させた場合、レーザ波長は長波長側へずれる。

共振器長が $200\text{ }\mu\text{m}$ の場合、 80 K でのレーザ波長は 4948 \AA であったが、Alを蒸着した場合には 4953 \AA に変化した。また、 300 K では、 5265 \AA から 5280 \AA に変化することが測定された。

(5.20) 式を用いて、レーザ波長を計算した結果、Alを蒸着する前($R = 0.22$)でのレーザ波長は、 80 K の場合、 4944 \AA 、 300 K の場合には 5253 \AA である。一方、Alを蒸着した後でのレーザ波長を、反射率の変化を考慮して計算する。

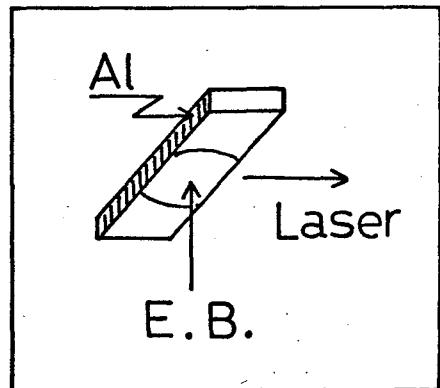


図 5-6

反射率の変化(Al蒸着)
によるレーザ波長の変化の実験方法。

(5.20) 式において、共振器の片側の端面を Al で被った場合の反射率 R は、 $R = \sqrt{R_1 \cdot R_2}$ で置き換える。劈開面の反射率を $R_1 = 0.22$ とおき、Al で被った面での反射率を $R_2 = 1.0$ として代入すれば、 $R = 0.47$ が得られる。この反射率を用いてレーザ波長を計算した結果を表 5-2 の中に示した。

表 5-2 の実験値で示したように、反射率の増加によってレーザ波長は、80 K の場合、4948 Å から 4953 Å に変化し、波長の変化量は 5 Å であった。一方、計算されたレーザ波長の変化量は、4 Å であり、実験で得られた変化量とよく一致している。また、300 K の場合、5265 Å から 5280 Å に変化し、波長の変化量は 15 Å であった。一方、計算されたレーザ波長の変化量は、12 Å であり、実験値とよく一致する。

このように、反射率の増加に伴うレーザ波長の変化は、共振器長の変化によるレーザ波長の変化と同様に説明されることから、レーザ発振に及ぼす自己吸収の効果を確かめることができた。

Temp.		Alなし	→	Al coating	$\Delta\lambda$
80 K	Experiment	4948 Å	◦	4953 Å	5 Å
	Calculated	4944 Å	◦	4948 Å	4 Å
300 K	Experiment	5265 Å	◦	5280 Å	15 Å
	Calculated	5253 Å	◦	5265 Å	12 Å

表 5-2 反射率の変化によるレーザ波長の変化の実験値と計算値との比較。

§ 5-6 ヴーザ波長の温度依存性

図5-7は高密度励起における自然放出光のスペクトル(実線)とレーザ波長(○印)を示した。温度上昇に伴ってスペクトル幅は広くなり、レーザ波長はスペクトルのピークよりも長波長側へ移動する。スペクトル幅の温度変化を図5-7の(2)で示した。スペクトル幅Wは、 $W = 2.2 \text{ kT}$ で表わされるように温度に比例して増加する。このようなスペクトル幅の拡かりに追従して、レーザ発振の利得曲線が長波長側に拡かることが図5-4で示された自然放出光スペクトルと利得曲線との比較から予測される。

一方、発光スペクトルの波長領域での吸収曲線は図5-3で示したような指数函数で近似され、温度上昇と共に長波長側へ拡かる。従って、レーザ波長の温度変化は利得および吸収曲線の温度変化を考慮することによって説明される。ここでは、図5-4で得られた計算結果を用いて、しきい値におけるレーザ波長の温度係数を求め、測定値との比較を行なう。

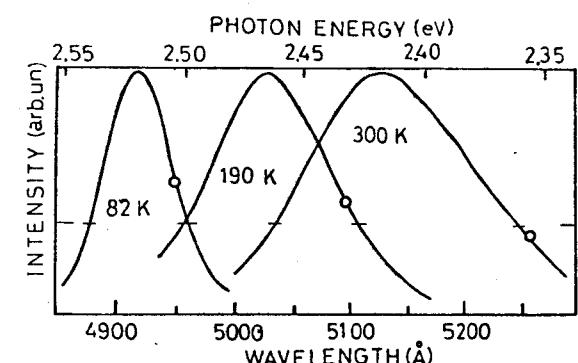
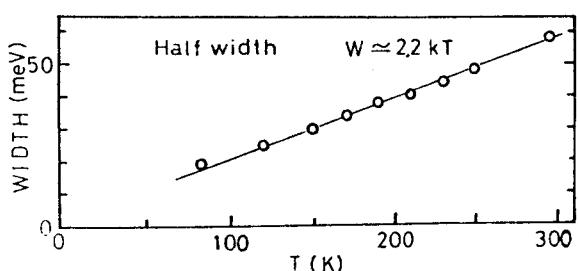


図 5-7

(1) 高励起における自然放出光(実線)とレーザ波長



(2) 自然放出光のスペクトル幅の温度変化。

V-ガ波長の温度係数は(5.20)式から計算される。(5.20)式の中で

$$(E_m - E_e) = \beta kT, \quad w = \delta kT \quad (5.22)$$

と置いて代入すると次式に書き換えられる。

$$\left(\frac{\delta^2 \alpha}{2\beta} - 1 \right) \frac{\alpha_0 L}{\ln(1/k)} = \exp(\alpha \beta) \quad (5.23)$$

(5.23)式から、300K近傍でのV-ガ波長 E_e の温度係数 β が計算される。(5.22)式の E_m と w に対して利得曲線に対する E'_m と w' を用いる。表5-1に示された $\gamma = 0.4$ の場合の利得曲線に対する E'_m と $w' = 2kT$ および α' の値を用いると

$$E_e = E'_m - 1.4 kT \quad (5.24)$$

が得られる。 $\gamma = 0.4$ の場合、 $E'_m = E_m - 0.7 kT$ であるので(図5-4)、次式が得られる。

$$\begin{aligned} E_e &= E_m - 2.1 kT \\ &= E_m - 1.8 \times 10^{-4} T \end{aligned} \quad (5.25)$$

自然放出光のE-ク E_m の温度係数はハンドギヤップの温度係数より少し大きめ、 -5.5×10^{-4} eV/dg. と測定される。従って、(5.25)式から、V-ガ波長の温度係数は -2.3×10^{-4} eV/dg. が得られる。この値は、第4章で示した測定値(-2.5×10^{-4} eV/dg.)とよく一致する。

80 K, 200 K および 300 K の温度におけるレーザ波長を $L = 200 \mu\text{m}$ の場合に (5.20) 式および表 5-1 の値を用いて計算した結果を図 5-8 の中の X 印で示し、破線で結んだ。一方、レーザ波長の測定値を O 印で示した。この図の中で E_m は、図 5-7 に示された自然放出光のピークを示す。 E'_m は利得曲線（計算値）のピークの位置を示す。図 5-8 からわかるように、レーザ波長の温度依存性については、実験値と計算値はよく一致する。

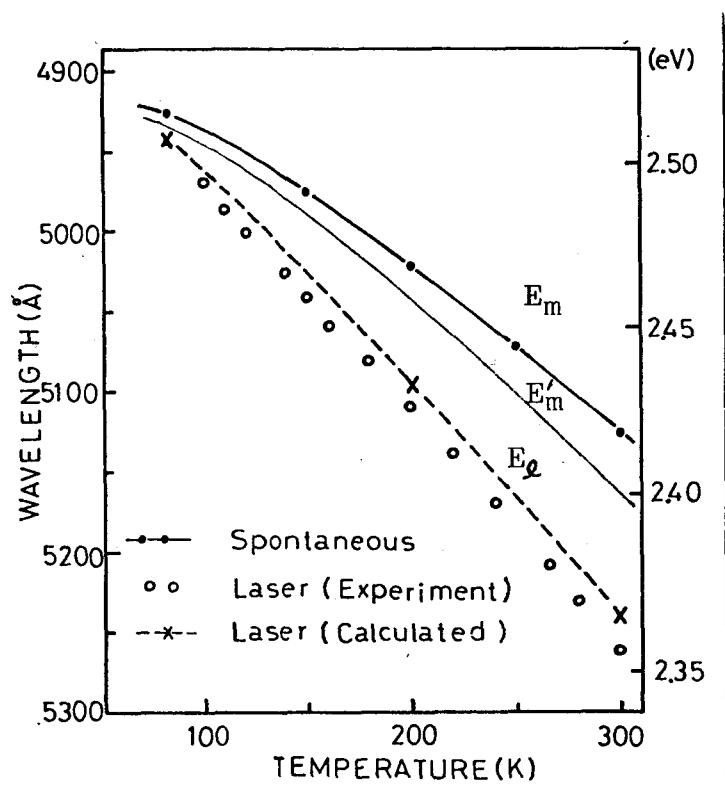


図 5-8

自然放出光 (E_m) とレーザ波長 (○印) の温度依存性。 E'_m は利得曲線（計算値）のピーク。 E_l の破線はレーザ波長の計算値を示す。

§ 5-7 まとめ

80 K 以上の温度においてレーザ波長を測定した結果、共振器の長さを長くしたり、反射率を大きくするのに伴って、レーザ波長は長波長側へずれる。このレーザ波長の変化量は、共振器長が短い場合に大きく、温度が高くなるほど大きい。また、レーザ波長の温度依存性はバンドギャップの温度変化に比較して大きい。

この測定結果を考察するために、P線の発光に基く利得曲線と自己吸収による損失曲線を用いて発振しきい値におけるレーザ波長を計算した。この計算から得られたレーザ波長の変化量は、測定値とよく一致することが示され、レーザ発振の利得に及ぼす自己吸収の効果が明確になった。

更に、利得曲線と損失曲線の温度変化を考慮に入れて計算したレーザ波長の温度係数は、測定値とよく一致することを示した。この結果から温度の高い場合でのレーザ発振は自己吸収の影響を受けるために、レーザ波長はP線のピークよりも長波長領域で観測されることがわかった。また、吸収曲線の温度変化の影響のために、レーザ波長の温度依存性がバンドギャップの温度変化よりも大きくなることが明らかになった。

第5章 文 献

- 1) R. F. Leheny, K. L. Shaklee, E. P. Ippen, R. E. Nahory and J. L. Shay : Appl. Phys. Letters 17 (1970) 494.
- 2) J. M. Hvam : Phys. Rev. B4 (1971) 4459.
- 3) S. Iwai and S. Namba : Japan J. appl. Phys. 14 (1975) 1005.
- 4) H. Saito and S. Shionoya : J. Phys. Soc. Japan 37 (1974) 423.
- 5) C. Benoit a la Guillaume, J. M. Debever and F. Salvan : Phys. Rev. 177 (1969) 567.
- 6) E. Gross, S. Permogorov and B. Rapzbilin : J. Phys. Chem. Solids 27 (1966) 1647.
- 7) M. Pilkuhn, H. Rupprechet and S. Blum : Solid State Electronics 7 (1964) 905.
- 8) G. C. Dousmanis and D. J. Steabler : J. Appl. Phys. 37 (1966) 2278.
- 9) F. Urbach : Phys. Rev. 92 (1953) 1324.
- 10) T. Kushida and T. Moriya : Proc. Int. Conf. Luminescence Tokyo (1975)

第6章 発振しきい値電流の温度依存性

§ 6-1 序 言

第5章では、発振しきい値におけるレーザ波長の変化を、共振器長および温度の変化に対して測定した結果を述べた。この場合にレーザ波長の変化に伴なつて、しきい値電流の変化が観測される。しきい値電流の変化は多くの原因によると考えられるが、その中で発光機構に起因する利得および損失からの影響が大きい。

CdS レーザのしきい値電流 $(E_x - L_0)$ 発光に基いて計算されている。⁽¹⁾ その計算結果によると、 700K 以上の温度におけるしきい値電流は、温度 T に対して、 $\exp(-\Delta E/kT)$ に比例するとされ、室温近傍では温度の三乗に比例することが報告されていいる。

しかし、実際に観測されるしきい値電流の温度依存性は上に述べた計算結果に比べて小さくて、しきい値電流はほぼ温度に比例して増加する。⁽²⁾ しきい値電流の温度依存性が小さいのは、発光機構か $(E_x - L_0)$ 発光とは異なり、しきい値電流の低いP発光によるものと考えられる。

この章では、発振しきい値電流の変化を、共振器長および温度の変化に対して測定した結果について述べる。この場合に、第5章で与えられたようなP発光による利得曲線と自己吸収による損失曲線を用いて共振器長に対するしきい値電流の変化を計算する。更に、しきい値での利得係数と損失係数、および、しきい値電流に含まれる要素の温度変化を考慮に入れて、しきい値電流の温度依存性の計算を行ない、測定値との一致を示す。

§ 6-2 励起電流に対する発光強度の変化

発振のしきい値電流は、電子ビームの電流に対する発光強度の関係から求められる。図 6-1 は、80 K において 20 KV の電子ビームで励起した場合の励起電流に対する発光強度の変化を示す。図の中で ($E \perp C$) および ($E \parallel C$) は、それぞれ、結晶の C 軸に対して垂直および平行な偏光成分を示す。

励起電流の低い自然放出光の場合でも ($E \perp C$) の発光が強い。励起電流の増加とともに ($E \perp C$) の発光が急激に増大する。この発光強度の立ち上がり電流値をしきい値電流とする。発光強度の増大と同時にスペクトル幅の狭まり、同時に構造が観測される。CdS および ZnO レーザの場合には、発光は常に ($E \perp C$) に偏光している。これはバンド構造によって説明されている。バンド端での光学遷移の選択則から ($E \perp C$) の偏光が強く、誘導放出によって ($E \perp C$) の発光が増幅される。

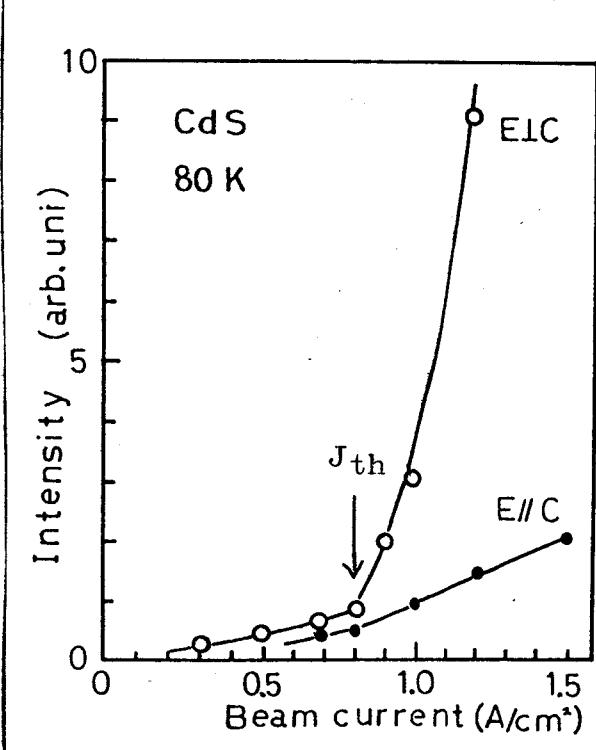


図 6-1

励起電流に対する発光強度の変化。($E \perp C$) および ($E \parallel C$) は、結晶の C 軸に対して垂直および平行な偏光成分を示す。

励起電流の変化に伴なつて、共振器の端面における発光 (near field パターン) の変化が観測される。励起電流の低い自然放出光の場合には、電子ビームで照射された面に添つて一樣に発光している。しきい値電流の近傍では、照射面の中心における発光が強くなり、電流増加と共にスポット状に輝く。更に電流を増加させた場合、照射面に添つて幾つかの輝点が現われる。この事は、レーザ発振がフィラメント状に起きていることを示している。電子ビームを試料の劈開面と平行な方向に移動させていくのに伴つて、レーザ発振の輝点が次々と移動していくのが観測された。

図 6-2 は、レーザ発振の場合の発光の角度分布を示す。(A) は照射面と平行な面内で発光パターンを示し、(B) は照射面と垂直な面内で発光パターンを示す。(A) 図において、括弧内角度 θ と発光面の直径 D との間に次の関係式が成立つ。

$$\theta = 1.2 \frac{\lambda}{D} \quad (\text{ラジアン}) \quad (6.1)$$

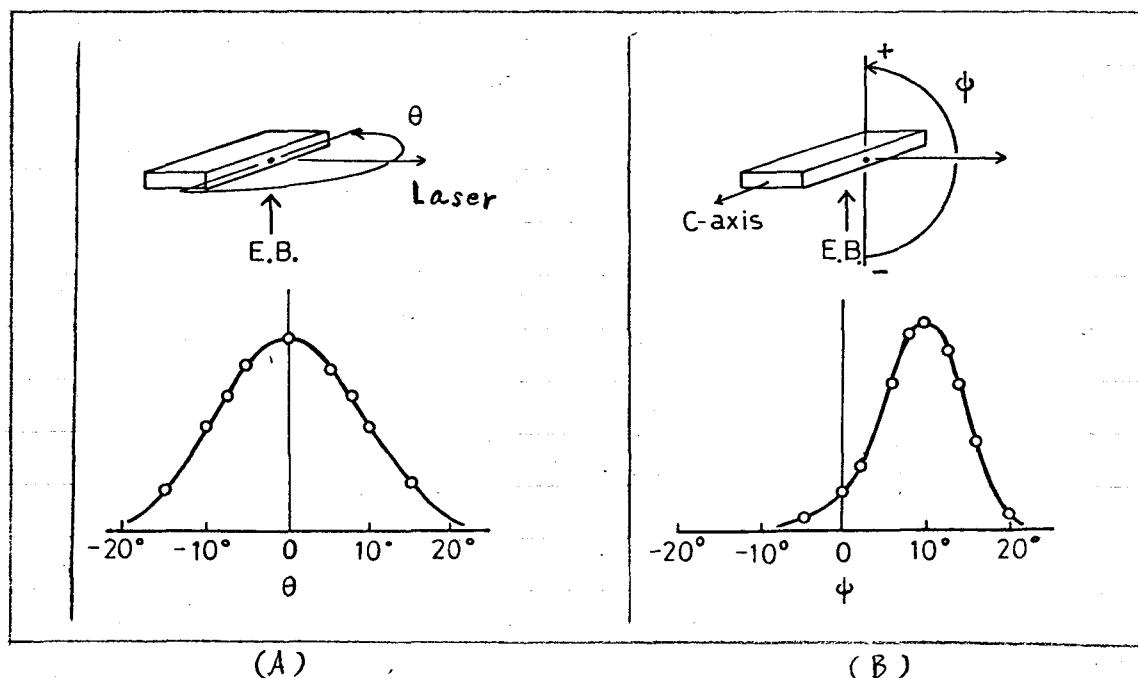


図 6-2 レーザ光の角度分布 (far field パターン)。
(A) 水平方向。 (B) 垂直方向。

(A) 図から発光の拡かり角度は約15度($\theta = 0.26$)が得られ、CdSレーザの波長 $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ を用いると、レーザ発振の輝点の直径は約 $2 \mu\text{m}$ と計算される。

(B) 図に示されているように、照射面と垂直な面内における発光パターンは、照射面と反対方向に偏った形が得られる。このように、共振器の軸に対して非対称な形は、電子ビームによって試料の片側の表面から励起するためにはじむ。発光強度や屈折率の深さ方向に対する不均一による。これは電子一正孔対の分布にも関係している。

電子ビームによって生成される電子一正孔対の割合は、第3章で示したように、深さ z に対して次のように表わされる。

$$N(z) = \frac{J}{g \cdot e} \left(-\frac{dE}{dz} \right) \quad (\text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}) \quad (6.2)$$

ここで、 J は電子ビームの電流密度、 g は電荷、 e は電子一正孔対の生成エネルギー、 $(-dE/dz)$ は結晶中における電子ビームのエネルギー損失の単位長さ当たりの割合を示す。このエネルギー損失の割合が深さ z に対して変化するために、(6.2)の $N(z)$ は深さに対して第3章の図3-1に示したような分布を持つ。

ここで簡単のために、加速電圧 V 、電子ビームの侵入する深さの平均値を d として

$$\left(-\frac{dE}{dz} \right) = \frac{eV}{d} \quad (\text{eV} \cdot \text{cm}^{-1}) \quad (6.3)$$

のように深さ方向 z に対して一定と仮定する。

このように励起強度が一様であると考えると、レーザ発振のしきい値電流密度は、注入型レーザの場合と同様に、次式のように表わされる。⁽³⁾

$$J_{th} = 6.3 \times 10^{-3} \frac{n^2 \cdot E_m^2 \cdot \Delta E \cdot r}{\eta_i} \left(\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \frac{\epsilon d}{V} \quad (A/cm^2) \quad (6.4)$$

ここで、 n は屈折率、 E_m と ΔE は自然放出光のスペクトルにおけるピーク値、および、その半値幅 (eV)、 η_i は内部量子効率、 α はレーザ波長に対する吸収係数 (cm^{-1})、 L は共振器長 (cm)、 R は反射率、 ϵ は生成エネルギー (eV)、 d は侵入の深さ (μm)、 V は加速電圧 (kV) を示す。 r は後で述べるように、自然放出光のピーク E_m とレーザ光 E_L との差に関する量であり、次の § 6.3 の中で、(6.10) 式で与えられている。

80 K において $L = 200 \mu m$ に対するしきい値電流を計算するため、次の値を (6.4) 式に代入する。
 $E_m = 2.517 \text{ eV}$ 、 $\Delta E = 0.02 \text{ eV}$ 、 $\alpha = 50 \text{ cm}^{-1}$ なる測定値。また、 $\eta_i = 1$ 、 $n = 2.8$ 、 $R = 0.22$ 、 $\epsilon = 7.5 \text{ eV}^{(4)}$ 、 $V = 20 \text{ kV}$ 、 $d = 2 \mu m$ 、 $L = 0.02 \text{ cm}$ を用いる。これからしきい値電流

$$J_{th} = 0.5 r \quad (A/cm^2)$$

が得られる。 r の値については次の § 6-3 において求められている。

§ 6-3 共振器長に対するしきい値の変化

第5章において共振器長に対するレーザ波長の変化について述べたが、レーザ波長の変化に伴なつて発振しきい値の変化が観測される。⁽⁶⁾ ここでは第5章で用いた利得と損失に対するモデルを用いて、しきい値電流を計算する。

レーザ発振の観測される波長領域での利得曲線は自然放出光のスペクトルの形で近似される。80 K以上の温度での高密度励起におけるスペクトルの形はガウス型でよく近似できるから、レーザ波長における利得 $g(E_\ell)$ は次式で表わされる。

$$g(E_\ell) = I'_0 \cdot \exp \left\{ - (E_\ell - E_m)^2 / w^2 \right\} \quad (6.5)$$

一方、自然放出光のスペクトル内の全発光量は、励起されたキャリアー密度に比例する。更に、キャリアー密度は励起電流に比例すると考えられるので、励起電流密度は次のようになら表わされる。

$$\begin{aligned} J &\propto \int_0^\infty I_{sp}(E) dE \\ &= \int_0^\infty I_0 \cdot \exp \left\{ - (E - E_m)^2 / w^2 \right\} dE = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot I_0 \cdot w \end{aligned} \quad (6.6)$$

(6.5)式で、 $I'_0 = b I_0$ ($0 < b < 1$) と置いて I_0 を求め (6.6)式に代入すると電流密度は

$$J = C \cdot g(E_\ell) \cdot w \cdot \exp \left\{ (E_\ell - E_m)^2 / w^2 \right\} \quad (6.7)$$

と表わされる。ここで、C は定数である。

レーザ波長における利得 $\gamma(E_e)$ と損失 $\alpha(E_e)$ は
発振しきい値において

$$\gamma(E_e) = \alpha(E_e) + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (6.8)$$

で関係づけられる。これを(6.7)式に代入することによって、しきい値電流は次式で表わされる。

$$J_{th} = C \cdot W \cdot \exp\left\{(E_m - E_e)^2/W^2\right\} \times \left\{\alpha(E_e) + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)\right\} \quad (6.9)$$

§ 6-2 の(6.4)式の中に導入された γ は、(6.9)から

$$\gamma = \exp\left\{(E_m - E_e)^2/W^2\right\} \quad (6.10)$$

であることがわかる。

80 K の場合の測定値、 $E_e = 2.505 \text{ eV}$ 、 $E_m = 2.519 \text{ eV}$ 、および $W = 0.02 \text{ eV}$ を(6.10)式に代入すると $\gamma = 1.4$ が得られる。§ 6-2 の中で(6.4)式から計算された $L = 200 \mu\text{m}$ に対するしきい値電流は $J_{th} = 0.5$ である。これに γ の値を代入すれば、 $J_{th} = 0.7 \text{ A/cm}^2$ が得られる。この値は、測定値の $J_{th} = 0.8 \text{ A/cm}^2$ とよく一致する。しきい値電流は、一般に、利得係数を β 、損失係数を α と置いて次のように表わされる。

$$J_{th} = \frac{1}{\beta} \left\{ \alpha + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \right\} \quad (6.11)$$

(6.9) 式と(6.11)式を比較することによって、 β は次式のように表わされる。

$$\beta = \frac{1}{C \cdot W} \exp \left\{ - (E_m - E_e)^2 / W^2 \right\} \quad (6.12)$$

このように利得係数はレーザ波長(E_e)によって変あることがわかる。また、損失係数 α も(6.9)式からわかるように波長に依存する量である。

(6.11)式を用いて共振器長 L に対する、しきい値電流の変化を計算する。この場合、先ず、§5-4の(5.20)式を用いて共振器長に対するレーザ波長を計算する。次いで、この E_e に対する利得係数を(6.12)式から求め、損失係数を(5.18)式から求めると、この β と α の値を(6.11)式に代入することによって、共振器長 L に対する、しきい値電流の相対値が計算される。

図6-3の実線は計算値を示し、 $300 \mu m$ での測定値で規格化されている。この図は $20 KV$ の加速電圧で励起した場合である。しきい値電流は $80 K$ で $3 \sim 0.7 A/cm^2$ まで変わり、 $300 K$ では、 $8 \sim 2.6 A/cm^2$ まで変わっている。この図から、しきい値電流の変化に対する計算値と測定値はよく一致していることがわかる。

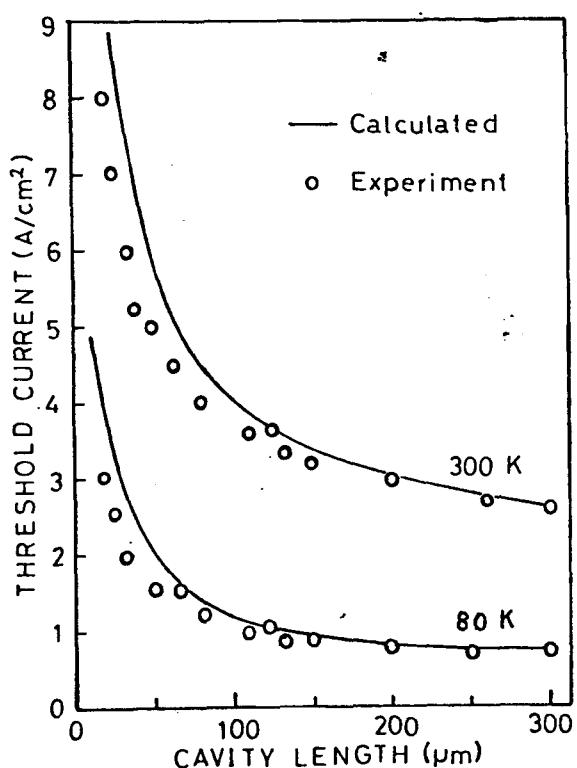


図6-3 共振器長に対する、しきい値電流の変化($20 KV$)。

§ 6-4 しきい値電流の温度依存性

§ 6-3 において、CdS レーザのしきい値電流の変化か、利得および損失係数の波長依存性によることを示した。ここでは、しきい値電流の温度変化の測定を行なう。§ 6-3 で得られた式を用いてその温度依存性の説明を行なう。

しきい値電流は (6.11) 式と (6.12) 式において

$$J_{th} = \frac{1}{\beta} \left\{ \alpha + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right\} \quad (6.11)$$

および

$$\beta = \frac{1}{C \cdot W} \exp \left\{ - (E_m - E_e)^2 / W^2 \right\} \quad (6.12)$$

のよう に表わされている。ここで、定数 C は (6.4) 式から得られるように次式で表わされる。

$$C \propto \left(\frac{n^2 E_m^2}{\eta_i} \right) \left(\frac{e d}{V} \right) \quad (6.13)$$

先ず、(6.13) 式の中に含まれる値の温度変化について考察する。

内部量子効率 η_i の温度変化は、自然放出光の全発光量の変化から推測された。図 6-4 は全発光量の温度変化の測定結果を示す。この図本 380 K から 300 K の温度範囲における発光効率の減少は約 20 % であることがわかる。

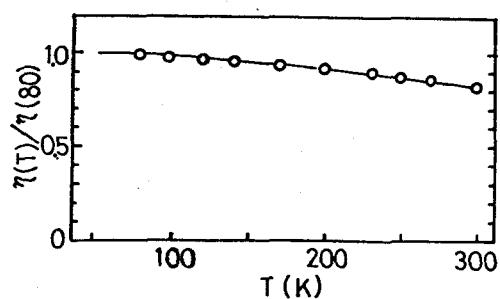


図 6-4

発光効率の相対的变化。

E_m の値は、80 K で 2.519 eV, 300 K で 12.416 eV であるから、 E_m^2 の 80 K から 300 K までの間の変化は次のようになる。

$$\{E_m(300\text{K})/E_m(80\text{K})\}^2 = 0.92$$

屈折率の変化は次のようになる。

$$\{n(300\text{K})/n(80\text{K})\}^2 = 0.97$$

レーザ発振の活性領域の深さ d は電子ビームの侵入する深さに、キャリヤーの拡散による拡がりの大きさが含まれる。両極性拡散定数を D_a 、キャリヤーの寿命を τ_e と表わせば、拡散距離は $L = \sqrt{D_a \cdot \tau_e}$ で与えられる。

80 K での CdS の中で電子一正孔対の拡散を考える場合、正孔の拡散定数を D_h とすれば、 $D_a = 2D_h$
 $= 0.042 \text{ cm}^2/\text{sec.}^{(7)}$ で与えられ、また $\tau_e = 10^{-9} \text{ sec}$ であるから、拡散距離は $0.07 \mu\text{m}$ となる。300 K では、 $D_a = 0.72 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を用いて $L = 0.3 \mu\text{m}$ となる。20 K の電子線の侵入する深さは約 $2 \mu\text{m}$ であるので、80 K から 300 K の間に拡散の効果による活性領域の増加は 15 % 程度である。

また、電子一正孔対の生成エネルギー E はバンドギャップにはほぼ比例するから、 E は 80 K から 300 K の間に 5 % 程度減少する。

以上の考察の結果、80 K から 300 K の温度範囲における定数 C の増加は 20 % 程度であることがわかる。

次に、損失係数 $\alpha(E_e)$ の温度変化について考察する。ここでは、測定値との比較のために、 $120 \mu\text{m}$ の共振器長に対して行なう。

120 μm の共振器長におけるレーザ波長は、80 K において 4945 Å であるので、レーザ波長における吸収係数は 50 cm^{-1} であった。300 K におけるレーザ波長は 5245 Å であるので、その波長での吸収係数は 60 cm^{-1} であった。 $L = 120 \mu\text{m}$, $R = 0.22$ の場合、 $(1/L) \ln(1/R) = 125 \text{ cm}^{-1}$ であるから、80 K から 300 K の間での

$$\{\alpha(E_e) + (1/L) \ln(1/R)\}.$$

の温度変化は 10 % 以下である。このように、吸収係数の温度変化が小さいのは、レーザ波長が温度と共に長波長側へ大きく変化するためである。次に、 ν の値について考察する。図 6-5 は、自然放出光のピーク E_m とレーザ波長 E_e との差を示す。 $L = 120 \mu\text{m}$ の場合、温度 T に対して

$$(E_m - E_e) \approx 2.2 kT$$

なる関係が得られる。

図 6-6 はスペクトル幅 w の温度変化を示す。温度の高い場合には

$$w \approx 2.2 kT$$

なる関係が得られる。従って

$$r = \exp \{(E_m - E_e)^2 / w^2\}$$

の温度変化は小さいことがわかる。このことは、

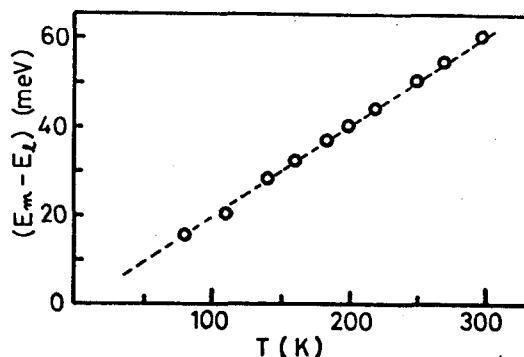


図 6-5 ($E_m - E_e$) の温度変化

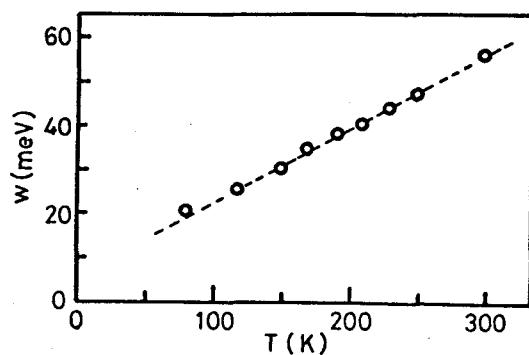


図 6-6 スペクトル幅の温度変化。

利得曲線の幅が狭くなるために、レーザ発振の波長における利得の減少が少ないので意味している。

以上の考察から、しきい値電流は、主に、スペクトル幅 W に比例する結果が得られる。 W が

$$W = 2.2 \text{ 億 T}$$

で表わされるように、温度には比例することから、(6.11)式のしきい値電流は温度には比例することが示される。

図 6-7 は、CdS レーザのしきい値電流の測定結果を示した。この図から、しきい値は温度には比例していることがわかり、計算結果と測定値との一致が得られた。

ZnO レーザの場合も、図 6-8 に示したように、しきい値電流の増加は温度には比例している。図の中の破線で示したのは、 $(E_x - L_0)$ による発光に基いて計算されたもので、実験結果とは大きく異なっている。⁽¹⁾

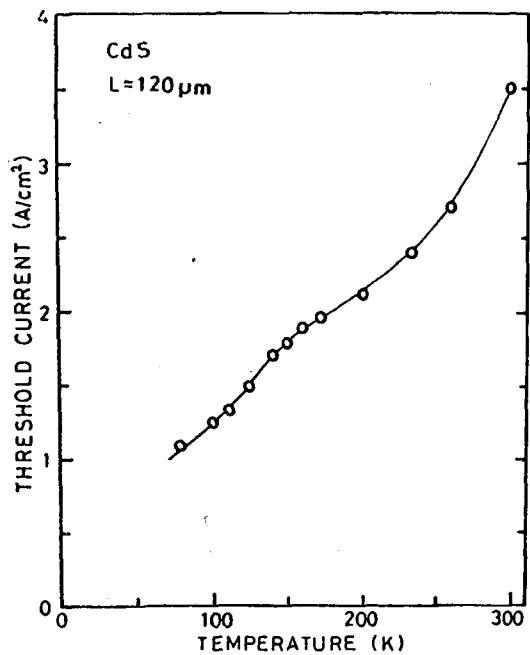


図 6-7

CdS レーザにおける、しきい値電流の温度変化。

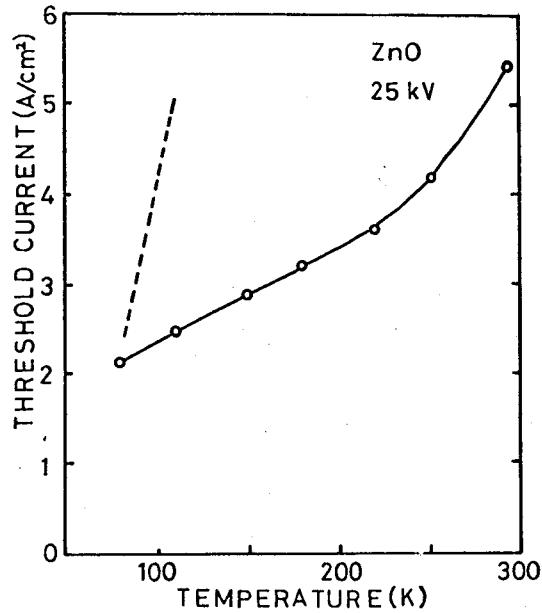


図 6-8

ZnO レーザにおける発振しきい値電流の温度変化。破線は ($E_x - L_0$) 発光から計算された変化を示す。

§ 6-5まとめ

80 K 以上の温度において発振しきい値電流を測定した結果、共振器を短くするとしきい値電流は増加する。一方、しきい値電流は温度にはほぼ比例して増加する。

この場合に、利得および損失係数の波長依存性を考慮に入れて、共振器長に対するしきい値電流の変化を計算した。更に、利得および損失係数にレーザ波長の温度依存性を考慮に入れてしきい値電流の温度依存性を計算した。

計算によって得られたしきい値電流の変化が、測定値と一致することから、しきい値における利得と損失との関係が明らかになつた。温度上昇に伴つてレーザ波長が長波長側へ変化するため、吸収損失の増加は少ない。また、温度に伴つて利得曲線が拡がるために、利得の減少は少ない。しきい値電流の温度変化は、主に、スペクトル幅の温度変化によることを示した。

第6章 文 献

- 1) H. Haug : J. Appl. Phys. 39 (1968) 4687.
- 2) S. Iwai and S. Namba : Appl. Phys. Letters 16 (1970) 354.
- 3) C. A. Klein : Appl. Phys. Letters 16 (1965) 200.
- 4) N. F. Molyuk et al. : Soviet Phys. Solid State 8 (1967) 2513.
- 5) H. Aritome, M. Kawabe, K. Masuda and S. Namba : Sci. Papers I.P.C.R. 63 (1969) 66.
- 6) S. Iwai and S. Namba : Japan J. appl. Phys. 14 (1975) 1005.
- 7) Physics and Chemistry of II-VI Compounds (North-Holland, Amsterdam, 1967) p. 521.

第7章 励起電流パルスによる熱的効果

§ 7-1 序 言

電子ビーム励起の方法は、半導体を高密度に励起する事が容易であるために、半導体レーザの励起方法として有効である。この方法では、入射電子と結晶との相互作用が強いために、入射エネルギーの多くが熱として消費される。即ち、高速電子が格子振動を励起したり、生成された電子・正孔の緩和過程を通して熱を生じさせる。第3章で述べたように、一組の電子-正孔対を生成するためには、平均としてバンドギャップの約3倍のエネルギーが必要であるから、入力パワーの少くとも $2/3$ が熱として失なわれる。⁽¹⁾

半導体レーザの励起のためには大きな励起入力が必要であるために、結晶の温度上昇は避けられかねない。この温度上昇が発振特性に大きな影響を与える、例えば、発振のパルス幅が励起表面の温度上昇のために制限される。⁽²⁾従って、しきい値電流を小さくすることが必要である。

この章では、電子ビームで励起されたCdSの表面温度の瞬間的な変化を励起表面からの発光波長の変化から測定する方法を示す。この方法を用いて、励起パルス内で²の温度上昇を測定して温度上昇の割合を求める。また、励起後の温度の減衰を測定して、熱拡散方程式から計算される結果と比較する。次に、励起パルス内で²のレーザ波長の時間変化を測定して、励起表面における温度上昇との関係をしらべる。

§ 7-2 励起表面の温度上昇

電子ビームで励起された表面の励起パルス内の温度変化を測定した。この温度の時間変化は、自然放出光の波長の変化から測定することができる。励起パルス内での発光スペクトルの変化を、パルスの立ち上がりからの遅れ時間に対して測定して、スペクトルのピーク波長の時間変化から温度変化を求めた。ピーク波長入(0)と温度変化 $\Delta T(t)$ の関係は次式によって表わされる。

$$\Delta T(t) = B \cdot \{ I(t) - I(0) \} \quad (7.1)$$

ここで、Bは1 Åの波長変化に対する温度上昇の割合を示し、波長の温度依存性から求められる。80 K近傍での自然放出光のピーク波長の温度変化の割合は $0.6 \text{ \AA}/\text{deg}$ であるから、Bの値は逆に $1.6 \text{ deg}/\text{\AA}$ と求められる。入(0)は、励起電流が弱く、励起パルスの立ち上がり近くで測定した場合のピーク波長である。

図7-1は、80 Kの温度で、20 kV、 1.5 A/cm^2 の電子ビームで励起された表面の温度変化を示す。発光スペクトルの測定に用いられたボックスカーリンガ器のゲート幅は最少 10 n sec であるから、 10 n sec の時間内で温度測定が可能である。

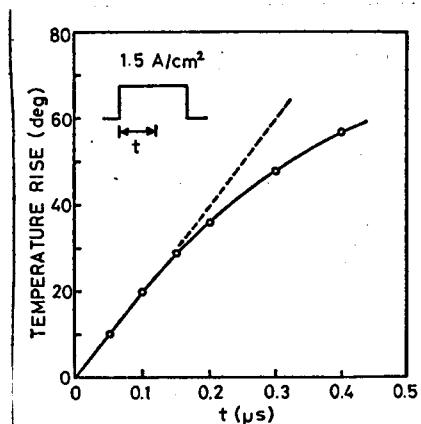


図 7-1

励起表面の温度上昇の時間変化 (80 K)。破線は熱拡散の無い場合の温度上昇を示す。

図7-1 について、遅延時間の短かい場合は、温度は時間に対してほぼ比例して上昇する。この場合の温度上昇の割合は 0.2 deg./msec であるから、ビーム電流 1 A/cm^2 当りの温度上昇の割合は、 0.13 deg./msec である。温度上昇は時間と共に直線からずれて温度上昇はゆるやかになる。これは結晶内部がよりヒートシニックへの熱拡散の影響による。

この場合に、励起表面の温度上昇を正確に計算することができるので、励起表面の温度の緩和時間の平均値 τ_T を用いて近似的に次式のように表わす。

$$\Delta T(t) = \frac{V \cdot J \cdot \tau_T}{C \cdot \rho \cdot d} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_T}} \right) \quad (7.2)$$

ここで、 V は加速電圧、 J は電流密度、 ρ は密度、 C は比熱、 d は電子ビームの侵入する深さを表わす。

緩和時間 τ_T よりも短かい時間に対する温度上昇は時間に比例する形で表わされる。

$$\Delta T(t) = \frac{V \cdot J \cdot t}{C \cdot \rho \cdot d} \quad (7.3)$$

80 K における CdS の場合、 $\rho = 4.8 \text{ g/cm}^3$ 、 $C = 0.21 \text{ joul/g.deg.}$ および、 20 KV の電子線に対して $d = 2 \mu\text{m}$ の値を (7.3) 式に代入すれば、温度上昇の割合は 0.1 deg./msec と計算される。この計算値は、図7-1 から求められた温度上昇の測定結果 (0.13 deg./msec.) とよく一致する。

遅延時間の大きい場合の温度上昇は、図7-1で示したように、直線からずれてくる。(7.2)式において、測定結果の直線部分から得られる値 $(V \cdot J)/(C \cdot \rho \cdot d) = 0.13 \text{ deg/msec}$ を用い、 $\tau_t = 0.5 \mu\text{sec}$ と置くと、(7.2)式で表わされる曲線は図7-1の測定値を表わす実線とよく一致する。また、 $0.1 \mu\text{sec}$ の短かい時間での温度上昇は温度に比例すると看なづことかでさる。

§ 7-3 励起表面の温度減衰

電子ビームによって励起された表面におりる、励起パルス後の温度変化を測定した。図7-2は測定結果を実線で示した。測定では、図の中に示したようにダブルパルスを用いた。最初のパルス P_1 は表面温度を上昇させるもので、次のパルス P_2 は温度測定のためのプローブとして用いる。 P_2 パルスによる発光スペクトルを、 P_1 パルスの立ち下りからの時間に対して測定し、スペクトルのピーク波長入射の変化から次式を用いて温度変化を求めた。

$$\Delta T(t) = B \cdot \{ I(t) - I(\infty) \} \quad (7.4)$$

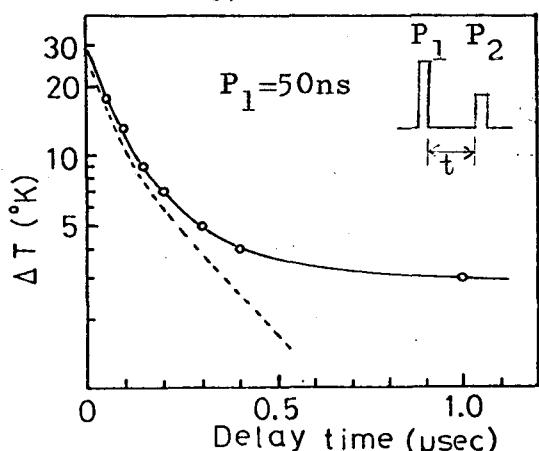


図 7-2

励起表面の温度の減衰。
測定値（実線）および
計算値（破線）。

ここで、 B は 1 \AA の波長変化に対する温度変化の割合を示す。入(い)は遅延時間が充分大きの場合の P_2 ハルスによる発光波長であり、実際には、 P_1 ハルスの無い場合の P_2 ハルスによって測定される。

国7-2の実線は温度減衰の測定結果を示す。この場合、 P_1 ハルス内にあける熱拡散の影響を少なくするため、 P_1 のハルス幅を短かく (20 nsec) して行なった。また、 P_2 のハルス内で温度上昇を抑えるために、 P_2 ハルスの強度は小さくして、 P_2 ハルスの立ち上がり部分の発光をボックスカーナーを用いて測定した。

電子ビームによつて励起された表面の温度は、励起ハルス後は結晶内部への熱拡散によって減衰していく。この温度の減衰を熱拡散方程式を用いて計算する。結晶の厚さか表面積と比較して非常に薄い場合には、深さ方向 (Z) に対する温度分布は一次元の拡散方程式を用いて計算される。

$$\frac{\partial \Delta T(Z, t)}{\partial t} = K \frac{\partial^2 \Delta T(Z, t)}{\partial Z^2} \quad (7.5)$$

ここで、 K は熱拡散率を示し、熱伝導率 K との間に $K = K/\rho \cdot C$ という関係がある。ここで、 ρ は密度、 C は比熱を表わす。

結晶は銅のヒートシンクに張り付けており、ヒートシンクに接した面を $Z = 0$ とする。他方、電子ビームで励起される面を $Z = L$ とする。今の場合、電子ビームの侵入によつて表面 L から、深さ d まで一様な温度上昇 $\Delta T(0)$ が時間 $t = 0$ において生じていると仮定する。従つて初期条件は、

$$\Delta T(Z, 0) = \Delta T(0), \quad L - d \leq Z \leq L \quad (7.6)$$

のようになる。

また、ヒートシンクに接した面の温度は常に一定に保たれていろと仮定すると境界条件は

$$\Delta T(0, t) = 0 \quad 0 \leq t < \infty \quad (7.7)$$

となる。 (7.6) や (7.7) 式の条件を入れて (7.5) 式を解くと、温度上昇の分布 $\Delta T(z, t)$ は、次のように計算される。

$$\frac{\Delta T(z, t)}{\Delta T(0)} = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{4}{n\pi} \right) \sin \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{n\pi d}{2L} \right) \sin \left(\frac{n\pi z}{2L} \right) \times \exp \left\{ -\kappa \left(\frac{n\pi}{2L} \right)^2 t \right\} \quad (7.8)$$

(7.8) 式から電子ビームによって照射される面 $z=L$ での温度の時間変化は次のように表わされる。

$$\frac{\Delta T(L, t)}{\Delta T(0)} = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{4}{n\pi} \right) \sin \left(\frac{n\pi d}{2L} \right) \exp \left\{ -\kappa \left(\frac{n\pi}{2L} \right)^2 t \right\} \quad (7.9)$$

この場合、 n は奇数のみを表わす。

80 K では、 $K = 1 \text{ W/cm.deg}$ 、 $\rho = 4.8 \text{ g/cm}^3$ 、 $C = 0.21 \text{ Joul/g.deg}$ を用いてと、熱拡散率 κ は、 $\kappa = K/C\rho = 1.0 \text{ cm}^2/\text{sec}$ が計算される。結晶の厚さ $L = 8 \mu\text{m}$ 、20 KV の電子線に対して $d = 2 \mu\text{m}$ を (7.9) 式に代入すると温度の減衰曲線が計算される。計算結果を図 7-2 の破線で示した。遅延時間 t が小さい場合には、 (7.9) 式の中で $n \geq 3$ の項からの寄与があるために急速な減衰曲線になる。一方、 t が大きい場合には、 $\exp \{-\kappa (n\pi/2L)^2 t\}$ のために $n \geq 3$ の項は消滅して $n = 1$ のみになる。

この場合、減衰の時定数は ($4L^2/\pi^2k$) で与えられる。 $L = 8\text{ mm}$ に対するこの時定数の値は、 $0.25\mu\text{s}$ と計算される。

図 7-2 の破線で示したように、短い時間にあっては計算された減衰曲線は測定結果とよく一致する。この場合に測定された時定数は約 $0.3\mu\text{s}$ である。この値は、図 7-2 の温度上昇の測定から得られた時定数の値、 $0.5\mu\text{s}$ と近い値である。

測定された減衰曲線は、時間とともに計算値からずれ、温度の減衰はゆるやかになる。このように測定値が計算値からずれてくるのは、ヒートシンクに接した結晶面 $Z=0$ での温度上昇が生じ、(7.7) 式で与えられた $Z=0$ での温度が常に一定といふ $\Delta T(0,t)=0$ の条件が満たされなくなるためである。この原因は $Z=L$ の励起面からの熱が拡散によって $Z=0$ の面に到達した場合、結晶とヒートシンクとの間の熱抵抗のために $Z=0$ の面での温度が上昇するからである。

結晶中を長さしだけ熱拡散によって伝播する時間は近似的に (L^2/k) で与えられる。今、 P_1 ハルスによる励起後の時間、あるいは、 P_1 のハルス幅が (L^2/k) に比べて充分長い場合には、上に述べた熱抵抗のために、結晶内の温度分布はほぼ一様になると考えられる。図 7-3 は、 P_1 のハルス幅が $0.5\mu\text{s}$ で、時間の長い場合の減衰曲線を示す。このように場合の表面温度の減衰は、結晶とヒートシンクとの間の熱抵抗によって決められる。図 7-3 の曲線から求められる時定数は $15\mu\text{s}$ である。

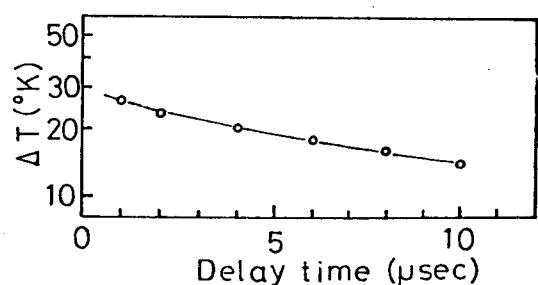


図 7-3

遅延時間の長い場合の
減衰曲線 ($P_1 = 0.5\mu\text{s}$)。

§ 7-4 励起パルス内のレーザ波長の変化

励起パルス内においてレーザ波長は時間とともに長波長側へ変化する。図7-4は80kVでのレーザ発振スペクトルを励起パルスの立ち上がりからの時間遅れに対して測定したものである。しきい値電流よりも充分大きな励起電流の場合には、図の中に見られるようなモード構造が現われる。

各々のピークの波長が時間に対してほぼ一定であることから、このモード構造は発光機構によるものではなくて、試料の形状に寄因していると考えられる。200μmの共振器長に対応する軸モードの波長間隔は約0.4Åと計算され。⁽⁵⁾ 測定される波長間隔、10Åとは異なる。観測された波長間隔は、むしろ結晶の厚み、8μm、に対応している。このモード構造は薄い試料でよく観測されることから、薄い面の間を光が伝播するときに起る干渉の効果か原因であると考えられる。

励起パルスの立ち上がりからの遅れ時間とともに、発振スペクトルの中で短波長側のピークの発光が弱くなる。同時に、長波長側に新しいピークが現われ、スペクトルは全体として長波長側へ移動する。

図7-4は、電子ビームの電流密度が3A/cm²の場合のレーザ発振スペクトルの時間変化を示す。このスペクトルの中心波長の時間変化の割合は

0.65 Å/nsec. であるから、1A/cm²当りのレーザ波長の時間変化の割合

は、0.22 Å/msecである。図7-4. V-サ"発振スペクトルの時間変化。

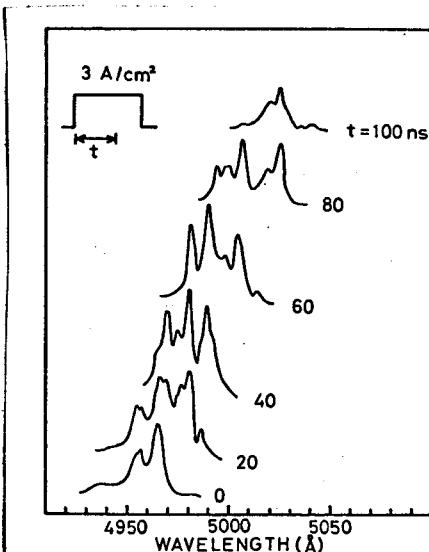


図7-5は、励起電流に対するレーザ波長の時間変化の割合を示す。励起電流が 5 A/cm^2 程度までの波長変化の割合は、 1 A/cm^2 当り 0.2 \AA/nsec である。励起電流の増加に伴って割合は減少し、 8 A/cm^2 の励起電流では 0.13 \AA/nsec になる。

この試料でのしきい値電流は 1 A/cm^2 であるかしきい値以下の自然放出光の波長変化の割合は 0.17 \AA/nsec であり、励起表面から放出される自然放出光の波長の時間変化に比べて 2 倍ほど大きい。共振器の端面からの自然放出光は自己吸収の影響を受けるために波長の温度依存性が大きい。従って、温度上昇に伴う波長の時間変化が大きい。

この場合、電子線による励起表面の温度上昇の割合は、 80 K の場合、励起電流 1 A/cm^2 当り、 0.13 deg/nsec であることを図7-2で示した。またレーザ波長の温度依存性の測定から、 80 K でのレーザ波長の温度変化の割合は 1.3 \AA/deg であった。従って、温度上昇から予測されるレーザ波長の時間変化の割合は、 1 A/cm^2 当り 0.17 \AA/nsec である。図7-5の中の破線はこの温度上昇による割合を示す。図の中の測定値と破線との比較から、測定されたレーザ波長の時間変化は、主に、温度上昇によることがわかる。励起電流が大きい場合の変化割合の減少は、第3章の§3-2において示し

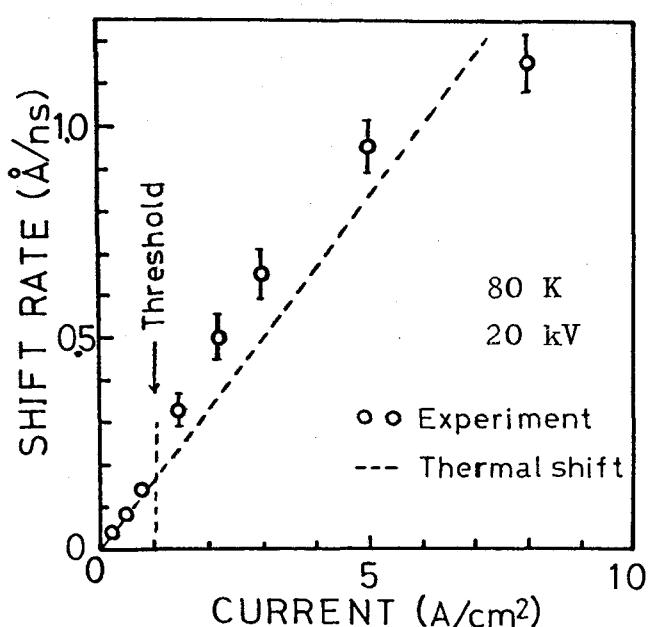


図7-5

励起電流に対するレーザ波長の時間変化の割合 (80 K)。

たようすに、誘導放熱の割合が増加するためには、発熱の割合が減少することによると考えられる。しかししながら、Shewchenらによつて報告されてゐるような、電流密度が大きい場合にレーザ波長の時間変化の割合が一定になるといふ結果は⁽⁵⁾、ここでは観測されなかつた。

以上で述べたように、電子ビーム励起の場合には励起表面の急速な温度上昇があるために、レーザ波長が変化するのに伴つて発振しきい値も上昇する。電子ビーム励起の場合には、構造上から、励起表面を直接に冷却することが困難なために、活性領域の温度上昇を抑えることはできない。このために連続発振を行なうことは困難であると考えられる。連続出力を得る方法としては、電子ビームの掃引によつて局所的な温度上昇を抑える方法が用いられてゐる。⁽⁶⁾

§ 7-5 まとめ

電子ビームで励起された表面での温度変化を、その表面からの発光波長の変化から、 10^{-8} 秒程度の時間変化まで測定する方法を示した。励起表面の温度上昇の割合は、80 Kで20 KVの場合、電流 1 A/cm^2 当り、 0.13 deg./msec であつた。

励起パルス後の表面温度の減衰をダブルパルスの電子ビーム用いて測定した結果、励起表面での温度の減衰曲線から、約 $0.3 \mu\text{s}$ の時定数が得られた。

励起パルス内でレーザ波長の時間変化の割合は、 1 A/cm^2 当り、約 0.2 \AA/msec であつた。このレーザ波長の急速な時間変化は、励起表面の温度上昇によることを、レーザ波長の温度依存性を用いて説明した。

第 7 章 文 献

- 1) C. A. Klein : J. Appl. Phys. 39 (1968) 2029.
- 2) H. Aritome, K. Masuda and S. Namba : IEEE J. Quantum Electronics QE-7 (1971) 118.
- 3) S. Iwai and S. Namba : Japan J. appl Phys. 12 (1973) 1382.
- 4) C. E. Hurwitz : Appl. Phys. Letters 8 (1966) 121.
- 5) J. Schwechen, B. S. Kawasaki and B. K. Garside : IEEE J. Quantum Electronics QE-6 (1970) 133.

第8章 結論

第4章から第7章までに、電子ビーム励起によるCdSとZnOレーザについて行った実験とその考察について述べてきた。この第8章では、得られた結果をまとめて述べる。

CdSおよびZnOからの発光を10Kから300Kの温度範囲で測定した結果、高密度励起の状態では励起子-励起子間の衝突を伴なう自由励起からの発光(P発光)が強くなり、広い温度範囲においてP発光の波長領域でレーザ共振することが明らかになった。

低温でのレーザ共振はP発光のピークで観測されるが、80K以上の高い温度でのレーザ共振はP発光のピークよりも長波長側に現われ、温度上昇に伴なって長波長側へ大きく変化する。そのためレーザ波長の温度依存性はバンドギャップの温度変化に比べて大きいことを示した。この事実から、レーザ共振に及ぼす自己吸収の影響か、温度の高い場合には強いことが明らかなった。

自己吸収の効果を明らかにする目的で、共振器の長さと反射率の変化に伴なうレーザ波長の变化の測定を行った。その結果、共振器を長くしたり反射率を大きくすることによってレーザ波長に、P発光に基づく利得曲線と自己吸収による損失計算した。この計算結果と測定値とが良く一致するからレーザ共振の利得曲線に及ぼす自己吸収の影響が明らかになった。

レーザー波長の温度依存性を測定した結果、レーザー波長の温度変化は、温度上昇に伴なうバンドギヤツカの変化よりも大きいことがわかった。利得曲線と損失曲線の温度変化を考慮に入れてレーザー波長の温度係数を計算した。この計算値が測定結果とよく一致することから、吸収端での吸収曲線の温度変化がレーザー波長の温度依存性に強く影響することが明らかになった。

共振器を短くした場合、発振しきい値電流は増加する。この結果は、利得および損失係数の波長依存性を考慮して計算した発振しきい値電流の変化と一致する。一方、しきい値電流の温度依存性を測定した結果、しきい値は温度にはほぼ比例して増加する。この結果は、レーザー波長の温度依存性を考慮に入れて求められる利得および損失係数を用いて得られた計算結果と一致することを示した。

電子ビームで励起された半導体表面の瞬間的な温度上昇および温度の減衰を、発光波長の時間変化から10⁻⁸秒程度の時間内に測定する方法を示した。この方法による表面温度の測定から、励起パルス内におけるレーザー波長の急速な変化は表面の温度上昇によることを、レーザー波長の温度依存性を考慮することによって明らかにした。

以上で述べたように、P線の発光に基づく利得曲線に及ぼす自己吸収の影響を考慮することによって、発振しきい値電流、レーザー波長の変化などの実験結果をよく説明できることを明らかにした。

謝　　辞

本研究を進めるにあたり、御指導と御鞭撻を賜わりました大阪大学基礎工学部、難波進教授に深く感謝します。

また、本実験を行う過程、なろびに本論文をまとめるに際して、有益なる助言をいただきました理化学研究所、半導体工学研究室、および、大阪大学基礎工学部、難波研究室の皆様に御礼申し上げます。