



Title	熱応力解析に基づくガラスのレーザスクライブ機構の解明と亀裂進展条件の推定
Author(s)	山本, 幸司
Citation	大阪大学, 2009, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/49512
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

熱応力解析に基づくガラスのレーザスクライブ機構の解明と
亀裂進展条件の推定

平成 20 年 12 月

山 本 幸 司

目 次

第1章 緒 論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的と意義	3
1.3 論文の構成	5
参考文献	7
第2章 ガラスのレーザスクライブ機構	9
2.1 緒 言	9
2.2 実験方法	10
2.3 熱応力解析	12
2.4 実験結果と考察	18
2.4.1 レーザスクライブ機構	18
2.4.2 レーザスクライブ可能条件の推定	22
2.5 結 言	26
参考文献	27
第3章 レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響	28
3.1 緒 言	28
3.2 実験方法	30
3.3 熱応力解析	31
3.4 ガラスのレーザスクライブにおける板厚の影響	31
3.4.1 実験結果	31
3.4.2 結果の考察	34
3.4.2.1 スクライブ可能条件の推定	34
3.4.2.2 板厚の影響	36
3.5 ガラスのレーザスクライブにおける線膨張係数の影響	40
3.5.1 実験結果	40
3.5.2 結果の考察	42

3.5.2.1 スクライブ可能条件の推定	42
3.5.2.2 線膨張係数の影響	44
3.6 結 言	47
参考文献	48
 第4章 レーザクロススクライブ機構	50
4.1 緒 言	50
4.2 実験方法と結果	50
4.2.1 実験方法	50
4.2.2 実験結果	52
4.3 熱応力解析	53
4.4 実験結果の考察	55
4.4.1 圧接痕が生じる場合	55
4.4.1.1 圧接痕の生成に関わる応力	55
4.4.1.2 圧接痕の生成	57
4.4.1.3 2次スクライブの進行	59
4.4.2 圧接痕が生じない場合	61
4.4.2.1 2次スクライブの進行	61
4.4.2.2 2次スクライブの停止	62
4.5 結 言	64
参考文献	64
 第5章 亀裂の局所進展スクライブ	66
5.1 緒 言	66
5.2 実験方法と結果	67
5.2.1 実験方法	67
5.2.2 実験結果	68
5.3 熱応力解析	70
5.4 実験結果の考察	72
5.4.1 スクライブ方向の亀裂停止	73

5.4.2 深さ方向の亀裂進展	76
5.4.3 深さ方向の亀裂停止	81
5.5 結 言	82
参考文献	82
第6章 レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長	84
6.1 緒 言	84
6.2 実験方法および結果	85
6.2.1 実験方法	85
6.2.2 実験結果	86
6.3 熱応力解析	91
6.4 結果と考察	92
6.4.1 レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長機構	92
6.4.2 レーザスクライブ亀裂伸長可能条件の推定	96
6.5 結 言	99
参考文献	100
第7章 総 括	101
謝 辞	106
本論文に関する研究業績	107

第 1 章 緒 論

1.1 研究の背景

ガラスは透明で傷がつきにくく，耐熱性，耐薬品性などに優れた特徴がある．これらの特徴により，紀元前から器などの用途にガラスが使用されている．今日でも建築や自動車などの分野でガラスが使用され，また，エレクトロニクスやフォトニクスなどの最先端分野でも使用されている．このように，さまざまな分野でガラスが使用されているので，どの分野においてもガラス基板を分断するなどガラスを加工する工程が不可欠になっている．

近年，液晶ディスプレイ（LCD）やプラズマディスプレイ（PDP）などのフラットパネルディスプレイ（FPD）が急激に普及している．FPD 製造では，パネルの取り数を増加して生産効率を向上するため，分断するガラス基板のサイズが大面積化している．LCD 製造では，ガラス基板を高温にして成膜する工程があり，ガラス基板が大面積化すると貼り合わせによる位置ずれ等の問題が生じる．よって，LCD 用ガラス基板には，窓ガラス等に使用されるソーダガラスと比較して，線膨張係数が小さいアルミノシリケートガラスが使用される．

また，FPD 製造では，リソグラフィーによる膜付けなど微細加工が施されているので，パーティクルの発生が製品の歩留まりを大きく低下させる．ところが，ガラス基板分断工程ではパーティクルの発生が避けられず，FPD 製造の要求に相反する工程の一つといえる．

分断するガラス基板が大面積化する一方で，ノートパソコン，携帯電話などの携帯される機器では，小型化，軽量化のため，ガラス基板の板厚が当初の 1.1 mm から 0.6～0.7 mm と薄板化している．特に，携帯電話などの機器で使用する小型 LCD ガラス基板の板厚は 0.4 mm 以下となり，さらに薄板化が進んでいる．ガラス基板の薄板化が進行するほど，衝撃や落下などにより，ガラス基板が割れやすくなると考えられる．

以上のことから，FPD 製造におけるガラス基板分断工程では，歩留まりを向上させるためのパーティクルの発生の抑制と，基板の薄板化に伴

うガラス基板強度の向上が緊急の課題となっている．これに加えて，加工時間の短縮が重要な課題となっている．

現在主流の FPD 製造におけるガラス基板分断工程は，ガラス基板表面にけがき線を入れるスクライブ工程と，けがき線（以下，スクライブ線という）に沿って曲げ応力を付加するブレイク工程から構成される．スクライブ工程では，主にカッターホイール^{1),2)}が用いられ，それをガラス基板表面に押しつけ，回転させることにより，スクライブ線を形成する．このスクライブ法は安定性が高く，加工速度が速いという利点がある．これらの利点をさらに高めるため，カッターホイールの外周に溝加工を行うなど，種々の改良が重ねられている³⁾⁻⁵⁾．しかしながら，このスクライブ法は機械的加工法であるため，パーティクルの発生が避けられない．また，分断エッジにマイクロクラックが生じ，これが起点となってガラス基板が割れる場合がある⁶⁾．

機械的なスクライブ法に対して，レーザを用いて非接触でスクライブや切断を行う加工法として，レーザ加熱による熔融やアブレーションを利用する方法と，熱応力を利用する方法がある．

1960 年にレーザが発明され，1975 年には Chui⁷⁾によりレーザ照射によりガラス基板を熔融して切断する実験が行われている．一方で，熔融後の冷却過程で，熔融領域において亀裂が発生する場合があることが報告されている⁸⁾．このような亀裂がガラス基板に生じた場合，ガラス基板強度が極端に低下する．また，レーザアブレーション加工を用いると，ガラスを微細に加工することができ，ガラス基板の切断も可能である⁹⁾．ところが，その加工面は鏡面にならず，分断面にマイクロクラックが発生していると推測されるので，ガラスエッジ強度の低下が懸念される．このような理由から，熔融やアブレーションを利用するレーザ加工を FPD 製造におけるガラス基板分断工程に適用するのは難しいと考えられる．

熔融やアブレーションを利用するレーザ加工に対して，ガラス基板端に初期亀裂を形成し，レーザ照射による熱応力を利用してガラス基板を切断する加工法がある．この加工法をレーザ切断という．1969 年には

Lumley¹⁰⁾によりレーザ切断実験が行われており、1970年に Grove¹¹⁾によりアメリカで特許出願されている。レーザ照射のみでガラス基板を分離するので、ブレイク工程が省略できる。また、その分断面は鏡面となるので、発生するパーティクルの抑制とガラスエッジ強度の向上が期待できる。これらのことから、FPD製造におけるガラス基板分断工程の要求を満たす加工法といえる。さらに、レーザ切断の信頼性を向上するため、森田ら¹²⁾や Tsai ら^{13),14)}により亀裂進展の理論的な解析が行われている。しかし、ガラス基板側面近傍をレーザ切断すると位置精度が低下することと、ガラス基板が大面積化するほど走査速度が低下することが軽部ら¹⁵⁾により示されている。また、クロス切断できないので加工時間の短縮が難しい。これらが、FPD製造におけるガラス基板分断工程にレーザ切断が適用されにくい理由となっている。

もう一つの熱応力を利用した加工法として、ガラス基板端に初期亀裂を形成し、CO₂レーザをガラス基板表面に照射し、加熱された直後を冷却することにより、冷却域で亀裂を進行させスクライブ線を形成する方法が1993年に Kondratenko¹⁶⁾により提案された。この方法をレーザスクライブという。レーザスクライブを用いると、機械的なスクライブ法と比べて、パーティクルの発生が抑制され、ガラスエッジ強度も向上することが三宅¹⁷⁾や Hermanns¹⁸⁾により報告されている。さらに、比較的加工速度が速く、レーザクロススクライブが可能であるため、加工時間の短縮も可能である。このような利点から、レーザスクライブは、FPD製造におけるガラス基板分断工程の要求を満たす加工法といえる。

1.2 研究の目的と意義

レーザスクライブは、FPD製造におけるガラス基板分断工程の要求を満たす加工法である。しかしながら、レーザスクライブの基礎現象の理論的な解析がなされておらず、亀裂が進展する加工メカニズムやその適用範囲が明らかにされていなかった。そのため、スクライブの可否が不安定になる問題などが発生した場合、経験的な解決策を実施するにとどまっていた。このことが、レーザスクライブの信頼性を低下させていた。

一般的に、亀裂進展の可否を論ずる場合、破壊力学に基づく厳密な解析が行われるところだが、厳密な解析を行うほど多大な時間が必要となる。しかしながら、FPD 製造におけるガラス基板分断工程では、迅速なスクライブ条件の選定が要求される。そのため、多大な時間を費やして厳密に亀裂進展条件を推定しても実用的ではないと考えられる。

ところで、レーザスクライブされたガラス基板を分離するためには、曲げ応力を加えるなどのブレイク工程が不可欠となる。比較的厚いガラス基板をブレイクする場合、ブレイク時の荷重や衝撃が大きくなり、ガラス基板に欠けなどの欠陥が生じていた。その結果、パーティクルが発生し、ガラスエッジ強度も低下するという加工品質の低下を引き起こしていた。

これらのことが、FPD 製造の要求を満たす加工法であるにも関わらず、レーザスクライブが FPD 製造におけるガラス基板分断工程に積極的に適用されていなかった理由である。

そこで、本研究では、レーザスクライブの理解と普及の促進のため、レーザスクライブ機構の解明と亀裂進展条件の推定を目的とした。具体的には、以下の五つのテーマを取り上げ、レーザ照射実験と有限要素法による熱弾性解析を行った。

- (1) ガラスのレーザスクライブ機構
- (2) レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響
- (3) レーザクロススクライブ機構
- (4) 亀裂の局所進展スクライブ
- (5) レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長

これらの事項が明らかになれば、レーザスクライブの実用上、以下のような意義が生じると考えられる。

レーザスクライブ機構が解明できれば、スクライブの可否が不安定になる問題などを本質的に解決でき、信頼性が向上する。レーザスクライブの亀裂進展条件が熱弾性解析で簡易に推定できれば、迅速にスクライブ条件が選定できるようになる。レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響が明らかにできれば、その適用範囲が明確になり、FPD 製

造におけるレーザスクライブの実用化，および普及が促進する．

さらに，亀裂の局所進展スクライブにより亀裂を深くできれば，また，レーザスクライブ線に沿ってレーザを重ねて照射することによってスクライブ亀裂を深く伸長できれば，ブレイク時の荷重や衝撃を小さくでき，基板に欠けなどの欠陥が生じにくくなる．その結果，パーティクルの発生が一層抑制され，ガラスエッジ強度も向上する．

このように，本研究によってレーザスクライブ機構が解明でき，亀裂進展条件が簡易に推定できるようになれば，レーザスクライブの信頼性の向上，加工品質の向上，実用化，および普及の促進につながる．

1.3 論文の構成

本論文は，第 1 章から第 7 章で構成されており，その構成を **Fig. 1.1** に示す．第 2 章のガラスのレーザスクライブ機構が，第 3 章から第 6 章の基礎になっている．

第 1 章の緒論では，FPD 製造におけるガラス基板分断工程の要求とガラス基板の分断技術について述べ，ガラスのレーザスライブに関する研究の目的と意義について述べた．

第 2 章では，ガラスのレーザスクライブ機構を理論的に解明するため，板厚 0.7 mm のソーダガラス基板を用いて，加熱域と冷却域間の距離を変えて亀裂深さと，分断断面で亀裂形状を観察するとともに，スクライブ可能条件をレーザ照射実験によって求めた．次に，これらの実験結果に基づき有限要素法による三次元熱応力解析を行い，レーザスクライブ機構を解明した．また，熱応力解析によってスクライブ可能条件が推定できることを示した．二次元熱応力解析によってスクライブ可能条件を推定できることも示した．

第 3 章では，第 2 章で二次元解析でもスクライブ可能条件を推定できることが明らかになったことから，計算効率を考慮して，より実用的な二次元解析を用いた．レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響を明らかにするため，まず，急速に進行する LCD 用ガラス基板の薄板化を考慮し，板厚 1.1 mm 以下のソーダガラス基板におけるスクライブ

可能条件をレーザ照射実験により求め、実験結果に基づいた有限要素法による熱弾性解析を行い、板厚 0.4~1.1 mm であれば、板厚に関わらずスクライブ可能条件が推定できることを示し、板厚の影響を明らかにした。次に、LCD 用ガラス基板を考慮して、ソーダガラスと比較して線膨張係数が小さい LCD 用のアルミノシリケートガラスと、それより線膨張係数が小さい石英ガラスにおいて、レーザ照射実験と熱弾性解析を行い、アルミノシリケートガラスにおいてもスクライブ可能条件を推定できることを示し、線膨張係数の影響を明らかにした。

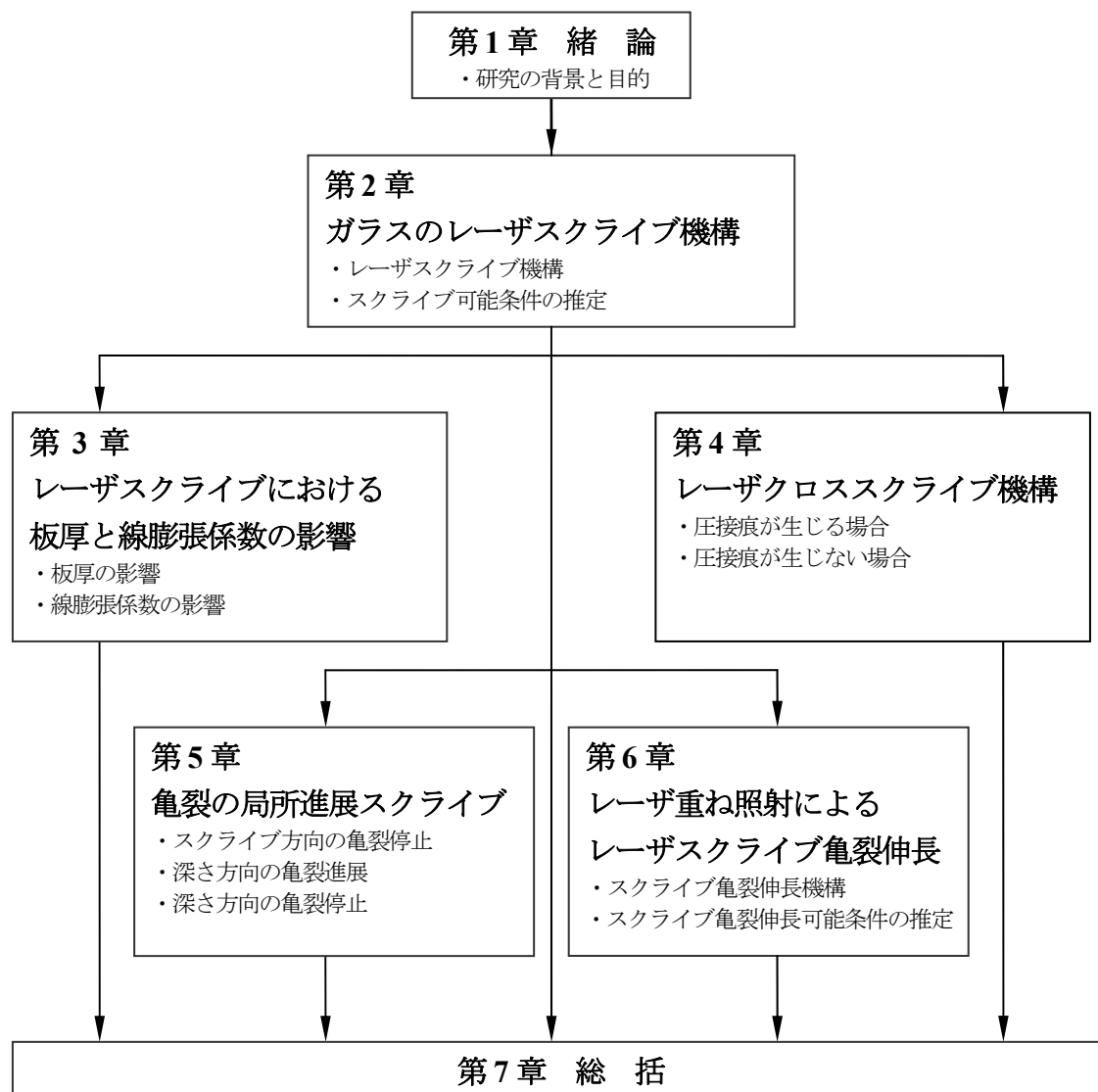


Fig. 1.1 Structure of this research issue

第4章では、レーザクロススクライブ機構を解明するため、板厚 0.7 mm のソーダガラス基板を用いて、レーザクロススクライブ実験を行い、1 次スクライブ線と 2 次スクライブ線の交点部のレーザ照射面と分断面を観察した。次に、実験結果に基づいた有限要素法による三次元熱弾性解析を行い、1 次スクライブ線のエッジに初期亀裂を導入していないにも関わらず、2 次スクライブが進行する現象を解明した。

第5章では、レーザスクライブで深い垂直亀裂を進展させることを目的とした。第2章で解明したレーザスクライブ機構から、垂直亀裂直下の圧縮応力場を低減すると垂直亀裂が深くなると推測して、レーザ照射を局所的に遮へいする方法を検討した。この方法で、板厚 0.7 mm のソーダガラス基板を用いてレーザ照射実験を行い、分断面で亀裂深さを観察した。次に、実験結果に基づいた有限要素法による三次元熱応力解析を行い、遮へい領域で亀裂が局所的に深く進展する現象を理論的に解明した。

第6章では、レーザスクライブ線に沿ってレーザを重ねて照射することによってスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する条件を、板厚 2.8 mm のソーダガラス基板を用いて実験により求めた。次に、実験結果に基づいた有限要素法による二次元熱弾性解析を行って、レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂の伸長機構を解明した。また、亀裂が伸長するレーザ重ね照射条件を推定できることを示した。

第7章の総括では、本研究で得られた結果を総括した。

参考文献

- (1) たとえば、三星ダイヤモンド工業株式会社：製品カタログ, (2004).
- (2) M.V. Swain: Median Crack Initiation and Propagation Beneath a Disc Glass Cutter, *Glass Tech.*, **22**, 5 (1981), 222.
- (3) 若山治雄, 曾山 浩, 千代康弘: ガラスカッターホイール, 特許第 3074143, (2000).
- (4) 富森 紘, 前川和哉, 千代康弘, 曾山 浩, 若山治雄: ブレークレス・ガラス切り (ペネット[®]) の開発, 2003 年度砥粒加工学会学術講演会論文集, (2003).

- (5) T. Ono, O. Teng, and G. Pai: Breakless Cutting EagleXGTM using Standard Scoring Wheel, Proceedings of The 14th International Display Workshops, (2007), FMC2-2.
- (6) 渡部紀夫: ガラス工学ハンドブック, 朝倉書店, (1999), 392.
- (7) G. K. Chui: Laser Cutting of Hot Glass, Am. Ceram. Soc. Bull., **54** (1975), 515.
- (8) A. Rolo, J. Coelho, and M. Pires: Marking Glass with Continuous and Pulsed CO₂ Laser Radiation, Proc. ICALEO'05, (2005), P506.
- (9) D. Ashkenasi: Laser Processing of Optical material; Drilling, dicing, and Modifying Thin Glass, Proc. ICALEO'05, (2005), M103.
- (10) R. M. Lumley: Controlled Separation of Brittle Materials Using a Laser, Am. Ceram. Soc. Bull., **48** (1969), 850.
- (11) F. J. Grove, D. C. Wright, and F. M. Hamer: Cutting of Glass with a Laser Beam, U.S. Patent No. 3,543,979, (1970).
- (12) 森田英毅, 今井康文: 円上均一加熱下の熱応力による亀裂の進展, 日本機械学会論文集(A 編), **56**, 524 (1990), 850.
- (13) C. H. Tsai and C. S. Liou: Apply On-line Crack Detection Technique to Laser Cutting with Controlled Fracture, Inter. J. Adv. Manuf. Technol., **18** (2001), 724.
- (14) C. H. Tsai: Fracture Mechanism of Laser Cutting with Controlled Fracture, J. Manuf. Sci. and Eng., **125** (2003), 519.
- (15) 軽部光次郎, 軽部規夫: レーザ光照射による FPD ガラスのフルボデ
ィ切断, 第 70 回レーザ加工学会講演論文集, (2008), 89.
- (16) V. S. Kondratenko: Splitting of Non-Metallic Materials, PCT WO 93/20015, (1993).
- (17) 三宅泰明: FPD ガラス基板の切断技術, 砥粒加工学会誌, **45**, 7 (2001), 342.
- (18) C. Hermanns: Laser Separation of Flat Glass, Proc. 63rd Laser Mater. Process. Conference, Jpn. Laser Process. Soc., (2005), 105.

第2章 ガラスのレーザスクライブ機構

2.1 緒言

レーザ照射直後を冷却し，冷却域で亀裂を進行させるレーザスクライブの分断面写真の一例を **Fig. 2.1** に示す．レーザスクライブによるエッジに割れの起点となるマイクロクラックの発生がないので，ガラスエッジ強度が向上していることがわかる．これより，レーザスクライブは，パーティクルの抑制とガラス基板強度の向上という FPD 製造におけるガラス基板分断工程の要求を満たす有効なガラスの加工法といえる^{1),2)}．しかしながら，レーザスクライブ現象を解析した報告は見当たらず，加工メカニズムは明らかでない．

そこで，本章では，加熱域と冷却域間の距離を変えて亀裂深さと，分断面で亀裂形状を観察するとともに，スクライブ可能条件をレーザ照射実験によって求めた．これらの実験結果に基づき，亀裂深さやレーザスクライブ可能条件などを支配する要因を理論的に明らかにするため，有限要素法による三次元熱応力解析を行った．なお，二次元熱応力解析も併せて行い，三次元解析との比較を行った．

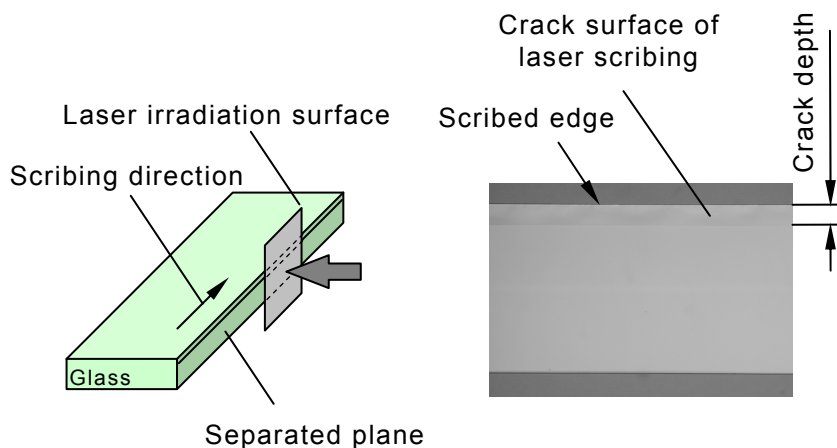


Fig. 2.1 Example of separated plane by laser scribing

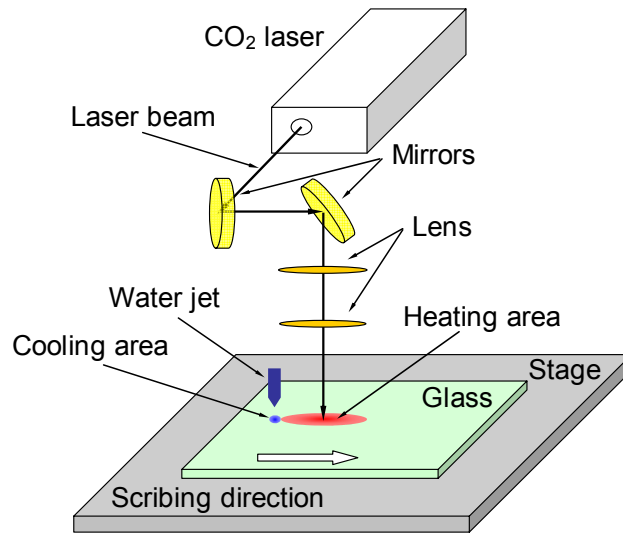


Fig. 2.2 Schematic of experimental setup

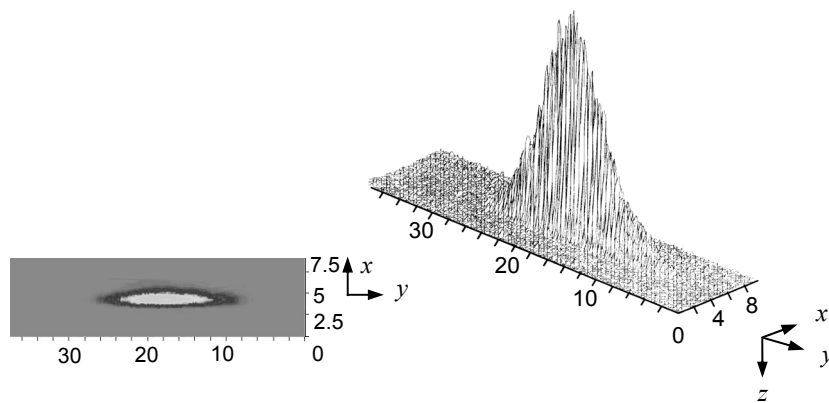


Fig. 2.3 Beam profile of laser scribing (unit: mm)

2.2 実験方法

Fig. 2.2 にレーザスクライブ実験装置を示す．まず，ガラス基板を真空吸着ステージに固定した．スクライブを開始するガラス基板端にスクライブの起点となる初期亀裂をカッターホイールで設け，次に，公称出力 250 W，波長 $10.6\ \mu\text{m}$ の CO₂ レーザを，2 枚の金コートミラーと 2 枚のレンズを用いて表面で楕円形状となるようにビーム成形した．**Fig. 2.3** にビームプロファイルの実測例を示す．初期亀裂生成後，レーザ光をガラス基板表面に照射し，ステージを用いてレーザ光とガラス基板に相対的な速度を設け，スクライブ予定線上を加熱した．レーザ光の後端付近を，ウォータージェットにより急冷した．これらの手法を用いて，冷却域で

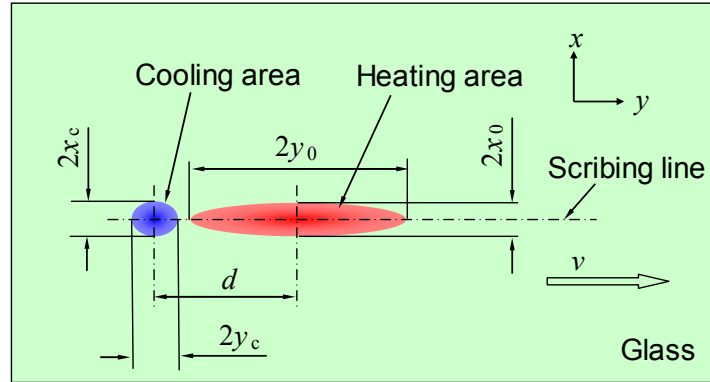


Fig. 2.4 Definitions and variables of geometry used for heating area, cooling area, and respective distance

Table 2.1 Typical condition for experiment and FEM analysis

Glass thickness	0.7 mm
Glass size	300 mm × 400 mm
v Scribing velocity	200 mm/s
P Laser power	58.7 W
$2x_0$ Minor axis of heating area	2.1 mm
$2y_0$ Major axis of heating area	22.0 mm
d Cooling point distance	10 mm
$2x_c$ Minor axis of cooling area	2.0 mm
$2y_c$ Major axis of cooling area	3.0 mm
α_0 Heat transfer coefficient of collision point	$10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$

初期亀裂からスクライブ方向に垂直亀裂を進行させた. **Fig. 2.4** にレーザービームによる加熱域とウォータージェットによる冷却域の位置関係を示す.

試料には, 板厚 0.7 mm, サイズ 300 mm × 400 mm のソーダガラス基板を用いた. **Table 2.1** にレーザスクライブ条件を示す. スクライブ速度とレーザ出力は代表値を記している. 加熱域の大きさは, $1/e^2$ 長径と $1/e^2$ 短径を用いて示しており, 冷却域の大きさは, ノズル径と広がり角, およびノズルとガラス基板表面の距離で決まる直径で示した. ビーム形状, 冷却条件, および冷却点距離 d は一定とした.

Table 2.2 Physical-properties of soda-lime glass

Density ⁴⁾	2520 kg/m ³
Specific heat ⁴⁾	800 J/kgK
Thermal conductivity ⁴⁾	1.03 W/mK
Expansion coefficient ⁵⁾	$8.7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Young's modulus ⁶⁾	71.6 GPa
Poisson's ratio ⁶⁾	0.23
Softening temperature ⁶⁾	720 – 730 °C
Average bending fracture strength ⁶⁾	49 MPa

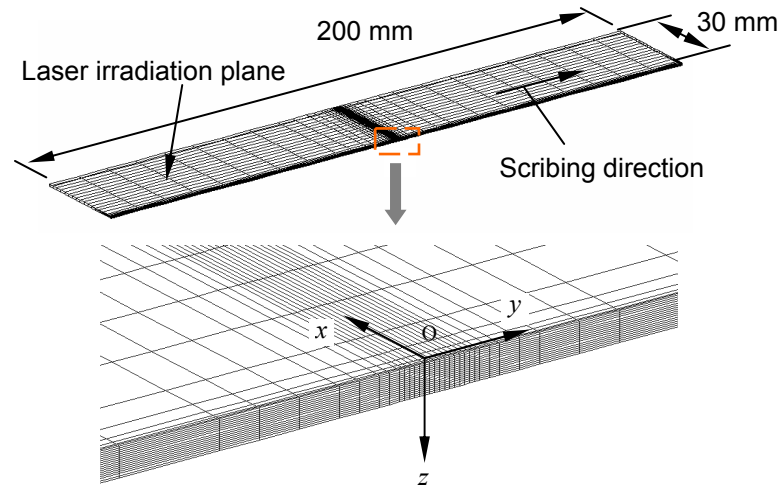
このようなレーザ照射条件でガラス基板の 300 mm 辺に平行にレーザスクライブした．ガラス基板の中央部と比較して端部では亀裂深さが変化しやすいため，スクライブした 300 mm 長の中央部 200 mm の範囲で亀裂が進行したときスクライブ可とし，この範囲で亀裂進行が停止したときスクライブ不可と判断した．また，ガラス基板に熱的なダメージ³⁾が残るとガラスエッジ強度が低下し，加工品質が不適切なので，このような場合もスクライブ不可と判断した．スクライブ後，ガラス基板を手で分断し，光学顕微鏡を用いて亀裂深さ D_c を測定した．

2.3 熱応力解析

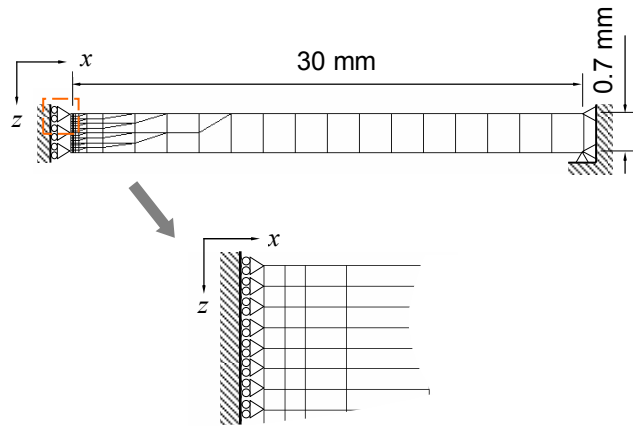
実験により求めたスクライブ条件に基づいて，汎用プログラムを用い，有限要素法による非定常熱弾性解析を行った．

Fig. 2.4 のようにガラス基板のレーザ照射面に $x-y$ 座標をとり， y 軸方向をスクライブ方向とし， z 軸方向を板厚方向とした．ソーダガラスの物性値⁴⁾⁻⁶⁾には，**Table 2.2** の値を用いた．

Fig. 2.5 に三次元 FEM 解析の要素分割を示す．ここでは 8 節点 1 次要素を用いた．対称性を考慮して $0.7 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ の領域を解析した．実験でのスクライブ長は 300 mm であるが，200 mm でも応力分布に差は見られなかったため，計算負荷を低減するため，ここではスクライブ長を 200 mm とした．原点は計算領域の中心にとった．ビーム幅方



(a) Mesh geometry



(b) Cross section model

Fig. 2.5 Three-dimensional model for FEM analysis

向（ x 軸方向）の分割の最小値を $58.6 \mu\text{m}$ とし，板厚方向（ z 軸方向）は $43.75 \mu\text{m}$ で均等に分割した．冷却域が通過するときの応力値を詳細に調べるため，Fig. 2.5 (a)のように，スクライブ長の中央付近をスクライブ方向（ y 軸方向）に $125 \mu\text{m}$ 間隔で細かく分割した．総節点数は 7452，要素数は 6095 である．時間ステップは， 0.125 mm をスクライブ速度 v で除した時間，すなわち， $0.125 \text{ mm} / v [\text{s}]$ とした．加熱，および冷却の大きさは，Table 2.1 の値をそのまま用い，いずれもガウス分布とした．Fig. 2.5 (b)のように，対称面は亀裂のない状態とし x 軸方向に拘束した．対称面（ $y-z$ 面）の反対側の側面は x 軸，および z 軸方向に拘束した．

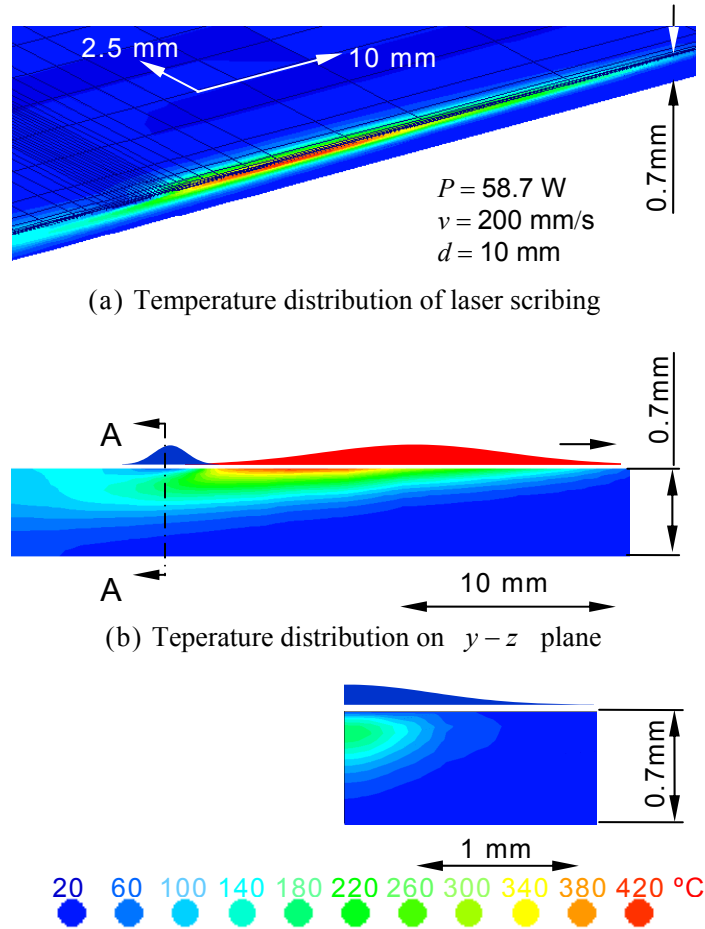
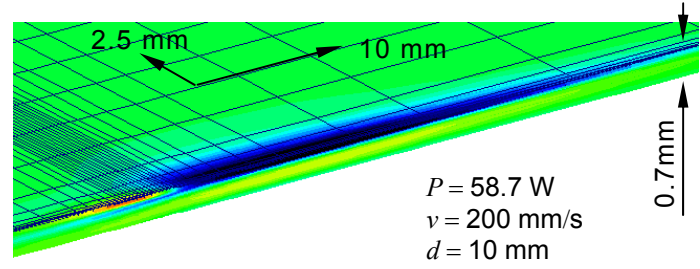
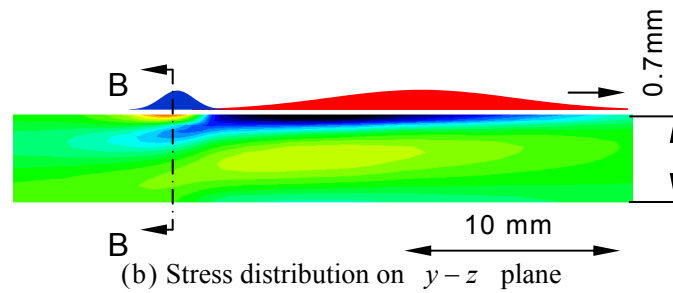


Fig. 2.6 Example of temperature distributions by 3D FEM

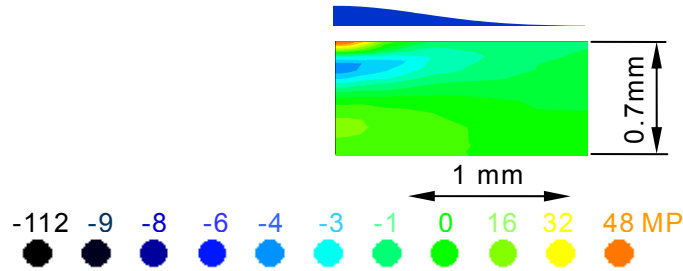
光学系の減衰率を計算したところ 0.9793 %となったので、赤外分光光度計によって測定したガラス基板の反射率 18.5 %を考慮して、レーザ出力を P としてガラス基板への入熱量は $0.798 P [\text{W}]$ とした．光学系の減衰率は、実測でも 0.983 %と、計算値にほぼ一致する値が得られた．レーザ加熱されたガラス基板表面で冷却水が瞬時に蒸発する現象が実験で観察されることと、水蒸気は $5 \sim 8 \mu\text{m}$ に吸収波長帯があることから⁷⁾、冷却水による CO_2 レーザの吸収は無視した．衝突点の熱伝達率 α_0 は、ウォータージェットの流れ（この場合 0.8 ml/min ）より算出した⁸⁾．ちなみに、水温は 20°C に制御している．実験では、レーザ出力、スクライブ速度、および冷却点距離が変化してもウォータージェットの流量は変化させな



(a) Stress distribution of laser scribing



(b) Stress distribution on $y-z$ plane



(c) Stress distribution on $x-z$ plane in cooling area at $y=0$ when the center of cooling area reaches $y=0.375$ mm (Section B-B)

Fig. 2.7 Example of stress distributions of σ_{xx} by 3D FEM

いので，衝突点の熱伝達率 α_0 は常に Table 2.1 の値を用いた．

亀裂進展を議論する際，亀裂のない状態で熱応力解析を行い，その結果から応力拡大係数を求めることが一般によく行われている^{9),10)}．ここでも，この方法に準じて亀裂のない状態で熱応力解析した．

たとえば，レーザ出力 $P=58.7$ W，スクライブ速度 $v=200$ mm/s，冷却点距離 $d=10$ mm のスクライブ条件のとき， $y=0$ の面の表面引張応力 σ_{xx} が最大となるのは，冷却中心が $y=0.375$ mm のときであった．このときの温度分布と応力分布の解析結果をそれぞれ **Fig. 2.6** と **Fig. 2.7** に示す．**Fig. 2.6** (a)と **Fig. 2.7** (a)はレーザ照射面である $x-y$ 面と $x=0$ の $y-z$ 面を，**Fig. 2.6** (b)と **Fig. 2.7** (b)は $x=0$ における $y-z$ 面を，**Fig. 2.6** (c)と **Fig. 2.7**

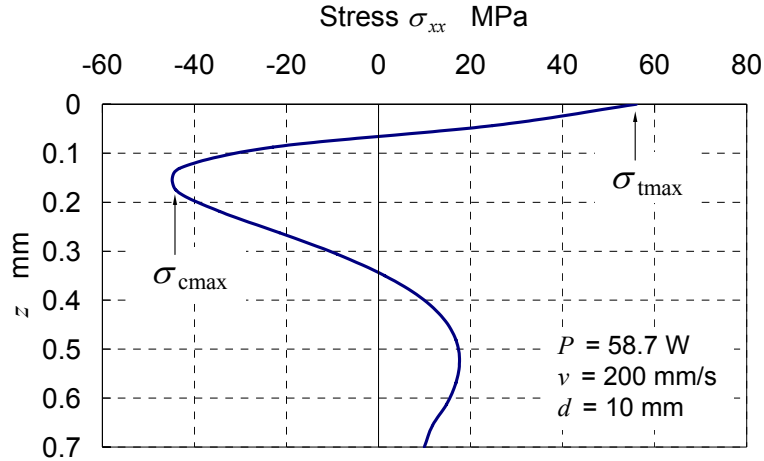


Fig. 2.8 Stress distribution of σ_{xx} along the z -axis of Fig. 2.7 (c)

(c)は $y=0$ の $x-z$ 面を示している．Fig. 2.6 (a), (b)のように，表面温度は，ビーム中心より遅れて最大値に達し，その直後，冷却され急激に低下する．内部温度は， z が増加するほど，加熱と冷却の影響を受けにくくなり，冷却域では，表面層だけが冷却されている．これに伴い，Fig. 2.7 (a), (b)のように，表面近傍では加熱域で圧縮応力が発生し，直後の急速冷却によって急激に圧縮応力から引張応力へ変化する．加熱域の内部では， z が増加して温度が低下するほど，圧縮応力が減少し，逆に引張応力となっている．冷却直下の内部は圧縮応力状態にある．これは，表面が急冷されても内部がまだ高温状態にあるためである．

Fig. 2.6 (c)からわかるように， $x-z$ 面の温度分布は，表面だけ冷却され，内部に冷却の影響をそれほど受けていない高温域が残存する．応力分布は，Fig. 2.7 (c)のように，内部に残存する高温域が圧縮応力場となり，冷却されたガラス基板表面に大きな引張応力が発生する．この引張応力により亀裂が進行すると推測できる．

Fig. 2.8 に，Fig. 2.7 (c)の z 軸上（板厚方向）の σ_{xx} の応力分布を示す．以下，冷却域で発生する表面の σ_{xx} の最大引張応力を σ_{tmax} [MPa]，そのときのガラス基板内部の σ_{xx} の最大圧縮応力を σ_{cmax} [MPa]（絶対値で表す），および，加熱域のガラス基板表面の最高到達温度を T_{max} [°C]とする．

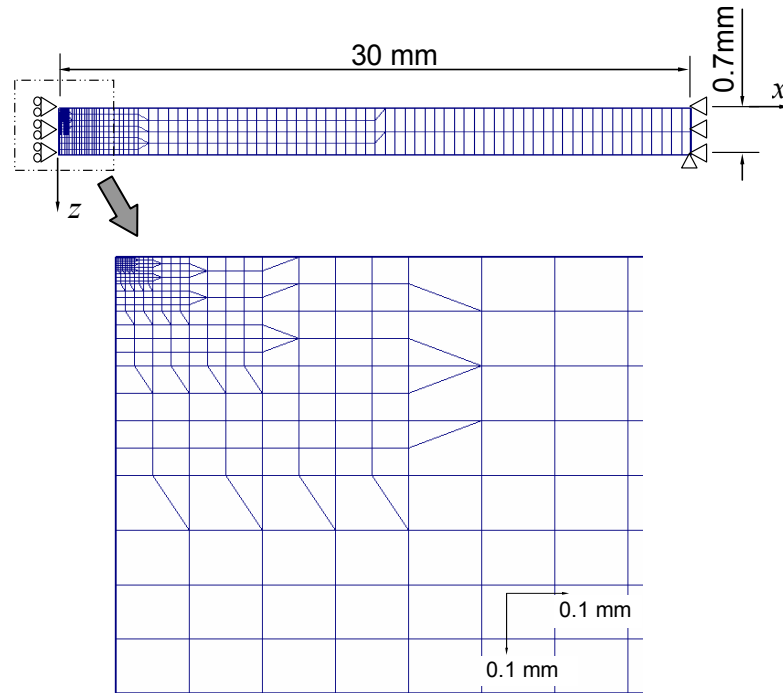


Fig. 2.9 Mesh geometry for FEM

三次元解析との比較を行うため，二次元解析を行った．二次元解析を行う場合は， $x-z$ 面に有限要素モデルを設けた．その要素分割を **Fig. 2.9** に示す．対称性を考慮して $0.7 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ の領域を解析対象とし，ビーム幅方向（ x 軸方向）の分割の最小値を $3.7 \text{ }\mu\text{m}$ とし，板厚方向（ z 軸方向）の分割の最小値を $2.7 \text{ }\mu\text{m}$ に分割した．総節点数は 769，要素数は 721 である．時間ステップは， 0.25 mm/v[s] とした．ガラスの物性値，加熱条件，および冷却条件は三次元解析と同様にした．

$x-z$ 面の二次元熱伝導解析では，レーザビーム中心を $y = -15 \text{ mm}$ の位置から y 軸方向（紙面の奥から手前）に走査し，加熱条件と冷却条件を時間とともに変化させた．次に，得られた温度場を用いて， $\sigma_{yy} = \tau_{yx} = \tau_{yz} = 0$ と仮定した平面応力問題として $x-z$ 面の二次元熱応力解析を行った．このとき，レーザ照射側端を x 軸方向に拘束し，他端を x 軸，および z 軸方向にそれぞれ拘束した．

2.4 実験結果と考察

2.4.1 レーザスクライブ機構

亀裂深さに影響を与える要因を把握するため、レーザ出力 $P=58.7\text{ W}$ 、スクライブ速度 $v=200\text{ mm/s}$ の条件で、冷却点距離 d を 10 mm から 2 mm 間隔で増加させて、そのときの亀裂深さ D_c を測定した。結果を **Fig. 2.10** に示す。

まず実験結果に基づいて、冷却域での表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ と冷却点距離 d の関係を三次元熱応力解析から求めた。結果を **Fig. 2.11** に示す。 $d=14\sim16\text{ mm}$ のとき $\sigma_{t\max}$ は最大となり、 $d=16\text{ mm}$ 以上では、 d に比例して $\sigma_{t\max}$ は減少する傾向がみられる。 d が増加すると、熱拡散により冷却直前のガラス基板表面温度が低下し、冷却域の表面温度と内部温度の差が小さくなるため $\sigma_{t\max}$ が減少すると考えられる。 $d=14\text{ mm}$ 以下で $\sigma_{t\max}$ が低下しているのは、加熱域に冷却域が重なり、加熱とほぼ同時に冷却されるため、ガラス内部への実質の入熱量が減少することによると考えられる。いずれにしても、表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ が増加すると亀裂深さ D_c も深くなると考えると、加熱域と冷却域が重ならない範囲で d が

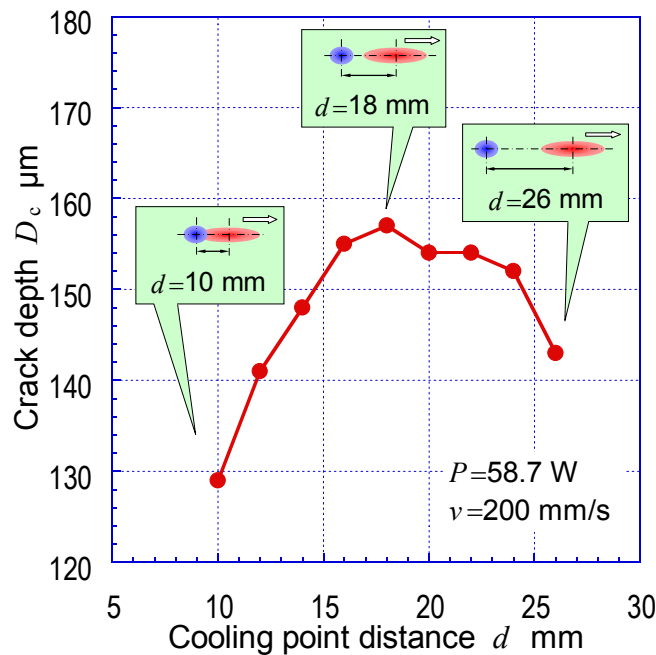


Fig. 2.10 Crack depth D_c versus cooling point distance d

小さくなるほど σ_{tmax} が増加するので、亀裂深さ D_c も増加することになる。Fig. 2.10 の D_c と Fig. 2.11 の σ_{tmax} を比較すると、 $d = 18 \text{ mm}$ 以上で、 d が減少するほど σ_{tmax} が増加するという傾向は D_c の傾向と一致する。しかし、 $d = 18 \text{ mm}$ で D_c は最大値を示し、 $d = 18 \text{ mm}$ 以下では、 d が小さくなるほど D_c は減少している。このことから、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} のみで亀裂深さ D_c を議論できないことになる。

そこで、冷却域で表面最大引張応力 σ_{tmax} が発生するとき、内部圧縮応力の絶対値が最大となる深さ(以後、 σ_{cmax} 深さという)と冷却点距離 d の関係を三次元熱応力解析から求めた。また、内部最大圧縮応力 σ_{cmax} と冷却点距離 d の関係を Fig. 2.11 に重ねて示す。Fig. 2.11 において、 σ_{cmax} 深さは d に比例して増加するのに対して、 σ_{cmax} は d が増加すると減少する傾向があることがわかる。 d が増加すると熱拡散時間 d/v が増加するので、内部の高温域がそれだけ深くなり、圧縮応力が緩和されるためと考えられる。内部圧縮応力は亀裂の深さ方向への進展を妨げる作用があるので、 d の増加に伴い σ_{cmax} 深さが深くなって σ_{cmax} が小さくなることは、

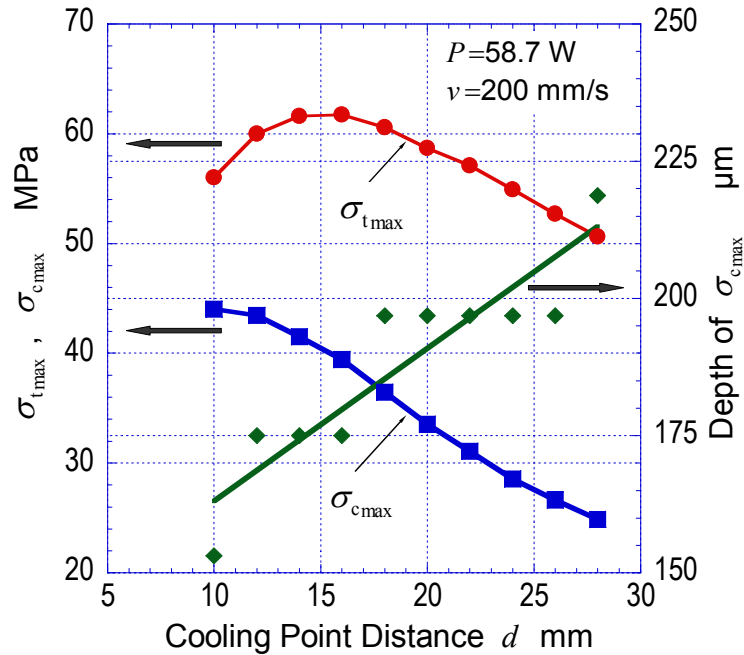


Fig. 2.11 Maximum tensile stress σ_{tmax} , maximum compressive stress σ_{cmax} , and depth of σ_{cmax} versus cooling point distance d

亀裂深さ D_c が深くなることに帰着すると考えられる． Fig. 2.10 の亀裂深さ D_c は， $d = 18 \text{ mm}$ 以下では d に比例して増加しており，この $\sigma_{c\max}$ 深さ，および $\sigma_{c\max}$ と D_c との関係の傾向と一致している．これらのことから，亀裂深さ D_c は冷却域での表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ と内部最大圧縮応力 $\sigma_{c\max}$ ，および $\sigma_{c\max}$ 深さに依存し，これらの重畳効果により決まるのではないかと

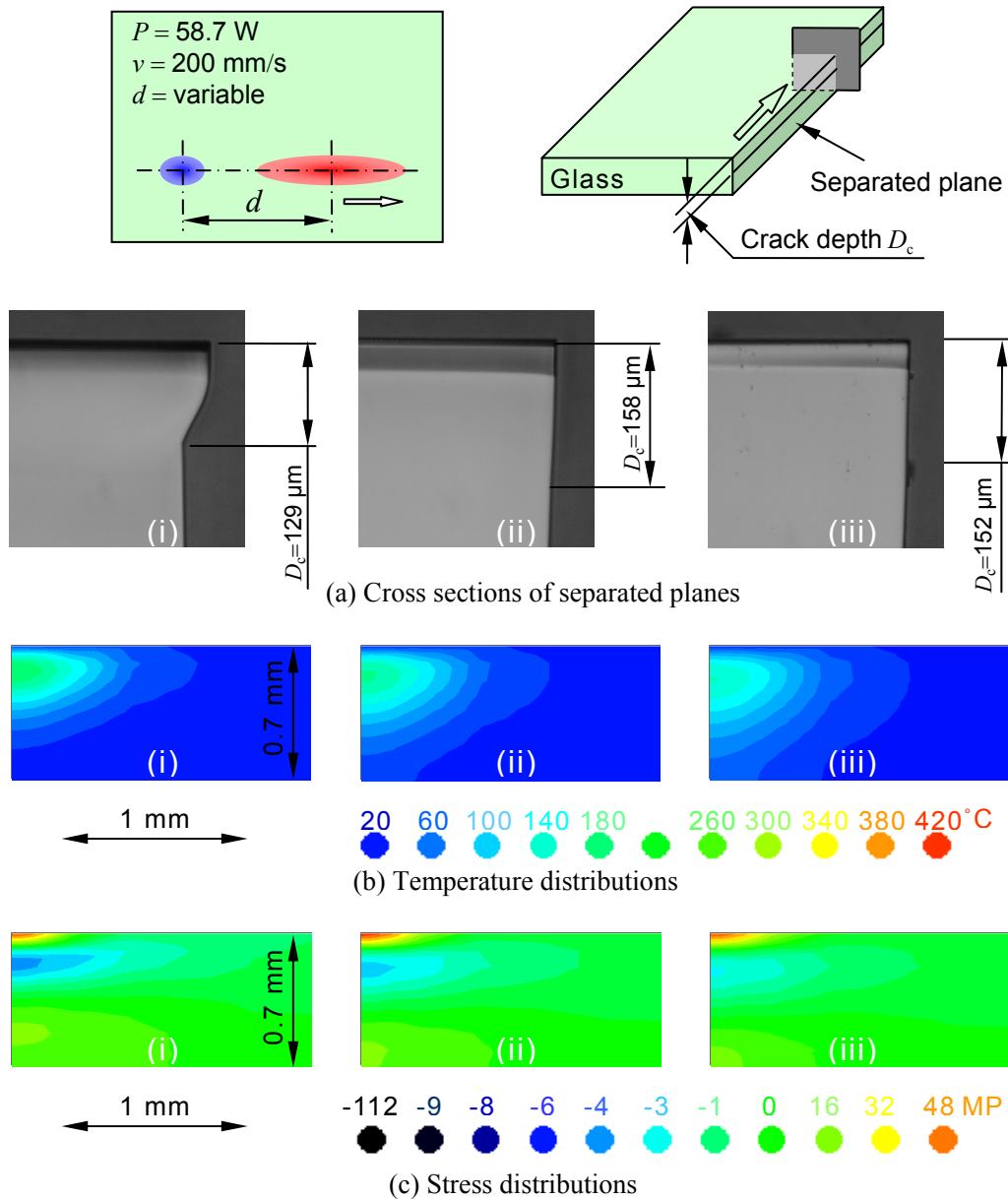


Fig. 2.12 Cross sections of separated planes, temperature distributions, and stress distributions for various cooling point distance d ((i) $d = 10 \text{ mm}$, (ii) $d = 18 \text{ mm}$, and (iii) $d = 24 \text{ mm}$)

と推察される．

この仮説の妥当性を確認するため，ガラス分断断面で亀裂形状を観察した．**Fig. 2.12** に，冷却点距離 $d = 10, 18$ ，および 24 mm での分断断面写真と，それぞれの冷却点距離における温度分布と応力分布を示す．**Fig. 2.12 (a)** の亀裂は， $d = 18, 24 \text{ mm}$ では， z 軸方向に垂直に生じているのに対して， $d = 10 \text{ mm}$ になると亀裂が顕著に湾曲している．冷却点距離 d が増加すると，**Fig. 2.12 (b)** のように，熱拡散により内部に残存する高温部が深くなり，表面と内部の温度差が小さくなっているのがわかる．それに伴い内部最大圧縮応力 $\sigma_{c\max}$ 深さが **Fig. 2.12 (c)** のように深くなって $\sigma_{c\max}$ の大きさが小さくなっている．

Fig. 2.12 (a) の亀裂形状と **Fig. 2.10** の亀裂深さ D_c を，**Fig. 2.11** の解析結果から考察してみる．**Fig. 2.10** において， $d = 18 \text{ mm}$ で亀裂深さ D_c は $158 \mu\text{m}$ とほぼ最大となり，**Fig. 2.12 (a) (ii)** に示すように，亀裂は垂直に生じている．このとき，**Fig. 2.11** における $\sigma_{c\max}$ 深さは約 $180 \mu\text{m}$ となっている． $d = 18 \text{ mm}$ より大きい $d = 24 \text{ mm}$ では，**Fig. 2.12 (a) (iii)** に示すように， D_c は $152 \mu\text{m}$ でやや浅くなっている．**Fig. 2.11** において， $d = 24 \text{ mm}$ のときの $\sigma_{c\max}$ 深さは約 $200 \mu\text{m}$ で， $d = 18 \text{ mm}$ のときより深く， $\sigma_{c\max}$ と $\sigma_{t\max}$ はともにより小さくなる．このため， D_c は $d = 18 \text{ mm}$ のときより浅くなって，亀裂先端が圧縮応力場まで達しないので，亀裂は垂直に生じると考えられる．

d が 18 mm より減少すると，**Fig. 2.11** おいて， $\sigma_{c\max}$ 深さが次第に浅くなるとともに， $\sigma_{c\max}$ は増加し， $\sigma_{t\max}$ もまた増加する．加熱域と冷却域が重なるほど d が小さくなると $\sigma_{t\max}$ は減少するが，それでも比較的大きな値が維持されている．そもそも表面の引張応力は冷却によって発生するわけであるが，内部の圧縮応力が表面の引張作用を助長させるともいえる． d が小さくなると $\sigma_{t\max}$ が増加しないしは大きな値を維持する傾向があるため， D_c は深くなりやすいと考えられる．しかし， $d = 10 \text{ mm}$ では，亀裂直下の浅い領域に大きな圧縮応力場が存在するため，亀裂は垂直に進展できず，**Fig. 2.12 (a) (i)** のように，亀裂が顕著に湾曲する．この顕著な亀裂の湾曲により， D_c は $129 \mu\text{m}$ と浅くなると考えられる．

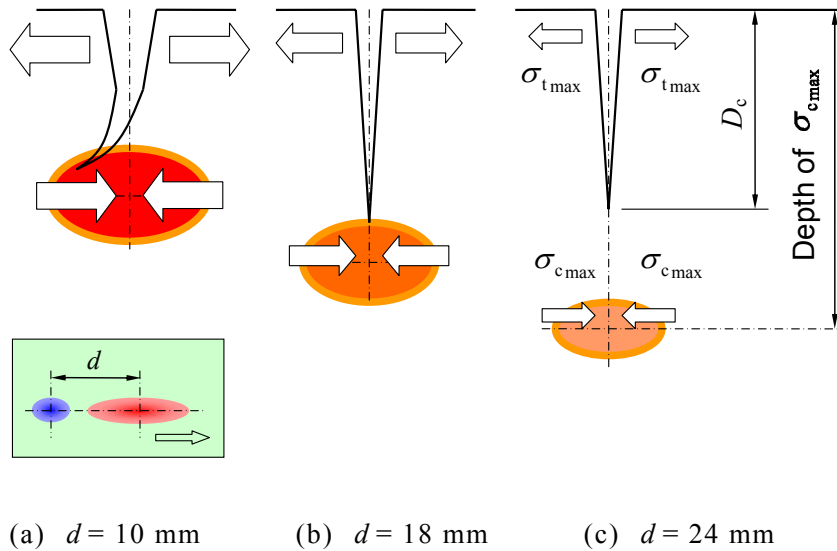


Fig. 2.13 Schematic of crack formation imagined from thermal elasticity analysis results for Fig. 2.12

Fig. 2.12 (a)に示した実験結果は，亀裂深さ D_c が冷却域での表面最大引張応力 $\sigma_{t \max}$ と内部最大圧縮応力 $\sigma_{c \max}$ ，および $\sigma_{c \max}$ 深さに依存し，これらの重畳効果により決まるという前述の仮説の妥当性を裏付けているといえる．

以上のことを，**Fig. 2.13** に冷却域の応力状態と亀裂形状の模式図で示す．図の矢印の向きは，表面側が引張，内部が圧縮であることを示しており，矢印の大きさが $\sigma_{c \max}$ 深さに依存すること，亀裂の形状と長さがそれらによって決まることを表している．

2.4.2 レーザスクライブ可能条件の推定

レーザスクライブ可能条件を，レーザ出力に対するスクライブ可能速度として実験により求めた．実験結果を **Fig. 2.14** に示す．図中の高速側の×印はレーザスクライブの亀裂進行が停止した状態を表しており，低速側の×印は熱的なダメージがガラス基板表面に残った状態を表している．レーザ出力が増加するにつれ，スクライブ可能速度も高速になる傾向がある．**Fig. 2.15** は，スクライブ後に分断して測定した亀裂深さである．各レーザ出力に対する亀裂深さは，その深さが深い方がスクライブ速度の低速側に，浅い方が高速側に対応している．

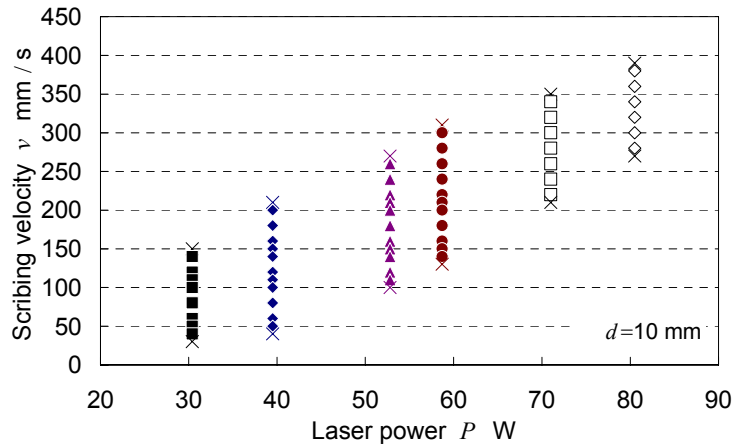


Fig. 2.14 Domain of laser scribing conditions obtained by combinations of scribing velocity and laser power

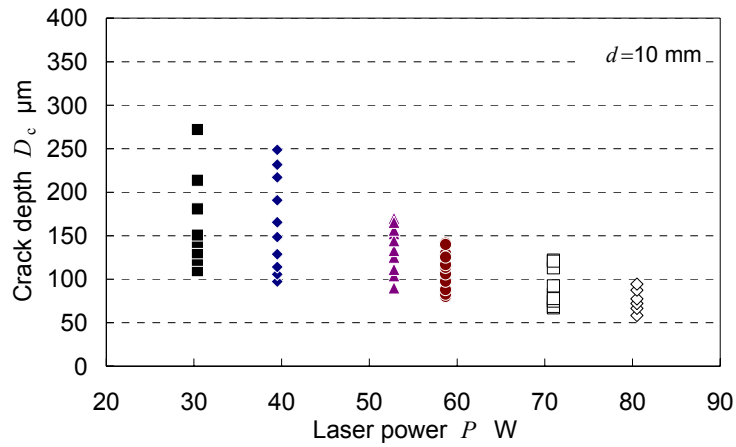


Fig. 2.15 Crack depth versus laser power

Fig. 2.16 に，スクライブ可能であったレーザ出力とスクライブ速度のいくつかの実験条件のもとで三次元熱応力解析を行った計算結果を示す．図中の下側のプロット点群は冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} （左縦軸）を，上側のプロット点群は表面最高到達温度 T_{max} （右縦軸）を表している．図中の記号は Fig. 2.14 の記号と対応している．レーザ出力が一定のとき，スクライブ速度が高速になると σ_{tmax} は減少している．これが Fig. 2.15 において，高速側で亀裂深さが浅くなる理由である．

Fig. 2.16 において，いずれのレーザ出力のときも， σ_{tmax} の下限値はスクライブ速度に依存せずほぼ一定となっている．この σ_{tmax} の下限値がレ

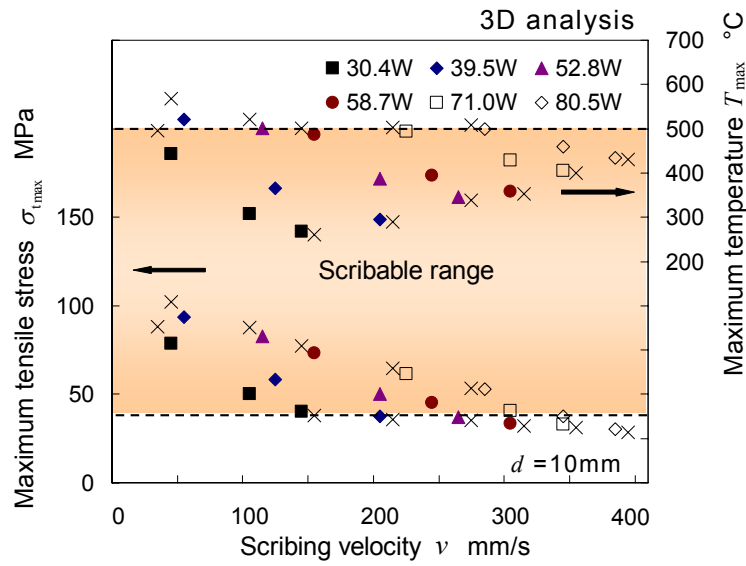


Fig. 2.16 Maximum tensile stress σ_{tmax} and maximum temperature T_{max} at scribable range in 3D analysis

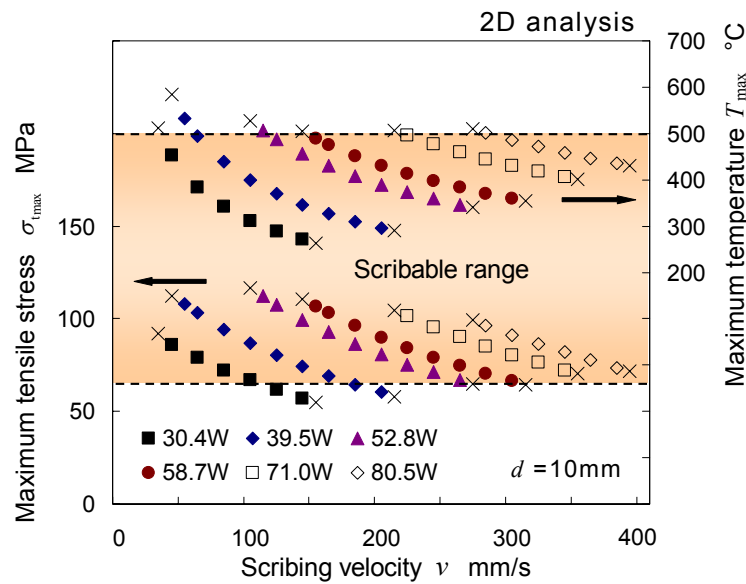


Fig. 2.17 Maximum tensile stress σ_{tmax} and maximum temperature T_{max} at scribable range in 2D analysis

一ザスクライブの亀裂を進行させることができるしきい値になると考えられる．一方，レーザ出力が一定のとき，スクライブ速度が低速になると T_{max} は増加し，いずれのレーザ出力のときも，その上限値はスクライブ速度に依存せずほぼ一定となっている．この T_{max} の上限値は約 500 °C

で、Table 2.2 に示したソーダガラスの軟化点 720～730 °C より十分低い。したがって、この上限値以下ではガラス基板表面に熱的なダメージが生じないといえる。これらのことから、三次元熱応力解析を行えば、実験で得られるレーザスクライブ可能条件を、冷却域での表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から推定することができると考えられる。

つぎに、Fig. 2.14 の実験結果に基づき二次元熱応力解析を行った結果を Fig. 2.17¹¹⁾ に示す。二次元解析においても、三次元解析と同様に、レーザ出力が一定のとき、スクライブ速度が高速になると表面最大引張応力 σ_{tmax} は減少し、逆にスクライブ速度が低速になると表面最高到達温度 T_{max} は増加する傾向となる。また、いずれのレーザ出力のときも、 σ_{tmax} の下限値と T_{max} の上限値もほぼ一定値となる。

Fig. 2.16 の三次元解析結果と Fig. 2.17 の二次元解析結果を比較すると、 T_{max} の上限値はほぼ等しい。 σ_{tmax} の下限値は、三次元解析では約 35 MPa となり、二次元解析の約 65 MPa より小さくなった。これは、計算負荷を低減するため、三次元解析の要素分割を二次元解析よりも大きくしたことによると考えられる。いずれにしても、実際の加工現象により近い三次元解析で、 σ_{tmax} の下限値のばらつきが小さくほとんど一定となったことは、この σ_{tmax} の下限値がスクライブ可能条件のしきい値に成り得ることを示唆していると考えられる。

ガラス基板はレーザ加熱直後に急速冷却されるので、板厚方向(z 軸方向)の温度勾配が大きく、 z 軸方向の分割を細かくすると表面最大引張応力 σ_{tmax} は大きくなる傾向が見られる。ただ、分割を細分化し、多大な計算時間をかけて精度を追求することよりも、ここでは、実験結果に基づいて三次元解析で求めた冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値がほぼ一定となることを明らかにすることの方が、スクライブ可能条件を推定する上で重要である。このような立場から、本研究では、実用上十分であると判断された Fig. 2.5 のような要素分割を行った。それでも二次元解析と比較して、三次元解析は計算負荷が非常に大きく、スクライブ可能条件を求めるためには多大な時間

を要する．二次元解析でも，三次元解析と同様に，スクライブ可能条件は，冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値が存在し，それらがレーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる．したがって，計算時間を考慮すると，二次元解析でスクライブ可能条件を推定する方が実用的であるといえる．

2.5 結 言

本章では，亀裂深さ，亀裂形状，およびスクライブ可能条件などの実験結果を踏まえて，亀裂深さやレーザスクライブ可能条件などを支配する要因を理論的に明らかにするため，有限要素法による三次元熱応力解析を行った．二次元熱応力解析も併せて行い，三次元解析との比較を行った．その結果，以下のような結論を得た．

- (1) 亀裂深さは，冷却域の表面最大引張応力と直下に存在する圧縮応力場，およびその深さに依存する．加熱域と冷却域間の距離が小さくなると，冷却域直下の圧縮応力場が大きくなるとともに浅くなり，亀裂先端が湾曲する．
- (2) スクライブ可能条件では，冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値は，レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる．表面最高到達温度 T_{max} の上限値も，レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる．
- (3) したがって，熱応力解析を行えば，冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から，レーザスクライブ可能条件を推定できる．
- (4) 三次元解析結果と二次元解析結果を比較すると，二次元解析においても，三次元解析とほぼ同様の結果が得られる．
- (5) 計算負荷を考慮すると，二次元熱応力解析で冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から，レーザスクライブ可能条件を推定する方が実用的であるといえる．

参考文献

- 1) 三宅泰明: FPD ガラス基板の切断技術, 砥粒加工学会誌, **45**, 7 (2001), 342.
- 2) C. Hermanns: Laser Separation of Flat Glass, Proc. 63rd Laser Mater. Process. Conference, Jpn. Laser Process. Soc., (2005), 105.
- 3) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二: レーザスクライブ線に沿ったレーザ照射によるガラスの亀裂伸長, 精密工学会誌, **74**, 11 (2008), 1182.
- 4) 日本機械学会: 伝熱工学資料 改訂第4版 V. 物性編, 日本機械学会, (1986), 556.
- 5) E.B. Shand: Glass Engineering Handbook, 2nd ed., McGraw-Hill, (1958), 4.
- 6) 渡部紀夫: ガラス工学ハンドブック, 朝倉書店, (1999), 441.
- 7) 平成 11 年度 ニューガラスの成形技術の現状と課題に関する調査研究報告書(板状成形技術), 社団法人 日本機械工業連合会, 社団法人 ニューガラスフォーラム, 66.
- 8) 山本 明: 切削液の伝熱性能について 第 2 報, 精密機械, **26**, 8 (1960), 461.
- 9) 今井康文, 森田英毅, 高瀬徹, 古賀博之: 脆性材料の熱応力による割断加工の可能性, 日本機械学会論文集(A 編), **55**, 509 (1989), 147.
- 10) 森田 昇: セラミックスのレーザー熱衝撃による亀裂の生成・伝播挙動, J. Ceram. Soc. Jpn., **101**, 5 (1993), 522.
- 11) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二: ガラスのレーザスクライブにおける熱応力解析, 精密工学会誌, **71**, 9 (2005), 1157.

第3章 レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響

3.1 緒言

第2章において、板厚 0.7 mm のソーダガラス基板を用いたレーザスクライブ実験に基づいて有限要素法による熱弾性解析を行い、**Fig. 3.1** に示すようなレーザスクライブ機構を提唱した。レーザ照射によりガラス基板表面が加熱され、表面から内部へ熱が伝わる (Fig. 3.1 (b))。レーザ加熱直後にウォータージェットにより、表層が冷却される (Fig. 3.1

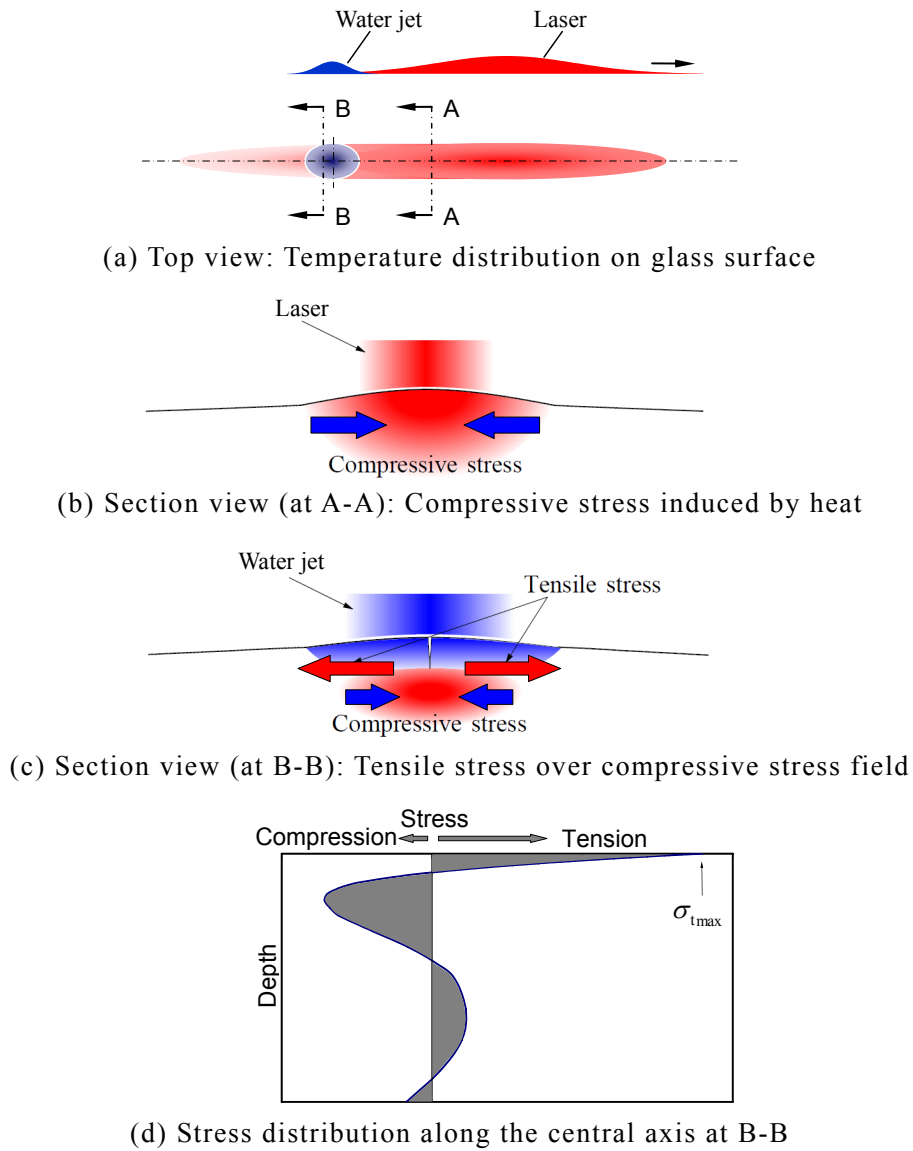


Fig. 3.1 Schematic of laser scribe mechanism

(c)). これにより，表層で引張応力が発生して亀裂が進行する．表層だけが冷却されるので，内部に高温領域が残存する．これが圧縮応力場となり，表層の引張応力の発生を助長すると考えられる (Fig. 3.1 (c), (d)). つまり，冷却域で板厚方向に温度分布が形成され，引張応力が表層に生じることにより，レーザスクライブの亀裂が進行する．

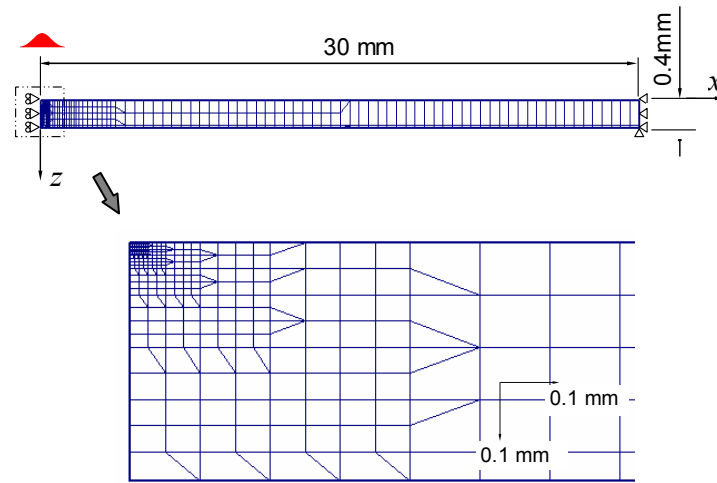
現在，薄型テレビなどの用途に使用される液晶ディスプレイ（以下，LCD）のガラス基板の板厚は，当初の 1.1 mm から 0.6～0.7 mm と薄板化されている．特に，携帯電話などの携帯される機器においては小型，軽量が望まれるため，小型 LCD ガラス基板の板厚は 0.4 mm 以下となり，さらに薄板化が進んでいる．レーザスクライブ機構から推測して，このようにガラス基板の板厚が薄くなると，レーザスクライブ特性に影響を与えることが考えられる．

また，LCD 用ガラス基板には，貼り合わせ時の位置ずれの問題により，一般的に窓ガラス等に使用されるソーダガラス（線膨張係数 $\alpha = 8.7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ）と比較して，線膨張係数が小さいアルミノシリケートガラスが使用されている．レーザスクライブは熱応力を用いた加工法であるので，線膨張係数の影響を受けやすいと推測される．レーザスクライブの実用化を考えた場合，板厚と線膨張係数が及ぼす影響を明確にすることが不可欠である．

そこで，本章では，レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響を明らかにすることを目的とした．まず，急速に進行する LCD 用ガラス基板の薄板化を考慮し，板厚 1.1 mm 以下のソーダガラス基板におけるレーザスクライブ可能条件をレーザ照射実験により求め，実験結果に基づいた有限要素法による熱弾性解析を行い，板厚の影響を考察した．次に，LCD 用ガラス基板を考慮して，ソーダガラスと比較して線膨張係数が小さい LCD 用のアルミノシリケートガラスと，それより線膨張係数が小さい石英ガラスにおいて，実験と解析を行い，線膨張係数の影響を考察した．ここでは，第 2 章において二次元解析でもスクライブ可能条件を推定できることが明らかになったので，計算効率を考慮して，より実用的な二次元解析を用いた．

Table 3.1 Typical condition for experiment

v	Scribing velocity	200 mm/s
P	Laser power	58.7 W
$2x_0$	Minor axis of heating area	2.1 mm
$2y_0$	Major axis of heating area	22.0 mm
d	Cooling point distance	10 mm
$2x_c$	Minor axis of cooling area	2.0 mm
$2y_c$	Major axis of cooling area	3.0 mm

**Fig. 3.2** Mesh geometry for FEM analysis (Glass substrate with thickness of 0.4 millimeters)

3.2 実験方法

実験は第2章と同様にした．レーザスクライブ条件は **Table 3.1** の値を用いた．スクライブ速度とレーザ出力は代表値を記している．

板厚 0.7 mm，サイズ 300 mm × 400 mm のソーダガラス（旭硝子社製 AS）に対して，板厚の影響を調べる場合，試料には，板厚 0.4, 0.55, および 1.1 mm，サイズ 300 mm × 400 mm のソーダガラス基板を用いた．線膨張係数の影響を調べる場合，試料には，板厚 0.7 mm，サイズ 360 mm × 460 mm のアルミノシリケートガラス（コーニング社製 1737）と板厚 0.6 mm，サイズ 150 mm × 150 mm の石英ガラス（旭硝子社製 AQ）を用いた．

Table 3.2 Physical-properties of glass substrates

		Soda-lime	Ref.	Alumino silicate	Ref.	Fused silica	Ref.
Density	kg/m ³	2520	1)	2540	5)	2200	6)
Specific heat	J/kgK	800	1)	707.5	5)	730	6)
Thermal conductivity	W/mK	1.03	1)	0.9085	5)	1.3	7)
Expansion coefficient	K ⁻¹	8.7×10^{-6}	2)	4.2×10^{-6}	5)	0.6×10^{-6}	6)
Young's modulus	GPa	71.6	3)	70.9	5)	73.4	6)
Poisson's ratio		0.23	3)	0.23	5)	0.17	6)
Softening temperature	°C	720–730	3)	975	5)	1600	6)
Critical stress intensity factors (N ₂ 300 K)	MPam ^{1/2}	0.76	4)	0.91	4)	0.79	4)
Fracture surface energy (N ₂ 300 K)	J/m ²	3.9	4)	4.7	4)	4.4	4)
Reflectance	%	18.5		12.7		12.83	8)

3.3 熱応力解析

第 2 章において，二次元熱応力解析でもレーザスクライブ可能条件を推定できることが明らかになったので，ここでは，計算負荷を考慮して，より実用的な二次元解析を行った．**Fig. 3.2** に，板厚 0.4 mm の FEM 解析に用いた要素分割を一例として示す．ガラスの物性値，加熱条件，および冷却条件は第 2 章と同様にした．アルミノシリケートガラス，および石英ガラスにおける解析には，**Table 3.2** の物性値を用いた．比較のため，ソーダガラスの物性値も記している．

3.4 ガラスのレーザスクライブにおける板厚の影響

3.4.1 実験結果

板厚 0.4, 0.55, および 1.1 mm のガラス基板におけるレーザスクライブ可能条件を，レーザ出力に対するスクライブ可能速度として求めた．それらの実験結果とそれぞれの条件における亀裂深さ D_c を **Fig. 3.3** に示す．板厚 0.7 mm は，第 2 章の実験結果を再掲した．**Fig. 3.3 (d) (i)** の板厚 0.4 mm において，レーザ出力 80.5 W では，実験装置の最高走査速度 500 mm/s でもスクライブ可能であった．

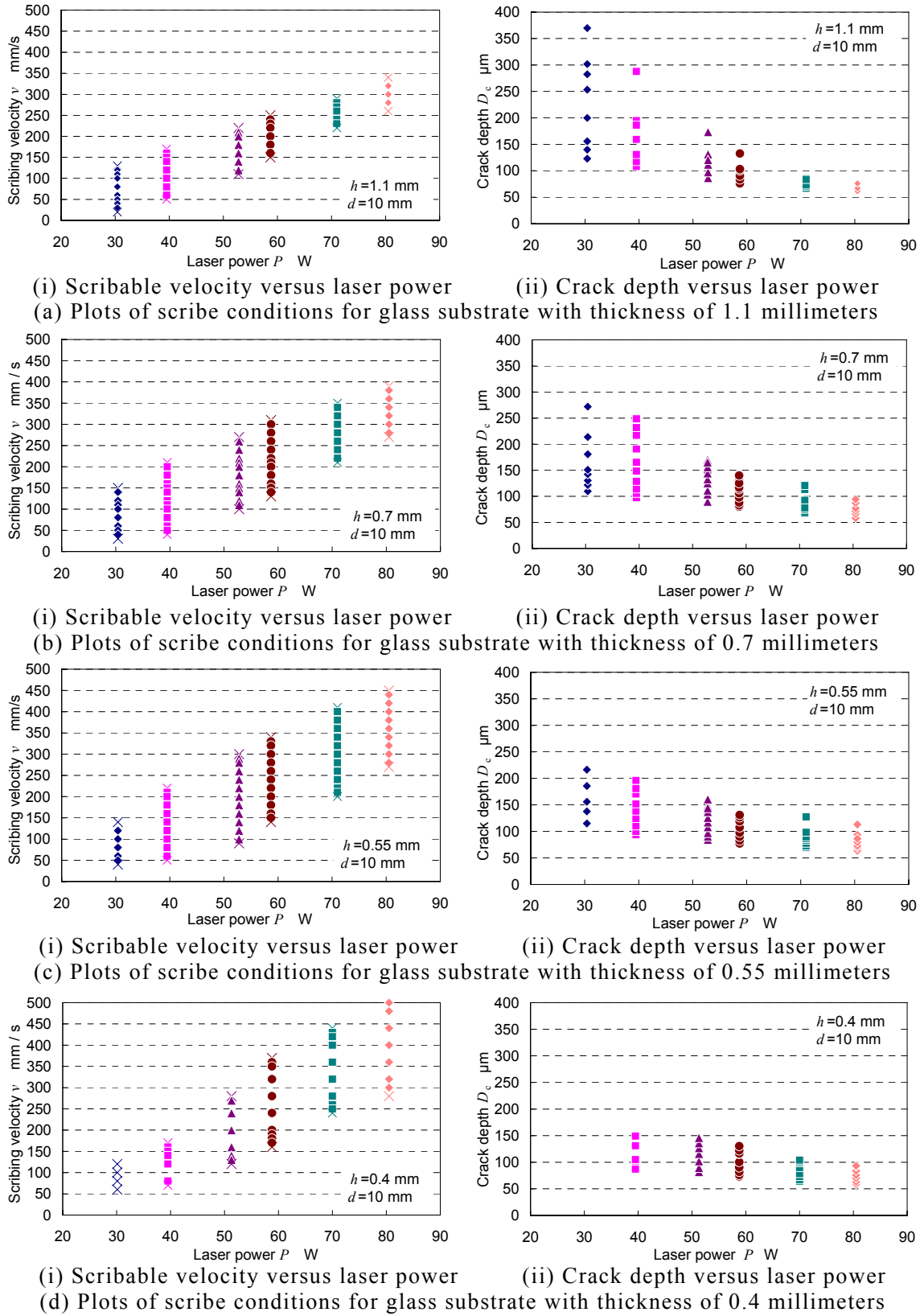


Fig. 3.3 Domain of laser scribe conditions and crack depth for glass substrate with thickness 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters. (i) “x” marks at higher velocity represent conditions that crack progress was arrested and “x” marks at lower velocity represent conditions that glass surface was damaged by laser heating. (ii) Deeper crack depth corresponds to the lower velocity condition.

Fig. 3.3 (a)～(d) (i)において、高速側の×印はレーザスクライブの亀裂進行が停止した状態を表しており、低速側の×印は熱的なダメージ⁹⁾がガラス基板表面に残った状態を表している． Fig. 3.3 (a)～(d) (ii)における各レーザ出力に対する亀裂深さ D_c は、その深さが深い方がスクライブ速度の低速側に、浅い方が高速側に対応している．いずれの板厚においても、レーザ出力が増加するにつれ、スクライブ可能速度が高速になる傾向がある．また、熱的なダメージが生じたスクライブ条件（低速側の×印）は、板厚によらず、ほぼ同じ条件となっている．

板厚 1.1 mm の亀裂進行が停止した条件（高速側の×印）は、レーザの低出力側でスクライブ可能速度範囲が広いのに対して、高出力側では狭くなって、スクライブ速度 $v=350$ mm/s 以上ではスクライブ不可となっている．一方、板厚 0.4 mm では、低出力側でスクライブ可能速度範囲が狭く、レーザ出力 $P=30.4$ W では、すべてのスクライブ速度においてスクライブ不可となっている．それに対して、高出力側のスクライブ可能速度範囲は広く、スクライブ速度 $v=500$ mm/s でもスクライブ可となっている．つまり、板厚が厚くなるほど、スクライブ速度の高速側でスクライブしにくく、板厚が薄くなるほど、低速側でスクライブしにくくなる傾向がある．

そこで、熱的なダメージが生じなかった五つのスクライブ条件の亀裂深さ D_c を、板厚に対して整理した結果を **Fig. 3.4** に示す．亀裂進行が停止して

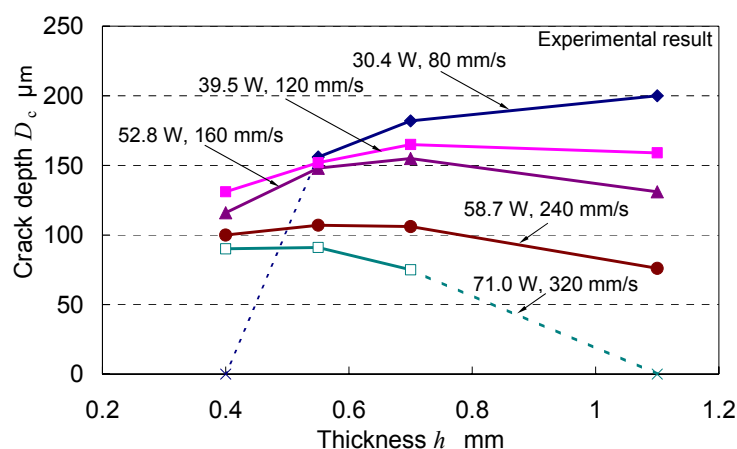


Fig. 3.4 Relation between crack depth and scribe condition for glass substrate with thickness 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters

スクライブ不可となった条件を×印で示している．レーザ出力 $P = 71.0\text{ W}$ ，スクライブ速度 $v = 320\text{ mm/s}$ の条件では，板厚 1.1 mm でスクライブ不可となっており， $P = 30.4\text{ W}$ ， $v = 80\text{ mm/s}$ の条件では，板厚 0.4 mm でスクライブ不可となっている．それ以外のスクライブ条件では，すべての板厚においてスクライブ可となっている．亀裂深さ D_c は，板厚とほぼ無関係に，スクライブ速度が減少するほど増加する傾向がある．

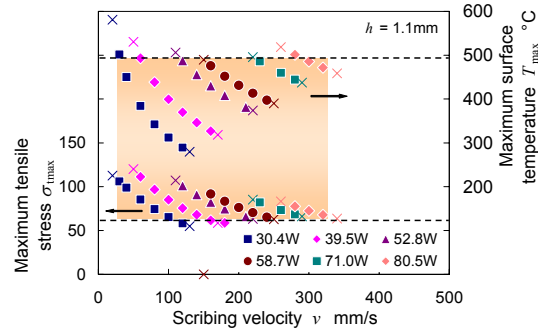
3.4.2 結果の考察

3.4.2.1 スクライブ可能条件の推定

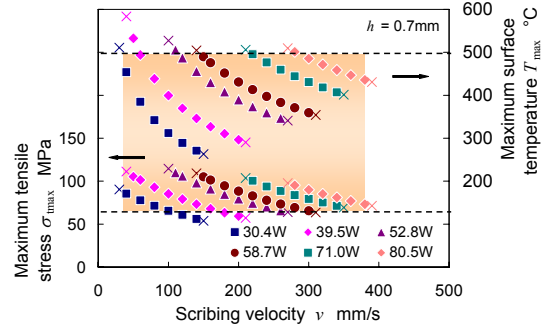
第 2 章では，板厚 0.7 mm のソーダガラス基板のスクライブ可能条件は，加熱直後の冷却域で発生する表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ の下限値と，加熱域のガラス基板表面の最高到達温度 T_{\max} の上限値で推定できることを明らかにした．ここでも同様にして，板厚 $0.4, 0.55$ ，および 1.1 mm のスクライブ可能であったレーザ出力とスクライブ速度の実験条件（Fig. 3.3 (a), (c), (d) (i)）のもとで熱弾性解析を行った．その結果を Fig. 3.5 に示す．ここでも，板厚 0.7 mm の解析結果を再掲した．図中の下側のプロット点群は冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ （左縦軸）を，上側のプロット点群は表面最高到達温度 T_{\max} （右縦軸）を表している．それぞれのプロット点群の高速側の×印が，Fig. 3.3 (a)～(d) (i)でレーザスクライブの亀裂進行が途中で停止した条件に対応しており，低速側の×印が熱的なダメージが生じて不適切と判断した条件に対応している．

板厚 $0.4, 0.55$ ，および 1.1 mm において，レーザ出力が一定のとき，スクライブ速度が高速になると $\sigma_{t\max}$ は減少している．これが，Fig. 3.3 (a), (c), (d) (ii)において，高速側で亀裂深さが浅くなる理由である．いずれのレーザ出力のときも， $\sigma_{t\max}$ の下限値はスクライブ速度に依存せずほぼ一定となっている．したがって，この $\sigma_{t\max}$ の下限値以上でレーザスクライブの亀裂が進行するといえる．

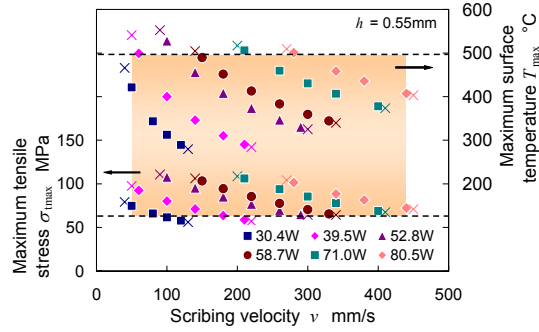
一方，レーザ出力が一定のとき，スクライブ速度が低速になると T_{\max} は増加し，いずれのレーザ出力のときも， T_{\max} の上限値はスクライブ速度に依存せずほぼ一定となっている．したがって，この T_{\max} の上限値以下ではガラス基板表面に熱的なダメージが生じないといえる．つまり，板



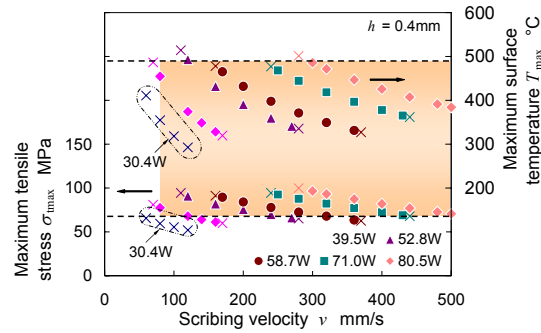
(a) Glass substrate with thickness of 1.1 millimeters



(b) Glass substrate with thickness of 0.7 millimeters



(c) Glass substrate with thickness of 0.55 millimeters



(d) Glass substrate with thickness of 0.4 millimeters

Fig. 3.5 Analysis results of maximum tensile stress σ_{tmax} and maximum surface temperature T_{max} for each glass substrate with thickness 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters. “x” marks at higher velocity correspond the arrested conditions of laser scribe crack progress and “x” marks at lower velocity correspond the thermal damage residual conditions where glass surface was damaged by laser heating. (a) to (d) correspond to Figs. 3.3 (a) to (d) (i).

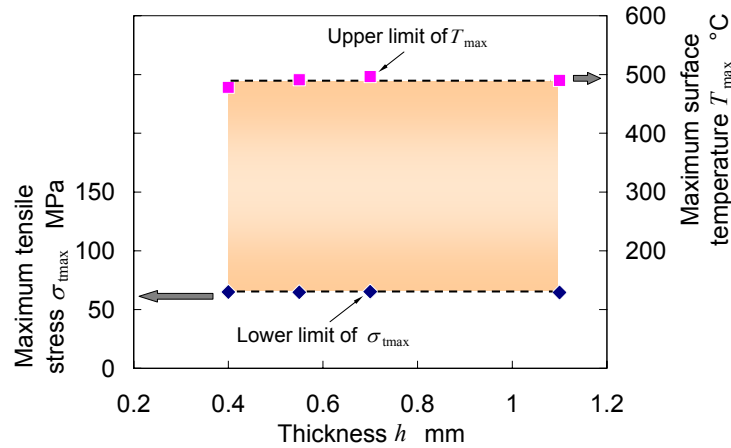


Fig. 3.6 Maximum tensile stress σ_{tmax} and maximum surface temperature T_{max} for each glass substrate with thickness from 0.4 to 1.1 millimeters

厚 0.7 mm の場合と同様に，0.4, 0.55, および 1.1 mm の板厚においても，スクライブ可能な冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値が存在するといえる．

Fig. 3.6 に，板厚 0.4, 0.55, および 1.1 mm と 0.7 mm の冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値をまとめて示す．それぞれの板厚の σ_{tmax} の下限値はほぼ一定となり，その値は約 65 MPa となった．一方， T_{max} の上限値もほぼ一定となり，その値は約 500 °C となった．このように，板厚が 0.4~1.1 mm の場合，熱弾性解析を行えば，板厚に関わらず，実験で得られるレーザスクライブ可能条件を冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から推定することができると思われる．

3.4.2.2 板厚の影響

Fig. 3.7 に，冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} 発生位置における $x-z$ 面の温度分布と基板の変形状態を示す．Fig. 3.4 の五つのスクライブ条件から， $P=30.4$ W, $v=80$ mm/s, $P=52.8$ W, $v=160$ mm/s, および $P=71.0$ W, $v=320$ mm/s の三つの条件を選択した． $x-z$ 面の温度分布は，Fig. 2.1 (c) のように，冷却直下のガラス基板内部に高温領域が残存している．スクライブ速度が低速になるほど，内部まで熱が伝わっている．板厚 0.4 mm の $P=30.4$ W, $v=80$ mm/s の条件では，裏面が約 200 °C まで温度上昇している．

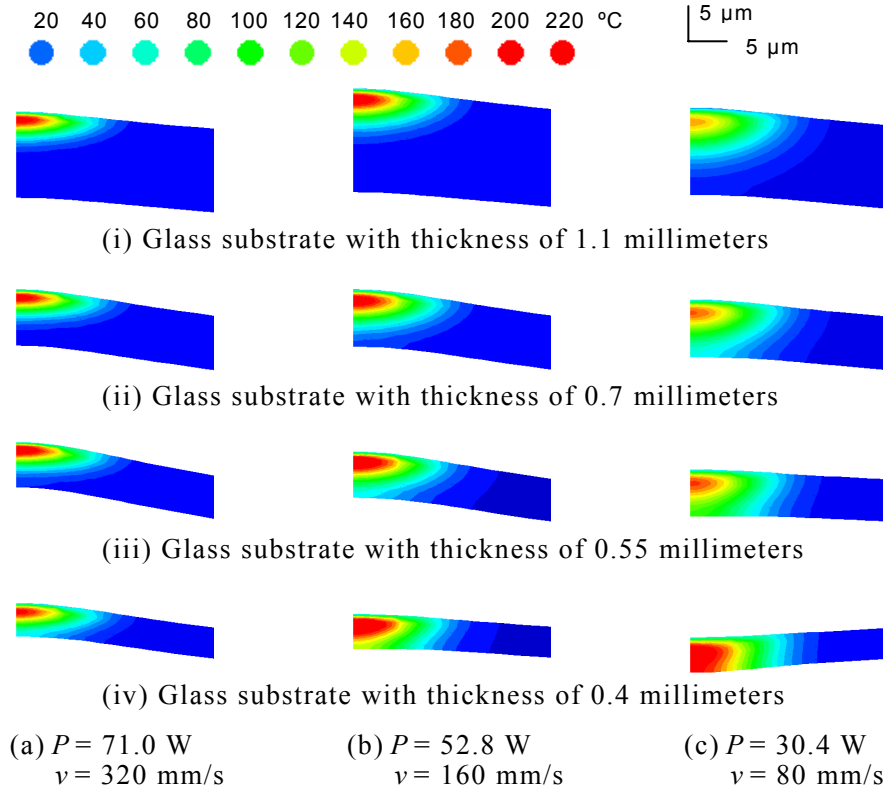


Fig. 3.7 Temperature distributions on $x-z$ plane and deformation at the time when $\sigma_{t\max}$ is generated for each glass substrate with thickness of 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters

このとき、基板は表面側に凹に変形している。それ以外は、表面側に凸に変形している。

次に、**Fig. 3.8** に、**Fig. 3.7** に対応する応力分布を示す。**Fig. 3.1 (d)**と同様に、冷却域の表面で引張応力が生じ、**Fig. 3.7** の冷却域直下の高温領域が圧縮応力場となっている。

Fig. 3.9 に、**Fig. 3.4** に対応した五つの条件の $\sigma_{t\max}$ を、板厚に関して整理して示す。いずれの条件でも $\sigma_{t\max}$ は上に凸となり、 $\sigma_{t\max}$ が極大となる板厚はスクライブ速度が高速になるほど薄い方にシフトし、低速になるほど厚い方にシフトする傾向がある。 $P = 71.0 \text{ W}$ 、 $v = 320 \text{ mm/s}$ の条件において、 $\sigma_{t\max}$ が極大となる板厚は 0.4 mm に近づくので、 $\sigma_{t\max}$ は、板厚 1.1 mm で前述のスクライブ可能な下限値（図中、Lower limit of $\sigma_{t\max}$ ）より小さくなる。このため、板厚 1.1 mm ではスクライブ不可になった

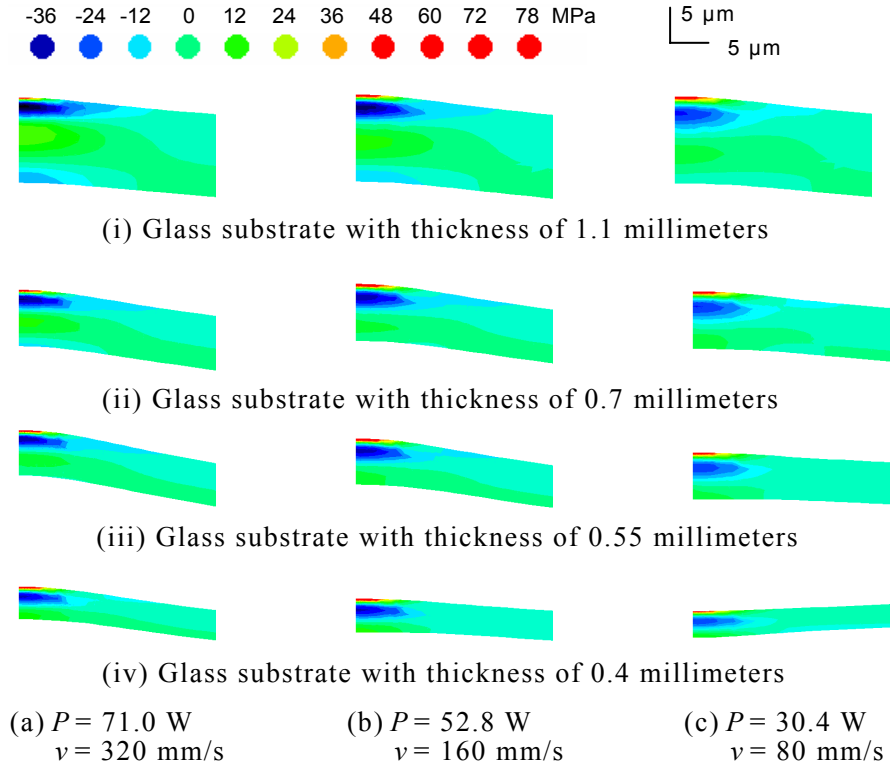


Fig. 3.8 Stress distributions of σ_{xx} on $x-z$ plane and deformation at the time when σ_{tmax} is generated for each glass substrate with thickness of 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters

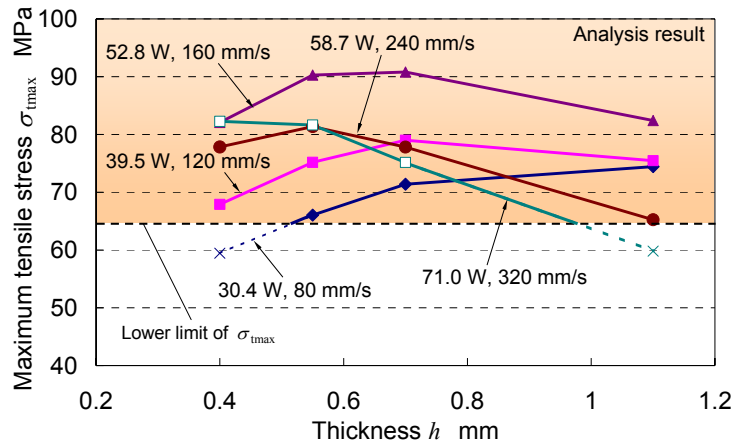
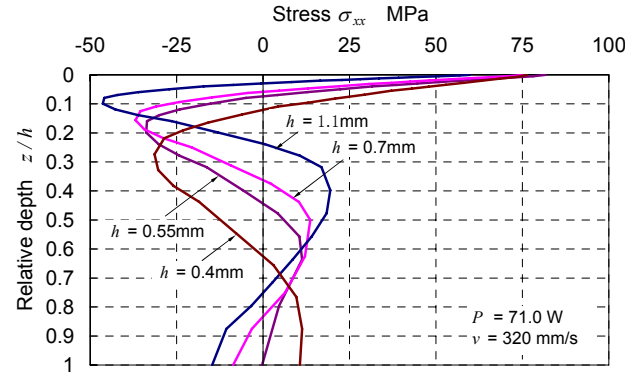
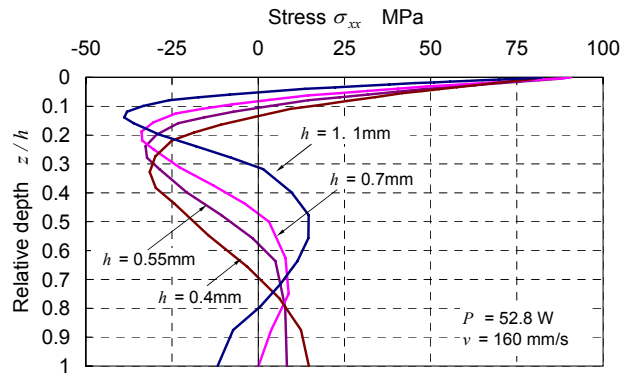


Fig. 3.9 Maximum tensile stress σ_{tmax} of each laser scribe conditions for each glass substrate with thickness of 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters

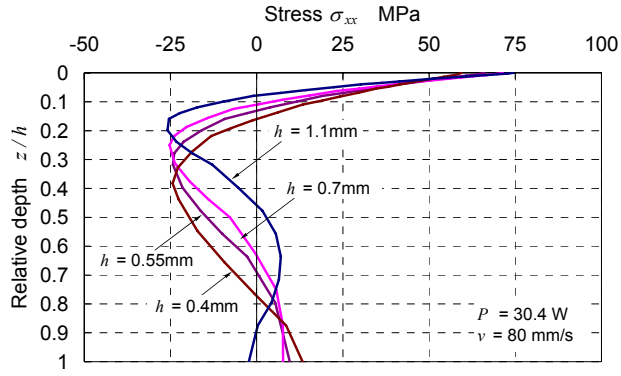
と考えられる．逆に， $P = 30.4 \text{ W}$ ， $v = 80 \text{ mm/s}$ の条件において， σ_{tmax} が極大となる板厚は 1.1 mm 以上となり， σ_{tmax} は板厚 0.4 mm でスクライブ



(a) $P = 71.0 \text{ W}$, $v = 320 \text{ mm/s}$



(b) $P = 52.8 \text{ W}$, $v = 160 \text{ mm/s}$



(c) $P = 30.4 \text{ W}$, $v = 80 \text{ mm/s}$

Fig. 3.10 Stress distributions of σ_{xx} along the z -axis at the time of $\sigma_{t_{\max}}$ generated for each glass substrate with thickness of 0.4, 0.55, 0.7, and 1.1 millimeters

可能な下限値より小さくなる．その結果，板厚 0.4 mm でスクライプ不可となったと考えられる．

Fig. 3.9 の板厚に対する冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t_{\max}}$ の傾向は，Fig. 3.4 の板厚に対する亀裂深さ D_c の傾向とおおむね一致している．ただし，

Fig. 3.9 において、たとえば、 $P = 30.4 \text{ W}$ 、 $v = 80 \text{ mm/s}$ と $P = 39.5 \text{ W}$ 、 $v = 120 \text{ mm/s}$ のときの $\sigma_{t\max}$ は、 $P = 52.8 \text{ W}$ 、 $v = 160 \text{ mm/s}$ のときの $\sigma_{t\max}$ より小さいにも関わらず、Fig. 3.4 の亀裂深さ D_c は深くなっている。他にも、板厚 0.4mm において、 $P = 59.7 \text{ W}$ 、 $v = 240 \text{ mm/s}$ と $P = 71.0 \text{ W}$ 、 $v = 320 \text{ mm/s}$ のときに、同様の傾向がみられる。このことは、 $\sigma_{t\max}$ だけでは亀裂深さ D_c の実験結果をすべて説明できないことを意味している。

第 2 章において、比較的浅い位置に大きな内部圧縮応力場が存在すると亀裂進展が妨げられて亀裂が湾曲するが、内部圧縮応力場がある程度小さくて適度に深くなると、亀裂は伸びやすくなることを示した。このことを踏まえて、スクライブ条件と内部圧縮応力場、およびその深さの関係を調べた。 z の値を板厚 h で除した無次元量 z/h を相対深さとし、相対深さと応力 σ_{xx} の関係を **Fig. 3.10** に示す。Fig. 3.10 (a) から Fig. 3.10 (c) へとスクライブ速度が低速になると、いずれの板厚においても内部圧縮応力が減少している。また、その深さが深くなる傾向がある。これらのことから、上で例に挙げた条件のように、 $\sigma_{t\max}$ が小さいにも関わらず、亀裂深さ D_c が深くなったと考えられる。

なお、Fig. 3.10 において、 $P = 30.4 \text{ W}$ 、 $v = 80 \text{ mm/s}$ の条件における板厚 0.4 mm の内部圧縮応力場の相対深さが、どの条件よりも深くなっている。その相対深さ z/h は約 0.4 で板厚の中央に近い。このことが、Fig. 3.7 (c) (iv)、および Fig. 3.8 (c) (iv) のように、基板の表面側に凹に変形する要因の一つになると考えられる。

3.5 ガラスのレーザスクライブにおける線膨張係数の影響

3.5.1 実験結果

アルミノシリケートガラス基板におけるレーザスクライブ可能条件を、レーザ出力に対するスクライブ可能速度として求めた。その実験結果とそれぞれの条件における亀裂深さ D_c を **Fig. 3.11** (a) に示す。線膨張係数による差異を比較するため、第 2 章のソーダガラス基板の実験結果を Fig. 3.11 (b) に再掲する。Fig. 3.11 (a) (i) と Fig. 3.11 (b) (i) において、高速側の \times 印はレーザスクライブの亀裂進行が停止した状態を表しており、

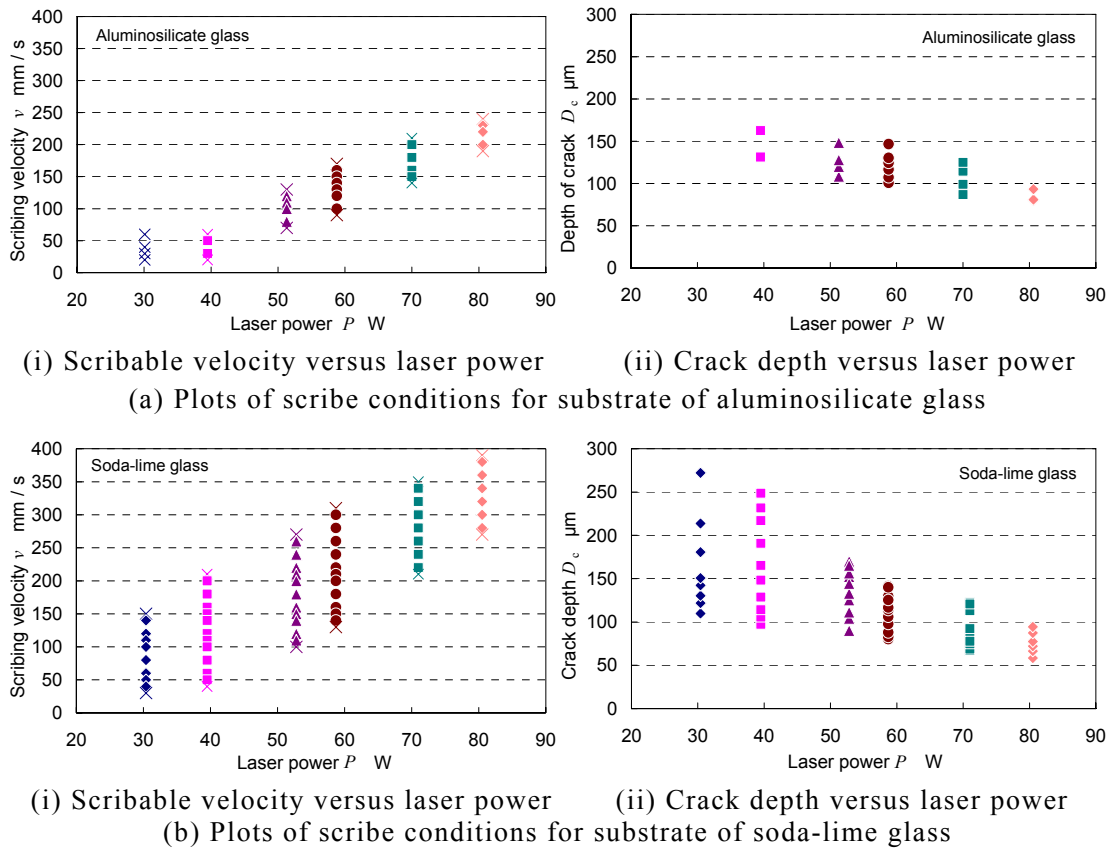


Fig. 3.11 The domain of laser scribable conditions and crack depth of aluminosilicate glass and soda-lime glass. (i) “x” marks at higher velocities represent conditions in which crack progress was arrested and “x” marks at lower velocities represent conditions in which the glass surface was damaged by laser heating. (ii) Deeper crack depth corresponds to lower velocity conditions.

低速側の×印は熱的なダメージがガラス基板表面に残った状態を表している． Fig. 3.11 (a) (ii)と Fig. 3.11 (b) (ii)における各レーザ出力に対する亀裂深さ D_c は，その深さが深い方がスクライブ速度の低速側に，浅い方が高速側に対応している． なお，石英ガラスは，アルミノシリケートガラスのスクライブ可能条件ではスクライブできなかった．

アルミノシリケートガラスにおいても，レーザ出力が増加するにつれ，スクライブ可能速度が高速になる傾向がある． レーザ出力に対する熱的なダメージが生じたスクライブ速度（低速側の×印）と亀裂進行が停止したスクライブ速度（高速側の×印）は， Fig. 3.11 (b)のソーダガラスと比較して，どちらも低速になった．

3.5.2 結果の考察

3.5.2.1 スクライブ可能条件の推定

第2章において，ソーダガラス基板のスクライブ可能条件は，加熱直後の冷却域で発生する表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と，加熱域のガラス基板表面の最高到達温度 T_{max} の上限値で推定できることを明らかにした．線膨張係数の差異によるスクライブ可能条件を比較するため，ソーダガラスの解析結果を **Fig. 3.12 (a)**に再掲する．ここでも同様にして，アルミノシリケートガラスのスクライブ可能であったレーザ出力とスクライブ速度の実験条件のもとで熱弾性解析を行った．その結果を **Fig. 3.12 (b)**に示す．図中の下側のプロット点群は冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} （左縦軸）を，上側のプロット点群は表面最高到達温度 T_{max} （右縦軸）を表している．それぞれのプロット点群の高速側の×印が，**Fig. 3.11 (a) (i)**と **Fig. 3.11 (b) (i)**のレーザスクライブの亀裂進行が途中で停止した条件に対応しており，低速側の×印が熱的なダメージが生じて不適切と判断した条件に対応している．また，**Fig. 3.12 (c)**は，石英ガラスのスクライブ不可であった条件の解析結果である．

Fig. 3.12 (b)のアルミノシリケートガラスにおいて，レーザ出力が一定のとき，スクライブ速度が高速になると σ_{tmax} は減少している．これが，**Fig. 3.11 (a) (ii)**において，高速側で亀裂深さが浅くなる理由である．いずれのレーザ出力のときも， σ_{tmax} の下限値はスクライブ速度に依存せずほぼ一定となり，その値は約 60 MPa となって，ソーダガラスの σ_{tmax} の下限値（約 65 MPa）とほぼ等しい値となった．これは，**Table 3.2** の各試料の表面エネルギーに大きな差がないことによると考えられる．いずれにしても，この σ_{tmax} の下限値以上であれば，レーザスクライブの亀裂が進行するといえる．

一方，**Fig. 3.12 (b)**において， T_{max} に着目すると，レーザ出力が一定のとき，スクライブ速度が低速になると T_{max} は増加し，いずれのレーザ出力のときも， T_{max} の上限値はスクライブ速度に依存せずほぼ一定となって，その値は約 700 °C となった．この値は，ソーダガラスの T_{max} の上限値（約 500 °C）より高い．これは，**Table 3.2** に示したように，ソーダガラスの

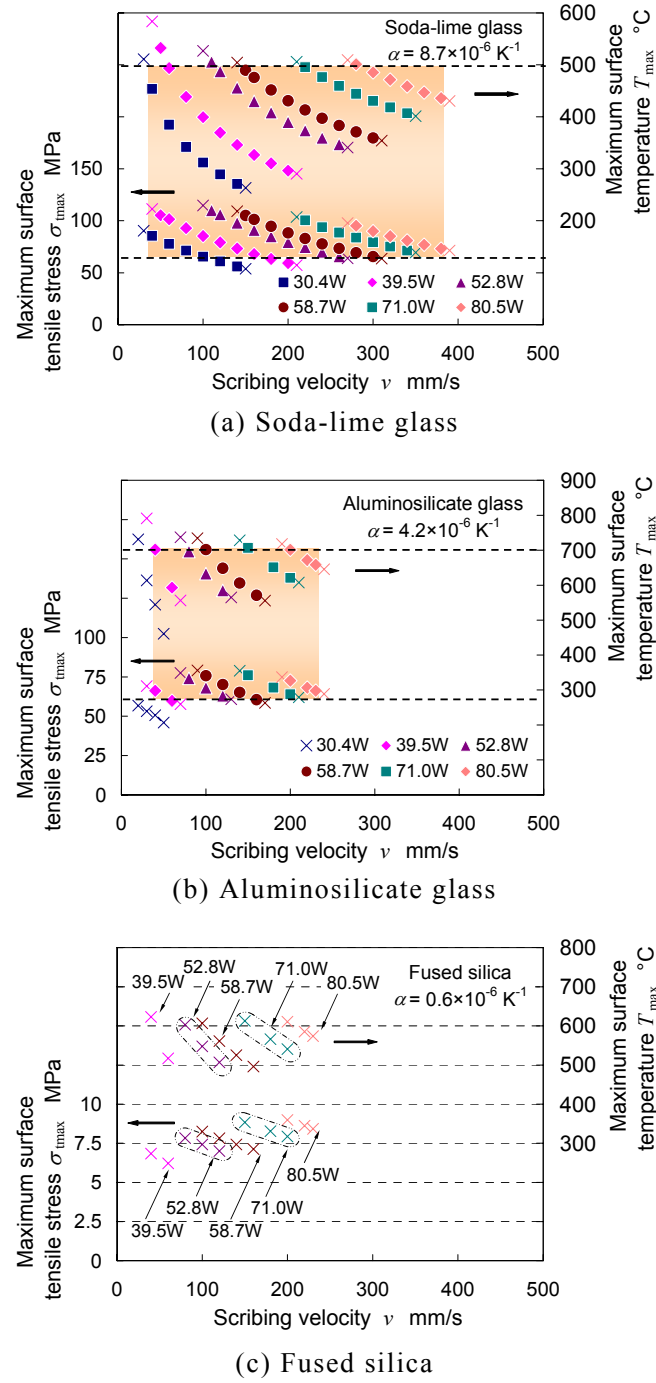


Fig. 3.12 Analysis results of maximum tensile stress $\sigma_{t\max}$ and maximum surface temperature T_{\max} of soda-lime glass, aluminosilicate glass, and fused silica. The “x” marks at higher velocity correspond to the conditions in which laser scribe crack progress was arrested and “x” marks at lower velocity correspond to the conditions with which there was residual thermal damage. (a) and (b) correspond to Figs. 3.11 (b) (i) and 3.11 (a) (i), respectively.

軟化点が 720～730 °C であるのに対して，アルミノシリケートガラスの軟化点が 975 °C と高いことに起因していると考えられる．いずれにしても，この T_{\max} の上限値以下ではアルミノシリケートガラス基板表面に熱的なダメージが生じないといえる．つまり，ソーダガラスと比較して，線膨張係数が $4.2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ と小さいアルミノシリケートガラスにおいても，スクライプ可能な $\sigma_{t\max}$ の下限値と T_{\max} の上限値が存在するといえる．

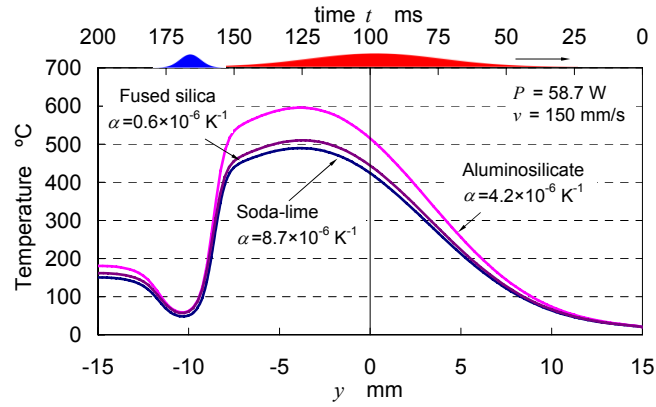
これより，熱弾性解析を行えば，実験で得られるレーザスクライプ可能条件を冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ の下限値と表面最高到達温度 T_{\max} の上限値から推定することができる．

なお，Fig. 3.12 (c)から，石英ガラスでも，レーザ出力が一定のとき，スクライプ速度が低速になると $\sigma_{t\max}$ と T_{\max} は増加する傾向があることがわかる．

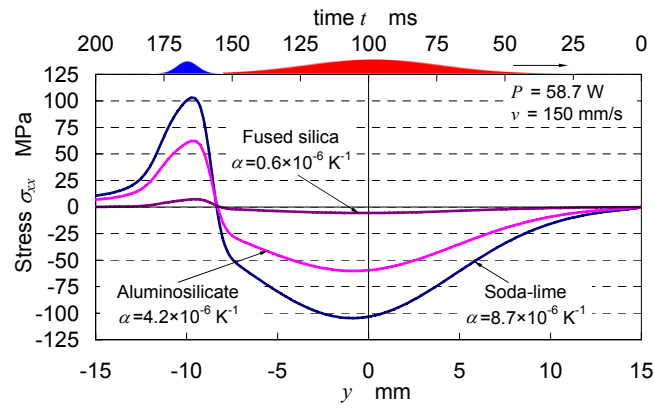
3.5.2.2 線膨張係数の影響

線膨張係数が減少したときのレーザスクライプへの影響を把握するため，レーザ出力 $P = 58.7 \text{ W}$ ，スクライプ速度 $v = 150 \text{ mm/s}$ のスクライプ条件におけるスクライプ線上の温度と応力 σ_{xx} の時間変化を求めた．また，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ 発生時の z 軸上の σ_{xx} の応力分布を求めた．その結果を **Fig. 3.13** に示す．Fig. 3.13 (a)と Fig. 3.13 (b)において，時刻 $t = 100 \text{ ms}$ がレーザビームの中心位置に対応し，時刻 $t = 167 \text{ ms}$ が冷却域の中心位置に対応している．

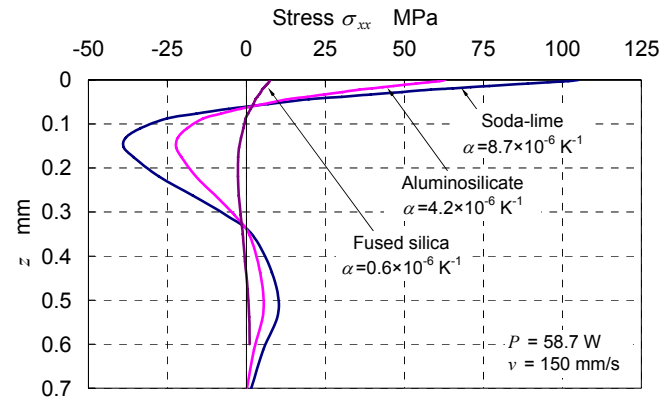
Fig. 3.13 (a)では，表面最高到達温度 T_{\max} に約 100 °C の差があるものの，ほぼ同じ温度分布の形状となっている．この温度差は，各試料の熱物性値が異なることによる．Fig. 3.13 (b)，および Fig. 3.13 (c)でも，ほぼ同じ応力分布の形状になっている．しかしながら，発生応力に大きな差が生じている．冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ は，線膨張係数が減少すると急激に減少している．ここで，各試料の表面エネルギーに大きな差がないことから (Table 3.2)，石英ガラスの $\sigma_{t\max}$ の下限値をアルミノシリケートガラスと同じ約 60 MPa と仮定する．ソーダガラスの $\sigma_{t\max}$ は 103 MPa であるのに対して，石英ガラスでは， $\sigma_{t\max}$ が 7 MPa まで減少し，仮定した $\sigma_{t\max}$ の下限値以下となっている．このことが，アルミノシリケートガラ



(a) Time variations of glass surface temperature



(b) Time variations of surface stress of σ_{xx}



(c) Stress distributions along the z -axis at the time $\sigma_{t_{\max}}$ is generated

Fig. 3.13 Temperature distributions and stress distributions of σ_{xx} for soda-lime glass, aluminosilicate glass, and fused silica ($P = 58.7$ W, $v = 150$ mm/s)

スのスクライブ可能条件で石英ガラスがスクライブできなかった理由として考えられる。

線膨張係数が小さく，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t_{\max}}$ が発生しにくい

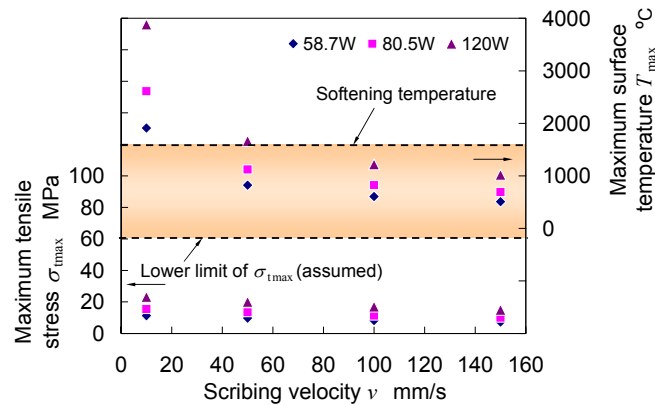


Fig. 3.14 Analysis results of maximum tensile stress σ_{tmax} and maximum surface temperature T_{max} of fused silica with lower scribe velocity and higher power compared with Fig. 3.12 (c)

石英ガラスにおいても，Fig. 3.12 (c)から，スクライブ速度を減少させ，また，レーザ出力を増加させることにより， σ_{tmax} を増加させることができる．そこで，スクライブ速度 v を，150, 100, 50, 10 mm/sと減少させ，レーザ出力 P を58.7, 80.5, 120 Wと増加させたときの冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} と表面最高到達温度 T_{max} を求めた．その結果を**Fig. 3.14**に示す．図中に，仮定した石英ガラスの σ_{tmax} の下限值約60 MPaと，石英ガラスの軟化点1600 °Cを示している．

Fig. 3.14において， $P=120$ W， $v=10$ mm/sの条件で， σ_{tmax} は23 MPaまで増加した．しかしながら，この値は，仮定した σ_{tmax} の下限值約60 MPaよりはるかに小さい．しかも，この条件における T_{max} は約3900 °Cとなり，石英ガラスの軟化点1600 °C以上に加熱されている．よって，亀裂は進行せず，表面に熱的なダメージが発生すると推測される．このような理由により，石英ガラスは，通常，レーザスクライブできないといえる．

この結果から推測して，線膨張係数がアルミノシリケートガラス以上で，軟化点がアルミノシリケートガラスと同程度以上のガラス，または，耐熱温度がそれより高い硬脆材料であれば，Fig. 3.2に示す方法でレーザスクライブが可能であると考えられる．そこで，線膨張係数 $\alpha =$ 約 $7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ，板厚 0.635 mm のアルミナセラミック基板（京セラ社製 A476T¹⁰⁾）を用いて，レーザ照射実験を行った．その結果，アルミナセ

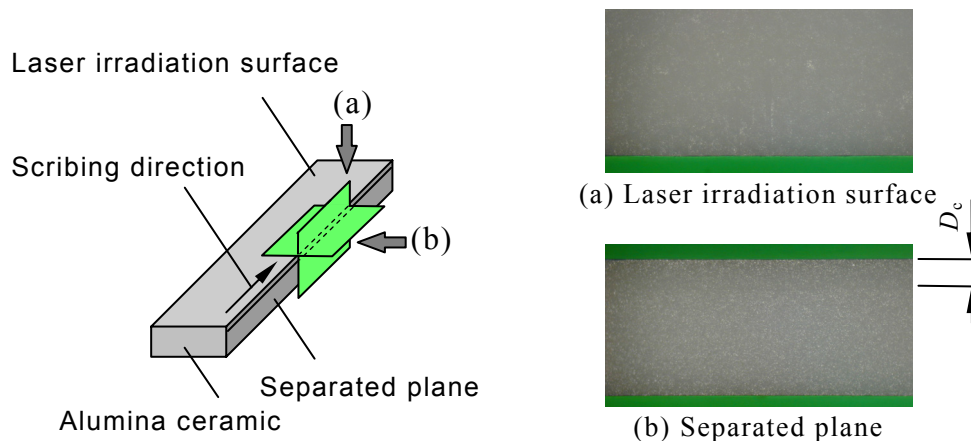


Fig. 3.15 An example of a face of alumina ceramic (Al_2O_3) scribed by laser

ラミックにおいてもレーザスクライブが可能であった．手で分断した断面の光学顕微鏡写真を **Fig. 3.15** に示す．レーザスクライブで形成された亀裂 D_c が確認でき (Fig. 3.15 (b))，表面に熱的なダメージも生じていない (Fig. 3.15 (a))．ちなみに，アルミナセラミクの耐熱温度は $1500\text{ }^\circ\text{C}$ 以上で，アルミノシリケートガラスの軟化点 $975\text{ }^\circ\text{C}$ より高い．この実験結果は，先述の推測を実証した一例といえる．

3.6 結 言

本章では，レーザスクライブの実用化を考慮し，レーザスクライブにおけるガラス基板の板厚と線膨張係数の影響を明らかにすることを目的とした．まず，液晶ディスプレイ (LCD) 用ガラス基板の薄板化を考慮し，板厚 $0.4, 0.55, 0.7$ ，および 1.1 mm のソーダガラス基板のスクライブ可能条件を踏まえて二次元熱弾性解析を行い，板厚の影響を考察した．次に，ソーダガラスと比較して線膨張係数が小さい LCD 用のアルミノシリケートガラスと，それより線膨張係数が小さい石英ガラスにおいて，実験と解析を行い，線膨張係数の影響を考察した．その結果，以下の様な結論を得た．

- (1) 板厚 0.7 mm と同様に，板厚 $0.4, 0.55$ ，および 1.1 mm においても，レーザスクライブ可能条件では，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$

の下限值と表面最高到達温度 T_{\max} の上限値は，レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる．それらの値は板厚にも依存しない．

- (2) したがって，板厚が 0.4～1.1 mm の場合，熱弾性解析を行えば，板厚に関わらず，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ の下限値と表面最高到達温度 T_{\max} の上限値から，レーザスクライブ可能条件を推定できる．
- (3) それぞれのスクライブ条件において，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ が極大となる板厚が存在し，その板厚は，スクライブ速度が高速になると薄くなり，低速になると厚くなる傾向がある．それに起因して，亀裂深さについても，ほぼ同様の傾向となる．
- (4) 線膨張係数がソーダガラスより小さいアルミノシリケートガラスにおいても，レーザスクライブ可能条件では，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ の下限値と表面最高到達温度 T_{\max} の上限値は，レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる．
- (5) したがって，実験結果に基づいて熱弾性解析を行えば，冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ の下限値と表面最高到達温度 T_{\max} の上限値から，アルミノシリケートガラスのレーザスクライブ可能条件を推定できる．
- (6) 線膨張係数が $\alpha = 0.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ と小さい石英ガラスは，通常，レーザスクライブは不可能である．
- (7) 線膨張係数 $\alpha = 4.2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 以上で，軟化点や耐熱温度が 975 °C 程度以上の硬脆性材料であれば，レーザスクライブができる可能性がある．ちなみに，線膨張係数 $\alpha = \text{約 } 7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ で，耐熱温度 1500 °C 以上のアルミナセラミック基板はレーザスクライブ可能であった．

参考文献

- 1) 日本機械学会 伝熱工学資料，改訂第 4 版，V．物性編，日本機械学会，(1986)，556．
- 2) E.B. Shand: Glass Engineering Handbook, 2nd ed., McGraw-Hill, (1958),

- 4.
- 3) 渡部紀夫：ガラス工学ハンドブック，朝倉書店，(1999)，441.
 - 4) Wiederborn S. M.: Fracture Surface Energy of Glass, J. Amer. Ceram. Soc., **52** (1969), 99.
 - 5) Corning® 1737 AMLCD Glass Substrate Material Information, (2004).
 - 6) <http://www.agc.co.jp/quartz/sq4.html>
 - 7) http://www.roymech.co.uk/Useful_Table/Prop_Solids.htm
 - 8) Kitamura R., Pilon L., and Jonasz M.: Optical constants of Silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature, Applied Optics, Optical Society of America, 46, 33 (2007), 8118.
 - 9) 山本幸司，羽阪 登，森田英毅，大村悦二：レーザスクライブ線に沿ったレーザ照射によるガラスの亀裂伸長，精密工学会誌，**74**，11 (2008)，1182.
 - 10) <http://www.kyocera.co.jp/prdct/fc/product/pdf/material.pdf>

第4章 レーザクロススクライプ機構

4.1 緒言

レーザスクライプを行う場合、スクライプを開始するガラス基板端に必ず初期亀裂を形成しなければならない。Fig. 4.1 のように、1 次スクライプ線に直交して 2 次スクライプを形成するレーザクロススクライプを行う場合、1 次スクライプ線のエッジに初期亀裂を導入していないので、Fig. 4.1 (a) のように 2 次スクライプは 1 次スクライプ線で停止することになる。実際には、Fig. 4.1 (b) のように 2 次スクライプが進行し、レーザクロススクライプは可能である。しかしながら、レーザクロススクライプにおいて、2 次スクライプが進行する加工メカニズムは明らかにされていない。

本章では、レーザクロススクライプにおける 2 次スクライプの進行を理論的に明らかにすることを目的とした。まず、レーザクロススクライプ実験を行い、分断した基板の交点部のレーザ照射面と分断面を観察した。次に、実験結果に基づいて有限要素法による三次元熱弾性解析を行い、2 次スクライプの進行機構を考察した。

4.2 実験方法と結果

4.2.1 実験方法

実験は第 2 章と同じ装置を用いた。Fig. 4.2 にレーザビームによる加熱

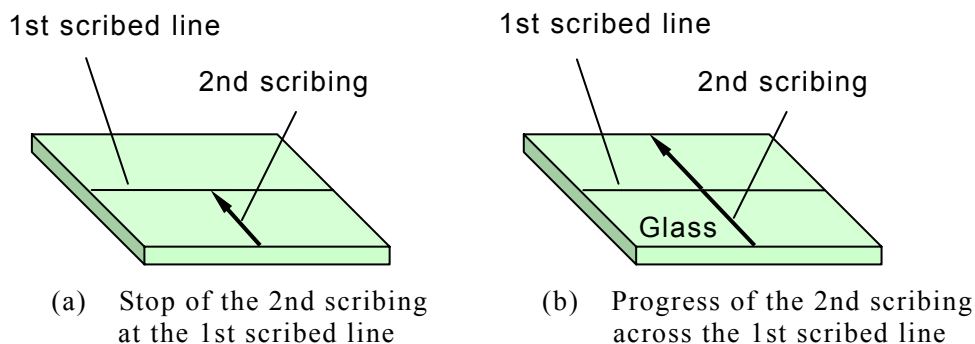


Fig. 4.1 Schematic of laser cross scribe

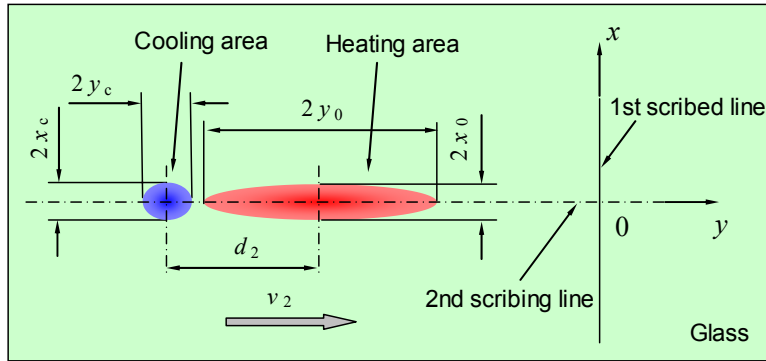


Fig. 4.2 Definitions and variables of geometry used for heating area, cooling area, and each distance

Table 4.1 2nd scribing conditions for experiment and FEM analysis

Glass thickness	0.7 mm
Glass size	200 mm × 200 mm
v_2 2nd scribe velocity	160~280 mm/s
P_2 Laser power	58.7 W
$2x_0$ Minor axis of heating area	2.1 mm
$2y_0$ Major axis of heating area	22.0 mm
d_2 Cooling point distance	10 mm
$2x_c$ Minor axis of cooling area	2.0 mm
$2y_c$ Major axis of cooling area	3.0 mm

域とウォータージェットによる冷却域の位置関係を示す．試料にはソーダガラス基板を用いた．200 mm × 200 mm のガラス基板の中央付近でレーザークロススクライブを行った．**Table 4.1** に試料寸法，板厚，レーザー照射条件，および冷却条件を示す．

1 次スクライブ条件は，レーザー出力 $P_1 = 58.7$ W，スクライブ速度 $v_1 = 240$ mm/s，冷却点距離 $d_1 = 10$ mm とした．亀裂深さは 108 μm であった．2 次スクライブ条件は，レーザー出力 $P_2 = 58.7$ W においてスクライブ可能速度 $v_2 = 160 \sim 280$ mm/s の範囲内で，20 mm/s 刻みでスクライブ速度を変化させた．冷却点距離 $d_2 = 10$ mm とした．2 次スクライブ後，2 次スクライブ線から先にガラス基板を手で分断し，次に，1 次スクライブ線を手で分

断した．交点部のレーザ照射面，および 1 次スクライブと 2 次スクライブの分断面を光学顕微鏡で観察した．

4.2.2 実験結果

上記レーザ照射条件で，レーザクロススクライブを行った結果，いずれの 2 次スクライブ速度においても，2 次スクライブの進行が 1 次スクライブ線で止まることはなかった．**Fig. 4.3** にレーザクロススクライブを行った交点部の顕微鏡写真を示す．Fig. 4.3 (a)は 2 次スクライブの分断面を，Fig. 4.3 (b)は交点部のレーザ照射面を，Fig. 4.3 (c)～(i)は，それぞれの 2 次スクライブ速度における 1 次スクライブの分断面を示しており，2 次スクライブのレーザ光が手前から奥へ走査されている．2 次スクライブの分断面 (Fig. 4.3 (a))，およびレーザ照射面 (Fig. 4.3 (b)) においては，特別な変化は観察されなか

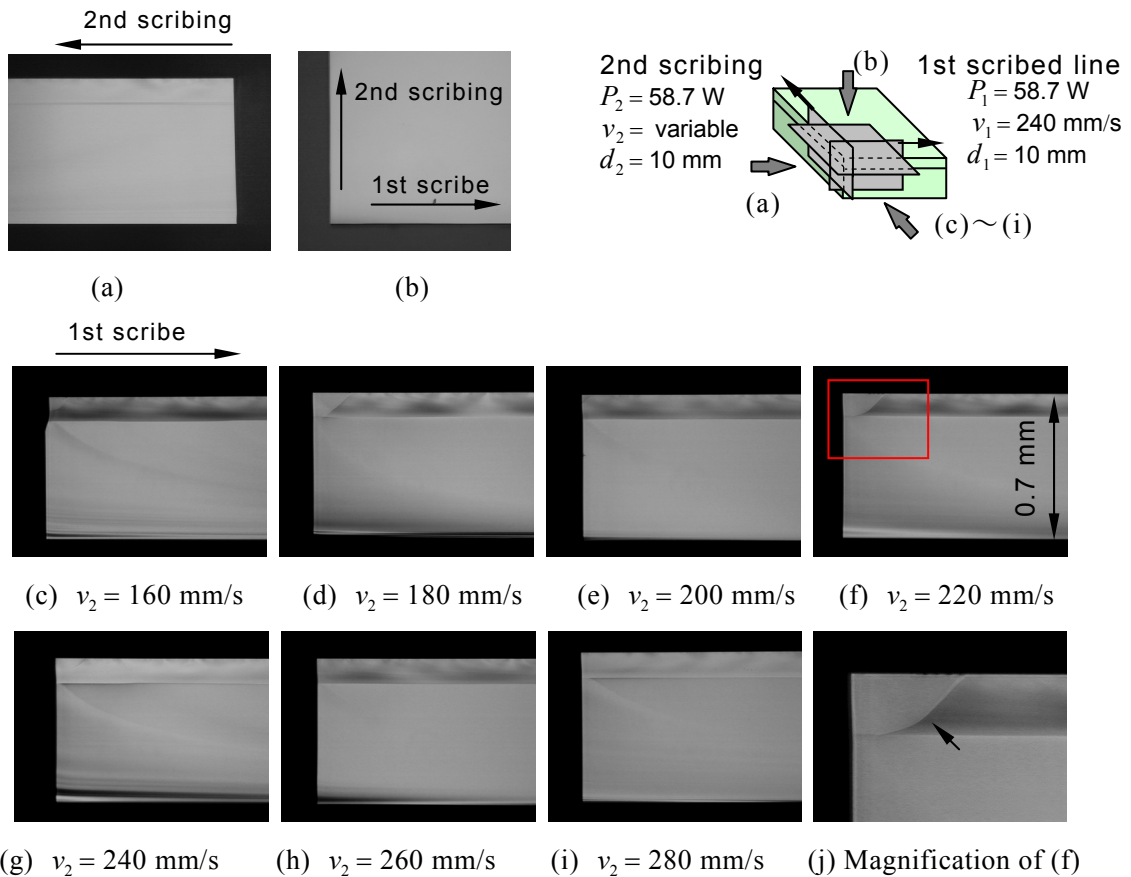


Fig. 4.3 Photographs at the intersection in laser scribe; (a) Separated plane of the 2nd scribing, (b) Laser irradiation surface, (c)-(i) Separated planes of the 1st scribing (2nd scribe velocities $v_2 = 160$ to 280 mm/s), and (j) Magnification of (f)

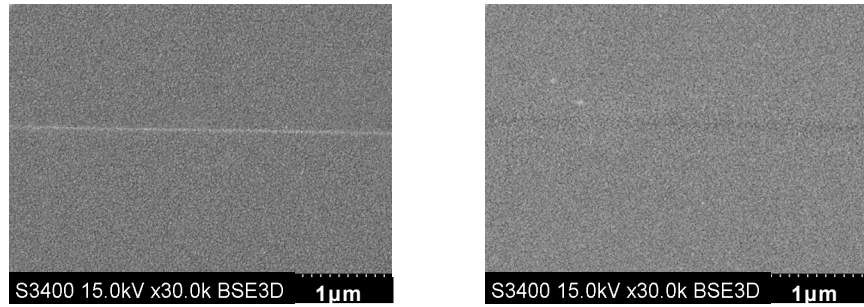
った．ところが，2 次スクライブ速度 $v_2 = 160 \sim 240 \text{ mm/s}$ の 1 次スクライブ面では，レーザスクライブの亀裂面上に模様（後に，この模様を圧接痕と呼ぶ）が観察された（Fig. 4.3 (c)～(g)）．Fig. 4.3 (f)の模様を，拡大して Fig. 4.3 (j)に示す．この模様は，1 次スクライブのみでは確認できないことから，2 次スクライブ時に生じていると考えられる．2 次スクライブ速度 $v_2 = 260, 280 \text{ mm/s}$ では，1 次スクライブの分断面において，この模様は確認できなかった（Fig. 4.3 (h), (i)）．

この実験結果から，レーザクロススクライブを行うと，1 次スクライブ面に模様が生じる場合と模様が生じない場合の二つの形態が生じ，この模様は，2 次スクライブ可能速度の低速側で生成されやすい傾向があるといえる．

4.3 熱応力解析

レーザスクライブは，冷却域で発生する引張応力により，初期亀裂からスクライブ方向に亀裂を進行させる加工法である．加工時は，冷却域で進行する亀裂を目視で確認できる．進行する亀裂を確認できるのは，亀裂面で光が反射することによる．すなわち，冷却域で生じる大きな引張応力により，亀裂が開いた状態となるためである．加工後は，引張応力の緩和に伴い，レーザスクライブの亀裂は閉じて見えなくなる．

レーザスクライブ線を走査電子顕微鏡（日立ハイテクノロジーズ製 S-3400N）を用いてレーザ照射面側から観察した．観察した写真を **Fig. 4.4** に示す．Fig. 4.4 (a)は，初期亀裂から約 1 mm の位置の写真である．この位置においても，レーザスクライブ亀裂は $1 \mu\text{m}$ も開いていないことがわかる．その位置から進行方向に観察していくと，Fig. 4.4 (b)のように徐々に亀裂が確認しにくくなり，すぐに，亀裂が確認できなくなった．このことから，加工後，レーザスクライブの亀裂は密に接触しているといえる．初期亀裂から 1 mm 程度の位置でレーザスクライブ線が確認できたのは，機械的な初期亀裂の形成によって生じる残留応力の影響を受けて，初期亀裂近傍では，亀裂が開いた状態となっているためである．初期亀裂から遠ざかると，この残留応力の影響が小さくなるので，スクライブ線が確認できなくなると考えられる．



(a) Glass surface where laser scribed line can be seen

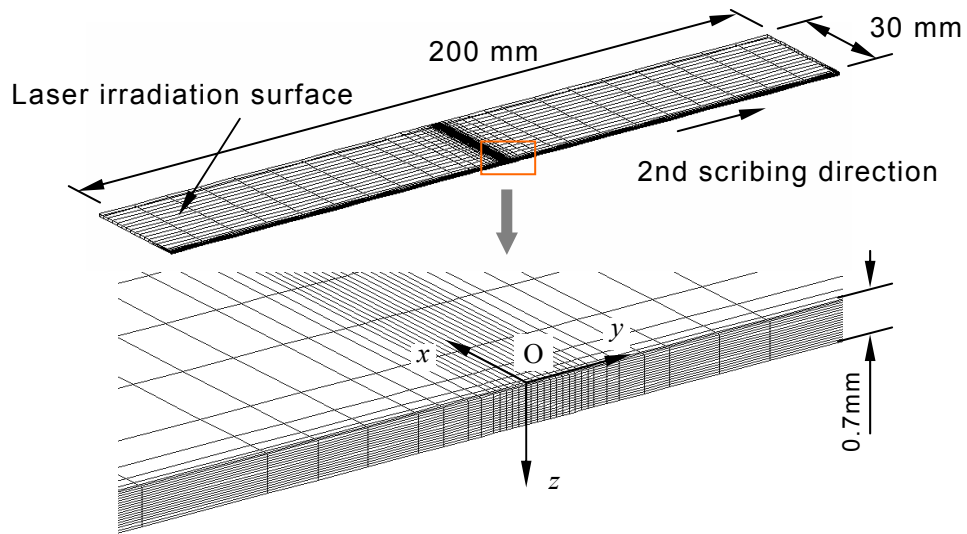
(b) Glass surface where laser scribed line becomes invisible gradually.

Fig. 4.4 Photographs of laser scribed line near the initial crack at the start edge observed through scanning electronic microscopy

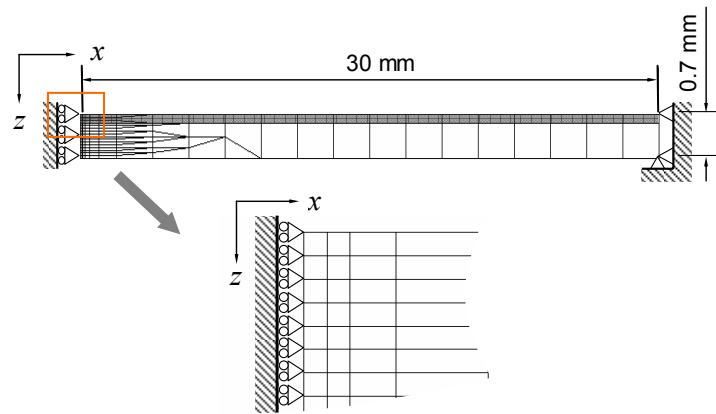
レーザスクライブで形成される亀裂は密に接触しているので，1次スクライブ線を設けず，2次スクライブの解析を行っても熱的な影響は小さいと考えられる．1次スクライブ線の有無による力学的な影響も考えられるが，本研究では，簡単化のため，1次スクライブ線がないモデルを用いた．この解析モデルをモデル A と呼ぶ．

Fig. 4.5 に有限要素モデルを示す．対称性を考慮して $0.7 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ の領域を解析した．**Fig. 4.5 (a)**のように，ガラス基板のレーザ照射面に $x-y$ 座標をとり， y 軸方向を2次スクライブ方向とし， z 軸方向を板厚方向とした．スクライブ長の中央を $y=0$ とし，1次スクライブ線と見立てた．ビーム幅方向（ x 軸方向）の分割の最小値を $58.6 \mu\text{m}$ とし，板厚方向（ z 軸方向）は $43.75 \mu\text{m}$ で均等に分割した．スクライブ長の中央付近をスクライブ方向（ y 軸方向）に $125 \mu\text{m}$ 間隔で分割した．総節点数は 9342，要素数は 9266 である．時間ステップは， $0.125 \text{ mm} / v_2 \text{ [s]}$ とした．また，**Fig. 4.5 (b)**のように，有限要素モデルの対称面（ $y-z$ 面）を x 軸方向に拘束し，対称面の反対側の側面を x 軸，および z 軸方向に拘束した．ガラスの物性値，加熱条件，および冷却条件は第2章と同様にした．

なお，4.4.2 項において，**Fig. 4.5 (b)** の網掛け部に接触要素を配し 1次スクライブ面の摩擦係数 μ を 0 として，2次スクライブの解析も行った．この解析モデルをモデル B と呼ぶ．



(a) Mesh geometry



(b) Cross section model

Fig. 4.5 Three-dimensional model for FEM analysis

4.4 実験結果の考察

4.4.1 圧接痕が生じる場合

4.4.1.1 圧接痕の生成に関わる応力

Fig. 4.3 (c)~(g)のような1次スクライブ面の模様（圧接痕）の発生要因を調べるため、2次スクライブ線上（ y 軸上）の応力分布を求めた．1次スクライブ面と見立てた $x-z$ 面において、表面の剪断応力 τ_{yx} 、および τ_{yz} は零であるため、 $x-z$ 面の垂直応力、すなわち、2次スクライブ進行方向（ y 軸方向）の応力 σ_{yy} に注目した．解析結果を **Fig. 4.6** に示す．

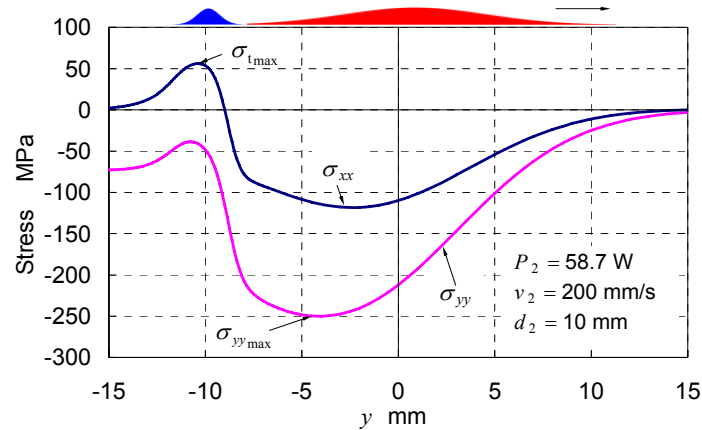


Fig. 4.6 Stress distributions along the y -axis (2nd scribe velocity $v_2 = 200$ mm/s)

図ではビーム中心を $y=0$ としており、応力分布はほぼ定常状態となっている．2 次スクライブ条件は，レーザ出力 $P_2 = 58.7$ W，スクライブ速度 $v_2 = 200$ mm/s，冷却点距離 $d_2 = 10$ mm とした． x 軸方向の表面応力 σ_{xx} も併せて示す．応力 σ_{xx} は，レーザ照射による加熱で圧縮となり，直後の冷却により，圧縮から引張へ転じる．この冷却域で発生する引張応力により，レーザスクライブが進行する^{1),2)}．

加熱域の応力 σ_{yy} は， σ_{xx} の約 2 倍と大きい圧縮となった．その直後の冷却により，圧縮が急激に減少するものの，引張とはならず圧縮状態が維持されている．つまり，2 次スクライブ時，1 次スクライブ面は常に圧縮された状態にあり，この圧縮応力が圧接痕生成に関わると考えられる．以下，表面の引張応力 σ_{xx} の最大値を σ_{tmax} と表し，圧縮応力 σ_{yy} の絶対値が最大となる値を $\sigma_{yy\ max}$ と表す．

次に，Fig. 4.6 と同じスクライブ条件における応力 σ_{yy} の三次元的な分布を **Fig. 4.7** に示す．Fig. 4.7 (a)はレーザ照射面である $x-y$ 面と $y-z$ 面を，Fig. 4.7 (b)は $y-z$ 面を示している．第 2 章で示したように，レーザスクライブにおける表面温度は，ビーム中心より遅れて最大値に達し，その直後，冷却され急激に低下する．内部温度は， z が増加するほど加熱と冷却の影響を受けにくくなる．冷却域では，表面層だけが冷却される．これに伴い，Fig. 4.7 のように，応力 σ_{yy} は加熱域の表面近傍で圧縮応力

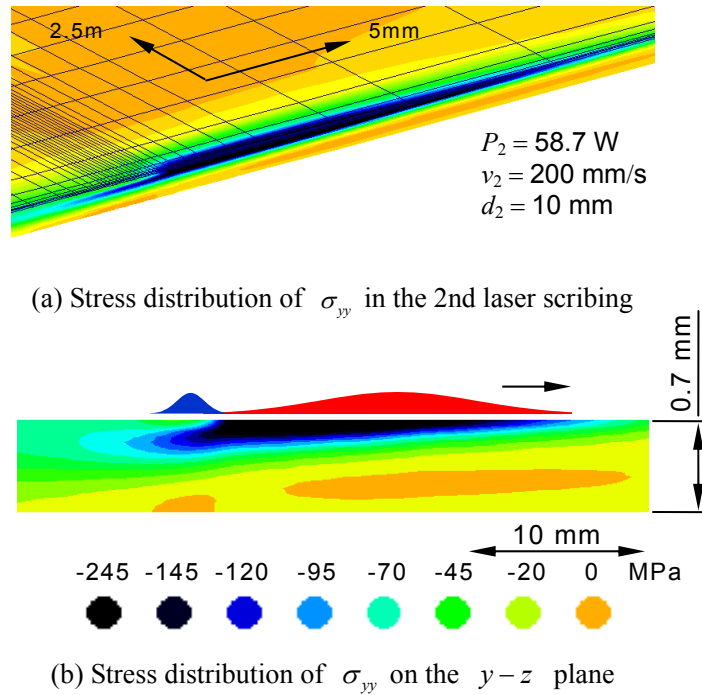


Fig. 4.7 Example of stress distributions of σ_{yy} by 3D-FEM analysis

が発生し、直後の急速冷却によって急激に圧縮応力が減少する．加熱域の内部では， z が増加して温度が低下するほど圧縮応力が減少し，やがてほぼ 0 MPa となる．冷却直下の内部は，表面が急冷されても内部がまだ高温状態であるため，圧縮応力が保持された状態になる．Fig. 4.7 から，2 次スクライブにおける応力 σ_{yy} の全体的な状態を把握できる．

4.4.1.2 圧接痕の生成

Fig. 4.3 の実験結果と比較するため，レーザ出力 $P_2 = 58.7$ W，2 次スクライブ速度 $v_2 = 160, 200, 240$ ，および 280 mm/s，冷却点距離 $d_2 = 10$ mm における y 軸上の応力 σ_{yy} を解析した．**Fig. 4.8** に， y 軸上の応力 σ_{yy} とそれぞれの 2 次スクライブ速度の関係を示す．ここでもビーム中心を $y=0$ とした．2 次スクライブが進行する冷却域の圧縮は，いずれのスクライブ速度でも約 40 MPa でほぼ一定であるが，加熱域の $\sigma_{yy\max}$ は，2 次スクライブ速度が減少すると増加する傾向がある．2 次スクライブ速度が減少すると $\sigma_{yy\max}$ が増加する解析結果の傾向と，Fig. 4.3 (j) のような圧接痕が低速側で形成されやすいという実験結果の傾向がほぼ一致する．次に，それぞれの 2 次スクライブ

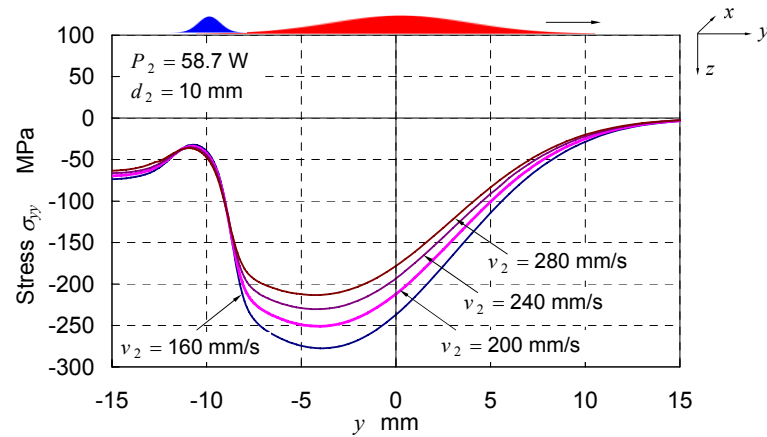


Fig. 4.8 Stress distributions of σ_{yy} along the y -axis (2nd scribe velocities $v_2 = 160, 200, 240$, and 280 mm/s)

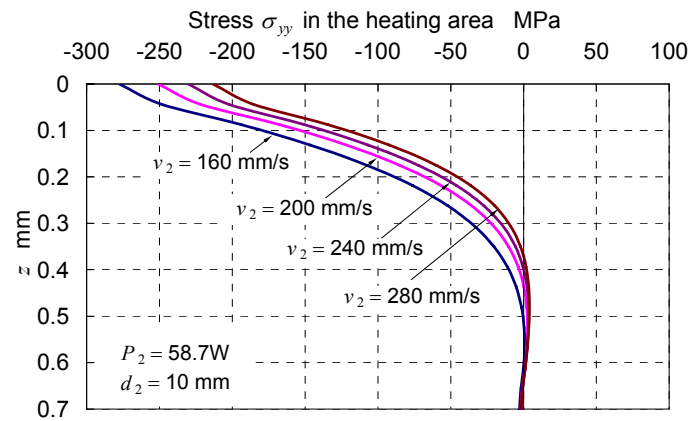


Fig. 4.9 Stress distributions of σ_{yy} along the z -axis at the position of $\sigma_{yy_{\max}}$ generated in the heating area (2nd scribe velocities $v_2 = 160, 200, 240$, and 280 mm/s)

速度における $\sigma_{yy_{\max}}$ 発生位置における z 軸方向の応力 σ_{yy} を求めた. **Fig. 4.9** に, 解析結果を示す. 内部においても, 2 次スクライブ速度が減少すると圧縮が大きくなる傾向がある.

つまり, 加熱域の表面, および内部において, 応力 σ_{yy} は 2 次スクライブ速度が減少すると圧縮が大きくなる傾向がある. これらの解析から, 1 次スクライブ面で生じた圧接痕は, 加熱域で生成されたと考えられる.

Fig. 4.3 (f)の圧接痕の形状と比較するため, 加熱域における $\sigma_{yy_{\max}}$ 発生位置の $x-z$ 面の応力 σ_{yy} を調べた. 実験条件と同じレーザ出力 $P_2 = 58.7$ W, ス

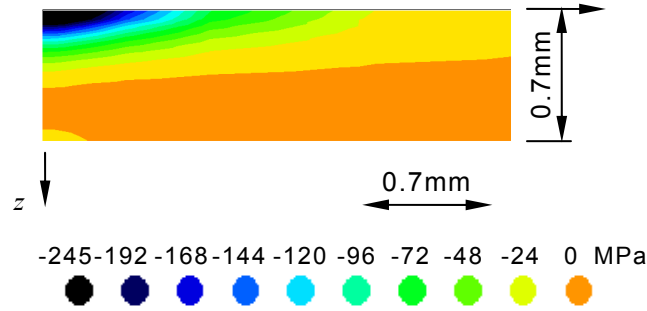


Fig. 4.10 Stress of σ_{yy} on the $x-z$ plane in the position of $\sigma_{yy\max}$ generated in the heating area ($P_2 = 58.7$ W, $v_2 = 220$ mm/s, $d_2 = 10$ mm)

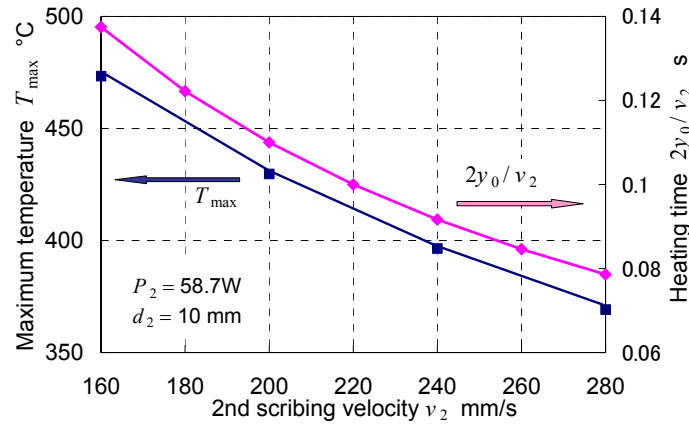


Fig. 4.11 Relationship among maximum surface temperature T_{\max} , heating time $2y_0/v_2$, and the 2nd scribe velocity v_2

クライブ速度 $v_2 = 220$ mm/s, 冷却点距離 $d_2 = 10$ mm のときの応力分布を **Fig. 4.10** に示す. Fig. 4.10 の大きい圧縮応力が作用する領域と Fig. 4.3 (f) の圧接痕の形状がほぼ一致している. これらの解析結果は, 圧接痕が加熱域で生成されたことを裏付けている.

4.4.1.3 2次スクライブの進行

圧接痕が生じるのは, 加熱域で作用する 1 次スクライブ面の圧縮応力に加え, 加熱の作用も考えられる. そこで, 表面最高到達温度 T_{\max} , および加熱時間 (ビーム長 $2y_0$ をスクライブ速度 v_2 で除した値) と 2 次スクライブ速度の関係を調べた. **Fig. 4.11** に, その結果を示す. 2 次スクライブ速度が減少

すると、表面最高到達温度 T_{\max} は増加する．しかし、 $v_2 = 160 \text{ mm/s}$ においてすら、 T_{\max} は約 500°C で、ソーダガラスの軟化点 $720\sim 730^\circ\text{C}$ よりはるかに低い．したがって、ガラスの軟化などの影響で圧接された可能性は低いと考えられる．一方、加熱時間 $2y_0/v_2$ は、2次スクライブ速度が減少するほど増加している．すなわち、2次スクライブ速度が減少するほど、高温で長時間加熱されることになる．

以上のことから、1次スクライブ面に作用する圧縮応力と高温の長時間加熱の重畳作用により、2次スクライブの加熱域で1次スクライブ面が圧接される．2次スクライブが進行する冷却域では、1次スクライブ線が圧接されているので、2次スクライブが停止することなくそのまま進行すると考えられる．

レーザクロススクライブを行った場合、1次スクライブ線から先に分断しようとする、交点部がスクライブ線に沿って分断できない場合がある．ガラスの種類は違うが、化学強化ガラス基板をスクライブ可能速度の低速側でレーザスクライブすると、加工後しばらく亀裂が観察できる場合がある．そこで、このガラス基板を用いてレーザクロススクライブ実験を行った結果、**Fig. 4.12** のように1次スクライブ線が圧接された状態が偏光顕微鏡を用いて観察された．これらのことは、1次スクライブ面の圧接を裏付けている．

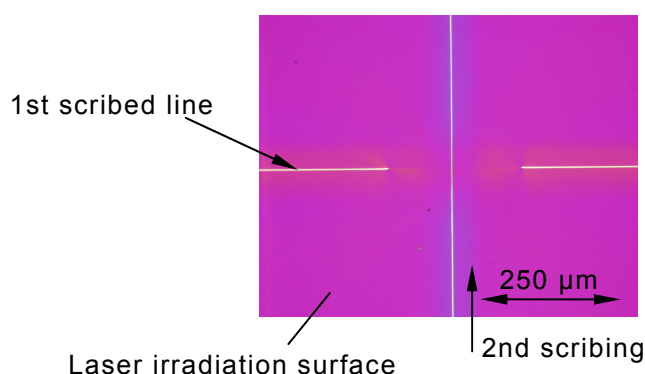


Fig. 4.12 Photograph at intersection point in laser cross scribe observed through polarization microscopy

4.4.2 圧接痕が生じない場合

4.4.2.1 2次スクライブの進行

Fig. 4.3 の2次スクライブ可能速度の高速側（速度 $v_2 = 260, 280 \text{ mm/s}$ ）では、圧接痕が生じていないにも関わらず、2次スクライブは進行している。この実験結果は、レーザクロススクライブにおける2次スクライブの進行が、1次スクライブ面の圧接だけでは説明できないことを意味している。

そこで、2次スクライブが進行する冷却域に着目し、それぞれの2次スクライブ速度における $\sigma_{t\max}$ 発生位置の内部（ z 軸方向）の応力 σ_{yy} を解析した。Fig. 4.13 に解析結果を示す。冷却域表面では、表面層だけが冷却されるので内部より圧縮は小さくなるものの、表面においても、約 40 MPa と比較的大きな圧縮が作用している。しかも、1次スクライブの亀裂深さ $108 \mu\text{m}$ までの内部圧縮応力の状態は、2次スクライブ速度が増加してもほとんど変化していない。すなわち、2次スクライブ可能速度の高速側の冷却域においても、1次スクライブ面に比較的大きな圧縮応力が作用している。

その状態で、2次スクライブを進行させる x 軸方向の引張応力 $\sigma_{t\max}$ が作用すると、1次スクライブ面に摩擦力が生じる。ガラスとガラスの摩擦係数 μ は $0.9 \sim 1$ であるので^{3),4)}、 $36 \sim 40 \text{ MPa}$ 程度の摩擦力が x 軸方向

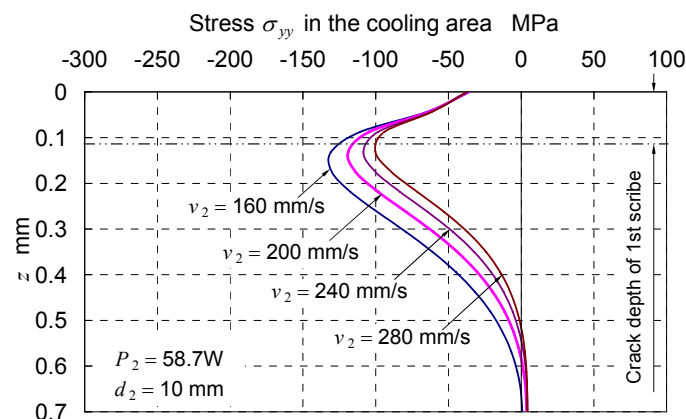


Fig.4.13 Stress distributions of σ_{yy} along the z -axis in the position of $\sigma_{t\max}$ generated in the cooling area (2nd scribe velocities $v_2 = 160, 200, 240$, and 280 mm/s)

に作用することになる．この摩擦力によって，2 次スクライブを進行させる引張応力が伝達されて，2 次スクライブが停止することなくそのまま進行すると推測される．

4.4.2.2 2 次スクライブの停止

1 次スクライブ面の摩擦力によって，引張応力が伝達されるのであれば，1 次スクライブ面の摩擦力が低減すれば，2 次スクライブの進行は停止すると考えられる．1 次スクライブ面の摩擦力を低減するため，1 次スクライブを手動カッターホイールで形成した．このとき，レーザスクライブによる亀裂深さとほぼ同じ深さになるように，1 次スクライブの亀裂深さを $110\ \mu\text{m}$ とした．次に，形成した 1 次スクライブ線に直交するように，2 次スクライブをレーザで行った．スクライブ条件は，圧接痕が生じなかったレーザ出力 $P_2 = 58.7\ \text{W}$ ，スクライブ速度 $v_2 = 280\ \text{mm/s}$ ，冷却点距離 $d_2 = 10\ \text{mm}$ とした．

その結果，2 次スクライブの進行は，1 次スクライブ線で停止した．2 次スクライブの停止状態を詳細に観察するため，2 次スクライブ線に沿って強制的に手で分断したところ，1 次スクライブ線から先は，2 次スク

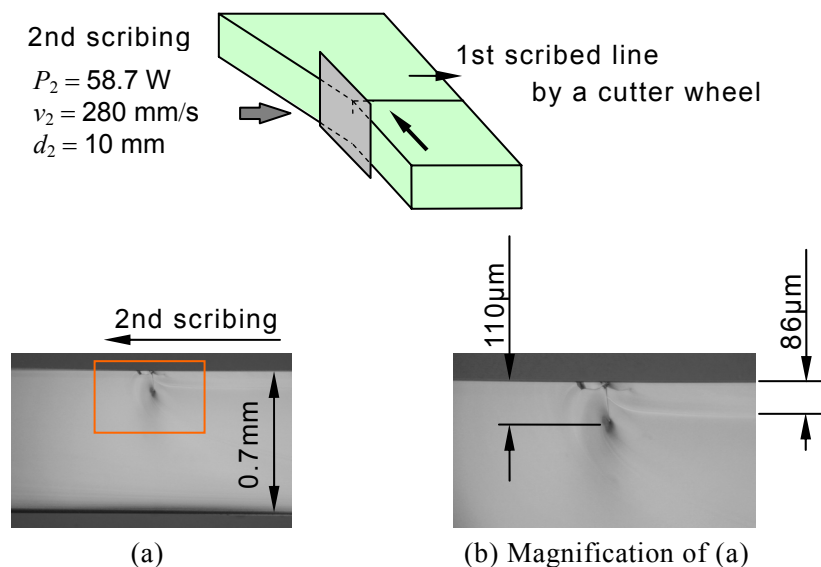


Fig. 4.14 Photograph of the 2nd laser scribing stopped at the 1st scribed line formed by cutter wheel

ライブ線の延長線から反れて分断された．**Fig. 4.14** に，分断面の光学顕微鏡写真を示す．2 次スクライブの進行は，亀裂深さが次第に浅くなって 1 次スクライブ線で停止していた．カッターホイールによる 1 次スクライブ線幅は約 $10\ \mu\text{m}$ で，分断面において，その亀裂は光学顕微鏡でも確認できることから，レーザスクライブの亀裂ほど密に接触していない．そのため，1 次スクライブ面に作用する摩擦力は低減しているはずである．つまり，摩擦力を低減した 1 次スクライブ線で 2 次スクライブの進行が停止した実験結果は，1 次スクライブ面に作用する摩擦力によって，スクライブを進行させる引張応力が伝達され，2 次スクライブが進行する可能性を示唆している．

そこで，1 次スクライブ面の摩擦係数 μ を 0 としたモデル B を用いて，2 次スクライブの三次元熱応力解析を行った．ここでは，2 次スクライブの進行を議論するので，モデル B では応力 σ_{xx} に注目した．2 次スクライブ条件は，実験条件と同じ $P_2 = 58.7\ \text{W}$ ， $v_2 = 280\ \text{mm/s}$ ， $d_2 = 10\ \text{mm}$ とした．**Fig. 4.15** にモデル A とモデル B（接触要素がある場合）の解析結果を示す．摩擦係数 $\mu = 0$ としたモデル B の冷却域の表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ は，モデル A より減少している．モデル B の $\sigma_{t\max}$ は $20\ \text{MPa}$ となり，スクライブ可否のしきい値である約 $35\ \text{MPa}$ ²⁾ より小さくなった．すなわち，1 次スクライブ面の摩擦力が 0 になると，2 次スクライブの進行が 1 次ス

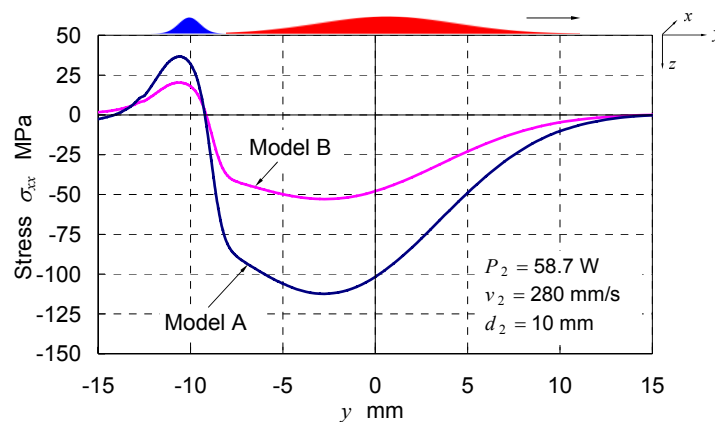


Fig. 4.15 Stress distributions of σ_{xx} along the y -axis of Model A and Model B with contact element (the 2nd scribing velocity $v_2 = 280\ \text{mm/s}$)

クライブ線で停止することを意味している．この解析結果から，摩擦力を低減した 1 次スクライブ線で，2 次スクライブの進行が停止した実験結果を解釈できる．

以上のことから，レーザクロススクライブにおける 2 次スクライブの進行には，1 次スクライブ面が圧接されて，2 次スクライブが進行する場合と，1 次スクライブ面で作用する摩擦力によって，スクライブを進行させる引張応力が伝達され，2 次スクライブが進行する場合の二つの形態があると結論される．

4.5 結 言

本章では，1 次スクライブ線のエッジに初期亀裂を導入していないにも関わらず，2 次スクライブが進行するレーザクロススクライブ機構を理論的に明らかにすることを目的とした．まず，レーザクロススクライブ実験を行い，1 次スクライブ線と 2 次スクライブ線の交点部のレーザ照射面と分断面を観察した．次に，実験結果に基づいて有限要素法による三次元熱弾性解析を行い，2 次スクライブの進行機構を考察した．その結果，以下のような結論を得た．

- (1) レーザクロススクライブを行うと，2 次スクライブによって 1 次スクライブ面に圧接痕が生じる場合と圧接痕が生じない場合の二つの形態で 2 次スクライブが進行する．
- (2) 圧接痕が生じる場合は，2 次スクライブの加熱域で 1 次スクライブ面が圧接され，2 次スクライブが進行する．
- (3) 圧接痕が生じない場合は，2 次スクライブの冷却域で 1 次スクライブ面に生じる摩擦力によってスクライブを進行させる引張応力が伝達され，2 次スクライブが進行する．
- (4) したがって，1 次スクライブ面の摩擦力を低減させると，2 次スクライブの進行が 1 次スクライブ線で停止する．

参考文献

- 1) 山本幸司，羽阪 登，森田英毅，大村悦二：ガラスのレーザスクライブ

- における熱応力解析, 精密工学会誌, **71**, 9 (2005), 1157.
- 2) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二: ガラスのレーザスクライブ
における三次元熱応力解析, 日本機械学会論文集, C 編, **72**, 724 (2006),
3927.
- 3) <http://engineershandbook.com/Tables/frictioncoefficients.htm>
- 4) http://www.roymech.co.uk/Useful_Tables/Tribology/co_of_frict.htm

第5章 亀裂の局所進展スクライブ

5.1 緒言

第2章において、レーザスクライブ実験による亀裂深さと亀裂形状の結果を踏まえて有限要素法による熱弾性解析を行い、**Fig. 5.1**に示すような冷却域断面の模式図でレーザスクライブ機構を提案した。図の矢印の向きは、表面側が引張で、内部が圧縮であることを示しており、矢印の大きさが発生する応力の大きさを表している。亀裂深さ D_c は、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} と直下に存在する圧縮応力場、およびその深さに依存する。加熱域と冷却域間の距離 d が小さくなると、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} は大きくなるが、直下の圧縮応力場が浅くなり、**Fig. 5.1 (a)**のように亀裂先端が湾曲する。 d が大きくなると、直下の圧縮応力場が深くなり垂直な亀裂が形成される一方で、 σ_{tmax} が小さくなるため、亀裂深さ D_c は **Fig. 5.1 (c)**のように浅くなる。冷却域の表面最大引張応力と直下の内部圧縮応力深さが **Fig. 5.1 (b)**のようにつり合う場合に亀裂深さは最大となる。つまり、レーザスクライブの亀裂深さには限界がある。

このため、スクライブされたガラス基板を分離するためには、曲げ応力を加えるなどのブレイク工程が不可欠である。一般的に、ブレイク荷重は亀裂深さの平方根に逆比例する関係がある¹⁾。レーザスクライブの

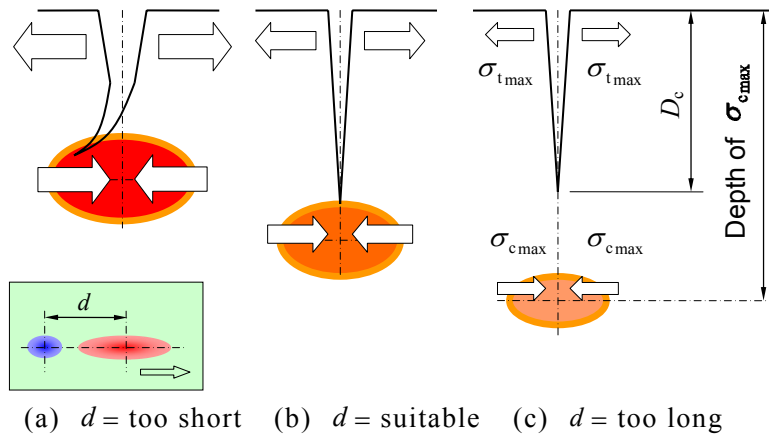


Fig. 5.1 Stress distribution dependence of the crack depth and crack profile in laser scribing

亀裂を深くすることができれば、ブレイク時の荷重や衝撃を小さくでき、基板に欠けなどの欠陥が生じにくくなる。その結果、パーティクルの発生が一層抑制され、ガラスエッジ強度も向上する。

そこで、本章では、レーザスクライブで深い垂直亀裂を進展させることを目的とした。まず、第2章で提案したレーザスクライブ機構から、垂直亀裂直下の圧縮応力場を低減すると垂直亀裂が深くなると推測して、レーザ照射を局所的に遮へいする方法を検討した。この方法でレーザ照射実験を行い、分断面で亀裂深さを観察した。次に、遮へい領域で亀裂が深く進展する現象を理論的に解明するため、有限要素法による三次元熱応力解析を行った。

5.2 実験方法と結果

5.2.1 実験方法

実験は第2章と同じ装置を用いた。**Table 5.1**に、試料寸法、板厚、レーザ照射条件、および冷却条件を示す。試料には板厚 0.7 mm のソーダガラス基板を用い、300 mm × 400 mm の 300 mm 辺に平行にスクライブした。

レーザ照射を一部遮へいするため、ガラス基板表面を部分的にマスクした。**Fig. 5.2**にレーザビームによる加熱域、ウォータージェットによる

Table 5.1 Conditions for experiment and FEM analysis.

Glass thickness	0.7 mm
Glass size	300 mm × 400 mm
v Scribing velocity	200 mm/s
P Laser power	58.7 W
$2x_0$ Minor axis of heating area	2.1 mm
$2y_0$ Major axis of heating area	22.0 mm
d Cooling point distance	10 mm
$2x_c$ Minor axis of cooling area	2.0 mm
$2y_c$ Major axis of cooling area	3.0 mm
α_0 Heat transfer coefficient of collision point	10^5 W/m ² K

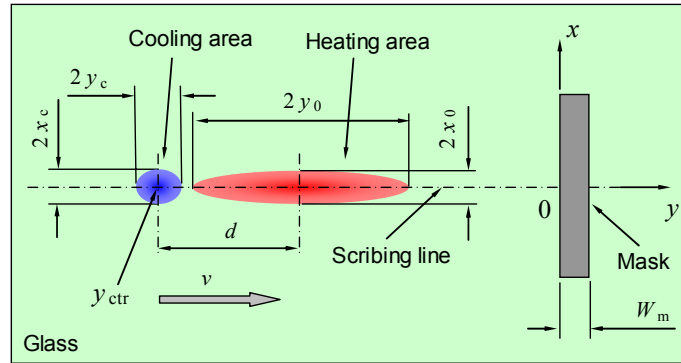


Fig. 5.2 Positional relationship among heating area, cooling area, and mask.

冷却域，およびレーザ照射を遮へいするマスク部材の位置関係を示す．遮へい幅を W_m とする．マスク部材には，板厚 0.1 mm のステンレス鋼板を用い， W_m を約 0.1 mm 刻みで 0.17 mm から 0.97 mm まで計 9 種類作製した．スクライプ長さ 300 mm の中央付近に，マスク部材をガラス基板に固定し，マスク部材に垂直な方向にスクライプした．スクライプ後，手でガラス基板を分断し，分断面の亀裂形状を光学顕微鏡で観察した．参考のため，板厚 0.55 mm と 1.1 mm のソーダガラス基板でも同様の実験を行った．

5.2.2 実験結果

板厚 0.7 mm，遮へい幅 $W_m = 0.26, 0.47, 0.75$ ，および 0.97 mm における分断面の光学顕微鏡写真を **Fig. 5.3** に示す．図中にマスク部材を模式的に示す．Fig. 5.3 (a)～(c)の遮へい領域では，垂直亀裂が局所的に深く進展し，Fig. 5.3 (d)では，亀裂進行がほぼ遮へい開始端（以下，遮へい域前端という）で停止している．局所的に垂直亀裂が進展する場合，亀裂深さが最大となる位置はマスク部材のほぼ中央である．

ここで，遮へい領域の亀裂深さの最大値を D_{cmax} として，各基板板厚の D_{cmax} と W_m の関係を **Fig. 5.4** に示す． $D_{cmax} = 0 \mu\text{m}$ は Fig. 5.3 (d)のように，亀裂進行がほぼ遮へい域前端で停止したことを示している．板厚 0.55 mm の□印は，**Fig. 5.5** のように垂直亀裂が基板の裏面まで到達したことを示している．板厚が増加すると D_{cmax} は減少し，小さな遮へい幅でも亀裂の進行が停止する傾向がある．これは，板厚の増加により剛性が増し，

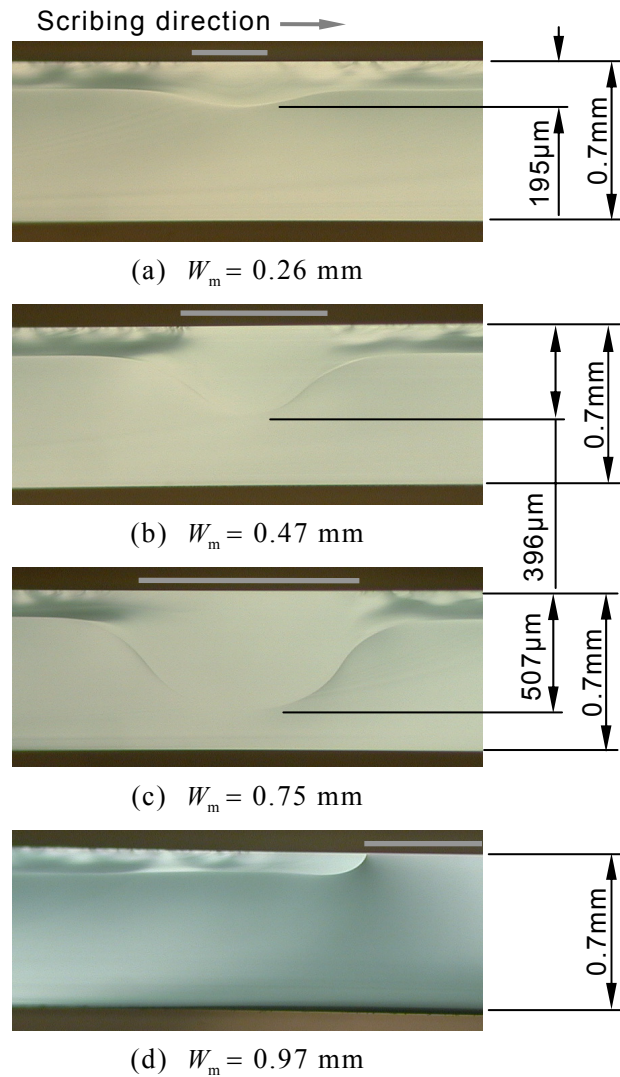


Fig. 5.3 Crack shapes generated by laser scribing with various mask widths

亀裂が生成されにくくなるためと考えられる．板厚 0.7 mm と 1.1 mm では，遮へい幅 W_m に上限があることがわかる．

Fig. 5.3 の遮へい域前後において，亀裂面に明暗が見られ，亀裂先端の停止線がはっきり確認できる．このことは，Fig. 5.1 (a) に示すように，亀裂先端が少し湾曲していることを示している．これに対して，遮へい域の亀裂面では亀裂停止線まで明暗がなく，亀裂の進展が一時的に停止した痕跡，いわゆるウォルナー線²⁾は認められない．したがって，遮へい域で生じる亀裂は，最大深さ D_{cmax} まで一気に進展したと考えられる．

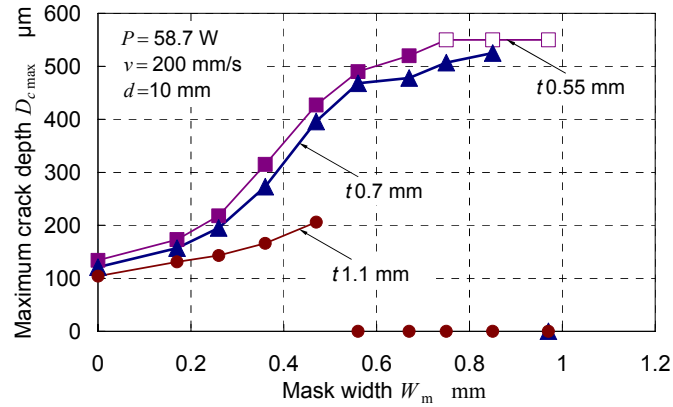


Fig. 5.4 Relationship between the maximum crack depth $D_{c,max}$ under the masked area and mask width W_m for each thickness of the glass panel of 0.55, 0.7, and 1.1 mm

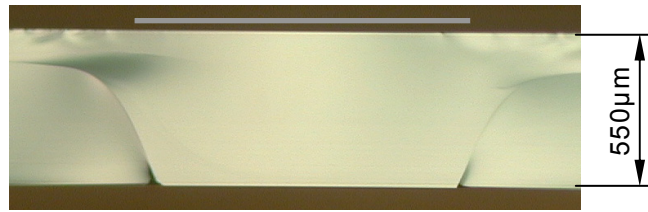


Fig. 5.5 Crack penetrated to the back side ($t=0.55$ mm, $W_m=0.97$ mm)

5.3 熱応力解析

Fig. 5.6 のような有限要素モデルを用いて三次元熱弾性解析を行った．対称性を考慮して $0.7 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ 領域を解析した．**Fig. 5.6 (a)** のように，ガラス基板のレーザ照射面に x - y 座標をとり， y 軸方向をスクライブ方向とし， z 軸方向を板厚方向とした．スクライブ長の中央付近に遮へい領域を設け，遮へい域前端を $y=0$ とした．遮へい幅 W_m は，0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2, および 3 mm とした．遮へい域の応力値を詳細に調べるため，スクライブ方向に遮へい領域近傍を 0.125 mm 間隔で細かく分割した．要素数は 6095，節点数は 7452 である．ガラスの物性値，加熱条件，および冷却条件は，第 2 章と同様とした．

遮へい領域では，マスク部材でレーザ照射だけが遮へいされる場合と，レーザ照射と冷却がともに遮へいされる場合が考えられる．実験におい

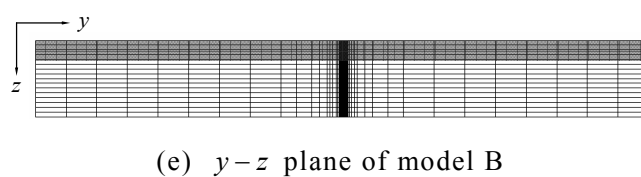
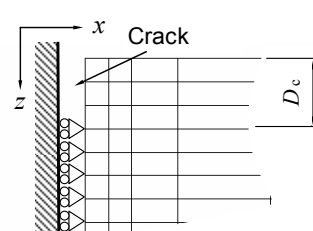
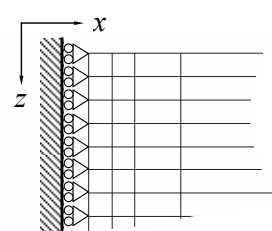
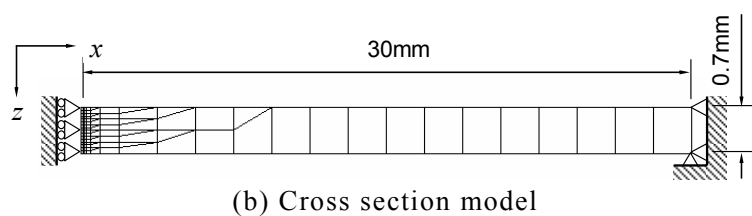
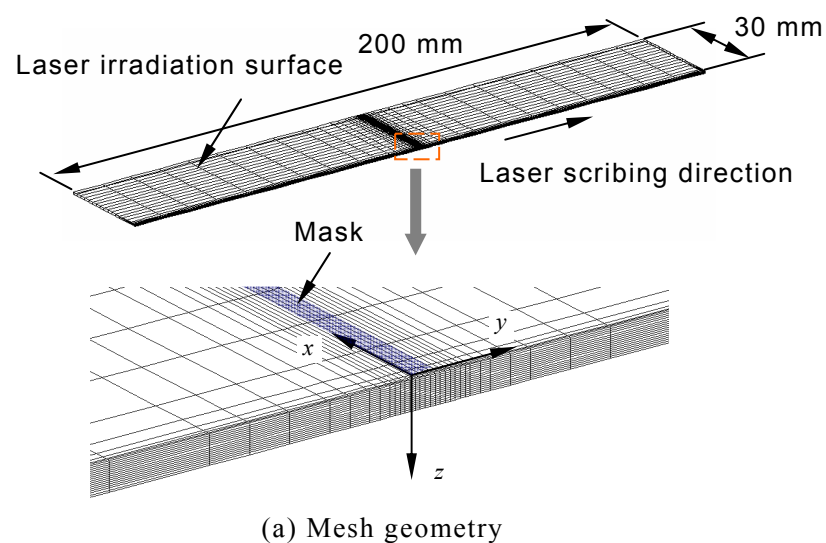


Fig. 5.6 Three-dimensional model for FEM analysis

て、ウォータージェットの流速により瞬時にマスク部材と基板の間に水が入り込む現象が観察されたため、解析では入熱のみを遮へいた。

対称面 ($y-z$ 面) の反対側の側面は、Fig. 5.6 (b) のように、 x 軸、および z 軸方向に拘束した。対称面は、亀裂のない場合 (Fig. 5.6 (c)) と亀裂のある場合 (Fig. 5.6 (d)) の二種類のモデルを扱った。前者をモデル A、

後者をモデル B と呼ぶ．スクライブ方向の亀裂進行と停止については，モデル A を用い，深さ方向の亀裂進展と停止については，モデル A とモデル B を用いて比較検討した．モデル B では，Fig. 5.6 (e)に網掛けで示すように，まず，遮へいしないときの亀裂深さとほぼ同じ深さの亀裂を y 軸方向に設けた．亀裂面には接触要素を配した．次に，この亀裂深さを 5 段階に設定することにより，垂直亀裂が局所的に深く進展したときの応力状態を擬似的に解析した．モデル B ではスクライブする以前から亀裂が生成されていることになるが，接触要素を配したので，加熱部の圧縮応力場への影響は小さいと考えられる．

5.4 実験結果の考察

板厚 0.7 mm のとき，遮へいがない場合 ($W_m = 0$ mm) と遮へい幅 $W_m = 1$ mm の場合の温度解析結果を Fig. 5.7 に示す．冷却域中心が， $W_m = 0$ mm では $y = 0$ に， $W_m = 1$ mm では遮へい域後端に位置するときの温度分布を示している． $W_m = 0$ mm では，冷却域直下において，帯状の高温領域がガラス基板内部に存在している．これに対して $W_m = 1$ mm では，この帯状の高温領域が遮へいによって分断されている．それ以外の領域の温度分布については，遮へい幅による相違はほとんど認められない．そこで，以下では，まず，遮へいによる温度分布の相違を，冷却域周辺に着目し

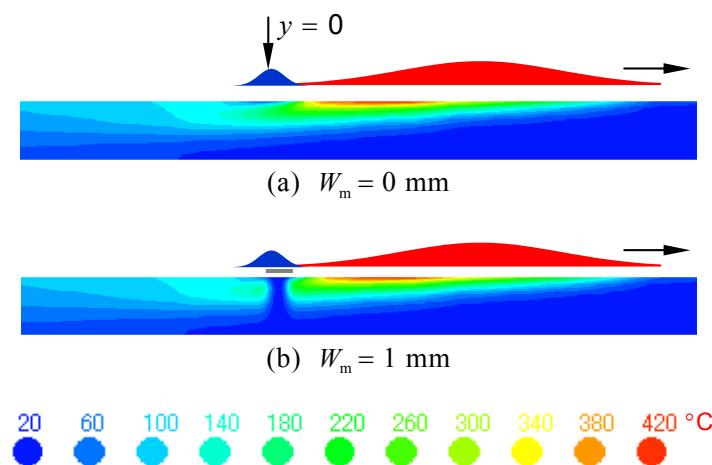


Fig. 5.7 Temperature distributions on $y-z$ plane by FEM analysis

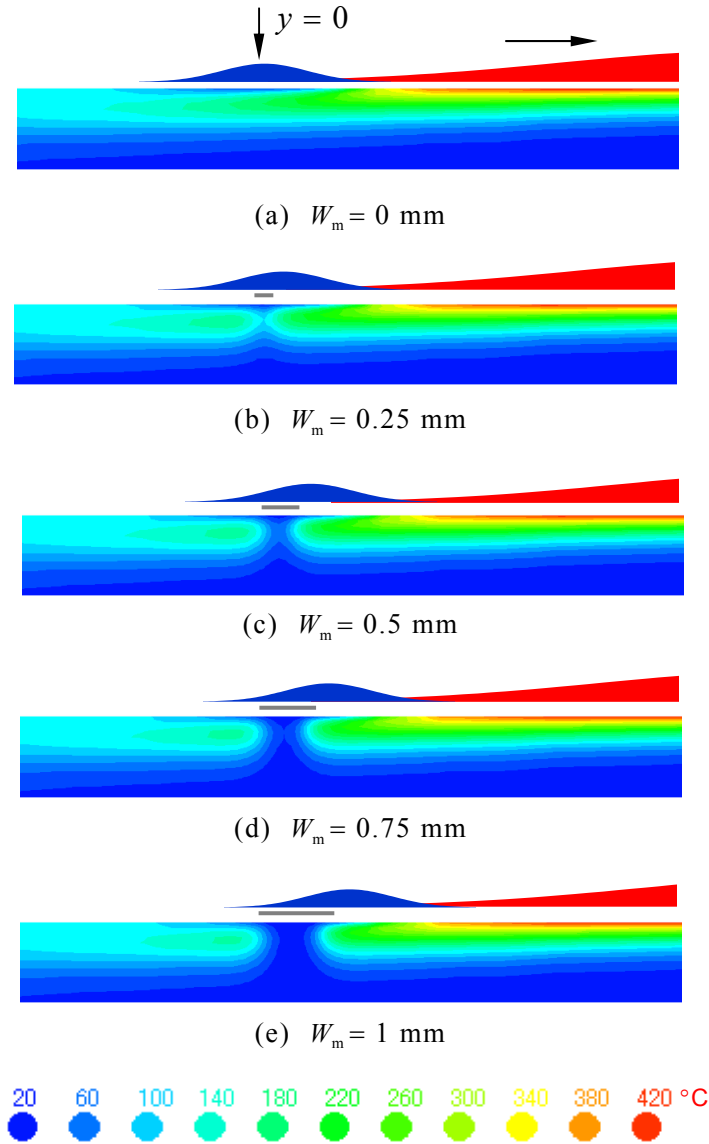


Fig. 5.8 Temperature distributions of masked area on $y-z$ plane

て検討する．遮へい幅 $W_m = 0, 0.25, 0.5, 0.75$, および 1 mm の温度分布を **Fig. 5.8** に示す．これらの温度分布から， W_m を増加することで，帯状の高温領域の遮へいによる分断効果が大きくなることがわかる．

5.4.1 スクライブ方向の亀裂停止

遮へいがない場合，表面最大引張応力 $\sigma_{t_{\max}}$ の発生位置 $y_{t_{\max}}$ が，冷却域の移動によってどのように変化するかを調べた．その結果を，冷却域中心座標 y_{ctr} を横軸にとって **Fig. 5.9** に示す． $y_{t_{\max}}$ と y_{ctr} の関係は， $y_{t_{\max}} = y_{\text{ctr}} - 0.375$

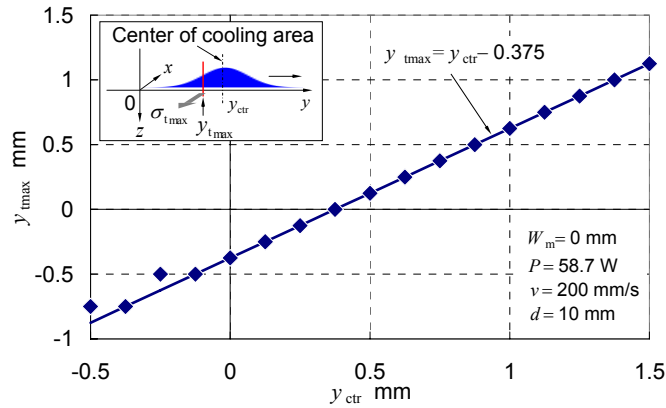
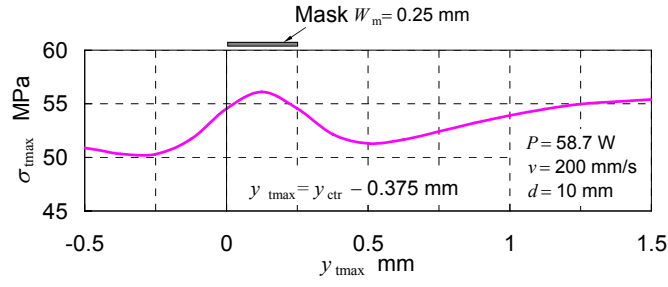


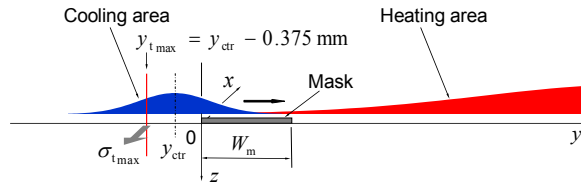
Fig. 5.9 Relationship between y_{tmax} of maximum tensile stress σ_{tmax} generating point and center of cooling area y_{ctr}

で近似できる． $y_{ctr} = -0.5, -0.25$ mm において y_{tmax} がこの直線から外れているのは，メッシュ分割に起因している．いずれにしても，冷却域中心 y_{ctr} より後方 0.375 mm の位置で，表面引張応力は最大になることがわかる．遮へいがある場合においても， $y_{tmax} = y_{ctr} - 0.375$ の位置における表面引張応力に注目したところ，常に y_{tmax} で概ね極大になっていることがわかった．そこで，以下では，この極大値を σ_{tmax} と表し，表面最大引張応力と呼ぶことにする．

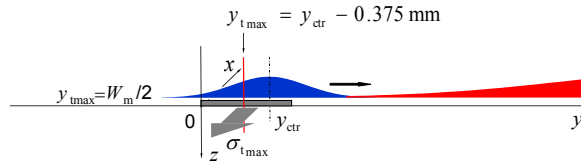
Fig. 5.10 (a)は，遮へい幅 W_m が 0.25 mm のときの表面最大引張応力 σ_{tmax} とその発生位置 y_{tmax} の関係を示したものである．図中，遮へい域を太い線分で図示した． $y_{ctr} = y_{tmax} + 0.375$ であるから，冷却域中心 y_{ctr} は y_{tmax} の前方 0.375 mm の位置にある．したがって，Fig. 5.10 (a)において， $y_{tmax} = 0$ は，冷却中心 y_{ctr} が遮へい域前端から +0.375 mm の位置にある状態であり，そのとき表面最大引張応力 σ_{tmax} が $y_{tmax} = 0$ において約 55 MPa となることを示している．Fig. 5.10 (a)の横軸の幾何学的意味を理解しやすくするため， y_{tmax} の位置と，冷却域および遮へい域の位置関係を Fig. 5.10 (b)～(d)に模式的に示した．Fig. 5.10 (b)は冷却域が遮へい域に近づいているとき，したがって，概ね $y_{tmax} < 0$ の状態を示している．このときは，Fig. 5.10 (a)からわかるように，表面最大引張応力 σ_{tmax} は遮へいの影響でいったん低下した後，再び増加する傾向を示す．Fig. 5.10 (c)は冷却域の中心



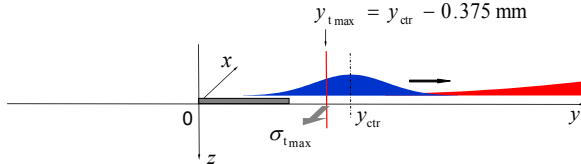
(a) Relationship between σ_{tmax} and y_{tmax}



(b) $y_{tmax} < 0$



(c) $0 \leq y_{tmax} \leq W_m$



(d) $W_m < y_{tmax}$

Fig. 5.10 (a) Relationship between maximum tensile stress σ_{tmax} and its generated position y_{tmax} when mask width is 0.25 mm and (b)-(d) Schematics of change of σ_{tmax} at y_{tmax} while cooling area passes over mask

部が遮へい域を通過しているとき、つまり概ね $0 \leq y_{tmax} \leq W_m$ の状態を示している。このときは、Fig. 5.10 (a)において、 y_{tmax} がほぼ $W_m/2$ のとき σ_{tmax} が極大値をとることがわかる。Fig. 5.10 (d)は冷却域が遮へい域から遠ざかっていくときで、 $W_m < y_{tmax}$ の状態を示している。このときは、Fig. 5.10 (a)において、 σ_{tmax} は次第に減少して、やがて極小値をとった後、再び増加する傾向を示す。この増加は、遮へいの影響が次第に薄れていくことを示している。

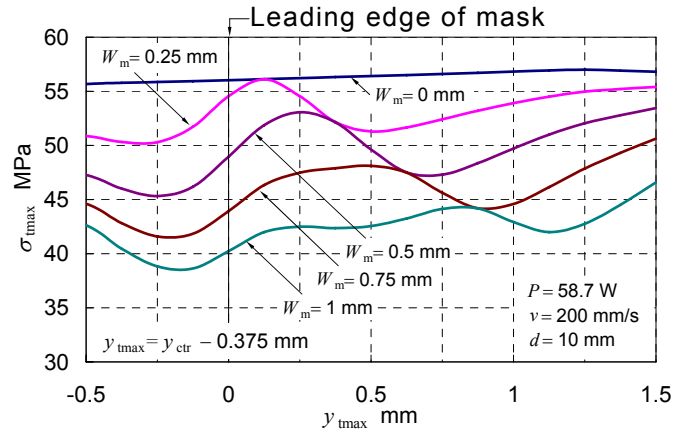


Fig. 5.11 Relationship between maximum tensile stress σ_{tmax} and y_{tmax} of maximum surface tensile stress generating point in cooling area

Fig. 5.11 に、Fig. 5.10 (a)の $W_m = 0.25$ mm のときも含め、遮へい幅 W_m をさまざまに変えたときの、表面最大引張応力 σ_{tmax} とその発生位置 y_{tmax} の関係を示す。 $W_m = 0.25 \sim 0.75$ mm のときは、ほぼ遮へい中心で σ_{tmax} が極大となっている。 $W_m = 1$ mm と遮へい幅が広くなると、 σ_{tmax} が極大となる位置が遮へい域後端の方へ移動する傾向が見られる。いずれにしても、全体的に σ_{tmax} は遮へい幅 W_m の増加に比例して減少する傾向がある。一方で、 σ_{tmax} は遮へい域前後で低下しており、いずれの遮へい幅 W_m においても、遮へい域前端の手前約 0.25 mm ($y_{tmax} = -0.25$ mm) で σ_{tmax} は最小になっている。 $W_m = 1$ mm のときの σ_{tmax} の最小値は約 39 MPa である。これは三次元熱応力解析で得られたスクライブ可能条件のしきい値、約 35 MPa³⁾に近い。このことによって、遮へい幅 $W_m = 0.97$ mm のとき、遮へい域前端近傍で亀裂の進行が停止した実験結果 (Fig. 5.3 (d)) を定性的に説明できる。

5.4.2 深さ方向の亀裂進展

前述のように、Fig. 5.11 において、実験で亀裂が進行した $W_m = 0.25 \sim 0.75$ mm の遮へい域では、表面最大引張応力 σ_{tmax} は、いずれの遮へい幅でも、遮へい中心 ($y_{tmax} = W_m/2$) でほぼ極大となった。この解析結果は、遮へい幅のほぼ中央で亀裂が一番深くなった Fig. 5.3 (a)~(c)の傾向と一致している。ただ、Fig. 5.11 の σ_{tmax} の極大値は、 W_m の増加に逆比例して減少している。

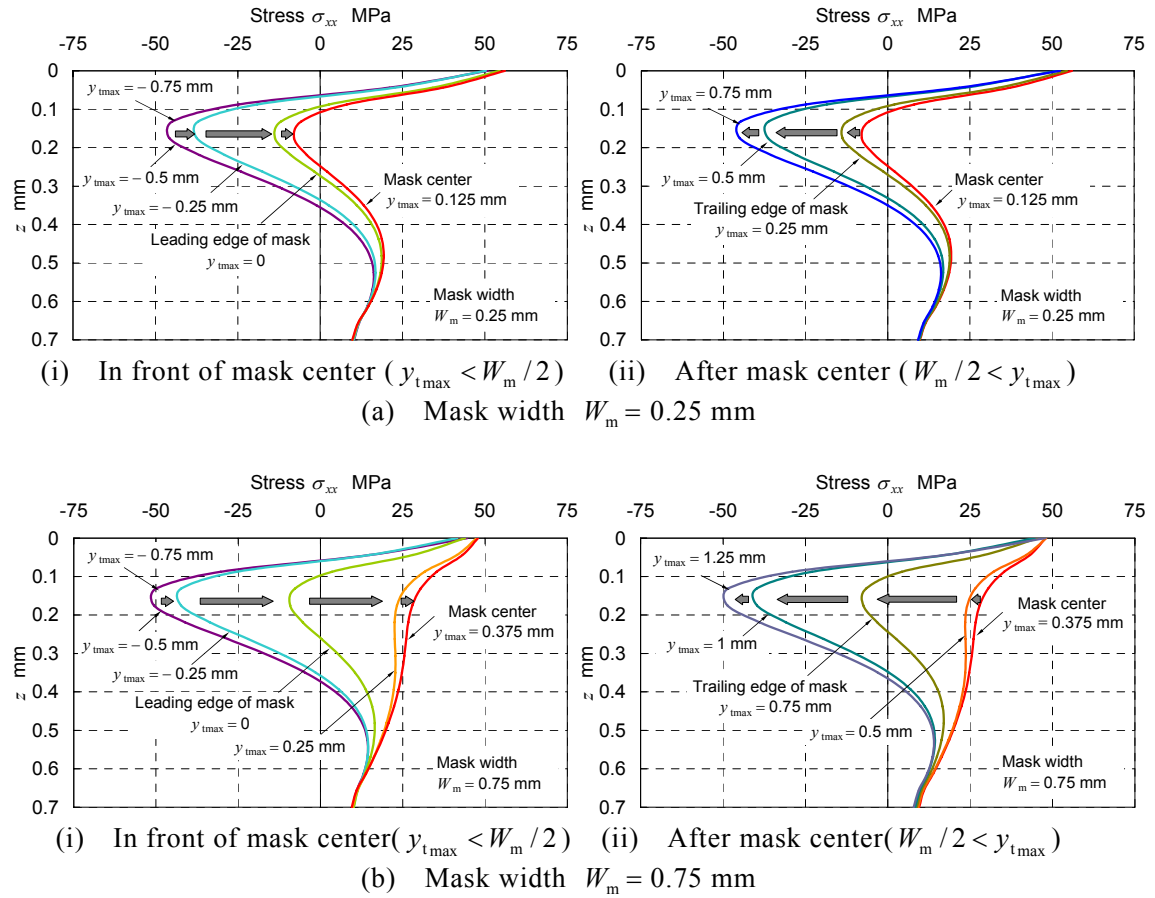


Fig. 5.12 Time variation of stress distributions of σ_{xx} on $x-z$ plane including maximum surface tensile stress generating point y_{tmax} in cooling area

通常は σ_{tmax} が減少すると亀裂深さの最大値 D_{cmax} も小さくなると考えられるが、Fig. 5.4の実験結果では、逆に W_m とともに D_{cmax} は増加している．このことから、表面最大引張応力 σ_{tmax} のみでは、遮へい域で亀裂が深く進展する現象は説明できない．

そこで、内部の応力状態を調べるため、遮へい幅 W_m が0.25 mmと0.75 mmにおける y_{tmax} 位置での $x-z$ 面の応力分布 σ_{xx} を求めた．結果を**Fig. 5.12**に示す．どちらの遮へい幅でも、冷却域が通過するに従い、内部圧縮応力は、 $y_{tmax} = -0.5$ mmから減少し始め、遮へい中心($y_{tmax} = W_m/2$)まで減少する．遮へい中心を過ぎると、内部圧縮応力は逆に増加し、遮へい域後端から後ろ0.5 mmの位置に達すると、すなわち、遮へい幅 $W_m = 0.25$ mmでは $y_{tmax} = 0.75$ mm、 $W_m = 0.75$ mmでは $y_{tmax} = 1.25$ mmの位置に達すると、ほぼ元の応力状

態に戻る傾向がある．この一連の内部応力場の変化傾向は，遮へい中心で亀裂が一番深くなった Fig. 5.3 (a)～(c)の実験結果と一致している．

以上のように， $y_{t\max}$ が遮へい中心 ($y_{t\max} = W_m/2$) に来たとき (Fig. 5.10 (c) 参照)，表面最大引張応力 $\sigma_{t\max}$ はほぼ極大となるとともに，深さ方向への亀裂進展を阻害する内部の圧縮応力が最も低下することから，表面および内部の応力は，遮へい中心で亀裂深さが最大となる状態になるといえる．そこで，この時点における遮へい中心を含む $x-z$ 面の応力分布 σ_{xx} を，さまざまな遮へい幅 W_m について調べた．

まず，亀裂がないモデル A の結果を Fig. 5.13 に示す．遮へいがない場合に存在した内部の大きな圧縮応力場が， $W_m = 0.25$ mm では大幅に減少し，

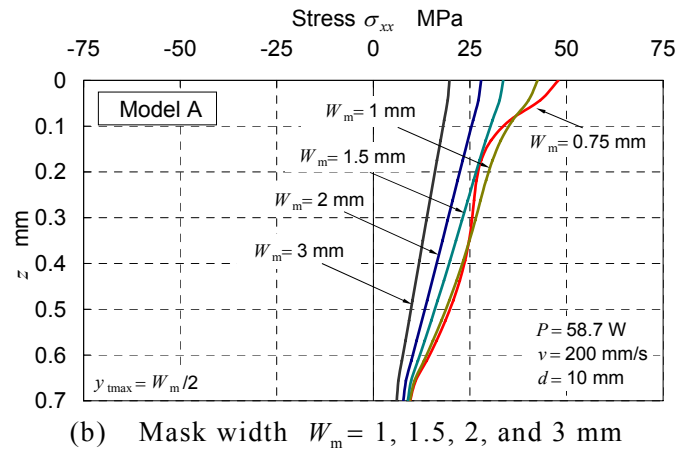
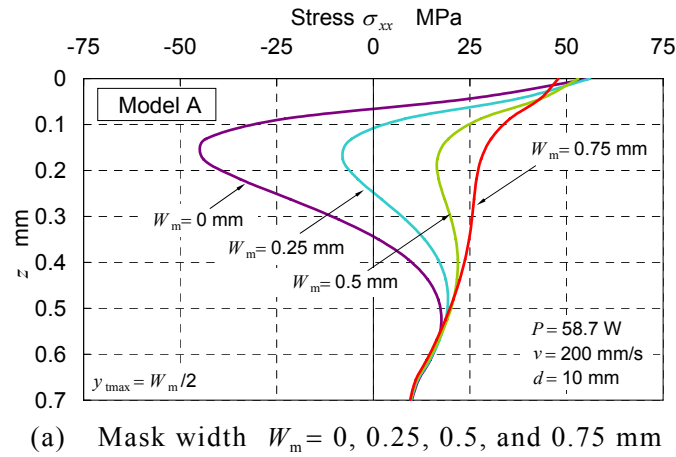


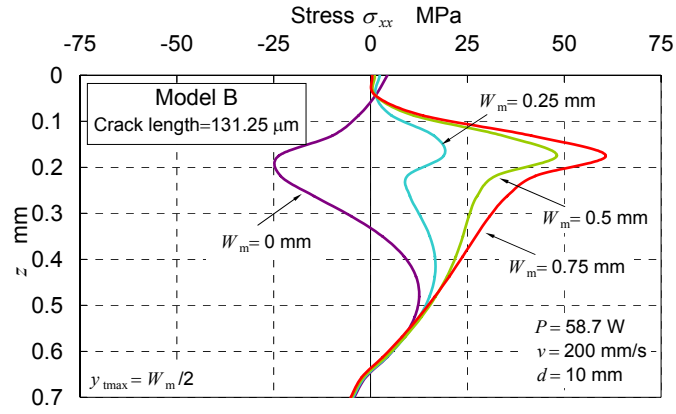
Fig. 5.13 Stress distributions of σ_{xx} in model A on $x-z$ plane along center axis of mask width in cooling area

$W_m = 0.5 \text{ mm}$ になると引張応力場に転じ、 $W_m = 0.75 \text{ mm}$ では、引張応力がさらに大きくなっている。

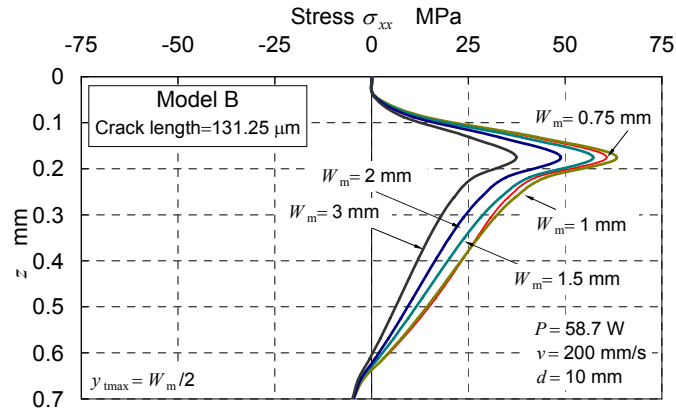
遮へいがない場合 ($W_m = 0 \text{ mm}$) は、Fig. 5.8 (a)でみられた冷却域直下の内部に存在する帯状の高温領域が大きな圧縮応力場となる。 $W_m = 0.25 \text{ mm}$ では、遮へいによる分断効果が小さく (Fig. 5.8 (b))、熱伝導により内部温度が上昇して、小さいながらも圧縮応力場となる。 $W_m = 0.5 \text{ mm}$ になると、遮へいによる分断効果が大きく (Fig. 5.8 (c))、内部温度の上昇はわずかとなって引張応力場に転じる。 $W_m = 0.75 \text{ mm}$ になると、さらに分断効果が大きくなって (Fig. 5.8 (d))、内部温度の上昇はほとんどなくなり、引張応力がさらに大きくなる。このように考えることで Fig. 5.13 の結果を説明できる。

Fig. 5.3 において、亀裂深さの最大値 $D_{c\max}$ は、遮へいがない場合 ($W_m = 0 \text{ mm}$) の $121 \mu\text{m}$ に対して、 $W_m = 0.26 \text{ mm}$ は $195 \mu\text{m}$ と深くなっている。 $W_m = 0 \text{ mm}$ と $W_m = 0.25 \text{ mm}$ の遮へい中心の $\sigma_{t\max}$ は、Fig. 5.11 ではほぼ同じ値であるのにも関わらず、亀裂の進展を阻害する内部圧縮応力が、Fig. 5.13 (a)のように大幅に減少したことに起因している。 $W_m = 0.25 \text{ mm}$ のときは、遮へい中心の内部に圧縮応力が小さいながら存在している。この小さな圧縮応力場により、亀裂深さの最大値 $D_{c\max}$ が $195 \mu\text{m}$ と少し深くなった程度で亀裂の進展が停止したと考えられる。遮へい幅を $W_m = 0.47 \text{ mm}$, 0.75 mm と増加すると、 $D_{c\max}$ はそれぞれ $396 \mu\text{m}$, $507 \mu\text{m}$ と深くなっている (Fig. 5.3 (b), (c))。遮へい幅を広げることで、内部圧縮応力場が減少し、さらには引張応力場に転じる傾向 (Fig. 5.13) と、亀裂が深くなった実験結果 (Fig. 5.3) がよく対応していることがわかる。ただし、Fig. 5.13 において $W_m = 0.5 \text{ mm}$ 以上では、裏面まですべて引張応力になっているため、いったん亀裂が進展すると、それを止めることができないことになる。したがって、Fig. 5.3 (a)~(c)で示した深さ方向の亀裂が途中で停止する現象に関しては、モデル A では説明できない。

そのため、深さ $131.25 \mu\text{m}$ の亀裂があるモデル B で、同様に、遮へい中心を含む $x-z$ 面の応力分布 σ_{xx} を調べた。結果を Fig. 5.14 に示す。遮へいがない $W_m = 0 \text{ mm}$ の場合、亀裂がないモデル A (Fig. 5.13) と比べ、モデル



(a) Mask width $W_m = 0, 0.25, 0.5, \text{ and } 0.75 \text{ mm}$



(b) Mask width $W_m = 1, 1.5, 2, \text{ and } 3 \text{ mm}$

Fig. 5.14 Stress distributions of σ_{xx} in model B on $x-z$ plane along center axis of mask width in cooling area

B では内部の圧縮応力が減少している．これは，亀裂の存在により表面の引張応力が減少し，それに伴って内部の圧縮応力場も小さくなるためと考えられる．遮へいがない場合に内部で圧縮応力場が生じた領域は，遮へいがある場合はすべて引張応力となっている．しかも，いずれの遮へい幅でも，亀裂先端直下の深さ約 $170 \text{ } \mu\text{m}$ で引張応力は最大となっている．その最大値は $W_m = 0.75 \sim 1 \text{ mm}$ まで急激に増加しており，遮へい幅を増加すると亀裂が次第に深くなる実験結果とよく対応している．

以上のことから，モデル B においても，遮へい領域で亀裂が深く進展するのは，深さ方向への亀裂の進展を阻害する Fig. 5.1 のような内部の圧縮応力場が，遮へいすることにより低減され，あるいは遮へい幅を広げること

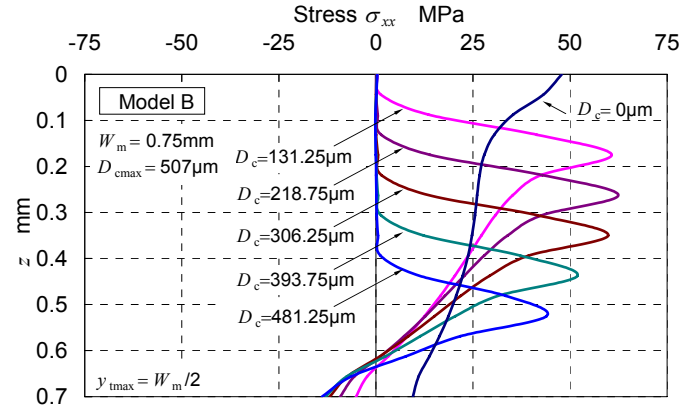


Fig. 5.15 Stress distributions of σ_{xx} on $x-z$ plane with various crack depth D_c for mask width $W_m = 0.75$ mm in Model B

より圧縮応力から引張応力に転じることが原因しているといえる．また，Fig. 5.13 (b)と Fig. 5.14 (b) に示すように， $W_m = 1$ mm のときは $W_m = 0.75$ mm のときより内部の引張応力が幾分大きくなっているものの，遮へい幅 W_m が 1 mm より大きくなると， W_m の増加とともに内部の引張応力が逆に小さくなる傾向が見られる．この内部の引張応力の傾向は， $W_m = 0.97$ mm で亀裂の進行が停止した Fig. 5.4 の実験結果と矛盾していない．

5.4.3 深さ方向の亀裂停止

モデル A ではいずれの遮へい幅でも裏面側 ($z = 0.7$ mm) が引張応力であった (Fig. 5.13) のに対して，モデル B では小さいながらもすべて圧縮応力場となった (Fig. 5.14)．亀裂先端近傍に生じる引張応力の反作用として裏面側に圧縮応力が発生したと考えられる．遮へい幅 $W_m = 0.75$ mm のモデル B において，亀裂深さ D_c を深くしていった場合の遮へい中心の応力分布 σ_{xx} を求めた結果を **Fig. 5.15** に示す．モデル B の亀裂深さ D_c が深くなるにつれ，裏面側の圧縮応力場が大きくなる．実際の現象においても亀裂深さが深くなるにしたがい裏面の圧縮応力場が大きくなると推測できる．また，Fig. 5.15 の裏面の圧縮応力場の大きさは，Fig. 5.13 (a) で遮へい幅 $W_m = 0.25$ mm のとき亀裂の進展が停止したと考えられた内部圧縮応力 (約 8 MPa) とほぼ同じ大きさであることから，遮へい域の垂直亀裂の進展を止める要因になると考えられる．

5.5 結 言

本章では、レーザスクライブの亀裂深さに限界があることから、レーザスクライブで深い垂直亀裂を進展させることを目的とした。まず、第 2 章で提案したレーザスクライブ機構から、垂直亀裂直下の圧縮応力場を低減すると垂直亀裂が深くなると推測して、レーザ照射を局所的に遮へいする方法を検討した。この方法でレーザ照射実験を行い、分断面で亀裂深さを観察した。次に、遮へい領域で亀裂が深く進展する現象を理論的に解明するため、有限要素法による三次元熱応力解析を行った。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) レーザ照射の一部を遮へいすることで、遮へい領域の垂直亀裂を深くすることができ、遮へい中心で深さが最大となる。ただし、亀裂を深くできる遮へい幅には上限があり、亀裂深さは上限値までは増加する。
- (2) 板厚が増加すると、亀裂深さと遮へい幅の上限値は減少する。板厚が薄い場合、亀裂を裏面まで到達させることができる。
- (3) 亀裂が深くなる現象は、亀裂の進展を阻害する内部の圧縮応力場が減少、もしくは引張応力場に転じたときに生じる。
- (4) 遮へいにより遮へい域前端近傍の引張応力が低下すると、スクライブ方向の亀裂の進行が停止する。
- (5) 本章の結果、第 2 章で提案したレーザスクライブ機構のモデルの妥当性が裏付けられた。
- (6) レーザ照射の遮へいにより加熱と非加熱を繰り返すことで、レーザスクライブの亀裂を断続的に深くできる可能性があるため、分断時の荷重や衝撃を小さくすることができると考えられる。

参考文献

- 1) A. A. Griffith: The Phenomena of Rupture and Flow in Solids, Phil. Trans. Roy. Soc., **A221** (1920), 163.
- 2) V.D. Fréchette, (吉田亨訳): 脆性材料破面解析マニュアル, 新技術開発センター, (1997), 7.

- 3) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二: ガラスのレーザスクライ
ブにおける三次元熱応力解析, 日本機械学会論文集, C 編, **72**, 724
(2006), 3927.

第 6 章 レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長

6.1 緒 言

第 2 章では，レーザスクライブ実験による亀裂深さと亀裂形状の結果を踏まえて有限要素法による熱弾性解析を行い，レーザスクライブ機構を明らかにし，レーザスクライブ亀裂の深さには限界があることを示した．亀裂深さに限界があることから，レーザスクライブしたガラス基板を分断するためには，スクライブ線に沿って曲げ応力を加えるなどのブレイク工程が不可欠である．

曲げ応力を加える機械的なブレイク方法に対して，ガラス基板の表面に機械的なスクライブ線を形成し，スクライブ線に沿って，表面，または，その裏面からレーザ照射し，ガラス基板を分離する方法が研究されている¹⁾⁻⁷⁾．これらは，レーザ照射により非接触でガラス基板を分離するので，機械的なブレイク方法と比較すると，ブレイク時に発生する欠けなどの欠陥が生じにくい．それにより，パーティクルの発生の抑制が期待できる．しかし，機械的なスクライブであるため，スクライブ線に微細な亀裂が存在する．これらの亀裂がレーザ加熱されて，さらに成長した場合，ガラスエッジ強度の低下が懸念される．

一方，**Fig. 6.1** のように，レーザスクライブで形成したスクライブ線に沿って，再びレーザ照射することにより，レーザスクライブ亀裂を深さ

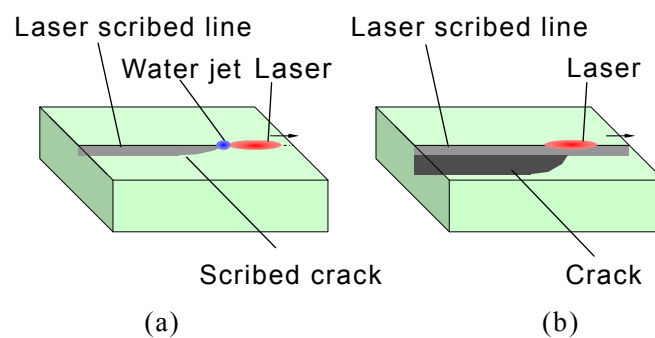


Fig. 6.1 (a) Schematics of laser scribing and (b) laser irradiation along the laser scribed line

方向に伸長させてガラス基板を分離する方法が提案されている⁸⁾。レーザスクライブ線に重ねてレーザ照射するので、以後、この方法をレーザ重ね照射と呼ぶ。レーザスクライブは、非接触加工なので、スクライブ線に微細な亀裂が発生しにくい。それに加え、レーザ重ね照射により微細な亀裂が成長することがないので、機械的なスクライブ線と比較して、ガラスエッジ強度の向上が期待できる。また、レーザ重ね照射でガラス基板が分離に至らない場合でも、レーザスクライブ亀裂が伸長し、深い亀裂を形成できる。これにより、ブレイク時の荷重や衝撃を小さくできるので、その時に発生する欠けなどの欠陥が生じにくくなる。しかしながら、レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する現象を解析した報告はなく、加工条件や加工メカニズムが明らかでないのが現状である。

そこで、本章では、レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する現象を理論的に明らかにすることを目的とした。まず、レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する条件をレーザ照射実験により求めた。次に、実験結果に基づいた有限要素法による二次元熱弾性解析を行って、レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂の伸長機構と亀裂が伸長する条件を検討した。

6.2 実験方法および結果

6.2.1 実験方法

実験は第2章と同じ装置を用いた。**Fig. 6.2**にレーザビームによる加熱域とウォータージェットによる冷却域の位置関係を示す。試料には、板厚 2.8 mm, サイズ 300 mm × 150 mm のソーダガラス基板を用い、150 mm 辺に平行に 30 mm 間隔でレーザスクライブした。**Table 6.1**にレーザスクライブ条件を示す。

次に、**Fig. 6.3**のように、レーザスクライブ線に沿ってレーザ重ね照射を行った。実験では、レーザ重ね照射をスクライブの開始端から、または、終了端から開始しても、レーザ重ね照射可能条件が同じであったので、実験効率を考慮し、スクライブの終了端をレーザ重ね照射の開始端とした。**Table**

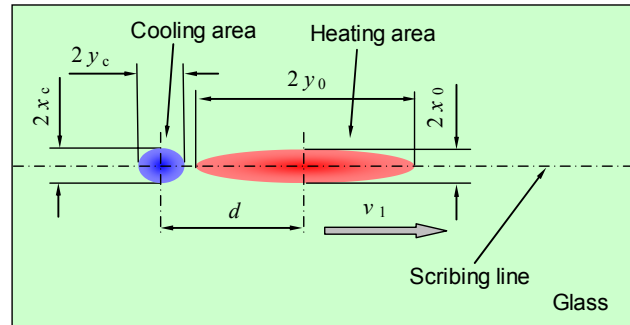


Fig. 6.2 Positional relationship between heating area and cooling area for laser scribing

Table 6.1 Laser scribing condition for experiment

Glass thickness		2.8 mm
Glass size		300 mm × 150 mm
v_1	Scribing velocity	18 mm/s
P_1	Laser power	14.7 W
$2x_0$	Minor axis of heating area	2.1 mm
$2y_0$	Major axis of heating area	22.0 mm
d	Cooling point distance	12 mm
$2x_c$	Minor axis of cooling area	2.0 mm
$2y_c$	Major axis of cooling area	3.0 mm

6.2 に，レーザ重ね照射条件を示す．ビーム形状は，レーザスクライブにおけるビーム形状と同様にした．レーザ重ね照射のレーザ出力 P_2 と走査速度 v_2 を変えて，レーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する条件を探索した．レーザスクライブ亀裂が伸長しなかった場合を不可とした．

レーザ重ね照射後，手でガラス基板を分断し，光学顕微鏡を用いて，分断面でレーザ重ね照射により伸長した亀裂深さを測定した．

6.2.2 実験結果

レーザスクライブ亀裂の深さを確認するため，レーザスクライブ後，手で

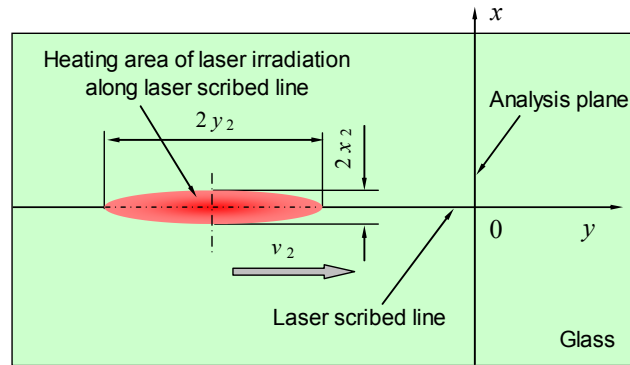


Fig. 6.3 Definitions and variables of geometry used for heating area of laser irradiation along the laser scribed line and analysis model

Table 6.2 Experimental condition of laser irradiation along the laser scribed line

v_2	Scanning velocity	Variable mm/s
P_2	Laser power	Variable W
$2x_2$	Minor axis of heating area	2.1 mm
$2y_2$	Major axis of heating area	22.0 mm

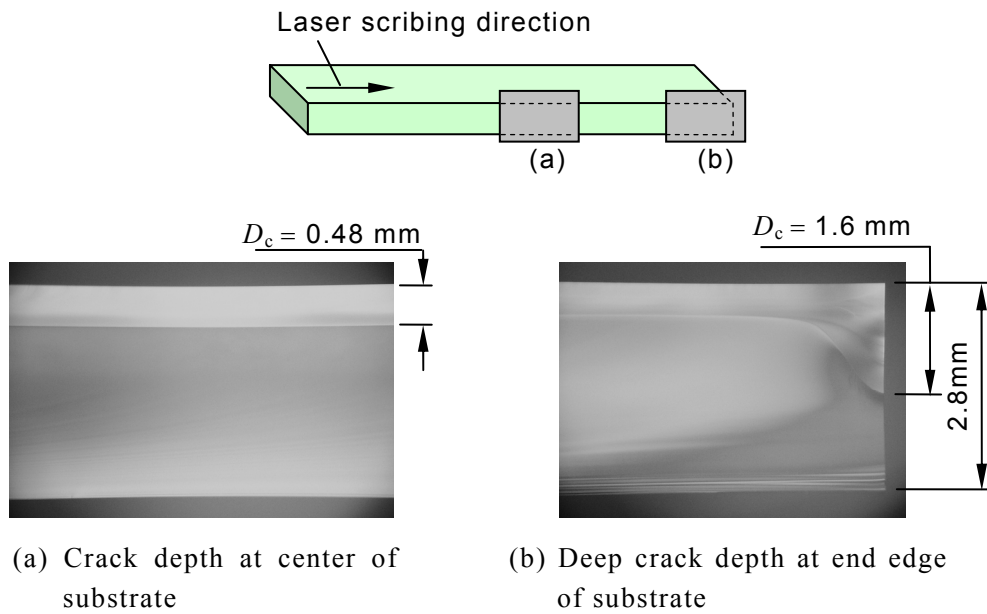
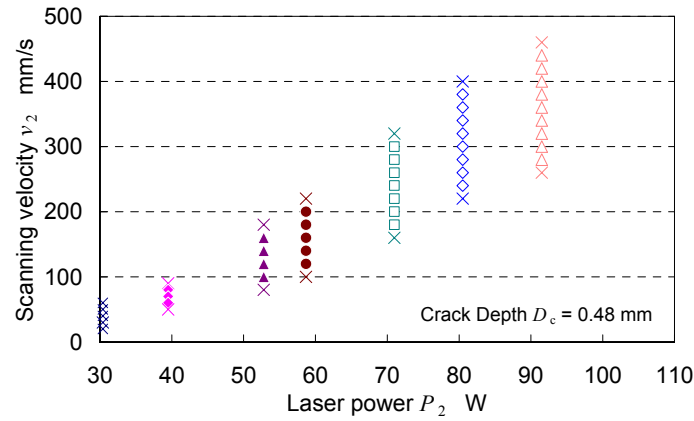


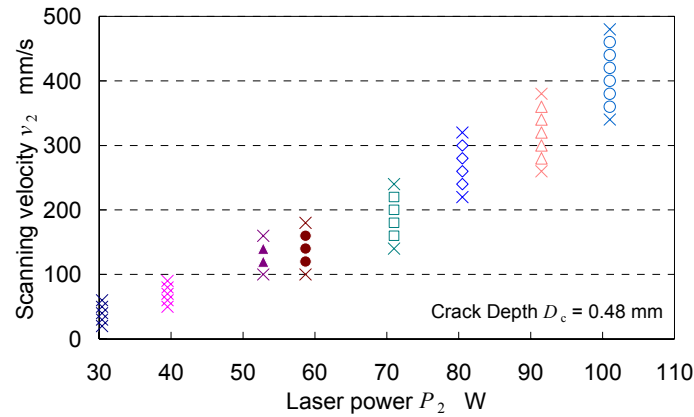
Fig. 6.4 Photographs of separated plane by laser scribing ($P_1 = 91.5$ W, $v_1 = 300$ mm/s)

ガラス基板を分断し、光学顕微鏡を用いて亀裂深さを測定した．分断面の写真を **Fig. 6.4** に示す．基板中央部のレーザスクライブ亀裂深さ D_c は 0.48 mm であるのに対して、基板の終了端では、 D_c が 1.6 mm と深くなっている．いずれの領域でも、分断エッジに微細な亀裂は見られない．

まず、レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が伸長したレーザ出力 P_2 と走査速度 v_2 の関係を **Fig. 6.5** (a) に示す．×以外の記号が、亀裂が伸長したことを示す．この場合は、レーザ重ね照射の開始端に深い亀裂が



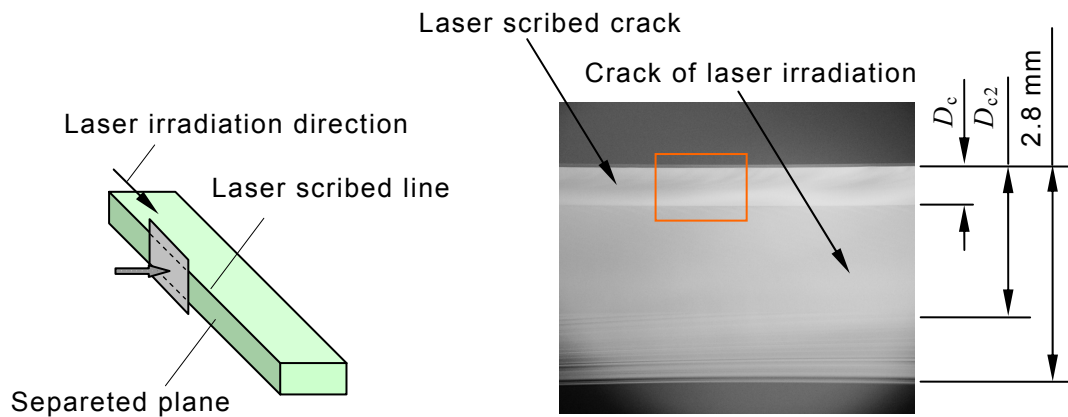
(a) With deep crack at start edge of laser overlapping irradiation



(b) With crack of constant depth at start edge of laser overlapping irradiation

Fig. 6.5 Domain of laser overlapping irradiation conditions obtained by combinations of scanning velocity and laser power. “×” marks on high-velocity side represent conditions that scribed crack was not able to propagate and “×” marks on low-velocity side represent conditions that glass surface was damaged by laser heating.

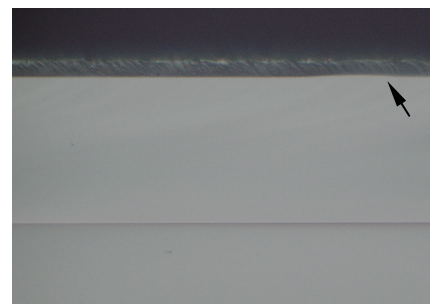
存在するので、亀裂の伸長に影響を及ぼすことが懸念された．一方、次節で述べる二次元熱応力解析では、開始端の亀裂深さを考慮できないので、実験と解析の条件を一致させることができない．そこで、スクライブの終了端から 15 mm の位置を裏面側からカッターホイールを用いてガラス基板を分断して、レーザ重ね照射の開始端で一定の亀裂深さ ($D_c = 0.48 \text{ mm}$) となるようにした．この状態でレーザスクライブ亀裂が伸長するレーザ重ね照射条件を探索した．その結果を Fig. 6.5 (b)に示す．こ



(a) Crack depth D_c of laser scribing and crack depth D_{c2} by laser overlapping irradiation ($P_2 = 91.5 \text{ W}$, $v_2 = 300 \text{ mm/s}$)



(b) Belt-shaped mark of the laser scribed crack surface generated by laser overlapping irradiation ($P_2 = 91.5 \text{ W}$, $v_2 = 300 \text{ mm/s}$)



(c) Heat damage generated at scribed edge by laser overlapping irradiation ($P_2 = 91.5 \text{ W}$, $v_2 = 200 \text{ mm/s}$)

Fig. 6.6 Photographs of separated plane of laser overlapping irradiation

こでも×以外の記号が、亀裂が伸長したことを示す。

Fig. 6.6 に、レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が伸長したときの分断面を示す。Fig. 6.6 (a)の写真の上側がレーザ照射面である。レーザスクライブで形成された亀裂 D_c の下に、レーザ重ね照射により伸長した亀裂 D_{c2} が観察される。分断面のエッジ部を拡大して観察すると、Fig. 6.6 (b)に矢印で示すように、レーザ光が照射されたガラス基板表層で帯状の模様が観察される。この帯状の模様は通常のレーザスクライブ亀裂の表面では観察できないことから、レーザ重ね照射時に生じたと考えられる。

しかし、ここでも分断エッジに微細な亀裂は認められず、分断面品質に問題はない。これに対して、Fig. 6.6 (c)に矢印で示すように、分断エッジに熱的なダメージが生じたときの状態を示している。エッジに凹凸が生じており、ガラスエッジ強度の低下が懸念されることから、以下では、熱的なダメージが生じる条件は不適切と判断した。

Fig. 6.5において、高速側の×印はレーザスクライブ亀裂がレーザ重ね照射によって伸長しなかった条件を表している。低速側の×印は、Fig. 6.6 (c)のような熱的なダメージが生じた条件を表している。

レーザスクライブ亀裂が伸長可能な条件は、レーザ出力 P_2 が増加する

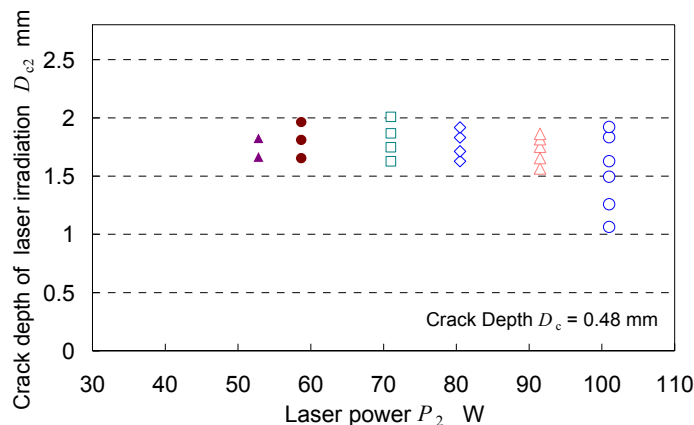


Fig. 6.7 Relationship between crack depth D_{c2} by laser overlapping irradiation and Laser power P_2 ; Deep crack depth side corresponds to the low velocity condition in Fig. 6.5 (b).

につれ、走査速度 v_2 が高速になる傾向がある． Fig. 6.5 (a) のレーザー重ね照射の開始端に深い亀裂が存在する場合と， Fig. 6.5 (b) の一定の深さの亀裂が存在する場合を比較すると，分断エッジに熱的なダメージが生じる条件（低速側の×印）には差異はなかった．ところが， Fig. 6.5 (a) の開始端に深い亀裂が存在する方が，高速側でレーザースクライブ亀裂が伸長した．また，レーザー出力 $P_2 = 39.5 \text{ W}$ において， Fig. 6.5 (a) では，レーザースクライブ亀裂が伸長したが， Fig. 6.5 (b) では，亀裂は伸長しなかった．これらのことから，レーザースクライブ亀裂が伸長する条件は，レーザー重ね照射の開始端に存在する亀裂深さに影響されるといえる．

Fig. 6.5 (b) において，レーザー重ね照射により伸長した亀裂深さ D_{c2} の測定結果を **Fig. 6.7** に示す．各レーザー出力に対する伸長した亀裂深さ D_{c2} は，深い側がレーザー重ね照射の走査速度 v_2 の低速の条件に， D_{c2} の浅い側が高速の条件に対応している．

6.3 熱応力解析

レーザー重ね照射実験の結果に基づいて，二次元熱弾性解析を行った． **Fig. 6.8** に有限要素モデルを示す．対称性を考慮して $2.8 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ の領域を解

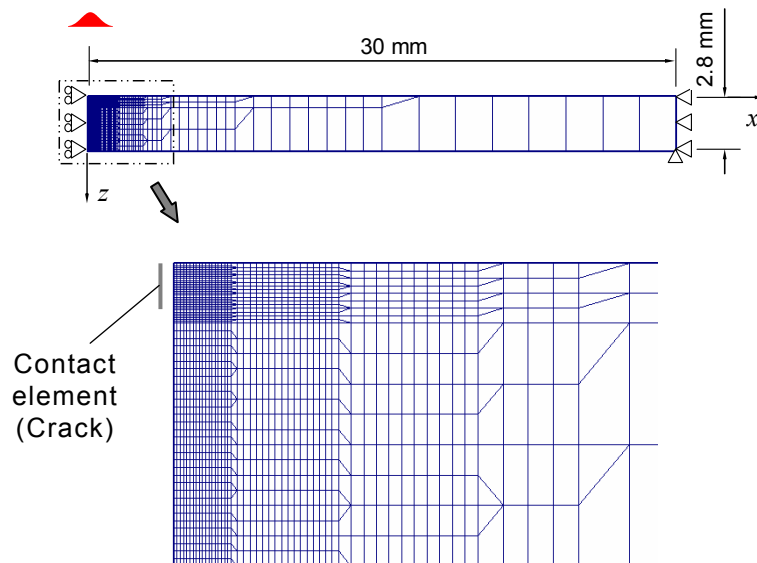


Fig. 6.8 Mesh geometry for FEM analysis

析対象とした．ガラス基板のレーザ照射面に $x-y$ 座標をとり， y 軸方向をレーザビームの走査方向とし， z 軸方向を板厚方向とした． $y=0$ の $x-z$ 面に有限要素モデルを設けた (Fig. 6.3)．レーザスクライブの亀裂深さが 0.48 mm であるので，それとほぼ同じ深さ 0.481 mm の接触要素を配して亀裂と見立てた．Fig. 6.8 に，配した接触要素を模式的に示す．

x 軸方向（ビーム幅方向）の分割の最小値を 29.3 μm とし， z 軸方向（板厚方向）の分割の最小値を 17.2 μm とした．総節点数は 2099，要素数は 2023 である．時間ステップは，0.25 mm を走査速度 v_2 で除した時間，すなわち， $0.25 \text{ mm}/v_2 [\text{s}]$ とした．ガラスの物性値，加熱条件，および冷却条件は第 2 章と同様にした．

$x-z$ 面の二次元熱伝導解析では，レーザビームの中心を $y=-15 \text{ mm}$ の位置から y 軸方向に走査させた．すなわち，Fig. 6.8 の有限要素モデルに対して，レーザビームを紙面の奥から手前に走査させ，加熱条件を時間とともに変化させた．次に，得られた温度場を用いて， $\sigma_{yy} = \tau_{yx} = \tau_{yz} = 0$ と仮定した平面応力問題として $x-z$ 面の二次元熱応力解析を行った．レーザ照射側端を x 軸方向に，他端を x 軸，および z 軸方向に，それぞれ拘束した．

亀裂は引張応力に対して垂直に生じるので，ここでは，亀裂伸長に関わる主な応力 σ_{xx} に着目した．また，エッジに熱的なダメージが生じたので，レーザスクライブ亀裂の先端だけでなく表面にも注目した．

6.4 結果と考察

レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が伸長した条件を解析し，レーザスクライブ亀裂の伸長機構を考察した．次に，実験結果と解析結果を比較して，レーザスクライブ亀裂が伸長する条件を考察した．ここでは，実験と解析の条件を一致させるため，一定のレーザスクライブ亀裂深さとしてレーザ重ね照射を行った実験結果 (Fig. 6.5 (b)) を解析した．

6.4.1 レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長機構

レーザスクライブ亀裂が伸長したレーザ出力 $P_2 = 71.0 \text{ W}$ ，走査速度 $v_2 = 200 \text{ mm/s}$ のレーザ重ね照射条件を解析した．Fig. 6.9 に，表面温度 T_{surf} と亀

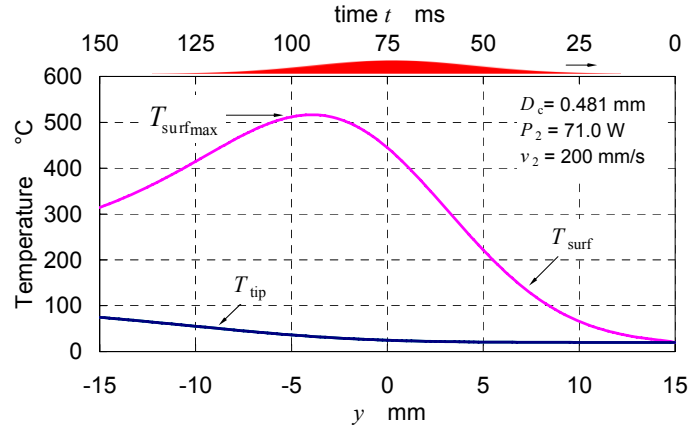


Fig. 6.9 Time variations of temperature of glass surface and crack tip ($P_2 = 71.0$ W, $v_2 = 200$ mm/s)

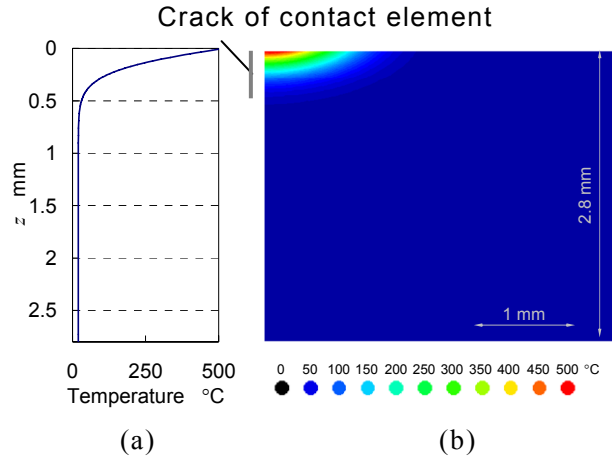


Fig. 6.10 Temperature distributions upon $T_{\text{surf max}}$ generation ($P_2 = 71.0$ W, $v_2 = 200$ mm/s); (a) Temperature distribution along the z -axis and (b) Temperature distribution on $x-z$ plane

裂先端の温度 T_{tip} の時間変化を示す．時刻 $t = 75$ ms がレーザービームの中心位置に対応している．表面温度 T_{surf} は，レーザー加熱直後から急激に上昇し，ビーム中心やや後方で最大値に達する．ガラス基板表面の最高到達温度を $T_{\text{surf max}}$ とする．亀裂先端の温度 T_{tip} は，レーザー加熱の影響を受けにくく，ほぼビーム中心からなだらかに上昇している．**Fig. 6.10** に， $T_{\text{surf max}}$ 発生時の $x-z$ 面と z 軸上の温度分布を示す．表層だけが加熱され，亀裂先端まで熱が伝わっていないことがわかる．

Fig. 6.11 に，**Fig. 6.9** に対応した表面と亀裂先端の応力 σ_{xx} の解析結果

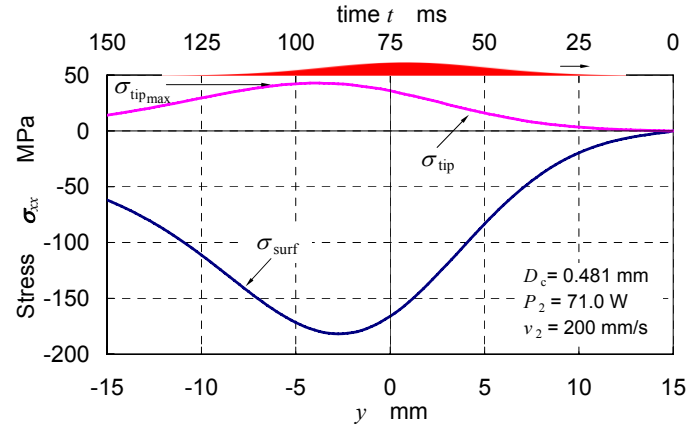


Fig. 6.11 Time variations of stress σ_{xx} of glass surface and crack tip corresponding to Fig. 6.9 ($P_2 = 71.0$ W, $v_2 = 200$ mm/s)

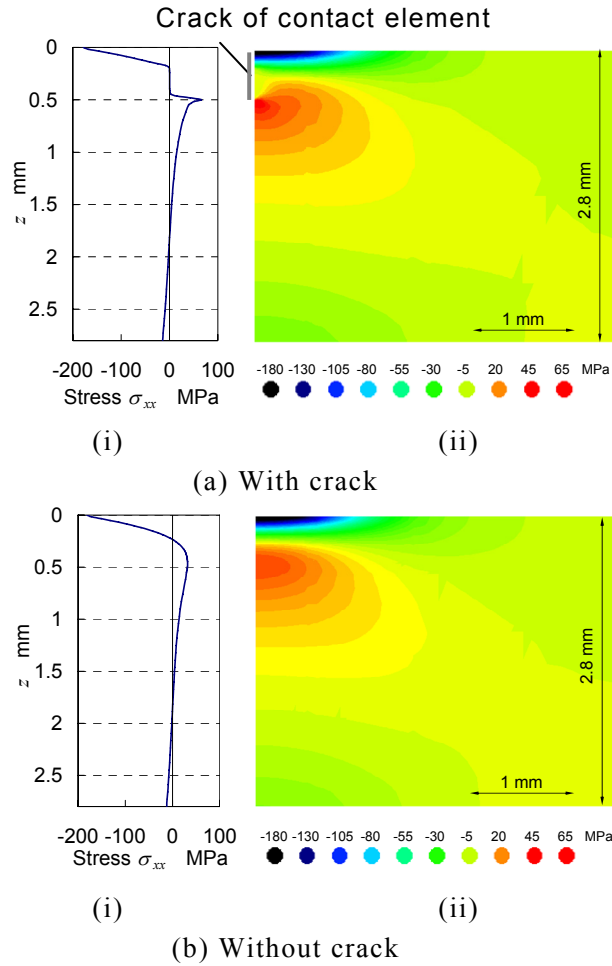


Fig. 6.12 Stress distributions of σ_{xx} upon σ_{tipmax} generation ($P_2 = 71.0$ W, $v_2 = 200$ mm/s); (i) Stress distribution of σ_{xx} along the z -axis and (ii) Stress distribution of σ_{xx} on $x-z$ plane

を示す．ここで，表面応力と亀裂先端の応力を，それぞれ σ_{surf} と σ_{tip} とする．表面応力 σ_{surf} は，加熱直後から圧縮応力となり，その圧縮の大きさは急激に増加し，ビーム中心やや後方で最大となる．亀裂先端の応力 σ_{tip} は，加熱直後から引張応力となって，ビーム中心やや後方で引張応力が最大値に達する．この亀裂先端の最大引張応力を $\sigma_{\text{tip max}}$ とする．

Fig. 6.12 (a)に， $\sigma_{\text{tip max}}$ 発生時の z 軸上と $x-z$ 面の応力 σ_{xx} の分布を示す．また，亀裂の有無の応力分布を比較するため，**Fig. 6.12 (b)**に亀裂の無い場合の解析結果を示す．**Fig. 6.12 (a), (b)**において，亀裂の有無に関わらず，表層では約 180 MPa と大きな圧縮応力が発生している．これより，**Fig. 6.6 (b)**のレーザスクライブ亀裂面に生じた帯状の模様は，高温で表層に大きな圧縮応力が作用したことにより生じたと考えられる．

内部では，表層の圧縮応力の影響を受けて，逆に引張応力が発生する．亀裂がない場合（**Fig. 6.12 (b)**）は，表面から内部にかけて，応力 σ_{xx} はなだらかに変化している．それに対して，亀裂がある場合（**Fig. 6.12 (a)**）は，応力 σ_{xx} は表面の圧縮応力の直下で零となって，亀裂先端近傍で引張応力が急激に増加している．また，**Fig. 6.13**に， $\sigma_{\text{tip max}}$ 発生時における各節点の x 座標を求めた結果を示す．約 $z = 0.15$ mm から亀裂先端（ $z = 0.481$ mm）までの範囲で，解析における亀裂は開いた状態（変位の最大値は，0.08 μm ）となる．この解析結果からも，亀裂先端近傍で急激に引張応力が増加していることが理解できる．

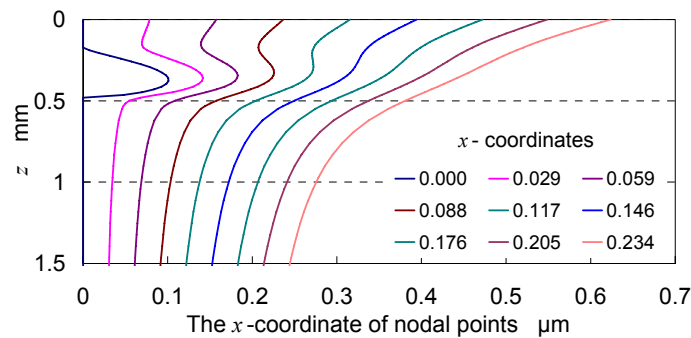


Fig. 6.13 The x -coordinate of nodal points upon $\sigma_{\text{tip max}}$ generation ($P_2 = 71.0$ W, $v_2 = 200$ mm/s)

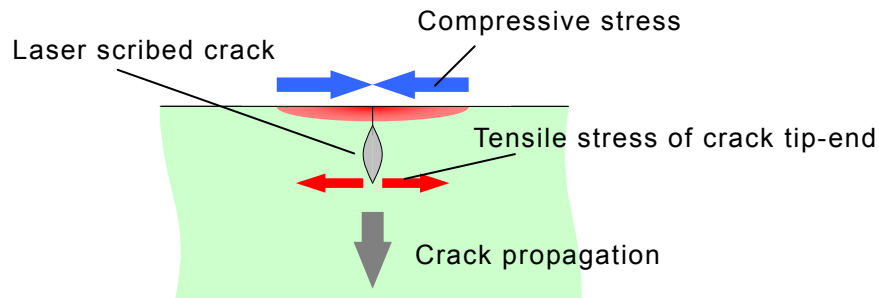


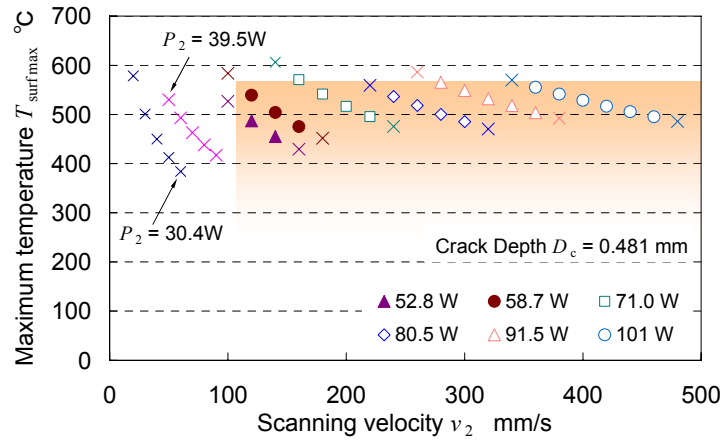
Fig. 6.14 Schematic of propagation of laser scribed crack by laser overlapping irradiation

以上の解析結果から，レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂の伸長機構を **Fig. 6.14** の模式図を用いて説明する．レーザ重ね照射により，ガラス基板の表層に大きな圧縮応力が生じ，その影響を受けてガラス基板内部に引張応力が発生する．基板内部に発生した引張応力が亀裂先端に集中することによって，深さ方向にレーザスクライブ亀裂が伸長する．

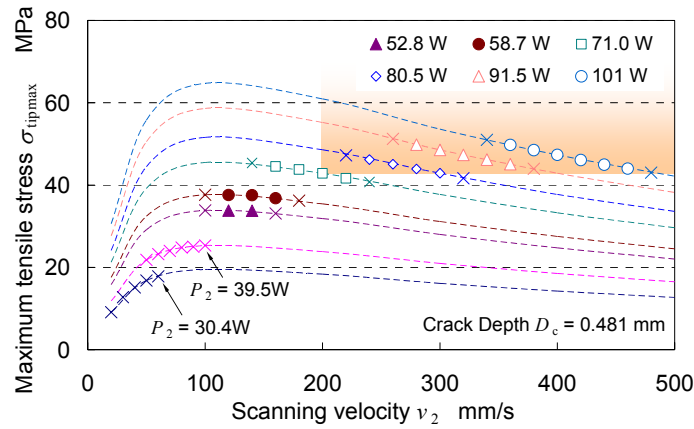
6.4.2 レーザスクライブ亀裂伸長可能条件の推定

Fig. 6.15 に，レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が伸長可能であったレーザ出力と走査速度の実験条件 (**Fig. 6.5 (b)**) のもとで熱弾性解析を行った結果を示す．**Fig. 6.15 (a)**に，表面最高到達温度 $T_{\text{surf max}}$ と走査速度 v_2 の関係を示す．また，**Fig. 6.15 (b)**に，それぞれのレーザ出力における亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ と走査速度 v_2 の解析結果を破線で示し，その線の上に，レーザスクライブ亀裂が伸長した実験条件の解析結果を記号で示している．低速側の×印が，**Fig. 6.5 (b)**でエッジに熱的なダメージが生じて不適切と判断した条件に対応しており，高速側の×印が，**Fig. 6.5 (b)**でレーザスクライブ亀裂が伸長しなかった条件に対応している．

Fig. 6.15 (a)において，レーザ出力が一定のとき，走査速度が低速になると $T_{\text{surf max}}$ は増加する．走査速度 $v_2 = 100 \text{ mm/s}$ 以上では， $T_{\text{surf max}}$ の上限値は約 540°C で，レーザ出力と走査速度に依存せずほぼ一定となった．この値は，第 2 章のレーザスクライブ可能条件における表面最高到達温度の上限値の約 500°C にほぼ等しい．したがって，この上限値以下では，レーザ重ね照



(a) Relation between maximum temperature $T_{\text{surf max}}$ in heating area surface and scanning velocity v_2



(b) Relation between maximum tensile stress $\sigma_{\text{tip max}}$ of crack tip-end and the scanning velocity v_2

Fig. 6.15 Analysis results of maximum surface temperature $T_{\text{surf max}}$ and maximum tensile stress $\sigma_{\text{tip max}}$ of crack tip-end at the laser scribed crack growth conditions by laser overlapping irradiation. “×” marks on high-velocity side show the conditions that scribed crack was not able to propagate and “×” marks on low-velocity show the conditions that glass surface was damaged by laser heating, corresponding to Fig. 6.5 (b).

射によって、Fig. 6.6 (c)のようなエッジに熱的なダメージが生じないといえる。Fig. 6.15 (b)のそれぞれのレーザ出力の亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ と走査速度 v_2 の関係は、 v_2 が 20～100 mm/s 付近の範囲では、 v_2 が低速になると $\sigma_{\text{tip max}}$ は減少している。これは、 v_2 が低速であるほど内部まで熱が伝わり、亀裂先端近傍の温度が上昇し、亀裂先端で熱応力が発生しにくくなることによると考えられる。

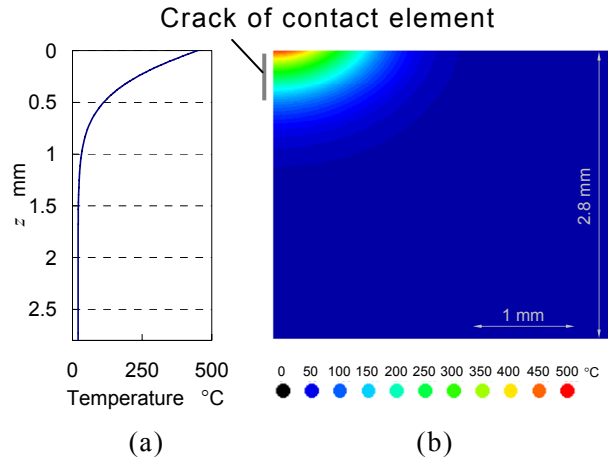


Fig. 6.16 Temperature distributions upon $T_{\text{surf max}}$ generation ($P_2 = 30.4$ W, $v_2 = 40$ mm/s); (a) Temperature distribution along the z -axis and (b) Temperature distribution on x - z plane

Fig. 6.16 にレーザ出力 $P_2 = 30.4$ W，走査速度 $v_2 = 40$ mm/s の低速度の条件における $T_{\text{surf max}}$ 発生時の x - z 面と z 軸上の温度分布を示す． $P_2 = 71.0$ W， $v_2 = 200$ mm/s の温度解析結果 (Fig. 6.10) と比較して， $v_2 = 40$ mm/s となると，内部まで熱が伝わって，亀裂先端近傍の温度が上昇していることがわかる．これより，Fig. 6.15 (a)において，走査速度 $v_2 = 100$ mm/s 以下のとき， $T_{\text{surf max}}$ が上限値の 540°C 以下であるにも関わらず，レーザスクライブ亀裂が伸長しなかったことを説明できる．

Fig. 6.15 (b)において， $\sigma_{\text{tip max}}$ は， $v_2 = 100$ mm/s 付近で最大となり， v_2 が 100 mm/s 付近以上になると， v_2 が高速になるほど $\sigma_{\text{tip max}}$ は減少している．これが，Fig. 6.7 の実験結果において，レーザ重ね照射により伸長した亀裂深さ D_{c2} が走査速度 v_2 の高速側で浅くなった理由である．また，各レーザ出力における $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値は，レーザ出力が大きくなるのに伴って増加している．実際に加工を行う場合，走査速度が高速の方が加工時間を短縮できる．実用的な走査速度 $v_2 = 200$ mm/s 以上では，レーザ出力 P_2 と走査速度 v_2 に関わらず，レーザスクライブ亀裂が伸長する $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値をほぼ 40 MPa と見なすことができる．

これらのことから， 200 mm/s 以上の実用的な走査速度において，熱弾性解析を行えば，ガラス基板表面の最高到達温度 $T_{\text{surf max}}$ の上限値と，亀裂先端

の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値からレーザスクライブ亀裂が伸長するレーザ照射条件を推定できると考えられる。

ただし、実際の加工では、レーザ重ね照射の開始端に深い亀裂が存在するので、亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ が Fig. 6.15 (b)の $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値より小さくてもレーザスクライブ亀裂が伸長する可能性がある。しかしながら、上記 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値でレーザ照射条件を推定すれば、レーザスクライブ亀裂の伸長を安全側で推定できると考えられる。

6.5 結 言

本章では、レーザを重ねて照射することによってレーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する現象を理論的に明らかにすることを目的とした。まず、レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する条件を実験により求めた。次に、実験結果に基づいた有限要素法による二次元熱弾性解析を行って、レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長機構とレーザスクライブ亀裂が伸長するレーザ重ね照射条件を考察した。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) レーザ重ね照射を行うと、ガラス基板の表層に大きな圧縮応力が生じ、その影響でガラス基板内部に引張応力が発生する。基板内部に発生した引張応力が亀裂先端に集中することによって、レーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する。
- (2) レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が伸長する条件では、表面最高到達温度 $T_{\text{surf max}}$ の上限値は、レーザ出力と走査速度に依存せずほぼ一定となる。また、実用的な走査速度 200mm/s 以上の条件では、亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値も、レーザ出力と走査速度に依存せずほぼ一定と見なすことができる。
- (3) したがって、200 mm/s 以上の実用的な走査速度において、熱弾性解析を行えば、表面最高到達温度 $T_{\text{surf max}}$ の上限値と亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値から、レーザスクライブ亀裂が伸長するレーザ照射条件を推定できる。
- (4) 実際の加工では、レーザ重ね照射の開始端に深い亀裂が存在する

ので、 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値以下でもレーザスクライブ亀裂が伸長する可能性がある。しかしながら、この $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値でレーザ照射条件を推定すれば、レーザスクライブ亀裂の伸長を安全側で推定できると考えられる。

参考文献

- 1) 渡部紀夫: ガラス工学ハンドブック, 朝倉書店, (1999), 392.
- 2) 松本文雄, 曾山幸男: ガラスパネルの割断方法, 公開特許公報, 特開平 5-185270, (1993).
- 3) 池田正幸, 柴田隆行, 牧野英司, 高橋義美, 小野 敦, 松本文雄: 板ガラスのレーザブレイキングに関する研究 (第 1 報), 精密工学会誌, **62**, 3 (1996), 413.
- 4) 池田正幸, 柴田隆行, 牧野英司, 高橋義美, 越田 仁: ガラスのレーザブレイキングに関する研究 (第 2 報), 精密工学会誌, **66**, 2 (2000), 213.
- 5) C.H. Tai, C.J. Chen: Formation of the Breaking Surface of Alumina in Laser Cutting with a Controlled Fracture Technique, Proc. Inst. Mech. Eng., Part B, J. Eng. Manuf. **217** (2003), 489.
- 6) C.H. Tsai, B.C. Lin: Laser Cutting of Silica Glasses by Using the Controlled Fracture Technique, Proc. ICALEO '04, (2004), 2107.
- 7) K. Yamada, Y. Yamane, and K. Sekiya: Proposal of Laser Cleaving Process Utilizing Temperature Gradient in Thickness Direction, Proceedings of the 4th International Conference on Leading Edge Manufacturing in 21st Century, (2007), 883.
- 8) 伊東 明, 上野 勉, 藤井昌宏: 脆性基板の加工方法及び装置, 公開特許公報, 特開 2001-130921, (2001).

第 7 章 総 括

レーザスクライブは、パーティクルの発生抑制とガラスエッジ強度の向上というフラットパネルディスプレイ（FPD）製造におけるガラス基板分断工程の要求を満たす加工法である。しかしながら、レーザスクライブの基礎現象の理論的な解析がなされておらず、亀裂が進展する加工メカニズムやその適用範囲が明らかにされていなかった。そこで、本研究では、レーザスクライブの信頼性と加工品質の向上、実用化、および普及の促進を実現するため、レーザ照射実験と有限要素法による熱弾性解析を行い、レーザスクライブ機構を解明した。また、亀裂進展条件が熱弾性解析によって簡易に推定できることを示した。

本研究を通観して、各章の概略と明らかになった主要な事項を述べると以下のようなになる。

第 1 章「緒論」では、本研究の背景、および目的と意義について述べた。

第 2 章「ガラスのレーザスクライブ機構」では、亀裂深さ、亀裂形状、およびスクライブ可能条件などの実験結果を踏まえて、亀裂深さやレーザスクライブ可能条件などを支配する要因を理論的に明らかにするため、有限要素法による三次元熱応力解析を行った。二次元解析も併せて行い、三次元解析との比較を行った。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) 亀裂深さは、冷却域の表面最大引張応力と直下に存在する圧縮応力場、およびその深さに依存する。加熱域と冷却域間の距離が小さくなると、冷却域直下の圧縮応力場が大きくなるとともに浅くなり、亀裂先端が湾曲する。
- (2) スクライブ可能条件では、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値は、レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる。表面最高到達温度 T_{max} の上限値も、レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる。

- (3) したがって、熱応力解析を行えば、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から、レーザスクライブ可能条件を推定できる。
- (4) 三次元解析結果と二次元解析結果を比較すると、二次元解析においても、三次元解析とほぼ同様の結果が得られる。
- (5) 計算負荷を考慮すると、二次元熱応力解析で冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から、レーザスクライブ可能条件を推定する方が実用的であるといえる。

第 3 章「レーザスクライブにおける板厚と線膨張係数の影響」では、FPD 製造におけるレーザスクライブの実用化を考慮し、ガラス基板の板厚と線膨張係数の影響を明らかにすることを目的とした。まず、液晶ディスプレイ (LCD) 用ガラス基板の薄板化を考慮し、板厚 0.4, 0.55, 0.7, および 1.1 mm のソーダガラス基板のスクライブ可能条件を踏まえて、二次元熱弾性解析を行い板厚の影響を考察した。次に、ソーダガラスと比較して線膨張係数が小さい LCD 用のアルミノシリケートガラスと、それより線膨張係数が小さい石英ガラスにおいて、実験と解析を行い、線膨張係数の影響を考察した。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) 板厚 0.7 mm と同様に、板厚 0.4, 0.55, および 1.1 mm においても、レーザスクライブ可能条件では、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値は、レーザ出力とスクライブ速度に依存せずほぼ一定となる。それらの値は板厚にも依存しない。
- (2) したがって、板厚が 0.4~1.1 mm の場合、熱弾性解析を行えば、板厚に関わらず、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から、レーザスクライブ可能条件を推定できる。
- (3) それぞれのスクライブ条件において、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} が極大となる板厚が存在し、その板厚は、スクライブ速度が高速になると薄くなり、低速になると厚くなる傾向がある。それに

起因して、亀裂深さについても、ほぼ同様の傾向となる。

- (4) 線膨張係数がソーダガラスより小さいアルミノシリケートガラスにおいても、レーザスクライプ可能条件では、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値は、レーザ出力とスクライプ速度に依存せずほぼ一定となる。
- (5) したがって、実験結果に基づいて熱弾性解析を行えば、冷却域の表面最大引張応力 σ_{tmax} の下限値と表面最高到達温度 T_{max} の上限値から、アルミノシリケートガラスのレーザスクライプ可能条件を推定できる。
- (6) 線膨張係数が $\alpha = 0.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ と小さい石英ガラスは、通常、レーザスクライプは不可能である。
- (7) 線膨張係数 $\alpha = 4.2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 以上で、軟化点や耐熱温度が 975°C 程度以上の硬脆性材料であれば、レーザスクライプができる可能性がある。ちなみに、線膨張係数 $\alpha = \text{約 } 7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ で、耐熱温度 1500°C 以上のアルミナセラミック基板はレーザスクライプ可能であった。

第4章「レーザクロススクライプ機構」では、1次スクライプ線のエッジに初期亀裂を導入していないにも関わらず2次スクライプが進行する現象を理論的に明らかにすることを目的とした。まず、レーザクロススクライプ実験を行い、1次スクライプ線と2次スクライプ線の交点部のレーザ照射面と分断面を観察した。次に、実験結果に基づいた有限要素法による三次元熱弾性解析を行い、2次スクライプの進行機構を考察した。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) レーザクロススクライプを行うと、2次スクライプによって1次スクライプ面に圧接痕が生じる場合と圧接痕が生じない場合の二つの形態で2次スクライプが進行する。
- (2) 圧接痕が生じる場合は、2次スクライプの加熱域で1次スクライプ面が圧接され、2次スクライプが進行する。
- (3) 圧接痕が生じない場合は、2次スクライプの冷却域で1次スクライプ面に生じる摩擦力によってスクライプを進行させる引張応力が

伝達され、2 次スクライブが進行する。

- (4) したがって、1 次スクライブ面の摩擦力を低減させると、2 次スクライブの進行が 1 次スクライブ線で停止する。

第 5 章「亀裂の局所進展スクライブ」では、レーザスクライブの亀裂深さに限界があることから、レーザスクライブで深い垂直亀裂を進展させることを目的とした。まず、第 2 章で提案したレーザスクライブ機構から、垂直亀裂直下の圧縮応力場を低減すると垂直亀裂が深くなると推測して、レーザ照射を局所的に遮へいする方法を検討した。この方法でレーザ照射実験を行い、分断面で亀裂深さを観察した。次に、遮へい領域で局所的に亀裂が深く進展する現象を理論的に解明するため、有限要素法による三次元熱応力解析を行った。その結果、以下のような結論を得た。

- (1) レーザ照射の一部を遮へいすることで、遮へい領域の垂直亀裂を深くすることができ、遮へい中心で深さが最大となる。ただし、亀裂を深くできる遮へい幅には上限があり、亀裂深さは上限値までは増加する。
- (2) 板厚が増加すると、亀裂深さと遮へい幅の上限値は減少する。板厚が薄い場合、亀裂を裏面まで到達させることができる。
- (3) 亀裂が深くなる現象は、亀裂の進展を阻害する内部の圧縮応力場が減少、もしくは引張応力場に転じたときに生じる。
- (4) 遮へいにより遮へい域前端近傍の引張応力が低下すると、スクライブ方向の亀裂の進行が停止する。
- (5) 本章の結果、第 2 章で提案したレーザスクライブ機構のモデルの妥当性が裏付けられた。
- (6) レーザ照射の遮へいにより加熱と非加熱を繰り返すことで、レーザスクライブの亀裂を断続的に深くできる可能性があるため、分断時の荷重や衝撃を小さくすることができると考えられる。

第 6 章「レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長」では、レーザを重ねて照射することによってレーザスクライブ亀裂が深さ方向に

伸長する現象を理論的に明らかにすることを目的とした．まず，レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する条件を実験により求めた．次に，実験結果に基づいた有限要素法による二次元熱弾性解析を行って，レーザ重ね照射によるレーザスクライブ亀裂伸長機構とレーザスクライブ亀裂が伸長するレーザ重ね照射条件を考察した．その結果，以下のような結論を得た．

- (1) レーザ重ね照射を行うと，ガラス基板の表層に大きな圧縮応力が生じ，その影響でガラス基板内部に引張応力が発生する．内部に発生した引張応力が亀裂先端に集中することによって，レーザスクライブ亀裂が深さ方向に伸長する．
- (2) レーザ重ね照射によりレーザスクライブ亀裂が伸長する条件では，表面最高到達温度 $T_{\text{surf max}}$ の上限値は，レーザ出力と走査速度に依存せずほぼ一定となる．また，実用的な走査速度 200mm/s 以上の条件では，亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値も，レーザ出力と走査速度に依存せずほぼ一定と見なすことができる．
- (3) したがって，200 mm/s 以上の実用的な走査速度において，熱弾性解析を行えば，表面最高到達温度 $T_{\text{surf max}}$ の上限値と亀裂先端の最大引張応力 $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値から，レーザスクライブ亀裂が伸長するレーザ照射条件を推定できる．
- (4) 実際の加工では，レーザ重ね照射の開始端に深い亀裂が存在するので， $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値以下でもレーザスクライブ亀裂が伸長する可能性がある．しかしながら，この $\sigma_{\text{tip max}}$ の下限値でレーザ照射条件を推定すれば，レーザスクライブ亀裂の伸長を安全側で推定できると考えられる．

本研究で示したレーザスクライブ機構については，ガラスにとどまらず一般脆性材料にも適用できると考えられる．これより，FPD 製造におけるガラス基板分断工程に限らず，さまざまな分野において，レーザスクライブが適用されることを期待する．

謝 辞

本研究は、大阪大学大学院工学研究科 マテリアル生産科学専攻准教授 大村悦二博士のご指導のもとで行われたものである。本研究の遂行に際し、終始懇切丁寧なご指導とご討論を賜ったことに対して、深厚なる感謝の意を表します。

また、本論文を完成するにあたり有益な助言を賜った大阪大学大学院工学研究科 マテリアル生産科学専攻教授 平田好則博士，大阪大学大学院工学研究科 機械工学専攻（接合科学研究所）教授 片山聖二博士，大阪大学大学院工学研究科 生命先端工学専攻教授 伊東一良博士，大阪大学大学院 マテリアル生産科学専攻（接合科学研究所）准教授 阿部信行博士に深厚なる謝意を表します。

本論文における熱応力解析にあたり有益な助言を賜った計算力学研究センター（株）清島祥一氏に深甚なる謝意を表します。

本研究の機会と支援をしていただいた三星ダイヤモンド工業（株）代表取締役社長 三宅泰明氏に甚大なる謝意を表します。

本研究を開始する機会をいただき、また、本研究の遂行に際し、終始貴重なご意見とご討論をいただいた三星ダイヤモンド工業（株）レーザー技術研究所元所長 森田英毅博士，現 MDI 研修所顧問 羽阪 登氏に心から感謝致します。

本研究の遂行するにあたり、さまざまな面で支援していただいた三星ダイヤモンド工業（株）執行役員 江島谷彰氏，レーザー技術部部長 砂田富久氏，レーザー技術課 主席技師 上野 勉氏，レーザー技術研究所課長 清水政二博士，主任 在間則文氏，蘇 宇航氏，福原健司氏，村上政直博士，野橋久美子氏，熊谷一星氏，畑 強之博士に深く感謝致します。

本論文に関する研究業績

受賞

1) 2005 年度精密工学会研究奨励賞

山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライブにおける熱応力解析”, 精密工学会誌, **71**, 9, (2005) 1157-1162.

著書

1) 清水政二, 山本幸司, “透明導電膜付きガラスのレーザスクライブ技術”, 透明導電膜大全集, 情報機構, (2007) 577-588.

学術論文

- 1) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライブにおける熱応力解析”, 精密工学会誌, **71**, 9, (2005) 1157-1162.
- 2) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライブにおける三次元熱応力解析”, 日本機械学会論文集, C 編, **72**, 724 (2006) 3927-3933.
- 3) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライブにおける亀裂の局所進展”, 精密工学会誌, **73**, 8, (2007) 917-923.
- 4) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura, “Three Dimensional Thermal Stress Analysis on Laser Scribing of Glass”, Precision Engineering, **32**, 4, (2008) 301-308.
- 5) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura, “Thermal Stress Analysis on Laser Scribing of Glass”, Journal of Laser Applications, **20**, 4, (2008) 193-200.
- 6) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザクロススクライブにおける熱応力解析”, 精密工学会誌, **74**, 9, (2008) 937-943.
- 7) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “レーザスクライブ線に沿ったレーザ照射によるガラスの亀裂伸長”, 精密工学会誌, **74**, 11, (2008) 1182-1187.

- 8) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライ
ブにおける板厚の影響”, レーザ加工学会誌, **15**, 4, (2008) 270-276.
- 9) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライ
ブにおける線膨張係数の影響”, レーザ加工学会, **15**, 4, (2008) 277-282.
- 10) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura,
“Partial Growth of Crack in Laser Scribing of Glass”, Journal of Laser
Applications, (to be published).

国際会議論文

- 1) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura,
“Thermal Stress Analysis on Laser Scribing of Glass”, Proceeding of 23th
International Congress on applications of Lasers and electro-optics, San
Francisco, (2004) M205.
- 2) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura, “Par-
tial Growth of Crack in Laser Scribing of Glass”, Proceeding of the 4th In-
ternational Conference on Leading Edge Manufacturing in 21st Century,
Fukuoka, (2007) 873-878.
- 3) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura, “In-
fluence of Thickness in Laser Scribing of Glass and Crack Propagation by
Laser Irradiation along Laser Scribed Line”, Online Proceedings of the 9th
International Symposium on Laser Precision Microfabrication, Quebec,
(2008) #08-29.
- 4) Koji Yamamoto, Noboru Hasaka, Hideki Morita, and Etsuji Ohmura, “Par-
tial Growth of Crack and Cross Scribe in Laser Scribing of Glass”, Online
Proceedings of the 9th International Symposium on Laser Precision Micro-
fabrication, Quebec, (2008) #08-19.

講演論文

- 1) 山本幸司, 上野 勉, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレー
ザスクライブ”, レーザ協会誌, **30**, 3・4, (2005) 7-12.

- 2) 上野 勉, 山本幸司, “ガラスの分断技術と諸課題について”, 日本セラミック協会ガラス部会 第 46 回ガラスおよびフォトニクス材料討論会講演要旨集, (2005) 86-89.
- 3) 山本幸司, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザクロススクライプにおける熱応力解析”, 2007 年度 精密工学会秋季大会学術講演会 講演論文集, (2007) 963-964.

特許出願

- 1) 羽阪 登, 熊谷 透, 山本幸司, “脆性基板の垂直クラック形成方法および垂直クラック形成装置”, WO2005/102638.
- 2) 山本幸司, 羽阪 登, “基板の垂直クラック形成方法および垂直クラック形成装置”, WO2006/011608.
- 3) 上野 勉, 音田健司, 山本幸司, “脆性材料基板の分断方法および基板分断システム”, WO2006/070825.

招待講演

- 1) 山本幸司, 上野 勉, 羽阪 登, 森田英毅, 大村悦二, “ガラスのレーザスクライプ”, 第 154 回レーザ協会研究会, 2005 年 5 月 20 日, 東京.
- 2) 山本幸司 “ガラス・レーザスクライプの最新技術”, 砥粒加工学会 挑戦的砥粒加工技術専門委員会 第 7 回オープンシンポジウム「第二回世界に誇れる我が社の技術」, 2006 年 11 月 17 日, 東京.