



Title	X線露光中におけるX線マスク基板の動的熱歪み現象に関する研究
Author(s)	千葉, 明
Citation	大阪大学, 1994, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3075205
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

X線露光中におけるX線マスク基板の
動的熱歪み現象に関する研究

平成6年1月

千葉 明

X線露光中におけるX線マスク基板の
動的熱歪み現象に関する研究

平成6年1月

千葉 明

内容梗概

最近の大規模集積回路（超LSI）の高密度化，高集積化の目ざましい発展は，その製造プロセス，特に微細加工に関する技術の進歩による処が大きい。その一端にはリソグラフィ用の高精度ホトマスクを安定して供給する技術が確立されたことにある。

しかしながら従来のリソグラフィ技術では $0.25\mu\text{m}$ 以下の線幅を有する超高集積化高機能化されたULSIの実現が難しく，これに替る新しい技術が求められている。このような情勢を踏まえて，1986年6月通産省の指導のもとに半導体関連メーカー13社によってシンクロトン放射光（SR）の利用技術を開発することを目的とした株式会社ソルテックが設立されSRを光源としたX線リソグラフィ技術の研究開発を行うこととなった。

本論文は著者が1988年10月より1991年9月まで株式会社ソルテックに出向し，同研究所においてX線リソグラフィ技術の実用化を目的にX線マスク基板の露光中に生ずる熱的な現象に関する研究を行い，1992年から三菱電機（株）LSI研究所でさらにその研究を発展させまとめたものである。本論文では，非定常の熱歪み解析に動的熱歪みシミュレーションを開発，適用し，理論的な側面から露光中に生じるX線マスク基板の熱歪みの動的挙動を詳細に解析するとともに，これらの研究内容とその成果を以下の6章にまとめたものである。

第1章では上記の研究の背景及び意義について述べるとともに，従来の準静的な理論に基づいた熱歪みモデルを，パルスX線露光や走査X線露光に適用する場合の問題点を明かにした。

第2章においては，動的熱歪みシミュレーションの理論的な裏付けを明かにした。動的熱歪み理論は平面応力理論とハミルトンの原理の組み合わせから導入した。動的熱歪みシミュレーションをパルスX線露光に適用し，X線マスク基板で生じる熱歪みの伝播を明かにした。パルスX線露光で発生する熱歪みはマスク基板周辺の固定端から基板の中心に向かって縦弾性波として伝播する。熱歪み伝播の特性を利用するとパルス露光中に基板が歪まない安定領域の設計が可能である。

第3章では散逸性の減衰力を動的熱歪み理論に導入し，パルスX線露光で生じるX線マスク基板の熱歪み振動の解析を可能とした。熱歪み振動を解析的に表現するために，偏微

分方程式の近似解の導出に重み付き残差法を適用した。マスク基板の固有振動数と減衰係数によって三種類（減衰振動、臨界減衰、過減衰）の熱歪み振動を招くことを示した。パルス幅が十分に短ければ熱歪み振動が露光後に発生するので転写精度への影響はない。

第4章では、第3章で完成した散逸性の減衰力を含んだ動的熱歪みシミュレーションに、マスク基板、ギャップ中のHeガス及びウェハ上に塗布されたレジストの温度変化に関する効果をそれぞれ導入し、SR光源による走査X線露光で生じるX線マスク基板の熱歪み解析を可能とした。マスク基板からウェハ上のレジストに伝達される熱エネルギーの割合はギャップ中のHeガスの流れの状況を分子運動論の観点から考察した。ギャップがある限界よりも狭くなると、マスク基板、ギャップ中のHeガス及びレジストの温度がそれぞれ共通の温度に収束することから、熱歪みもまた一定の値に収束することを明かにした。さらに露光周波数の増加は一様な温度分布の形成とともにマスク基板の熱歪みを最小の状態に収束させることを示した。

第5章ではSR光の走査露光方法の違いによる非定常な熱歪み挙動を動的熱歪みシミュレーションによって明かにし、低歪み露光方法の理論的根拠を示した。露光方法として一定の走査速度で単純な周期的運動による連続的多重走査（CMS）露光法と基板の冷却時間を考慮した間欠的な多重走査（IMS）露光法を選んだ。まず、SR光が基板上を移動熱源として作用するときの基板面内の動的な位置ずれの挙動について示す。さらに、CMSとIMSのそれぞれの周期的露光方法における基板の位置ずれと熱応力における決定的な相違について述べる。CMS露光中のマスク基板は走査露光毎に歪んだ状態で初期状態に復帰していないことが判明した。IMS露光法は走査速度を上げると基板にかかる熱応力を低減でき、熱歪みもまた小さくできることを示した。

第6章では動的熱歪みシミュレーションの精度を向上させる目的で、パターンが転写されるウェハの温度上昇をウェハの裏面から埋め込んだ熱電対で測定した。X線マスク基板の温度上昇を評価する場合に、露光されるウェハは吸熱源（ヒートシンク）であると考えられていた。この実験によってウェハが露光中に温度変化することを見つけ出した成果について述べる。さらに、実測されたウェハの温度変化から熱容量集中系に基づいた熱モデルを利用してX線マスク基板の温度上昇(0.3℃)及び最大変位(1.5nm)について考察する。

第7章では、本論文の結論として、本論文に記述されている研究成果を総括し、今後に残された課題についてまとめる。

目 次

記号の説明

第1章 序論

- 1. 1 研究の背景 1
- 1. 2 研究の意義 4
- 1. 3 本論文の構成 6

第2章 パルスX線露光における動的熱歪みの伝播

- 2. 1 はじめに 8
- 2. 2 メンブレンの動的熱弾性モデル 8
- 2. 3 数値解析法 14
- 2. 4 熱歪み伝播の検討 17
- 2. 5 まとめ 24

第3章 パルスX線露光における動的熱歪み振動

- 3. 1 はじめに 26
- 3. 2 減衰を考慮した動的熱弾性モデル 26
- 3. 3 重みつき残差法と近似解 29
- 3. 4 熱歪み振動 35
- 3. 5 まとめ 42

第4章 走査X線露光における動的熱歪みの露光周波数依存性

- 4. 1 はじめに 44
- 4. 2 近接露光系における熱弾性モデル 46
- 4. 3 完全陰的有限差分法による離散化 54
- 4. 4 動的熱歪みの露光周波数効果 56
- 4. 5 まとめ 62

第5章 動的熱歪み挙動の走査X線露光方法依存性	
5. 1 はじめに	64
5. 2 動的面内熱歪みモデル	64
5. 3 CMS及びIMS露光方法と動的熱歪み	67
5. 4 まとめ	73
第6章 SR露光におけるウェハ温度上昇	
6. 1 はじめに	75
6. 2 SR露光系における温度測定方法	76
6. 3 ウェハの昇温挙動	76
6. 4 熱容量集中系モデルによる温度・歪みの予測	80
6. 5 まとめ	87
第7章 結論	89
謝辞	91
研究業績目録	92

記号の説明

添字 1	マスクメンブレン
添字 2	マスクとウェハとの近接距離における He ガス
添字 3	レジスト又はウェハ
$q(t)$	単位体積, 単位時間当りの発熱量
$I(t)$	入射 X 線のパワー密度
J_0	パルス当りのエネルギー密度
t_0	パルス幅
E_0	SR ビームのパワー
R_0	SR ビームの半径
V_0	SR ビームの走査速度
f	SR ビームの走査周波数
$f(t)$	時間の任意周期関数
d	メンブレンの膜厚
X_0	矩形メンブレンのサイズ
L	マスクフレームの幅
S	X 線マスクの断面積
A_{ex}	露光面積
V	体積
dV	体積要素
d_2	近接距離
d_3	レジスト又はウェハの厚み
T	温度上昇
T_0	絶対温度であらわした初期温度
T_R	絶対温度であらわした室温
T_M	最高温度上昇
σ_x	x 軸方向に作用する応力
ϵ_x	x 軸方向の歪み
u	変位

u_{max}	最大変位
U_{max}	最大変位
U_c	メンブレン中心の最大変位
μ	X線に対する線吸収係数
K	熱伝導率
k	熱拡散率
ρ	密度
c	比熱
g	重力加速度
ε	放射率
F	放射の形態係数
β	ステファン・ボルツマン定数
β_c	圧縮率
β_a	減衰力の比例定数
ν	ポアソン比
α	熱膨張係数
E	ヤング率
CL	縦弾性波の伝播速度
τ_c	臨界パルス幅
τ_0	マスクの温度応答に関する時定数
ω_0	縦振動の固有角振動数
λ_m	気体の平均自由行程
P	圧力
σ	分子直径
ν_f	動粘性係数
Gr	グラスホフ数
Pr	プラントル数
Ku	クヌートセン数
T_k	運動エネルギー
U	x 軸方向の対流速度分布

U	ポテンシャルエネルギー
D	運動エネルギーの減少
F*	散逸関数
L	ラグランジアン
K*	全運動エネルギー
γ	散逸係数
γ	減衰係数
h	熱伝達係数

第1章 序論

1.1 研究の背景

1960年に登場して30数年間に集積度が3年で4倍の成長を続けてきた集積回路産業の飛躍的な発展は、継続的に大規模化・微細化を図り集積回路を低コストで市場に提供できたことによる。高集積化を支えた技術には、リソグラフィ、薄膜成長、エッチングなどのプロセス技術、半導体材料技術、半導体製造装置技術、回路技術、設計技術（CAD技術）、そしてコンピュータ応用技術などがある。これらの技術の総合的な進歩により集積回路の発展がなされてきた。

これらの多くの技術の中で、リソグラフィ¹⁾は集積回路の微細化を進めてきた中核的な技術である。現在、図1.1に示されているように最も集積度の高い超LSIである64Mビット（D）RAMにおいては最小寸法0.35 μ m領域の微細加工を実現している。微細化がさらに進めばパターン寸法が光の波長に近くなり、回折の影響によってパターン形成が困難になることが予測される。その限界を打破する方法として0.2 μ mレベルの微細加工に可能性のある位相シフト法や変形照明法などの超解像技術²⁾が検討され始めた。しかし、これらの方法は今後数世代にわたって適用できるか否か、さらに技術の複雑化に伴う高コストなどの問題を抱えている。

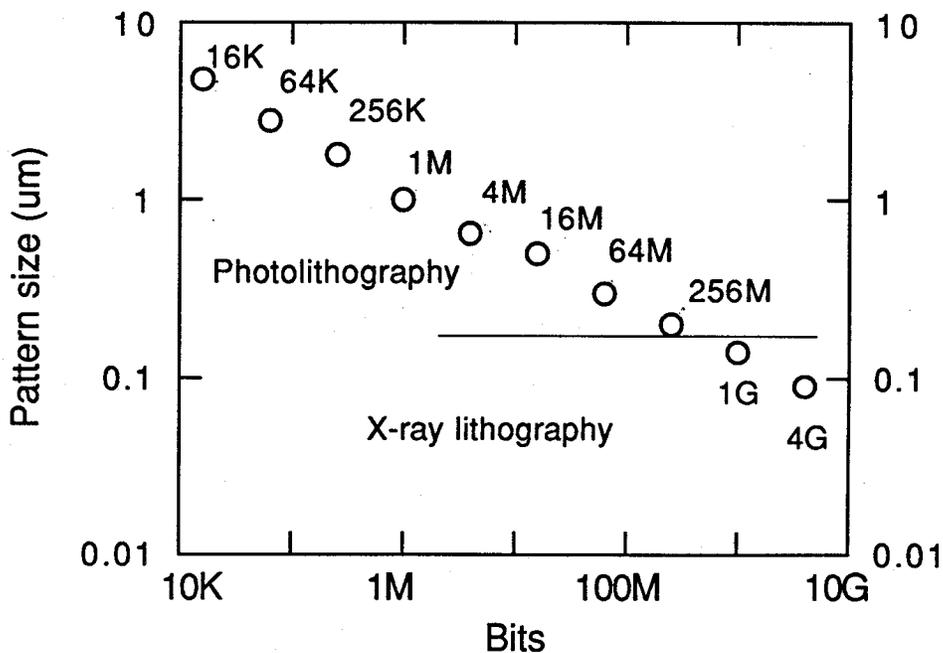


図1.1 DRAMの微細化の進展

このために、光リソグラフィ以外に電子線直描技術、X線リソグラフィの研究開発が進められている。リソグラフィ技術が今後も発展を続けるために0.2 μ mレベルで留まることなく、より微細なパターンへの対応を考えていなければならない。

電子線直描技術においては、セルプロジェクション方式³⁾の登場でスループットの改善が見られる。しかし、光リソグラフィ並のスループット(40~60枚/時)を得ることは難しくスループットの課題は大きい。また電子線直描ではマスク描画と異なりアライメントやパターンつなぎの問題が残されている。

X線リソグラフィ⁴⁾は1972年に最初に発表されて以来20数年間の研究期間にもかかわらず、LSIの量産に適用された例が一つもない。従来まで利用されていた電子線励起型X線源^{5, 6)}によるX線リソグラフィではX線強度が弱いために処理速度が低く、さらに発散光であるために0.25 μ m程度の半影ぼけによる解像度限界が指摘されていた。これを打開するものとしてシンクロトロン放射(Synchrotron Radiation)光やプラズマ線源⁷⁻⁹⁾などの高輝度X線源が注目されるようになった。SR光は、高いX線強度、高いX線の平行性、波長選択の容易性などのため、最も有力なリソグラフィ用のX線源¹⁰⁻¹²⁾として考えられ、電子励起型X線源に付随する上記の問題を解決する。最近ではIBMが1Mビット(D)RAMの試作にSRリソグラフィを適用した例がある。¹³⁾

SRリソグラフィの国内外における基礎研究によればSRリソグラフィの技術的重要課題はX線マスク技術にある。X線マスクは、Si(シリコン)、Si₃N₄(窒化シリコン)、SiC(炭化シリコン)等のX線を透過する薄膜(メンブレン)を基板として、この上にAu(金)、W(タングステン)、Ta(タンタル)等のX線吸収体を用いて1:1のマスクパターンが形成された構造になっている。これらの材料に最も要求される性質は、メンブレン材料は可視光とX線に対して透過率の大きいこと、機械的強度の高いこと、また吸収体材料はX線に対して遮光性の大きいことが望ましい。

X線マスク技術の最大の課題の一つは等倍露光におけるパターン位置精度の高精度化にある。これを達成するためにX線マスク基板やその上に形成する薄膜の応力制御とパターン描画する電子ビームの位置決め精度などが検討、評価されてきた。^{14, 15)} X線の露光装置においてはX線マスクとウェハとの重ね合わせの精度向上に関する研究もなされてきた。¹⁶⁾ その結果、X線リソグラフィは、SR光源の開発によって懸案であったアライナ、マスク製造技術及びレジスト材料の開発等が進歩し0.2 μ mレベル以降の微細パターンに対しても余力をもって解像できる超微細加工技術として期待されるようになった。

このような技術進歩の中、X線マスク基板の熱歪み問題が注目され始めてきた。入射するX線が主に光電吸収によってX線マスク基板やX線吸収体で熱が発生して露光中に基板のパターン位置がずれたり、ウェハに転写されたレジストパターンのそのエッジ部にぼけが生じる現象が現れる。X線露光中に生じるX線マスクの熱歪みは、マスク面内の温度分布、熱膨張係数及び幾何学的条件で決まるが、初期条件としてのメンブレンや吸収体パターンの内部応力に無関係である。したがって、精密に応力制御されたX線マスクは熱歪みの前では無力となり、露光中におけるX線マスクの熱歪みが微細パターン形成に対する障害となる。サブミクロンサイズのLSIパターンが形成されているX線マスク基板が露光中に変位してしまう事により、パターン位置精度の低下を招き、そのチップは不良チップとなる。また、X線マスク基板の熱歪みがウェハ上の他のチップに転写されることにより不良チップ数を増やし、全体の歩留りや信頼性を低下させる原因となりうる。

転写パターンの解像性やパターン位置精度の熱歪みによる劣化を抑えるためには露光中の熱歪み現象に関する情報が必要である。その一環として、X線の透過率が高く、気体の中でも熱伝導率の比較的に高いHe（ヘリウム）ガスを露光雰囲気を用いた転写精度に関する研究がX線リソグラフィの実用化を目的として進められている。大気圧Heの露光雰囲気はX線マスクの熱歪みを小さく抑えることに効果的であることが二重露光法によって確認されている。¹⁷⁾ しかし、こうした実験にもかかわらず露光中の熱歪みは測定限界以下の非常に小さな量だったので定量的に明かにできなかった。

光リソグラフィの限界を越えた領域でX線リソグラフィが適用されることに注目すると、非常に複雑なプロセスと微細化がもたらすプロセスの許容範囲の減少によって、実験的に露光中の熱歪みを評価することが特に困難になる。この困難な状況から脱する一つの方法が露光中の熱歪みを予測できる理論解析やシミュレーションの適用である。シミュレーションに要する時間は、LSIを製造するに要する時間よりもはるかに短時間であり、多くの条件についての情報が得られる。

熱歪みの情報を得る幾つかの理論的な解析の中で代表的なものはK.Heinrichら¹⁸⁾によるプラズマ光源からのパルスX線とSR光源からの連続X線の照射によって生じるX線マスクメンブレンの温度上昇と歪みに関する研究である。この研究はX線マスクでの熱拡散に対して解析的手法を用いて得られる温度分布から熱膨張によるメンブレンの位置ずれに対する知見を得るものである。この研究で注目している微小変形は熱伝導が漸進的に行われ、対応する変形が遅く、慣性の影響が無視でき、運動方程式が平衡方程式になる準静

的運動に基づいている。これは温度の緩やかな変化にしたがって、目立つような加速度なしに平衡の位置が連続的に移り、マスク基板面内の位置が緩やかに動くことを意味する。

露光中の熱歪み情報を得るための理論解析やシミュレーションにはマスク基板面内の温度分布が露光方法や光源の種類によってさまざまに変化することを考慮すべきである。このとき、従来の評価から一步突っ込んだ物理、化学の学問的観点からの研究が必要である。これまで、X線マスク基板の熱歪み解析は準定常的なモデルに基づき行われてきた。しかし、移動熱源としてのSR光の走査露光やプラズマX線源によるパルスX線露光に伴うマスク基板の熱的な現象が準静的とは考えられず、さらに慣性の影響が無視できず、平衡方程式が運動方程式になる動的な運動で起こることを考えると、熱歪みを厳密に予測するためには動的熱歪みモデルによる解析が必要である。

X線露光中のX線マスク基板の熱歪み問題は今後のLSI開発上重要な課題である。これは露光中の熱歪みによってリソグラフィの限界が問われる可能性のあることを示唆している。特に4GビットDRAM以降のデバイス開発において露光中の熱歪み問題が顕在化してくるものと考えられる。しかし、その重要性とは逆に、この分野での発表は非常に少ないのが現状である。以上のような背景に立ち、X線マスク基板の熱歪みの重要性を認識し、本研究のテーマとして取り上げている。本研究は露光中のX線マスク基板の熱歪み挙動の新しい解析方法として動的熱歪み理論とそのシミュレーションを提案し、その理論的な拡張により露光中に発生するX線マスク基板の熱歪みの挙動解析と、新しい熱歪み挙動を明かにしている。

1. 2 研究の意義

X線リソグラフィを利用してLSIを開発する上において、露光中のX線マスク基板の熱歪みを最小化することは非常に重要な意味をもつ。従来の準静的なモデルによるX線マスク基板の熱歪みの記述では、非定常な熱歪み挙動を十分把握することができない。このため、微細なLSIパターンの形成において、動的熱歪み理論とそのシミュレーションはしだいに重要な位置を占めつつある。これは言うまでもなく、LSI製造プロセスの複雑化と微細化により、各工程の最適製造条件の範囲が減少し、その結果、従来の実験的経験的方法による最適製造条件の発見が非常に困難になってきたことが主な要因である。

本研究はこのような状況に対し、動的熱歪み理論とそのシミュレーションによってX線露光中におけるX線マスク基板の過渡的な領域に特有の動的熱歪み現象を解明し、その挙

動の物理的な理解を深めることを目的としている。

本研究ではまず始めにパルスX線露光においてX線マスク基板に発生する熱歪みの伝播を初めて明かにした。熱歪みの伝播が明かになるまでは、露光と同時に熱歪みが生じると考えていたが、本研究により理論的な根拠が明かにされるに至り、露光中に熱歪みの影響を受けないX線マスクの露光領域の存在を示した。

波の性質を有する熱歪みの伝播は、X線マスク基板の固有振動数と振動に対する抵抗力の組み合わせによって、振動工学の理論と同じようにX線マスク基板に三つの熱歪み振動モードをもたらす。本研究ではこの現象についても、動的熱歪みの理論で明かにし、パルスX線露光で現れるX線マスク基板の熱歪み振動を詳しく解析した。

本研究では色々なX線露光方法を導入することによって、パルスX線による熱歪み現象のみならず、SR光による走査X線露光でのマスク基板の熱歪みの動的状態の解析を可能にした。特にX線マスク基板とウェハ上のレジスト、さらにそのX線マスクとウェハとの隙間（ギャップ）に満たされているHeガスに関するそれぞれの非定常温度変化を考慮したモデルによって、従来の準静的モデルではできなかった、露光周波数の熱歪みに及ぼす影響を初めて計算した。その結果、SR露光中の熱歪みの性質を理論的に説明し得るとともに、露光周波数の増加は一様な温度分布の形成と共にマスク基板の熱歪みを最小の状態にできることも初めて明かにした。さらにSR走査露光方法の違いによる熱歪みに及ぼす影響を動的熱歪みシミュレーションによって明かにし、低歪み露光方法の理論的根拠を示した。動的熱歪みシミュレーションは露光系の物理現象を数値計算によって解くため、どれだけ多くの物理現象を取り入れるかによって、根本的に適用範囲が決定される。

本研究では今後の動的熱歪みシミュレーションの精度を向上させる目的で露光系の詳しい温度測定を試みた。従来まで、レジストが塗布されたウェハが吸熱源であると考えられていたが、本研究によってX線の露光中にウェハはX線マスク基板と同じように温度変化を示し、吸熱源ではないことを実験的、理論的に初めて明かにした。

以上のように、本研究は今後のLSIの製造に利用されるX線リソグラフィにおけるX線マスク基板に動的熱歪みシミュレーションを適用し、理論的側面からX線露光中において生じる熱歪みの動的挙動をいくつか発見し、動的な熱歪み挙動の理解に大きな貢献をした。また、動的熱歪みシミュレーションはパルス露光、連続露光及び走査露光などの露光方法の種類に制限を加えることなく、マスク基板の熱歪み現象に関して過渡的な領域から定常的な領域まで解析を行うことが可能で、X線露光による微細加工技術に対する理論的

な裏付けを与えることができる。

一方、実験的温度測定に対しても、今後の動的熱歪みシミュレーションの精度向上に対する指針を与えることができた。このような成果を総合することにより、X線露光中のX線マスク基板に関する熱歪み現象を解明した本研究は、高く評価されるものである。

1. 3 本論文の構成

第1章では、本研究の背景及び意義について述べてある。

第2章においては、動的熱歪みシミュレーションの理論的な裏付けを明かにした。次に、動的熱歪みシミュレーションをパルスX線露光に適用し、X線マスク基板で生じる熱歪みの伝播を明かにした。

第3章では、瞬間速度に比例する散逸性の減衰力を動的熱歪みシミュレーションに導入し、熱歪み振動の解析を可能にした。従来、パルスX線露光ではX線マスク基板の熱歪み振動があまり重要な意味をもたないと考えられていたが、この方法により、マスク基板の固有振動数と減衰係数によって三種類の熱歪み振動を招いていることを明かにしている。

第4章では、第3章で完成した散逸性の減衰力を含んだ動的熱歪みシミュレーションをSR光源による走査X線露光に適用し、走査露光周波数やギャップが露光中のマスク基板の熱歪みに及ぼす影響について明かにした。

第5章においては、第4章の走査X線露光において連続走査露光と間欠走査露光の非定常な熱歪み挙動について詳しく研究し、低歪み露光法の理論的根拠を示した。

第6章は、動的熱歪みシミュレーションの精度を向上させる目的で第4章で取り上げたSR光源の露光系の詳しい温度測定を試みた。従来、転写されるウェハはヒートシンクであると考えられていたが、実験の結果、ウェハもX線マスク基板と同様にX線の露光中に温度変化を招いていることを明かにしている。

第7章は結論であり、本研究から得られた成果の結論を総括し、今後の課題についても述べている。

参考文献

- 1) W,S,De Forest, Photoresist, materiala and Processes, McGRAW-HILL, (1975).
- 2) K. Kamon, T. Miyamoto, Y. Myoi, H. Nagata, N. Kotani and M. Tanaka: Jpn.J. Appl. Phys. Vol. 31, 4131(1992).
- 3) Y. Nakayama, S. Okazaki, N. Saitou and H. Wakabayashi: J. Vac. Sci. & Technol. B8, 1836(1990).
- 4) D. Spears and H. Smith: Electron Lett., 8(4) 102(1972).
- 5) J. Maldonado, E. Poulsen, T. Saunfers, F. Vratmu and A. Zacharias: J. Vac. Sci. & Technol., 16(6), 1942(1979).
- 6) J. Warlaumont and J. Maldonado: J. Vac. Sci. & Technol., 19(4), 1200(1981).
- 7) I. Okada, Y. Saitoh, S. Itabashi and H. Yoshihara: J. Vac. Sci. & Technol., B4(1), 243(1986).
- 8) J. Pearlman and J. Riordan: J. Vac. Sci. & Technol., 19(4), 1190(1981).
- 9) F. Neill, G. Davis, M. Gower, I. Turcu, M. Lawless and M. Williams: Proc. SPIE 831, 230(1987).
- 10) R. Haelbich, J. Silverman and J. Warlaumont: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 222, 291(1984).
- 11) A. Heuberger: Microelectron Eng. 5, 3(1986).
- 12) M. Suzuki, T. Kaneko and Y. Saitoh: J. Vac. Sci. & Technol., B1, 1271(1983).
- 13) S. Hoffman, S. Nash, R. Ritter and W. Smith: J. Vac. Sci. & Technol., B9(6), 3241(1991).
- 14) K. Rhee, A. Ting, L. Shirey, K. Foster, J. Andrews, M. Peckerar and Y. Ku: J. Vac. Sci. & Technol., B9(6), 3292(1991).
- 15) R. Kola, G. Celler, J. Frackoviak, C. Jurgensen and L. Trimble: J. Vac. Sci. & Technol., B9(6), 3301(1991).
- 16) K. Koga, I. Higashikawa, T. Itoh, K. Araki, K. Fujita, J. Yasui and S. Aoki: J. Vac. Sci. & Technol., B10(6), 3248(1992).
- 17) Y. Vladimisky, J. Maldonado, R. Fair, R Accosta, O. Vladimisky, H. Voelker, F. Cerrina, G. Wells, M. Hansen and R. Nachman: J. Vac. Sci. & Technol., B7(6), 1657(1989).
- 18) K. Heinrich, H. Betz and A. Heuberger: J. Vac. Sci. & Technol., B1(4), 1352(1983).

第2章 パルスX線露光における動的熱歪みの伝播

2.1 はじめに

第1章で述べたようにX線リソグラフィは $0.25\mu\text{m}$ 以下の寸法を有する半導体デバイスの製造に最も期待されている転写技術である。X線源の候補にはSR光源¹⁾とプラズマX線源²⁾がある。これらのX線源は露光方法の観点から極めて対照的であり、前者が連続露光、後者がパルス露光を特長とする。どちらのX線源においても従来の電子線励起型X線源よりも強力なX線が得られるので、X線露光におけるX線マスクの熱弾性的な挙動が転写精度の観点から重要となる。これらX線源の工業的応用技術を展開するためにX線マスクの露光過程における熱弾性挙動を解析することは不可欠の主題として従来から研究がなされてきた。研究の方法として連続露光に対して二重露光法を応用した実験的手法によって転写パターンのエッジ部のぼけの実証及びX線マスクの温度上昇とそれに伴う熱歪みに関する理論解析^{3, 4)}、またパルス露光に対しても同様な理論解析⁵⁻⁸⁾が各々進められてきた。

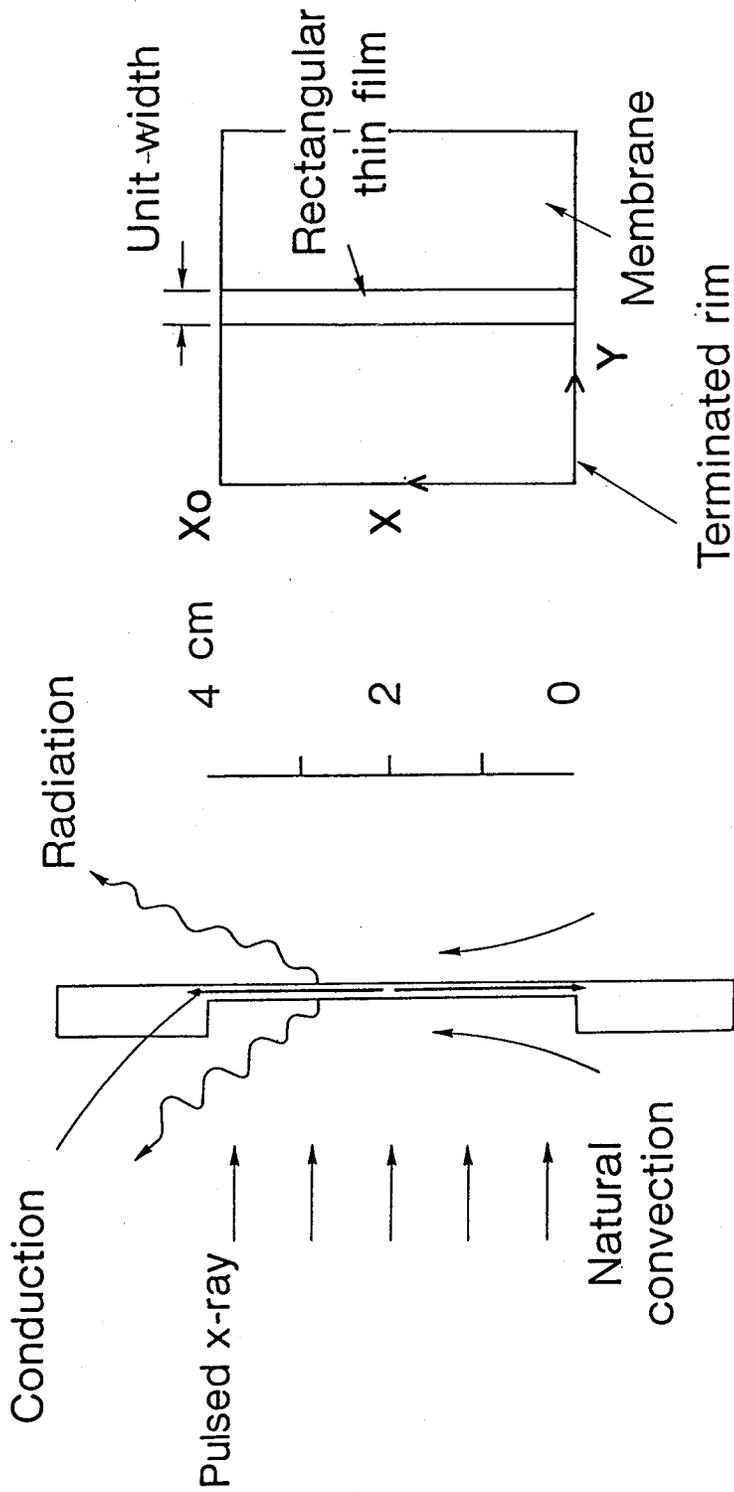
これらの研究の中で露光過程におけるX線マスクの熱弾性の解析に用いた理論は準静的な熱弾性理論に基づいている。この理論は連続露光においてX線マスクの発熱状況が静止熱源と考えられるときに適用できる。SR光源やプラズマX線源を利用したX線リソグラフィにおいて各々の露光過程のX線マスクにおける熱弾性の解析には従来の理論の適用は困難であると考えられる。しかし、SR光源を利用したX線リソグラフィにおいてX線ビームの走査速度をできるだけゆっくりとしてやればX線マスクの発熱状況が移動熱源であっても準静的な熱弾性理論で十分に解析ができる。一方、プラズマX線源を利用したパルス露光過程におけるX線マスクの熱弾性の解析は短時間で急激な温度変化がX線マスクで起こると考えるので動的な問題として扱うことが必要である。

本章ではパルスX線露光過程におけるX線マスクメンブレンの熱弾性挙動を弾性波の伝播を考慮した動的な問題として予測できるモデルを提案し、有限差分法を用いて数値解析を行うと共に熱歪みの伝播機構を明かにし、パルスX線露光に適したX線マスクの構造を検討した結果について述べる。

2.2 メンブレンの動的熱弾性モデル

2.2.1 マスクの加熱モデル

IN-PLANE DISTORTION



Middle cross section of x-ray mask membrane

図2. 1 X線マスクメンブレンの熱歪みモデル

パルス露光ではパルス周期内でメンブレンが初期状態に復帰できる繰り返し周波数の選択が重要である。初期状態に復帰できない周波数が選択されるとパルス露光の進行と共に残留温度が形成され、メンブレンの位置ずれが累積されてくるとともに重ね合わせ精度を劣化させる。ここではメンブレンがパルス周期内で初期状態に復帰できる繰り返し周波数を仮定して、シングルパルスに基づいた理論展開をする。

図2. 1にパルスX線がマスクメンブレンに一様に入射し発熱したときの熱エネルギーの散逸状況を概念的に示す。X線のエネルギーはメンブレンに吸収されてその大部分が熱に変換される。厚みが1～5 μm程度のメンブレンでは厚み方向の熱拡散時間が非常に短いので、厚み方向の温度がパルス露光中に一樣になると仮定できる。したがって、理論展開を容易にするためにここではメンブレンの厚み方向に対して平均温度で議論する。そうすると、単位体積、単位時間当りの発熱量 $q(t)$ は膜厚の平均で近似できる。

$$q(t) = \frac{I(t)}{d} [1 - \exp(-\mu d)], \quad (2.1)$$

ここで $I(t)$ はメンブレンに入射するパルスX線のパワー密度、 d はメンブレンの厚み、 μ は線吸収係数、そして t は時間である。

メンブレンで発生した熱はメンブレン面内の熱伝導、表面からの熱放射及び熱伝達で散逸する。また、熱伝導による拡散はメンブレンを支えるフレームにも伝播する。露光チャンバーにおいて雰囲気強制循環が起きていないとすれば、メンブレンの両面で自然対流による熱伝達が起こる。図2. 1で示されている矩形メンブレンの中央における水平方向に単位幅を持つ矩形薄膜に注目すれば以下に示すような一次元の熱伝導問題として近似できる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \gamma T \right) + \frac{q(t)}{\rho c} - \frac{\epsilon_0 \beta}{\rho c d} [(T + T_0)^4 - T_0^4], \quad (2.2.a)$$

$$\gamma = h_m / (Kd), \quad (2.2.b)$$

$$Nu = h_m X_0 / K = 0.55(GrPr)^{1/4}, \quad (2.2.c)$$

$$Gr = g\beta_c X_0^3 T / \nu_f^2, \quad (2.2.d)$$

$$t = 0, \quad T = 0, \quad (2.2.e)$$

$$x = 0, \quad S_1 K_1 \frac{\partial T}{\partial x} = (S_2 K_2 / L) T, \quad (2.2.f)$$

$$x = X_0, \quad -S_1 K_1 \frac{\partial T}{\partial x} = (S_2 K_2 / L) T, \quad (2.2.g)$$

ここで T はメンブレンの温度変化, T_0 は絶対温度で表した初期温度, K は熱伝導率, ρ は密度, c は比熱, β はステファンボルツマンの定数 ($= 5.67 \times 10^{-12} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$), ϵ_0 は放射率, h_m は自然対流による平均熱伝達係数, k は熱拡散率, ν_f は動粘性係数, Gr はグラスホフ数, Pr はプラントル数, g は重力加速度, β_c は圧縮率, X_0 は矩形メンブレンのサイズ, L はフレームの幅, そして S_i は X 軸方向の断面積である。添字 1, 2 はそれぞれメンブレン及びフレームを表す。

温度分布の対象領域が単位幅の矩形領域なので, 断面積はメンブレンとフレームのそれぞれの厚みで代表できる。この熱伝導方程式は非線型であるが有限差分法を適用すればその数値解が求められる。

2. 2. 2 動的熱歪みモデル

外力の作用や熱の発生がなければメンブレンは自由エネルギー最小の状態にある。逆に熱が発生すればメンブレンの自由エネルギーが増加する。その結果, 自由エネルギーが最小になるようにメンブレンは形状を変化させる。ここでは熱膨張によって引き起こされるメンブレン面内の位置ずれについて動的な問題として検討する。この面内の歪みはアライメント精度に影響を与える重要な評価項目である。また, メンブレンの平面に垂直な外力は作用することがなく, メンブレンの厚みが矩形窓のサイズに比べて非常に薄いので, 露光中のメンブレンは平面応力状態にあると仮定する。つまりメンブレンの表面に x , y の座標を想定したときにメンブレンの厚み方向の断面に作用する応力成分が x と y の 2 成分だけであるとする。しかしながら, 後に示すように厚み方向の歪みは存在する。

メンブレン面内の位置ずれの過渡的な挙動はハミルトンの原理を適用することによって

応力波動の観点から解析できる。ハミルトンの原理は運動エネルギーとポテンシャルエネルギーとの差に関する時間積分を最小にすることである。

$$I = \int (T_K - U) dt, \quad (2.3)$$

$$T_K = \int 0.5 \frac{\rho}{g} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 dx, \quad (2.4)$$

$$U = \int 0.5 \sigma_x \varepsilon_x dx, \quad (2.5)$$

ここで T_K は運動エネルギー、 U はポテンシャルエネルギー、 u は x 軸方向の変位、 σ_x は x 軸方向に作用する応力、 ε_x はその方向の歪みである。

熱膨張が全ての方向に一様とすれば、歪みは応力と熱膨張の両方による歪み成分の和で与えられる。

$$\varepsilon_x = (\sigma_x - \nu \sigma_y) / E + \alpha T, \quad (2.6.a)$$

$$\varepsilon_y = (\sigma_y - \nu \sigma_x) / E + \alpha T, \quad (2.6.b)$$

$$\varepsilon_z = -\nu (\sigma_x + \sigma_y) / E + \alpha T, \quad (2.6.c)$$

ここで ν はポアソン比、 α は熱膨張係数、 E はヤング率である。

ここで議論しているモデルでは y 方向に単位幅を持った長さ X_0 の矩形薄膜なので、 y 方向の歪みは0であることを要求する。このことに注意して応力を歪み成分で表すと

$$\sigma_x = \frac{E}{1-\nu^2} [\varepsilon_x - (1+\nu) \alpha T], \quad (2.7.a)$$

$$\sigma_y = \frac{E}{1-\nu^2} [\nu \varepsilon_x - (1+\nu) \alpha T], \quad (2.7.b)$$

のようになる。ポテンシャルエネルギーを歪み成分で表すと

$$U = \int 0.5 \frac{E}{1-\nu^2} [\epsilon_x^2 - (1+\nu) \alpha T \epsilon_x] dx \quad (2.8)$$

のようになる。

ここで歪みと変位の関係を用いると最小にする時間の積分すなわち汎関数 $I(u)$ は以下のように表される。

$$I(u) = \iint F\left(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial t}\right) dx dt \quad (2.9.a)$$

$$F = 0.5 \frac{\rho}{g} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 - 0.5 \frac{E}{1-\nu^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - (1+\nu) \alpha T \frac{\partial u}{\partial x}\right] \quad (2.9.b)$$

ハミルトンの原理は変分原理の応用なので汎関数が最小になる条件を満たすことである。その条件は汎関数の第一変分が0になることである。すなわち、

$$\delta I(u) = \iint \left[\frac{\partial F}{\partial u} - \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial u_x} - \frac{\partial^2 F}{\partial t \partial u_t} \right] \delta u dx dt = 0 \quad (2.10)$$

を満足することである。

この第一変分が0になる簡単な条件は被積分関数が以下の条件を満たすことである。

$$\frac{\partial F}{\partial u} - \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial u_x} - \frac{\partial^2 F}{\partial t \partial u_t} = 0 \quad (2.11)$$

これは Ostogradski あるいは Euler-Lagrange の式と呼ばれている。この偏微分方程式の従属関数を変位で表すと目的とする微分方程式が得られる。式(2.9.b)を式(2.11)に代入して計算をすすめると熱歪みによって変位が過渡的に変化する時の挙動を表す熱弾性波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_L^2 \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - (1+\nu) \alpha \frac{\partial T}{\partial x} \right], \quad (2.12.a)$$

$$C_L^2 = \frac{gE}{\rho(1-\nu^2)}. \quad (2.12.b)$$

ここで C_L はメンブレンの材料の中を伝播する縦弾性波の速度である。X線マスクとして代表的な材料について縦弾性波の伝播速度を見積もると吸収体材料としての金(Au)において2200m/s、メンブレン材料としてのシリコンカーバイド(SiC)では14000m/s、シリコン(Si)では9300m/s、シリコン窒化膜(SiN)では7800m/sとなる。パルス幅を加熱時間と見れば、弾性波の伝播時間がパルス幅よりも非常に短ければ加熱中のメンブレンには弾性波伝播の効果が失われているのでこれまでの準静的な熱弾性論が適用できる。

2. 3 数値解析法

熱伝導や弾性問題を記述する偏微分方程式を理論的に考察する手段として、古くからフーリエ級数やラプラス変換などの解析的手法を応用し、偏微分方程式を与えられた境界条件の下で解く方法が用いられてきた。しかしこの解法は境界条件の非常に簡単な問題の解決に限られている。

一方、コンピュータを利用して、差分法や有限要素法などにより、偏微分方程式の近似解を求める方法が最近広く利用されるようになった。解析的手法を用いても偏微分方程式の厳密解が得られないような境界値問題、非線型問題に対しても数値計算による手法は適用可能である。物性値が基板と吸収体で異なるなどの問題を有するX線マスクの熱弾性の解析には数値計算による手法を利用する法が便利である。

数値解法には差分法による解法、有限要素法による解法、モンテカルロ法による解法などがある。このうちモンテカルロ法による解法は計算時間が長く実用性に乏しい。空間の分割と時間差分の選び方を工夫すれば、非線型問題も含めた広範囲の非定常境界値問題の解法に差分法が適している。差分法の中にはExplicit型とImplicit型とがあるが、計算手順、非線型問題への応用などでExplicit型の方が優れている。しかしながら、この数値解法は収束条件が厳しく時間の分割要素 Δt を小さくしなければならず計算時間が長くなる欠点がある。一方、Implicit型は時間のステップ毎に連立代数方程式を解かなければならないアル

ゴリズムの複雑さを含んでいるが、 Δt を大きくとれるので計算時間が短くなる利点がある。そこで、本節ではImplicit型の差分法により動的な熱弾性解析を行うことにする。

差分法とは一種の近似解法であり、ある点における微分をそれを含む区間での差分商で近似することである。微分係数の差分近似は任意関数のテーラ展開を応用することで得られる。Crank-Nicolson法は従属変数に関する二次の微分係数が時刻 t と $t + \Delta t$ における荷重平均で近似されている点に特徴がある。X線マスクメンブレンの熱伝導方程式はこの方法で近似すると以下のような差分方程式になる。

$$T_{i-1}^{p+1} - \lambda_1 T_i^{p+1} + T_{i+1}^{p+1} = -T_{i-1}^p - \lambda_2 T_i^p - T_{i+1}^p + \lambda_3 \Delta t \epsilon_0 \beta \left[(T_i^p + T_o)^4 - T_o^4 \right] - \lambda_3 \Delta t q(p) / (\rho c), \quad (2.13.a)$$

ここで

$$\lambda_1 = 2(1 + r)/r, \quad \lambda_2 = 2(1 - r - ky\Delta t)/r, \quad \lambda_3 = 2/r, \quad (2.13.b)$$

$$r = \frac{k \Delta t}{\Delta x^2}, \quad (2.13.c)$$

$$\begin{aligned} x = 0, \quad T_1^p &= T_2^p / (1 + \eta) \\ x = X_o, \quad T_N^p &= T_{N-1}^p / (1 + \eta), \end{aligned} \quad (2.13.d)$$

$$\eta = \frac{S_2 K_2 \Delta x}{S_1 K_1 L}. \quad (2.13.e)$$

ここで添字 i, p はそれぞれ N 個の微小要素に分割されたメンブレンの i 番目の要素 $i\Delta x$ 、時間ステップ Δt で時間が変化するときの初期時刻から p 番目の時刻 $p \Delta t$ を表す。 N 個の要素に分割離散化された熱伝導方程式をメンブレンの全域にわたり並べると時間ステップ毎に $N \times N$ 個の代数連立方程式となる。

熱弾性波動方程式に対しても同様な処理を行うと以下のような離散化された代数方程式を得る。

$$u_{i+1}^{p+1} + u_{i-1}^{p+1} - \beta_1 u_i^{p+1} = -u_{i+1}^p - u_{i-1}^p - \beta_2 u_i^p + \beta_3 u_i^{p-1} + \Delta x(1+\nu) \alpha (T_{i+1}^p - T_{i-1}^p) \quad (2.14.a)$$

$$\beta_1 = 2(1+w)/w, \quad \beta_2 = 2(2-w)/w, \quad \beta_3 = 2/w, \quad (2.14.b)$$

$$w = \left(\frac{C_L \Delta t}{\Delta x} \right)^2 \quad (2.14.c)$$

このように離散化された方程式もまた時間ステップ毎に $N \times N$ 個の代数連立方程式となる。これらの行列式は三重対角系の係数を持つのでトーマスアルゴリズムで直接的に解くことができる。

表 2. 1 シミュレーションに利用した物理定数

	SiN	SiC	Si
K W/(cm · deg)	0.556		
ρ g/cm ³	3.44	3.12	2.42
c J/g	0.71		
ν	0.25		
E kg/cm ²	1.6×10^6	4.9×10^6	1.6×10^6
α deg ⁻¹	2.7×10^{-6}		
μ cm ⁻¹	2450		
ϵ_0	0.7		
	Air	He	
K W/(cm · deg)	2.56×10^{-4}	1.5×10^{-4}	
ν_f cm ² /s	0.168	1.34	
Pr	0.7	0.7	

- K : 熱伝導率
- ρ : 密度
- c : 比熱
- ν : ボアソン比
- E : ヤング率
- α : 線膨張係数
- μ : 線吸収係数
- ϵ_0 : 放射率
- ν_f : 動粘性係数

2. 4 熱歪み伝播の検討

2. 4. 1 動的応答

パルス X 線の発振波形を半周期の正弦波とした場合の X 線マスクメンブレンの動的熱弾性に関する計算結果を示す。計算の具体例は物理定数のわかっているシリコン窒化膜(SiN)について示す。メンブレンの矩形窓のサイズを 4 cm 角, 厚み $2\mu\text{m}$, 1 パルス当たりの照射エネルギー密度 $30\text{mJ}/\text{cm}^2$ として計算を行った。表 2-1 に計算に用いた SiN メンブレンのパラメータと物理定数を示す。露光雰囲気は大気圧 He とした。

図 2. 2 は 100ns のパルス幅で露光したときのメンブレン面内の各点で生じる熱膨張による変位の時間変化を計算によって示したものである。各点の位置は図 2. 1 に示されている座標に基づいている。メンブレンの中央は $x = 2.0\text{cm}$ であり, $x = 3.5\text{cm}$ はフレームから 0.5cm 内側のメンブレンの位置である。この計算結果から, 熱膨張による変位はメンブレンとフレームとの境界からメンブレンの中心に向かって縦波として伝播していることがわかる。この縦波は体積変化の波として知られている。この縦波の周波数は図 2. 2 から求めると 195kHz である。波の伝播速度が有限であることからメンブレンの中心から半径 1.5cm 以内の領域は 100ns の露光中に縦波の伝播がなく, 熱歪みの影響を受けていないことがわかる。すなわちこれはパルス露光中にメンブレンが歪まない領域が存在することを意味している。弾性波の伝播に基づいた変位の波はメンブレンの固定端からメンブレンの中心に向かって進行するので, 固定端から内側にとった距離を ΔL とすれば変位波の伝播時間 τ_c は以下の式で与えられる。

$$\tau_c = \frac{\Delta L}{C_L} \quad (2.15)$$

ここで伝播時間 τ_c を臨界パルス幅と定義する。露光中の歪みを避けるためには伝播時間を長くすれば良いことがわかる。そのためにはメンブレンの材質が一定であれば, 伝播速度 C_L が一定であるから ΔL の比較的大きく取れるようにメンブレンを大口径にすることである。もう一つは弾性波の伝播速度が低くなるような材質でメンブレンを構成することである。これは弾性定数の低い材質を選択することであり, いままでの実用的な観点に反

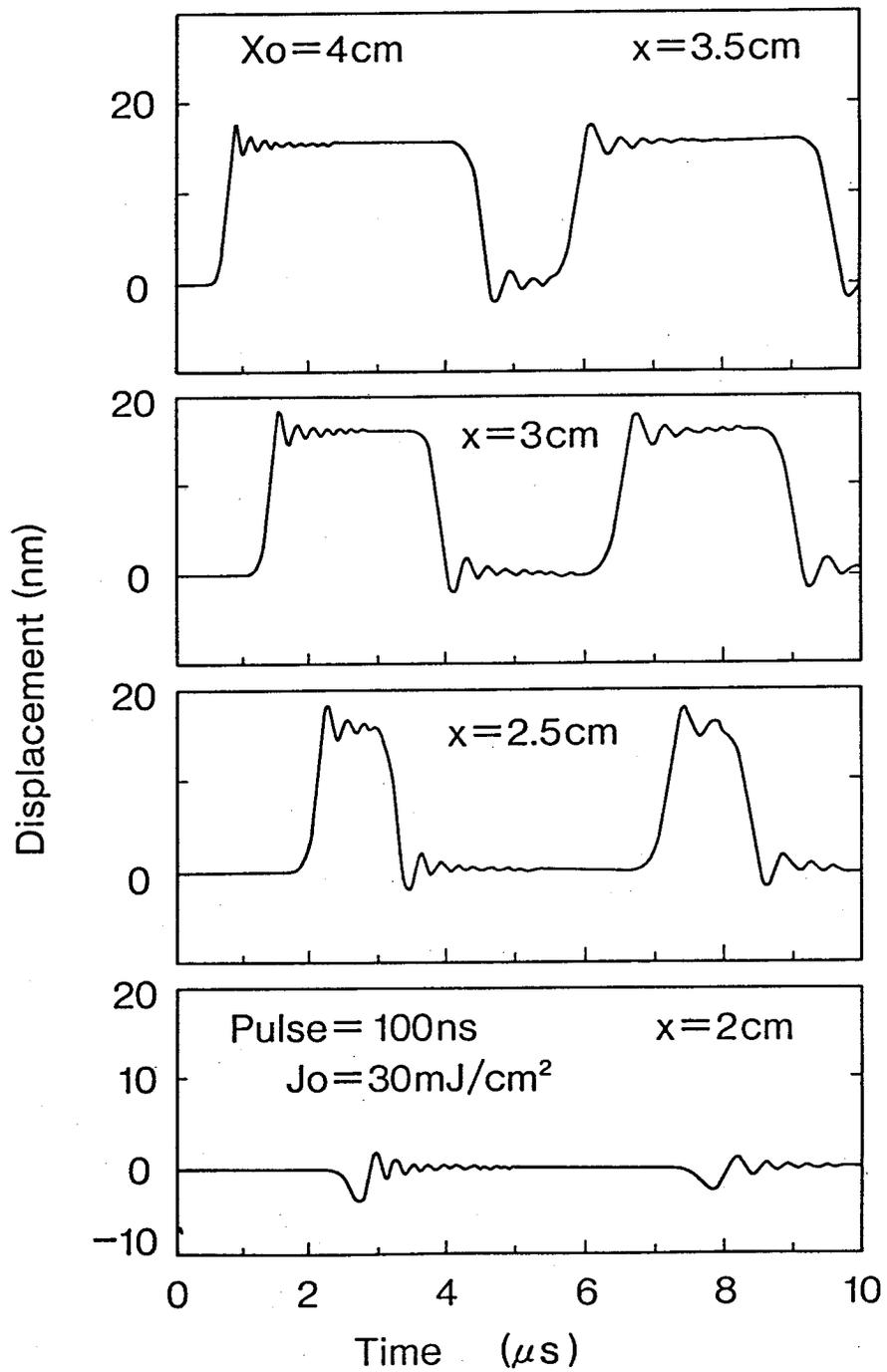


図 2. 2 熱歪みの伝播挙動

しているように見えるが、パルス露光用のメンブレン材料として適している。さらにパルスX線のパルス幅を変位波の伝播時間よりも短くすることである。

図2. 3は実用的なメンブレン材料の臨界パルス幅と伝播距離に関する計算結果である。SiNはSiCやSiに比べて比較的小さな弾性定数を持っているので変位波の伝播時間が長くパルス露光用のメンブレンとして適している。SiCはSiNより大きな弾性定数を持った材料なので縦波の伝播が早く、パルス露光用のメンブレン材料としてSiNほど適当ではない。しかしながら、実際のパルスX線のパルス幅が数10 nsであるからここで列挙したメンブレンの露光領域はフレームとの境界から0.5 cm程度内側から設定すれば十分である。連続的なX線露光で生じるメンブレンの変位は準静的な温度変化に基づいているので、露光中の熱歪みを低減するにはメンブレンの弾性定数よりも熱伝導率や熱膨張係数に注目すべきである。したがって、弾性波の伝播が顕著になるパルスX線露光と連続X線露光に対するマスクメンブレン材料の使い分けが今後有効になるかも知れない。

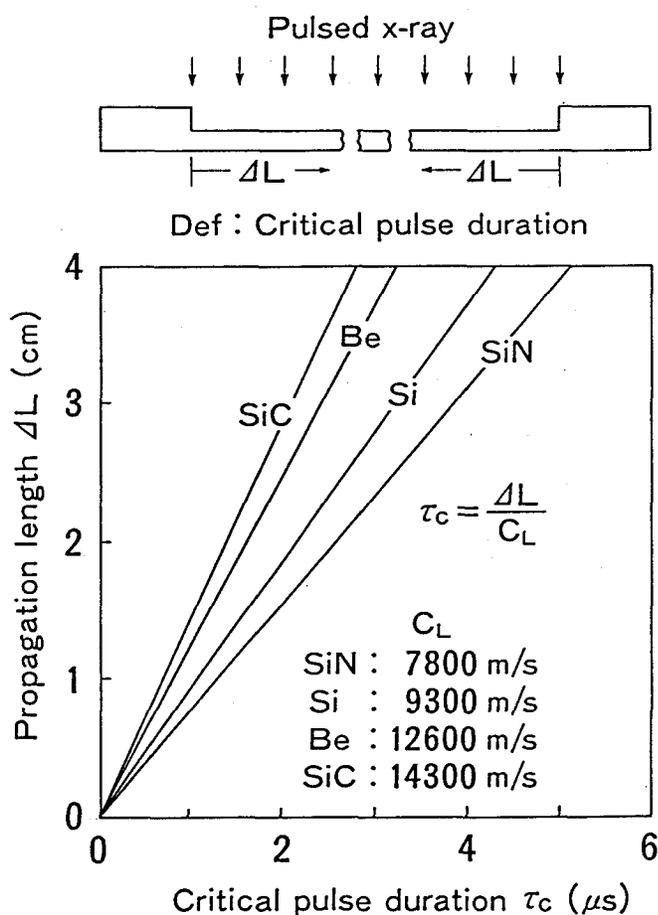


図2. 3 臨界パルス幅と伝播距離

図2. 4は100 ns, 10 μ s, 50 μ sのパルス幅でそれぞれ露光したときのメンブレンの中心から1.5 cmのところで生じる熱膨張による変位について時間の関数として計算した結果を示す。弾性波がメンブレンとフレームの境界からメンブレンの中心に向かって伝播するので、境界から0.5 cmの位置における弾性波の伝播時間すなわち、臨界パルス幅は $(0.005/7800=)$ 600 nsである。100 nsのパルス露光中においてメンブレンの中心から半径1.5 cmの領域は弾性波が到達してないので歪みの無い状態である。歪みは600 ns後に発生する。この際、図で示されているように熱歪みは時間的にオーバーシュートとアンダーシュートの発生している縦波の波形として伝播する。一方、パルス幅が伝播時間よりも長い10 μ s, 50 μ sのパルス幅では図2. 4に示されているように振動的な振舞いが無く、露光中に歪みが発生する。

図2. 5は0.1 μ sと2 μ sのパルス幅で照射したときのメンブレンの中心から1.0 cmに作用する熱応力の時間変化を示している。メンブレンには圧縮熱応力が作用する。熱応力の最大値は各パルス幅の終了時刻で発生している。パルス幅が0.1 μ sの露光で1 μ sの時刻から熱応力が弾性波伝播の影響により振動している。この振動は図2. 2の変位の時間変化からその位置における変位の発生時刻に一致する。したがって、この計算結果よりメンブレンに作用する熱応力は温度の時間変化に比例するが、弾性波の伝播によって変位が振動すれば応力も振動することを示している。

温度変化と熱膨張によるメンブレンの変位との間には時間遅れがある。このことを明確にするために図2. 6に示されているようにメンブレンに生じる温度変化と熱応力及び変位の時間的な関係を計算した。温度と熱応力のそれぞれの最大値はパルス幅の終了時刻で得られている。これは熱応力が温度変化に比例することを示している。一方、位置ずれは露光が終了して70 msの時刻で最大値に達している。これは温度変化と変形との間には時間遅れのあることを示している。このような時間遅れは熱弾性を動的な問題として取り扱った成果である。

2. 4. 2 熱弾性に及ぼすパルス幅の効果

パルスX線露光は、マスクメンブレンの熱歪みが露光中に発生せず、露光後に発生するので、高度な重ね合わせ精度を要求する微細パターン形成に有利である。露光中にメンブレンが熱歪みを起こさない条件は臨界パルス幅で決まるが、ここではパルス幅の関数としてメンブレン面内で発生する最大変位とその発生時刻、最高温度、及び最大熱応力につ

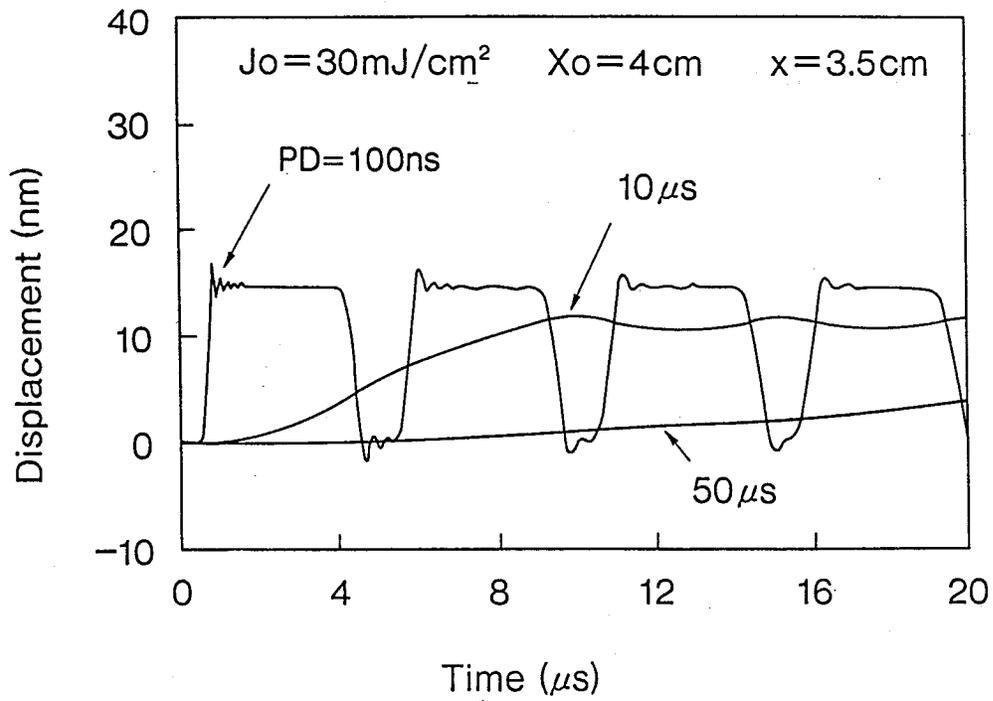


図 2. 4 熱歪み波形の時間変化とパルス幅依存性

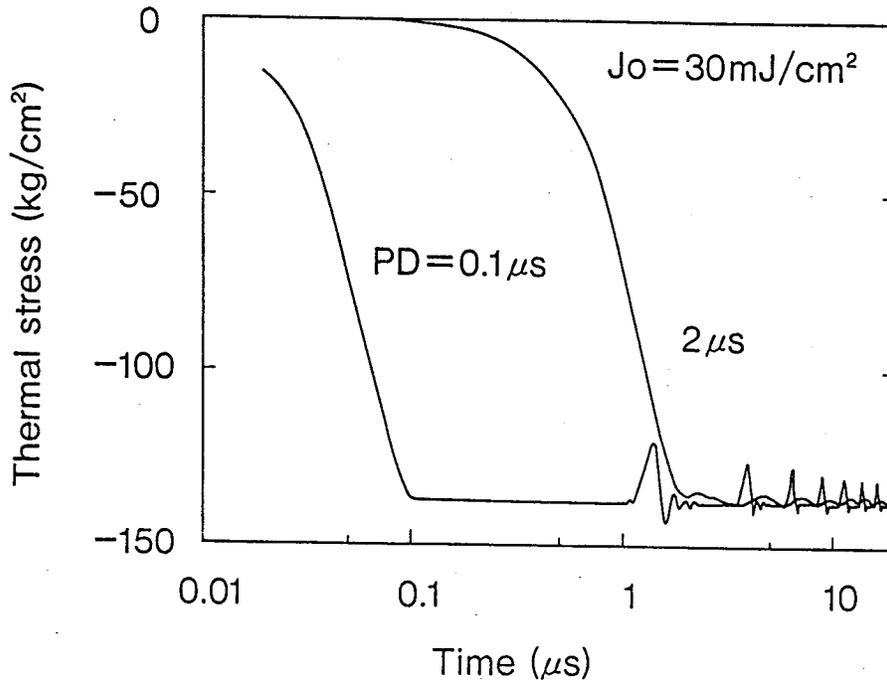


図 2. 5 熱応力波形の時間変化とパルス幅依存性

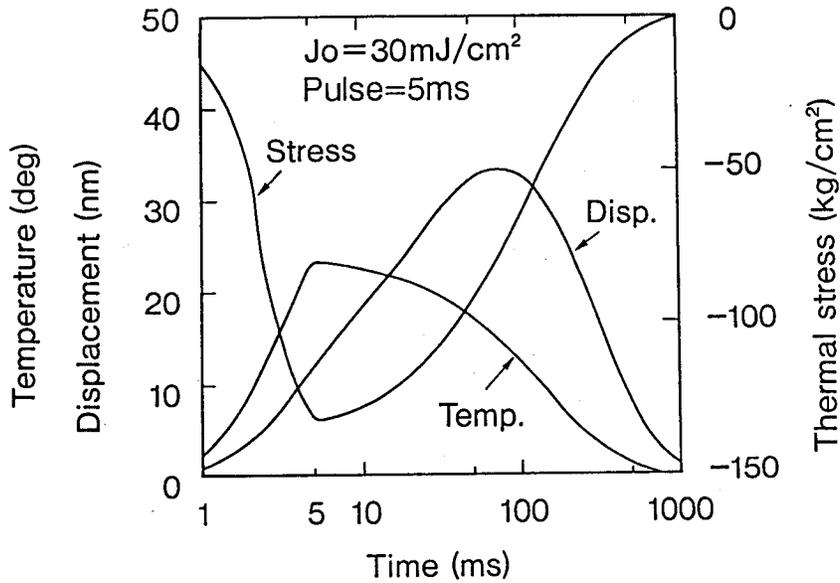


図2. 6 熱弾性（温度，変位，応力）波形の時間変化

いて検討する。

図2. 7はパルス露光によって引き起こされるメンブレン面内の最大変位とその発生時刻をパルス幅の関数として計算した結果を示している。後述するが，メンブレン面内に一様な強度で露光する条件のもとで最大変位はメンブレンが拘束されているフレームとの境界から少し内側の位置に発生する。最大変位はパルス幅の減少と共に増加するが，100 ms以下のパルス幅で33 nmに収束している。その到達時刻も10 ms以下のパルス幅で70 msに収束している。これは10 ms以下のパルス幅で露光すれば露光中のメンブレンは歪むことなく安定であることを意味する。したがって，重ね合わせ精度の高い微細パターンの形成が可能であることを示唆している。パルス幅が100 ms以上に長くなると最大変位の発生時刻がパルス幅の終了時刻と一致する。これはパルス露光中にメンブレンが熱膨張によって変位することを意味する。この計算で100 ms以上のパルス露光において発生するマスクメンブレンの熱歪みは温度の時間変化と変位との間に時間遅れが無視できるほど小さいので加速度成分のないこれまでの準静的な解析モデルによって十分に予測できることがわかる。

図2. 8は露光中に作用するメンブレンの熱応力と温度のパルス幅依存性を示している。熱応力の最大値は最高温度と同様にパルス幅の終了時刻で得られている。熱応力と温度の

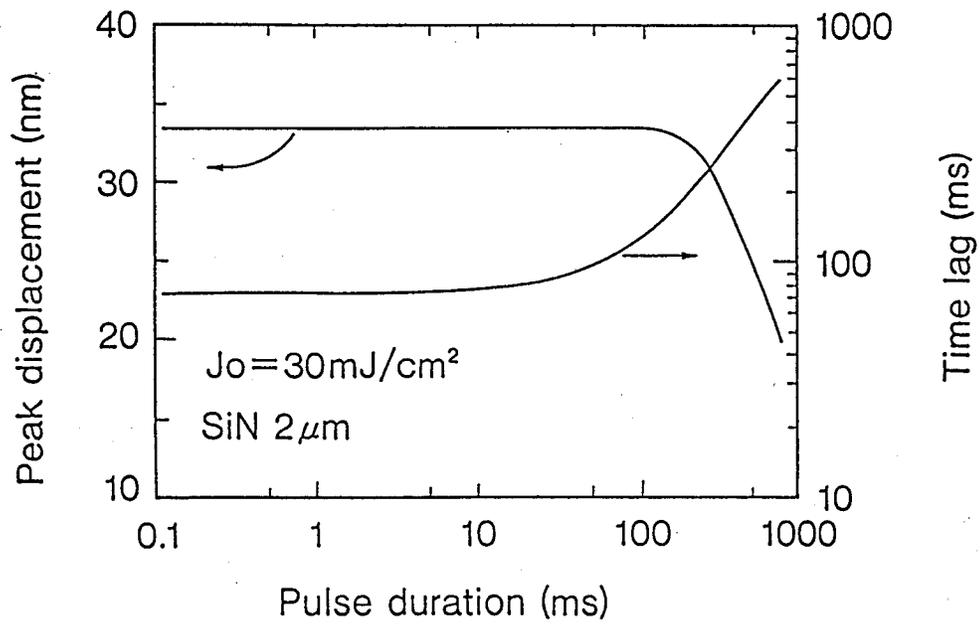


図 2. 7 最大変位とその発生時刻のパルス幅依存性

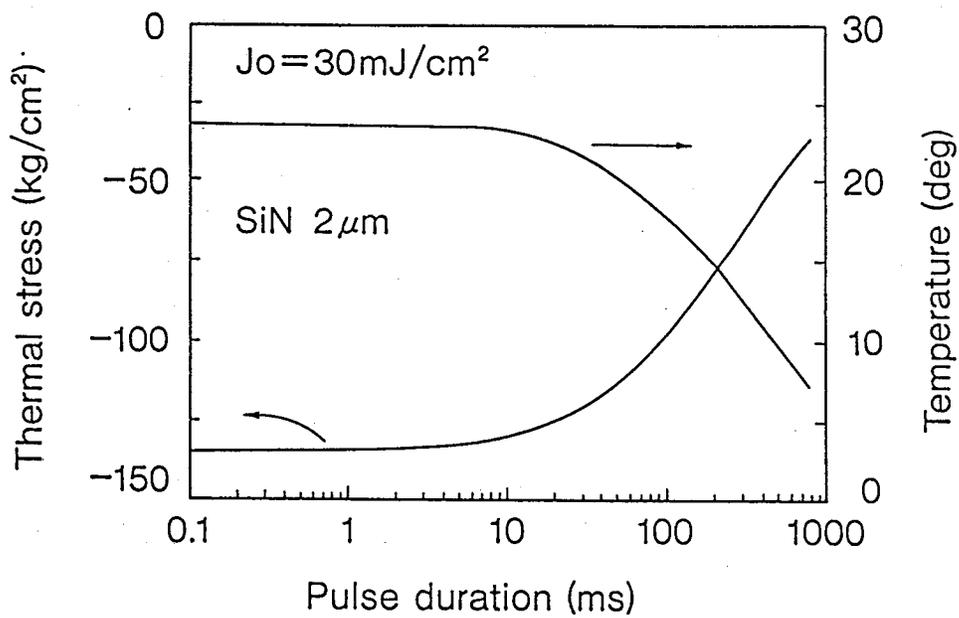


図 2. 8 最大熱応力と最高温度のパルス幅依存性

最大値はパルス幅の減少と共に増加するが10 ms以下のパルス幅領域で -133 kg/cm^2 と $24 \text{ }^\circ\text{C}$ に収束する。

以上述べたようにパルスX線露光におけるX線マスクメンブレンに関する動的な熱歪みモデルを提案し、差分法によって数値計算することにより、パルス露光中のメンブレンは熱膨張しないことが明かとなった。これはパルス幅の短いパルスX線露光を用いればメンブレンが歪む前に露光が完了するので重ね合わせ精度の高い微細パターンの形成が可能である。したがって、パルスX線露光は $0.2 \mu\text{m}$ 以下の転写技術として有望であるが、実用的なX線マスクの構築が今後の課題である。

2.5 まとめ

本章ではパルスX線露光におけるX線マスクメンブレンの熱歪みの伝播に関する基礎的な研究の成果を述べた。動的な熱歪み挙動を予測するために熱膨張によるメンブレンの変位を加速度を伴う運動の結果であるとして平面応力理論とハミルトンの原理から数値計算に必要な基本的な熱弾性波動方程式を導出した。大気圧Heを想定した露光雰囲気のもとでSiNメンブレンに対する動的熱歪みの数値計算を実施した。その結果、熱歪みはメンブレンの固定端からその中心に向かって縦波の弾性波として伝播することを明確にした。さらに熱歪みの伝播挙動からパルス露光中にメンブレンが歪まない安定領域の設計を可能とした。

参考文献

- 1) e.g., S. Nakamura, M. Ohno, N. Awaji, A. Chiba, R. Kitano, H. Nishizawa, O. Asai, M. Takanaka, T. Iida, Y. Yamamoto, M. Shiota, M. Mizota, S. Kawazu, M. Kodaira, K. Kondo and T. Tomimasu: Proc. 7th Symp. on Acc. Sci. and Tech. (1989) p.7.
- 2) e.g., H. Pepin, P Alaterre and M. Chaker: J. Vac. Sci. Technol. B5(1) (1987) 27.
- 3) K. Heinrich, H. Betz and A. Heuberger: J. Vac. Sci. Technol. B1(4) (1983) 1352.
- 4) Y. Vladimirovsky, J. Maldonado, R. Fain, R. Acosta, O. Vladimirovsky, R. Viswanathan, H. Voelker, F. Cerrina, G. Wells, M. Hansen and R. Nachmann: J. Vac. Sci. Technol. B7(6) (1989) 1657.
- 5) I. Shareef, J. Maldonado and D. Katcoff: J. Vac. Sci. Technol. B7(6) (1989) 1575.
- 6) A. Ballantyne, H. Hyman, C. Dym and R. Southworth: J. Appl. Phys. 58(12) (1985) 4717.
- 7) C. Dym and A. Ballantyne: J. Appl. Phys. 58(12) (1985) 4726.
- 8) H. Hyman, A. Ballantyne, H. Friedmann, D. Reilly, R. Southworth and C. Dym: J. Vac. Sci. Technol. 21(4) (1982) 1012.

第3章 パルスX線露光における動的熱歪み振動

3.1 はじめに

パルスX線露光でX線マスクメンブレンに発生する熱歪みが縦波¹⁾として伝播するので、この特性を利用するとパルス露光中にメンブレンが歪まない安定領域の設計が可能である。しかし、熱歪みの伝播特性がメンブレンの縦振動の問題に発展する恐れがあるので、この熱歪み振動の現象を詳しく解析する必要がある。これまで、パルスX線照射によるX線マスクメンブレンの熱的な問題に関する理論的な研究²⁻⁵⁾がなされてきたが、熱歪み振動に関する詳しい報告がない。

そこで、実際の振動系には内部摩擦力により抵抗力が作用しているので、熱弾性波動方程式にも散逸性の抵抗力を考慮する。本章ではパルスX線露光で生じるマスクメンブレンの熱歪み振動の解析に重みつき残差法の適用を試みる。

この手法は偏微分方程式の第1近似解を見いだすことに威力を発揮する。第1近似解はそのほとんどが初等関数などで表現される解析的な公式になる。したがって、第1近似解を考察することによって、数値解では得られないマスクメンブレンにおける熱歪み振動のモード特性やパラメータ依存性などが客観的に理解できる利点がある。さらに、有限差分法のように大規模な行列を解く必要がないので、計算機による計算時間が短く、迅速に結果が得られる利点もある。また、時間と空間の刻みが任意に選択できるので効率的な数値計算が実行できる。

3.2 減衰を考慮した動的熱弾性モデル

X線マスクメンブレンに入射するX線の空間強度は図3.1に示されているように一様になっていると仮定する。メンブレンで発生した熱は熱伝導で面内を拡散し吸熱源と仮定するフレームにも拡散する。また、第2章でも考慮したようにメンブレン表面から雰囲気中へ熱伝達と熱放射によって熱が逃げる。ここで熱伝導の微分方程式を近似的ではあるが解析的に解くことを念頭に置くと熱伝達と熱放射は単純に温度に比例するような線形的であることが望ましい。熱伝達に関しては熱伝達係数は温度に依存しない定数とする。熱放射は温度上昇が絶対温度の初期値に比べて小さければ因数分解によって絶対温度の4乗から絶対温度に比例するような線形的な近似式に変換が可能である。以下に示される熱伝導の式は第2章と基本的には等価であるが非線形項が線形化されている点が異なる。さらに

パルス X 線の吸収による熱の発生の時間的な変化は矩形波であるとする。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q(t)}{\rho c} - kB^2 T \quad (3.1.a)$$

$$q(t) = q_0 [H(t) - H(t-t_0)] = q_0 W(t), \quad (3.1.b)$$

$$q_0 = \frac{J_0}{t_0 d} [1 - \exp(-\mu d)] \quad (3.1.c)$$

$$B^2 = (\alpha_r + h_m) / (Kd), \quad (3.1.d)$$

$$\alpha_r = 4 \epsilon_0 \beta (273 + T_R)^3. \quad (3.1.e)$$

ここで K は熱伝導率, k は熱拡散率, ρ は密度, c は比熱, α_r は熱放射による熱伝達係数, ϵ_0 は放射率, β はステファン-ボルツマン定数, T_R は雰囲気温度, μ は X 線の吸収係数, J_0 はパルス当りのエネルギー密度, t_0 はパルス幅, そして h_m は雰囲気への平均熱伝達係数である。熱源の時間的な強度分布はヘビサイドの単位ステップ関数 H を用いて矩形波関数 W で近似する。

X 線マスクメンブレンの熱歪み振動を解析する方法を大別すると, 集中定数モデルを用いて解析する方法と分布定数系モデルによる方法とに分けられる。これらのいずれを用いるにしても, 熱歪み振動における運動エネルギー損失の過程をモデル化せねばならない。最も一般に用いられる運動エネルギー損失過程のモデルは材料中で分子の摩擦によって運動エネルギーが損失するとしている。この場合の数学的な表現は分子の運動に基づく瞬間速度のべきで表される。このような散逸力のうち一番計算し易いのは瞬間速度に比例する抵抗力である。動的な熱歪みの方程式は平面応力理論とハミルトンの原理を組み合わせで導出できる。したがって, 減衰項が考慮された熱弾性波動方程式は以下の式で表される。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_L^2 \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta_a \frac{\partial u}{\partial t} - (1 + \nu) \alpha \frac{\partial T}{\partial x} \right] \quad (3.2.a)$$

$$C_L^2 = \frac{gE}{(1-\nu^2)\rho} \quad (3.2.b)$$

ここで u は変位, C_L は弾性波の伝播速度, E はヤング率, ν はポアソン比, α は熱膨張係数, g は重力加速度, そして βa は減衰力の比例定数である。

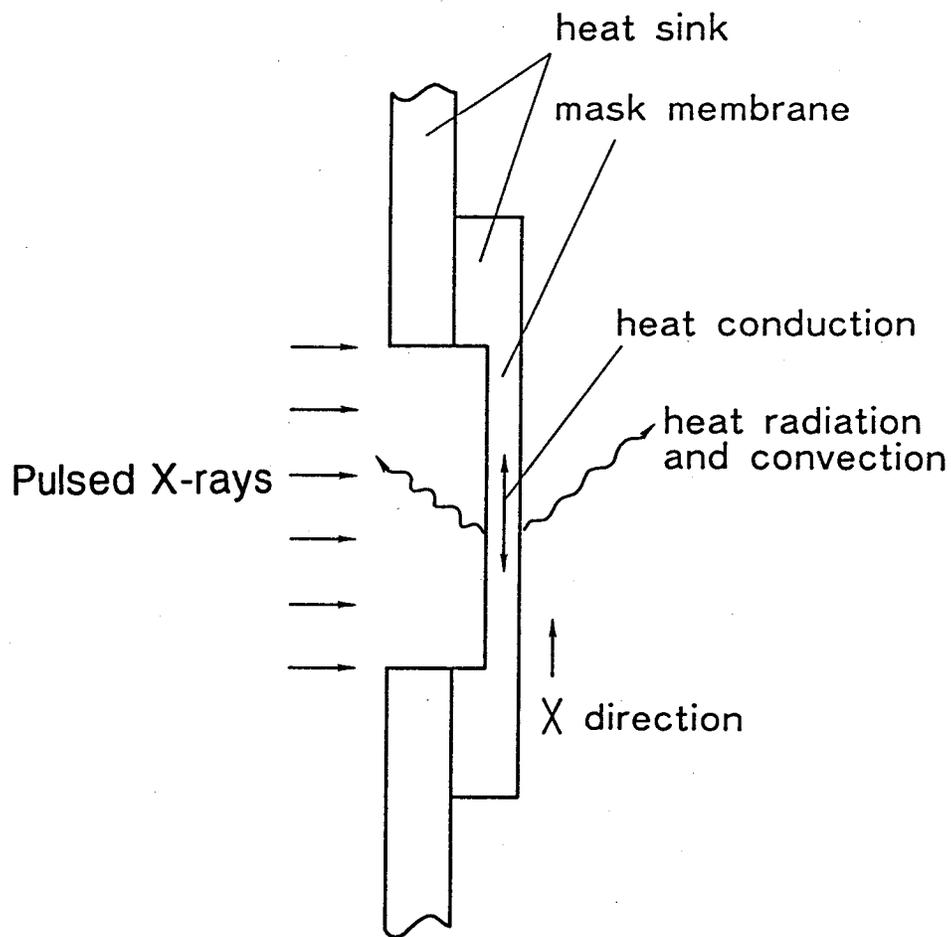


図3. 1 熱歪み振動を解析するためのX線マスクの熱流モデル

3. 3 重みつき残差法と近似解法

3. 3. 1 重みつき残差法

重みつき残差法(Method of Weighted Residual)は微分方程式の近似解を求める一つの一般的な方法である。重みつき残差法 (MWRと略記する) では求める関数を一組の試行関数 (trial function)の代数和に展開する。これらの関数は調整できる係数をもっており、これらの係数を微分方程式を最も良く満足するように選定する。第一近似解は定性的な答えを与えるが、必要な精度の高次近似解を求めることが可能である。本論に入る前に以下に示される問題を例としてMWRの概要を説明する。

$$L(u_0) = p, \quad V(x,y,z) \text{内で} \quad (3.3.a)$$

$$B(u_0) = g, \quad V \text{の境界} S \text{上で} \quad (3.3.b)$$

ここでLは自己随伴演算子、Bは境界条件を表す演算子、pとgは任意関数、u₀はこの問題の厳密解である。近似解uを次ぎの形においてみる。

$$u = \sum_{k=1}^N \alpha_k \phi_k \quad (3.4)$$

ここに関数 ϕ_k は境界条件を満足するように規定されている。したがって試行関数(3.4)は係数 α_k の値のいかなる組み合わせに対しても境界条件を満足する。この試行関数を与えられた微分方程式に代入して残差Rを作ると、次式が得られる。

$$R = L(u) - p \neq 0. \quad (3.5)$$

もしこの試行関数が厳密解であれば、その残差は0となるはずである。MWRでは係数 α_k は残差が平均的な意味で0になるように決定する。すなわち重みをつけた残差の積分

を0とおく,

$$\langle R, \omega_j \rangle = \int_V R \omega_j dV = 0, \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (3.6)$$

ここに ω_j は重み関数である。重み関数はいろいろな方法で選ぶことができる。その選択によってMWRには選点法(collocation method), ガラーキン法(Galerkin's method), 積分法(integral method)などのいろいろな方法を包含している。

いま領域 V を N 個の小さな部分領域 V_j に分割し, V_j 内で $\omega_j = 1$, V_j 外で $\omega_j = 0$ のように重み関数を選んで, 微分方程式を分割された部分領域上で積分して零とする。この方法は部分領域法と呼ばれている。 N の数を増加するにつれて, 微分方程式は次第に部分領域上で平均的に零となるから, N を無限大とした極限においておそらくこの積分は至るところ0に近づくであろう。

選点法では重み関数にディラックのデルタ関数が選ばれる。この関数の性質を利用すると残差は N 個の指定された選点 x_j で0となる。 N を増大すれば, 残差は次第に多くの点で0となってゆき, ついに領域内の至るところで0となる。この方法は1934年に金属中の電子エネルギー帯を支配する微分方程式を解くのに使用され, さらに1937年に正方形断面の角柱のねじり問題の解析に使用された。

最小自乗法は重み関数に残差をとり係数 α_k について最小化する方法である。この方法は複雑な式となるが, 平均2乗残差式は理論的に重要な意味をもっている。すなわちこの方法は誤差の最もよい限界を与えることになる。

ガラーキン法は最も良く知られた近似解法の一つであり, 重み関数に試行関数がとられる。試行関数としては関数の完備系を選ぶ必要がある。ガラーキン法は残差をある完備系の各要素と直交化させることによってそれを0にしていく方法である。

モーメント法は層流境界層問題や非線型過渡拡散問題への応用を目的として開発された。これらの現象を支配する微分方程式に対して重み関数は $1, x, x^2, x^3, \dots$ である。すなわち残差の高次のモーメントを逐次0とすることを要求する方法で, その第一近似は部分領域法と同じであり, ふつう, 積分法と呼ばれている。

MWRを用いて問題の次元を下げることができる。例えば, 解が x と t との関数である場合, 試行関数として, x に関する部分を既知の形に仮定したものをとることができる。

こうすれば、偏微分方程式（ x と t に関する）は常微分方程式（ t に関する）に変換される。この方法はKantorovich(1933)によって試みられたものである。本研究ではKantorovichの方法を用いてX線マスクメンブレンの熱歪み振動の第一近似解を求める。

3. 3. 2 近似解法

ここではMWRを偏微分方程式の解法に適用して解析解の導出を試みる。熱伝導方程式と熱弾性波動方程式のそれぞれの解は時間の未知関数と境界条件を満足する定常解との積の形で表す。これらの境界条件はメンブレンの両端で一定温度かつ変位が拘束されていると仮定する。境界条件を満足するこれらの定常解はこの場合容易かつ厳密に求められる。温度分布と変位分布の試行関数はそれぞれ以下のように仮定する。

$$T(x,t) = T^* Y(x) F(t), \quad (3.7.a)$$

$$u(x,t) = u^* \phi(x) \eta(t), \quad (3.7.b)$$

$$T^* = \frac{q_0}{KB^2}, \quad (3.7.c)$$

$$u^* = -(1 + \nu) \alpha T^*, \quad (3.7.d)$$

ここで $Y(x)$, $\phi(x)$ はそれぞれ境界条件を満足する定常解であり、次式によって与えられる。

$$Y(x) = \left[\exp(BX_0) - 1 \right] \frac{\sinh(Bx)}{\sinh(BX_0)} - \left[\exp(Bx) - 1 \right], \quad (3.7.e)$$

$$\phi(x) = x Y_m - \int Y(\xi) d\xi, \quad (3.7.f)$$

$$Y_m = \frac{1}{X_0} \int Y(\xi) d\xi, \quad (3.7.g)$$

ここで Y_m は規格化された温度分布の平均値である。

ここで変位分布の定常解を関数の極値を求めるように微分操作すると最大変位の起こる位置が求められる。

$$x_m = Y^{-1}(Y_m). \quad (3.7.h)$$

これはメンブレン面内において平均温度に等しい位置で変位が最大になることを示している。

これらの試行関数が厳密解に等しければ、試行関数を支配方程式に代入したときの残差が0となる。平均的な意味で残差を0にするために重み付き残差の定積分を定義する。

$$\int_0^{X_0} w(x) R(x,t) dx = 0 \quad (3.8)$$

ここで $w(x)$ は重み関数、 $R(x,t)$ は試行関数を支配方程式に代入したときの残差である。この定積分は二つの独立変数からなる偏微分方程式が常微分方程式に変換されることを示す。したがって、時間の未知関数は以下のような常微分方程式によって求められる。

$$\frac{dF(t)}{dt} + \frac{F(t)}{\tau_0} = \frac{W(t)}{\tau_0}, \quad (3.9.a)$$

$$\tau_0 = \frac{\int_0^{X_0} w(x) Y(x) dx}{kB^2 \int_0^{X_0} w(x) dx} \quad (3.9.b)$$

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} + 2\gamma \frac{d\eta}{dt} + \omega_0^2 \eta = \omega_0^2 F(t) \quad (3.10.a)$$

$$2\gamma = \beta_a C_L^2 \quad (3.10.b)$$

$$\left(\frac{\omega_0}{C_L}\right)^2 = \frac{\int_0^{X_0} w(x) [dY(x)/dx] dx}{\int_0^{X_0} w(x) \phi(x) dx} \quad (3.10.c)$$

ここで τ_0 はマスクメンブレンの温度応答に関する時定数, γ は減衰係数, ω_0 は縦振動の固有角周波数である。これらの常微分方程式の解析解はラプラス変換法で容易に得られる。結果としてこれらの解析解は以下のようなになる。

$$F(t) = (1/\tau_0) \int_0^t W(\xi) \exp[-(t-\xi)/\tau_0] d\xi \quad (3.11)$$

$$\eta(t) = \int_0^t G(t-\xi) F(\xi) d\xi \quad (3.12)$$

これらの解析解からわかるように、温度応答 $F(t)$ は矩形波関数との畳み込みによって与えられ、変位応答は温度応答とインパルス応答によって得られるグリーン関数との畳み込みでそれぞれ与えられる。減衰振動理論で知られているように変位応答におけるこのグリーン関数は減衰振動、臨界減衰そして過減衰の三つの振動モードに分けられる。すなわちパルス X 線露光過程における X 線マスクメンブレンには熱歪み振動が発生する可能性のあることを示している。

3. 3. 3 振動モード

ここでは数値計算をする前に熱歪み振動のモードについてそれらの特徴を説明し、計算のためのグリーン関数を示す。

1) 減衰振動

減衰力が小さい場合にメンブレンの変位は減衰しながら平衡点に達する。このような減衰振動は固有振動数が減衰係数よりも大きい場合に起きる。減衰振動のグリーン関数は

$$G(t-\xi) = (\omega_0^2/\omega_1) \exp[-\gamma(t-\xi)] \sin\omega_1(t-\xi), \quad (3.13.a)$$

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 - \gamma^2. \quad (3.13.b)$$

ここで ω_1 は減衰振動の振動数と呼ばれ、減衰がない場合の振動数より小さい。

2) 臨界減衰

減衰係数が固有角振動数に等しいと臨界減衰になる。グリーン関数は

$$G(t-\xi) = \omega_0^2(t-\xi) \exp[-\omega_0(t-\xi)]. \quad (3.14)$$

臨界減衰の状態にあるメンブレンは、与えられた初期条件に対して、その変位が過減衰、

減衰振動の何れの場合よりも急速に平衡点に達する。

3) 過減衰

減衰力が十分に大きい場合には、メンブレンの変位は振動しないようになる。過減衰は減衰係数が固有振動数より大きい状態である。グリーン関数は

$$G(t-\xi) = (\omega_0^2/\omega_2) \exp[-\gamma(t-\xi)] \sinh\omega_2(t-\xi), \quad (3.15)$$

$$\omega_2^2 = \gamma^2 - \omega_0^2.$$

この運動は周期的ではないから ω_2 は振動数を表していない。変位は平衡点まで緩やかに近づく。

3. 4 熱歪み振動

減衰係数は今までのところ理論的な定式がなされていないが、実験的に求めることは可能である。しかしここでは比例粘性係数(Rayleigh 減衰)を用いて評価する。この概念を用いると振動モードは減衰係数と固有角振動数との比で与えられる比例粘性係数によって定義できる。この場合、減衰振動は $(\gamma/\omega_0)^2=0.01$ 、臨界減衰は $(\gamma/\omega_0)^2=1$ 、過減衰は $(\gamma/\omega_0)^2=2$ とする。計算するSiNメンブレンの寸法はウィンドサイズが4cmで、その厚みが2 μ mとする。パルス露光条件は大気圧He雰囲気でパルス幅が10ns、パルス当りのエネルギー密度が10mJ/cm²とする。

3. 4. 1 縦振動における固有角振動数

図3. 2は真空、空気、Heの各露光雰囲気におけるウィンドサイズと固有角振動数との関係を計算で示したものである。ここで固有角振動数は自由振動について計算されている。ウィンドサイズの増加と共に減少する固有角振動数は露光雰囲気に依存しているように見える。メンブレンの縦振動は真空中で低いがHe雰囲気が高い周波数を示している。式(3.10.c)からわかるように、固有角振動数は露光雰囲気に依存する温度の空間分布によって決まる。したがって、露光雰囲気によって固有角振動数が異なるのは温度分布の影響を受けているからである。4cm角のSiNメンブレンの自由振動に対する固有角振動数は600~900kHzの領域にあることが示されている。けれども実際の固有角振動数

は減衰力のために自由振動に比べて小さくなる。

メンブレンの内部摩擦に基づく減衰係数が露光雰囲気によって変化しないと考えると、真空雰囲気において仮に過減衰モードであるメンブレンはHe雰囲気中では固有角振動数の増加によって減衰振動モードに遷移することが考えられる。またHe雰囲気中でもメンブレンのサイズが大きくなると固有角振動数が小さくなるので、減衰振動モードであったメンブレンが非振動モードに遷移することも考えられる。したがって、固有角振動数の小さくなる露光雰囲気とある程度大きなメンブレンサイズを採用することが、振動を抑えることに効果的であると考えられる。

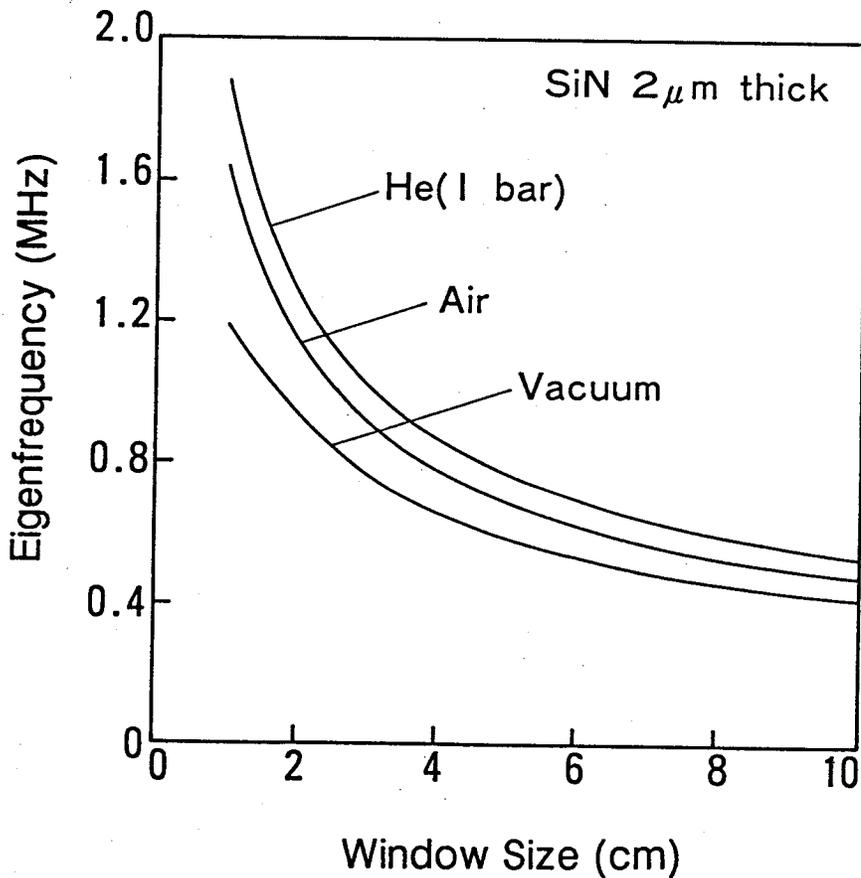


図3. 2 固有角振動数のウィンドサイズによる変化と露光雰囲気依存性

3. 4. 2 振動モードに対する動的応答

図3. 3は10 nsのパルス露光によって引き起こされる変位に関する動的応答を示している。変位はメンブレン面内で起こる最大値が計算されている。全ての振動モードに関する変位は一定の時間遅れ(0.1 μs程度)をもって立ち上がっている。パルス幅がその時間遅れに比べて十分に短いと、変位は露光中に発生しない。これは転写されたパターンのシフトには影響を及ぼさないことを示している。それは変位が発生するときにはすでに露光が終了しているからである。図3. 3において10 μs後には吸熱源へ熱伝導が始まるまで変位はしばらく一定値を保っている。全ての動的振動モードに対して、メンブレンは1秒後に初期状態に戻る。これは仮定された条件のもとで露光中にメンブレンに熱歪みを誘起することなしに1 Hzの繰り返し周波数でパルス露光のできる可能性を示している。減衰振動のモードにある変位は1 μs後にオーバーシュートがみられる。このオーバーシュートは100 μs後の熱平衡状態で一定の変位に収束する。臨界減衰と過減衰のモードに対してメンブレンの熱歪みによる変位は振動を伴わないが10 μs後に平衡に到達する。

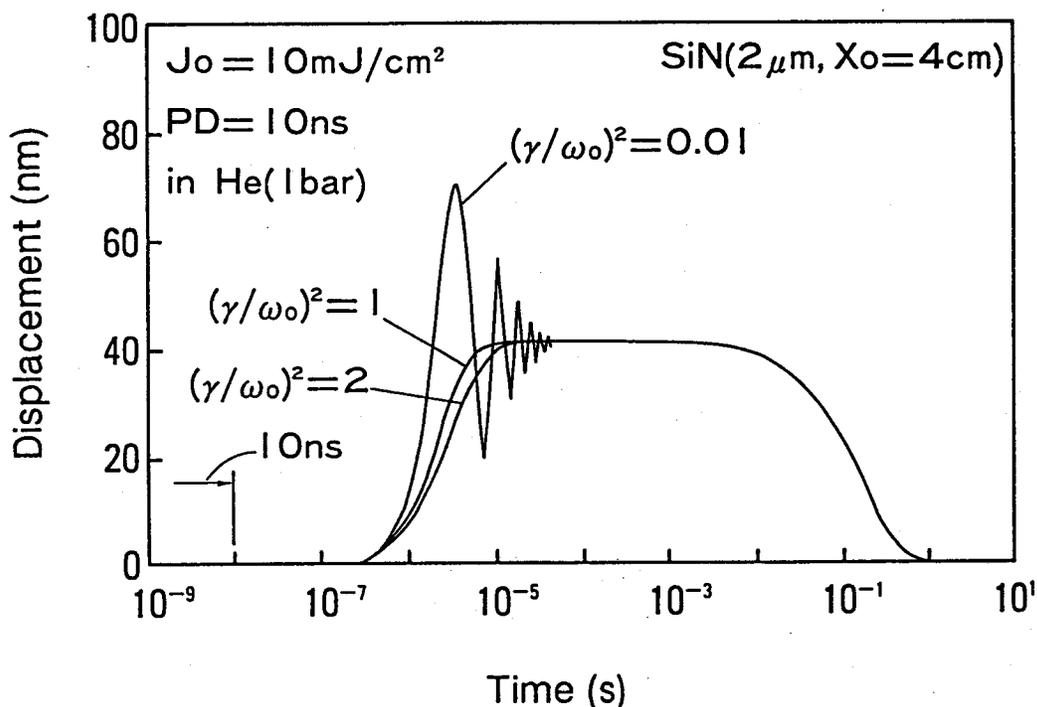


図3. 3 変位の時間変化と振動モード依存性

図3. 4は臨界減衰モードで図3. 3に示されている 10^{-5} sにおける温度と変位に関する空間分布を示している。最大変位の発生位置は露光雰囲気を変えることによってメンブレンの中心の方にシフトさせることが可能である。それは変位分布は露光雰囲気依存する温度分布によって決まるからである。

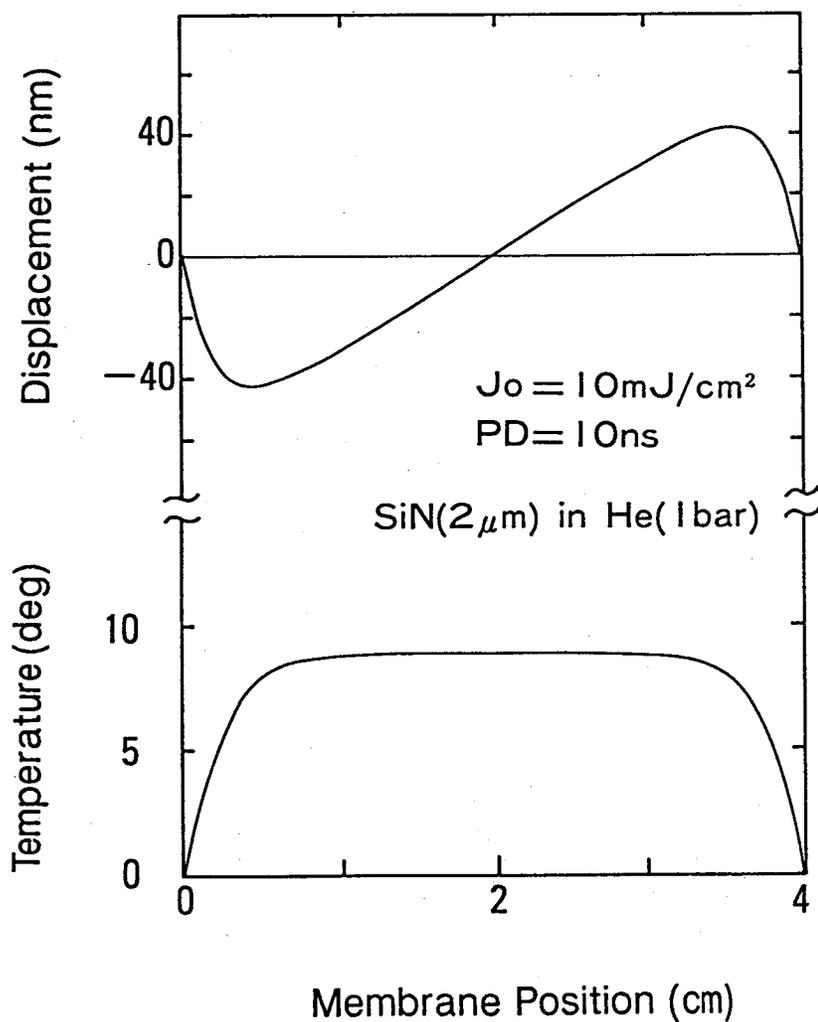


図3. 4 空間的に一様強度の熱源による温度分布と変位分布

メンブレンの中心と境界のところの熱応力に関する動的応答が図3. 5に示されている。 3×10^{-7} s以前では全ての動的振動モードにおいて、熱応力は境界に沿ってはみられないが、図3. 3からわかるように熱衝撃によって引き起こされる変位が発生する前にメンブレンの中央で大きくなる。この計算結果によるとメンブレン面内の熱応力分布は 0.1μ sの時間遅れの範囲で温度分布の発生速度に一致する。したがって、境界に沿った熱応力は図3. 3からわかるように変位の増加と共に大きくなる。メンブレンの中心と境界でのこのような応力差は弾性波の効果が原因と思われる。これと同時にメンブレン中心の熱応力は境界に沿った熱応力の増加と共にある程度緩和する。 100μ s後、全てのモードに対して熱応力はメンブレンの全領域で一様になる。

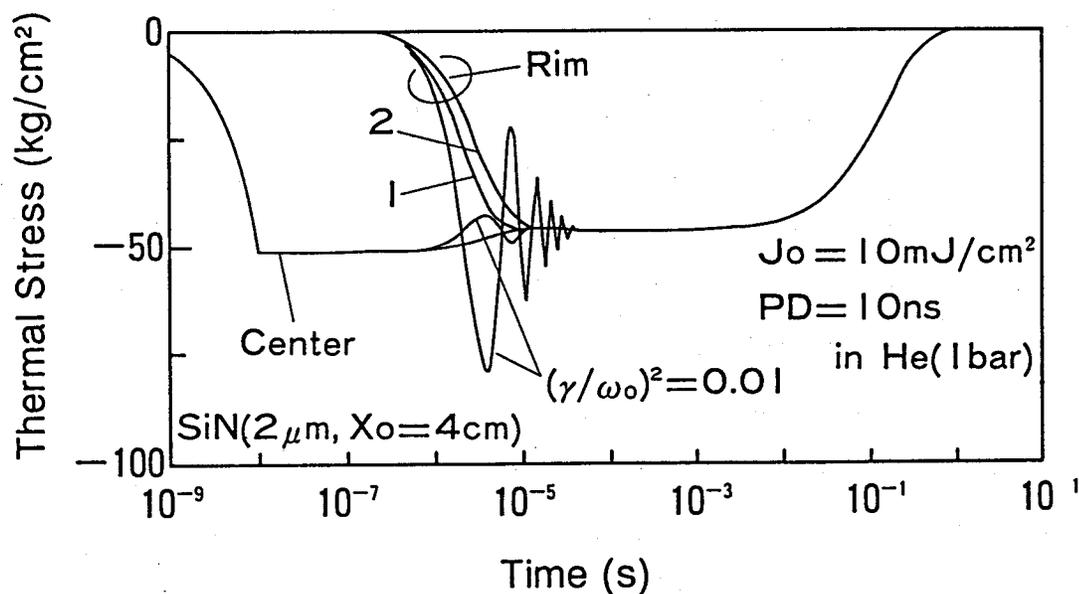


図3. 5 熱応力の時間変化と振動モード依存性

3. 4. 3 パルス幅の効果

10 ns 以上のパルス幅の動的熱歪み挙動に及ぼす効果を探るために、弾性波の観点から最大変位と時間遅れの両方について探求する。図 3. 3 からわかるように変位の立上り時間として定義される時間遅れとは異なる時間遅れが存在する。ここでは時間遅れを最大変位が発生するときの時刻として定義する。図 3. 6 は三つの振動モードに対する最大変位とパルス幅の関係を示している。さらに図 3. 7 には時間遅れとパルス幅の関係が示されている。最大変位と時間遅れの両方に及ぼすパルス幅の効果によると、動的挙動は準定常、非定常そして飽和の領域に分類される。

準定常領域に対して ($100 \mu\text{s}$ 以上), 弾性波のメンブレンに及ぼす効果は時間遅れがパルス幅に一致しているので完全に無視できる。変位が露光中に発生するので転写パターンはこの領域で影響を受ける。振動モード間の区別はパルス幅によって発生しない。

非定常領域 ($1 \mu\text{s} \sim 100 \mu\text{s}$) では、パルス幅の減少によって弾性波の効果による振動モード間の区別が生じ始める。最大変位は臨界減衰と過減衰に対して一定であるが、減衰振動モードに対してパルス幅の減少と共に増加する。けれども、オーバシュートを示している最大変位は $100 \mu\text{s}$ 後に図 3. 3 のように他のモードと同じ一定値に収束する。時間遅れとパルス幅の差はパルス幅の減少と共に増加するが、転写されたパターンの位置ずれは起こらない。

飽和領域 ($1 \mu\text{s}$ 以下) のもとでは弾性波の効果に基づいて振動モード間の区別が明確に現れる。減衰振動モードでみられるオーバシュートを伴う最大変位と他の振動モードでみられる最大変位はそれぞれ飽和している。三つの振動モードに対する時間遅れもまた一定値に収束している。全ての動的振動モードにおいて時間遅れがパルス幅に比べて十分に長いので、変位はこの露光中に起こらない。これは転写されるパターンの位置ずれが起こらないことを示している。したがって、X線マスクメンブレンから熱歪みの転写パターンへの影響を無くす最適なパルス露光は飽和領域で実行すれば可能である。

以上述べたように重みつき残差法と呼ばれている偏微分方程式の近似解法を適用してパルスX線露光過程で発生するX線マスクメンブレンに関する熱歪み振動の特性について述べた。振動工学で明らかのようにX線マスクメンブレンもその縦振動に三つの振動モードのあることがわかった。この章で定義した飽和領域の熱歪み振動の発生がパルス幅に無関係であるから、この領域のパルス幅を露光条件として選択すれば、熱歪み振動の転写精度

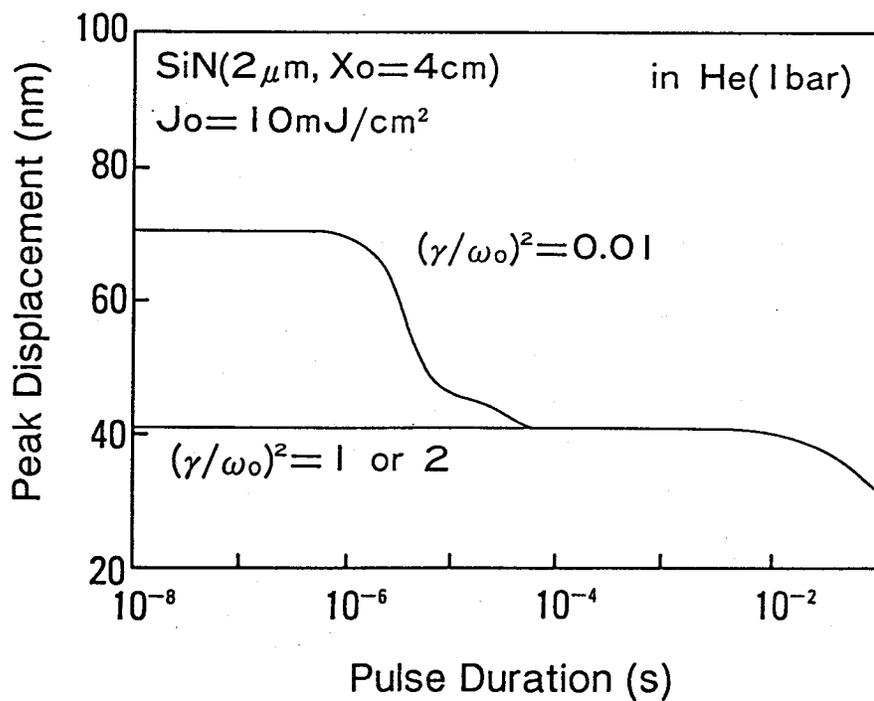


図3. 6 最大変位のパルス幅による変化と振動モード依存性

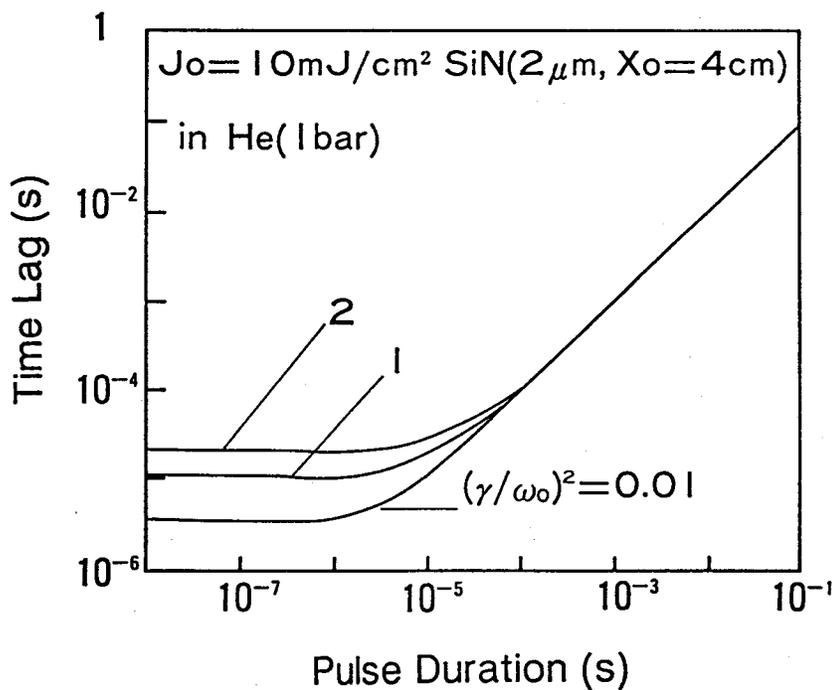


図3. 7 最大変位発生時刻のパルス幅による変化と振動モード依存性

への影響を無にすることが可能である。

3. 5 まとめ

本章では散逸性の減衰力を動的熱歪み理論に導入し、パルスX線露光で生じるX線マスク基板の熱歪み振動の解析を可能とした。熱歪み振動を解析的に表現するために、熱弾性波動方程式の近似解の導出に重み付き残差法を適用した。この解析手法を適用したことにより数値解法では容易に得られない以下の成果を得た。マスク基板の固有角振動数と減衰係数によって決まる三種類の熱歪み振動モード（減衰振動，臨界減衰，過減衰）を明確にした。メンブレン面内で平均温度上昇に等しい位置が熱歪みによる最大変位を生じる。真空中よりもHe雰囲気の方が固有角振動数が増加するのでX線マスク基板は減衰振動を引き起こしやすい。パルス露光中のX線マスク基板に作用する熱応力は基板の中央付近に集中する。熱歪みによる最大変位が発生する 3×10^{-7} sから基板周辺で熱応力が増加し、その後熱応力は一様分布に接近しながら初期状態に復帰する。

参考文献

- 1) A. Chiba and K. Okada: Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 2610.
- 2) I. Shareef, J. Maldonado and D. Katkoff: J. Vac. Sci. & Technol. B7 (1989) 1575.
- 3) I. Shareef, J. Maldonado and D. Katkoff: Proc. Microcircuit Engineering 11 (1990) 295.
- 4) A. Ballantyne, H. Hymann, C. Dym and R. Southworth: J. Appl. Phys. 58 (1985) 4717.
- 5) C. Dym and A. Ballantyne: J. Appl. Phys. 58 (1985) 4726.

第4章 走査X線露光における動的熱歪みの露光周波数依存性

4.1 はじめに

シンクロトロン放射光 (SR) のX線は高輝度、平行性に優れているため解像性、量産性などの観点からX線リソグラフィの光源として研究が進められている。等倍のX線マスクを用いたSRリソグラフィでは、マスクの精度がリソグラフィ全体の精度を決める。X線マスクは $2\mu\text{m}$ 程度の厚みの無機材料系の薄膜の上に吸収係数の大きな遷移重金属あるいは金などの貴金属が吸収体パターンとして形成した構造である。これは従来のホトマスクに比べてX線マスクの基板が薄膜状になっているので外力に対して極めて敏感になっていることを意味する。しかもX線マスクは等倍転写に用いられるのでマスクメンブレン上でフォトマスクに比べて非常に高いパターン位置精度が要求される。

X線露光において解像性を制限する要因は半影効果、光電子、オージェ電子の飛程、フレネル回折であるが、SR-X線は平行性が良いため半影効果は小さい。X線リソグラフィに最適とされている 0.8nm 前後の波長においてレジスト中の光電子、オージェ電子の飛程は 50nm であり、¹⁾ $0.25\mu\text{m}$ パターンの解像の制限要因にはならないと言われている。フレネル回折はマスクの形状やマスクとウェハ間のギャップによってさまざまに変化するので無視できない要因である。一方、解像性にも関連するがパターンの位置精度を制限する要因はX線マスクの製造過程で生じる静的な応力によるメンブレンの歪み、さらに露光中に生じるメンブレンの熱歪みであるが、静的な応力によるメンブレンの歪みは成膜条件やエッチング条件などの加工プロセス条件の最適化によって低減することができる。しかしながら露光中に発生するメンブレンの熱歪みはフレネル回折と同様に自然現象との戦いであり無視できない要因である。

従来の励起型発散X線源においては、X線が空間的に一様と仮定できる分布でメンブレンに照射されていたので、メンブレンに生じる熱歪みは準静的な空間分布であった。一方、SRリソグラフィにおいては、露光領域を拡大するためにビームラインに揺動ミラーを設けてSRビームをメンブレン上で走査したり、あるいはマスクとウェハを一体にしてSRビームに対して上下に振動させる方法がとられているために、メンブレンには時間的に変化のする熱歪み分布が発生する。しかもこの熱歪みはメンブレンの中央に対してSRビームの走査回数に応じて振動する可能性があり、パターンエッジの解像性を制限する恐れが

ある。

S R露光におけるX線マスクメンブレンの熱歪みに関する研究ではギャップとレジストをヒートシンクと仮定した準静的なモデルが提案されている。^{2, 3)} 実際は、ギャップ中のHeガスやレジストはX線を吸収するので発熱の可能性があり、メンブレン、Heガス及びレジストとの熱移動が存在する。さらに露光中の熱的な振舞いは非定常現象なので厳密な解析が要求される。

本研究では現実に近い物理条件を考慮に入れた、動的な熱歪みを予測する面内歪みのモデルを提案した。このモデルを用いて、シミュレーションによって走査露光中におけるSiNメンブレンの、動的な熱歪みに対してギャップや露光周波数の及ぼす効果を検討した。

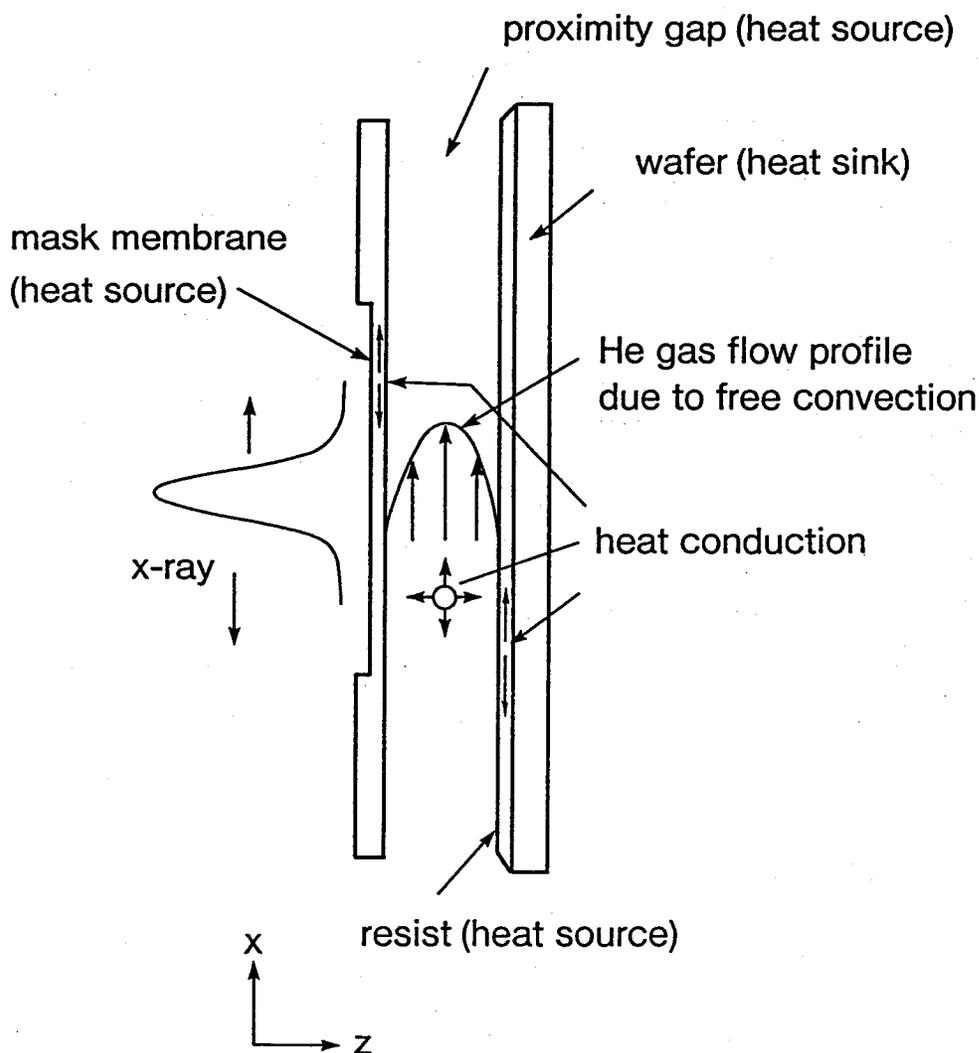


図4. 1 S R露光系における幾何学的関係と熱流モデル

4. 2 近接露光系における熱弾性モデル

4. 2. 1 物理モデル

SRリソグラフィにおけるX線マスクとウェハの露光系の基本的な構造を図4. 1に示す。X線マスクとウェハは10～50 μm程度の近接距離をもって平行に隔てられ、大気圧Heで満たされている露光チャンパー内に鉛直に立てられている。Heガスは露光中においてX線マスクの冷却用の気体としての役割をする。X線マスクメンブレンとウェハ上のレジストに接するHeガスには露光中の温度上昇により浮力が発生して近接距離中を上昇する流れ、すなわち自然対流が発生する。このような対流は近接距離中のみならず、X線の入射する面に接するHe層にも発生する。この場合の対流熱伝達は独立した鉛直平板に対する公式が利用できる。近接距離中の熱伝達は鉛直平行平板に対する結果が利用できる。一般に近接距離に比べて露光領域の大きさは十分に大きいので、近接距離内(z軸方向)の物理量の変化は鉛直方向の変化に比べて十分に小さいと考えられる。そこで、X線マスクメンブレン、近接距離中のHeガス及びレジストの物理量はx軸方向の変化に注目すれば十分であると仮定する。

4. 2. 2 Heガスの流れの状態

一般に流体の熱伝達係数は流れの種類に依存する。露光中のX線マスクの熱歪みを予測する上で温度分布の情報を得ることが大切である。そのためには流れに依存する熱伝達係数を流れの種類と対応させて把握することが必要である。

気体分子運動論によれば流れの限界はKnudsen数によって与えられる。

$$K_n = \frac{\lambda_m}{d_2}, \quad (4.1)$$

$$\lambda_m = 2.33 \times 10^{-20} \frac{T}{P\sigma^2}. \quad (4.2)$$

ここで λ_m は気体の平均自由行程(cm)、 d_2 は近接距離(cm)、 T は絶対温度、 P は圧力(Torr)、 σ は分子直径(cm)である。表4. 1にこの無次元数による流れの分類を示す。気体における熱伝達の機構は粘性流($Kn < 0.01$)と分子流($Kn > 0.3$)において全く異なる。粘性

流は分子同士の衝突に基づいた熱伝達が支配的であり，連続体の流体力学として解析できる。一方，分子流は気体の平均自由行程が近接距離と同程度かあるいはそれ以上なので連続体としての取扱が困難である。

図4. 2はHeガスの各圧力におけるKnudsen数と近接距離との関係を示している。減圧雰囲気のもとでは近接距離の減少と共に流れの状態は中間流から分子流に遷移している。一方，大気圧雰囲気の近接距離中の流れは10 μm程度まで粘性流である。したがって，X線露光で実用的な近接距離が10～100 μmであることから，この領域のHeガスは大気圧のもとで粘性流として扱うことができる。さらに熱伝達係数は流体力学における粘性流体の研究結果を利用できる。⁴⁾

表4.1 流れの状態

粘性流	$Kn < 0.01$
中間流	$0.01 < Kn < 0.3$
分子流	$0.3 < Kn$

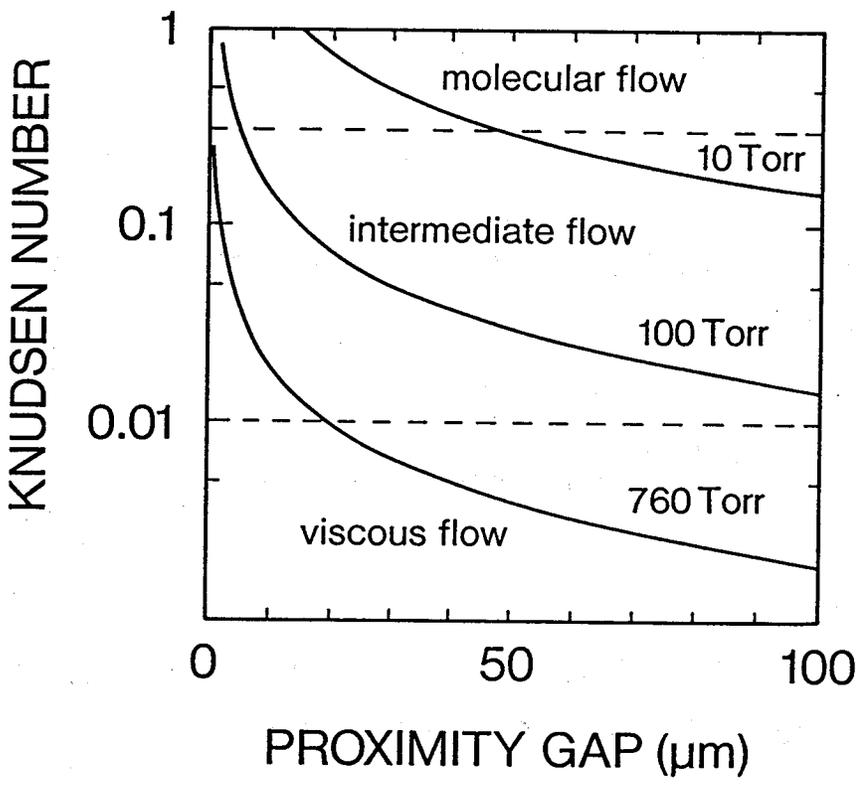


図4. 2 メンブレンとウェハとのギャップ中のHeガスの流れの状態

4. 2. 3 近接距離中におけるHeガスの運動方程式

近接距離中のHeガスは粘性流体として扱えるのでX方向の運動方程式は浮力を考慮すると

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = \nu_f \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) + g \beta_c T_2 \quad (4.3)$$

のように表すことができる。ここで $U(x, z, t)$ はX方向の速度分布、 ν_f は動粘性係数、 β_c は圧縮率、 T_2 はHeガスの温度を示す。

粘性流体は壁と接触するところで流速が0となる。X線マスクとレジストを平行平板とすれば、Z軸に沿った速度分布は放物型となる。これはX線マスクとレジストに接するところでHeガスの流れの速度が0となる境界条件を満足する速度分布である。したがって、式(4.3)を満たす速度分布は以下の形に近似できる。

$$U(x, z, t) = U(x, t) Y(z), \quad (4.4)$$

$$Y(z) = \frac{z}{d_2} - \left(\frac{z}{d_2} \right)^2 \quad (4.5)$$

近似式(4.4)を運動方程式(4.3)に代入して、重みつき残差法を適用すると運動方程式は x, t の2変数に軽減される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{5} \frac{\partial U}{\partial x} = \nu_f \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{12}{d^2} U \right) + 6g \beta_c T_2 \quad (4.6)$$

最大速度は近接距離中の中央で得られ、式(4.6)の $1/4$ の値である。いま、X方向の物理量に注目しているので速度の代表値として平均速度を定義する。

$$U_m(x,t) = \frac{1}{d_2} \int U(x,z,t) dz = \frac{U(x,t)}{6} \quad (4.7)$$

すなわち、Heガスの自然対流による代表速度は式(4.6)で得られる値の1/6である。

4. 2. 4 温度上昇の方程式

X線マスクメンブレン、Heガス、レジストの物理量に対する添字をそれぞれ1, 2, 3とする。マスクメンブレンは露光中の発熱、メンブレン内の熱伝導、熱放射損失、He雰囲気への熱伝導及び熱伝達によって温度分布が決まる。近接距離中のHeの温度分布は露光中のX線吸収による発熱、He内の熱伝導、メンブレンとレジストとの熱伝導及び熱伝達による熱移動、さらに近接距離中の自然対流に基づいたエンタルピーの輸送に依存する。レジストはX線吸収による発熱、レジスト内の熱伝導、Heガス中への熱伝導、吸熱源と仮定されるSiウェハへの熱伝導によって決まる。近接距離におけるHeガスへの熱移動は熱伝導と熱伝達が混合されているが、近接距離の隙間の広さによって支配要因が異なる。非常に広い近接距離では対流による熱伝達が支配的である。ある程度狭い近接距離では対流の効果よりも熱伝導が支配的である。

以上のような3体間の熱的な釣合はHeガスの運動方程式を含めた以下のような4元連立偏微分方程式で与えられる。

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = k_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{q_1(x,t)}{\rho_1 c_1} - \frac{(h + \alpha_r)}{\rho_1 c_1 d_1} T_1 - \frac{h_{1,2}}{\rho_1 c_1 d_1} (T_1 - T_2), \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_2}{\partial t} + \frac{U}{6} \frac{\partial T_2}{\partial x} = & k_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{q_2(x,t)}{\rho_2 c_2} + \frac{h_{1,2}}{\rho_2 c_2 d_2} (T_1 - T_2) \\ & + \frac{h_{2,3}}{\rho_2 c_2 d_2} (T_3 - T_2) \end{aligned}, \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{5} \frac{\partial U}{\partial x} = v_f \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{12}{d_2^2} U \right) + 6 g \beta_c T_2 \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial T_3}{\partial t} = k_3 \frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{q_3(x,t)}{\rho_3 c_3} - \frac{h_{2,3}}{\rho_3 c_3 d_3} (T_3 - T_2) - \frac{h_{3,4}}{\rho_3 c_3 d_3} T_3 \quad (4.11)$$

$$\alpha_r = 4 \epsilon_0 \beta T_0^3 \quad (4.12)$$

$$\beta_c = 1/(273 + T_2) \quad (4.13)$$

ここで k_i は熱拡散率, ρ_i は密度, c_i は比熱, d_i は膜厚, ϵ_0 はマスクメンブレンの放射率, β は Stefan-Boltzmann 定数, T_0 は室温 (K) を示す。放射による熱伝達係数 α_r はメンブレンの温度上昇 T_1 が室温 T_0 よりも小さいと仮定して線形化した。

熱源 $q(x,t)$ は吸収による単位時間、単位体積当りの発熱である。SR-X線は速度 V_0 でメンブレン上を走査し、水平方向に一様強度分布、鉛直方向にガウス型の空間強度分布をもっている。本研究では $q(x,t)$ として

$$q_1(x,t) = \frac{I_0}{d_1} [1 - \exp(-\mu_1 d_1)] F(x,t) \quad (4.14)$$

$$q_2(x,t) = \frac{I_0 \exp(-\mu_1 d_1)}{d_2} [1 - \exp(-\mu_2 d_2)] F(x,t) \quad (4.15)$$

$$q_3(x,t) = \frac{I_0 \exp(-\mu_1 d_1 - \mu_2 d_2)}{d_3} [1 - \exp(-\mu_3 d_3)] F(x,t) \quad (4.16)$$

$$F(x,t) = \exp\left[-\frac{(x - x_s - V_0 t)^2}{2 R_0^2}\right] \quad (4.17)$$

を採用する。ここで I_0 は入射パワー密度, μ_i は線吸収係数, x_s は露光開始点, R_0 は X線ビームの半径を示す。

自然対流に関する熱伝達係数は垂直平板が独立に置かれている場合が適用できるので、以下のような結果を用いた。

$$h = 0.638 \left(\frac{\text{Pr}}{0.861 + \text{Pr}} \right)^{1/4} \frac{K_2}{x} (\text{Gr Pr})^{1/4}, \quad (4.18)$$

$$\text{Gr} = \frac{x^3 g \beta_c T_1}{\nu_f^2} \quad (4.19)$$

ここでPrはプラントル数、Grはグラスホフ数を示す。

相互熱伝達係数 $h_{1,2} = h_{2,3}$ は自然対流による効果と熱伝導による効果の和で与えられる。

$$h_{1,2} = h_{2,3} = \frac{K_2}{d_2} + h_c \quad (4.20)$$

ここで h_c は平行平板が垂直に置かれている場合の自然対流による熱伝達係数である。本研究では狭い近接距離から広いところまで一貫して利用できるElenbassの式を用いて評価する。

$$h = \frac{K}{24} \frac{R_a}{d_2} \left[1 - \exp\left(-\frac{12.5}{R_a^{3/4}}\right) \right], \quad (4.20.a)$$

$$R_a = \frac{\text{Gr Pr } d_2}{X_0}, \quad (4.20.b)$$

$$\text{Gr} = \frac{d_2^3 g \beta_c T_2}{\nu_f^2} \quad (4.20.c)$$

上式において近接距離が X_0 に比べて非常に小さいとその極限は

$$h_c = \frac{K_2 Gr Pr}{24 X_0} \quad (4.21)$$

となる。これは自然対流による熱伝達が d_2 の 3 乗に比例することを示しているが、その効果は非常に小さいものである。一方、近接距離が X_0 に比べて大きいとメンブレンが独立に置かれた場合の熱伝達に等しくなる。

$$h_c = 0.638 \left(\frac{Pr}{0.861 + Pr} \right)^{1/4} \frac{K_2}{d_2} \left(Gr Pr \frac{d_2}{X_0} \right)^{1/4} \quad (4.22)$$

この場合の熱伝達係数は d_2 がキャンセルするので近接距離に無関係である。

大気圧 He ガスで満たされている近接距離の熱伝達係数の中で熱伝導と自然対流熱伝達の各々の占める割合を推定することは、今後の数学的モデルの構築にとって重要である。

4. 2. 5 動的な面内熱歪みの式

面内歪みに注目すると、マスクメンブレンは平面応力状態にあると仮定できる。そうすると、メンブレンに作用する熱応力はその面に平行な成分 (σ_x , σ_y) のみであり、垂直成分 ($\sigma_z = 0$) はない。メンブレンの歪みは応力による成分と熱膨張による成分との重ね合わせである。動的な熱変形を支配する偏微分方程式は平面応力理論とハミルトンの原理を組み合わせることによって導出できる。⁵⁾ 熱膨張と弾性波の伝播に基づいたメンブレンの過渡的な位置ずれに関する運動は散逸力、または摩擦力のために減衰する。解析を容易にするために減衰力は瞬間速度に比例するものと仮定する。運動エネルギーの中に減衰力に基づいた要因を取り入れることは容易である。変分原理に基づいて汎関数が極値を取るように計算を進めることによって減衰効果を考慮した熱弾性波動方程式を得ることができる。

速度に比例する抵抗力を受けて、運動する場合のエネルギーの減少 D は散逸関数 F^* を用いて次式で表すことができる。

$$D = -2 \rho \iint F^* dt dV, \quad (4.23)$$

$$F^* = \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2. \quad (4.24)$$

ここで γ は散逸係数, u は X 軸方向の変位, dV は体積要素である。散逸エネルギー D を考慮した運動エネルギーを K , ポテンシャルエネルギーを U とすればラグランジアン L は

$$L = K - U, \quad (4.25.a)$$

$$K = K^* - D. \quad (4.25.b)$$

ここで K^* は全運動エネルギーであり次式で与えられる。

$$K^* = \frac{1}{2} \rho \iint \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 dV \quad (4.26)$$

Y 方向に単位幅, X 軸方向に伸びた矩形薄膜に対するポテンシャルエネルギー U は α を熱膨張係数, T_1 を温度分布とすれば平面応力理論より次式で与えられる。

$$U = \frac{1}{2} \frac{E}{(1 - \nu^2)} \iint \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - (1 + \nu) \alpha T_1 \frac{\partial u}{\partial x} \right] dV \quad (4.27)$$

ここで E はヤング率, ν はポアソン比である。汎関数が極値を取るように変分操作をする
とラグランジュの方程式が得られる。

$$\frac{\partial L}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial L}{\partial u_t} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial L}{\partial u_x} \right) = 0 \quad (4.28)$$

上式を計算すると、以下のような偏微分方程式を得る。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial u}{\partial t} = C_L^2 \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - (1+\nu) \alpha \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] \quad (4.29.a)$$

$$C_L^2 = \frac{gE}{\rho(1-\nu^2)} \quad (4.29.b)$$

ここで C_L は弾性波の伝播速度である。

4. 3 完全陰的有限差分法による離散化

連立偏微分方程式の離散化はテーラ級数に基づいた完全陰的差分法を用いた。この方法は空間格子点に比例する連立代数方程式を時間の刻み毎に解く苦勞があるが、時間刻みを大きく取る場合にCrank-Nicolson法よりも計算の安定性が得られる長所がある。

Heガスの運動方程式で右辺第2項の対流項が狭いギャップ領域で数値計算の不安定性を引き起こした。しかしながら、対流項に係る速度 U を以下のような時間平均した差分を用いることによって計算の不安定性を避けることができた。

$$U(x,t) = \frac{U(x,t+\Delta t) + U(x,t-\Delta t)}{2} \quad (4.30)$$

4元連立偏微分方程式の完全陰的差分式は以下のようなになる。

$$(1 + 2r_1) T_1^{p+1}(i) - r_1 [T_1^{p+1}(i+1) + T_1^{p+1}(i-1)] = B_1^p(i), \quad (4.31.a)$$

$$(1 + 2r_2) T_2^{p+1}(i) - r_2 [T_2^{p+1}(i+1) + T_2^{p+1}(i-1)] = B_2^p(i), \quad (4.31.b)$$

$$(1 + 2r_3) T_3^{p+1}(i) - r_3 [T_3^{p+1}(i+1) + T_3^{p+1}(i-1)] = B_3^p(i), \quad (4.31.c)$$

$$(1 + 2r_4 + 6s) U^{p+1}(i) - r_4 [U^{p+1}(i+1) + U^{p+1}(i-1)] = B_4^p(i). \quad (4.31.d)$$

ここで既知量 $B_j(i)$ は

$$B_1^p(i) = T_1^p(i) + \frac{\Delta t q_1}{\rho_1 c_1} - \frac{(h + \alpha_r)}{\rho_1 c_1 d_1} \Delta t T_1^p(i) - \frac{\Delta t h_{1,2}}{\rho_1 c_1 d_1} [T_1^p(i) - T_2^p(i)] \quad (4.32.a)$$

$$B_2^p(i) = T_2^p(i) + \frac{\Delta t q_2}{\rho_2 c_2} + \frac{\Delta t h_{1,2}}{\rho_2 c_2 d_2} [T_1^p(i) - T_2^p(i)] + \frac{\Delta t h_{2,3}}{\rho_2 c_2 d_2} [T_3^p(i) - T_2^p(i)] - \frac{U^p(i) \Delta t}{6} \left(\frac{\partial T_2}{\partial x} \right)_i^p \quad (4.32.b)$$

$$B_3^p(i) = T_3^p(i) + \frac{\Delta t q_3}{\rho_3 c_3} - \frac{\Delta t h_{2,3}}{\rho_3 c_3 d_3} [T_3^p(i) - T_2^p(i)] - \frac{\Delta t h_{3,4}}{\rho_3 c_3 d_3} T_3^p(i) \quad (4.32.c)$$

$$B_4^p(i) = U^p(i) - \frac{U^p(i) \Delta t}{5} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_i^p + 6 g \beta_c T_2^p(i) \Delta t - 6 s U^{p-1}(i) \quad (4.32.d)$$

となる。さらに代数方程式中の定数係数は

$$r_1 = k_1 \Delta t / \Delta x^2, \quad (4.33.a)$$

$$r_2 = k_2 \Delta t / \Delta x^2, \quad (4.33.b)$$

$$r_3 = k_3 \Delta t / \Delta x^2, \quad (4.33.c)$$

$$r_4 = v_f \Delta t / \Delta x^2, \quad (4.33.d)$$

$$s = v_f \Delta t / d_2^2. \quad (4.33.f)$$

差分表示において時間の増分は $p \Delta t$ 、空間の増分は $i \Delta x$ としているので $T(x, t)$ 、 $U(x, t)$ はそれぞれ $T^p(i)$ 、 $U^p(i)$ で定義した。同様に熱弾性波動方程式の離散化した代数方程式は

$$u^{p+1}(i-1) + u^{p+1}(i+1) - \frac{(1 + 2\omega + 4\gamma\Delta t)}{\omega} u^{p+1}(i) = B_5^p(i), \quad (4.34.a)$$

$$B_5^p(i) = \frac{1}{\omega} u^{p-1}(i) - \frac{2(1 + 2\gamma\Delta t)}{\omega} u^p(i) + (1+\nu) \alpha \Delta x [T_1^p(i+1) - T_1^p(i-1)], \quad (4.34.b)$$

$$\omega = \left(\frac{C_L \Delta t}{\Delta x} \right)^2. \quad (4.34.c)$$

これらの代数方程式のマトリックス表示は三重対角行列となる。このような連立方程式は標準的なガウスの消去法で解ける。本研究ではTri Diagonal Matrix (TDMA)と呼ばれるアルゴリズムを用いた。

4. 4 動的熱歪みの露光周波数効果

動的熱歪みの計算は大気圧He雰囲気のもとでSiNマスクメンブレンについて行った。メンブレンの寸法は25mm角のウィンドで膜厚が2μmである。X線ビームの入射パワー密度はビーム径を10mmとした場合に100mWであると仮定した。

4. 4. 1 動的熱歪みに及ぼすギャップの効果

図4. 3は4Hzの周期で走査露光中のメンブレン、近接距離中のHeガス層及びウェハ上のレジストの温度変化を近接距離の関数として計算した結果を示している。近接距離が100μm以下に狭くなると、メンブレン、Heガス層及びレジストのそれぞれの温度

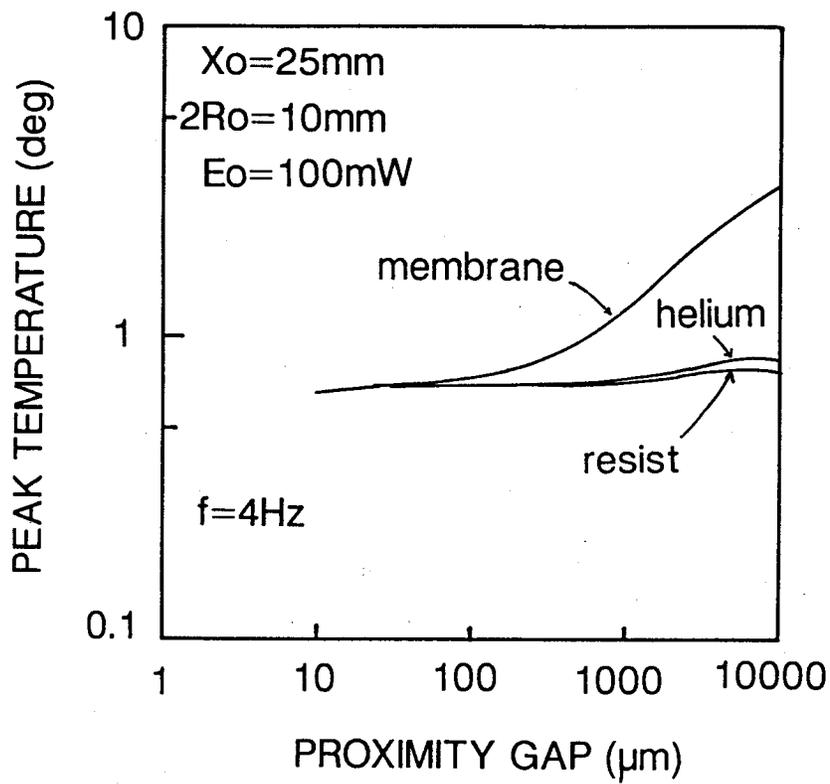


図4. 3 走査X線露光中の温度上昇とギャップ依存性

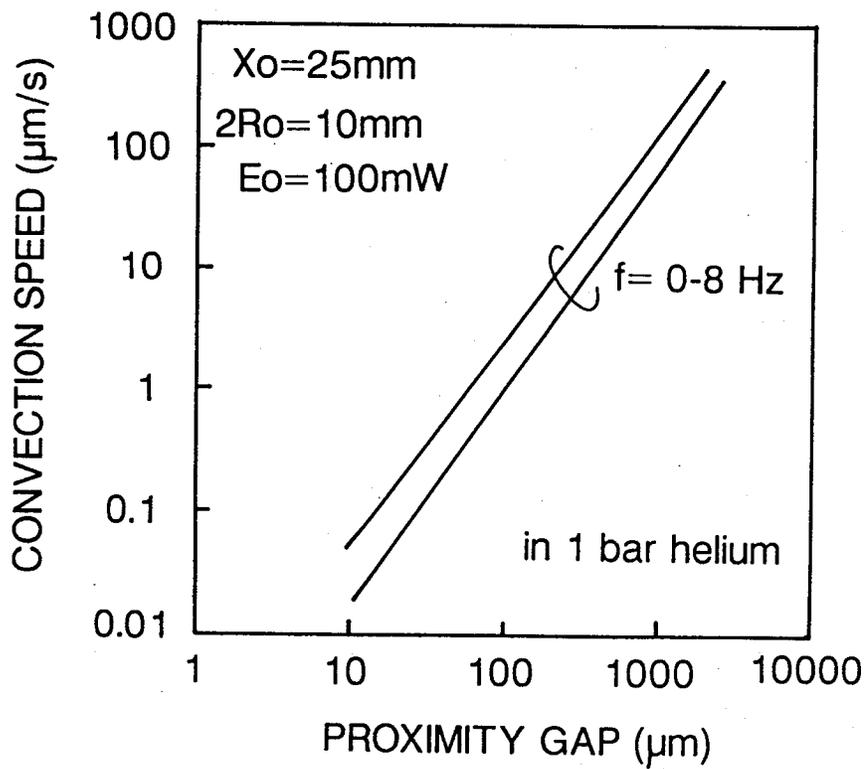


図4. 4 ギャップ中のHeガスの自然対流速のギャップ依存性

が共通の一定温度に収束し、近接距離の領域で熱平衡が生じている。熱平衡が生じるためにはこれら3体間の伝熱抵抗が小さくなっていることが必要である。一方、 $100\mu\text{m}$ 以上の近接距離領域ではメンブレン、Heガス層及びレジストの温度がそれぞれ上昇している。これは熱平衡が崩れ、3体間の伝熱抵抗が大きくなっていることを示している。このような近接距離による伝熱抵抗の差は伝熱メカニズムの相違によるものである。

伝熱メカニズムは本研究で導入した相互熱伝達係数から考察できる。相互熱伝達係数は自然対流による熱伝達の効果と近接距離のHeガス層の熱伝導の効果との和からなっている。近接距離と伝熱メカニズムの関係を明かにするために図4.4に示されているような近接距離のHeガス層に生じる自然対流の速度と近接距離との関係を計算した。この結果によると、計算で適用した近接距離の範囲では自然対流速度が全般的に小さく、特に $100\mu\text{m}$ 以下の近接距離で自然対流速度が $1\mu\text{m}/\text{s}$ 以下を示している。これはHeガス層が露光中ほとんど静止している状態と同じである。すなわち、 $100\mu\text{m}$ 以下の近接距離では自然対流による熱伝達が無視でき、Heガス層の熱伝導による伝熱が促進されていることを意味する。一方、 $100\mu\text{m}$ 以上の近接距離では逆に熱伝導距離が長くなるので熱伝導による伝熱はあまり期待できないが、僅かな自然対流速度の増加による熱伝達がメンブレン、Heガス層及びレジストの温度をそれぞれ決定づけている。熱伝導による伝熱抵抗が自然対流熱伝達よりも小さいので、近接距離が狭くなると伝熱が促進されるので3体間で熱平衡が達成されやすい。したがって、図4.3で示された温度変化の近接距離依存性は相互熱伝達係数に含まれている対流熱伝達と熱伝導のメカニズムによって説明できる。

図4.5は走査露光周波数を2, 4, 8 Hzとしたときのメンブレンの中央における変位 U_c を示している。図において従来の熱歪みモデルによる計算結果を露光周波数が4 Hzの場合について示した。従来のモデルでは近接距離とレジストの温度変化の可能性を無視していたので U_c はギャップの減少と共に完全に小さくなる。一方、本研究のモデルによれば U_c は近接距離の減少と共に小さくなるが、 $100\mu\text{m}\sim 10\mu\text{m}$ の近接距離でそれぞれの露光周波数に依存する一定の値に収束している。この現象もまた図4.3と同じ理由で説明ができる。すなわち、この近接距離領域で熱伝導による伝熱が促進されているのでメンブレン、Heガス層及びレジストがそれぞれ共通の温度に収束するからである。

4.4.2 動的熱歪みに及ぼす露光周波数の効果

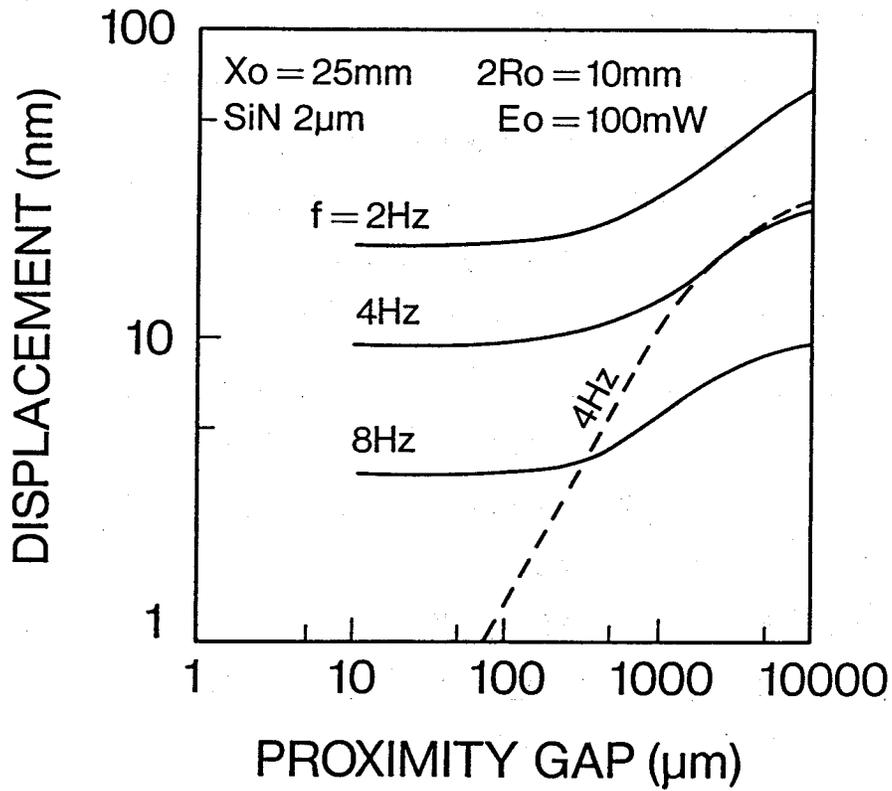


図4. 5 最大変位のギャップによる変化と露光周波数依存性。
従来のモデルによる計算結果を点線で示す。

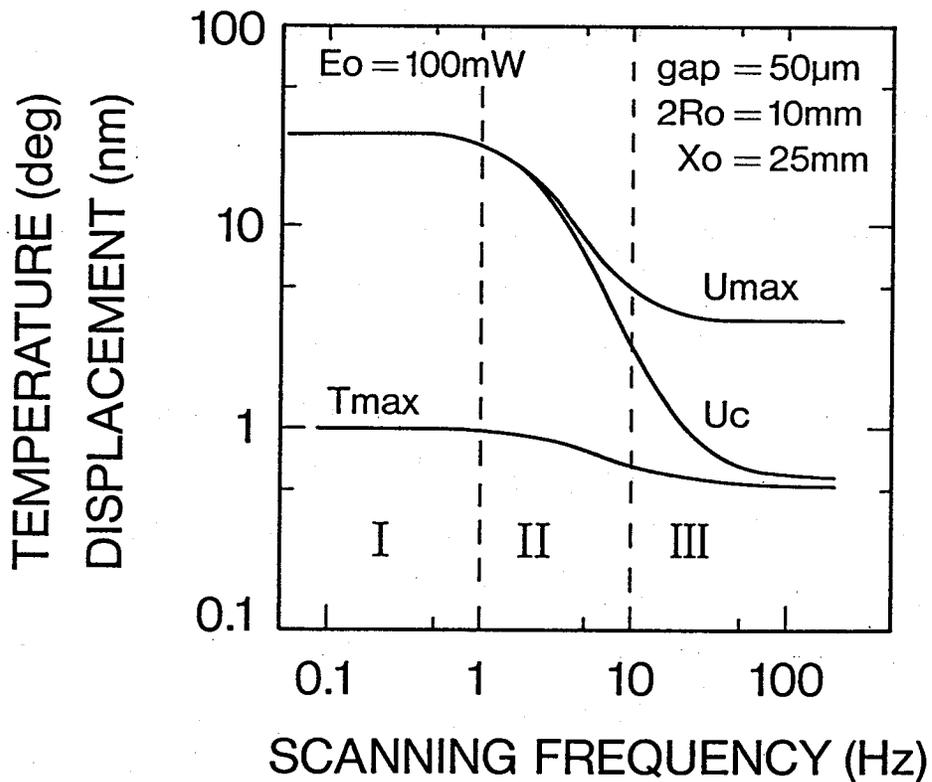


図4. 6 温度，変位の露光周波数による変化

図4. 6は動的熱歪みに及ぼす露光周波数の効果を示している。この図においてメンブレンの全面内で発生する最大変位と最大温度が U_{max} と T_{max} の記号で示している。図からわかるようにその結果は準定常的、過渡的及び飽和的な三つの領域に分類できる。準定常的な領域は露光周波数が1 Hz以下であり、この領域では熱歪みの挙動が温度勾配の変化に一致するので、メンブレンの慣性力が無視できる。この場合、 U_{max} はメンブレンの中央付近で発生するので、メンブレン中央での変位 U_c の大きさと一致する。この領域の露光周波数は揺動ミラーのメカニズム⁶⁾で容易に得られる。過渡的な領域は露光周波数が1~10 Hzであり、 U_c と U_{max} は露光周波数の増加と共に減少する。しかしながら、 U_c と U_{max} との差は露光周波数の増加によって大きくなる。最大変位の発生位置はメンブレンの中心付近からメンブレンの境界付近にシフトしてくる。この場合、30 nm以下の最大変位が数Hzの露光周波数で発生しているが、これらの周波数は揺動ミラーでもまた実現可能である。次に10 Hz以上の飽和領域のもとでは、熱歪みと温度は一樣露光による条件と同じ値に収束する。 U_c と U_{max} はかなり小さく、5 nm以下に抑えられている。これは熱伝導、熱容量で決まる熱の拡散速度よりも速い周波数で露光されるので温度分布が均一になるからである。このように、X線マスクメンブレンにおける熱歪みがある露光周波数以上で最小の状況に収束することは当然である。したがって、SRリソグラフィにとって最適な露光周波数は揺動ミラーか電子揺動法⁷⁾を用いることによって実行可能になると考えられる。

4. 4. 3 動的熱歪みに及ぼすウィンドサイズの効果

実用的な観点から、X線マスクメンブレンの露光領域を拡大することは重要な課題である。図4. 7は走査露光中におけるX線マスクメンブレンの熱歪みとウィンドサイズとの関係を示している。ここで、ウィンドのサイズに対して一定の走査速度を仮定しているので、露光周波数はウィンドサイズの増加と共に減少する。円形軸対象メンブレンでは、一樣照射の場合にあらわれる変位に関する解析解が導出されている。その結果によると、最大変位がメンブレンの半径に比例するので、露光領域は変位の許容限度によって制限される。一方、走査露光の場合、最大変位はウィンドサイズに比例せず図4. 5に示されているようにウィンドサイズの増加と共に飽和する傾向にある。ウィンドサイズの動的熱歪みに及ぼす効果はSRのビームサイズとウィンドサイズの比に依存すると考えられる。SR

ビームに比べて大きなウィンドサイズの領域では、変位は一定値に収束するようである。走査速度が2から10cm/sにおいて計算された変位はウィンドサイズと共に徐々に増加する。けれどもこれらの値は50mmのウィンドサイズ以上で50nm以下の一定の変位に収束する。この場合、歪み挙動は最大変位とメンブレン中心の変位が一致するので準定常領域に相当する。200cm/s以上の高速走査露光において、変位は10~50mmのウィンドサイズの領域においてほとんど一定でありかなり小さな許容限度内に抑えられることが期待できる。この場合、最大変位とメンブレン中心の変位との違いは熱歪み挙動が飽和領域に相当することを示している。

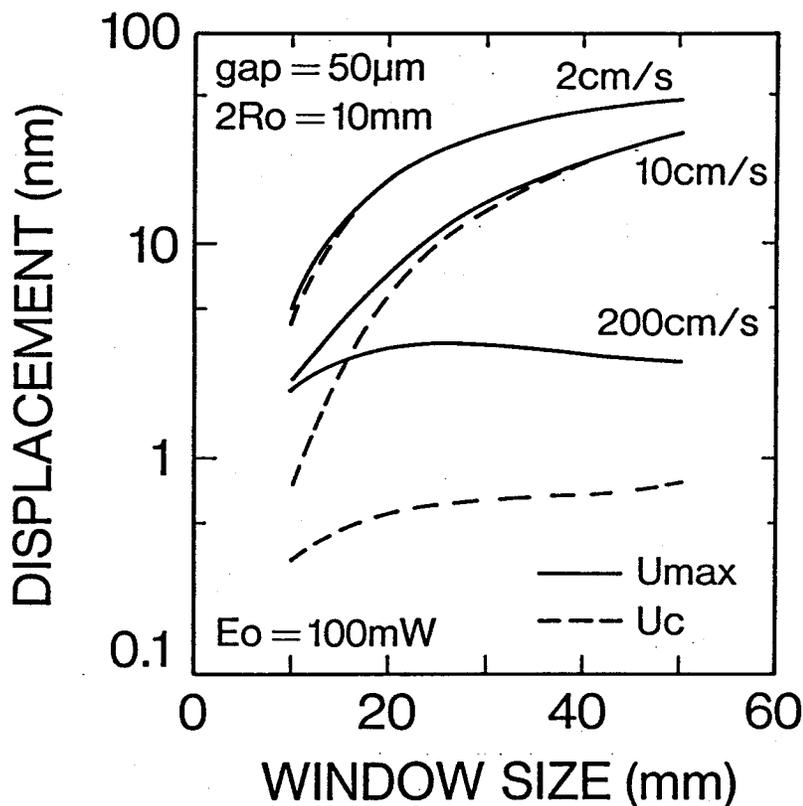


図4. 7 変位のウィンドサイズによる変化と走査速度依存性

4. 5 まとめ

SRリソグラフィを想定した走査X線露光に対するX線マスクメンブレンの動的熱歪みと露光周波数依存性に関する基礎的研究の成果を述べた。マスクメンブレンとウェハとのギャップに満たされているHeガスの流れの状態をクヌートセン数から検討し、大気圧Heのもとでギャップを縮めた場合にその距離が $10\ \mu\text{m}$ までHeガスの流れが粘性流であることが明確となった。メンブレンの温度変化を予測するためにギャップ内のHeガスの温度変化及びウェハ上に塗布されたレジストの温度変化を考慮した熱流モデルを提案し、従来の熱流モデルと比較検討した。数値計算の結果、従来のモデルではギャップの減少と共にメンブレンに発生する最大熱歪みが減少を続けるが、新規に提案したモデルではギャップが $10\sim 100\ \mu\text{m}$ の領域で熱歪みが周波数に依存する一定の状態に収束することを明確にした。露光周波数が低い方から高い方に向かって動的な熱歪み挙動は準定常的な振舞から一様露光で得られる飽和した状態まで変化することが明確となった。

参考文献

- 1) K. Murata, M. Kotera, K. Nagami and S. Namba: IEEE Trans. Electron Devices ED-32, 1694 (1985).
- 2) Y. Vladimirsky, J. Maldonado, R. Fair, R. Acosta, O. Vladimirsky, R. Viswanathn, H. Voelker, F.Cerrina, G. Wells, M. Hansen and R. Nachmann: J. Vac. Sci. & Technol. B7, 1657 (1989).
- 3) K. Heinrich, H. Betz and A. Heuberger: J. Vac. Sci. & Technol. B1, 1352 (1983).
- 4) 甲藤好郎：伝熱概論，養賢堂 (1979) 175.
- 5) A. Chiba and K. Okada: Jpn. J. Appl. Phys. 29, 2610 (1990).
- 6) J. Nishino, M. Kawakami, T. Yanagisawa and K. Okada: J. Vac. Sci. & Technol. B8, 1514 (1990).
- 7) H. Tanino, K. Hoh, M. Hirata, S. Ichimura, N. Atoda, T. Tomimasu, T. Noguchi, S. Sugiyama and T. Yamazaki: Jpn. J. Appl. Phys. 22, L677 (1983).

第5章 動的熱歪み挙動の走査X線露光方法依存性

5.1 はじめに

X線マスクメンブレンにおける露光領域は揺動ミラーや電子揺動法によって拡大されるので、SRビームはメンブレンの全領域を周期的に走査することになる。これはメンブレンの中心がSRビームの周期的な運動に応じて振動することを意味する。¹⁾ その振動は走査露光方法に依存すると考えられるので動的な面内歪みに基づいて詳しく調べることが大切である。この章の目的はX線マスクメンブレンにおける動的な面内熱歪みに及ぼすSRビームの周期的な運動の効果を数値計算によって明かにすることである。ここでは基本的な挙動を解明するためにウェハ上に塗られたレジストとマスク間のプロキシミティギャップに関わる複雑な境界条件を数値計算に用いる熱バランスの式から無視した。面内の熱歪みの動きが非定常であるから、弾性波の伝播を考慮した熱弾性波動方程式が数値計算に用いられる。²⁾

5.2 動的な面内熱歪みのモデル

図5.1はSRビームの周期的な運動によって照射されるX線マスクメンブレンを示している。SRビームの移動熱源としての空間強度分布は図に示されるように鉛直方向にガウス分布、水平方向に一様である。このモデルにおいて解析をすすめる場合、メンブレンの中心のところで水平方向に単位幅を持った矩形薄膜について考えれば十分である。さらにメンブレンはウィンドサイズに比べて非常に薄いので平面応力の状態にあると見なせる。SRビームによって加熱されるマスクメンブレンの温度は熱伝導、放射及び対流の熱損失メカニズムによって決まる。結果として、これらのプロセス間の熱バランスの式は次のように表される。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \gamma T \right) + \frac{q(x,t)}{\rho c} - \frac{\epsilon_0 \beta}{\rho c d} [(T + T_0^4) - T_0^4] \quad (5.1.a)$$

$$\gamma = \frac{hcv}{Kd}, \quad k = \frac{K}{\rho c}, \quad (5.1.b)$$

$$t = 0, \quad T = 0, \quad (5.1.c)$$

$$x = 0, \quad A_1 K_1 \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{A_2 K_2}{L_2} T, \quad (5.1.d)$$

$$x = X_0, \quad -A_1 K_1 \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{A_2 K_2}{L_2} T. \quad (5.1.e)$$

ここでKは熱伝導率、kは熱拡散率、cは比熱、dはメンブレンの厚み、 ρ は密度、 T_0 は絶対温度で表した周囲の温度、Tは温度変化である、 h_{cv} は対流熱伝達係数である。 A_i は鉛直方向の断面積、 L_2 はメンブレンを支持するフレームの幅である。添字1、2はメンブレン及びフレームを示す。このモデルの場合、水平方向に単位幅を考えているので断面積 A_1 と A_2 はそれぞれメンブレンとフレームの厚みで与えられる。

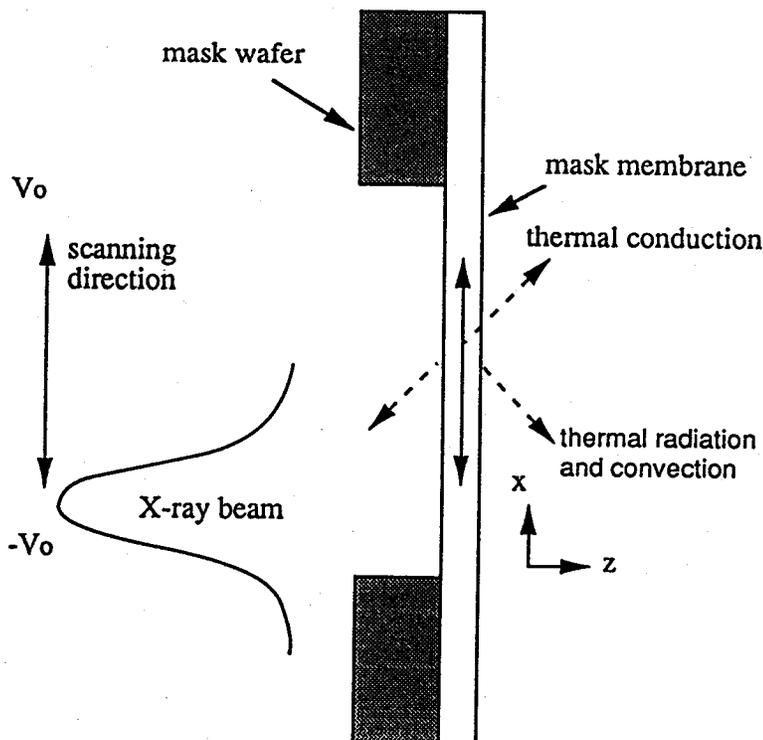


図5. 1 SRビームの運動によるメンブレンの熱弾性を探るモデル

メンブレンの厚み方向に沿った温度変化が一様であると仮定すれば、移動熱源は以下のように解析的に与えられる。

$$q(x,t) = q_0 \exp \left[-\frac{(x - x_s - V_0 t)^2}{2 R_0^2} \right], \quad (5.2.a)$$

$$q_0 = \frac{I_0}{d} [1 - \exp(-\mu d)] \quad (5.2.b)$$

ここで I_0 は入射パワー密度、 R_0 はメンブレン上のSRビームの半径、 μ は線吸収係数、 x_s はメンブレン上の露光開始点、 V_0 はメンブレン上の走査速度である。線吸収係数は0.8 nmの波長のX線が35 μ m厚のベリリウム窓を通過した後の値を仮定している。

動的な面内熱歪みを表す式は平面応力の理論とハミルトンの原理を組み合わせることによって得られる。²⁾ SRビームの照射によって引き起こされるX線マスクメンブレンにおける動的な面内の動きは摩擦力等の散逸力によって減衰する。しかしながら、ここでは単純化をするために散逸力を表す項は無視する。結果として、弾性波の効果を含んだ熱弾性方程式³⁾は以下のように書ける。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_L^2 \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - (1+\nu) \alpha \frac{\partial T}{\partial x} \right], \quad (5.3.a)$$

$$t = 0, \quad u = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad (5.3.b)$$

$$x = 0, \quad x = X_0, \quad u = 0, \quad (5.3.c)$$

$$C_L^2 = \frac{gE}{\rho(1-\nu^2)}. \quad (5.3.d)$$

ここで u は熱歪みであり実際の変位、 C_L はメンブレンにおける縦波の伝播速度、 E はヤング率、 ν はポアソン比、 α は熱膨張係数、 g は重力加速度である。メンブレン上のSRビームの走査速度よりも弾性波が十分に速ければ熱歪み挙動は準静的な熱弾性理論によっ

てとり扱うことができる。式 (5.3) は双曲型の非同次型偏微分方程式であり、強制振動の波動方程式と等価である。

5. 3 CMS及びIMS露光方法と動的熱歪み

数値計算にはクランクニコルソン法と呼ばれる陰的差分法を用いた。実際の計算は大気圧He雰囲気のもとでSiNメンブレンについて行った。対流熱伝達係数は鉛直板に関する自然対流に基づいた解⁴⁾を利用した。鉛直方向のビームサイズを $2R_0 = 10\text{ mm}$ としてパワー密度を 112 mW/cm^2 とした。

図5. 2に示されるようにマスクメンブレン上で熱源を走査させる2の種類について考える。方法(1)は一定の走査速度を持った単純な周期的運動による連続的多重走査(CMS)露光を示す。方法(2)は露光領域で照射されない一定時間を持った周期的な運動による間欠的な多重走査(IMS)露光を示す。CMSとIMS露光方法の違いを明らかにするために、これらの方法でSiNメンブレンの動的な熱歪みについて比較検討した。

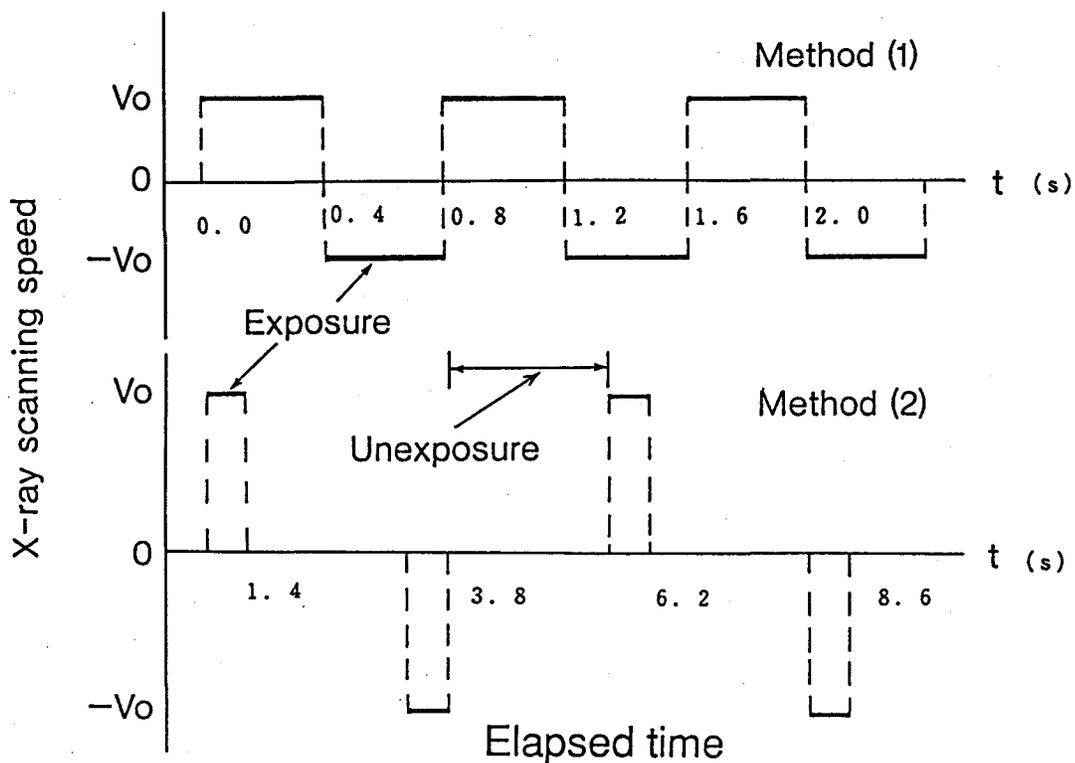


図5. 2 SRビームの走査方法。方法(1)はX線ビームの単純な周期的運動による連続的多重走査(CMS)露光。方法(2)はメンブレンの冷却時間を考慮した間欠的多重走査(IMS)露光。

図5. 3はCMS法で走査露光しているときのメンブレン中心での温度と変位の挙動を示している。走査速度は10 cm/sである。この方法においてSR照射によって加熱されたメンブレンの空冷時間が短いので、走査露光の回数の増加と共にメンブレンに残留温度が形成される。メンブレン中心での変位の時間応答において、残留温度によって起こる変曲点を別に考えれば縦振動は三角波として振舞う。変曲点はビームが通過した後、メンブレンが初期状態に向かって戻り始める点である。CMS露光では変曲点が変位サイクルの半周期毎に現れ、メンブレンが歪んだ状態からさらに歪む状態を示している。すなわち、変位はSRビームの中心が再びメンブレンの中心付近に戻って来るまで増加する。

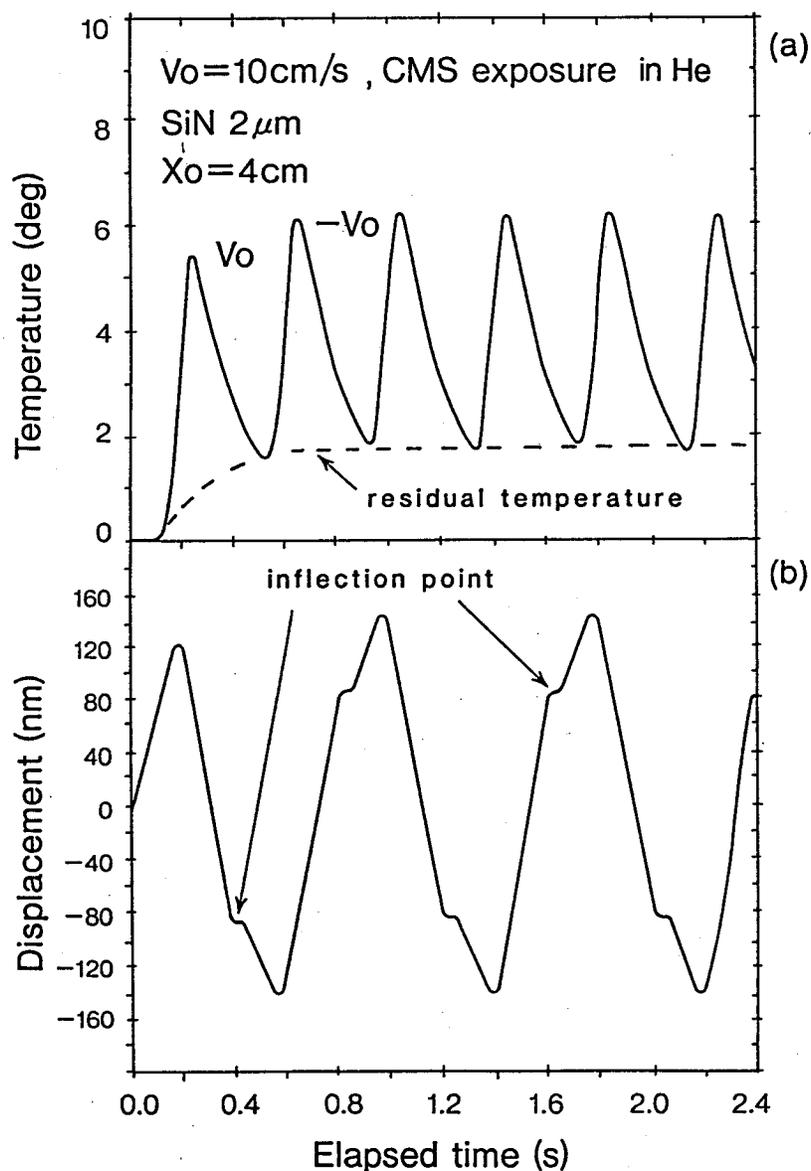


図5. 3 CMS露光中のメンブレン中央における温度上昇と変位の時間変化

図5. 4はIMS法を用いたときの露光中におけるメンブレン中心の温度及び変位の動的な挙動を示している。露光条件は走査速度が 10 cm/s 、露光休止時間が2秒である。IMS法は基本的にシングル露光と同じなので、メンブレンの面内熱歪みに関する動的な挙動に残留温度は形成されない。従って、歪んだメンブレンは走査毎に初期状態に戻る。走査毎の露光後の復帰点はCMS法で見られる変曲点に一致する。露光休止時間が2秒以下になると動的な熱歪みは図5. 3に示されるような状態に接近する。

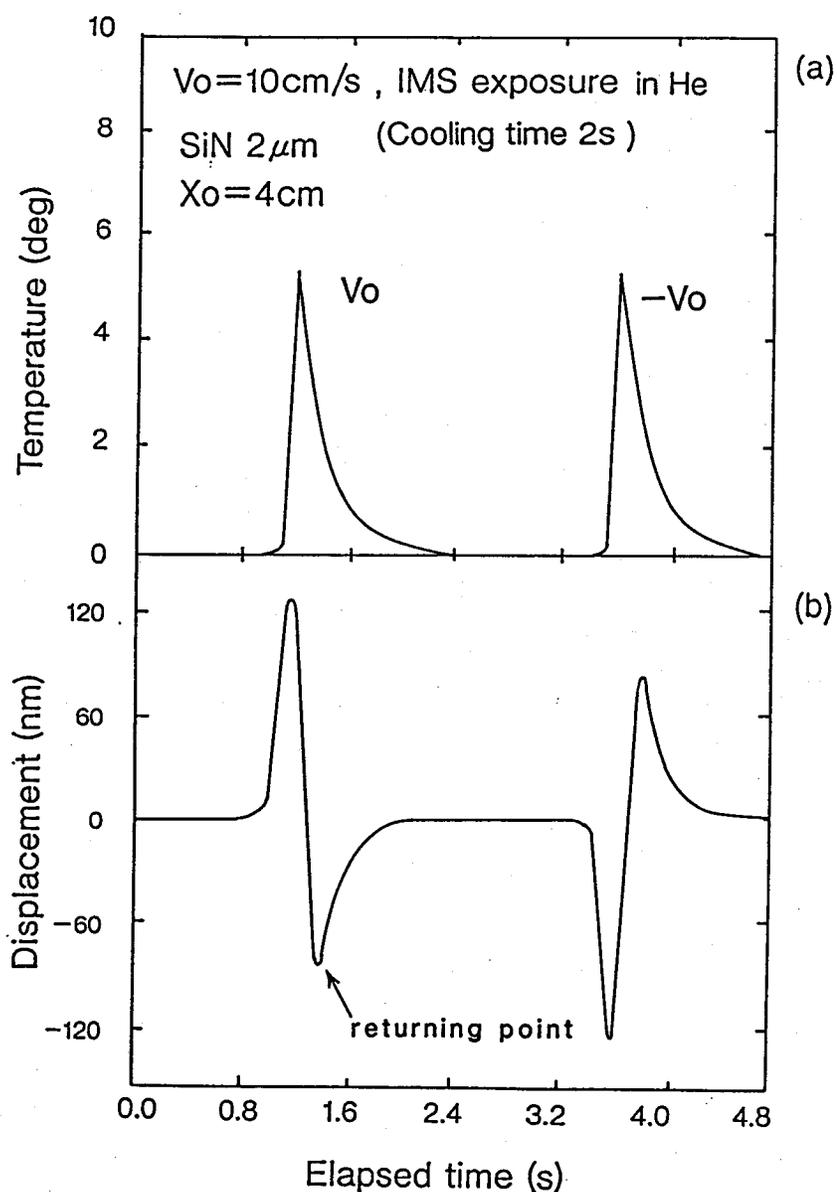


図5. 4 IMS露光中のメンブレン中央における温度上昇と変位の時間変化

図5. 5はCMS露光によって走査速度を変えたときのメンブレン中心での温度変化の様子を示している。温度振幅は走査速度の増加と共に減少し、その結果温度は熱損失メカニズムによって決まる一定の値に収束する。この場合、平均温度はCMS露光ではたとえ速い走査速度が用いられても下げられない。けれども、メンブレン面内の温度分布はメンブレンとフレームとの境界付近を除けば走査速度の増加と共に一様になってくる。このためCMSの露光方法でも高い周波数を実現できれば熱歪みの最小状態が期待できる。

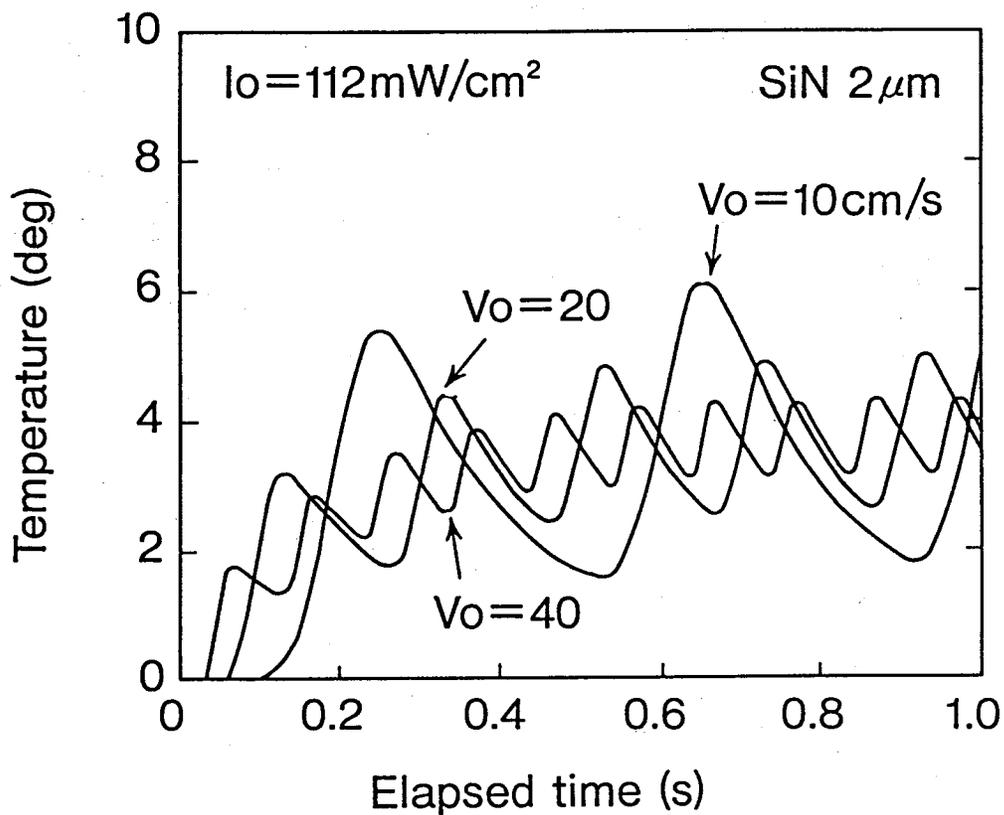


図5. 5 CMS露光における温度上昇波形の走査速度依存性

図5. 6は走査速度50 cm/sで片道露光しているときの露光開始から20, 40, 60, 80 msの時間における温度と変位の空間分布を示している。X線ビームがメンブレンの中心に接近する前に、メンブレン上の全ての位置は右(+の変位)に移動する。最大変位はビーム中心の僅か前方に現れる。ビームがメンブレン中心に到達すると最大変位はメンブレン中心から僅か前方の領域に現れる。この時点で、メンブレン中心からの左側の各位置は左側(-の変位)に移動開始する。ビームがメンブレンの中心を通過すると最大変位はビーム中心の僅か後ろに現れる。この様に、ビームが一定の速度でメンブレン上を移動すると、最大変位は縦波として振舞う。ビームが移動熱源であるから最大温度はいつもビーム中心の後ろに現れる。同じような挙動がビームが右から左に戻ってくるときにも見られる。この場合、変位の挙動は完全に上に述べた場合と逆になる。

図5. 7は真空、大気及びHe雰囲気のもとでCMSとIMS法で露光しているときのメンブレンに作用する熱応力の違いを示している。SR露光中にメンブレンに作用する熱応力は以下の式で計算できる。

$$\sigma_x = \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial x} - (1+\nu)\alpha T(x,t) \right] \quad (5.4)$$

CMS露光中に作用する熱応力はメンブレン上の温度分布が過渡状態をへて定常に落ち着いたときの計算である。CMS露光中にメンブレンに作用する熱応力は図5. 3に示されるような定常残留温度に依存する値になる。すなわち、走査速度に関係なく一定の熱応力がメンブレンに作用する。CMS露光においてメンブレンに作用する熱応力を軽減するためには真空中や空气中よりも大気圧He雰囲気を採用することである。IMSでは熱応力は走査速度に依存し、速度の増加と共に減少する。IMS法による熱応力の露光雰囲気依存性は、走査速度の遅い領域で真空中や空气中よりも大気圧He雰囲気の方が熱応力を低減できる。高速領域では露光雰囲気にはあまり依存性が見られず走査速度の増加が熱応力の低減に効果的である。一方、走査速度がかなり低速となる準定常状態ではメンブレンの温度上昇や熱応力はCMSとIMSによる区別が付かなくなる。また、メンブレン面内の温度勾配が無視できない状態なの、熱応力とともに熱歪みもかなり大きくなる。したがって、熱応力や熱歪みを低減させ高精度なX線露光の目的には、露光方法の観点からHe露

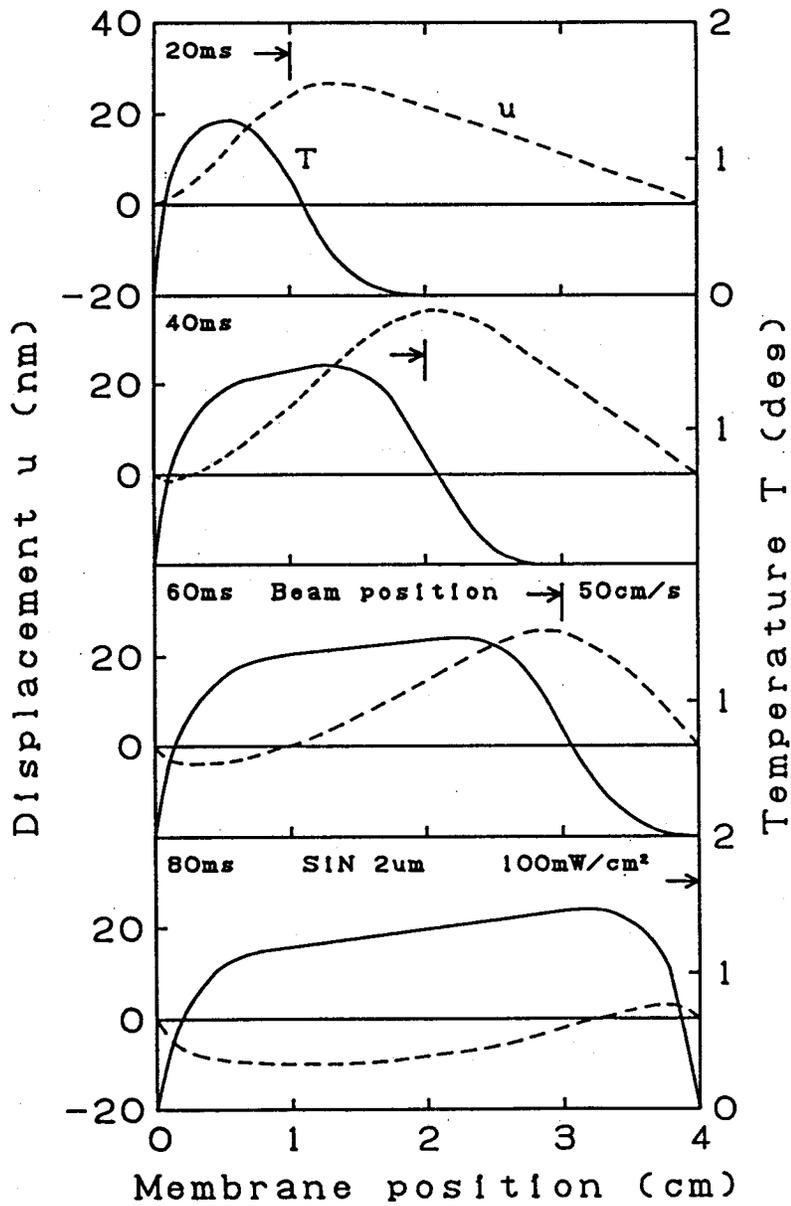


図5. 6 SRビームの走査露光中におけるメンブレン面内の温度と変位の空間分布

光霧囲気でIMS露光が有利である。

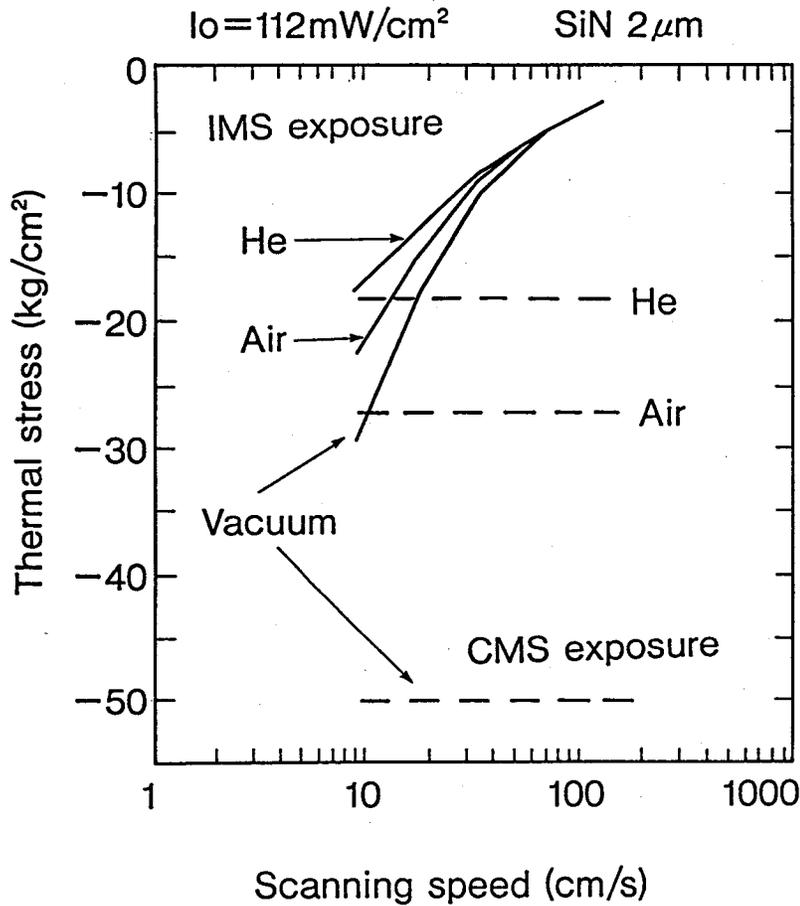


図5. 7 熱応力の露光方法による特徴

5. 4 まとめ

SR光の走査露光方法のメンブレンにおける動的熱歪みに及ぼす効果について検討した。露光方法として一定の走査速度で単純な周期的運動による連続的多重走査（CMS）露光法とメンブレンの冷却時間を考慮した間欠多重走査（IMS）露光法を選んだ。SR光がメンブレン上を移動熱源として作用するときの面内の動的な位置ずれの挙動について示した。CMSとIMSのそれぞれの露光方法におけるメンブレン面内の位置ずれに関する挙動と作用する熱応力等の決定的な相違を明確にした。IMS露光方法は露光中に歪んだメンブレンが走査毎に初期状態に復帰できる。CMS露光方法は歪んだメンブレンは走査毎に初期状態に復帰できない。熱応力ではCMS露光の場合走査速度に依存しないが、IMS露光の場合走査速度の増加と共に減少する。走査露光中におけるメンブレンの熱歪みや熱応力を小さくするためにはIMS露光法が有利である。

参考文献

- 1) A. Chiba and K. Okada: J. Vac Sci. & Technol. B9 (1991) 3275.
- 2) A. Chiba and K. Okada: Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 2610.
- 3) H. Parkus: 熱弾性, 培風館 (1973) 194.
- 4) K. Nishikawa and Y. Fujita: Denmetugaku (Heat Transfer) (Rikougakusya, Japan, 1982) p. 194
[in Japanese].

第6章 SR露光におけるウェハ温度上昇

6.1 はじめに

X線リソグラフィの実用化においてX線マスクはUVリソグラフィで使用されるマスク以上に厳しい寸法精度及び寸法安定性が要求される。X線のパワー密度が高ければ、アライメント装置の機械的な歪みに比べて熱歪みが重ね合わせ精度劣化の大きな要因となる。露光中における熱歪みを軽減するためには、マスクの温度上昇に関する現象を正確に理解することが大切である。X線マスクの温度測定法にはメンブレンに吸収体金属で抵抗体を形成してその電気抵抗の変化から推定する方法^{1, 2)}やマスクメンブレンから放射される赤外線を利用するサーモグラフィ法³⁾がある。これらの研究ではいずれもマスクの温度変化に注目しておりウェハはギャップ中のHeガスと同様に露光中はヒートシンク⁴⁾であると仮定していた。したがって、露光中におけるウェハの温度変化に関する報告例はない。

この研究の目的はSiN-X線マスクメンブレンを用いて実際の露光条件のもとでウェハの温度変化を把握することである。ウェハの温度はウェハに埋め込んだ熱電対で測定した。ギャップ中のHeガスとウェハの温度変化を考慮したマスク加熱モデルを用いて、ウェハの温度測定結果からマスクメンブレンの温度変化を予測した。

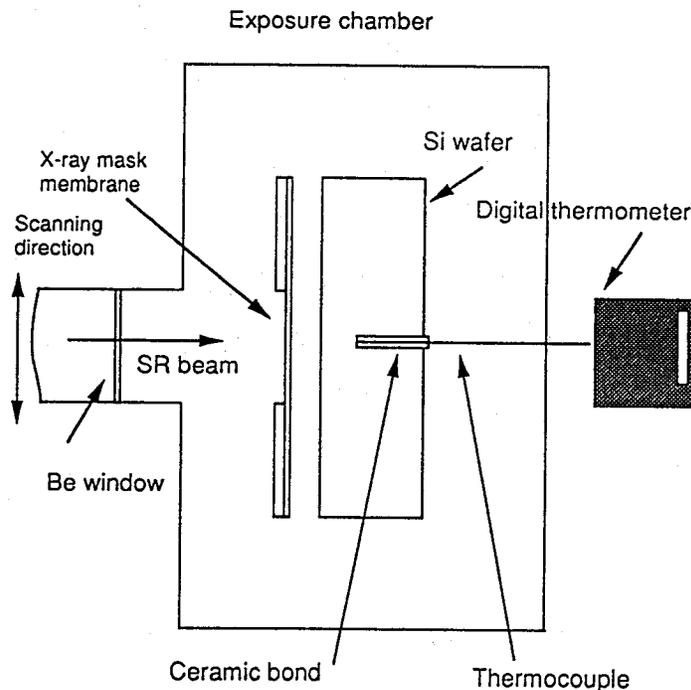


図6.1 SR露光系におけるウェハ温度測定の方法と概念

6. 2 SR露光系における温度測定方法

実験に用いたX線マスクとウェハの構造及び露光チャンバーよりなる測定系の概念図を図6. 1に示す。マスクは外径75 mm, 厚み2 mmの単結晶Si基板に2 μ m厚みのSiNが気相成長法で成膜されている。図に示されるようにSiNメンブレンの状態にするためにSi基板の裏面がエッチングされて25 mm角の窓が設けられている。

露光中のウェハの温度変化を測定するためにKタイプ (Chromel-Alumel) の熱電対を埋め込んだウェハ (600 μ m厚) を使用した。熱電対の取付位置は露光領域の中心で表面から200 μ mの深さのところにある。熱電対とウェハを固定しているセラミックボンドはSiウェハと同じような熱膨張係数を示す。温度表示装置にはアドバンテスト製のデジタルマルチ温度計モデルTR2114を用いた。このデジタル温度計の分解能は0.1 $^{\circ}$ Cである。今回の実験では、ウェハ裏面からリード線が出ているのでスピン塗布ができないのでレジストを塗布しなかった。

温度測定はSORTECのビームライン (BL-A-1) に接続されている露光チャンバーにギャップが調整されたウェハとマスクメンブレンを装着して行った。蓄積リングからのSR光はSiCの基板にPt (白金) コートされた振動ミラーで反射され、Be (ベリリウム) 窓を通過した後、He雰囲気中のマスクに入射する。⁵⁾ この振動ミラーは ± 2 mradの走査領域を0.002から0.66 Hzの露光走査周波数で振動できる。Heガスの純度は99.999%であり、酸素濃度は10 ppm以下である。Be窓からマスクまでの距離が1 mであるが、SR光の減衰は無視できる。測定の順序は試料を挿入したら 10^{-3} Torr程度まで真空引きを行った後、酸素濃度が10 ppm以下であることを確認して、Heガスを必要な圧力になるまで封入した。これは露光中にX線エネルギーが酸素に吸収されるのを極力避けるためである。その場温度測定は蓄積電流が200 mAのもとで行った。この温度測定方法はウェハ内の熱伝導による温度上昇を検出でき、温度センサーのX線による損傷が避けられる利点がある。

6. 3 ウェハの昇温挙動

6. 3. 1 SR光の直接照射

ウェハへのSR光の直接照射を真空中と大気圧He雰囲気の中で試みた。図6. 2は照射時間の関数として測定したウェハの温度変化を示している。後に述べる計算結果もまた

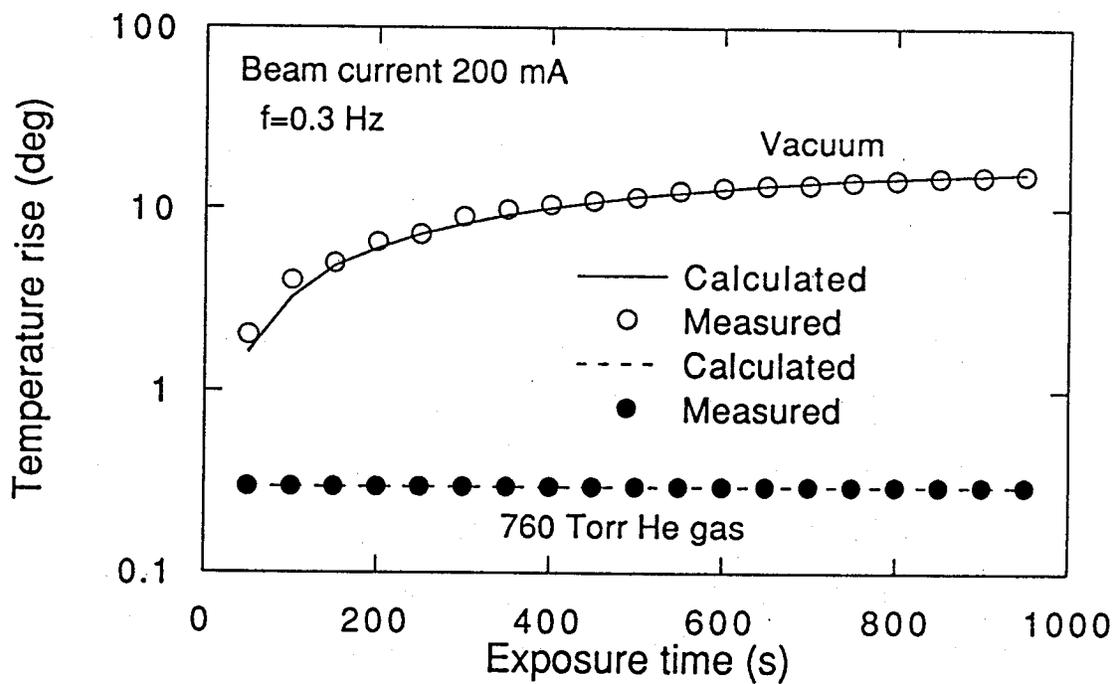


図6. 2 ウェハ温度上昇の時間変化とHeガス圧依存性

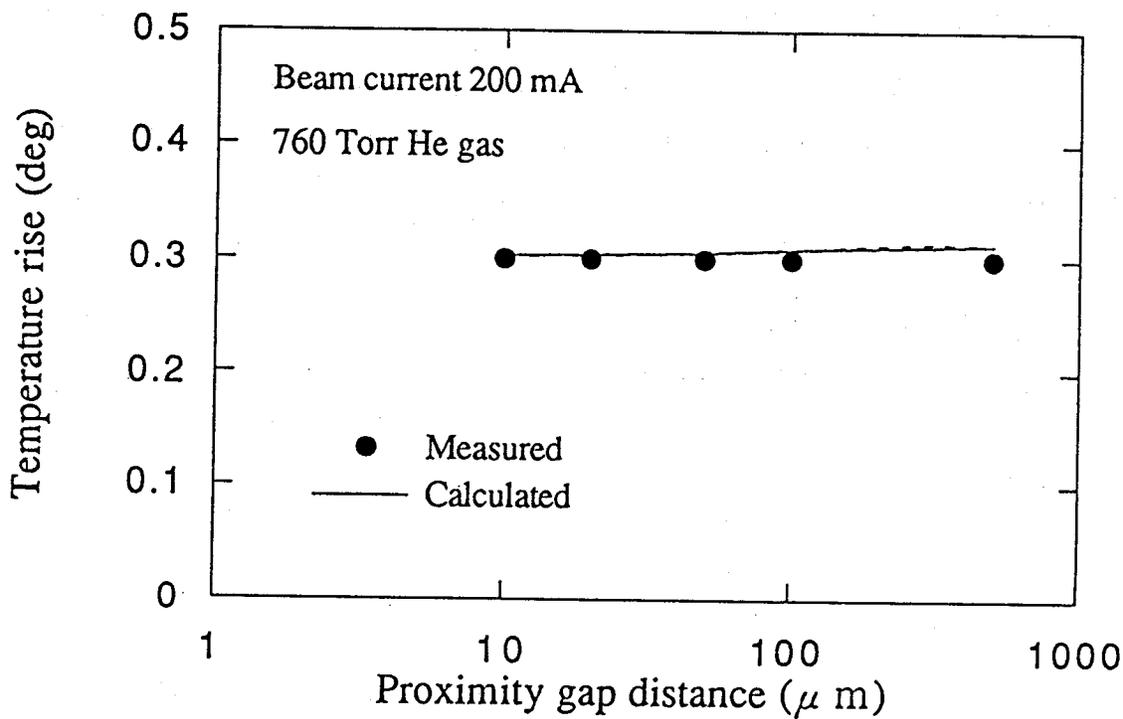


図6. 3 ウェハ温度上昇のギャップによる変化

図の中に示した。真空中においてウェハは900秒以上の照射時間に対して10℃以上に加熱されているが、測定時間内に温度変化は定常状態に収束しなかった。大気圧He中のウェハは20秒程で0.3℃に収束した。これはSR露光が大気圧He雰囲気で行われてもウェハへのSR光の直接照射はウェハの温度上昇を引き起こすことを示している。

6. 3. 2 ギャップ依存性

大気圧He雰囲気ではX線マスクメンブレンとウェハとのギャップを設定して露光中におけるウェハの温度変化を測定した。図6.3はギャップの関数としてウェハ温度上昇を測定した値と計算した値の両方で示している。ウェハの温度上昇は10~500μmのギャップ領域において露光開始から数秒で0.3℃に収束した。この温度上昇はウェハへの直接照射で得られた温度上昇と同じである。これは大気圧He雰囲気において、ウェハの温度上昇はX線マスクのセットには無関係であることを示している。マスクメンブレンの温度が明らかになればそのような熱的効果の説明ができる。一方、X線マスクメンブレンとウェハの熱歪みは定常状態に要する経過時間に依存する。マスクとウェハ上のレジストとのパターン精度の差を軽減するためにX線マスクとウェハはSR露光中は少なくとも熱歪みを最小にすることが必要である。しかしながら、大気圧Heにおける露光は真空中よりも高いパターン精度が得られるので経過時間を短縮することは難しい。露光時間を短縮するためには高感度レジストの利用が必要であり、この方法により定常状態に要する時間に比べて短時間で露光が済む。

6. 3. 3 周期的な温度変化

走査周波数のウェハ温度上昇に及ぼす効果について60μmギャップに対して大気圧Heと0.01 Torrの減圧Heのもとで検討した。大気圧Heのもとではウェハ温度上昇は周期的な温度変化を示さず0.3℃に素早く収束した。この理由として、検出した0.3℃の温度上昇に比べて周期的温度変化が非常に小さいか、あるいは0.1℃の温度解像力が温度変化の検出に対して不十分であったことが考えられる。図6.4は減圧雰囲気における時間の関数として測定したウェハ温度上昇を示している。SR露光中の周期的な温度変化は0.02 Hz以下の走査周波数で現れている。周期的な温度変化は0.66 Hzで無視できるほど小さいが周波数の減少と共に大きくなっている。ここで時間応答の観点

からウェハ表面温度について検討する。ウェハ内の熱拡散によって得られた温度曲線の立上り時間は熱拡散長の概念から推定できる。その結果として温度センサーとウェハ裏面のそれぞれの位置における温度の立上り時間は0.4 msと4 msである。これらの立上り時間は0.66 Hzの走査周波数に相当する走査当りの平均露光時間に比べると非常に短い。これはウェハの深さに沿った温度が一様になっている仮定が成り立つことを意味する。図6.4からわかるように、測定系の時定数は減圧He雰囲気であるために大きいですが、温度上昇の立ち上がりの過渡的な領域が無視できるなら、ウェハ内の測定した温度変化は立上り時間の観点からほとんど表面温度に等しいと考えられる。大気圧のHe雰囲気については走査周波数のウェハ温度上昇に及ぼす効果は無視できるほど小さい。X線マスクメンブレンの熱容量はウェハの熱容量よりも小さいので、X線マスクメンブレンに及ぼす走査周波数の効果は検出できる可能性がある。そこで、測定結果に基づいた加熱モデルを利用してX線マスクの温度上昇に関する評価を試みた。

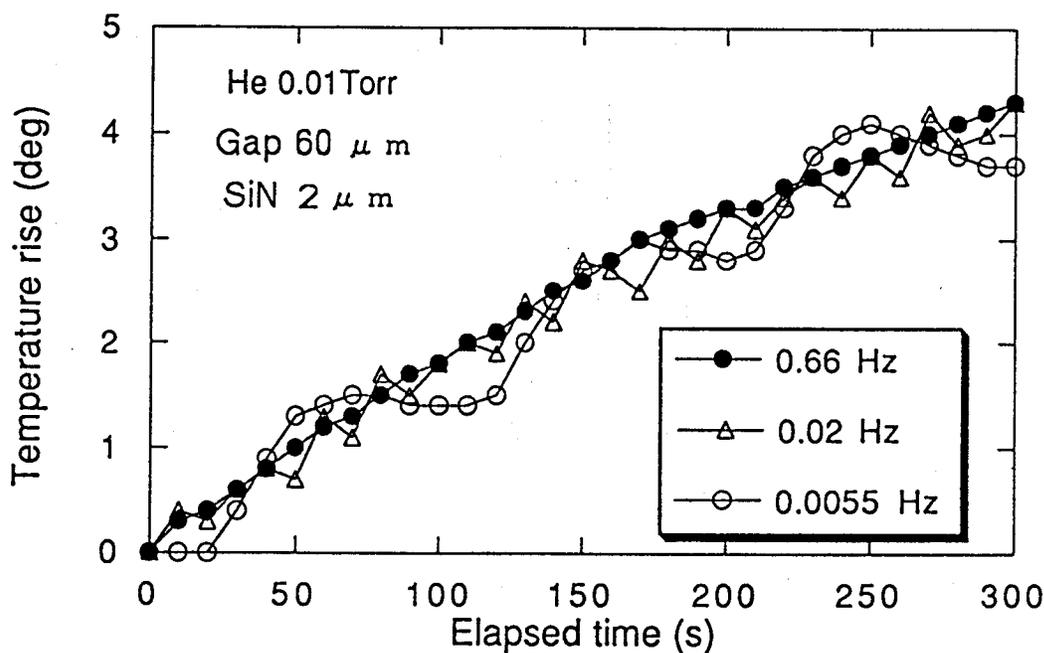


図6.4 減圧He雰囲気におけるウェハ温度上昇の露光周波数依存性

ここまでの実験でSRリソグラフィはX線マスクメンブレンの他にウェハもまた温度上昇を誘起するといえる。ゆえに、ウェハがSR露光中においてヒートシンクである仮定は成り立ち難い。

6. 4 熱容量集中系モデルによる温度・歪みの予測

6. 4. 1 加熱モデル

X線マスクメンブレンの温度を予測するためにシミュレーションモデルを作った。マスクメンブレン、ギャップ中のHe及びウェハ間の熱的な釣合は図6. 5にあるような熱容量集中系によって近似できる。

SR露光で加熱されるマスクメンブレンはメンブレン内とギャップ中のHeガスへの熱伝導、及び照射されるメンブレン側から雰囲気への熱伝達と熱放射、さらにウェハとメンブレン間の熱放射等の熱損失機構で決まる。HeガスのX線吸収係数が非常に小さいのでギャップ中におけるHeガスのSR露光による加熱が無視できる。しかしながらHeガスの温度上昇はメンブレンとウェハからギャップを通した熱伝導によって引き起こされる。

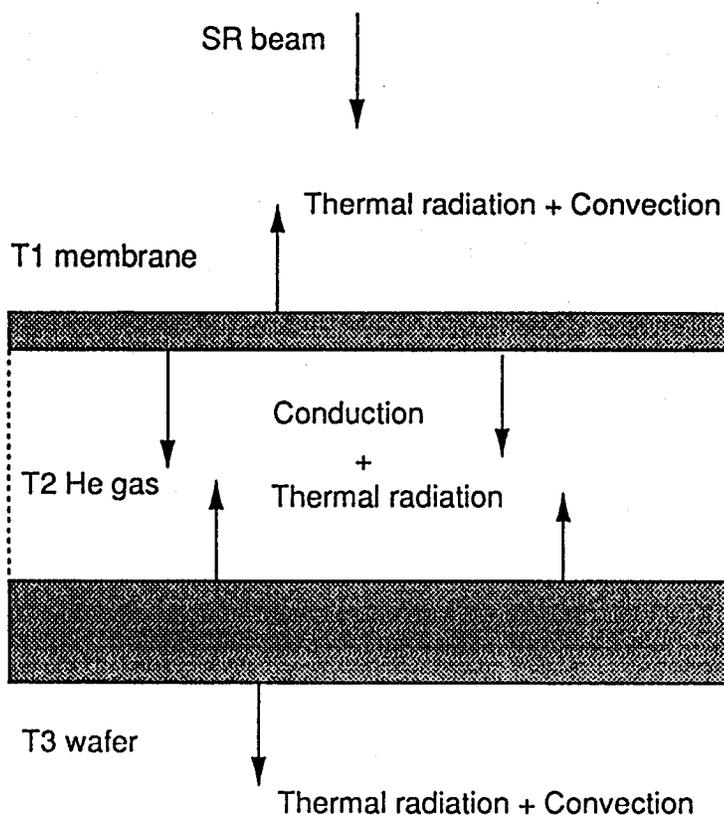


図6. 5 熱容量集中系による露光系の熱流モデル

ウェハの温度上昇に関して、入射SRビームはウェハによってほとんどが吸収されるので、吸収したエネルギーは図6.5に示されるようにマスクメンブレンと同じような熱損失機構で失われる。結果として、これらの熱バランスは以下のような連立微分方程式で表される。

$$\rho_1 c_1 V_1 \frac{dT_1}{dt} = V_1 q_1(t) - A_{ex} h_{s1} T_1 - A_{ex} h_{1,3} (T_1 - T_3) - A_{ex} h_{1,2} (T_1 - T_2) \quad (6.1.a)$$

$$\rho_2 c_2 V_2 \frac{dT_2}{dt} = A_{ex} h_{1,2} (T_1 - T_2) + A_{ex} h_{2,3} (T_3 - T_2) \quad (6.1.b)$$

$$\rho_3 c_3 V_3 \frac{dT_3}{dt} = V_3 q_3(t) - A_{ex} h_{2,3} (T_3 - T_2) - A_{ex} h_{1,3} (T_3 - T_1) - A_{ex} h_{s3} T_3 \quad (6.1.c)$$

$$h_{1,2} = \frac{K_1 K_2}{K_1 d_2 + K_2 d_1} \quad (6.2.a)$$

$$h_{2,3} = \frac{K_2 K_3}{K_2 d_3 + K_3 d_2} \quad (6.2.b)$$

$$h_{1,3} = F_{13} 4 \epsilon_1 \beta (273 + T_0)^3 \quad (6.3.a)$$

$$h_{3,1} = F_{31} 4 \epsilon_3 \beta (273 + T_0)^3 \quad (6.3.b)$$

$$h_{s1} = h_{conv} + 4 \epsilon_1 \beta (273 + T_0)^3 \quad (6.4.a)$$

$$h_{s3} = h_{conv} + 4 \epsilon_3 \beta (273 + T_0)^3 \quad (6.4.b)$$

ここで ρ は密度、 c は比熱、 K は熱伝導率、 T は初期状態からの温度変化、 F は放射の形態係数、 ϵ は放射率、 β はステファンボルツマン定数、 T_0 は初期温度 (K)、 h は熱伝達係数、 V は容積、 A_{ex} は露光面積、 $q(t)$ はX線吸収による熱源である。添字1, 2, 3はメンブレン、ギャップ中のHeとウェハを示す。

メンブレンとウェハに及ぼす走査露光の熱的な効果は集中熱容量系に対して周期的な熱源によって近似できる。単位体積当りの熱源は深さ方向の平均で表すと

$$q_1(t) = \frac{I_0}{d_1} [1 - \exp(-\mu_1 d_1)] f(t) \quad (6.5.a)$$

$$q_3(t) = \frac{I_0 \exp(-\mu_1 d_1)}{d_3} [1 - \exp(-\mu_3 d_3)] f(t) \quad (6.5.b)$$

ここで I_0 はパワー密度, μ は線吸収係数, d は膜厚, $f(t)$ は時間の任意周期関数である。

数値解を得るために, 完全陰的差分法を適用する。結果として上の方程式の計算を進めることによって以下のような連立代数方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1^{p+1} \\ T_2^{p+1} \\ T_3^{p+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\Delta t q_1(t)}{\rho_1 c_1} + T_1^p \\ T_2^p \\ \frac{\Delta t q_3(t)}{\rho_3 c_3} + T_3^p \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

$$A_{11} = 1 + \Delta t A_{ex} \left(\frac{h_{s1} + h_{1,2} + h_{1,3}}{\rho_1 c_1 V_1} \right), \quad A_{12} = - \frac{\Delta t A_{ex} h_{1,2}}{\rho_1 c_1 V_1},$$

$$A_{13} = - \frac{\Delta t A_{ex} h_{1,3}}{\rho_1 c_1 V_1}, \quad (6.7.a)$$

$$A_{21} = - \frac{\Delta t A_{ex} h_{1,2}}{\rho_2 c_2 V_2}, \quad A_{22} = 1 + \Delta t A_{ex} \left(\frac{h_{1,2} + h_{2,3}}{\rho_2 c_2 V_2} \right),$$

$$A_{23} = - \frac{\Delta t A_{ex} h_{2,3}}{\rho_2 c_2 V_2}, \quad (6.7.b)$$

$$\begin{aligned}
 A_{31} &= -\frac{\Delta t A_{\text{ex}} h_{1,3}}{\rho_3 c_3 V_3}, & A_{32} &= -\frac{\Delta t A_{\text{ex}} h_{2,3}}{\rho_3 c_3 V_3}, \\
 A_{33} &= 1 + \Delta t A_{\text{ex}} \left(\frac{h_{s3} + h_{2,3} + h_{1,3}}{\rho_3 c_3 V_3} \right), & & (6.7.c)
 \end{aligned}$$

ここで Δt は時間の刻み幅、添字 p は時間 $p \Delta t$ に対する時間進展の記号で整数である。陽的差分法に比べてこの数値解法は計算の安定性が時間の刻み幅によって制約されないの
で、刻み幅を大きくでき計算時間が短縮できる。

S R 露光中の温度変化の推定に、計算値を測定値にフィットさせることが必要である。ウェハ温度の実験値と計算値の合わせ込みは熱伝達係数を修正して行った。図 6. 2 と 6. 3 に示されているように実験値と計算値との良い一致が得られた。計算モデルは実験系を良く近似しているの
で、X線マスクメンブレンの温度変化についても予測できるものと考えられる。表 6. 1 に計算に使用した物理的なパラメータと定数を示す。

表 6. 1 計算に用いた物理定数

	ρ g/cm ³	c J/g	K W/(cm · deg)	ϵ	μ cm ⁻¹	D μ m
SiN	3.44	0.71	0.556	0.3	2450	2
Si wafer	2.33	0.752	1.7	0.1	1250	625
He(760Torr)	0.178×10^{-3}	5.18	1.5×10^{-3}		2.9×10^3	

パワー密度 $I_0 = 12 \text{ mW/cm}^2$

形状係数 $F_{13} = F_{31} = 1.0$

熱伝達係数 $h_{\text{conv}} = 3.2 \times 10^{-4} \text{ mW/(cm}^2 \cdot \text{deg)}$

初期温度 $T_0 = 298 \text{ (K)}$

図6. 6は計算で得られたX線マスクメンブレン，ギャップ中のHeガス及びウェハのそれぞれの温度変化とギャップとの関係を示している。マスクメンブレンとウェハは10～40 μm のギャップ領域でほとんど同じ温度上昇（ $\sim 0.3^{\circ}\text{C}$ ）を示している。ウェハ温度上昇は，ギャップによって大きな影響を受けないが，広いギャップ領域で一定である。X線マスクメンブレンでは，温度は40 μm 以上のギャップで増加し，1mm以上のギャップで0.6 $^{\circ}\text{C}$ の一定値を示す。ギャップ中のHeガスの温度上昇は1mm以上のギャップで減少する。これはメンブレンとウェハからの熱流束が減少するためである。

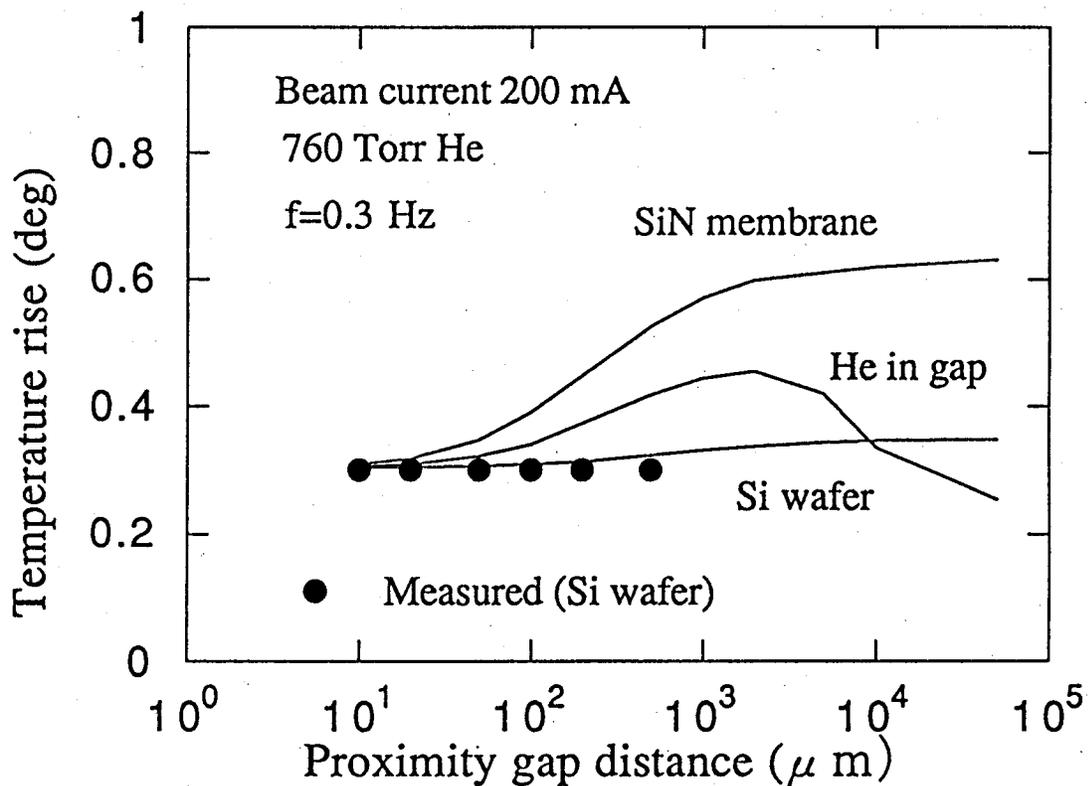


図6. 6 露光系の温度上昇に関するギャップ依存性の計算結果

実用的な観点から周期的な温度変化の走査露光周波数依存性について調べる。図6.7は0.3 Hzの露光周波数における温度振幅のギャップ依存性の計算結果である。ここで温度振幅は定常状態での最大温度と最低温度の差として定義する。ウェハの温度振幅はギャップには依存しないが0.05℃以下の一定の変化を示している。この振幅は実験で利用した温度計には検出できないほど小さい値である。X線マスクメンブレンでは温度振幅はギャップの増加と共に大きくなる。マスクメンブレンの熱容量がウェハの熱容量よりも小さいのでマスクメンブレンの温度振幅はギャップによって微妙に影響を受ける。マスクメンブレンの温度振幅をウェハと同レベルまで減少させるためにはギャップはできるだけ狭くした方がよい。もう一つの有効な方法は実験で利用した周波数よりもさらに高い周波数を試みることである。したがって、この計算結果よりもギャップをある程度狭くして露光すれば、回折の影響も低減できるので転写精度向上の観点から望ましい。

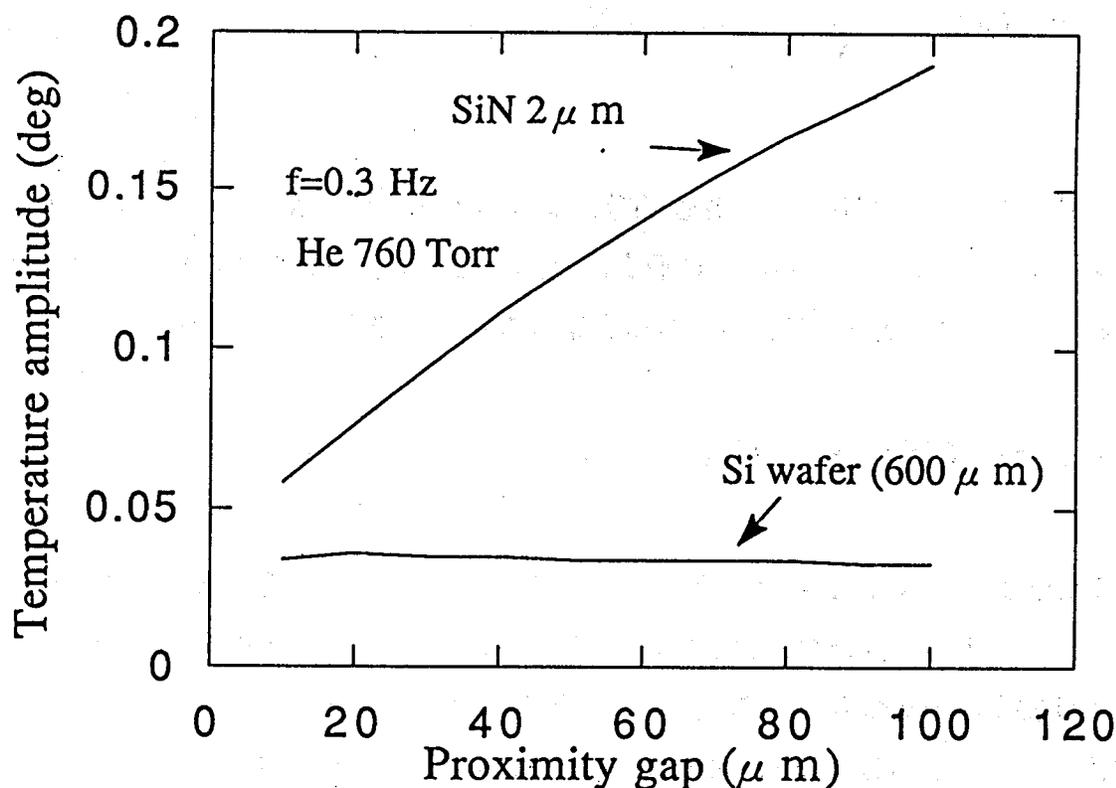


図6.7 温度振幅に関するギャップ依存性の計算結果

6. 4. 2 熱歪み

この実験系においてマスク温度上昇 0.3°C が発生することが予測できるので、ディープサブミクロンでの解像度の劣化について検討する。X線マスクメンブレンにおける熱歪みを推定するために、平面応力状態に対する一次元のケースを応用して近似計算を試みる。計算を簡単にするために、マスク面内の温度分布は放物線で近似できるものと仮定する。さらに、メンブレンの両端での変位が0に相当する固定境界条件を仮定すると、熱弾性方程式の解は次式で与えられる。

$$u = (1 + \nu) \alpha \left[\int_0^x T(x) dx - \frac{x}{X_0} \int_0^{X_0} T(x) dx \right] \quad 0 \leq x \leq X_0, \quad (6.8)$$

$$T = 4 T_M \left(\frac{x}{X_0} - \frac{x^2}{X_0^2} \right) \quad 0 \leq x \leq X_0, \quad (6.9)$$

ここで α はマスクメンブレンの熱膨張係数、 ν はポアソン比、 X_0 はメンブレンのウインドサイズ、 T_M はメンブレン中心での最高温度上昇である。最大変位量は $x = 0.211 X_0$ と $x = 0.788 X_0$ で与えられる露光領域の地点で発生し、その値は

$$u_{\max} = 0.0626 (1 + \nu) \alpha T_M X_0. \quad (6.10)$$

例えば $T_M = 0.3^{\circ}\text{C}$ 、 $\nu = 0.25$ 、 $\alpha = 2.7 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ 、 $X_0 = 25 \text{ mm}$ のSiNマスクでは 1.5 nm の最大変位が予測される。すなわち、吸収体の無いマスクメンブレンでは露光中の熱歪みが非常に小さく解像度の劣化が無視できる。

吸収体パターンが均等に分布している場合において、吸収体の皮膜率と有効熱膨張係数を熱歪みの計算に用いることが有用である。^{4, 6)} 吸収したX線エネルギーは局所的な温度上昇を引き起こし、その温度上昇は吸収体の皮膜率に依存する。吸収体とメンブレンの熱膨張係数と温度上昇のそれぞれの差が無視できなければ、走査露光中のマスクはねじれを伴いながら面外変形を引き起こし始める。吸収体(例えばAu, Ta, W)の熱膨張係数

がメンブレン (Si, SiN, SiC等) の熱膨張係数よりも大きいので, 最大熱歪みは吸収体の無いメンブレンよりも大きく, しかも吸収体の皮膜率と共に増加する。ウェハ上に転写した全てのパターンの位置はX線ビームの走査方向の影響により内側の方向にずれる。転写パターンのエッジ部における最大のぼけは露光領域の中央で得られる。解像度劣化に及ぼす熱歪みによるエッジぼけの効果はSRリソグラフィを成功させるために検討すべきである。

6. 5 まとめ

SRリソグラフィはX線マスクメンブレンと同様にウェハ温度を増加させることが実験によりわかった。ウェハが露光中ヒートシンクである仮定は厳密な意味で不正確である。ギャップが10~40 μ mの領域でマスク温度上昇が0.3 $^{\circ}$ Cであることがウェハの温度測定と計算結果から予測した。この温度上昇による吸収体の無いマスクの熱歪みは非常に小さく無視できる。しかしながら吸収体のある実際のマスクに関しては熱歪みによるパターンエッジのぼけが発生する恐れがあるので今後検討すべきである。

参考文献

- 1) T. Kaneko, M. Suzuki, A. Ozawa and T. Okubo, Extended Abstracts of the 17th Conf. on Solid State Device and Materials, (1985) 353.
- 2) Y. Vladimirsky, J. Maldonado, R. Fair, R. Acosta, O. Vladimirsky, R. Viswanathan, H. Voelker, F. Cerrina, G. Wells, H. Hansen and R. Nachman: J. Vac. Sci. & Technol. B7, (1989) 1657.
- 3) J. Trube, H. Huber, S. Mourikis, S. Bernstorff, E. Koch: Microcircuit Engineering 11, (1989) 245.
- 4) K. Heinrich, H. Betz and A. Heuberger: J. Vac. Sci. & Technol. B1 (1983) 1352.
- 5) J. Nishino, M. Kawakami, T. Yanagisawa and K. Okada: J. Vac. Sci. & Technol. B8 (1990) 1524.
- 6) E. Haytcher and R. Engelstad: Proc. SPIE, 1671 (1992) 347.

第7章 結 論

今後のLSIの開発において非常に重要な位置を占めるX線露光中のX線マスク基板の熱歪み挙動を、詳細かつ厳密に解析するため、動的熱歪み理論とそのシミュレーションを開発、適用し、理論的な側面から熱歪みの動的挙動を幾つか発見し、動的な熱歪み挙動の理解に大きな貢献をした。また、実験的温度測定においても、動的熱歪みシミュレーションの精度向上に対する貴重な指針を与えることができた。

以下、本研究で得られた主要な結論を列挙する。

(1) 動的熱歪みシミュレーションの理論的な裏付けを明かにした。動的熱歪みシミュレーションをパルスX線露光に適用し、X線マスク基板で生じる熱歪みの伝播を明かにした。パルスX線露光で発生する熱歪みはマスク基板周辺の固定端から基板の中心に向かって縦弾性波として伝播する。熱歪み伝播の特性を利用すると露光中に熱歪みが避けられることを示した。

(2) 散逸性の減衰力を動的熱歪み理論に導入し、パルスX線露光で生じるX線マスク基板の熱歪み振動の解析を可能とした。マスク基板の固有振動数と減衰係数によって三種類(減衰振動、臨界減衰、過減衰)の熱歪み振動を招くことを示した。パルス幅が十分に短ければ熱歪み振動が露光後に発生するので転写精度への影響はない。

(3) 動的熱歪みシミュレーションに、マスク基板、ギャップ中のHeガス及びウエハ上に塗布されたレジストの温度変化をそれぞれ導入し、SR光源による走査X線露光で生じるX線マスク基板の熱歪み解析を可能とした。ギャップがある限界よりも狭くなると、マスク基板、ギャップ中のHeガス及びレジストの温度がそれぞれ共通の温度に収束することから、熱歪みもまた一定の値に収束することを明かにした。さらに露光周波数の増加は一様な温度分布の形成とともにマスク基板の熱歪みを最小の状態に収束させることを示した。

(4) SR走査露光方法の違いによる非定常な熱歪み挙動を動的熱歪みシミュレーションによって明かにし、低歪み露光方法の理論的根拠を示した。一般的に利用されている連続的多重走査露光中のマスク基板は走査露光毎に歪んだ状態で初期状態に復帰していないことが判明した。マスク基板の冷却時間を考慮した間欠多重走査露光法は走査速度を上げると基板にかかる熱応力を低減でき、熱歪みもまた小さくできることを示した。

(5) 動的熱歪みシミュレーションの精度を向上させる目的で、パターンが転写されるウェハの温度上昇をウェハの裏面から埋め込んだ熱電対で測定した。従来まで、ウェハがX線露光中に温度変化しない吸熱源であると考えられていたが、本研究によってウェハも温度変化することを明かにした。今後の動的熱歪みシミュレーションの精度を向上させるキーポイントはウェハの温度変化を導入することである。

以上の研究の結果から、X線マスク基板のX線露光中における熱歪みの発生機構とその本質が解明でき、それらの成果を応用すると、X線リソグラフィによる低熱歪みのLSI製造が実現可能であるという結論を得た。

したがって、露光中のX線マスク基板の熱歪み挙動を動的熱歪みシミュレーションによる理論計算によってその本質を明かにすると共に、今後のLSIのプロセス開発過程におけるマスク構造及び転写技術の最適化の手段として、実用化可能な動的熱歪みシミュレーションを提供した本研究は、将来のLSIの発展に大いに貢献するものである。

しかしながら、今後のLSI開発へのX線リソグラフィの適用はまだ熱歪みの観点からいくつかの課題が以下のように残されている。

SR光源の大電流化によるX線マスク、レジスト、ウェハでのいままで以上の発熱による反り現象を含んだ複合化した熱歪みの問題がある。これに絡んで冷却対策としてHeガス雰囲気適用されると考えられるが、雰囲気ガス圧力と露光系の冷却効率に関する体系的な研究が不足している。基板面内の吸収体パターンの面密度が熱歪みに及ぼす影響を明かにするために基板面内全体の歪み状態が目視できる動的熱歪みシミュレーションの二次元化への拡張が必須である。マスク基板と吸収体の材質が各々異なるので熱膨張率の違いに起因する吸収体パターンの基板からの剥がれに関連したX線マスクの熱弾性的な耐久性を十分に調査し、学問的、構造的な観点から検討を加える必要がある。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜りました大阪大学基礎工学部教授 蒲生健次博士に心より御礼申し上げます。

また、本論文の作成にあたり、有益な御助言と御教示を賜りました大阪大学基礎工学部教授 小林猛博士、同教授 奥山雅則博士に厚く御礼申し上げます。

本論文の作成の機会を与えていただくとともに、御激励いただきました三菱電機株式会社ULSI開発研究所所長 小宮啓義博士に心から感謝いたします。

本研究の遂行および論文の作成にあたり、終始御激励いただきました三菱電機株式会社半導体基礎研究所所長 阿部東彦博士に厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行および論文の作成の機会を与えていただくとともに、数々の御教示と有益な討論をいただいた三菱電機株式会社半導体業務部参事 渡壁弥一郎博士に心から感謝いたします。

本研究の遂行および論文の作成にあたり、数々の御教示と有益な討論をいただいた三菱電機株式会社ULSI開発研究所LSIプロセス開発第一部部長 村山慶一氏、北伊丹製作所プロセス技術部部長 塚本克博博士、プロセス開発第一部第1グループマネージャー 森本博明博士に厚く御礼申し上げます。

株式会社ソルテック在職中において、本研究の遂行および論文の作成にあたり、数々の御指導と御教示をいただいた筑波研究所所長 阿刀田伸史氏、元同研究所所長 野口勉氏に厚く御礼申し上げます。

株式会社ソルテック在職中において、本研究の遂行および論文の作成にあたり、数々の御指導と有益な討論をいただいた 岡田浩一博士（現 日本電気株式会社）、二神元信博士（現 ソニー株式会社）に厚く御礼申し上げます。

末筆ながら本研究の期間中、多岐にわたり御協力、御支援をいただいた三菱電機株式会社ULSI研究所、ならびに株式会社ソルテックの各位に深く感謝の意を表します。

研究業績

発表論文

- (1) Akira Chiba and Koichi Okada
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 29, p 2610-2615 (1990).
"Dynamic Thermal Distortion in an X-ray Mask Membrane During Pulsed X-Ray Exposure".
- (2) Akira Chiba and Koichi Okada
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 30, p 3083-3087 (1991).
"Dynamic Oscillation Modes Caused by a Pulsed X-Ray Exposure in an X-Ray Mask Membrane".
- (3) Akira Chiba and Koichi Okada
J. Vac. Sci. Technol. B8, p 3275-3279 (1991).
"Dynamic in-plane thermal distortion analysis of an x-ray mask membrane for synchrotron radiation lithography".
- (4) Akira Chiba
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 31 p 2049-2953 (1992).
"Dynamic In-Plane Motion of an X-Ray Mask Membrane Induced by Synchrotron Radiation Irradiation".
- (5) Akira Chiba, Motonobu Futagami and Koichi Okada
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 32, p 753-757 (1993).
"Wafer Temperature Measurement and X-ray Mask Temperature Evaluation in SR Lithography".
- (6) Akira Chiba, Shuichi Mazuda and Yaichiro Watakabe
J. Vac. Sci. Technol. B10(6) , p 2480-2485 (1992).
"Antireflective MoSi photomask".
- (7) Akira Chiba and Yaichiro Watakabe
to be published in Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 33, (1994).
"Dynamic Thermal Response of Photomasks caused by Excimer Laser Pulse".

国際学会

- (1) S. Nakamura, M. Ohno, N. Awaji, A. Chiba, R. Kitano, H. Nishizawa, O. Asai, M. Takanaka, T. Iida, Y. Yamamoto, M. Shiota, M. Mizota, S. Kawazu, M. Kodaira, K. Kondo and T. Tomimasu

"Present Status of The 1GeV Synchrotron Radiation Source at SORTEC"
The 2th European Particle Accel. Conf., Nice France (1990)

(2) Akira Chiba and Koichi Okada

"Dynamic Thermal Distortion in an X-ray Mask Membrane During Pulsed X-ray Exposure"
'90 Micro Process Conference, Chiba Japan (1990)

(3) Akira Chiba and Koichi Okada

"Dynamic Oscillation Modes Caused by a Pulsed X-Ray Exposure in an X-Ray Mask Membrane"
'91 Micro Process Conference, Kanazawa Japan (1991)

(4) Akira Chiba and Koichi Okada

"Dynamic in-plane thermal distortion analysis of an x-ray mask membrane for synchrotron radiation lithography"
The 35th International symposium on electron, Ion, and Photon Beams, Seattle USA (1991)

学会発表（国内）

(1) 吉岡, 千葉, 藤原, 鈴木, 山崎; 1986年春季応用物理学会
"X線マスク位置歪みのプロセス依存性"

(2) 重富, 松田, 千葉, 渡壁, 加藤; 1986年秋季応用物理学会
"モリブデンシリサイドマスクのドライエッチング特性"

(3) 千葉, 重富, 渡壁; 1986年秋季応用物理学会
"MoSiマスクの表面特性(1)"

(4) 千葉, 松田, 重富, 渡壁; 1986年第31回半導体・集積回路シンポジウム
"モリブデンシリサイドマスクの特性-膜質評価"

(5) 千葉, 重富, 渡壁; 1987年春季応用物理学会
"MoSiマスクの表面特性(2)"

(6) 吉岡, 重富, 千葉, 森本, 渡壁; 1987年秋季応用物理学会
"X線露光によるT型ゲートパターンの形成"

(7) 千葉, 重富, 渡壁; 1987年秋季応用物理学会
"MoSiマスクの表面特性(3)"

(8) 千葉, 松田, 重富, 星加, 渡壁; 1987年第33回半導体・集積回路シンポジウム

"モリブデンシリサイドマスクの特性－薄膜の光学特性"

(9) 千葉, 岡田; 1990年秋季応用物理学会

"SR露光によるX線マスクメンブレンの熱弾性"

(10) 千葉, 岡田; 1991年春季応用物理学会

"SR露光中のX線マスクメンブレンの熱歪解析"

(11) 二神, 千葉; 1992年春季応用物理学会

"Ta/SiN系X線マスクのSR照射時温度測定"

本論文に関する著者発表論文

	論文題名	著者	発表誌	本論文との 対比
1	Dynamic Thermal Distortion in an X-ray Mask Membrane During pulsed X-Ray Exposure	A. Chiba K. Okada	Jpn. J. Appl. Phys. Vol.29, p 2610-2615 (1990)	第 2 章
2	Dynamic Oscillation Modes Caused by a Pulsed X-Ray Exposure in an X-Ray Mask Membrane	A. Chiba K. Okada	Jpn. J. Appl. Phys. Vol.30, p 3083-3087 (1991)	第 3 章
3	Dynamic In-Plane Thermal Distortion Analysis of an X-Ray Mask Membrane for Synchrotron Radiation Lithography	A. Chiba K. Okada	J. Vac. Sci. Technol. B8, p 3275-3279 (1991)	第 4 章
4	Dynamic In-Plane Motion of an X-Ray Mask Membrane Induced by Synchrotron Radiation Irradiation	A. Chiba	Jpn. J. Appl. Phys .Vol.31, p 2049-2053 (1992)	第 5 章
5	Wafer Temperature Measurement and X-ray Mask Temperature Evaluation in SR Lithography	A. Chiba M. Futagami K. Okada	Jpn. J. Appl. Phys. Vol.32, p 753-757 (1993)	第 6 章