

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	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

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

葉 明 千

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0.25µm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13社に よってシンクロトロン放射光(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

- i -

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,CM S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	f F	茅論
1.	1	研究の背景・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
1.	2	研究の意義・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4
1.	3	本論文の構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・6
第2章	E /	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	Ê /	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	t t	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
	-	+ b b

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	6	よ	じ	め	に	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	7	5
	6.	2	(S	R	露	光	系	に	お	け	る	温	度	測	定	方	法	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	7	6
	6.	3	T	ゥ	I.	八	の	昇	温	挙]	動	•	•	•	•	•	.•	•	•	٠	•	• .	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	7	6
	6.	4	47	肒	容	量 :	集	中	系	モ	デ	ル	に	よ	る	温	度	•	歪	み	の [·]	Ť	測	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	8	0
	6.	5	1	ŧ	と	め	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	8	7
第	7 章	É.	結	 	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	8	9
謝	辞·	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	• .	•	•	•	•	٠	•	9	1
研	究業	〔績	目到	渌	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9	2

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
Jo	パルス当りのエネルギ密度
to	パルス幅
E0	SRビームのパワー
Ro	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
X0	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
Aex	露光面積
v	体積
dV	体積要素
d2	近接距離
d3	レジスト又はウェハの厚み
Т	温度上昇
To	絶対温度であらわした初期温度
Tr	絶対温度であわした室温
Тм	最高温度上昇
σx	x 軸方向に作用する応力
εx	x 軸方向の歪み
u	変位

Umax	最大変位
Umax	最大変位
Uc	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
βc	圧縮率
βa	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
τς	臨界パルス幅
τΟ	マスクの温度応答に関する時定数
ω0	縦振動の固有角振動数
λm	気体の平均自由工程
Р	圧力
σ	分子直径
νf	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
Tk	運動エネルギ
U	x 軸方向の対流速度分布

— vi —

U	ポテンシャルエネルギ			
D	運動エネルギの減少			
F	散逸関数			
L	ラグラジアン			
ĸ	全運動エネルギ			
γ	散逸係数			
γ	減衰係数		·	
	劫仁法区粉			

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64 Mビット(D)RAMにおいては最小寸法0.35µm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0.2µm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。



- 1 -

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0.2μm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 上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)ガスを露光雰囲気に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, 対応する変形の速度が遅く,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,従来の評価から一歩突っ込んだ物理,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。

- 6 -

参考文献

- 1) W,S,De Forest, Photoresist, materiala and Processes, McGRAW-HILL, (1975).
- K. Kamon, T. Miyamoto, Y. Myoi, H. Nagata, N. Kotani and M. Tanaka: Jpn.J. Appl. Phys. Vol. 31, 4131(1992).
- 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).
- F. Neill, G. Davis, M. Gower, I. Turcu, M. Lawless and M. Williams: Proc. SPIE 831, 230(1987).
- 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. Vladimirsky, J. Maldonado, R. Fair, R Accosta, O. Vladimirsky, 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 0.25μ 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ほけの実証及び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

- 8 -





- 9 -

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の 散逸状況を概念的に示す。X線のエネルギ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1~5µm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様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。

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

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の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。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial 2T}{\partial x^2} - \gamma T \right) + \frac{q(t)}{\rho c} - \frac{\varepsilon_0 \beta}{\rho c d} \left[(T + T_o)^4 - T_o^4 \right], \qquad (2.2.a)$$

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

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

$$-10-$$

$$Gr = g\beta_c X_o^3 T/v_f^2,$$
 (2.2.d)
t = 0, T = 0, (2.2.e)

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

$$\mathbf{x} = \mathbf{X}_{o}, \quad -\mathbf{S}_{1}\mathbf{K}_{1}\frac{\partial \Gamma}{\partial \mathbf{x}} = (\mathbf{S}_{2}\mathbf{K}_{2}/\mathbf{L})\mathbf{T}$$
(2.2.g)

ここでTはメンブレンの温度変化, To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(= 5.67×10^{-12} W·cm^{-2.K⁴}), ε_{o} は放 射率, hm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, Xoは矩形メンブレン のサイズ, Lはフレームの幅, そしてSi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が増加する。その結果,自由エネルギが最小にな 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とポテンシャルエネル ギとの差に関する時間積分を最小にすることである。

$$I = \int (T_{K} - U) dt$$
(2.3)
$$T_{K} = \int 0.5 \frac{\rho}{g} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^{2} dx$$
(2.4)
$$U = \int 0.5 \sigma_{x} \varepsilon_{x} dx$$
(2.5)

ここでTKは運動エネルギ, Uはポテンシャルエネルギ, 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。

$\varepsilon_x = (\sigma_x - v\sigma_y)/E + \alpha T$,	(2.6.a)
$\varepsilon_y = (\sigma_y - v\sigma_x)/E + \alpha T$,	(2.6.b)
$\varepsilon_z = -\nu(\sigma_x + \sigma_y)/E + \alpha T$	(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

$$\sigma_{x} = \frac{E}{1 - v^{2}} [\epsilon_{x} - (1 + v) \alpha T], \qquad (2.7.a)$$

$$\sigma_{y} = \frac{E}{1 - v^{2}} [v\epsilon_{x} - (1 + v) \alpha T], \qquad (2.7.b)$$

のようになる。ポテンシャルエネルギを歪み成分で表すと

$$-12-$$

$$U = \int 0.5 \frac{E}{1-\nu^2} \left[\varepsilon_x^2 - (1+\nu) \alpha T \varepsilon_x \right] dx$$

(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。

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

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,

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

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。

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

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = C_L^2 \left[\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} - (1+\mathbf{v}) \alpha \frac{\partial \mathbf{T}}{\partial \mathbf{x}} \right]$$

 $C_L^2 = \frac{gE}{\rho(1 - v^2)}$

(2.12.a)

(2.12.b)

ここでCL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ト(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 数值解析法

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

-14-

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 + △ 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。

$$T_{i-1}^{p+1} - \lambda_1 T_i^{p+1} + T_{i+1}^{p+1} = -T_{i-1}^p - \lambda_2 T_i^p - T_{i+1}^p + \lambda_3 \Delta t \varepsilon_0 \beta \left[(T_i^p + T_o)^4 - T_o^4 \right] - \lambda_3 \Delta t q(p) / (\rho c), \qquad (2.13.a)$$

ここで

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

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{k} \,\Delta \mathbf{t}}{\Delta \mathbf{x}^2},\tag{2.13.c}$$

$$\eta = \frac{S_2 K_2 \Delta x}{S_1 K_1 L}$$
(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 Δx 、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 Δt 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×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。

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

$$\beta_{1} = 2 (1+w) / w, \quad \beta_{2} = 2 (2 - w) / w, \quad \beta_{3} = 2 / w, \quad (2.14.b)$$
$$w = \left(\frac{C_{L}\Delta t}{\Delta x}\right)^{2}. \quad (2.14.c)$$

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×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。

	SiN	SiC	Si
K W/(cm · deg)	0.556		
ρ g/cm³	3.44	3.12	2.42
c J/g	0.71		
ν	0.25		·
E kg/cm ²	1.6 x 10 ⁶	4.9 x 10 ⁶	1.6 x 10 ⁶
$\alpha \ \deg^{-1}$	2.7 x 10 ⁻⁶		
μ cm ⁻¹	2450		
ε _o	0.7		
	Air	Не	
K W/(cm · deg)	2.56 x 10 ⁴	1.5 x 10 ⁴	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
$v_f cm^2/s$	0.168	1.34	
Pr	0.7	0.7	
K : 熱伝	 導率		
<i>ρ</i> :密度			
c :比熱			
v :ボア	ソン比		
E :ヤン	グ率		
a :線膨	張係数		
μ :線吸4	又係数		
€。 : 放射	率		
[∨] f :動粘	性係数		

表2.1 シミュレーションに利用した物理定数

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4cm角,厚み2µm,1パルス当たりの照 射エネルギ密度30mJ/cm²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 cmであり, x = 3.5 cmはフレームから0.5 cm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1.5 cm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,固定端から内側に取っ た距離をΔLとすれば変位波の伝播時間 r cは以下の式で与えられる。

 $\tau_{\rm c} = \frac{\Delta L}{C_{\rm I}}$

(2.15)

ここで伝播時間 r 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CL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に比べて比較的に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,実際のパルスな線のパルス幅が数10ns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0.5cm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100ns,10µs,50µs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1.5cm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0.5cm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=)600nsである。100nsのパルス露光中においてメンブ レンの中心から半径1.5cm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600ns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10µs,50µs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 c m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70ms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の形成に有利である。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33nmに収束している。その到達時刻も10ms以下のパルス幅 で70msに収束している。これは10ms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意味する。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100ms以上のパルス露光に おいて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100ms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

-22-



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10ms以下のパルス幅領域で-133kg/ cm²と24℃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 µ 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 に必要となる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

- 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.
- Y. Vladimirsky, J. Maldonado, R. Fain, R. Acosta, O. Vladimirsky, 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.
- 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。

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

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

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

$$B^{2} = (\alpha_{r} + h_{m}) / (Kd),$$
 (3.1.d)

$$\alpha_{\rm r} = 4 \varepsilon_0 \beta \left(273 + T_{\rm R}\right)^3$$
(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_{o} は放射率, β はステファン-ボルツマン定数, TRは雰囲気の温度, μ はX線の吸収係数, J_oはパルス当りのエネルギー密度, t_oはパルス幅, そしてhm 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ずく瞬間速度の 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て導出で 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。

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

(3.2.a)

-27-

$$C_L^2 = \frac{gE}{(1-v^2)\rho}$$

(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 β a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。

$L(u_0) = p,$	V(x,y,z)内で	(3	.3.a)
$B(u_0) = g_{i}$	Vの境界S上で	(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, uo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。

$$u = \sum_{k=1}^{N} \alpha_k \phi_k$$

(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。

 $\mathbf{R} = \mathbf{L}(\mathbf{u}) - \mathbf{p} \neq \mathbf{0} \tag{3.5}$

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 αk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,

$$\langle \mathbf{R}, \omega_j \rangle = \int_{\mathbf{V}} \mathbf{R} \ \omega_j \ d\mathbf{V} = 0, \qquad j = 1, 2, \cdots, N$$
(3.6)

ここにωj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 ω j=1,V_j外で ω 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に近ずくであろう。

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xj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, x², x³, … 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。

$T(x,t) = T^* Y(x) F(t),$		(3.7.a)
$u(x,t) = u^* \phi(x) \eta(t),$		(3.7.b)
$T^* = \frac{q_0}{KB^2},$		(3.7.c)
$u^* = -(1 + v) \alpha T^*$		(3.7.d)

ここでY(x), φ(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。

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

$$\phi(\mathbf{x}) = \mathbf{x} \ \mathbf{Y}_{\mathrm{m}} - \int \mathbf{Y}(\boldsymbol{\xi}) \ \mathrm{d}\boldsymbol{\xi} , \qquad (3.7.f)$$

$$Y_{\rm m} = \frac{1}{X_0} \int Y(\xi) d\xi$$
, (3.7.g)

ここでYm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。

$$x_m = Y^{-1}(Y_m)$$
 (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。

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

(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。

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

-32-

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

(3.9.b)

$$\frac{\mathrm{d}^2\eta}{\mathrm{d}t^2} + 2\gamma \frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2\eta = \omega_0^2 \ \mathrm{F}(t) ,$$

 $2\gamma = \beta_a C_L^2$,

(3.10.b)

(3.10.a)



(3.10.c)

ここで r_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になる。

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

(3.11)

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

(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

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

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

ここでω1 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

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

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

$$\omega_2^2 = \gamma^2 - \omega_{0.}^2$$

この運動は周期的ではないから@2は振動数を表していない。変位は平衡点まで緩やかに 近ずく。

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 $(\gamma/\omega o)^2=0.01$,臨界減衰は $(\gamma/\omega o)^2=1$,過減衰は $(\gamma/\omega o)^2=2$ 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2µm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雰囲気で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。4 cm角のSiNメンブレンの自由振動に対する固有角振動数 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10ns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 μ s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 μ s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1Hz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 μ s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 μ s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 μ s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

-37-

図3.4は臨界減衰モードで図3.3に示されている10⁻⁵s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に依存 する温度分布によって決まるからである。



Membrane Position (cm)

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0.1 μ 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。100 μ 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

-39-

3.4.3 パルス幅の効果

10ns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(100μ 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 μ s~100 μ 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 μ 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(1μ 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。振動工学で明らかなように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





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雰囲気のほう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3×10⁻⁷s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。

-42-

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2µm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⁾ 0.25µm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。

SR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S iN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。



proximity gap (heat source)

図4.1 SR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バ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Knudsenn数によって与えられる。

 $P\sigma^2$.

$$K_{n} = \frac{\lambda_{m}}{d_{2}}, \qquad (4.1)$$
$$\lambda_{m} = 2.33 \times 10^{-20} \text{ T}$$

ここでλm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 体における熱伝導の機構は粘性流(Kn<0.01)と分子流(Kn>0.3)において全く異なる。粘性

(4.2)

-46-

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Knudsenn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 $10 \mu m$ 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 $10 \sim 100 \mu m$ 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いことができる。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⁾

	粘性流	K n < 0. 0 1				
	中間流	0. $0.1 < Kn < 0.3$				
	分子流	0. $3 < k n$				

表4.1 流れの状態



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H e 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

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

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H e 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。

$$U(x,z,t) = U(x,t) Y(z),$$

$$Y(z) = \frac{z}{d_2} - \left(\frac{z}{d_2}\right)^2.$$
(4.4)
(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。

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

$$U_{\rm m}({\rm x},t) = \frac{1}{{\rm d}_2} \int U({\rm x},z,t) \, {\rm d}z = \frac{U({\rm x},t)}{6}$$

(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, H e 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,H e 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H e の温度分布は 露光中のX線吸収による発熱,H e 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,H e 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H e 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H e 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。

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

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

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{5} \frac{\partial U}{\partial x} = v_{f} \left(\frac{\partial^{2} U}{\partial x^{2}} - \frac{12}{d_{2}^{2}} U \right) + 6 g \beta_{c} T_{2} , \qquad (4.10)$$

$$\frac{\partial T_{3}}{\partial t} = k_{3} \frac{\partial^{2} T_{3}}{\partial x^{2}} + \frac{q_{3}(x,t)}{\rho_{3}c_{3}} - \frac{h_{2,3}}{\rho_{3}c_{3}d_{3}} \left(T_{3} - T_{2} \right) - \frac{h_{3,4}}{\rho_{3}c_{3}d_{3}} T_{3} , \qquad (4.11)$$

$$\alpha_{r} = 4 \epsilon_{0} \beta T_{0}^{3} , \qquad (4.12)$$

$$\beta_{c} = 1/(273 + T_{2}) . \qquad (4.13)$$

ここでkiは熱拡散率, ρ iは密度, ciは比熱, diは膜厚, ϵ oはマスクメンブレンの 放射率, β はStefan-Bolzmann定数, To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T1が室温To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Vo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

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

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

$$q_{3}(x,t) = \frac{I_{0}exp(-\mu_{1} d_{1} - \mu_{2} d_{2})}{d_{3}} [1 - exp(-\mu_{3} d_{3})] F(x,t)$$
(4.16)

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

を採用する。ここでΙ0は入射パワー密度,μiは線吸収係数,xsは露光開始点,R0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
$$\left(\frac{Pr}{0.861 + Pr}\right)^{1/4} \frac{K_2}{x} (Gr Pr)^{1/4}$$
, (4.18)
Gr = $\frac{x^3 g \beta_c T_1}{T}$

 $v_{\rm f}^2$ (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h1,2=h2,3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。

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

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

 $R_{a} = \frac{Gr \ Pr \ d_{2}}{X_{0}}, \tag{4.20.b}$

$$Gr = \frac{d_2^3 g \beta_c T_2}{v_f^2}$$

(4.20.c)

上式において近接距離がXoに比べて非常に小さいとその極限は

$$h_{c} = \frac{K_2 \text{ Gr Pr}}{24 X_0}$$

(4.21)

となる。これは自然対流による熱伝達がd2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Xo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。

$$h_{c} = 0.638 \left(\frac{Pr}{0.861 + Pr}\right)^{1/4} \frac{K_{2}}{d_{2}} \left(Gr \ Pr\frac{d_{2}}{X_{0}}\right)^{1/4}$$
(4.22)

この場合の熱伝達係数はd2がキャンセルするので近接距離に無関係である。

大気圧H e 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(σx , σy)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。

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

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

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Dを考慮した運動エネルギをK,ポテンシャルエネルギをUとすればラグラジアンLは

$$L = K - U,$$
 (4.25.a)
 $K = K^* - D.$ (4.25.b)

ここでK*は全運動エネルギであり次式で与えられる。

$$K^* = \frac{1}{2} \rho \int \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 dV$$
(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Uはαを熱膨 張係数,T1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。

$$U = \frac{1}{2} \frac{E}{(1 - v^2)} \int \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - (1 + v) \alpha T_1 \frac{\partial u}{\partial x} \right] dV$$
(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。

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

上式を計算すると、以下のような偏微分方定式を得る。

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

$$C_{\rm L}^2 = \frac{gE}{\rho \ (1 - \nu^2)}.$$
 (4.29.b)

ここでCL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労があるが,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。

H e 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。

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

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

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

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

 $(1 + 2r_4 + 6s) U^{p+1}(i) - r_4 [U^{p+1}(i+1) + U^{p+1}(i-1)] = B_4^p(i)$ (4.31.d) ここで既知量Bj(i)は

$$B_{1}^{p}(i) = T_{1}^{p}(i) + \frac{\Delta t \ q_{1}}{\rho_{1} \ c_{1}} - \frac{(h + \alpha_{r})}{\rho_{1} \ c_{1} \ d_{1}} \Delta t \ T_{1}^{p}(i) - \frac{\Delta t \ h_{1,2}}{\rho_{1} \ c_{1} \ d_{1}} \left[T_{1}^{p}(i) - T_{2}^{p}(i)\right] , \qquad (4.32.a)$$

$$B_{2}^{p}(i) = T_{2}^{p}(i) + \frac{\Delta t}{\rho_{2}} \frac{q_{2}}{c_{2}} + \frac{\Delta t}{\rho_{2}} \frac{h_{1,2}}{c_{2}} [T_{1}^{p}(i) - T_{2}^{p}(i)] + \frac{\Delta t}{\rho_{2}} \frac{h_{2,3}}{c_{2}} [T_{3}^{p}(i) - T_{2}^{p}(i)] - \frac{U^{p}(i)\Delta t}{6} \left(\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)_{i}^{p}$$
(4.32.b)

$$B_{3}^{p}(i) = T_{3}^{p}(i) + \frac{\Delta t \ q_{3}}{\rho_{3} \ c_{3}} - \frac{\Delta t \ h_{2,3}}{\rho_{3} \ c_{3} \ d_{3}} [T_{3}^{p}(i) - T_{2}^{p}(i)] - \frac{\Delta t \ h_{3,4}}{\rho_{3} \ c_{3} \ d_{3}} T_{3}^{p}(i)$$

$$(4.32.c)$$

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

となる。さらに代数方程式中の定数係数は

 $r_1 = k_1 \Delta t / \Delta x^2$, (4.33.a) $r_2 = k_2 \Delta t / \Delta x^2$, (4.33.b) $r_3 = k_3 \Delta t / \Delta x^2$, (4.33.c)

$$r_4 = v_f \Delta t / \Delta x_{2,}^2$$
 (4.33.d)
 $s = v_f \Delta t / d_{2,}^2$ (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

(4.34.c)

4.4 動的熱歪みの露光周波数効果

ゴリズムを用いた。

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 -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





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,100µm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10 0 μ m以下の近接距離で自然対流速度が1 μ m/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 μ 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 μ 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 プレン,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2,4,8Hzとしたときのメンブレンの中央における変 位Uc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4H z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Uc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Ucは近接距離の減少と共に小さくなるが、100µm~10µm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

-58-



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UmaxとTmax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1Hz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、 Umax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Uc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1~10Hzであり、UcとUmaxは露光周波数の増加と共に減少する。しかしな がら、UcとUmax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10Hz以上の飽和領域のもとでは,熱歪みと温度は一 様露光による条件と同じ値に収束する。UcとUmaxはかなり小さく、5nm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 ・ 金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 様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

-60-

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。マスクメンプレンとウェハとの 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H eのもとでギャップを縮めた場合にその距離が10 μ 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10~100 μ 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。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \gamma T \right) + \frac{q(x,t)}{\rho c} - \frac{\varepsilon_0 \beta}{\rho c d} \left[(T + T_0^4) - T_0^4 \right], \qquad (5.1.a)$$
$$\gamma = \frac{h_{CV}}{Kd} , \quad k = \frac{K}{\rho c}, \qquad (5.1.b)$$

-64-

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

x = X₀, - A₁ K₁
$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{A_2 K_2}{L_2} T$$
 (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, T0 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。 Aiは鉛直方向の断面積, L2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A1とA2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。

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

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

ここで I oは入射パワー密度, Roはメンブレン上の S R 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, Voはメンブレン上の走査速度である。線吸収係数は 0.8 n mの波長の X 線が 3 5 μ m厚のベリリュ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。

$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \mathbf{C}_{\mathrm{L}}^2$	$\left[\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}^2} - (1+\mathbf{v})\right]$	$\alpha \frac{\partial T}{\partial x}$	(5.3.a)
t = 0,	u = 0,	$\frac{\partial u}{\partial t} = 0,$	(5.3.b)
x = 0,	$\mathbf{x}=\mathbf{X}_{0},$	u = 0,	(5.3.c)
C^2	gE		

$$C_{\rm L}^2 = \frac{g_{\rm L}}{\rho(1 - v^2)}.$$
 (5.3.d)

ここで u は熱歪みであり実際の変位, CL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

-66-

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 СМ S 及び I M S 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H e 雰囲気のもとでS i N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2R0=10mmとし てパワー密度を112mW/cm²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度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プ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10cm/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,メンプ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10cm/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

-69-

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

-70-

図5.6は走査速度50cm/sで片道露光しているときの露光開始から20,40, 60,80ms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(一の変位)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。

$$\sigma_{x} = \frac{E}{1 - v^{2}} \left[\frac{\partial u}{\partial x} - (1 + v) \alpha T(x, t) \right].$$
(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 めには真空中や空気中よりも大気圧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気中よりも大気圧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

-72-





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、IM S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: Dennnetugaku (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H e 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75mm,厚み2mmの単結晶Si基板に2μm厚みのS iN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25mm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(600μm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200μm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℃ 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 ュウム)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±2m radの走査領域を0.002から0.66Hz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10ppm以下である。Be窓からマスク までの距離が1m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 10⁻³Torr程度まで真空引きを行った後,酸素濃度が10ppm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200mA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H e 雰囲気で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H e 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。マスクとウェハトのレジストと 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。マスクとウェハトのレジストと 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H e 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 60μ mギャップに対して大気圧H eと0.01Torr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0.02Hz以下の走査周波数で現れている。周期的な温度変化は0.66Hz 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0.4msと4msである。これらの立上り 時間は0.66Hz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。



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H e 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。H e 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H e ガスのSR露光による加熱が無視できる。しかしながらH e 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

-80-

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。

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

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

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

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

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

$$h_{1,3} = F_{13} 4 \varepsilon_1 \beta (273 + T_0)^3$$
(6.3.a)

 $h_{3,1} = F_{31} 4 \varepsilon_3 \beta (273 + T_0)^3, \qquad (6.3.b)$

$$h_{s1} = h_{conv} + 4 \varepsilon_1 \beta (273 + T_0)^3, \qquad (6.4.a)$$

 $h_{s3} = h_{conv} + 4 \epsilon_3 \beta (273 + T_0)^3,$ (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, Toは初期温度(K), hは熱伝 達係数, Vは容積, Aex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

$$q_{1}(t) = \frac{I_{0}}{d_{1}} [1 - \exp(-\mu_{1} d_{1})] f(t), \qquad (6.5.a)$$

$$q_{3}(t) = \frac{I_{0} \exp(-\mu_{1} d_{1})}{1} [1 - \exp(-\mu_{3} d_{3})] f(t)$$

d3

ここで Io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。

(6.5.b)

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。

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1^{p+1} \\ T_2^{p+1} \\ T_3^{p+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\Delta tq_1(t)}{\rho_1 c_1} + T_1^p \\ T_2^p \\ \frac{\Delta tq_3(t)}{\rho_3 c_3} + T_3^p \end{bmatrix},$$
(6.6)

$$A_{11} = 1 + \Delta t A_{ex} \left(\frac{h_{s1} + h_{1,2} + h_{1,3}}{\rho_1 c_1 V_1} \right), \quad A_{12} = -\frac{\Delta t A_{ex} h_{1,2}}{\rho_1 c_1 V_1},$$
$$A_{13} = -\frac{\Delta t A_{ex} h_{1,3}}{\rho_1 c_1 V_1}, \quad (6.7.a)$$

$$A_{21} = -\frac{\Delta t \ A_{ex} \ h_{1,2}}{\rho_2 \ c_2 \ V_2}, \quad A_{22} = 1 + \Delta t \ A_{ex} \left(\frac{h_{1,2} + h_{2,3}}{\rho_2 \ c_2 \ V_2} \right),$$
$$A_{23} = -\frac{\Delta t \ A_{ex} \ h_{2,3}}{\rho_2 \ c_2 \ V_2}, \quad (6.7.b)$$

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

ここでΔ t は時間の刻み幅, 添字 p は時間 p Δ 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。

SR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。

	ρ g/cm³	c J/g	K W/(cm · deg)	ε.	μ cm ⁻¹	D μm
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 x 10 ⁻³	5.18	1.5 x 10 ⁻³	· .	2.9 x 10 ⁻³	

表6.1 計算に用いた物理定数

パワー密度 Io = 12 mW/cm² 形状係数 F13 = F31= 1.0 熱伝達係数 hconv = 3.2 x 10⁴ mW/(cm² · deg) 初期温度 To=298(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 ~40µmのギャップ領域でほとんど同じ温度上昇(~0.3℃)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40µm以上のギャップで増加し,1mm以上のギャ ップで0.6℃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0.3Hz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。この振幅は実験で使 用した温度計には検出できないほど小さい値である。X線マスクメンプレンでは温度振幅 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。

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

 $T = 4 T_{M} \left(\frac{x}{X_{0}} - \frac{x^{2}}{X_{0}^{2}} \right) \quad 0 \le x \le X_{0},$ (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、X0はメンブレンのウィンドサイズ、TM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 = 0.211X0とx = 0.788X0で与えられる露光領域の地点で発生し、その値は

$$u_{\text{max}} = 0.0626 (1 + v) \alpha T_{\text{M}} X_{0}$$
(6.10)

例えばTM=0.3°C, $\nu = 0.25$, $\alpha = 2.7 \times 10^{-6}$ /°C, $X_0 = 25 \text{ mmos}$ iN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ほ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10~40µmの領域でマスク温度上昇が0.3℃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 ーンエッジのほ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.
- 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:13 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ガス及びウェハ上 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 ス雰囲気が適用されると考えられるが,雰囲気のガス圧力と露光系の冷却効率に関する系 統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 生を十分に調査し,学問的,構造的な観点から検討を加える必要がある。 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。

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) <u>Akira Chiba</u>, 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

 S. Nakamura, M. Ohno, N. Awaji, <u>A. Chiba</u>, 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)

- 吉岡,<u>千葉</u>,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,<u>千葉</u>,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)<u>千葉</u>,重富,渡壁;1986年秋季応用物理学会 "MoSiマスクの表面特性(1)"
- (5) <u>千葉</u>, 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, <u>千葉</u>, 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) <u>千葉</u>, 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・集積回路シンポジュウム

"モリブデンシリサイドマスクの特性-薄膜の光学特性"

- (9) <u>千葉</u>, 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) <u>千葉</u>, 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, <u>千葉</u>; 1992年春季応用物理学会 "T a / S i N系X線マスクのS R照射時温度測定"

	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

本論文に関する著者発表論文