リソグラフィー用KrFエキシマレーザの 出力スペクトルの高精度評価

若林 理, 越智 秀臣*, 溝口 計**, 内野 喜一郎***

(株)小松製作所 研究本部第二イノベーションセンター (〒254-8567 神奈川県平塚市万田1200)

*ギガフォトン(株) 製造部 (〒323-8558 栃木県小山市横倉400)

**ギガフォトン(株) 要素開発部 (〒323-8558 栃木県小山市横倉400)

***九州大学大学院 総合理工学研究院 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1)

Evaluation of Spectral Profiles of KrF Excimer Lasers for Microlithography

Osamu WAKABAYASHI, Hideomi OCHI*, Hakaru MIZOGUCHI**, and Kiichiro UCHINO***

Innovation Center 2, Research Division, Komatsu Ltd., 1200 Manda, Hiratsuka-shi, Kanagawa 254-8567

* Manufacturing Division Gigaphoton Inc., 400 Yokokura, Oyama-shi, Tochigi 323-8558

**Component Development Division Gigaphoton Inc., 400 Yokokura, Oyama-shi, Tochigi 323-8558

***Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, 6-1 Kasugakouen, Kasuga-shi, Fukuoka 816-8580

(Received March 3, 2003)

A measuring method to evaluate the spectral profile of a KrF excimer laser used in lithography has been developed. In this method, the parameter of the spectral purity is defined by the spectral width of the laser ($\Delta\lambda_{95\%E}$), which contains 95 % of its total energy. During the measurements, the instrumental function of a high-resolution spectrometer was precisely estimated with a single-mode laser. The deconvolution technique was applied to evaluate the spectral width of the laser from the observed spectrum by using the instrumental function and the influence on the deconvolved profiles, due to noises included in the observed spectra, was examined quantitatively. In order to keep the required measurement accuracy within ± 5 % of the value $\Delta\lambda_{95\%E}$, the necessary product value of the maximum signal count-number and the signal averaging number was found to be more than 3.65×10^6 in the present system.

Key Words: Excimer laser, Spectral measurement, Coherent light source, Deconvolution, Microlithography

1. はじめに

近年、半導体デバイスの高集積回路の製造におけるリソグラフィー工程では、水銀ランプやエキシマレーザを光源とする露光装置が用いられている。これまで露光装置の高解像力化を達成するための方法として、光源の短波長化と投影レンズの高NA(Numerical Aperture)化が進められてきた。現在、KrFエキシマレーザ(248 nm)を光源とした露光装置の開発が進められている。

KrFエキシマレーザ露光装置に搭載されている投影レンズは、合成石英のみで構成された単色レンズであり、色収差補正はできない¹⁾。ところが、KrFエキシマレーザの自然発振幅(FWHM)は約350 pmと広く、自然発振の状態では露光装置に使用すると投影レンズの色収差が問題となる。このため、投影レンズの色収差が無視できるまでレーザースペクトル幅を狭くする必要がある。この色収差は、投影レンズのNAが高くなればなるほど大きくなる。したがって、投影レンズの高NA化が進むにつれて、レーザースペクトルのさらなる狭帯域化が要求されている²⁾。露光装置の解像力を維持するためには、光源の

スペクトルの半値全幅($\Delta\lambda_{1/2}$)だけでなく、スペクトルプロファイルの裾野まで含めたいわゆるスペクトル純度幅が非常に重要である。スペクトル純度幅は、全エネルギーの95 %が入るスペクトル幅($\Delta\lambda_{95\%E}$)で評価される。現在、 $\Delta\lambda_{1/2} \leq 0.6$ pmかつ $\Delta\lambda_{95\%E} \leq 2.0$ pmのKrFエキシマレーザが用いられており²⁾、これらのスペクトル幅は ± 5 %以内の誤差で評価されることが要求される。紫外域でこのように狭いスペクトルを高精度で計測する技術は、これまで十分確立されておらず、特に上記の新しい要求指標 $\Delta\lambda_{95\%E}$ に対応する評価技術の確立が求められている。

これまで、二つの方法においてスペクトル計測精度の向上がはかられてきた。第一の方法は、測定用分光器の装置関数を極限的に狭くする方法である。すなわち、長焦点距離化、回折格子の複数化及びマルチパス化等がなされてきた³⁻⁷⁾。第二の方法は、計測用の分光器の装置関数と観測スペクトルからデコンボリューション処理⁸⁻¹¹⁾によりレーザースペクトルを求める方法である。現状において、第一の方法では装置のサイズの大型化による機械的な不安定性等が計測精度を悪化させ、必要な分解能が得られない。そこで、第二の方法の採用が考えられる。し

かし、これまで第二の方法による装置関数の測定精度と計測ノイズが $\Delta\lambda_{95\%E}$ の評価値にどれだけ影響するか詳しい検討はなされていない。

本研究では、狭帯域KrFエキシマレーザーのスペクトルプロファイルの $\Delta\lambda_{95\%E}$ を上記第二の方法により評価する方法について検討した。すなわち、計測用分光器の装置関数を高精度に測定する技術と装置関数の安定化技術を確立した。さらに、デコンボリューション処理での測定ノイズと装置関数の変動がスペクトルプロファイルの評価値に及ぼす影響を調べた。これらにより、目標とするレーザースペクトルプロファイルの計測精度を得るための条件を定量的に明らかにした。

2. 方法と実験

2.1 スペクトル測定法

一般に、分光計測されたデータは、測定系によって歪を受けて観測され、それがデータの分解能を制限している。歪を与える装置関数がデータ全体にわたって不変であれば、デコンボリューションと呼ばれる装置関数の逆関数操作を測定データに施すことによって、歪のない信号が回復され、分解能が向上する。

今、分光器により観測されたスペクトル $g(\lambda)$ は、その分光器の装置関数 $h(\lambda)$ と入力された入力スペクトル $f(\lambda)$ のコンボリューション積分で表現することができる^{8,9)}。

$$g(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)h(\lambda - \tau)d\tau \equiv f(\lambda) \otimes h(\lambda) \quad (1)$$

ここで、 $\otimes$ はコンボリューション記号

デコンボリューション処理はコンボリューション積分の逆操作の処理であり、装置関数 $h(\lambda)$ と観測スペクトル $g(\lambda)$ から、入力スペクトル $f(\lambda)$ を求めることができる。(1)式において、分光器に δ 関数を入力できたとすると観測スペクトル $g(\lambda)$ は、装置関数 $h(\lambda)$ と等しくなる。

本研究では、以下の手順でエキシマレーザーのスペクトルを求めた。まず、スペクトル線幅が十分に狭く、 δ 関数とみなすことができるコヒーレント光を分光器に入力し、コヒーレント光の観測スペクトルを計測する。この場合の観測スペクトルは装置関数となり、分光器の装置関数 $h(\lambda)$ の実測値が得られる。次に、この分光器に、スペクトル $f(\lambda)$ のエキシマレーザー光を入射すると観測スペクトル $g(\lambda)$ が得られる。 $h(\lambda)$ を用いて $g(\lambda)$ のデコンボリューション処理を行うことにより信号回復されたスペクトル $f'(\lambda)$ を求めることができる。

2.2 分光器とコヒーレント光源

スペクトル計測に使用した分光器の装置関数の測定システムをFig. 1に示す。この分光器及びコヒーレント光源を熱的に安定化させるために、循環空気温度を $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以内に安定化させたサーマルチャンバ(朝日工業社製、KMT105)の中に、分光器と装置関数測定用のコヒーレン

Fig. 1 Spectral measurement system to determine the instrumental function of the spectrometer and the spectral characteristics of the KrF laser.

ト光源を設置した。分光器にはCzerny-TurnerマウントのJovan Yvon社製のTHR1500*を使用し、コヒーレント光源にはシングル縦モードのアルゴンイオンレーザーの第2高調波光を発生するレーザー装置(S/F Ar⁺SHG) (Coherent社製、Innova300Fred)を使用した。

THR1500には焦点距離 $f = 1500$ mmの凹面ミラーと溝本数3600 groove/mm (幅110 mm × 高さ80 mm)のホログラフィック回折格子を搭載した。回折次数は二次光とし、二回gratingで回折させる方式のダブルパスを選択した。この場合の回折格子による理論分解能は 1.6×10^6 ($2^2 \times 3600 \times 110$)、すなわち波長248 nmでの波長分解能は0.16 pmであった。回折像の検出は、5倍拡大Lens#2を介して、浜松ホトニクス社製(IMD C4561-301)イメージインテンシファイア付きリニアアレーセンサにより検出した。そのリニアアレーセンサは512 ch, 1 ch当りの幅は25 μm であった。その結果逆線分散値は3.28 pm/mmで、リニアアレーセンサのチャンネル間の波長間隔は0.082 pm/chとなった。光強度の読み込みは16 bit ADコンバータを搭載したデータ処理ユニットを介してパーソナルコンピュータで処理した。レーザー光のサンプリングは合成石英の光ファイバを介して行った。光ファイバを透過したサンプル光は、Lens#1を介して、THR1500の入射Slit(幅7 μm)を照明した。リニアアレーセンサの露光時間は0.2秒で、100から1000回連続でデータ収集した。これらのデータから、光を入射させない時のダークカウントを差し引いて最終的な測定データとした。S/F Ar⁺SHGでは第2高調波の波長として248.25 nmを選択し、KrFエキシマレーザーと同じ波長となるようにした。その時のスペクトル線幅(FWHM)は、0.001 pm以下であった。これは計測用分光器の装置関数(0.31 pm:後述)と比べて十分に小さく、 δ 関数とみなすことができる。測定時のS/F Ar⁺SHGの出力は5 mWとした。

* Very high resolution grating monochromator model THR1500 operating instructions

2.3 KrFエキシマレーザーのスペクトル計測システム

スペクトルの測定に使用したKrFエキシマレーザーはギガフォトン社製KLES-G10Kであり、測定条件は以下のように設定した。Kr2.3%濃度、バッファガスNe、全圧3000~4000 hPa、F₂分圧6.0 hPa、および繰り返し周波数1000 Hzの条件下で、パルスエネルギー10 mJ、波長248.386 nmとなるように安定化させた¹²⁾。エキシマレーザーから出射されたレーザー光はディフューザを介して、レンズによって集光し、その光をこのレンズの焦点に配置した光ファイバの端面に入射させた。観測スペクトルの測定時に含まれるノイズがデコンボリューション処理後のスペクトルプロファイルに及ぼす影響を調べるために、観測スペクトルのデータサンプリングを次のように行った。すなわち、観測されたスペクトルのノイズレベルを変化させるために、リニアアレーセンサの連続サンプリング回数を1から100の範囲で変化させてデータセットを得た。

2.4 デコンボリューション処理の手順

デコンボリューション処理法としては、多くの方法⁸⁾が提案されている。ノイズの影響が少なく、従来の線形法に比べて誤差が少ない非線形な反復計算法であるGold's ratio法⁸⁾を採用した。この方法は、観測スペクトル $g(\lambda)$ と反復計算により得られた k 回目の観測スペクトル $g^{(k)}(\lambda)$ の比と反復計算により得られた k 回目得られたデコンボリューションスペクトル $f^{(k)}(\lambda)$ との積 $(=f^{(k)}(\lambda) \cdot g(\lambda)/g^{(k)}(\lambda))$ により次のデコンボリューションスペクトル波形 $f^{(k+1)}(\lambda)$ を求める方法である。また、ノイズの影響を小さくするために自己相関と相互相関のプレフィルタを使用した^{8,9)}。また、観測スペクトル $g(\lambda)$ と装置関数 $h(\lambda)$ は前述のリニアアレーセンサのチャンネル毎のカウント値から求め、観測スペクトルデータ $g(\lambda_i)$ と装置関数データ $h(\lambda_i)$ とした。

反復計算における収束の状態のモニタとして各測定波長での誤差のRMS値(E_r^k)と誤差の総和の平均値(E_d^k)を用いた。観測スペクトル $g(\lambda)$ の95%エネルギー幅の範囲内の E_r^k および E_d^k は次式により求めた。

$$E_r^k = \sqrt{\left(\frac{1}{N}\right) \sum_{i=N_1}^{N_2} \left(\frac{g(\lambda_i) - g^{(k)}(\lambda_i)}{I_{\max}} \right)^2} \quad (2)$$

$$E_d^k = \left(\frac{1}{N} \right) \sum_{i=N_1}^{N_2} \left(\frac{g(\lambda_i) - g^{(k)}(\lambda_i)}{I_{\max}} \right) \quad (3)$$

ここで k は反復回数、 N_1 と N_2 は観測スペクトル $g(\lambda_i)$ の95%エネルギー幅の開始と終わりのデータ点番号、 $N(=N_2 - N_1 + 1)$ はデータの点数、 $I_{\max}$ は $g(\lambda_i)$ の最大カウント数、 $g^{(k)}(\lambda_i) = f^{(k)}(\lambda_i) \otimes h(\lambda_i)$ 、 $f^{(k)}(\lambda_i)$ は、反復回数 k のときのデコンボリューション後のスペクトルである。この E_r^k と E_d^k が所定の値以下になった時に反復計算を中止し、その時のデコンボリューションスペクトル $f^{(k)}(\lambda_i)$ をレーザーのスペクトル $f^*(\lambda_i)$ とした。

このスペクトル計測システムのシステムノイズのカウント数(N_{sys})は、ダークカウントによるノイズ(N_{dark})とさまざまな入射光強度の場合のショットノイズ(N_{shot})を予め計測することにより、見積もることができる。 N_{dark} は、センサへの入射強度に依存しないノイズであり、データの読み込みノイズ(N_{read})と熱ノイズ(N_{thermal})からなっている($N_{\text{dark}} = \sqrt{N_{\text{read}}^2 + N_{\text{thermal}}^2}$)。

一方、 N_{shot} はセンサに入射する光強度 I_{sig} に依存するノイズである。 N_{shot} は次式のように入射光強度 I_{sig} の平方根に比例する¹³⁾。

$$N_{\text{shot}} = K \sqrt{I_{\text{sig}}} \quad (4)$$

ここで、 K は定数。また、光強度 I_{sig} 、平均回数 M におけるシステムノイズの標準偏差値 $N_{\text{sys}}(I_{\text{sig}})$ は以下の式によって求められる。

$$N_{\text{sys}}(I_{\text{sig}}) = \sqrt{\frac{(N_{\text{dark}}^2 + N_{\text{shot}}^2)}{M}} \quad (5)$$

また、観測スペクトルデータ $g(\lambda_i)$ のスペクトル純度幅の範囲内の、ノイズの標準偏差値 $N_{95\%E}$ は次式により求めた。

$$N_{95\%E} = \sqrt{\left(\frac{1}{N}\right) \sum_{i=N_1}^{N_2} \left(\frac{N_{\text{sys}}(g(\lambda_i))}{I_{\max}} \right)^2} \quad (6)$$

デコンボリューション処理の反復計算は観測スペクトルのスペクトル純度幅範囲内の E_r^k と E_d^k 値を求め、以下の二つの条件を同時に満たすときに終了させた。

$$E_r^k \leq N_{95\%E} \quad (7)$$

$$|E_d^k| \leq N_{95\%E}/5 \quad (8)$$

(7)および(8)式の収束条件に設定したのは、以下の3点の理由からである。(a)誤差のRMS値 E_r^k が見積もったノイズの標準偏差値 $N_{95\%E}$ 以下になるまで反復計算を行う必要があること、(b)計測時のノイズはランダムであることから、誤差の総和 E_d^k が0にできるだけ近い値になる必要があること(c)反復回数を増やしすぎて信号回復をしても、ノイズの影響を大きく受けて意味のある収束は得られない。

3. 実験結果と解析

3.1 計測ノイズ

Fig. 2にリニアアレーセンサに入射した光強度のカウント数 I_{sig} とシステムノイズのカウント数 N_{sys} の関係を示す。システムノイズの測定は、リニアアレーセンサへのレーザー光の入射光強度を変化させて行った。すなわち、所定の平均回数 M および各々の入射光強度の条件で、リニアアレーセンサのデータを複数回計測し、チャンネル毎に平均値と標準偏差値(σ)を求め、それぞれを入射した光強度 I_{sig} とシステムノイズのカウント数 N_{sys} としてプロットした。菱形及び四角のプロットはそれぞれサンプル数 $M=1$

Fig. 2 Relation between the incident light intensity I_{sig} on the linear array sensor and the measurement system noise N_{sys} .

及び $M = 100$ の時のプロットである。両プロットともに、入射光強度が10カウント付近まではセンサノイズは一定であるが、10よりも大きくなるとセンサノイズは I_{sig} の平方根に比例して増加した。この結果は、カウント数が10以下では入射光強度に依存しないダークノイズ N_{dark} (読み込みノイズと熱ノイズ) が支配的であり、10以上においては入射光強度の平方根に比例するショットノイズ N_{shot} が支配的であることを示している。また、平均回数が1と100で比較するとセンサノイズは1/10に減少した。これは、ノイズはランダムであることから平均回数の平方根にノイズが比例し、予測された結果となった。実線はこれらプロットにフィッティングした関数を示す。その関数は(4)及び(5)式から以下の計算式で表された。

$$N_{\text{sys}}(I_{\text{sig}}) = \sqrt{\frac{N_{\text{dark}}^2 + K^2 I_{\text{sig}}}{M}} \quad (9)$$

ここで、フィッティングにより $N_{\text{dark}} = 6$ 、 $K = 3.7$ の値が得られた。

今回計測した測定系のシステムノイズ N_{sys} は、予想通り N_{dark} と N_{shot} と平均回数 M によって決まっている。すなわち、前もってこの測定系の N_{dark} および K を計測しておくことによって、 I_{sig} 及び M から N_{sys} を見積もることができる。なお、 $N_{\text{dark}} = 6$ は、リニアアレーセンサのダークノイズ特性の仕様値 (= 5.7) と比べると妥当な値であった。

3.2 計測したレーザースペクトルと装置関数

Fig. 3に、スペクトルプロファイルとTHR1500の装置関数のプロファイルを示す。計測時のKrFエキシマレーザー (KLES-G10) の発振条件は、1000 Hz、10 mJ、 F_2 分圧 6 hPaとした。KrFエキシマレーザーのスペクトル測定は100回連続でサンプリングし平均化した。観測スペクトルのピーク値は $I_{\text{max}} = 36500$ countsであった。白四角及び白丸はそれぞれ観測 (observed) スペクトルプロファイルと、デコンボリューション処理後のスペクトルプロファイルを示す。観測スペクトルの $\Delta\lambda_{1/2}$ は0.89 pmであった。デコンボリューション処理後のスペクトルプロファイルの $\Delta\lambda_{1/2}$ と $\Delta\lambda_{95\%E}$ はそれぞれ0.68 pmと2.05 pmであった。白三角はS/F Ar⁺SHGによって測定された装置関数 $h_T(\lambda)$ のプロファ

Fig. 3 The instrumental function of the THR1500 and spectra of the KrF excimer laser (KLES-G10K) at $M = 100$ and $I_{\text{max}} = 36520$.

イルを示す。露光時間0.2秒、1000回連続でデータ収集し、チャンネル毎に平均化した。半値全幅及び純度幅はそれぞれ0.31 pm及び2.9 pmとなり、Lorentz関数と大略同じ形状となった。

装置関数測定時にはTHR1500とS/F Ar⁺SHGを恒温チャンバ内に配置し、このサーマルチャンバ内の循環空気温度を $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以内に制御することにより、S/F Ar⁺SHGとTHR1500の筐体温度を $\pm 1^\circ\text{C}$ 以内に維持することができた。これにより、温度変化によるTHR1500の結像特性の変化とS/F Ar⁺SHGのシングル縦モードの変化を抑えた。Fig. 4にスペクトル計測に使用したTHR1500の装置関数の長期安定性を示す。装置関数の安定性の計測は、5分毎に露光時間0.2秒、100回連続でデータ収集し、チャンネル毎に平均化した。60時間にわたって、装置関数の広がり幅を調べた。その結果、装置関数の半値全幅は0.31 pm、その標準偏差値 (σ) は0.0046 pmであった。純度幅の安定性の評価として、 $1/e^2$ 幅の変動を調べた。 $1/e^2$ 幅は0.66 pmその標準偏差値 (σ) は 0.0086 pmであった。すなわち、THR1500の装置関数の半値幅および $1/e^2$ 幅の変動幅は、ともに $\pm 1.5\%$ 以内に抑制することができた。

Fig. 4 The long-term stability of the instrumental function of the THR1500.

4. 計測ノイズ影響のシミュレーション

このスペクトル測定法のデコンボリューション処理後において、スペクトルプロファイルに及ぼす計測ノイズと装置関数の変動の影響を調べるために、以下のようなシミュレーション計算を行った。

スペクトルプロファイルの形状のデコンボリューション処理への影響を評価するために、入力スペクトル $f_{\text{input}}(\lambda)$ は次のような関数とした。すなわち、(a)Gauss関数、(b)実際に計測されるスペクトルに近いVoigt関数、(c)Lorentz関数の3つの典型的関数と仮定した。 $\Delta\lambda_{1/2}$ と $\Delta\lambda_{95\%E}$ の比は、Gauss関数で最大、Lorentz関数で最小、Voigt関数ではそれらの間にある。Gauss関数 $f_{\text{Gauss}}(\lambda)$ およびLorentz関数 $f_{\text{Lorentz}}(\lambda)$ は、それぞれの半値半幅を $\Delta\lambda_G$ および $\Delta\lambda_L$ として、次のように表される。

$$f_{\text{Lorentz}}(\lambda) = \frac{1}{1 + (\lambda/\Delta\lambda_L)^2} \quad (10)$$

$$f_{\text{Gauss}}(\lambda) = \exp\left[-\ln 2(\lambda/\Delta\lambda_G)^2\right] \quad (11)$$

Voigt関数 $f_{\text{Voigt}}(\lambda)$ はLorentz関数 $f_{\text{Lorentz}}(\lambda)$ とGauss関数 $f_{\text{Gauss}}(\lambda)$ のコンボリューション積分で表される⁸⁾。

$$f_{\text{Voigt}}(\lambda) = f_{\text{Lorentz}}(\lambda) \otimes f_{\text{Gauss}}(\lambda) \quad (12)$$

ここで、 $\Delta\lambda_L$ 及び $\Delta\lambda_G$ の値を調整することによって、 $f_{\text{Voigt}}(\lambda)$ の $\Delta\lambda_{1/2}$ 及び $\Delta\lambda_{95\%E}$ の値を調節することができる。スペクトルのエネルギー集中度の違いによる評価を行うため、入力スペクトル $f_{\text{input}}(\lambda)$ は $\Delta\lambda_{1/2}$ が0.2から1.0 pm、 $\Delta\lambda_{95\%E}$ が0.50から3.0 pmの範囲となるようなLorentz関数、Voigt関数及びGauss関数とした。

分光器THR1500の装置関数は、1000回平均化して計測した装置関数 $h_T(\lambda)$ とした。その装置関数の半値全幅は0.31 pmであった。装置関数 $h_T(\lambda)$ のノイズレベルは、デコンボリューション処理後に信号回復されたスペクトルに影響を及ぼさないレベルであることをあらかじめ確認した。観測スペクトルのノイズの影響を調べるときは、この装置関数 $h_T(\lambda)$ を一定として計算した。

観測スペクトルのノイズの影響を調べるために試験関数を作成した。ノイズの無い試験関数 $g_0(\lambda)$ は、次式で表される。

$$g_0(\lambda) = I_{\text{max}} \cdot f_{\text{input}}(\lambda) \otimes h_T(\lambda) \quad (13)$$

ここで、 I_{max} は最大値のカウンタ数ノイズを含んだ擬似的な関数 $g_N(\lambda)$ は $g_0(\lambda)$ にノイズ $n(\lambda)$ を加えることにより与えられる。

$$g_N(\lambda) = g_0(\lambda) + n(\lambda) \quad (14)$$

ここで、ノイズ $n(\lambda)$ は、(9)式を用いて次式のように表される。

$$n(\lambda) = R \sqrt{(6^2 + 3.7^2 g_0(\lambda)^2)} / M \quad (15)$$

ここで、 R は正規分布を持った中心を0とする標準偏差

値1の乱数である。

この擬似的な観測スペクトル $g_N(\lambda)$ と装置関数 $h_T(\lambda)$ から、2.4節に記述したデコンボリューション処理によって得られたスペクトル $f(\lambda_i)$ を算出し、このスペクトルプロファイルの半値全幅($\Delta\lambda'_{1/2}$)と95%エネルギー幅($\Delta\lambda'_{95\%E}$)を計算した。

5. 考 察

この節では、観測スペクトルに含まれるノイズと装置関数の変動が $\Delta\lambda'_{95\%E}$ に及ぼす影響を評価する。

まず、Fig. 3の場合について、ノイズがスペクトル評価にどのように影響するかについて検討した。Fig. 5に観測スペクトルの最大カウンタ数が36000~37000時の $\Delta\lambda'_{95\%E}$ の平均回数依存性の関係を示す。黒四角形のプロットは F_2 分圧6 hPa時の $\Delta\lambda'_{95\%E}$ を示す。白四角形のプロットはそれぞれ $\Delta\lambda_{1/2} = 0.68$ pm、 $\Delta\lambda_{95\%E} = 2.02$ pmのVoigt関数に平均回数 M に応じてノイズを付加した擬似的な観測スペクトル $g_N(\lambda)$ と装置関数 $h_T(\lambda)$ から得られたデコンボリューション処理後の $\Delta\lambda'_{95\%E}$ を示す。シミュレーション結果と実験結果の $\Delta\lambda'_{95\%E}$ は、絶対値として一致するとともに、 M が増加するに連れて減少するという傾向も一致した。シミュレーションでの入力値とした $\Delta\lambda_{95\%E} = 2.02$ pmに対して、 $M = 100$ でのシミュレーション後の値は $\Delta\lambda'_{95\%E} = 2.05$ pmであり、この平均回数では誤差は1.5%となって、十分目標精度に達している。なお、 $\Delta\lambda_{1/2}$ の M 依存性はシミュレーション結果と実験結果ともにほとんどなかった。この結果は $\Delta\lambda'_{95\%E}$ がノイズの影響を受けやすいことを示している。

上記のように、実際の観測スペクトルに含まれるノイズの $\Delta\lambda'_{1/2}$ と $\Delta\lambda'_{95\%E}$ に及ぼす影響がシミュレーションでも再現できることが確認されたので、様々な $\Delta\lambda_{1/2}$ と $\Delta\lambda_{95\%E}$ の値に対して、ノイズの $\Delta\lambda'_{95\%E}$ に及ぼす影響をシミュレーションにより調べた。

Fig. 6には、入力スペクトルの $\Delta\lambda_{95\%E}$ に対しての、 $\Delta\lambda_{95\%E}$ とデコンボリューション処理後のスペクトル純度幅の差 $\delta(\Delta\lambda_{95\%E}) (= \Delta\lambda'_{95\%E} - \Delta\lambda_{95\%E})$ の関係を示す。平均回数 $M = 1$ と100の場合を比べると $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ は $M = 100$ の場合の

Fig. 5 Relation between average number M and the deconvolved $\Delta\lambda'_{95\%E}$.

Fig. 6 Relation between the input spectral width $\Delta\lambda_{95\%E}$ and the difference between deconvolved spectral width $\Delta\lambda'_{95\%E}$ and input spectral width $\Delta\lambda_{95\%E}$, $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ ($=\Delta\lambda'_{95\%E} - \Delta\lambda_{95\%E}$), at $I_{\max} = 36500$.

Fig. 7 Influence of fluctuations ($\pm 1.5\%$) of spectral width of the instrumental function on the relation between the input spectral $\Delta\lambda_{95\%E}$ and $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ at $I_{\max} = 36500$.

方が0に近づき、計測精度が向上した。すなわち3つの関数ともに $M=1$ の場合 $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ は $\pm 5\%$ の範囲を大きく超えたが、 $M=100$ 、 $\Delta\lambda_{95\%E}$ が $1\sim 3$ pm の範囲では $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ は $\pm 5\%$ の範囲内に収まった。100回の平均化により $\Delta\lambda'_{95\%E}$ の測定の信頼性が大きく改善されることが示された。

次に、装置関数の幅の変動が $\Delta\lambda'_{95\%E}$ に及ぼす影響を調べた。3.2節の結果から、計測用分光器の装置関数の変動は $\pm 1.5\%$ の範囲内にあるとした。装置関数 $h_T(\lambda)$ に対して幅が $+1.5\%$ 広げた関数と -1.5% 狭くした装置関数 $h_{Tm}(\lambda)$ を求めた。この $h_{Tm}(\lambda)$ と入力スペクトル $f_{\text{input}}(\lambda)$ のコンボリューション積分によりノイズが含まれない観測スペクトル $g_0'(\lambda)$ を算出した。ノイズは平均回数 $M=100$ の条件として (12) と (13) 式からノイズを添加した観測スペクトル $g_N'(\lambda)$ を求めた。この擬似的な観測スペクトル $g_N'(\lambda)$ と元の装置関数 $h_T(\lambda)$ から、2.1節に記述したデコンボリューション処理によって得られたスペクトル $f'(\lambda_i)$ を算出し、このスペクトルプロファイルの半値全幅 ($\Delta\lambda'_{1/2}$) とスペクトル純度幅 ($\Delta\lambda'_{95\%}$) を計算した。Fig. 7には、装置関数の幅の

変化 ($\pm 1.5\%$) が $\Delta\lambda_{95\%E}$ と $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ の関係に及ぼす影響を示す。 $\Delta\lambda_{95\%E}$ が 1.4 pm から 3 pm の範囲において、 $\delta(\Delta\lambda_{95\%E})$ は $\pm 5\%$ 以下となった。しかし、 $\Delta\lambda'_{95\%E}$ は $\Delta\lambda'_{1/2}$ に比べて装置関数の幅の変化の影響を受けやすい結果となった。これは、本研究で用いた装置関数の純度幅が 2.9 pm と広いために、その幅の変動がデコンボリューション処理後の $\Delta\lambda'_{95\%E}$ に大きく影響することによるものである。

最後に、計測ノイズ低減の方策を明らかにするために、最大カウント数と平均回数 M に関して考察する。今回計測に使用したスペクトル計測システムのシステムノイズ N_{sys} は、3.1節に述べたように扱われる。それによれば、カウント数が大きい場合は $N_{\text{dark}} \ll N_{\text{shot}}$ として (11) 及び (13) 式から、観測波形に含まれる $n(\lambda)$ と最大光強度 $I_{\max}$ の比 $n_r(\lambda)$ ($=n(\lambda)/I_{\max}$) は以下の式で表される。

$$n_r(\lambda) \approx R \sqrt{\frac{3.7^2 f_{\text{input}}(\lambda) \otimes h_T(\lambda)}{I_{\max} \cdot M}} \quad (16)$$

(14) 式から、入力スペクトルと装置関数が変わらないとすれば、観測スペクトルに含まれるノイズの割合は $I_{\max}$ と平均回数 M の積 $I_{\max}M$ で決定される。目標の計測精度 $\pm 5\%$ を達成するための条件は平均回数 $M=100$ 、 $I_{\max} = 36500$ であり $I_{\max}M$ 値は 3.65×10^6 となる。この $I_{\max}M$ 値を管理することにより、目標の測定精度を達成することができる。しかし、たとえば $I_{\max} = 3650$ の場合平均回数 $M=1000$ が必要となる。この場合、スペクトルを計測する時間が 40 秒から 400 秒に増加する。この計測時間が長くなることは、エキシマレーザーの量産工場では検査工程上で問題となる。実際的には $I_{\max}M = 3.65 \times 10^6$ を一定として平均回数は $70\sim 200$ の範囲で計測することにより目標の測定精度 $\pm 5\%$ を得ることができる。

6. まとめ

本論文では、リソグラフィー用 KrF 狭帯域エキシマレーザーのスペクトルプロファイルを高精度に計測評価するための技術開発を行った。目標は、KrF エキシマレーザーのスペクトルプロファイルのスペクトル純度幅 $\Delta\lambda_{95\%E} \leq 2$ pm に対して、 $\pm 5\%$ 以内の測定精度を実現するための条件を明らかにすることである。本研究により、以下の成果を得た。

- (1) スペクトル幅が極限的に狭いシングル縦モードのアルゴンレーザーの第二高調波光 (S/F Ar⁺SHG) を用いることにより分光器の装置関数を高精度に計測することを可能にした。
- (2) 分光器と S/F Ar⁺SHG を、 $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以内に温度制御された容器内に配置することにより、熱的に安定化させた。その結果、分光器の装置関数の $\Delta\lambda_{1/2}$ と $\Delta\lambda_{95\%E}$ の評価値を $\pm 1.5\%$ 以内の変動幅で安定化させることができた。
- (3) 本研究で開発した計測システムにおいて、スペクトル測定における最大カウント数と平均回数の積 $I_{\max}M$ 値を 3.65×10^6 以上とし、同時に分光器の装置関数の安定性を (2) のように維持することにより、KrF エキシマ

レーザーの $\Delta\lambda_{95\%E}$ を $\pm 5\%$ の測定精度で計測することが可能である。このことは、Gauss関数からLorentz関数までの広い関数形に対して、 $\Delta\lambda_{95\%E}$ が 1.4 pm から 3 pm の範囲で成立することを示した。

参考文献

- 1) P. Yan, O. Qian, J. Langston, and P. Leon: *Proc. Optical Microlithography V SPIE 1674*, 1992 (SPIE, San Jose USA 1992) p. 316.
- 2) A. Kroyan, J. Bendik, O. Sempres, N. Farrar, and C. Rowan: *Proc. Optical Microlithography XIII SPIE 4000*, 2000 (SPIE, Santa Clara USA 2000) p. 658.
- 3) H. Nubbemeyer and B. Wende: *Appl. Phys.* **23** (1980) 259.
- 4) O. Gustafsson and P. Lindblom: *Appl. Opt.* **27** (1988) 147.
- 5) V. Mazzacurati et al: *J. Phys. E.* **21** (1988) 798.
- 6) I. V. Fomenkov and R. L. Sandstrom: *Proc. Optical Microlithography VI SPIE 1927*, 1993 (SPIE, San Jose USA 1993) p. 744.
- 7) A. I. Ershov, G. G. Padmabandu, J. Tyler, and P. P. Das: *Proc. Optical Microlithography XII SPIE 3677*, 1999 (SPIE, Santa Clara USA 1999) p. 611.
- 8) P. A. Jansson: *Deconvolution of Images and Spectra*, 2nd edition (Academic Press, 1997), Chap. 2, 3 and 4.
- 9) 中村 収, 河田 聡, 南 茂夫: *分光研究* **35** (1986) 218.
- 10) O. Wakabayashi, T. Enami, T. Ohta, H. Tanaka, H. Kubo, T. Suzuki, K. Terashima, A. Sumitani, and H. Mizoguchi: *Proc. Optical Microlithography XII SPIE 3679*, 1999 (SPIE, Santa Clara USA 1999) p. 1058.
- 11) T. Suzuki, T. Nakaike, O. Wakabayashi, and H. Mizoiguchi: *Proc. Optical Microlithography XIII SPIE 4000*, 2000 (SPIE, Santa Clara USA 2000) p. 1452.
- 12) T. Enami, O. Wakabayashi, T. Nishisaka, N. Suzuki, T. Nire, and H. Mizoguchi: *Proc. Optical Microlithography XI SPIE 3334*, 1998 (SPIE, Santa Clara USA 1998) p. 1031.
- 13) A. Yariv (多田 邦雄, 神谷 武雄 共訳): *光エレクトロニクスの基礎* (丸善, 1974) p. 265.