

TEM-EELS を用いた LSI の 局所誘電関数の評価

Measurement of Local Dielectric Function of LSIs Using TEM-EELS

阿南 義弘^a, 高口 雅成^a, 朝山匡一郎^b,
木本 浩司^c, 松井 良夫^c

Yoshihiro Anan, Masanari Koguchi, Kyoichiro Asayama,
Koji Kimoto and Yoshio Matsui

^a株式会社日立製作所中央研究所

^b株式会社ルネサステクノロジ

^c独立行政法人物質・材料研究機構

要旨 LSI の配線層間膜には低誘電率膜が用いられてきているが、プロセス加工時のダメージにより層間膜の誘電率が上昇するという課題があった。このため、デバイス中の局所領域での誘電率をナノメートルオーダーの空間分解能で評価する技術が求められている。局所領域の誘電特性の評価技術として、電子顕微鏡を用いた電子エネルギー損失分光法が (TEM-EELS) 知られている。従来、屈折率が既知の材料では誘電関数の測定が可能であったが、未知物質には適用できなかった。本報では、未知物質に対応するための計測法の検討および本手法をダメージのある Low-k 材に適用した結果について報告する。

キーワード：透過電子顕微鏡，電子エネルギー損失分光法，誘電関数，低誘電率膜

1. はじめに

半導体デバイスの高速化・高集積化に伴い、配線における信号遅延がデバイス動作を律速する問題が顕在化しつつある¹⁾。配線における信号遅延は配線抵抗および層間膜容量の積に比例することから、信号遅延を低減させるために、従来の Al より低抵抗な Cu 配線や SiO₂ より低誘電率な SiOC 層間膜 (Low-k 膜) が用いられてきている^{2~5)}。Low-k 膜はドライエッチング加工、アッシング加工、CMP 加工等のプロセス加工ダメージを受けやすく、また Cu 元素の Low-k 膜中への拡散により誘電率が上昇し、配線における信号遅延を実効的に低減することが困難であった⁶⁾。このような加工工程途中の誘電率を評価することは、プロセス条件への早期

フィードバックによるデバイス開発期間の短縮および半導体デバイスの信頼性向上のために、非常に重要である。半導体デバイス中のナノメートルオーダーの局所領域での誘電関数計測法として、透過電子顕微鏡 (TEM: Transmission Electron Microscope) に搭載したエネルギー損失分光法 (EELS: Electron Energy Loss Spectroscopy) が知られている^{7~13)}。EELS を用いた誘電関数の計測法では、屈折率が既知の材料に適用し、光学計測結果と非常によく一致した結果が得られている¹⁴⁾。しかしながら、屈折率が未知の材料に対しては適用出来ていなかった。本報では、未知物質に適用可能性のある電子散乱理論式^{15~17)}に着目し、測定ばらつきごの要因と Low-k 材評価への適用性を検討した結果について紹介する。

2. EELS を用いた誘電関数計測法

2.1 一般的な誘電関数計測法

本章では EELS を用いた一般的な誘電関数計測法について述べる。

電子エネルギー損失スペクトルは、一般にローロススペクトルと呼ばれる低エネルギー側の価電子励起スペクトルとコアロススペクトルと呼ばれる高エネルギー側の内殻電子励起によるスペクトルに大別される。内殻電子励起によるコアロススペクトルは、元素に固有のエネルギーピークを有するため、元素分析に用いられている¹⁸⁾。ローロススペクトルは、固体内価電子励起による電子エネルギーロスのスペクトルであり、誘電関数の計測ではこの領域のスペクトルを用いる⁷⁾。図 1 (a) にローロススペクトルから誘電関数 $\epsilon(\omega)$ を得るための一般的な手順を示す⁷⁾。ここで、 ω はエネルギーを失った電子の周波数を表す。最初に、ローロススペクトルから非弾性散乱電子のみのスペクトル強度を得るために、ゼロロスと呼ばれる弾性散乱電子の強度 (ゼロロス強度) を取り除く (第一ステップ)。次に、試料が非常に薄い場合を除き、計測されるローロススペクトルには非弾性散乱電子による多重散乱の効果が含まれており、この多重散乱の効果を除去して単一散乱電子のみ寄与するスペクトル $SSD(\omega)$ を導出する (第二ステップ)。多重散乱の効果を除去する方法として、ローロススペクトルでは Fourier-Log Deconvolution 法、コアロススペクトルでは Fourier-Ratio Deconvolution 法が用いられる⁷⁾。そして、第二ステップで得られた単一散乱スペクトル $SSD(\omega)$ から損失関数 $Im[-1/\epsilon(\omega)]$ を導出する。損失関数 $Im[-1/\epsilon(\omega)]$ と単一散乱スペクトル $SSD(\omega)$ は (1) 式の関係があり、(2) 式に示すアパーチャー関数 $Ap(\omega)$ と (3) 式または (4) 式に示す損失関数の絶対値を得るための規格化因子 A を用いることで、損失関数が導出される (第三ステップ)。(4) 式中の振動数 ω_p は (5) 式により求められ、損失スペクトルに寄与する電子密度 n_e が分かっている必要がある。ここで、 β は取込み角、 θ_E は特性散乱角、 n は屈折率、 m は電子の質量、 e は電子の電荷量を表している。(3) 式の屈折率を用いた場合には単

^a 〒185-8601 東京都国分寺市東恋ヶ窪一丁目 280 番地
TEL: 042-323-1111; FAX: 042-327-7677
2009 年 5 月 20 日受付

一散乱スペクトルに $1/\omega$ を乗じるのに対して、プラズマ振動数を利用した手法では (4) 式に示すように単一散乱スペクトルに ω を乗じるため、高エネルギー側の強度に誤差がある場合にはその誤差を拡張することとなる。このため、屈折率を用いた (3) 式の方が、(4) 式のプラズマ振動数を利用した手法より計測誤差の影響を抑えるため、より正確な誘電関数を得る事が出来る¹⁴⁾。

$$\text{Im}[-1/\varepsilon(\omega)] = A \times \frac{\text{SSD}(\omega)}{Ap(\omega)} \quad (1)$$

$$Ap(\omega) = \int_0^\beta \frac{\theta d\theta}{\theta^2 + \theta_E^2} = \frac{1}{2} \text{Ln} [1 + (\beta/\theta_E)^2] \quad (2)$$

$$A = \frac{\frac{1-1/n^2}{2} \pi}{\int_0^\infty \frac{\text{SSD}(\omega) d\omega}{Ap(\omega) \omega}} \quad (3)$$

$$A = \frac{\frac{\pi}{2} \omega_p^2}{\int_0^\infty \omega \times \frac{\text{SSD}(\omega) d\omega}{Ap(\omega)}} \quad (4)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi \times n_e \times e^2}{m} \quad (5)$$

最後に、第三ステップにより導出された損失関数 (1) 式と (6) 式の Kramers-Kronig (K.K.) の関係式から $\text{Re}[1/\varepsilon]$ を求める (第四ステップ)。ここで、P はコーシーの主値積分を表す¹⁹⁾。誘電関数の実数部 ε_1 と虚数部 ε_2 は、それぞれ (7) 式、(8) 式で表され、損失関数 $\text{Im}[-1/\varepsilon]$ と (6) 式で求めた $\text{Re}[1/\varepsilon]$ から、誘電関数を得る事が出来る。K.K. 解析の詳細については、例えば参考文献¹⁹⁾ を参考頂きたい。

EELS で得られる誘電関数は入射電子に起因した電子分極によるものであり、光 (電磁波) の電場起因による分極とは厳密には異なるが、本研究では、 ω が 0 のときの誘電関数の実数部 $\varepsilon_1(0)$ を誘電率として取扱い、誘電率が既知試料の材料への適用性を検討した後、ダメージのある Low-k 材への適用を試みることにした。

$$\text{Re} \left[\frac{1}{\varepsilon(\omega)} \right] = 1 - \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \text{Im} \left[-\frac{1}{\varepsilon(\omega')} \right] \frac{\omega'}{\omega'^2 + \omega^2} d\omega' \quad (6)$$

$$\varepsilon_1(\omega) = \frac{\text{Re}[1/\varepsilon(\omega)]}{\{\text{Re}[1/\varepsilon(\omega)]\}^2 + \{\text{Im}[-1/\varepsilon(\omega)]\}^2} \quad (7)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\text{Im}[-1/\varepsilon(\omega)]}{\{\text{Re}[1/\varepsilon(\omega)]\}^2 + \{\text{Im}[-1/\varepsilon(\omega)]\}^2} \quad (8)$$

2.2 屈折率・電子密度が未知の物質への適用法

2.1 節記載の誘電関数計測フローにおいて、単一散乱スペクトルから損失関数を導出する場合、屈折率 n およびプラズマ振動数 ω_p を用いた手法を示した。しかしながら、この手法は、1 章で述べたようにダメージを受け屈折率や電子密度の分からなくなった物質に対しては、適用出来ない。屈折率が既知の試料において一部の箇所が変質して屈折率が変化した場合、変質部からスペクトルの強度は変化し、それを反映して、最終的には誘電関数にもその違いが顕在化するはずである。しかしながら、屈折率を用いた手法では、(3) 式に示すように、試料の屈折率が異なり単一散乱スペクトルの強度が異なった場合でも、この単一散乱強度の積分値と屈折率の値が整合 (自己整合) するように規格化因子 A が変化する。つまり、単一散乱スペクトル強度の変化量は規格化因子 A に取り込まれるため、最終的な誘電関数には反映されない。(4) 式のプラズマ振動数を利用した手法では、2.1 節でも述べたように、単一散乱スペクトルに ω を乗じるため、高エネルギー側の強度に誤差がある場合にはその誤差を増大させることとなる。誤差をすくなくするために、薄い試料からスペクトルを計測して多重散乱除去処理に伴う誤差を小さくすればよいが、この場合、表面プラズモンによる寄与が大きくなり、表面情報とバルク情報を切り分ける事が困難であった。

未知物質への適用法として、図 1 (b) に示すように、損失関数の導出に (9) 式の電子散乱理論式^{15~17)} を利用する方法が知られている。(9) 式中の a_0 はボーア半径、 m_0 は電子の静止質量、 v_0 は試料に入射する電子速度、 I_0 はゼロロス強度、 t は試料膜厚を表している。(9) 式に示すように、(9) 式右辺の分子は加速電圧のみに依存しており、規格化因子 A はこのエネルギー依存項をゼロロス強度と試料膜厚の積で規格化したものとなっている。試料中の変質部から得られるス

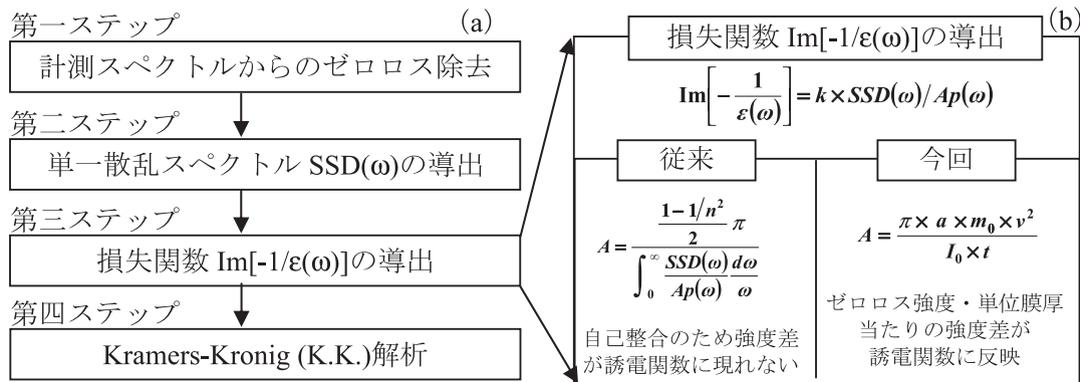


図 1 EELS を用いた一般的な誘電関数の計測フロー (a)、損失関数導出における従来の導出手法および今回検討した導出法 (b)

ベクトルの場合に対しては、その強度の変化量は、規格化因子 A に反映することになる。すなわち、(3) 式の屈折率を用いた手法とは異なり、その変化量を最終的に誘電率の違いとして検出できる可能性があると考えられる。(9) 式を用いた規格化処理による測定精度の低下要因は、後の 2.3 節で述べるが、単一散乱スペクトルに乗じる規格化因子 A に含まれる試料膜厚のばらつきである。このことから電子散乱理論式を用いた場合には、プラズマ振動数を用いた場合と比較して、測定誤差の要因を正確に把握できるため、高精度な計測が可能であると考えられる。

このような観点から、本研究では、(9) 式の電子散乱理論式を用いて屈折率が未知である物質への適用法を検討した。これまでも、電子散乱理論式を用いて未知物質へ適用した例が報告されている¹⁶⁾。(9) 式の電子散乱理論式を利用するためには、膜厚 t の情報が必要である。Isaacson は、水晶発振子を利用して得られた試料膜厚から (9) 式の電子散乱理論式を用いて誘電率を計測している。得られた誘電率の計測誤差は約 10% であるとの記載があり、誘電率測定に対しての精度は不十分である。Potapov らは、FIB (Focused Ion Beam) 加工を用いて角柱状の試料を作成し、スペクトル計測評価箇所の断面を計測している¹⁷⁾。局所領域での誘電率計測においては、電子線を照射した局所領域の膜厚計測が重要であり、前記の膜厚計測では、電子線を照射した局所領域の膜厚を正確に計測することは困難であると考えられる。また、(9) 式における膜厚 t は光学的な吸収膜厚であるため、物理的な膜厚を用いた場合には正確な規格化処理が出来ないものと考えられた。そこで、本研究では、電子散乱理論式に局所領域での光学膜厚値を用いて、未知物質への適用を検討した。電子線を照射した局所領域の膜厚を計測するために、EELS 測定で良く知られた (10) 式を適用することとした。光学吸収膜厚を求めるために、まず屈折率が既知の試料のスペクトルから (3) 式および (9) 式より膜厚を求め、次にその膜厚と (10) 式から光学膜厚に対応する平均自由行程 λ を基準として設けた。なお (10) 式中の t は膜厚、 λ は平均自由行程、 I_0 はゼロロスのビーム強度、 I_{total} は全体のスペクトル強度を表している。

屈折率が同じ試料から得られる損失関数は、(9) 式に示すように、膜厚が変化しても、基準とした平均自由行程と (10) 式から得られる膜厚とゼロロス強度により規格化されるため、同じものとなる。これに対し、試料中の変質部から得られる損失関数は、基準とした平均自由行程とは異なるため、(10) 式から得られる膜厚とゼロロス強度の線形関係が成り立たず、強度に違いが現れる。その結果、その変化量を最終的に誘電率の違いとして検出できる可能性があると考えた。

$$A = \frac{\pi \times a_0 \times m_0 \times v^2}{I_0 \times t} \quad (9)$$

$$t = -\lambda \times Ln \left(\frac{I_0}{I_{total}} \right) \quad (10)$$

2.3 測定精度についての要因分析

損失関数の導出に電子散乱理論式を用いた場合、(1)、(2) および (9) 式に含まれるパラメータから、測定ばらつきの要因は非弾性散乱電子の取込み角 β と試料膜厚 t となる。試料へ入射する電子の速度 (v) の変動量も考えられるが、透過電子顕微鏡で用いられる加速電圧に対する電圧変動は 10^{-6} 程度と非常に小さいため、無視できる。次に、取込み角度および試料膜厚が変化した場合の誘電率 $\epsilon_1(0)$ の変動量を計算により見積もった。計算方法は、次の通りである。まず、(1) (2) (9) 式を用いて、同じ単一散乱スペクトルから、取込み角および試料膜厚をそれぞれ独立に変化させて、損失関数を導出した。次に、得られた損失関数を K.K. 解析し、誘電率 $\epsilon_1(0)$ を算出した。

誘電率 $\epsilon_1(0)$ ばらつき ($\Delta\epsilon_1(0)/\epsilon_1(0)$) の取り込み角度依存性の計算結果を図 2 (a) に試料膜厚依存性の計算結果を図 2 (b) に示す。図 2 (a) の誘電率測定ばらつきの取込み角度 β 依存性から、基準とした取込み角度 4 mrad から ± 1 mrad 変化させた場合、誘電率はおよそ 5 ~ 10% 程度変化する事が予想された。ここで、4 mrad は、実験に使用している典型的な取込み角度である。次に、図 2 (a) の誘電率測定ばらつきの試料膜厚依存性から、試料の膜厚計測で 5% の誤差があった場合、誘電率が約 5% 変化する事が分かった。以上の計算結果から、誘電率計測において測定ばらつきを

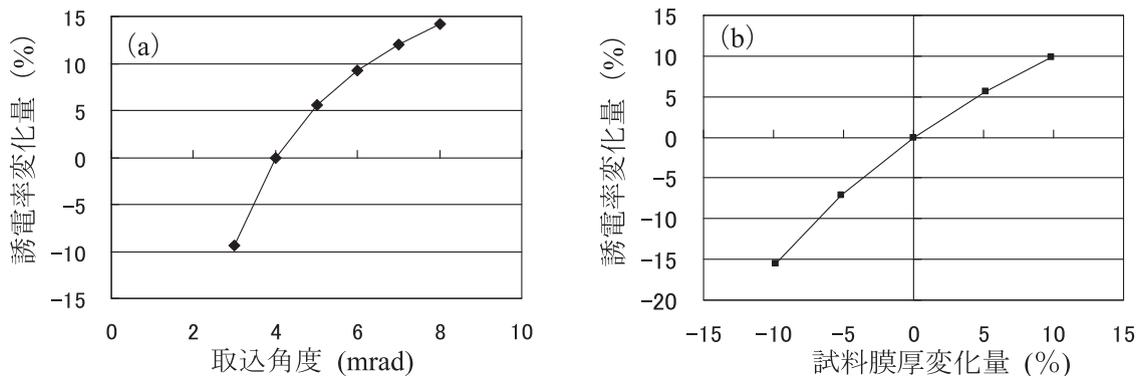


図2 誘電率 $\epsilon_1(0)$ ばらつきの取込み角 β 依存性 (a)、膜厚 t 依存性 (b)

5%以下にするためには、スペクトルの取込み角度の精度を1 mrad 以下、試料膜厚の計測誤差を5%以下にする必要がある事が分かった。この条件を満足させるため、取込み角では、スペクトルの計測前後において回折図形をモニタすることとした。さらに、誘電率 $\epsilon_1(0)$ ばらつきに及ぼす取込み角度の影響を定量的に評価するため、穴径の異なる対物物絞りを利用して、取込み角度を変化させた実験を行った。試料の膜厚については、(10)式を用いて、評価箇所ごとに膜厚を計測することとした。(10)式中の I_{total} の全体のスペクトル強度は、スペクトルの取り込むエネルギー範囲によって変化しないよう、膜厚の計測には0から250 eVまでのスペクトルデータを用いることとした。

3. 実験と結果の考察

3.1 測定条件

本研究では、(独)物質・材料研究機構 ナノ計測センター 先端電子顕微鏡グループの所有する、ポストコラム型エネルギーフィルター (Gatan 社製 GIF (model2002)) を装備した透過型電子顕微鏡 HF-3000 (日立ハイテクノロジーズ社製) を用いた。電子銃は冷陰極電子銃、入射電流量は約 15 pA、加速電圧は 300 kV である。エネルギー分解能は、ドリフト補正後²⁰⁾、約 0.45 eV であった。スペクトルの取込み角の変化に伴う誘電率 $\epsilon_1(0)$ のばらつきを評価するため、5.8 mrad. と 3.6 mrad. の2条件でスペクトルを計測した。また、膜厚変化に伴う誘電率のばらつきも計測するため、スペクトルの取得箇所も変えて行った。エネルギー分散は 0.05 eV/ch および 0.2 eV/ch の2条件を用い、0.05 eV/ch は誘電関数計測に、0.2 eV/ch は膜厚計測に用いた。スペクトル計測時間は 10 s (0.1 s × 100 回) である。EELS の評価用試料は、Ar イオンミリングにより作製した。

3.2 標準試料による測定結果および測定精度の向上

本章では、スペクトル取込み角度および試料膜厚の変化が誘電率測定に及ぼす影響を実験的に評価した。さらに、取込み角度および試料膜厚の計測を正確に行うことにより誘電率測定精度の向上を検討した。以下に検討結果について説明する。

評価に用いた試料は誘電率が 4.0 の SiO₂ 試料である。ここで、誘電率変化量の取込み角および膜厚依存性を定量的に評価するための指標として、5.8 mrad (#1) で計測されたスペクトルから、(3)式の屈折率を利用した手法を用いて、誘電関数 ϵ_1 を導出した。(3)式中の屈折率には、誘電率 ($\epsilon_1(0) = 4$) と屈折率の関係 ($\epsilon_1(0) = n^{0.5}$)¹⁹⁾ から得られる値 ($n = 2$) を使用した。このとき得られた誘電率 $\epsilon_1(0)$ は 4.0 であった。また、

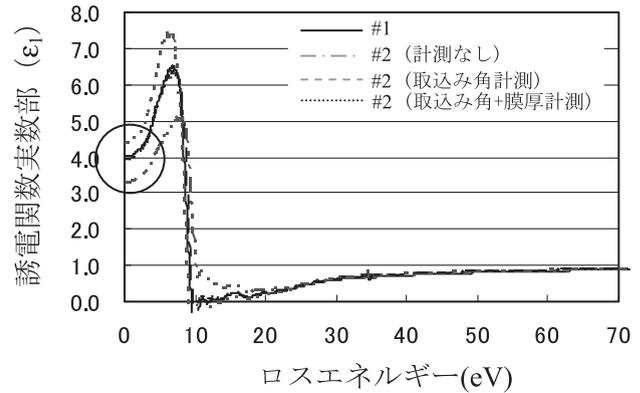


図3 SiO₂ (誘電率 = 4.0) を用いて、誘電関数の計測精度向上の評価結果

(3), (9) および (10) 式を利用して光学膜厚を計測するのに必要な平均自由行程を求めた結果、平均自由行程は $\lambda = 190$ nm であった。この平均自由行程の値をスペクトル計測箇所の膜厚を求めるために用いた。以下に、電子散乱理論式を用いた場合の取込み角および膜厚変化に伴う誘電率 $\epsilon_1(0)$ の変化量の評価結果を示す。

取込み角度を変えて得られたローロススペクトルから誘電率を導出したものを図3に、そしてエネルギー 0 eV 時の誘電率を表1に示す。図3において、#2 (計測なし) のデータは #1 と同じ取込み角および膜厚の値を用いて得られた結果、#2 (取込み角計測) のデータは回折図形により得られた取込み角度を用いた結果、#2 (取込み角 + 膜厚計測) のデータは取込み角度および上記基準の平均自由行程 ($\lambda = 190$ nm) と (10) 式を用いて評価箇所の膜厚を計測したのを用いた結果を表している。ここで、#2 の取込み角度の計測は、評価時の回折図形を利用して得られた 3.6 mrad を用いた。膜厚は、#1 の評価箇所を得られた膜厚 275 nm から、上記の平均自由行程 $\lambda = 190$ nm と (10) 式により得られた膜厚 297 nm を用いた。

これらの結果から、取込み角度および膜厚を考慮しない場合で得られた誘電率 (#2 (計測なし)) は 3.4 であり、#1 と比較して、15%の変動量がある事が分かった。次に計測した取込み角度を用いることで (#2 (取込み角度計測)), #1 との相対的な変動量は 10%まで低減し、さらに計測した膜厚値を用いることで (#2 (取込み角度 + 膜厚計測)) 2.5%まで低減する事が出来た。この 2.5%の誤差の原因として、#1 の測定条件と #2 の測定条件では取込み角が異なり、見かけ上の平均自由行程が多少変化したことが原因ではないかと考えられる。

表1 SiO₂ (誘電率 = 4.0) を用いて、計測精度向上実験の評価結果 (誘電率 $\epsilon_1(0)$ 値)

条件	#1	#2 (計測なし)	#2 (取込み角計測)	#2 (取込み角 + 膜厚計測)
$\epsilon_1(0)$	4.0	3.4	4.4	3.9
$\Delta\epsilon_1(0)$	—	15%	10%	2.5%

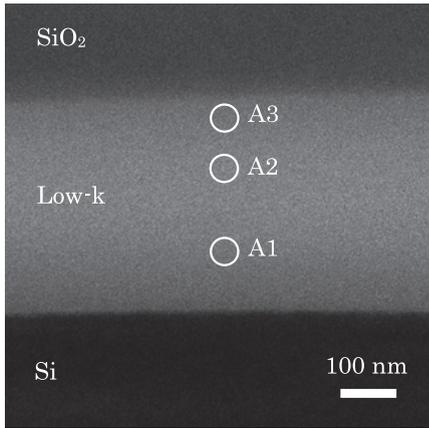


図4 評価試料の断面 TEM 像

以上の実験結果から、スペクトル取込み角度および試料膜厚が誘電率計測の測定ばらつきに影響を与える事、正確に計測した取込み角度および試料膜厚を用いた結果、誘電率測定ばらつきを2.5%まで低減できる事が明らかになった。

3.3 Low-k ダメージ試料への適用

本章では、本手法を He プラズマ表面処理によりダメージを受けた Low-k 材へ適用した結果について説明する。

評価試料には、Si 基板上に Low-k 材 (SiOC 層) を形成したものをを用いた。Low-k 材は有機系塗布型低誘電率材料であり、He プラズマ表面処理を施している。このプラズマ処理は、SiO₂ 層と SiOC 層の密着性を上げるために行ったものであり、SiO₂/SiOC 界面に近づくほど SiOC はダメージを受けた膜になっている事が予想された。Low-k 材の誘電率は、プラズマ表面処理を実施する前の光学測定結果から、3.5 であった。EELS の評価試料は、Ar イオンミリングにより作成した。

スペクトルの取込み角度は、5.8 mrad に設定した。図4は試料の断面 TEM 像であり、図4中の A1、A2、A3 と記した3箇所を評価した。領域 A1、A2、A3 は、Low-k 材の最上部から、それぞれ約 300 nm、150 nm、50 nm の深さに位置する。評価した領域のサイズは、およそ 50 nm である。今回、膜厚測定においては、A1 領域箇所は表面から十分に深くダメージを受けてないと考えられ、この領域では誘電率が約 3.5 であると考えられる。この A1 箇所を利用して、3.2 節同様、スペクトル取得箇所の光学膜厚を計測するために必要な平均自由行程の基準値を求めた。誘電率と屈折率の関係 ($\epsilon(0) = n^{0.5}$) と (3) および (9) 式を利用した結果、基準となる平均自由行程は $\lambda = 215$ nm であった。基準とした A1 領域での平均自由行程 $\lambda = 215$ nm と (10) 式より膜厚計測を行った結果、評価箇所 A2、A3 の膜厚値は、それぞれ 157 nm、172 nm であった。この膜厚値と電子散乱理論式 (9) を利用して得られた、A2、A3 箇所での誘電関数の計測結果を図5に示す。また、誘電率 $\epsilon_1(0)$ の値を表2に示す。図5および表2の結果から、評価箇所 A1 の Low-k 材内部 (深さ約 300 nm) から評価箇所 A3 の Low-k 材の上部 (深さ約

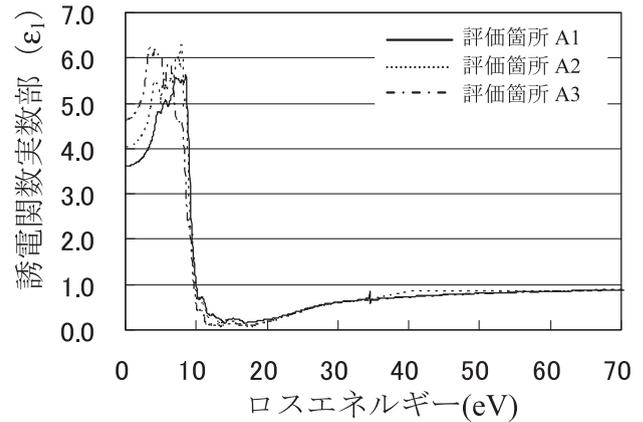


図5 He プラズマ表面処理後の Low-k 材試料の誘電関数評価結果 (誘電関数実数部 $\epsilon_1(\omega)$)

表2 He プラズマ表面処理後の Low-k 材試料の誘電率評価結果 (誘電率 $\epsilon_1(0)$ 値)

評価箇所	誘電率 ($\epsilon_1(0)$)
A1	3.6
A2	4.0
A3	4.6

50 nm) に近づくにつれて、誘電率が上昇している事が確認できる。領域 A2 (深さ約 150 nm) および領域 A3 (深さ約 50 nm) の誘電率は、領域 A1 (深さ約 300 nm) と比較し、それぞれ 0.4、1.0 上昇していた事が分かった。本手法の測定ばらつきは 3.2 節の評価から 2.5% (誘電率値に換算すると ± 0.1) 程度と予想され、今回 A2、A3 の領域で得られた誘電率の変化量 0.4、1.0 は測定ばらつき以上であるため、Low-k 材の上部分では He プラズマ表面処理によりダメージを受けることで誘電率が上昇している結果を得た。

4. まとめ

電子エネルギー損失分光法を用いた誘電関数計測法において、従来、屈折率が既知の材料については誘電関数測定が可能であったが、屈折率を用いた手法のアルゴリズム上誘電率変化量が検知できず、ダメージ等の変質した材料については適用できなかった。今回、スペクトル強度変化が誘電率に反映する電子散乱理論式に着目し、その手法を用いた際の測定ばらつきと適用性を検討した。測定ばらつきの要因は、スペクトルの取込み角度と試料膜厚に依存することが分かり、スペクトル取込み角度計測および評価箇所ごとの膜厚計測により測定ばらつきを 2.5% までに向上した。本手法を He プラズマ処理によりダメージを受けた Low-k 材試料に適用した結果、試料内部と比較し表面部分では誘電率が、1.0 上昇している事が分かった。

文 献

- 1) Hayashi, Y.: Proc. Of IEEE International Interconnect Technology Conference 2002 (IITC 2002), 145–147 (2002)
- 2) Jang, S.M. *et al.*: Tech. Dig. Papers. Symp. VLSI Tech. 2002, 18–19 (2002)
- 3) Tada, M., Harada, Y., Hijioka, K., Ohtake, H., Takeuchi, T., Saito, S., Onodera, T., Hiroi, M., Hurutake, N. and Hayashi, Y.: Proc. Of IEEE IITC 2002, 12–14 (2002)
- 4) Nakai, S. *et al.*: Tech. Dig. IEEE IEDM 2003, 285–288 (2003)
- 5) Ohashi, N. *et al.*: Tech. Dig. IEEE IEDM 2003, 857–860 (2003)
- 6) Matsushita, A. *et al.*: Proc. Of IEEE International Interconnect Technology Conference (IITC 2003), 147–149 (2003)
- 7) Egerton, R.F.: Electron Energy Loss Spectroscopy in the Electron Microscope, Plenum Press, New York and London, (1986)
- 8) Daniels, J. *et al.*: Optical Constants of Solid by Electron Spectroscopy, Springer Tract in Modern Physics, Vol. 54, 77 (Springer-Verlag, Berlin, 1980)
- 9) Schattschneider, P.S.: Fundamentals of Inelastic Electron Scattering (Springer-Verlag, Berlin, 1986)
- 10) Wooten, F.: Optical Properties of Solids, Academic Press (1972)
- 11) 渡辺 宏 : 日本結晶学会誌, 9, 94 (1967)
- 12) 市ノ川竹男 : 日本結晶学会誌, 25, 64 (1983)
- 13) 倉田博基 : 第3回電子顕微鏡大学講義テキスト, 113 (1993)
- 14) 寺内正巳 : 日本結晶学会誌, 44, 352 (2002)
- 15) Bohm, D. and Pines, D.: *Phys. Rev.*, 85, 338 (1951)
- 16) Issacson, M.: *J. Chem. Phys.*, 56, 1803 (1972)
- 17) Potapov, P.L. *et al.*: *Micron*, 40, 262 (2009)
- 18) Raether, H.: Solid State Excitations by Electrons, Springer Tract in Modern Physics, Vol. 38 (Springer-Verlag, Berlin, 1965)
- 19) 作道常太郎 : 固体物理—格子振動・誘電体—, 裳華房, 70–72, 82 (1993)
- 20) Kimoto, K. *et al.*: *Journal of Microscopy*, 208, 224 (2002)