GaAs および InP クロライド原子層エピタキシー におけるブリュースター角入射表面光吸収法 (SPA) による表面 “その場” 観察

西 研一*・碓井 彰*・榊 裕之*

(受付1993年7月12日, 掲載決定1993年9月4日)

*In Situ Characterization of GaAs and InP Surfaces by Surface Photo-Absorption
during Chloride Atomic Layer Epitaxy*

Kenichi NISHI, Akira USUI and Hiroyuki SAKAKI

(Quantum Wave Project, JRDC, 34 Miyukigaoka, Tsukuba, Ibaraki 305)

(Received July 12, 1993, Accepted September 4, 1993)

1. はじめに

原子層エピタキシー (ALE: Atomic Layer Epitaxy) は, 成長原料の交互供給時の自己停止的な原料吸着により, 成長サイクル数で成長膜厚をデジタル的に, 一般的には分子層厚の整数倍に制御できる成長法である。この方法によれば, 大面積基板や多数枚基板への高均一成長や, 単分子層厚で制御された超薄膜構造成長が可能である。本誌においても, ALE 技術についてすでに詳しい解説が紹介されている¹⁾。この成長法は, II-VI 族化合物半導体で最初に実現され²⁾, III-V 族化合物半導体成長においても研究が進められた^{3), 4)}。実際の ALE では, 基板温度や原料の供給量等の条件により ALE が実現される条件, いわゆる ALE Window が存在する。気相成長装置を用い, III 族塩化物を原料ガスとする III-V 族化合物半導体のクロライド ALE は, 塩化物の気相分解が非常に起こりにくいため, この ALE Window が広いことが特徴である⁵⁾。このクロライド ALE の成長機構を理解することは, ALE Window をさらに広げる上で, また将来的に量子微細構造を実現する上で重要である。

成長機構の理解, 解明には, 成長中の基板表面の “その場” 観察が非常に有効である。但し, 気相中で行なわれる ALE では, 真空装置で通常用いられている表面電子線回折 (RHEED) 等の電子線を用いた “その場” 観察は根本的に不可能である。そこで, 非真空系での “その場” 観察の手法として, 光反射を用いる方法が提案され, データが得られている。表面の吸着種やその吸着状態に敏感な Reflectance Difference Spectroscopy (RDS)^{6), 7)} やブリュースター角で入射する表面光吸収法 (Surface Photo-Absorption (SPA))^{8), 9)} がその例である。両方の手法により, 有機金属を用いた GaAs の ALE の成長機構を明らかにする実験結果が得られている^{7), 9)}。光反射測定において, 基板表面の情報を高い S/N 比で得るには, 表面以外からの反射の影響を抑制することが必要となる。そこで, RDS では複数の結晶面主軸方向の反射の差を検出することにより等方的な基板の影響を除去する。一方 SPA では P 偏光をブリュースター角近傍で入射させることにより, 基板からの反射の影響を低減している。特に, SPA は, ブリュースター角を決める基板の誘電率が材料系, 用いる波長により異なるため, 光の入射角を適宜最適化する必要があるが, 1. 測定系がシンプルである, 2. 光を斜めに入射させるため電界ベクトルに基板と垂直の成分があり, 基板表面に垂直な結合も検

* 新技術事業団 量子波プロジェクト (〒305 茨城県つくば市御幸が丘34)

図1 MO-Chloride (MOC) 型 VPE 装置.

知できる, 等の利点がある.

我々は, この SPA を用いてクロライド ALE 中の GaAs および InP 表面の“その場”観察を行なった. GaAs の ALE については, Ga 吸着による Ga 安定化面からの反射スペクトルと, 塩化ガリウム (GaCl) 供給中, また供給後の反射スペクトルの比較を行なうことにより, GaCl 供給中の GaAs の表面状態を予測することができた. さらに得られたスペクトル構造の要因も考察した. また, InP については, 光の入射方向を変化させた際の反射スペクトルの異方性より, InCl 供給中, また供給後の表面状態を推定した. 本稿では, これらの“その場”観察から得られた結果を紹介し, 他の研究機関で得られた結果も参照しながら, クロライド ALE の成長機構について解説する.

2. 実験方法

我々が ALE に用いた装置は, 図 1 に示す Metalorganic-Chloride (MOC) 型の Vapor Phase Epitaxy (VPE) 装置であり, 電気炉で加熱される石英反応管中に基板を設置し, 上流部からキャリアガスの水素および原料ガスを導入する. 電気炉は基板設置部の上流側と下流側で分離しており, その隙間から光反射測定が行なえる. III 族, V 族原料ガスは上流部から個別の導入管により導入される. GaAs の ALE には, III 族, V 族原料として, それぞれ diethylgalliumchloride (DEGaCl: $(C_2H_5)_2GaCl$) および AsH_3 を用いた. この際, 基板上流部は $680^\circ C$ 程度まで加熱されており, DEGaCl はほぼ完全に GaCl と炭化水素に熱分解するため, 基板に供給される真の III 族原料ガスは GaCl である¹⁰⁾. また基準となる Ga 安定化面を形成する際は, 上流部を $150^\circ C$ 程度に保ち, 基板付近のみを加熱して, 未分解で到達した triethylgallium (TEGa: $(C_2H_5)_3Ga$) が基板付近で分解して表面に Ga 層を形成するようにした. InP の ALE では, 原料ガスとして trimethylindium (TMIn: $(CH_3)_3In$) と HCl を用いた. 基板に供給される原料ガスは, これらのガスの上流部での反応から生じる InCl である. V 族に

図2 SPA に用いた光学測定系.

は有機 V 族である tertialybutylphosphine (TBP: $(CH_3)_3CPH_2$) を用いた. 成長圧力は 1×10^5 Pa または 5×10^4 Pa である. 原料ガスの供給分圧は, DEGaCl は 13 Pa, AsH_3 は 25–51 Pa, TEGa は 0.1–0.25 Pa であり, TMIn は 9.5 Pa, HCl は 5.1 Pa で TBP は 39 Pa である.

SPA に用いた光学測定系を図 2 に示す. 光源は Xe ランプで, 光ファイバーにより装置内へ光を導波した. 偏光プリズムにより P 偏光に偏波させ, 基板法線から 75° の角度で基板に入射した. 反射光はレンズにより集光され, ファイバーを通して光学系に導波した. 反射光強度の時間変化の測定には, チョップされた単色光を入射し, 反射光を光電子増倍管で受光し, ロックインアンプで測定した. 反射スペクトルは, ランプからの白色光を用い, 分光器に取り付けた 1024 チャンネルの検出器アレーで測定した. 本報告での反射強度は, 測定されたスペクトルから光学系の波長依存性を除去するため, V 族供給中の反射強度 (R_v) を基準として, 原料供給の変化により生じた反射スペクトルの変化 (ΔR) を規格化した値 ($\Delta R/R_v$) である.

測定に用いた基板は GaAs(100) または InP(100) 基板で, いわゆるジャスト方位の基板である. 装置に導入する前に通常のケミカルエッチングを施し, 実験直前に水素雰囲気中で $600^\circ C$ 以上に昇温することにより表面酸化膜を除去し, その後降温して実験を開始した. 実験中の基板温度は Al-Si の共晶温度 ($577^\circ C$) と InSb の融点 ($525^\circ C$) で校正した光学的パイロメーターで測定した.

3. 実験結果および考察

3.1 SPA 測定条件の計算

前述したように, SPA では, P 偏光を基板のブリュースター角近傍で入射させて光反射測定を行なうことにより, 基板からの反射の影響を低減し表面状態に敏感な

図3 500°CにおいてGaAs表面に0.14 nm厚、誘電率 $-10-20i$ の薄膜が形成された際の325 nm (実線), 488 nm (破線), 653 nm (一点鎖線)でのP偏光の反射強度変化の計算結果. GaAsの誘電率としては, 325 nm, 488 nm, 653 nmで, それぞれ8.0-14.7i, 20.0-18.0i, 16.3-1.3iの値を用いた.

データを得ることができる. ここで, 基板と異なる誘電率を有する層が表面に一原子層厚程度吸着した場合, SPAの反射強度がどのように変化するか, GaAsの光学定数を用いて簡単な計算から予測してみる.

まず, 用いた誘電率の値について説明する. 成長実験は通常500°C程度で行なわれるため, GaAsのバンドギャップは約1.19 eVとなる. そのため, 近似的に室温でのデータをバンドギャップの縮小分 (0.234 eV) だけシフトした波長での誘電率を, 500°Cでの各波長の誘電率と近似した (例えば, 波長488 nm (2.54 eV) に対する誘電率として, 室温の447 nm (2.78 eV) での値を用いた). この誘電率でブリュースター角を計算した結果¹¹⁾, 波長325 nm, 488 nm, 653 nmの三点では76~77度であった. さらに, GaAs基板上に, 誘電率が $-10-20i$ の0.14 nm厚の薄膜が形成された際のP偏光の反射率の変化をMcIntireらの計算した式¹²⁾を用いて求めた. この結果を図3に示す. 規格化された反射強度変化 $\Delta R/R$ は325 nm, 488 nmでは80度付近の入射で最大となり, 緩やかに変化する. 653 nmでは, 75度付近で最大で, この近傍で急激に変化する. ここで, 653 nmでのデータの縦スケールは0.1倍となっている. これらの計算結果から, 300 nm-800 nm程度での測定では75度程度の入射角が適していると考え, 実験ではこの角度を用いた.

3.2 GaAs ALEでのSPA測定

図4に, GaAs基板にGaClとAsH₃を交互に供給した際の, 波長488 nmの反射強度の時間変化を示す. 入射方向は[011], 基板温度は450°Cである. 反射強度は

図4 GaAs基板に, GaClおよびAsH₃を交互供給した際のP偏光の反射強度変化. 入射方向は[011], 波長は488 nm. 基板温度は450°Cである.

GaCl供給開始後8%程度減少し, 供給を続けても一定値に飽和し, GaCl供給を停止してもこの値を保った. この傾向は, 基板温度400°Cから600°Cまで同様であった. また, AsH₃を再び供給すると反射強度は回復した. この振る舞いは, GaClを供給している際の表面への自己停止的な成長種の吸着に対応すると考えられる¹³⁾. 一方, Koukituらは同様の実験における反射強度の異なった振る舞いを報告している¹⁴⁾. 実験上の差異としては, 我々はDEGaClの熱分解からGaClを形成し, Koukituらは金属GaとHClの反応からGaClを形成している. DEGaClの熱分解では余剰のHClは存在しないが, GaとHClの系では反応しなかった微量の過剰HClがGaClとともに常に表面に供給され, 異なったデータとなった可能性がある. ただし, 結果の差異の原因を明らかにするには, 今後より詳細な実験が必要であろう.

次に, 各原料ガス供給中の反射スペクトル測定を行なった. 図5に, 520°CでAsH₃供給中またGaCl供給中に測定した反射スペクトルから計算した, 規格化された差分反射スペクトル $\Delta R (=R_{Ga}-R_{As})/R_{As}$ を示す. 図5(a), (b)からわかるように, スペクトルは異方的であり, [011]入射の場合は波長470 nm, 680 nm付近にピークがある. [0 $\bar{1}1$]入射の場合は, 580 nm付近にピークが見られる. この異方性は表面状態の異方性を反映していると考えられる. また, これらのスペクトルは基板温度400°Cから600°Cまで同じ傾向を示した.

図5 GaCl 供給中および AsH_3 供給中の GaAs からの反射スペクトルから求めた、規格化された反射スペクトル ($\Delta R/R_{\text{As}}$). (a) は $[011]$, (b) は $[0\bar{1}1]$ 入射で、基板温度は 520°C である.

図6 TEGa を用いて形成した Ga 面からの反射スペクトルを用いて得られた、規格化された反射スペクトル. (a) は $[011]$, (b) は $[0\bar{1}1]$ 入射で、基板温度は 520°C である.

図7 TEGa 供給量の変化により Ga の表面被覆率を変化させた際の、規格化された反射スペクトル. 一層分の Ga 吸着は供給時間約 6 秒に対応する.

これらのスペクトルと、TEGa を用いて形成した Ga で安定化された GaAs 表面からのスペクトルの比較により、GaCl 供給中の表面の状態を考察した. TEGa の供給時間の制御により一原子層分の Ga を GaAs 表面に供給した実験から得たスペクトルを図 6 に示す. これらは、GaCl を用いて得たスペクトルと異方性、ピーク位置、強度等非常に類似している. この結果から、GaCl 供給中の表面は Ga で安定化された表面であり、表面の結合は Cl で終端されていないと考えられる.

さらに、TEGa の供給量を徐々に増加させて Ga の被覆率を変化させた際の $[011]$ 入射の反射スペクトルを図 7 に示す. 一層分の Ga 吸着は供給時間 6 秒程度に対応する. これよりわかるように、Ga の被覆率がかなり小さい時点から類似のスペクトルが観測され、Ga の吸着量がかなり少ない時点から表面の結合の状況は大きく変化することがわかる. また、原因ははっきりしないが、Ga の供給量が一層分より多くなると 470 nm 付近の $\Delta R/R$ が負から正になることが観察された.

RDS による GaAs 成長の“その場”観察、またそれを説明する計算結果によれば、Ga ダイマーが関与する

図8 基板温度420°Cで測定した、InP 基板に InCl および TBP を交互供給した際の P 偏光の反射強度変化。入射方向は[011]、波長は488 nm.

図9 基板温度380°Cで測定した、InP 基板からの反射強度変化。測定条件は図8の場合と同じ。

光学遷移は690 nm (1.8 eV) 付近に存在し、As ダイマーに関しては440 nm (2.8 eV) と310 nm (4.0 eV) に存在するとされている¹⁵⁾。我々の測定した SPA スペクトルに関しても、これらの値に近い波長にピークが観測された。また、Kamiya らは、MOVPE 装置を用いた実験において、Ga 面を待機すると Ga ダイマーが関与するピークが減少することを実験的に示しているが¹⁶⁾、我々の実験においても、GaCl 供給後15分程度で680 nm のピークが減少し、Kamiya らの結果と整合した¹⁷⁾。

以上より、GaCl 供給により、表面の As ダイマーが Ga ダイマーに変化することが、反射スペクトルの変化の根本的な原因であると考えられる。また、これらのダイマーは特定の結晶軸方向を向いていることも知られている。(100) 面での (4×2) 構造での Ga ダイマーは [011] 方向の結合を有し、c(4×4) 構造での As ダイマーは、表面第一層では [011] 方向、第二層では $[0\bar{1}1]$ 方向の結合である。SPA スペクトルでは、光の入射方向により相互作用するダイマーが異なることは容易に予想される。[011] 入射の場合には電界ベクトルは表面で [011] 方向の成分を持つため、Ga ダイマーおよび第一層の As ダイマーと相互作用し、 $[0\bar{1}1]$ 入射では、第二層の As ダイマーと相互作用できる。したがって、[011] 入射の際に大きく見られる680 nm 付近のピークは Ga ダイマーが関与しているとすれば、スペクトルの異方性について

もうまく説明ができる。

Kobayashi らによっても、TEGa による Ga で安定化された GaAs 表面からの SPA スペクトルが得られている⁹⁾。入射方向による異方性、基本的な信号の正負等は一致しているが、信号の正負が反転する波長、[011] 入射の場合の680 nm 付近のピークの有無等において異なった結果が得られている。測定系の違いとしては、Kobayashi らは入射角度70度で実験を行っており、本実験では75度を用いている。3.1、特に図3で示したように、反射光強度の変化はこの入射角に大きく依存し、場合によっては同一波長での信号の正負も逆転するものなので、これが異なった実験結果の原因の一つと考えられる。入射角を変えた際の信号の大きな変化については Sakamoto らによっても報告されている¹⁸⁾。また、RDS の実験から、基板の表面状態は装置、例えば、サセプターの状態等に非常に敏感であることが知られている¹⁹⁾。Kobayashi らの結果との相違も、装置上、実験上の微細な違いに起因することも十分考えられる。したがって、実験結果の違いを説明するには、今後の詳細な実験による検討が必要であろう。

3.3 InP ALE での SPA 測定

本項では、InCl と TBP を InP 基板に交互に供給した際の SPA 測定について述べる。InP のクロライド ALE では、基板温度300°Cから400°C程度の範囲で一サイクル分子層の成長が実現されるが、400°C程度以上では

図10 InCl 供給中の InP からの反射スペクトルを用いて得られた、規格化された反射スペクトル ($\Delta R/R_p$). (a)は $[011]$, (b)は $[0\bar{1}1]$ 入射. スペクトルの異方性はほとんど観測されない.

図11 InCl 供給後 1 分程度経過した InP からの反射スペクトルを用いて得られた、規格化された反射スペクトル. (a)は $[011]$, (b)は $[0\bar{1}1]$ 入射. 入射方向により、スペクトルは非常に異なっている.

成長速度の減少が観察される²⁰⁾. 我々の装置における実験でも 420°C では成長速度が半分以下にまで減少した. この条件において, InCl と TBP を InP 基板に交互に供給した際の波長 488 nm の反射強度の時間変化を図8に示す. 図中下側に示すように, 反射強度はInCl 供給後20秒程度で約8%増加した. 飽和したレベルは図中上側に示したP 脱離によって形成したIn 安定化面からのものと類似であった. したがって, この温度ではInCl 供給後のInP 表面が安定な状態を保てず, ALE の成長速度が減少すると考えられる.

一方, ALE が実現できる温度領域では, 反射強度変化の様子は異なる. 図9に 380°C での反射強度の変化を示す. 図中上側に示すように, InCl 供給中は反射強度は一定値を保った. これが自己停止的な吸着に対応する. さらに, InCl 供給後は, 強度はいったん減少した後, 非常にゆっくり増加した. 図には示していないが, 30分程度後に一定値に飽和し, これはP 脱離により形成したIn 安定化面からの値と同じであった. したがっ

て, InCl 供給後のInP 表面での吸着状態は, 通常のALE 成長での原料ガスバージ時間程度(10秒程度)の間は安定で, 一サイクル分子層成長が実現されるものと考えられる. さらに, InCl 供給中のInP の表面状態はIn 安定化面とは異なることも予想される. 図下側には, ALE 中の強度変化を示している. InCl と TBP の交互供給に対応し, 再現性よく強度が変化していることがわかる.

続いて, 反射スペクトルの測定結果を示す. 図10に, InCl 供給中に対応するスペクトルを示す. 基板温度は 380°C であり, $[011]$ および $[0\bar{1}1]$ からの入射で測定したものである. この二つのスペクトルはほぼ同一のもので, 顕著な異方性は観察されなかった. GaAs の場合は表面のダイマーに起因すると思われる大きな異方性が観測されたが, 本結果はそれとは大きく異なる. この反射スペクトルは, P 供給中の表面とInCl 供給中の表面の少なくともどちらかに異方性があれば異方的になるはずなので, おそらくどちらの面も異方性は少なく, InCl

供給中の表面には In ダイマーは形成されていないものと予想される。

GaAs の場合とさらに異なるのは、InCl 供給後に対応するスペクトルが供給中の場合とは大きく異なることである。図11に InCl 供給後 1 分程度後に測定したスペクトルから得られた $\Delta R/R_p$ のスペクトルを示す。光の入射方向の違いによる大きな異方性が観察される。比較のために、420°CにおいてP脱離によって形成した In 安定化面からのスペクトルを測定したところ、図11の結果とはほぼ同様の異方性、ピーク位置を有する結果を得た。これは、InCl 供給後の InP 表面が In 安定化面へと変化していくことを示唆する。つまり、InCl 供給中は、表面に In 以外の吸着種が存在すると考えられる。また、InP の場合には、表面のダイマーとスペクトルのピークの対応はまだ得られていないが、GaAs の場合から類推すれば、[011]入射でのスペクトルに強く観察される 550 nm 付近のピークが In ダイマーに関与するのではないかと推測される。

3.4 クロライド ALE 成長機構の考察

以上得られた結果から、クロライド ALE の成長機構について考察する。まず、GaAs の ALE についてであるが、3.2で述べたように、SPA 測定結果から GaCl 供給中の GaAs 表面は Ga 安定化面と考えられる。すなわち、この時点で表面は Ga で覆われた面となっている。これは、GaCl の吸着エネルギーから計算される表面滞在時間の結果とも整合する。Sasaoka らは、熱脱離スペクトルの測定により As 安定化面また Ga 安定化面への GaCl の吸着エネルギーをそれぞれ 38 kcal/mol、32 kcal/mol と求めた²¹⁾。これから計算される GaCl の表面滞在時間は、520°Cでは As 面上でさえ 10 ms 以下である。この結果も、実際に ALE が実現できるためには GaCl はより安定な状態、おそらく Ga に変化して吸着することが必要なことを示唆している。Cl の表面からの脱離に関しては、Mochizuki らが非経験的な分子軌道法を用いて、As 面に吸着した GaCl から水素との反応により Cl が脱離する過程を計算し、エネルギー的に十分起こりうる反応であることを示した²²⁾。この結果も上記の我々の予測した機構と整合するものである。

ところで、ALE の一サイクルー分子層成長から期待されるように、Ga が表面を一原子層覆った後は GaCl の吸着、分解による過剰な Ga の析出は生じないことが必要である。この吸着、反応の選択性については十分に解明されていないが、Sasaoka らの結果では GaCl の Ga 面上での滞在時間は As 面上での場合と比べ 50 分の 1 倍程度に短いことから²¹⁾、これが Ga 面上での Cl 脱離を妨げている要因の一つと考えられる。

InP の ALE については、InCl 供給中の InP 表面は安定な状態ではなく、スペクトルの等方性から、表面は等方的な結合を持つ吸着種、おそらく InCl で覆われていると予想される。この原因は、In と Cl の結合が安定であるためか、または InCl を形成する際に用いる HCl の未反応ガスの吸着によるのではないかと考えられる。表面は、InCl 供給後に徐々に In 安定化面へと変化する。Cl が表面から脱離していく過程が GaAs の場合と比較して非常に遅いことが特徴である。しかしながら、これらの結果は InP の ALE 成長機構を説明するに十分ではない。将来的に、InCl の InP への吸着エネルギーや InP 表面の表面再配列構造の測定の結果とあわせ、成長中の表面状態や ALE の成長機構を明らかにすることが必要であろう。

4. ま と め

GaAs および InP のクロライド ALE における“その場”観察として、SPA を用いて GaCl と AsH₃ の交互供給下の GaAs 表面および InCl と TBP の交互供給下の InP 表面からの光反射の測定結果をまとめて紹介した。反射強度は、交互供給に対し、数パーセント程度変化するものであった。GaCl や InCl の原料ガス供給中の表面からの反射は一定値を保ち、ALE の自己停止的な吸着を反映した。GaAs については、GaCl 供給中の面と TEGa によって形成した Ga 面のスペクトルがほぼ一致したことから、GaCl 供給中に表面は一層の Ga で覆われた面になっていると考えた。GaAs ALE の自己停止機構は、GaCl が Ga 面上で分解せず、Ga として析出しないために生じると考えられる。一方 InP に対しては、420°Cのような比較的高温では、InCl や TBP 供給後の表面が安定ではないために ALE が困難であることが示唆された。380°Cでの比較的低温度になると、ALE サイクルに対して安定した SPA 信号が得られた。そして、InCl 供給中の InP 表面は In ではなく InCl で覆われ、供給停止後に In 面に変化すると推測された。

以上述べてきたように、SPA は、今まで極めて困難であった気相成長における“その場”観察を可能にし、成長機構を考える上で多くの有益な情報を与えてくれる。しかし、本文中でも述べたように、実験結果については研究機関によってまだ異なる点が多くあり、必ずしも統一的な説明がなされているわけではない。したがって、観測している対象の詳細な検証は今後の課題でもある。そのためには、他の実験結果や理論的検討とも合わせながら研究を進めていく必要があると考えられる。

謝辞

本研究にあたり、有益な御助言、御討論を頂いた笹岡千秋氏、加藤芳健氏、Jouni Ahopelto 氏、砂川晴夫氏、山口敦史氏、森一男氏に感謝致します。

〔文 献〕

- 1) 目黒, 青柳, 真空, **36** (1993) 80.
- 2) T. Suntola and M. J. Antson, US Patent 4058430 (1977).
- 3) J. Nishizawa, H. Abe and T. Kurabayashi, J. Electrochem. Soc., **132** (1985) 1197.
- 4) A. Usui and H. Sunakawa, Jpn. J. Appl. Phys. **25** (1986) L212.
- 5) K. Mori, M. Yoshida, A. Usui and H. Terao, Appl. Phys. Lett., **52** (1988) 27.
- 6) D. E. Aspnes, J. P. Harbison, A. A. Studna and L. T. Florez, Phys. Rev. Lett., **59** (1987) 1687.
- 7) B. Y. Maa and P. D. Dapkus, Appl. Phys. Lett., **58** (1991) 2261.
- 8) N. Kobayashi and Y. Horikoshi, Jpn. J. Appl. Phys., **28** (1989) L1880.
- 9) N. Kobayashi, T. Makimoto, Y. Yamauchi and Y. Horikoshi, J. Cryst. Growth, **107** (1991) 62.
- 10) C. Sasaoka, M. Yoshida and A. Usui, Jpn. J. Appl. Phys., **27** (1988) L490.
- 11) N. Dietz and H. J. Lewerenz, Appl. Phys. Lett., **60** (1992) 2403 (この文献中(3)式がブリュースター角を与える式であるが、一部間違いがあるため、文献中(2)式より導出し直す必要がある)。
- 12) J. D. E. McIntyre and D. E. Aspnes, Surface Science, **24** (1971) 417.
- 13) K. Nishi, A. Usui and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett., **61** (1992) 31.
- 14) A. Koukitu, H. Ikeda, H. Suzuki and H. Seki, Jpn. J. Appl. Phys., **30** (1991) L1712.
- 15) D. E. Aspnes, Y. C. Chang, A. A. Studna, L. T. Florez, H. H. Farrell and J. P. Harbison, Phys. Rev. Lett., **64** (1990) 192.
- 16) I. Kamiya, D. E. Aspnes, H. Tanaka, L. T. Florez, J. P. Harbison and R. Bhat, Phys. Rev. Lett., **68** (1992) 627.
- 17) K. Nishi, A. Usui and H. Sakaki, Thin Solid Films, **225** (1993) 47.
- 18) A. Sakamoto, S. Otake and I. Iwasa, Eleventh Record of Alloy Semiconductor Physics and Electronics Symposium, July 8-10, 1992, Kyoto, p. 227.
- 19) D. E. Aspnes, I. Kamiya, H. Tanaka and R. Bhat, J. Vac. Sci. Technol., **B10** (1992) 1725.
- 20) 加藤, 嶋脇, 碓井, 第49回応用物理学会学術講演会講演予稿集第1分冊, 1988年, p. 200.
- 21) C. Sasaoka, Y. Kato and A. Usui, Jpn. J. Appl. Phys., **30** (1991) L1756.
- 22) Y. Mochizuki, T. Takada and A. Usui, Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) L197.