

低光子エネルギー及び低光電流における 半導体薄膜の CPM 特性測定装置

盛 偉 秋* 西 川 泰 央**
鈴 木 英 佐*** 青 木 彪****

CPM System for Characterization of Semiconductor Films at Low Photocurrent and Low Photon Energy

Wei-Qiu SHENG Yasuo NISHIKAWA
Eisuke SUZUKI Takeshi AOKI

Abstract :

A constant photocurrent method (CPM) system is developed for characterization of narrow-gap semiconductor films such as hydrogenated amorphous germanium (a-Ge: H), in which optical absorption spectra extend to low photon energy and photocurrent is significantly low in S/N (signal to noise ratio). Sufficient care is taken to enhance light intensity at the low photon energy in an optical system. The whole system is controlled by a personal computer to detect the low photocurrent using large time-constant integration. An empirical relation between lamp voltage and photocurrent at a fixed wavelength is adopted to reduce a measuring time. It is claimed that a photoresponse of pyroelectric detector should be flat in wavelength in order to obtain accurate CPM spectra. Preliminary results for a-Ge: H are also described.

1. はじめに

アモルファス半導体の電子的及び光学的特性評価の一つとして、バンド・ギャップ内の状態密度を調べる方法がある。半導体の光吸収スペクトルは、そのエネルギー帯構造を反映しており、それより電子のエネルギー状態密度を求めることができる。しかし、吸収係数(α)×試料の厚さ(d)の値が小さい場合、通常の透過分光法では低光吸収領

域($\alpha=10^3\sim 10^{-2}[\text{cm}^{-1}]$)での光吸収測定が困難になり、バンド・ギャップ内の状態密度を調べることができない。そのため、低光吸収領域における薄膜の光吸収測定法がいくつか開発されており¹⁾、なかでも室温で行う一定光電流法 (CPM: Constant Photocurrent Method) はアモルファス物質の光学的バンド・ギャップより低エネルギー領域の吸収係数 α を測定する場合に優れ、バンドの裾状態、ギャップ内局在準位密度を調べる一つの重要な手段である²⁾。

アモルファス半導体の光電特性において、膜の裏面からの光反射などを無視すると、入射する光子によって伝導帯に励起された自由電子による光電流密度 i_p は $ad \ll 1$ の場合、 $i_p = eN(1-R)$

* 本学大学院電子工学専攻

** 本学電子工学科助手

*** 本学電子工学科講師

**** 本学電子工学科教授

平成5年9月4日受理

$\times \alpha d n \mu \tau E$ で与えられ、伝導帯の自由電子密度 n は $n = N(1-R) \alpha d n \tau$ となる。ここで、 e , N , R , η , μ , τ , E はそれぞれ電子の電荷、単位時間当たりに入射する光子密度、膜の表面の反射率、量子効率、伝導自由電子の移動度、その寿命及び電界強度である。一般に R , η , μ は光子エネルギー ($h\nu$) に関して定数と見なせる³⁾。アモルファス半導体の構造の乱れにより、その局在準位はエネルギーに対して連続的に分布している。光子密度 N を一定にして、 i_p から直接 α を求める分光光電流法では、伝導帯の自由電子密度 n が $h\nu$ によって変わるため、擬フェルミ準位や電子のエネルギー分布状態も $h\nu$ に対して変わり、局在準位を占める電子の割合も $h\nu$ によって変化する。従って、自由電子の寿命 τ も $h\nu$ に依存するので、吸収係数 α のスペクトルを i_p より厳密には得ることができない。一方、 i_p を $h\nu$ に対して一定に保つと、 $i_p = e\mu nE$ より、 n が一定になり、擬フェルミ準位やエネルギー分布状態は $h\nu$ に対して一定になる。電子のエネルギー分布状態が $h\nu$ に対して不変であることから、 τ も $h\nu$ に依存しないものと仮定できる⁴⁾。ゆえに $i_p = eN(1-R) \alpha d n \mu \tau E$ 一定より、 $\alpha = \text{Const.}/N$ となり、 N の逆数から相対的な吸収係数 α のスペクトルが得られる。

一般的な CPM 測定では光子密度 N が光源の電圧 V_h の増加関数であるので、各波長において光電流 I_p を一定値 I_{CPM} とするような V_h すなわち V_{CPM} の一連の値を得る。そして各波長における光源電圧 V_{CPM} に対して、焦電センサで光源の光パワーを検出し、 N を算出し、その逆数から吸収係数 α を求める。しかし、実際の a-Ge: H 薄膜などの狭バンド・ギャップ物質の CPM 測定には以下の問題点がある。

- ① a-Ge: H の光電特性が a-Si: H に比べて悪いので、 I_p は 10^{-9} [A] のオーダーになり、S/N が悪くなり、計測が難しい。
- ② a-Ge: H のバンド・ギャップの 1.1 [eV] より十分低い光子エネルギー (すなわち 1.1 [μm] より長波長の光) を放射する適当な近赤外光の点光源がない。また通常の光学ガラスでは 2.5 [μm] 付近から光の吸収が生じ、それ以上

の長波波帯ではレンズ等の役目を果たさなくなる。

- ③ S/N が悪いため、測定時間が長くなり、計算機制御が必要になる。

本論文はこれらの問題点に着目して、低光吸収かつ近赤外領域で光吸収を測定できる計算機制御の CPM 測定装置について報告する。

2. CPM 測定装置

2.1 ハードウェア

図 1 は作製したシングルビーム形 CPM 測定装置のシステム図である。ハロゲン・ランプより放射された光は、ランプハウスの集光レンズ (LENS 1) により集光され、チョップで約 12 [Hz] に変調される。そして、光は Neutral Density (ND) フィルタを通り、回折格子型分光器 (リッウー応用光学 (株) 製 MC-20L) により単一波長にされた後、さらに LONG PASS フィルタを通過して試料上に LENS 2 により集光される。試料の光電流 I_p を一定値 I_{CPM} とする為に、測定波長範囲 (2600 [nm] ~ 800 [nm]) において、分光器の波長送りや光源の電圧 V_h の変化及びフィルタ類の交換は、すべてパーソナル・コンピュータ (PC: NEC PC-9801) で制御される。測定はまず測定波長範囲の各波長について、 I_p を許容範囲内で I_{CPM} にするような V_h すなわち V_{CPM} と ND フィルタの番号を PC 制御により探し、PC に記憶させる。次に、試料の位置に焦電センサを置き換え、測定波長範囲の各点において PC に記憶された V_{CPM} に V_h を設定し、ND フィルタも記憶された番号にして、光パワーをセンサにより検出する。センサの出力電圧をロックインアンプ (EG&G 社製 5210) に入力して、PC に取り込む。各波長における光パワーから N を算出し、その逆数から α の相対値を計算する。近赤外の点光源としてフィラメントが小さいハロゲン・ランプ (ウシオ電機 (株) 製 JV24V-300W: 定格電圧 24 [V]・定格電力 300 [W]) を使用した。ランプ電源は PC 制御するため、分解能が 0.1% のプログラマブル電源 (菊水電子工業 (株) 製 PAD 35-20L) とインターフェイス (同社製 DPO2212 GP-1B) を採用した。ハロゲン・ランプ

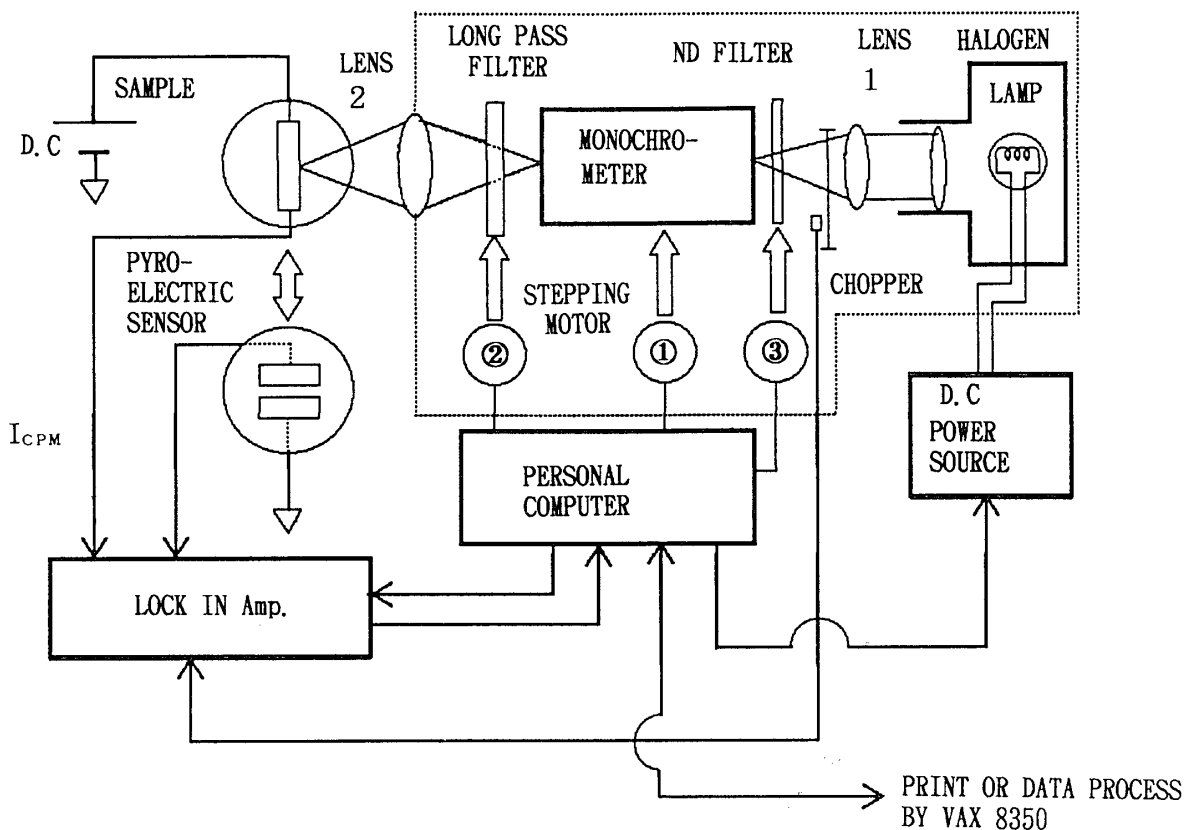


図 1 CPM 測定装置システム

の光強度のピーク波長は $1[\mu\text{m}]$ 付近であるので、より長波長側の光強度を増強するため、波長 $2[\mu\text{m}]$ 付近に最大回折効率を持つ回折格子 (300 L/mm) を使用し、レンズは IR 用石英ガラスを用いた。回折格子型分光器の二次光をカットするため、LONG PASS フィルタは Ge (カットオフ波長 $\lambda_c=1.65[\mu\text{m}]$)、Si ($\lambda_c=1.05[\mu\text{m}]$) (いずれも NEI 社製半導体結晶フィルタ)、IR-85 ($\lambda_c=0.85[\mu\text{m}]$)、IR-76 ($\lambda_c=0.76[\mu\text{m}]$) (いずれも HOYA 株製ガラスフィルタ) の 4 種を使用した。光パワーの可変範囲を広げるために、ND フィルタ (MELLES GRIOT 社製) の光学的濃度が $0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0$ の 5 種と光学的濃度 0 (ND フィルタなし) の 6 種を採用した。CPM 測定は直流測定が理想的とされているが、本研究の場合は光電流と焦電センサの出力が小さいので、S/N を上げるため光は $12[\text{Hz}]$ のチョップで光変調し、光信号と同期したロックインアンプにより増幅している。しかも感度に応じて、ロックインアンプの

時定数を変え、アクセス時間が自動的に変わるように PC 制御している。ND フィルタと LONG PASS フィルタの交換は、2 軸ステッピングモータコントローラ (株インタフェース製 AZI-7205) を PC に接続し、図 1 のステッピングモータ ② と ③ (いずれもオリエンタルモーター株製 PK 243-03 B) を動作させる。これらのステッピングモータにより LONG PASS フィルタと ND フィルタを付けた円盤を回転させ、フォトインタラプタ (浜松ホトニクス株製 P 2825) でそれぞれの円盤に付けたスリットの位置を検出し、フィルタの自動交換を行う。

2.2 ソフトウェア

図 2 は光電流 I_p を一定化する測定プログラムのフローチャートである。最初にハロゲン・ランプの電圧 V_h を $24[\text{V}]$ に設定し、波長測定範囲と一定化すべき光電流の設定値 I_{CPM} を PC へ入力する。図 1 のステッピングモータ ① を動作させて波長送りする。その時、最後の測定波長であるか

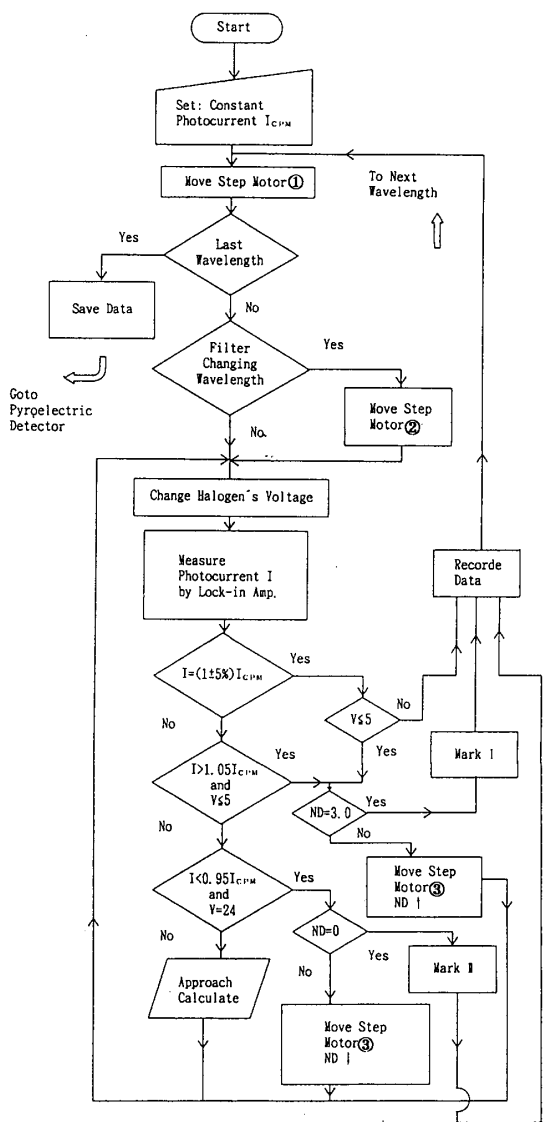


図2 システム・ソフトウェアのフローチャート

どうか、LONG PASS フィルタの交換波長であるかどうかのチェックを経て I_p を計測するステップに入る。計測された I_p が設定された I_{CPM} の $\pm 5\%$ (或いはそれ以下) の許容範囲に入るまで、 V_h を変えて、 I_p を変化させる。 V_h を少しずつ増減させて I_p を I_{CPM} の許容範囲に入れるような V_h すなわち V_{CPM} を求める逐次近似する方法では時間が非常にかかる。そこで、ある a-Ge: H 試料において V_h に対する光電流 I_p の特性を調べ、 I_p と I_{CPM} の比較により V_{CPM} を推定することを考えた。図3はある試料の二つの異なった波長 (1180[nm] と 1100[nm]) において得られた $\log V_h - \log I_p$ の特性であるが、その二つの特性は

大きさにおいて約1桁違っている。しかし、両方とも電圧 V_h を $-2[V]$ シフトさせると、図3の白ぬきプロットに最小二乗法を用いて描かれた二つの直線が示すように、実験式

$$I_p = K (V_h - 2)^{1.79} \quad (1)$$

が得られる。ここで、 K は測定波長や試料によって決まる定数である。まずある波長において $V_h = 24[V]$ に対する光電流 I_p を求める。 I_p が、設定された I_{CPM} の許容範囲に入っていないときは、(1)式を使って、

$$V_{CPM} = 2 + \left(\frac{I_{CPM}}{I_p} \right)^{-1.79} (V_h - 2) \quad (2)$$

より V_{CPM} を推定する。厳密にはすべての試料の $V_h - I_p$ 特性が(1)式で表されないから、(2)式により与えられる V_{CPM} に V_h を設定しても、それに対する光電流 I_p' が I_{CPM} の許容範囲に入るとは保証されない。そこで、 $|I_p' - I_{CPM}| / I_{CPM} > 5\%$ の場合は前回に比べ $|I_p' - I_{CPM}| < |I_p - I_{CPM}|$ になっていれば、 V_h は求めるべき V_{CPM} に近づいていることを示しているから、(2)式をさらに使う。そして V_{CPM} の推定を $|I_p' - I_{CPM}| / I_{CPM} < 5\%$ (或いはそれ以下の設定) になるまで逐次行う。一方、 $|I_p' - I_{CPM}| > |I_p - I_{CPM}|$ の場合は(2)式の使用は不適當である。そこで、 I_p' / I_{CPM} の大きさに応じて、 V_h を $0.1[V] \sim 5[V]$ 内で14段階に分けたいずれかを選択し、その電圧ごとに V_h を増減させて光電流 I_p' を計測する。いづれにしても I_p' が $|I_p' - I_{CPM}| / I_{CPM} < 5\%$ (或いはそれ以下の設定) の範囲に入るような V_{CPM} を得られれば計測は終了である。(2)式を使う方法では、おおよそ3ステップの V_h の設定で $|I_p' - I_{CPM}| / I_{CPM} < 5\%$ にする V_{CPM} が求まる。一方、(2)式を使用しないで V_h を増減させる場合は約7ステップを要した。(2)式を採用する方法により、計測時間を約1/2以下に短縮することができた。ある a-Ge: H 膜について、 $2.6[\mu m] \sim 0.8[\mu m]$ にわたる46点の波長での測定時間は約15時間になった。このソフトウェアは図2フローチャートの近似計算ルーチンに相当する。

定格電圧 (24[V]) 以下でハロゲン・ランプの光パワーの安定性を調べたところ、5[V] 以下では V_h を一定にしても光パワーが不安定になり、光パ

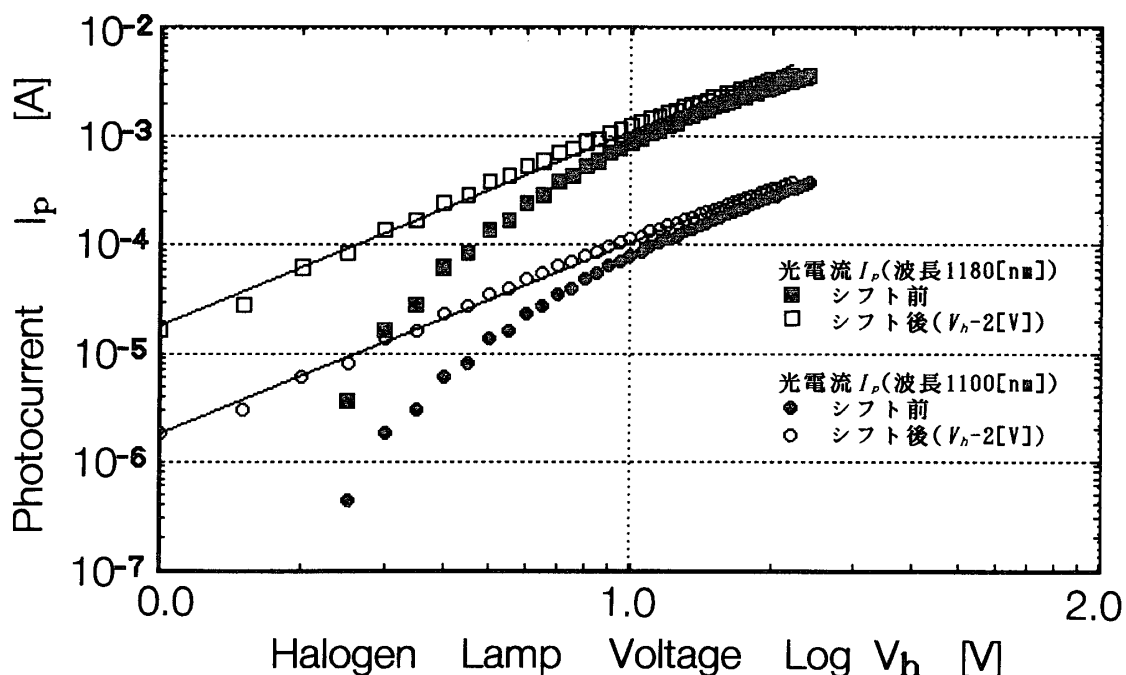


図3 波長 1100 [nm] と 1180 [nm] におけるハロゲン・ランプの電圧 V_h に対する a-Ge: H 膜の光電流 I_p (直線は最小二乗法近似による)

ワーを $\pm 5\%$ 以内に維持できなくなるので、 V_h の最低値を5[V]にした。実際には測定波長範囲2600[nm]から800[nm]までのすべての波長に対して光電流を一定にするには、ハロゲン・ランプの電圧を5[V]から24[V]まで変化させるだけでは光パワーの強度範囲に不十分な場合が生じる。そこで、図2のフローチャート Move Step Motor ③によりステッピングモータ③を動作させてNDフィルタを変えて、NDフィルタだけで光パワーを1/1000まで減光できるようにして、光パワーの可変範囲を広げた。NDフィルタと V_h を変えても I_p が I_{CPM} の許容範囲に入らない場合には、その時の測定が不可能として処置される。図2のフローチャートのMark I, Mark IIがそれに当たる。測定波長範囲のすべての測定波長を実行した後、得られた電圧 V_{CPM} とNDフィルタの番号をセーブする。そして、ハロゲン・ランプの各波長に対して焦電センサを使用して、入射する光子密度 N を計測しPCに取り込む。図2のフローチャートではGo to Pyroelectric Detectorがこれに相当する。

3 測定結果

3.1 焦電センサの波長依存性

図4の黒丸は本CPM装置で得られた光吸収係数 α のスペクトルの一つである。フォトンエネルギー1.0[eV]~1.3[eV]の間の窪みに対して、CPMの理論では説明ができない(図4の矢印)。従って、この窪みを生じる原因が物性的なものか装置上の欠点によるのかを調べた。まず、本CPM測定システムはシングルビーム法を用いているため、試料と焦電センサを交換したときに焦点位置の差が生じるが、これがこの現象の原因ではないことを確かめた。次にフィルタを厚くすることにより高次回折光が影響していないことを確認した。使用した焦電センサ(Molelectron社製P1-42)はOPアンプを内蔵しており、5桁の線形性を持っていることを確かめた。しかし、焦電センサを(株)村田製作所製のIRA F001Sに交換して得られた吸収スペクトルは、図4の白四角のように窪みが見られない。両焦電センサとさらに浜松ホトニクス(株)製の2613及び本研究室で作製した焦電センサの波長依存性を図5に示してある。図5を

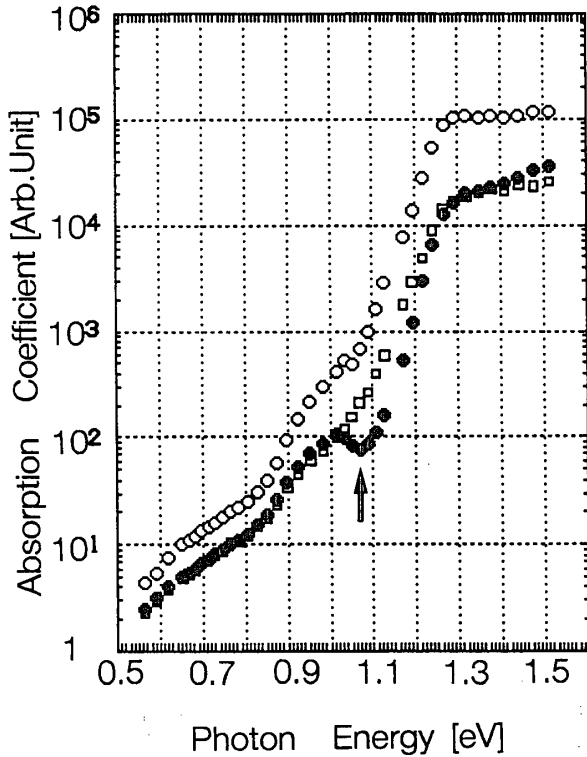


図 4 各焦電センサで得た CPM 測定スペクトル (●) Moleclectron 社 P1-42, (□) 榊村田製作所 IRA F001S, (○) Moleclectron 社 P1-42Cb (カーボン膜塗付したものを見やすくするために縦軸方向についてデータ点を上にずらしてある)。

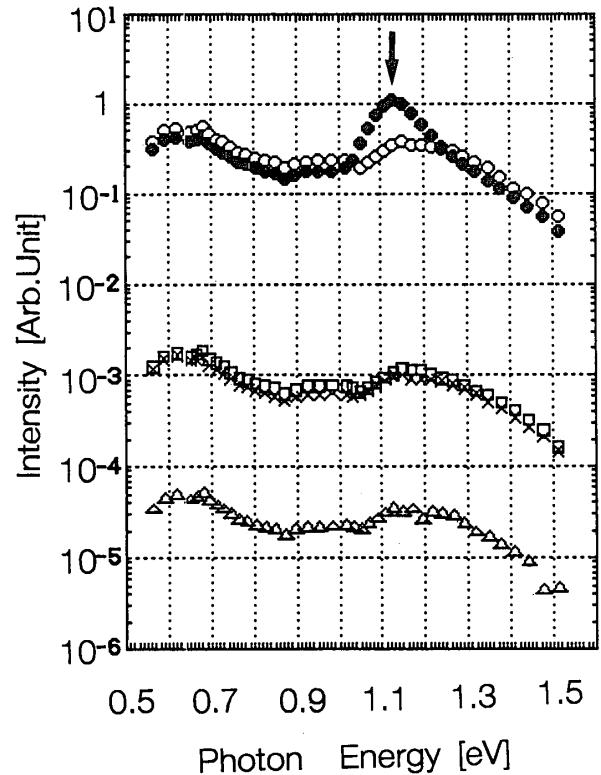


図 5 光子エネルギーに対する各焦電センサの出力電圧 (●) Moleclectron 社 P1-42, (○) Moleclectron 社 P1-42Cb, (□) 榊村田製作所 IRA F001S, (×) 浜松ホトニクス 2613, (△) 本研究室製。

見ると、いずれも光子エネルギー $0.55[\text{eV}] \sim 0.72[\text{eV}]$ 領域と $1.00[\text{eV}] \sim 1.30[\text{eV}]$ 領域でピークが現れている。それぞれのピークは分光器の回折効率とハロゲン・ランプの波長特性に対応しているが、P1-42 焦電センサだけは $1.1[\text{eV}]$ 付近に他のものより明らかに大きいピークを持っている (図 5 矢印)。そこで、P1-42 焦電センサの表面にカーボン膜を塗付すると (図 4, 5 に Moleclectron P1-42Cb と記す)、図 5 のように他の 3 つの焦電センサと同じ波長特性を持つようになり、CPM スペクトルは図 4 の白丸のように窪みがなくなった。従ってこの現象は P1-42 焦電センサの波長依存性に寄因していたことが明らかになった。

3.2 裾準位密度の評価

CPM で得られる吸収スペクトルはアモルファス半導体の光電特性により、電子の価電子帯と伝

導帯間のバンド間遷移、価電子帯側の裾準位から伝導帯への遷移、局在準位から伝導帯への遷移の三つの遷移を反映している。従って CPM による吸収スペクトルはそれぞれの遷移に対応する吸収係数 α_b , α_T 及び α_d から成り立ち、価電子帯側の裾状態と局在準位密度が吸収スペクトルの deconvolution により推定できる。

アモルファス半導体の構造の乱れが大きくなり、膜の緻密さが低くなるとバンド端の裾状態のパラメータである Urbach Tail Energy E_0 が大きくなることが知られている⁵⁾。CPM では価電子帯の裾状態と伝導帯間遷移に伴う光吸収係数 α_T は、この裾状態密度が電子エネルギーに対して指数関数型であることを反映して、

$$\alpha_T(h\nu) = \alpha_0 \exp(h\nu/E_0) \quad (3)$$

で与えられる。ゆえに CPM で測定した吸収係数 α の対数を $h\nu$ に対してプロットし、直線部の傾

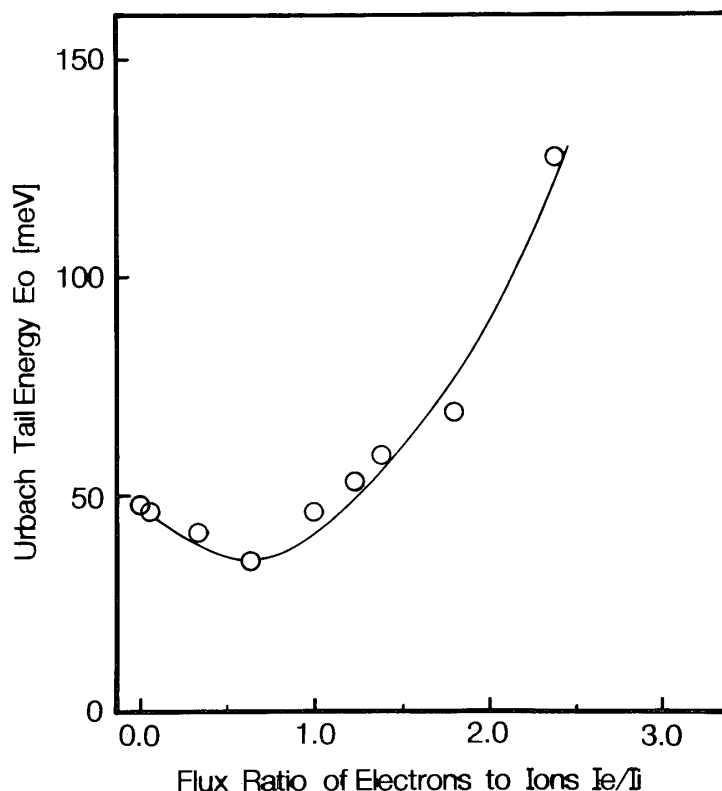


図 6 電子照射量とイオン照射量の比率(I_e/I_i)に対する Urbach Tail Energy (E_0)

きを計算することによって E_0 が得られる。我々は水素希釈されたゲルマンガスの ECR プラズマにおいて、成長中の a-Ge: H 膜の表面に到来するイオン照射量に対する電子照射量 I_e/I_i を増加させると相転移が起こることを見出している⁶⁾。図 6 は種々の I_e/I_i に対して作製した膜について CPM 測定で得た Urbach Tail Energy E_0 を示している。イオン照射量に対する電子照射量 I_e/I_i が 0.6 で、 E_0 は最低値 35 [meV] をとり、価電子帯の裾状態が最も小さい緻密な a-Ge: H 薄膜が得られる。

3.3 局在準位密度の評価

CPM で測定した吸収係数 α は相対値で、局在準位密度を評価するには、まずその絶対値を求めなければならない。分光光度計 (Varian 社製 Cary 2390 型) で吸収係数 α の絶対値のスペクトルを測定し、CPM で得られた α のスペクトルをこれに重なるようにして補正する。図 7 の黒丸は分光光度計による α の絶対値で、白丸は補正された CPM による α のスペクトルである。バンド間

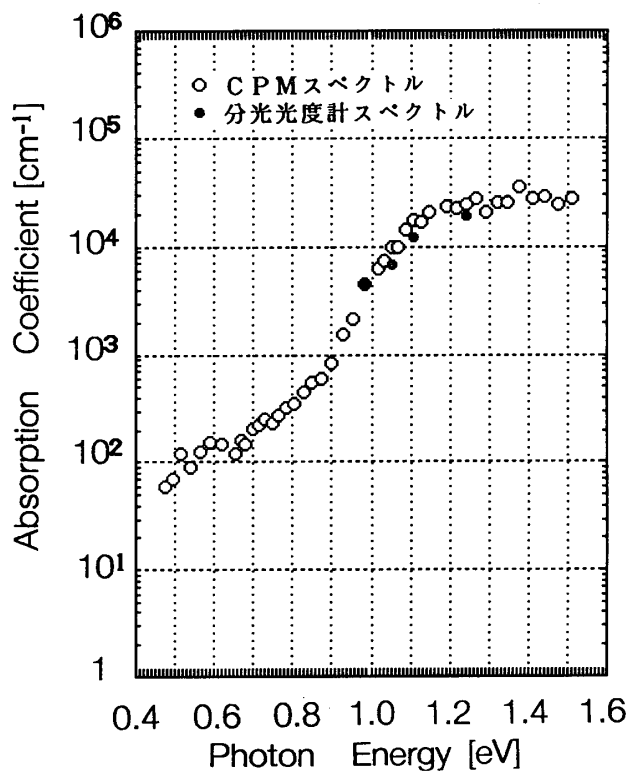


図 7 分光光度計で得た吸収係数 α のスペクトル (●) と補正された CPM による吸収係数 α のスペクトル (○)

の遷移による光吸収係数 $\alpha_b(h\nu)$ は,

$$\alpha_b(h\nu) = \frac{A}{h\nu} \int_0^{h\nu - E_g} g(\epsilon) g(h\nu - E_g - \epsilon) d\epsilon \quad (4)$$

のような convolution の形で表される。 E_g は光学的バンド・ギャップで、分光光度計による吸収係数スペクトルにおいて Tauc プロット⁷⁾を用いて求められる。高品質成膜条件からはずれる成膜条件 (ゲルマンガスの水素希釈率 10%, 総流量 40sccm, 基板温度 155°C, 成膜時間 10 時間) で堆積した a-Ge: H では $E_g = 1.05$ [eV] である⁶⁾。

(4) 式の $g(\epsilon)$ は伝導帯の自由電子の状態密度で、 $g(\epsilon) = 6.7 \times 10^{21} \sqrt{\epsilon}$ である。 $g(h\nu - E_g - \epsilon)$ は価電子帯の正孔の状態密度を与える。また分光光度計の吸収係数 α の測定により、光子エネルギー $h\nu = 1.24$ [eV] において吸収係数 $\alpha_b = 1.93 \times 10^4$ [cm⁻¹] で、それらのパラメータを (4) 式に代入して積分すると、a-Ge: H 薄膜について $A = 3.76 \times 10^{-38}$ を得る。補正された CPM 吸収係数 α から (3) 式の裾状態がかかわる吸収係数 α_T を引いて、 $\alpha - \alpha_T$ のスペクトルを得る。図 8 では $h\nu$ の低エネルギー側での $\alpha - \alpha_T$ が丸印で示されている。 $h\nu$ が小さい領域では $\alpha - \alpha_T$ は局在準位と伝導帯間の光学遷移による吸収係数 α_d に一致するものと考えられる。Vaněček ら²⁾ のモデルを用いて、局在準位密度分布 $N(\epsilon)$ はガウス型関数

$$N(\epsilon) = N(E_1) \exp \left[-\frac{(\epsilon - E_1)^2}{2W^2} \right] \quad (5)$$

と仮定する。ここで、 $N(E_1)$ は局在準位密度分布のピーク値、 E_1 はピークのエネルギー値、 $2W$ は半値幅である。ゆえに、吸収係数 $\alpha_d(h\nu)$ は、

$$\alpha_d(h\nu) = N(E_1) \frac{A}{h\nu} 6.7 \times 10^{21} \times \int_0^2 \exp \left[-\frac{(h\nu - \epsilon - E_1)^2}{2W^2} \right] \sqrt{\epsilon} d\epsilon \quad (6)$$

で与えられる。ただし積算する領域は伝導帯準位最下部 $\epsilon = 0$ [eV] から下のエネルギー $\epsilon = 2$ [eV] と仮定した。各 $h\nu$ に対して CPM から得られた $\alpha - \alpha_T$ のスペクトルと (6) 式が一致するような curve fitting により deconvolution を行い、局在準位密度分布に関する三つのパラメータ $N(E_1)$, E_1 ,

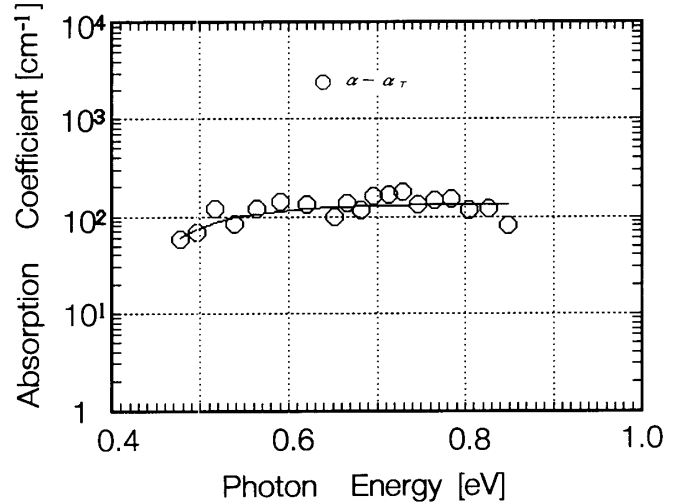


図 8 a-Ge: H 膜について $\alpha - \alpha_T$ のデータ点 (○) と $\alpha_d(h\nu)$ の曲線 ((6) 式) が一致する curve fitting

$2W$ を求める。局在準位密度は $\sqrt{2\pi} N(E_1) W$ で与えられる。この計算を VAX 8350 ないし HP 9000 で FORTRAN 言語を用いて行った。図 8 の丸印は CPM で得られた吸収係数 $\alpha - \alpha_T$ で、曲線は式 (6) を用いた curve fitting により得られた最適な曲線である。求められた局在準位密度のピーク値は $N(E_1) = 5.60 \times 10^{17}$ [cm⁻³·eV⁻¹]、中心エネルギー値は $E_1 = 0.445$ [eV]、半値幅は $2W = 0.101$ [eV] である。これにより、図 9 で示しているように局在準位密度は 7.1×10^{16} [cm⁻³] であり、伝導帯の底から 0.445 [eV] に中心がある。

3.4 光劣化の評価

a-Ge: H 薄膜に強い光を照射する前後で CPM 測定を行い、欠陥密度の変化を調べ、光劣化 (Staebler-Wronski 効果)⁸⁾ の評価を行った。図 10 は、ハロゲン ELH ランプ (ウシオ電機株製 JCR100V-300WS) を AM-1 100 光 (赤道直下の正午の太陽光に相当、強度 100 [mW/cm²]) として、a-Ge: H 薄膜に 9 時間光照射した CPM 吸収スペクトラムである。白丸が照射する前、黒丸が照射した後の結果である。低光子エネルギー側におけるショルダ (局在準位と伝導帯間の光学遷移による α_d) が照射後も増加せず、局在準位密度が増加していないので、この条件下では、光劣化を生じていないと言える。しかし、試料の温度を

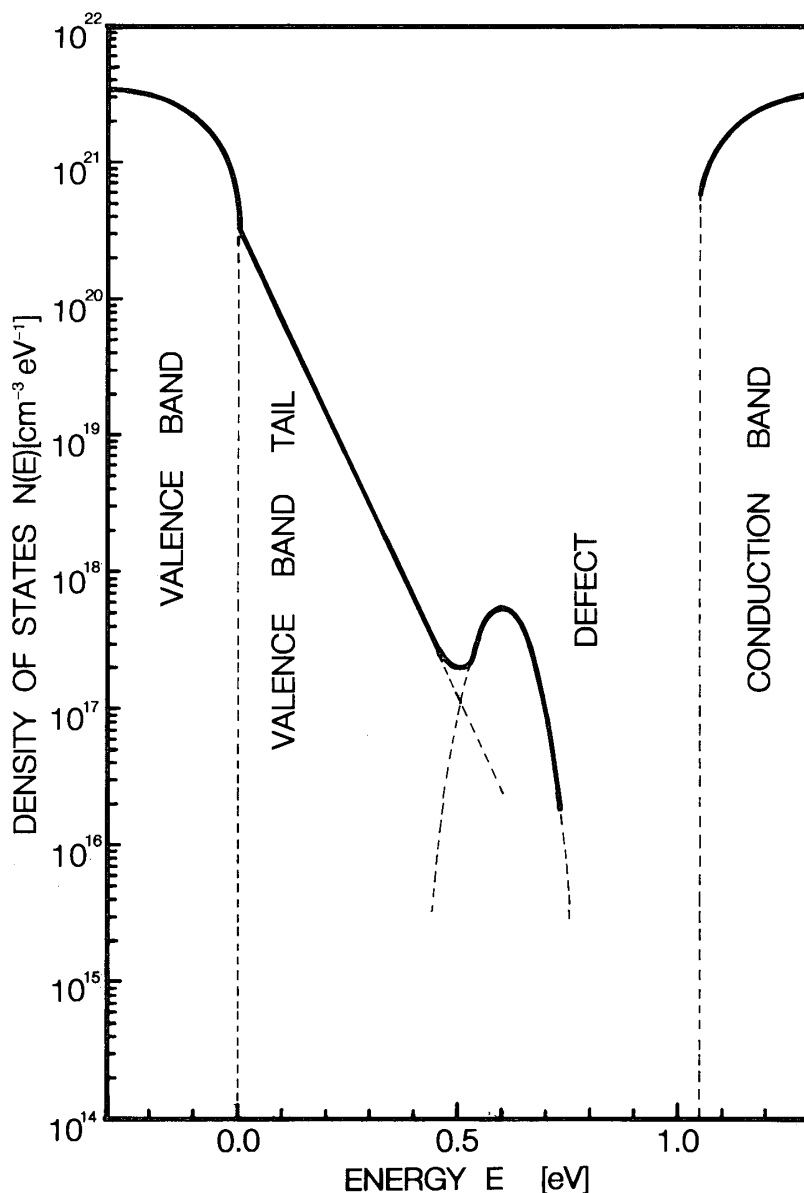


図 9 Deconvolution により推定した局在準位密度と裾状態のエネルギー分布
 Urbach Tail Energy $E_0=64[\text{meV}]$, 局在準位密度のピーク $N(E_1)=5.60 \times 10^{17}[\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}]$,
 中心エネルギー $E_1=0.445[\text{eV}]$, 半値幅 $2W=0.101[\text{eV}]$, 局在準位密度 $N(E)=7.1 \times 10^{16}$
 $[\text{cm}^{-3}]$.

一定に保つこと、照射強度と時間をさらに増加することなどの詳しい検討が必要である。

4 結論

CPM 測定装置に IR 用の回折格子と石英レンズを使用することによって測定波長範囲を長波長側 $2.6[\mu\text{m}]$ に広げた。ND フィルタを用いた 6 種の光学的濃度により、光強度の可変範囲を広げ、吸収係数 α の測定桁数を増加できた。分光器の波長送り、光源の電圧 V_h の変化及びフィルタ交換

を計算機制御し、CPM 測定の効率向上と自動化を行った。一定光電流にするために光源電圧 V_h と光電流 I_p の間の実験式を用いる方法を採用し、計測時間を従来の方法より約 1/2 以下に短縮することができた。焦電センサの波長に対するレスポンスが厳密にフラットでないと、CPM のスペクトルに影響を及ぼすことを示した。成膜条件（ゲルマンガスの水素希釈率 10%、総流量 40sccm、基板温度 155°C 、成膜時間 10 時間）で堆積した a-Ge: H の局在準位密度は $7.1 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ と

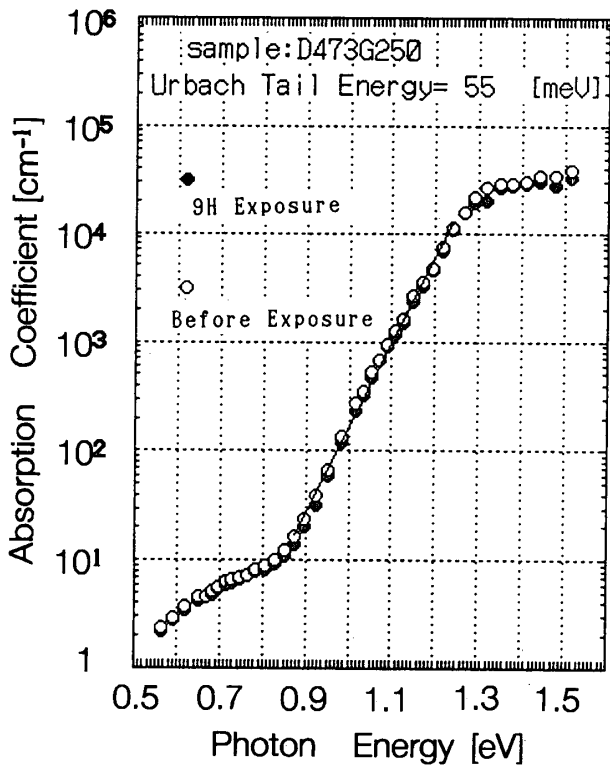


図 10 光照射前後に対する a-Ge:H 膜の CPM 吸収スペクトラム

なり、伝導帯の底より 0.445[eV]のところに局在準位のピークは位置している。光照射する前後で測定した a-Ge:H の CPM スペクトラムにより、作製した a-Ge:H 薄膜について光劣化効果は認められなかったが、これはさらに詳しい検討を要する。

謝辞

卒業研究及び修士課程特別研究の一部として、本研究室の卒業研究生中野信一氏（現東芝(株)）及び伊井春雄氏が完全自動化 CPM 測定装置の基礎を築いたこと、本システムの立ち上げや CPM 測定に協力した本研究室の卒業研究生山岸弘一氏（現キャノン(株)）と前島肇氏に感謝致します。さらに本研究を行うに当たって金沢大学工学部清水立生教授より良き助言を受けましたことにお礼申し

上げます。局在準位密度の計算は本学の情報処理教育研究センターの VAX 8350 と HP9000 で行いました。本研究の一部は文部省科研費と日本私学振興財団により補助を受けています。

参考文献

- 1) G. Amato, F. Giorgis, and R. Spagnolo, "A Deconvolution Procedure for Photothermal and Photoconductive Spectra of Amorphous Silicon Films", *J. Appl. Phys.* 71(7), (1992) pp.3479-3484
- 2) M. Vaněček, J. Kočka, J. Stuchlík, Z. Kožíšek, O. Štika and A. Tříška, "Density of the Gap States in Undoped and Doped Glow Discharge a-Si:H", *Solar Energy Materials* 8(1983) pp.411-423
- 3) J. Kočka, M. Vaněček, and A. Tříška, "Energy and Density of Gap States in a-Si:H", *Amorphous Silicon and Related Materials*, ed. by H. Fritzsche (World Scientific Publishing Company 1988) pp.297-327
- 4) H.G. Grimmeiss and L. A. Ledebor, "Spectral Distribution of Photonization Cross Section by Photoconductivity Measurements", *J. Appl. Phys.* 46 (1975) pp.2155-2162
- 5) E. A. Davis, G. N. Greaves, Proc. 6th Intern. Conf. "Amorphous & Liquid Semiconductors", (1976) Nauka, pp.212
- 6) T. Aoki, Y. Nishikawa, K. Fukasawa, W. Q. Sheng and M. Hirose, "Electron-Flux Induced Growth of Microcrystalline Germanium by ECR Plasma", ICAS 15 (International Conference on Amorphous Semiconductors; Science and Technology), (Sept. 1993) Cambridge, U. K.
- 7) J. Tauc, "Optical Properties of Non-Crystalline Solids", ed. by F. Abeles (North-Holland, 1972), pp.277-310
- 8) D. L. Staebler, C. R. Wronski, "Reversible Conductivity Changes in Discharge-Produced Amorphous Si", *Appl. Phys. Lett.* 31 (1977) pp.292-294