二次電子の逆拡散効果を考慮したPDPの放電シミュレーション

非会員 村上 由紀夫 (NHK放送技術研究所)

非会員 平野 芳 邦 (NHK放送技術研究所)

正 員 松崎 秀 臣 (NHK放送技術研究所)

PDP Discharge Simulation Including the Back-Diffusion Effect of the Secondary Electrons

Yukio MURAKAMI, Non-member, Yoshikuni HIRANO, Non-member, Hideomi MATSUZAKI,
Member (NHK Science and Technical Research Laboratories)

Computer simulation was carried out to obtain a better understanding of the discharge characteristics of a plasma display panel (PDP). We calculated the characteristics of the microdischarge in a DC-type cell filled with a mixture of He and Xe gases using a time-dependent and one-dimensional fluid model simulation including the back-diffusion effect of secondary electrons from the cathode due to collisions with gas molecules. The simulation was conducted under local field approximation (LFA) for electrons, four kinds of ions, and seven kinds of excited species, with consideration of the absorption and reemission of imprisoned resonant radiation, and the wall loss at the barrier ribs. Under the conventional conditions of the cell, the sparking voltage was 276 V with secondary electron yield γ in vacuum which increased to 294 V corresponding to the decrease of yield γ' in gas. The peak currents with γ and γ' in the pulse discharge were $104\mu\text{A}$ and $72\mu\text{A}$, respectively. The characteristics of vacuum ultra-violet (VUV) rays and the luminous efficiency were also investigated.

キーワード：プラズマディスプレイパネル (PDP), 逆拡散, 二次電子利得, シミュレーション, 局所場近似 (LFA), マイクロ放電

Keywords: plasma display panel (PDP), back diffusion, secondary electron yield, simulation, local field approximation (LFA), microdischarge

1. ま え が き

プラズマディスプレイパネル (PDP) は、高輝度な自発光表示装置として薄型かつ大画面化が比較的容易に実現できることは周知の通りである。その上、応答速度も充分速く視野角も申し分のない広さを有することから、デジタル放送などのマルチメディア用ディスプレイとして最近とみに実用化が進展している。昨今、30～50インチ級のPDPが数社から商品化されるに至っているが、今後のより広範な普及を促進するためには、低価格化に加えてより一層の低消費電力化が望まれる。これには発光効率の向上が有効であり、それを達成するための開発研究の有力な手段として、各種基礎実験に加えて計算機による放電シミュレーションが各所で盛んに行われている^{(1)～(9)}。

筆者らは、DC型セルを対象とした計算機シミュレーションの1次元解析手法 (時間を含めると2次元)⁽¹⁾⁽²⁾から調査研究を開始してその有効性を確かめるとともに、続いてその2次元化⁽⁶⁾を達成する一方、AC型セルについても

現在並行して研究・解析⁽³⁾⁽⁷⁾を進めている。しかしながら、これらのシミュレーションでは、陰極から放出された二次電子がガス分子などと衝突して一部が陰極に押し戻され、結果として実効的に二次電子利得 γ が低下する逆拡散効果⁽¹⁰⁾は取り入れられていなかった。そこで、我々は近年、モンテカルロシミュレーション (MCS) 手法⁽¹¹⁾をも導入・加味し、ガス中での実効二次電子利得 γ' と真空中での二次電子利得 γ の比 γ'/γ (二次電子の利用効率を意味する) を考慮・計算して基本的な検討を行ってきた⁽¹²⁾。

今回は、この γ'/γ を1次元放電シミュレーション⁽²⁾に適用し、パッシェン曲線などの放電基礎特性や真空紫外線 (VUV: Vacuum Ultra-Violet, 以下紫外線と略す) の放射特性について、これらの影響をさらに深く吟味・検討した。

2. 放電シミュレーションの解析方法

〈2・1〉 放電素過程モデル PDPの封入ガスはHeやNeガスを母体とし、発光のためにXeガスを数%程度混合したものが一般的である。今回、He-Xe混合ガスを用いた

図1 計算モデルで採用した He-Xe 混合ガス中の主要エネルギー準位と衝突/放射過程

Fig. 1. Energy levels and collision-radiation processes in a He and Xe gas mixture.

DC型PDPについて解析を行った。

モデリングには、電子、4種類のイオン (He^+ , He_2^+ , Xe^+ , Xe_2^+) と、PDPの放電に重要な7種類の励起粒子 (He^* triplet, He^* singlet, He_2^* , $\text{Xe}^*(1s_4)$ (パッシュン記法を使用), $\text{Xe}^*(1s_5)$, Xe_{2U}^* , Xe_{2YZ}^*) を選び、計12種類の粒子を扱った。ここに扱った分子種は、PDPのような数百 hPa 程度の高ガス圧放電ではその存在を考慮する必要がある。図1に、これら12種類の粒子について、電子衝突電離/励起、電荷転移、ペニング電離、放射遷移、解離性再結合などの遷移過程を示す⁽¹⁾⁽²⁾。

〈2・2〉基本方程式 本解析方法では、局所場近似モデル (LFA: Local Field Approximation) を適用し、電子衝突電離/励起係数、ドリフト速度などについては、その場所の電界だけによって決まり、近傍の電界には影響されないと仮定している。

次に、シミュレーションの基本となる、粒子密度連続の式とポアソンの式、および、これらの式に与える境界条件について述べる。

(i) 粒子密度連続の式

粒子 s の粒子密度連続の式は次式で表される。

$$\frac{\partial N_s}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_s}{\partial x} = G_s(x, t) - L_s(x, t) \quad (1)$$

ここで、 N_s , Φ_s は、それぞれ、粒子 s の密度、粒子束密度、 G_s , L_s は粒子 s と他の粒子との反応による粒子 s の生成および消滅項を示す。式 (1) の Φ_s は、ドリフト速度 v_s と拡散係数 D_s を用いて次のように表される。

$$\Phi_s = v_s N_s - D_s \frac{\partial N_s}{\partial x} \quad (2)$$

式 (1) で示した粒子密度連続の式は、電子、イオン、励起粒子について12種類 ($s=1 \sim 12$) が作られる。この式の中で、 He^* singlet, $\text{Xe}^*(1s_4)$ などの共鳴準位の粒子につい

図2 各種イオンと励起粒子および光子による二次電子の利用効率 γ'/γ の E/p 依存性

Fig. 2. E/p dependence of the availability γ'/γ of the secondary electrons by incident ions, excited species and photons.

ては、放射に伴う光の閉じ込め効果⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾が含まれている。また、 L_s の項には拡散係数から実効的な寿命として近似したセル障壁での損失を含めている⁽⁶⁾。

(ii) ポアソンの式

電子、イオンが分布しているセル内の電界は次に示されるポアソンの式を積分することによって得られる。

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon} \quad (3)$$

ここで、 ρ は電荷密度で、その場所の電子とイオンによる電荷密度の和、 ϵ はガス空間の誘電率である。この電界計算の積分定数の計算には、次に示す電極に印加される電圧 V_g を境界条件として与える必要がある。

(iii) 境界条件

電極にかかる電圧 V_g は、次の外部回路方程式で計算される。

$$V_g(t) = - \int_0^d E(x, t) dx = V_a(t) - I_d(t) R \quad (4)$$

ここで、 d は電極間距離、 V_a は印加電圧、 I_d は放電電流、 R は電流制限抵抗である。

また、式 (4) の I_d は次式で計算される量である。

$$I_d(t) = \frac{Sq}{d} \int_0^d (v_e N_e - \sum v_i N_i) dx \quad (5)$$

ここで、 v_e と v_i は電子とイオンのドリフト速度、 N_e と N_i は電子とイオンの密度、 q は素電荷、 S は電極の面積である。

陰極ではイオン、準安定原子、光子が入射して二次電子が生成され、その電子束密度が境界条件となるが、詳細は

図3 DC型セルにおけるパルス放電中の二次電子の利用効率 γ'/γ の時間変化

Fig. 3. Time variations of the availability γ'/γ in the pulse discharge of the DC-type cell.

表1 計算に使用した真空中の二次電子利得 γ の値
Table 1. Secondary electron yield γ in vacuum.

By particles		By photons	
He ⁺	0.152	He ⁺ singlet	0.102
He ₂ ⁺	0.140	He ₂ ⁺	0.109
Xe ⁺	0.0027	Xe ⁺ (1s ₄)	0.007
Xe ₂ ⁺	0.00019	Xe ₂ ⁺ U	0.005
He ⁺ triplet	0.17	Xe ₂ ⁺ YZ	0.001
Xe ⁺ (1s ₅)	0.032		

(3.1) で述べる。また、粒子の境界条件として、陰極直前でのイオン束密度を一定としたほかは、各粒子の電極面の密度を零として式 (1) に与えている⁽²⁾。

〈2・3〉 スォームパラメータ 解析に必要な電子衝突電離／励起係数の中で、He-Xe 混合ガス中での He と Xe の電離係数、Xe⁺(1s₄) の励起係数は、ドリフトチューブを用いた定常タウンゼント法による測定とボルツマン解析から決定された精度の高いデータを使用した⁽¹⁵⁾。また、図1の2体3体衝突などの励起粒子間の反応や電荷転移、ペニング電離、放射遷移、解離性再結合などの反応速度係数についても報告されているデータを使用した⁽¹⁾。その他の報告されていないデータは、従来の放電シミュレーションと同様に、同種の粒子から類推したものを使用している⁽¹⁾。

3. 二次電子利得の基礎検討

〈3・1〉 実効二次電子利得 γ' PDPのような高ガス圧の放電においては、陰極から放出した二次電子が、ガス分子と衝突し陰極に戻される逆拡散効果を考慮する必要があることが指摘されている⁽¹⁰⁾。これは、二次電子の初速度がかなり大きく、ガスのように厳密な意味での連続媒体ではない場合は、境界までの距離が平均自由行程に近づくに

図4 各種イオンと励起粒子および光子による二次電子生成率の時間変化（規格値）

Fig. 4. Time variations of the normalized generation rate of the secondary electrons by incident species, excited species and photons.

表2 計算条件

Table 2. Calculation conditions.

Gas composition	He-Xe (10 %)
Gas pressure	400 hPa (300 Torr)
Cathode material	Ni
Electrode distance (<i>d</i>)	0.02 cm
Electrode size (<i>S</i>)	0.02 × 0.02 cm ²
Cell size	0.06 × 0.06 cm ²
Pulse voltage	170 V
period	4 μs
duration	1 μs
Bias voltage	150 V
Resistor (<i>R</i>)	1 MΩ

つれて、巨視的な拡散係数が物理的に意味を持たなくなるためである。この効果を含めた陰極から放出される実効的な電子束密度 Φ'_e は次式⁽¹⁰⁾⁽¹²⁾で近似され、本モデルではこれらを式 (1) の境界条件に取り入れることによって計算される。

$$\Phi'_e = \sum \gamma'_i \Phi_i + \sum \gamma'_m \Phi_m + \sum \gamma'_p \Phi_p \cdots \cdots (6)$$

$$= \sum \frac{\gamma'_i}{\gamma_i} \gamma_i \Phi_i + \sum \frac{\gamma'_m}{\gamma_m} \gamma_m \Phi_m + \sum \frac{\gamma'_p}{\gamma_p} \gamma_p \Phi_p \quad (7)$$

ここで、 Φ_i 、 Φ_m 、 Φ_p は、それぞれ、イオン束密度、準安定原子束密度、光子束密度を表す。また、 γ'_i 、 γ'_m 、 γ'_p は、それぞれ、イオン、準安定原子、光子の実効二次電子利得、 γ_i 、 γ_m 、 γ_p は真空中における二次電子利得である。すなわち、式 (6) が (2.2)(iii) で述べた陰極での境界条件となる。式 (7) は、式 (6) を二次電子の利用効率として定義した γ'/γ を用いて表示し直した式である。

式 (7) に必要なイオン、準安定原子の γ'/γ については、既にMCSを用いて計算している⁽¹²⁾。光子入射による γ'/γ

図5 分子イオンにおける γ 値の電離エネルギー E_i 依存性 (計算値)

Fig. 5. Dependence of the ionization energy E_i of γ values by molecular ions (Calculated values).

図6 各種印加電圧 V_a に対する放電電流進展状況の計算例 (放電開始電圧 $V_s \approx 80$ V)

Fig. 6. Calculated examples of the discharge current evolution with several applied voltages V_a (Sparking voltage $V_s \approx 280$ V).

は、今回、各エネルギーで放出される二次電子の放出確率分布を一定として計算した。図2に、これらイオンと励起粒子および光子による γ'/γ の計算結果を一括して示す。この γ'/γ と γ の積が、ガス中における実効二次電子利得となる。表1は計算に使用した真空中での二次電子利得 γ の値を示す⁽¹⁾⁽¹⁶⁾。この中で He_2^+ と Xe_2^+ の分子イオンの γ 値は今回変更したので、その算出方法は〈3.4〉で改めて述べる。

〈3・2〉パルス放電状態における γ'/γ 図2は各種粒子について γ'/γ を単に換算電界強度 E/p (0°C に換算) の関数として示したにすぎないが、実際のPDPの動作を理解するには、パルス放電状態でのセル内の E/p に対応する γ'/γ の値を調べる必要がある。そこで、 γ'/γ を E/p の3次式近似として放電シミュレーションに組み込み、表2に示すDC型PDPの典型的な放電条件で計算した。

図3に陰極直前の E/p に対する各種粒子の γ'/γ の時間変化を示す。図3から放電開始時の $E/p = 26$ V/cm Torr に対応する γ'/γ は入射する粒子により 0.24~0.75 の範囲に亘り、最大電流となる $t = 1$ μs 時の $E/p = 116$ V/cm Torr では 0.56~0.94 となって、実効二次電子利得は逆拡散効果によりかなり小さくなる結果が得られた。

〈3・3〉二次電子の生成 これまで、 γ'/γ について議論してきたが、パルス繰り返し放電では式(7)に示したように、 γ'/γ と γ 、さらには粒子束密度 Φ の積、すなわち、二次電子の生成量が放電特性に影響する。図4は表2の条件下で計算した二次電子の生成率 ($t = 1$ μs 時の Φ'_e で規格化) を示したものである。図から、DC型セルのパルス放電時における各種入射粒子の二次電子生成への寄与について以下に検討する。

i) 放電開始時 $t = 0$ では、準安定原子 $\text{Xe}^*(1s_5)$ の二次電

子生成率が 0.0018 で全粒子の中で最も大きく、放電の立上りに重要な役割を果たしている。

ii) 放電が進むに連れて、 Xe^+ 、 He^+ 、 $\text{Xe}^*(1s_4)$ による二次電子の生成率が急増して、 $t = 1$ μs 時には、それぞれ 0.33, 0.31, 0.26 となる。

iii) 二次電子の生成率は、アフターグロー領域で、1 μs 程度の時定数で減衰する。この減衰は共鳴原子 $\text{Xe}^*(1s_4)$ の密度変化と同様に、光の閉じ込め効果に起因している。

このように、パルス放電の状態では、 γ'/γ が E/p を通して時間変化することに加えて、二次電子の生成に主として作用する粒子が、放電の進展に伴って入れ替わるなど複雑な様相を呈する。

〈3・4〉分子イオンの二次電子利得 γ He_2^+ 、 Xe_2^+ などの分子イオンの γ を、表1の値に改良変更した。従来は、Mo と Ta の実験データ⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾を参考に、分子イオンの γ を原子イオンのその 1/2 と単純に仮定していたが、今回は新たに算出した値を用いることとした。

計算には、Hagstrum の理論を発展させた手法⁽¹⁶⁾を用い、バンド構造としては放物形バンドを仮定し、論文⁽¹⁶⁾で示されている電子の脱出確率のパラメータ値は $f = 1$ と仮定した。ここで、 He_2^+ 、 Xe_2^+ の電離エネルギーをそれぞれ、23.2 eV, 11.0 eV とすると、 γ 値は 0.140, 0.00019 となった。He の原子イオンと分子イオンの γ 値の比は、前記論文⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾の値とよく一致している。図5は入射イオン(分子)の電離エネルギーと γ の一般的な関係を求めた場合の結果を示す。

図7 γ' と γ を用いた時のパッシェン曲線の違い
Fig. 7. Paschen curves with the effective secondary electron yields γ' and γ in vacuum.

4. PDPの放電特性と考察

〈4・1〉 パッシェン曲線 筆者らは、放電シミュレーションの応用の一例として、真空中の γ を用いた単発放電での放電開始電圧（パッシェン曲線）について計算を行っている⁽²⁾⁽⁴⁾。しかし、これまでに述べたように、 γ' は真空中とは異なるため、 γ' と γ を用いて計算を行い両者を比較した。計算は実効二次電子利得 γ' を用いたほかは従来と同様に圧力 p を変化させ、初期粒子密度としては電子を $1000 \text{ 個}/\text{cm}^3$ 、 He^+ ならびに Xe^+ は、ともに $500 \text{ 個}/\text{cm}^3$ を与えて行った⁽²⁾。また、放電開始の判定には式(8)を用い、電圧を印加して $1 \mu\text{s}$ 経過後、この式を満たす最小電圧を放電開始電圧 V_s とした⁽²⁾⁽⁴⁾。

$$\left. \frac{dI_d}{dt} \right|_{t=1\mu\text{s}} \geq 0 \dots\dots\dots (8)$$

ここで、放電開始の判定を電圧印加後 $1 \mu\text{s}$ 時に行っているのは、ドリフト速度が最も遅いイオンが電極間を通過できる時間⁽⁴⁾よりも、さらに余裕を持たせた値を採用したためである。

実際の放電開始判定には印加電圧を 1 V 刻みで変化させているが、ここでは一例として 10 V 刻みで計算した場合の放電電流の変化の様子を図6に示す。この例では、放電開始電圧は約 280 V であることが図から分かる。このようにして計算した γ' と γ を用いた時のパッシェン曲線を図7に示す。表2の計算条件の $pd = 6 \text{ Torr cm}$ の場合、 γ および γ' を使用したときの放電開始電圧は、それぞれ 276 V および 294 V となり、後者の電圧上昇は逆拡散効果により実効的に γ が低下したためである。この γ の低減値は、放電開始時のように初期電流が小さい状態では時間的な変化を伴わない。したがって、 γ'/γ は印加電圧だけから決まる E/p

図8 γ' と γ に対応する放電電流の時間変化とその成分 (V_a は印加電圧波形)
Fig. 8. Time variations of the discharge current and its electron and ion components with γ' and γ (V_a : Waveforms of the applied voltage).

図9 γ' を用いた時の紫外線出力とセル入力電力の時間変化
Fig. 9. Time variations of VUV power and input power in a discharge cell with γ' .

の値を用いて図2により簡単に求められる（空間電荷による電界歪みは無視できる）。

〈4・2〉 放電電流 これまでと同様に表2の計算条件によるパルス繰り返し放電で、 γ と γ' を用いたときの放電電流の時間変化を図8に比較して示す。この時の放電電流 I_d の最大値は、前者が $104 \mu\text{A}$ 、後者が $72 \mu\text{A}$ となり、後者は約 70% に減少している。また、両者の場合ともに、電子による電流成分 I_e は放電電流の約 90% 、イオンによる電流成分 I_i は約 10% である。

表3 γ' と γ に対する、放電セルの平均入力電力と紫外線出力および発光効率の計算結果の比較

Table 3. Comparison of calculated mean powers of the input and VUV in a discharge cell and luminous efficiency with γ' and γ .

	Input power (mW)	VUV output power (μ W)				Luminous efficiency
	P_i	P_{147} (147 nm)	P_{152} (152 nm)	P_{173} (173 nm)	P_{VUV} (Total)	P_{VUV}/P_i (%)
γ'	2.75	39.8	6.67	21.7	68.2	2.48
γ	4.31	57.9	10.1	27.9	95.9	2.22

図10 電子とイオンおよび励起粒子 $\text{Xe}^*(1s_4)$ の時空間密度分布の計算例

Fig.10. Calculated examples of the spatiotemporal densities of the electrons, ions and resonance-state $\text{Xe}^*(1s_4)$ atoms.

このようなパルス放電時の γ'/γ は、パッシェン曲線を求めた場合のように一定値にならず、図3に示したように、時間とともに変化する E/p に依存して決まる値となる。さらにパルス放電では、図4に示したように、二次電子の生成に主として寄与する粒子の種類が入れ替わるなど、複雑な要因を伴っている。

ここで、前述した分子イオンの γ の採用前後による $t=1\mu\text{s}$ 時の最大電流値の変化は、わずか0.3%程度に留まっていることを付記する。

〈4・3〉 紫外線出力 図9は γ' を用いて表2に示した条件で計算した147 nm, 152 nm, 173 nmの紫外線出力, P_{147} , P_{152} , P_{173} の時間変化を表す。共鳴原子 $\text{Xe}^*(1s_4)$ から放射される147 nmの紫外線は、前述したように光の閉じ込

め効果を伴うことから、陰極と陽極に到達する出力が異なるので、それぞれの値 P_{147K} , P_{147A} も合わせて図に示した。これらはセル1個から放射される紫外線出力であり、入力電力 P_i は電流制限抵抗による損失を除いている。

表3に図9のデータなどから求めた紫外線出力と入力電力の平均値、および、その比である発光効率について一覧で示した。 γ' に対する発光効率は、 γ を用いたときよりも10%程度大きい。これは、 γ' を用いた場合、ガスによる逆拡散効果の影響で、実効的に γ が小さくなり発光輝度が低下するが、この場合放電電流の値も約70%と小さくなって入力電力が低下することから発光効率の上昇につながったものと理解できる。PDPセルのグロー放電動作の場合、放電電流密度を小さくした方が発光効率が上昇する実験結果が得られている⁽¹⁹⁾。

〈4・4〉 粒子密度の時空間分布 計算した12種類の粒子の中から代表例として、図10に電子とイオンおよび共鳴原子 $\text{Xe}^*(1s_4)$ の時空間密度分布を示す。図10の左側の γ' を用いた時の分布は、右側の γ を用いた分布に比べ粒子の最大密度が小さい。これは、逆拡散効果により γ' が γ より減少したことが原因で、図8の放電電流波形にもその影響が現れている。

5. む す び

PDPのような比較的高ガス圧放電動作における二次電子の逆拡散効果の影響を詳細に調べるために、その効果をガス中と真空中の二次電子利得の比 γ'/γ (二次電子の利用効率) として定量化することを考え、1次元放電シミュレーションに取り入れた。実際には前述した計算コードを用いて、陰極に入射するイオンと励起粒子および光子に対する二次電子の生成量や、それらの粒子のパルス放電特性への影響度などについて詳細に調べると同時に、パッシェン曲線などの放電基礎特性や紫外線の放射特性についても吟味・検討した。

今後は逆拡散効果を考慮に入れたこれらの計算コードを活用し、また今回得られた結果を基に、PDPにおける放電電圧の低減や、発光効率などの重要な動作特性のさらなる向上を目指した研究を進展させて行く所存である。

6. 謝 辞

本研究の機会を与えられた当所 村上宏前研究主幹(現・大日本印刷(株))、ならびに佐藤史郎部長、および日頃から貴重な議論とご協力を頂いている高野主任研究員を始めと

する当所表示・光デバイスの同僚各位に感謝する。

(平成13年6月22日受付, 同13年9月21日再受付)

文 献

- (1) K. Takahashi, S. Hashiguchi, Y. Murakami, M. Takei, K. Itoh, K. Tachibana and T. Sakai: "Investigation of Discharge Phenomena in a Cell of Color Plasma Display Panel I. One-Dimensional Model and Numerical Method", Jpn. J. Appl. Phys., Vol.35, No.1A, pp.251-258 (1996).
- (2) Y. Murakami, K. Takahashi, H. Matsuzaki, T. Sakai, M. Takei, S. Hashiguchi and K. Tachibana: "Computer Simulation of Pulsed Discharge for a Color DC Plasma Display Panel", Proc. Euro Display '93, pp.555-558 (1993).
- (3) Y. Murakami, J. Koike, H. Murakami and K. Tachibana: "Basic Study on $Xe^*(1s_4)$ Atom and Xe_2^* Molecule Densities in AC and DC-Type PDP Cells Using One-Dimensional Computer Simulation", Proc. IDW'97, pp.567-570 (1997).
- (4) 平野, 村上, 松崎:「PDPの放電シミュレーションの一応用～放電開始電圧の検討～」, 信学技報, EID98-25, pp.19-24 (1998).
- (5) C. Punset, J. -P. Boeuf and L. C. Pitchford: "Two-Dimensional Simulation of an Alternating Current Matrix Plasma Display Cell: Cross-Talk and Other Geometric Effects", J. Appl. Phys., Vol.83, No.4, pp.1884-1897 (1998).
- (6) Y. Murakami, H. Matsuzaki, H. Murakami and K. Tachibana: "A Two-Dimensional Simulation of Pulsed Discharge for a Color DC-Type Plasma Display Panel", Jpn. J. Appl. Phys., Vol.39, No.2A, pp.590-597 (2000).
- (7) H. S. Jeong, Y. Murakami, M. Seki and H. Murakami: "Discharge Characteristics with Respect to Width of Address Electrode Using Three-Dimensional Analysis", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol.29, No.3, pp.559-565 (2001).
- (8) Y. Ikeda, J. P. Verboncoeur, P. J. Christenson and C. K. Bird-sall: "Global Modeling of a Dielectric Barrier Discharge in Ne-Xe Mixtures for an Alternating Current Plasma Display Panel", J. Appl. Phys., Vol. 86, No. 5, pp.2431-2441 (1999).
- (9) S. Rauf and M. J. Kushner: "Dynamics of a Coplanar-Electrode Plasma Display Panel Cell. I. Basic Operation", J. Appl. Phys., Vol. 85, No. 7, pp.3460-3469 (1999).
- (10) O. Sahni and C. Lanza: "Importance of the Dependence of the Secondary Electron Emission Coefficient on E/p_0 for Paschen Breakdown Curves in AC Plasma Panels", J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 4, pp.1337-1348 (1976).
- (11) 福山, 伊藤, 村上, 松崎:「PDPセル内の電子スオームの挙動」, 電学論, Vol.119-A, No.3, pp.286-292 (1999).
- (12) Y. Murakami, H. Matsuzaki, H. Murakami and N. Ikuta: "Effective Secondary Electron Yield of a Cathode for Plasma Display Panel", Jpn. J. Appl. Phys., Vol.40, No.5A, pp.3382-3388 (2001).
- (13) T. Holstein: "Imprisonment of Resonance Radiation in Gases", Phys. Rev., Vol.73, No.12, pp.1212-1233 (1947).
- (14) T. Holstein: "Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II", Phys. Rev., Vol.83, No.6, pp.1159-1168 (1951).
- (15) 高橋, 橋:「He-Xe混合ガスにおける電子衝突電離係数および励起係数の測定と解析」, 電学論, Vol.111-A, No.3, pp.182-191 (1991).
- (16) 松崎:「アルカリ金属冷陰極における放電特性と理論的検討」, 電学論, Vol.111-A, No.11, pp.971-978 (1991).
- (17) H. D. Hagstrum: "Electron Ejection from Mo by He^+ , He^{++} and He_2^+ ", Phys. Rev., Vol.89, No.1, pp.244-255 (1953).
- (18) H. D. Hagstrum: "Electron Ejection from Ta by He^+ , He^{++} and He_2^+ ", Phys. Rev., Vol.91, No.3, pp.543-551 (1953).
- (19) T. Kamegaya, H. Matsuzaki and M. Yokozawa: "Basic Study on the Gas-Discharge Panel for Luminescent Color Display", IEEE Trans. Electron Devices, Vol.ED-25, No.9, pp.1094-1100 (1978).

村上 由紀夫 (非会員) 1956年2月12日生。徳島大学電気工学科卒業。NHK徳島放送局, NHK高松放送局で番組制作, 放送技術, 番組送出を担当。89年NHK放送技術研究所, 現在に至る。主にプラズマディスプレイのコンピュータ放電シミュレーション, 蛍光体の特性改善の研究に従事。映像情報メディア学会, 応用物理学会会員。

平野 芳邦 (非会員) 1972年8月14日生。95年日本大学文学部応用物理学学科卒業。97年東京工業大学大学院総合理工学研究所物理情報工学専攻修士課程修了。97年NHK放送技術研究所, 現在に至る。主にプラズマディスプレイのコンピュータ放電シミュレーションの研究に従事。映像情報メディア学会, 電子情報通信学会会員。

松崎 秀臣 (正員) 1944年4月28日生。67年東京大学工学部物理工学科卒業。72年同大学大学院電子工学専攻博士課程修了。72年NHK放送技術研究所, 現在に至る。工学博士。プラズマ光放射源一般, ならびにプラズマディスプレイパネルを始めとする表示・光デバイスの開発基礎研究に従事。映像情報メディア学会, 放電学会会員。