Ar-Hg 放電における253.7nm 光発光効率の管径依存性

正会員 渡辺 良 男(神奈川大学) (非会員) 東 井 学(神奈川大学)

Dependence of 253.7 nm Emission Efficiency on the Discharge Tube Radius in Ar-Hg Mixture Gases

Member Yoshio Watanabe (Kanagawa University)

Non-Member Manabu Higashii (Kanagawa University)

ABSTRACT

The dependence of 253.7 nm emission efficiency on the discharge tube radius in argon-mercury-mixture gases is investigated using the simulation model for a positive column. The calculated waveforms of electric field, 253.7 nm emission, electron energy and electron density show good agreement with the measured waveforms, respectively, for 50 Hz and 50 kHz operations. The obtained results are as follows: (1) The 253.7 nm emission efficiency takes a maximum with the tube radius under the constant discharge power and the constant mercury atom density condition, even though the dependence of emission efficiency on the discharge tube radius is rather weak except for the small radius region. (2) At the large radius region, the effective radiative decay-time increases with the radius. The density at radiative excitation level also decreases with the radius due to the decrement of electron energy and electron density. Thus, 253.7 nm emission decreases even if the discharge volume is increased. (3) At the small radius region, the increasing rate of the density at radiative excitation level begins to decrease with the radius, since the excited atoms at the triplet levels are excited to higher levels. Thus, 253.7 nm emission decreases with a decreasing discharge volume.

KEYWORDS: fluorescent lamp, emission efficiency, positive column, simulation model

1. 緒言

蛍光ランプの最近の開発動向は細管化である。細管化により輝度の高い光源が得られること、並びに使用材料(とくに高価な蛍光体)や輸送費・倉庫料等の削減が図られるためである。問題点は管壁負荷が高くなることによる蛍光体の劣化と、再点弧電圧上昇による放電負荷力率の低下がもたらす陽光柱紫外線発光効率の低下ならびに電極短寿命である(商用周波数点灯の場合)¹⁾。前者は高管壁負荷に耐えられる稀土類蛍光体の開発により、後者は高周波点灯の採用により解消されつつある。この結果、例えば40W 蛍光ランプでは開発当初の管径38mmから32mmをへて現在では28mm、さらには25mmのランプが開発されつつある。

蛍光ランプの発光効率は管径に依存する。したがって細管化を進めるには管径と発光効率の関係を明らかにしておくことが必要である。40W 蛍光ランプの発光効率は当初、管径38mmで極大値を持つと測定された。Waymouthはその理由を、極大値位置より管径が大の領域では253.7nm 光放射実効時定数が管径とともに増加するため、管径が小の領域では電子温度が高くなりすぎ253.7 nm 光以外の損失が増大するためと説明している²⁾。最近の明星ら

の測定結果は極大値を示す管径を22mm付近としている³⁾。一方、A. Bouwknecht は管径が細いほど発光効率は低下し極大値は示さなかったと報告している⁴⁾。このように発光効率は管径に対し極大値を持つのかどうか、また極大値が存在するならばその管径値はいくらであるのかはまだ明確にされているとは言えない。この原因は従来の測定が蛍光ランプの商用周波数点灯での光束測定であるため、前述の蛍光体の劣化および商用周波数点灯での放電負荷力率の低下をも含めて測定していたためである。したがって発光効率の管径依存性を明らかにするためには、蛍光体の特性を含まない陽光柱紫外線発光効率を再点弧現象が存在しない高周波点灯で求めなければならない。

紫外線発光効率の管径依存性を実験で正確に求めるには困難がある。すなわち効率の変化が小さいため、管径の異なる放電管を製作して測定する場合、供試放電管および測定時温度条件のばらつきを十分に小さくする必要がある。このため紫外線発光効率の管径依存性を明らかにするには、効率に関係する他の諸因子の影響を除去できる陽光柱特性解析モデルによる解析が有効である。

本報告では高周波動作状態での Ar-Hg 放電の紫外線発光効率管径依存性を陽光柱特性解析モデルにより検討する。

本論文の一部は平成5年度照明学会全国大会で渡辺が講演した。

2. 解析モデル

放電管は円筒とし、軸方向にはすべての量が均一、半径方向の密度分布は零次のベッセル関数で近似できるものとする。電子エネルギー分布は Maxwell 分布を仮定する。Ar (330Pa 一定) と Hg (0.8Pa 一定) の混合気体を考え、Hg のみが電離・励起するものとする。用いた水銀のエネルギー準位図を図1に示す。基底準位、

図1 水銀エネルギー準位図
Fig.1 Energy level diagram of Hg atom with the transition processes

電離準位をそれぞれ添え字 g, i で表す。励起準位は $6^3P_{0,1,2}$ (添え字 q, r, s で表す) のトリプレット準位、および 6^1P_1 , 7^3S_1 , 6^3D (それぞれ添え字 p, u, t で表す) の高励起準位を考える。ただし 7^3S_1 と 6^3D の各励起原子はトリプレット準位からのみ励起され、直ちに光を放射して元の励起準位に各々同量戻すものとする。イオン密度は電子密度に等しいものとする。各励起原子密度 N_q , N_r , N_s , N_p および電子密度 n_e の連続の式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} N_q = n_e \{ K_{gq} N_g - (K_{qg} + K_{qr} + K_{qs} + K_{qp} + K_{qi}) N_q + K_{rq} N_r + K_{sq} N_s + K_{pq} N_p \} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_r = n_e \{ K_{gr} N_g + K_{qr} N_q - (K_{rg} + K_{rq} + K_{rs} + K_{rp} + K_{ri}) N_r + K_{pr} N_p + K_{sr} N_s \} - \frac{N_r}{\tau_r} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_s = n_e \{ K_{gs} N_g + K_{qs} N_q + K_{rs} N_r - (K_{sg} + K_{sq} + K_{sr} + K_{sp} + K_{si}) N_s + K_{ps} N_p \} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N_p = n_e \{ K_{gp} N_g + K_{qp} N_q + K_{rp} N_r + K_{sp} N_s - (K_{pg} + K_{pq} + K_{pr} + K_{ps} + K_{pi}) N_p \} - \frac{N_p}{\tau_p} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e = n_e \{ K_{gi} N_g + K_{qi} N_q + K_{ri} N_r + K_{si} N_s + K_{pi} N_p \} + D_a \nabla^2 n_e \quad (5)$$

ここで K_{xy} ($x, y = g, q, r, s, p, i$) は x 準位から y 準位への速度定数、 D_a は両極性拡散係数である。 τ_r , τ_p は放射実効時定数で、 τ_r は次式で近似し⁵⁾、 τ_p は τ_r と同一値を取ると仮定した。

$$\tau_r = 4.226 \times 10^{-7} (4 \times 10^2 P_{Hg} R)^{(78/67)} \quad (6)$$

ここで P_{Hg} は水銀蒸気圧、 R は管半径である。

電子エネルギー U_e の保存式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} U_e = -\chi \nu (U_e - U_g) + \mu_e E^2 + \sum_{x,y} K_{xy} N_x \Delta V_{xy} \quad (7)$$

(eV · s⁻¹/electron)

ここで χ は Ar との弾性衝突損失係数、 ν は弾性衝突周波数、 U_g は Ar ガスの温度エネルギー、 μ_e は電子移動度、 E は陽光柱電界、 ΔV_{xy} は x 準位から y 準位へのエネルギー差である。ただし y 準位が電離準位 i の場合は、 $\Delta V_{xi} = V_{xi} + 5/3 \cdot U_e$ とした⁶⁾。右辺第1項は弾性衝突損失、第2項は電界による加速エネルギー、第3項は非弾性衝突損失を表し、 q, r, s 各励起準位から u, t 各励起準位への励起損失をも含む。各係数値は参考文献(6)、(7)の値を使用した。

電流 i を次式で与える。

$$i = I_{sin} \omega t = 0.43 \pi R^2 q n_e \mu_e E \quad (8)$$

ここで q は電子の素電荷量である。放電周波数は 50kHz とし、DC、50Hz についても比較参考のため計算した。

253.7nm 紫外線出力は N_r/τ_r に比例するとして、253.7nm 紫外線発光効率(以下、単に発光効率と称する) η を次式で与える。

$$\eta = \frac{\int_0^T \frac{N_r}{\tau_r} V_{gr} dt}{\int_0^T n_e \mu_e E^2 dt} \quad (9)$$

ここで T は半周期、 V_{gr} は 6^3P_1 準位の励起エネルギーである。

解法はまず直流解を求める。直流では(1)~(5)、(7)式の左辺は零とおける。適当な電子エネルギーを設定して(1)~(5)式から各密度を求める。これを(8)式($\omega t = \pi/4$)に代入して電界を計算、(7)式にこれらを代入し、等号が成立するよう設定電子エネルギーを修正する。次に直流解の値を初期値として交流での定常解を求める。交流時の解法は Euler の方法を使用した。

3. 解析結果

3.1 解析モデルの検証

用いた解析モデルの妥当性を見るために直流特性ならびに 50 Hz と 50kHz での波形を実測値と比較する。 R はすべて 16mm である。放電電流を変化させたときの直流特性を図2に示す。図中点線は放電長 1m の放電管で放電電圧から電極降下電圧を 15V として求めた電界値である。電界の測定と計算結果はほぼ一致している。

図2 直流放電特性(管半径16mm)、実線: 計算値、点線: 測定値
Fig.2 Discharge characteristics at DC operation ($R=16$ mm)
Solid line: calculation. Dotted line: measurement.

50Hz 動作での放電電流, 電圧, 253.7nm 光の測定波形を図3(a)に, 電界, 電流, N_r (R が一定の場合, 253.7nm 光出力に比例) の各計算波形を図3(b)に示す. 測定放電管の放電長は0.4m で, 放電電流は測定, 計算ともに0.35A (rms) である. 計算では電流を正弦波で与えているのに対し, 実測では点灯回路の制約からやや正弦波から外れている. 放電電流波形の差, ならびに実測放電電圧波形は電極降下電圧を含んでいることを考慮すれば, 計算電界波形と実測放電電圧波形, および N_r 波形と253.7nm 光発光波形の相似性はおおむね良好である. 50kHz 動作での放電電流, 電圧, 253.7nm 光の測定波形を図4(a)に, 電界, 電流, N_r , n_e の各計算波形を図4(b)に示す. 放電長は0.4m で, 放電電流は測定, 計算ともに0.4A (rms) である. 計算波形と測定波形の相似性はおおむね良好である.

図3 50Hz 動作時の各波形 (管半径16mm, 放電電流0.35A)
 (a) 測定 (i: 電流, V_L : 電圧, 253.7nm 光) 0.5A, 50V, 2ms/div.
 (b) 計算 (i: 電流, E: 電界, N_r : 6^3P_1 励起準位密度)
 Fig.3 Waveforms at 50 Hz operation
 ($R=16$ mm. Current is 0.35A)
 (a) measurement (i: current, V_L : voltage, 253.7nm emission)
 (b) calculation (i: current, E: electric field, N_r : 6^3P_1 population density)

図4 50kHz 動作時の各波形 (管半径16mm, 放電電流0.4A)
 (a) 測定 (i: 電流, V_L : 電圧, 253.7nm 光) 0.5A, 50V, 2μs/div.
 (b) 計算 (i: 電流, E: 電界, N_r : 6^3P_1 励起準位密度)
 Fig.4 Waveforms at 50 kHz operation
 ($R=16$ mm. Current is 0.4A)
 (a) measurement (i: current, V_L : voltage, 253.7nm emission)
 (b) calculation (i: current, E: electric field, N_r : 6^3P_1 population density)

次にシングルプローブ (直径0.5mm, 長さ1mm) を用いて50kHz 動作時の電子エネルギー, 電子密度波形を測定した結果を計算値と共に図5に示す. 測定, 計算ともに R は16mm, 放電電流は0.35A (rms) である. 波形は測定と計算でよい相似性を示す. 電子密度の計算値は測定値より若干大, 電子エネルギーの計算値は測定値より約20%高くなっている. この程度の不一致は誤差範囲とみなせ, 用いた解析モデルは少なくとも定性的には妥当と考える. 電子エネルギーが低く測定されている理由は, 測定誤差の他, はしご様電離により水銀の実効的な電離電圧が低下しているため一因と推定される⁸⁾.

図5 50kHz 動作時の電子エネルギー、電子密度波形
(管半径16mm, 放電電流0.35A)

○, △: 測定値, 実線: 計算値
Fig.5 Waveforms of electron energy and temperature at 50 kHz operation (R=16 mm, Current is 0.35A)
○, △: measurement, Solid line: calculation

3.2 発光効率管径依存性

発光効率は電子密度、よって放電電流密度に大きく依存する。また電界は電流密度に依存する。このため管径依存性を検討する場合、設定放電条件が重要である。ここでは実用的な観点から長さ(1m)当たり陽光柱放電電力一定の条件で解析する。また特に断りがない限り、結果は $6^3P_{0,1,2}$, 6^1P_1 , 7^3S_1 , 6^3D の各励起準位をすべて考慮したモデルによる。

放電電力 $W_L=28W$ 一定、動作周波数50kHz で、管半径 R と発光効率 η の関係を求めた結果を図6に示す。比較参考のため励起準位としてトリプレット準位($6^3P_{0,1,2}$)のみ考慮した場合についても図中に示した。トリプレット準位のみ考慮した場合、 $R=6mm$ 前後で η は極大値を示す。高励起準位をも含めた場合、これら励起準位に起因する放射損失が含まれるため全体に η が低下、R が小であるほど η の低下幅が大きくなるため極大値は $R \approx 9mm$ にシフトし、かつ $R > 9mm$ では η は漸減またはほぼ一定になる。放電電力を

図6 253.7nm 光発光効率管径依存性
(放電電力28W 一定)

実線: すべての励起準位を含む場合,
点線: トリプレット準位のみ考慮した場合

Fig.6 Dependence of emission efficiency of 253.7nm wave-length on the discharge tube radius (Discharge power is constant at 28W. Operation frequency is 50kHz.)
Solid line: including all excitation level
Dotted line: including triplet level only

パラメータにしたときの R と η の関係を図7に示す。電力が大になるほど効率は低下し、かつ極大値を与える R はわずかに大の方向にシフトする。参考のため放電電力 $W_L=28W$ 一定で、動作周波数 DC, 50Hz, 50kHz での R と η の関係を図8に示す。DC と 50 kHz ではほとんど差はない、これに対し50Hz では η は若干低下する。50Hz では再点弧現象が発生するため放電負荷率が低下し、同一放電電力を得るための電流実効値が増大すること、ならびに再点弧のための電離損失が増大するためである。

図7 各放電電力での253.7nm 光発光効率管径依存性

Fig.7 Dependence of emission efficiency of 253.7nm wave-length on the discharge tube radius at each discharge power

図8 各動作周波数(DC, 50Hz, 50kHz)での253.7nm 光発光効率管径依存性 (放電電力28W 一定)

Fig.8 Dependence of emission efficiency of 253.7nm wave-length on the discharge tube radius at each operation frequencies (DC, 50Hz, 50 kHz).
(Discharge power is constant at 28W.)

4. 検討

放電電力一定の条件での計算結果は、トリプレット準位のみ考慮した場合でも発光効率はある管径で極大値を持ち、さらに高励起準位をも含めたモデルでは極大値は管径大の方向にシフトし、かつ管径大の領域では発光効率は管径にあまり依存しないことを示す。

(1)~(5)と(7)式を半周期 T で積分すれば左辺は零となる。(7)式右辺の項に(1)~(5)式の関係式を代入して整理すれば次式が得られる。

$$\int_0^T \mu_e E^2 dt = \chi \int_0^T (U_e - U_g) dt + \frac{V_{gr}}{n_e \tau_r} \int_0^T N_r dt + \frac{V_{gp}}{n_e \tau_p} \int_0^T N_p dt + \int_0^T \sum_{x,y} (N_x K_{xy} V_{xy}) dt + \frac{1}{\Lambda^2} \int_0^T (V_{gr} + \frac{5}{3} U_e) D_a dt \quad \dots\dots(10)$$

ここで $x=q, r, s, y=u, t$, Λ は特性拡散長である。左辺は入力、右辺第1項は弾性衝突損失、第2項は253.7nm 光損失、第3項は185nm 光損失、第4項は 7^3S_1 と 6^3D 準位からの放射損失、第5項は電離損失の各エネルギーを表す(単位体積・電子1個当たり)。また50kHz動作を考えているから、電子密度 n_e は時間変化しないとしている(図4参照)。放電電力 W_L (単位長さ当たり) は次式で与えられる。

$$W_L = \frac{1}{T} \int_0^T i E dt = \frac{0.43 \pi R^2 q n_e}{T} \int_0^T E^2 dt \quad \dots\dots(11)$$

W_L 一定の条件で(11)式を用いて(10)式を書き換えれば次式になる。

$$\begin{aligned} \text{一定} &= R^2 n_e \chi \int_0^T (U_e - U_g) dt + \frac{R^2 V_{gr}}{\tau_r} \int_0^T N_r dt + \frac{R^2 V_{gp}}{\tau_p} \int_0^T N_p dt \\ &+ \int_0^T R^2 n_e \sum_{x,y} (N_x K_{xy} V_{xy}) dt + 2.4^2 n_e \int_0^T (V_{gr} + \frac{5}{3} U_e) D_a dt \\ &= W_{co} + W_{254} + W_{185} + W_{ut} + W_i \quad \dots\dots(12) \end{aligned}$$

ここで $\Lambda = R/2.4$ の関係を用いている。また W_{co} , W_{254} , W_{185} , W_{ut} , W_i を W_L で除した値は各損失の比を与える。

$W_L = 28W$ 一定で、各損失比、電子エネルギー U_e 、電子密度 n_e の R 依存性を図9に示す。電力一定で R を小にすると、電子の拡散損失が増大、平衡状態を保つために電離が増加、このため U_e によって E が漸増する。 E の R 依存性は小であるから、(11)式より R の減少に伴い n_e は漸増する(電流密度一定の場合は R の減少に伴い E が漸増するため n_e は漸減する)。各損失比の変化は、 R が小になるにつれ弾性衝突損失比は減少、 W_{254} を除く他の損失比は増加する。

図9 各プラズマ量の管半径依存性
(放電電力28W一定)

Fig.9 Dependence of each plasma parameter on the discharge tube radius
(Discharge power is 28 W.)

(12)式と図9の結果を用いて発光効率(6^3P_1 準位からの放射損失比 W_{254})の管径依存性を検討する。 R が大の領域では U_e が低い弾性衝突損失と253.7nm 放射損失が損失の大部分を占める。 R の増加に伴う n_e , U_e の低下により、弾性衝突損失は単位体積当たりでは R とともに減少するが、 U_e 依存性が小さいため放電体積増加を考慮するとほぼ $R^{0.6}$ に比例して増加する。253.7nm 放射損失は n_e , U_e の低下により N_r が R にほぼ反比例的に減少、一方、 τ_r が R にほぼ比例して増加するため、放電体積増加を考慮しても R に対してはほぼ一定になり、弾性衝突損失の増加により割合としては漸減する。

R が小の領域では n_e , U_e の増加により単位体積当たりではこれらの損失も増加する。 7^3S_1 , 6^3D および 6^1P_1 準位からの放射損失は各励起準位原子が主としてトリプレット準位から励起されるため、253.7nm 放射損失よりも n_e , U_e 、よって R により強く依存する。放電体積の減少を考慮すると、 U_e 依存性が小さい弾性衝突損失は減少、253.7nm 放射損失以外の各放射損失は漸増する。電離損失は放電体積の減少と拡散長の減少が相殺し、 R の減少に伴う n_e および U_e , D_a の増加により大きく増加する。253.7nm 放射損失は n_e , U_e の増加により、トリプレット準位から電離準位を含む、より高励起準位への励起が増大するため N_r の増加率が減少し、 R の減少とともに減少する。

励起準位としてトリプレット準位のみを考慮したとき、 R が小の領域で発光効率が減少するのは電離損失の増加によるものである。これに、より高励起準位の損失が加わると、トリプレット準位密度によって N_r の増加がさらに抑制され、発光効率は R が小になるほど低下幅が大になり、極大値を与える管径は大のほうへシフトする。

最後に実際の蛍光ランプでの可視光発光効率の管径依存性を検討する。 R を小にすると253.7nm 放射損失が減少する一方、185nm 放射損失は増加する。蛍光ランプでは185nm 光も253.7nm 光に比べて変換効率は劣るものの蛍光体で可視光に変換されるため、 R が小の領域での可視光発光効率の低下は253.7nm 光発光効率の低下より小幅になる。また放電長一定で管径を小にすると陽光柱電界が大になるため、電極降下電圧が管径に依存しない限り全放電電力に占める陽光柱電力の比が大になり、放電管入力電力に対する発光効率は向上する。これらの効果を含めれば、253.7nm 光発光効率の管径依存性はもともと大きくないため、管径が極端に小でない限りランプとしての発光効率は管径にはほとんど依存しないと推定される。むしろ管壁負荷が高くなることによる蛍光体の効率変化、管壁温度変化による水銀密度変化が実際の蛍光ランプでの発光効率管径依存性を支配すると予想される。

5. 結言

低圧 Ar-Hg 放電における253.7nm 光発光効率の管径依存性を陽光柱解析モデルにより検討した。得られた結果を要約すれば以下のとおりである。

陽光柱での253.7nm 光発光効率は水銀密度、長さ当たり陽光柱放電電力一定の条件で管径に対し極大値を有する。ただし管径が極端に小でない限り発光効率の管径依存性は小さい。

R が大の領域で η が低下するのは、253.7nm 放射損失は N_r の減少と τ_r の増加による単位体積当たりの減少と放電体積の増加とがほぼ釣り合い R に対しほぼ一定であるのに対し、弾性衝突損失は R とともに増加するため253.7nm 放射損失の割合が減少する。

R が小の領域で η が低下するのは、 U_e , n_e の増加により電離損失を含む各励起損失は放電体積の減少を上回って増加するが、電離準位を含むより高励起準位への励起が主としてトリプレット準位から生じるため、 N_r の増加率はより高励起準位の増加率より小さく、 R の減少とともに253.7nm 放射損失の割合が減少する。

今回のモデルでは電子エネルギー分布は Maxwell 分布を仮定し、各原子の衝突断面積は衝突電子エネルギーに対し直線近似している。また Ar の励起、Hg との Penning 効果を考慮していない。これらの仮定は電子エネルギーが小さい管径大の領域では大きな誤差を与えないと考えられるが、電子エネルギーが大きい管

径小の領域では無視できない。したがって極端に管径が小の場合、上記の点を考慮したモデルに修正する必要がある。

最後に、本研究の計算、測定に本学卒業生、田畑正弥君、坂上裕一君、岩崎道信君にご協力をいただいた。また測定に使用した放電管は日立製作所殿より提供いただいた。これらの方々に深謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) Y.Watanabe, T.Ono, H.Matuno and S.Murayama: "Discharge waveform for a narrow-tube lamp and its improvement using a switching circuit", J.Light & Vis. Env., 8-1 pp.21-26 (1984)
- (2) J.F.Waymouth: Electric Discharge Lamps, The M.I. T. Press, pp.20-22 (1978)
- (3) 明星, 山本, 奥野:「高周波点灯専用形蛍光ランプ」, 照全大, p.5 (1992)
- (4) A.Bouwknegt: "Compact fluorescent lamps", J.Illum. Engng. Soc., 11-4, pp.204-212 (1982)
- (5) J.F.Waymouth: Electric Discharge Lamps, The M.I. T. Press, p.123 (1978)
- (6) J.Polman, J.E.van der Werf and P.C.Drop: "Non-linear effects in the positive column of a strongly modulated mercury-rare gas discharge", J.Phys.D: Appl.Phys., Vol.5, pp.266-279 (1972)
- (7) R.B.Winkler, J.Wilhelm and R.Winkler: "Kinetics of the Ar-Hg Plasma of Fluorescent Lamp Discharges",

Annalen der Physik., 40-7, pp.90-118 (1983)

- (8) 和邇浩一:「水銀電子の高い励起準位密度の測定による電離過程の解析」, 照明学会研究会資料, LS-92-23, pp.42-51 (1992)

(受付日1995年4月13日/採録日1995年8月8日)

わたなべ よしお
渡辺 良男 (正会員)

神奈川大学工学部電気工学科

1946年2月生まれ。1969年3月京都大学工学部電気工学科卒業。同年4月日立製作所入社。1990年4月神奈川大学工学部電気工学科に勤務。現在同大学工学部助教授。工学博士。1980年照明学会研究奨励賞, 1992年日本照明賞, 1994年照明学会論文賞受賞。電気学会, 応用物理学会各会員。

ひがし まなぶ
東井 学 (非会員)

神奈川大学工学部電気工学科

1970年11月生まれ。1994年3月神奈川大学工学部電気工学科卒業。同年4月神奈川大学工学研究科博士前期課程電気工学専攻入学。現在同大学工学研究科に在籍。