CT法を用いた高圧電線表面のコロナ発光の観測

正員 山田 忠比古 (大同工大)

正員 後田 澄夫 (豊田高専)

正員 近藤 芳孝 (大同工大)

Observation of Light Output from Corona Discharge on a High Voltage Wire Conductor Using the CT Technique

Tadahiko Yamada, Member (Daido Institute of Technology), Sumio Ushiroda, Member (Toyota College of Technology),

Yoshitaka Kondo, Member (Daido Institute of Technology)

Luminosity of wire corona has been observed by the technique of the computed tomography. The light output from wire corona has been compared with the calculated result. Spatial distributions of space-charge and current density of each type of charges carrier in a corona field has been also determined by computing the ionization and attachment process under the Deutsch assumption and compared with experimental results.

The calculated results along the symmetry axis of the electrodes show very good agreement with measurements. Unfortunately, there is a slight difference between the experimental results and those of the calculation under the Deutsch assumption in the distribution of luminosity.

キーワード：イオン流場, CT, コロナ, Deutschの仮定

1. まえがき

コンピュータ・トモグラフィ（以下CT）は、医療の世界にあつてはX線CT、超音波CT、核磁気共鳴CT等に使われ、近代医療の根幹をなす技術である。コンピュータの進歩なくしてCT技術はありえないが、それにしても人類に寄与する点においては今世紀最大の発明の一つである。

CT法を物理計測に用いる試みに、プラズマ発光の空間分布に関する研究がある⁽¹⁾⁽²⁾。プラズマ診断の分野では古くからアーベル逆変換が用いられていた。この方法では発光量が軸対称でなければ適用できなかったが、CT法によってプラズマ密度にかたよりがあつても計測が可能になった。ここで取り上げている電線表面のコロナ放電発光の空間分布もまさにCT法でなければ観測できないテーマである。

直流高圧送電線路（以下HVDC線路と呼ぶ）の基礎的研究は原⁽³⁾、須永⁽⁴⁾、宅間⁽⁵⁾らによって行なわれたが、主たる関心がイオン流帯電および電線表面から離れた空間におけるイオン流分布にあつて、電線近傍における放電状況に関する研究は行われていない。Waters⁽⁶⁾はコロナ放電時の電線表面の電界を計測しているが、このような電線表面における放電の実験的研究なしでは、HVDC研究はなお不十分であると言わざるを得ない。

CTの実験結果とイオン流場の計算結果との比較を行う

が、我々が用いた計算手法を明確にするために、従来の手法を概観すると、大別して次の二つに分けられる。ひとつは、電極表面近くの間隙域を無視して、電極表面からイオンが放出されると仮定して空間の電界を求める方法、もうひとつは電離の過程も計算に組み入れて、空間の電子密度正・負イオン密度および電界を求める方法である。間隙域を考慮にいたした計算では、空間電荷の存在によって電極間の電界の方向が変化しないような電極配置の場合には実験値とよく一致する。その代表的なものに同軸円筒電極配置について計算したSarma⁽⁷⁾、Landers⁽⁸⁾らの報告がある。

針対平板、線対平板のように空間電荷の存在によって電界の方向が変わりうるような電極配置ではいくつかの仮定が用いられている。重要な仮定のひとつは「空間電荷は電界の方向には影響せず大きさだけに影響する」というものでDeutschの仮定と呼ばれている。この仮定によれば空間電荷がないときの電界をもとにして、その電気力線に沿った経路をとることによって、一次元の問題として取り扱うことが可能となる。Sarma⁽⁹⁾はこの仮定を取り入れて線対平板電極のコロナ場について計算をおこなったが、これには電離の過程は組み入れられていない。Sunaga⁽¹⁰⁾はHVDC線路のコロナによるRI(radio interference)の問題に関連して、空間電荷がある場合の電線表面の電界の強さを計算しているが、この空間電荷（イオン）は電線表面の電界に比例して放出されると仮定している。Deutschの仮定を使わない方

本論文ではこれまであまり詳細に検討されていなかった電線表面の電離域に着目して、空間での電子、正・負イオンの密度および電界の計算結果についてのべる。また、CTの手法をもちいて得られた電線表面の発光層の断層図からコロナの発光領域およびその明るさを求め、計算結果と比較する。

図1に実験装置を示す。平板電極は3.6x2.0mの錫メッキ鋼板で、線電極は直径5mmの黄銅丸棒である。電極ギャップは0.6mである。各電極は図のように大地に対して垂直になるように配置されている。線電極を中心とした半径2.22mの回転台の上に長焦点レンズを付けた35mmのステールカメラを置き、線電極から平板電極におろした垂線（z軸）の方向を0度として、15度間隔で180度までの13方向からコロナを撮影した。

フィルムの濃度 (D) と入射光の強さ (L) の関係は $D \propto \log L$ であることが濃度校正の実験によって確かめられているので、この関係を使ってCT法によって得られた断層図からコロナ光の強さを求めた。

3. 計算方法

計算では従来からおこなわれている次の仮定をした。

- (1) 空間電荷は電界の方向には影響せず大きさだけに影響する (Deutsch の仮定)。
- (2) イオンの移動度は電界によらず一定である。
- (3) イオンおよび電子の拡散は無視できる。

T. IEE Japan, Vol. 114-A, No. 6, '94

するには問題がある⁽¹³⁾。そこで、本論文では(1)の仮定が成り立つと思われる、対称性の最も良い電線直下の空間について計算をおこなった。

計算では(付12)～(付14)式を連立して、 j_p (正イオン電流)、 j_n (負イオン電流)、および E (電界)をルンゲクッタ法で線表面から解いていく。電極間の分割幅は電子による衝突電離が予想される線近傍では0.1mm、その他の領域では0.74 mmとした。

実験で明らかになっている値は

- 1) 印加電圧
- 2) 平板表面の電界
- 3) 平板での電流密度

である。

繰り返し計算における電流の初期値すなわち線表面での電流密度は、平板に於ける電流密度から逆算して求める。この初期値は、線が正極性の場合には電流成分は電子流のみ、負極性の場合には正イオン流のみとする。また、電界についてはその値が既知でないから、初期値としては線表面で電離が起きるような電界値をあたえる。繰り返し計算において計算が平板に到達した時点で、平板での電界の計算値と電界を積分して得られた電極間電圧の2つを実験値と比較し、これらがかけ離れている場合は、初期値を変更することとした。

この計算は線電極側を起点に計算を開始するわけであるが、初期値として前記の値を入れて計算すると、ほとんどの場合、計算は途中で発散してしまうので、実験から得られた初期値をどんどん与えれば、結果が自動的に得られる便利なものを作ることは出来なかった。計算が収束する範囲は極めて狭い範囲に限られており、電界の初期値では約1/100程、また電流の初期値では 10^{-4} 程度の変化範囲であった。電流の初期値は平板側からの逆算で既知の値であるがこれも若干の修正を必要とした。

空気中のコロナの発光は、窒素分子の $C^3\Pi_u$ から $B^3\Pi_u$ 準位への遷移によって生じる第2正帯の発光がほとんどである。発光の強さは毎秒この準位へ励起される回数に比例すると考えてよいから、励起周波数と電子密度の積から求めることができる。 $C^3\Pi_u$ への励起周波数は谷口⁽¹⁴⁾らによってボルツマン方程式の解としてえられているのでその結果を使用した。

4. 実験結果と計算結果の比較・検討

図3はCT法を用いて再構成した線電極周辺の正コロナの断層図である。医療CTに比べて画像是単純であるが、電線表面に発生するコロナ放電発光の様子を正確に描き出している点で価値があると考ええる。これによれば、電線表面での電離、励起過程は平板電極に面した範囲ばかりでなく、影に入っている部分においても発生していることがわかる。図3は、既に述べたように写真撮影で得られた投影データを用いて再構成した図である。

この結果から得られた z 軸上における明るさと、計算値

図3 電線コロナの断層図

Fig. 3 Computed tomography of wire corona.

との比較を図4に示す。S/N比を良くするために、実験値は 5×5 個の画素(実空間で $0.1 \times 0.1 \text{ mm}^2$)の平均値が示されている。発光の強さは計算および実験値共にその相対値であるから、電線表面の光の強さを一致させて示してある。発光の平板電極に向かっての伸びは、実験に比べて、計算結果の方が大きい。すなわち実験結果から予想される電界分布よりも計算で得られる電界分布の方が平板電極に向かって伸びていることを示す。Deutschの仮定は、空間電荷があっても電気力線は空間電荷がないときと変わらないとするものであるが、電線直下の電気力線は、空間電荷によって横に押し広げられて、電気力線密度が低下することを実験結果は示している。

図4 電線直下の発光強度分布

Fig. 4 Luminosity distribution under the wire.

図5は線電極を中心に同心円状に明るさをプロットしたもので、線の下側(平板側)が明るく、上方になるほど発光が暗くなるようすがよくわかる。

コロナ放電時の電線表面電界の計測はWaters⁽⁶⁾によって行われた。これによれば表面電界はコロナ電流に関係なく、すなわち印加電圧に関係なくほぼ一定であることが明らかにされた。同じことが、Landers⁽⁸⁾や高橋ら⁽¹⁵⁾による同軸電極コロナ放電に関する計算結果についても見られる。

図5 電線近傍での円周方向の発光強度分布
Fig. 5 Luminosity distribution around the wire.

このことは、コロナ放電時においては電線表面電界は θ に関係なく一定として良いことを示している。したがって、図5の電線表面における発光強度は、電子密度に比例していると見なせる。

HVDCにかかわるイオン流場の数値解析の研究において、線電極はその表面からイオンを放出するイオン源として取り扱われている。しかしながらイオン電流密度の θ 依存性を実験的に明らかにした研究がなかったので、宅間、須永らの研究者によってそれぞれ独自の θ 依存性が仮定されてきた。今実験で得られた、電線表面における電子密度分布は絶対値ではないが、イオン流場の解析に有用な情報を提供していると考ええる。

図4、5に示すように正コロナで電離や励起が盛んに行

図6 コロナの断層図から求めた平板上の電流密度分布

Fig.6 Normalized current density distribution over the plane obtained from the computed tomography of the corona.

なわれる空間は、線表面に極めて近い空間に限定されているので、図5に示した電線表面 ($r=2.5\text{mm}$) の発光強度に比例した正イオンが各 θ 方向に放出されているとしてよい。Deutschの仮定によれば放出されたイオンは空間電荷がないときの電気力線に沿って平板に達するはずであるから、これに基づく平板での電流分布の形は図6に示したものとなる。同図には、平板電極上の電流分布の実験結果が同時に示されている。Deutschの仮定に基づいて発光分布から求めた電流分布は実験値に比べて電線直下近傍に集中した形になっており、実際には電気力線が外側に押し広げられていることを示している。また、この電流分布は原らの実験における印加電圧の低い場合のそれにほぼ一致しており、当然ながら、空間電荷の影響が無視できる場合の分布をあらわしている。

上述のように、Deutschの仮定は少なからず問題があるが、それでも図4の結果は、計算結果が実験結果をかなりよく説明していることを示しており、計算を単純にしてくれる点、捨て難い仮定である。ここでは、この仮定が最も成立

(a)正コロナ

(b)負コロナ

図7 電線直下の電流密度分布

Fig. 7 Distribution of current density under the wire.

しやすい電線直下の空間における、電離域を含めた計算結果について述べる。正極性の場合の典型的な電流密度分布を図7(a)に示す。電子電流成分(J_e)は線表面のきわめて薄い層にだけ存在している。このことはCT実験の結果と一致している。正イオン電流(J_p)は非常に短い距離の間で J_e と入れかわり全電流(J)に等しくなる。負イオン電流(J_n)は線表面にごくわずかに存在するだけである。このように正極性においては、コロナ放電は線表面から1mm以内の空間で生じており、その間だけで電荷の発生・転換がある。

負極性の場合の電流分布を図7(b)に示す。この場合には、電子電流(J_e)は線表面から離れるに従って増加していき、電離域($\alpha > \eta$ の範囲)の終端である約2mmの距離まで増加し続ける。正イオン電流(J_p)は線表面近くではほぼ全電流に等しいが、 J_e の増加に伴って急速に減少する。負イオン電流(J_n)は J_e の増加に引きついて徐々に増加していきやがて全電流を占めるようになる。

図8(a), (b)に正極性および負極性の場合の空間電荷密度分布を示す。正極性では空間全体が正イオンで満たされて

(a)正コロナ

(b)負コロナ

図8 電線直下の空間電荷密度分布

Fig8. Distribution of space charge density under the wire.

図9 電線直下の電界分布

Fig. 9 Field distribution for positive corona.

表1 境界における計算値と実験値の比較

Table 1. Comparison between the calculating and the experimental values on the electrode surface.

(a) 正極性						
実験値			計算値			
印加電圧 (kV)	平板表面の電界 (kV/cm)	平板での電流密度 (μA/cm²)	印加電圧 (kV)	平板表面の電界 (kV/cm)	平板での電流密度 (μA/cm²)	線表面の電界 (kV/cm)
80	0.439	0.65	80.0	0.472	0.65	52.5
100	1.03	16.0	100.2	1.03	16.0	55.1
140	2.20	76.6	140.6	2.20	76.6	50.0

(b) 負極性						
実験値			計算値			
印加電圧 (kV)	平板表面の電界 (kV/cm)	平板での電流密度 (μA/cm²)	印加電圧 (kV)	平板表面の電界 (kV/cm)	平板での電流密度 (μA/cm²)	線表面の電界 (kV/cm)
80	0.428	0.7	80.1	0.614	0.7	49.1
100	0.98	19.5	100.2	1.24	19.5	48.3
140	2.14	84.4	140.6	2.27	84.4	48.3

いることがわかる。電子の移動度はイオンのそれと比べるときわめて大きいので、電子電流密度は大きくても電荷密度の図にはほとんど現われない。一方、負極性では線近傍で正イオンが大半を占めるが、線表面から離れると急速に減少して負イオンと入れかわる。このように正極性のコロナの場合には空間はほとんど単一のイオンで満たされるとみてよい。しかし、負極性では線電極の近くで正負の電荷が入れ替わるので、ギャップを単一のイオン流場と考えるには無理がある。

電界分布は図9に示すように、線表面から指数関数的に減少するが、平板近くでは空間電荷の影響によって再び上昇している。この傾向は負極性についても同様である。

表1に印加電圧および平板電極平面における電界の実験値との比較を示す。正極性の場合には原の実験値と良い一致が得られた。印加電圧が+80kVでは平板での電界値が実験値とやや異なっているが、これは平板側での電流値にもバラツキがみられるので、コロナが不安定であったためと

思われる。負極性の場合には正極性に比べてあまりよい一致が得られていない。この場合には、コロナは電線上を激しく移動したと報告されており、安定にコロナが発生しているとした本計算結果と差異が生じたものと思われる。

正極性の場合の計算結果は原の実験値と良い一致が得られ、また電離域での発光分布もCTの実験結果をほぼ説明している。このことは、正極性線平板コロナの電線表面からまっすぐ平板電極に至る空間における電界、荷電粒子密度、およびその電流密度の計算結果がほぼ正確であることを示している。

5. まとめ

CT法を使って電線に発生するコロナの断層図を求めるとともに、Deutschの仮定の下に、電離の過程を組み入れたイオン流場の計算を行なった。その結果を以下にまとめる。

(1) 定常コロナの発生している線対平板電極系で、電離の過程を考慮に入れた電界計算をいくつかの仮定の下に行なった結果、正極性コロナでは実験結果とよい一致を示す解が得られた。

(2) この解の一つである電子密度分布からコロナの発光強度の分布を求めたところ、CT法で得られた計算断層図のそれよりも発光領域が平板電極側に延びている結果が得られた。このことは、電気力線の対称軸を中心にした狭い領域においても、空間電荷によるファラデー管の形状変化は避けられないことを示している。

(3) コロナ光の断層図を基にして求められた平板電極上の電流分布は、実験値に比べるとその分布範囲が狭くなっており、その形状は空間電荷の影響が小さいと思われる実験でのそれと良く一致している。

(4) 空間の電荷密度分布をみると、ギャップを単一のイオン流場とみる従来の考えは正極性の場合には妥当であるが、負極性コロナに適用するには無理がある。

おわりに、卒業研究の一部として計算に協力された鈴木真佐志君、実験に協力された酒井聖英、坂本拓也、榊原稔啓君に感謝する。また、CTによる解析には山崎雅子、近藤剛、坂田正弘君に協力いただいた、あわせて感謝する。

(平成5年10月19日受付、同6年1月24日再受付)

文 献

- (1) 高見・岩間・高村・築島：「スブライン関数によるトラス接線方向投影からのプラズマ像再生」，核融合研究，**56**，278～291（1986）
- (2) 沈・高村・岩間・黒田・奥田：「可視光計算機トモグラフィによるプラズマ像の再生」，核融合研究，**59**，30～50（1988）
- (3) 原・赤崎・林：「平等電界中に置かれた物体のイオン流による帯電特性の測定」，電学論A，**100**，180～196（昭55）
- (4) 須永：「直流送電線下の流入イオン流と帯電電圧の理論的検討」，電中研報告，**178019**（昭53）

- (5) T. Takuma, T. Ikeda and T. Kawamoto: "Calculation of ion flow fields of HVDC transmission lines by the finite element method", *IEEE Trans. Power App. and Systems PAS-100*, 4802～4810 (1981)
- (6) R. T. Waters, W. B. Stark: "Characteristics of the stabilized glow discharge in air", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8**, 416～426 (1975)
- (7) M. P. Sarma, W. Janischewskyj: "D.C. corona on smooth conductors in air", *Proc. IEE*, **116**, 161～166 (1969)
- (8) E. U. Landers: "Distribution of electrons and ions in a corona discharge", *Proc. IEE*, **125**, 1069～1073 (1978)
- (9) M. P. Sarma and W. Janischewskyj: "Analysis of corona losses on DC transmission lines", *IEEE Trans. Power App. and Systems*, **PAS-88**, 718～731 (1969)
- (10) Y. Sunaga and Y. Sawada: "Method of calculating ionized field of HVDC transmission line and analysis of space charge effect on RI", *IEEE Trans. Power App. and Systems*, **PAS-99**, 605～615 (1980)
- (11) 尾上：「医用画像処理」朝倉書店 254～256（1982）
- (12) 原・林・汐月・赤崎：「単極性コロナ線対平板間けきにおける平板上の電界と電流分布」，電学論A，**101**，387～394（昭56）
- (13) J.E. Jones and M. Davies: "A critique of the Deutsch assumption", *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 1749～1759 (1992)
- (14) 谷口・酒井・田頭：「ボルツマン方程式による放電パラメータ解析（空気）」放電研究会資料，**ED-75-22**（1975）
- (15) 高橋・吉田・安間：「同軸円筒電極における空気中正コロナ層の計算」，静電学誌，**6**，107～114（1982）
- (16) M. A. Harrison and R. Gaballe: "Simultaneous measurement of ionization and attachment coefficients", *Phys. Rev.* **91**, 1～7 (1953)

付 録

ここで使う主な記号を以下に示す。

- n_e ：電子密度，(m⁻³)
- n_p ：正イオン密度，(m⁻³)
- n_n ：負イオン密度，(m⁻³)
- J_e ：電子電流密度，(Am⁻²)
- J_p ：正イオン電流密度，(Am⁻²)
- J_n ：負イオン電流密度，(Am⁻²)
- J ：全電流密度，(Am⁻²)
- V_0 ：印加電圧，(V)
- μ_e ：電子の移動度，(m² V⁻¹ s⁻¹)
- μ_p ：正イオンの移動度，(m² V⁻¹ s⁻¹)
- μ_n ：負イオンの移動度，(m² V⁻¹ s⁻¹)
- ρ_e ：電子密度，(Cm⁻³)
- ρ_p ：正イオン密度，(Cm⁻³)
- ρ_n ：負イオン密度，(Cm⁻³)

- α : 電子の衝突電離係数, (m^{-1})
 η : 電子の付着係数, (m^{-1})
 ϵ_0 : 真空の誘電率, (Fm^{-1})
 P : 気圧, (Torr)
 E : 電界, (Vm^{-1})
 h : 電線の高さ, (m)
 d : 電線の直径, (m)
 θ, ξ : 双円筒座標軸
 ξ_0 : 双円筒座標系で表した電線表面の座標
 C : 双円筒座標の焦点
 θ_0 : 平板電極上でのファラデー管の幅
 S : ファラデー管の断面積, (m^2)
 l : 電気力線に添った長さ, (m)

付図1 ファラデー管の模式図

app. Fig.1 Schematik representation of Faraday tube.

コロナが存在しない場について、付図1のように線表面から平板電極に至るファラデー管を考える。Deutschの仮定はイオン流場であっても、ファラデー管の形状は空間電荷によって変化しないことを仮定している。また、電子・イオンの拡散を無視しているから、このファラデー管の側面からの電流の出入りはない。したがって、この中を流れる電流成分の増減は電気力線方向についてだけ考えればよい。

まず電子電流では、線表面から l の距離と $l+dl$ との間での増分は、線が正の場合、ファラデー管の断面積を S として、

$$\frac{d(SJ_e)}{dl} = -(\alpha - \eta)SJ_e \quad (\text{付1})$$

で表される。負になるのは l の増加に伴って電子が減少するためである。

同様に、正および負のイオン電流についてはそれぞれ

$$\frac{d(SJ_p)}{dl} = \alpha SJ_e \quad (\text{付2})$$

$$\frac{d(SJ_n)}{dl} = -\eta SJ_e \quad (\text{付3})$$

が得られる。ここで、 J_e , J_p , J_n はファラデー管内の電子電流、正イオン電流および負イオン電流密度であり、全電流密度を J とすると次の関係が成り立つ。

$$J = J_e + J_p + J_n \quad (\text{付4})$$

また、ポアソンの式は電界の強さを E とすると、

$$\frac{d(SE)}{dl} = \frac{S}{\epsilon_0 E} \left(\frac{J_p}{\mu_p} - \frac{J_n}{\mu_n} - \frac{J_e}{\mu_e} \right) \quad (\text{付5})$$

で表される。

今回、線対平板電極配置を近似するために付図2に示した双円筒座標を用いた。この場合、 (θ, ξ) と (x, z) の関係はつぎのように表される。

$$x = \frac{C \sin \theta}{\cosh \xi + \cos \theta} \quad (\text{付6})$$

$$z = \frac{C \sinh \xi}{\cosh \xi + \cos \theta} \quad (\text{付7})$$

ここで、 C は電線高 h と線直径 d からつぎのように求められる。

付図2 双円筒座標

app. Fig.2 Bifocal cylindrical coordinates.

$$C = \sqrt{h^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2} \quad (\text{付8})$$

境界が θ_0 で表されるファラデー管の断面積は、 ξ が一定の曲面で電線の長さ1mあたり

$$S = \frac{2C \sin \theta_0}{\cosh \xi + \cos \theta_0} \quad (\text{付9})$$

となる。また、 θ 軸上（電線直下）における線表面からの距離 l は

$$l = \left(h - \frac{d}{2} \right) - \frac{C \sinh \xi}{\cosh \xi + 1} \quad (\text{付10})$$

で与えられる。これらの関係を用いて(付1)～(付3)式および(付5)式を書き換えると

$$\frac{dJ_e}{d\xi} = A(\alpha - \eta)J_e + BJ_e \quad (\text{付11})$$

$$\frac{dJ_p}{d\xi} = -A\alpha J_e + BJ_p \quad (\text{付12})$$

$$\frac{dJ_n}{d\xi} = A\alpha J_e + BJ_n \quad (\text{付13})$$

$$\frac{dE}{d\xi} = -\frac{A}{E\epsilon_0} \left(\frac{J_p}{\mu_p} - \frac{J_e}{\mu_e} - \frac{J_n}{\mu_n} \right) + BE \quad (\text{付14})$$

が得られる。ここで、

$$A = \frac{C}{\cosh \xi + 1}$$

$$B = \frac{\sinh \xi}{\cosh \xi + \cos \theta_0}$$

である。

空気の衝突電離係数 α には、Harrison と Gabelle⁽¹⁶⁾ の実験結果に基づいて Sarma⁽⁷⁾ らが求めた次の近似式を使った。

E/p が 2~60 ($\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) の範囲で、

$$\frac{\alpha}{p} = 4.7786 \exp\left(\frac{-221p}{E}\right) \quad (\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}) \quad (\text{付15})$$

E/p が 60~240 ($\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) の範囲で、

$$\frac{\alpha}{p} = 9.682 \exp\left(\frac{-264.2p}{E}\right) \quad (\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}) \quad (\text{付16})$$

また、空気中での電子の付着係数は E/p の関数として得られているが⁽¹⁶⁾、ここでは第1近似を採り次のようにした。

$$\frac{\eta}{p} = 0.00533 \quad (\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}) \quad (\text{付17})$$

$C^3\Pi_u$ への励起周波数 ν の計算には次の近似式を用いた。

$25 \leq E/P < 56$ ($\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) の時

$$\log \nu = 0.0419 E/P + 4.8203$$

$56 \leq E/P < 125$ ($\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) の時

$$\log \nu = 0.0086 E/P + 6.687$$

$125 \leq E/P$ ($\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$) の時

$$\log \nu = 0.00175 E/P + 7.5535$$

山田 忠比古 (正員) 昭和20年3月2日生まれ。43年大同工業大学電気工学科卒業。43年大同工業大学電気工学科助手、59年同講師。主に気体放電に関する研究に従事、現在に至る。放電研究グループ会員。

後田 澄夫 (正員) 昭和22年6月9日生まれ。48年名城大学理工学部電気工学科卒業。48年4月豊田工業高等専門学校助手、55年同講師、58年助教授。工学博士。主として気体エレクトロニクス、とくに付着性気体の性質とその応用に関する研究に従事、現在に至る。静電気学会、放電研究グループ会員。

近藤 芳孝 (正員) 昭和41年名古屋工業大学電気工学科修士課程終了、同年豊田工業高等専門学校助手、昭和53年同校教授。平成5年4月大同工業大学電気工学科教授、現在に至る。工学博士。物理学会、原子衝突研究協会、核融合学会会員。