

可燃性混合気の点火遅れに及ぼす
電界の影響

瀬川 大資

可燃性混合気の点火遅れに及ぼす

電界の影響

平成 5年 12月 20日

指導教官 河野 通方 教授

17082 瀬川 大資

目次

記号表	iv
第1章 序論	1
第2章 実験装置および実験方法	8
2-1 熱面点火	10
2-1-1 熱面点火装置	15
2-1-2 燃焼容器および電極配置	18
2-1-3 点火遅れの測定	19
2-2 急速圧縮点火	21
2-2-1 急速圧縮装置	24
2-2-2 燃焼室および電極配置	26
2-2-3 点火遅れの測定	28
2-3 可燃性混合気	30
2-4 直流高電圧電源	33
2-5 放電電流の測定	33
2-6 点火遅れ平均値の導出法	35
第3章 数値解析の方法	39
3-1 無次元点火モデル	40
3-1-1 微分方程式	41

3 - 1 - 2	化学反応モデル	42
3 - 2	電界の効果	43
3 - 2 - 1	電界効果モデル	44
3 - 2 - 2	移動度	49
3 - 3	オゾンの効果	52
3 - 4	計算の流れ	54
第4章	結果および考察	55
4 - 1	点火遅れの平均値の導出	56
4 - 1 - 1	熱面点火	56
4 - 1 - 2	急速圧縮点火	59
4 - 2	電界の影響	62
4 - 2 - 1	熱面点火	62
4 - 2 - 1 - 1	化学イオン化反応の効果	71
4 - 2 - 1 - 2	自統放電により生成される活性化学種の効果	76
4 - 2 - 1 - 3	プラズマ伝熱の効果	79
4 - 2 - 1 - 4	熱面の酸化の効果	88
4 - 2 - 1 - 5	その他の効果	92
4 - 2 - 1 - 6	熱面点火における電界の影響	94

4 - 2 - 2 急速圧縮点火	95
4 - 2 - 2 - 1 自統放電により生成される活性化学種 の効果	100
4 - 2 - 2 - 2 プラズマ伝熱の効果	101
第5章 結論	103
謝辞	vii
参考文献	viii

記号表

a	温度伝導率	m^2/sec
C	定数	
C_p	定圧比熱	J/mol K
c	モル濃度	mol/m^3
D	拡散係数	m^2/sec
d	直径	m
e	電気素量	C
E	電界強度	V/m
E_a	活性化エネルギー	J/mol
H	単位モルあたりのエンタルピー	J/mol
h	単位質量あたりのエンタルピー	J/kg
I	電流	A
K_c	濃度平衡定数	
k	反応速度定数	
k_b	ボルツマン定数	
L	長さ	m
m	モル数	mol
M	分子量	kg/mol

- N 数密度 $1/m^3$
- N_0 アボガドロ数
- P 圧力 Pa
- P' 圧力 atm
- p 分布関数
- Q 熱量 J
- q 確率密度関数
- R 一般気体定数 J/mol K
- R 電気抵抗 Ω
- r 反応速度 $\text{mol}/m^3 \text{ sec}$
- r 半径 m
- S 面積 m^2
- T 温度 K
- t 時間 sec
- \bar{t} 点火遅れの平均値 sec
- u 速度 m/sec
- V 電圧 V
- v 比体積 m^3/kg
- x 距離 m
- β_{ij} 素反応jの正方向反応による化学種iの増加数

- Γ ガンマ関数
 ϵ 誘電率 F/m
 ϵ_λ 放射率
 η 変動係数
 λ 波長 m
 μ 単位モルあたりの点火確率 1/mol
 μ 移動度 $\text{m}^2/\text{V sec}$
 ρ 密度 kg/m^3
 ρ_R 比電気抵抗 Ωm
 σ 標準偏差
 ϕ 仕事関数 eV

添字

- 0 初期状態
 AP 印加
 C コロナ放電
 f 正方向の反応
 r 逆方向の反応
 S 表面
 W 熱線

第1章 序論

今後、火花点火機関の高効率化の要求はさらに強くなると思われるが、高効率化をさまたげる最大の原因はノックの発生である。ノックを回避できないため、機関の圧縮比を上げて熱効率を向上させることができない。

一般に、火花点火機関の圧縮比をある程度以上の値にすると、機関がノック音を発生するようになる。この現象をノック、またはノッキングという。ノックが発生すると、その音が不快であるばかりでなく、機関燃焼室壁温度が著しく上昇して、やがて機関が焼損することになる⁽¹⁾。

通常、火花点火機関における燃焼は、火花放電による可燃性混合気の点火によって開始され、火炎が機関燃焼室末端まで伝播することで完了するが、ノックが発生するときには、燃焼室内における通常の火炎伝播の完了前に末端部の未燃混合気が圧縮加熱されることによって自発点火し、急激に燃焼する。このため、末端部の圧力が局所的に上昇して燃焼室内に圧力波が発生し、この圧力波が燃焼室内を往復するために、ノック音が発生するのである。このときの燃焼室内の既燃混合気の振動は、既燃混合気と燃焼室壁面との熱伝達を促進するため、燃焼室壁温度が著しく上昇するのである。

したがって、ノックを抑制するためには、燃焼室末端の未燃混合気が自発点火するときの点火遅れを十分に大きくし、自発点火する前に通常の火炎伝播を完了させてやればよい。たとえば、火花点火の点火時期を早くしてやればよいが、このときには機関出力が低下する。機関性能を低下させずにノックを抑制するために、これまでは燃料性状の改善や燃料へのアンチノック剤の添加などの方法、つまり高オクタン価燃料の開発により、混合気の自発点火の点火遅れを大きくする努力が払われてきている。

また、現在使用されている化石燃料は、近い将来には枯渇することが予想される。このため、省エネルギーの観点から化石燃料とは異なる燃料を内燃機関に用いることが試みられている。たとえば、火花点火機関においては燃料に水素を用いることが試みられている⁽²⁾。しかしながら、過早点火や逆火といった異常燃焼が、水素を燃料とする火花点火機関の実用化を困難にしている。過早点火とは、通常の火花放電による点火以前に、燃焼室内の点火栓先端部や排気弁、壁面に付着した堆積物といった高温部分で混合気が熱面点火する現象であり、このために燃焼室内圧力が最大となる時期が上死点時期に近づいて機関出力が低下する。過早点火が起こると最高圧力および最高温度が上昇するために燃焼室内の高温部分の温度はさらに上昇し、混合気が熱面点火する時期はさらに早くなる。このように過

早点火がひどくなると、やがて吸気弁が閉じる前に混合気が点火して、その火炎が吸気管内まで伝播する結果となり、機関の運転が不可能になる。この現象を逆火といい、容易に想像できるように、非常に危険である。ただし、過早点火や逆火の場合もノックの場合と同様に、燃焼室内の過熱した部分によって混合気が熱面点火するときの点火遅れを充分に大きくし、通常の火花点火が熱面点火以前に行われるようにしてやれば防ぐことができる。

このようなことから、今後、さらに火花点火機関の性能を向上させるためには、熱面点火や自発点火における点火遅れを制御することが必要になると思われる。そして、その点火遅れ制御の方法としては、電界印加法が候補の1つとして考えられる。

火炎はその中にイオンや電子といった荷電粒子を含んでおり、プラズマを形成している。したがって、火炎に電界を印加するとその燃焼の様子が変化する。たとえば、予混合火炎の流れ方向と平行に2枚の電極板を配置し、この電極板に電位差を与えて電気力線が流れと垂直になるように電界を印加すると、火炎は陰極の方へと傾く。その様子を図1-1に示す。この現象は、簡単には正イオンの移動による効果によって説明されている⁽³⁾。つまり、火炎中に存在する正イオンが電界によって陰極の方へ移動し、そのときに正イオンが火炎中の他の化学種に衝突して陰極方向の運動量を与えるからである。こ

のイオンの移動をイオン風という。これに対し、負イオンは火炎中にあまり存在せず、電子はその質量も衝突断面積も小さいため、それらが火炎の形状に及ぼす影響は小さい。

このように、電界が燃焼に影響を及ぼすことはかなり昔から知られており、どのような機構で影響を及ぼすかについて、数多くの研究が行われている。それらの研究において議論の対象となっているのは、電界が燃焼の化学反応に影響を及ぼすのかどうかである。このような観点から、化学反応の速度に依存する燃焼速度に及ぼす電界の影響について調べられている。燃焼速度に関する研究で有名なのは、GuénaultとWheelerによるもの⁽⁴⁾である。彼らは、ガラス管内に一酸化炭素-空気混合気の定在火炎をつくり、ガラス管の中心軸の位置に置いた銅管と管の外側にらせん状に巻いた銅線とを電極として火炎に直流電界を印加した。燃焼速度は流速および火炎面の面積から算出される。そして、この実験から、直流電界によるイオン風の影響により火炎面の面積が増加し、火炎伝播速度は大きくなるが、燃焼速度は電界の影響を受けないことを明らかにした。そして、このことから電界が燃焼の化学反応に影響を及ぼさないと結論している。しかしながら、Heinsohnらは、プロパンを燃料とする対向流拡散火炎に及ぼす直流電界の影響について調べた結果から、直流電界が燃焼の化学反応に影響を及ぼしている可能性があるとして結論づけてい

る⁽⁵⁾。一方、Jaggersとvon Engelは、エチレン-空気混合気の燃焼速度に及ぼす電界の影響について調べ、高周波交流電界のときには電子の運動エネルギーが増大するために化学種が励起され、そのために化学反応が促進されて燃焼速度が大きくなるのに対し、直流電界のときには燃焼速度に影響を及ぼさないと報告している⁽⁶⁾。しかし、それに引き続いて行われた、より精密な燃焼速度の測定法を用いた研究では、電界の効果は高周波の場合も含めて確認されなかった^(7,8)。このように、研究者によって結論が異なるのは、伝熱や流動場の小さな変化の影響を燃焼速度は強く受けるため、測定された燃焼速度はかなりの誤差を含み、他の影響と比較して電界の影響が小さいときには、それを検出するのが困難だからである。そして、上述のように電界の効果が確認されなかったのは、電子の数密度が小さいために化学種の励起される確率が小さくなり、その影響が燃焼速度に現れなかったからであると説明されている⁽⁹⁾。さらに、イオン風の影響についても、その影響だけでは説明できない現象がいくつか観測されている^(10,11)。

ところで、以上で説明したように、電界が燃焼に影響を及ぼすときにはイオンや電子といった荷電粒子が重要な役割を果たすのであるが、それらの荷電粒子は化学イオン化反応により生成されるといわれている。一方、電子計算機の発達にともない、素反応モデルを

用いた燃焼現象の数値解析が多く行われるようになったが、一般にそれらにおいては化学イオン化反応は考慮されていない。しかしながら、最近では数値解析の手法を用いた化学イオン化反応に関する研究も行われるようになり、多くの知見が得られている。たとえば、BrownとEraslanは、化学イオン化反応を考慮した素反応モデルを用いて火炎中の荷電粒子の濃度分布を数値解析により算出し、それが実験結果と比較的よく一致することを確認した^(12,13)。これらの研究の結果は、燃焼における荷電粒子の生成機構の解明に寄与するとともに、電界が燃焼に影響を及ぼす機構において、化学イオン化反応による効果が存在する可能性を示していると思われる。つまり、電界が存在する場合には荷電粒子が移動するためにその濃度分布が変化し、それが燃焼の化学反応の進行に影響を与えることが考えられるのである。この考えにもとづき、PedersenとBrownは、メタンを燃料とする予混合火炎に及ぼす電界の影響を数値解析した⁽¹⁴⁾。しかし、彼らの研究では、電界が燃焼速度や火炎伝播速度に及ぼす影響については、残念ながら言及されていない。

また、電界強度が大きい場合には放電がおこるが、この放電を利用して燃焼を促進する研究も多く行われている⁽¹⁵⁾。たとえば、コロナ放電によるすす酸化⁽¹⁶⁾や火炎伝播の促進⁽¹⁷⁾、アーク放電による希薄燃焼⁽¹⁸⁾に関する研究などがその例としてあげられる。これらの研究

から、放電電流が小さいときには放電により生成される各種の活性化学種により、放電電流が大きいときにはジュール熱（プラズマ伝熱）の効果により、燃焼の化学反応が促進されることが明らかとなっている。

以上で説明した研究の結果をまとめると、電界が燃焼に及ぼすのは、次の3つの効果が関係していると考えられる。

1. イオン風の影響により流動場が変化する効果。
2. 荷電粒子の濃度分布が変化することにより、燃焼の化学反応の速度が変化する効果。
3. 電界印加にともなう放電により、活性化学種やジュール熱が発生して、燃焼の化学反応が促進される効果。

このように、燃焼に及ぼす電界の影響は、さまざまな角度から研究されている。しかしながら、点火遅れに及ぼす電界の影響に関して研究された例はない。そこで本研究では、電界による点火遅れ制御の可能性を探るという観点から、可燃性混合気の点火遅れに及ぼす電界の影響について調べることにした。

第2章 実験装置および実験方法

可燃性混合気を点火する方法としては、強制点火法と自発点火法との2種類に大別できる。強制点火法は、点火に必要なエネルギーを局部的に与えることにより可燃性混合気を点火させる方法であり、火花点火や熱面点火などがこれにあたる。自発点火法は、可燃性混合気の全部または大部分を点火可能な状態（高温・高圧）にすることによって点火させる方法であり、急速圧縮点火や衝撃波管による点火がこれにあたる。

強制点火法では、混合気が点火して火炎伝播が開始する位置はエネルギーが与えられた部分、たとえば火花点火では放電電極間隙、熱面点火では熱源である表面付近であり、その位置は大きくは変動しない。したがって強制点火法を用いれば、点火位置付近に電界を印加することにより、点火遅れに及ぼす電界の影響について容易に調べることができる。ただし、火花点火の場合には、火花放電させるために放電電極間に電界を印加しており、さらに電界を印加すると両電界の影響が存在することになり、実験結果の解析が困難である。一方、熱面点火の場合には、ジュール熱を利用して熱面を加熱する方法を用いたときにも、加熱に必要な電流により形成される電界を無視できる程度に抑えることが可能である。したがって、本実

験では、強制点火法として熱面点火が適している。

これに対し、自発点火では可燃性混合気のほとんどの部分が点火可能な状態にあるため、点火はほぼ同時に複数の位置でおこる。たとえば、均質なジエチルエーテル-空気混合気を急速圧縮点火法により自発点火させたときの混合気の様子を、直接およびシュリーレン法により観察した志賀らにより、火炎の発生位置が燃焼室内に不均一に分布することが示されている⁽¹⁹⁾。したがって、点火遅れに及ぼす電界の影響について調べるにあたっては、電界を混合気全体に印加する必要がある。このとき、平等電界を混合気全体に印加することは、電極の端効果という技術的な問題があるため困難である。一方、不平等電界を印加する場合には、点火位置の変化にともない電界強度も変化するために、点火遅れに及ぼす電界強度の影響を実験により調べるためには、点火位置の電界強度を点火遅れの測定と同時に測定、もしくは推算することが必要となる。

以上のことから、これまで同様な実験が行われていないことも考慮に入れ、端緒として可燃性混合気の点火方法に熱面点火を用いて、点火遅れに及ぼす電界の影響について調べることにした。さらに、熱面点火の実験により得られた結果の点火方法に対する依存性について考察するために、自発点火法の1つである急速圧縮点火を用いて、熱面点火のときと同様な電界を印加した実験を行い、この場合

の、可燃性混合気の点火遅れに及ぼす電界の影響について調べた。

なお、本実験では印加電界として直流電界を用い、交流電界の影響については調べていない。

2-1 熱面点火

熱面点火は、可燃性混合気が高温の固体に接触したときに混合気が点火して火炎伝播が開始する現象である。このとき、熱面点火が起こるのは固体温度が点火温度と呼ばれる温度以上のときであり、混合気が固体に接触してから火炎伝播が始まるまでに点火遅れと呼ばれる遅れ期間が存在する。つまり、高温固体から混合気が受け取る熱量がある値（最小点火エネルギー）以上となるときに点火するのである。一般に、熱面点火の点火温度や点火遅れの値は自発点火のそれと比較してかなり大きい。これは点火源である高温固体と混合気との間の伝熱が熱面点火現象で重要な役割を果たしているからである。なお、酸化雰囲気中で液体または固体の燃料が高温固体に接触して点火する現象も、一般には熱面点火と呼ばれているが、本研究ではそれについては触れない。

これまで行われた熱面点火の実験のなかで最もよく知られているのは、CowardとGuestの実験⁽²⁰⁾であろう。この実験は、電気的に加熱

される帯状の金属棒を点火源として、天然ガス-空気混合気の点火温度と当量比の関係を調べている。実験で用いられた金属棒の材質はニッケル、白金、モリブデンなど数種類で、大きさは、厚さ1.0mm、幅12.7mm、長さ108mmである。この実験では、ニッケル、ステンレス、金などの触媒効果がないといわれている金属が点火源の場合は当量比と点火温度がほぼ比例するのに対し、代表的な触媒である白金の場合は当量比1前後で点火温度が極端に高くなる、という結果が得られている。白金の場合にこのような変化が生じるのは、金属棒表面の触媒反応のために表面付近の混合気の温度分布および濃度分布が変化することが原因であると説明されている⁽²¹⁾。この結果は、燃焼に関する入門書の多くに引用されている⁽²²⁾。また、酸化物が揮発性であるモリブデンが点火源の場合は他と異なり、当量比と点火温度は反比例するが、これはモリブデンが点火温度付近で急速に酸化されることと関連付けて説明されるとしている。これに対し、同様な性質を持つタングステンの場合は、急速に酸化される温度が点火温度よりも高いためにその影響は現れず、したがって、ニッケルなどと同様に当量比と点火温度が比例すると説明されている。彼らの実験での点火温度の測定法は次のとおりである。予備実験によって、点火温度のおおよその値を金属棒中央部に取り付けられた熱電対を用いて調べておき、それよりわずかに低い温度まで急速に金属棒を

加熱する。その後は熱電対で測定しながら、金属棒の温度を点火するまで徐々に上昇させる。彼らは、加熱速度が点火温度に及ぼす影響は無かったとしているが、点火温度に近い温度では、その影響は無視できないはずである。たとえば、Cutlerの実験結果⁽²³⁾は加熱速度の影響があることを明らかにしている。彼は、温度が急速に上昇してその後低下する、厚さ0.05mm、幅6.4mm、長さ31.7mmの帯状のタングステン棒を点火源として用いて、タングステン棒の最高温度（点火温度）とメタン-空気混合気の当量比との関係を調べた。その結果、当量比が約0.7のときに点火温度は最低になり、タングステン棒の加熱速度を大きくすると、この点火温度は小さくなることが明らかになった。点火温度の定義に違いはあるが、この結果はCowardとGuestの実験結果とは大きく異なるものである。したがって、彼らの実験結果は、点火温度よりも低いが充分高温になっている金属棒からの伝熱により引き起こされる混合気の化学反応の影響を含んでいると考えられる。

熱面点火における可燃性混合気の点火遅れの測定は、古くはAshmanとBüchlerによって行われている⁽²⁴⁾。彼らは、細い金属線を非常に短い時間で設定温度まで加熱し、それ以後は金属線の温度を一定に保つことのできる装置を開発し⁽²⁵⁾、これを用いて当量比1.0の水素-空気混合気およびメタン-空気混合気の点火遅れと金属線温度

(点火温度)との関係を調べた。この装置の特徴は、急速加熱にはコンデンサに蓄えた大電力を放電する回路を使用し、温度を一定に保つためには光電子増倍管で金属線の輝度を観測してフィードバック制御する回路を使用しているところである。実験で主に用いられた金属線は、線径 $25\sim 50\mu\text{m}$ 、長さ 25mm のタングステン線である。彼らは、金属線付近のシュリーレン像および金属線に供給される電流の観測結果から、水素-空気混合気の場合は点火前の化学反応がほとんど無視できるのに対し、メタン-空気混合気の場合は金属線の加熱と同時に金属線付近で発熱反応が起こると推論している。メタン-空気混合気の点火温度が水素のそれと比べて 700K 程度高い原因についても、上の推論と関連付けて説明している。

一方、Adomeitは線径 3.5mm 、長さ 35mm の太いニクロム棒を点火源として、プロパンやペンタンを燃料とする空気混合気の点火遅れと点火温度の関係を調べ、その結果を理論的に解析している⁽²⁶⁾。彼の加熱装置はコンデンサの放電を利用した急速加熱回路だけで構成され、温度を一定に制御する回路は使用していない。これは、実験で用いたニクロム棒が太いのでその熱容量は充分大きく、制御回路でさらに加熱しなくても一定温度に保つことができるからである。彼はこの実験で、金属棒が加熱されてから混合気が点火するまでの金属棒付近の温度分布の変化を、マッハツェンダー干渉法を用いて調

べ、プロパンやペンタンの場合は点火前の化学反応はほとんど無視できると結論している。しかしその後、同様な実験と数値解析を行った永田らによって、水素-空気混合気の場合にも、金属表面での反応を含めた点火前の化学反応が点火遅れに影響を及ぼしている可能性のあることが示されている⁽²⁷⁾。

これまで述べた静止混合気の熱面点火に関する実験以外に、流動混合気を用いる実験も数多く行われてきている。たとえば、流動混合気の流れ方向と垂直に保持された高温の金属円柱により定在火炎を作り、点火・燃焼の様子を調べる実験^(28,29)や、高温の小球を混合気中に射出して点火・燃焼の様子を調べる実験⁽³⁰⁾などが行われている。また、熱面点火に関してこれまで行われた研究についての解説が、比較的最近では、Laurendeau⁽³¹⁾によって行われている。

本実験では、AshmanとBüchlerの装置と同様でより簡便な熱面点火装置⁽³²⁾をさらに改良したものを用い、直径0.10mmの細い金属線を点火源として、可燃性混合気の点火遅れに及ぼす電界の影響について調べた。

2-1-1 熱面点火装置

熱面点火の実験を行うために、短時間で設定温度まで加熱され、それ以後はほぼ一定の温度に保たれるような熱源を点火源として用いた。このような点火源を実現するため、熱源には細い金属線（以下、熱線と呼ぶ）を用い、定温度型熱線風速計と同様の回路によって熱線の温度を制御した。図2-1に、この熱面点火装置の回路図を示す。ホイートストンブリッジの3つの抵抗A, B, Cには温度係数が非常に小さいものを用い、熱線の材質には、電気抵抗の温度係数が正でその値の大きい金属を用いた。したがって熱線がある温度、つまりある電気抵抗値になるときブリッジはつりあう。以下、本回路の構成および作動原理を簡単に説明する。

電圧増幅部はオペレーショナルアンプおよび抵抗で構成される差動増幅回路であり、ブリッジの不均衡電圧を11倍に増幅する。電力増幅部はオペレーショナルアンプ、トランジスタおよび抵抗で構成される反転増幅回路であり、ブリッジ不均衡電圧はここでさらに10倍に増幅される。したがってブリッジに印加される電圧はブリッジ不均衡電圧の110倍となる。本回路の作動直後は、オフセット部がない場合、ブリッジ印加電圧は0Vであり、したがってブリッジ不均衡電圧も0Vである。このままでは熱線は加熱されないため、オフ

セット部によって、ブリッジ不平衡電圧が0Vのときブリッジ印加電圧が1.0Vとなるよう設定している。この設定によって、回路の作動と同時にブリッジに電圧が印加され、ジュール熱により熱線の温度が上昇し始める。熱面点火回路作動直後は、熱線の温度が低く抵抗値が小さいためにブリッジ不平衡電圧は大きい。さらにこの電圧は2段の増幅部によって110倍に増幅されているので、ブリッジ印加電圧は急速に電源電圧付近まで上昇し、そのために熱線は急速に加熱される。熱線は加熱されるにつれて電気抵抗が大きくなり、それによってブリッジ不平衡電圧は小さくなる。しかしこの電圧は増幅されているため、熱線が設定温度になるまでブリッジ印加電圧は下がらない。そして、熱線の温度は、ブリッジ不平衡電圧が約9mVになるまで上昇し、その後一定に保たれる。本熱面点火回路の時定数は $22\mu\text{sec}$ である。

本実験では $R_A=R_B=1\text{k}\Omega$ としたので、本回路が作動すると熱線の電気抵抗 R_w が R_c とほぼ等しくなる。したがって、 R_c を変えることにより熱線の温度を変更できる。本実験では、純度99.7%のニッケル線、純度99.95%のタングステン線および酸化トリウム1.0%のトリエテッドタングステン線の3種類の金属線を熱線として用い、熱線の種類と電界の影響との関係を調べた。また抵抗Cには温度係数が小さいコンスタンタン線を用いた。

なお、熱線の電気抵抗 R_w は、

$$R_w = \frac{4 L_w \rho_R(T_w)}{\pi d_w^2} \quad (2-1)$$

と表される。ただし、 ρ_R は比電気抵抗、 T_w は熱面温度、 d_w は熱線の線径、 L_w は熱線の長さである。本実験では熱線に線径0.10mm、長さ40mmのものを用いた。したがって、(2-1)式と $R_c=R_w$ の関係から、

$$R_c = 5.09 \times 10^6 \rho_R(T_w) \quad (2-2)$$

となる。一方、ニッケルおよびタングステンの比電気抵抗については、いくつかの温度での値がわかっている⁽³³⁾。図2-2にニッケルの比電気抵抗と温度との関係を示す。図中の実線は最小2乗法により近似した曲線である。この近似曲線と(2-2)式より、設定温度に対する R_c の値を求めた。またトリエテッドタングステンの比電気抵抗は、資料がないためタングステンと同じ値と仮定した。トリエテッドタングステンのタングステン含有量は99%であるので、この仮定は大きくは違わないと考えられる。

熱線の温度は、光高温計で測定された値を、次式、

$$\frac{1}{T_T} - \frac{1}{T_B} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_\lambda \quad (2-3)$$

を用いて補正して求めた⁽³⁴⁾。ただし、 T_T は真温度、 T_B は輝度温度、 λ は波長(=650nm)、 C_2 は定数(=1.44×10⁻²mK)、 ϵ_1 は波長 λ における放射率である。波長650nmにおけるニッケルの放射率には0.37、タングステンの放射率には0.43を用いた⁽³⁵⁾。トリエテッドタングステンについては、その放射率が知られていないため、温度測定は行わなかった。

2-1-2 燃焼容器および電極配置

燃焼容器の概略図を図2-3に示す。燃焼容器は円筒形で、内直径120mm、高さ19mmである。燃焼容器円筒部はジュラルミン製、底部はベークライト樹脂製である。直流電界を印加するための電極は厚さ1.0mmの銅板で、容器両底面内側にとりつけられている。熱線は長さ40mmで、2つの電極と平行かつ等距離に位置するように支柱にとりつけられる。

本実験では、燃焼容器円筒部および熱線の一端を接地し、2つの電極板を同電位にしてその電位、つまり印加電圧を変えることで電界の強度を変えた。したがって、燃焼容器内全体の電界強度分布は複雑であるが、図の電極配置からわかるように、熱線周囲の電界強度分布は熱線を中心とする軸対称の分布となり、同軸円筒電極のそ

れと同様であると仮定できる。また、熱線加熱完了時での熱線の両端の電位差は3.5V程度で印加電圧より充分小さいため、このことが電界強度分布に及ぼす影響は無視できる。

2-1-3 点火遅れの測定

熱面点火回路の作動による熱線両端の電位差（以下、熱線電圧）の変化をストレージオシロスコープで観測し、その出力波形から点火遅れを測定した。以下、この方法について説明する。

熱面点火回路作動直後、ブリッジ印加電圧は電源電圧付近まで急速に上がり、それとともに熱線電圧も急速に上がる。熱線電圧は、熱線温度が上がるにつれて熱線の電気抵抗値が大きくなるため上がり続ける。そして、熱線が設定温度になるとブリッジ印加電圧および熱線電圧は急速に下がる。その後、可燃性混合気が点火して、その燃焼による発熱のために熱線が加熱されて設定温度以上になると、熱線の抵抗値が大きくなり、それにあわせてブリッジ印加電圧が下がるため、熱線電圧も急速に下がる。したがって、熱線電圧が最初に急速に下がる時刻から次に急速に下がる時刻までの時間が点火遅れとなる。本測定法を検証するため、以下のような実験を行った。

熱線の輝度は温度に比例する。そこで、燃焼容器にガラス窓を介

してとりつけたフォトダイオードを用いて熱線付近の輝度変化を観測し、熱線の温度上昇と熱線電圧の変化との比較を行った。このとき、燃焼容器には空気を入れている。その結果を図2-4に示す。図に示されるように、熱線電圧が急速に下がる時刻と輝度が変化しなくなる時刻とが一致する。このことから、熱線電圧が急速に下がる時刻が、設定温度まで熱線が加熱された時刻と考えてよいことがわかる。また、加熱が完了した後の輝度がほぼ一定であることから、熱線の温度はほぼ一定に保たれることがわかる。次に燃焼容器に混合気を入れ、同じフォトダイオードを用いて混合気が点火するときの熱線付近の輝度変化を観測した。その結果を図2-5に示す。フォトダイオードの出力が2度目に増大する時刻と、熱線電圧が2度目に急速に下がる時刻とがほぼ同じであることから、熱線電圧が2度目に急速に下がる時刻が点火時刻と考えてよいことがわかる。

なお、熱面点火の実験においては、可燃性混合気の初期圧力は0.101MPa、初期温度は298Kとした。本実験の実験条件を表2-2に示す。

2-2 急速圧縮点火

均質な可燃性混合気が自発点火にいたる過程を実験的に調べる手段としては、次の3つの方法が主に用いられている。

1. 可燃性混合気を一定温度に加熱した真空容器中に導入する方法。
2. 可燃性混合気をシリンダ内に導入し、ピストンを急速に動かせて圧縮加熱する方法（急速圧縮点火法）。
3. 衝撃波管を用いて可燃性混合気を急速に圧縮加熱する方法（衝撃波管法）。

第1の方法では、一般的には容器温度をゆっくりと上げてゆき、自発点火する温度、圧力、点火遅れを測定する。したがって、この方法では可燃性混合気の加熱遅れが問題となり、点火遅れの小さい場合には適用できない。爆発半島で知られる当量比1の水素-酸素混合気の爆発限界曲線は、この方法によって得られたものである⁽³⁶⁾。

第2の方法は、断熱圧縮による可燃性混合気の温度上昇を利用する方法であり、ピストンを急停止する方法や燃焼室壁面からの熱損失が問題となる。この方法は、往復動機関の燃焼の基礎的研究法として有用である。

第3の方法は、非常に短い時間で可燃性混合気を1000K以上の高温にできるという特長を持つ。しかしながら、その持続時間はこれら

3方法の中で、一般には最も短い。

本実験では、以上の3方法の中から、急速圧縮装置を用いる第2の方法を採用した。

急速圧縮装置を実現するときに重要なことは、ピストンの急速作動とその停止位置の精度の高さであり、そのために様々な機構が考案されている。自発点火の実験を目的として急速圧縮装置を初めて用いたのはFalk^(37,38)であるといわれている。彼の装置はシリンダ、ピストン、おもりを組み合わせた単純な構造のもので、重力の作用で落下するおもりの運動量を利用してピストンを急速作動させ、可燃性混合気を圧縮する。この装置にはピストンの停止機構はない。彼は、この装置で水素-酸素混合気などの自発点火温度の測定を行った。同様な実験はこのあとDixon, Croftsら⁽³⁹⁻⁴²⁾によっても行われ、点火遅れの存在が確認された。

しかし、急速圧縮装置を用いた自発点火温度および点火遅れの測定で歴史的に有名なのは、TizardとPye^(43,44)の実験である。彼らの装置は、クラッチおよびリンク機構により、高速回転しているフライホイールの運動量を直線運動するピストンへ伝達し、可燃性混合気を急速圧縮するものである。ピストンの停止もこのリンク機構を利用して行っている。彼らはこの装置を用い、ヘプタン、エーテルなどを燃料とする空気混合気の自発点火温度および点火遅れの測定を

行った。この実験では、自発点火温度の高い混合気を低い圧縮比で点火させるために、圧縮前混合気および燃焼室の加熱を行っている。彼らの実験結果には、後述する点火遅れの統計的変動は示されていないが、この装置を改良して使用したFenningとCottonは、点火遅れの測定値の変動が非常に大きかったと報告している⁽⁴⁵⁾。

その後は、急速圧縮装置のピストンの駆動に圧縮空気や油圧を用いることが多くなった。たとえば、Jost⁽⁴⁶⁾とRögner⁽⁴⁷⁾、Taylorら⁽⁴⁸⁾およびRibaucourら⁽⁴⁹⁾の装置は圧縮空気で駆動するタイプのものである。ピストンの停止機構はそれぞれ異なり、JostとRögnerの装置では駆動シリンダと燃焼室を構成するシリンダとの圧力のつりあい、および駆動ピストンと停止用おもりとの運動量保存を巧みに利用している。この装置は燃焼室の圧力がほぼ一定に保たれるという点が他と異なる。彼らは、この装置で炭化水素を燃料とする空気混合気の点火遅れを測定し、活性化エネルギーを導出している。さらに2段階点火について、その2段階の各遅れ期間（点火遅れ）と圧力、温度の関係を表す実験式を導出している。Taylorらの装置では第3の緩衝シリンダ内の気体の圧縮による緩衝作用とその圧力開放により、ピストンを緩やかに停止させ、駆動シリンダ内の圧力を充分高くすることで圧縮後のピストン位置を固定している。彼らはこの装置で火花点火機関のノックに関する基礎的研究を行った。また、Ohtaら⁽⁵⁰⁾、

古谷ら⁽⁵¹⁾も同様な装置を用い、光学的な手法を用いて火花点火機関のノックに関する基礎的研究を行っている。一方、Ribaucourらの装置では燃焼ピストンの軸と垂直の方向に平行移動するカム機構と駆動シリンダとの組み合わせによって燃焼ピストンを駆動・停止させている。

これまで述べた装置はいずれも大型のものであるが、本実験では小型の急速圧縮装置^(19,52,53)を用いた。本装置では燃焼ピストンを圧縮空気で駆動し、リンク機構を利用してピストンを停止させる。本装置は小型で運転が比較的容易であるため、多数回実験を行って点火遅れの統計的変動を検討するのに適している。また、本実験ではTizardとPycの実験と同様に、圧縮前混合気および燃焼室の加熱を行った。

2-2-1 急速圧縮装置

本実験では、可燃性混合気の自発点火を実現するために急速圧縮装置を用いた。本実験に用いた急速圧縮装置を図2-6に示す。本装置の作動原理について、以下で簡単に説明する。

混合気は、圧縮ピストン1、圧縮シリンダ2、燃焼シリンダ3および燃焼シリンダヘッド4で構成される燃焼室に導入される。このときの

圧縮ピストンの位置は下死点である。また図からわかるように、圧縮ピストン1は連結棒5によって駆動ピストン6に接続されているので、このときの駆動ピストンの位置は上死点である。混合気導入後、隔膜8が混合気導入後に装着され、駆動シリンダ7と高圧空気室9が接続される。このときの高圧空気室内は大気圧である。高圧空気が高圧空気室に導入された後、コイル11が通電されて針10が動き、隔膜が破られる。すると高圧空気が駆動シリンダに急速に流入し、駆動ピストンが下死点へと移動する。それと同時に圧縮ピストンは燃焼室内の混合気を圧縮しつつ上死点へと移動し、上死点に到達すると逆止リンク12の作用によりその位置で止まる。駆動シリンダ内部には合成ゴム製の円環13がとりつけられており、逆止リンクが連結棒を固定する前にこの円環が駆動ピストンに接触して、可動部停止時の衝撃を緩和する。圧縮行程の時間は10ms程度である。この急速な圧縮により混合気は高温・高圧となり、しばらくして自発点火する。本急速圧縮装置で必要な駆動用高圧空気の圧力は、圧縮比16.5で0.5MPa程度である。

圧縮シリンダは鋼鉄製、圧縮ピストンはジュラルミン製であり、圧縮ピストンには混合気の漏れを防ぐためのOリングがとりつけられている。圧縮シリンダの内直径は50mm、圧縮ピストンの行程は69mmである。隔膜には厚さ0.2mmのアセテートフィルムを使用した。

圧縮シリンダ外側には、圧縮ピストン、圧縮シリンダ、燃焼シリンダ、燃焼シリンダヘッドおよび混合気を加熱するための加熱器14がとりつけられている。

2-2-2 燃焼室および電極配置

内直径に比較して行程が充分には大きくない本急速圧縮装置で圧縮比を高くすると、円筒形燃焼室の厚さが小さくなるために表面積-体積比が大きくなり、急速圧縮後の混合気の熱損失が大きくなる。また、燃焼室厚さが小さいと電界を印加する電極の配置が困難である。したがって、高圧縮比で充分な燃焼室厚さを確保するためには、燃焼室部分の内直径を小さくする必要がある。そこで、図2-7に示すように、燃焼シリンダを圧縮シリンダ内側にとりつけた。このとき、上死点位置の圧縮ピストン、燃焼シリンダおよび燃焼シリンダヘッドで囲まれた部分が燃焼室となる。燃焼室は円筒形で、内直径24mm、厚さ19mmである。燃焼シリンダおよび圧縮ピストンはジュラルミン製、燃焼シリンダヘッドはテフロン製である。

本実験では、燃焼シリンダおよび圧縮ピストンを接地し、燃焼シリンダヘッドにとりつけられた電極の電位、つまり印加電圧を変えることで電界の強度を変えた。本実験で用いた電極は、図2-8に示す

ように、線径0.10mmの金属線を半径1mmの環状にしたものである。これを用いたのは、以下の理由による。

熱面点火の実験と同程度、またはそれ以上の電界強度を得るためには、たとえば、一方の電極に針端電極を用いることが考えられる。針端電極の放電特性は、その形状や表面性状の影響を強く受ける。したがって、実験で用いる電極の形状や性状は同じである必要があるが、そのような電極の製作は簡単ではない。そこで、金属棒の端面を加工して製作する針端電極は使用せず、細い金属線の側面部分を電極として使用した。また、ある程度の強度を持たせて、細い電極を燃焼室内に配置するために、半径1mmの環状としたものを電極として用いた。したがって、熱面点火実験の場合と同様に、金属線の電極付近の電界強度が非常に大きくなる。

なお、金属線電極付近の電界強度分布を考えた場合、熱面点火実験と急速圧縮点火実験とでは、同じ印加電圧の極性に対して電界の極性は逆になる。これは、熱面点火実験の場合は熱線、つまり金属線を接地しているのに対し、急速圧縮点火実験では燃焼シリンダ側を接地しているからである。このことは議論を進める上で不便であるので、金属線電極を接地し、燃焼シリンダ側の電位を変えたと仮定して、急速圧縮点火実験の印加電圧を定義した。したがって、印加電圧の極性は実験で印加したものとは逆となる。

2-2-3 点火遅れの測定

炭化水素火炎中の正イオンは化学イオン化反応により生成されるといわれている。たとえば、炭化水素火炎中の正イオンの1つである CHO^+ の生成機構として、次のような反応が提唱されている⁽⁵⁴⁾。



このうち(2-4)式は吸熱反応であり、(2-5)式は励起状態の分子を含むことから、温度が高くなるほど CHO^+ の数密度が大きくなると考えられる。このことは他の正イオンについても同様である。したがって、自発点火の実験においては、点火温度が比較的高い燃料を用い、急速圧縮後の混合気温度が高くなるような条件で実験を行った。急速圧縮後の高温を実現する方法としては、高圧縮比とする方法や急速圧縮前の混合気を加熱する方法があるが、本実験では後者を採用した。その方法は以下のとおりである。

圧縮シリンダは、外側にとりつけた加熱器、圧縮シリンダ内壁から外側1.5mmの位置にとりつけた熱電対、および温度調節器により、設定温度まで加熱される。室温の混合気がこの圧縮シリンダ内に導

入されると、加熱器によりシリンダ壁を介して加熱され、数分後には設定温度となる。その後急速圧縮装置が作動すると、高温となった混合気は急速圧縮されて自発点火する。本実験では、混合気が圧縮シリンダ内に導入されてから急速圧縮装置が作動するまでの時間、つまり加熱時間を180secとした。この加熱時間は、混合気温度が圧縮シリンダ内壁温度の98%に到達する時間であり⁽⁵⁵⁾、十分な長さであると考えられる。また、この方法では圧縮ピストン、燃焼シリンダおよび燃焼シリンダヘッドも同時に加熱されるため、急速圧縮された混合気の壁面への熱伝達による温度低下の速度が、高圧縮比にする方法と比べて小さくなる。

燃焼室内の圧力測定には圧電型圧力変換器を用い、その出力信号をストレージオシロスコープに入力して得られる燃焼室内の圧力履歴から、点火遅れを測定した。図2-9に圧力履歴の例を示す。図に示されるように、圧力は急速圧縮完了直後に極大値を示し、その後急速に低下してほぼ一定となる。この圧力低下は、急速圧縮装置の作動上必要な可動部の隙間、燃焼室壁面からの熱損失、混合気の漏れなどのために生じる。圧力はその後、混合気自発点火により再び上昇する。本実験では、急速圧縮による圧力上昇が完了してから点火による圧力上昇が開始するまでの期間を点火遅れと定義した。

本実験での圧縮比は16.5とした。また、可燃性混合気の急速圧縮

前の圧力は大気圧とした。このとき混合気圧力は、急速圧縮完了直後に約3.5MPa、圧力低下後に約2.4MPaとなった。圧縮比に比べて達成される圧力がかなり低い。これは後述のように、メタン-空気-アルゴン混合気を用いたためである。また、圧縮シリンダ内壁温度は405Kとした。したがって、可燃性混合気の初期温度を405Kと仮定すると、急速圧縮完了直後の温度は約850K、圧力低下後の温度は約600Kとなる。本実験の実験条件を表2-3に示す。

2-3 可燃性混合気

1回の点火実験ごとに可燃性混合気を作製した場合、その当量比を常に一定にすることは困難である。そこで本実験では、前もって作製した可燃性混合気を混合気容器に貯蔵しておき、それを用いて実験を行った。可燃性混合気の燃料および酸化剤は常温・常圧で気体のものを用いた。可燃性混合気の作製法は次のとおりである。まず、混合気容器を真空にして、次に燃料を高圧ポンプからゆっくりと容器に導入する。このあと同様に酸化剤を導入する。このとき、混合気容器にとりつけた圧力計で各成分気体の導入前後の圧力変化を測定することで、各成分気体の分圧が得られる。この分圧から可燃性混合気の当量比が算出される。したがって、当量比を望み

の値にするには、上記の手順とは逆に、各成分気体の分圧をあらかじめ計算しておき、各成分気体導入時の圧力変化をこれに合わせればよい。

混合気容器に導入された燃料と酸化剤との混合を促進し、さらに貯蔵中の可燃性混合気を均質な状態に維持するために、混合気容器にはかくはん器をとりつけた。かくはん器は容器内部の羽根車、容器外部のACモータ、容器の気密を守り動力を伝達する磁気伝動器などで構成される。

可燃性混合気の点火遅れに電界が影響を及ぼすことを想定した場合、点火にいたる過程で生成される正イオンや電子が重要な役割を果たすと考えられる。火炎中に存在する正イオンの中で数密度が大きいものは CHO^+ 、 H_3O^+ 、すすであるが⁽⁵⁶⁾、これらの生成には炭素原子を含む化学活性種が必要である。したがって、本実験で用いる燃料としては炭化水素が望ましい。また、数値解析を行う場合、1分子あたりの炭素数の少ない炭化水素の方が、計算は容易である。以上のことから、本実験の燃料としてはメタンが最適であると思われる。

しかし、当量比1.0のメタン-空気混合気を用いて熱面点火実験の予備実験を行った結果、点火可能な熱面温度が高いために融点の低いニッケル線では点火できないこと、タングステン線の場合は熱線の酸化が激しく、多量の酸化タングステンが生成されるいことがわ

かった。これに対し、当量比1.0の水素-空気混合気を用いた予備実験では、点火可能な熱面温度が低く、いずれの熱線の場合も良好に点火することが確認された。さらに、水素を燃料とする火炎中のイオンは非常に少ないと報告されているが⁽⁵⁷⁾、水素-空気混合気の点火遅れに及ぼす電界の影響は存在することが確認された。そこで、熱面点火実験では、可燃性混合気として当量比1.0の水素-空気混合気を用いることにした。

一方、急速圧縮点火実験の予備実験を、当量比1.0のメタン-空気混合気を用いて行ったが、本実験で用いた急速圧縮装置で達成される圧力、温度は充分に高くはないため、混合気は自発点火しなかった。そこで、比熱比の大きいアルゴンで混合気を希釈することにした。予備実験の結果、圧縮比16.5、混合気初期圧力0.101MPa、初期温度405Kの条件で、当量比1.0のメタン-空気混合気をその体積分率が25%となるまでアルゴンで希釈したときに、その混合気は自発点火することが確認された。そこで、急速圧縮点火実験では、この希釈率のメタン-空気-アルゴン混合気を用いることにした。

2-4 直流高電圧電源

直流電界を印加するために、直流高電圧電源を用いた。図2-10に本電源の回路図を示す。商用電圧100Vをスライダックで変圧後、トランスによって10倍に昇圧し、さらにコッククロフト・ウォルトン回路により2倍に昇圧、整流している。本電源の最大出力電圧は3000V、最大出力電流は1mAである。最大電流出力時の出力リップル電圧は30V（出力電圧の1%）程度⁽⁵⁸⁾であり十分に小さい。本電源の出力電圧はスライダックにより変更できる。

急速圧縮点火実験では、最大で5000Vまで印加するために本電源を2個用意し、出力を直列して使用した。

2-5 放電電流の測定

混合気が点火にいたる過程では、化学イオン化反応によりイオンや電子が生成される。したがって、点火過程の混合気は低温プラズマの状態にあると予想される。低温プラズマに電界を印加すると、イオンや電子が移動して電流が流れる。この電流によりジュール熱が発生し、プラズマ、つまり混合気の温度は上昇する。また、電極への電流の流出入により電極が加熱される。さらに、移動にともな

うイオンや電子の数密度の変化は、点火過程の化学反応に影響を及ぼすと考えられる。一方、図2-3、図2-7に示される電極配置からわかるように、電界強度の分布は一様ではなく、電極である金属線の表面において最大となる。このような不平等電界が著しくなると、コロナ放電などの自統放電が発生する可能性がある。自統放電が起こるとオゾンなどの活性な化学種が生成され、点火過程の化学反応に影響を及ぼす。

以上の現象は電極間に流れる電流（放電電流）が関係している。したがって、放電電流の測定は、電界が点火遅れに影響を及ぼす機構の解明を試みる上で重要である。

放電電流の測定回路を図2-11に示す。本回路はオペレーショナルアンプを用いた電流-電圧変換回路である。出力電圧 V_{OUT} と入力電流 I_{IN} との関係は、次式で表される。

$$V_{OUT} = -R_F \times I_{IN} \quad (2-6)$$

ここで、 R_F はアンプの帰還抵抗値であり、本実験では $100k\Omega$ とした。図に示されるように、本回路の入力は直流高電圧電源とその接地点との間に接続され、出力はストレージオシロスコープに接続される。

2-6 点火遅れ平均値の導出法

点火遅れは著しい変動を示す量である。つまり、実験条件をできる限り一定にしても、測定される点火遅れの変動が時間測定の誤差よりもはるかに大きくなる。この現象は点火遅れの重要な特性の1つであり、ほかの変動現象、たとえば2電極間に高電圧を印加したときに放電が起こるまでの遅れ時間⁽⁵⁹⁾や固体材料に荷重をかけて破壊するときの遅れ時間⁽⁶⁰⁾などと同様に、次のように統計的にとりあつかって、モデル化できる⁽⁶¹⁾。

任意の時刻 t よりも後に点火する確率を $p(t)$ 、点火が t から $t+dt$ の間に起こる確率を $q(t)dt$ とする。このとき、

$$p(t) = \int_t^{\infty} q(t) dt \quad (2-7)$$

という関係が成り立つ。なお、 $p(t)$ を分布関数と呼ぶ。一方、時刻 t における単位時間、単位モルあたりの点火確率を $\mu(t)$ 、点火可能な状態にある混合気のモル数を $m(t)$ とする⁽⁶²⁾。点火が時刻 t まで起こらずにその後の dt 間に起こる確率は $pm\mu dt$ であるが、これは $-dp$ に等しいので、

$$m(t)\mu(t)dt = \frac{-dp(t)}{p(t)} \quad (2-8)$$

となる。いま、時刻 τ のときに $p(\tau)=1$ であるとして、

$$\ln p(t) = -\alpha (t-\tau)^\beta \quad (2-9)$$

という関係が成り立つと仮定すると、(2-7)、(2-9)式より、

$$q(t) = \alpha \beta (t-\tau)^{\beta-1} \exp[-\alpha (t-\tau)^\beta] \quad (2-10)$$

となる。したがって、平均値 \bar{t} は、

$$\begin{aligned} \bar{t} &= \int_0^\infty t q(t) dt \\ &= \tau + \int_0^\infty \alpha \beta (t-\tau)^\beta \exp[-\alpha (t-\tau)^\beta] dt \end{aligned} \quad (2-11)$$

となる。これは適当な座標変換を行うことによって計算され、次のように表されることがわかる⁽⁶³⁾。

$$\bar{t} = \tau + (1/\alpha)^{1/\beta} (1/\beta) \Gamma(1/\beta) \quad (2-12)$$

同様にして、標準偏差は σ は次のように表される。

$$\sigma = (1/\alpha)^{1/\beta} [(2/\beta) \Gamma(2/\beta) - (1/\beta)^2 \{\Gamma(1/\beta)\}^2]^{0.5} \quad (2-13)$$

また、点火遅れの変動を表す量として、標準偏差と平均値との比である変動係数を用いた。変動係数 η は次のように定義される。

$$\eta = \sigma / \bar{t} \quad (2-14)$$

ところで、熱面点火では、熱面からの熱伝達、熱伝導、対流により熱面近傍の混合気が加熱されるために、その部分が点火可能な状態になり、やがて点火にいたる。いま、混合気の熱伝導だけを考慮して、点火前の化学反応や対流による温度分布の変化は小さいと仮定する。すると、熱面付近の温度分布と時間の関係は1次元非定常熱伝導問題の解として導出され、ある温度まで上昇した位置を熱面からの距離で表すと、その距離が時間の0.5乗に反比例することがわかる⁽⁶⁴⁾。さらに、ある温度以上の混合気は点火可能であるという仮定を行うことによって、点火可能な状態にある混合気の本数 m は、

$$m(t) = Ct^{0.5} \quad (2-15)$$

と表される。ただし、 C は t に関して一定であり、点火は熱線の表面に近いところで起こると仮定して1次元近似している。 μ が t に関して一定であれば、(2-8)、(2-15)式より分布関数は、

$$\ln p(t) = -C\mu(t-\tau)^{1.5} \quad (2-16)$$

となる。したがって、熱面点火における点火遅れの平均値は、(2-9)、(2-12)、(2-16)式より、次式のようになる。

$$\bar{i} = \tau + (1/C\mu)^{1/1.5} \Gamma(1/1.5) \quad (2-17)$$

また、標準偏差 σ は (2-9), (2-13), (2-16) 式より次のように表される。

$$\sigma = (1/C\mu)^{1/5} [(2/1.5)\Gamma(2/1.5) - (1/1.5)^2 \{\Gamma(1/1.5)\}^2]^{0.5} \quad (2-18)$$

一方、急速圧縮点火においては、点火遅れが短い場合は m は時間に関してほぼ一定と仮定できる。したがって、 μ が t に関して一定であれば (2-8) 式より分布関数は、

$$\ln p(t) = -m\mu(t-\tau) \quad (2-19)$$

となる。したがって、急速圧縮点火における点火遅れの平均値は、

$$\bar{t} = \tau + 1/m\mu \quad (2-20)$$

となり、標準偏差 σ は、

$$\sigma = 1/m\mu \quad (2-21)$$

となる。

これまで述べた統計的なとりあつかい方から明らかなように、熱面点火および急速圧縮点火の点火遅れの分布関数は、それぞれワイブル分布、指数分布のそれと同類である。これらの分布関数の係数を算出するために必要なサンプル数は 10~20 程度であるといわれている⁽⁶⁵⁾。

第3章 数値解析の方法

本研究では、可燃性混合気の熱面点火と急速圧縮点火による点火遅れについて、それに及ぼす電界の影響を調べている。たとえば本研究で実験したような熱面点火の現象を数値解析する場合、軸対称1次元の現象としてとりあつかうことができる。

電界のある場ではその作用により、電子やイオンといった荷電粒子がそれぞれの移動度および電界強度に比例した速度で移動する。したがって、可燃性混合気の点火過程においても存在が確認されている荷電粒子⁽⁵¹⁾の濃度分布は、電界の影響により変化すると考えられる。しかしながら、これまで行われてきた可燃性混合気の点火に関する数値解析において、その化学反応モデルでは、荷電粒子は全く考慮されていない。一方、炭化水素火炎の数値解析では、化学イオン化反応を組み入れた化学反応モデルを用いることにより、荷電粒子の生成やそれに及ぼす電界の影響について調べられ始めている⁽¹²⁻¹⁴⁾。

そこで、本研究では化学イオン化反応を考慮した化学反応モデルを採用し、荷電粒子の生成・消滅を考慮した点火の数値解析を行うことにした。本数値解析では化学反応に注目し、点火を無次元の現象としてとりあつかった。

また、本研究では印加した電界強度に応じて荷電粒子の濃度が変

化することをモデル化し、これにもとづいて電界が点火遅れに及ぼす影響を数値解析した。

さらに、電界強度が大きい場合にはその影響により自続放電が発生し、活性な化学種が生成されて化学反応が促進されることも考えられる。たとえば、コロナ放電により生成される代表的な化学種であるオゾンは強力な酸化剤であり、燃焼反応を促進して可燃性混合気の点火遅れに小さくすることは容易に想像される。そこで本研究では、自続放電により生成される活性化学種の代表としてオゾンを選び、それを含む化学反応モデルを用いて自続放電が点火遅れに及ぼす影響を数値解析した。

3-1 無次元点火モデル

本研究では、点火を無次元の現象としてとりあつかった。さらに、流動、重力の影響は無視し、圧力一定、断熱を仮定した。

3-1-1 微分方程式

断熱および圧力一定を仮定したので，熱力学第1法則よりエネルギー保存式は，

$$\dot{h} = v\dot{p} = 0 \quad (3-1)$$

となる．また，化学種の保存式は，

$$\dot{c}_i = \sum_j \beta_{ij} r_j + c_i \frac{\dot{p}}{p} \quad (3-2)$$

である．したがって，状態方程式 $P = \sum_i c_i RT$ および(3-1)，(3-2)式より，

$$\dot{T} = - \frac{\sum_i H_i (\sum_j \beta_{ij} r_j)}{\sum_i c_i C_{p_i}} \quad (3-3)$$

$$\dot{c}_i = \sum_j \beta_{ij} r_j - \frac{c_i}{\sum_i c_i} \sum_j \sum_j \beta_{ij} r_j - c_i \frac{\dot{T}}{T} \quad (3-4)$$

となる．これらの式より，温度および各化学種濃度の単位時間当たりの変化量が求められる⁽⁶⁶⁾．

3-1-2 化学反応モデル

化学反応の計算には、多数の素反応を考慮した化学反応モデルを用いた。水素を燃料とする場合には9種類の化学種および表3-1の1番から17番までの17個の素反応を、メタンを燃料とする場合には24種類の化学種および表3-1に示されている79個の素反応をそれぞれ用いた⁽⁶⁷⁾。なお、本研究では窒素を不活性ガスと仮定し、窒素の関与する素反応は考慮していない。

本研究では、後述する方法により、点火遅れに及ぼす電界の影響の数値解析を行った。そのため、電子やイオンといった荷電粒子とそれらの関与する素反応とを、化学反応モデルに組み入れる必要がある。一般に、火炎中に含まれる負の電荷を持つ荷電粒子は、そのほとんどが電子であり、負イオンは電子や正イオンと比べて非常に少ないといわれている。PedersenとBrownは、負の荷電粒子としては電子だけを、正の荷電粒子としては5種類の正イオンを組み入れた化学反応モデルを用いて、メタン-酸素混合気の1次元予混合火炎の数値解析を行い、実験結果との比較的良い一致を得ている⁽¹⁴⁾。そこで、本研究においても、彼らが考慮したものと同じ化学種および素反応を組み入れて数値解析を行った。追加された化学種は CH^+ 、 e^- 、 H_3O^+ 、 CH_3^+ 、 CHO^+ 、 C_2H_3^+ 、 $\text{C}_2\text{H}_3\text{O}^+$ の7個、素反応式は21個である。こ

の、追加された素反応を表3-2に示す。

各素反応の正方向の反応速度定数 k_f は、表3-1, 3-2に示される各素反応の係数および温度から、次式によって求められる。

$$k_f = A T^{\gamma} \exp(-E_a / RT) \quad (3-5)$$

また、逆方向の反応速度定数 k_r は、反応に関わる化学種の熱物性値より算出される各素反応の濃度平衡定数 K_c と正方向の反応速度定数 k_f から次式、

$$k_r = \frac{k_f}{K_c} \quad (3-6)$$

を用いて求めた。

各化学種の熱物性値には、JANAFの熱物性値表⁽⁶⁸⁾の値を用いた。ただし、 CH^+ および正イオンに関しては、それぞれHwangら⁽⁶⁹⁾およびPedersenとBrown⁽¹⁴⁾の文献の熱物性値を用いた。

3-2 電界の効果

イオンや電子といった荷電粒子は電界強度に比例した速度で移動するが、荷電粒子自身が電界を形成するため、その移動の仕方は非

常に複雑なものとなる。本研究の実験で用いた電極配置の場合、熱面点火および急速圧縮点火の電極に近い部分については軸対称1次元、急速圧縮点火の電極から離れた部分については球対称1次元の電界強度分布に近似できる。しかしながら、このように近似しても、非定常な荷電粒子の移動を数値解析するには多くの計算時間を必要とする。そこで本研究では、荷電粒子の電界による濃度変化について単純なモデル化を行い、これにもとづいて数値解析を行った。

3-2-1 電界効果モデル

いま、平行に対向して配置された2つの平面電極を考え、この2つの電極に電位差を与える。電極間に荷電粒子が存在しない場合、電極板の端効果を見捨ると、その空間の電界強度分布および電位分布は図3-1のようになる。しかし、電極間の気体が燃焼反応などによってプラズマ化している場合や、電位が負の電極（陰極）が熱電子放出する温度まで加熱されている場合、電極間に滞留する荷電粒子が空間の電界強度および電位を変化させるため、それらの分布は図3-1のようにはならない。空間に電荷の分布がある場合には、その電界強度はPoissonの式で表される。1次元のPoissonの式は、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} (N_+ - N_-) \quad (3-7)$$

である。ただし、 N_+ は正イオンの数密度、 N_- は負イオンおよび電子の数密度である。また、電界強度 E と電位 V の間には次の関係が成り立つ。

$$E = -\frac{dV}{dx} \quad (3-8)$$

たとえば、真空管のように両電極が減圧下にあり、陰極が加熱されている場合は、放出される熱電子によって陰極付近の電界強度が低下する。そして、陰極の電子放出能力が十分に大きいならば、陰極表面の電界強度は0となる。この場合の電極間の空間の電界強度分布および電位分布は図3-2のようになる⁽⁷⁰⁾。また、両電極が火炎中に配置されている場合、火炎中の荷電粒子はそれぞれ逆極性の電極へと移動する。このとき、電子は陽極に触れるとただちに極板中に侵入するが、イオンは極板に電荷を与えても電極付近に滞留し、そのあとに極板へと移動してくるイオンの進行を妨げる。したがって、両電極表面にはシースと呼ばれるイオンの滞留層が形成され、電極間の空間の電界強度分布および電位分布は図3-3のようになる⁽⁷¹⁾。図に示されるように、電位の変化の大部分はシース内で起こる。陽極側のシースの厚さが陰極側のそれと比べて小さいのは、火炎中の負イオンの数密度が、正イオンのそれと比べて非常に小さいからである。

ここで、電位差のある2つの電極間にあって、一方の電極からの

距離がそれぞれ x_A , x_B ($x_A < x_B$) である, 2つの近接した面 A, B を考える (図3-4).

各荷電粒子の移動速度 u_i は, 移動度を μ_i とすると,

$$u_i = \pm \mu_i E \quad (3-9)$$

と表される. 荷電粒子が正イオンの場合は式中の符号は正であり, 負イオンおよび電子の場合は負である. ただし, u_i および E は, その方向が電極からの距離 x の増加する方向 (図3-4では右向き) であるときに正となるように定義している. 面 A - B 間で μ_i が一定であると仮定すると, u_i は E だけで決まる. このとき, 面 A - B 間の荷電粒子が非常に少なく, その影響が無視できるならば, 図3-1に示されるようにこの空間の電界強度は一定, つまり, $E(x_A) = E(x_B)$ であるので, $u_i(x_A) = u_i(x_B)$ となる. したがって, 単位時間あたりに面 A, B を通過する荷電粒子の数は等しく, 面 A - B 間の空間の荷電粒子の増減はない. しかし, 荷電粒子が電極間に滞留している場合は, 図3-2や図3-3に示されるように, 面 A と面 B における電界強度は異なる. このとき, 単位時間あたりに面 A および面 B を通過する荷電粒子の数は異なる. 面 A - B 間の空間における各荷電粒子の数の, 単位時間あたりの変化 \dot{N}_i は,

$$\dot{N}_i S (x_B - x_A) = \pm N_i S \mu_i \{E(x_A) - E(x_B)\} \quad (3-10)$$

と表される。ただし、 S は面A、Bの断面積であり、荷電粒子が正イオンの場合は式中の符号が正、負イオンおよび電子の場合は負である。(3-10)式をさらに変形すると、

$$\begin{aligned} \dot{N}_i &= \pm N_i \mu_i \frac{E(x_A) - E(x_B)}{x_B - x_A} \\ &\approx \mp N_i \mu_i \frac{dE}{dx} \end{aligned} \quad (3-11)$$

となる。また、 $c_i = N_i/N_0$ であるから、各荷電粒子の電界による濃度変化は、

$$\dot{c}_i \approx \mp c_i \mu_i \frac{dE}{dx} \quad (3-12)$$

と表される。ただし、荷電粒子が正イオンの場合は式中の符号が負、負イオンおよび電子の場合は正である。このようにして荷電粒子は面A-B間の空間に滞留し、電界強度分布を変化させる。荷電粒子により形成される面A-B間の電界強度勾配 dE/dx は、(3-7)式より、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon} \sum_i (\pm c_i N_0) \quad (3-13)$$

と表される。ただし、荷電粒子が正イオンの場合は式中の符号が正であり、負イオンおよび電子の場合は負である。

熱面点火の実験における電極配置は、図2-3に示されるものである

が、2枚の電極板を、熱線を中心とする円筒面に近似すると、電極は図3-5に示されるような同軸円筒電極であると仮定できる。すると、イオンや電子といった荷電粒子が存在しない場合の電極間の電界強度分布および電位分布が算出される。内側の電極の外径を $2r_{IN}$ 、外側の電極の内径を $2r_{OUT}$ とし、内側の電極を接地して外側の電極の電位（印加電圧）を V_{AP} とすると、電界強度 E は、

$$E(x) = - \frac{V_{AP}}{x \ln(r_{OUT}/r_{IN})} \quad (3-14)$$

$$r_{IN} \leq x \leq r_{OUT}$$

となる⁽⁷²⁾。したがって、印加電圧が正の場合および負の場合の分布は、それぞれ図3-6(a)、図3-6(b)のようになる。さらに、(3-14)式を x で微分すると、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{V_{AP}}{x^2 \ln(r_{OUT}/r_{IN})} \quad (3-15)$$

となる。このことから、本研究の熱面点火の実験においては、印加電圧が正の場合は dE/dx も正、印加電圧が負の場合は dE/dx も負となると推測される。このことは図3-6からもわかる。

3 - 2 - 2 移動度

電界の効果を計算するためには、各荷電粒子の移動度の算出が必要となる。ある荷電粒子*i*の、ある気体*j*中での移動度 μ_{ij} とこの2成分系気体の拡散係数 D_{ij} （相互拡散係数）との間には、次式で表されるEinsteinの関係が成り立つ。

$$\frac{D_{ij}}{\mu_{ij}} = \frac{k_b T}{e} \quad (3-16)$$

したがって、 D_{ij} の値からこの関係式を用いることによって μ_{ij} の値が得られる。なお、 D_{ij} の値は気体運動論による推算法⁽⁷³⁾を用いて算出した。以下で、その方法について説明する。

気体の輸送係数がさまざまな条件下で測定された例は少なく、文献で得られる実測値も少ない。しかしながら、気体運動論より、分子の分布関数を仮定することによって得られる分子間ポテンシャルを用いて、輸送係数は算出できることが知られている。

相互拡散係数 D_{ij} は、Chapman-Enskog理論を適用することによって、Boltzmann方程式から導出される。その第1近似は、次のように表される。

$$D_{ij} = 2.628 \times 10^{-7} \frac{\left[\frac{T^3}{2} \left(\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j} \right) \right]^{0.5}}{P' \sigma_{ij}^2 \Omega^{(1,1)*}(T_{ij}^*)} \quad (3-17)$$

衝突積分 $\Omega^{(1,1)*}$ は温度の関数であるが、さらに衝突する2つの分子の分子間ポテンシャルの型にも依存する。また、式中の σ_{ij} は2つの分子の特性直径であり、同様に分子間ポテンシャルの型に依存する。一般に、気体運動論から輸送係数を推算するときに用いられる分子間ポテンシャルとしては、2つの分子が共に無極性分子の場合にはLennard-Jonesポテンシャルが、一方あるいは両方が極性分子の場合にはStockmayerポテンシャルが用いられる。

化学種*i*, *j*間の衝突積分 $\Omega^{(1,1)*}$ の値は、各分子間ポテンシャルに関して、換算温度 T_{ij}^* および係数 δ_{ij}^* を変数として計算されたものが、表として文献に与えられている。本研究では文献74の表を使用し、それぞれの変数の中間値に対する衝突積分 $\Omega^{(1,1)*}$ の値は、内挿して求めた。換算温度 T_{ij}^* は次式で与えられる。

$$T_{ij}^* = \frac{k_b T}{\epsilon_{ij}} \quad (3-18)$$

係数 δ_{ij}^* は、化学種*i*, *j*の一方が極性分子でもう一方が無極性分子の場合には、0となる。それに対し、両方が極性分子である場合、あるいは両方が無極性分子の場合には、 δ_{ij}^* は次式のようなになる。

$$\delta_{ij}^* = \frac{\mu_i^2 \mu_j^2}{2 \epsilon_{ij} \sigma_{ij}^3} \quad (3-19)$$

上の (3-18), (3-19)式の式中にあるポテンシャルエネルギー定数 ϵ_{ij} は、次式で与えられる。

$$\epsilon_{ij} = \xi^2 (\epsilon_i \epsilon_j)^{0.5} \quad (3-20)$$

また、衝突直径 σ_{ij} は次式で与えられる。

$$\sigma_{ij} = 0.5 (\sigma_i + \sigma_j) \xi^{-1/6} \quad (3-21)$$

(3-20), (3-21)式の式中の係数 ξ は、化学種 i, j の両方が極性分子である場合、あるいは両方が無極性分子の場合には1である。それに対し、化学種 i, j の一方が極性分子でもう一方が無極性分子の場合には、極性分子を添え字 p 、無極性分子を添え字 n で表すと、 ξ は次式のようなになる。

$$\xi = 1 + 0.25 \alpha_n^* \mu_p^{*2} (\epsilon_p / \epsilon_n)^{0.5} \quad (3-22)$$

なお、式中の α_n^* および μ_p^* は、それぞれ次のように表される。

$$\alpha_n^* = \alpha_n / \sigma_n^3 \quad (3-23)$$

$$\mu_p^* = \frac{\mu_p}{(\epsilon_p \sigma_p^3)^{0.5}} \quad (3-24)$$

以上の、(3-18)～(3-24)式を用いて移動度を算出するときに必要な物性値 ϵ_i 、 σ_i 、 μ_i 、 α_i は、文献には限られたイオンのものしか与えられていない。このような場合、対象とするイオンに対応する中性の（イオンでない）化学種、またはそれに類似した化学種の物性値を用いる⁽¹⁴⁾。本研究においても、このような方法でイオンの移動度を推算した。

本研究の計算モデルにおいては、対象としている温度範囲は比較的広い。そこで、温度の関数である移動度は、数値計算の時間刻みごとに算出した。

3-3 自統放電により生成される活性化学種の効果

電界強度が大きい場合にはその影響により自統放電が発生し、活性な化学種が生成されて化学反応が促進されることも考えられる。本研究では、自統放電により生成される活性化学種の代表としてオゾンを選び、それを含む化学反応モデルを用いて自統放電が点火遅れに及ぼす影響を数値解析した。

よく知られているように、オゾンには燃焼反応を促進させる効果がある。このことは、点火の化学反応においても同様である。たとえば、NomaguchiとKodaにより、メタン-空気混合気およびメタノール-空気混合気を火花点火するときに、点火が可能となる最小火花放電時間が、混合気へのオゾン添加によって減少するという結果が得られている⁽⁷⁵⁾。さらに、彼らは同じ混合気について、自発点火の点火遅れに及ぼすオゾン添加の影響を数値解析によって調べ、上記実験結果と比較している。彼らが用いた化学反応モデルは、メタノール-空気混合気の56個の素反応に、オゾンの関与する5個の素反応を追加したものである。彼らは、この数値解析より点火遅れが小さくなるという結果を得ている。そして、点火過程の初期において、オゾンの分解反応により酸素原子の濃度が増加し、そのためにラジカル濃度が増加することが原因で、点火遅れが小さくなると考察している。

本研究では、前述の水素-空気混合気およびメタン-空気混合気の化学反応モデルに、化学種としてはオゾン O_3 の1種類、素反応としてはNomaguchiとKodaも採用したRotzollの提唱する4個の素反応⁽⁷⁶⁾を追加して、オゾンが点火遅れに及ぼす影響について調べた。追加した4個の素反応を表3-3に示す。

3 - 4 計算の流れ

計算の流れを以下に示す。

1. 混合気の温度および各化学種濃度から、各荷電粒子の輸送係数、各化学種の熱物性値、平均定圧比熱、各素反応の正方向の反応速度を算出する。熱物性値から各素反応の平衡定数を算出し、平衡定数と正方向の反応速度から逆方向の反応速度を算出する。
2. 正逆反応速度から化学反応による発熱量を算出する。
3. 全発熱量および平均定圧比熱から混合気の新たな温度を得る。
4. 混合気の温度変化および正逆反応速度から、各化学種の新たな濃度を算出する。
5. 時刻を時間刻み分進めて、1に戻る。

以上の1～5が、1回の計算ステップである。時間刻みは、各化学種の濃度変化の最大値が限界値より大きくならないように、適当に小さくした。なお、化学反応による発熱量が、前時刻の計算ステップにおける値よりも小さくなったときに、混合気が点火したと判断し、計算を終了させた。

第4章 結果および考察

本研究では、可燃性混合気の点火遅れに及ぼす直流電界の影響について調べた。可燃性混合気の点火方法としては、熱面点火法と急速圧縮点火法を用いた。ただし、実験により得られる点火遅れは著しい変動を示す量であり、したがって、その変動よりも電界の影響が小さい場合には、わずかな回数の実験結果には影響が現れないことがある。このため、多数回の実験を行って、何らかの方法で点火遅れの平均値を求め、それを用いて電界の影響について評価する必要がある。本研究には、限られた数の実験データから統計モデルを用いて点火遅れの平均値を算出する方法を適用した。そこで、本章ではこの点火遅れの平均値の導出法の適用結果について最初に述べ、これについて考察する。そのあと、熱面点火法により当量比1.0の水素-空気混合気を点火するときの、点火遅れに及ぼす直流電界の影響について調べた結果を述べ、電界が点火遅れに影響を及ぼす機構について考察する。そして最後に、急速圧縮点火法によりアルゴンで希釈された当量比1.0のメタン-空気混合気を点火するときの、点火遅れに及ぼす直流電界の影響について調べた結果について説明する。

4-1 点火遅れの平均値の導出

点火遅れは著しく変動するため、それに及ぼす電界の影響を評価するために、第2章では統計モデルを構築し、これを用いて点火遅れの平均値と変動係数とを導出することを提案した。本章では初めに、この導出法の適用結果について述べる。

4-1-1 熱面点火

点火法として熱面点火を用いて、電界のない条件下で点火遅れの測定を行い、その結果から得られた点火遅れ t と分布関数 $p(t)$ （任意の時刻 t よりも後に点火する確率）との関係を、図4-1に示す。この図は、点火源である熱線にタングステン線を用いて熱線温度1400Kの条件で実験した結果をプロットしたものである。図の縦軸は $p(t)$ の自然対数 $\ln p(t)$ である。図からわかるように、 $\ln p(t)$ が-2から0の範囲のデータ、つまり全実験データの約9割は放物線状の曲線を形成している。このように、 $t-\ln p(t)$ グラフにプロットされたデータ点が直線または曲線を構成するということは、分布関数 $p(t)$ が点火遅れ t のみを変数とする関数であり、 $p(t)$ はワイブル分布や指数分布といった統計学的な分布になるということの意味する。つまり、熱面点火は放電

や破壊といった現象と同様に確率的な過程であり、その遅れ時間（点火遅れ）はある統計分布にしたがう。

一方、図4-1に示される曲線は、 $\ln p(t)$ が-2から0の範囲内にあるデータを用いて、(2-16)式、

$$\ln p(t) = -C\mu(t-\tau)^{1.5} \quad (2-16)$$

の係数 $C\mu$ 、 τ を最小2乗法により算出し、得られた t と $\ln p(t)$ との関係式で表される曲線を描画したものである。図に示されているように、 $\ln p(t)$ が-2から0の範囲にプロットされたデータは、(2-16)式により表される曲線とよく一致している。このことから、全実験結果の約9割については、(2-16)式の分布関数で表される統計モデルが適用できると考えてよいことがわかる。そこで、熱面点火の実験においては、各条件について、 $-2 < \ln p(t) < 0$ を満たす範囲のデータを用いて最小2乗法で(2-16)式中の係数 $C\mu$ 、 τ を算出し、それらの値と(2-17)式を用いて、点火遅れの平均値を算出した。変動係数は係数 $C\mu$ 、 τ と(2-18)式および(2-14)式から算出した。この方法により、電界を印加しない条件での点火遅れの平均値と変動係数とを算出した結果は次のとおりである。

点火源である熱線にニッケル線を用い、熱線温度が1380Kの条件で、当量比1.0の水素-空気混合気を点火した結果得られた点火遅れの平均値は39.7msであった。また、変動係数は0.23であった。

熱線にタングステン線を用いた場合には、上述のように予備実験によって点火遅れの値がニッケル線を用いた場合のそれとほぼ同じになるように温度設定抵抗 R_c を設定したが、このとき熱線温度は1400Kとなり、その結果得られた点火遅れの平均値は34.3ms、変動係数は0.15であった。点火遅れにニッケル線を用いたときとの違いが現れたのは、熱線温度に違いがあったことが第1の原因として考えられる。たとえば、タングステン線を用いた実験では温度設定抵抗を 1.47Ω としたが、この値を 0.02Ω 変化させると点火遅れが2~5倍も変化することが、予備実験によりわかった。さらに、点火遅れは著しく変動する量である。したがって、それぞれ違う材質の熱線を用いたときの点火遅れを一致させるためには、温度設定抵抗を微小に変化させて非常に多くの実験を行う必要があり、事実上不可能である。そこで、本研究ではこの程度近い値の点火遅れが得られれば充分であると判断した。

熱線にトリエテッドタングステン線を用いた場合には、温度設定抵抗はタングステン線を用いたときと同じ値に設定した。これは前述のように、熱線温度の測定に必要な放射率の値が文献に与えられておらず、また、タングステン線とトリエテッドタングステン線との電気抵抗値、つまり熱線温度には違いがほとんどないと判断したからである。しかし、トリエテッドタングステン線を用いた実験が

ら得られた点火遅れの平均値は28.2ms, 変動係数は0.20であり, タングステン線を用いて得られたものとは異なる値であった. わずか1%含まれた酸化トリウムが電気抵抗値に大きな影響を与えて, 熱線温度がタングステン線を用いたときよりも高くなっていることもその原因として考えられるが, 詳細は不明である.

なお, 熱線の材質により点火遅れに違いが現れた原因としては, 熱線温度の違いの他にも, 熱線表面の材質が伝熱や化学反応(特に表面反応)に及ぼす影響の違いなども考えられる.

4-1-2 急速圧縮点火

急速圧縮点火法により可燃性混合気を点火する場合には, 熱面点火の場合とは異なり, 電極として燃焼室内に配置される金属線が混合気の温度よりも高くはならない. このため, 電極のごく近傍で点火が起こるとは考えにくい. したがって, 電界のない場合には, 電極の材質の違いによる表面反応や熱伝達などの違いが, 点火遅れに及ぼす影響は無視できる程度であると考えられる. そこで, 電界のない条件下で, 電極の材質以外の条件を同一にして行った, 点火遅れの全測定結果を1つにまとめ, そのデータから得られた点火遅れ t と分布関数 $p(t)$ との関係をグラフに表したところ, 図4-2のように

なった。これらのデータは、可燃性混合気の初期圧力0.101MPa、初期温度405Kの条件で、アルゴンで希釈された当量比1.0のメタン-空気混合気を用いて実験された結果得られたものである。また、図の縦軸は熱面点火の場合と同様に、 $p(t)$ の自然対数 $\ln p(t)$ である。図より明らかなように、プロットされたデータは単純な直線または曲線を構成しているとはいえない。

図4-2に示される直線は、熱面点火の場合と同様に、 $\ln p(t)$ が-2から0の範囲内にあるデータを用いて、(2-19)式、

$$\ln p(t) = -m\mu(t - \tau) \quad (2-19)$$

の係数 $m\mu$ 、 τ を最小2乗法により算出し、その結果得られた t と $\ln p(t)$ との関係式で表される直線を、描画したものである。図のように、データ列と(2-19)式により表される直線とは、熱面点火の場合と比較するとあまりよくは一致していない。この原因として実験回数が熱面点火の場合よりも少ないことも考えられるが、さらに急速圧縮点火現象について検討すると、次のようなことがわかる。

燃焼室内の可燃性混合気は、急速に圧縮されることにより高温高圧になる。このとき、急速圧縮直後の燃焼室内の混合気は全て同じ温度であろう。しかし、燃焼室壁面温度は混合気温度よりも低いため、混合気は燃焼室壁面に冷却され、時間が経過するにつれて燃焼

室壁面付近の混合気温度は低下する。したがって、熱面点火の場合とは逆に、急速圧縮点火の場合は、急速圧縮後の時間が経過するにつれて点火可能な混合気の量は減少する。この場合、縦軸を $\ln p(t)$ 、横軸を t とするグラフ上のデータ列は、右下がりですべて下に凸の曲線となるはずである(図4-3)。しかし、図4-2からわかるように本実験ではそのようなならなかった。また、急速圧縮装置を用いて、いくつかの種類可燃性混合気の自発点火における火炎の様子を調べた小松らは、本実験で点火時刻と定義した、圧力が上昇し始める時刻には燃焼室内の複数の場所で別々に火炎が発生しており、その火炎は燃焼室中心部だけではなく壁面付近にも存在すると報告している⁽⁷⁷⁾。このことから、急速圧縮点火の点火過程は1か所で点火して火炎が伝播していくというのではなく、様々な機構が関与する複雑な現象であるということがわかる。したがって、本研究で導出した点火遅れの分布関数は、急速圧縮点火に対しては正確ではなかったと考えられる。

しかしながら、急速圧縮点火においても実験事実として点火遅れは変動し、したがって、点火遅れの分布関数は何らかの統計学的な分布になるはずである。熊谷と酒井は、 $t-\ln p(t)$ グラフにプロットされた急速圧縮点火のデータ列を直線に近似しており、ある程度のずれは無視している⁽⁷⁸⁾。そこで本実験においても、点火遅れの平均値

と変動係数とを算出するためにデータ列を直線に近似する方法，つまり点火遅れの分布関数が(2-19)式のようにになると仮定する方法を用いることにした。

この方法により得られた点火遅れの平均値は7.4ms，変動係数 η は0.14であった。

4-2 電界の影響

点火遅れに及ぼす直流電界の影響について，熱面点火法および急速圧縮点火法を用いて実験を行い，電界がこれらの点火方法における点火遅れに影響を及ぼすという結果を得た。電界が点火遅れに影響を及ぼすことが確かめられたのは，これまでで初めてのことである。ここでは，実験で得られた結果を述べ，さらに電界が点火遅れに影響を及ぼす機構について，実験結果と電流測定や数値解析の結果とを比較して考察する。

4-2-1 熱面点火

熱面点火の実験では，前述のように，熱線としてニッケル線，タングステン線およびトリエテッドタングステン線を用いた。実験を

行う際には、それぞれの材質の熱線および印加電圧について、電界を印加する実験と印加しない実験とを1回ずつ交互に16回行い、その結果から前述の方法により点火遅れの平均値と変動係数とを算出した。電界の影響の有無は、算出した点火遅れの平均値を電界を印加しない条件での平均値 \bar{t}_0 で除して無次元化した値 \bar{t}/\bar{t}_0 を用いて評価した。

図4-4に、熱線としてニッケル線を用いたときの実験結果を示す。図中の○は点火遅れの平均値を、縦棒線は変動係数を表す。また、横方向の直線は電界を印加しない条件での変動係数を表す。図からわかるように、直流電界は熱面点火の点火遅れに影響を及ぼすことが明らかとなった。

この結果から、直流電界の影響は次のようにまとめられる。

- A. 印加電圧が+500V～+1500Vの場合には、点火遅れがわずかに増大する。
- B. 印加電圧が+1500Vから+2000Vまで変化するとき、点火遅れは著しく減少する。
- C. 印加電圧が0Vから-500Vまで変化するとき点火遅れは著しく減少するが、-500V～-2000Vの範囲での点火遅れの減少はほぼ同程度である。

なお、印加電圧が+500V～+1500Vの場合には、図4-4からわかるように点火遅れの平均値の変化の大きさと変動係数とが同程度であっ

た。このことを考慮すると、印加電圧が+500V～+1500Vの場合に点火遅れが増大するという実験結果は、他の場合と比べて有意性が低い。しかしながら、16回の実験結果の平均値で評価すると、前述のように電界の影響で点火遅れはわずかに大きくなると考えられる。

この結果から、直流電界が熱面点火の点火遅れに及ぼす影響は電界強度（印加電圧）やその極性により複雑に変化することがわかる。このことは、電界の影響としていくつかの機構が関与していること示唆していると考えられる。たとえば印加電圧が正の場合、印加電圧が低いときには点火遅れを大きくする機構が支配的であり、印加電圧が高くなると点火遅れを小さくする機構が支配的となると考えられる。

次に、熱線としてタングステン線およびトリエテッドタングステン線を用いたときの実験結果を、それぞれ図4-5、4-6に示す。ニッケル線を用いたときと同様に、直流電界は熱面点火の点火遅れに影響を及ぼしているが、これらの図を比較するとその影響は熱線の材質により異なることがわかる。

タングステン線を用いたとき、印加電圧が正の場合の電界の影響はニッケル線を用いたときとほとんど同様であるのに対し、印加電圧が負の場合には、ニッケル線を用いたときに観測された強い電界の影響は現れていない。つまり熱線としてタングステン線を用いた

ときには、前述のA、Bの現象は観測されるのに対し、Cの現象は観測されない。

一方、トリエテッドタングステン線を用いたとき、印加電圧が正の場合の電界の影響はニッケル線やタングステン線を用いたときと類似している。しかしながらその影響は他とは多少異なり、印加電圧が0V～+1500Vの場合に点火遅れはほとんど変化せず、前述のAのように点火遅れが大きくなる。一方、印加電圧が負の場合の電界の影響は、点火遅れが小さくなるという点ではニッケル線と同様であるが、その傾向はニッケル線を用いたときのCとは異なり、印加電圧の絶対値が増大するとともに点火遅れが減少している。

以上をまとめると、印加電圧が正の場合の電界の影響においては、熱線の材質の違いによる差は小さいのに対し、印加電圧が負の場合の電界の影響においては、熱線の材質の違いによる差が大きいと考えることができる。この結果から、電界が影響を及ぼす機構については、次のように推測される。

1. 印加電圧が正の場合は、熱線の材質に関係しない機構が、電界の影響において支配的である。
2. 印加電圧が負の場合は、熱線の材質が関係する機構が、電界の影響において支配的である。

図4-4～4-6に示されているように、印加電圧が-500Vの場合に、類

似した材質であるタングステン線を用いたときとトリエテッドタングステン線を用いたときとの点火遅れの減少がほぼ同程度であるのに対し、ニッケル線を用いたときはそれよりも減少率が大きいことは、上の2から説明できると考えられる。

次に、熱面点火による可燃性混合気の点火実験と同時に行った電極間の電流測定の結果について説明する。熱線としてニッケル線を用い、印加電圧を+2000Vとしたときに観測された電流波形を図4-7に、熱線としてタングステン線を用い、印加電圧を-2000Vとしたときに観測された電流波形を図4-8に示す。図に示されるように、電極間を流れる電流値は熱線電圧とともに変化することがわかる。熱線の加熱前における電流は、後述する理由から暗流であると考えられる。熱面点火装置が作動して熱線の温度が上昇すると電流の絶対値は徐々に増加し、熱線の加熱完了後しばらくすると、電流値はほぼ一定となる。電流の絶対値は、混合気が点火する所に再び増加し始め、点火後に極大となる。点火後に電流の絶対値が極大となるのは、その時期にイオンや電子を多く含む火炎が電極間に存在するからであると推測される。このように電極間の電流値は時間とともに変化するが、熱線の加熱完了後25~30msから点火直前まで、電流値はほぼ一定である。そこで、本実験ではこの値を放電電流と定義した。

図4-9~4-11に、各印加電圧において測定された放電電流を示す。

ただし、図4-9の縦軸は上述の方法により測定された放電電流、図4-10の縦軸は放電電流と熱線加熱前の暗流との差、つまり熱線の加熱による放電電流の変化である。また、図4-11は、図4-10の縦軸の0付近を拡大して表示したものである。

図4-9、4-10からわかるように、印加電圧が負の場合にも電極間の電流は存在し、印加電圧が+500V～+1500Vの場合には、熱線が加熱されることによって放電電流が減少している。この現象は、熱線からの熱電子放出では説明できない。また、図2-3に示される本実験の電極配置においては自続放電（コロナ放電など）が発生する可能性があるが、後述する理由から図に示される放電電流の発生原因が自続放電だけであるとは考えられない。したがって、イオンや電子といった荷電粒子が化学イオン化反応や熱線の表面反応などにより生成され、それらが電界によって移動することも、放電電流の発生原因の1つであると推測される。

さらに、放電電流に及ぼす熱線の材質の影響について注目すると、図4-9～4-11より次のようなことがわかる。印加電圧が+2000Vおよび負の場合には、熱線の材質により放電電流が異なる。ただし、類似した材質であるタングステン線を用いたときとトリエテッドタングステン線を用いたときとの放電電流は近い値となっている。また、このときは熱線の加熱前に比べて加熱後の放電電流の絶対値が大き

くなっている。これに対し、印加電圧が+500V～+1500Vにおいては熱線の材質の違いによる放電電流の差は小さく、熱線の加熱前に比べて加熱後の放電電流の絶対値が小さくなっている。したがって、熱面点火において電界印加により放電電流に発生する機構は、印加電圧が負、+500V～+1500V、+1500V～+2000Vの3つの場合でそれぞれ異なることがわかる。

ところで、電界が点火遅れに影響を及ぼす機構を考えたときに、イオンや電子といった荷電粒子の移動が重要な役割を果たしていると容易に想像される。したがって、電界が放電電流に及ぼす影響と点火遅れに及ぼす影響との間には相関関係があるはずである。図4-4～4-6と図4-10との印加電圧が正の部分と比較すると、前者において点火遅れが急に短くなる印加電圧と後者において放電電流が急に増加する印加電圧とがほぼ一致することがわかる。このことから、はじめに、電界が点火遅れに影響を及ぼす機構について印加電圧が正の場合と負の場合との2通りに分類したが、正の場合についてはさらに2通りに分類できることがわかる。つまり、

- 1-1. 印加電圧が+500V～+1500Vの場合は、熱線の材質がわずかに関係する機構が電界の影響において支配的である。
- 1-2. 印加電圧が+2000Vの場合は、熱線の材質に関係しない機構が電界の影響において支配的である。

2. 印加電圧が負の場合は、熱線の材質が関係する機構が、電界の影響において支配的である。

と、考えられる。

しかしながら、熱線の材質が実験結果に影響する印加電圧においても、点火遅れと放電電流との両者の変化の間に、強い相関があるとはいえない。つまり、単純に放電電流が大きいほど点火遅れが小さくなる、もしくはその逆になるというような対応は見られない。したがって、電界が点火遅れに影響を及ぼすときには、電流の変化が観測される機構と変化が観測されない機構とがそれぞれ関与していると考えられる。

以上の考察から、様々な機構が電界の影響において関与していると推測される。その機構としては、以下のものがその候補として挙げられる。

1. 化学イオン化反応の効果・・・イオンや電子といった荷電粒子の濃度分布は電界の影響により変化する。したがって、化学イオン化反応を含む点火過程の化学反応は電界の影響を受け、その結果として点火遅れが変化すると考えられる。このとき、荷電粒子が化学イオン化反応のみによって生成されると仮定すると、化学イオン化反応の効果は熱線の材質に依存しないと推測される。

2. 自続放電により生成される活性化学種の効果・・・本実験では不平等電界を印加しているために、コロナ放電などの自続放電が発生して活性な化学種が生成される可能性がある。たとえば、酸素を含む雰囲気中でコロナ放電が発生するとオゾンなどが生成される。そして、このように活性化学種が生成されると燃焼は促進される。したがって、自続放電により生成された活性化学種の影響により点火遅れが小さくなると推測される。なお、大気圧中の自続放電では電極材質の影響が小さいため⁽⁷⁹⁾、この効果は熱線の材質にあまり依存しないと推測される。
3. プラズマ伝熱の効果・・・イオンや電子といった荷電粒子を含む高温の可燃性混合気はプラズマの一種であり、よく知られているように、プラズマにおける伝熱は電界の影響を受ける。したがって、熱線や混合気の温度は電界の印加により変化して、その結果点火遅れが変化すると推測される。このプラズマ伝熱においては、熱線表面における電子の流出入に関与するエネルギー（仕事関数）が加熱量に影響する。熱線の材質により仕事関数は異なるため、加熱量は熱線により変化する。したがって、プラズマ伝熱の効果は熱線の材質により異なることがあると推測される。

4. 熱面の酸化の効果・・・熱線は酸素を含む混合気中で加熱されて表面が酸化されるが、この酸化反応は電界の影響を受けると推測される。このとき、熱線付近の混合気の組成が変わり、その結果点火遅れが変化すると推測される。また、熱面の酸化などの表面反応が可燃性混合気の点火機構に関与しているときにも、電界が点火遅れに影響を及ぼすと考えられる。熱面の酸化の様子はその材質により異なるため、熱面の酸化の効果は熱線の材質に依存すると推測される。

以下、それぞれの効果について考察する。

4-2-1-1 化学イオン化反応の効果

熱面点火の過程において、可燃性混合気中にはイオンや電子といった荷電粒子が存在すると推測されるが、電界の印加により荷電粒子は移動し、その濃度分布が変化する。点火過程に起こる化学反応に荷電粒子が関与する化学イオン化反応が含まれるならば、電界による荷電粒子の濃度変化のために、点火過程の化学反応の進行は何らかの影響を受け、その結果として点火遅れが変化すると予想される。しかしながら、点火という局所的な現象において、わずかな量の荷電粒子の濃度変化を実験により調べることは困難である。そ

こで、本研究では数値解析により、以上の機構で点火遅れが電界の影響を受ける可能性があるのかどうかを調べた。

数値解析は第3章で述べた方法により行った。本研究で実験した熱面点火を模擬するために、可燃性混合気は水素の体積濃度の1%のメタンを含む当量比1.0の水素-空気混合気とした。メタンを含めた理由は、本研究で用いた燃焼の化学イオン化反応の素反応では、そのほとんどに炭素を含む分子が関与しているからである。また、実験で用いた水素の純度は99%であったので、不純物が全てメタンであると仮定して、メタンの体積濃度を水素の1%とした。Greenらの研究⁽⁵⁷⁾によると、水素-酸素-窒素火炎中に含まれる微量のイオンは、不純物として含まれる炭化水素が原因で生成されるということであるので、それにしたがって、このような仮定を行った。数値解析においては、混合気の圧力は0.101MPa、初期温度は点火遅れの値が実験結果と同程度の値となるように900Kとした。なお、本数値解析においては、荷電粒子は化学イオン化反応のみによって生成されると仮定しており、したがって、化学イオン化反応の効果は熱線の材質に依存しない。

図4-12、4-13に、数値解析より得られた電界強度勾配 dE/dx と点火遅れとの関係を示す。図の縦軸は無次元化値 \bar{i}/\bar{i}_0 であり、図4-12は印加電圧が正の場合、図4-13は印加電圧が負の場合に相当する。

両図に示されるように、荷電粒子の濃度変化が原因で点火遅れが変化するという結果が得られている。しかしながら、次のような理由から、この数値解析の結果は本研究の実験結果と矛盾している。

印加電圧が正の場合の dE/dx が 1.0×10^{16} の条件で数値解析より得られた化学種の数密度の時間変化を、 dE/dx が0（電界なし）の場合のものとともに図4-14、4-15に示す。図4-14は燃料気体および活性化学種、図4-15は正イオンおよび電子の数密度の時間変化である。電界のあるなしにかかわらず、活性化学種および荷電粒子は点火の直前に急増している。電界のない場合と比べて電界のある場合は、点火過程の初期からOHの数密度の増加速度が小さくなっており、そのために計算より得られる点火遅れが大きくなると考えられるが、これは初期から生成される微量の H_3O^+ の数密度の減少と、同じく初期から生成される電子の数密度の極端な増加が関係していると思われる。しかしながら、数値解析により得られた印加電圧が正の場合の電子の数密度はかなり大きい。そのため、後述の方法により推算した熱線付近の高温気体の体積を用い、数値解析より求めた放電電流は、 dE/dx が0（電界なし）の場合は $-0.64 \mu A$ であるのに対し、 dE/dx が 1.0×10^{16} （正）の場合は $1.3 kA$ であり、正の場合の放電電流が異常に大きな値となっている。これは、実験結果と矛盾している。

本研究の数値解析では電子を半理想気体としてとりあつかって

るため、電子の数密度が増加すると他の化学種の数密度が減少する。したがって、数値解析により得られた印加電圧が正の場合の点火遅れの変化は、この多量の電子が混合気を希釈していることが原因であると考えられる。そこで、窒素で希釈した混合気についての数値解析を試みた。他の条件は同じで、混合気中の窒素濃度を15%増加させたときの数値解析の結果得られた燃料気体および活性化学種の数密度の時間変化を、図4-16に示す。図からわかるように、窒素希釈したときの結果は印加電圧が正のときの結果とよく一致している。このことから、数値解析により得られた印加電圧が正の場合の電界の効果は、電子による希釈の効果であると考えられる。したがって、数値解析における多量の電子のとりあつかい方については、今後さらなる検討が必要であろう。

一方、印加電圧が負の場合の dE/dx が -1.0×10^7 の条件で数値解析より得られた各化学種数密度の時間変化を、 dE/dx が0（電界なし）の場合のものとともに図4-17、4-18に示す。図4-17は燃料気体および活性化学種、図4-18は正イオンおよび電子の数密度の時間変化である。印加電圧が正の場合とは逆に、電界のない場合と比べて電界のある場合は点火過程の初期からOHの数密度の増加速度が大きくなっており、そのために計算より得られる点火遅れが小さくなると考えられるが、これは初期から生成される微量の H_3O^+ の数密度の増加と、電

界のない場合には初期から生成される電子が、電界の効果によって
 通りのぞかれて存在しなくなることが関係していると思われる。し
 かし、図からわかるように初期の H_3O^+ の数密度は 10^{-20}m^{-3} 程度で非常
 に小さい。この程度の数密度であるなら、本研究の実験においては
 混合気中に H_3O^+ は1分子も存在しない可能性が高い。したがって、
 存在確率の非常に低い H_3O^+ の濃度変化が点火遅れに影響を及ぼして
 いるとは考えにくい。

以上のことから、電界が点火遅れに影響を及ぼすときに、本研究
 で候補に挙げた化学イオン化反応の効果は無関係であると考えられる。

なお、印加電圧と電界強度勾配との関係は次のようになる。第3
 章の(3-15)式からわかるように、イオンや電子といった荷電粒子が電
 極間に存在しないときには、電界強度勾配 dE/dx は内側の電極表面
 (熱線表面)において最大となり、その最大値は、

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\max} = \frac{V_{\text{AP}}}{r_{\text{IN}}^2 \ln(r_{\text{OUT}}/r_{\text{IN}})} \quad (4-1)$$

と表される。この式を用いて最大の電界強度勾配 $(dE/dx)_{\max}$ を算出す
 ると、印加電圧が2000Vのときに $(dE/dx)_{\max}$ は $1.56 \times 10^{11}\text{V/m}^2$ となる。し
 たがって、数値解析において用いた dE/dx の値は、特に大きすぎるも
 のではないことがわかる。

4-2-1-2 自統放電により生成される活性化学種の効果

熱面点火の実験では、点火に用いる熱線の一端を接地し、その熱線をはさんで両側に置いた2枚の電極板に同電位の高電圧を印加しているため、不平等電界が形成される。このため、コロナ放電などの自統放電が発生して活性な化学種が生成される可能性がある。たとえば、酸素を含む雰囲気中でコロナ放電が発生するとオゾンなどが生成される。そして、このように活性化学種が生成されると燃焼は促進される。したがって、自統放電により生成された活性化学種の影響により点火遅れが小さくなると推測される。

第3章で述べたように、2枚の電極板を、熱線を中心とする円筒面に近似すると、電極は同軸円筒電極であると仮定でき、イオンや電子が存在しない場合の最大電界強度が計算できる。第3章の(3-14)式からわかるように、電界強度 E は内側の電極表面(熱線表面)において最大となり、その最大値は、

$$E_{\max} = -\frac{V_{AP}}{r_{IN} \ln(r_{OUT}/r_{IN})} \quad (4-2)$$

と表される。したがって、印加電圧が $\pm 2000\text{V}$ のときに E_{\max} の絶対値は $7.79 \times 10^5 \text{V/m}$ となる。

一方、標準状態の空气中でコロナ放電が開始するときの電界強度（コロナ放電開始電界強度） E_c は、次のような実験式で与えられている⁽⁸⁰⁾。

$$E_c = 3.10 \times 10^6 (1.00 + 0.301 / r_{IN}^{0.5}) \quad (4-3)$$

したがって、本実験の電極配置においては E_c は 3.23×10^6 V/mとなる。この値から考えると、本実験の範囲においてはコロナ放電は発生していないことになる。しかし、電極表面が汚損している場合などには、コロナ放電は上記の実験式より得られるコロナ放電開始電界強度よりも小さい電界強度で発生することが知られている。本実験においては内側の電極（熱線）を加熱するため、表面が酸化するなどしているはずである。また、図4-10に示されるように、印加電圧が正の場合に、+2000Vになると急に放電電流が増加している。このことから、印加電圧が $0 \sim \pm 1500$ Vでは自続放電は発生していないが、 ± 2000 Vになるとコロナ放電もしくはそれに類似した自続放電が発生している可能性があると推測される。さらに、熱線の加熱前に観測される放電電流は、以上の議論から暗流であると考えられる。

そこで、印加電圧 ± 2000 Vにおいてコロナ放電によるオゾンの発生を調べるために、254nmの紫外光の吸光を利用したオゾン濃度の測定⁽⁸¹⁾を試みた。その測定装置の概略図を図4-19に示す。光源には小型

の低圧水銀ランプを用い、レンズと干渉フィルタを介してフォトダイオードで254nmの紫外光を受光した。しかしながら、吸光法であるため光源から受光部までの光路長が大きく、空間分解能が低いのに対して測定対象が小さいこと、熱線が加熱されて周囲気体の温度が上昇して光路の密度が変化し、受光量が変化することが原因で、この方法ではオゾン濃度の測定はできなかった。

そこで、印加電圧 $\pm 2000\text{V}$ で自統放電が発生して活性化学種が生成されていると仮定し、その活性化学種を代表するものとしてオゾンを選び、数値解析によって活性化学種の影響を調べた。可燃性混合気は、化学イオン化反応の効果を調べたときと同じ当量比1.0の水素-メタン-空気混合気を用い、混合気中の酸素の一部がオゾンに変換されたとして、変換された酸素の濃度が点火遅れに及ぼす影響を調べた。

その結果を図4-20に示す。図の縦軸は無次元化値 \bar{t}/\bar{t}_0 であり、横軸はオゾンに変換された酸素の濃度である。図からわかるように、ごく微量のオゾンによって、点火遅れは極端に小さくなる。このことから、印加電圧が $+2000\text{V}$ のときには自統放電により生成された活性化学種の影響により点火遅れが小さくなったと考えられる。そして、点火遅れに影響を及ぼすオゾンの量はごくわずかであることが図よりわかる。このことから、仮に本実験においてコロナ放電が発

生してオゾンが生成されているとしても、そのオゾンを検出することは非常に困難であると思われる。

ところで、大気圧中の自続放電では電極材質の影響が小さい。このことから、自続放電により生成される活性化学種の影響は熱線の材質にあまり依存しないと推測される。一方、印加電圧が負の場合の電界の影響は、 -2000V のときも含めて材質の影響を強く受けている。また、熱線がニッケル線の場合に点火遅れは小さくなっているが、放電電流の絶対値は非常に小さい。このことから、負の場合の電界の影響は、コロナ放電により生成されたオゾンの効果によるものではないと思われる。

4-2-1-3 プラズマ伝熱の効果

可燃性混合気の点火過程においては、イオンや電子といった荷電粒子が生成されていると考えられる。そのような荷電粒子を含む高温の混合気はプラズマの一種であり、そのプラズマ中では荷電粒子が伝熱現象に大きな影響を及ぼす。たとえば、質量の小さい電子は熱運動速度が大きいことから伝熱を促進する。また、電界や磁界が存在する場合には、その影響により荷電粒子の流れが変化し、伝熱量も変化する。したがって、本実験においても、熱線や混合気の温

度は電界の印加により変化し、その結果点火遅れが変化すると推測される。

プラズマに電界が印加されていると、プラズマ中を電流が流れてジュール熱が発生するため、プラズマの温度が上昇する。このため、点火過程における混合気の温度はこのジュール熱の影響により上昇すると考えられる。また、プラズマとそれに接している物体との間に電位差がある場合には、プラズマから物体へと荷電粒子が移動する。正イオンが物体表面へと到達すると、物体表面から電子を取り出して再結合する。したがって、電流が流出すると電離エネルギーと仕事関数との差の熱量が物体に供給され、その温度が上昇する。一方、負イオンや電子が物体表面へと到達すると、電子が物体へと吸収される。したがって、電流が流入すると仕事関数に相当する熱量がプラズマから物体に供給されて、その温度が上昇する。そして、その結果熱線の温度が上昇し、このことが熱面点火の点火遅れに影響を及ぼすと考えられる。

燃焼に関連したプラズマ伝熱の研究は、例をあげると、BradleyとIbrahim⁽¹⁰⁾やKimuraら⁽⁸²⁾によって行われている⁽⁸³⁾。BradleyとIbrahimは低圧のメタン-空気予混合火炎、Kimuraらは塩化セシウムをシーディングしたプロパン-空気予混合火炎を用い、火炎中にそれと電位差を与えた電極を挿入して、与えた電位差と電極を流出入する電

流との関係を調べている。BradleyとIbrahimはさらに、測定された電流から、荷電粒子の数密度分布をSuとLamの理論⁽⁸⁴⁾を用いて算出し、電子が他の化学種に弾性衝突することにより電界から得たエネルギーを分配する、電子加熱の効果を概算している。また、熱電対を用いて電極付近の温度分布の測定し、それらの結果から、電極が陰極の場合には、電界からエネルギーを得た正イオンと他の化学種との非弾性衝突によるイオン加熱の効果により、電極およびその周囲の気体が加熱されること、電極が陽極の場合には、電極とその周囲の気体との温度が電界のない場合と変わらず、電子加熱の効果が小さいことを明らかにしている。一方、Kimuraらは、表面に吸着された酸素のために電極の仕事関数が大きくなり、これが伝熱量に影響を及ぼすことを明らかにしている。

ジュール熱の効果を見積るにあたっては、加熱の対象となるシースの体積を知る必要がある。つまり、イオンや電子といった荷電粒子が生成されているときには、電極表面付近にシースと呼ばれるイオンの滞留層が形成され、図3-3に示されるように、電位の変化の大部分がシース内で起こるようになる。したがって、ジュール熱の発生は、その大部分がシース内で起こるのである。しかしながら、シースの体積を算出するためには、電界の関係式を含む多元微分方程式を解く必要があるうえ、方程式を解くために必要な荷電粒子の

物性値の推算も難しいため、シース体積の算出は困難である。そこで、本研究では1次元非定常熱伝導問題を解くことにより熱面付近の高温の混合気体積を概算し、これを用いてジュール熱の効果を見積ることとした。

第2章でも簡単に述べたように、可燃性混合気を流動のない半無限体と仮定し、表面温度がステップ状に上昇した場合を考えると、表面からの距離、温度および時間の関係は次式で表される⁽⁶⁴⁾。

$$\frac{T - T_s}{T_0 - T_s} = \operatorname{erf} \frac{r}{2(at)^{0.5}} \quad (4-4)$$

なお、 T_s は表面温度、 T_0 は混合気初期温度、 a は温度伝導率である。ここで、本実験の条件に相当する値として T_s に1400K、 T_0 に298Kを代入する。また、 t を30ms、 T を表面温度の90%である1260Kと仮定し、 a として標準状態の空気の値 $2.02 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ を用いると、表面からの距離 r は1.56mmとなる。そして、この値を用いて高温の混合気体積を算出すると、 $3.24 \times 10^{-7} \text{ m}^3$ となる。

一方、発生するジュール熱の量 Q_j は、電位差、電流および時間の積で表される。

$$Q_j = V_j I_j t \quad (4-5)$$

したがって、この値と上で計算した体積および比熱から、ジュール熱の効果による混合気の温度上昇が算出される。本研究では、電位差として印加電圧を用い、時間は体積の概算と同様に30msとした。また、計算に必要な比熱などの値は1300K、大気圧の空気のものを用いた。なお、ジュール熱の発生に関与する荷電粒子は、熱線の加熱後に混合気が高温となって生成されると考え、電流値には図4-10に示される、熱線加熱前後の放電電流の変化値を用いた。

まず、印加電圧が正の場合を考える。印加電圧が+500~+1500Vの場合は、図4-11からわかるように、熱線の加熱によって放電電流が減少している。つまり、混合気が高温となって生成される荷電粒子は、電界に逆らって移動していることになり、本来の荷電粒子の移動方向とは逆である。したがって、ジュール熱は算出できず、このことから、印加電圧が+500~+1500Vの場合には、ジュール熱の効果はないと考えられる。そこで、印加電圧が正の場合については、+2000Vの場合のジュール熱の効果について概算する。図4-10からわかるように、放電電流は平均して $6.3\mu\text{A}$ である。このとき、ジュール熱量は $3.8 \times 10^{-4}\text{J}$ 、混合気の温度上昇は3.5Kである。このように熱線付近の混合気温度が上昇することは、上述のようにBradleyとIbrahimも実験で確認しているが、ここで算出された温度上昇は非常に小さい。しかしながら、燃焼反応の速度は温度の上昇にともなって指数関数

的に増加する。このことから、この程度の温度上昇でも点火遅れは小さくなると推測される。前述の数値解析において、電界のない条件で温度を変更して計算を行ったところ、0.1Kの温度上昇で点火遅れは0.99倍に、1Kの温度上昇で0.93倍に、3Kの温度上昇で0.81倍になることがわかった。したがって、この程度の放電電流でも点火遅れは小さくなることがわかる。ただし、上述のように+1500~+2000Vにおける放電電流の著しい増加は自続放電が原因であると推測される。このことから、放電電流のエネルギーは活性化学種の生成に費やされているとも考えられる。したがって、印加電圧が+2000Vの場合の点火遅れの減少が生成された活性化学種の効果によるのであるか、もしくはジュール熱による混合気の温度上昇によるのであるかは不明である。

次に、印加電圧が負の場合を考える。図4-10からわかるように、熱線にニッケル線を用いたときには放電電流はほとんど変化せず、 $0.5\mu\text{A}$ 程度である。この値を用いて混合気の温度上昇を算出すると、印加電圧が-1000Vのとき0.15K、-2000Vのとき0.3Kとなる。数値解析により、この程度の温度上昇であっても、点火遅れは小さくなることが確かめられている。しかし、この結果からは、点火遅れの減少は-2000Vのときの方が大きくなると考えられる。これに対し、図4-4に示されるように、実験では印加電圧が-1000Vと-2000Vにおける

点火遅れが同程度であり、ジュール熱の効果から推測される現象とは異なる。このことから、熱線がニッケル線のときには、ジュール熱の効果は小さいと思われる。一方、熱線にタンゲステン線およびトリエテッドタンゲステン線を用いたときには、ニッケル線を用いたときと比較して電流の絶対値が非常に大きくなっているが、これは、後述のように熱面の酸化の効果によるものであると推測される。そしてこのように、電流の絶対値が大きいため、ジュール熱の効果による混合気の温度上昇は、ニッケル線を用いたときよりも大きいはずである。しかしながら、実験で得られた点火遅れの減少の程度はニッケル線を用いたときと同じか、それよりも小さい。また、印加電圧の絶対値が大きくなるにつれて電流の絶対値が大きくなっている場合は、(4-6)式からわかるように、温度が印加電圧の絶対値の2次関数となるはずである。しかしながら、実験結果にその温度上昇の効果が現れているとは考えにくい。このことから、熱線がタンゲステン線やトリエテッドタンゲステン線のときにも、ジュール熱の効果は小さいと思われる。

また、プラズマ伝熱においては物体への電流の流出入の効果も存在する。この効果は仕事関数が関係しているため、電流の流出入の効果は熱線の材質により異なると推測される。以下、この効果について考察する。

熱線の加熱により周囲の混合気の温度が上昇すると、化学イオン化反応によりイオンや電子といった荷電粒子が生成される。このとき、電子は質量が小さいため、他の荷電粒子よりも活発に運動する。したがって、印加電圧の絶対値が小さい場合には、他の荷電粒子よりも電子の方が多く熱線に衝突して吸収されると推測される。このことが、図4-11に示されるように、印加電圧が+500V~+1500Vにおいて熱線の加熱後に放電電流が減少することの原因であると推測される。電子が物体に吸収されるときには熱線が加熱されるが、その単位時間あたりの加熱量 \dot{Q}_E は、

$$\dot{Q}_E = \frac{I_E}{e} \phi \quad (4-6)$$

である⁽⁸⁵⁾。それぞれの熱線の材質の仕事関数は、ニッケルが5.15eV、タングステンが4.55eVである⁽⁸⁶⁾。トリエテッドタングステンフラッシングを行うと表面にトリウム単原子層が生成される。トリウムの仕事関数は2.63eVである⁽⁸⁷⁾。上式の電子電流 I_E を放電電流として、印加電圧が+1000Vのときの加熱量を算出すると、ニッケル線を用いたときが 3.2×10^{-8} J、タングステン線を用いたときが 2.3×10^{-8} Jであるのに対し、トリエテッドタングステン線を用いたときは 4.7×10^{-9} Jとなる。ただし、時間はこれまでの考察と同様に30msとした。そして、

このときの熱線の温度上昇を概算すると、いずれの場合も0.01K未満であり、非常に小さい。一方、熱線は熱面点火回路によって一定温度に制御されており、その回路の時定数は $22\mu\text{sec}$ である。したがって、この電子の熱線への流入が点火遅れに及ぼす影響はないと考えられる。

また、印加電圧が負の場合にも印加電圧が $+500\text{V}\sim+1500\text{V}$ の場合と同じく、電子が熱線に流入して加熱される。上と同様にして、印加電圧が -1000V のときの熱線の加熱量を算出すると、ニッケル線を用いたときが $7.7\times 10^{-8}\text{J}$ 、タングステン線を用いたときが $1.0\times 10^{-6}\text{J}$ 、トリエテッドタングステン線を用いたときが $4.1\times 10^{-7}\text{J}$ となり、タングステン線を用いたときが最も大きい。しかし、このときのタングステン線の温度上昇も0.1K程度であることから、熱面点火回路の時定数を考えると、熱線が温度上昇しているとは考えにくい。このことから、印加電圧が負の場合にも、この電子の熱線への流入が点火遅れに及ぼす影響はないと考えられる。

一方、正の印加電圧が大きくなると、電子は電界の影響で熱線に近づけなくなり、それにかわって正イオンが熱線に流入する（電子が流出する）ようになると考えられる。印加電圧 $+2000\text{V}$ がこの場合にあたる。正イオンが物体に吸収されるときにも熱線は加熱されるが、その単位時間あたりの加熱量 \dot{Q}_1 は、

$$\dot{Q}_1 = \frac{I_1}{e} (E_1 - \phi) \quad (4-7)$$

と表される⁽⁸⁵⁾。この場合に加熱量を算出するためには、流入する正イオンを特定する必要がある。数値解析によると、図4-15に示されるように、初期には H_3O^+ が生成されて、点火直前にその他の正イオンが生成されることがわかる。そこで、ここでは正イオンとして H_3O^+ を考える。 H_3O^+ のイオン化エネルギー E_1 は、正確な値は不明であるが、7.33eVという値が文献⁽⁸⁸⁾に与えられている。上式の電子電流 I_1 を放電電流として、加熱量を算出すると、ニッケル線を用いたときが $7.6 \times 10^{-7} J$ 、タングステン線を用いたときが $2.4 \times 10^{-7} J$ 、トリエテッドタングステン線を用いたときが $6.3 \times 10^{-7} J$ となる。この場合にも熱線の温度上昇は0.1K未満であり、この正イオンの熱線への流入が点火遅れに及ぼす影響はないと考えられる。

以上のことから、電流の流出入の効果は無視してよいと考えられる。

4-2-1-4 熱面の酸化の効果

地中に埋められたパイプラインの腐食を防ぐために、パイプラインとその近くの地中に埋めた電極との間に直流電圧を印加して電流

を流すと、効果的であることが知られている。防食したい金属を陰極とすることから、この方法はカソード防食法と呼ばれており、様々な環境下で用いられている⁽⁸⁹⁾。金属の酸化においては、電子の移動（電流）が重要な役割を果たしており、この電子の移動を抑制してやると酸化を停止させる、または酸化速度を小さくすることができるのである。このため、逆に電子の移動を促進するように直流電圧を印加すると、金属の酸化が促進されることになる。

本実験においては、熱線が陽極となる印加電圧が負のときに、熱線表面の酸化が促進されることが考えられる。このとき、熱線表面における酸化反応のために、反応熱が発生するとともに、熱線付近の酸素が消費されてその濃度が低下する。ただし、熱線の温度は一定になるように制御されているので、反応熱の影響は無視できると思われる。一方、熱線付近の混合気の酸素濃度の低下は、点火遅れに強く影響を及ぼすと推測される。たとえば、BrokawとJacksonは、別々に加熱したプロパンと空気を大気圧下で急速に混合して点火する方法によりプロパン-空気混合気の点火遅れを測定し、当量比が大きくなるにつれて点火遅れが小さくなることを明らかにしている⁽⁹⁰⁾。さらにBrokawは、水素-空気混合気の点火遅れを、実験により測定するとともに、素反応モデルを用いた数値解析を行い、プロパンと同様に、当量比が大きくなるにつれて点火遅れが小さくなるこ

とを明らかにしている⁽⁹¹⁾。また、BurwellとOlsonも、イソオクタン-空気混合気を用いた実験を行い、同様の結果を得ている⁽⁹²⁾。このことから、熱線付近の混合気酸素濃度の低下は点火遅れを小さくすると考えられる。

そこで、本研究では数値解析により、当量比が点火遅れに及ぼす影響を調べた。可燃性混合気には、電界の影響について調べたときと同様に、水素中に体積濃度1%のメタンを含む水素-空気混合気を用い、初期温度を900Kとして計算を行った。

その結果を図4-21に示す。図からわかるように、メタンを含む水素-空気混合気の場合にも、当量比5.0程度までは、当量比が大きくなるにつれて点火遅れが小さくなる。以上のことから、印加電圧が負のときには、熱線表面の酸化が促進されて熱線付近の混合気酸素濃度が低下し、その影響で点火遅れが小さくなると考えられる。

ところで、熱線表面の酸化の様子は、材質により異なると考えられる。ニッケルNiは、高温になると酸化して酸化ニッケルNiOとなるが、その酸化速度は小さい⁽⁹³⁾。したがって、熱線がニッケル線である場合は、負の印加電圧を印加してもあまり酸化されないと思われる。それに対して、タングステンWの酸化物 WO_2 または WO_3 は揮発性であり、したがって、その酸化速度は非常に大きい⁽⁹⁴⁾。本実験条件では熱線温度が低いため、電界を印加しないときには、タングステ

ン線はあまり酸化されないが、負の電界を印加すると、ニッケルと比べると著しく酸化されると考えられる。このため、印加電圧が同じ場合には、タングステン線を用いたときの方が酸素濃度はより低下し、したがって、点火遅れも小さくなると予想される。トリエテッドタングステンについても、トリウムの酸化物のなかには気相で安定なものが存在し⁽⁹⁵⁾、また、熱線表面の一部にはタングステンが露出していると考えられることから、タングステン線を用いたときと同様に、ニッケル線を用いたときよりも点火遅れが小さくなると予想される。しかし、図4-5に示されるように、タングステン線を用いたときは点火遅れが小さくなっていない。これは、点火遅れを小さくする熱面の酸化の効果とともに、点火遅れを大きくする何らかの効果が存在し、それらが相殺されたためであると思われる。

ただし、以上の議論は混合気中に放出される酸化物の影響が小さいと仮定したものである。また、酸化物による混合気希釈の効果や酸化物が凝固することによる放熱の効果などが比較的大きい可能性もある。さらに、表面の酸化以外の表面反応が電界の影響において重要な役割を果たしている可能性がある。これらの点については、本研究では考察していない。

4-2-1-5 その他の効果

印加した電界が正の場合には、コロナ放電以外にも、熱電子放出やショットキー効果、トンネル効果により放電している可能性がある。熱電子放出による放電量は、熱線の材質（仕事関数）により異なることから、印加電圧が正のときの材質による電界の効果の違いには、熱電子放出の影響があることも考えられる。

しかし、図4-11よりわかるように、印加電圧が+500~+1500Vのときには熱線の加熱により放電電流が減少している。したがって、この場合には、熱電子放出している可能性はない。これに対して、印加電圧が+2000Vにおいては、放電電流が著しく増加していることから、熱電子放出している可能性がある。

金属を加熱したときに単位時間に表面から放出される電流は、次のように表される⁽⁹⁶⁾。

$$J_s = SA T^2 \exp(-e\phi/k_b T) \quad (4-8)$$

ここで、Aは熱電子放出定数であり、理論値は $1.20 \times 10^6 \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$ である。この値を用いて印加電圧が+2000Vのときの放電電流を計算すると、ニッケル線のときが $1.3 \times 10^{-9} \text{ A}$ 、タングステン線のときが $8.8 \times 10^{-12} \text{ A}$ となる。この値は、測定された放電電流と比較して2桁以上も小さい。

一方、トリエテッドタングステン線のとときには 8.5×10^{-4} Aであり、この場合には、実験結果よりも2桁以上も大きい。また、熱電子放出では、ニッケル線よりもトリエテッドタングステン線の方が放電電流が大きいはずであるが、実験結果は逆になっている。

また、本実験のような電極配置のときには熱線表面の電界強度が大きいと、ショットキー効果による電界放出が考えられる。この場合の放電電流は、次式で与えられる⁽⁹⁷⁾。

$$I_{sc} = I_s \exp(0.440 E^{0.5}/T) \quad (4-9)$$

しかしながら、印加電圧が+2000Vのときについて放電電流を計算すると、熱電子放出のときの1.3倍にしかならないことがわかる。また、トンネル効果は電界強度が 10^8 V/m以上にならないとその効果が現れないことから⁽⁹⁷⁾、本実験においては無視できる。

以上のことから、本実験における放電電流の増加は、熱電子放出やショットキー効果およびトンネル効果では説明できないことがわかる。

また、火炎に及ぼす電界の影響に関して過去に行われた実験では、イオン風の影響が重要視されていた。しかしながら、本実験の場合のように荷電粒子の数密度が小さいときには、その効果は考えにくい。さらに、前述のBradleyとIbrahimもイオン風の効果は小さいと報

告している⁽⁸²⁾。このことから、本研究ではイオン風の影響に関する考察は行わなかった。

なお、たとえば熱線としてニッケル線を用い、印加電圧が負の場合に点火遅れは減少するという結果が得られているが、これまでの考察では、その原因を明らかにできなかった。これまでに知られていない気相の化学イオン化反応や固相の化学反応（表面反応）が電界の影響に関与している可能性もあるが、その詳細については今後の課題である。

4-2-1-6 熱面点火における電界の影響

以上の考察から、電界の影響は次のようにまとめられる。

1. 印加電圧が+500~+1500Vのとき・・・変動係数を考慮すると実験結果の有意性は他の条件の場合と比べて低いが、実験結果の平均値で評価すると点火遅れがわずかに増大する。このような影響が現れる原因は不明である。
2. 印加電圧が+2000Vのとき・・・自続放電による活性化学種の生成の効果やジュール熱の効果のために、点火遅れが減少する。
3. 印加電圧が負のとき・・・熱線としてトリエテッドタングステン線を用いたときには、熱面の酸化の効果のために点火遅れが

減少する。これに対し、熱線としてニッケル線を用いたときには熱面の酸化の効果が小さいにも関わらず点火遅れは減少し、熱線としてタングステン線を用いたときには熱面の酸化の効果が大きいはずであるにも関わらず点火遅れはほとんど減少しない。後者のようになる原因は不明である。

4-2-2 急速圧縮点火

急速圧縮点火の実験においても、電界を印加するための電極として、熱面点火のときと同様に、ニッケル線、タングステン線およびトリエテッドタングステン線の3種類を用いた。

急速圧縮点火の実験においては、電界を印加した場合については、熱面点火の実験のときのように多数回の実験を行うことができなかった。これは、テフロン製の燃焼シリンダヘッドの強度が高温で充分ではなく、多数回の実験には耐えられなかったためである。そこで、得られた実験結果を評価するために、変動係数を用いることにした。

実験を行うにあたっては、それぞれの材質の電極について、電界を印加する実験と印加しない実験とを1回ずつ交互に行った。電界の影響は、実験で得られた点火遅れを、電界を印加しない条件での

平均値 \bar{i}_0 (統計処理したもの) で除することにより無次元化した値 i/\bar{i}_0 を用いて評価した。つまり、 i/\bar{i}_0 の絶対値が変動係数よりも大きい場合に、電界の影響があると判断した。なお、第2章で述べたように、熱面点火の実験とあわせるために、印加電圧の極性を、実験で印加したものと逆にて定義している。

電極としてニッケル線を用いたときの実験結果を図4-22に示す。なお、図中の横方向の直線は電界のないときの変動係数を表している。図より、直流電界は急速圧縮点火の点火遅れにもわずかに影響を及ぼすが、その影響は、熱面点火のときよりもかなり小さいことがわかる。また、電極としてタングステン線およびトリエテッドタングステン線を用いたときの実験結果を、図4-23、4-24にそれぞれ示す。これらの場合にも、ニッケル線を用いた場合とほぼ同様な結果が得られたことがわかる。

これらの図から、急速圧縮点火における直流電界の影響は、次のようにまとめられる。

- A. 印加電圧が-3000~+3000Vのときには、点火遅れはほとんど変化しない。
- B. 印加電圧が+3000Vから+5000Vまで変化するときには、点火遅れが小さくなるが、その変化は電極の材質により多少異なる。
- C. 印加電圧が-3000Vから-5000Vまで変化するときには、わずかに

点火遅れが小さくなるような傾向があるが、変動が大きいために、電界の影響がどのようなものであるかは明確でない。

つまり、直流電界が急速圧縮点火の点火遅れに明らかに影響を及ぼしていると考えられるのは、印加電圧が+5000Vのときだけであり、熱面点火における結果とは大きく異なることがわかる。このことから、熱面点火のときに電界が点火遅れに影響を及ぼす機構の多くは、急速圧縮点火の点火遅れにおいては無関係であると考えられる。

ところで、印加電圧が+3000Vから+5000Vまで変化するとき点火遅れが小さくなる現象は、熱面点火において印加電圧が+1500Vから+2000Vまで変化するとき、変化の大きさに違いはあるが、非常によく似ている。このことから、急速圧縮点火において点火遅れが小さくなるのは、自統放電による活性化学種生成の効果やジュール熱の効果によるものであると推測される。このことは、放電電流の測定結果からもわかる。

図4-25～4-27に、各電極を用いたときの放電電流の測定結果をそれぞれ示す。これらの図から、印加電圧に対する放電電流の変化は、どの電極においてもほぼ同様であることがわかる。また、印加電圧が-3000～+2000Vの場合には急速圧縮前の放電電流の絶対値が数 μ A程度であるのに対し、+3000V以上および-4000V以下になると急速圧縮前の放電電流の絶対値が著しく増加している。このように放電電流

の絶対値が増加するのは、自統放電が発生しているためであると考えられる。そして、大気圧、室温の空気雰囲気中で急速圧縮装置の燃焼室と同様に電極を配置して電界を印加したときの様子を目視したところ、コロナ放電していることが確認されたことから、この自統放電はコロナ放電であると推測される。

したがって、印加電圧が+3000V以上および-4000V以下になると、急速圧縮する前に自統放電のために混合気中に活性な化学種が生成され、また、放電電流の絶対値の増加により混合気中のジュール熱の発生量が増加し、このために点火遅れが小さくなると考えられる。同じ印加電圧の絶対値において、正のときには明らかに点火遅れが小さくなるのに対し、負のときには点火遅れが小さくなっているとはいえないが、これは放電電流が小さく、生成される活性化学種の量やジュール熱の発生量が小さいためであると推測される。

なお、熱面点火においては、混合気が温度上昇する前（熱面を加熱する前）に自統放電する電圧を印加する実験は行っていない。

図4-25～4-27に示されるように、急速圧縮後に放電電流の絶対値が減少している。一般に雰囲気圧力が上がると放電開始電圧は上昇することから⁽⁷⁹⁾、それが原因で急速圧縮後に自統放電しなくなり、放電電流の絶対値が減少したと思われる。

熱面点火の点火遅れに電界が影響を及ぼすときと異なり、急速圧

縮点火において低い電界強度で影響が現れない原因としては、次のようなことが考えられる。

急速圧縮点火における点火過程は、熱面点火や火花点火のように1か所で点火して火炎が伝播していくというものではない。つまり、燃焼室内の複数の場所で点火して別々に小さな火炎のかたまり（火炎核）が発生し、伝播していく。このとき、火炎核は燃焼室中心部だけではなく壁面付近にも発生する⁽⁷⁷⁾。一方、本実験における電極配置では不平等電界となり、金属線を用いた電極付近の電界強度が大きく、壁面付近の電界強度が小さくなる。したがって、火炎核が発生する位置における電界強度は様々な値をとることになる。このため、仮に電界強度の大きい部分で発生する火炎核において電界の影響が現れたとしても、他の多くの火炎核においてはその効果が小さいため、燃焼室全体を考えると点火遅れに及ぼす影響はほとんど現れないことになる。特に点火遅れを大きくする影響は、その影響の現れない部分において通常どおり点火するために、実験結果には全く現れないことになる。

さらに、熱面点火においては、その点火遅れに電界が影響を及ぼすときに表面反応が関与している可能性があるが、このように考えられるのは混合気が電極である熱面近傍で点火するためである。したがって、急速圧縮点火のように点火位置と電極とが無関係であり、

また、広い範囲に分布した複数の場所で点火するような場合には、表面反応の影響は小さいと考えられる。

ただし、本実験においては、得られたデータが少ないために、熱面点火において観察されたような現象が、実験結果には現れなかったことも充分考えられる。つまり、同一条件で多くの実験を行えなかった本研究での実験装置が、急速圧縮点火における電界の影響を調べるためには最適ではなかったと思われる。電極配置も含め、さらなる実験装置の改良が今後必要であろう。

以下で、電界が急速圧縮点火の点火遅れに影響を及ぼす機構として考えられる自統放電により生成される活性化学種の効果、およびプラズマ伝熱におけるジュール熱の効果について、それぞれ考察する。

4-2-2-1 自統放電により生成される活性化学種の効果

熱面点火の場合と同様に、自統放電により生成される活性化学種を代表するものとしてオゾンを選んだ。そして、当量比1.0のメタン-空気混合気を用い、混合気中の酸素の一部がオゾンに変換されたとして、変換された酸素の濃度が点火遅れに及ぼす影響を調べた。数値解析においては混合気の圧力は2.43MPa、初期温度は点火遅れの値が実験結果と同程度の値となるように1000Kとした。

その結果を図4-28に示す。図の縦軸は無次元化値 \bar{i}/\bar{i}_0 であり、横軸はオゾンに変換された酸素の濃度である。図からわかるように、水素-メタン-空気混合気の場合と同様に、微量のオゾンにより点火遅れが極端に小さくなることがわかる。このことから、電界を印加すると自統放電が発生してオゾンのような活性化学種が生成され、その結果点火遅れが小さくなると思われる。

4-2-2-2 プラズマ伝熱の効果

熱面点火における考察の結果より、プラズマ伝熱の効果としてはジュール熱の効果だけを考える。ジュール熱の効果は加熱対象を燃焼室内の全混合気とし、(4-6)式を用いて算出した。ここでは、電位差として印加電圧を用い、時間は電界印加後から急速圧縮前までの5sとした。また、計算に必要な比熱などの値には400K、大気圧のアルゴンのものを用いた。電流値には図4-25~4-27に示される急速圧縮前の放電電流値を用いた。

印加電圧が正の場合について、印加電圧が+2000V、+5000Vの場合のジュール熱の効果について概算する。図4-25~4-27より、放電電流は+2000Vのとき平均して1.3 μ A、+5000Vのとき平均して32 μ Aである。したがって、+2000Vのときのジュール熱量は 1.3×10^{-2} Jであり、この

ときの混合気の温度上昇は0.1K, +5000Vのときのジュール熱量は0.79Jであり, このときの混合気の温度上昇は8.6Kとなる. そして, 燃焼反応の速度は温度の上昇にともなって指数関数的に増加するため, 印加電圧が+5000Vになると実験結果として明らかにわかる程度まで点火遅れが小さくなると推測される.

ただし, 上述のように+3000~+5000Vにおける放電電流の著しい増加は自統放電によるものであると推測される. このことから, 放電電流のエネルギーは活性化学種の生成に費やされているとも考えられる. したがって, 印加電圧が+5000Vの場合の点火遅れの減少が, 自統放電により生成された活性化学種の効果によるのであるか, もしくはジュール熱による混合気の温度上昇によるのであるかは不明である.

第5章 結論

電界による点火遅れ制御の可能性を探るという観点から、これまで研究されたことのない、可燃性混合気の点火遅れに及ぼす電界の影響について調べた。可燃性混合気の点火方法としては、熱面点火方式と急速圧縮点火方式を用い、電界としては直流電界を印加した。その結果、いずれの点火方式を用いた場合にも、電界が点火遅れに影響を及ぼすことが確かめられた。しかしながら、その影響は点火方法によって異なるものであった。

さらに、電界を印加するための電極間を流れる電流（放電電流）の測定や数値解析を行い、これらの結果から、電界が点火遅れに影響を及ぼす機構について考察した。その結果、以下の結論を得た。

1. 点火方法として熱面点火方式を用い、可燃性混合気として当量比1.0の水素-空気混合気を用いたとき、電界が点火遅れに及ぼす影響は非常に複雑なものであった。その影響は、以下のよう
にまとめられる。

1-1. 印加電圧が+500~+1500Vのときは、変動係数を考慮すると実験結果の有意性は他の条件の場合と比べて低い。実験結果の平均値で評価すると点火遅れがわずかに増大する。このような影響が現れる原因は不明である。

- 1-2. 印加電圧が+2000Vのときは、自統放電による活性化学種の生成の効果やジュール熱の効果のために、点火遅れが減少する。
 - 1-3. 印加電圧が負のときは、熱線としてトリエテッドタングステン線を用いたときには、熱面の酸化の効果のために点火遅れが減少する。これに対し、熱線としてニッケル線を用いたときには熱面の酸化の効果が小さいにも関わらず点火遅れは減少し、熱線としてタングステン線を用いたときには熱面の酸化の効果が大きいはずであるにも関わらず点火遅れはほとんど減少しない。後者のようになる原因は不明である。
2. 点火方法として急速圧縮点火方式を用い、可燃性混合気として当量比1.0のメタン-空気-アルゴン混合気を用いたとき、電界が点火遅れに及ぼす影響はあまり大きくはなかった。このことは、熱面点火の場合とは異なり、点火する位置が一定でなく、さらに点火位置が複数であることなどが原因として考えられる。電界の影響は、以下のようにまとめられる。
 - 2-1. 印加電圧が-3000~+3000Vのときには、点火遅れはほとんど変化しない。
 - 2-2. 印加電圧が+3000Vから+5000Vまで変化するときには、自統

放電による活性化学種生成の効果やジュール熱の効果のために、点火遅れが減少する。

- 2-3. 印加電圧が-3000Vから-5000Vまで変化するときには、わずかに点火遅れが小さくなるような傾向があるが、変動が大きいため、電界の影響がどのようなものであるかは明確でない。

以上のように、電界による点火遅れ制御は可能であることが、本研究によって明らかになった。特に、点火遅れを大きくできることが確かめられたことは、ノックや過早点火の抑制という実用上の観点からも興味深い。しかしながら、実用化に際しては、他の燃料を用いた場合の電界の影響が明らかではない点や、電極の配置に工夫が必要な点など、さらに解決すべき問題も多い。また、電界が点火遅れに影響を及ぼす機構を詳細に解明するためには、電極の配置や点火方法など、実験装置や実験方法の改良が必要である。

謝辞

本研究を行うにあたって、辛抱強くご指導頂きました東京大学工学部航空宇宙工学科教授の河野通方先生をはじめとして、適切かつ有益な助言を頂きました、東京大学工学部航空宇宙工学科教授の荒川義博先生、反応化学科教授の平野敏右先生、反応化学科教授の松為宏幸先生、反応化学科助教授の石塚悟先生に、深く感謝の意を表します。

また、多くのご指導、ご助言を賜りました、大阪府立大学工学部エネルギー機械工学科教授の角田敏一先生、エネルギー機械工学科講師の津江光洋先生、公私にわたりご指導頂きました日本大学生産工学部助教授の氏家康成先生に、厚く御礼申し上げます。

最後に、東京大学在学中に、実験装置の製作などでご助力頂きました、東京大学工学部航空宇宙工学科助手の百々悟氏、航空宇宙工学科技官の岩田梯次氏、様々な面でご助力頂きました、蛇口早哉子氏をはじめとする河野研究室の皆様、深く御礼申し上げます。

参考文献

1. 木村逸郎, 酒井忠美, 内燃機関, 丸善, 東京, p.80, 1980.
2. 古濱庄一, エンジンの再発見, 講談社, 1982.
3. 金原寿郎, 気体の燃焼物理, 裳華房, 東京, p.243, 1985.
4. Guénault, E. M., and Wheeler, R. V., The Propagation of Flame in Electric Fields. Part II. The Effects of Transverse Fields, *Journal of the Chemical Society*, pp.2788-2793, 1932.
5. Heinsohn, R. J., Wulfhorst, D. E., and Becher, P. M., The Effects of an Electric Field on an Opposed-Jet Diffusion Flame, *Combustion and Flame*, vol.11, pp.288-296, 1967.
6. Jagers, H. C., and von Engel, A., The Effect of Electric Fields on the Burning Velocity of Various Flames, *Combustion and Flame*, vol.16, pp.275-285, 1971.
7. Bowser, R. J., and Weinberg, F. J., The Effect of Direct Electric Fields on Normal Burning Velocity, *Combustion and Flame*, vol.18, pp.296-300, 1972.
8. Jagers, H. C., Bowser, R. J., and Weinberg, F. J., The Effect of Electric Fields on Burning Velocity, *Combustion and Flame*, vol.19, pp.135-136, 1972.

9. Bradley, D., edited by Weinberg, F. J., *Advanced Combustion Methods*, Academic Press, London, p.377, 1986.
10. Bradley, D., and Ibrahim, S. M. A., *Spectroscopic and Thermometric Studies of Charged Particle Energy Exchanges around High Potential Electrodes in Flame Gases*, Fifteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp.1023-1029, 1975.
11. 岸武行, 謝林, 田村健次, 和田佳之, 河野通方, 拡散・予混合火炎の燃焼に及ぼす電界の影響, 第28回燃焼シンポジウム前刷集, 日本燃焼研究会, 東京, pp.464-466, 1990.
12. Brown, R. C., and Eraslan, A. N., *Simulation of Ionic Structure in Lean and Close-to-Stoichiometric Acetylene Flames*, *Combustion and Flame*, vol.73, pp.1-21, 1988.
13. Eraslan, A. N., and Brown, R. C., *Chemiiionization and Ion-Molecule Reactions in Fuel-Rich Acetylene Flames*, *Combustion and Flame*, vol.74, pp.19-37, 1988.
14. Pedersen, T., and Brown, R. C., *Simulation of Electric Field Effects in Premixed Methane Flames*, *Combustion and Flame*, vol.94, pp.433-448, 1993.
15. 木村逸郎, 放電による燃焼の促進, 日本機械学会論文集(B編), 48巻, pp.1209-1214, 1982.

16. 定方正毅, 原野安土, 佐藤正之, 佐賀井武, コロナ放電プラズマに於けるOHラジカルによるすすの酸化, 第26回燃焼シンポジウム前刷集, 日本燃焼研究会, 東京, pp.67-69, 1988.
17. Inomata, T., Okazaki, S., Moriwaki, T., and Suzuki, M., The Application of Silent Electric Discharges to Propagating Flames, *Combustion and Flame*, vol.50, pp.361-363, 1983.
18. Kimura, I., and Imajo, M., An Experimental Investigation of an Arc-Heated Stirred Reactor, Sixteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp.809-815, 1977.
19. 志賀聖一, 河野通方, 飯沼一男, 高速度写真観察によるノックの研究, 日本機械学会論文集(B編), 51巻, pp.1591-1599, 1985.
20. Coward, H. F. and Guest, P. G., Ignition of Natural Gas-Air Mixtures by Heated Metal Bars, *Journal of the American Chemical Society*, vol.49, pp.2479-2486, 1927.
21. 熊谷清一郎, 燃焼, 岩波書店, 東京, p.53, 1976.
22. Lewis, B. and von Elbe, G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, Academic Press, Orlando, p.380, 1987.
23. Cutler, D. P., The Ignition of Gases by Rapidly Heated Surfaces, *Combustion and Flame*, vol.22, pp.105-109, 1974.
24. Ashman, L. E. and Büchler, A., The Ignition of Gases by Electrically

- Heated Wires, Combustion and Flame, vol.5, pp.113-121, 1961.
25. Preston, J. and Ashman, L. E., Temperature-Regulated Ignition Source, The Review of Scientific Instruments, vol.31, pp.53-58, 1960.
 26. Adomeit, G., Ignition of Gases at Hot Surfaces under Nonsteady-State Conditions, Tenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, pp.237-243, 1965.
 27. 永田晴紀, 石井一洋, 佐藤順一, 河野通方, 微小重力環境を利用した予混合気の熱面点火におよぼす白金の触媒効果に関する研究, 第30回燃焼シンポジウム前刷集, 日本燃焼研究会, 東京, pp.136-138, 1992.
 28. Mullen, J. W., Fenn, J. B. and Irby, M. R., The Ignition of High Velocity Streams of Combustible Gases by Heated Cylindrical Rods, Third Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena, Williams and Wilkins, Baltimore, pp.317-329, 1949.
 29. Kumagai, S. and Kimura, I., Ignition of Flowing Gases by Heated Wires, Sixth Symposium (International) on Combustion, Reinhold, New York, pp.554-558, 1957.
 30. Silver, R. S., The Ignition of Gaseous Mixtures by Hot Particles, Philosophical Magazine (7th series), vol.23, pp.633-657, 1937.
 31. Laurendeau, N. M., Thermal Ignition of Methane-Air Mixtures by Hot

- Surfaces: A Critical Examination, *Combustion and Flame*, vol.46, pp.29-49, 1982.
32. 永田晴紀, 石井一洋, 富岡定毅, 佐藤順一, 河野通方, 微小重力場における予混合気の熱面点火, 第28回燃焼シンポジウム前刷集, 日本燃焼研究会, 東京, pp.269-271, 1990.
33. 国立天文台, 理科年表, 丸善, 東京, p.527, 1994.
34. 眞島正市, 磯部孝, 計測法通論, 東大出版会, 東京, p.362, 1974.
35. 文献34, p.363.
36. 文献22, p.8.
37. Falk, K. G., The Ignition Temperatures of Hydrogen-Oxygen Mixtures, *The Journal of the American Chemical Society*, vol.28, pp.1517-1534, 1906.
38. Falk, K. G., The Ignition Temperatures of Gaseous Mixtures, *The Journal of the American Chemical Society*, vol.29, pp.1536-1557, 1907.
39. Dixon, H. B., Bradshaw, L. and Campbell, C., The Firing of Gases by Adiabatic Compression, *Journal of the Chemical Society*, vol.105, pp.2027-2035, 1914.
40. Dixon, H. B. and Crofts, J. M., The Firing of Gases by Adiabatic Compression, *Journal of the Chemical Society*, vol.105, pp.2036-2053, 1914.

41. Crofts, J. M., The Firing of Gases by Adiabatic Compression, *Journal of the Chemical Society*, vol.107, pp.290-305, 1915.
42. Crofts, J. M., The Firing of Gases by Adiabatic Compression, *Journal of the Chemical Society*, vol.107, pp.306-313, 1915.
43. Tizard, H. T. and Pye, D. R., Experiments on the Ignition of Gases by Sudden Compression, *Philosophical Magazine (6th series)*, vol.44, pp.79-121, 1922.
44. Tizard, H. T. and Pye, D. R., Ignition of Gases by Sudden Compression, *Philosophical Magazine (7th series)*, vol.1, pp.1094-1105, 1926.
45. Fenning, R. W. and Cotton, F. T., Experiments on the Ignition of Gases by Sudden Compression, *Aeronautical Research Committee Reports and Memoranda*, No.1324, 1929.
46. Jost, W., Reactions of Adiabatically Compressed Hydrocarbon-Air Mixtures, *Third Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*, Williams and Wilkins, Baltimore, pp.424-432, 1949.
47. von Rögner, H., Entzündung von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischen durch Adiabatische Verdichtung, *Zeitschrift für Elektrochemie*, vol.53, pp.389-397, 1949.
48. Leary, W. A., Taylor, E. S., Taylor, C. F. and Jovellanos, J. U., A Rapid Compression Machine Suitable for Studying Short Ignition Delays,

- NACA Technical Note, No.1332, 1948.
49. Ribaucour, M. Minetti, R., Carlier, M. and Sochet, L. R.,
Autoinflammation à Haute Pression, Conception, Réalisation et Test
d'une Machine à Compression Rapide, Journal de Chimie Physique,
vol.89, pp.2127-2152, 1992.
 50. Ohta, Y., Hayashi, A. K., Fujiwara, T., and Takahashi, H., Consequence of
Temperature-Pressure-Time History for Autoignition, Progress in
Astronautics and Aeronautics, vol.105, pp.93-103, 1986.
 51. 古谷正広, 太田安彦, 小松賢二, 寺田耕, 圧縮自着火低温度炎にお
けるイオンの生成, 日本機械学会論文集(B編), 57巻, pp.609-614,
1991.
 52. 酒井忠美, 燃焼研究用急速圧縮装置, 機械の研究, 12巻, pp.553-
558, 1960.
 53. 志賀聖一, 河野通方, 飯沼一男, 火花点火機関のノック強さに関す
る実験的研究, 日本機械学会論文集(B編), 51巻, pp.1582-1590, 1985.
 54. Gaydon, A. G. and Wolphard, H. G., Flames, Their Structure, Radiation
and Temperature, John Wiley & Sons, New York, p.359, 1979.
 55. 横堀進, 久我修, ギート基礎伝熱工学, 丸善, 東京, p.271, 1974.
 56. 文献3, pp.231-237.
 57. Green, J. A. and Sugden, T. M., Some Observations on the Mechanism

- of Ionization in Flames Containing Hydrocarbons, Ninth Symposium
(International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg,
pp.607-621, 1963.
58. 清水和男, 安定化電源回路の設計, C Q出版, 東京, pp.50-69,
1971.
59. 寺尾邦夫, 燃焼と気相デトネーション波, アイピーシー, 東京,
p.66, 1991.
60. 平田森三, 理工學に於ける統計的現象[5], 機械の研究, 1巻,
pp.231-234, 1949.
61. 文献21, pp.64-68.
62. 文献58, p.69.
63. 市川昌弘, 信頼性工学, 裳華房, 東京, pp.24-25, 1990.
64. 長島昭, 移動速度論, コロナ社, 東京, p.68, 1978.
65. 真壁肇, ワイブル確率紙の使い方, 日本規格協会, 東京, p.53, 1972.
66. Gardiner, W. C., Combustion Chemistry, Springer-Verlag, New York,
pp.11-12, 1984.
67. Koshi, M., Solver of the Chemical Rate Equations with Constant
Temperature, 1986.
68. Chase, Jr., M. W., Davies, C. A., Downey, Jr., J. R., Frurip, D. J.,
McDonald, R. A., and Syverud, A. N., JANAF Thermochemical Tables,

- Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol.14, 1985.
69. Hwang, S. M., Gardiner, Jr., W. C., Frenklach, M., and Hidaka, Y.,
Induction Zone Exothermicity of Acetylene Ignition, Combustion and
Flame, vol.67, pp.65-75, 1987.
 70. 濱田成徳, 和田正信, 電子管工学, コロナ社, 東京, p.20, 1968.
 71. 文献3, p.218.
 72. 武田進, 気体放電の基礎, 東京電機大学出版局, 東京, p.61, 1990.
 73. Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F., and Bird, R. B., Molecular Theory of
Gases and Liquids, John Wiley & Sons, New York, pp.514-610, 1964.
 74. Monchick, L., and Mason, E. A., Transport Properties of Polar Gases,
The Journal of Chemical Physics, vol.35, pp.1676-1697, 1961.
 75. Nomaguchi, T., and Koda, S., Spark Ignition of Methane and Methanol
in Ozonized Air, Twenty-Second Symposium (International) on
Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, pp.1677-1682, 1988.
 76. Rotzoll, G., Mass Spectrometric Investigation and Computer Modeling
of the $\text{CH}_4\text{-O}_2\text{-O}_3$ Reaction from 480 to 830 K, The Journal of Physical
Chemistry, vol.90, pp.677-683, 1986.
 77. 小松賢二, 古谷正広, 太田安彦, 第10回内燃機関合同シンポジウム
講演論文集, 自動車技術会, 東京, pp.265-270, 1992.
 78. 文献21, pp.71-72.

79. 河野照哉, 高電圧工学, 朝倉書店, 東京, p.40, 1994.
80. 文献79, p.29.
81. Griggs, M., Absorption Coefficients of Ozone in the Ultraviolet and Visible Regions, *The Journal of Chemical Physics*, vol.49, pp.857-859, 1968.
82. Kimura, I., Negishi, N., and Nakamura, M., Effects of Probe Surface Characteristics on Probe Measurements in Seeded Combustion Plasmas and Arc Plasmas, *Seventeenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburg, pp.935-942, 1979.
83. 文献9, pp.378-382.
84. Su, C. H., and Lam, S. H., Continuum Theory of Spherical Electrostatic Probes, *The Physics of Fluids*, vol.6, pp.1479-1491, 1963.
85. 神沢淳, プラズマ伝熱, 信山社サイテック, 東京, p.70, 1992.
86. 久保亮五, 長倉三郎, 井口洋夫, 江沢洋, 理化学辞典, 岩波書店, 東京, p.545, 1987.
87. 文献70, p.8.
88. 文献54, p.305.
89. 岡本剛, 松田精吾, 松島巖, 腐食反応とその制御, 産業図書, 東京, pp.217-233, 1989.
90. Brokaw, R. S., and Jackson, J. L., Effect of Temperature, Pressure, and

Composition of Ignition Delays for Propane Flames, Fifth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, pp.563-569, 1955.

91. Brokaw, R. S., Analytic Solutions to the Ignition Kinetics of the Hydrogen-Oxygen Reaction, Tenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, pp.269-278, 1965.
92. Burwell, W. G., and Olson, D. R., The Spontaneous Ignition of Isooctane Air Mixtures under Steady Flow Conditions, SAE Paper, No.650510, 1965.
93. 文献89, pp.369-370.
94. 西田惠三, 成田敏夫, 金属の高温酸化入門, 丸善, 東京, pp.87-88, 1988.
95. 文献86, p.500.
96. 文献70, p.6.
97. 文献70, p.14.



Cathode (-)

Anode (+)

図 1-1 直流電界を印加された予混合火炎の写真.

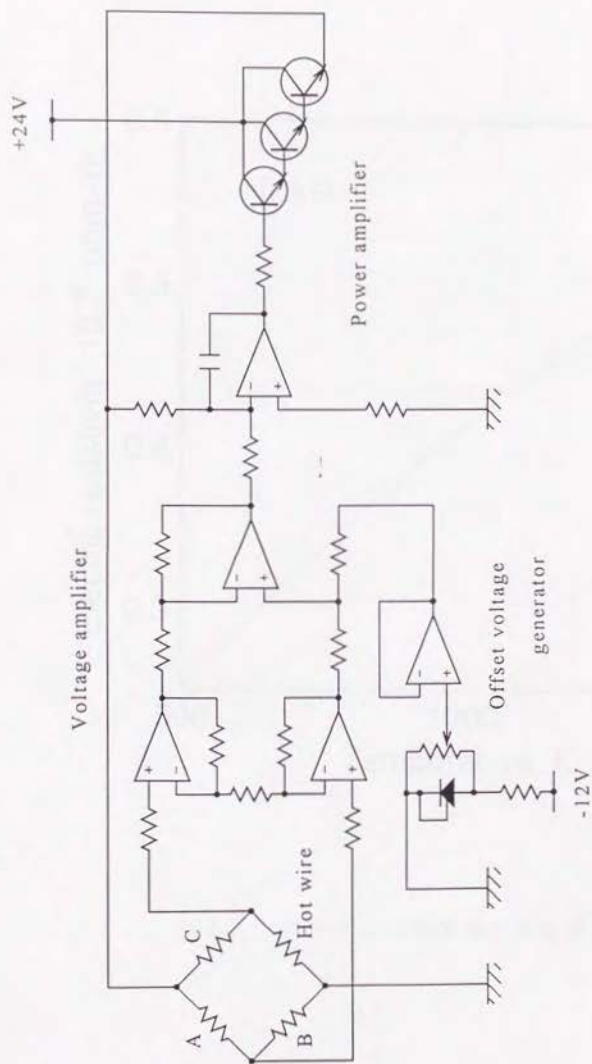


図2-1 熱面点火装置の回路図.

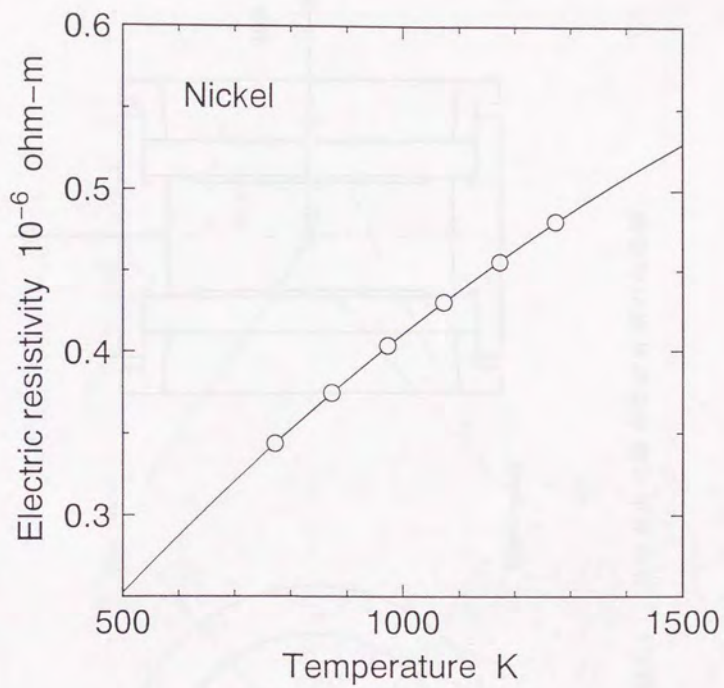


図2-2 ニッケルの比抵抗の温度変化.

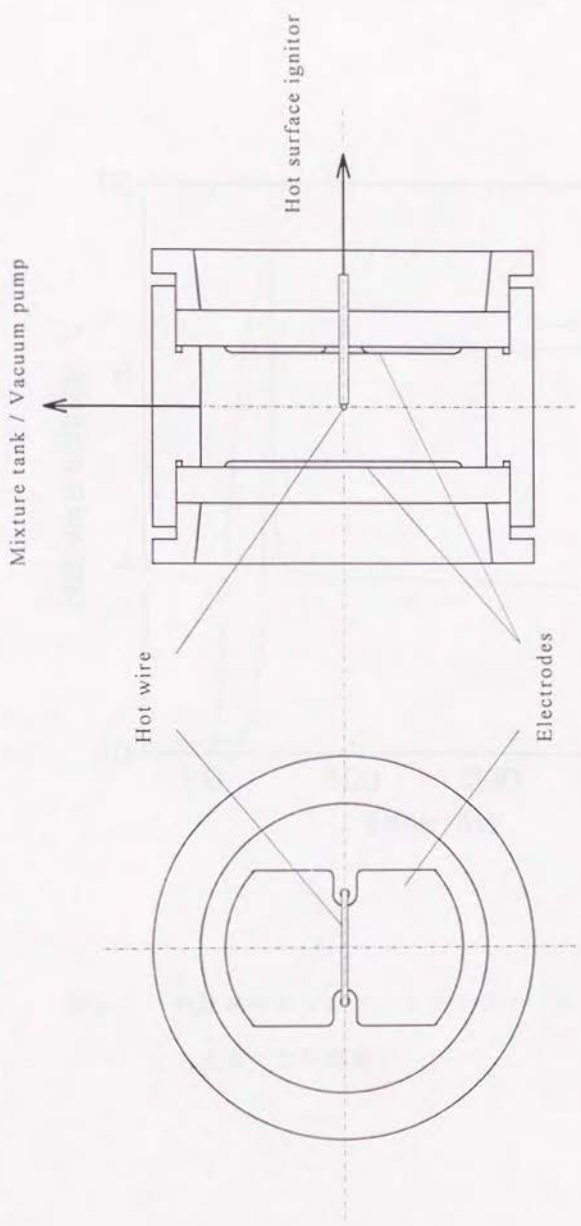


図 2-3 熱面点火実験の燃焼容器の概略図。

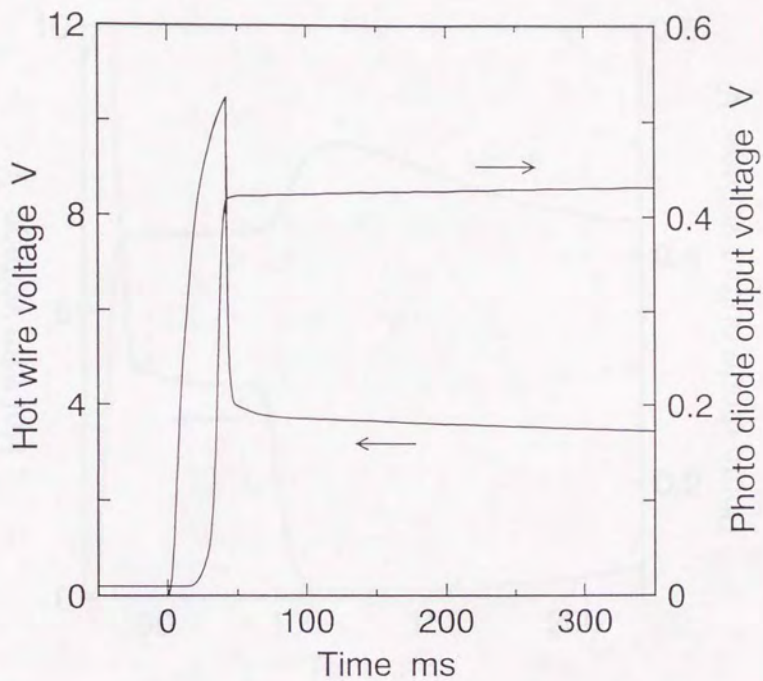


図2-4 熱線電圧およびフォトダイオード出力電圧の時間変化
(点火しない場合)。

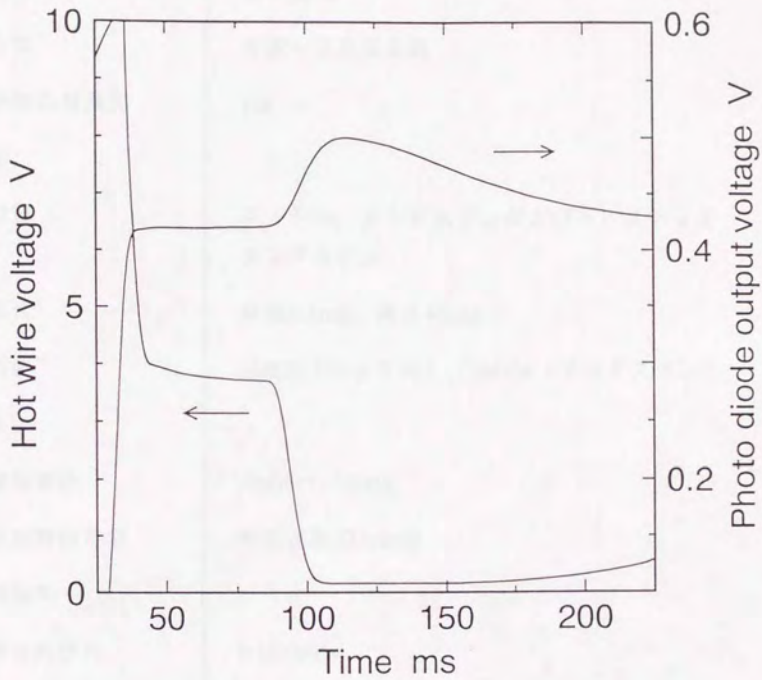


図2-5 熱線電圧およびフォトダイオード出力電圧の時間変化
(点火する場合) .

表2-1 熱面点火における実験条件

点火方法	熱面点火
混合気	水素-空気混合気
混合気の当量比	1.0
熱面	
材質	ニッケル, タングステンおよびトリエテッド タングステン
形状	線径0.1mm, 長さ40mm
温度*	1380K (ニッケル), 1400K (タングステン)
電界	
印加電圧	-2000~+2000V
印加開始時期	熱面加熱の5sec前
初期条件	
混合気圧力	0.101MPa
混合気温度	298K

* 放射率が不明なため、トリエテッドタングステンの温度は測定していない。ただし、温度設定抵抗の値はタングステンのそれと同じとしている。

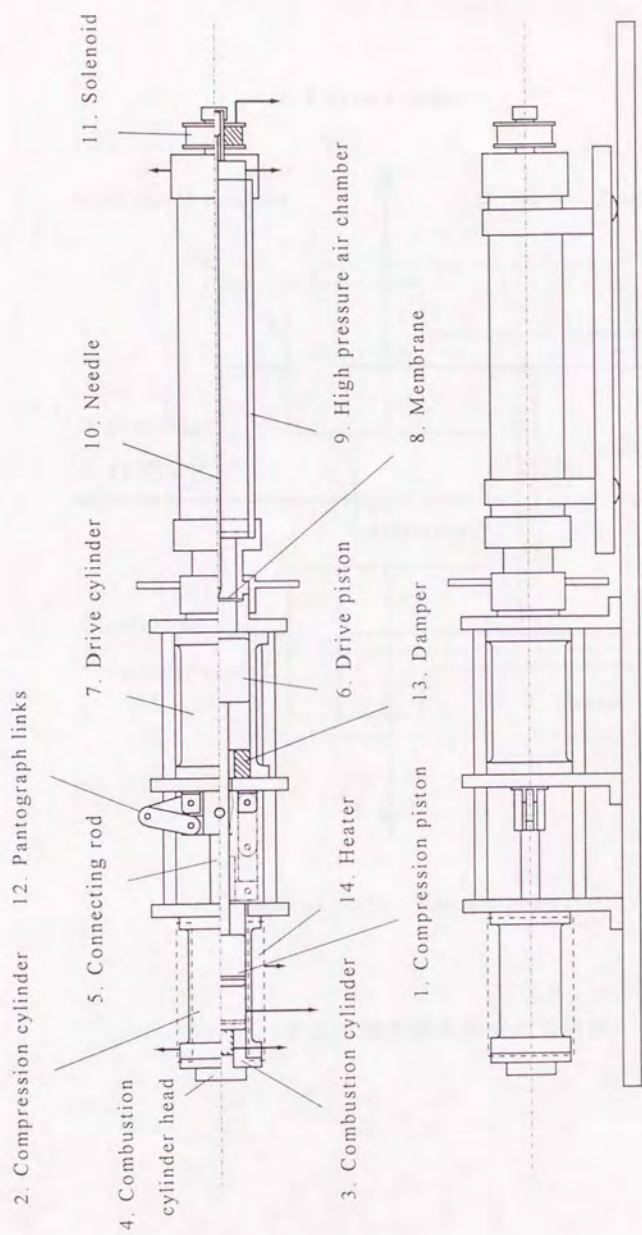


図 2-6 急速圧縮装置の概略図.

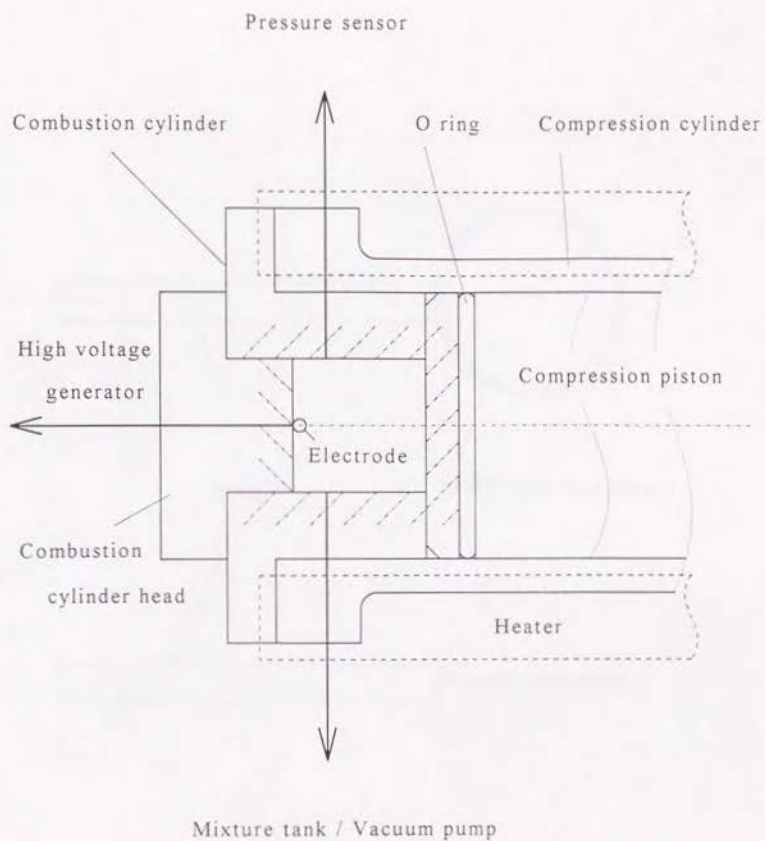


図2-7 急速圧縮装置燃焼室の概略図。

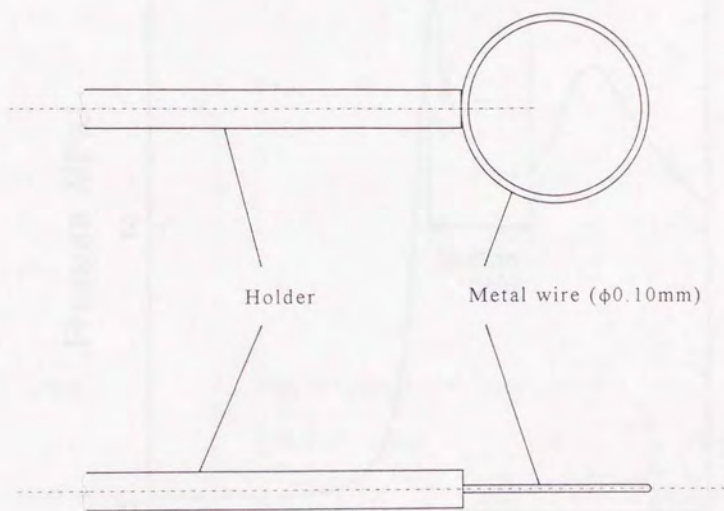


図2-8 急速圧縮装置燃焼室内の電極.

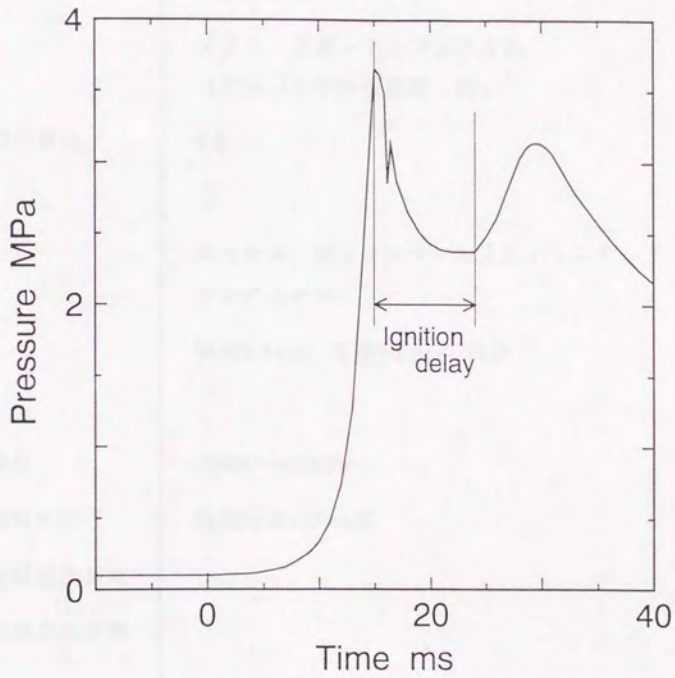


図2-9 急速圧縮装置燃焼室内の圧力の時間変化.

表2-2 自発点火における実験条件

点火方法	急速圧縮点火
混合気	メタン-空気-アルゴン混合気 (アルゴンの体積濃度: 75%)
混合気の当量比	1.0
電極	
材質	ニッケル, タングステンおよびトリエテッド タングステン
形状	線径0.1mm, 半径1.0mmの環状
電界	
印加電圧	-5000~+5000V
印加開始時期	急速圧縮の5sec前
急速圧縮装置圧縮比	16.5
圧縮前の混合気状態	
混合気圧力	0.101MPa
混合気温度	405K
圧縮後の混合気状態	
混合気圧力	2.4MPa
混合気温度*	600K

* 計算値

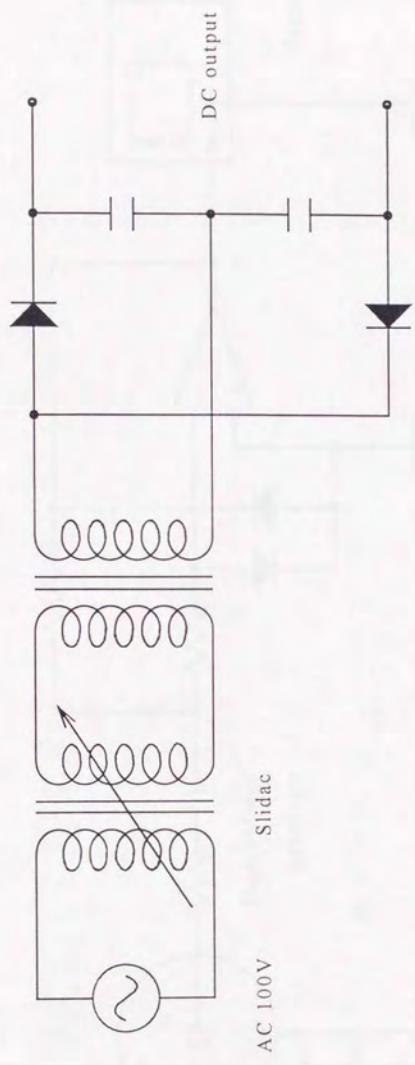


図2-10 直流高電圧電源の回路図.

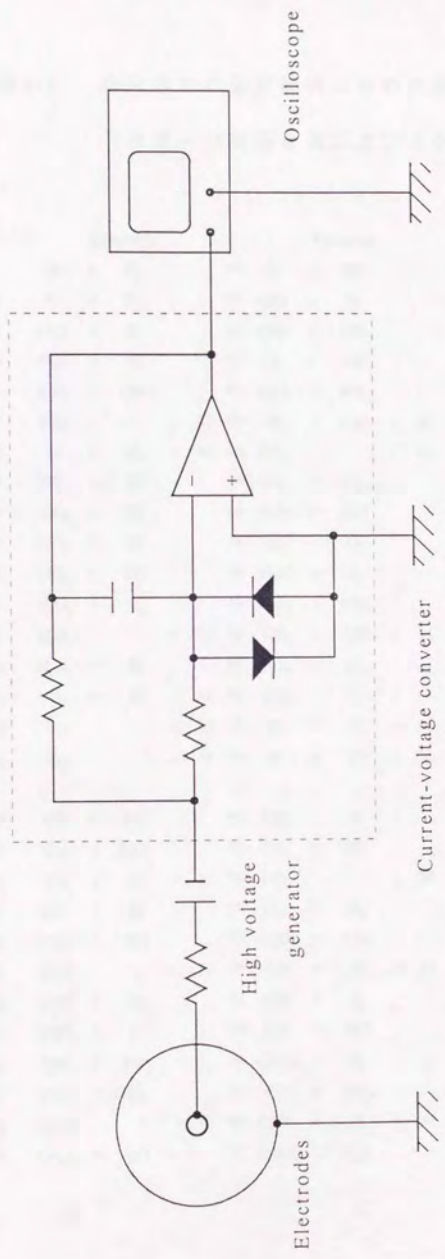


図2-11 放電電流測定用の回路図.

表3-1 点火遅れの数値解析のための素反応

(水素-空気混合気およびメタン-空気混合気)

	Reactants		Products	A	γ	E_a
1	H + O ₂	⇌	O + OH	14.27	0.00	16.79
2	O + H ₂	⇌	OH + H	10.26	1.00	8.90
3	H ₂ O + O	⇌	OH + OH	13.53	0.00	18.35
4	H ₂ O + H	⇌	H ₂ + OH	13.98	0.00	20.30
5	H ₂ O ₂ + OH	⇌	H ₂ O + HO ₂	13.00	0.00	1.80
6	H ₂ O + M	⇌	H + OH + M	16.34	0.00	105.00
7	H + O ₂ + M	⇌	HO ₂ + M	15.22	0.00	-1.00
8	HO ₂ + O	⇌	OH + O ₂	13.70	0.00	1.00
9	HO ₂ + H	⇌	OH + OH	14.40	0.00	1.90
10	HO ₂ + H	⇌	H ₂ + O ₂	13.40	0.00	0.70
11	HO ₂ + OH	⇌	H ₂ O + O ₂	13.70	0.00	1.00
12	H ₂ O ₂ + O ₂	⇌	HO ₂ + HO ₂	13.60	0.00	42.64
13	H ₂ O ₂ + M	⇌	OH + OH + M	17.08	0.00	45.50
14	H ₂ O ₂ + H	⇌	HO ₂ + H ₂	12.23	0.00	3.75
15	O + H + M	⇌	OH + M	16.00	0.00	0.00
16	O ₂ + M	⇌	O + O + M	15.71	0.00	115.00
17	H ₂ + M	⇌	H + H + M	14.34	0.00	96.00
18	CO + OH	⇌	CO ₂ + H	7.11	1.30	-0.77
19	CO + HO ₂	⇌	CO ₂ + OH	14.18	0.00	23.65
20	CO + O + M	⇌	CO ₂ + M	15.77	0.00	4.10
21	CO ₂ + O	⇌	CO + O ₂	12.44	0.00	43.83
22	CHO + OH	⇌	H ₂ O + CO	14.00	0.00	0.00
23	CHO + M	⇌	CO + H + M	14.16	0.00	19.00
24	CHO + H	⇌	CO + H ₂	14.30	0.00	0.00
25	CHO + O	⇌	CO + OH	14.00	0.00	0.00
26	CHO + HO ₂	⇌	CH ₂ O + O ₂	14.00	0.00	3.00
27	CHO + O ₂	⇌	CO + HO ₂	12.60	0.00	7.00
28	CH ₂ O + M	⇌	CHO + H + M	16.52	0.00	81.00
29	CH ₂ O + OH	⇌	CHO + H ₂ O	12.88	0.00	0.17

表 3-1 点火遅れの数値解析のための素反応 (続き)

	Reactants	Products	A	γ	E_a
30	$\text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	$\rightleftharpoons \text{CHO} + \text{H}_2$	14.52	0.00	10.50
31	$\text{CH}_2\text{O} + \text{O}$	$\rightleftharpoons \text{CHO} + \text{OH}$	13.70	0.00	4.60
32	$\text{CH}_2\text{O} + \text{HO}_2$	$\rightleftharpoons \text{CHO} + \text{H}_2\text{O}_2$	12.00	0.00	8.00
33	$\text{CH}_4 + \text{M}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{H} + \text{M}$	17.15	0.00	88.40
34	$\text{CH}_4 + \text{H}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{H}_2$	14.10	0.00	11.90
35	$\text{CH}_4 + \text{OH}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}$	3.54	3.08	2.00
36	$\text{CH}_4 + \text{O}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{OH}$	13.20	0.00	9.20
37	$\text{CH}_4 + \text{HO}_2$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}_2$	13.30	0.00	18.00
38	$\text{CH}_3 + \text{HO}_2$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3\text{O} + \text{OH}$	13.51	0.00	0.00
39	$\text{CH}_3 + \text{OH}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O} + \text{H}_2$	12.60	0.00	0.00
40	$\text{CH}_3 + \text{O}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O} + \text{H}$	14.11	0.00	2.00
41	$\text{CH}_3 + \text{O}_2$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3\text{O} + \text{O}$	13.68	0.00	29.00
42	$\text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_3$	$\rightleftharpoons \text{CH}_4 + \text{CHO}$	10.00	0.50	6.00
43	$\text{CH}_3 + \text{CHO}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_4 + \text{CO}$	11.48	0.50	0.00
44	$\text{CH}_3 + \text{HO}_2$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{O}_2$	12.00	0.00	0.40
45	$\text{CH}_3\text{O} + \text{M}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O} + \text{H} + \text{M}$	13.70	0.00	21.00
46	$\text{CH}_3\text{O} + \text{O}_2$	$\rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O} + \text{HO}_2$	12.00	0.00	6.00
47	C_2H_6	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{CH}_3$	19.35	-1.00	88.31
48	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{CH}_3$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_4$	-0.26	4.00	8.28
49	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{H}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}_2$	2.73	3.50	5.20
50	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{OH}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}_2\text{O}$	13.05	0.00	2.45
51	$\text{C}_2\text{H}_6 + \text{O}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_5 + \text{OH}$	13.40	0.00	6.36
52	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{M}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H} + \text{M}$	15.30	0.00	30.00
53	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{O}_2$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_4 + \text{HO}_2$	12.00	0.00	5.00
54	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{C}_2\text{H}_5$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_6 + \text{C}_2\text{H}_4$	14.70	0.00	64.70
55	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{M}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2 + \text{M}$	16.97	0.00	77.20
56	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{M}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3 + \text{H} + \text{M}$	18.80	0.00	108.72
57	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{O}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_3 + \text{CHO}$	12.52	0.00	1.13
58	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{O}$	$\rightleftharpoons \text{CH}_2\text{O} + \text{CH}_2$	13.40	0.00	5.00
59	$\text{C}_2\text{H}_5 + \text{H}$	$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_4 + \text{H}_2$	7.18	2.00	6.00

表 3-1 点火遅れの数値解析のための素反応 (続き) .

	Reactants	Products	A	γ	E_a
60	$C_2H_4 + OH$	$\rightleftharpoons C_2H_3 + H_2O$	12.68	0.00	1.23
61	$C_2H_4 + OH$	$\rightleftharpoons CH_3 + CH_2O$	12.30	0.00	0.96
62	$C_2H_3 + M$	$\rightleftharpoons C_2H_2 + H + M$	14.90	0.00	31.50
63	$C_2H_3 + O_2$	$\rightleftharpoons C_2H_2 + HO_2$	12.00	0.00	10.00
64	$C_2H_2 + M$	$\rightleftharpoons C_2H + H + M$	14.00	0.00	114.00
65	$C_2H_2 + O_2$	$\rightleftharpoons CHO + CHO$	12.60	0.00	28.00
66	$C_2H_2 + H$	$\rightleftharpoons C_2H + H_2$	14.30	0.00	19.00
67	$C_2H_2 + OH$	$\rightleftharpoons C_2H + H_2O$	12.78	0.00	7.00
68	$C_2H_2 + OH$	$\rightleftharpoons CH_3 + CO$	12.08	0.00	0.50
69	$C_2H_2 + O$	$\rightleftharpoons C_2H + OH$	15.51	-0.60	17.00
70	$C_2H_2 + O$	$\rightleftharpoons CH_2 + CO$	13.83	0.00	4.00
71	$C_2H + O_2$	$\rightleftharpoons CHO + CO$	13.00	0.00	7.00
72	$C_2H + O$	$\rightleftharpoons CO + CH$	13.70	0.00	0.00
73	$CH_2 + O_2$	$\rightleftharpoons CHO + OH$	14.00	0.00	3.70
74	$CH_2 + O$	$\rightleftharpoons CH + OH$	11.28	0.68	25.00
75	$CH_2 + H$	$\rightleftharpoons CH + H_2$	11.43	0.67	25.70
76	$CH_2 + OH$	$\rightleftharpoons CH + H_2O$	11.43	0.67	25.70
77	$CH + O_2$	$\rightleftharpoons CO + OH$	11.13	0.67	25.70
78	$CH + O_2$	$\rightleftharpoons CHO + O$	13.00	0.00	0.00
79	$C_2H_3 + H$	$\rightleftharpoons C_2H_2 + H_2$	13.30	0.00	2.50

表 3-2 電界の効果の数値解析のための素反応

(化学イオン化反応) .

	Reactants		Products	A	γ	E_s
80	CH^\cdot	+ M	$\rightleftharpoons \text{CH} + \text{M}$	10.60	0.50	0.00
81	$\text{CH}^\cdot + \text{O}_2$		$\rightleftharpoons \text{CH} + \text{O}_2$	12.38	0.50	0.00
82	CH^\cdot		$\rightleftharpoons \text{CH}$	6.28	0.00	0.00
83	$\text{C}_2\text{H} + \text{O}_2$		$\rightleftharpoons \text{CH}^\cdot + \text{CO}_2$	15.65	0.00	25.00
84	$\text{C}_2\text{H} + \text{O}$		$\rightleftharpoons \text{CH}^\cdot + \text{CO}$	11.85	0.00	0.00
85	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}$		$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H} + \text{H}_2$	13.78	0.00	23.65
86	$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{OH}$		$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H} + \text{H}_2\text{O}$	13.00	0.00	7.00
87	$\text{C}_2\text{H} + \text{O}_2$		$\rightleftharpoons \text{CO} + \text{CHO}$	13.70	0.00	1.51
88	$\text{CH} + \text{O}$		$\rightleftharpoons \text{CHO}^\cdot + e^\cdot$	11.40	0.00	1.70
89	$\text{CH}^\cdot + \text{O}$		$\rightleftharpoons \text{CHO}^\cdot + e^\cdot$	14.70	0.00	1.70
90	$\text{CHO}^\cdot + \text{H}_2\text{O}$		$\rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}^\cdot + \text{CO}$	16.00	-0.09	0.00
91	$\text{H}_3\text{O}^\cdot + \text{C}_2\text{H}_2$		$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3\text{O}^\cdot + \text{H}_2$	15.92	0.00	0.00
92	$\text{CHO}^\cdot + \text{CH}_2$		$\rightleftharpoons \text{CH}_3^\cdot + \text{CO}$	14.75	-0.01	0.00
93	$\text{H}_3\text{O}^\cdot + \text{CH}_2$		$\rightleftharpoons \text{CH}_3^\cdot + \text{H}_2\text{O}$	14.79	-0.01	0.00
94	$\text{CH}_3^\cdot + \text{C}_2\text{H}_2$		$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3^\cdot + \text{H}_2$	14.86	0.00	0.00
95	$\text{C}_2\text{H}_3^\cdot + \text{H}_2\text{O}$		$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3\text{O}^\cdot + \text{CH}_2$	14.86	0.00	0.00
96	$\text{CH}_3^\cdot + \text{CO}_2$		$\rightleftharpoons \text{C}_2\text{H}_3\text{O}^\cdot + \text{O}$	14.86	0.00	0.00
97	$\text{H}_3\text{O}^\cdot + e^\cdot$		$\rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	18.36	-0.50	0.00
98	$\text{C}_2\text{H}_3^\cdot + e^\cdot$		$\rightleftharpoons \text{Products}$	19.18	-0.50	0.00
99	$\text{CH}_3^\cdot + e^\cdot$		$\rightleftharpoons \text{CH}_2 + \text{H}$	18.36	-0.50	0.00
100	$\text{C}_2\text{H}_3\text{O}^\cdot + e^\cdot$		$\rightleftharpoons \text{Products}$	18.36	-0.50	0.00

表3-3 オゾンの効果の数値解析のための素反応
(オゾン反応) .

	Reactants		Products	A	γ	E_s
101	O_3	$+ M$	$\rightleftharpoons O + O_2 + M$	14.64	0.00	22.71
102	$O_3 + O$		$\rightleftharpoons O_2 + O_2$	12.72	0.00	4.15
103	$O_3 + CH_3$		$\rightleftharpoons O_2 + CH_2O + H$	10.30	0.71	0.00
104	$O_3 + H$		$\rightleftharpoons O_2 + OH$	13.93	0.00	0.95

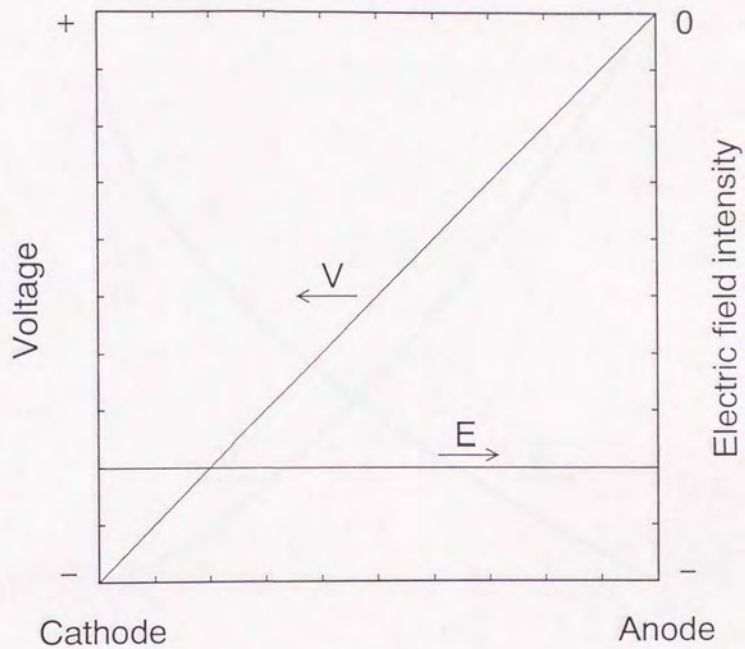


図3-1 電界強度分布と電圧分布の例
 (電極間に荷電粒子が存在しない場合)。

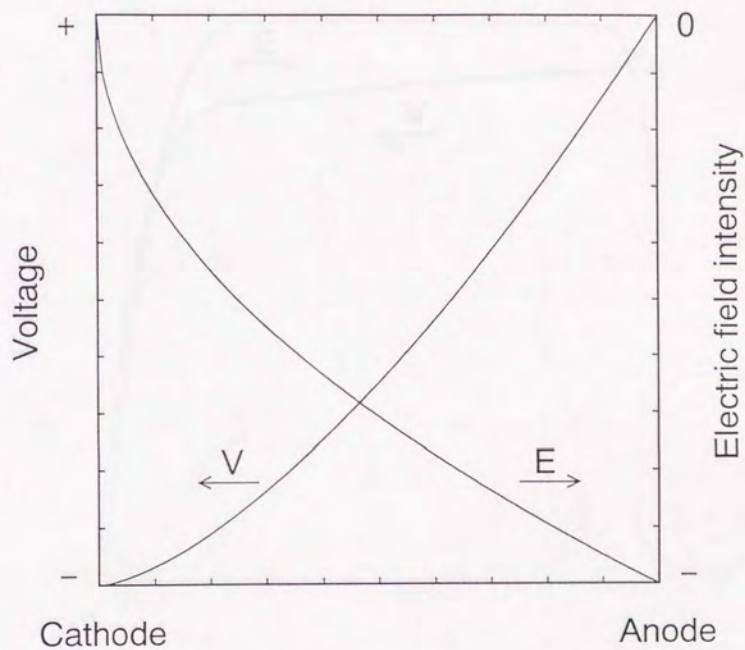


図3-2 電界強度分布と電圧分布の例

(真空管の場合) .

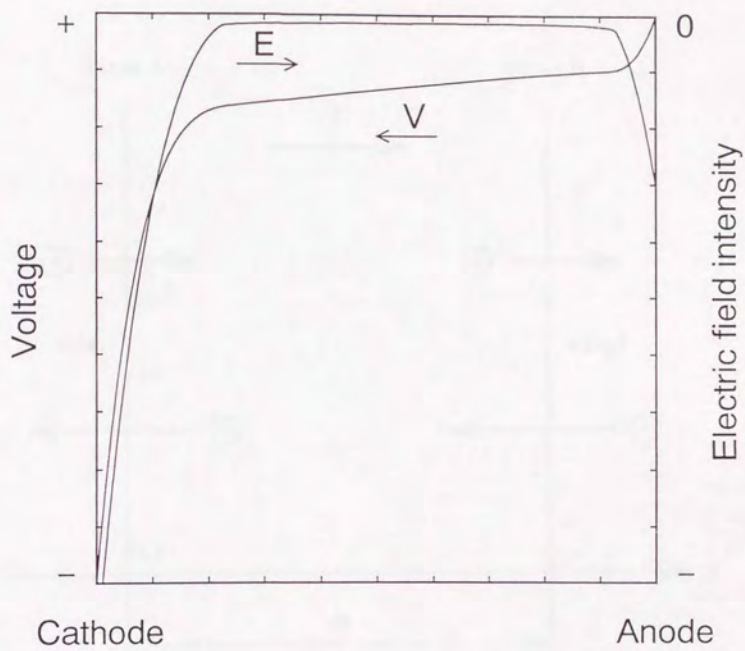


図3-3 電界強度分布と電圧分布の例

(電極表面付近にイオンシースが存在する場合)。

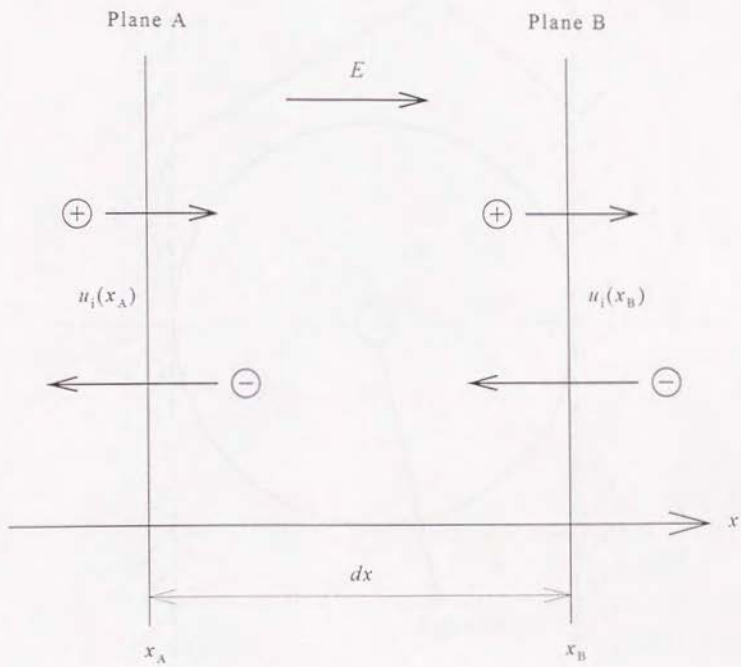


図 3-4 電界効果モデル.

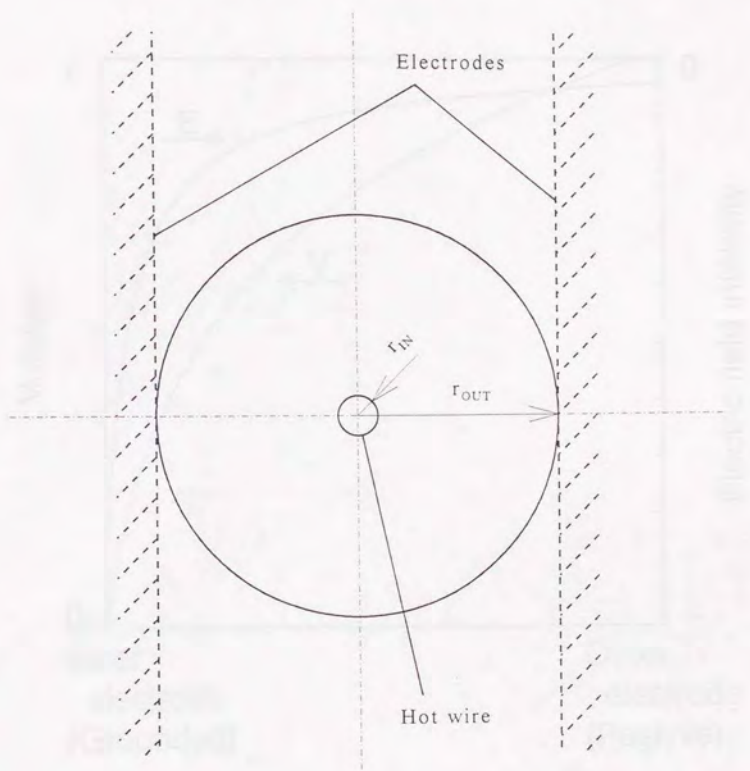
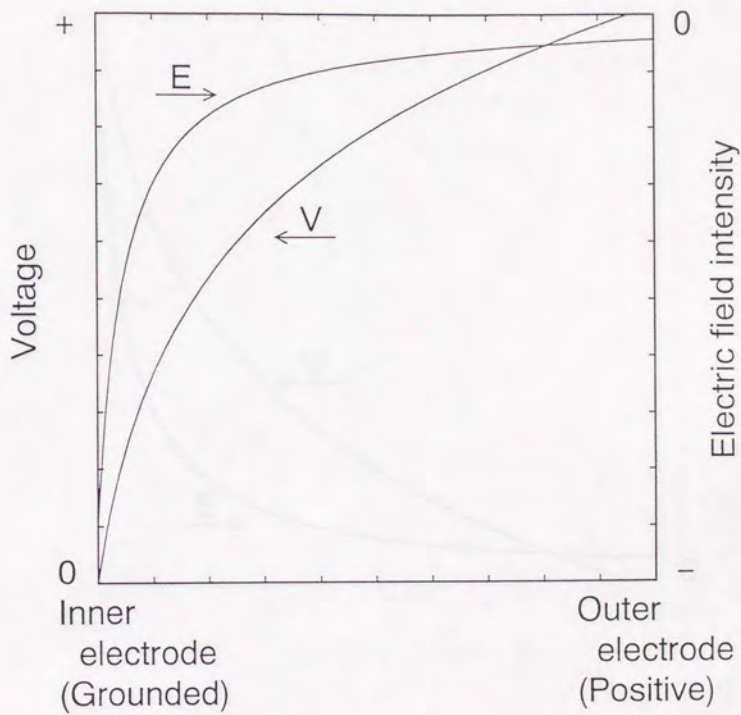
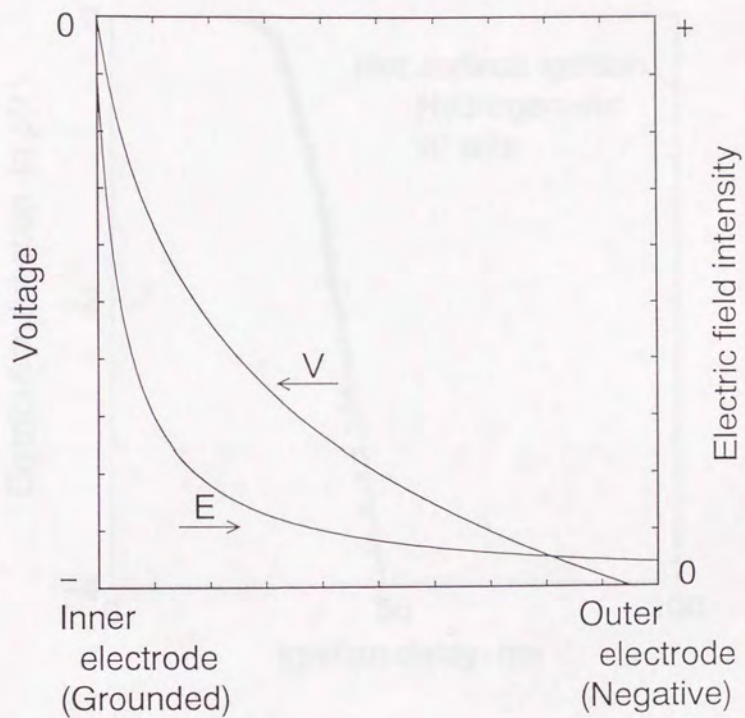


図3-5 同軸円筒電極への近似.



(a) 印加電圧が正の場合.

図3-6 電界強度分布と電圧分布.



(b) 印加電圧が負の場合.

図3-6 電界強度分布と電圧分布.

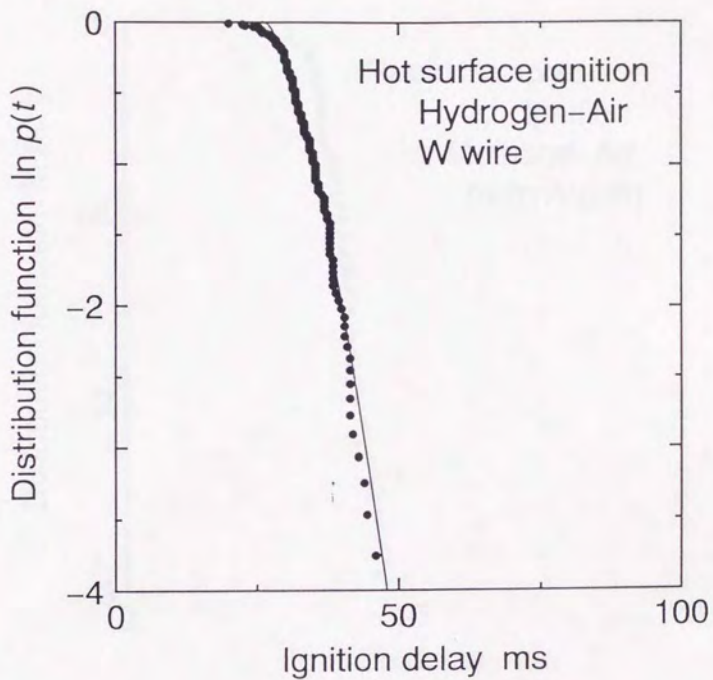


図4-1 熱面点火における点火遅れの分布関数

(水素-空気混合気, 電界のない場合の実験結果) .

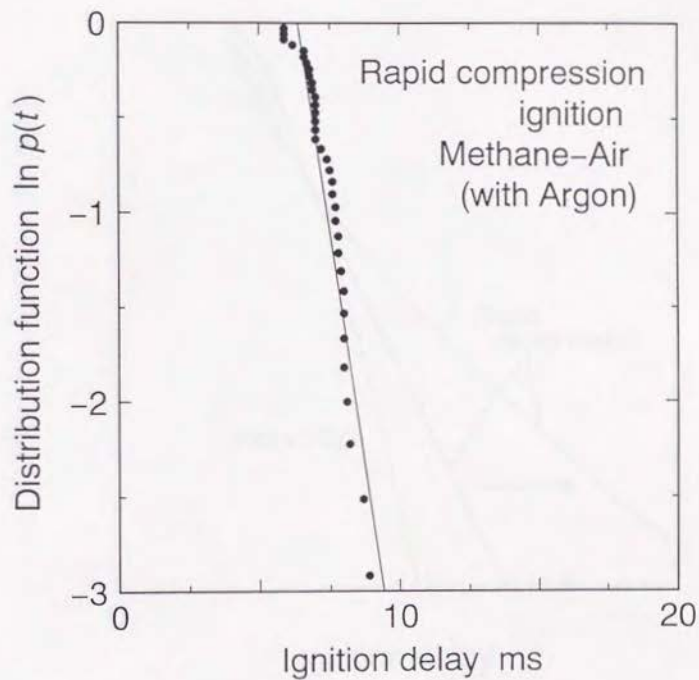


図4-2 急速圧縮点火における点火遅れの分布関数
(メタン-空気-アルゴン混合気, 電界のない場合
の実験結果)。

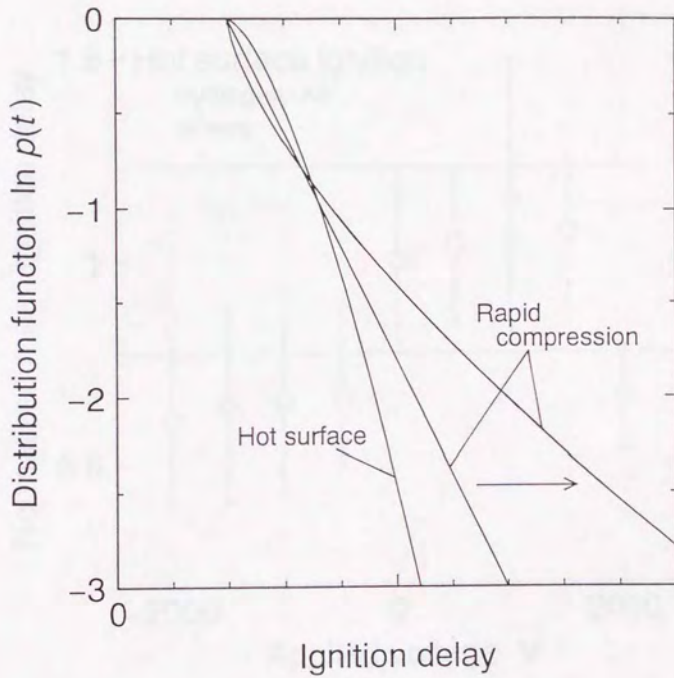


図4-3 点火遅れの分布関数の例.

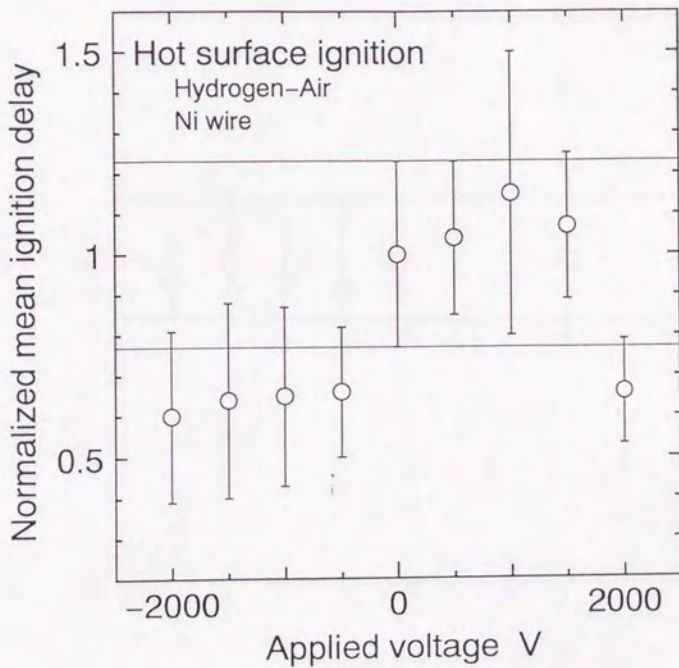


図4-4 熱面点火の点火遅れに及ぼす電界の影響

(水素-空気混合気, ニッケル線を用いた実験結果)

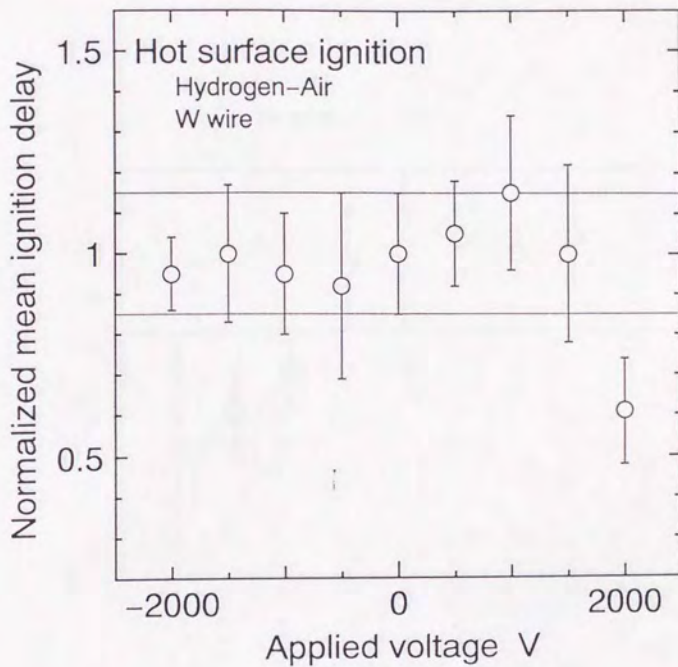


図4-5 熱面点火の点火遅れに及ぼす電界の影響

(水素-空気混合気, タングステン線を用いた
実験結果) .

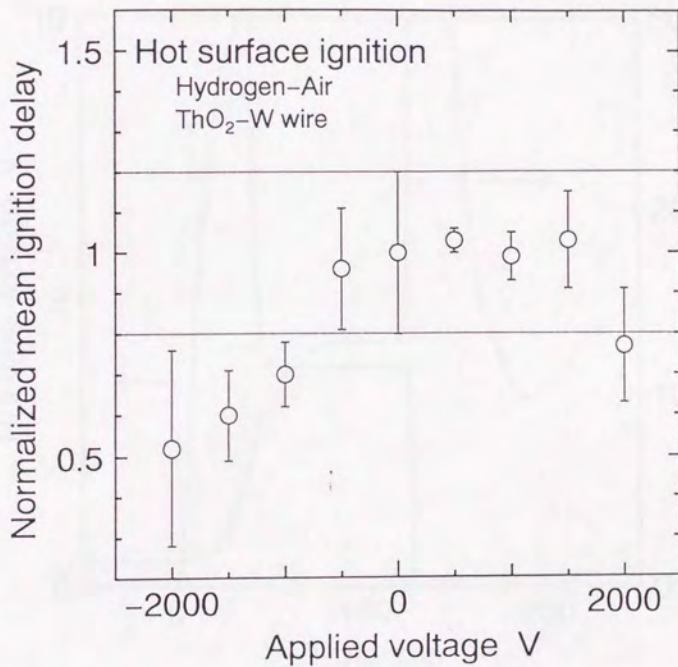


図4-6 熱面点火の点火遅れに及ぼす電界の影響

(水素-空気混合気、トリエテッドタングステン線を用いた実験結果)。

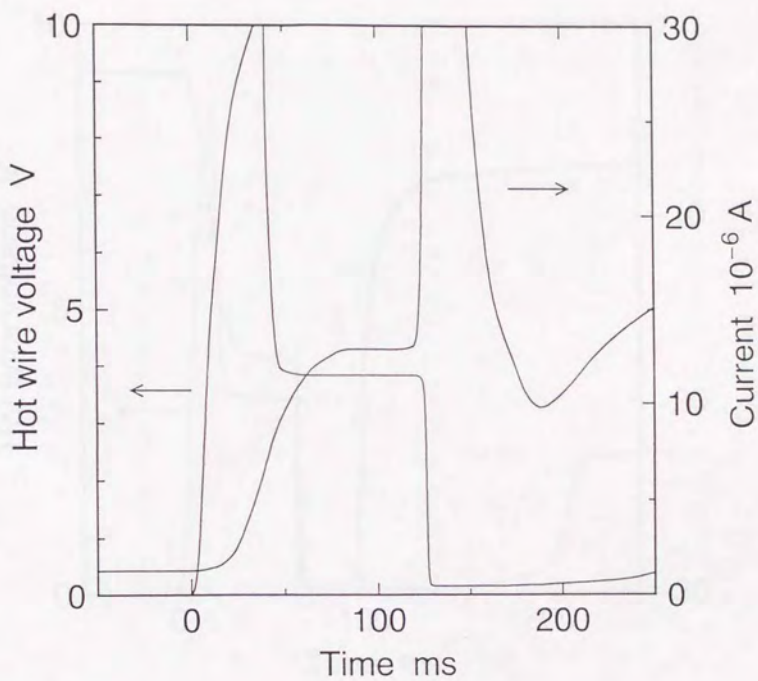


図4-7 電極間を流れる電流の時間変化
 (熱面点火, 水素-空気混合気, ニッケル線,
 印加電圧+2000V) .

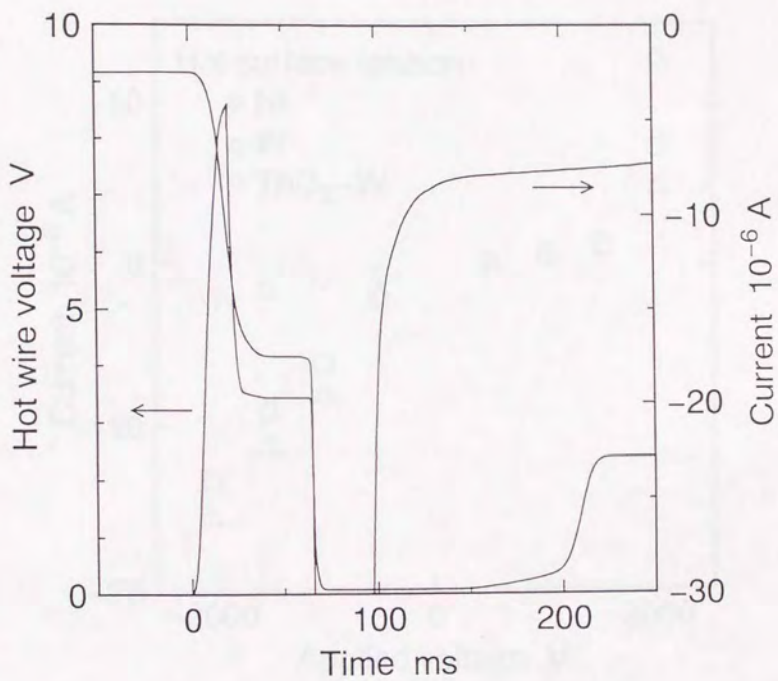


図4-8 電極間を流れる電流の時間変化
 (熱面点火, 水素-空気混合気, タングステン線,
 印加電圧-2000V) .

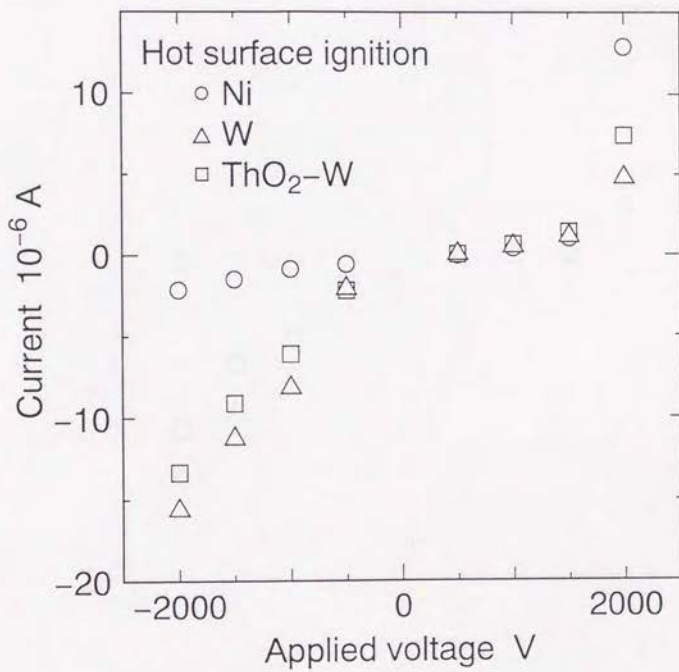


図4-9 熱面点火における放電電流（水素-空気混合気）。

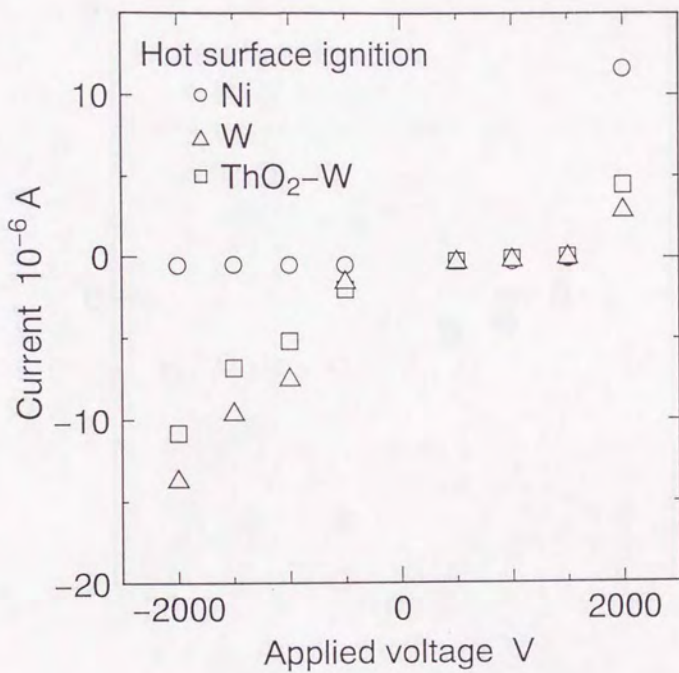


図4-10 熱面点火における放電電流

(水素-空気混合気，熱線加熱前後の電流の変化値) .

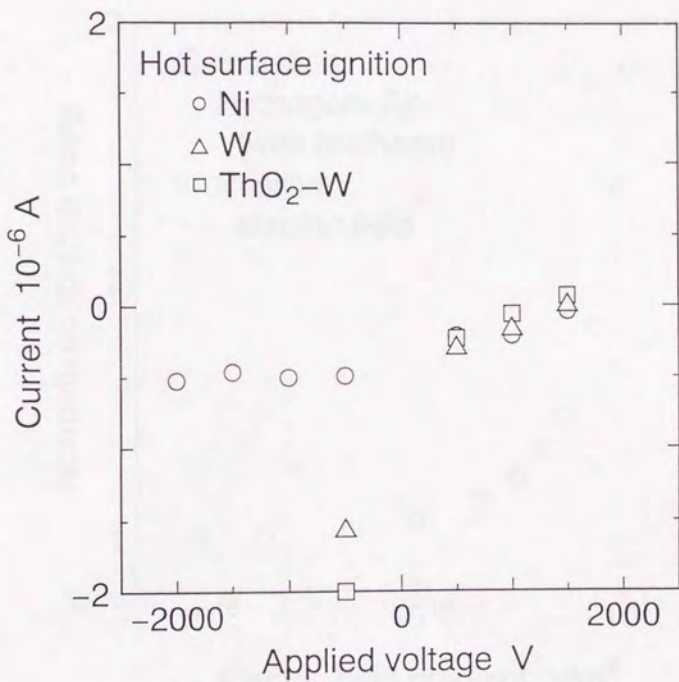


図4-11 熱面点火における放電電流

(水素-空気混合気, 熱線加熱前後の電流の変化値,

図4-10の縦軸の0付近を拡大して表示) .

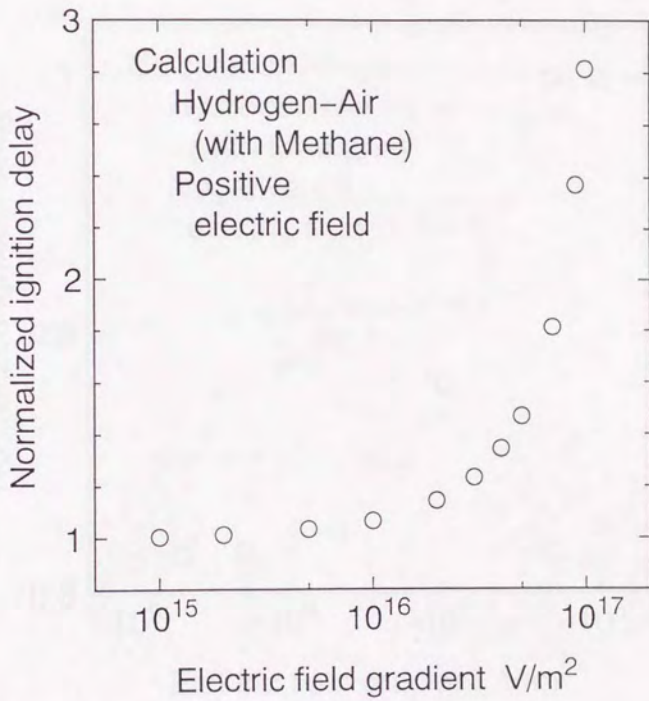


図4-12 数値解析による点火遅れに及ぼす電界の影響
(メタンを含む水素-空気混合気, 印加電圧が正の場合)。

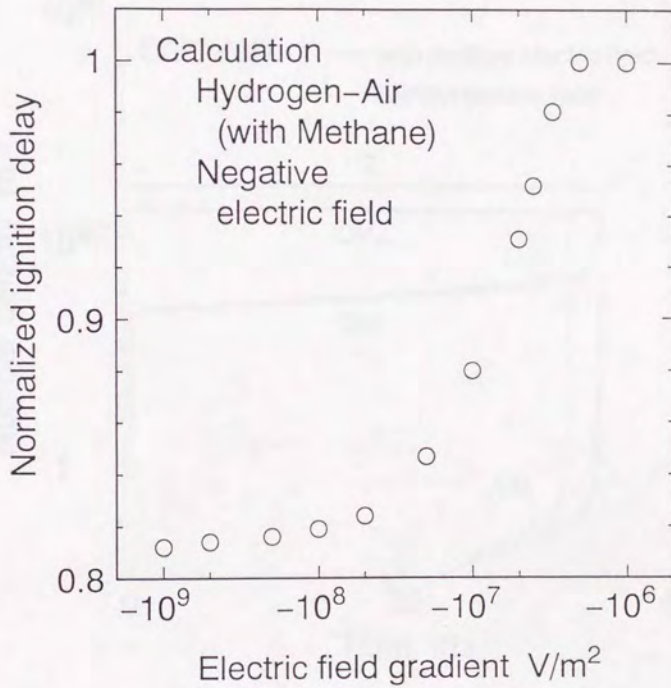


図4-13 数値解析による点火遅れに及ぼす電界の影響
(メタンを含む水素-空気混合気, 印加電圧が負の場合) .

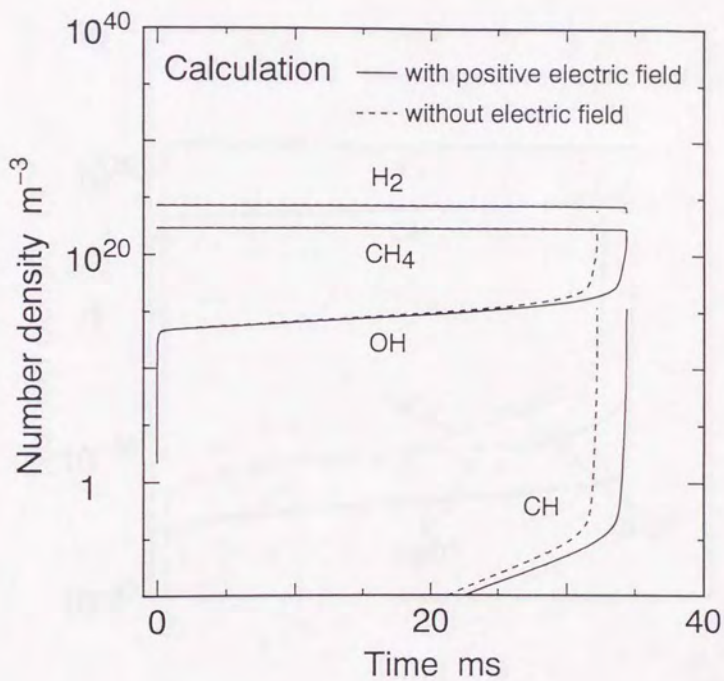


図4-14 燃料および活性化学種の数密度の時間変化
 (数値解析, メタンを含む水素-空気混合気,
 印加電圧が正の場合)。

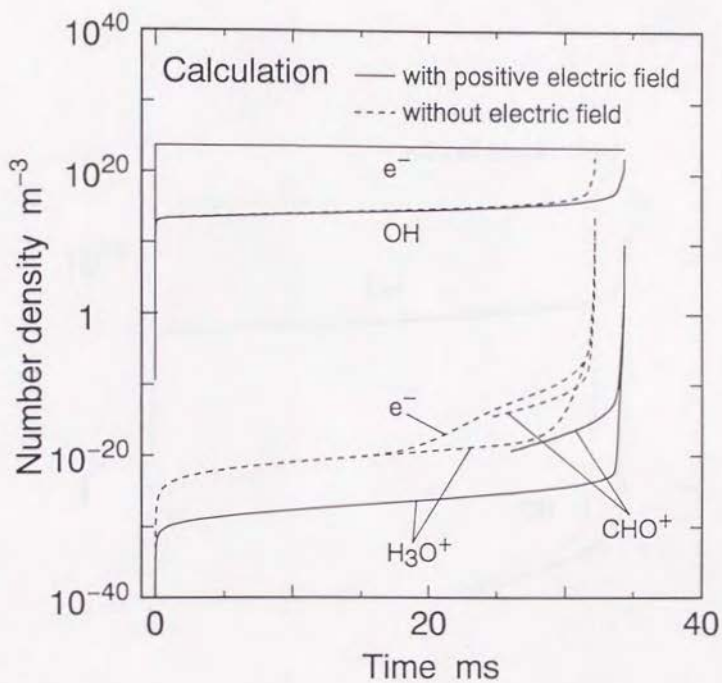


図4-15 荷電粒子の数密度の時間変化

(数値解析, メタンを含む水素-空気混合気,
 印加電圧が正の場合)。

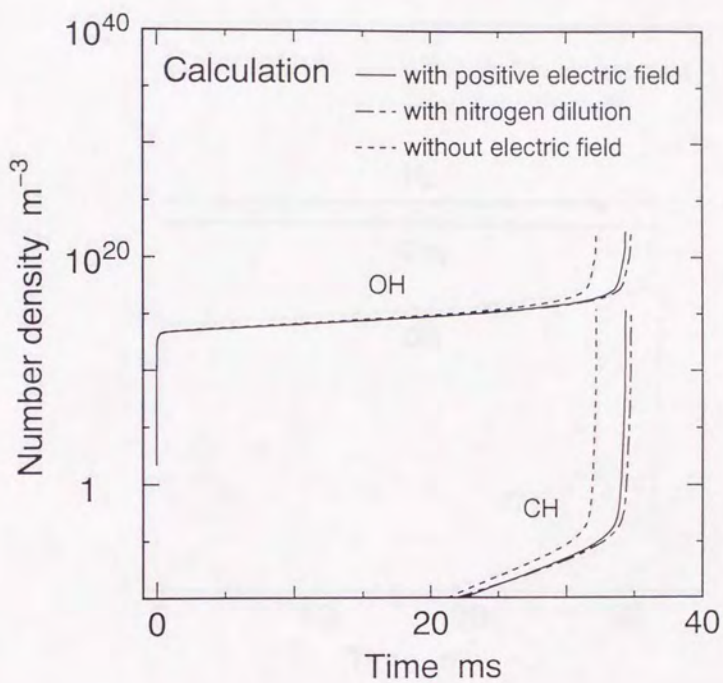


図4-16 活性化学種の数密度の時間変化

(数値解析, メタンを含む水素-空気混合気, 印加電圧が正の場合と, 混合気を窒素で希釈した場合との比較)。

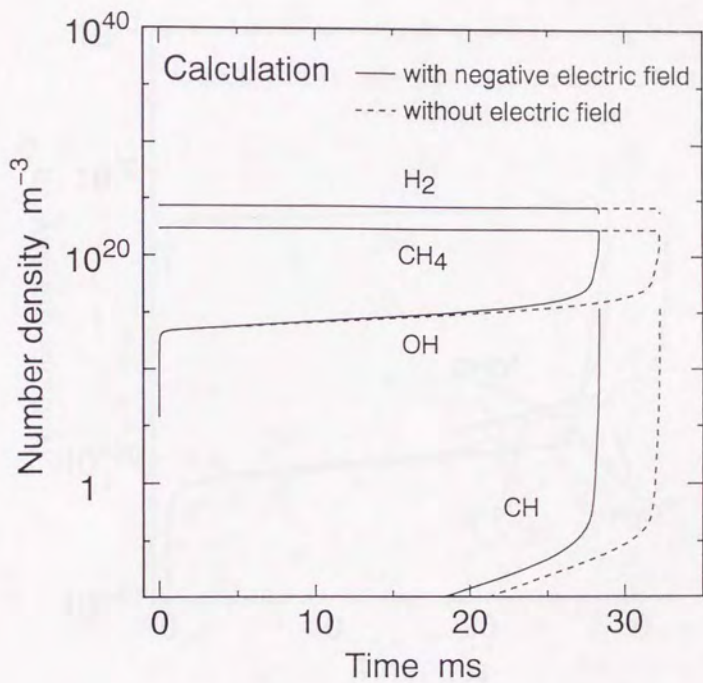


図4-17 燃料および活性化学種の数密度の時間変化

(数値解析, メタンを含む水素-空気混合気,
 印加電圧が負の場合) .

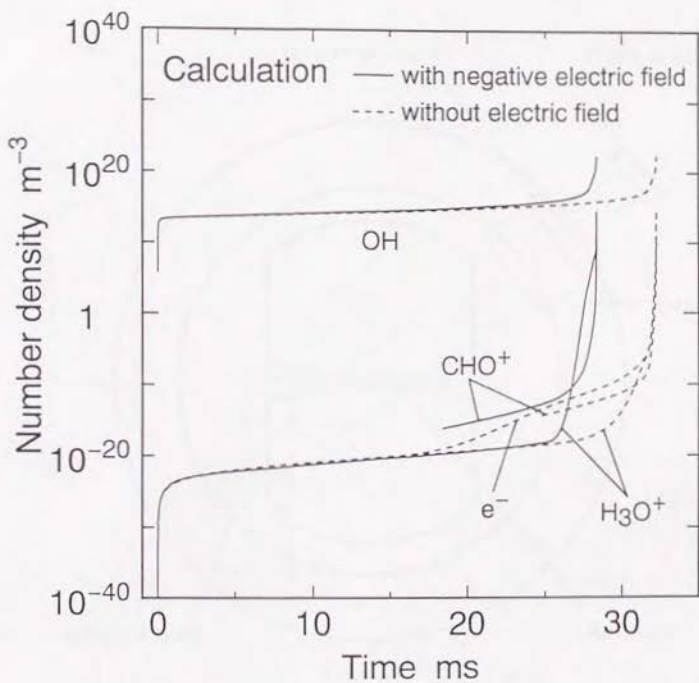


図4-18 荷電粒子の数密度の時間変化

(数値解析, メタンを含む水素-空気混合気,
 印加電圧が負の場合)。

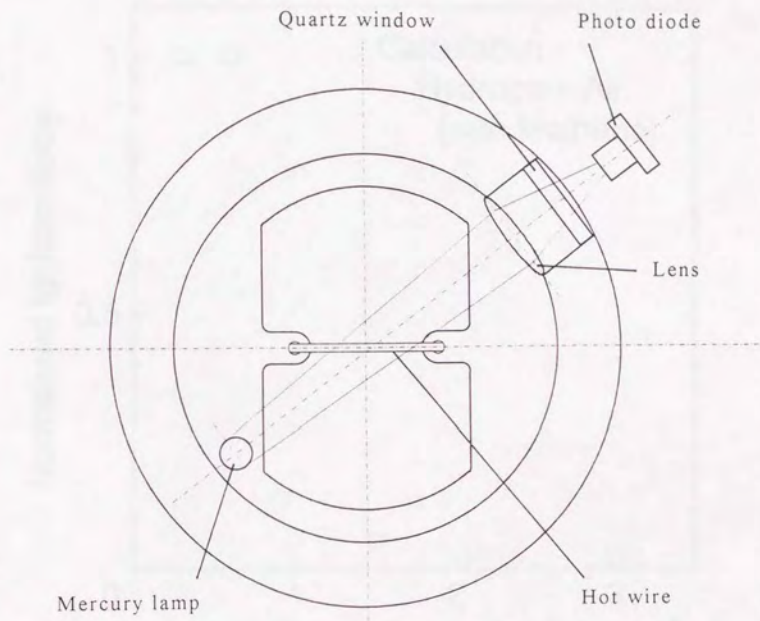


図4-19 オゾン濃度測定装置の概略図。

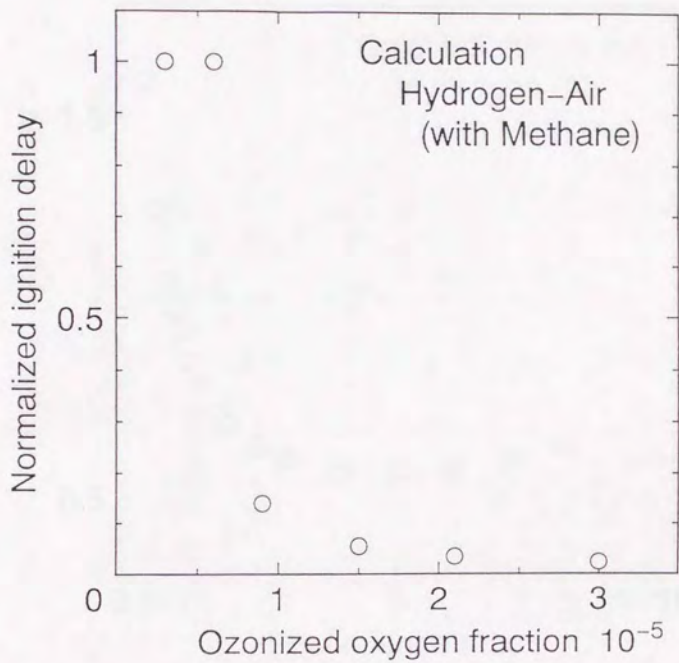


図4-20 数値解析による点火遅れに及ぼすオゾンの影響
 (メタンを含む水素-空気混合気、横軸はオゾンに変換された酸素の割合)。

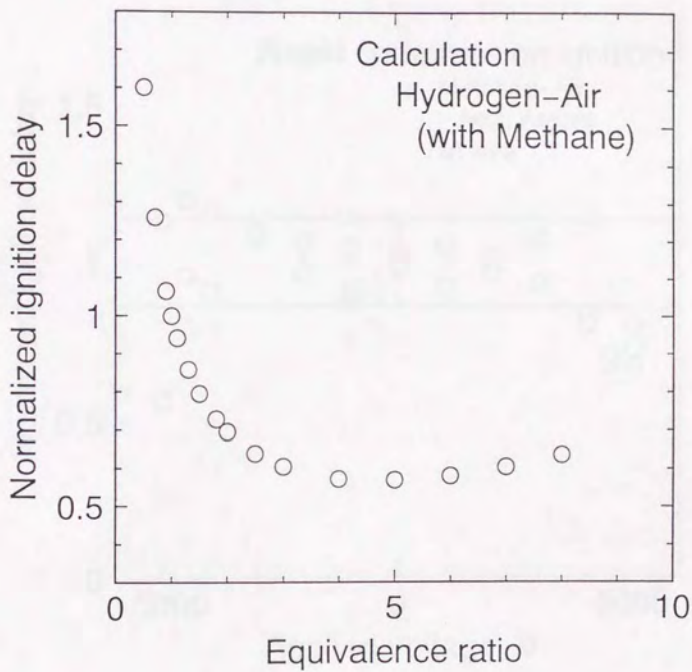


図4-21 数値解析による点火遅れに及ぼす当量比の影響

(メタンを含む水素-空気混合気)。

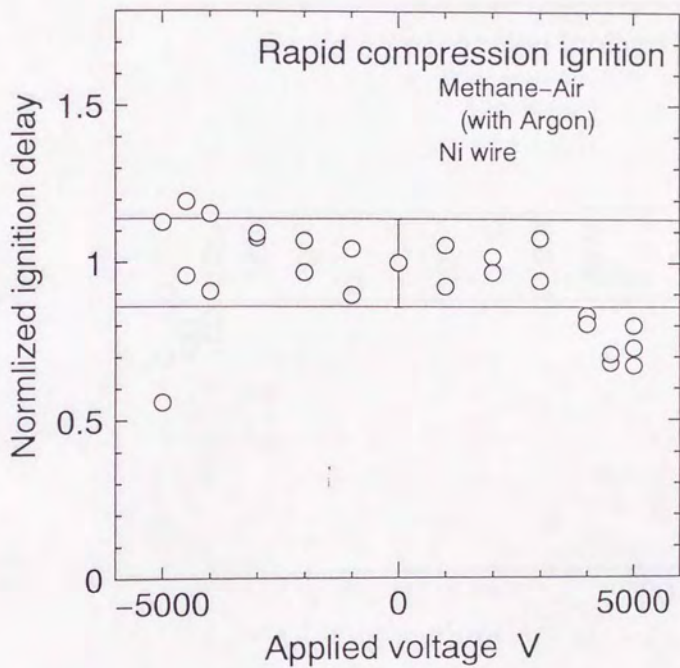


図4-22 急速圧縮点火の点火遅れに及ぼす電界の影響
(メタン-空気-アルゴン混合気、ニッケル線を用いた実験結果)。

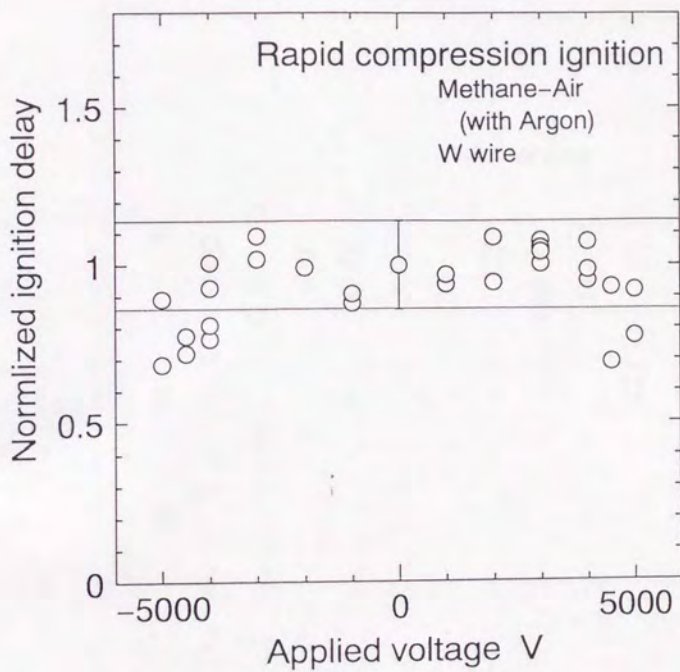


図4-23 急速圧縮点火の点火遅れに及ぼす電界の影響
(メタン-空気-アルゴン混合気, タングステン線
を用いた実験結果)。

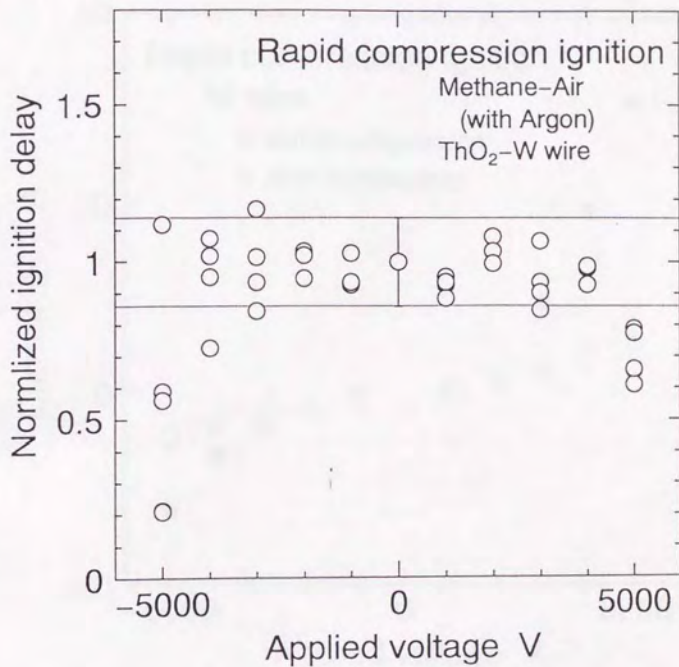


図4-24 急速圧縮点火の点火遅れに及ぼす電界の影響
(メタン-空気-アルゴン混合気, トリエテッド
タングステン線を用いた実験結果)。

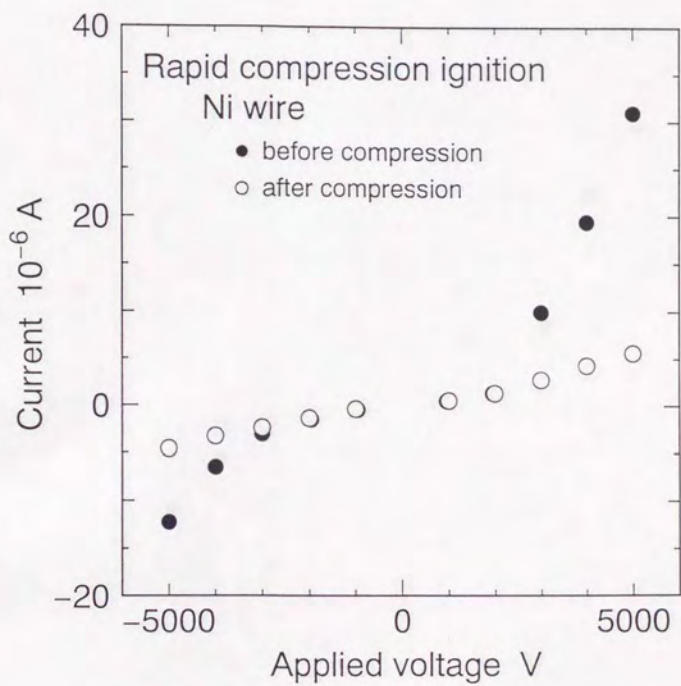


図4-25 急速圧縮点火における放電電流

(メタン-空気-アルゴン混合気, ニッケル線を用いた実験結果)。

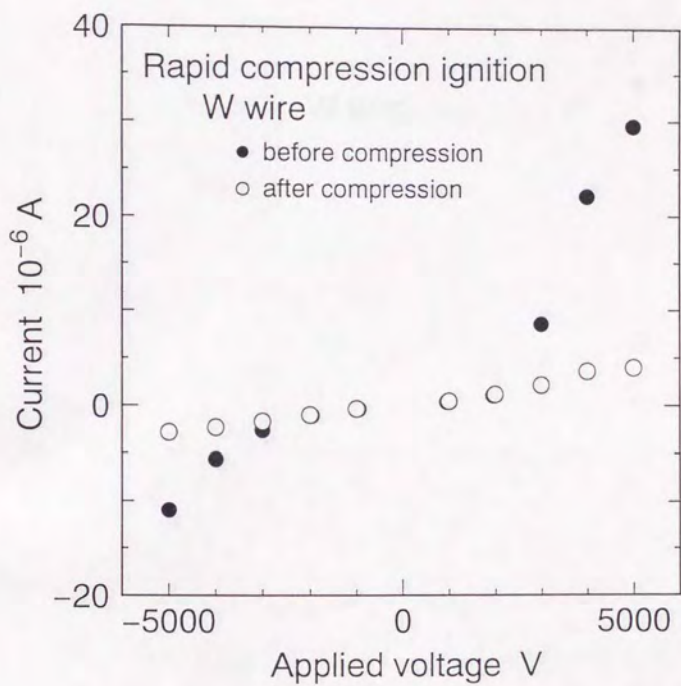


図4-26 急速圧縮点火における放電電流

(メタン-空気-アルゴン混合気, タングステン線を用いた実験結果) .

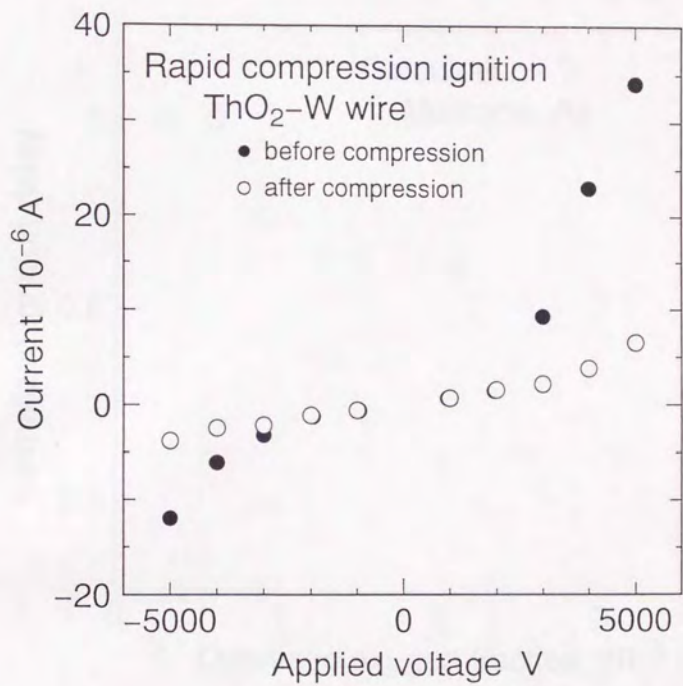


図4-27 急速圧縮点火における放電電流

(メタン-空気-アルゴン混合気, トリエテッド
タングステン線を用いた実験結果) .

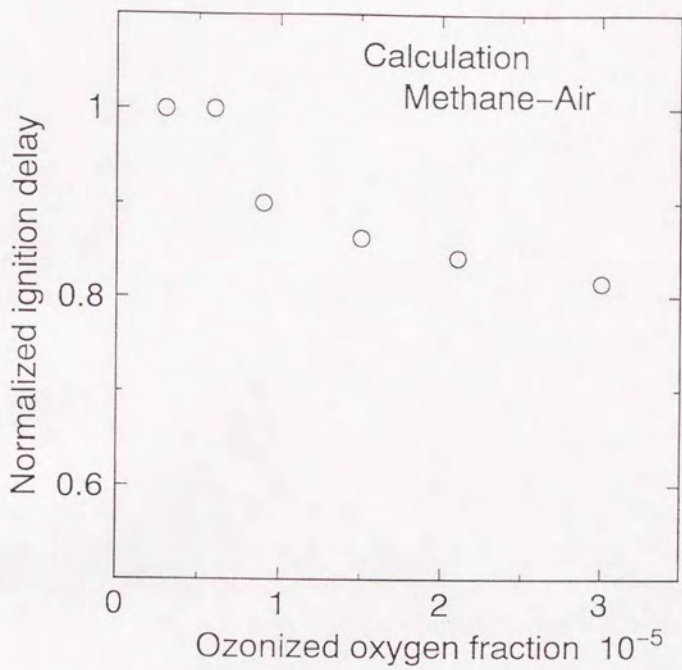
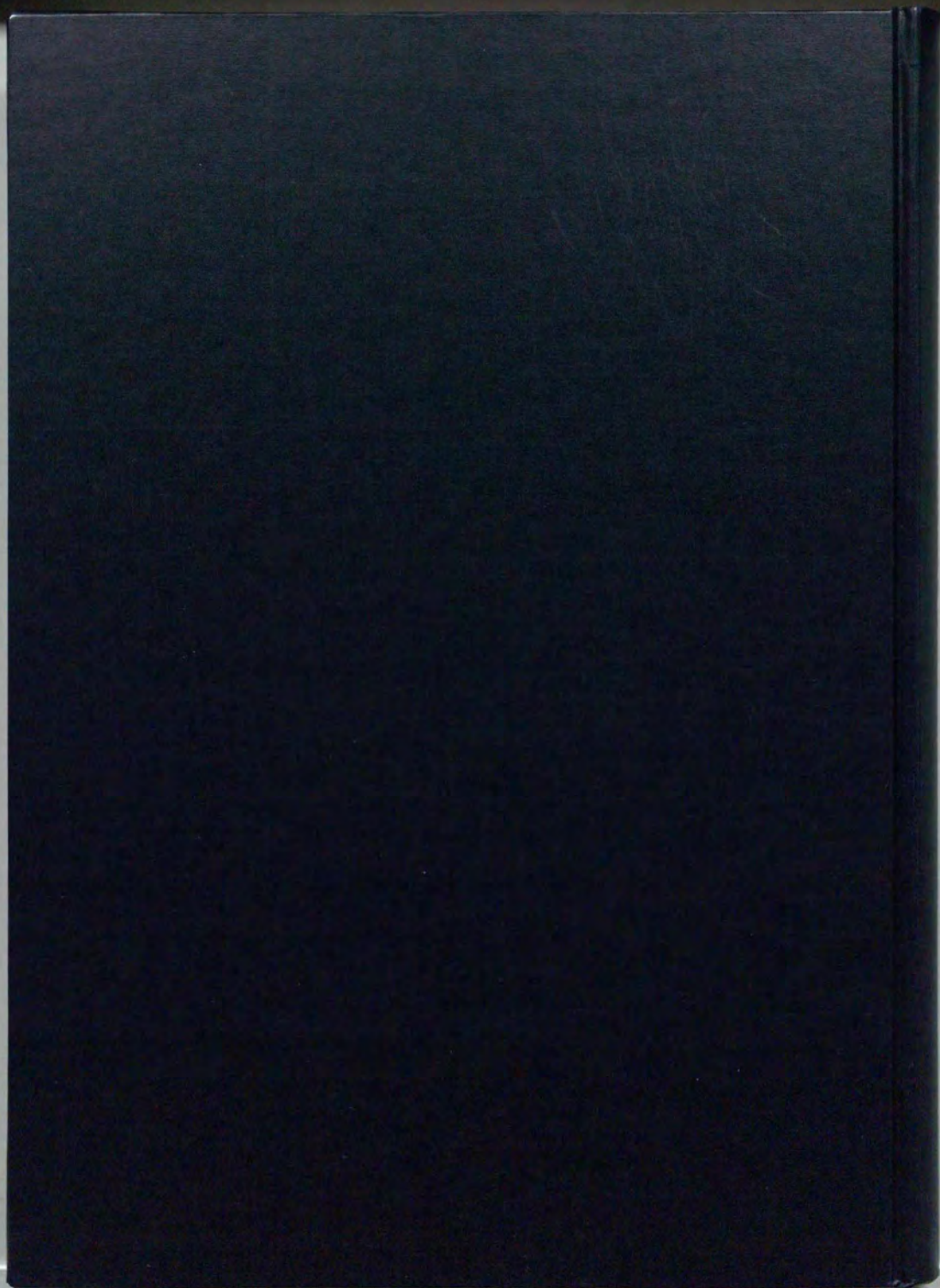


図4-28 数値解析による点火遅れに及ぼすオゾンの影響

(メタン-空気混合気，横軸はオゾンに変換された酸素の割合)。



inches
cm 1 2 3 4 5 6 7 8

Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



Kodak Gray Scale

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19



© Kodak, 2007 TM Kodak