UDC 533.951: 537.563.2

論 文

49-A 26

電磁衝撃波の電離緩和

名古屋大学 牧 平 経 市
 名古屋大学 南 一 男
 名古屋大学 安 田 明 生
 名古屋大学 武 田 進

1. ま え が き

強い衝撃波 (shock wave) の波面背後での電離緩和現象は、衝撃波の研究において特に興味を持たれている問題の一つである。衝撃波面背後での電離は、波面直後では電子の数が少ないために、原子-原子衝突による電離が支配的であり、以後、電子密度の増大に伴って電子-原子衝突による電離過程が支配的になってくると考えられている^{(1)~(3)}。両者ともに2段階の過程が提唱されている。基底状態にあった原子が1回の衝突で直接電離されるのではなく、励起状態にまず上げられ、次の衝突により電離されるというものである。そうして、この2段階の過程において、全体としての反応速度を支配しているのは、基底状態から励起状態に上げられる過程⁽¹⁾⁽²⁾である。

こうして行なわれる電離緩和の時間の測定が、種々の実験条件について調べられている。Merilo 氏ら⁽⁴⁾は希有ガスについて、圧力衝撃波管におけるこれまでの多くの研究者の実験データを集め検討している。それによれば、アルゴンについての研究は多く行なわれており、実験と理論値との良い一致が得られている。しかし、キセノンについては実験と理論の一致は得られていない。実験値にも大きなばらつきがあり、今後

の測定が待たれている。なお電離緩和は、不純物ガス濃度が高くなるにつれて速くなることが、圧力形衝撃波管を用いたアルゴンについての実験で報告⁽¹⁾⁽⁵⁾されている。

このような定常な衝撃波を発生しうる圧力形衝撃波管における報告は多いが、衝撃波が一般に非定常な電磁衝撃波管による電離緩和の測定は少ない。そこで、筆者らは T 形電磁衝撃波管において、アルゴン、キセノンについて衝撃波面背後での電子密度の時間変化をレーザ光の干渉測定により測定し、電離緩和の様子を調べて理論値と比較、検討した。

2. 理 論 計 算

衝撃波フロント背後の電子温度、気体温度、電離度の変化は理論的に計算される⁽⁶⁾。ここでは、さらに計算を拡張して電子密度の上昇のみに注目し、われわれの実験条件に対して数値計算した。

〈2・1〉 基礎方程式 定常な一次元流を考え、流れの各点で全粒子を含めての質量、運動量、エネルギーの保存がなりたち、さらに電子ガスのみに関しての質量、エネルギーの保存の式がなりたつことを解析の出発点とする。これらの式は次のように書かれる。

$$\rho u = \rho_1 u_1 \dots\dots\dots (1)$$

$$P + \rho u^2 = \rho_1 (RT_1 + u_1^2) \dots\dots\dots (2)$$

$$i + \frac{u^2}{2} = \frac{5RT_1}{2} + \frac{u_1^2}{2} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{dn_e}{dx} = \frac{1}{u} \frac{dn_e}{dt} \dots\dots\dots (4)$$

Ionization Relaxation of Electromagnetically Produced Shock Waves. By T. MAKIHIRA, Non-member, K. MINAMI, Member, A. YASUDA, Member & S. TAKEDA, Member (Department of Electrical Engineering, Nagoya University).

牧平経市: 名古屋大学工学部電気工学科

南 一男: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科講師

安田明生: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科助手

武田 進: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科教授

$$\frac{dT_e}{dx} = 2 \left(\frac{m_e}{m_A} \right) \frac{v_{eA} + v_{eI}}{u} (T - T_e) - \frac{2}{3} \frac{(\partial n_e / \partial t)_e \Theta_{\text{ion}}}{n_e u} \dots\dots\dots (5)$$

$$P = \rho R (T + \alpha T_e) \dots\dots\dots (6)$$

$$i = \frac{5}{2} R (T + \alpha T_e) + \alpha R \Theta_{\text{ion}} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 ρ : 質量密度、 u : 流れの速度、 n_e : 電子密度、 x : 流れの方向にとった座標、 t : 時間、 T_e : 電子温度、 T : 中性気体温度でイオン温度はこれと等しいとしている、 m_e, m_A

電子、原子の質量、 v_{eA}, v_{eI} : 電子-原子、電子-イオン間の実効衝突周波数、 $(\partial n_e / \partial t)_e$: 電子-原子衝突による電離の割合、 Θ_{ion} : 原子の第1電離電圧、 R : 気体定数、 α : 電離度

(1)~(3)式の右辺は上流の状態を表わす量で、添字1を付した。添字のない量は各瞬間の値である。

衝突電離過程としては電子-原子間と、中性原子-原子間の衝突によるものと考え、2段階電離過程のみを考える。さらにその逆過程も考えるので、次の反応に従って

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_M = k_{fM}(T_M) n_A n_M - k_{rM}(T_M) n_e^2 n_M = k_{rM}(T_M) n_M \{ K_{eq}(T_M) n_A - n_e^2 \} \dots\dots\dots (9)$$

$$k_{fM}(T_M) = S_{AM}^* \left\{ \frac{32}{\pi} \left(\frac{m_A + m_M}{m_A m_M} \right) \right\}^{1/2} (k T_M)^{3/2} \times \left(\frac{\Theta_{A,1}^*}{2 T_M} + 1 \right) \exp \left(- \frac{\Theta_{A,1}^*}{T_M} \right) \dots\dots\dots (10)$$

$$K_{eq}(T_M) = \frac{2 Z_I^e}{Z_A^e} \left(\frac{2 \pi m_e k T_M}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{\Theta_{\text{ion}}}{T_M} \right) \dots\dots\dots (11)$$

$$k_{rM}(T_M) = k_{fM}(T_M) / K_{eq}(T_M) \dots\dots\dots (12)$$

と書ける。ここに、各記号は以下のことを意味している。 A, A^*, A^+ : 中性原子、励起原子、イオン、 M : 電子または原子(以下、電子のときは、 $M=e$ 、原子のときは $M=A$ を意味する。添字においても同じである)、 $(\partial n_e / \partial t)_M$: M 粒子と原子との衝突電離により生

ずる電子数の割合、 k_{fM}, k_{rM} : (8)式の電離の進む方向と再結合の進む方向のそれぞれの全過程の反応速度定数、 K_{eq} : 電離と再結合の詳細つり合い (detailed balance) の平衡定数、 n_A : 原子の数密度、 n_M, T_M, m_M : M 粒子の数密度、温度、質量、 $\Theta_{A,1}^*$: 原子の第一励起電圧、 S_{AM}^* : 原子が M 粒子により励起されるとき励起断面積の電子エネルギーに対する傾き、 k : Boltzmann 定数、 h : Planck 定数、 Z_I^e, Z_A^e : 電子励起の分配関数である。

(1)~(3)、(6)、(7)式から、 ρ, p, i を消去して u, T を求め、さらに(5)、(9)~(12)式の関係式を用いて、(4)式の電子密度に関する微分方程式を電子計算機により数値計算した。 T_1, ρ_1, u_1 に初期値を与え、さらに α, T_e にも初期値を与えなければならない。ここでは α, T_e の初期値に $\alpha_0 = 10^{-5}$ 、 $T_{e0} = 10^4 \text{K}$ を与えた。計算に必要とした各定数は第1表に示す。

次に電子-イオン間の衝突周波数としては、次の式を用いた。

$$v_{eI} = \frac{2 \pi e^4}{9 k^2 T_e^2} \left(\frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e \ln \left(\frac{9 k^3 T_e^3}{4 \pi e^6 n_e} \right) \dots\dots\dots (13)$$

一方、 v_{eA} については

$$v_{eA} = n_A \left(\frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{eA} \dots\dots\dots (14)$$

とおいたときの Q_{eA} について、アルゴンの場合⁽⁷⁾は

$$Q_{eA} = \begin{cases} (-0.35 + 0.775 \times 10^{-4} T_e) \\ \times 10^{-16} (\text{cm}^2) & (10^4 < T_e < 5 \times 10^5 \text{K}) \\ (0.39 - 0.551 \times 10^{-4} T_e + 0.595 \\ \times 10^{-8} T_e) \times 10^{-16} \\ (\text{cm}^2) & (T_e \leq 10^4 \text{K}) \end{cases} \dots\dots\dots (15)$$

キセノンの場合⁽⁸⁾は、

$$Q_{eA} = \begin{cases} (-2.8 + 1.52 \times 10^{-3} T_e) \\ \times 10^{-16} (\text{cm}^2) & (5,000 \text{K} < T_e) \\ (4.0 - 0.8 \times 10^{-3} T_e + 0.2 \times 10^{-6} T_e^2) \\ \times 10^{-16} (\text{cm}^2) & (T_e \leq 5,000 \text{K}) \end{cases} \dots\dots\dots (16)$$

という実験式を用いた。

〈2.2〉 電子密度の時間変化 第1図にアルゴン 2 Torr についての電子密度の時間変化を、マッハ数 M

第1表 数値計算に用いた定数

Table 1. Numerical constant used for calculations.

	$m_A \times 10^{23} (\text{g})$	$S_{Ae}^* \times 10^{18} (\text{cm}^2)$	$S_{AA}^* \times 10^{19} (\text{cm}^2)$	$\Theta_{A,1}^* (\text{eV})$	$\Theta_{\text{ion}} (\text{eV})$	$2Z_I^e/Z_A^e$	$R \times 10^{-8} (\text{erg/gK})$
Ar	6.628	7.0 ⁽⁴⁾	1.2 ⁽⁹⁾	11.6	15.8	12	2.082
Xe	21.79	53 ⁽¹⁰⁾	0.18 ⁽⁹⁾	8.45	12.1	8.7	0.606

第 1 図 マッハ数をパラメータとし Ar 2 Torr の場合の電子密度の時間変化

Fig. 1. Time variations of the electron density for Ar at $p_1=2$ Torr for various Mach numbers.

第 2 図 初期圧をパラメータとし Ar における $M=13$ の場合の電子密度の時間変化

Fig. 2. Time variations of the electron density for various initial pressures of Ar at $M=13$.

をパラメータとして示した。なお、計算においては座標軸は場所 x を用いるが、図ではその衝撃波面からの距離を衝撃波の速度で除すことにより時間に書き直している。以下の各図も同様である。第 2 図は同じくアルゴンについてマッハ数を 13 に固定し、気体の初期圧を変えたときの電子密度の変化を示したものである。

次に波面における電離度 α_0 は、衝撃波面前方に存在するプリカーサ電子によって起こるものである。この存在が波面背後での電離にどのような影響を与えるかを調べるために、その値を変えて計算した結果を第 3 図に示す。右の実線は第 2 図の 2 Torr の場合と同じ曲線である。それに対して、 $\alpha_0=10^{-3}$ 、 10^{-2} の場合には一点鎖線のように、元の曲線を左にほぼ平行移動したようになっている。このような高い α_0 の

第 3 図 Ar で $p_1=2$ Torr, $M=13$ の場合に不純物の効果を考慮して求めた電子密度の時間変化

Fig. 3. Time variations of the electron density by considering impurity effects for Ar at $p_1=2$ Torr and $M=13$.

プリカーサ電子は存在しているわけではない。 $\alpha_0=10^{-5}$ 、 10^{-6} ではほとんど変化はなく実線上にのる。なお、電子温度の初期値を変えてみたが、それをたとえ、1,000K に与えても 10,000K に与えても、始めのうちの少しの違いを除いて、他の部分ではほとんど違いは認められなかった。

電離電圧も励起電圧も低い不純物ガスが混入、増大したときに元のガスの電離電圧、励起電圧が下がったものと仮定して計算をしてみた。励起電圧、電離電圧を下げることは、それぞれ(10)、(11)式において k_{FM} 、 K_{eq} をより大きく評価することに相当している。言い替えると、電離係数、平衡定数が大きくなり、電離が起こりやすくなるという形で不純物の効果を考察する。電離電圧を 1eV 下げた場合には、第 3 図に θ_1 で示したような実線上をたどり、最後の電離平衡に達する直前に、その曲線から離れていくぶん高い電子密度の値に落ち着いた。一方、励起電圧を 1eV 下げて計算したところ、同図の θ_1^* に示されているように電子密度の平衡値は元の値と変わらず、電離緩和の速度だけが速くなっていることがわかった。実験では後に見るように、理論曲線に比べて電子密度の上昇をきたすよりは、むしろ立上りが速くなる。したがって、試料気体の励起電圧を少し下げて計算した結果が実験の傾向と一致している。図示していないが計算の結果では、このような電離緩和の速度の変化はマッハ数の小さい場合ほど大きい。

次に、キセノンについてアルゴンと同様の計算をした。マッハ数のみを変えたときを第 4 図に示す。最終

第 4 図 マッハ数をパラメータとし Xe 1 Torr の場合の電子密度の時間変化

Fig. 4. Time variations of the electron density for Xe at $p_1=1$ Torr for various Mach numbers.

段階における電子密度の上昇がきわだっているのが特徴的である。図示していないが励起電圧を下げて計算した結果は、アルゴンの場合と同じように電子密度の立上りが速くなり、その最大値は変わらない。

3. 実験装置および実験方法

第 5 図に実験装置、測定系の概略図を示す。実験には T 形電磁衝撃波管 (通称 T-tube) を用いた。その充電コンデンサの容量は $16\mu\text{F}$ 、これを $8\sim 13\text{kV}$ に充電し、三点ギャップスイッチを通して内径 1.8cm のガラス管中に放電し、マッハ $10\sim 20$ くらいの衝撃波を発生させた。真空系は油回転ポンプ、油拡散ポンプを利用して 8×10^{-6} Torr くらいまでひいた。コックを閉じ、T-tube を真空ポンプから切り離して測定したアウトガス、漏れガスの割合は、コックを閉じたのち 30 秒以内に元の 2 倍の圧力になり、以後の上昇は 1.5×10^{-6} Torr/min 以下である。定性的な質量分析の結果では、衝撃波管に封入された試料ガス中には、不純物ガスとして、水蒸気、水素、窒素などが検出された。これらは排気系の不十分のために残留ガスが 10^{-3} Torr 程度残っているためである。そして一度放電した後の同じガスについての分析では、放電前との間に

第 5 図 実験装置の概略図

Fig. 5. Schematic diagram of experimental apparatus.

は顕著な違いは認められないが、水蒸気、窒素などが増加していた。

衝撃波管の放電電極から 25cm および 50.5cm 離れた所に石英ガラス板の観測窓を取り付けた。そしてレーザー光を観測窓に通し、通過させて衝撃波で発生させたプラズマの電子密度の時間変化を測定した。測定方法は光学干涉測定を用いた。中性粒子、電子の密度変化により気体の屈折率は変化する。それに基づく干渉じまのフリンジの変化数 N と中性粒子密度 n_0 、電子密度 n_e との関係は、周知のように

$$N = A \left(1 + \frac{B}{\lambda^2} \right) \frac{D}{\lambda} \quad \text{中性粒子} \dots \dots \dots (17)$$

$$N = \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{L}{\lambda} \quad \text{電子} \dots \dots \dots (18)$$

と書き表わされる。ここに、 A と B は気体の種類により決まる定数である⁽¹¹⁾。 L は光路長、 D は n_0 と L との積である。 L はここでは光がプラズマ中を往復する場合を考えているので、衝撃波管の直径の 2 倍を用いた。また $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ は電子プラズマ角周波数、 ω は観測光の角周波数である。

測定用の光源は He-Ne レーザ光 $6,328\text{\AA}$ を用い、Michelson 干渉計による干渉測定を行ない、また He-Ne レーザ赤外光 3.39μ を使って Ashby 形⁽¹²⁾ の干渉計により、干渉じまのフリンジ変化量を測定した。 $6,328\text{\AA}$ の測定系の応答時間は $0.1\mu\text{s}$ 以内、一方、赤外光検出器は常温で動く物を用い、その応答時間は $1\mu\text{s}$ である。種々の条件での電子密度の測定に $6,328\text{\AA}$ と 3.39μ とを適当に用いた。中性粒子密度の上昇は屈折率を増大させ、電子密度の上昇は気体の屈折率を減少させるようなふるまいをする。したがって、両者の密度変化に基づく干渉波形のフリンジの変化の方向は互いに逆向きである。

次に速度の測定には、従来からいろいろな方法が用いられている⁽¹³⁾。筆者らは、衝撃波面では中性粒子の密度に急激な傾斜があるので、この面に平行にレーザービームを入射すれば、光は密度の高い側に曲げられる

第 6 図 マッハ数の測定

Fig. 6. Measurements of the velocity of shock waves.

性質を利用して、2点で衝撃波面の位置を決定し、速度を求めた。第6図の原理図により、石英ガラス板の観測窓に直角にレーザービームを入射し、観測窓から5m離れた所にスリットを設け、その後に光電子増倍管を置きレーザを受光する。その入射光の強度に変化が生ずる時刻をもって衝撃波の到着時刻とする。8mmの間隔を置いて2本のビームを観測窓に入射し、両ビームへの衝撃波面の到着の時間差を測定し速度を求めた。マッハ数の測定誤差は10%くらいである。

4. 電子密度の測定結果

第7図に $6,328\text{Å}$ で Michelson 干渉計により観測したフリンジ波形を示す。点aの所で衝撃波面がレーザービームの所に達し、それから衝撃波により圧縮されて、密度の上昇した中性粒子によるフリンジの変化が現われている。点b付近で電子の影響が現われ始める。電離が急速に進んでいるために、中性粒子により起こされたフリンジは見かけ上減少していく。c点で中性粒子によるフリンジの変化量と、電子によるそれとが全く等しくなり、全体として打ち消し合ってゼロとなっている。電離がさらに進んでいるために、電子密度の上昇が続きフリンジの変化がc点をこして起こっている。そしてd点で最大になる。以後は電子密度の下降に伴ってフリンジも元にもどっていく。

同図(a)は衝撃波管中に試料ガスをつめてのち最初の放電時のものであり、(b)図は続いて同じガスを用いて行なった放電時のものである。筆者らはさきに衝撃波面前方に存在する電離気体プリカーサの電子密度

(a) 1回目

(b) 2回目

第7図 $6,328\text{Å}$ の場合の干渉波形 (Ar で $p_1=7.2\text{Torr}$, $M=14$, $2\mu\text{s}/\text{単位}$)

Fig. 7. Example of the oscilloscopic trace of interferometer of the light of $6,328\text{Å}$ for Ar at $p_1=7.2\text{Torr}$ and $M=14$ (a): first shot, (b) second shot.

第8図 第7図(b)から求めた電子密度の時間変化

Fig. 8. Time variations of the electron density calculated from traces of Fig. 7.

測定を行なったときに、1回目と2回目の放電で密度の変化の様子に大きな違いを認めた⁽¹⁴⁾。衝撃波面背後における電離緩和現象にも、両者の間に幾分かの違いが見受けられることが図に示されている。図でb-c-d間を比較すると、1回目よりも2回目のほうがフリンジの変化が急になっていることがわかる。

第7図で観測されたフリンジ波形から求めた電子密度の変化の様子を描いたのが第8図である。その計算をする際には、中性粒子密度はb点以後ではもとの4倍⁽¹⁵⁾になっていて、一定であると仮定している。図には $\theta^*=11.6\text{eV}$ に対する計算値と、励起電圧を下げた計算した結果を破線で示した。それらによると、1回目の放電時でもすでに計算結果から予測される電離緩和時間の半分くらいの立上り時間になっている。2回目は1回目に比べて $2/3$ くらいの時間で速く平衡に達している。1回目、2回目ともに電子密度の最大値

(a) 1回目

(b) 2回目

第9図 3.39μ 赤外光による干渉波形 (Ar で $p_1=3\text{Torr}$, $M=13$, $4\mu\text{s}/\text{単位}$)

Fig. 9. Examples of the oscilloscopic trace of interferometer of 3.39μ for Ar at $p_1=3\text{Torr}$ and $M=13$, $4\mu\text{s}/\text{div}$ (a): first shot, (b) second shot.

はあまり変わらず、電離の立上りが速くなっている。2回目の場合には、電子密度の変化の様子は励起電圧を下げて計算を行なった曲線の一つによく合っており、励起過程が全体の電離過程の中において重要な役割を果たしていることを示唆している。しかし、1回目の場合は一致する曲線はない。したがって、励起電圧を下げて計算してみたことが、電子密度の立上りが速くなることの十分な説明になっているとは考えにくい。なお、 b 点付近では電子によるフリンジの変化量が小さいために、読み取り誤差は大きく 20~30% と考えられる。

第9図は 3.39μ で Ashby 形干渉法により観測したフリンジの変化である。(a), (b) 両図ともに上の信号が干渉波形で、下の波形はプラズマから放射される光を光電子増倍管で干渉波形と同時に同じ所で測定したものである。 3.39μ を使用しているので、中性粒子密度変化によるフリンジ変化はごく少し見受けられるだけである。

次に、第10図にキセノンについて、マッハ数を変

(a) $M=9.5$

(b) $M=11.5$

(c) $M=13.7$

各写真で上の波形は $4\mu\text{s}/\text{単位}$ 、下は $20\mu\text{s}/\text{単位}$

第10図 3.39μ 赤外光による干渉波形
(Xe で $p_1=3\text{Torr}$)

Fig. 10. Example of the oscilloscopic traces of interferometer of 3.39μ for Xe at $p_1=3\text{Torr}$. The upper trace is $4\mu\text{s}/\text{div}$, and the lower trace is $20\mu\text{s}/\text{div}$ for each photograph.

第11図 第10図(b)から求めた電子密度の時間変化

Fig. 11. Time variation of the electron density calculated from Fig. 10 (b).

えたときのフリンジ波形の様子を示した。各写真で上の信号は、下の信号のフリンジ変化開始部分を横軸についてのみ5倍に引き伸ばしたものである。電離緩和時間減少の様子とフリンジ数増大の傾向がみられる。第11図に第10図(b)のフリンジ波形から、中性粒子によるフリンジの寄与が一定であると仮定して計算した電子密度の時間変化を示す。

5. 電離緩和時間

電離緩和時間 τ は衝撃波面から計って電子密度がその平衡値の 70% になるまでの所要時間をとることにしている⁽¹⁾。このとき注意しなければならないことは衝撃波面の位置を正確に測定することである。たとえば、マッハ 17 の場合に電子密度が 10^{15}cm^{-3} 以上を測定できる測定方法を用いた場合には、第1図、第4

実線：理論値、破線：Petschek 氏らによる値
○：1回目、●：2回目およびそれ以後

第12図 $p_1\tau-T_0^{-1/2}$ 図 (Ar)

Fig. 12. $p_1\tau-T_0^{-1/2}$ diagram for Ar. The broken line is calculated by Petschek and Byron for impurity level of $5\times 10^{-5}\text{Torr}$. ○: first shot, ●: other shot.

第 13 図 $p_1\tau-T_0^{-1}$ 図 (Xe)

Fig. 13. $p_1\tau-T_0^{-1}$ diagram for Xe. The real line is theoretical. ●: present experiment, ○: measured by Smith.

図からわかるように測定器に検出されるのにすでにそれぞれ $1\mu s$, $10\mu s$ 程度衝撃波面から遅れ, 電子密度の検出限界を波面と考えれば τ の決定に大きな誤差になる。筆者らが用いたレーザ干渉測定では, アルゴンもキセノンの場合も中性粒子密度変化によるフリンジ変化により衝撃波面の位置を決めているので, そのような誤差は除かれた。

こうして決められる τ と初期圧 p_1 との積を求め, 波面の位置での気体温度の初期値 T_0 の逆数との関係を, アルゴン, キセノンに対して図示したのが第 12 図および第 13 図である。実線で書かれている計算値は, 他の研究者により多少異なる方法で計算されたものと良く合っている。アルゴンの場合には, さらに Petschek 氏と Byron 氏が圧力衝撃波で 5×10^{-5} Torr の不純物を考慮した曲線も図に破線で示した。アルゴンの場合, 同じマッハ数では確実に白丸よりも黒丸のほうが小さな値であり, 電離緩和時間が短くなっていることを示している。測定値はともにマッハ数の大きな所では計算値に近いが, マッハ数が小さな所では次第に大きくはずれる。第 13 図の黒丸で示したキセノンについての筆者らの実験値は, 筆者らと良く似た実験領域で実験している白丸で示した Smith 氏⁽¹⁶⁾の圧力衝撃波での実験値よりも大きな値であり, 計算値よりも小さな値になっている。

6. 討 論

アルゴンにおいて残留ガス, アウトガス, 漏れガスの増加の割合に基づいて評価した不純物気体濃度をパラメータとして τ の変化が調べられ, τ は不純物の濃度の上昇とともに短くなって行くことが, 圧力衝撃波管について Petschek 氏⁽¹⁾, Kamimoto 氏⁽⁵⁾によ

って報告されている。Petschek 氏らの場合には, 不純物の濃度が 10^{-6} 付近でその濃度が 1 けた増加したときに τ が $1/2 \sim 1/2.5$ になっている。また, Kamimoto 氏らの場合にも, もっと濃度の悪い所で不純物が増加したとき, やはり τ が $1/2$ くらいになっている。筆者らのさきのプリカーサの電子密度測定では, 1 回目と 2 回目の密度の変化の様子が違ったことの理由を, 1 回目の放電により電極, 壁などから放出された電離電圧の低い不純物原子が, 2 回目の放電の際の電離に大きな役割を果たしているものと考えた。そのような不純物原子が衝撃波面背後での電離に与える影響は, 第 7 図～第 9 図, 第 12 図でも認められた。それから 2 回目の τ はだいたい 1 回目の $2/3$ になっていることがわかる。これらを総合してみると数 Torr 付近のアルゴンで, マッハ $10 \sim 15$ くらいの所で残留不純物ガスの濃度の違いにより, 直接測定比較された $p_1\tau$ の減少は $1/1.5 \sim 1/2.5$ 程度の範囲に収まっている。この程度を不純物の効果と考える。

残留不純物による効果を, 計算において実効的に調べた結果の第 3 図によれば, 電離過程の中で励起電圧が重要なカギを握っており, 基底状態から励起状態へ移る過程が全体の電離過程の中で重要である。第 12 図にプロットされている測定値は, マッハ数の小さな所において計算値からはずれが著しい。不純物の効果は筆者らの実験領域では, τ を $1/1.5 \sim 1/2.5$ 程度以上には短くしていないから, この測定値のさらに大きなずれを不純物の効果だけで説明するのは無理である。マッハ数が 15 以上では計算値とかなり合っていて, 電磁駆動形の衝撃波でも理論的に予測されるものに近い衝撃波になっているものと考えられる。

次にキセノンについて, Smith 氏の実験条件から推定すると不純物量は $1 \sim 2 \times 10^{-4}$ Torr 程度と考えられる。試料気体の封入初期圧は $0.1 \sim 1.5$ Torr であり, 筆者らの 1 回目の放電の場合よりかなり不純物濃度が高い。Smith 氏は不純物ガスの τ への影響について Klein 氏のデータを引き, 低いマッハ数の所では初期圧 0.1 Torr のときには 0.5 Torr のときの $p_1\tau$ に比べて $1/2$ の値になっており, 不純物の影響としている。Smith 氏自身のデータでも同じような傾向が見られるが, 0.5 Torr 以上でマッハ数 13 付近での不純物の効果は $\pm 30\%$ 以内であるとしている。筆者らの実験では, 1 回目, 2 回目……と放電した場合の τ の変化はアルゴンの場合よりも小さく, むしろ各放電ごとのばらつきのほうが大きい。マッハ 11.5 で 3 Torr での不純物の効果, 放電ごとの再現性を含めての τ のばらつきは, ファクタ 2 程度である。マッハ数が 15 程度

以上では、計算値に近づき傾向は合ってくるが、絶対値は $1/1.5$ くらいの小さな値になっている。

低マッハ数の場合には、アルゴン、キセノンの場合とも不純物の効果以外の機構、たとえば境界層の効果⁽¹⁷⁾、電磁衝撃波の非定常性、衝撃波プラズマと駆動プラズマが十分に分離していないことなども考慮に入れて、さらに検討する必要があると思われる。

最後に、数値計算において $\alpha_0=10^{-5}$ を仮定して計算を行なっているが、衝撃波プラズマでは電子密度が $10^{11}\sim 10^{12}\text{cm}^{-3}$ 程度のブリカーサが測定されており⁽¹⁴⁾、この α_0 の値は不合理ではない。

終わりに、本研究にあたってガス分析について協力していただいた東芝総合研究所の平尾洋佐氏に深く感謝の意を表する。

(昭和48年8月7日受付, 同48年12月17日再受付)

文 献

- (1) H. Petschek & S. Byron: *Ann. Phys.* **1**, 270 (1957)
- (2) K.E. Harwell & R.G. Jahn: *Phys. Fluids* **7**, 214 (1964)
- (3) E.J. Morgan & R.D. Morrison: *Phys. Fluids* **8**, 1608 (1965)
- (4) M. Merilo & E. J. Morgan: *J. Chem. Phys.* **52**, 2192 (1970)
- (5) G. Kamimoto & K. Teshima: *Trans. Japan Soc. Aero Space Sci.* **15**, 141 (1972)
- (6) M.I. Hoffert & H. Lien: *Phys. Fluids* **10**, 1769 (1972)
- (7) M.Y. Jaffrin: *Phys. Fluids* **8**, 606 (1965)
- (8) 榎本・江角・川村: 電磁流体シンポジウム論文集 p. 108 (昭46)
- (9) A.J. Kelly: *J. Chem. Phys.* **45**, 1723 (1966)
- (10) A.J. Dixon & A. von Engel: *Int. J. Electronics* **25**, 233 (1968)
- (11) C.W. Allen: "Astrophysical Quantities" p. 86 (1955) The Athlone Press, University of London
- (12) D.E.T.F. Ashby & D.F. Tophcott: *Appl. Phys. Letters* **3**, 13 (1963)
- (13) たとえば、倉谷・土屋: 衝撃波の化学物理 p. 86 (昭43) 裳華房
- (14) 牧平・武田: 電学誌 **91**, 2151 (昭46)
- (15) たとえば、倉谷・土屋: 衝撃波の化学物理 p. 40 (昭43) 裳華房
- (16) J.A. Smith: *Phys. Fluids* **11**, 2150 (1968)
- (17) H. Mirels: *Phys. Fluids* **9**, 1907 (1966)