マイクロ波による電磁衝撃波の プリカーサの研究

牧平経市・武田 進

(名古屋大学)

(昭和 46 年 1 月 8 日受理)

§ 1 まえがき

強い圧力衝撃波管で最初に発見された衝撃波面前方に存在する電離気体，即ちプリカーサは⁽¹⁾，後に電磁衝撃波管でも観測されて居り，その研究は強い衝撃波の研究に関連して重要なテーマの一つである。プリカーサの存在と衝撃波プラズマのパラメーターとの関係を調べるという事だけでなく，プリカーサ自身，とりわけその生成機構に関する研究も今までかなり行なわれて来た。

生成機構については，これまでに幾つかの説が主張されている。衝撃波面背後の高密度プラズマからの電子の自由拡散であるとか^{(2)~(5)}，電圧波動による電離であるとか^{(6)~(10)}，主放電からの紫外線，X線等による光電離など^{(11)~(16)}が，その主なものである。自由拡散を主張する場合には，プリカーサの電子密度が電子の拡散によって支配される様な軸方向の減衰を示しているのみならず，プローブに流れ込む負の電流より，電子群のみの存在を認めている。その時電子密度は， 10^7 cm^{-3} 位であった³⁾。電離電圧波動を主張するのは，プリカーサが急峻な前面を持ち，波動的で，非常に速い $10^8 \sim 10^9 \text{ cm/sec}$ 程度の速度で伝播する事が観測されているからである。尚この時電子密度は，プリカーサの波面の背後ではほぼ均一分布を示し，その値は 10^{11} cm^{-3} 位であった。そして電子密度は，ある範囲で時間的，空間的減衰が殆んどない^{8,9)}。光電離の場合には，プリカーサの現われる時刻は大変早く，電子密度は空間的に衝撃波面の前方へ減衰する¹²⁾。横磁場を加えても，その電子密度を検出する信号に変化が認められないなどである¹¹⁾。この様に，色々と実験条件に応じて，観

Microwave Study on Precursor of Electromagnetically Produced Shock Waves, By T. MAKIHIRA & S. TAKEDA,
(Department of Electrical Engineering, Nagoya University)

測されているものが異なり，夫々の生成機構が考えられている。

我々は，前に 4 GHz のマイクロ波空洞共振法により，T型電磁衝撃波管の管軸上のある一点で，ブリカーサの電子密度の時間的変化を測定したが^(*)，更にその生成原因を明らかにする為に，電子密度の軸方向変化及び時間的変化を， 35 GHz のマイクロ波で直接測定し，考察を加えた。

ここで我々が観測したブリカーサの生成機構としては，拡散，電離電圧波等よりはむしろ放電時の強い光による光電離が重要な役割を持って居り，衝撃波面背後の高密度プラズマも，幾分寄与している事がわかった。尚管内の不純物の存在が，ブリカーサの生成機構に大きく寄与している事も，光による電離の考えを支持すると考える。

§ 2 実験装置と実験方法

実験には，T型電磁衝撃波管といわれて，第1図に示す様な形をした装置を使用した。それは，内径が約 2 cm ，長さが約 80 cm のガラス管である。コンデンサーの容量は， $16\text{ }\mu\text{F}$ で，これを 10 KV まで充電した後，火花スイッチを作動させて，管内の電極間に放電させて衝撃波を発生させた。

第1図 T型電磁衝撃波管

試料気体としては，空気，Ar，He，Ne の4種類を用い， $0.5\sim 2\text{ Torr}$ 付近の初期圧の所で実験を行なった。実験に於いては，T-tube 中に試料気体を詰めて後最初の放電をした時の電子密度 n_e の変化を各種の気体について調べた。更に，一度放電して管壁等から放出された不純物ガ

(*) 発表予定

マイクロ波による電磁衝撃波のプリカーサの研究

スによって汚された試料気体をそのまま利用して、二度目の放電をした時の n_e の変化の様子、値等を調べて一回目との比較をした。

測定には、35 GHz 帯マイクロ波干渉計を用いた⁽¹⁷⁾。軸方向の空間分解能を良くする為に、ホーンアンテナを用いず、第2図の様に導波管の一部を幾分太くした所に衝撃波管を貫通させ、そして干渉計全体をレールに乗せて管の軸方向に移動させて、 n_e の時間的空間的变化を各気体について調べた。軸方向の空間分解能は、約1 cmである。

第2図 測定部詳細図

電子密度の計算においては、近似的に衝撃波管の内径を通路長とし、又衝突頻度がマイクロ波の移相量へ影響する事は小さいとしてこれを無視した。クライストロン発振器は、その反射電圧に放電時の誘導が入って、周波数変化を受ける事を防ぐ為に、放電電極から約4 m遠ざけ、余分な測定誤差を生じないように充分注意を払った。そして測定系全体として、誘導による妨害は3 μ sec以内になっている事は、確認してある。

尚、衝撃波管の末端が真空ポンプに直結してあったり、プローブ等の電極が投入されていると、主放電の電流の一部が、これらに向かって分流する為、主放電と同時に全管内にわたってプラズマを作り、プリカーサと混合され易いので、構造としては主電極以外には、電極を何も入れないで、この様な不測の電流が流れないようにしてある。

§ 3 実験結果

第3図に、空気1 Torr の場合の1回目の放電時に於ける電子密度 n_e の時間変化を示す。パラメーターは、電極からの距離である。 n_e は速い立ち上がりを示し、初期放電後数 μsec には、 10^{12} cm^{-3} 以上になっている。又 n_e は、時間の初期に1つの極大値を持つ。その時刻は、電極からの距離によらない。各曲線の右端で線が、急上昇してこの測定地点に、衝撃波面背後で作られるプラズマが到着し、測定マイクロ波の遮断周波数以上の高い電子密度となっている事を示している。この高密度プラズマの n_e は、今回の実験では測定し

ていないけれども、類似の実験より 10^{17} cm^{-3} 以上⁽¹⁸⁾に達していると思われる。

次に第4図に示されたArの場合には、 n_e は空気と類似の時間変化を示すが、最初の極大値は余り目立たない。 n_e の値は、空気よりArの方が高かった。

第3図 空気1 torr の時のブリカーサの電子密度の時間変化

第4図 Ar 1 torr の時のブリカーサの電子密度の時間変化

第5図は、He 1 Torr の場合の1回目の放電時の n_e の時間変化である。この時は、空気やArの場合と異なって n_e に最初の極大は現われず、衝撃波面が測定地点に近づくにつれて単調に増加して行く。しかし n_e の値は、初期放電後、数 μsec 付近で空気、Arの時と同じく 10^{12} cm^{-3} 程度以上になっている。このHeの様な n_e の時間変化は、Neに対する1回目の放電時にも見られた。

第6図は、一度放電に使用したHeをそのまま用い、2回目の放電をした時の n_e の変化を示す。今度は、1回目と異なって時間の初期に極大を示す空気の場合と類似の変化に

変わっている。そしてその n_e の値も管軸の位置によっては、1回目より1桁位も大きくなっている。更に3回目の放電をした時には、2回目と余り変わらなかった。Neで2回目の放電の場合にも、Heと同様の傾向が見られた。He、Neで2回目の放電で新たに見られた n_e が極大となる時刻は、空気、Arの場合と同様管軸方向の位置によらずほぼ一定である。

第5図 He 1 torr の1回目の放電時のブリカーサの電子密度の時間変化

第6図 時間 (microsecond)

空気を試料気体とした場合には，2回目，3回目の放電に於ける n_e は，1回目と全く変わらなかった。Arの場合には，その極大値が1回目より少し大きくなり，極大を過ぎてからの n_e の減衰が少し速くなった。

4種類のいずれの気体の場合にも，衝撃波面背後の n_e の立ち上がりは，電極から離れた所程，即ち時間がたつ程急になっていた。衝撃波面直前の n_e のゆっくりした上昇は，時間が遅くなるにつれて，電極から速くに離れた所で測定するほど小さくなり，ついには殆んど見られなくなって行った。

第7図に観測波形の一例を示す。下の線はマイクロ波の干渉波形で，上の線は光電子増倍管による信号波形である。後者は，ライトパイプを第2図に示すように導波管の太い所に，管に垂直に取りつけて光を検出したものである。20 μ sec 付近に見られる大きな光の信号は，衝撃波プラズマがライトパイプの位置に到着した事を示す。最初の光の極大は，その大きさが衝撃波プラズマの光の信号と同程度である事から，ブリカーサよりの光の信号と言うよりは，むしろ電極付近からの放電時の光がもれて来て，ライトパイプに入ったものと思われる。

第7図

マイクロ波による電磁衝撃波のブリカーサの研究

一方マイクロ波の干渉波形を見ると、 $20\ \mu\text{sec}$ 付近で信号は急に変化していて、この時刻に衝撃波プラズマが観測地点に到着している事を示す。 $0\sim 20\ \mu\text{sec}$ までの信号の変化がブリカーサによるものである。ただし $3\ \mu\text{sec}$ 付近までは、放電時の誘導の為に正しい波形を示していない。ブリカーサの n_e の一番高い所は、 $5\ \mu\text{sec}$ 付近であって、上の光の信号の線が最初に極大となる時刻とはほぼ一致している。この時の n_e の値は $10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ 近くになっている。

第8図は、4種類の気体について、2回目の放電時の n_e の初期の極大値を各観測地点に対してプロットしたものである。各気体においても n_e は距離と共にほぼ指数関数的に減少している。第9図は、Ar について初期圧に対して、 n_e の軸方向変化がどのように変わるかを示したものである。初期圧が高い程、速く減衰している事がわかる。

第8図 電極からの距離 (cm)

第9図 種々の初期圧に於ける Ar の場合の電子密度の最初の極大値の軸方向変化

§ 4 討 論

以上の実験結果に基づいて、本実験で観測されたブリカーサの生成原因について考察する。He 1 回目と各試料気体の衝撃波面直前の部分については、最後にまとめて考察する事にして、時間的に初めの部分のブリカーサの生成原因を、拡散、電離電圧波動、光電離について考察する。

< 4.1 > 拡 散

放電電極付近あるいは衝撃波面背後の高密度プラズマからの自由あるいは両極性拡散を仮定してみる。

いずれの気体の場合に於いても、 $3 \mu\text{sec}$ 以前については、放電の誘導の為マイクロ波の信号を判別できないが、 $3 \mu\text{sec}$ 後には衝撃波管の広い範囲にわたって、例えば Ar の場合には電極から 34 cm より遠くまで、 n_e はほぼ 10^{12} cm^{-3} 以上に達している。これを衝撃波で出来るプラズマからの両極性拡散で説明しようとしてみると、軸方向に指数関数的に減衰しているとして、第 8 図より求められる減衰距離は Ar の場合約 15 cm であるが、これが近似的に $\sqrt{4Dt}$ に等しいとして、更に $t = 5 \times 10^{-6} \text{ sec}$ を代入し D を求めてみると、 $D \approx 10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$ となる。これだけ大きな両極性拡散係数値を与える為には、Ar の温度は $10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ 以上位の非常に高温でなければならないだろう。この様な高温は、この実験条件では期待されない。次に放電時に衝撃波プラズマの中でエネルギーの高い電子が単独に自由拡散していると考えてみる。 $T_e \approx 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ 位の電子の自由拡散係数は、 $10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 程度であり、 10^{16} cm^{-3} 位の源から 30 cm 位離れた所で 10^{12} cm^{-3} 位の値を与える事は不合理ではない。しかし、電子密度が 10^{12} cm^{-3} 位で、電子温度が $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ 位のプラズマでも、そのデバイ長は 10^{-3} cm にもならず、荷電分離が起こって電子のみの自由拡散になっているとは考えにくい。その上、 n_e が時間の初期に極大となる時刻が、気体の種類にも電極からの距離にもよらず、ほぼ一定であるという測定結果は、自由、両極性拡散どちらによっても説明する事はできない。又 He に於ける 1 回目と 2 回目で、充電電圧や試料気体の初期圧が一定であるにもかかわらず、 n_e の時間変化の様相を一変した事は、拡散によっては説明できない。これらの事から、我々はここに観測されたブリカーサの生成原因としては、拡散機構は不適当であるとする。

< 4.2 > 電離電圧波

ブリカーサの生成原因を電離電圧波動と考えてみる。するとこの場合には、ブリカーサの現われる時刻は非常に早く、我々の実験装置に於いては $3 \mu\text{sec}$ 以前の信号の判別ができない為、伝播しているとしてもその速度の測定は不可能であった。我々の場合、 n_e の最大値は 10^{13} cm^{-3} 以上に達しており、従来電離電圧波動を主張した実験結果より 2 桁程高い。次に n_e の時間変化が、第 3、

4, 6図の様に $5 \mu\text{sec}$ 付近で最大となった後減少している上に, 第8図で示すように軸方向にはほぼ指数関数的に減衰しており, 電離電圧波動の場合, n_e はブリカーサの波面背後では変化が少ないという結果⁹⁾にも反している。その上第5図の He 1 Torr の場合の様な時間と共に n_e が上昇して行く様な変化は, 電離電圧波動による電離機構では全く説明できない。これらの事から我々がここに観測したブリカーサの主因が, 電離電圧波による電離ではないと結論する。

<4.3> 光電離

放電時に電極付近からの軟X線あるいは真空紫外線等によって電離が行なわれているとすれば, ブリカーサの存在を示すマイクロ波干渉波形の変化が非常に早く現われる事も, n_e の極大値の時刻が軸方向の距離によらず一定である事も理解される。尚放電時の光が主因であると思わせる事実として, 第7図のように可視光ではあるが, 放電光の最大となる時刻と n_e が極大となる時刻がほぼ一致している事が上げられる。軸方向に n_e が指数関数的に減少している事も, 又初期圧を上げれば, その減衰距離が第9図から分かるように短くなる事も理解される。しかし我々は, 軟X線, 真空紫外線付近の光の減衰距離を測定していないので, 測定された減衰距離が, 合理的であるかどうかは不明である。この点については参考として, T.R. Greig and G. Palumbo の He 1 Torr¹⁰⁾における測定結果によるそれが, 約 10cm であった事を挙げるに止める。但し彼らの結論は, ブリカーサの主因としてはむしろ電離電圧波動を主張している。Heにおける1回目と2回目における時間変化の違いは, 1回目の放電に際して管壁等から生じた電離電圧の低い不純物ガスが, 2回目の放電に於いて光電離され n_e が上昇したものと考える。従って第8図に於いて, 各気体の n_e の値の大きさの順序の比較も, 放出不純物ガス量の程度を知り得ていない以上余り意味がない。ただ n_e が, 軸方向に距離と共にほぼ指数関数的に減衰している事が重要である。

さてここで n_e の時間変化を考えてみる。 n_e は, 放電開始後間もなく現われ, そして放電光が最大となる時刻付近で最大値となる。以後放電光の弱まりと共に電離される量が減少するのに伴って, 拡散, 再結合等による損失の為に, n_e は減少して行く。その後の再び増加する所については, 次節で考察する。

<4.4> 衝撃波面直前のブリカーサ

最後に He 1 回目の n_e の変化及び各気体についての衝撃波面直前の, 減少して来た n_e が基が上昇する所について考える。それらの時間変化をみると, 衝撃波面背後の高温高密度プラズマからの拡散を思わせる。しかしこれらの現象は, 拡散機構では十分な説明はしにくい事は<4.1>の拡散の項で述べた。更に衝撃波面が遠くまで伝播して行くにつれて, その背後の高密度プラズマの n_e

の立ち上がり、急峻になって行った事実も、この様な拡散機構が、測定された n_e の主因であるとの立場を弱くする。又電離電圧波動でも説明できない事はすでに<4.2>で述べた。そこで再び原因を光に求めてみよう。<4.3>の様な放電時の光による光電離では、He 1 回目の時間変化は十分には説明できない。しかし放電時の強い光によって準安定状態となった気体や、少量ではあっても管壁から放出される電離電圧の低い不純物等が、衝撃波面背後の高密度プラズマからの光によって電離されたものと考えれば、衝撃波面が測定地点に近づくにつれて n_e が上昇するのも合理的である。又衝撃波が速くまで伝播して行くにつれて n_e の上昇が小さくなって行く事についても、特に電磁衝撃波の場合には衝撃波が弱まるのが速いという事を考えに入れてみれば、衝撃波面背後のプラズマからの光の強さも伝播距離の増加とともに減少して行くであろう事から、新たに光電離される量も少なくなっていく事が予想される。

§ 5 む す び

我々の測定したブリカーサの生成機構についての考察を簡単にまとめてみる。

1. 放電光による光電離が、ここに観測されたブリカーサの主因と思われる。
2. 衝撃波面背後の高密度プラズマもブリカーサの生成に関与している。
3. 不純物原子が非常に重要な役割を持っている。
4. 拡散、電離電圧波動等は、今回の実験結果については、せいぜい補助的な意味しか持っていない。

最後に、本研究を進めるに当り適切な助言と討論をしていただいた現在日本原子力研究所研究員の船橋昭昌氏に深い感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) H.Muntenbruch, Phys. Fluids Suppl. I-11 (1969)
- 2) H.D.Weymann, Phys. Fluids 3 545, (1960)
- 3) L.Wetzel, Phys. Fluids 5 824, (1962)
- 4) A.C.Pipkin, Phys. Fluids 6, 1382, (1963)
- 5) H.D.Weymann, Phys. Fluids 12, 1193, (1969)
- 6) R.G.Fowler and J.D.Hood, Jr, Phys. Rev. 128 991, (1962)
- 7) R.Nelson, Phys. Fluids 8, 23, (1965)
- 8) M.J.Lubin and E.L.Resler, Jr, Phys. Fluids 10, 1, (1967)
- 9) M.J.Lubin, Phys. Fluids, 10, 1794, (1967)
- 10) J.R.Greig and G.Palumbo. Phys. Fluids 12, 1211, (1969)
- 11) P.Gloersen, Phys. Fluids 3, 857, (1960)
- 12) J.B.Gerardo, C.D. Hendricks, Jr. and L.Goldstein,
Phys. Fluids 6, 1222, (1963)
- 13) M.Lapp, Phys. Fluids 7, 1233, (1963)
- 14) H.Klingenberg, Z.Naturforsch. 20a 1149, (1965)
- 15) D.G.Fearn, Phys. Letters 28A 157, (1968)
- 16) H.D.Weymann, Phys. Fluids 12, 1200, (1969)
- 17) M.H.Heald and C.B.Wharton, Plasma Diagnostics with Micro wav.
(John Wiley and Sons Inc., New York 1965)
- 18) S.Takeda, M.Kando and A.Funahashi,
J.Phys. Soc. Japan 25, 297, (1968)