二重プラズマ装置内プラズマの電子温度制御^{*}

本 沢 思 夫^{**}

(宇 都 宮 大 工)

(50 年 9 月 10 日 受 理)

Abstract

A method is described for controlling the electron temperature of a plasma (target-plasma) in a double-plasma device by adjusting the thermoelectronic emission from heaters used in the target-plasma region. When the emission is too small to produce a plasma through ionization, but it is large enough to neutralize an ion-cloud, we can obtain a plasma with electron-temperature as low as 0.1 eV or lower. However, when the emission is made large enough for ionization to occur, a plasma with relatively hot electron-temperature above 1 eV can be easily produced. Under an intermediate condition the value of measured electron-temperature can be changed from 0.05 to 1.3 eV depending upon the voltage applied to the heaters. The mechanism of the production of such a low electron-temperature plasma is also explained in detail.

^{*}) Control of Electron Temperature of a Plasma in Double-Plasma Device

^{**}) Tadao HONZAWA
Department of Electronic Engineering, Utsunomiya University

§ 1 はじめに

1969年頃 UCLA グループ¹⁾によって二重プラズマ装置 (double-plasma device) とよばれる新しい型のプラズマ源が開発され、やはり同グループによりイオン波ソリトン及び衝撃波の実験²⁾に応用されて、その面での発展に大いに寄与した。その後現在に至るまで米国内の研究者³⁾のみならず、他の国の研究者⁴⁾によってもプラズマ中の非線型波動の実験にそのプラズマ源がさかんに利用されている。我々も同型の装置を建設し、現在大振幅静電衝撃波や半球状の静電衝撃波⁵⁾の実験を行なっている最中である。このような DP 装置はこれまでのプラズマ源を用いたのでは発生させるのが困難であった振幅の大きな波動を比較的容易に発生させうという特徴をもっているため、プラズマ中の大振幅非線型波動の実験に適しているといえる。

我々は、この DP 装置に対して、波動実験を行なう上で非常に重要なもう一つの特徴を与えることに成功した。それは DP 装置内のターゲット・プラズマの電子温度を $0.05 \sim 1.3 \text{ eV}$ の広い範囲にわたって自由に制御できるということである。その電子温度制御の具体的方法や電子温度が種々の条件下でどのような機構で決まるかについて次節以下で述べることにする。

§ 2 装置と実験方法

我々は、第1図に示すように中間グリッド G で電氣的に隔離された二つの容器 (いずれも内径

第1図 実験装置の概略図

二重プラズマ装置内プラズマの電子温度制御

40 cm, 長さ 40 cm のステンレス製の容器) 内に二組の独立に作動する電源 (ヒーター用及び放電用電源) を用いてターゲット・プラズマ (L 側) とドライバー・プラズマ (R 側) を発生させ, その際 L 側の容器は接地してあり, R 側の容器はコンデンサーを通して接地してあるため電氣的には浮いている状態になっている。またグリッド G は, 一般には, 負の電位 V_g に保たれているので, L 側及び R 側のプラズマ間には電子成分の交換は禁止されている。しかし, イオン成分については交換は自由である。したがって, 両プラズマの電子温度, 密度, 空間電位などは互いに独立に外部的に制御される。

以上のような条件下で第 1 図に示す諸パラメータ V_{HL} , V_{HR} , V_{dL} , V_{dR} , V_g 等々を変化させたときターゲット・プラズマ (L 側プラズマ) を特徴づけている電子温度 T_e , 密度 n_e , 空間電位 V_s などの諸量がいかに変化するかを調べたのが次節に述べる結果である。これらの実験はアルゴン・ガスを封入し, 主にガス圧 $p \approx 2 \sim 3 \times 10^{-4}$ torr で行なっている。測定器としては軸に平行に可動な平面プローブ (半径 15 ϕ) P_1 , P_2 とファラデー・カップ F を用いている。

§ 3 実験結果

3-1 V_{HL} - 依存性

或る一定のガス圧の下で R 側のプラズマは一定状態に保ち, 中間グリッドの電位 V_g も一定

第 2 図 L 側プラズマの電子温度と密度の V_{HL} 依存性

本 況

に、更にL側の放電電圧 V_{dL} も一定に保って、 V_{HL} のみを変化させてL側ヒーター温度を変え、それからの熱電子放出を制御してやると、その結果L側でえられるプラズマの電子温度 T_e と電子密度 n_e は第2図に示すような V_{HL} -依存性を示すことがわかった。ここで注目すべきは、 V_{HL} の変化に伴なり T_e の変化である。 $V_{HL} \lesssim 1.1 \text{ V}$ に対しては $T_e \lesssim 0.1 \text{ eV}$ であるが、 $V_{HL} \gtrsim 1.25 \text{ V}$ では $T_e \simeq 1.3 \text{ eV}$ になっていることがわかる。ただ $V_{HL} \sim 1.13 \text{ V}$ 近傍の T_e の変化が急激な領域ではプラズマが少し不安定な状態になる。

3-2 V_g -依存性

L側で低い電子温度($T_e \lesssim 0.1 \text{ eV}$)のプラズマをえる場合について、そのプラズマの諸量の中間グリッドの電位 V_g に対する依存性を調べてみる。その場合は V_g 以外の諸パラメータは一定に保たれている。 V_g を変えることによってL側及びR側の両プラズマ間の粒子の交換量だけが影響をうける。

第 3 図 R側プラズマの電位 $V_s(R)$ の V_g 依存性

V_g を変化させれば、R側プラズマの電位 $V_s(R)$ は V_g と共に第3図のように変化する。この結果から $V_s(R)$ と V_g との関係式は近似的に

$$V_s(R) \doteq \alpha V_g + K \quad (3.1)$$

となっていることがわかる。ここで α 、 K はR側プラズマの性質によって定まる定数であり、この場合には $\alpha \doteq 1.2$ 及び $K \doteq 60 \text{ V}$ となる。

一方、L側プラズマの電位 $V_s(L)$ は殆んど容器(接地されている)の電位に等しいから、 $V_s(L) \simeq 0 \text{ V}$ とおける。したがって、 $V_s(R) = \Delta V > 0$ であれば、R側からL側に向かって運動エネルギー

$$W_i = e \{ V_s(R) - V_s(L) \} = e \Delta V \quad (3.2)$$

をもつイオン流が定常的に注ぎ込まれる。第4図にL側プラズマ内で観測されたイオンのエネルギー分布を示したが、この結果にもバックグラウンドのイオン成分 ($W_i \approx 0$) に加えて上記の定常イオン流 ($W_i \approx e \Delta V$) の存在が示されている。

第5図はプローブ P_1 を用いて測定されたL側プラズマの電子温度と密度の V_g - 依存性を示している。この図からいえることは、 $V_g \approx -45$ V 近傍に密度の最大値が存在すること、また $V_g \lesssim -50$ V ではプラズマは殆んどつくりられなくなってしまうことである。

3-3 V_{HR} - 依存性

L側で低電子温度プラズマがえられる範囲 ($V_{HL} \lesssim 11$ V) に話を限ることとする。その場合、R側ヒーター電圧 V_{HR} を変えることはR側ヒーターからの熱電子放出を制御することにあ

第4図 L側プラズマ内で観測された定常イオン流のエネルギー分布。
 V_g に依存してイオン流のエネルギーは変化する。

本沢

たり，結局R側プラズマの密度を増加させることにあたる。第6図はL側プラズマ密度が V_{HR} に大きく依存して変化することを示しているが，これはL側プラズマの密度がR側プラズマ密度に依存して変ることを表わしている。

第 5 図 L側プラズマの電子温度と密度の V_g 依存性

第 6 図 L側プラズマの電子温度と密度の V_{HR} 依存性

3-4 電子成分のエネルギー分布

低電子温度プラズマの電子成分のエネルギー分布は正確には Maxwellian ではない。例えば第7図に示すような分布をしている。ここで $W_e > W_p$ の部分の分布が Maxwellian であると仮定して、その勾配から電子温度 T_e を算出した結果が第2図、第5図、第6図に示したものである。

第7図 低電子温度プラズマの電子成分のエネルギー分布

また、第8図には $\Delta W = W_p - W_0$ なるエネルギーが L 側ヒーターに印加された電圧 V_{HL} に大体比例して変る様子が示されている。このことから低電子温度プラズマの電子成分の供給源は L 側ヒーターにあることが想像される。

3-5 電子温度及び密度の空間的变化

低電子温度状態 ($T_e \lesssim 0.1$ eV) にあるプラズマにあってはその電子温度、密度の空間分布は、高電子温度状態 ($T_e \gtrsim 1$ eV) にあるプラズマの場合と同様の形をしている。つまり中間グリッド近傍ではシースが形成されているため電子密度は急減している。しかし、グリッド

第8図 エネルギー幅 $\Delta W = W_p - W_0$ の V_{HL} 依存性

本沢

ドから充分離れた地点では電子密度、電子温度及び空間電位は空間的に大体一様になっているといえる（第9図参照）。

第 9 図 L側プラズマの電子温度と密度の空間分布

§ 4 結果の解釈

4-1 低電子温度プラズマの生成機構

$V_{HL} \lesssim 11 \text{ V}$ なる条件下、即ちL側ヒーターの温度が低い状態ではそのヒーターからの熱電子放出は少ないので、それらが残留ガスを直接電離してつくるプラズマの密度は非常に小さいことが期待される。事実、現在の実験条件下（アルゴン・ガスで圧力が $p \approx 3 \times 10^{-4} \text{ torr}$ ）でエネルギー 40 eV をもつ電子（電子の加速電圧 $V_{dl} = 40 \text{ V}$ ）が残留ガスを電離する確率を考えてみると、その平均自由行程は約 3 m となり、装置の大きさに較べかなり長いから、このような電子が電離をおこす確率はかなり低いといえる。

一方、中間グリッドの電位 V_g が適当な値をとれば、R側のプラズマ電位 $V_s(R)$ はアースに対して正になりうるから第4図に示すようにR側からL側へとイオン流が定常的に供給されう

る。しかし、L側領域内で電離が殆んどおきないのに、そのプラズマ密度がある程度の値まで達するためには、R側から絶えずイオン流が供給され、それが電子によってただちに中和されることが必要である。もし中和されなかったらL側に溜ったイオン雲の空間電荷のために後続のイオン流が押し戻され、そのイオン雲がなくなるまでイオン流の供給が停止をよぎなくさせられるからである。こうなればプラズマは生じえない。

上述のようなイオン雲を中和する役目をもつ電子はいかなる源から供給されるのであろうか。その電子は例えば第7図に示すようなエネルギー分布をもつ低温度 ($T_e \lesssim 0.1 \text{ eV}$) の電子でなければならない。このような低温度の電子群は残留ガスの電離によってはつくりえない。*) それらの唯一の供給源として考えられるのは熱電子を放出しているヒーターである。熱電子の温度はヒーター表面の温度程度、即ち 1000° K 程度になっている。

実験の結果も低電子温度プラズマの電子成分はイオン流の空間電荷のためにヒーター表面から引き寄せられた熱電子であるということ、言い換えれば、L側ヒーターがイオン流を中和する neutralizer の役を果たしていることをよく示している。その第一の証拠はL側のヒーター電圧 V_{HL} を充分下げて ($V_{HL} \lesssim 9 \text{ V}$) 熱電子放出を極端に悪くするとL側プラズマの密度が急減すること (第2図参照)、第二の証拠は電子成分のエネルギー分布は第7図に示すような形をしているが、その分布にみられるエネルギー幅 $\Delta W = W_p - W_o$ はL側ヒーターの両端に印加している電圧 V_{HL} に大体比例して変ることである (第8図参照)。また、測定された電子温度がほぼヒーターの表面温度 (パイロメータで観測) 程度になっていることも一つの証拠といえよう。

以上に述べてきたことをまとめてみると、低電子温度プラズマの生成機構について結局次のように言い表わすことができる。まず、R側プラズマ中のイオン成分の一部がR側、L側の両プラズマ間の電位差 ΔV (> 0 であるとする) のために加速されて中間グリッドを通してL側容器内にイオン流の形で注ぎ込まれる。するとその容器内でイオン流自身をもつ空間電荷のためにヒーターの表面近傍に群がっている熱電子を引き寄せ、イオン流は中性化されプラズマを

*) 運動エネルギー W_1 を有する一次電子によって残留ガスが電離されたときに生ずる二次電子のエネルギーは $0 \sim 10 \text{ eV}$ の範囲内に多く分布していて、その平均エネルギーは $1 \sim \text{数 eV}$ の値になる。この値は W_1 が小さい範囲では W_1 に多少依存するが、或る程度大きくなると殆んど W_1 によらない。6)

本 況

形成する。この種のプラズマの電子成分は元々が熱電子であるから、その温度は必然的に低いものとなる。また、このプラズマの密度はイオン流の流量に大きく依存しているから、イオン流を通してR側プラズマの密度に大いに左右される。したがって、L側プラズマの密度はR側プラズマの密度を変えることによって制御される(第6図参照)。しかし、ここでもし V_g の値が充分低くて(例えば、第5図についていえば $V_g \lesssim -50\text{ V}$)、R側プラズマの電位 V_s (R)が負になってしまうような場合にはR側からL側へイオンは流れえないから、L側にプラズマは生じない。このような低電子温度プラズマの生成機構は正しく「後方拡散型プラズマ源」^{?)}の場合のそれと同じであるといえる。

4-2 電子温度の V_{HL} -依存性

L側ヒーターからの熱電子放出が或る程度許されさえすれば(例えば $V_{HL} \gtrsim 10\text{ V}$)、L側領域内でえられる低電子温度プラズマの密度は、前小節でも述べたように、R側から供給されるイオン流の密度によって決まり、L側ヒーターの熱電子放出量には直接影響をうけない。それに反し、L側ヒーターから放出される熱電子が加速された後残留ガスを電離してつくる高電子温度プラズマの密度はその熱電子放出量に強く依存して変る。

いま、ヒーター電圧 V_{HL} を適当に定めたとき、L側容器内に上記の二種類のプラズマ、即ち、低電子温度 T_c を有し密度 n_c をもつプラズマと高電子温度 T_H を有し密度 n_H をもつプラズマとが同時につくられ、それらが互いに混り合って存在するとしよう。このような混合プラズマ中にプローブを挿入して測定される電子温度は、近似的には

$$\langle T(V_{HL}) \rangle = \frac{T_c n_c + T_H n_H(V_{HL})}{n_c + n_H(V_{HL})} \quad (4.1)$$

のように両プラズマの電子温度の平均値 $\langle T \rangle$ で表わされる。ここで実験結果から $T_c \approx 0.05\text{ eV}$ 、 $T_H \approx 1.3\text{ eV}$ であり、 n_c は V_{HL} に無関係、 n_H は V_{HL} に強く依存して変る量である。我々の実験でえられた第2図に示すような結果も異った性質をもつ二種類のプラズマの電子温度の平均値を表わしているものと考えられる。その場合、 $V_{HL} \lesssim 11\text{ V}$ では熱電子放出量はまだ少ないのでヒーターは単にneutralizerとしての役割しか果たしておらず、その結果、 $n_c \gg n_H$ となる。反対に $V_{HL} \gtrsim 12\text{ V}$ では熱電子放出量は充分大きくなって、その熱電子が加速された後電離をおこしてつくるプラズマの密度が急増し、そのため $n_H \gg n_c$ が満足されるようになる。

§ 5 結 び

この実験で DP 装置内のターゲット・プラズマの電子温度をその領域内のヒーターの温度，即ちその熱電子放出率を制御することによって， $0.05 \sim 1.3 \text{ eV}$ の広範囲にわたって自由に変えられることがわかった。その際にえられる高電子温度 ($T_e \gtrsim 1 \text{ eV}$) プラズマと低電子温度 ($T_e \lesssim 0.1 \text{ eV}$) プラズマとの生成の機構は全く違ったものである。高電子温度プラズマの方はヒーターからの熱電子が加速されて後残留ガスを電離する過程（いわゆる普通の放電）を経てつくられるが，低電子温度プラズマの方はドライバー・プラズマ側からターゲット・プラズマ側に注入されたイオン流が，その領域内のヒーターから放出される熱電子で中性化されることによってえられる。したがって，後者の場合にはターゲット・プラズマ領域のヒーターは neutralizer としての役割しか果たしていない。

ヒーターの熱電子放出率が適当な値をもつような条件下にあっては，上述のような全く異った性質をもつ二種類のプラズマが混り合った形の混合プラズマが形成される。このようなプラズマ中にプローブを挿入して電子温度を測定してやると，えられた電子温度は高電子温度と低電子温度との中間に位する平均値を示すことになる。この値は両者の混合比を変えることにより変る。ところで，その混合比はヒーターの表面温度を変化させることにより変えられるから，結局ヒーター温度を変えることによりプラズマの電子温度を制御できることになる。

以上のように，プラズマの電子温度が広範囲にわたって制御されたとしても，イオン温度の方はそれ程大幅に変化することは期待できない。なぜなら，イオンはいかなる条件下においても電子がひきおこす電離を通してつくられるし，それがつくられた後で何らかの加熱をうけるということは自然の状態では考えにくいからである。このような理由から，上述の電子温度制御法によりターゲット・プラズマの温度比 T_e/T_i を自由に変えることが可能となる。このことは波動実験を行なう上でかなり重要な意義をもつであろう。

謝 辞

この実験を進める過程でいろいろ有益な議論をして頂いた松浦健哉教授及び西田靖助教授に，また，この実験に大変ご助力頂いた当研究室学生の熊坂賢二及び瀬戸口和仁の両君に，ここで改めて謝意を表しておきたい。

参 考 文 献

- 1) R.J.Taylor, H.Ikezi and K.R.MacKenzie: Proc. Intern. Conf. on Physics of Quiescent Plasma, Paris, p.57 (1969) ; Rev. Sci. Instrum. 43, 1675(1972)
- 2) R.J.Taylor, D.R.Baker and H.Ikezi: Phys. Rev. Lett. 24, 206 (1970); H.Ikezi, R.J.Taylor and D.R.Baker: Phys. Rev. Lett. 25, 11 (1970)
- 3) 例 え ば
A.Y.Wong and R.W.Means: Phys. Rev. Lett. 27, 973 (1971);
R.A.Stern and J.F.Decker: Phys. Rev. Lett. 27, 1266 (1971);
N.Hershkowitz and T.Romesser: Phys. Rev. Lett. 29, 1586 (1972);
R.J.Taylor and F.V.Coroniti: Phys. Rev. Lett. 29, 34 (1972);
A.Lee, S.Gleman and W.D.Jones: Phys. Rev. Lett. 32, 1225 (1974)
- 4) 例 え ば
H.Ikezi, Y.Kiwamoto, K.Nishikawa and K.Mima: Phys. Fluids 15, 1605 (1972); T.Honzawa: Plasma Phys. 15, 467 (1973); J.Ikezi: Phys. Fluids 16, 1668 (1973); D.Grésillon and F.Doveil: Phys. Rev. Lett. 34, 77 (1975)
- 5) 本 沢 : ス ペ ー ス ・ プ ラ ズ マ 研 究 会 報 告 (東 大 宇 宙 研 , 1 9 7 4) P 7 8
- 6) A.von Engel: Ionized Gases (Oxford at the Clarendon Press, 1965) p.91
- 7) 例 え ば
K.Takayama, H.Ikegami and S.Aihara: Proc. 8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna (1967) p. 552; T.Honzawa: J.Phys. Soc. Japan 36, 1674 (1974); T.Honzawa: Japan. J. Appl. Phys. 10, 139 (1971)