

非対称イオンシースにおける局所構造形成の観測

古閑, 一憲
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

河合, 良信
九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー理工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17465>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 20 (2), pp.157-161, 1998-09-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

非対称イオンシースにおける局所構造形成の観測

古閑 一憲*・河合 良信**

(平成10年5月29日 受理)

Observation of the Formation of Local Structures in the Asymmetric Ion Sheath

Kazunori KOGA* and Yoshinobu KAWAI**

When the ion sheath instability is excited, a local structure in the potential profile is found and the local structure in the ion saturation current profiles is observed near the sheath edge and inside the sheath for almost all bias voltages of the separation grid. The correlation between the local structure and the ion sheath instability is examined. The length between the local structure formed near the sheath edge in the ion saturation current profiles in the both sides is found to be in inverse proportion to the frequency of the instability. Furthermore, the experimental results are also compared with the virtual anode oscillations.

1. 緒 言

メッシュグリッドに形成されるイオンシースにおいて、グリッドから浸み出してきたイオンにより振動や不安定性などの現象が引き起こされる。この現象は非線形力学の観点からも興味深い。振動、不安定性など、イオンシースの非線形現象に関する実験は多くダブルプラズマ装置を用いて行われている。イオンシースはセパレーショングリッドを負にバイアスする事で形成される。2つのプラズマ領域の密度やアノードのバイアスに差を付ける事でイオンシースに非対称性を付与し、そこに励起される現象が研究されている。

イオンシースの非対称性により励起される現象の一つとして、イオンシース不安定性が観測された。これは負の rf 抵抗と結合したイオンの共振により励起されると考えられ、バンチングモデルと呼ばれた¹⁾。同様の実験条件においてシース内の構造が詳しく調べられ、密度の低い領域に局所的なピークが観測された²⁾。このピークの形成がシミュレーションにより確認され、virtual anode と名付けられた³⁾。これは、virtual cathode との類推からシース電流よりもグリッドより浸み出してくるイオン電流が大きい際に形成される。この局所構造は振動を起こし (virtual anode oscillations: VAOs), 過去の実験で観測されているシース振動の周波数のスケール $f \propto n^{-1/2} V_g^{-\alpha}$ によく合っている。最近、この VAOs モデルをダブルプラズマ装置に拡張した計算が行われ、同様の振動が励起され且つ、密度の薄い領域のみならず密度の高い領域にもイオン

密度プロファイルに局所構造が形成される事が報告されている⁴⁾。

前述の計算モデルでは外部抵抗無しに VAOs は励起される。一方、バンチングモデルでは rf 負性抵抗が外部抵抗を消去することにより不安定性を励起させる為、外部抵抗を必要としており、2つの励起モデルの間に矛盾がある事が指摘されている⁴⁾。不安定性やイオンシース振動などの非対称イオンシースに現れる非線形現象の根底に横たわる物理機構を明確にする事や上記の矛盾を解消する為にも実験的な検証が必要である。そこで、イオンシース不安定性が励起されるシステムにおいてより詳しいシース構造の測定実験を行った。これらの事から、シース中に局所構造の形成が確認され、この局所構造と励起されている不安定性の関係、及び VAOs モデルとの関わりを報告する。

2. 実験装置

実験装置の略図を Fig. 1 に示す。我々が用いた実験装置はダブルプラズマ装置 (DP 装置) と呼ばれる実験装置で、その大きさは直径50cm、長さ100cmの円筒型のステンレス製真空容器である。7.0×10⁻⁷ Torr の圧力まで引いた装置に、マスフローコントローラーでアルゴンガスを3.0×10⁻⁴ Torr になるまで導入した。プラズマはフィラメントとチャンパー壁の間の直流放電で生成される。DP 装置の中央に設置されたステンレスメッシュで出来たセパレーショングリッド (透過率81%) がプラズマを2つの領域に分割し2つのプラズマがほぼ独立に制御出来るようになっている。また装置の中には永久磁石を封入したカゴが2つ入っており、マルチダイポール型カスプミラー磁場を形成

*高エネルギー物質科学専攻博士後期課程

**先端エネルギー理工学専攻

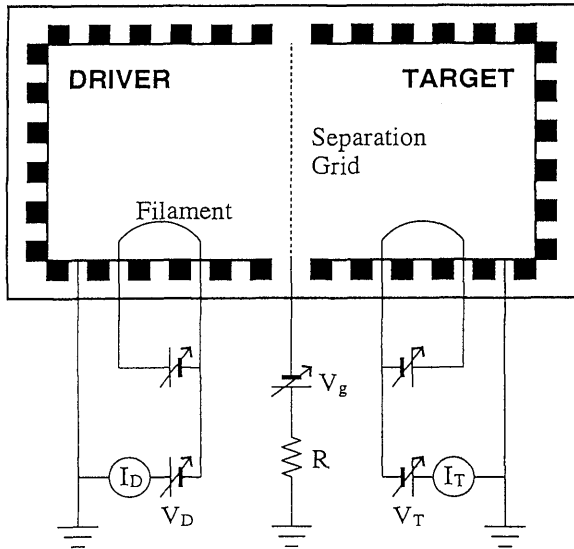


Fig. 1 Schematic diagram of the double plasma device. In the target region, the temperature and density of electrons is $0.5 \sim 1.0\text{eV}$ and $(1 \sim 10) \times 10^8\text{cm}^{-3}$, respectively. The separation grid is made from the stainless mesh (50mesh/in., 0.05mm diam., 81% transparency).

してプラズマを閉じこめている。プラズマパラメータ及びイオン飽和電流の軸方向分布はプローブ面がセパレーショングリッド方向に設置された直径6mmの片面ラングミュアプローブを用いて計測された。ポテンシャルの軸方向分布はエミッシブプローブを用いて計測された。ターゲット領域における電子温度と電子密度はそれぞれ $0.5 \sim 1.0\text{eV}$, $(1 \sim 10) \times 10^8\text{cm}^{-3}$ であった。セパレーショングリッドは、電圧 V_g が印加され、抵抗 R を通して接地されている。セパレーショングリッドに流れ込む電流の揺動は抵抗 R により電圧揺動となって、スペクトルアナライザで計測される。

3. 実験結果と考察

ドライバー領域の電子密度をターゲット領域よりも十分の一以下にし、且つセパレーショングリッドを負にバイアスしていくとイオンシース不安定性が励起される。**Fig. 2**はそれぞれのグリッドバイアス $|V_g|$ における、グリッド電流揺動の周波数スペクトルを表している。 $|V_g|=20\text{V}$ からスペクトルにピークが見え始め、イオンシース不安定性が励起され始めた事がわかる。 $|V_g|=30\text{V}$ までピークの振幅は急激に大きくなり、周波数も大きくなる。印加する電圧を $|V_g|=30\text{V}$ から大きくしていくと、ピークの周波数と振幅は減少していき、 $|V_g|=200\text{V}$ 程でピークが消えてしまい、不安定性が励起されなくなった事が分かる。

Fig. 3はバイアスを変化させていった時のターゲット側の時間平均されたスペースポテンシャルとイオン飽和電流の軸方向分布を比較した図で、不安定性が励

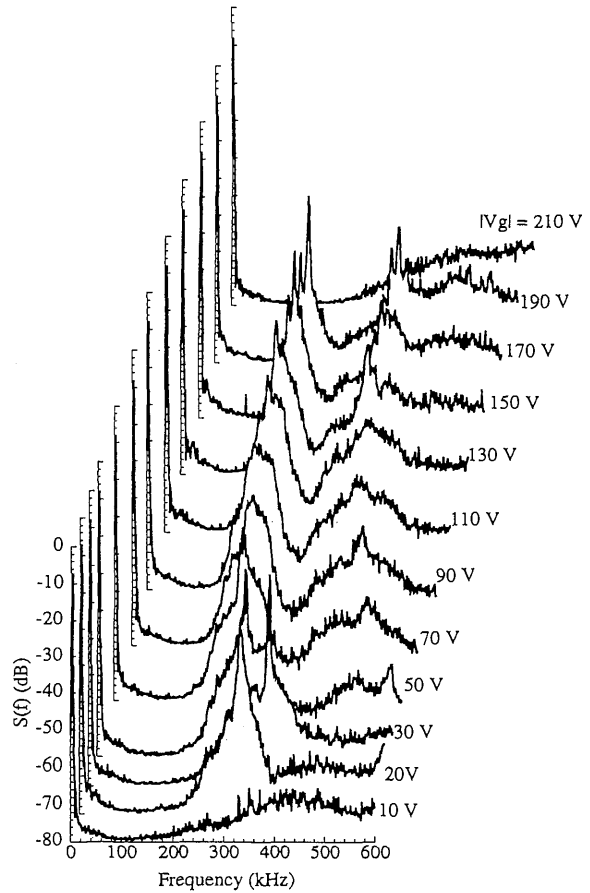


Fig. 2 Typical frequency spectra of the perturbations of the grid current for any grid bias voltage.

起される前 ((a): $|V_g|=25\text{V}$), 不安定性が励起されている時 ((b): $|V_g|=100\text{V}$), 不安定性が励起されなくなった後 ((c): $|V_g|=250\text{V}$) という3つの典型的な場合を表している。イオン飽和電流の軸方向分布において、不安定性の励起に依存せずシース端付近に局所的な構造が現れている。これは数値計算で報告されている⁴⁾にも関わらず、過去の実験では報告されていなかった高密度側の局所構造を初めて観測したものである。また、不安定性が励起された場合とされていない場合のシース端付近のポテンシャル構造に大きな差は見られない。

Fig. 4はドライバー側におけるイオン飽和電流とポテンシャルの軸方向分布の比較である。不安定性が励起されている時 (**Fig. 4(b)**), バルクプラズマ中のスペースポテンシャルが増加し、シース端付近にポテンシャルの局所構造が現れる。不安定性が励起されたときのみシース端付近に局所構造が現れている事からも、これは virtual anode であると考えられる。イオン飽和電流分布のシース端付近に大きなピークが観測される。これは不安定性の励起に依存せず存在する。また **Fig. 4(b)** と **Fig. 4(c)** のイオン飽和電流プロファイルを比較すると、不安定性が励起されている時

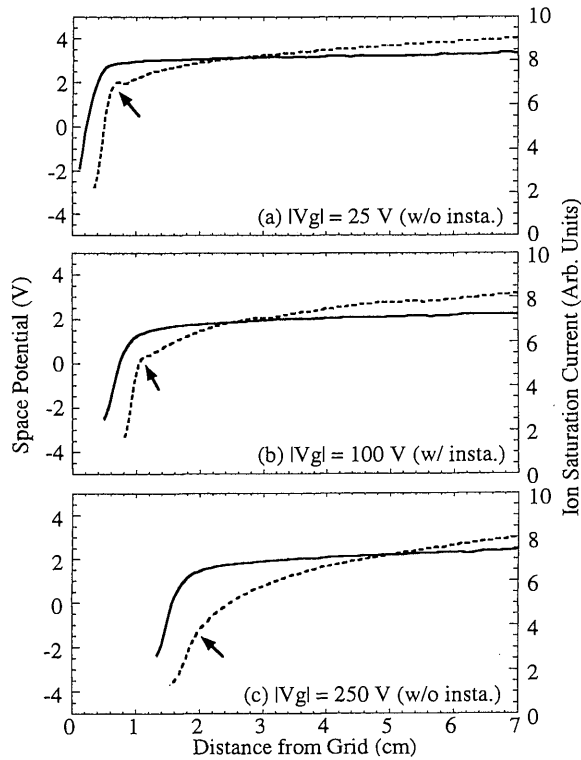


Fig. 3 The time-averaged profiles of the potential and the ion saturation current in the target (high plasma density) region. (a) $|V_g| = 25 \text{ V}$ (the ion sheath instability is not excited), (b) $|V_g| = 100 \text{ V}$ (the instability is excited) and (c) $|V_g| = 250 \text{ V}$ (the instability disappears). Here the solid lines, broken lines and arrows correspond to the potential profiles, the ion saturation current profiles and the positions of the local structures, respectively.

はバルク中のイオン飽和電流が小さい、つまりバルクプラズマのプラズマ密度の減少を示している。Fig. 5はターゲット、ドライバー領域の電子密度、Fig. 6は電子温度のグリッドバイアス依存性を示している。ターゲット側の電子密度と電子温度はほぼ一定であるが、ドライバー側は $|V_g|$ によって変化する。セパレーショングリッドをフローティングにした状態でドライバー側の電子密度と電子温度は $3.58 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 、 0.73 eV であったが、グリッドに電圧を少し印加した状態 ($|V_g| = 10 \sim 30 \text{ V}$: Fig. 3(a), Fig. 4(a)に相当する)において電子温度が 0.1 eV 程度まで低くなり、電子密度が 10^7 cm^{-3} 後半まで上昇する。それ以上にバイアスし不安定性が励起された状態になると ($|V_g| = 30 \sim 190 \text{ V}$: Fig. 3(b), Fig. 4(b)に相当する)電子温度は、フローティングにおける電子温度と同程度まで上昇し、バイアスの増加によって上昇していく傾向をもつ。また電子密度は不安定性の励起と共に減少し、フローティングの場合と同程度になる。その後、不安定性が励起されなくなると ($|V_g| = 190 \text{ V} \sim$: Fig. 3(c), Fig. 4(c)に相当)、再び電子温度は 0.2 eV まで低下し、電子密度が $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ まで上昇する。過去、

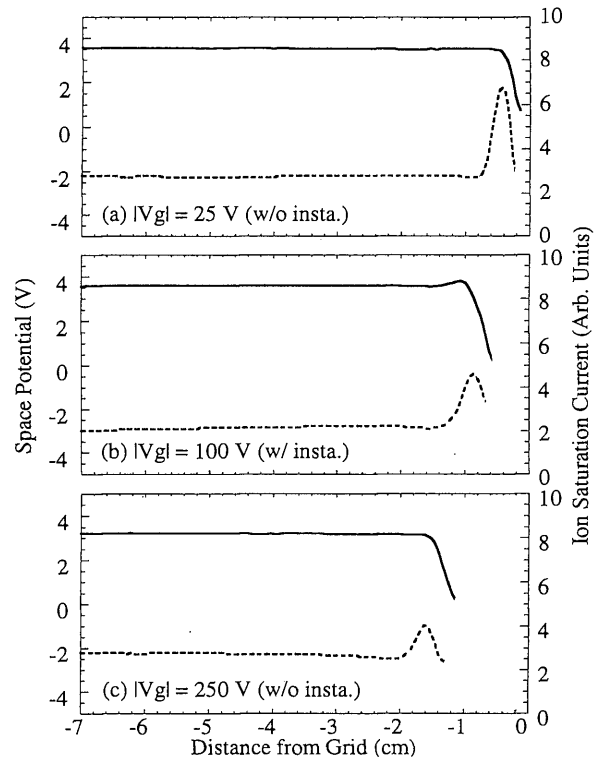


Fig. 4 The time-averaged profiles of the potential and the ion saturation current in the driver (low plasma density) region for different bias voltages: (a) $|V_g| = 25 \text{ V}$, (b) $|V_g| = 100 \text{ V}$ and (c) $|V_g| = 250 \text{ V}$.

グリッドによる電子温度低下について報告されている⁵⁾が、本実験では不安定性の励起により電子温度が低下しなくなる状況が存在することを観測した。この結果とポテンシャルの軸方向分布から考えると、不安定性の励起中にドライバー側のシース端のポテンシャルディップが形成される。ターゲット側から流れ込んできたイオンが virtual anode で反射し、ドライバー領域へとしみ出して行かなくなる。これが不安定性が励起された状況における密度減少の原因になっているのではないかと考えられる。すると、ターゲット側からイオンが流れ込んで来なくなると同時に、ドライバー側の電子温度が低下しなくなる。これは、グリッドによる電子温度の低下には密度の高いターゲット側から流れ込んでくるイオンが重要な役割を果たしている事を示しているのではないだろうか。

また、不安定性の励起状態においてこれらポテンシャルとイオン飽和電流の軸方向分布はシース端におけるポテンシャルディップや2つの領域中のイオン飽和電流プロファイルに見られるシース端付近の局所構造など、virtual anode oscillations に関する過去の計算結果⁶⁾と対応するものが多い。

観測された局所構造と不安定性の関係を調べる為に、イオン飽和電流プロファイルにおける、ターゲット側、ドライバー側の二つの領域のシース端に形成された局

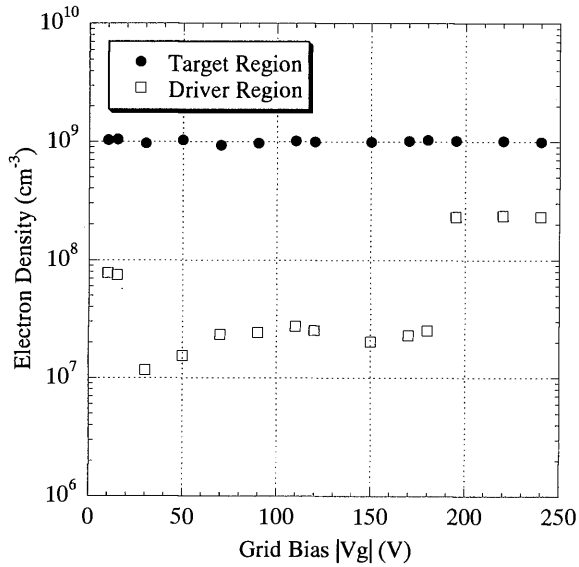


Fig. 5 The dependence of the electron density on the grid bias V_g in the target and driver regions. When the separation grid is kept floating, the density in the target and driver region is 1.1×10^9 and $3.6 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, respectively.

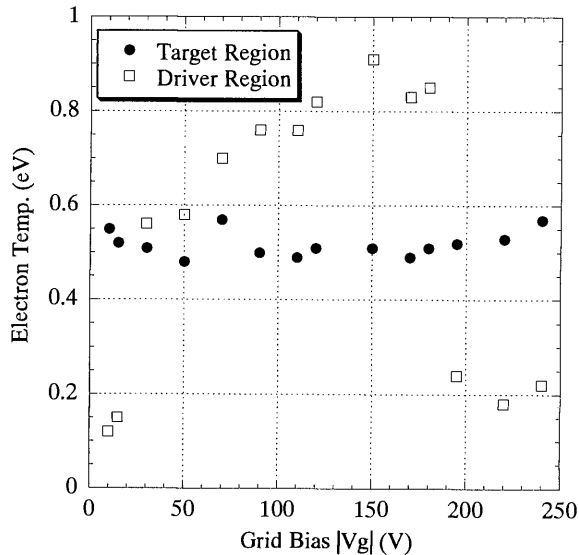


Fig. 6 The dependence of the electron temperature on the grid bias V_g in the target and driver regions. When the separation grid is kept floating, the temperature in the target and driver region is 0.53 and 0.73eV, respectively.

所構造の距離 L と不安定性の周波数 f の依存性を調べた。シース中のイオンの平均速度を一定にする為にグリッドバイアスを同じ電圧 ($|V_g|=50\text{V}$) に保持し、ターゲット側のプラズマ密度を変化させる事によって L や不安定性の周波数を変化させた。Fig. 7 は周波数の局所間距離依存性を示した図である。この図から、不安定性の周波数と局所間距離は反比例の関係にある事が分かる。これから、シース端に形成されたピークの間をバウンスするイオンが、不安定性が励起された

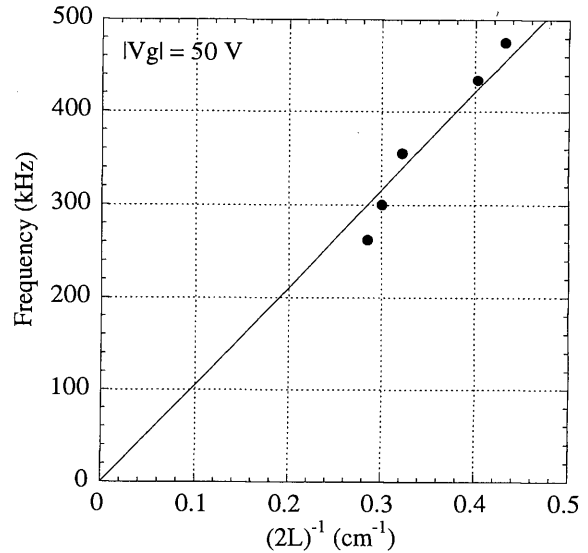


Fig. 7 The dependence of the frequency on $(2L)^{-1}$. Here, V_g was kept constant, where L is the length between the local structures near the sheath edge in both sides.

ときに見られるコヒーレントな振動の周波数を決定しており、シース端に形成されたピークが周波数の決定に重要な役割を果たしていると考えられる。

4. 結 論

非対称なイオンシースのポテンシャルとイオン飽和電流の軸方向分布に局所構造が観測された。ターゲット側のシース端に観測された局所構造は実験的に初めて観測されたものである。不安定性が励起された時に現れるコヒーレントな振動の周波数と局所間距離が反比例の関係にあることを確認した。これは、シース端に形成された局所構造が周波数決定に大きな役割を果たしている事を示している。これらの結果と得られたポテンシャル、イオン飽和電流プロファイル、過去の計算結果などからVAOsと不安定性の励起には強い相関関係があると結論づけられる。

加えて、不安定性が励起されない状況では密度の低いドライバー側で電子温度が低下したが不安定性の励起と共に電子温度が低下しなくなった事を観測した、これは不安定性の存在が電子温度低下を抑制した事と電子温度低下についてターゲット領域のイオンが重要な役割を果たしている事を示している。

しかし、イオン飽和電流プロファイルにおいてシース端の局所構造は不安定性が励起されない場合でも観測される。この局所構造の形成機構解明については今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) N. Ohno, A. Komori, M. Tanaka and Y. Kawai, Phys.

-
- Fluids, B3, 228 (1991).
- 2) G. Popa and R. Schrittwieser, Phys. Plasmas, 1, 32 (1994).
- 3) A. Piel, H. Klostermann, A. Rohde, N. Jelic and R.W. Schrittwieser, Phys. Lett., A216, 296 (1996).
- 4) T. E. Sheridan, Phys. Lett., A235, 253 (1997).
- 5) K. Kato, S. Iizuka and N. Sato, Appl. Phys. Lett., 65, 816 (1994).