

## 科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 27 年 9 月 21 日現在

機関番号：13901

研究種目：挑戦的萌芽研究

研究期間：2013～2014

課題番号：25610170

研究課題名(和文)低温高密度非接触再結合プラズマを用いたWarm Dense Matter研究

研究課題名(英文) Study of warm dense matter by using low-temperature and high-density detached recombining plasmas

研究代表者

大野 哲靖 (Ohno, Noriyasu)

名古屋大学・工学(系)研究科(研究院)・教授

研究者番号：60203890

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 3,000,000円

研究成果の概要(和文)：ダイバータプラズマ模擬試験装置を用いて、多数の高リュドベルグ原子を含む低温高密度非接触再結合プラズマ(DRP)を生成した。従来のダブルプローブ法を改良して、プラズマ抵抗を考慮したダブルプローブ理論を構築した。この理論式を用いて、DRPの直流電気伝導度の詳細計測を行い、プラズマ抵抗値として $0.36 \text{ m}$ が得られた。この実験値は電子-中性粒子間衝突、イオン間衝突、プラズマ乱流から評価されるプラズマ抵抗に比べて、1桁以上高い事が分かった。この結果は、DRPの電気伝導率の異常性を明確に示しており、一種のWarm Dense Matter状態にあることを示唆している。

研究成果の概要(英文)： Low-temperature and high density detached recombining plasmas (DRP) with a lot of Rydberg atoms have been produced by using a divertor plasma simulator. Detailed measurement of dc plasma conductivity revealed the property of DRP as Warm Dense Matter (WDM). New double probe theory was proposed by taking the effect of plasma resistivity into account. Based on the new double probe theory, the plasma resistivity was estimated to be  $0.36 \text{ m}$  in the DRP. This experimental value is four order magnitude larger than the calculated one based on electron-neutral collision, where the number of the Rydberg atoms calculated with collisional-radiative model is taken into account. The experimental value is one order magnitude larger than the Spitzer resistivity and the plasma resistivity induced by plasma turbulence. This result shows anomaly of the plasma resistivity in the DRP, and suggests that the DRP has the WDM characteristics.

研究分野：プラズマ・核融合工学

キーワード：非接触プラズマ プラズマデタッチメント Warm Dense Matter プラズマ抵抗 体積再結合

1. 研究開始当初の背景

プラズマデタッチメント現象は、プラズマ-ガス相互作用に伴う放射および荷電交換過程でプラズマを冷却し、プラズマを低温高密度状態し、最終的には電子-イオン再結合過程(放射+3体再結合過程)によりプラズマを気相中で消失させるというものであり(図1)、磁場閉じ込め核融合発電炉におけるプラズマ対向壁への熱負荷低減の切り札と考えられている。この時生成されるプラズマを非接触再結合プラズマという。

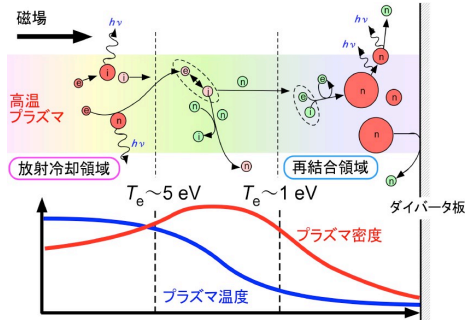


図1 非接触再結合プラズマの構造

図2は直線型装置で生成された非接触ヘリウムプラズマを示している。ヘリウムガス圧の上昇に伴い、プラズマがターゲット板から離れ、非接触状態になっていることが分かる。非接触再結合プラズマの近紫外スペクトルには電子-イオン再結合にともなう高励起準位の原子(高リユドベルグ原子)からの発光スペクトルが観測される。スペクトル解析から、電子温度  $T_e \sim 0.2 \text{ eV}$ 、電子密度  $n_e \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  と評価されている。以上の結果より、非接触再結合プラズマは、極めて電子温度の低い、多数の高リユドベルグ原子を含んだ高密度プラズマであることが分かる。このようなプラズマ状態は通常自由電子モデルを適用することはできず、Warm Dense Matter (WDM)としての性質を示すと期待される。

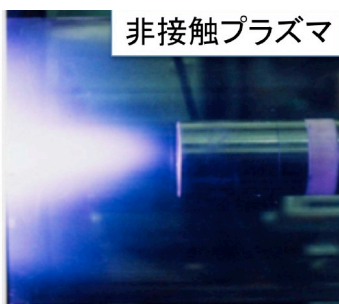


図2 直線型装置で生成された非接触再結合プラズマの写真

2. 研究の目的

高密度プラズマ発生装置を用いて、多数の高リユドベルグ原子を含む低温高密度非接触再結合プラズマ(電子温度  $0.1 \text{ eV}$ 以下、電子密度  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ 以上)を生成する。

低温高密度非接触再結合プラズマ中の直流電気伝導度の詳細計測をおこなうことにより、非接触再結合プラズマのWarm Dense Matter(WDM)としての特性を明らかにする。以上により、定常大容量WDM媒質の生成手法

を確立し、新しいWDM研究のプラットフォームを創出する。

3. 研究の方法

本研究では直流型ダイバータプラズマ模擬実験装置 NAGDIS-II を用いる。NAGDIS-IIの模式図を図3に示す。この装置は導電性セラミック  $\text{LaB}_6$  (六ホウ化ランタン)陰極を用いた直流放電システムを採用している。

傍熱型  $\text{LaB}_6$  陰極から放出された電子は SUS 製の中間電極を経て水冷式銅製陽極まで加速される。陰極-陽極間の距離は約  $0.5 \text{ m}$  である。プラズマは陽極から下流に向けて磁場に沿って輸送される。陰極部の磁場配位は、カusp磁場となっており、放電用ガスは放電部(ソース)と終端位置(エンド)から入射できる。 $2000 \text{ l/s}$  のターボ分子ポンプが陽極付近と終端位置に設置され、 $10^{-7} \text{ Torr}$  の真空度を達成する。さらに、放電時は放電部( $\sim 1 \text{ Torr}$ )に対して、プラズマテスト部は数  $\text{mTorr}$  から数十  $\text{mTorr}$  の高いガス圧放電が可能である。

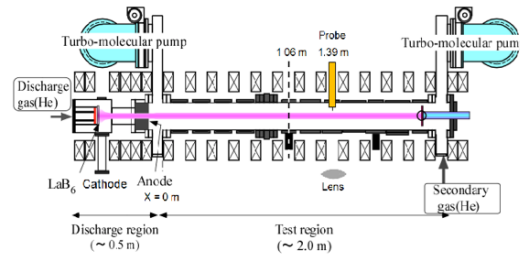


図3 直流ダイバータプラズマ模擬実験装置 NAGDIS-II の模式図

本研究では分光法によって電子温度を計測する。計測系の概略図と分光器の装置図を図4に示す。プラズマからの光は、集光レンズ(直径:  $60 \text{ mm}$ 、焦点距離:  $70 \text{ mm}$ )によって光ファイバ(三菱電線株式会社製: STU800G、紫外~可視用、コア系:  $800 \text{ nm}$ 、開口数:  $0.20 \pm 0.02$ )に集光され、Optical Multichannel Analyzer (OMA)に導かれる。OMAは Czerny-Turner 型可視分光器(SPEX社製:  $750 \text{ M}$ )と二次元 CCD カメラ(Princeton Instruments 社製: CCD-1100PB)から構成されている。CCD カメラは、波長コントローラ(Princeton Instruments 社製: ST-138)を経由して、パーソナルコンピュータ上のソフトウェア WinSpec により制御されている。

グレーティングとしては、刻線数  $1200 \text{ grooves/mm}$  を採用しており、波長分解能は約  $0.026 \text{ nm}$  である。また、集光レンズを通した空間分解能は約  $7 \text{ mm}$  である。

露光時間は計測する輝線スペクトルの強度やスリット幅に依存する。例えば $\sim 10 \mu\text{m}$ のスリット幅において、原子スペクトルで  $0.1 \sim 5 \text{ s}$  程度であり、再結合に伴う高励起準位からのスペクトルや分子スペクトルで  $30 \text{ s}$  程度である。

プラズマの電子温度を測定する方法には、大きく分けて探針法と分光法がある。探針法は直接プラズマ中に電極を挿入する方法で、プラズマ抵抗を零と仮定した上で解析を行う。そのため、非接触プラズマのようなプラ

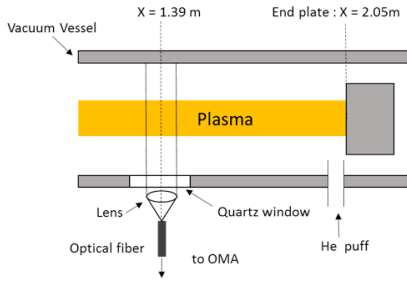


図4 分光計測系の概略図

プラズマ抵抗が通常よりも高いと考えられるプラズマに対しては、評価された電子温度は光学的に評価した分光法による電子温度よりも高く見積もられてしまう。本研究では、ダブルプローブ法を改良して、プラズマ抵抗を考慮した新しいダブルプローブモデルを構築することで、プラズマ抵抗が探針特性に与える影響を評価する。

#### 4. 研究成果

ダブルプローブ理論ではプラズマ中の電子とイオンの密度は同じであるとし、プラズマに挿入されたプローブ表面にはシーブが形成され、浮遊電位があることを前提に解析が行われている。このことはつまり、プローブ表面のシーブ抵抗は考慮しているがプラズマ中の抵抗は無視していることになる。

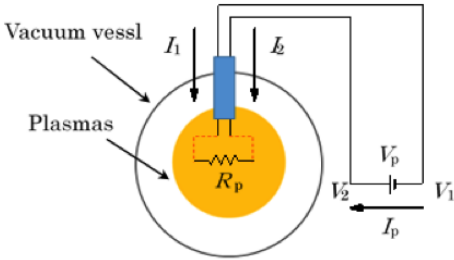


図5 プラズマ抵抗を考慮したダブルプローブ測定回路

ここでは、図5のようにシーブの外部に独立した抵抗分（プラズマ抵抗  $R_p$ ）が存在すると仮定して、新たに構築したダブルプローブ法について述べる。図5に示すように電流の向きを考えると、プラズマ抵抗  $R_p$  によって電極 1, 2 の電位差と電流は

$$V_p = V_2 - V_1 + I_p R_p$$

$$I_p = I_2 = -I_1$$

となる。ここで、

$$I_{1,2} = I_{is,1,2} - S_{1,2} |j_0| \exp\left(\frac{eV_{1,2}}{kT_e}\right)$$

なので、

$$I_p + S_1 g(T_e) = S_1 |j_0| \exp\left(\frac{eV_1}{kT_e}\right)$$

$$I_p - S_2 g(T_e) = -S_2 |j_0| \exp\left(\frac{e(V_1 + V_p - I_p R_p)}{kT_e}\right)$$

となり、上式の比を取り整理すれば、

$$I_p = S_1 S_2 g(T_e) \frac{\exp\left(\frac{e(V_p - I_p R_p)}{kT_e}\right) - 1}{S_1 + S_2 \exp\left(\frac{e(V_p - I_p R_p)}{kT_e}\right)}$$

が得られる。上式を  $V_p$  で微分し、 $V_p=0$ ,  $I_p=0$  とすれば、

$$\frac{dI_p}{dV_p} \Big|_{V_p=0} = \frac{\frac{e}{kT_e} \frac{S_1 S_2}{S_1 + S_2} g(T_e)}{1 + R_p \frac{e}{kT_e} \frac{S_1 S_2}{S_1 + S_2} g(T_e)}$$

となる。電極 1, 2 のイオン飽和電流で表わせば、

$$\frac{dI_p}{dV_p} \Big|_{V_p=0} = \frac{\frac{e}{kT_e} \frac{I_{is1} \cdot I_{is2}}{I_{is1} + I_{is2}}}{1 + R_p \frac{e}{kT_e} \frac{I_{is1} \cdot I_{is2}}{I_{is1} + I_{is2}}}$$

が得られる。ここで、 $I_{is1} = I_{is2} (= I_{is})$  ならば

$$\frac{dI_p}{dV_p} \Big|_{V_p=0} = \frac{\frac{e}{2kT_e} I_{is}}{1 + R_p \frac{e}{2kT_e} I_{is}}$$

となる。

さらに上式を変形すると電子温度とプラズマ抵抗は

$$T_e = \frac{e}{2k} I_{is} \left( \frac{1}{\frac{dI_p}{dV_p}} - R_p \right), \quad R_p = \frac{1}{\frac{dI_p}{dV_p}} - \frac{2kT_e}{eI_{is}}$$

となり、この式によりよりプラズマの真の電子温度と電流-電圧特性の傾き、イオン飽和電流よりプラズマ抵抗を評価することができる（図6）。

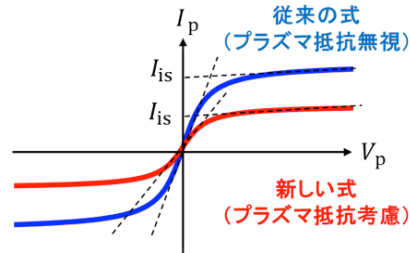


図6 プラズマ抵抗を考慮したダブルプローブ電流 - 電圧特性

上記では、プラズマ抵抗を考慮した新しいダブルプローブ法を構築し、プラズマ抵抗が探針特性に与える影響を評価した。ここでは、実験によって非接触プラズマの電流-電圧特性を測定し、新しい理論式からプラズマ抵抗を計算する。また、その値が妥当かどうか比較実験によって検証する。

実験は、直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置（NAGDIAS-II）を用いた。中性ガスはソース側・エンド側ともヘリウムガスを真空容器に注入した。磁場は 0.075 T である。放電電流や注入するヘリウムガス流量を変化させることによって接触と非接触の二つ

の状態のプラズマを生成した。

プラズマ中には図7に示すような10mm×10mm、幅5mm、50メッシュのメッシュ状のモリブデン製ダブルプローブを図3のX=1.39m部に挿入した。また、同じ位置にレンズを配置し非接触プラズマにおいて分光法により電子温度を測定した。

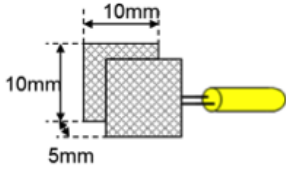


図7 作成したメッシュ状のダブルプローブ

ダブルプローブ法は、プラズマに対して測定回路系を電氣的に浮かせる必要がある。そのため電極間に電圧を印加するためには、図8に示すようにファンクションジェネレーターで発生させた信号を光絶縁アンプに通して絶縁し、バイポーラ電源で増幅させた。電極間の印加電圧は±20Vの正弦波 周波数0.1Hzで測定を行った。電圧波形と電流波形を電圧プローブと電流プローブで取り込み、

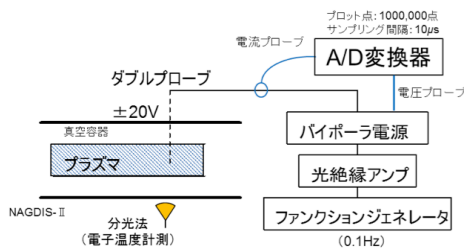


図8 電流-電圧特性の測定回路

WE7000でA/D変換を行い、パソコンに保存した。A/D変換のプロット数は1000,000点でサンプリング間隔は1μsとした。

分光器750Mを用いて、再結合スペクトルを計測し、ボルツマンプロットを用いて、非接触プラズマの電子温度を測定した(図9)。この図の直線の傾きの逆数をとると、非接触プラズマの電子温度0.12 eVが得られた。

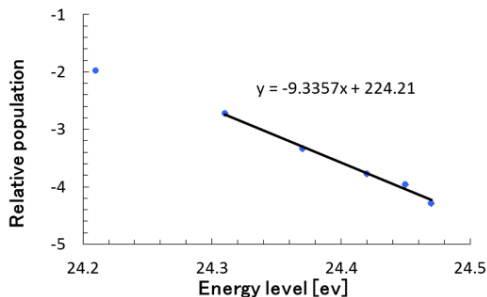


図9 基底準位からの励起エネルギーに対するボルツマンプロット

図10に接触と非接触プラズマの電流-電圧特性を示す。接触プラズマと非接触プラズマのイオン飽和電流はそれぞれ、0.021 A、0.075 Aとなった。また、接触プラズマと非接触プラズマを比較すると、非接触プラズマの方が

電流-電圧特性の原点の傾きが緩やかになっていることが分かる。そのため、従来の式を用いて電子温度を計算すると1.95 eVという分光法による結果0.12 eVより一桁程度大きくなった。

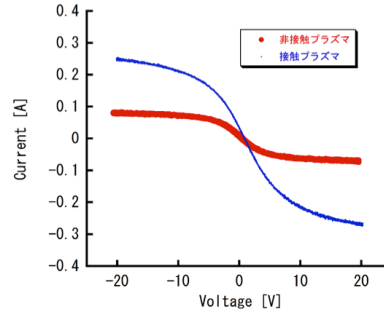


図10 接触プラズマと非接触プラズマの電流-電圧特性

非接触プラズマにおいて、既存のダブルプローブ理論式に電子温度0.12 eVとイオン飽和電流0.075 Aを代入して得られる電流-電圧特性の原点での傾きを図11に示す。プラズマ抵抗を無視すると原点の傾きは極めて急になり、実験結果と大きく異なっている。そこで、プラズマ抵抗を考慮した新しい理論式を用いる。非接触プラズマの原点の傾きに一致するように、プラズマ抵抗を調整した傾を同図に示す。この時のプラズマ抵抗を計算すると0.36 Ωmが得られる。

電子の運動を計算することで得られる抵抗率と実験結果を比較する。電子の衝突による抵抗率では、電子-中性粒子衝突を衝突輻射モデルによってシミュレーションし、電子-イオン衝突をSpitzer抵抗によって計算した。また、乱流による異常輸送現象を考慮した乱流抵抗も計算する。

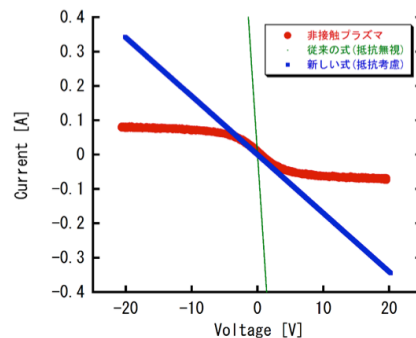


図11 非接触プラズマの電流-電圧特性と従来の理論式と新しい理論式

衝突輻射(Collisional Radiative: CR)モデルは、中性粒子の素過程を考慮した微分方程式で表すことができ、プラズマ中の中性粒子の素過程を理解できる計算手法である。プラズマパラメータを与えれば、反応速度係数や発光強度、励起準位の占有密度を計算することができる。電子-中性粒子衝突では、中性粒子の各励起準位によって原子の大きさが異なるため衝突断面積が変化する。励起準位pの占有密度をn(p)、断面積をσ(p)とすると、抵抗率は、

$$\eta_{en} = \frac{m_e v_e}{n_e e^2} \sum_p \sigma(p) n(p)$$

となる。ここで、ここで  $v_e$  は電子の乱雑速度を表す。断面積  $\sigma(p)$  は、ボーアモデルを仮定するとボーア半径  $\alpha_B$  より

$$\sigma(p) = \pi \alpha_B^2 p^4$$

となるため、抵抗率は、

$$\eta_{en} = \frac{m_e v_e}{n_e e^2} \sum_p \pi \alpha_B^2 p^4 n(p) = \frac{m_e v_e}{n_e e^2} \sigma_{eff.}$$

となり、ここで

$$\sigma_{ave.} = \frac{\sigma_{eff.}}{\sum_p n(p)}$$

となる。一方、電子-イオン衝突による抵抗率はクーロン散乱を考慮することで求められ次式で表される。

$$\eta_{ei} = \frac{n_i Z_i^2}{n_e} \cdot \frac{e^2 \sqrt{m_e} \ln \Lambda}{6\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 \sqrt{(kT_e)^3}} = 5.218 \times 10^{-5} Z_i \{T_e [\text{eV}]\}^{-3/2} \ln \Lambda$$

ここで、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率で  $\ln \Lambda$  はクーロン対数であり一般的なプラズマでは 10~20 程度である。本研究ではクーロン対数は 15 とし計算した。Spitzer によって求められたこの式は Spitzer 抵抗と呼ばれる。一般的なプラズマは電子-中性粒子衝突による抵抗率が小さいので、Spitzer 抵抗はプラズマの抵抗率を求める式としてよく利用される。

電子温度の変化に対する電子-中性粒子衝突のシミュレーション結果（抵抗率と平均衝突断面積）と計算結果を図 1 2 に示す。

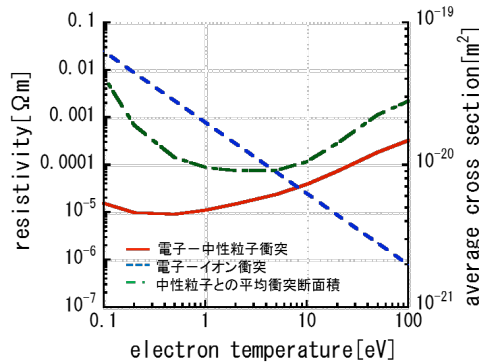


図 1 2 電子温度の変化に対する電子の衝突による抵抗率の変化

非接触プラズマの電子温度 0.1 eV において電子-中性粒子衝突による抵抗率は 0.00001  $\Omega\text{m}$  という極めて低い値となった。また、電子-イオン衝突においても抵抗率は 0.025  $\Omega\text{m}$  であり、実験結果 0.36  $\Omega\text{m}$  より一桁程度低い値となった。

電子温度が 1 eV 以下になると再結合が頻繁に発生し、高励起準位の占有密度が増加する。原子半径は主量子数の 2 乗に比例するため、図 12 に示すように電子温度の低下に伴い電子-中性粒子衝突の平均衝突断面積は増加していく。この平均衝突断面積の増加がプラズマ抵抗の値に大きく影響すると考え

られたが、シミュレーション結果からは電子温度の低下に伴う電子-中性粒子衝突の抵抗率の急激な増加は見られなかった。

乱流により乱されたプラズマは、通常のプラズマとは異なり輸送係数が古典的なクーロン散乱の頻度に関係ない値をとる。測定データのイオン飽和電流から、密度揺動レベルを計算すると 0.51 となり、抵抗率は 0.069  $\Omega\text{m}$  となった。そのため、乱流による抵抗は実験結果 0.36  $\Omega\text{m}$  と一致しないことが分かった。

電子の衝突は、電子-中性粒子衝突における抵抗率は衝突輻射モデルによるシミュレーションを行い、電子-イオン衝突による抵抗率は Spitzer 抵抗によって計算した。その結果、電子-中性粒子衝突では 4 桁以上、電子-イオン衝突では 1 桁以上実験結果に比べ小さな値となった。また、乱流により生じる抵抗も計算したが、これも 1 桁以上実験結果に比べ小さな値となった。

通常のプラズマに比べ非接触プラズマには、再結合により高励起準位の原子が数多く存在し、自由電子と束縛電子が頻繁に入れ替わる。そのため複雑な電子の運動がプラズマの抵抗率の増加を引き起こしているのではないかと考えられる。非接触プラズマの物理状態もこの WDM 状態に近いのではないかと推察される。

## 5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[学会発表] (計 2 件)

(1) H. Nishikata, Y. Hayashi, S. Kajita, T. Kuwabara, N. Ohno, “Detailed Analysis of Plasma Resistivity in Detached Plasmas”, 15th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Nara (Japan), 2015.9.9-12 (ポスター発表), 2015.

(2) T. Onda, N. Ohno, S. Kajita, T. Kuwabara, “Mode structure analysis of detached plasma using a 2D image”, 15th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Nara (Japan), 2015.9.9-12 (ポスター発表), 2015.

## 6. 研究組織

(1)研究代表者

大野 哲靖 ( OHNO NORIYASU )

名古屋大学・工学研究科・教授

研究者番号：60203890