

解説

ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題

篠原俊二郎

(九州大学大学院総合理工学研究院)

Recent Topics on High Density Plasma Production by Helicon Waves

SHINOHARA Shunjiro

Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga 816-8580, Japan

(Received 29 August 2001)

Abstract

The helicon discharge has attracted growing interest as a dense plasma source (order of 10^{13} cm^{-3}) for basic research and various practical applications. However, the problem of a high efficiency production mechanism for the helicon discharge remains to be solved. This mechanism is discussed in terms of a comparison between experimental and computed results, focusing on a mode conversion theory from helicons into slow waves (Trivelpiece-Gould mode). In addition, recent topics regarding helicon wave physics as well as plasma applications and future trends in utilizing this wave are highlighted.

Keywords:

high density plasma, helicon wave, Trivelpiece-Gould mode, mode conversion, damping, plasma application

1. はじめに

高周波(RF)領域のヘリコン波[1-5]を用いると、他のプラズマ源より容易に高電離で高密度(n_e が 10^{13} cm^{-3} 以上)のプラズマが得られるため、この波は基礎実験装置やプラズマプロセス、核融合実験、ガスレーザー、宇宙プラズマモデリング、プラズマ加速、プラズマ推進など、種々の分野のプラズマ源として用いられている。ヘリコン波研究は世界で多くの研究者が、新規課題への挑戦、予期せぬ問題点とその解決を経て新たな分野と視野を切り拓いてきた。中でも重要な課題例としてプラズマ生成機構解明があげられる。その機構は初期の頃はヘリコン波による衝突減衰とランダウ減衰が考えられたが、それでは高効率のプラズマ生成を統一的に説明できず長年の問題となっていた。最近、励起されたヘリコン波から静電波である Trivelpiece-Gould 波へモード変換し、その静電波の高減衰によるプラズマ生成モデルが主要な減

author's e-mail: sinohara@aees.kyushu-u.ac.jp

衰メカニズムの候補として提案され、実験的に比較、検証が始まり内外で支持されつつある。これはプラズマ中の波動現象として基礎物理学的に興味深い内容であり、一方ヘリコン波の利点を生かした新しい応用は、プラズマプロセス以外でも種々の分野で展開が見られる。

本解説においては最近までに明らかになったヘリコン波によるプラズマ生成機構解明の現状と、今後の研究や応用分野についての展望に絞って述べる。まず次章ではこれまでのヘリコン波研究の概説、3章ではヘリコン波による高密度プラズマ生成機構の候補と最近の研究の成果について、4章ではヘリコン波研究の今後の課題、5章では将来も含めたヘリコン波の特性を利用した応用例を示し、最後の6章でまとめを行う。

2. これまでのヘリコン波研究の概説

ヘリコン波は周波数が $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ 領域のホイップ

ラー波であり、有限境界があるため電磁波と静電波の性質が混合している(ω_{ci} , ω_{ce} はそれぞれイオンおよび電子サイクロトロン角周波数)。実際の実験では、安価なRF領域の波動(印加周波数 f は3–40 MHz, 入力RFパワー P_{in} は最大3 kW程度)を用い、共鳴加熱を利用しないため広範囲の外部パラメータ領域(例えば軸方向印加磁場 B は30 Gから1,000 G程度)で、高密度(10^{12} cm^{-3} – 10^{14} cm^{-3})、低温(電子温度 T_e は数eV)のプラズマが生成可能である。封入ガス圧力 P_0 は1 mTorr–100 mTorr位で、直径5 cmから15 cmの円柱状プラズマが典型的なサイズである。

ヘリコンプラズマ源設計の目安は、Fig. 1[2]に示す一様密度分布で m (周方向成分)=0モードでの円柱プラズマの分散関係が参考となる。 $f n_e / B$ の値は軸方向の波数 k_{\parallel} とともに増加し、 k_{\parallel} と同じなら円柱の半径 a が大きくなるとこの値は小さくなる。次に、現在使用されているアンテナ例をFig. 2[2]に示す。円筒形の側面絶縁部に巻いた、ループ、直線バー、サドル型、ヘリカルおよびそれらの混合型コイル等を用いる。大口径プラズマの場合には、円柱端からスパイラル型アンテナを使用してヘリコン波を励起する場合もある。励起モードは、Fig. 2(a), (f)では $m=0$ モード、Fig. 2(b)(Boswellアンテナ), (c)では主として $m=\pm 1$ モード、Fig. 2(d)(名古屋タイプIII型アンテナ)では4個のコイル電流間の位相を変えることにより m のモードが選択可能(主として $m=-1$ と $m=1$ モードを励起)、Fig. 2(e)では印加磁場の向きにより、主として $m=-1$ または $m=1$ モードの励起ができる特徴がある(アンテナ構造は次段の3)周方向のモード数 m も考慮する必要がある)。Fig. 2にある軸方向に伸びたアンテナの長さで決めるだけでなく、複数のアンテナを用いることにより、波数 k_{\parallel} のスペクトルを制御してプラズマ生成を行う方法も試みられている。ヘリコン波の分散関係は一様密度分布の場合、以下の式で表される[4](Fig. 1も参照)。

$$(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2)^{0.5} = (\omega \omega_{pe}^2 / k_{\parallel} \omega_{ce} c^2) \quad (1)$$

ただし、 k_{\perp} は波数の磁場に垂直な成分(k_{\perp} は基本モードとして $3.8/a$ の値がよく用いられる)、 ω_{pe} は電子プラズマ角周波数、 c は光速度である。一般的なヘリコン波プラズマの基本的性質については、文献[1-5]を参照されたい。

ヘリコン波研究は70年代頃から始まるBoswellの初期研究が端緒[6,7]となって以来、内外の多くの機関で基礎的研究から応用研究まで盛んとなった。今までに得

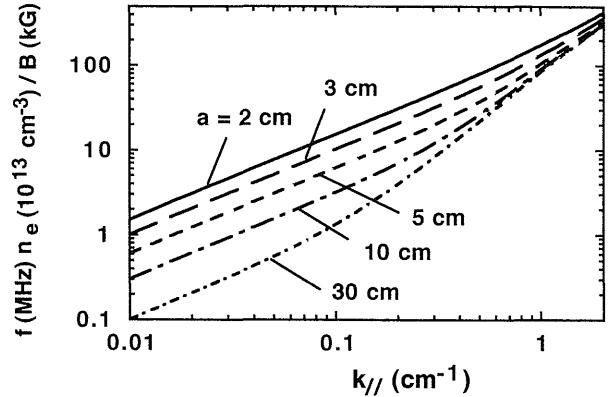


Fig. 1 Dispersion relation of helicon wave with azimuthal mode number $m=0$ with uniform radial density profile (a : plasma radius). Here, excitation frequency f , electron density n_e , axial magnetic field B and parallel wavenumber k_{\parallel} are in units of MHz, 10^{13} cm^{-3} , kG and cm^{-1} , respectively [2].

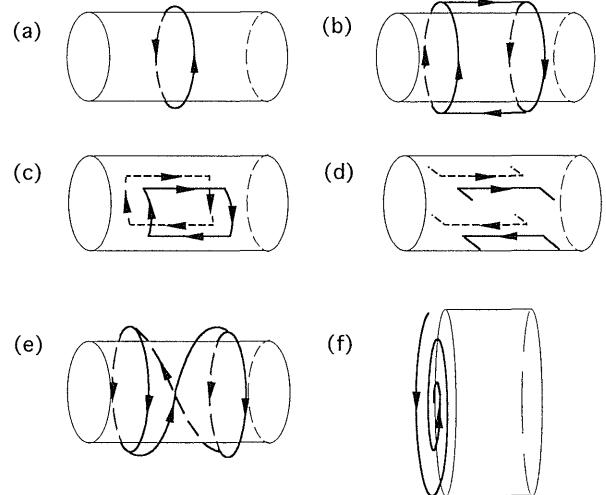


Fig. 2 Various types of antennae for excitation of a helicon wave: (a) loop antenna, (b) antenna with no helical pitch angle, (c) antenna with double saddle coils, (d) type III antenna, (e) helical antenna with half-wavelength and (f) spiral antenna [2].

られている基本的なヘリコン波プラズマの特徴を、以下に簡潔に述べる。

- 1) 密度ジャンプ: あるしきい値(例えば入力パワー、ガス圧力)以上で、放電モードが誘導性結合型プラズマ(ICP: Inductively Coupled Plasma[1,8])からヘリコン波動モードに変わり、1–2桁にもおよぶ大きな密度上昇がある場合が多い(例えば[9-11], 後述のFig. 7参照)。それと同時にアンテナ抵抗もジャンプする。
- 2) 径方向の波動構造: 一様プラズマ密度分布の場合,

励起磁場はベッセル関数で表される[12]。これは、MHDの緩和現象（ベルトラミー条件、無力配位： $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$ (λ : 定数)) [13]と同じ方程式を満たすためである。実際には非一様密度分布を持つが、実験的にも大体この形に類似した波動構造が得られている[9, 14-17]。

- 3) 周方向のモード数 m : 実験で用いられているモードは $-1, 0, 1$ が主であるが、 $m = -1$ モードは $m = 1$ モード等に比べ励起されにくく軸方向の減衰も大きい（例えば[15, 16]）。

5章の今後の展望でも述べるが、最後にヘリコンプラズマの応用例の一部を以下に簡単に記す。産業プロセス分野では大口径で一様性の良いプラズマ生成、電気的や光学的に高品質で微細な構造が要求され、高密度、低圧力の特性を生かしたヘリコンプラズマを用いて、エッチング (Al, SiO₂ 等) や膜の堆積 (Al, SiO₂, a-C, c-BN, CN, SiOF, TiO₂/SiO₂ 等) が精力的に行われている[18-30]。一方ヘリコンプラズマ源も市販 (Trikon Technology, Inc. (MORI Source) や Australian Scientific Instruments Pty Ltd. 等) されている。また、488 nm の Ar II ラインのレーザー発振[31]や、核融合装置でのプラズマ生成（例えばオーストラリアの SHEILA Heliac 装置[32, 33]では、ダブルサドル型や半ターンアンテナで 10^{13} cm^{-3} 以上のプラズマを生成）にも用いられている。なお、基礎実験では希ガス類が主に使用されているが、プラズマプロセス等の応用では種々の反応性ガスが使われる。

3. ヘリコン波プラズマの生成機構

3.1 理論的背景

はじめに述べたように、ヘリコン波による異常吸収（高効率プラズマ生成）は単なる衝突減衰では実験的に説明できず、以前はランダウ減衰が有力な候補と考えられた。ここで衝突減衰とランダウ減衰による波数の虚数部を、それぞれ式(2)[12, 34]と式(3)[12]式に示す。

$$k_{\text{iH}} = \nu_{\text{e}} k_{\perp} / \omega_{\text{ce}} \sim \nu_{\text{e}} \omega^2 / k_{\parallel}^3 \delta^4 \omega_{\text{ce}}^3 \quad (2)$$

$$k_{\text{il}} = [2\pi^{0.5} \omega k_{\perp} \xi^3 \exp(-\xi^2)] / \omega_{\text{ce}} \quad (3)$$

ν_{e} は電子と中性粒子との衝突と電子イオンのクーロン衝突周波数、 δ は無衝突スキン長 c/ω_{pe} 、 $\xi = \omega/k_{\parallel} V_{\text{Te}}$ である (V_{Te} : 電子熱速度)。ただし、式(2)の一番右の近似は、 k_{\parallel} が $k_{\text{low}} = 2(\omega/\omega_{\text{ce}}\delta)$ と $k_{\text{up}} = (\omega/\omega_{\text{ce}})^{0.5}/\delta$ との間のヘリコン波伝搬領域にある場合に有効である[34]（ランダウ

減衰で衝突の大きい場合は文献[35]を参照）。

ランダウ減衰が起きるには、ヘリコン波の位相速度が電子速度と同程度でないといけないが、それには数十 eV 以上の高エネルギー電子が必要（バルクプラズマは数 eV）である。そのテール電子が存在するかどうかを検証するために多くの測定がなされた。分光[36]、静電アナライザ[37]、静電プローブ[38]においてビーム電子の存在が見られたが、定量的に強い減衰を説明するには問題があった（また、電子加速メカニズムについては、アンテナ近接場[39]や電子捕捉[40]の議論もあった）。静電プローブ測定等においては RF ノイズを下げるのが重要だが、そのレベルを下げるごとにテール部分が減り、結局そのビームの存在を否定するものまで現れた[41]。

ここで、ヘリコン波の減衰機構について考えると、大別して運動論（電子加速）と流体的なメカニズム（後述する波のモード変換が例）の取り扱いがある。前者は波と粒子との相互作用によるものであるが、上述した線形や非線形ランダウ減衰、およびサイクロトロン減衰 ($n_{\text{e}} > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 程度必要) では定量的に説明できないのが現状である（衝突減衰もすべてを説明するのは不可能）。その理由は、波動磁場と電場のエネルギー W_{B} 、 W_{E} 、粒子のエネルギー T との間に、ヘリコン波では $W_{\text{B}} \gg T \gg W_{\text{E}}$ の関係があるため、全エネルギー W (= $W_{\text{B}} + T + W_{\text{E}}$) の減衰を、 T だけの関与で説明するのが無理であるからと考えられる[42]。

そこで後者のメカニズムに基づいた考えが、最近有力になってきたヘリコン波からの静電波（遅波、TG : Trivelpiece-Gould Mode）へのモード変換による吸収過程の理論[42-44]である。はじめにこの理論の内容を紹介し、次にその検証実験の現状についてふれる。まず静電波とヘリコン波との関係について述べる。冷たい一様なプラズマ[45]では分散式は k_{\perp}^2 について二次方程式となり、このホイッスラー領域では 1 つの k_{\parallel} に対し k_{\perp} の小さい速波（ヘリコン波）と大きい遅波（TG 波）がある[5, 9, 43, 46]。逆に k_{\perp} を一定にして B を変えて導出した $k_{\parallel}-n_{\text{e}}$ 平面上の分散曲線を Fig. 3 に、 k_{\parallel} と B を変えた場合の $n_{\text{e}}-k_{\perp}$ 平面上の同曲線の計算例を Fig. 4 に示す[47]。その 2 つの解の曲線（例えば $k_{\parallel}-n_{\text{e}}$ 平面）は低磁場ではつながっているが、 $f < f_{\text{LH}}$ （低域混成周波数）の高磁場側 ($f = 7 \text{ MHz}$ で $B > 680 \text{ G}$) では交わらない（高密度側の曲線がヘリコン波、低密度側が TG 波となる）のが特徴である。

TG 波は $T \gg W_{\text{B}} \gg W_{\text{E}}$ であり短波長のこの波の衝突減衰は大きく、波数の虚数部 k_{ITG} は以下のように表される

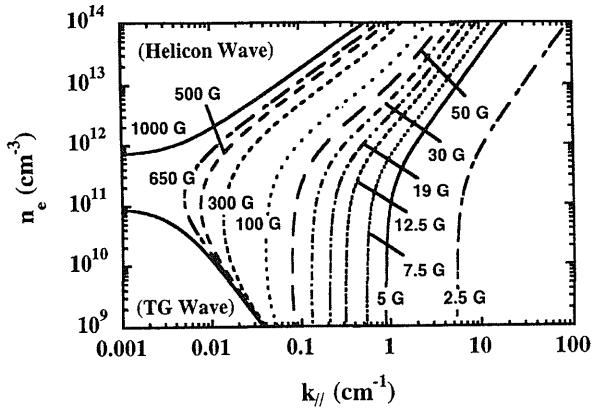


Fig. 3 Electron density n_e as a function of parallel wavenumber k_{\parallel} under different magnetic fields with azimuthal mode number $m = 0$, the first radial mode and the frequency $f = 7 \text{ MHz}$ (calculation) [47].

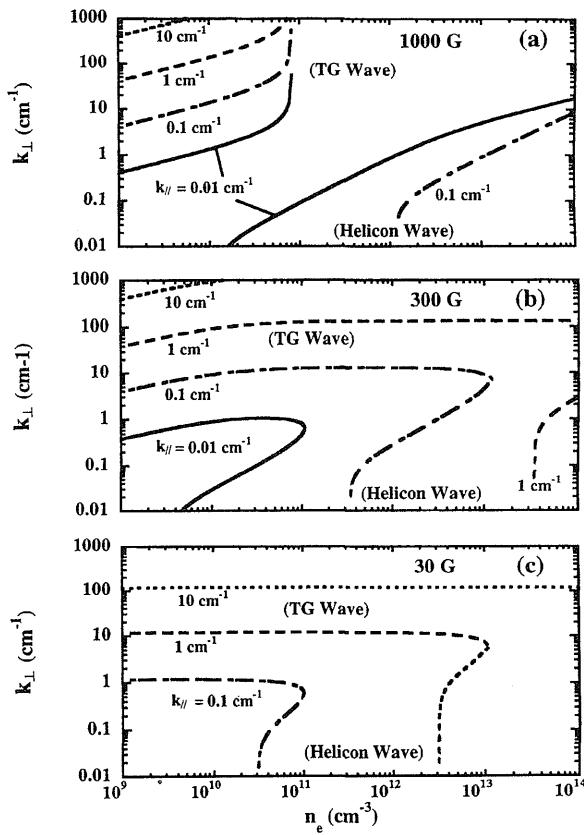


Fig. 4 Relationship between perpendicular wavenumber k_{\perp} and electron density n_e changing parallel wavenumber k_{\parallel} , with the magnetic field B equal to (a) \$1,000 \text{ G}\$, (b) \$300 \text{ G}\$ and (c) \$30 \text{ G}\$ at frequency f of \$7 \text{ MHz}\$ (calculation) [47].

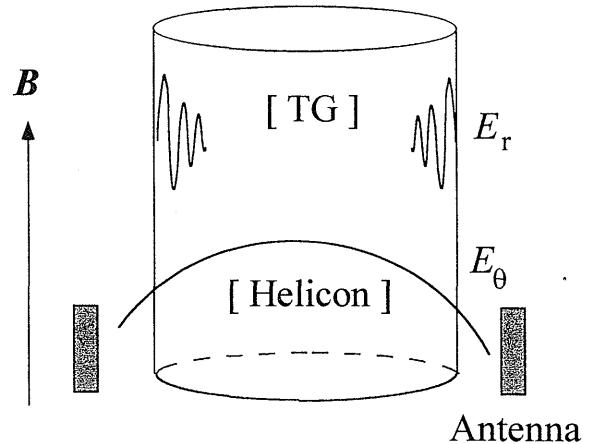


Fig. 5 Scenario of a surface mode conversion from the helicon to Trivelpiece-Gould (TG) waves.

[44].

$$k_{\text{ITG}} \sim k_{\parallel} \nu_e \omega_{ce} / (\omega^2 + \nu_e^2) \quad (4)$$

k_{ITG} はその実数部より十分大きく、径方向の減衰長は衝突[48]や電子の熱運動効果[49]を入れたスキン長よりも短く、電子ラーモア半径の10倍程度である[50]。ヘリコン波の衝突減衰と TG 波の減衰(式(2), (4)を参照)を比べると、後者は前者より大きく、磁場に対しては依存性が逆であり、衝突周波数に関して前者は ν_e に比例、後者は $\nu_e = \omega$ で最大となる。なお、この 2 つの波の満たす方程式(一様密度分布)[12, 46]は、それぞれが前述した無力配位の方程式の解(短波長と長波長の解)であり、これはまた平衡磁場(速度)配位を記述するダブルベルトラミ条件と同じ形である[51]。

次にこのモード変換には、共鳴と非共鳴過程があるのを説明する[42, 44]。非共鳴過程(Fig. 5 参照)は、特に径方向に一様密度の場合、プラズマ表面で密度勾配が大きい時に効く(表面モード変換)。それは境界では、径方向電流 $j_r \sim E_r + i(\omega_{ce}/\omega)E_{\theta} \sim 0$ のため、径方向電場 E_r (TG 波) \gg 周方向電場 E_{θ} (ヘリコン波) となり必然的に TG 波が生成され、その波の大きな減衰のため表面付近でパワー吸収が起こる(これより磁場とともに TG 波の振幅と減衰(式(4))が大きくなることがわかる)。逆に非一様密度分布の時は、径方向のある位置でヘリコン波と TG 波の k_{\perp} が一致(共鳴)し、ヘリコン波からのモード変換(Fig. 6 [52] 参照)が起きてパワーが吸収される。この変換位置 r_{up} は密度分布や k_{\parallel} により異なるため、実際はプラズマ全体で変換が起きる。なお、この TG 波は誘導性結合アンテナによる直接励起は難しい[42]ため、

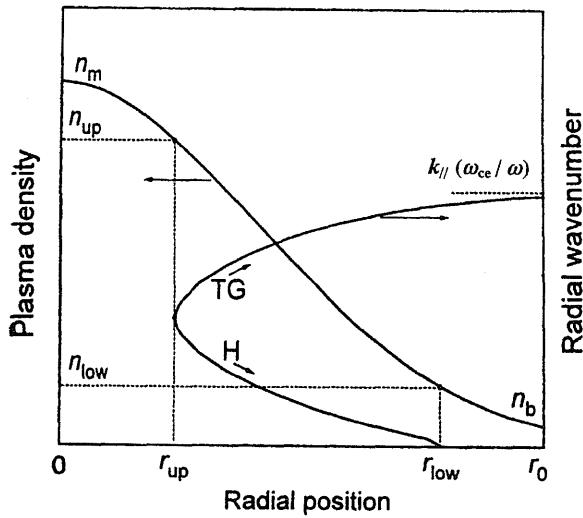


Fig. 6 Location of characteristic points on the density profile, $(r_{\text{low}}, n_{\text{low}})$ and $(r_{\text{up}}, n_{\text{up}})$, and the radial variation of perpendicular (radial) wavenumber k_{\perp} in the local approximation [52]. H and TG denote, respectively, the helicon and Trivelpiece-Gould branches of the dispersion curve.

まずヘリコン波が励起されなければモード変換ができない、TG 波は存在ににくい。

TG 波は電子の慣性を無視せずに誘電率テンソルを使うと必然的に存在しその減衰も大きいため、この理論が提唱された後に TG 波を考慮に入れた多くの計算がなされた（以前は電子の慣性を入れない（TG 波は入らない）計算であった[53]）。パワー吸収やアンテナ-プラズマ結合の計算は、フーリエ分解した一次元コード[35, 42, 54-57]や有限要素法を用いた二次元コード[58]で行われた。この慣性を入れない場合と入れた場合の比較計算も、 ν_e/ω が小さい領域[59]と大きい領域（ただし < 10 度）[60]で最近報告されている。ここで注意すべきは、計算を行う際に径方向の空間サイズを非常に小さく取らないと、TG 波の空間構造を記述できることである。またモード変換現象を上記モデルで説明したが、実際の系では種々の波数を持ったヘリコン波と TG 波が空間的に混在（プラズマ周辺ではエバネッセントな近接場も存在）し、様々な径方向位置でモード変換する。そのためエッジ領域の TG 波吸収を除き、バルクプラズマ領域では TG 波は局所的に吸収する分布を取らず、この現象を計算や実験において空間的には明瞭に捉えにくい。

3.2 モード変換理論と実験との比較

次にモード変換理論に関連する実験結果について述べる。残念ながらこの TG 波の直接的な観測による検証はまだなされていない。それはヘリコン波と区別しやすい

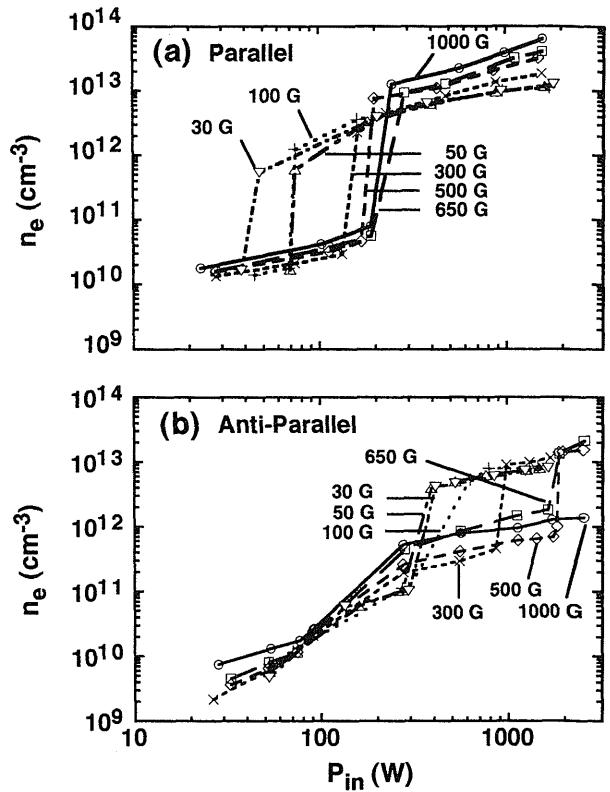


Fig. 7 Electron density n_e as a function of input power P_{in} for (a) parallel and (b) anti-parallel antenna current directions (filling pressure $P_0 = 51 \text{ mTorr}$) (experiment) [47].

電場や電流の微細な分布測定は難しく、磁場分布の測定でもヘリコン波成分からの分離が困難であることによる。ただし、 $\omega_{ce}/\omega < 6$ の低磁場[61]の場合のみ、ヘリコン波との差が小さく微妙だが分散関係から TG 波が同定されている。それ以外は、アンテナ抵抗（アンテナ-プラズマの結合度）のパラメータ依存性と軸方向の磁場分布について、実験と計算結果の若干の比較が、低圧力領域[35, 41, 62, 63]で行われているのみである。しかしながら最近、低圧力から高圧力領域まで、アンテナスペクトル、圧力、磁場等を変えて実験[11, 47]を行い、その様々な結果（アンテナ抵抗、磁場構造、密度ジャンプ）をこのモデルによる計算と直接比較[35, 50, 60]して、間接的ながら幅広い領域で検証できたという報告があり、以下にその結果を記述する。なおこのモデルの提唱とその検証（最近多くの機関でも行われつつある）により、このモード変換がヘリコン波の主要な生成機構として、現在一番有力な考え方となっている。

実験は直径 5 cm、長さ 100 cm のパイレックスチューブ側面に巻いたリング型アンテナ 2 本または 4 本

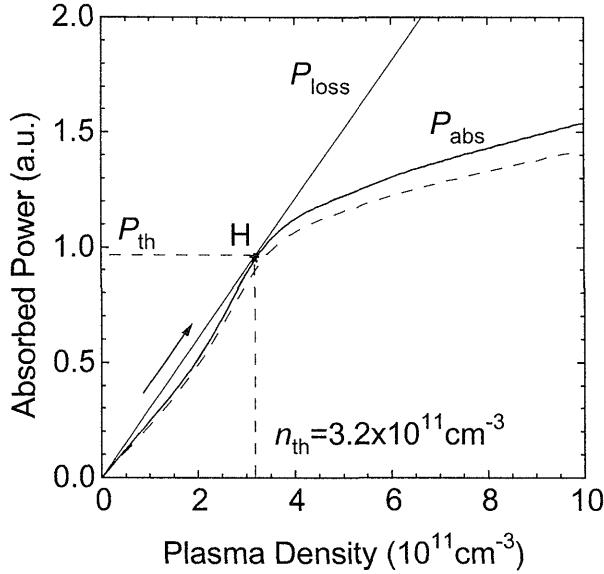


Fig. 8 Absorption curve (full curve) at a critical antenna corresponding to the coupling of the discharge to the high mode of density n_{th} [35]. The jump to the point H, shown by an arrow, occurs at a critical absorbed power P_{th} . A straight line shows the plasma loss assumed to depend linearly on density, $P_{\text{loss}} = \alpha n_e$. Calculation parameters: parallel antenna currents, $P_0 = 6 \text{ mTorr}$ and $T_e = 8 \text{ eV}$. The broken absorption curve was computed with a finite gap between the antenna and plasma, at antenna radius of 3 cm.

($m = 0$ モード) に、RF 電流を同方向 (PC) または逆方向 (AC) に流してアンテナスペクトルを変えて行った [11, 47]。このチューブにステインレススチール製の真空容器 (直径 45 cm, 長さ 170 cm) をつなぎ、アルゴンガスを導入し RF 周波数 7 MHz, 磁場は最大 1,000 G を印加して、ヘリコン波プラズマを生成した。以下に示すのは、2 ループアンテナの場合の結果である (アンテナ幅 1 cm, アンテナ間 2 cm)。Fig. 7 [47] に示すようにあるしきい値以上の入力パワーで大きな密度ジャンプがあり、低磁場で同方向電流の方がジャンプしやすいことがわかる。このジャンプは、Fig. 8[35] に示すようなパワー損失とモード変換理論によるパワー吸収の密度依存性から予想できる [44, 52]。すなわち、損失 (主として径方向) が密度に比例すると仮定 (これは他のデータから妥当 [35]) すると、このモデルを使ったパワー吸収曲線が上に凸の場合、パワーを P_{th} のしきい値まで増やすと、0 であった密度は原点から引いた接線(損失直線)との交点 H までジャンプ [35, 44] するため n_{th} となる。これから出した n_{th} や規格化した P_{th} は様々な幅広い条件(磁場、圧力、アンテナスペクトル)で実験と計算の結果が良く一致した [35, 60]。

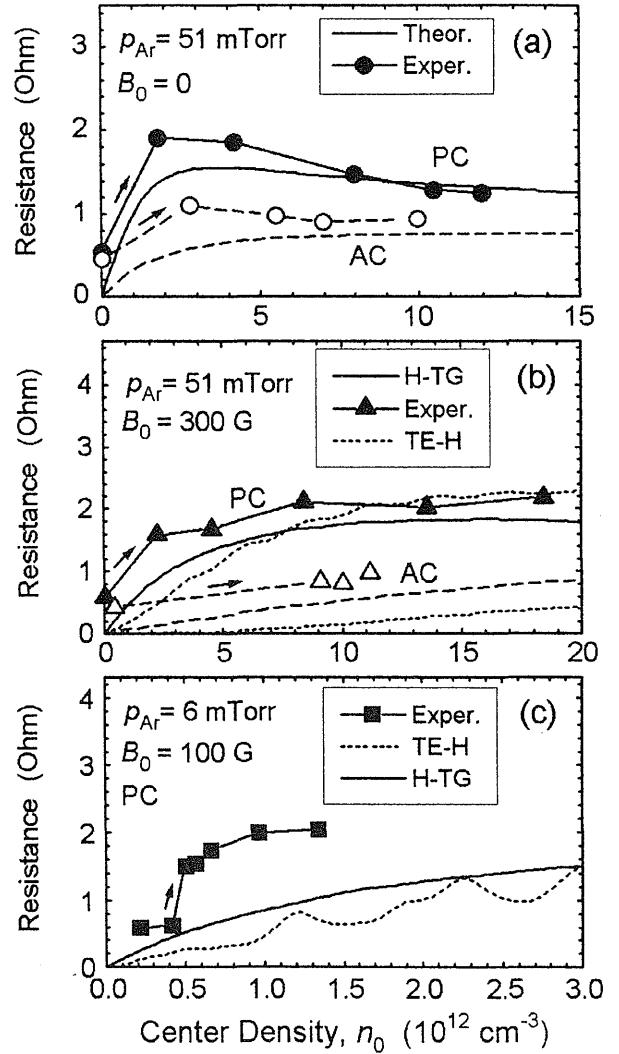


Fig. 9 Measured antenna loading resistance and computed plasma resistance with H-TG model vs. center density n_0 , for the parallel (solid symbols and solid curves) and anti-parallel (open symbols and dashed curves) antenna currents [60]. Arrows show experimentally measured density jumps. Dotted curves in Figs. (b) and (c) are computed with TE-H model. (a) $P_0 = 51 \text{ mTorr}$ and $B = 0 \text{ G}$; (b) $P_0 = 51 \text{ mTorr}$ and $B = 300 \text{ G}$; and (c) $P_0 = 6 \text{ mTorr}$ and $B = 100 \text{ G}$. In Figs. (a) and (b), theoretical curves were computed with edge density $n_{\text{edge}} = 0.5 n_0$, for the parallel currents, and with $n_{\text{edge}} = n_0$ for the anti-parallel currents. In Fig. (c), $n_{\text{edge}} = 0.2 n_0$.

アンテナ抵抗の中心密度 n_0 依存性の、実験と計算結果との比較例を Fig. 9 [60] に示す (参考のため ICP の場合は Fig. 9 (a) に示す)。ここで、比較のために 2 つのモデルを使った。すなわち H-TG (TE-H) は TG モードを考慮した (しない) 計算モデルである (H-TG : Helicon-Trivelpiece Gould, TE-H : Transverse Electric-Helicon

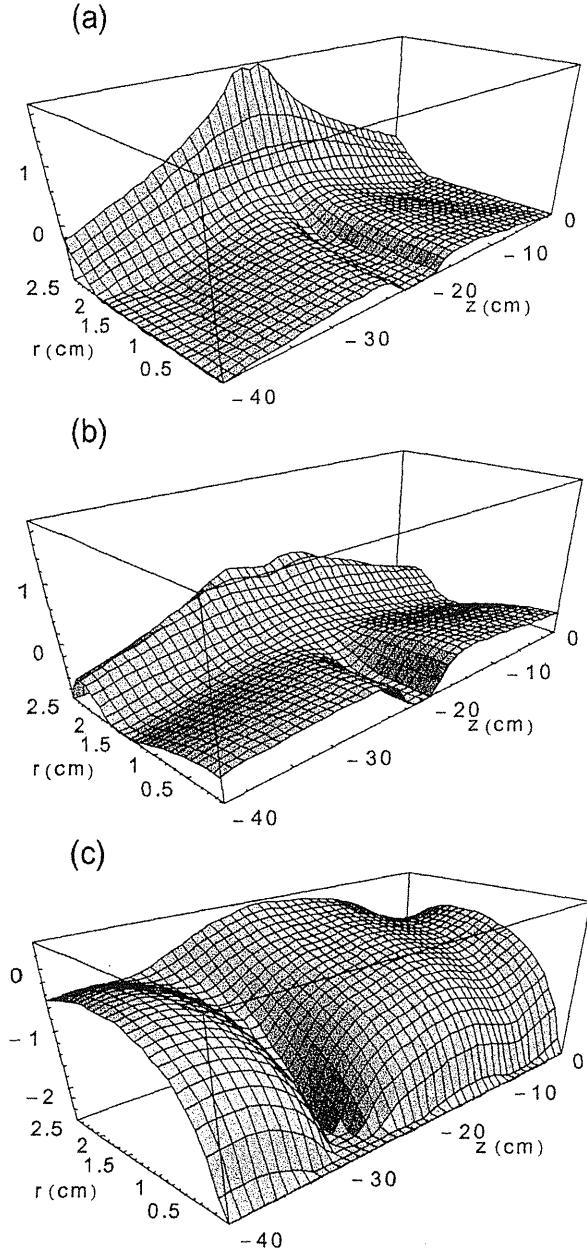


Fig. 10 Absorption profiles, in logarithmic scale, at $P_0 = 6 \text{ mTorr}$, $B = 100 \text{ G}$, $n_0 = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ and parallel currents [60]. H-TG model for (a) uniform and (b) nonuniform plasma with $n_{\text{edge}} = 0$; (c) TE-H model for the uniform plasma.

(軸方向電場 $E_z = 0$)). 密度分布は実験条件に合わせて、 $n_e(x) = n_0 - (n_0 - n_{\text{edge}})x^2$ の分布形 (n_{edge} : エッジ密度, x : 規格化した半径 ≤ 1) を用い、実験のアンテナ抵抗には、プラズマがない時の抵抗（いわゆる真空抵抗または回路抵抗）も含まれているので、計算より少し高めになっている (0.5 Ω 程度)。この図（および他の結果）より密度ジャンプ後では、有力な H-TG モデルによる抵抗の

密度依存性の計算結果が、アンテナ構成 (Fig. 9 (b)) の PC と AC や、磁場と圧力 (Fig. 9 (b),(c)) によらず、実験的に得られたものと良く一致している。他の様々な条件でも良く一致 [35, 50, 60] し、さらに蛇足ながら、ランダウ減衰の有無は計算上ほとんど差がない結果となっている [35]。

一方、TE-H モデルを使った計算では、抵抗値が上記モデルや実験結果より小さく（特に AC の場合 (Fig. 9 (b))），低圧力での計算においては密度依存性の曲線が大きく振動（多くのシャープなピークが現われる）し、実際と合わない（例えば $P_0 = 6 \text{ mTorr}$ [60]）。これは後述する二次元パワー吸収分布計算 (Fig. 10 (c) [60]) に示すように、TE-H モデルのヘリコン波のみでは軸方向の減衰が小さく定在波があり、さらにピーク抵抗を持つ密度時には径方向に定在波（一次と二次のモードの場合が明瞭）が立ち、キャビティ共鳴となることによる（逆にアンテナ抵抗は k_{\parallel} の特定の値でピークを持つ）。いずれにしろ実験においては、このように振動した抵抗曲線は見られない。さらに Fig. 11 [60] に示す軸方向磁場 B_z の軸方向分布を比較すると、密度ジャンプ後 (Fig. 11 (b)) は H-TG モデルでは実験結果を説明できるが、TE-H モデルでは振幅の軸方向の減衰が小さく実験とまったく合わないことがわかる。

ここで H-TG モデル計算で予想されるパワー吸収分布の、密度と磁場に対する依存性を述べる。プラズマ端の密度が下がる（急峻な分布）と、プラズマ端での TG 波（非共鳴過程）の吸収が減り、主としてバルクでの TG 波（共鳴過程）の吸収が増える (Fig. 10 (a) と (b) [60])。しかしながら、全体ではバランスしてアンテナ抵抗はあまり変わらない。ただし前述したように、TG 波はヘリコン波が励起されないと存在しないことに注意が必要である。次に Fig. 12 (b) [60]（計算）に示すように、磁場の増加（密度に対しては弱い依存性）とともに非共鳴過程の TG 波の役割が大きくなるため、プラズマ端でかつアンテナ近傍より下流側に吸収が大きくなる。これに対し TE-H モデルでは、当然ながらプラズマ中心付近での吸収が大きい。この計算においては便宜上、アンテナ近傍領域での吸収パワー P_{ua} は軸方向に 4 cm まで、プラズマ端近傍領域での吸収パワー P_{ed} は径方向に端から 0.2 cm（プラズマ全領域の 15% を占める）内の領域でのパワーと定義し、両領域の共通部分での吸収パワーは P_{ue} とした。この TG 波によるエッジでの吸収という計算予測は、分光測定 [64] により高圧力下でホットスポットが、アンテナ近傍の周辺領域で観測されている結果とは矛盾してい

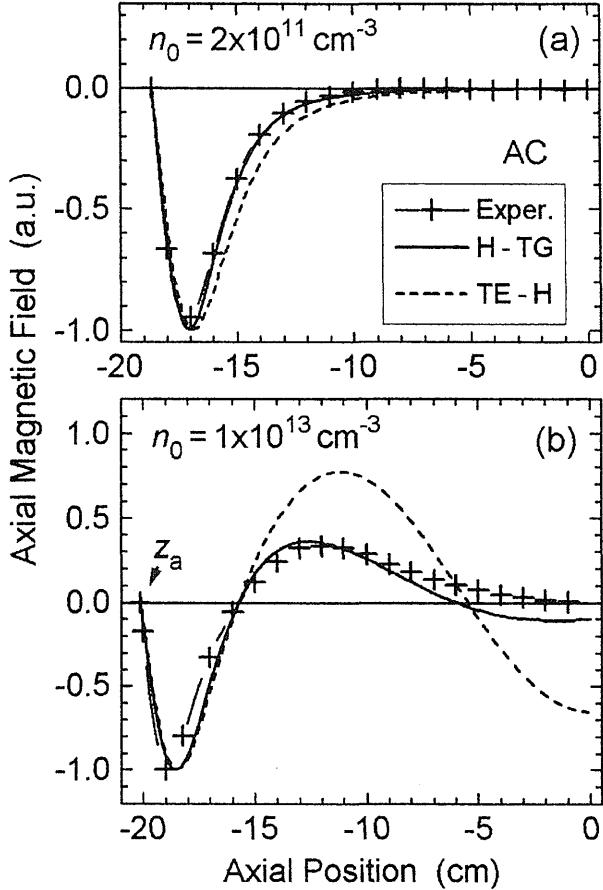


Fig. 11 Axial profiles of the B_z (z component) magnetic field on axis, as measured (crosses) and computed with the H-TG (solid curves) and TE-H (dashed curves) models, for the anti-parallel antenna currents, $P_0 = 51$ mTorr and $B = 300$ G [60]. (a) Low density mode before the jump, $n_0 = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and (b) high density mode after the jump, $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

ない。なお、磁場が大きい場合 ($f < f_{\text{LH}}$) はエバネッセントな TG 波となると考えられるが、メカニズムは $f > f_{\text{LH}}$ の場合とほぼ同様であるとして解釈できる。

以上のように、モード変換による TG 波の吸収というモデルで実験結果を矛盾なく説明できることができたが、現在残されている大きな課題として、TG モードの直接検出がある。これは前述したように微細な空間構造を調べるために困難であるが、この電場によるイオン分布関数変化のレーザー誘起蛍光法による検出[65]、マイクロ波遠赤外レーザーによる共同散乱法[66]、静電プローブによる電位測定[67]、電流プローブ法による測定[68]等が試みられている。

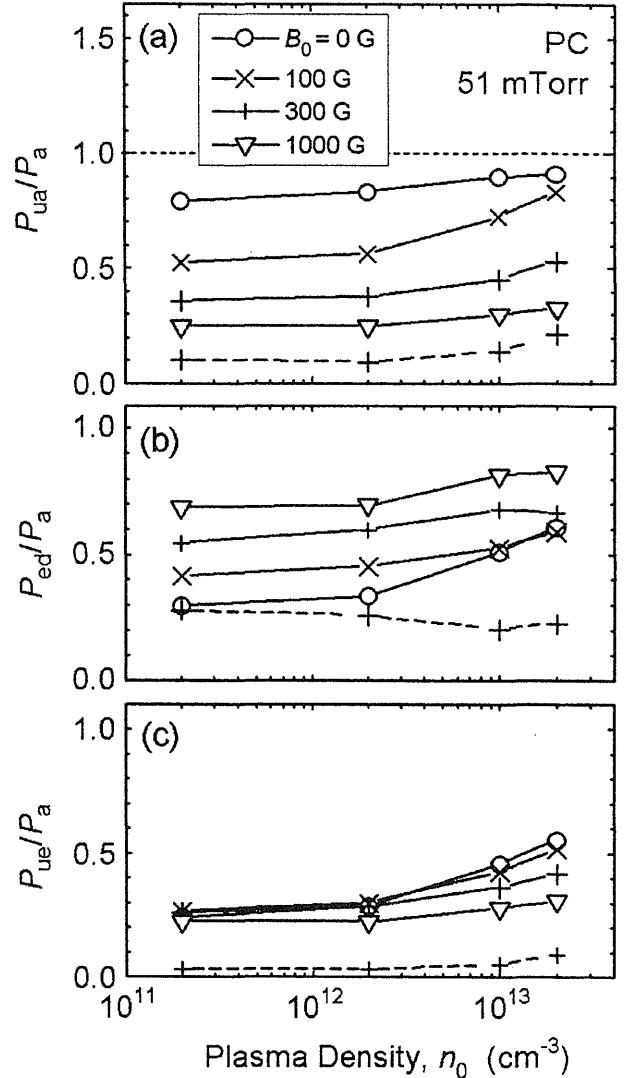


Fig. 12 Fractions of the total power P_a absorbed in various parts of the uniform plasma [60]: (a) in the under-antenna region; (b) in the edge layer; and (c) in the edge layer of the under-antenna region. Solid and broken curves were computed with H-TG model and with TE-H model, respectively, at $B = 300$ G, $P_0 = 51$ mTorr and parallel currents in the antenna loops.

4. 今後のヘリコン波研究の課題

前節ではモード変換理論が有望であると述べたが、まだ完全には確定したわけではない。最近では TG 波のような小スケールの波を検知するために、相互相関励起散乱法[69, 70]も始められている。そこで提唱された初期的アイデアは、(1)パラメトリック減衰によるヘリコン波からのイオン音波と TG 波の励起、(2)ヘリコン波のイオン音波プラズマ乱流へのパラメトリック不安定性による励起[71]、である。また、低域混成波の生成に対する

従割[35, 47, 72-75]は限られた領域(磁場, ガス圧力, 密度)だが興味深い対象であり, ICP, CCP(容量性結合型プラズマ)[1], 表面波[1]等も, ヘリコン放電のモード遷移を含む, 時空間的発展の総合理解に関連してくる可能性がある。いずれにしろ今後のさらなる研究の展開で, ヘリコン波プラズマ生成機構の理解の確立が待たれる。次にその知見を基に, まだ試みが不十分であるパワー吸収の空間分布の絶対測定[16, 76]や, 輸送を含めた粒子とエネルギーのバランス[77, 78]も正確に評価して, ヘリコンプラズマ源設計の最適化を図る必要がある。

以下にヘリコン波研究で残された興味深い問題や, 考えられるこれからの主なトピックスをあげる。

- 1) 高密度限界: ヘリコン波では容易に 10^{13} cm^{-3} 以上の密度が得られるが, プラズマを用いた加速器等ではさらに高い密度が必要である。種々の装置[79-81]で高密度放電が試みられ, 現在 10^{14} cm^{-3} 程度の最高密度が得られているが, 密度がパワーに対して飽和する傾向にある。それは中性ガスのポンピング／枯渇[80, 82], プラズマと壁との相互作用, 非線形拡散現象等が原因と考えられ, さらなる高密度化にはそれらの克服が課題である。
- 2) 高イオン温度と異方性: 電子とのクーロン衝突から予想されるものよりもイオン温度が高く($\sim 1 \text{ eV}$), 磁場に垂直方向が平行方向よりイオン温度が高い場合や, 低域混成波近傍で最大になることがある[83-85](電子サイクトロン共鳴を用いたプラズマ源でも同様に, 高いイオン温度が観測される場合がある[86])。これらは物理的興味があるだけでなく, 実用的にはプラズマエッチング等に好ましくなく, 低域混成波共鳴やパラメトリック過程のメカニズムを調べ, イオン温度の抑制を試みる必要がある。
- 3) 不安定性: 分散関係(Fig. 1 参照, ただし k_{\parallel} は一定とする)からも実験的にも, 一般的には磁場の増加とともに密度が上昇するが, 不安定性により磁場の増加に対して密度が飽和や減少をすることがある。静電的な不安定性(抵抗性ドリフト波やケルビンヘルムホルツ不安定性)[87, 88]が異常拡散(主として径方向)の原因と考えられるが, 閉じ込め改善, 高パワーでの非線形効果(例えばポンデロモーティブ力[89, 90]), パラメトリック効果, 径方向電場, プラズマ流も含め興味ある課題である。
- 4) 低磁場での生成: コスト的に低磁場(ω が ω_{ce} に近い領域)が望まれるが, $2\omega > \omega_{ce}$ となるとヘリコン波はエバネッセントな波となり, TG 波とカップルす

る[46]。この領域でも実験が行われたが, 数十 G の所で他の磁場より高い密度が得られることがあった[46, 91, 92]。RF パワーに対してはっきりした密度ジャンプがある場合[47]やない場合[92, 93]もあり, ICP とヘリコン放電との境界(磁場領域[17]), 非一様磁場中の電子共鳴加熱現象[63], 磁場の密度分布への影響[92]も含め検討する必要がある。

- 5) 磁場配位と境界条件: ヘリコン波実験では一様磁場が多いが, 他の様々な配位が試みられている。発散[63, 92, 94, 95](計算は[96]), 収束[92, 94, 95], カスプ磁場[97-99]でのプラズマ生成や波動特性が調べられ, 境界条件の影響(ホイッスラー波とヘリコン波との中間領域)も求められた[95]。また, プロセスプラズマで用いられている磁気中性線放電(NLD: Magnetic Neutral Loop Discharge)[100]においても, ヘリコン波が伝搬している計算結果[101]もある。下記の 6)の課題と絡みプラズマ源生成条件の最適化を図ることが重要である。
- 6) アンテナデザインと制御: $m = -1, 0, 1, 2$ の周方向モード(複数のアンテナ電流間の位相制御による回転磁場方向の選択[14, 102, 103]を含む)や, 軸方向[11, 35, 47, 50, 60, 104]のモードを制御したプラズマ生成実験や計算が多く行われている。高次モード(径方向)[60, 105, 106]の存在による軸方向のビートした振幅分布, $m = 1$ と -1 モードの合成による励起(計算)[107]や 80 MHz 以上の高い周波数での放電[108, 109]も研究されている。密度分布制御では磁場の絶対値と配位[92, 97-99], 低域混成波共鳴層の利用[75], アンテナモード選択も行われ, これらを考慮に入れ目的に応じてアンテナデザインの最適化を行う必要がある。
- 7) 小容量化と大容量化: 大口径/大容量化はプラズマプロセス, プラズマ基礎実験装置や核融合(5節も参照)に重要であり, 直径 40 cm を超えるプラズマ生成には, マルチチューブ[46], 容器端に設置したスパイラルアンテナ[17, 93], カスプ磁場配位[97-99](さらにはバイアス電極との併用による密度分布制御[110-114]), 側壁からの蛇行したアンテナによる励起[115](直方体型のプラズマ源)が試みられている。一方, コンパクトなヘリコンプラズマ源はビーム等の応用に重要である。壁による境界条件[11, 116](軸方向の定在波の影響[117], プラズマと壁との相互作用, チャージングも含む)や, 作動圧力と磁場を考慮することが肝要であり, 現在では直

径5 cm, 長さ10–15 cm程度のサイズのプラズマが生成されている[117, 118]。これらの開発は、ヘリコン波動の理解の進展をベースに個々の要求条件に応じて行う必要がある。

5. ヘリコン波を用いた応用研究の展望

2章で述べたようにヘリコンプラズマ源は容易に高密度が得られ、それを生かして種々の分野で応用されている。しかしながらプラズマプロセス分野では、現在必要とされる密度がそれほど高くなく(ヘリコン波生成プラズマ密度より1桁以上低い場合が多い)、このプラズマ源の最適化が十分でない(例えば大きな拡散容器の使用のため、壁のクリーニングが難しい[119])のが現状である。今後、装置の改良が望まれると同時に、高密度が必要(例えば磁性膜エッティングプロセス[119])となる状況が増していくと思われる。これからキーワードとしては、低圧力、低磁場(または永久磁石)、基板バイアス電圧の独立制御、負イオン、素過程(原子、分子、ラジカル、イオン、電子)を考慮した粒子の温度(分布関数)制御等が考えられる。

一方、ヘリコン源では高密度で解離が進むので、ラジカル源や負イオン源に有利であると考えられ(例えば[120, 121])、今後多くの利用が待たれる。イオン源(プロセス用の例では[122])も有望であるが、高フラックスの中性粒子ビーム源としては、電磁石や永久磁石を用いたコンパクトな水素、窒素、酸素源等も考えられる(もちろん用途に応じて大型化も容易である)。例えばその応用として、大型ヘリカル装置LHDでのプラズマ周辺計測計画[123]、表面とビームの相互作用や膜の成長の研究がある(ただし非常にプラズマ容量が小さくなってきた場合、ヘリコン波が励起されているかは今後確認が必要である)。また、ヘリコン波プラズマを用いた粒子加速、レーザー発振法等のさらなる改良や、他のプラズマ源と同様、ヘリコン波プラズマを用いた化学分析、環境やバイオ関連も伸びる可能性がある(変わった研究として、毒ガスの無害化[124]も提案されている)。

高温プラズマ／核融合実験では、容器内壁の洗浄がURAGAN-3ステラレータでヘリコン波と認識せずに行われ[125]、プラズマ生成は2章で触れたSHEILA-Heliac装置[32, 33]のみならず、最近では韓国的小型トカマク[126]、ドイツのTJ-Kトルサトロン[127]、核融合科学研究所のCHS[128]、金沢工業大学のHelitron DR[129]装置で行われつつある。ヘリコン波の役割はまだ明らかではないが、興味深いのはオーストラリアのH1 Heliac

装置(ループ型アンテナ、 $f=7\text{ MHz}$, $P_{\text{in}} \leq 100\text{ kW}$)で、閉じ込め改善、イオン加熱(中心イオン温度が $\leq 100\text{ eV}$ で電子温度より高い)、ホローな電子温度分布(中心で $\leq 10\text{ eV}$ 、端で $\leq 30\text{ eV}$)が得られていることである[130]。単純トーラスプラズマ生成はドイツのプラズマ研究所(Greifswald)[131]、インドのプラズマ研究所[132]、名古屋大学[123]で行われ、生成法やコヒーレントな渦構造等が調べられている(トーラスプラズマ生成の計算もある[133])。

直線状の大口径、大容量プラズマ(直径15–80 cm、長さ100–500 cm程度)をヘリコン波で生成して基礎実験を行う機関は、計画中も含め様々な所(例えば、アメリカ[84, 134–137]、九州大学[95, 110–114]、宇宙科学研究所[138]、ドイツ[139, 140])にある。これらのヘリコン源は、従来の取り扱いが不便なBaOを用いたDC放電による大型基礎プラズマ実験装置[141–143]と遙差ない大きさまで近づいており、運転、保守、高密度達成の容易さを生かした今後の研究の進展が期待できる。例として宇宙のシミュレーション実験(磁気圏での物理現象)を目的に、ヘリコン波の特徴を生かした研究がある[84, 85, 134]。そこではHELIXソース部(直径15 cm、長さ160 cm)につながれた大型装置LEIA(直径180 cm、長さ440 cm)を用いて、定常、高密度、高ベータ(20 G以下の低磁場では ≤ 10)のプラズマを生成し、その性質を調べる研究がなされている。また、長波長と高い中性粒子密度が実験室プラズマで問題であったアルヴェン波研究も、高密度、高電離生成のため実験が容易(直径15 cm、長さ250 cmのALESPI装置)[135]となった(一方、小ソースで工夫した宇宙船近傍のシミュレーション研究もある[144])。今後、非線形波動現象、種々の構造形成や不安定性、衝撃波、乱流、異常加熱、磁力線再結合現象等(電気二重層やオーロラ生成機構も含む)の研究の展開に貢献するものと思われる。なお大口径装置に直接ヘリコン波動を励起しプラズマを生成する際は、境界や密度分布のヘリコン／ホイッスラー波動伝搬への効果[95, 145]も考慮する必要がある。

宇宙空間でのヘリコンプラズマの利用として、プラズマ推進(プラズマロケット)の提案と基礎研究が始まっている[146, 147]。比推力が大きく惑星間飛行に有利であることを利用した、NASAによる2018年の有人火星飛行計画[148]もある。大口径で軸方向に短いプラズマと小口径プラズマ源の生成法、プラズマのデタッチメントと加速法、不純物や壁との相互作用等の問題点はあるが、今後関連した活発な研究が出てくるものと思われ

る。また、宇宙船のラジエータ表面のクリーニングとして、水蒸気を用いたヘリコンプラズマを使う提案[149]も出されており、これからも種々のアイデアが出てくる可能性がある。

6. おわりに

ヘリコン波は高効率で 10^{13} cm^{-3} 以上の高密度プラズマを容易に生成できる特徴があり、今まで述べたように、多くの研究者により懸案の生成機構が段々明らかとなってきた。3章で述べたヘリコン波からモード変換した静電波(TG波)による吸収機構が最有力となっているが、今後は生成機構の完全な立証をはじめ、4章で触れたヘリコン波研究の課題等でヘリコン波プラズマの性質をより明らかにし、その知見をベースにプラズマ生成の最適化を図る必要がある。さらに5章で述べた応用研究例のように、ヘリコン波プラズマの特徴を生かした種々の応用分野の新規展開が待たれる。

本解説を書くにあたって、内外の多くの研究者（特に最近の共同研究者である Shamrai 博士）との議論が役に立ちました。また、いつも激励していただいている河合良信教授に感謝します。

(追記) 2001年秋に行われたアメリカ物理学会プラズマ部門では、「ヘリコンプラズマ源に関する応用」のタイトルで、ミニ会議がまる1日割かれて行われた（内容は、<http://ulysses.phys.wvu.edu/escime/postersession.html> を参照）。講演数が50近くあり多くの活発な発表がなされ、ヘリコン波プラズマ研究の裾野の広がりと今後の研究のさらなる進展を期待させた（なお本解説はその最新結果も入れている）。

参考文献

- [1] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994).
- [2] S. Shinohara, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4695 (1997), and references therein.
- [3] R.W. Boswell and F.F. Chen, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 1229 (1997), and references therein.
- [4] F.F. Chen and R.W. Boswell, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 1245 (1997), and references therein.
- [5] 庄司多津男, 坂和洋一: プラズマ・核融合学会誌 **74**, 29 (1998) (参考文献あり)。
- [6] R.W. Boswell, Phys. Lett. **33A**, 457 (1970).
- [7] R.W. Boswell, Plasma Phys. Control. Fusion **26**, 1147 (1984).
- [8] J. Hopwood, Plasma Sources. Sci. Technol. **1**, 109 (1992).
- [9] T. Shoji, Y. Sakawa, S. Nakazawa, K. Kadota and T. Sato, Plasma Sources Sci. Technol. **2**, 5 (1993).
- [10] S. Shinohara, Y. Miyauchi and Y. Kawai, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 1015 (1995).
- [11] S. Shinohara, N. Kaneda and Y. Kawai, Thin Solid Films **316**, 139 (1998).
- [12] F.F. Chen, Plasma Phys. Control. Fusion **33**, 339 (1991).
- [13] J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett. **33**, 1139 (1974).
- [14] Y. Yasaka and Y. Hara, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 5950 (1994).
- [15] M. Light and F.F. Chen, Phys. Plasmas **2**, 1084 (1995).
- [16] S. Shinohara, Y. Miyauchi and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L731 (1996).
- [17] S. Shinohara, S. Takechi, N. Kaneda and Y. Kawai, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 1479 (1997).
- [18] A.J. Perry, D. Vender and R.W. Boswell, J. Vac. Sci. Technol. B **9**, 310 (1991).
- [19] T. Mieno, T. Shoji and K. Kadota, Appl. Phys. Lett. **59**, 2675 (1991).
- [20] N. Jiwari, H. Iwasawa, A. Narai, H. Sakaue, H. Shindo, T. Shoji and Y. Horiike, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 3019 (1993).
- [21] G. Giroult-Matlakowski, C. Charles, A. Durandet, R. Boswell, S. Armand, H.M. Persing, A.J. Perry, P.D. Loyd, D. Hyde and D. Bogsanyi, J. Vac. Sci. Technol. A **12**, 2754 (1994).
- [22] T. Tsukada, H. Nogami, Y. Nakagawa and E. Wani, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 4433 (1994).
- [23] D.R. McKenzie, W.D. McFall, H. Smith, B. Higgins, R. W. Boswell, A. Durandet, B.W. James and I.S. Falconer, Nucl. Instrum. Methods B **106**, 90 (1995).
- [24] Y. Nishimoto, N. Tokumasu and K. Maeda, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 762 (1995).
- [25] S.-H. Kim, I.-H. Kim and K.-S. Kim, J. Vac. Sci. Technol. A **15**, 307 (1997).
- [26] G.R. Tynan, A.D. Bailey, G.A. Campbell, R. Charatan, A. de Chambrier, G. Gibson, D.J. Hemker, K. Jones, A. Kuthi, C. Lee, T. Shoji and M. Wilcoxson, J. Vac. Sci. Technol. A **15**, 2885 (1997).
- [27] A. Granier, F. Nicolazo, C. Vallee, A. Goulet, G. Turban and B. Grolleau, Plasma Sources. Sci. Technol. **6**, 146 (1997).
- [28] J.Q. Zhang, Y. Setsuhara, S. Miyake and B. Kyoh, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 6894 (1997).
- [29] X. Wang, H. Masumoto, Y. Someno and T. Hirai, J. Vac. Sci. Technol. A **16**, 2926 (1998).
- [30] S.-M. Yun, H.-Y. Chang, K.-M. Lee, D.-C. Kim and C.-K. Choi, J. Electrochem. Soc. **145**, 2576 (1998).
- [31] P. Zhu and R.W. Boswell, Phys. Rev. Lett. **63**, 2805 (1989).

- [32] P.K. Loewenhardt, B.D. Blackwell, R.W. Boswell, G.D. Conway and S.M. Hamberger, Phys. Rev. Lett. **67**, 2792 (1991).
- [33] B.C. Zhang, G.G. Borg and B.D. Blackwell, Phys. Plasmas **2**, 803 (1995).
- [34] K.P. Shamrai and V.B. Taranov, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 474 (1996).
- [35] S. Shinohara and K.P. Shamrai, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, 865 (2000).
- [36] A.R. Ellingboe, R.W. Boswell, J.P. Booth and N. Sadeghi, Phy. Plasmas **2**, 1807 (1995).
- [37] A.W. Molvik, A.R. Ellingboe and T.D. Rognlien, Phys. Rev. Lett. **79**, 233 (1997).
- [38] R.T.S. Chen and N. Hershkowitz, Phys. Rev. Lett. **80**, 4677 (1998).
- [39] G.G. Borg and I.V. Kamenski, Phys. Plasmas **4**, 529 (1997).
- [40] A.W. Degeling, C.O. Jung, R.W. Boswell and A.R. Ellingboe, Phys. Plasmas **3**, 2788 (1996).
- [41] F.F. Chen and D.D. Blackwell, Phys. Rev. Lett. **82**, 2677 (1999).
- [42] K.P. Shamrai and V.B. Taranov, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 474 (1996).
- [43] K.P. Shamrai and V.B. Taranov, Plasma Phys. Control. Fusion. **36**, 1719 (1994).
- [44] K.P. Shamrai, V.P. Pavlenko and V.B. Taranov, Plasma Phys. Control Fusion **39**, 505 (1997).
- [45] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (New York, American Institute of Physics, 1992).
- [46] F.F. Chen, X. Jiang, J.D. Evans, G. Tynan and D. Arnush, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, A411 (1997).
- [47] S. Shinohara and K. Yonekura, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, 41 (2000).
- [48] S. Shinohara and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, L725 (1996).
- [49] S. Takechi and S. Shinohara, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, L148 (1999).
- [50] S. Shinohara and K.P. Shamrai, Thin Solid Films, *in press*.
- [51] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**, 4863 (1998).
- [52] K.P. Shamrai, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 499 (1998).
- [53] I.V. Kamenski and G.G. Borg, Phys. Plasmas **3**, 4396 (1996).
- [54] S. Cho and J.-G. Kwak, Phys. Plasmas **4**, 4167 (1997).
- [55] I.V. Kamenski and G.G. Borg, Comput. Phys. Commun. **113**, 10 (1998).
- [56] D. Arnush and F.F. Chen, Phys. Plasmas **5**, 1239 (1998).
- [57] Th. Enk and M. Krämer, Phys. Plasmas **7**, 4308 (2000).
- [58] Y. Mouzouris and J.E. Scharer, Phys. Plasmas **5**, 4253 (1998).
- [59] D. Arnush, Phys. Plasmas **7**, 3042 (2000).
- [60] K.P. Shamrai and S. Shinohara, Phys. Plasmas **8**, 4659 (2001).
- [61] T. Lho, N. Hershkowitz, J. Miller, W. Steer and G.H. Kim, Phys. Plasmas **5**, 3135 (1998).
- [62] K.P. Shamrai, V.F. Virko, H.-O. Blom, V.P. Pavlenko, V.B. Taranov, L.B. Jonsson, C. Hedlund and S. Berg, J. Vac. Sci. Technol. A **15**, 2864 (1997).
- [63] X. M. Guo, J. Scharer, Y. Mouzouris and L. Louis, Phys. Plasmas **6**, 3401 (1999).
- [64] K. Nakamura, K. Suzuki and H. Sugai, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 2152 (1995).
- [65] C. Franck, E. Scime, J. Kline and T. Klinger, Bull. Am. Phys. Soc. **45**, 146 (2000).
- [66] S.J. Wang, J.G. Kwak, B.G. Hong and S.K. Kim, Bull. Am. Phys. Soc. **46** (2001) (*Post deadline*).
- [67] Y. Yasaka, *private communication*.
- [68] D.D. Blackwell, T.G. Madziwa, D. Arnush and F.F. Chen, Bull. Am. Phys. Soc. **46**, 63 (2001).
- [69] E.Z. Gusakov, N.M. Kaganskaya, M. Krämer, P. Morcinczyk and V.L. Selenin, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 899 (1999).
- [70] V.L. Selenin, M. Krämer and N.M. Kaganskaya, *Proc. of XXV International Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya (2001) Vol.4, p.221.
- [71] A.I. Akhiezer, V.S. Mikhailenko and K.N. Stepanov, Phys. Lett. A **245**, 117 (1998).
- [72] S.M. Yun, J.H. Kim and H.Y. Chang, J. Vac. Sci. Technol. A **15**, 673 (1997).
- [73] S.M. Yun and H.Y. Chang, Phys. Lett. **248**, 400 (1998).
- [74] Y. Sakawa, T. Takino and T. Shoji, Phys. Plasmas **6**, 4759 (1999).
- [75] T. Kikuchi, K. Ohnishi, Y. Yasaka, K. Tachibana and T. Itoh, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 4351 (1999).
- [76] S. Shinohara and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, L1571 (1995).
- [77] I.D. Sudit and F.F. Chen, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 43 (1996).
- [78] F.F. Chen, I.D. Sudit and M. Light, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 173 (1996).
- [79] P. Zhu and R.W. Boswell, Phys. Fluids B **3**, 869 (1991).
- [80] D.G. Miljak and F.F. Chen, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 537 (1998).
- [81] Y. Sakawa, N. Koshikawa and T. Shoji, Appl. Phys. Lett. **69**, 1695 (1996).
- [82] J. Gilland, R. Breun and N. Hershkowitz, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 416 (1998).
- [83] T. Nakano, K.P. Giapis, R.A. Gottscho, T.C. Lee and N.

- Sadeghi, J. Vac. Sci. Tehnol. B **11**, 2046 (1993).
- [84] J.L. Kline, E.E. Scime, P.A. Keiter, M.M. Balkey and R. F. Boivin, Phys. Plasmas **6**, 4767 (1999).
- [85] E.E. Scime, P.A. Keiter, M.W. Zintl, M.M. Balkey, J.L. Kline and M.E. Koepke, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 186 (2001).
- [86] A. Yonesu, S. Shinohara, Y. Yamashiro and Y. Kawai, Thin Solid Films **390**, 208 (2001).
- [87] F.F. Chen, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 458 (1998).
- [88] M. Light, F.F. Chen and P.L. Colestock, Phys. Plasmas **8**, 4675 (2001).
- [89] R.D. Brown, J.H. Gilland, N. Hershkowitz and R.A. Breun, J. Vac. Sci. Technol. A **13**, 865 (1995).
- [90] V. Petříčka, J.A. Tataronis, G.G. Borg, I.V. Kamenski, L. Král and P. Pavlo, *Proc. 24th Europ. Phys. Soc. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys.*, Berchtesgaden (1997) Vol.21A, p.1245.
- [91] S. Shinohara and T. Soejima, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 2081 (1998).
- [92] C. Carter and J. Khachan, Plasma Sources. Sci. Technol. **8**, 432 (1999).
- [93] S. Shinohara, S. Takechi and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 4503 (1996).
- [94] S. Takechi and S. Shinohara, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, L 1278 (1999).
- [95] S. Shinohara and A. Fujii, Phys. Plasmas **8**, 3018 (2001).
- [96] D. Arnush and A. Peskoff, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 129 (1996).
- [97] S. Takechi, S. Shinohara and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4558 (1997).
- [98] S. Takechi, S. Shinohara and Y. Kawai, Surf. Coat. Technol. **112**, 15 (1999).
- [99] S. Takechi, S. Shinohara and A. Fukuyama, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 3716 (1999).
- [100] T. Uchida, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L43 (1994).
- [101] A. Fukuyama, *Proc. Plasma Science Symposium 2001 / The 18th Symposium on Plasma Processing* (2001) p. 183.
- [102] D.G. Miljak and F.F. Chen, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 61 (1998).
- [103] R. Hatakeyama, *private communication*.
- [104] Y. Sakawa, T. Takino and T. Shoji, Appl. Phys. Lett. **73**, 1643 (1998).
- [105] F.F. Chen, I.D. Sudit and M. Light, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 173 (1996).
- [106] Y. Sakawa, N. Kinoshita and T. Shoji, Plasma Sources Sci. Technol. **6**, 96 (1997).
- [107] F.F. Chen, Plasma Sources Sci. Technol. **6**, 394 (1997).
- [108] H. Kikuchi, Y. Sakawa and T. Shoji, *Proc. of XXV International Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya (2001) Vol.4, p.199.
- [109] G.S. Eom, I.D. Bae, G. Cho, Y.S. Hwang and W. Choe, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 417 (2001).
- [110] S. Shinohara, H. Tsuji, T. Yoshinaka and Y. Kawai, Surf. Coat. Technol. **112**, 20 (1999).
- [111] S. Shinohara, N. Matsuoka and T. Yoshinaka, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 4321 (1999).
- [112] S. Shinohara, S. Matsuyama and N. Matsuoka, Trans. Fusion Technol. **39**, 358 (2001)
- [113] S. Matsuyama, S. Shinohara and O. Kaneko, Trans. Fusion Technol. **39**, 362 (2001)
- [114] S. Shinohara, N. Matsuoka and S. Matsuyama, Phys. Plasmas **8**, 1154 (2001).
- [115] H.M. Anderson, G. Deering and R. Forristier, *Proc. 3rd Int. Conf. on Reactive Plasmas and 14th Symposium on Plasma Processing* (1997) p.17.
- [116] K-K. Chi, T.E. Sheridan and R.W. Boswell, Plasma Sources Sci. Technol. **9**, 421 (1999).
- [117] M. Nisoa, Y. Sakawa and T. Shoji, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, L777 (1999).
- [118] E. Scime, *private communication*.
- [119] T. Tsukada, *private communication*.
- [120] K. Sasaki, H. Kokubo, D. Hayashi and K. Kadota, Thin Solid Films **386**, 243 (2001).
- [121] D. Hayashi, M. Nakamoto, N. Takada, K. Sasaki and K. Kadota, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 6084 (1999).
- [122] M. Irzyk, C. Laure and A. Bouchoule, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 463 (2001).
- [123] T. Shoji, *private communication*.
- [124] J.E. Scharer, *private communication*.
- [125] N.I. Nazarov, V.V. Plyusnin, T.Yu. Ranyuk, O.M. Shvets, V.V. Bakaev, B.V. Kravchin, Yu.K. Mironov, O.S. Pavlichenko and A.S. Slavnyi, Sov. J. Plasma Phys. **13**, 871 (1987).
- [126] W. Choe, *private communication*.
- [127] N. Krause, U. Stroth, C. Lechte and S. Niedner, Bull. Am. Phys. Soc. **46**, 60 (2001).
- [128] T. Shoji, H. Kikuchi and Y. Sakawa, Bull. Am. Phys. Soc. **46**, 32 (2001).
- [129] S. Morimoto, *private communication*.
- [130] M.G. Shats, D.L. Rudakov, R.W. Boswell and G.G. Borg, Phys. Plasmas **4**, 3628 (1997).
- [131] O. Grulke, F. Greiner, T. Klinger and A. Piel, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 525 (2001).
- [132] S.K.P. Tripathi, D. Bora and M. Mishra, Pramana - J. Phys. **56**, 551 (2001).
- [133] S.K.P. Tripathi and D. Bora, Phys. Plasmas **8**, 697 (2001).
- [134] E.E. Scime, P.A. Keiter, M.M. Balkey, R.F. Boivin, J.L. Kline and M. Blackbum, Phys. Plasmas **7**, 2157 (2000).
- [135] J. Hanna and S. Watts, Phys. Plasmas **8**, 4251 (2001).
- [136] C. Watt, Bull. Am. Phys. Soc. **46**, 32 (2001).

- [137] G.R. Tynan, M.J. Burin, N. Crocker and J. George, Bull. Am. Phys. Soc. **46**, 32 (2001).
- [138] S. Shinohara, *private communication.*
- [139] M. Krämer and B. Lorenz, *Proc. of XXV International Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya (2001) Vol.3, p.5.
- [140] C. Franck and T. Klinger, *Proc. of XXV International Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya (2001) Vol.4, p.193.
- [141] J.M. Urrutia and R.L. Stenzel, Phys. Plasmas **3**, 2589 (1996).
- [142] W. Gekelman, D. Leneman, P. Pribyl, S. Vincena and M. Drandell, Bull. Am. Phys. Soc. **45**, 41 (2000).
- [143] Y. Nakamura, *private communication.*
- [144] T. Ziemba, R. Winglee, P. Euripides and J. Slough, Bull. Am. Phys. Soc. **46**, 193 (2001).
- [145] R.L. Stenzel, J. Geophys. Res. **104**, 14379 (1999).
- [146] J.H. Gilland, *Proc. 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit*, Cleveland (1998) AIAA 98-3934.
- [147] F.R. Chang-Díaz, Trans. Fusion Technol. **35**, 87 (1999).
- [148] F.R. Chang-Díaz, J.P. Squire, R.D. Bengtson, B.N. Breizman, F.W. Baity and M.D. Carter, *Proc. 36th AIAA/ASME /SAE/ASEE Joint Propulsion Conf.*, Huntsville (2000) AIAA 2000-3756.
- [149] W.S. Williamson, B.L. Drolen and D.A. Kaufman, *Proc. IEEE Int. Conf. on Plasma Sci.* (1997) p. 163.

著者紹介



しの はら しづんじろう
篠原俊二郎

東大物理学部助手を経て九大総理工助教授・専門はプラズマ物理学（核融合、宇宙プラズマ、プラズマ応用も意識。最近は特に、1)ヘリコン／ホイッスラー波等の高周波領域の波動現象とプラズマ生成機構解明、2)電場印加による高速プラズマ流／種々の渦／密度遷移現象とその制御、3) プラズマ分布制御）

・時間がないが趣味は、活字中毒気味の読書、旅行と計画立案、スポーツ・家族は妻と子ども2人+カメ2匹。