

スパイラルアンテナを用いた誘導結合型プラズマ生成における電子の熱運動効果

武智, 誠次
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

篠原, 俊二郎
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/10.15017/17478>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 20 (4), pp.323-327, 1999-03-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

スパイラルアンテナを用いた誘導結合型 プラズマ生成における電子の熱運動効果

武智 誠次*・篠原 俊二郎**

(平成10年11月30日 受理)

Effect of Electron Thermal Motion on Inductively Coupled Plasma Production Using a Spiral Antenna

Seiji TAKECHI* and Shunjiro SHINOHARA**

The effect of the electron thermal motion on inductively coupled plasma (ICP) production by the use of a planar, spiral antenna was investigated experimentally. Results were compared to the calculated ones by the non-local model based on the electron motion. Both of the measured skin depth of the evanescent wave and antenna-plasma loading resistance suggested a collisionless (collisional) heating mechanism in the low (high) collisionality for the ICP production. In addition, changing the boundary condition, Ar filling pressure and radio frequency (RF), the measured wave amplitude and the phase showed that the electron thermal motion plays more important role under the low collisionality.

1. 緒 言

プラズマ応用等の分野において、高密度で動作圧力が低いプラズマ源が求められるようになってきた。この条件を満たすプラズマ源の一つとして、高周波(RF)を用いて生成される誘導結合型プラズマ¹⁾²⁾(ICP)は活発に研究されている。

このICPの生成機構に関して、特に低圧力でも高密度プラズマが維持されることから何らかの無衝突加熱機構が存在すると考えられ³⁾、その機構は金属の異常表皮効果と同様に、温かいプラズマによってもたらされることがシミュレーションによってより明らかにされた⁴⁾。

プラズマ応用分野で最近開発された平面型のスパイラルアンテナを用いても比較的低下圧力で高密度プラズマが得られている。この場合においても無衝突加熱機構の存在が考えられる。そこで我々は、そのエバネッセント波の表皮深さ(skin depth)及びアンテナプラズマ負荷抵抗の測定値を理論モデル⁴⁾⁵⁾による計算値と比較し、このICP生成機構の検証を行った。又、可動のエンドプレート(境界)をそのプラズマ生成に対する制御パラメータとして用いて、低下圧力でのエバネッセント波の軸方向分布の測定値と理論モデル⁶⁾による計算値との比較を行い、その励起電磁場に対する電子の熱運動の影響を調べた。以上、スパイラルアンテナを用いたICP生成に対する電子の熱運動がもた

らす効果について報告する。

2. 実験装置

実験装置の略図をFig. 1に示す。直径45.7cm、長さ170cmの円筒形ステンレス製真空容器があり、直径25cm、厚さ0.8cmの石英窓を介して銅製の4ターンスパイラルアンテナ(水冷式)が窓から約1.7cm離れた所に配置されている。z座標の原点は真空容器に面した窓の内側の位置とする。又、境界条件を変化させる実験では、軸方向に可動の直径38cmのエンドプレート(ステンレス製)を真空容器の下流側から挿入した。周波数 $f = \omega/2\pi$ は主として7MHz、パワー約300Wの高周波を用い、方向性結合器(入射及び反射パワーの測定)、マッチングボックス(アンテナ電流及び電圧モニターが備え付けられている)を経てアンテナに伝送され、アルゴンプラズマの生成が行われた。中心

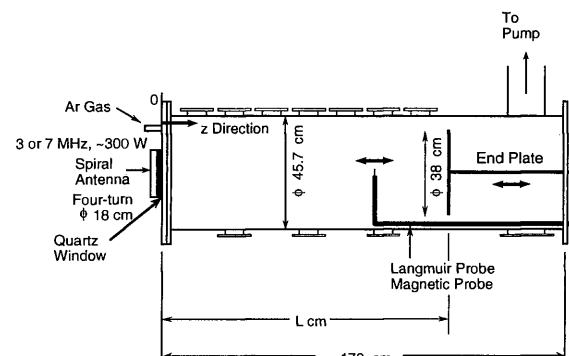


Fig. 1 Schematic view of experimental device.

*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

軸上のプラズマパラメータの測定は、真空容器下流側から挿入した軸方向に可動のラングミュアプローブ及び磁気プローブを用いて行った。

3. エバネッセント波の skin depth 及びアンテナープラズマ負荷抵抗の ν/ω 依存性

Fig. 2 (a)-(c) に、励起磁場の軸方向成分 B_z の振幅、電子密度 n_e 、電子温度 T_e の様々な圧力に対して測定された典型的な軸方向分布を示す（この実験に際してエンドプレートは使用していない）。skin depth の測定値はこの振幅の勾配から見積もっている。通常、その振幅は z 方向に対して指数関数的に減少するが、比較的低い圧力ではその様な単調な傾向を示していないことが Fig. 2 (a) からわかる。この振る舞いは、冷たいプラズマモデル (localモデル) からは予測されず、電子の熱運動効果を取り入れたモデル⁹⁾ (non-localモデル) からでないと説明できない。このモデルによると、振幅の最小値を示す点の位置は、電磁場と実効的な境界によってバウンス運動する電子との共鳴カップリングが起こる最適な装置サイズを表すと予測してい

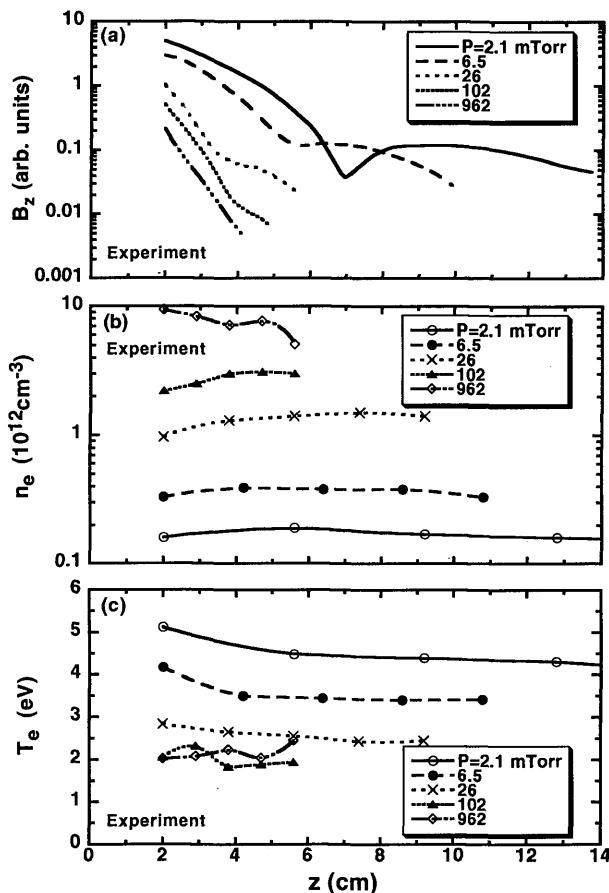


Fig. 2 Axial profiles of (a) the excited axial magnetic field B_z , (b) electron density n_e and (c) electron temperature T_e at the plasma center.

る。ここで用いられた実験装置系で、初めてこの特異な分布が見出された。詳しくは 4. で述べる。又、Fig. 2 (b) 及び 2 (c) から、 z 方向に対して n_e 、 T_e 共に変化は小さかった。

Fig. 3 (a) に、測定された skin depth と二つの理論モデル (衝突⁹⁾と無衝突¹⁰⁾モデル) を用いて計算された skin depth の規格化された衝突周波数 ν/ω に対する依存性を示す。この衝突周波数 ν は、電子と中性粒子の弾性衝突周波数及び電子とイオンとのクーロン衝突周波数との和で、 ν は Ar ガス圧力を変化させて変えている。但し、今回の測定領域では、電子と中性粒子の弾性衝突周波数が支配的であった。その衝突(局所)及び無衝突(非局所)モデルから得られる skin depth は、 $\delta_{cl} = (c/\omega_{pe}) \{2(1+\nu^*)/[1+(1+\nu^*)^{0.5}]\}^{0.5}$ 及び $\delta_{cs} = [(2eT_e/\pi m_e)^{0.5} (c^2/\omega_{pe}^2 \omega)]^{1/3}$ としてそれぞれ表される。ここで、 c は真空中の光速、 ω_{pe} は電子プラズマ角周波数、 ν^* は ν/ω 、 e は素電荷量、 m_e は電子質量を表す。skin depth 測定及び計算に用いたプラズマパラメータの測定値は、 $z = 2 \sim 3.8$ cm の領域の平均値として与えている。測定した skin depth は二つの理想的な一次元モデルから得られたものとはほぼ同じ程度である。測定した skin depth は、低い (高い) ν/ω においてより長くなる (ほぼ一定になる) 傾向が見られ、低い ν/ω で無衝突加熱、高い ν/ω で衝突加熱が大きい役割を果たしている事を示唆している。

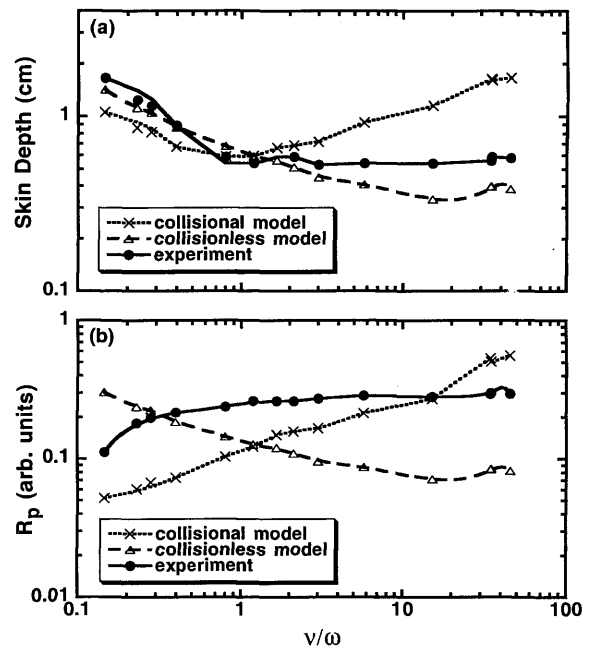


Fig. 3 (a) Dependences of experimentally obtained skin depth and skin depth calculated from collisional and collisionless models on normalized collision frequency ν/ω . (b) Dependences of experimentally obtained loading resistances R_p and calculated resistances from the two models on ν/ω .

但し、プラズマが無い場合の見かけ上の容器壁効果による skin depth は約3.2cmである事を考慮する必要がある。

Fig. 3 (b) に、アンテナプラズマ負荷抵抗 R_p の測定値と衝突(局所)及び無衝突(非局所)の一次元モデル⁴⁾から得られた計算値の ν/ω に対する依存性を示す。ここで R_p は、 $(P_{inp}/I^2) - R_c$ から評価している。但し、 P_{inp} は入射パワーから反射パワーを引いた値、 I はアンテナ電流の実効値、 R_c はプラズマが無い場合のアンテナ負荷抵抗値である。衝突及び無衝突モデル⁴⁾から計算した R_p は、表面インピーダンスの実数成分であり、 $[\nu^*/2(1+\nu^{*2})^{0.5}] \mu_0 \omega \delta_{cl}$ 及び $(2/3^{1.5}) \mu_0 \omega \delta_{cs}$ としてそれぞれ表される (μ_0 は真空中の透磁率)。観測された R_p は、 ν/ω に対して弱い依存性しか示さず、このことから、低い(高い) ν/ω において、無衝突(衝突)加熱機構の存在が示唆される。

以上の結果から、 ν/ω の幅広い領域に渡る ICP 生成に関して、無衝突(低い ν/ω 領域)及び衝突(高い ν/ω 領域)加熱機構が共に重要な役割を果たしていることがわかる。

4. 低い ν/ω の下でのエバネッセント波の境界依存性

Fig. 2 (a) の低い衝突周波数(低い圧力)の下でのエバネッセント波の軸方向分布は、電子の熱運動を考慮した理論モデル⁶⁾から予測されるものであった。この分布はモデルによると、電磁場と実効的な境界でバウンス運動する電子との共鳴カップリングが起こせる最適なシステムサイズの情報を含んだパターンを示していると考えられる。共鳴カップリングによってアンテナプラズマ負荷抵抗が上昇する事もモデルより予測されている。そこで、仮想的な境界として可動のエンドプレート ($z=L$) を使用し、Ar ガス圧力 P (即ち衝突周波数) を変化させて、その電磁場構造及び負荷抵抗への電子の熱運動の効果を更に調べた。

Fig. 4 (5) に、境界の位置 L を15cmに固定し、圧力 P を0.65, 2.1, 6.5, 26mTorr にそれぞれ変化させた時の、(a)測定された B_z の振幅(位相)の軸方向分布、(b)一次元モデル⁶⁾から計算されたその振幅(位相)の一次元分布を示す。モデルの内容を以下に示す。プラズマは $0 \leq x \leq L$ の領域にあり、電場 E_y と磁場 B_z を成分とする直線偏波の電磁波を $x=0$ からプラズマ中に入射する。 $x=L$ にある導電性境界で E_y は0で、電子はその境界で完全に反射する。以上の仮定で、クルック衝突項を含んだ線形化されたボルツマン方程式とマックスウェル方程式を解き、プラズマ中の電磁場の一次元分布を得る。これから分かる

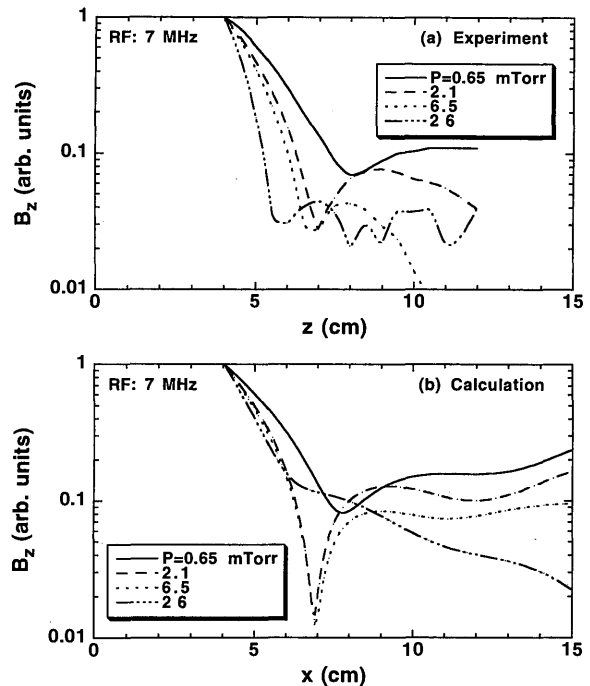


Fig. 4 (a) Axial profile of measured amplitude of the excited magnetic field B_z and (b) one-dimensional calculated profile using collisionless model, for the case of $L=15\text{cm}$.

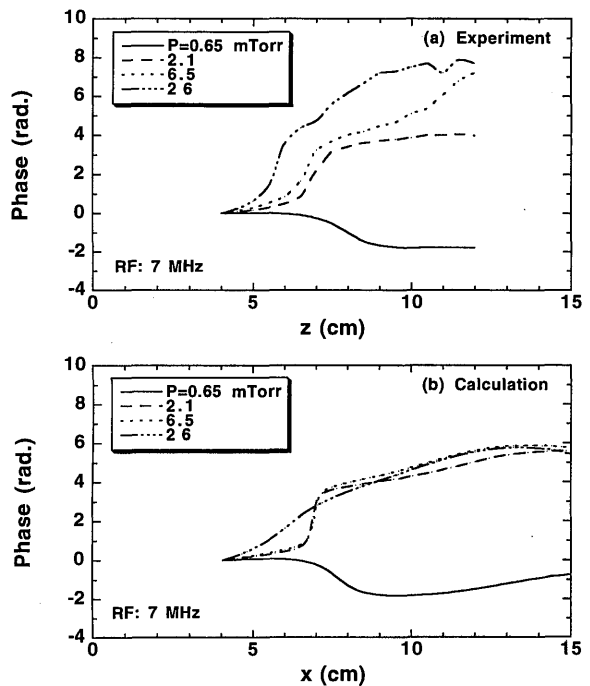


Fig. 5 (a) Axial profile of measured phase of B_z and (b) corresponding one-dimensional calculated profile using collisionless model, with $L=15\text{cm}$.

様に、測定 (B_z vs. z) と計算 (B_z vs. x) から得られたその波動場の成分は厳密には異なっている。しかし、プラズマ中での支配的な電場とそれに伴う電流の関係、即ちそれが局所的か非局所的かに関心がある。

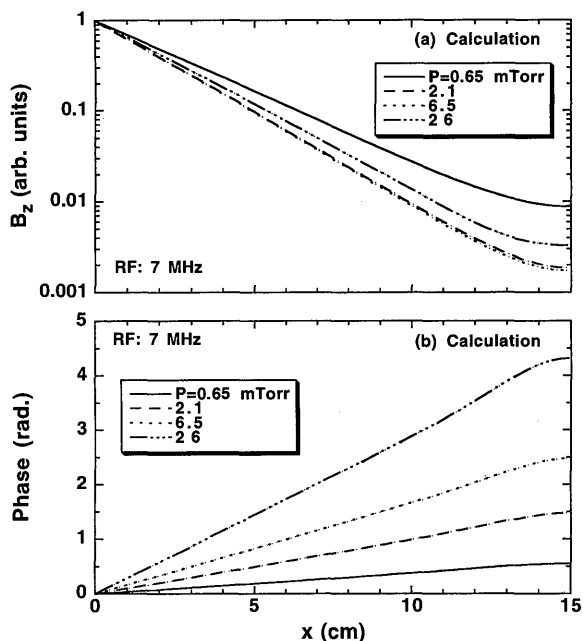


Fig. 6 One-dimensional calculated profile of (a) amplitude and (b) phase of the excited magnetic field B_z using collisional model with $L=15\text{cm}$.

その電流（実験では θ 成分，計算では y 成分）は共に B_z を作るのだから，そこから得られる B_z の特性は同じである。Fig. 4 と Fig. 5 の両方から，測定値と計算値の良好な一致が見られる。P が低くなるにつれて，その振幅の最小値を示す位置は z のより大きな正の位置にシフトし，その点は位相が急激に変化する位置と対応している。この圧力に対する電磁場構造の変化は，skin depth が変わったためである（より低い n_e とより高い T_e で skin depth δ_{cs} は長くなる）。

この実験条件下での無衝突（非局所）モデルの妥当性を検証するために，電子の熱運動を考慮しないよく知られた衝突（局所）モデル（運動論でなく流体論）を用いて計算した振幅及び位相の分布を Fig. 6(a) 及び Fig. 6(b) にそれぞれ示す。振幅と位相は， z に対して単調な変化しかせず，実験値とは全く合わないことがわかる。即ち，今回，観測されたエバネッセント波のその振る舞いは，電子の熱運動効果を考慮しないと説明することができないことを再確認した。

境界の位置 L を $z=15\text{cm}$ から 30cm に移動させた時の Fig. 4（振幅）及び Fig. 5（位相）と同様の分布を，Fig. 7（振幅）及び Fig. 8（位相）にそれぞれ示す。この場合においても，測定値と計算値との良好な一致が見られ，その圧力依存性も Fig. 4 及び Fig. 5 と同様である。しかし，その振幅の最小値を示す位置は，Fig. 4 の場合に比べより右側（ z が大）である。プラズマパラメータの変化も原因の一つであるが，電磁場と境界による電子のバウンス運動とのより弱い共鳴カッ

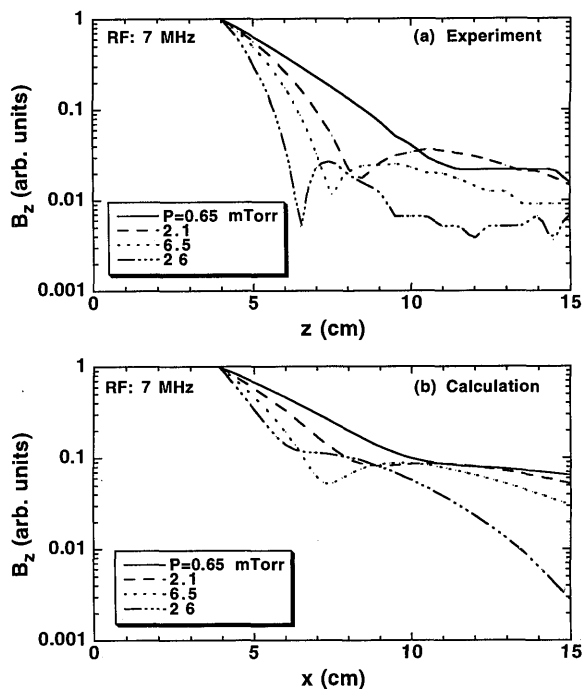


Fig. 7 (a) Axial profile of measured amplitude of B_z and (b) corresponding one-dimensional calculated profile using collisionless model with $L=30\text{cm}$.

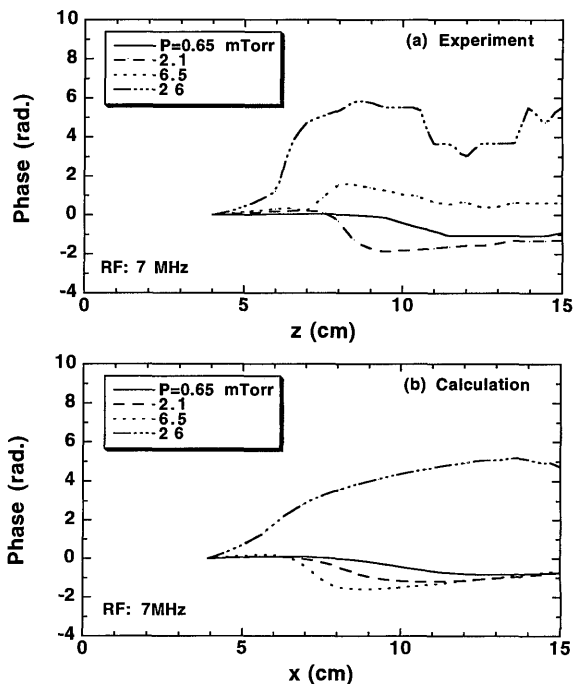


Fig. 8 (a) Axial profile of measured phase of B_z and (b) corresponding one-dimensional calculated profile using collisionless model with $L=30\text{cm}$.

リングも要因として挙げられる。 L の距離を電子が熱運動によって往復する時間 $2L/v_{th}$ (v_{th} は電子の熱速度) と RF の 1 周期 $1/f$ との比は， $L=30\text{cm}$ の場合の方が $L=15\text{cm}$ の場合に比べて約 2 倍大きい。 $L=$

15cmの場合、圧力の増加に従ってその比は1.3~2.1に変化し、 $L=30\text{cm}$ の場合、2.7~4.3である。この比は、その共鳴の起こり易さを示す一つのパラメータであり、小さい整数の時により共鳴が強くなると予測される⁶⁾。Ar 圧力を2.1mTorrに固定し、 $L>30\text{cm}$ にした時、その振幅の最小値を示す点の位置は殆ど変化しなかった ($z\sim 8\text{cm}$)。又、その境界間ではなく、skin depth δ_s 間によるそのカップリングの可能性は考えられない。 $2\delta_s/v_{th}$ と $1/f$ の比は1より小さいためである。

境界の位置を $L=15\text{cm}$ で、周波数を7MHzから3MHzに変化させた時、その振幅の最小値を示す点は、7MHzの場合に比べ明瞭には現れなかった。これは、 $2L/v_{th}$ と $1/f$ の比は1より小さく、共鳴が起こる条件から外れていることから理解できる。

最後に、その境界の位置 L を動かしてアンテナプラズマ負荷抵抗 R_p の測定を行った (Fig. 9)。周波数は7MHzで、圧力 P を0.65, 2.1, 6.5, 26mTorrと変化させている。 P が高くなるにつれて、 L に対する R_p の依存性はより弱くなり、より低い P (即ち、より低い衝突周波数) では R_p のより明確なピーク値が L の小さい所で見られる。これは、波と電子とのより強い共鳴カップリング⁶⁾を反映している可能性がある。ICPでは n_e の上昇に伴い R_p は増加することをこれまでの実験から得られているが、 L の減少に伴い増加した R_p に対し、共鳴カップリングと n_e のどちらの効果が強いかを明確にすることはできなかった。しかし、 n_e の上昇に伴い増加した R_p は、より低い衝突周波数 (即ち、より低い圧力) 領域でより明瞭に現れており、その領域での強い共鳴現象の存在を示唆している。

以上の結果から、低い衝突周波数の下でのICP生成に関して、電子の熱運動が重要な役割を担っていることが示された。

5. 結 論

スパイラルアンテナを用いたICP生成機構を実験的に調べた。エバネッセント波のskin depth及びアンテナプラズマ負荷抵抗の測定値と理論モデルによる計算値との比較から、支配的な2つの機構が見出された：高い衝突周波数では電子と中性粒子及びイオンとの衝突運動による衝突加熱機構、低い衝突周波数では電子の熱運動による無衝突加熱機構である。又、低

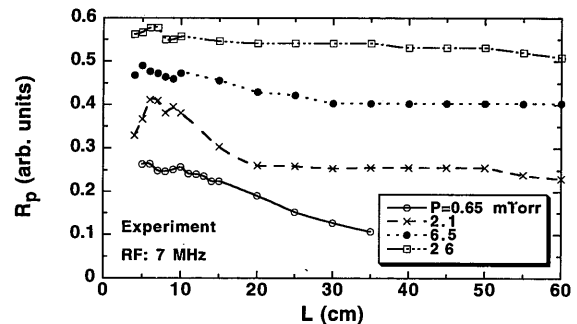


Fig. 9 Dependence of antenna-plasma loading resistance on L , changing filling pressure P .

い衝突周波数で観測されたエバネッセント波の軸方向分布は、電子の熱運動がもたらす特異なパターンを示した。

この低い衝突周波数での電子の熱運動による現象を更に検証するために、可動のエンドプレート制御パラメータ (境界) として用いた。その結果、エバネッセント波の振幅及び位相の測定値と理論モデルによる計算値との比較から、電子の熱運動を考慮した (非局所) モデルでないと観測結果を説明することはできなかった。又、アンテナプラズマ負荷抵抗の測定から、電磁場と実効的な境界での電子バウンス運動との共鳴カップリングを示唆する結果が得られた。

以上より、低い衝突周波数の下でのスパイラルアンテナによるICP生成に関して、電子の熱運動に起因した無衝突加熱機構が支配的であることを実験的に明らかにした。

謝 辞

本研究を行うにあたり、常に激励して頂いています河合良信教授に心より感謝致します。

参 考 文 献

- 1) J. Hopwood, Plasma Sources Sci. Technol., **1**, 109 (1992).
- 2) J. Hopwood, C.R. Guarnieri, S. J. Whitehair and J.J. Cuomo, J. Vac. Sci. Technol., **A 11**, 147 (1993).
- 3) S. Ichimaru, *Basic Principles of Plasma Physics*, (W.A. Benjamin, Inc., Reading, MA, 1973).
- 4) M.M. Turner, Phys. Rev. Lett., **71**, 1844 (1993).
- 5) S. Shinohara and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys., **35**, L725 (1996).
- 6) N.S. Yoon, S.S. Kim, C.S. Chang and Duk-In Choi, Phys. Rev. E, **54**, 757 (1996).