

リジターノコイルにより生成された ECR プラズマ中の衝突ドリフト不安定性

末次, 祐介
九州大学大学院工学研究科

樋口, 佳也
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質化学専攻

米須, 章
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質化学専攻

中島, 寿年
九州大学応用力学研究所

他

<https://doi.org/10.15017/17622>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 7 (1), pp.27-32, 1985-08-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

リジターノコイルにより生成された ECR プラズマ 中の衝突ドリフト不安定性

末次 祐介**・樋口 佳也*・米須 章*
中島 寿年***・小森 彰夫・河合 良信
(昭和60年3月30日 受理)

Collisional Drift Instability in an ECR Plasma Produced with a Lisitano Coil

Yusuke SUETSUGU, Yoshiya HIGUCHI, Akira YONESU,
Hisatoshi NAKASHIMA, Akio KOMORI and
Yoshinobu KAWAI

The collisional drift instability, which has a great relation to the plasma particle loss, is studied experimentally in the regime where the collision frequencies between electrons and neutral particles are dominant. Theoretical analysis shows that this mode should be driven by electron-neutral collisions as well as electron coulomb collisions. This fact is confirmed experimentally in an ECR plasma produced with the Lisitano coil.

1. 緒 言

プラズマの粒子輸送・損失の問題は、磁場閉じ込めプラズマにおける重要課題の一つで、その物理的機構については、現在なお不明な点が多い。衝突ドリフト不安定性は、プラズマの粒子損失に深い関連を持つ可能性があることから、これまでに多くの理論的、実験的研究がなされてきた^{1)~6)}。最近では、トカマク型閉じ込めプラズマ中で観測された強い乱流スペクトルを持つ乱れを説明するために、衝突ドリフト不安定性を基にした、モード結合理論が提案され⁷⁾⁸⁾、この不安定性が再び注目されている。

衝突ドリフト波に対する、理論と実験の基本的照合は、Hendel ら⁹⁾によって行なわれている。彼らは、Q装置を用いて実験を行ない、衝突機構として荷電粒子間の衝突を考慮した。しかし、放電プラズマのような弱電離プラズマでは、中性粒子との衝突がより重要になると考えられる。本論文では、この中性粒子との衝突が支配的となる領域での、衝突ドリフト不安定性に

ついて調べた。以下、まず2流体方程式から衝突ドリフト波の分散式を導出し、中性粒子との衝突の効果を調べ、実験結果と比較検討する。

2. 衝突ドリフト波の励起

z 方向を向いた一様磁場 B_0 中において、電子密度 $n_e(x)$ が x 方向に勾配を持つ様な、スラブプラズマを考える。ここでは、簡単のため、(1) 定常電流は無い、(2) 波は静電波である、(3) 電子の衝突周波数は、波動の周波数よりも十分大きい、(4) 電子の慣性は無視できる、(5) 重力の影響は無い、(6) 電子密度の勾配は一定である、(7) 電子温度、イオン温度は一定であるとする。電子、イオンに対する、一次の線形運動方程式および連続の式は、

$$0 = -en_0(-\nabla\phi_1 + \mathbf{V}_{e1} \times \mathbf{B}_0) - en_{e1}(\mathbf{V}_{De} \times \mathbf{B}_0) - k_B \nabla T_e n_{e1} - n_0 m_e \nu_e \mathbf{V}_{e1} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_{e1}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_0 \mathbf{V}_{e1}) + \mathbf{V}_{De} \cdot \nabla n_{e1} = 0 \quad (2)$$

高エネルギー物質科学専攻

*高エネルギー物質科学専攻修士課程

**九州大学大学院工学研究科博士後期課程

***九州大学応用力学研究所

$$n_0 m_i \left\{ \frac{\partial \mathbf{V}_{i1}}{\partial t} + (\mathbf{V}_{Di} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{i1} \right\} \\ = n_0 (-\nabla \phi_1 + \mathbf{V}_{i1} \times \mathbf{B}_0) + en_{i1} (\mathbf{V}_{Di} \times \mathbf{B}_0) \\ - k_B T_i \nabla n_{i1} - \nabla \cdot \Pi + n_0 m_e \nu_{ei} \mathbf{V}_{e1} \\ - n_0 m_i \nu_{ei} \mathbf{V}_{i1} - n_{i1} m_i \nu_{ei} \mathbf{V}_{Di} \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_{i1}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_0 \mathbf{V}_{i1}) + \mathbf{V}_{Di} \cdot \nabla n_{i1} = 0 \quad (4)$$

となる。ここで、添字 i, e は、それぞれ、イオン、電子に関する物理量であることを表わし、 1 は変動量であることを示す。 k_B はボルツマン定義で、 ϕ_1 、 Π はそれぞれ静電ポテンシャル、圧力テンソルである。また、 $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$ 、 $\nu_i = 1/2 \nu_{in}$ で、 ν_{ei} 、 ν_{en} 、 ν_{in} は、それぞれ電子-イオン、電子-中性粒子、イオン-中性粒子衝突周波数である。(1)式を導く際、 $\nu_e \ll \Omega_e$ を仮定した (Ω_e は電子のサイクロトロン周波数)。さらに、

$$\mathbf{V}_{De} = \frac{k_B T_e}{e B_0} \left(-\frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \right) \hat{y} \quad (5)$$

$$\mathbf{V}_{Di} = \mathbf{V}_{Dx} \hat{x} + \mathbf{V}_{Dy} \hat{y} \\ = \left(\frac{\nu_i}{\Omega_i} \hat{x} - \hat{y} \right) \frac{1}{(1 + \nu_i^2 / \Omega_i^2)} \\ \times \frac{k_B T_i}{e B_0} \left(-\frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \right) \quad (6)$$

は、それぞれ、電子、イオンの定常でのドリフト速度である。ここで、 \hat{x} 、 \hat{y} は x, y 方向の単位ベクトル、 $\Omega_i = eB_0/m_i$ はイオンサイクロトロン周波数である。変動量が $\exp(i(k_y y + k_z z - \omega t))$ で変化するものとし、上記の式から、 n_{e1} 、 n_{i1} を ϕ_1 を用いて表わすと、

$$\frac{n_{e1}}{n_0} = \frac{\omega_e^* + ik_y^2 k_B T_e / m_e \nu_e}{\omega + ik_y^2 k_B T_e / m_e \nu_e} \frac{e \phi_1}{k_B T_e} \quad (7)$$

$$\frac{n_{i1}}{n_0} = \frac{(k_y^2 + A k_z^2) (\Omega_i / \omega_m) (k_B T_i / e B_0) + \omega_i^* \Omega_i^2 / \omega_m^2}{A \omega - (k_y^2 + A k_z^2) (\Omega_i / \omega_m) (k_B T_i / e B_0) - V_D} \\ \times \frac{e \phi_1}{k_B T_i} \quad (8)$$

となる。ここで、

$$\omega_e^* = -k_y \frac{k_B T_e}{e B_0} \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \\ \text{：電子ドリフト周波数} \quad (9)$$

$$\omega_i^* = k_y \frac{k_B T_i}{e B_0} \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \quad (10)$$

$$\omega_m = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{Di} + i \nu_{in} \quad (11)$$

$$A = \left(1 + i \frac{k_y^2 \rho_i^2 \nu_i}{4 \omega_m} \right) - \frac{\Omega_i^2}{\omega_m^2} \quad (12)$$

$$\mathbf{V}_D = \left\{ -i \left(\frac{\Omega_i}{\omega_m} V_{Dx} + \frac{\nu_i}{\omega_m} V_{Dy} \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{\Omega_i}{\omega_m} V_{Dy} - \frac{\nu_i}{\omega_m} V_{Dx} \right) \frac{\Omega_i}{\omega_m} + A V_{Dy} \right\} k_y \quad (13)$$

である。ここで、 ρ_i はイオンラーマ半径である。波動の分散式は、準中性の条件、 $n_{e1} = n_{i1}$ から得ることができる。この分散式は、イオンラーマ半径効果、電子、イオンと中性粒子との衝突の効果を含んでいる。

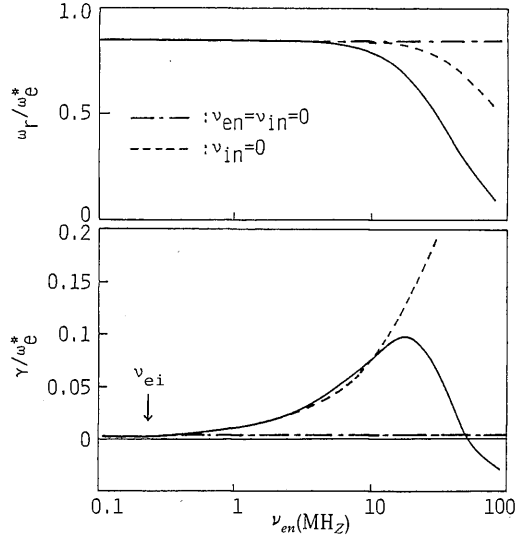


Fig. 1 Variations of wave frequency and growth rate against ν_{en} , where $T_e = 9\text{eV}$, $T_i = 1\text{eV}$, $k_y = 28.5\text{m}^{-1}$, $k_z = 2\text{m}^{-1}$, $B_0 = 0.031\text{T}$, $n_e^{-1} dn_e/dr = -40\text{m}^{-1}$, $n_e = 1 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$, and $\nu_{ei} = 0.23\text{MHz}$.

ν_{en} 、 ν_{in} の効果を見るために、 ν_{en} に対する波動の周波数 ω 、成長率 γ の変化を、上で導出した分散式を用いて計算した。パラメータの値は、次節で述べる実験での典型的な値を用いた。結果を **Fig. 1** に示している。実線は、 ν_{en} 、 ν_{in} 、 ν_{ei} を考慮した解、破線は ν_{en} 、 ν_{ei} を考慮した場合の解である。一点鎖線は ν_{ei} のみを考慮に入れた解で、 $\omega_r/\omega_e = 0.84$ 、 $\gamma/\omega_e = 0.002$ で一定である。図からわかるように、 $\nu_{ei} \geq \nu_{en}$ では ν_{en} の効果はほとんど無いが、 $\nu_{ei} < \nu_{en}$ とな

るにつれて、成長率は増大する。さらに衝突が激しくなると、 ν_{in} の項が効き始め、成長率は減少し、終には負となる。一方、周波数は、中性粒子との衝突の効果が現れるにつれて下がる。このように、電子・イオンと中性粒子との衝突は、荷電粒子間衝突と同じ役割を果し、 ν_{ei} が小さい領域でも、 ν_{en} が十分大きければ、衝突ドリフト不安定性が励起し得ることがわかる。

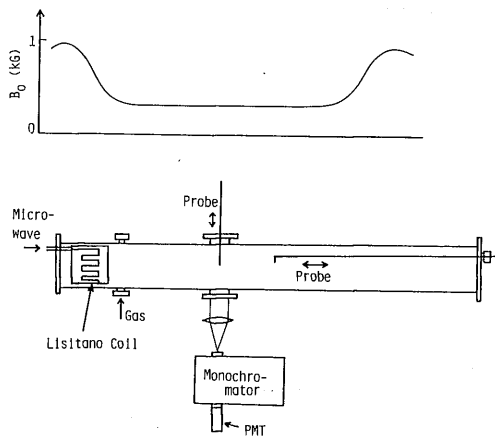


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus.

3. 実験装置⁹⁾¹⁰⁾

実験装置の概略図を Fig. 2 に示す。真空容器は、長さ 1.5 m、直径 16 cm のステンレス製円筒容器である。容器外部には 8 個の磁場コイルが設置され、単純ミラー磁場が形成される。ミラーズロート部での磁場強度は約 1 kG で、中央部の磁場を変化させることによって、ミラー比を 1.4 から 3.0 の範囲で変えることができる。容器の一端には、直径 14 cm のスロット型リジターノコイル¹¹⁾¹²⁾が置かれ、出力約 1 kW のマイクロ波が印加される。リジターノコイルの位置は、コイル中央での電子サイクロトロン周波数が、印加するマイクロ波の周波数に等しくなるように設定されている。プラズマとマイクロ波系との整合は、スタブチューナによって調節される。プラズマパラメータの測定には、主に、径方向に可動なラングミュアプローブを用い、空間電位の測定には、エミッシブプローブを用いた。イオン温度 (≈ 1 eV) は、発光スペクトル

のドップラー広がり分光器で測定し求めた。使用した気体はヘリウムで、圧力範囲は $0.5 \sim 3 \times 10^{-3}$ torr である。

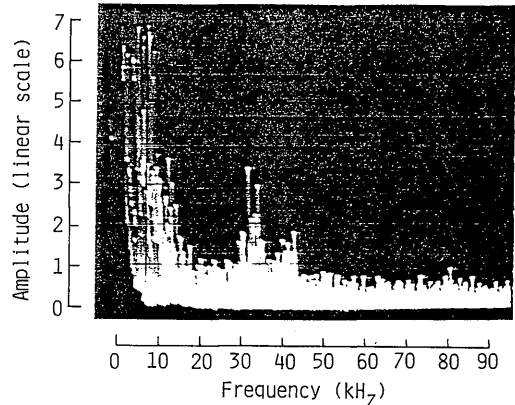


Fig. 3 Typical frequency spectrum of ion saturation current.

4. 実験結果と検討

マイクロ波を印加すると、電子サイクロトロン共鳴 (ECR) により一様なプラズマが生成される。磁場を変化させると、特定の磁場範囲で、周波数 30~50 kHz の低周波密度揺動が観測される。Fig. 3 に、プローブから取ったイオン飽和電流 I_{is} の周波数スペクトルを示している。35kHz と 43kHz 近傍に、幅の狭いピークが現れているのがわかる。この周波数は、測定時のイオンサイクロトロン周波数 $f_{ci} \approx 110$ kHz よりも小さく、電子ドリフト周波数の領域にある。イオン飽和電流の揺動分 \tilde{I}_{is} と定常分 I_{is} との比は、5~10% であった。また、波動が観測された圧力範囲での電子の平均自由行程は、装置長よりも十分短く (≈ 30 cm)、プラズマは衝突性とみなせる。

方位角方向に離れて置かれた 3 本のラングミュアプローブを用いて位相差を測定し、この波動の方位角方向伝搬特性を調べた。その結果、波動は電子の反磁性ドリフト方向に伝搬しており、35kHz、43kHz 近傍の波動は、それぞれ、モード数 $m = 2, 3$ に対応していることがわかった。また、空間電位の径方向分布測定から、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトにより、プラズマは 6~10kHz でイオンドリフト方向に回転していることがわかった。一方、軸方向に波動の位相差はほとんど無く、

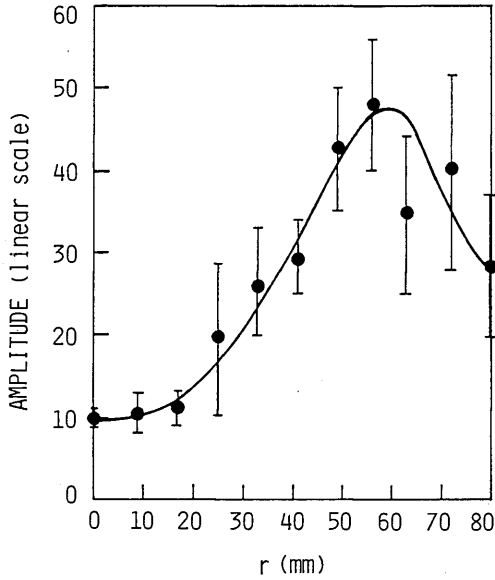


Fig. 4 Radial profile of wave amplitude, where $P = 1.9 \times 10^{-3}$ torr and $B_0 = 0.031$ T.

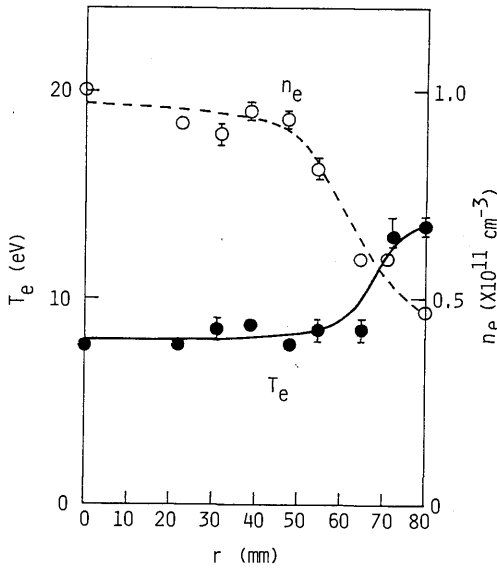


Fig. 5 Radial profiles of electron density n_e and temperature T_e , where $P = 1.9 \times 10^{-3}$ torr and $B_0 = 0.031$ T.

軸方向には装置長を半波長とする定在波が立っていると思われる。この場合、 z 軸方向の波の位相速度 ω/k_z は、 $V_{ti} (\approx 4.9 \times 10^3 \text{ m/s}) \ll \omega/k_z (\approx 1.2 \times 10^5 \text{ m/s}) \ll V_{te} (\approx 1.1 \times 10^6 \text{ m/s})$ の範囲にある。ただし、 V_{te} 、 V_{ti} は、それぞれ、電子とイオンの熱速度を表わしている。空間ポテンシャルの揺動と密度揺動との位相差は、ほとんど観測されなかった。

\bar{I}_{is} の径方向分布を Fig. 4 に、その時の電子密度 n_e 、電子温度 T_e の分布を Fig. 5 に示している。図からわかるように、 \bar{I}_{is} はプラズマ周辺部の密度勾配が急な所で最大となっている。Fig. 4 は $m=2$ の波動での結果であるが、 $m=3$ の波動についても同様な結果が得られた。

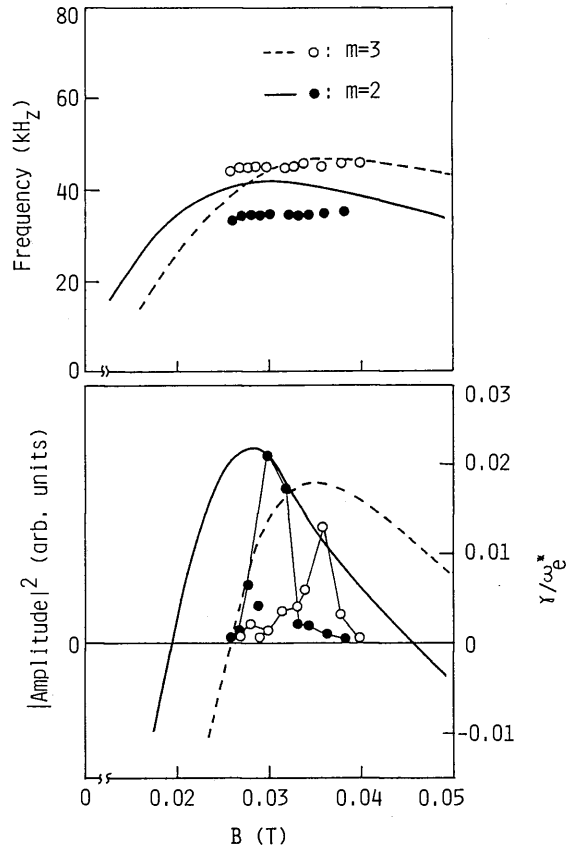


Fig. 6 Dependence of wave frequency and amplitude on magnetic field, where $P = 1.9 \times 10^{-3}$ torr. Solid line and broken line are theoretical curves.

次に、観測波動の磁場依存性を調べた。結果を Fig. 6 に示している。周波数は、磁場を変えてもほとんど変化しなかった。振幅は、図からわかるように、 $m=3$ の波動の方が $m=2$ のそれよりも強い磁場で支配的となる。Fig. 7 は、磁場の変化に伴う、電子温度および密度勾配の変化を示している。密度はほとんど変化しなかった。Fig. 6 中の実線と破線は、このようなパラメータの変化を考慮に入れて、2節で導出した衝突ドリフト波の分散式から求めた値である。実線および破線は、それぞれ、 $m=2, 3$ に対する値である。周波数に関しては、 $m=3$ の測定値がやや高めているものの、傾向、値とも計算値と一致している。振幅の方も、計算で求めた成長率と定性的に一致している。ただし、計算では、より広い範囲で成長率が正となっているのに対して、実際には、狭い範囲でのみ波動が観測されている。 $B_0 \leq 0.02\text{T}$ で成長率が急激に落ちるのは、Fig. 7 に示したように、電子密度の勾配が緩やかになるためである。

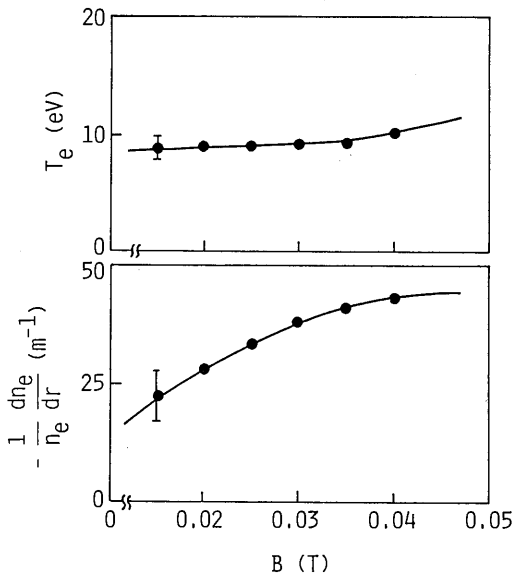


Fig. 7 Dependence of electron temperature and density gradient on magnetic field, where $P=1.9 \times 10^{-3}\text{torr}$.

Fig. 8, 9 には、圧力に対する依存性を示している。圧力を高くするにつれて、両モードの周波数とも低くなっている。振幅の方は、ほぼ同じ圧力で最大となる。Fig. 8 の実線および破線は、同じく計算値である。周

波数の傾向は、観測結果と一致している。周波数が圧力を高くするにつれて低くなるのは、電子温度が下がることに合わせて、電子密度の勾配が緩やかになるからである。一方、成長率の方も、測定した振幅の傾向と似ている。実験を行なった圧力範囲では、 $\nu_{en} = 1 \sim 6\text{MHz}$ である。したがって、もし他のパラメータが変化しなければ、Fig. 1 からわかるように、 ν_{en} が増加すれば、成長率も増大する。 $P > 2 \times 10^{-3}\text{torr}$ で成長率が減少するのは、 ν_{en} が増加したことよりもむしろ、電子密度の勾配が減少したことによる。

衝突ドリフト不安定性の駆動要素は、衝突に起因する、ポテンシャルと電子密度との位相差である。しかし、前述のように、測定ではこの位相差は観測されなかった。典型的な測定パラメータ値を用いて、(7)式より位相差を計算してみると、位相は、密度の方が約

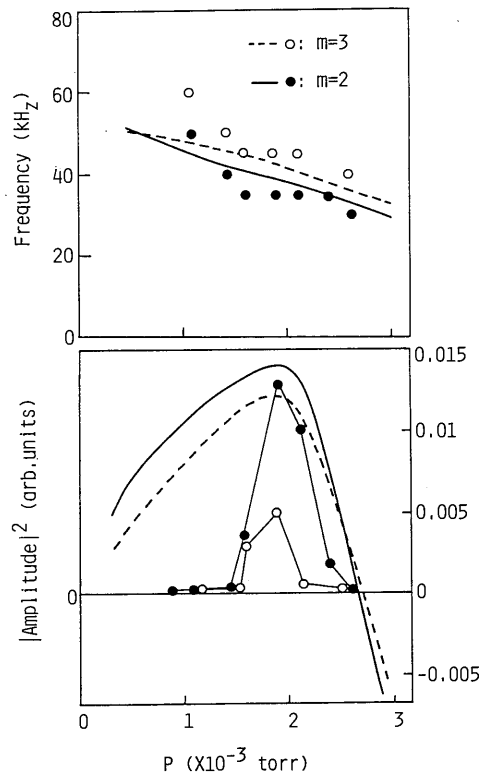


Fig. 8 Dependence of wave frequency and amplitude on pressure, where $B_0 = 0.031\text{T}$. Solid line and broken line are theoretical curves.

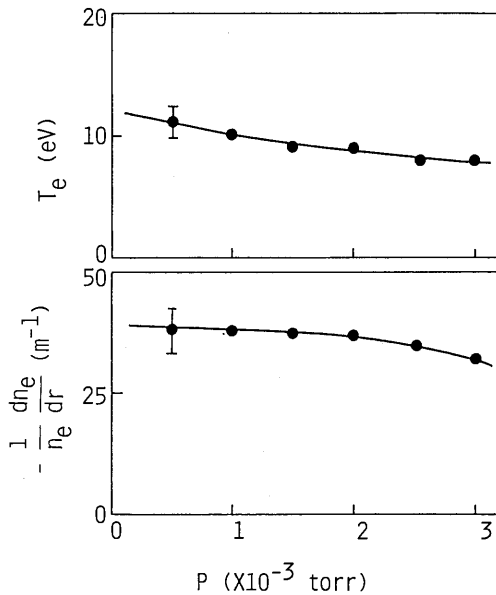


Fig. 9 Dependence of electron temperature and density gradient on pressure, where $B_0=0.031\text{T}$.

2度進んでいる ($\omega = 2.5 \times 10^5 \text{Hz}$, $\omega_e^* = 3.1 \times 10^5 \text{Hz}$, $k_z = 2 \text{m}^{-1}$, $T_e = 9 \text{eV}$, $\nu_e = 3 \times 10^6 \text{Hz}$). この値を今の実験で測定するのは困難である。成長率が全体に小さい ($\gamma \ll \omega_e^*$) のは、この位相差が小さいためとも考えられる。その原因としては、軸方向の波長が短い (k_z が大きい) ことや、電子の衝突周波数が小さいことが挙げられる。

以上のように、観測された波動の性質は、衝突ドリフト波の分散特性とほぼ一致する。

5. 結 論

電子と中性粒子との衝突が支配的な領域での、衝突ドリフト不安定性について調べた。2流体方程式を用

いた計算から、この領域でも不安定性が十分励起でき得ることがわかった。このことは、ECR プラズマでの実験でも確かめられた。すなわち、 ν_{en} の大きい領域で観測された波動は、衝突ドリフト波の分散特性とほぼ一致した。

最後に、本実験に対して助言して下さいました矢嶋信男教授と河野光雄助教授に感謝致します。

REFERENCES

- 1) F. F. Chen: Phys. Fluids **8**, 1323 (1965), Phys. Fluids **8**, 912 (1965).
- 2) H. W. Hendel, B. Coppi, F. Perkins and P. A. Politzer: Phys. Rev. Lett. **18**, 439 (1967).
- 3) H. W. Hendel, T. K. Chu and P. A. Polizer: Phys. Fluids **11**, 2426 (1968).
- 4) R. E. Rowberg and A. Y. Wong: Phys. Fluids **13**, 661 (1970).
- 5) L. G. Schlitt and H. W. Hendel: Phys. Fluids **15**, 1578 (1972).
- 6) K. I. Nishi-Kawa, T. Hatori and Y. Terashima: Phys. Fluids **21**, 1127 (1978).
- 7) A. Hasegawa and M. Wakatani: Phys. Rev. Lett. **50**, 682 (1983).
- 8) M. Wakatani and A. Hasegawa: Phys. Fluids **27**, 611 (1984).
- 9) Y. Kawai and K. Sakamoto: Rev. Sci. Instrum. **53**, 606 (1982).
- 10) Y. Suetsugu and Y. Kawai: Jpn. J. Appl. Phys. **23**, 237 (1984).
- 11) G. Lisitano, R. A. Ellis, Jr., W. M. Hooke and T. H. Stix: Rev. Sci. Instrum. **39**, 295 (1968).
- 12) Y. Suetsugu and Y. Kawai: Jpn. J. Appl. Phys. **23**, 1101 (1984).