

JAERI-M

7313

Lower Hybrid 波の伝搬の計算機
シミュレーション

1977年10月

岡本 正雄

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

Lower Hybrid 波の伝搬の計算機シミュレーション

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

岡本 正雄

(1977年9月6日受理)

トカマクの Lower Hybrid 波共鳴加熱に関係して、Lower Hybrid 波の伝搬の計算機シミュレーションを行った。2流体方程式・ポアソン方程式系を leap-frog 法で直接数値的に解き、Lower Hybrid 波の ray の軌跡を求めた。ray の軌跡は円錐状をなすが、これを、冷たいプラズマ近似、線型近似の場合について調べ、さらに非線型2流体モデルの場合を求めた。自然発生しているドリフト波をモデル的に取り扱い、ドリフト波が ray の軌跡をどのように歪めるか計算した。本報告は、これらの結果の予備的なものである。

JAERI-M 7313

Numerical Simulation
of
Lower Hybrid Wave Propagation

Masao OKAMOTO

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received September 6, 1977)

Concerning the LHRH (Lower Hybrid Resonance Heating) in a tokamak, a numerical simulation is made of the propagation of a lower hybrid wave. By solving the system of two-fluid equations and Poisson's equation, ray trajectories of the lower hybrid waves are traced. The cases of cold plasma approximation, linear approximation and nonlinear two-fluid model are examined. The effect of density fluctuation due to the presence of a drift wave on the conical ray trajectories is also studied. Only the preliminary results are presented in this report.

Keywords : Lower Hybrid Wave,
Lower Hybrid Resonance Heating,
Simulation, Ray Tracing, Drift Wave

目 次

1. はじめに	1
2. シミュレーションのモデルと計算法	2
3. Lower Hybrid 波の ray の軌跡	4
4. ドリフト波の密度揺動による軌跡の歪み	5
5. おわりに	7
謝 辞	7
References	7

1. は じ め に

トカマクの追加熱の一つとしてRF加熱が考えられているが、その中でも、必要なパワが供給できること、また、励起コイルなしでプラズマに波を結合させることができるとする観点からLower Hybrid波共鳴加熱（以下LHRHという）が有望視されている。

良く知られているように、プラズマ柱の外で発生された遅い波（slow wave）は、近接性の条件（accessibilityの条件）を満足する限り、より密度の高い領域に伝搬していく。波が伝搬していくにつれ、磁場と垂直方向の波数は増大しやがて温度効果が重要になり、Lower Hybrid波の共鳴点に達するまでに線型変換が起り波は反射される〔文献1〕。Lower Hybrid波近くの周波数を持つ遅い波（slow wave）をプラズマの外の有限領域で発生させると、波がLower Hybrid共鳴点に向って進むとき、そのrayの軌跡は円錐状を形成することが知られている〔2〕。文献〔2〕では、冷たいプラズマの近似で、WKB解をもとに、この円錐軌跡を求めている。このような軌跡を形成することは実験でも確かめられている〔3〕。遅い波がプラズマの中心に向って伝搬するにつれその磁場に垂直方向の電場が反射点に達するまでに十分大きくなり非線型効果が期待される。MoralesとLeeはponderomotive力がプラズマの圧力とつり合う所で、rayの軌跡がソリトン的になる可能性を論じた〔4〕。この問題は、SaunkiやOginoらによってさらに詳しく論じられている〔5〕。BellanとWongは自然発生しているドリフト波による密度揺動によりLower Hybrid波の伝搬の軌跡が歪められることを実験で観測した〔6〕。

本報告書では、2流体方程式・ボアッソン方程式系を直接数値的に解くことにより、Lower Hybrid波の円錐状軌跡を求める。一様な外部磁場がz方向にあるとし、零次の密度がx方向に分布しているとし、x-z平面で、Lower Hybrid波の伝搬をシミュレートする。プラズマの境界で励起される波はボアッソンの方程式を解く時、境界条件としてとりいれる。すべての量はz方向に周期的であると仮定する。冷たいプラズマ近似、線型近似の場合について軌跡を求め、さらに非線型2流体モデルの場合をシミュレートした。本報告書のモデルはx-z平面の2次元モデルであるためドリフト波は励起されない。ドリフト波が円錐状軌跡に与える影響を調べるため、ここでは、ドリフト波による密度揺動をモデル的にとり入れる。本報告書では遅い波（slow wave）の源は有限領域に局所化されておらず、その振幅は一様にz方向に拡がっている場合の結果のみを報告する。源が有限領域に局所化されている時の結果は、別に報告する。

本報告書は予備的なものであり、(i)冷たいプラズマの近似、(ii)線型近似、(iii)非線型2流体モデル、(iv)ドリフト波の密度揺動によるrayの軌跡の歪み、のそれぞれの場合について計算結果の一例を示す（§3, §4）。§5で結果の検討、今後の課題を考える。

2. シミュレーションのモデルと計算法

シミュレーションのモデルは、電子とイオンに対する2流体方程式とポアッソンの式に基づいている。即ち、

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{n}_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \mathbf{n}_j \vec{\mathbf{v}}_j = 0, \\ n_j \left(\frac{\partial \vec{\mathbf{v}}_j}{\partial t} + \vec{\mathbf{v}}_j \cdot \vec{\nabla} \vec{\mathbf{v}}_j \right) = - \vec{\nabla} \cdot \mathbf{n}_j \frac{\mathbf{T}_j}{m_j} + \frac{\mathbf{n}_j}{m_j} q_j (- \vec{\nabla} \phi + \frac{1}{c} \vec{\mathbf{v}}_j \times \vec{\mathbf{B}}_0) \\ \vec{\nabla}^2 \phi = - 4 \pi \sum_{j=e,i} q_j \mathbf{n}_j. \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (2.1) \\ (2.2) \\ (2.3) \end{array}$$

諸量の定義は標準的なものなので説明は省く。一様な外部磁場、 $\vec{\mathbf{B}}_0$ 、はz方向にあり、非摂動の密度はx方向にのみ変化し、かつ、プラズマの中心($x=0$)に向って単調に増加するものとする。非摂動密度が最小である所をプラズマの境界($x=x_L$)とし、遅い波の源(slow wave source)は、 $x=x_L$ にあるとする。方程式(2.1), (2.2), (2.3)をx-z平面で解く。式(2.1)と(2.2)は蛙飛び法(leap-frog method)で解き、ポアッソンの式(2.3)はz方向にはFFTの技法を使い、x方向は差分法で解く。式(2.1), (2.2) (2.3)に含まれるすべての量はz方向に周期的であると仮定する。x方向の境界条件は、

$$\left. \begin{array}{ll} x=0 \text{ の所で} & \mathbf{n} = \text{const}, \\ & \mathbf{n} \vec{\mathbf{v}} = 0, \\ & \phi = 0, \\ x=x_L \text{ の所で} & \mathbf{n} = \text{const}, \\ & \mathbf{n} \vec{\mathbf{v}} = 0, \\ & \phi = \text{slow wave source}. \end{array} \right\} \quad (2.4)$$

遅い波は $x=x_L$ の所で次の形で励起する。

$$\phi(x=x_L, z, t) = \bar{\phi}_0(z) p(t) a \sin(k_{0\parallel}(z-z_0) - \omega_0 t), \quad (2.5)$$

この波はポアッソンの式を解くとき境界条件としてとり入れられる。 $k_{0\parallel}$ はz方向(磁場方向)の波数で、 ω_0 は源の振動数である。(2.5)は伝搬波(traveling wave)であるが、定在波(standing wave)にしてもよい。本報告書は(2.5)の形に限られている。 $\bar{\phi}(z)$ は源が有限領域に限られている時、振幅の形を決める量であるが、本報告書は $\bar{\phi}_0(z)=1$ の場合の結果しか報告しない。源の波の振幅を時間的にゆっくり立ち上らせるため、 $p(t)$ を

振幅, a , に掛けた。 $p(t)$ は

$$p(t) = \begin{cases} \sin \omega_s t & 0 \leq t \leq \frac{\pi}{2} - \frac{1}{\omega_s} \\ 1 & t \geq \frac{\pi}{2} - \frac{1}{\omega_s} \end{cases} \quad (2.6)$$

の形をとる。このようにゆっくり立ちあげることにより、プラズマ振動の振幅を小さくおさえ
る。振動数, ω_0 , は Lower Hybrid 周波数で

$$\omega_0 = \frac{\omega_{pe0}(x_0)}{\sqrt{1 + \omega_{pe0}^2(x_0)/\Omega_e}} \quad (2.7)$$

$\Omega_e = eB_0/m_e c$ は電子のサイクロトロン周波数で, ω_{pe0} , ω_{pi0} は電子およびイオンの
プラズマ周波数である。(2.7)を満す点を Lower Hybrid 共鳴点という。数値計算ではこの
点における密度が 1 になるよう規格化してある。波数, $k_{0\parallel}$, は accessibility の条件を
満さねばならない [7]。

$$n_z = \frac{k_{0\parallel}c}{\omega_0} > 1 + \left(\frac{\omega_{pe0}(x_0)}{\Omega_e} \right)^2 \quad (2.8)$$

ここで m_z は z 方向の屈折率である。

時間メッシュ, Δt , は電子のプラズマ振動, または電子のサイクロトロン振動の周期よりも
小さくなければならない。 x 方向の空間メッシュ, Δx , は Lower Hybrid 波の磁場に垂直な方向 (x 方向)
の波長より小さくとる。流体モデルが成立するために垂直方向の波数は次のように制限される [7]。

$$\lambda_\perp = \frac{2\pi}{k_\perp}, \quad (k_\perp \rho_i)^2 \lesssim \frac{\omega_0}{\Omega_i} \quad (2.9)$$

ここで, Ω_i はイオン・サイクロトロン周波数で, ρ_i はイオンのラーモア半径である。空間
メッシュ, Δz , は磁場に平行な波長 $\lambda_{0\parallel} = 2\pi/k_{0\parallel}$ により決められる。このようにして,
 Δt , Δx , Δz は次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta t &= \delta_t \cdot \min(\omega_{pe0}^{-1}, \Omega_e^{-1}) && (0 < \delta_t < 1) \\ \Delta x &= \delta_x \lambda_\perp && (0 < \delta_x < 1) \\ \lambda_\perp &= \frac{2\pi}{k_\perp}, \quad k_\perp \rho_i = \eta \lesssim 1.0 && \\ \Delta z &= \delta_z \lambda_{0\parallel} && (0 < \delta_z < 1) \\ \lambda_{0\parallel} &= \frac{2\pi}{k_{0\parallel}} \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

式(2.10)において $k_{0\parallel}$ は式(2.8)を満さねばならない。

シミュレーション・モデルで注意しておかねばならないことは、このモデルでは Lower Hybrid 波のパラメトリック励起は生じないことである。パラメトリック励起を引き起す力は主として $\vec{E}_0 \times \vec{B}_0$ であるが、これは y 方向を向いているためである。

3. Lower Hybrid 波の ray の軌跡

ここでは、(i)冷たいプラズマ近似、(ii)線型近似、(iii)非線型2流体モデルの3つの場合の計算結果を示す。計算のためのパラメータは次のとおりである。すなわち、水素プラズマ($Z=1$)、 $\omega_{pe0}/\Omega_e = 1.0$ 、 $T_i/T_e = 0.5$ 、 $m_i/m_e = 100$ 、 $\delta_t = 0.25$ 、 $\delta_x = 0.25$ 、 $\delta_z = 0.125$ 、 $n_z = 50.0$ 、 $v_{Te}/c = 4.4 \times 10^{-3}$ 、 $\eta = 1.0$ 、 $T_e(x=x_L) = 0.2$ 。ただし $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ は電子の熱速度で、 $n=1$ の点(Lower Hybrid 共鳴点)で評価したものである。メッシュ数は x 方向 128、z 方向 32 である。(格子点は、x:129、z:33 で $x_L = 129$ に源をおいた。) $\delta_z = 0.125$ だから源の波は、9つの格子点で 1 波長があらわされており、シミュレーションの z 方向の長さの中に、源の波が 4 波長分存在していることになる。図の x 方向と z 方向の尺度は $\Delta x \neq \Delta z$ のため異なる。図の z 方向の長さ(源の波の 4 波長分)の x 方向の長さに対する比は、約 10 である。(z 方向の方が 10 倍長い。) 上記パラメータを実際の尺度になおすと実験[3]の条件とほぼ一致する。(方程式は、ここでは無次元化されているから他の実験条件もシミュレートしていることもありうる。また質量比は計算時間をはやめる $m_i/m_e = 100$ でシミュレートしたので、この点は実際の実験条件と異なる。)

温度分布はパラボリック型(イオン・電子とも)であるが密度分布は次の形をとった。

$$n_0(x) = N_0 \left\{ 1 - x_0 \ell_0 \tanh \left(\frac{x - x_g}{\ell_0} \right) \right\} \quad (3.1)$$

$\ell_0 = 64$ 、 $x_g = 80$ で $n_0(x=x_L) = 0.1$ 、 $n_0(x=0)$ は(i)は 1.2、他の場合は 1.0 である。 $x=0$ での波の反射をふせぐため、式(2.1)、(2.2)、(2.3)を解く時には、 $x=0$ 附近に減衰項をつけ加えて計算を行った。

Fig. 1, 2, 3 はポテンシャル分布を描いたものである。(a)は、z 方向に沿って切った断面図であり、(b)は x 方向に沿って切った断面図である。

Fig.(1)は冷たいプラズマ近似の結果である。(a)で円錐状にみえるのが ray の軌跡である。(この軌跡は、特に、例えば点線などで示していないが、一目みてわかるとおりである。) ray の軌跡の z 方向の長さは、ほぼ図の z 方向の長さ(源の波の 4 波長分)になっており、ray の軌跡の z 方向の長さの x 方向の長さに対する比は約 10 であり、これは、 $\sqrt{m_i/m_e}$ になっていて、論文[2]の結論と一致する。(a), (b)とも $t = 3067.5 \omega_{pe0}^{-1}$ の時の結果で、これは、源の波の周期 $2\pi/\omega_0$ の約 3.5 倍である。(原研の計算機 FACOM 230/75 で cpu 時間 3 時間) (b)は波がプラズマの中心($\vec{\nabla} n_0$ の方向)に向って進むにつれ、短波長になっていく様子がわかる。この計算では、 $\eta = 1.0$ であるため $\lambda_{\perp} = 2\pi p_i / 10$ より短かい波長はシミュレートできない。

式(2.10)において $k_{0\parallel}$ は式(2.8)を満さねばならない。

シミュレーション・モデルで注意しておかねばならないことは、このモデルでは Lower Hybrid 波のパラメトリック励起は生じないことである。パラメトリック励起を引き起す力は主として $\vec{E}_0 \times \vec{B}_0$ であるが、これは y 方向を向いているためである。

3. Lower Hybrid 波の ray の軌跡

ここでは、(i)冷たいプラズマ近似、(ii)線型近似、(iii)非線型2流体モデルの3つの場合の計算結果を示す。計算のためのパラメータは次のとおりである。すなわち、水素プラズマ($Z=1$)、 $\omega_{pe0}/\Omega_e = 1.0$ 、 $T_i/T_e = 0.5$ 、 $m_i/m_e = 100$ 、 $\delta_t = 0.25$ 、 $\delta_x = 0.25$ 、 $\delta_z = 0.125$ 、 $n_z = 50.0$ 、 $v_{Te}/c = 4.4 \times 10^{-3}$ 、 $\eta = 1.0$ 、 $T_e(x=x_L) = 0.2$ 。ただし $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ は電子の熱速度で、 $n=1$ の点(Lower Hybrid 共鳴点)で評価したものである。メッシュ数は x 方向 128、 z 方向 32 である。(格子点は、 $x:129$ 、 $z:33$ で $x_L = 129$ に源をおいた。) $\delta_z = 0.125$ だから源の波は、9つの格子点で1波長があらわされており、シミュレーションの z 方向の長さの中に、源の波が4波長分存在していることになる。図の x 方向と z 方向の尺度は $\Delta x \neq \Delta z$ のため異なる。図の z 方向の長さ(源の波の4波長分)の x 方向の長さに対する比は、約 1.0 である。 $(z$ 方向の方が 1.0 倍長い。)上記パラメータを実際の尺度になおすと実験[3]の条件とほぼ一致する。(方程式は、ここでは無次元化されているから他の実験条件もシミュレートしていることもありうる。また質量比は計算時間をはやめる $m_i/m_e = 100$ でシミュレートしたので、この点は実際の実験条件と異なる。)

温度分布はパラボリック型(イオン・電子とも)であるが密度分布は次の形をとった。

$$n_0(x) = N_0 \left\{ 1 - x_0 \ell_0 \tanh \left(\frac{x - x_g}{\ell_0} \right) \right\} \quad (3.1)$$

$\ell_0 = 64$ 、 $x_g = 80$ で $n_0(x=x_L) = 0.1$ 、 $n_0(x=0)$ は(i)は 1.2、他の場合は 1.0 である。 $x=0$ での波の反射をふせぐため、式(2.1)、(2.2)、(2.3)を解く時には、 $x=0$ 附近に減衰項をつけ加えて計算を行った。

Fig. 1, 2, 3 はポテンシャル分布を描いたものである。(a)は、 z 方向に沿って切った断面図であり、(b)は x 方向に沿って切った断面図である。

Fig.(1)は冷たいプラズマ近似の結果である。(a)で円錐状に見えるのが ray の軌跡である。(この軌跡は、特に、例えば点線などで示していないが、一目みてわかるとおりである。) ray の軌跡の z 方向の長さは、ほぼ図の z 方向の長さ(源の波の4波長分)になっており、ray の軌跡の z 方向の長さの x 方向の長さに対する比は約 1.0 であり、これは、 $\sqrt{m_i/m_e} c$ になっていて、論文[2]の結論と一致する。(a), (b)とも $t = 3067.5 \omega_{pe0}^{-1}$ の時の結果で、これは、源の波の周期 $2\pi/\omega_0$ の約 3.5 倍である。(原研の計算機 FACOM 230/75 で cpu 時間 3 時間) (b)は波がプラズマの中心(∇n_0 の方向)に向って進むにつれ、短波長になっていく様子がわかる。この計算では、 $\eta = 1.0$ であるため $\lambda_{\perp} = 2\pi\rho_i/10$ より短かい波長はシミュレートできない。

(ii)の線型近似では、(2.1), (2.2)を線型化して計算を行った。(温度効果は残す。)(iii)では(2.1), (2.2)の非線型流体方程式を解く。しかしこの両者の結果には、顕著な差はあらわれなかった。(iii)の場合、 $a = 0.1, 0.5, 1.0$ ($a = e\phi/T_{e0}$)の場合について計算したが、源の波の20周期くらいまではrayの軌跡は線型近似の結果と殆んど同じであった。Fig. 2は非線型2流体モデルの結果であるが、同じパラメータ($a = 0.1$)の線型化したモデルの結果と全く同じである。図で(T.P.)と矢印で示した位置は文献[7]で評価される反射点(turning point)を示したものである。

すなわち、文献[7]の(3.33)式、

$$\frac{\omega_{pet}^2}{\Omega_e^2} = \frac{\omega_0^2}{\Omega_i + \Omega_e + (1 + 2k_{||}\rho_i s) - \omega^2}, \quad (3.2)$$

$$s^2 = 3 \left(\frac{\Omega_i + \Omega_e}{\omega_0^2} + \frac{1}{4} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_0^2}{\Omega_i + \Omega_e} \right), \quad (3.2)'$$

である。波は(3.2)で予想される位置($x \approx 80$)よりもプラズマの中に伝搬しているようである。Fig. 2.(a)では、rayの軌跡は、プラズマの周辺部では、冷たいプラズマ近似のものとほぼ同じであるが、内側では、位相が明らかにずれている。内錐の傾きは、はっきりと2つに区別される。これは、反射点で反射する波と入射波が重なったためと思われる。

非線型効果は全くみられない。[4]でその可能性が論じられた filamentation 不安定は観測されなかった。この点に関しては、まだ十分検討していない。

4. ドリフト波の密度動揺による軌跡の歪み

文献[6]では、プラズマ中に、密度勾配のもっとも強いところにドリフト波が局在している条件下で、Lower Hybrid波の伝搬の実験を行い、rayの軌跡の歪みや、sideband等を観測し、これらがドリフト波と相関があることを確認している。本報告のシミュレーション・モデルは、 $x-z$ 平面の2次元モデルであるため、ドリフト波は励起されない。ここではドリフト波の密度揺動をモデル的にとりいれ、その効果を調べた。

ドリフト波の密度揺動は次の形をしていると仮定する。

$$\tilde{n}_d = a_d n_0(x_g) \exp \left[- \left(\frac{x - x_g}{\Delta} \right)^2 \right] \cos(k_{||}^* z - \omega^* t + \alpha), \quad (4.1)$$

すなわち $x = x_g$ の所に幅 Δ でガウス分布しているとする。 ω^* はドリフト周波数で

(ii)の線型近似では、(2.1), (2.2)を線型化して計算を行った。(温度効果は残す。)(iii)では(2.1), (2.2)の非線型流体方程式を解く。しかしこの両者の結果には、顕著な差はあらわれなかった。(iii)の場合、 $a = 0.1, 0.5, 1.0$ ($a = e\phi/T_{e0}$)の場合について計算したが、源の波の20周期くらいまではrayの軌跡は線型近似の結果と殆んど同じであった。Fig. 2は非線型2流体モデルの結果であるが、同じパラメータ($a = 0.1$)の線型化したモデルの結果と全く同じである。図で(T.P.)と矢印で示した位置は文献[7]で評価される反射点(turning point)を示したものである。

すなわち、文献[7]の(3.33)式、

$$\frac{\omega_{pet}^2}{\Omega_e^2} = \frac{\omega_0^2}{\Omega_i + \Omega_e + (1 + 2k_{||}\rho_i s) - \omega^2}, \quad (3.2)$$

$$s^2 = 3 \left(\frac{\Omega_i + \Omega_e}{\omega_0^2} + \frac{1}{4} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_0^2}{\Omega_i + \Omega_e} \right), \quad (3.2)'$$

である。波は(3.2)で予想される位置($x \approx 80$)よりもプラズマの中に伝搬しているようである。Fig. 2 (a)では、rayの軌跡は、プラズマの周辺部では、冷たいプラズマ近似のものとほぼ同じであるが、内側では、位相が明らかにずれている。内錐の傾きは、はっきりと2つに区別される。これは、反射点で反射する波と入射波が重なったためと思われる。

非線型効果は全くみられない。(4)でその可能性が論じられた filamentation 不安定は観測されなかった。この点に関しては、まだ十分検討していない。

4. ドリフト波の密度動揺による軌跡の歪み

文献[6]では、プラズマ中に、密度勾配のもっとも強いところにドリフト波が局在している条件下で、Lower Hybrid波の伝搬の実験を行い、rayの軌跡の歪みや、sideband等を観測し、これらがドリフト波と相関があることを確認している。本報告のシミュレーション・モデルは、 $x - z$ 平面の2次元モデルであるため、ドリフト波は励起されない。ここではドリフト波の密度揺動をモデル的にとりいれ、その効果を調べた。

ドリフト波の密度揺動は次の形をしていると仮定する。

$$\tilde{n}_d = a_d n_0(x_g) \exp \left[- \left(\frac{x - x_g}{\Delta} \right)^2 \right] \cos(k_{||}^* z - \omega^* t + \alpha), \quad (4.1)$$

すなわち $x = x_g$ の所に幅 Δ でガウス分布しているとする。 ω^* はドリフト周波数で

$$\omega^* = k_y v_{0ey} (x_g) ,$$

$$k_y = \frac{m}{x_g}, \quad (m: \text{integer})$$

(4.2)

$$v_{0ey} = \frac{1}{n_0 \Omega_e} \frac{\partial}{\partial x} \frac{n_0 T_e}{m_e}$$

式(2.5)の源の波で励起されたLower Hybrid 波が(4.1)で表わされるドリフト波の密度揺動により影響を受けるためには、①パケットの幅△はLower Hybrid波のx方向の波長より長くなければならない、②Lower Hybrid 波がパケットを通過する時間の間にLower Hybrid波が進むz方向の距離はドリフト波のz方向の一波長より短かくなければならない(でないと、Lower Hybrid 波は、ドリフト波の密度揺動を平均としてのみ感じ、影響されない)。これらの条件は、

$$\left. \begin{aligned} \Delta &> \lambda_{0x} \\ k_{||}^* &< \frac{2\pi}{\Delta} \frac{k_{0||}}{k_{0x}} \\ \left(\frac{\omega^*}{k_{||}^*} \ll \frac{\omega_0}{k_{0x}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

と表現される。(4.3)を満すようにパラメータを選んで計算した。すにわち、 $x_g = 80$ 。
 $a_d = 0.25$, $\Delta = 30$, $k_{||}^* = 2\pi n / L_z$ で $L_z = 32$, $n = 2$, $k_y^* = m / x_g$ で $m = 20$ 。
このとき、 $\omega^* = 0.0016$ で $x = x_g$ において $v_{Te} = 0.712$, $v_{Ti} = 0.05$, $\omega^*/k_{||}^* = 0.21$ である。他のパラメータはFig. 2と全く同じである。

Fig. 3にて $t = 1132 \omega_{pe0}^{-1} = 80 \omega_0^{-1}$ (源の波の1周期の約13倍)での結果を示す。
z方向に、源の波は4波長分、ドリフト波は2波長分ある。従って、Fig. 3では、z方向に同じパターンが2度くり返されている。ドリフト波の密度揺動による軌跡の歪みは明らかである。
式(4.1)のために密度が非摂動の密度より低くなった所では、rayはよりまっすぐ進み、密度が平均より高くなつた所では、より歪められる。 $x = 80$ を超えると、波が分裂する様子が観測される。これはLower Hybrid 波とドリフト波が結合し、 $k_{0||} \pm k_{||}^*$ のモードが生ずるためと考えられる。また抽出点のポテンシャルの時間変動は、 ω_0 の周期と異なつてゐる。これは sideband $\omega_0 \pm \omega^*$ が生じているためと思われる。これらについては、空間的な Fourier 分解、パワ・スペクトラムの測定等が必要である。

5. おわりに

2流体方程式、ポアソン方程式系を直接数値的に解くことにより、Lower Hybrid 波の伝搬のシミュレーションを行った。結果は予備的なものにすぎないが、本報告の主な結論は、冷たいプラズマ近似の結果は、文献[2]とほぼ同じであること。filamentation 不安定は観測されない、ドリフト波の密度揺動により、rayの軌跡は大きく歪められる、等である。非摂動の密度分布により ray の軌跡が大きく変ることは明らかであるため、パラメータ、特に密度分布を変えてシミュレートすることが必要である。また、源の波を z 方向に局在させた場合の計算が必要である。この場合は、 $k_{0\parallel}$ 以外のモードが励起されるので複雑になるであろうが、Fig. 3 の反射波の場合は、フーリエ分解、パワースペクトラムを測定する必要がある。今回はポテンシャルのふるまいしか調べなかったが、波数、電場の分布も吟味しなければならない。

謝辞

このシミュレーションのあらゆる段階で、いつも有意義な議論、助言をして下さった、安積正史氏、滝塚知典氏のお二人に対し心から感謝いたします。お二人の助力がなければこのシミュレーションは何らの結果も生じなかつたと確信します。田中正俊室長には、日頃の激励と、このシミュレーションに対して興味を示して下さったことに対し心から感謝いたします。

References

- 1) T.H.Stix : Phys. Rev. Lett. : 15(1965)878.
- 2) P.M.Bellan and M.Porkolab : Phys. Fluids 17(1974)1592.
- 3) P.M.Bellan and M.Porkolab : MATT-1196 (Report of Princeton Plasma Physics Laboratory, June, 1976).
- 4) G.M.Morales and Y.C.Lee : Phys. Rev. Lett. 33(1975)1534.
- 5) H.Sanuki and T.Ogino : IPPJ-268 (Report of Institute of Plasma Physics of Japan, Dec., 1976).
- 6) P.Bellan and K.L.Wong : MATT-1252 (Report of Princeton Plasma Physics Laboratory, May, 1976).
- 7) H.Momota, A.Fukuyama, M.Azumi, M.Okamoto and T.Takizuka : JAERI-M 6964 (Report of Japan Atomic Energy Research Institute, March, 1977).

5. おわりに

2流体方程式、ポアソン方程式系を直接数値的に解くことにより、Lower Hybrid 波の伝搬のシミュレーションを行った。結果は予備的なものにすぎないが、本報告の主な結論は、冷たいプラズマ近似の結果は、文献[2]とほぼ同じであること。filamentation 不安定は観測されない、ドリフト波の密度揺動により、rayの軌跡は大きく歪められる、等である。非摂動の密度分布により ray の軌跡が大きく変ることは明らかであるため、パラメータ、特に密度分布を変えてシミュレートすることが必要である。また、源の波を z 方向に局在させた場合の計算が必要である。この場合は、 $k_{0\parallel}$ 以外のモードが励起されるので複雑になるであろうが、Fig. 3 の反射波の場合は、フーリエ分解、パワースペクトラムを測定する必要がある。今回はポテンシャルのふるまいしか調べなかったが、波数、電場の分布も吟味しなければならない。

謝辞

このシミュレーションのあらゆる段階で、いつも有意義な議論、助言をして下さった、安積正史氏、滝塚知典氏のお二人に対し心から感謝いたします。お二人の助力がなければこのシミュレーションは何らの結果も生じなかつたと確信します。田中正俊室長には、日頃の激励と、このシミュレーションに対して興味を示して下さったことに対し心から感謝いたします。

References

- 1) T.H.Stix : Phys. Rev. Lett. : 15(1965)878.
- 2) P.M.Bellan and M.Porkolab : Phys. Fluids 17(1974)1592.
- 3) P.M.Bellan and M.Porkolab : MATT-1196 (Report of Princeton Plasma Physics Laboratory, June, 1976).
- 4) G.M.Morales and Y.C.Lee : Phys. Rev. Lett. 33(1975)1534.
- 5) H.Sanuki and T.Ogino : IPPJ-268 (Report of Institute of Plasma Physics of Japan, Dec., 1976).
- 6) P.Bellan and K.L.Wong : MATT-1252 (Report of Princeton Plasma Physics Laboratory, May, 1976).
- 7) H.Momota, A.Fukuyama, M.Azumi, M.Okamoto and T.Takizuka : JAERI-M 6964 (Report of Japan Atomic Energy Research Institute, March, 1977).

5. おわりに

2流体方程式、ポアソン方程式系を直接数値的に解くことにより、Lower Hybrid 波の伝搬のシミュレーションを行った。結果は予備的なものにすぎないが、本報告の主な結論は、冷たいプラズマ近似の結果は、文献[2]とほぼ同じであること。filamentation 不安定は観測されない、ドリフト波の密度揺動により、rayの軌跡は大きく歪められる、等である。非擾動の密度分布により ray の軌跡が大きく変ることは明らかであるため、パラメータ、特に密度分布を変えてシミュレートすることが必要である。また、源の波を z 方向に局在させた場合の計算が必要である。この場合は、 $k_{0\parallel}$ 以外のモードが励起されるので複雑になるであろうが、Fig. 3 の反射波の場合は、フーリエ分解、パワースペクトラムを測定する必要がある。今回はポテンシャルのふるまいしか調べなかったが、波数、電場の分布も吟味しなければならない。

謝 辞

このシミュレーションのあらゆる段階で、いつも有意義な議論、助言をして下さった、安積正史氏、滝塚知典氏のお二人に対し心から感謝いたします。お二人の助力がなければこのシミュレーションは何らの結果も生じなかつたと確信します。田中正俊室長には、日頃の激励と、このシミュレーションに対して興味を示して下さったことに對し心から感謝いたします。

References

- 1) T.H.Stix : Phys. Rev. Lett. : 15(1965)878.
- 2) P.M.Bellan and M.Porkolab : Phys. Fluids 17(1974)1592.
- 3) P.M.Bellan and M.Porkolab : MATT-1196 (Report of Princeton Plasma Physics Laboratory, June, 1976).
- 4) G.M.Morales and Y.C.Lee : Phys. Rev. Lett. 33(1975)1534.
- 5) H.Sanuki and T.Ogino : IPPJ-268 (Report of Institute of Plasma Physics of Japan, Dec., 1976).
- 6) P.Bellan and K.L.Wong : MATT-1252 (Report of Princeton Plasma Physics Laboratory, May, 1976).
- 7) H.Momota, A.Fukuyama, M.Azumi, M.Okamoto and T.Takizuka : JAERI-M 6964 (Report of Japan Atomic Energy Research Institute, March, 1977).

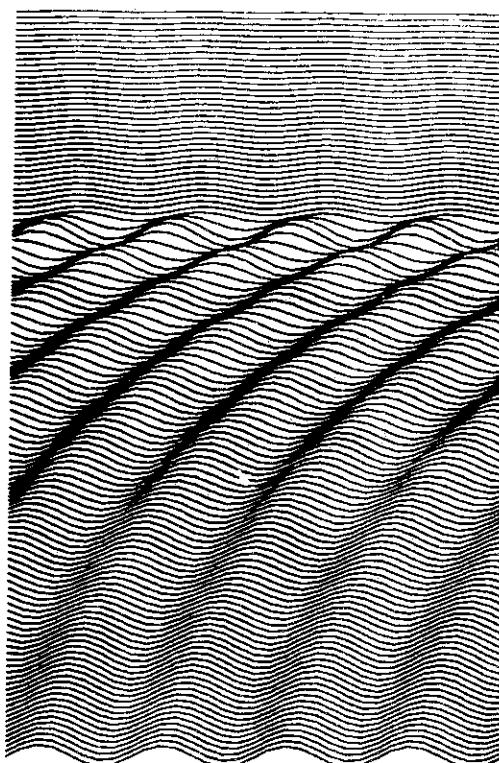
\vec{B}_0 $n_0(x) = 1.2 \rightarrow$ $n_0(x) = 1.0 \rightarrow$
(LHR) $n_0(x) = 0.1 \rightarrow$
(Source)

Fig. 1 (a) 冷たいプラズマ近似

$$t = 3067.5 \omega_{pe}^{-1} = 216.9 \omega_0^{-1}, \quad a = 0.1$$

LHRはLower Hybrid 共鳴点を示す。 $n_0(x) = 0.1$ の所に波の源がある。図の z 方向の長さ(源の波の4波長分)は x 方向の長さの約10倍になっていいる。(実験[3]の例では x 方向は 5 cm 位に相当する。)

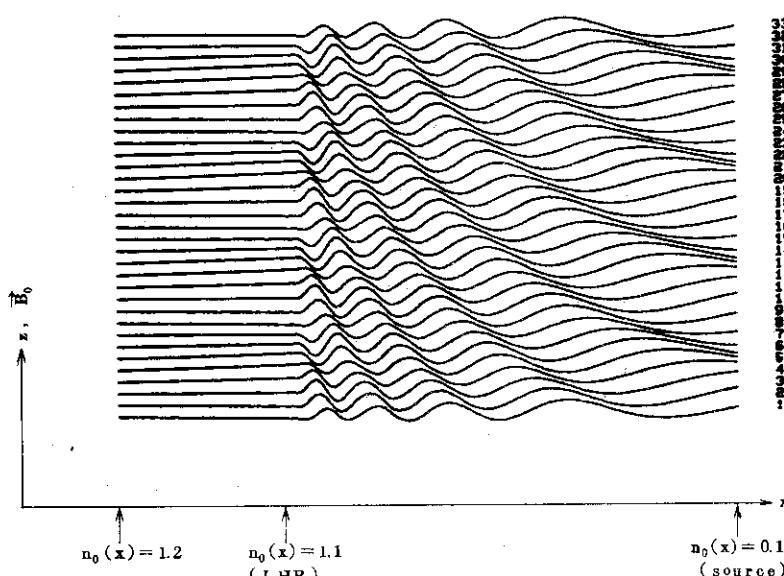


Fig. 1 (b) 冷たいプラズマ近似

$$t = 3067.5 \omega_{pe}^{-1} = 216.9 \omega_0^{-1}, \quad a = 0.1$$

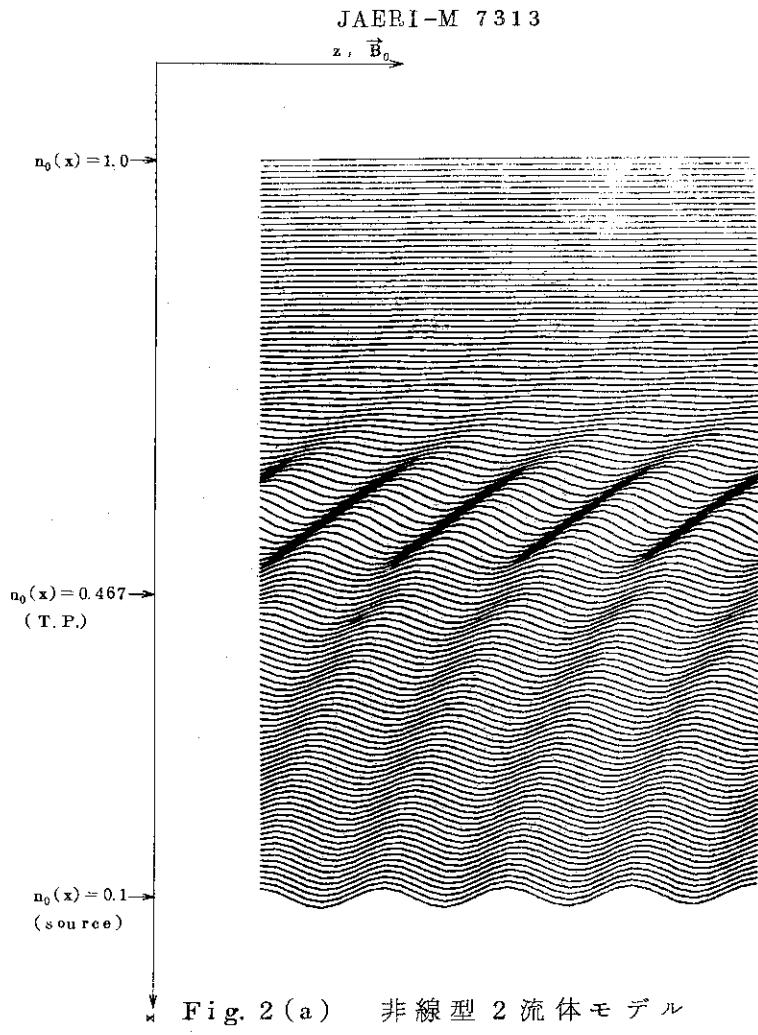


Fig. 2 (a) 非線型 2 流体 モデル

$$t = 1620.5 \omega_{peo}^{-1} = 114.6 \omega_0^{-1}, a = 0.1$$

線型化モデルと同じ結果を示す。T.P.は式(3.2)で予想された転位点である。実際、波は、この点より奥に入り、反射されたものと考えられる。

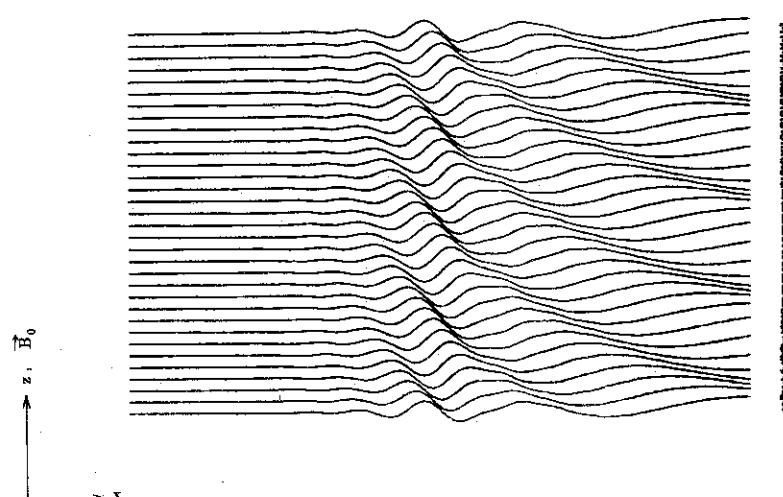


Fig. 2 (b) 非線型 2 流体 モデル

$$t = 1620.5 \omega_{peo}^{-1} = 114.6 \omega_0^{-1}, a = 0.1$$

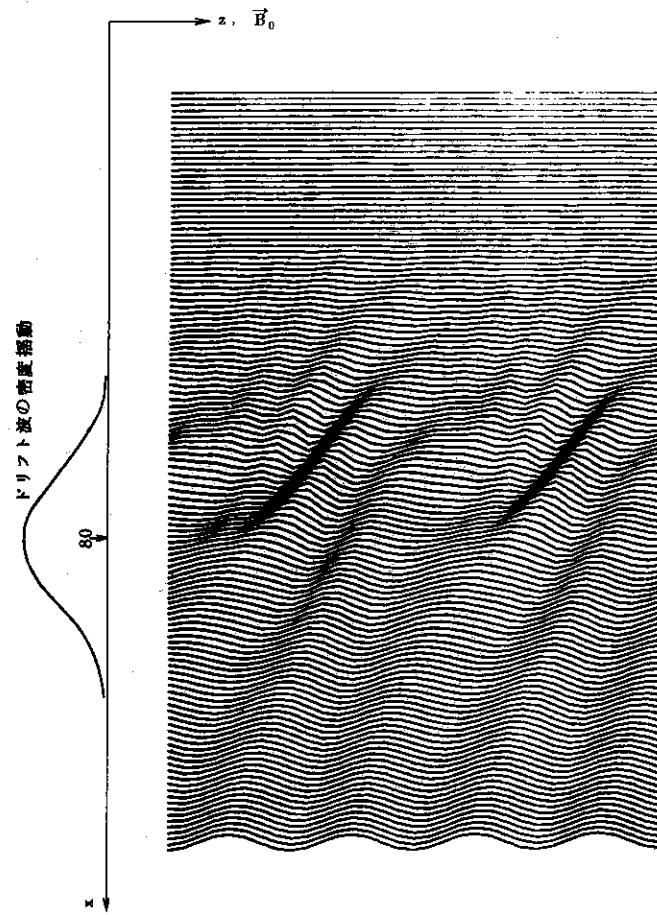


Fig. 3 (a) ドリフト波の密度擾動による軌跡の歪み

$$t = 1132 \omega_{pe}^{-1} = 80 \omega_0^{-1}, a = 0.5$$

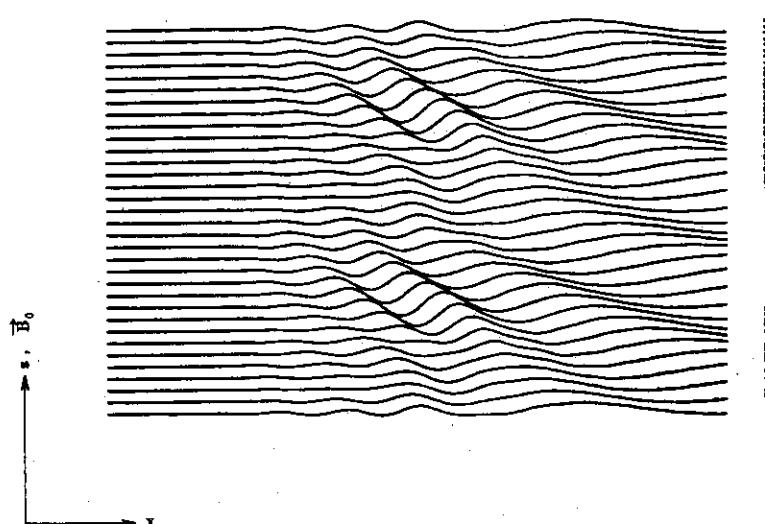


Fig. 3 (b) ドリフト波の密度擾動による軌跡の歪み

$$t = 1132 \omega_{pe}^{-1} = 80 \omega_0^{-1}, a = 0.5$$