$$\frac{\partial n}{\partial t}+\left\{\frac{\partial \omega}{\partial k}+\frac{\theta}{2}\frac{\partial \omega}{\partial k}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\right\}\frac{\partial n}{\partial x}=\theta\,\omega\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\frac{\partial n}{\partial k} \tag{3}$$

を得る（ω=harmonic な振動数，$P=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\omega n$ であり，$\varepsilon, \alpha, \delta, \theta$ は正の定数）。

これを正面から解くことは困難であると同時に，物理的理解を曖昧にする恐れが有る。我々はとりあえず (3) を

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\frac{\partial \omega}{\partial k}\frac{\partial n}{\partial x}=\theta\,\omega\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\frac{\partial n^{(0)}}{\partial k} \tag{3$'$}$$

でおきかえて（$n^{(0)}$は結晶の環境温度における平衡分布）定常解を求めて次式を得た。

$$\text{Spike の Energy 密度} \sim \sum_{\mathbf{k}}\omega(n-n^{(0)}) \sim H\,\mathrm{sech}^2(\xi/\triangle)$$

ここで $\xi=x-vt$，$\triangle\propto 1/\sqrt{H}$，$v>$ 横波の音速である。これは定性的に実験を説明するが，この取扱いで (3) を (3)$'$ でおきかえた事により (2)，(3) 式が持つ Heat Pulse の自己への跳ね返りが無視されており，従って自己収束の動的機構が明確でない。これらは今後の問題である。

参 考 文 献

(1) V. Narayamamurti and C. M. Varma Phys. Rev. Lett. **25** (70) 1105

(2) F. D. Tappert and C. M. Varma Phys. Rev. Lett. **25** (70) 1108

散逸ドリフト波に対するモデル方程式による数値計算

名大プラズマ研 西 河 謙 一

羽 鳥 尹 承

寺 島 由之介

トカマクなどの閉じ込め装置では，プラズマの輸送現象が熱的揺動に基く古典理論では説明できない事が知られている。実験事実によると，プラズマに本来備わっている種々の不安定性に基く大きな揺動が，古典輸送とは別の異常輸送をひき起している事が考

えられる。プラズマにおける不安定性の数は限りなくあり，それらの理論的扱いは困難な仕事の一つである。特に不安定波動が非線型作用によって飽和される理論を生み出すことに最大の困難がある。

ここでは，ドリフト不安定と呼ばれている現象，その中でも特に散逸ドリフト波の非線型理論と，それに付随する異常輸送を論ずる。この不安定性は，プラズマの密度や温度の空間的な勾配が自由エネルギーとなっているもので古くから知られている。不安定波が成長し，輸送を増大させ，その結果密度が平坦化されて，この自由エネルギーを失い，準線型過程によって，不安定波は飽和される。この散逸ドリフト波に対して，ある ordering によって準線型的なモデル方程式系を得る。基礎方程式として二流体方程式を用いて，静電近似によって計算する。つまり，電子イオンに対する連続方程式とエネルギー平衡の式を用い，準中性の条件を仮定して計算を進める。密度とスカラーポテンシャルの摂動$\widetilde{n}$, $\widetilde{\varphi}$ に対して，$\widetilde{n}/N = e\widetilde{\varphi}/T_e = h(x, t_2) + f(x, t_2)\exp(-iwt_1 + ik_y y + ik_z z)$ と仮定して， h と f に対する準線型的な方程式系を導く。それを無次元化すると，

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} = \alpha\frac{\partial^2 H}{\partial \xi^2} + 2\mu\frac{\partial}{\partial \xi}(F\triangle F), \qquad \frac{\partial F}{\partial \tau} = -\mu\left(1 - \frac{\partial H}{\partial \xi}\right)\triangle F - \eta\triangle^2 F$$

を得る。ここで，$\tau = \gamma_L t_2(\pi/\ell k_y)^2$, $\xi = \frac{\pi}{\ell}x$, $\alpha = k_y^2 D_{c\perp}/\gamma_L$, $\mu = 2.81$, γ_L：線型成長率，$\triangle = \partial^2/\partial\xi^2 - k^2$, $k = k_y\ell/\pi$ である。重要なことは，第２式の右辺の第１項の $-\partial H/\partial\xi$ である。この項はバックグランドの密度の zero frequency part の変化による準線型的な効果を示す。スラブの両端で H も F も 0 になるような境界条件をとり，$H = \sum_{p=1}^{16} H_p(\tau)\sin p\xi$, $F = \sum_{p=1}^{16} F_p(\tau)\sin p\xi$ と展開して，H_p, F_p の連立常微分方程式系として数値計算を行う。イオンの viscosity damping と線型成長率の比で定義されている重要なパラメター "η" によって，不安定ドリフト波の時間的振舞が質的に変化することを調べた。 図１に示されるように η が小さくなるに従って，F_1, F_2 … が順次線型的に不安定になる。$\eta > \eta_{osc}$ の時は，不安定ドリフト波は，密度の平坦化によって飽和される。$\eta \leqq \eta_{osc}$ では，不安定ドリフト波は振幅振動する。なお $\eta > \eta_{osc}$ でも初期値によっては，振幅振動する解も得られる。（$\eta \leqq \eta'_{osc}$ では非周期的振幅振動が得られる。）不安定な波による輸送係数 D_W と古典輸送係数 D_c の比が

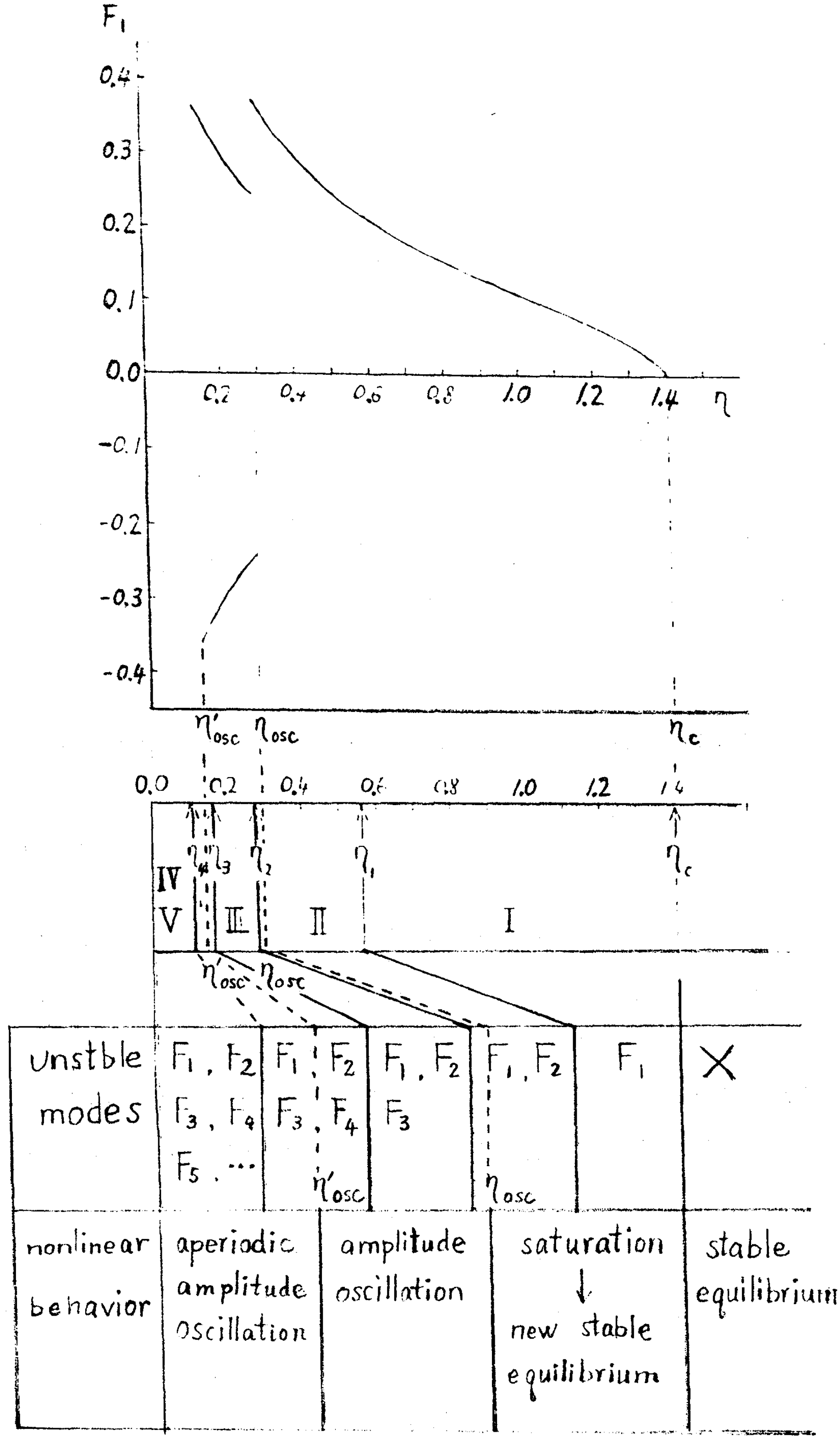
F1
η
η'osc ηosc ηc
η4 η3 η2 η1 ηc
IV V III II I
unstble modes
F1, F2 F3, F4 F5, …
F1 F2 F3, F4
F1, F2 F3
F1, F2
F1
η'osc
ηosc
nonlinear behavior
aperiodic amplitude oscillation
amplitude oscillation
saturation ↓ new stable equilibrium
stable equilibrium

図　1

図２に示されている。

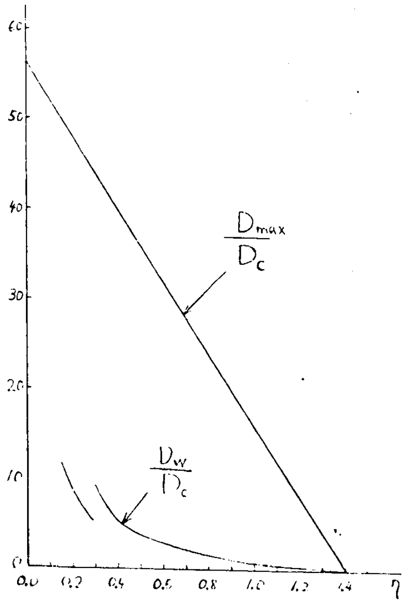

図　2

Inhomogeneous state in nonequilibrium superconductors

東大・理　飛　田　和　男

非平衡状態における超伝導体の研究は近年盛んである。ここでは，特に準粒子を外部から過剰に注入することによっておこる非平衡状態において生ずる不均一状態を考える。

Owen-Scalapino (Phys. Rev. Lett. 28, 1559 (1972)) は，過剰な準粒子の分布を，実効的な準粒子の化学ポテンシャル μ^* を導入して記述し，準粒子密度がある値 N_{os} に達すると正常状態に一次転移することを示した。この近似は低温でよい近似となっている。Chang-Scalapino (Phys. Rev. **B10**, 4047 (1974)) は，このモデルでは，一次転移のおこる前に，準粒子密度 N_c で空間的に不均一なゆらぎに対する不安定性が生ずることを示した。 Scalapino-Huberman (Phys. Rev. Lett. **39**, 1365 (1977)) は，Rothwarf-Taylor 方程式 (Phys. Rev. Lett. **19**, 27 (1967)) に $\nabla^2\mu^*$ に比例する拡散項を入れ，準粒子密度を動的に取扱った。彼等はこの方程式を不均一性の振巾に対し線型な範囲で議論し，準粒子密度 N_{QP}^{00} $(>N_c)$ で空間的に周期的な摂動に対し，不安定になることを示した。