

- 11) H.Haken: Z.Physik 219 (1969) 246
- 12) K.Kawasaki: Ann. Phys. 61 (1971) 1
- 13) H.Haken: Z.Phys. 263 (1973) 267

ヒステリシス特性を持つ発振系のゆらぎ

東工大・電物 安久正紘  
寺町康昌

最近電磁場の発振現象を熱平衡状態から非平衡定常状態への相転移の1種と見る観点が議論されている。実際、臨界点ゆらぎに対応して、発振点附近の異常ゆらぎがレーザー発振器の光子数ゆらぎ、ガン効果発振器の電流ゆらぎ、トンネルダイオードの電圧ゆらぎ等において観測されている。<sup>1), 2)</sup> 発振現象を現象論的に分類すると (i) soft mode (ii) hard mode の2種類になる。前者は外部からのポンピングによって系を active な状態にすると発振振幅が零から徐々に増加する場合であり、後者は発振振幅が零から急激に有限振幅に立ち上がり、ポンピングの増加と減少に対しヒステリシス特性を示す。

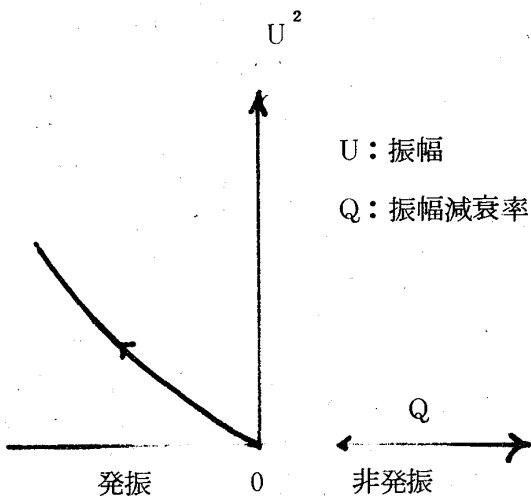


図1 ソフトモード

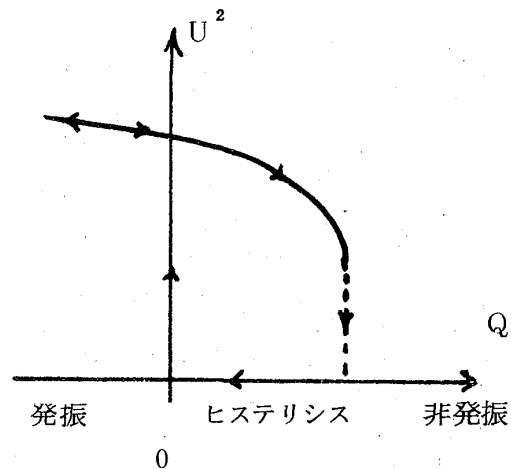


図2 ハードモード

soft mode の場合 (図 1) は第 2 次の相転移に対応すると見られ, レーザー発振, 浅くバイアスした発振回路等で実現される。一方 hard mode の場合は固体 (気体) プラズマ中のヘリカル発振, 深くバイアスした発振回路等にその例が見られる。<sup>3)</sup> 外部からのポンピングの方法としては媒質に電磁場を印加したり電流を流すなどの方法で, 媒質を active な状態にする方法, 回路の発振ではフィードバック量, 回路の素子の値, バイアス値等を外部から調節する方法等がある。

発振系の 1 つのプロトタイプとして次の非線型ランジュバンの式で記述される系を考える。

$$\left(\frac{d}{dt} + Q\right) C = \beta |C|^2 C + \eta |C|^4 C + \zeta |C|^6 C + S(t) + E \quad (1)$$

ここで  $C$  は発振の複素振幅,  $\beta, \eta, \zeta$  は定数であり, 振幅の減衰率  $Q$  の値は外部ポンピングによって正から負に変わりうるものとする。 $S(t)$  は系内に発生する雑音源を表わし  $E$  は外部からのコヒーレントな入力である。非線型媒質中の電磁場の場合  $C$  は規格化された場の振幅に相当し,  $Q$  は線型の分極で決まる波の減衰率,  $\beta, \eta, \zeta$  はそれぞれ場の振幅  $C$  に関し, 3 次, 5 次, 7 次の非線型分極による波の自己相互作用の係数である。<sup>5)</sup> 深くバイアスした FET 発振回路の場合には  $C$  は回路の電圧振幅,  $Q$  は増幅率,  $\beta, \eta, \zeta$  は FET トランジスタの相互コンダクタンスの非線型性により決まる定数である。外部入力, 雑音源が無い場合の (1) の平衡解 ( $\partial C / \partial t = 0$ ) を, 波の減衰率  $Q$  を外部からのポンピングによって正から負に変えた時の様子を調べるとソフトモードの場合,

$\beta < 0, \eta > 0, \zeta < 0$  に対応しハードモードの場合  $\beta > 0, \eta < 0, \zeta < 0$  に対応することがわかる。さらにハードモードの場合で外力  $E$  を変化させると (但し  $Q$  は一定) 図 3 に示すようなヒステリシスが現われることがわかる。雑音源  $S(t)$  が存在する場合, これを白色, ガウス雑音と仮定すれば, 通常の方法で (1) と等価な Fokker-Planck 方程式が導かれ, これの解の様子を調べればゆらぎの振幅と位相についての確率分布を

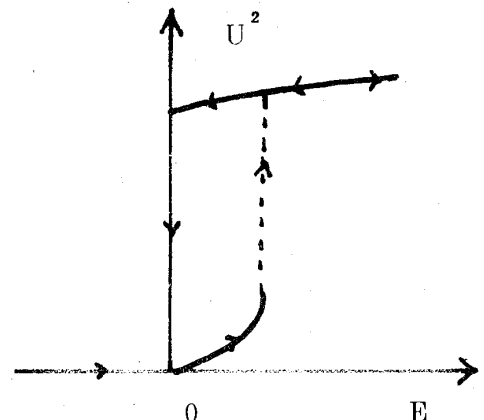


図 3

求めることができ

る。ソフトモードの場合、レーザー理論<sup>4)</sup>

でかなり調べられているので、以下主としてハードモードの場合について結果を

図で示す。図4はポンピングにより波の減衰率  $Q$  の値を変えた時の発振の強さ  $|C|^2 (=U^2)$  の確率分布  $P(U^2)$  (但し  $\partial P / \partial t = 0$ ) を

示す。発振の臨界領域(ヒステリシス領域)では双峰性の分布になり振幅は広い範囲に確率分布し、その結果ゆらぎの分散は異常増大する。図5はポンピング ( $Q$ ) の変化に対する エントロピー、

$I \equiv -\int_0^\infty U dU P(u^2) \times \ln P(u^2)$ ,

を示し、臨界領域で急激な変化をすることがわかる。図6は外力  $E$  をパラメータにした発振振幅の確率分布を示し、臨界領域で双峰性の分布になり、ゆらぎの振幅は広い範囲に確率分布する。

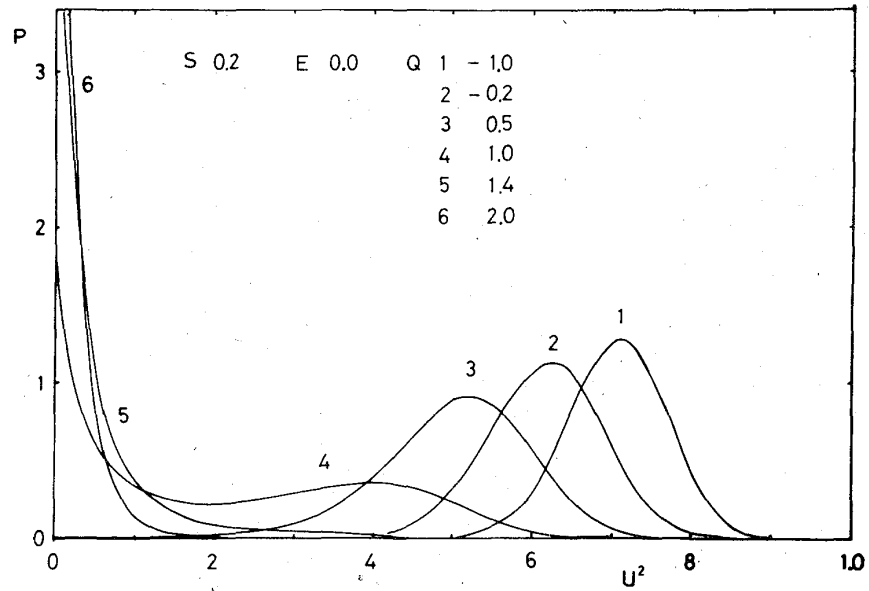


図 4

示す。発振の臨界領域(ヒステリシス領域)では双峰性の分布になり振幅は広い範囲に確率分布し、その結果ゆらぎの分散は異常増大する。図5はポンピング ( $Q$ ) の変化に対する エントロピー、

$I \equiv -\int_0^\infty U dU P(u^2) \times \ln P(u^2)$ ,

を示し、臨界領域で急激な変化をすることがわかる。図6は外力  $E$  をパラメータにした発振振幅の確率分布を示し、臨界領域で双峰性の分布になり、ゆらぎの振幅は広い範囲に確率分布する。

を示し、臨界領域で急激な変化をすることがわかる。図6は外力  $E$  をパラメータにした発振振幅の確率分布を示し、臨界領域で双峰性の分布になり、ゆらぎの振幅は広い範囲に確率分布する。

を示し、臨界領域で急激な変化をすることがわかる。図6は外力  $E$  をパラメータにした発振振幅の確率分布を示し、臨界領域で双峰性の分布になり、ゆらぎの振幅は広い範囲に確率分布する。

を示し、臨界領域で急激な変化をすることがわかる。図6は外力  $E$  をパラメータにした発振振幅の確率分布を示し、臨界領域で双峰性の分布になり、ゆらぎの振幅は広い範囲に確率分布する。

を示し、臨界領域で急激な変化をすることがわかる。図6は外力  $E$  をパラメータにした発振振幅の確率分布を示し、臨界領域で双峰性の分布になり、ゆらぎの振幅は広い範囲に確率分布する。

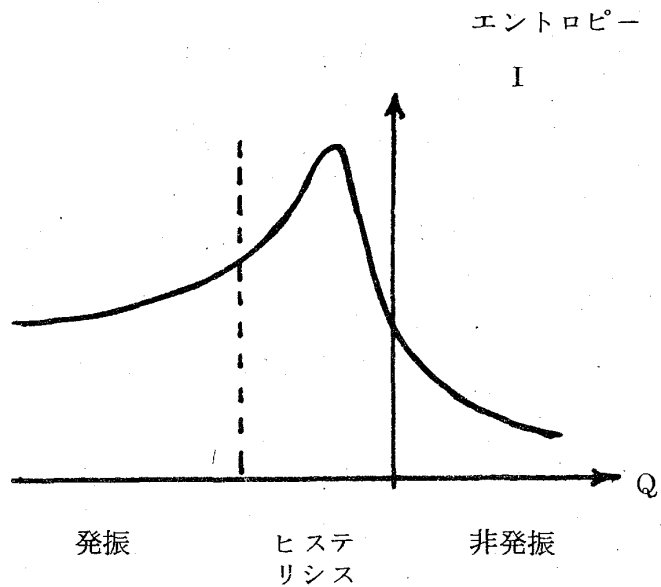


図 5

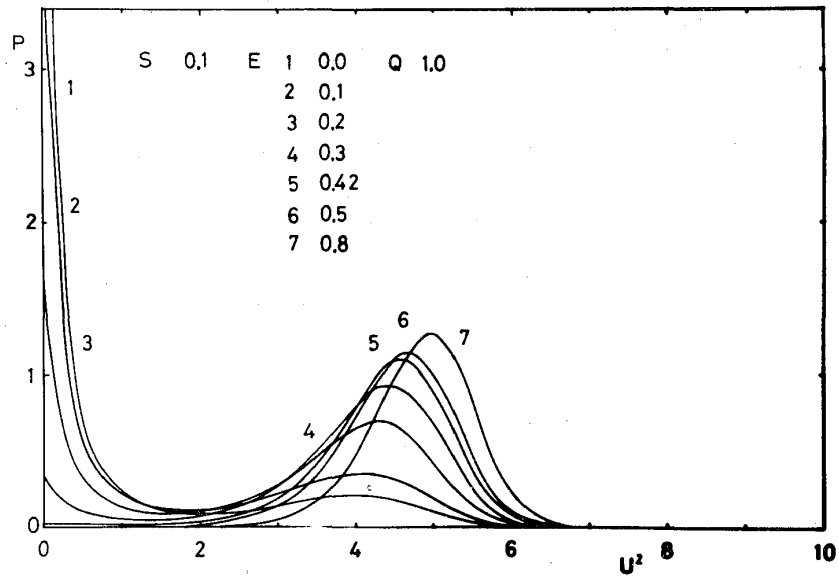


図 6

参 考 文 献

- 1) K.Matsuno : Phys Letters 31A (1970) 335
- 2) T.Kawakubo et al : J.Phys. Soc. Japan 34 (1973)  
J.Phys. Soc. Japan 34 (1973) 1149
- 3) 馬場志朗 : 東工大電物 卒業論文 昭和48
- 4) H.Risken : Z.Physik 186 (1965) 85  
Z.Physik 191 (1966) 302
- 5) 安久 他 : 電気学会資料 EMT - 73 - 51