

松本 元

生体系が非平衡系であるという事と生体機能とが直接結びついている最も典型的な例であり、最初の実験的例証であると思われる。生体が生きているという事は生体機能が正常に活動しているという事と等価であることを考えると生体系が非平衡系であることの物理的意味づけが実験的にはじめて捉えられたと言うことが出来よう。

引用文献

- 1) Matsumoto, G. 1981. *Nerve Membrane, Biochemistry and Function of Channel Proteins*, ed. by G. Matsumoto and M. Kotani (The University of Tokyo Press, Tokyo).
- 2) Matsumoto, G. and Aihara, K. A Pacemaker observed in Squid Giant Axons in the State of Self-Sustained Oscillation of Action Potentials. to be submitted to Biophys. J.
- 3) Glansdorff, P. and Prigogine, I. 1971. *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations* (Wiley-Interscience, London and N. Y.).
- 4) Matsumoto, G. and Shimizu, H. Spatial Coherence in Squid Giant Axons. to be submitted to Biophys. J.

散逸構造における空間相関の成長

— プラズマ中のイオン音波の場合 —

東工大・理 川久保達之・阿部英昭
東工大・総理工 梶島成治

エネルギーを絶えずとり込みながら、秩序ある自発的運動を実現し、その結果ある種の空間的構造を顕存化する系として、ベナール対流、液晶におけるウィリアムズ・ドメインのような電気流体力学的不安定性による空間構造、ザボチンスキー反応など多くの例が挙げられるが、それらの散逸構造における空間的秩序度が、とり込むエネルギーと共にどう変わるかは必ずしも明らかでない。ここではプラズマ中のイオン音波の空間構造を例にとり、プラズマのイオン密度の空間相関がどう成長するかを実験的に調べた。

先ずプラズマ中のイオン音波の発生の様相を概念的に説明すると、図1のような円筒石英管に適当な圧力の中性原子気体を入れて電流を流すと、気体原子は電子との衝突によりイオン化

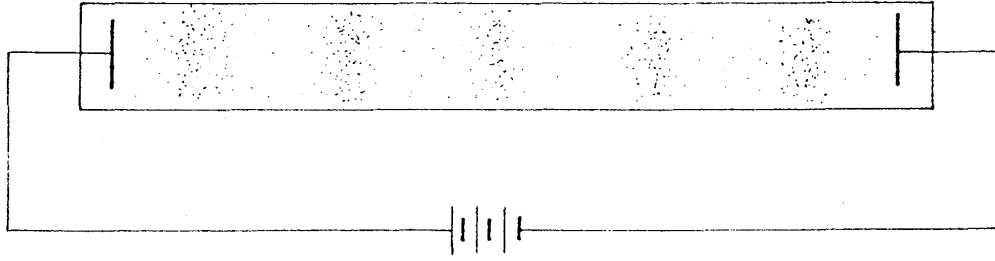


図 1

されるが、このイオンプラズマはある条件化で密度の濃淡を形成し疎密波となって空間を伝わる。いま放電状態にあるプラズマ中のイオンの平均密度を N_0 、平均速度を V_0 とし、そのまわりのゆらぎ n, v を考える。 n, v の空間的な勾配として z 方向（管の長さ方向）のみを考えると v_z に関する運動方程式は

$$M \frac{\partial v_z}{\partial t} + M \nu v_z = -e \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{T_e}{N_0} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (1)$$

与えられる。ここで M はイオンの質量、 ν はイオンと中性原子との衝突周波数、 T_e は電子温度である。一方連続の式は

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n}{\partial z} V_0 + N_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (n v_z) = \alpha n - \beta n^3 \quad (2)$$

となる。ここで右辺は Keen^{1,2)} が現象論的に導入したイオンソース項である。

さて、(1), (2) のうちの線形項だけを残し、

$$n = \tilde{n} e^{ikz} \quad (3)$$

$$v_z = \tilde{v}_z e^{ikz} \quad (4)$$

とおいて $\tilde{v}_z$ を消去すると

$$\frac{d^2 \tilde{n}}{dt^2} + (\nu - \alpha + i k V_0) \frac{d \tilde{n}}{dt} + (\omega_0^2 - \alpha \nu - i k V_0 \nu) \tilde{n} = 0 \quad (5)$$

が得られる。但し $\omega_0 = k (T_e/M)^{\frac{1}{2}} = k c_s$ はイオン音波の角振動数であり、 c_s は音波の速さである。ところで(5)の第3項中の複素数の係数 $k V_0 \nu$ は原理的には発振の臨界点の値を左右するが、実質的には $\omega_0 \gg k V_0$ なので不安定な発振モードが成長する条件はほぼ第2項の係数の実数部分が負になる条件

$$\alpha > \nu \quad (6)$$

であるとしてよい。

実験では中性ガスとして Ne を用い、プラズマの密度は放電による陽光柱の発光強度をフォ

トダイオードで検出し、円柱に沿った長さ方向のプラズマ密度の相関関数を求めた。実際にイオン音波の発生を支配する外部パラメーターは発生を促進させる放電電流 I と、これを抑制する気体の圧力 p であって、前者は(6)の α に比例し、後者は ν に比例する。実験では放電電流 I を固定し、Ne ガスの圧力 p を変えて測定を行った。

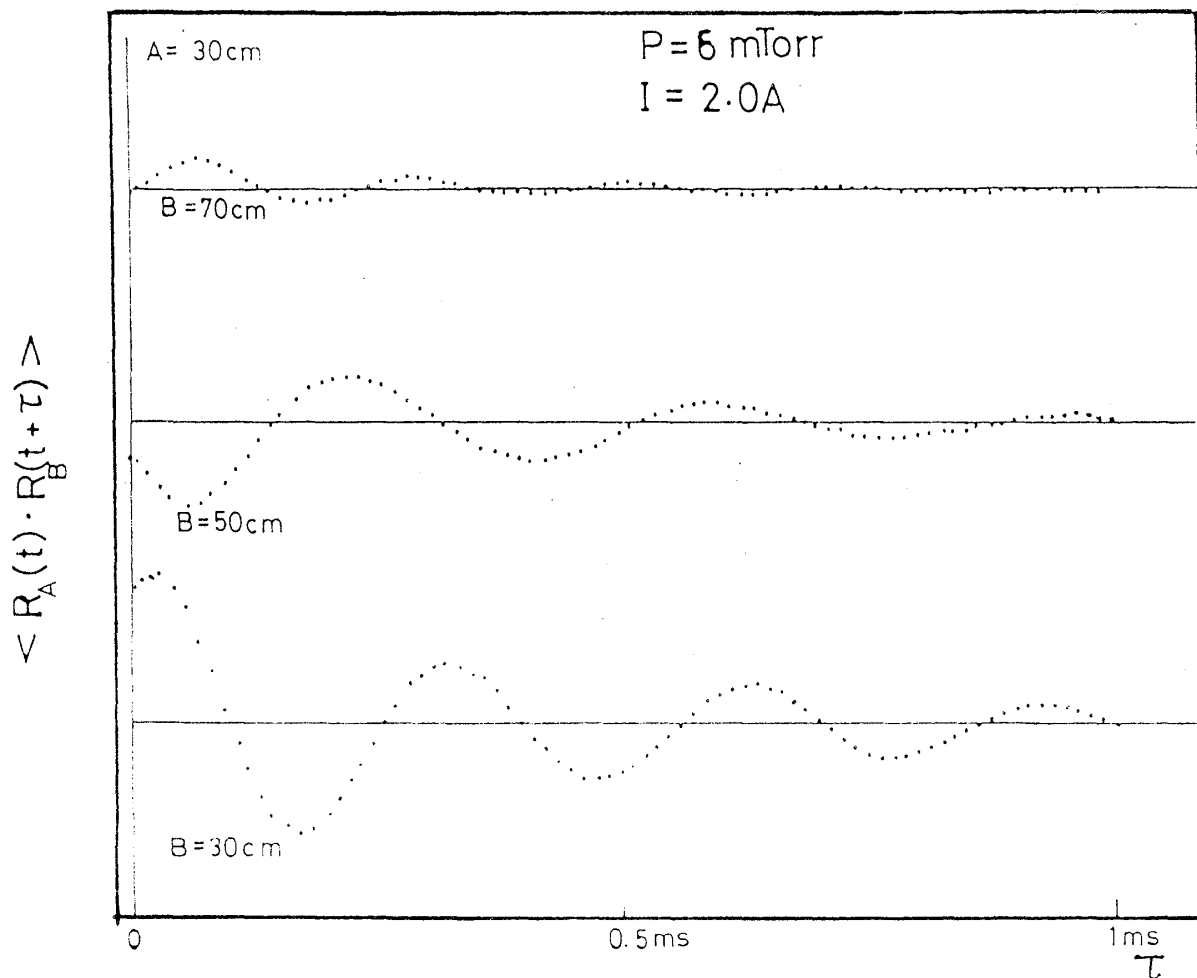


図 2

先ず図 2 に、管に沿った 2 点 AB におけるフォトダイオードの出力（プラズマのイオン密度に比例すると考えられる）の相互相関関数の例を示す。図中最下段の $A = B = 30$ cm のグラフは自己相関関数を意味する。この図は $p = 6$ m Torr の場合の結果であるが、 $I = 2.0$ A を固定して p を減少させると自己相関関数から求められる相関時間は長くなり、 $p_c = 4.5$ m Torr でしっかりした発振が観測されるようになる。

さて、相互相関関数の $\tau = 0$ における値、即ち同時刻における相互相関関数は空間相関関数を意味するので、それをいろいろな圧力に対してプロットしたのが図 3 である。波の数が少ないので精度はよくないが、端から数えて 2 番目のピークの値の 1 番目のピークの値に対する対数減衰率から相関距離をだして圧力に対してプロットすると図 4 が得られた。これによると相

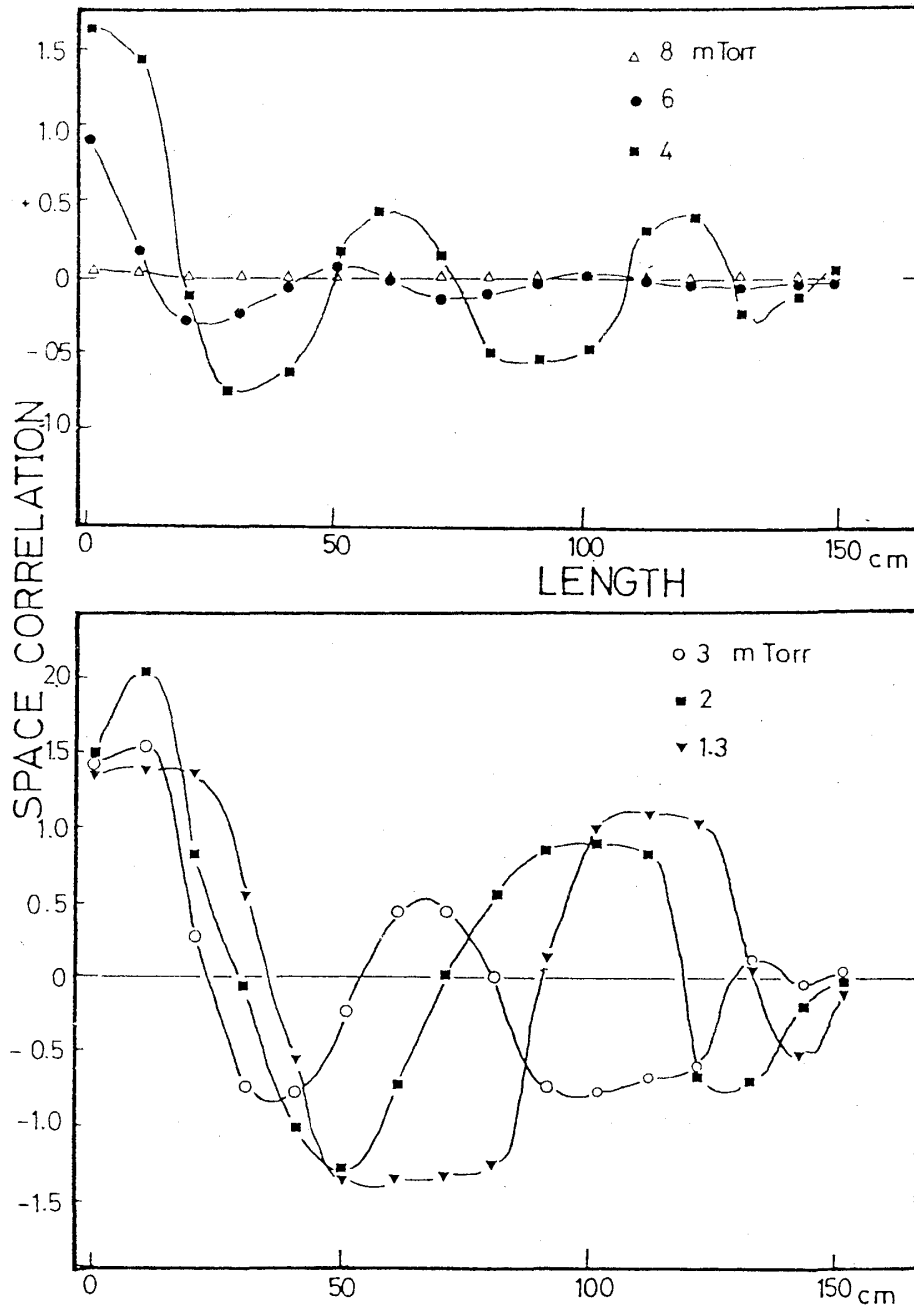


図 3

関距離は臨界点以下でも既にゼロでない値をもっており、圧力の減少と共に増加するが、特に臨界点で発散のような異常を示していない。

散逸構造の空間相関距離の成長が臨界点で無限大発散せず徐々に成長していく事実はイオン音波特有の現象であるのか、あるいはもっと普遍的な現象であるのか分からないが、とにかく(1), (2)の式に戻って計算機シミュレーションを行ってみた。(1), (2)において変数を $n = N_0 n'$, $t = t'/\nu$, $v_z = V_0 v'_z$, $z = (V_0/\nu) z'$ とスケーリングし、ディメンジョンレスの式

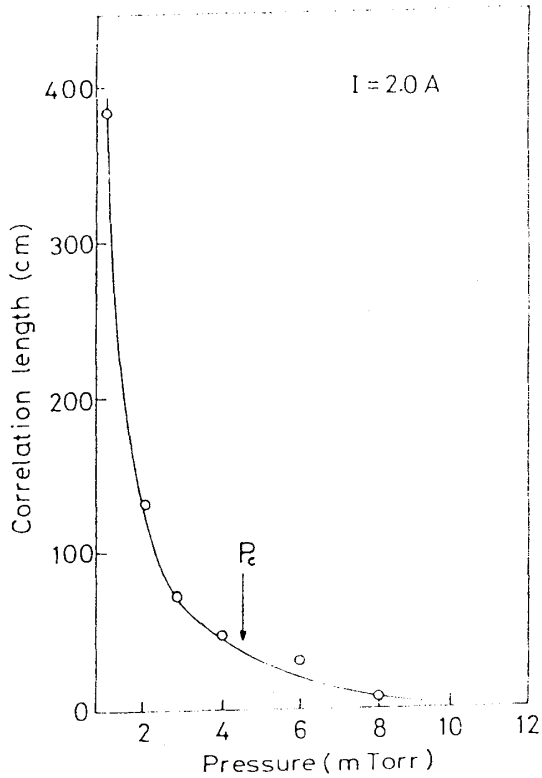


図 4

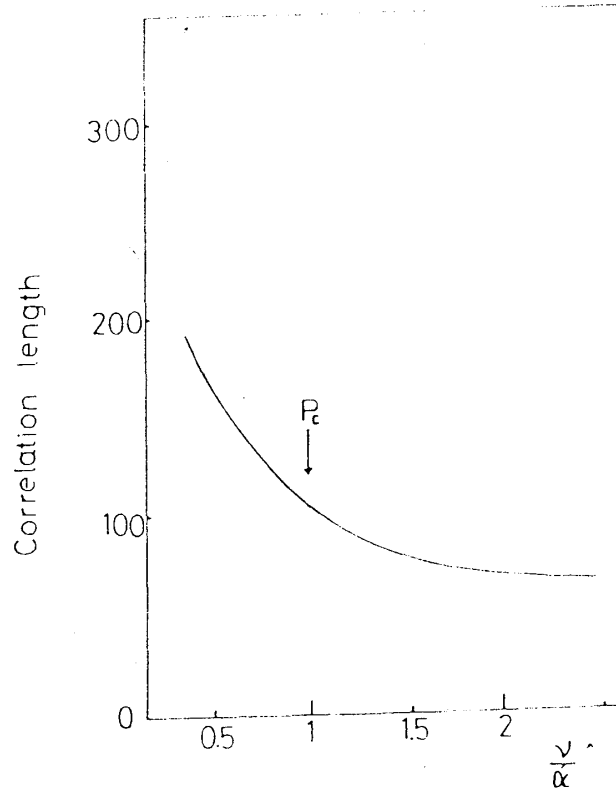


図 5

$$\frac{\partial n'}{\partial t'} + \frac{\partial n'}{\partial z'} + \frac{\partial v_z'}{\partial z'} + \frac{\partial}{\partial z'}(n'v_z') = \frac{\alpha}{\nu}n' - \frac{\beta}{\nu}N_0^2n'^3 \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_z'}{\partial t'} + v_z' = -\frac{c_s^2}{V_0^2} \frac{\partial n'}{\partial z'} \quad (8)$$

とし $z'=0$ の位置での n' を乱数で入れてゆらがし、空間相関関数を求めてそれから相関距離を ν/α の関数として求めた。 $(\beta/\nu)N_0^2 = 500$, $c_s^2/V_0^2 = 1.6$ (実情に近いと思われる値) の場合の結果を図 5 に示す。結果は図 4 の実験結果と同じく相関距離は臨界点で特別な異常は示さず、 ν/α の減少と共に徐々に増加していく事がわかった。

参 考 文 献

- 1) B. E. Keen and W. H. W. Fletcher, J. Phys. A (Gen. Phys.) 5 (1972) 152.
- 2) B. E. Keen, Plasma Phys. 16 (1974) 557.