

非線形振り子

大教大 物理 鯖田 秀樹

§1. 序

調和振動子系では基準振動 (*normal mode*) の存在によって、エルゴード性が成立しない。気体分子の場合の衝突と対応させて、各 *mode* 間にエネルギーのやりとりさせるために非調和力をつけ加えると、エルゴード性が成り立つかも知れないと考えて、F.P.U. (Fermi, Pasta, Ulam.) に始まり、Saito にいたる一連の電子計算機実験が行われた。

それは、調和系の特定の *mode* を励起し、そのエネルギーが他の *mode* に等分配されるや否かで熱平衡への近迫についてはエルゴード性をもつかどうかを調べたものである。

結果は等分配は起らず、再帰現象が見られ、エルゴード性が成り立たないことがわかった。

この再帰現象を示すものは何かという研究からソリトンが現われ、KdV eq., Toda lattice 等との関連で研究され、

非線形 Klein-Gordon eq. (Hirota) 等も含めた非線形波動論の研究が展開されている。

§2. 少し複雑な振り子

古来、非線形振動の簡単なモデルとして単振り子があり、解が Jacobí の楕円関数で書けることからくわしく研究されている¹⁾。これを複雑にした変わったタイプの振り子をつくり、それを出発点として、いろいろ非線形現象を考えることができる²⁾。複雑な生物現象を理解するには、モデルそのものが今までより複雑で、対称性をもったものである必要がある。この振り子もその点で生物現象を研究するための一助となり得るものと考えられる。

ふつうの単振り子の方程式

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{l} \sin \theta = 0 \quad (1)$$

の特殊解

$$\sin \frac{\theta}{2} = \tanh \left(\sqrt{\frac{g}{l}} t \right) \quad (2)$$

の代りに

$$\tan \varphi = at \quad (a; \text{定数}) \quad (3)$$

を特殊解としてもつ振り子の方程式は

$$\ddot{\varphi} + 2a^2 \cos^3 \varphi \sin \varphi = 0 \quad (4)$$

(3)式の特解を考へる理由は、文献2)にあるように波動方程式の解の変換にある。

(4)の両辺に $\frac{d\varphi}{dt}$ をかけてこれについて積分すれば

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + \frac{a^2}{2} (1 - \cos 4\varphi) = E \quad (5)$$

が得られ(1)式の単振り子と比較して、ポテンシャル・エネルギーの項が $1 - \cos \theta$ から $1 - \cos 4\varphi$ に置き換えられた振り子であることがわかる。

§3. 楕円関数による解

(i) $E < \frac{a^2}{2}$ (振動解)

$$k^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{2E}{a^2}}}{2} \quad \text{を母数として}$$

$$\sin^2 \varphi = 2k'^2 \left(1 - \frac{k'^2 - k^2}{k'^2 - k^2 \operatorname{cn}^2} \right) \quad (6)$$

$\operatorname{cn}^2 = \operatorname{cn}^2 \left\{ \sqrt{2(k'^2 - k^2)} at, k \right\}$ k' : 補母数

$\sin^2 \alpha = 2k^2$ なる α が振幅を与え、振動は

$-\alpha \leq \varphi \leq \alpha$ でおこられる。

周期は $\sqrt{2(k'^2 - k^2)} a \frac{T}{4} = K(k)$ かし

$$T = \frac{4K(k)}{\sqrt{2(k'^2 - k^2)} \cdot a} \quad (7)$$

となる。 $K(k)$ は第一種の完全楕円積分。

(ii) $E > \frac{a^2}{2}$ (回転解)

$$k^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{a^2}{2E}}}{2} \quad \text{を母数として}$$

$$\sin^2 \varphi = \frac{1}{2k^2} \left(1 - \frac{k'^2 - k^2}{k'^2 - k^2 \operatorname{cn}} \right) \quad (8)$$

$$\operatorname{cn} = \operatorname{cn} \left(\frac{\sqrt{k'^2 - k^2}}{k'k} at, k \right) \quad k': \text{補母数}$$

周期は一周に要する時間の半分でもあり

$$\frac{\sqrt{k'^2 - k^2}}{k'k} a \frac{T}{4} = K(k) \quad \text{か}'$$

$$T = \frac{4k'k K(k)}{\sqrt{k'^2 - k^2} \cdot a} \quad (9)$$

(7), (8)の解は(1)の解と比較して cn , cn^2 という形で時間依存性が入っており、振動と回転の相子が異なる。

もちろん $E = \frac{a^2}{2}$ のときは (3)の $\tan \varphi = at$ が解になる。

文献

- 1) 戸田盛和: 振動論, 培風館 (昭和43年) P. 49
- 2) 鯖田秀樹: 波とあそび, 数理解析 NO. 107, MAY 1972, P. 42