

Title	一次元キルク系のKinetics(強い相関をもつゆらぎの統計物理学, 科研費研究会報告)
Author(s)	川崎, 恭治; 長井, 達三
Citation	物性研究 (1983), 40(5): 36-44
Issue Date	1983-08-20
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2433/91111">http://hdl.handle.net/2433/91111</a>
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

# 一次元キーク系の Kinetics <sup>\*</sup>

九大理 川崎恭治  
九州共立大 長井達三

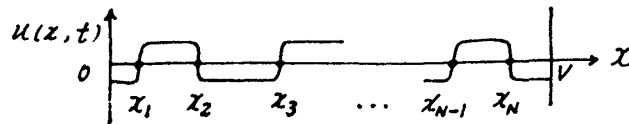
## §1. はじめに

相互作用をする一次元キーク気体の統計力学的運動論を展開する。外場中の sine-Gordon 系のキークについては、既に研究されている。<sup>1)</sup> ここでは、キーク-アンチキーク対の発生と消滅が主役であった。われわれはキークとアンチキークの相互作用が主役を演じる場合を考える。ある種の非線型方程式 (sine-Gordon 方程式, TDGL 方程式, ...) に従う場の挙動は、相互作用をするキーク-アンチキーク気体の運動によって記述できる。<sup>2)</sup> 即ち、われわれは非線型場を扱う代わりにキーク粒子系を扱う。向題とする非線型現象を粒子の描像で捕えることによって、場の描像では見えなかった新しい面を引き出すことができる。

われわれの考えるキーク系 (以後、アンチキークも含めて総称的にキークという) は、TDGL 方程式に従う非保存場  $u(x, t)$  を記述する。  $i$  番目のキークの位置を  $x_i$  とすると、その運動方程式は次式で与えられる。<sup>2)</sup>

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left[ e^{-(x_{i+1}-x_i)/\xi} - e^{-(x_i-x_{i-1})/\xi} \right] \quad i=1, 2, \dots, N, \quad (1.1)$$

ただし、 $\alpha$  と  $\xi$  は正の定数で、 $\alpha$  は速度の大きさを、 $\xi$  はキークの中を表わす。



(1.1) の右辺からわかるように、キーク間の相互作用は指数関数で表わされる引力である。この研究では、熱雑音の効果は考えない。(1.1) に加えて、次のことを仮定する：一対のキークとアンチキークが衝突すると消滅し、その対の両側に残されたキークとアンチキークが新たに相互作用をする。われわれが興味があるのは、巨視的体系である： $N \rightarrow \infty, V \rightarrow \infty, N/V = \rho = \text{有限の系}$ 。ただし、 $V$  は体系の長さである。

気体運動論は、ニュートンの粒子に対する運動方程式を出発点にボルツマン方程式を導いた。われわれはキークの運動方程式 (1.1) を出発点に、キーク系の“ボルツマン方程式”を導く (§2)。§3 でその第一近似の解、“平均場近似”の解、を、§4 で第二近似の解を与える。以上の解析的理論に加えて、運動方程式 (1.1) を基礎に計算機実験を行なった (§5)。§6 で層状反強磁性体  $Rb_2Co_{0.7}Mg_{0.3}F_4$  についての中性子散乱の実験結果<sup>3)</sup> をわれわれの理論の立場から見る。

## §2. ボルツマン方程式

まず、キーク分布の確率密度  $P_N(x_1, x_2, \dots, x_N; t) = P_N(\{x\}_N, t)$  に対するマスター方程式を立て、それから最近接キーク間距離  $z$  の分布関数  $g(z, t)$  に対する“ボルツマン方程式”を導く。

<sup>\*</sup> *physica* に投稿中。

$P_N(\{x\}_N, t)$  の時間変化は、個々のキンフが (1.1) に従って動くための変化 (ドリフト項) と衝突によって消滅するための変化 (消滅項) の和である。

$$\frac{\partial}{\partial t} P_N(\{x\}_N, t) = - \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} v_i P_N(\{x\}_N, t) + \iint dx'_\alpha dx'_\beta (v'_\alpha - v'_\beta) \delta(x'_\beta - x'_\alpha - \Delta) P_{N+2}(\{x\}_{N+2}, t) - \sum_i (v_i - v_{i+1}) \delta(x_{i+1} - x_i - \Delta) P_N(\{x\}_N, t) \quad (2.1)$$

ただし、 $v_i = dx_i/dt$  は (1.1) で与えられ、 $\Delta$  は正の微小量である。第一項はドリフト項である。 $\delta$ -関数を考慮すると、 $v'_\alpha - v'_\beta \cong v_i - v_{i+1} \cong \alpha$ 。故に、第二項は遷移  $N+2 \rightarrow N$  により  $P_N$  を増加させる消滅項、第三項は、遷移  $N \rightarrow N-2$  により  $P_N$  を減少させる消滅項である。

$g(z, t)$  は次の式で定義される。

$$g(z, t) = \frac{1}{V} \langle \sum_i \delta(x_{i+1} - x_i - z) \rangle \quad (2.2)$$

ここで、 $\langle \dots \rangle$  は  $P_N(\{x\}_N, t)$  による平均を表わす。長さ  $z$  が  $z$  と  $z+dz$  の間にあるキンフ対 (ドメイン) の数は  $V g(z, t) dz$  で与えられる。従って、 $g(z, t)$  は次の式を満足しなければならない：

$$\int_0^V dz g(z, t) = n(t) \quad (2.3) \quad ; \quad \int_0^V dz z g(z, t) = 1 \quad (2.4)$$

$g(z, t)$  の時間変化は、(2.1) によって決定される。このとき、ドメインの二体と三体の分布関数が必要になる。これらを一体分布  $g(z, t)$  の積で近似する (デカッポリング近似)。そうすると、 $g(z, t)$  について閉じた次の "ボルツマン方程式" が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} g(z, t) = - \frac{\partial}{\partial z} j(z, t) + \frac{\dot{n}}{2} \delta(z - \Delta) + \frac{\dot{n}}{n} g(z, t) - \frac{\dot{n}}{2n^2} \int_0^z dz' g(z', t) g(z - z', t) \quad (2.5)$$

ここで、

$$j(z, t) = \alpha \left[ \langle e^{-z/\xi} \rangle_g - e^{-z/\xi} \right] g(z, t) \quad (2.6)$$

$\langle \dots \rangle_g$  は  $g(z, t)$  による平均を意味し、 $j(z, t)$  の右辺で、 $g(z, t)$  の前の因子は  $z$  の大きさのドメインの平均成長速度である。 $j(z, t)$  は  $z$ -空間での代表点の流束を表わす。又、(2.5) を導くに当たって、次の式を使った。

$$\dot{n} \equiv \frac{dn}{dt} = -2\alpha g(\Delta, t) \quad (2.7)$$

### §3. 平均場近似

(2.5) で最後の二項 (衝突項) を無視する。第二項は  $z = \Delta (\rightarrow 0+)$  に吸い込み口があると考えれば落してよい。そうして残されたドリフト項を考える。 $j(z, t)$  の中の第一項は無視してはならない。これが正しいと、すべてのドメインがつぶれてしまひ、

規格化条件 (2.4) が満たされなければならない。このとき、(2.5) の一般解は

$$g(z, t) = e^{z/\xi - a} \Phi(e^{z/\xi - a} + b), \quad (3.1)$$

ただし、 $\Phi(x)$  は任意関数で、 $a$  と  $b$  は次の式で定義される：

$$a(t) = \frac{\alpha}{\xi} \int_0^t ds \langle e^{-z/\xi} \rangle_g(s), \quad b(t) = \frac{\alpha}{\xi} \int_0^t ds e^{-a(s)}. \quad (3.2)$$

解(3.1) は初期分布  $g(z, 0)$  を使って次のように表現できる：

$$g(z, t) = \frac{dZ_t(z)}{dz} g(Z_t(z), 0), \quad (3.3); \quad Z_t(z) \equiv \xi \ln[e^{z/\xi - a} + b]. \quad (3.4)$$

$g(z, t)$  は写像  $z \rightarrow Z_t(z)$  により、 $g(z, 0)$  から得られる。(3.2) からわかるように、長時間経ると、 $a(t)$  も  $b(t)$  も 1 より十分大きくなるから写像  $Z_t(z)$  は次のような簡単な性質をもつ。

$$\begin{aligned} Z_t(z) &\approx \xi \ln b + \xi e^{(z - z^*)/\xi}, & z < z^*, \\ &\approx z - \xi a, & z > z^*. \end{aligned} \quad (3.5)$$

ただし、 $z^*(t) \equiv \xi a(t) + \xi \ln b(t)$ 。従って、 $g(z, t)$  は  $g(z - \xi a, 0)$  の  $z < z^*$  部分を切除した形に近い。 $z^*$  より小さいドメインは消滅した。

$t=0$  でキング向に相関が強いならば、その分布はポアソン分布になる。このときは、 $g(z, 0) = n_0^2 e^{-n_0 z}$  ( $n_0 \equiv n(0)$ ) であるから(3.3)は次のようになる。

$$g(z, t) = n_0^2 e^{z/\xi - a} [e^{z/\xi - a} + b]^{-(1+\beta)}, \quad (3.6)$$

ただし  $\beta \equiv n_0 \xi$  ( $0 < \beta < 1$ )。  $a$  と  $b$  は、規格化条件 (2.4) 及び定義 (3.2) から求まる：

$$a(t) \approx \ln\left(\frac{\alpha}{\xi} t\right), \quad (3.7); \quad b(t) \approx \left[\beta \ln\left(\frac{\alpha}{\xi} t\right)\right]^{1/\beta}, \quad (3.8)$$

ただし、これは次の式で与えられる長時間領域でのふるまいである ( $z_0 \equiv 1/n_0$ )：

$$t \gg \tau_0 \equiv \frac{\xi}{\alpha} e^{z_0/\xi}. \quad (3.9)$$

このとき、平均のドメインの大きさは、(2.3) から次のようになる。

$$\frac{\bar{z}(t)}{\xi} \equiv \frac{1}{n(t)\xi} \approx \ln\left(\frac{\alpha}{\xi} t\right). \quad (3.10)$$

(3.6) の分布関数は

$$g(z, t) \approx n_0^2 e^{(z - \bar{z})/\xi} \left[ e^{(z - \bar{z})/\xi} + \left(\frac{\bar{z}}{z_0}\right)^{1/\beta} \right]^{-(1+\beta)}, \quad (3.11)$$

(2.6) の流束は

$$j(z, t) \approx \alpha [e^{-\bar{z}/\xi} - e^{-z/\xi}] g(z, t). \quad (3.12)$$

(3.12) からわかるように,  $z < \bar{z}$  のドメインは収縮し,  $z > \bar{z}$  のドメインは成長する.  
 即ち,  $z = \bar{z}$  が  $z$ -空間での代表点の流れの分水嶺になっている.

#### §4. 衝突の効果

前節で無視した, (2.5) の最後の二項の, 長時間での効果を考える. そのために, "平均場近似"の結果をもとに, 次のように方程式を単純化する:

$$(1) \quad g(z, t) = \theta(z - z_c(t)) \tilde{g}(z, t), \quad (4.1)$$

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial z} j(z, t) = j_0(t), \quad z < z_c(t), \\ = \alpha \langle e^{-z/\xi} \rangle \tilde{g}(z, t), \quad z > z_c(t). \quad (4.2)$$

(1) では, ドメインの大きさに最小値  $z_c(t)$  があり, それは時間に依存すると仮定した.

これは前節の  $\bar{z}(t)$  に相当する. (2) の仮定は, (3.12) から推理した. 仮定(1)で,  $z < z_c$  では  $g(z, t) = 0$  としたが, これは物理的に許される. 反せば, ドメインが消滅するとき, その大きさは, 連続的に 0 になるからである.  $z < z_c$  で,  $g(z, t)$  は指数関数的に小さいと考えねばならない. しかし, このことは, (4.2) で  $j_0(t) (< 0)$  により取り込むことができる.  $j_0(t)$  には, 次の条件が付く:

$$\int_0^{\infty} dz j(z, t) = 0, \quad (4.3); \quad \dot{z}_c = 2j_0(t). \quad (4.4)$$

(4.3) は (2.4) と (2.5) から導かれ, (4.4) は (2.7) に等しい. 更に, 次のスケールリングの仮定を置く:

$$(3) \quad z_c(t) = \frac{\bar{z}(t)}{\nu}, \quad \xi Q(t) = \frac{\bar{z}(t)}{\nu}, \quad \frac{1}{\pi(t)} \tilde{g}(z, t) = \frac{1}{z_c(t)} h\left(\frac{z}{z_c(t)}\right), \quad (4.5)$$

ここで  $Q(t)$  は (3.2) で定義されている. この仮定(3)は, 系の特徴を表わす長さがすべて, 平均のドメインの大きさ  $\bar{z}(t)$  でスケールされ, 時間は  $\bar{z}(t)$  を通してだけ現われるということの意味する. 長い時間が経つと, 衝突により初期状態の記憶は失われ, 系は時空間で相似な状態を繰り返すものと考えられる.

単純化(1)~(3)は,  $\xi \ll \bar{z}(t)$  で正しい. 従って, これらは, 長時間で漸近的に正しい描像である.

以上三つの仮定を置くと, "ボルツマン方程式" (2.5) は次のようになる.  
 $x = z/z_c (> 1)$  とかいて,

$$\left(x - \frac{\nu}{\nu'}\right) \frac{dh(x)}{dx} + h(x) = - \frac{\theta(x-2)}{2} \int_1^{x-1} dx' h(x') h(x-x'). \quad (4.6)$$

$h(x)$  に対する規格化条件は (2.3) と (2.4) から

$$\int_1^{\infty} dx h(x) = 1, \quad (4.7); \quad \int_1^{\infty} dx x h(x) = \nu. \quad (4.8)$$

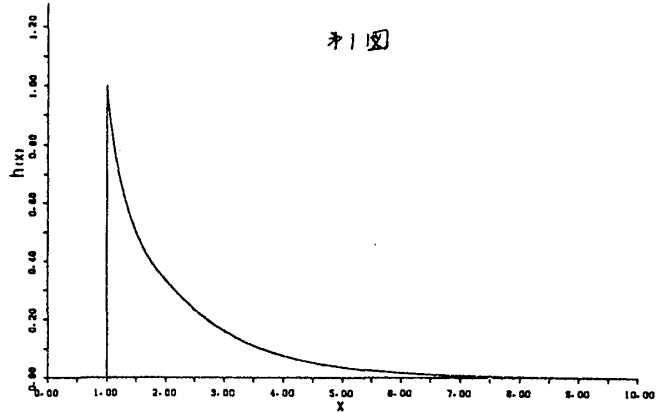
Fig. 1, (4.6) の数値解を示す。

(4.3) と (4.4) から  $\nu' = 2\nu$ , (4.8)

を数値積分して  $\nu = 2.27$  と求める。

$\bar{z}(t)$  については,  $\langle e^{-z/\xi} \rangle_z$  の二通りの式, 即ち,  $g$  による  $e^{-z/\xi}$  の平均の式と  $\alpha$  に対するスケリングの式 (4.5) の時間微分, から次式を得る。

$$\dot{\bar{z}} = \alpha \nu' \frac{\nu \xi}{\bar{z}} e^{-\bar{z}/\nu \xi} \quad (4.9)$$



長時間でこの解は

$$\frac{\bar{z}}{\xi} \approx \nu \ln\left(\frac{\alpha}{\xi} t\right) \quad (4.10)$$

(4.10) と “平均場近似” の解 (3.10) との違いは係数  $\nu = 2.27$  である。  $z_c(t)$  が “平均場近似” の  $\bar{z}(t)$  の役目をしている。 今の場合,  $z$  と  $z_c$  はドメインが無いのであるから,  $\bar{z}$  は  $z$  より大きくなければならぬ。 これら二つの長さの存在が “指数  $\nu$  を生み出した。 二つの特徴的長さ,  $z_c(t)$  と  $\bar{z}(t)$ , が現われたのは, 衝突の効果が分布  $g(z, t)$  の中を広げた結果である。 計算機実験は  $\nu = 3.5$  を与える (85)。

$\bar{z}$  に加えて, 重要な物理量は, 場  $u(x, t)$  の空間的相関関数  $S(x-x', t)$  である。 それは次のように定義される:

$$S(x-x', t) = \langle u(x, t) u(x', t) \rangle \quad (4.11)$$

この量には, 衝突項の影響が顕著に現われる。  $S(x-x', t)$  のフーリエ成分  $S_k(t)$  が散乱の実験で観測される。 §6 で引用する磁性体の実験<sup>3)</sup> では, 中性子散乱強度が  $S_0(t)$  に比例する。  $S_k(t)$  をキング気体の立場から, “ボルツマン方程式” (2.6) と同じ近似で求めると次のようになる。

$$S_k(t) = \left(\frac{\Delta M}{k}\right)^2 n(t) \left[ 1 - \left| \frac{g_k(t)}{n(t)} \right|^2 \right] / \left| 1 + \frac{g_k(t)}{n(t)} \right|^2, \quad (4.12)$$

ただし,  $\Delta M$  は  $u(x, t)$  のキング位置における “跳び” であり,  $g_k(t)$  は  $g(z, t)$  のフーリエ成分である。

キング向に相関が無い場合は,  $g(z, t)$  はポアソン分布で与えられるから, (4.12) は  $OZ$  型になる:

$$S_k(t) = \left(\frac{\Delta M}{2}\right)^2 \frac{\bar{z}(t)}{1 + (k \bar{z}(t)/2)^2} \quad (4.13)$$

従って,  $S_0(t)$  は  $\bar{z}(t)$  に比例する。

“平均場近似”の場合は, (3.6) を使うと

$$\frac{g_k(t)}{n(t)} \cong A_k e^{-i(kz^*(t) + \theta_k)}, \quad (4.14)$$

ここで,  $z^*(t) = \xi a(t) + \xi \ln b(t)$ ,  $A_k$  と  $\theta_k$  は時間に依らずの定数で次式で与えられる ( $\Gamma(z)$  はガンマ関数):

$$A_k e^{-i\theta_k} = \Gamma(1-ik\xi) \Gamma(\beta + ik\xi) / \Gamma(\beta). \quad (4.15)$$

$\xi \ll z_0 \ll k^{-1}$  では,

$$A_k \cong [1 - \frac{1}{2}(kz_0)^2], \quad \theta_k \cong kz_0. \quad (4.16)$$

故に, (4.12) から  $S_k(t)$  を得る:

$$S_k(t) \cong \left(\frac{\Delta M}{Z}\right)^2 \frac{4z_0^2/\bar{z}}{|1 + A_k e^{-ik(z^* + z_0)}|^2}. \quad (4.17)$$

(4.17) からわかるように,  $S_k(t)$  は  $kz^* \cong (2m+1)\pi$ , ( $m=0, \pm 1, \dots$ ), で非常に細い  
 中  $\Delta(kz^*) \cong (z_0/z^*)^2$  のピークを示す. これは, ドメインの分布  $g(z, t)$  が  $z \cong z^* \cong \bar{z}$   
 に鋭いピークをもつためである.  $S_0(t)$  は  $\bar{z}(t)$  に反比例して減少する.

衝突の効果を取り入れた場合は, (4.5) のスケーリング関数  $h(x)$  のフーリエ変換

$$\hat{h}(y) = \int_0^\infty dx h(x) e^{-ixy/\nu}, \quad (4.18)$$

を (4.12) に代入して次式を得る.

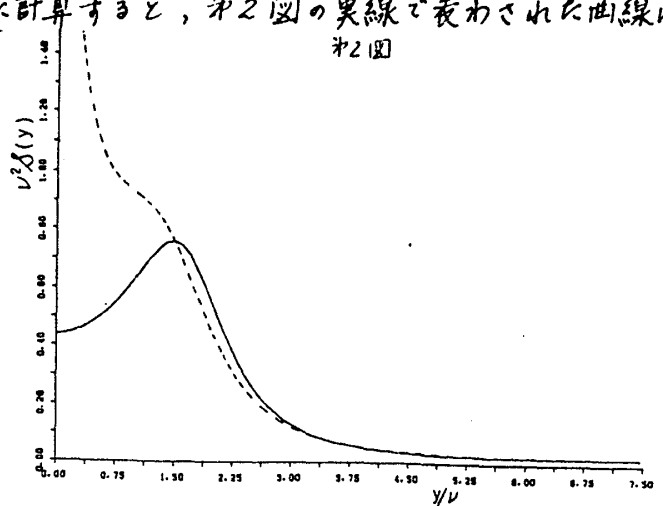
$$S_k(t) = (\Delta M)^2 \bar{z}(t) \mathcal{S}(k\bar{z}(t)), \quad (4.19)$$

ここでスケーリング関数  $\mathcal{S}(y)$  は

$$\mathcal{S}(y) = [1 - |\hat{h}(y)|^2] / y^2 |1 + \hat{h}(y)|^2. \quad (4.20)$$

Fig. 1 の  $h(x)$  を使って,  $\mathcal{S}(y)$  を数値的に計算すると, Fig. 2 の実線で表わされた曲線になる. “平均場近似”の結果と異なり, 山の広い山を示す. この山の  $y/\nu$  が大きい側で, 周期  $2\pi$  の小さい振動 ( $\sim 10^{-2}$ ) の振動が重なっている. Fig. 1 の山を含めて, この振動は (4.17) で現われたものと周期はほぼ同じであるが, 各ピークの中は非に広くなっている. しかし,  $S_0(t)$  は決定的に違う. 今の場合は

$$S_0(t) \cong 0.337 \left(\frac{\Delta M}{Z}\right)^2 \bar{z}(t), \quad (4.21)$$



となり、無相関の場合の結果を回復する。ただし、係数が1から0.337になった。

### §5. 計算機実験

キンフの運動方程式(1.1)を数値的に解いて、キンフ系の動的な性質を調べる。そしてその結果を前節までの理論と比較する。

長さの単位をキンフの長さ、時間の単位を  $2\epsilon/\alpha$  とする。§1で述べたモデルに周期的境界条件を課す。即ち、長さが  $V$  の環上に  $N$  個のキンフが乗って互いに引力で引っ張り合っているが運動する。初期分布  $(x_1(0), \dots, x_N(0))$  は  $N_0$  個の乱数の一組で与える。従って、ドメインの大きさの分布  $\rho(z, 0)$  はポアソン分布である。次に、時間のきざみ  $\Delta t$  毎に(1.1)をルンゲ-フッター-ギル法で解く。われわれが興味があるのは、巨視的な体系の長時間でのふるまいである。パラメータは初期の平均のドメインの大きさ  $z_0 = V/N_0$  だけである。

$N_0 = 10^3$ ,  $z_0 = 3$  に対して、平均のドメインの大きさ  $\bar{z}(t)$  を第3図に示す。時間のきざみは  $\Delta t = 0.1$  とした。(a)図は横軸が時間  $t$  である。これを  $\log_{10} t$  で描き直したものが(b)図である。 $t \sim 10$  位から  $\bar{z}(t)$  は対数関数に集まるように見える。これを確かめるために、個数をふやし、長時間まで調べた。 $z_0 = 3$  を一定にして  $N_0$  を変えた場合を第4図に示す。曲線1が  $N_0 = 10^4$  の場合で曲線2が  $N_0 = 4 \times 10^4$  の場合である。 $\bar{z}(t)$  の対数則からのずれ  $\Delta \bar{z}(t)$  は系が有限であるための効果で、統計の法則  $\Delta \bar{z}(t)/\bar{z}(t) \sim 1/\sqrt{N(t)}$  に従っている。第4図を得るとき、運動方程式(1.1)の変数を  $t$  から  $\ln t$  に変えた。きざみは  $\Delta \ln t = 0.1$  とした。

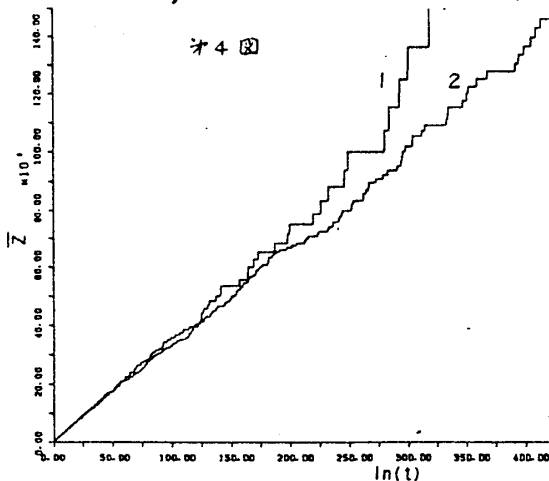
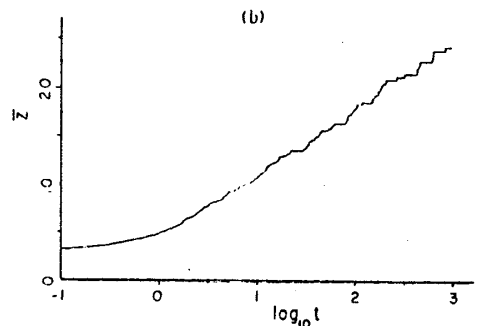
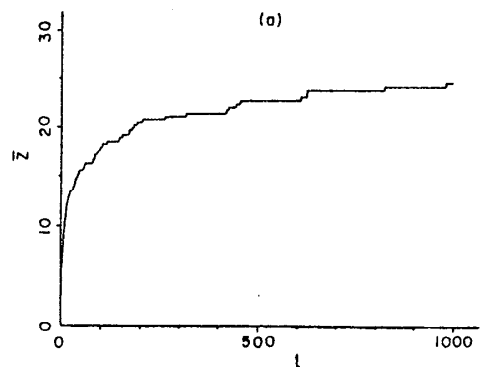
(1.1)の形からわかるように、 $t$  よりも  $\ln t$  の方が数値計算の変数としては優れている。

$\bar{z}(t)$  が対数則に従うという性質は、初期分布  $\{x_i(0)\}$  にも、 $z_0$  にも依存しない。すべての計算結果を総合すると、 $\bar{z}(t)$  は次のように表わされる:

$$\bar{z}(t) = \nu \ln t + C, \quad t > t_0 \equiv e^{z_0}, \quad (5.1)$$

ここに、 $\nu = 3.5 \pm 0.2$  で  $C$  は  $z_0$  のオーダーの定数である。(5.1)の条件  $t > t_0$  は、もとの単位にもとずくと、(3.9)と一致する。理論の結果は、“平均場近似”で  $\nu = 1.0$ , 衝突の効果

第3図



第4図

果を総合すると、 $\bar{z}(t)$  は次のように表わされる:

る:

$$\bar{z}(t) = \nu \ln t + C, \quad t > t_0 \equiv e^{z_0}, \quad (5.1)$$

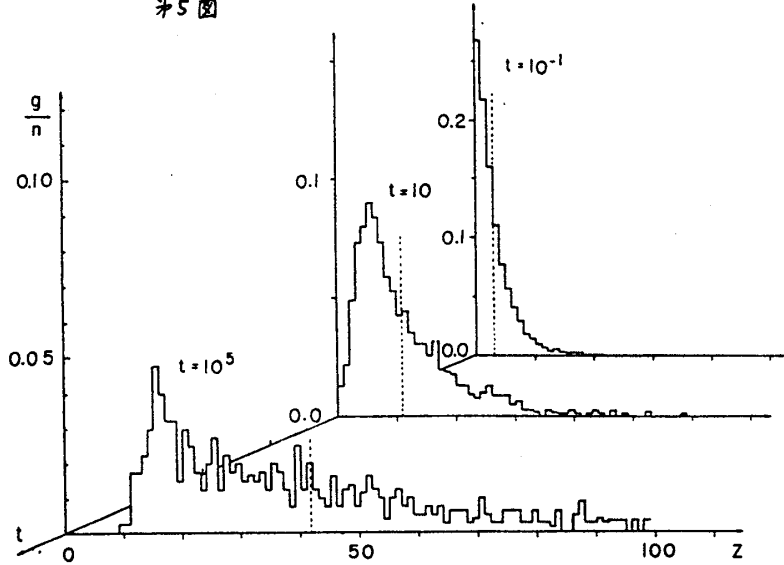
ここに、 $\nu = 3.5 \pm 0.2$  で  $C$  は  $z_0$  のオーダーの定数である。(5.1)の条件  $t > t_0$  は、もとの単位にもとずくと、(3.9)と一致する。理論の結果は、“平均場近似”で  $\nu = 1.0$ , 衝突の効果



を入れると  $\nu = 2.27$  であった。理論の方は未だ少し小さい。

各時刻でのキンの位置  $\{x_i(t)\}$  から、分布  $g(z, t)$  を数値的に計算することができる。  $N_0 = 10^4$ ,  $z_0 = 3$  に対して求めた、三つの時刻 ( $t = 10^{-1}, 10, 10^5$ ) での分布を\*5図に示す。縦軸  $g/n$  は

\*5図



各時刻でスケールを違えてあるが横軸  $z$  はすべて同じである。

点線は  $\bar{z}(t)$  の位置を示す。

$t \sim 10^2$  以後で、 $z < \bar{z}$  で  $g = 0$  となるようなカット  $z$  が現われる。

$t$  と共に  $\bar{z}(t)$  は大きくなり、加えて  $g$  の中

が広がっていくのがわかる。

§4 の理論と比較するために、

$t = 10^5$  の場合の  $g(z, t)$  から

(4.5) を使ってスケリング関

数  $h(x)$  を求めた。その結

果が\*6図のヒストグラムである。

点線が理論の  $h(x)$  であるが、重要

な特徴は両者で一致している。

この  $h(x)$  を使って、 $S_k(t)$  を計算する

ために、ヒストグラムを  $h(x) = 375$

$\times (x+4)^{-4}$  で近似する。この近似

関数 (\*6図の実線の曲線) は規格化

条件 (4.7) と (4.8) を満たしている。

この近似式を使って  $d(y)$ , (4.20),

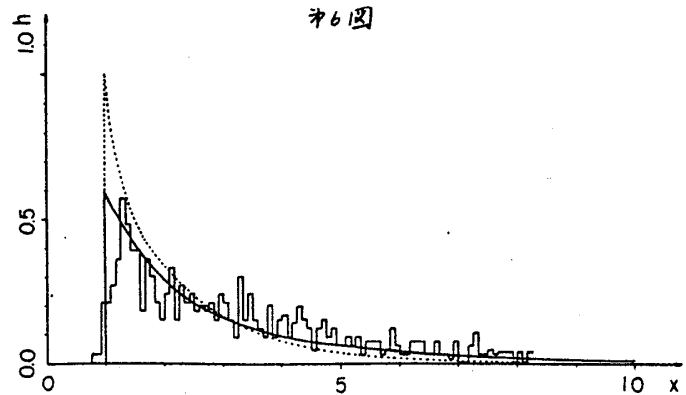
を計算すると、\*2図の点線で示した

結果になる。  $y$  が小さい領域で理論

と違うのは、 $h(x)$  の裾野が今の方が長

いからである。

\*6図



## §6. 議論

この研究の動機の一つは Ikeda の実験<sup>3)</sup>であった。彼は層状反強磁性体  $Rb_2Co_{0.7}Mg_{0.3}F_4$  を、ネール点  $T_N = 42.8$  K の上からその直下にクエンチして、中性子散乱の実験を行った。クエンチした後、この物質は先ず層内の秩序が短時間ででき、その後、ゆっくりと層間の秩序ができていく。中性子散乱の強度  $I(t)$  を、三次元の磁気的逆格子点で観測すると  $I(t)$  は時間と共に増大する。実験結果を\*7図に示す。<sup>3)</sup> (a)図の横軸は時間  $t$  の普通のスケールである。(b)図は横軸を  $\log_{10} t$  のスケールにして、(a)図を描き直したものである。観測点は、 $t \sim 1$  hour あたりから  $\log_{10} t$  によく乗っている。この\*7図は、計算機実験の結果の\*3図とよく似ている。 $I(t)$  は  $S_0(t)$  に比例する。 $S_0(t)$  は (4.21) により  $\bar{z}(t) \propto \nu \ln(\alpha t / \xi)$  に比例するが、実験から  $\nu$  を決めるには、他の情報が必要である。

将来の問題：

(1) レビットの理論と計算機実験の食い違い。

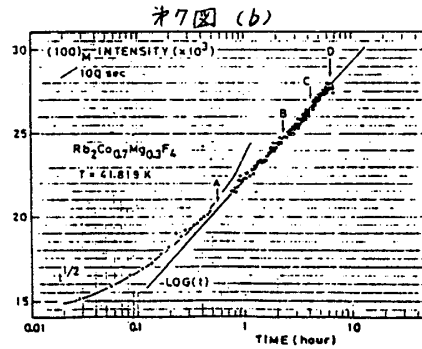
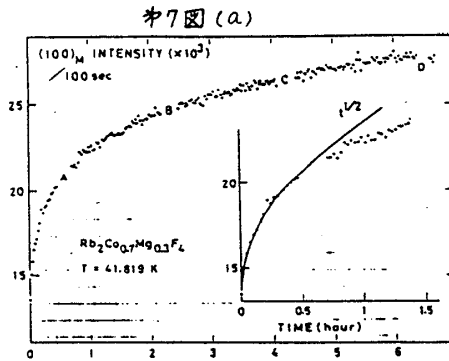
これは、理論の  $\rho(z,t)$  の中が未だ狭いということの意味する。より高次の分布を考慮する必要があるだろう。  $S_k(t)$  についてのずれも、同じ起源をもつと期待される。

(2) 熱雑音の効果。

この効果は  $\Sigma(t) \propto \sqrt{t}$  を与える。キンフ間の引力と熱雑音によるランダム力の競合が起こる。長時間の極限では、熱雑音の方が主役になるだろう。

(3) 周期的ピンニング・ポテンシャルの効果。

これが引き起こす整合・不整合転移は、普通の原子系でよく知られている。この研究で考えたキンフ系の Kinetics では、このポテンシャルはどのような役割を果たすだろうか？



### 文献

- 1) M. Büttiker and R. Landauer, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1453; *Phys. Rev. A* **23** (1981) 1397.  
C. H. Bennett, M. Büttiker, R. Landauer and H. Thomas, *J. Stat. Phys.* **24** (1981) 419.
- 2) K. Kawasaki and T. Ohta, *Physica* **116A** (1982) 573.
- 3) H. Ikeda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52** (1983) 33 Suppl..