とが統計力学的に保障されていることになる。

今，熱力学的力 F_l の変分を ΔF_l とすると，$\Delta\Psi=\sum J_l[F]\cdot\Delta F_l$ となる。ここで $J_l=\Delta\alpha_l/\Delta t$ であることに注意すれば，

$$\frac{\Delta\Psi}{\Delta t}=\sum(\Delta\alpha_l)(\Delta F_l)/(\Delta t)^2 \tag{13}$$

一方，Le Chatelier-Braun's lawは $\sum(\Delta\alpha_l)(\Delta F_l)\leq 0$ を意味するので，結局

$$\frac{\Delta\Psi}{\Delta t}\leq 0. \tag{14}$$

Glansdorff-PrigogineのEvolution criterionである。

文　献

1）Glansdorff-Prigogine：構成・安定性・ゆらぎ（みすず，1977 松本ら訳）.
2）M. Ichiyanagi, J. P. S.（JPN）**55**（1986）2963.
3）H. Takahashi, J. P. S.（JPN）**7**（1952）439.
4）H. Nakano, Prog. Theor. Phys. **51**（1974）1279.

Dissipative Quantum Field Theory
— Spontaneous Creation of Dissipation in Thermo Field Dynamics —

筑波大・物理　有 光 敏 彦
アルバータ大・物理　梅 沢 博 臣

§0. はじめに

非平衡統計力学の体系を，場の量子論的な方法論を用いて系統的に捕えられる様な，熱的な自由度（従って，散逸現象）も取り入れた新しい場の量子論の体系を築き上げる努力を，ここ2～3年進めてきた。[1-13] 密度演算子に基づいて非平衡解放系を扱う系統的一般論である減衰理論[14-20] で導かれたマスター方程式を，熱平衡系を扱う場の量子論として体系づけられていたThermo Field Dynamics (TFD)[21] の表現空間での基礎方程式に焼き直したのが出発点であった。[1,2] この基礎方程式が，少数の基本的要請から，簡単な演算子代数だけで導出できることが発見され，[3] この枠組で多時間関数に対する母汎関数を求めると，それがShwinger[22] やKeldish[23] のものと，特別な場合に，一致することが示された。[4] また，従来の場の量子論での，自由場に対するdivisor法が，散逸のある場の量子論にも拡張された。[7] さらに，非平衡過渡現象を扱うには，時間に依存したくり込み理論が必要になるが，[6,8] その定式化に便利な様に，体系がさらに整備，拡充され，[9-13]「散逸の自発的発生」という概念が見出された。

ここでは，この「散逸の自発的発生」に焦点を置いて，TFDの紹介をしたい。§1では，Liouville 方

程式との対応を示す。TFDで導入された〜演算を§2で紹介し，場の量子論に固有のユニタリー非同値な表現空間の存在と対称性の自発的破れの関係の復習と，「散逸の自発的発生」の機構の説明を§3で行なう。散逸のある現象を記述する表現空間を規定するくり込まれた非摂動Hamiltonianの一般的な導出と，TFDの体系の紹介を§4に記す。§5で，簡単なまとめを行なう。

§1. 密度演算子理論と熱的2重項

"Liouville方程式"

$$\partial_t \rho(t)^{\alpha} = -i\,[H,\ \rho(t)^{\alpha}],\quad 0 \leqq \alpha \leqq 1, \tag{1.1}$$

を，mapping rules

$$|a^{\dagger}\rho(t)^{\alpha}> = a^{\dagger}|\rho(t)^{\alpha}>,\quad |a\rho(t)^{\alpha}> = a\,|\rho(t)^{\alpha}>, \tag{1.2a}$$

$$|\rho(t)^{\alpha}a> = \tilde{a}^{\dagger}|\rho(t)^{\alpha}>,\quad |\rho(t)^{\alpha}a^{\dagger}> = \sigma\tilde{a}\,|\rho(t)^{\alpha}>, \tag{1.2b}$$

と$<\rho(t)^{1-\alpha}|$に対する同様の規則で，熱空間（thermal space）に写すと

$$\partial_t\,|O(t)> = -i\hat{H}\,|O(t)>, \tag{1.3a}$$

$$\hat{H} = H - \tilde{H}, \tag{1.3b}$$

となる。[1,2,24] ここで，$|\rho(t)^{\alpha}> = |O(t)>$，$<\rho(t)^{1-\alpha}| = <O(t)|$と置き，$<O(t)|$と$|O(t)>$を熱空間のブラ及びケット真空（Shrödinger表示）と呼ぶことにする。熱空間に作用する演算子は，カノニカル交換関係

$$[a,\ a^{\dagger}]_{\sigma} = [\tilde{a},\ \tilde{a}^{\dagger}]_{\sigma} = 1, \tag{1.4}$$

を満たすものとする。ただし，$[A,\ B]_{\sigma} = AB - \sigma BA$で，$\sigma = 1$（ボゾンの場合），$\sigma = -1$（フェルミオンの場合）である。

次により，熱的2重項を導入する。

$$a^{\mu}:\ a^1 = a,\quad a^2 = \tilde{a}^{\dagger}, \tag{1.5a}$$

$$\bar{a}^{\mu}:\ \bar{a}^2 = a^{\dagger},\quad \bar{a}^2 = -\sigma\tilde{a}. \tag{1.5b}$$

とすると，(1.4)は

$$[a^{\mu},\ \bar{a}^{\nu}]_{\sigma} = \delta^{\mu\nu}, \tag{1.6}$$

とかける。

§2. Tilde共役の規則

Mapping rules (1.2) で導入されたTilde共役は，次の規則に従うものとする。

$$(AB)^{\sim}=\tilde{A}\tilde{B}, \tag{1.7a}$$

$$(c_1A+c_2B)^{\sim}=c_1^*\tilde{A}+c_2^*\tilde{B}, \tag{1.7b}$$

$$\tilde{A}^{\dagger}=(A^{\dagger})^{\sim}, \tag{1.7c}$$

$$(\tilde{A})^{\sim}=\sigma A. \tag{1.7d}$$

ここで，AとBは演算子，c_1とc_2はc一数である。

熱空間のブラ及びケット真空は，

$$|O>^{\sim}=|O>, \tag{1.8a}$$

$$<O|^{\sim}=<O|, \tag{1.8b}$$

を満たすものとする。ただし，$|O>=|O(t=0)>$，$<O|=<O(t=0)|$と置いた。以下では，系の初期状態が時刻$t=0$に与えられた場合を考える。

§3. 無限自由度の「いたずら」

対称性の自発的破れでよく知られている無限自由度の「いたずら」を，BCS模型を例題にして復習し，「散逸の自発的発生」の機構を説明する。

3.1 対称性の自発的破れ

一般に，与えられたHamiltonian Hは，

$$H=H_0+h_{int}+\delta H_0, \tag{3.1}$$

と分解できる。ここに，H_0は，Hの対称性を破っている非摂動Hamiltonian，h_{int}は相互作用Hamiltonian，δH_0はcounter termである。

くり込みの手続き

$$[h_{int}\text{による自己エネルギー項}]=-\delta H_0, \tag{3.2}$$

(質量殻上で) が，自己無撞着な有限値の秩序パラメーターを解として持つとき，対称な表現空間とはユニタリー非同値な，対称性を破った表現空間が実現できたという。

ひとつのHamiltonian演算子に対して，それを表現するユニタリー非同値な表現空間の多様性が，自然の多様性に対応できるのである。このことは，場の量子論に特有な無限自由度の「いたずら」が，我々に与えたひとつの成果としてよく知られているが，BCS模型を例題に少しくわしく説明する。

BCS Hamiltonianを，次の様に分解する。

$$H=\int d^3k\, \varepsilon_k^0 \left[c_{k\uparrow}^\dagger c_{k\uparrow} + c_{-k\downarrow}^\dagger c_{-k\downarrow} \right] + h_{int}$$

$$=H_0 + h_{int} + \delta H_0, \tag{3.3}$$

ただし,

$$h_{int} = g \int d^3k_1 \int d^3k_2 \int d^3q\, c_{k_1\uparrow}^\dagger c_{k_2\downarrow}^\dagger c_{k_2+q\downarrow} c_{k_1-q\uparrow}, \tag{3.4}$$

$$H_0 = \int d^3k\, \overline{c}_{ki} \begin{pmatrix} \varepsilon_k, & -\varDelta_k \\ -\varDelta_k^*, & -\varepsilon_k \end{pmatrix}_{ij} c_{kj}, \tag{3.5}$$

$$\delta H_0 = -\int d^3k\, \overline{c}_{ki} \begin{pmatrix} \delta\varepsilon_k, & -\varDelta_k \\ -\varDelta_k^*, & -\delta\varepsilon_k \end{pmatrix}_{ij} c_{kj}, \tag{3.6}$$

であり, $c^\dagger$やcは電子の生成, 消滅演算子を表わし, $\varepsilon=\varepsilon^0+\delta\varepsilon$と置いた。式(3.5),(3.6)では, 南部2重項[25]

$$c_{ki}:\ c_{k1}=c_{k\uparrow},\quad c_{k2}=c_{-k\downarrow}^\dagger, \tag{3.7a}$$

$$\overline{c}_{ki}:\ \overline{c}_{k1}=c_{k\uparrow}^\dagger,\quad \overline{c}_{k2}=c_{-k\downarrow}, \tag{3.7b}$$

を導入した。H_0中の非対角要素$\varDelta$の存在が, Hのゲージ対称性を破っている。

今調べている表現空間の真空$|B>$は

$$u_k c_{k\uparrow}\,|B> = v_k c_{-k\downarrow}^\dagger\,|B>, \tag{3.8a}$$

$$<B|\,c_{-k\downarrow}^\dagger u_k = -<B|\,c_{k\uparrow} v_k^*, \tag{3.8b}$$

$$|B>^\dagger = <B|, \tag{3.8c}$$

で規定できる。準粒子演算子は, Bogoliubov変換

$$a_{ki}=V_{kij}c_{kj},\quad \overline{a}_{ki}=\overline{c}_{kj}V_{kji}^{-1}, \tag{3.9}$$

で導入され, これを用いると(3.8a),(3.8b)は

$$a_k\,|B>=0,\quad <B|\,b_k^\dagger=0, \tag{3.10}$$

と表わせる。ただし, 準粒子2重項を,

$$a_{ki}:\ a_{k1}=a_k,\quad a_{k2}=b_k^\dagger, \tag{3.11a}$$

$$\overline{a}_{ki}:\ \overline{a}_{k1}=a_k^\dagger,\quad \overline{a}_{k2}=b_k, \tag{3.11b}$$

で定義した。式(3.9)中の変換マトリックスは

$$V_{kij}=\begin{pmatrix} u_k, & -v_k \\ v_k^{*}, & u_k \end{pmatrix}, \tag{3.12}$$

$$u_k=\sqrt{\frac{\varepsilon_k+\omega_k}{2\omega_k}},\quad v_k=\frac{\varDelta_k}{\sqrt{2\omega_k(\varepsilon_k+\omega_k)}}, \tag{3.13}$$

$$\omega_k^2=\varepsilon_k^2+|\varDelta_k|^2, \tag{3.14}$$

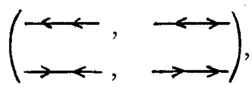
で与えられる。

Feynman propagator

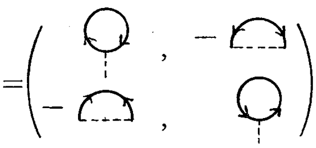
$$G_k(t-s)_{ij}=-\mathrm{i}\langle B\,|\,T\,[\,c_k(t)_i\bar{c}_k(s)_j\,]\,|\,B\rangle, \tag{3.15}$$

のフーリエ変換は,

$$c_k(t_0)_{ij}=V^{-1}_{kil}\begin{pmatrix} \dfrac{1}{k_0-\omega_k-\mathrm{i}\eta}, & 0 \\ 0 & , \dfrac{1}{k_0+\omega_k-\mathrm{i}\eta} \end{pmatrix}_{lm}V_{kmj}$$

= ,　(3.16)

となる。プロパー自己エネルギー項を,1ループの近似で求めると

$\sum_k(k_0)_{ij}=$ $_{ij}$,　(3.17)

となり,この場合のくり込み条件(3.2)より,よく知られたギャップ方程式(絶対零度での)

$$\varDelta_k=-g\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\frac{\varDelta_{k-q}}{2\omega_{k-q}}, \tag{3.18}$$

が得られる。$g<0$のとき,(3.18)は$\varDelta\neq0$の解を持つ。

従って,Hの対称性を破った表現空間($\varDelta\neq0$)の存在がわかり,これが実際BCS超伝導状態の物性を記述する表現空間であることが知られている。

なお,常伝導状態を記述する表現空間は,

$$c_{k\uparrow}\,|\,N\rangle=0,\quad \langle N\,|\,c^{\dagger}_{-k\downarrow}=0, \tag{3.19a}$$

$$| N >^{\dagger} = < N |, \tag{3.19b}$$

で規定される真空から作られる。また$| B >$や$| N >$は，粒子のない本当の(?)真空$| 0 >$を用いて

$$| B, N > = \prod_k (u_k - v_k c^{\dagger}_{-k\downarrow} c^{\dagger}_{k\uparrow}) | 0 >, \tag{3.20}$$

を表わされる。ただし，(3.20)は形式的な表式であり，その解釈はユニタリー非同値の関連で注意を要する(くわしくは，文献21の§2.4参照のこと)。

3.2　散逸の自発的発生[9-13]

熱空間でのHamiltonian $H = \hat{H} - \tilde{H}$を，

$$\hat{H} = \hat{H}^0_t + (h_{int} - \tilde{h}_{int}) + \delta \hat{H}^0_t, \tag{3.21}$$

と分解する。ここに，$\hat{H}^0_t$は散逸の効果を含んだ非摂動Hamiltonian，h_{int}は相互作用Hamiltonian，$\delta \hat{H}_0$は質量と散逸のcounter termである。

くり込みの手続

$$[(h_{int} - \tilde{h}_{int}) \text{による自己エネルギー項}] = - \delta \hat{H}_0, \tag{3.22}$$

(「質量殻」上で)が，その自己無撞着な解として，散逸を記述する表現空間の実現を保証する。

このプログラムを実行するには，(3.21)中の$\hat{H}^0_t$を規定する必要がある。次の節でその一般論を紹介する。

§4.　散逸のある場合のTFDの体系

4.1　$\hat{H}^0_t$の一般形[9-11]

熱空間での非摂動(演算子に関して2次形式)Hamiltonian $\hat{H}^0_t$の一般形は，次の3つの基本的要請から導出される。

(i)　$| O >^{\sim} = | O >, \quad < O |^{\sim} = < O |.$　　(4.1)

(ii)　今から規定する表現空間に対応する相互作用表示の演算子の定義：

$$a(t) = \hat{S}^{-1}(t)\, a\, \hat{S}(t), \quad a^{\dagger\dagger}(t) = \hat{S}^{-1}(t)\, a^{\dagger}\, \hat{S}(t), \tag{4.2a}$$

$$\tilde{a}(t) = \hat{S}^{-1}(t)\, \tilde{a}\, \hat{S}(t), \quad \tilde{a}^{\dagger\dagger}(t) = \hat{S}^{-1}(t)\, \tilde{a}^{\dagger}\, \hat{S}(t), \tag{4.2b}$$

ここで，$\hat{S}(t)$は

$$\partial_t \hat{S}(t) = -i \hat{H}^0_t \hat{S}(t), \quad \hat{S}(0) = 1, \tag{4.3}$$

を満たす。式(3.2a)と(3.2b)は，H^0_tがTildianであること

$$(\,\mathrm{i}\,H_t^0\,)^{\sim}=\mathrm{i}\,H_t^0, \tag{4.4}$$

と，首尾一貫している。なお，$\hat{S}(t)$ は必ずしもユニタリー演算子ではない。

(iii)　[α] ー表示での熱状態条件：

$$a(t)\,|\,0>=f^{\alpha}(t)\,\tilde{a}^{\dagger\dagger}(t)\,|\,0>, \tag{4.5a}$$

$$<0\,|\,a^{\dagger\dagger}(t)=f^{1-\alpha}(t)<0\,|\,\tilde{a}(t), \tag{4.5b}$$

ここに，$f(t)$ はｃー数実関数で，$0\leqq\alpha\leqq1$ である。この α は，(1.1)，(1.2) でのそれに対応するものである。

同時刻カノニカル交換関係は，(1.6) と (4.2) より

$$[\,a_r(\,t\,,\,\underset{\sim}{k}\,)^{\mu},\ \bar{a}_s(\,t\,,\,\underset{\sim}{l}\,)^{\nu}\,]_{\sigma}=\delta_{rs}\,\delta^{\mu\nu}\,\delta(\,\underset{\sim}{k}-\underset{\sim}{l}\,), \tag{4.6}$$

となる。ここで，演算子の波数依存性 ($\underset{\sim}{k}$ や $\underset{\sim}{l}$) と，スピンやアイソスピンの別 (下付きの r や s) をあからさまに記しておいた。以下でも，今まで同様，これらの引数をあからさまには記さないが，混乱は招かないだろう。

以上の基本的要請 (i)，(ii) と (iii) より，$\hat{H}_t^0$ の一般形は次の様に決まる。[9, 11]

$$\hat{H}_t^0=\sum_r\int d^3k\,[\,\omega(t)\,\bar{a}^{\mu}a^{\mu}-\mathrm{i}\,\lambda(t)\,\bar{a}^{\mu}A(t)^{\mu\nu}a^{\nu}+c_3(t)\,], \tag{4.7}$$

ここに，$c_3(t)$ はｃー数関数，

$$\lambda(t)\,A(t)^{\mu\nu}=\kappa(t)\,A(t)^{\mu\nu}+\sigma\,[\,\partial_t n(t)\,]\,\tau(t)^{\mu\nu}+\frac{1}{2}(1-\alpha)\,[\,\partial_t \ln f(t)\,]\,\tau_3^{\mu\nu}, \tag{4.8}$$

である。ただし，

$$A(t)^{\mu\nu}=\begin{pmatrix} 1+2\sigma n(t) & ,\ -2f^{\alpha-1}(t)\,n(t) \\ 2\sigma f^{1-\alpha}(t)\,[\,1+\sigma n(t)\,], & -[\,1+2\sigma n(t)\,] \end{pmatrix}, \tag{4.9a}$$

$$\tau(t)^{\mu\nu}=\begin{pmatrix} 1 & ,\ -\sigma f^{\alpha-1}(t) \\ \sigma f^{1-\alpha}(t), & -1 \end{pmatrix}, \tag{4.9b}$$

$$\tau_3^{\mu\nu}=\begin{pmatrix} 1, & 0 \\ 0, & -1 \end{pmatrix}, \tag{4.10}$$

と置いた。また，$n(t)$ は熱状態条件 (4.5) より

$$n(t)=<0\,|\,a^{\dagger\dagger}(t)\,a(t)\,|\,0>=\frac{f(t)}{1-\sigma f(t)}, \tag{4.11}$$

であることがわかる。

「散逸の自発的発生」を示すには，H_t^0 の一般形を用いて，§3.1のBCS模型の場合の様に，(3.22)の手続きを実行し，$\omega(t)$ や $\kappa(t)$ を決定する自己無撞着な式を導く訳である。$f(t)$ が時間に依存しない「定常状態」の場合は，文献12，13で調べた。そこでは，1つの単振子が多数の単振子と結合した模型と，相対論的な「実」スカラー場の φ^3 模型を扱ったが，それをここで紹介している余裕はないので，興味のある方は原論文を見ていただくことにして，以下で散逸のある場合のTFDの体系を簡単に示すことにする。

4.2　物理的粒子の生成，消滅演算子

熱空間での物理的粒子の生成，消滅演算子 γ，$\tilde{\gamma}^{♀}$ は，

$$\gamma(t)^{\mu} = B(t)^{\mu\nu}\alpha(t)^{\nu},\quad \bar{\gamma}(t)^{\mu} = \bar{\alpha}(t)^{\nu}B^{-1}(t)^{\nu\mu}, \tag{4.12}$$

で定義される。ここで，2重項

$$\gamma(t)^{\mu}:\ \gamma(t)^{1} = \gamma(t),\quad \gamma(t)^{2} = \tilde{\gamma}^{♀}(t), \tag{4.13a}$$

$$\bar{\gamma}(t)^{\mu}:\ \bar{\gamma}(t)^{1} = \gamma^{♀}(t),\quad \bar{\gamma}(t)^{2} = -\sigma\tilde{\gamma}(t), \tag{4.13b}$$

を導入した。これらは，

$$[\gamma(t)^{\mu}, \bar{\gamma}(t)^{\nu}]_{\sigma} = \delta^{\mu\nu}, \tag{4.14}$$

を満たす。また，

$$B(t) = Z(t)\begin{pmatrix} 1 & ,\ -f^{\alpha}(t) \\ -\sigma f^{1-\alpha}(t), & 1 \end{pmatrix}, \tag{4.15}$$

$$Z(t) = \frac{1}{1-\sigma f(t)} = 1 + \sigma n(t), \tag{4.16}$$

である。

物理的粒子の生成，消滅演算子は，

$$\gamma(t)\,|0\rangle = 0,\quad \langle 0|\,\tilde{\gamma}^{♀}(t) = 0, \tag{4.17}$$

を満たす。

それらは解けて，

$$\gamma(t) = z(t, 0)\left\{\exp\int_0^t d\tau\,[-i\omega(\tau) - \kappa(\tau)]\right\}\gamma, \tag{4.18a}$$

$$\tilde{\gamma}^{♀}(t) = z(0, t)\left\{\exp\int_0^t d\tau\,[-i\omega(\tau) + \kappa(\tau)]\right\}\tilde{\gamma}^{♀}, \tag{4.18b}$$

を与える。ただし，

$$z(t, s)=\left[\frac{n(s)}{n(t)}\right]^{\frac{1-\alpha}{2}}\left[\frac{1+\sigma n(s)}{1+\sigma n(t)}\right]^{\frac{\alpha}{2}}, \tag{4.19}$$

と置いた。

これより

$$[r(t), \tilde{r}^{♀}(s)]_{\sigma}=z(t, s)\exp\int_{s}^{t} d\tau\,[-\mathrm{i}\omega(\tau)-\kappa(\tau)], \tag{4.20}$$

が得られる。

4.3　熱空間

物理的粒子の生成，消滅演算子を用いると，熱空間の定義がきちっとできる。熱空間は，状態ベクトル

$$[r^{♀}(t)]^{m}[\tilde{r}^{♀}(t)]^{n}\,|\,0>, \tag{4.21 a}$$

$$<0\,|\,[\tilde{r}(t)]^{n}[r(t)]^{m}, \tag{4.21 b}$$

で張られたベクトル空間である。ただし，$n, m=0, 1, 2, \cdots$とする。

4.4　図式法

物理的粒子の生成，消滅演算子を用いて，正規積が定義される。これより，Wick形式の公式が導かれ，従って，Feynman形式の図式法が，非平衡過渡現象に対して，実時間軸で作られる。

4.5　2時間関数

摂動計算の図式法で内線となるのは，次で定義されるくり込まれた非摂動2時間関数である。

$$\begin{aligned} G(t, s)^{\mu\nu}&=-\mathrm{i}<0\,|\,T\,[a(t)^{\mu}\bar{a}(s)^{\nu}]\,|\,0> \\ &=[B^{-1}(t)\,\mathfrak{G}(t, s)\,B(s)]^{\mu\nu}, \end{aligned} \tag{4.22}$$

ここに，

$$\mathfrak{G}(t, s)^{\mu\nu}=-\mathrm{i}<0\,|\,T\,[r(t)^{\mu}\bar{r}(s)^{\nu}]\,|\,0>, \tag{4.23}$$

で，その要素は，

$$\mathfrak{G}(t, s)^{11}=z(t, s)\,G^{r}(t, s), \tag{4.24 a}$$

$$\mathfrak{G}(t, s)^{22}=z(s, t)\,G^{a}(t, s), \tag{4.24 b}$$

$$\mathfrak{G}(t, s)^{12}=\mathfrak{G}(t, s)^{21}=0, \tag{4.24 c}$$

で与えられる。ここで，

$$G^{r}(t, s)=-\mathrm{i}\,\theta(t-s)\exp\int_{s}^{t} d\tau\,[-\mathrm{i}\,\omega(\tau)-\kappa(\tau)], \tag{4.25 a}$$

$$G^{a}(t, s)=\mathrm{i}\,\theta(s-t)\exp\int_{s}^{t} d\tau\,[-\mathrm{i}\,\omega(\tau)+\kappa(\tau)], \tag{4.25 b}$$

を導入した。

§5. おわりに

以上で，散逸のある場の量子論の基本的体系と，「散逸の自発的発生」の機構の解説を行なった。

初期状態と終状態が，それぞれユニタリー非同値な表現空間に属している場合[6,8]も，§3.2で示した時間に依存するくり込みの手続きに従って，取り扱えると期待できる。ここで紹介した新しい理論体系を用いて，これらの問題を実際に扱うのは，これからの非常に興味深い問題であり，目下進行中である。その中には，宇宙論の問題ももちろん含まれている。[26] なお，初期相関の問題[27]は，別に吟味する必要があるものと思われる。

Schwinger[22]やKeldish[23]がclosed time-path法で，また，Prigogine達[28]がsub-dynamicsで目差していたものを，場の量子論的な演算子法から基礎付け，発展させたのが，ここで紹介した体系であると考えている。その意味でも，今後の発展が期待される訳である。

最後に，(4.2)で導入した†† 演算の性質をまとめておく。そもそも†† 演算が必要だった理由は，時間発展推進演算子$\hat{S}(t)$がユニタリーでなかったからである。従って，††演算の定義には，$\hat{S}(t)$のユニタリー性を破っている部分についての演算規則を含んでいるはずである。それは，(4.6)の$\hat{H}_t^0$を用いて，

$$\hat{H}_t^{0\dagger\dagger} = \{ \hat{H}_t^{0\dagger} \text{と，} [\, A(t) \to \tau_2 A(t)\, \tau_2^{-1} \,] \text{を同時に行なう} \}, \tag{5.1}$$

ただし，

$$\tau_2 = \begin{pmatrix} 0, & -\mathrm{i} \\ \mathrm{i}, & 0 \end{pmatrix}, \tag{5.2}$$

と表わせる。これより

$$\hat{S}^{-1}(t) = \hat{S}^{\dagger\dagger}(t), \tag{5.3}$$

が示される。

参考文献

1) T. A. and H. U., Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 429.

2) T. A. and H. U., Prog. Theor. Phys. **77** (1987) No. 1.

3) T. A. and H. U., Prog. Theor. Phys. **77** (1987) No. 1.

4) T. A., J. Pradko and H. U., Physica **135A** (1986) 487.

5) H. U. and T. A., Bielefeld Encounters in Physics and Mathematics VII, *Path Integrals from meV to MeV*, ed. M. C. Gutzwiller et al. (World Scientific, Singapore 1986) 217−231.

6) H. U. and T. A., Prog. Theor. Phys. Supplement No. 86 (1986) 243.

7) T. A. and H. U., J. Phys. Soc. Japan **55** (1986) 1475.

8) T. A., Y. Sudo and H. U., J. Phys. Soc. Japan (1986) submitted.

9) T. A., M. Guida and H. U., Europhysics Lett. (1986) in press.

10) T. A. and H. U., Proceedings of *Advances on Phase Transitions and Disordered Phenomena,* (World Scientific, Singapore 1986) in press.

11) T. A., M. Guida and H. U., Prog. Theor. Phys. (1986) submitted.

12) T. A., H. U., Y. Yamanaka and N. Papastamatiou, Prog. Theor. Phys. (1986) submitted.

13) H. U. and T. A., Proceedings of *The 2nd International Symposium on Foundations of Quantum Mechanics — In the Light of New Technology,* (1986) in press.

14) R. Kubo, *Lectures in Theoretical Physics,* vol. I, ed. W. E. Brittin and L. G. Duham, 1958, p. 120.

15) S. Nakajima, Prog. Theor. Phys. **20** (1958) 948.

16) R. Zwanzig, J. Chem. Phys. **33** (1960) 1338.

17) F. Shibata, Y. Takahashi and N. Hashitsume, J. Stat. Phys. **17** (1977) 171.

18) S. Chaturvedi and F. Shibata, Z. Physik **B35** (1979) 297.

19) F. Shibata and T. A., J. Phys. Soc. Japan **49** (1980) 891.

20) T. A., J. Phys. Soc. Japan **51** (1982) 1720.

21) H. U., H. Matsumoto and M. Tachiki, *Thermo Field Dynamics and Condensed States* (North-Holland, 1982), and the references therein.

22) J. Schwinger, J. Math. Phys. **2** (1961) 407.

23) L. V. Keldysh, Soviet Phys. JETP **20** (1965) 1018.

24) M. Schmutz, Z. Physik **B30** (1978) 97.

25) Y. Nambu, Phys. Rev. **117** (1960) 648.

26) H. U., Proceedings of *Symmetry,* (Plenum Press 1986) to be published.

27) S. Fujita, J. Math. Phys. **6** (1965) 1877.

28) I. Prigogine, C. George, F. Henin and L. Rosenfeld, Chemica Scripta **4** (1973) 5.