1954. —1

素粒子論シンポジウム

Institute of Theoretical Physics
Kyoto University.

DATE

NO. 0.4

小谷研究

Jan. 16, 1954

9時10分より

内山：(30分)　素研 Vol 6.3

コメント：林 (10分)

湯川：(30分)

コメント：江沢、原

高山：(30分) 素研 Vol. 6. 3

コメント　西島、内山、原、中野 等

$m_{\pi^\pm} = 273$

$m_\mu = 207$

$m_{\pi^-} - m_{\pi^0} = 8.8 \pm 0.6$

非局所場について　Jan. 16, 1954
拡張論について.

1. 非局所場の研究現況.
いままでに得られた結果.

a. 場, Pu. の問題. mass-spectrum — 他の内部量子数
四次元的固有値問題の不定性 — 解の個数.
— Hilbert space の ~~の~~ indefinite metric
内部空間の取扱い.

b. 内部空間を relativity のわくから一応切り離すこと.

c. τ-spin の問題
内部空間と外部空間の結びつき

d. Lagrangian formalism. (Iwata, Hayasi, Utiyama)
$L\Psi = 0$　$\int \bar{\Psi} L \Psi = 0$
(integration in ~~Hilbert~~ space of dynamical variables.)

e. Particle aspect of q.f.t.

内部・外部
a. coupling による Entartung の除去.
(時間方向の振動の特別な役割.)
又は 他の場との相互作用による Entartung の除去.

素粒子論シンポジウム　Jan. 16, 1954　湯川秀樹　S.S①

非局所場理論について

1. Conservative な立場について

~~a.~~ 非相対論的で成功した量子力学の伝統的な方法を相対論的量子力学にも使うこと。

ここでは相対論的な不変性の要求を満すような system に対して量子力学を適用することに終始する。
従って Lorentz 変換に対して一次変換する演算子を必要なだけ数多く考え、
それ等の間の相対論的に不変な方程式を必要なだけ仮定する。それ等の方程式が量子力学的運動方程式であるためには、時間に関する線形方程式でなければならない。従ってそれは不変性の要求から、空間座標に関する微分をもふくまねばならない。このことから演算子は時間のみならず空間にも関係する量、即ち場の量でなければならないことになる。そうすると結局、Conservative な立場から見た素粒子論は場の理論の形をとる外ないことになる。
所で場の方程式がお互いに両立しうることを保証するために、伝統的に古典的な場の理論で使ってきたのは一つの変分原理から全ての場の方程式を導き出すことである。変分原理というのは、ある不変量 — 即ち不変な場の函数の四次元積分 — が或範囲の変分に対して極値をもつ条件として場の方程式が得られることを意味する。このような極値があるなら、連立方程式が解をもつことになる。

~~所が~~

2. 変分原理は量子力学においてどう変形されるか.

$$\cancel{\delta(\varphi^* u \varphi) =}$$

$$\delta\int\left(\varphi^*\varphi + \frac{1}{2}u^2 + \varphi^* u \varphi\right) = \int \delta\varphi^*(\varphi + u\varphi) + (\varphi^* + \varphi^* u)\delta\varphi + (u + \varphi^*\varphi)\delta u = 0$$

$$\delta\int\Big(\varphi^*\varphi+\tfrac{1}{2}u^2+\varphi^*(1)u(2)\varphi(3)\Phi(1,2,3)$$
$$+\cancel{\varphi}\,\underline{u(2)\varphi^*(1)\varphi(3)\Phi(1,2,3)}+\underline{\varphi^*(1)\varphi(3)}u(2)\Phi(1,2,3)$$
$$+\cdots\Big)$$
$$=\int\delta\varphi^*(1)\Big(\varphi(1)+u(2)\varphi(3)\Phi(1,2,3)$$
$$+\underline{u(2)\varphi(3)}\Phi(1,2,3)+\underline{\varphi(3)u(2)}\Phi(1,2,3)$$
$$+\cdots\Big)+\delta\varphi(3)\Big(\varphi^*(3)+\cancel{u+\tfrac{1}{2}}\,\varphi^*(1)u(2)\Phi(1,2,3)$$
$$+\underline{u(2)\varphi^*(1)}\Phi(1,2,3)+\underline{\varphi^*(1)u(2)}\Phi(1,2,3)$$
$$+\cdots\Big)+\delta u(2)\Big(u(2)+\varphi^*(1)\varphi(3)\Phi(1,2,3)$$
$$+\underline{\varphi^*(1)\varphi(3)}\Phi(1,2,3)+\underline{\varphi^*(1)\varphi(3)}\Phi(1,2,3)+\cdots\Big)$$

古典的な変分原理では $\varphi(x)$, $\varphi^*(x)$, $u(x)$ 等は夫々いずれも独立に $\varphi(x)+\delta\varphi(x)$, 等に変り、しかも $\delta\varphi(x)$ 等は互いに独立な任意の c-number function にとり得ると考えられている。
このことを量子力学的な operator に対する意味に拡張しようとすると、$\varphi(x)$, $\varphi^*(x)$, $u(x)$ 等に対し無限小 unitary Transformation を施した時。　$S^{-1}\varphi S$

$$\varphi(x)\to\varphi(x)+i[\varphi(x),F]$$
$$\varphi^*(x)\to\varphi^*(x)+i[\varphi^*(x),F]$$
$$u(x)\to u(x)+i[u(x),F]$$

に、ある operator W が不変、即ち
$$[W,F]=0$$

であったとすると、W が古典論における作用積分の役割をもつことになる。

例えば一般の場の理論として、自由度が1で、ある場の演算子が a, a^* で与えられるとすると、

$$a \to a + i[a, F]$$
$$a^* \to a^* + i[a^*, F]$$

において、~~$F = \varepsilon a^* + \ldots$~~ $F_1 = \varepsilon(a^* + a)$

$$\left.\begin{aligned} a &\to a + i\varepsilon \\ a^* &\to a^* - i\varepsilon \end{aligned}\right\}$$

又 $F_2 = i\varepsilon(a^* - a)$

$$\left.\begin{aligned} a &\to a + \varepsilon \\ a^* &\to a^* + \varepsilon \end{aligned}\right\}$$

所が F_1, F_2 の両方と交換可能な operator W は存在しない。
或いは次のようにも書ける

$$q = a^* + a \qquad p = i(a^* - a)$$
$$[q, p] = i$$

$$F_1 = \varepsilon q : \quad \left\{\begin{aligned} q &\to q \\ p &\to p + i\varepsilon[p, q] = p + \varepsilon \end{aligned}\right.$$

$$F_2 = \varepsilon p : \quad \left\{\begin{aligned} q &\to q + i\varepsilon[q, p] = q - \varepsilon \\ p &\to p \end{aligned}\right.$$

所が q, p の両方と交換可能な operator は存在しない。

~~従って~~そこで今 F_2 だけを考えると、W が p だけの函数ならば、いつでも F_2 と交換可能である。従って変分原理は

$$[p, W(p)] = 0$$

なる自明の関係式に帰着してしまう。

そこでもしも 実験的に意味のある関係式 — 即ち普通の力学的運動方程式に相当するものを得ようとするならば、~~演算子~~の parameter α で特徴づけられる演算子 $q(\alpha), p(\alpha)$ の全体を考え.

$$[q(\alpha), p(\beta)] = \delta(\alpha-\beta) \qquad (C)$$

の如き交換関係を設定すれば

$$\frac{dq(\alpha)}{d\alpha} = i[q(\alpha), W]$$

$$\frac{dp(\alpha)}{d\alpha} = i[p(\alpha), W]$$

の如き関係式~~が~~と関連して infinitesimal displacement operator W が ~~得られ~~ 定義されることになる。

例えば

$$W = \frac{1}{2}\int p^2(\beta)\, d\beta$$

と取れば

$$\left.\begin{aligned}\frac{dq(\alpha)}{d\alpha} &= i\int p(\beta)\cdot i\,\delta(\alpha-\beta)\, d\alpha \\ &= p(\alpha)\end{aligned}\right\}$$

$$\frac{dp(\alpha)}{d\alpha} = 0$$

となる。

しかし~~こうすると此の場合~~ 困るのは交換関係 (C) の右辺が δ-関数なことで、違った α に対する演算子は全部交換可能~~で~~ ~~$q(\alpha)$,~~ になるのが、~~α を時間と解釈することとが~~ 通常の考え方と全く違ってくる。

$$\cancel{q(\alpha+d\alpha) = q(\alpha) + d\alpha\, p(\alpha)}$$

$$\cancel{[q(\alpha), q(\alpha+d\alpha)] = d\alpha\, q(d\alpha)}$$

$$\cancel{q(\alpha),}$$

Iwata は近頃、Lagrangian formalism では、operator equation の代りに

$$W\Psi = w\Psi$$

の如き、possible state を制限する式を考えることを試みている。そして

$$[a, W] = [a^*, W] = 0$$

の代りに

$$\Phi^*[a, W]\Psi = \Phi^*[a^*, W]\Phi = 0$$

を取ることを提唱している。

$$\Phi^* aW\Psi - \Phi^* Wa\Psi = \Phi^* aw\Psi - \Phi^* wa\Psi = 0$$

いいかえれば、すべての operator は W と平均として交換可能（可能な状態について平均すれば）

G. Iwata, A Formulation of Field Theory in Hilbert Space
P. T. P. 14 (1954),