数物年会. 仙臺

昭和十八年七月
17日〜19日

9月11日 午后 朝永氏：（仙台年会）

場

理研の講 で半分話した．

今の場の理論の形 が相対論から見て 対称的になってゐない不満足 之をもっといゝかっこうにしよう．
不変な部分がある迄事は湯川氏が のべられてゐる
場の量子論は内容は相対論的不変 なことは明白
が，之を表はす形式を inv. な概念丈をつかって
出来ていゝ．
どれが一番不満足か というに
ψ が時間の函数 と考へられてゐることである
之は t をきめてはじめて いみをもつ， 之は inv な概念
ではない．
そこで：四次元の世界空間の中に 三次元の面を考へ その面を
C とする， ψ は C の funktional と考える：$\Psi[C]$
C が t 軸に $\perp$（とくに）な平面になつときが今迄の状態
vector $\psi(t)$ に reduce する． さういう形式をたててみよう．
即ち

$$\psi[C].$$

さて $\psi(t)$ は今迄の Schrödinger の式を

$$\left(\bar{H} + \frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t}\right)\psi(t) = 0$$

次に $\psi[C]$ のまん足する eq： 上の eq を一般化する 行き方は
普通の量子論 → 多時間理論 と全く同じにやれる．

$$\psi(q_1 \cdots q_N, t) \to \psi(q_1 t_1, q_2 t_2 \cdots q_N t_N,)$$

空間の各の場所　に於いて　別々の時刻を導入す，つまり．
local time

各時刻が　四次元の　曲面をつくる之が C とす
すると　$\psi(q_1 t_1 \cdots q_N t_N)$（多時　）の　まん足する eq
に相当する eq. として

$$\left(H_p + \frac{\hbar}{i} \frac{\delta}{\delta C_p} \right) \psi[C_p] = 0$$

$\psi[C]$ の点 p の所に於ける funktional deriv.
p といふ世界点における　エネルギー密度．
是は特別の Lorentz 座標を　豫想しない．
之は各世界点について成立，する　れん立 eq.
その数が　曲面の中の世界点の数　即ち　連続無限．
これは或程度　可附番無限に直せる．
$\psi[C]$：の物理的意味
$\psi(t)$：t に於ける　或る数の ある

$\psi[C]$

多時間理論 $\psi(q_1 t_1 \cdots, q_N t_N)$
1 といふ粒子 t_1, q_1．
2 を t_2 にはかった結果が q_2 になる　確率．

積分可能の條件：

$$(H_p H_{p'} - H_{p'} H_p)\, \Psi[C] = 0.$$

p といふ点での エネルギー　と p' での エネルギー　との
交換関係
p を頂点にする　light cone の外では 0.
になる］が証明出来る
曲面 C が raumartig なら　いつでも　交換可能な事が証明出来る

$\psi[C]$ を　とくしゅな表示．
C の上で　一種の　対かくせん的にする表示，
ψ の argument になってる場の量の値のきまる
のがくりつ．

$\psi[C]$ を与へ．　$\Psi[C']$ を求めることが問題になるとき
p の近くで　無限小　ちがつた　といふ時には

$$\psi[C'] = \left(1 - \frac{\hbar}{i} H_p\right) \psi[C]$$

C, C' が有限ちがふときは　之を　くりかへせばいい．

$$\Psi[C'] = \prod_{C}^{C'} \left\{1 - \frac{\hbar}{i} H_p\right\} \psi[C]$$

之はさつきの eq を　積分したもの．

又　このへんかん

行　Cの上の場の量をはかくせん的にし
列　C'　‥　〃
する様な場　表.

Cの上で場　　を測定した時　　の値が分ってるとき
C'の ‥ ‥　　‥ ‥　　のがくりつしんぷく


重ってる

{ }　へんかん えんざん子の物理的いみ


行をspecify　場の量
をとる appriori prob　?
列をspec. 量

Dirac, 湯川,
この曲面として raumartig な丈でなく
zeitartig なものであった

之程一般的ではないが 相　　には十分である

さいごに $\Psi[C]$:
{C}の空間の中にざひょうをとると
Hilb.　と全じように
Cの坐標として可附　無限大　で十分

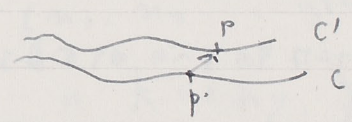
すると $\dfrac{\delta}{\delta C_p}$
空間でのCのgrad.

すると空間内にmetricを導入出来る
ユークリッド的でないことが証明出来る.
空間内での
きがいの並べ方の空間. そこにmetricを導入出来る
それがユーク　的でないい.

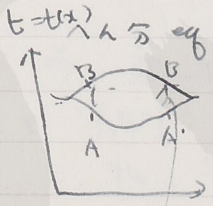
$\Psi[C']$ {　　　} $\Psi[C]$

を inv. な形にもかけるわけ

四.
。どちらの方への微分も同じ
。時間の前後の問題
　C と C' との対応.
対応をつける事が坐標を導入すること



一般　をやるときには対応はいらん.
$t=t(x)$ へん分 eq 丈でいける



$t=t(x)$ でCを表はすという事は
坐標をきめたことになる
だから
この対応は必要ない　二つのline丈

湯川：素粒子論の基礎

~~湯川氏~~ 坂田氏

朝永氏のとかんけいある。　素粒子論は今迄の量子力学
とはちがった考へ方から出発したらよい
今　量のきそ．

ψ

ある時におけるかんそくけっかが与へてあって ψ の形
がきまる　へんすうの至としてきまってる
そのへんすうを測　ときの結果　のかくりつ．
＝組の素数

$\psi(xyzt/XYZT)$.

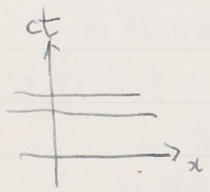
之で状態がきまる　その時

tをきめ　xyz にあるかくりつを与へる．　~~新~~場の　では
ある時刻における

$\psi(n(xt))$.

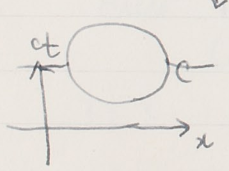
この形がきまるためにはそのまへの形があるはず

$\psi(n(xt)/n(XT))$.



$\psi(n(C))$

↓一般化.

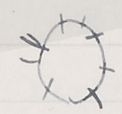


是で
物理的には　かへる必要はない
こちらの測値を問題にする

之が分ってみて

素の　大　こうぞう　に立ち入ると．空間は時間は
の区　が出来ん領に入ってゆく．　即ち　はっきく区
出来るのは光の c　によってある作用のでんたつが制限
されてるが　素の　中　で　之の（強）制限がなくなるであらう．
さて．
C.　$\psi(n(C))$　より出発

Bloch.　：れん立 eq. が両立する条件.
一般の場合は：
C の上でのあらゆる粒子の数.



之をいくつかの領に分けたとする．

その ちしきの全体に対する．かくりつ しんぷく．

$\psi(n_1, n_2 \cdots)$

強測　に大いさあり，之を点にもってゆけるか
は問題．　之をむしろ大いさにもってゆきたい．
（素）

今一應近似　として．おく．
さて 法則：
物　量　と ψ かんれんして ψ を define
たとへば運動量．　$\frac{\partial}{\partial x}$.
演算．

困難.

左の方は完全にへんすん　右の方は parameter.

その場合の取扱ひ.

例へば　平面波.

$$\psi(x\,y\,z\,t / p_x\,p_y\,p_z\,t) \longrightarrow e^{i\frac{pr}{\hbar}}$$

次に

複素かんすう:

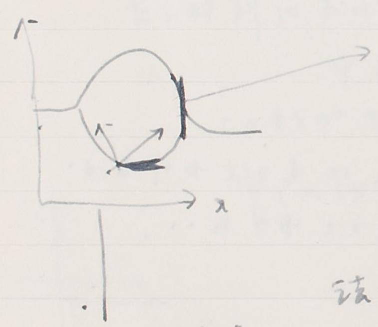
それに対応する

$\psi(n(xt) / n(XT))$ の時は入れかえ

$\Psi(n(q))$　の時？

即ち $\psi(n_1, n_2 \cdots)$.

$n_1, n_2 \cdots$ そぼくに粒子の数.



時間軸に平行なときは

右左へ出たり入ったりする数で

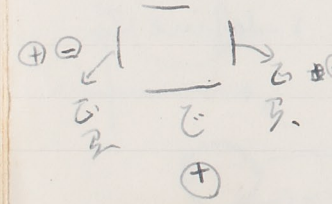
なければならん.

45° より下

法せんの方向が空間的になってる

と考えると　出る入る.

正 ⊖　即ち　正,負　両,様の記号



正 ⊕ ⊖ ちがふと考えずに　上は四次元的に出る

四次元的に入る ⊕　　　　　　　　正　⊖

ψの形の制限:

$$\Psi(n_1 \cdots n_2 \cdots) = \Psi(-n_1, -n_2)$$

正負逆にすることは時間の軸を逆にすることをいみする.

ψは（へんすうとして）正負両方

時間軸を逆にすることは ψがふくそかんすう

ある粒子に対する反粒子が考えられることと関係あり

n が負の時はそこに反粒子のあることを意味す.

素粒子論のきほん形　は　本来反粒子の存在を

ゆるす.

電気の正負に対して対称.（Maxwell eq: Weyl の書物）

とくべつな場

n の正負:

電気密度.（中間子等）

これはもちろん中間子の場から電気密度をつくる.

形式的問題　は省略.

夫々の場に応じた特別な法則必要

今　四　に　＝　での場の量を　（？）

法則:

今迄に云ったことにも含まれてゐる

れんぞくの式が根本にある

ある種の粒子 → 他の種　–

場合にも成り立つ

$\operatorname{div} \overset{H}{E} = 0$

数には直接にかんけいはないか，

積分の形に直すと　閉曲面 C.

$$\int_C f_{ik}\, dS_k = 0$$

この時はそれでいゝ？

之をψにoperateした時に零になる　之がψの形をきめるeq.

次に相互作用のあるとき

$$\operatorname{div} E = 4\pi \rho$$

$$\int_C f_{ik}\, dS_k = \iiint S_i$$

之は三次　には直らん．

ψまで考えるのは具合がわるい

ある領　のψは　いくつかに分けると 

一般の　をつくってゆく方法

個々の小さい領のψから　つくれる．

この領が　非　に小さくなって　γ_0^4に近なれば

これ以上に分けてもいみはない．

次元をかえることは出来ない

素粒論の法則の形は一般的には上の様であるか

大いさはその中に入ってみなければならん．