IX

NOTE BOOK

Manufactured with best ruled foolscap
Brings easier & cleaner writing

研究メモ
Dec. 1958 ~ Manch, 1959
小数理研究会. II.

VOL. IX

湯川秀樹

Nissho Note

日章 B A4 45

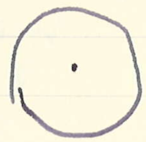
INDEX

Dec. 3, 1958

池田峰夫：大域微分幾何学 II.

ITO：$\exists \{U_i\}$　$i=1,2,\dots$

$U_i \subset {}^{\forall}U$



第1 可微分空間

topological space

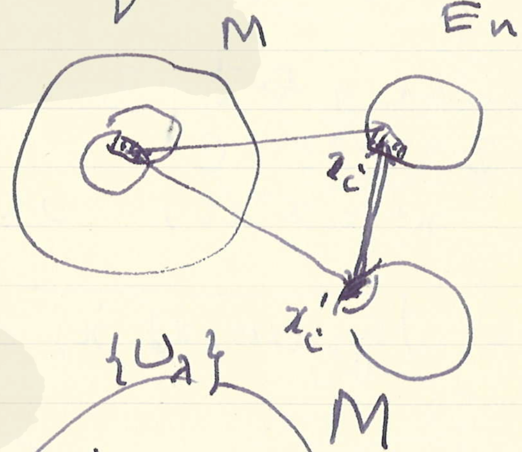
convergence, limit, continuity

manifold

Euclid 空間の open set と homeomorph

differential manifold

微分可能, C^r



座標：

$x^{i'} = f^i(x^i)$

$x^i = g^i(x^{i'})$

analytic manifold

C^ω.

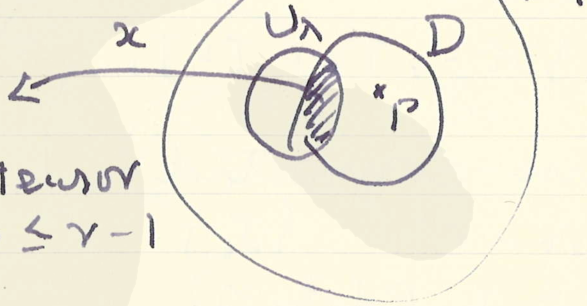
tensor：

$T(p)$

$T^{\cdots}_{\cdots}(x)$

C^s 級の tensor

$0 \le s \le r-1$



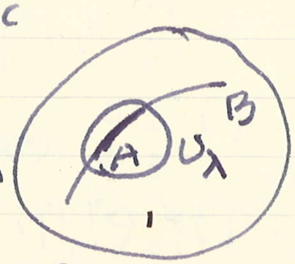
curve：　C^s 級の曲線

$I = [a, b] \in R$

$x^i = x^i(t)$　$x^i \in U_\lambda$

$a \le t \le a_1$

$x^i(t)$：C^s　$0 \le s \le r$



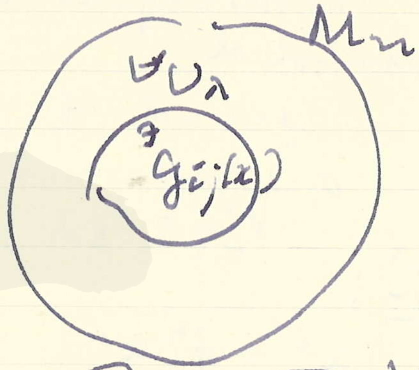
c033-588挟込

M_n: C^{r+1}, n-dimensional diff. manif.

$^\exists g$ = 共変対称 正定値 C^r

$g_{ij}(x) = g_{ji}(x)$

$g_{ij}(x) v^i(x) v^j(x)$ は正定値



C^r, n, Riemannian manifold V_n

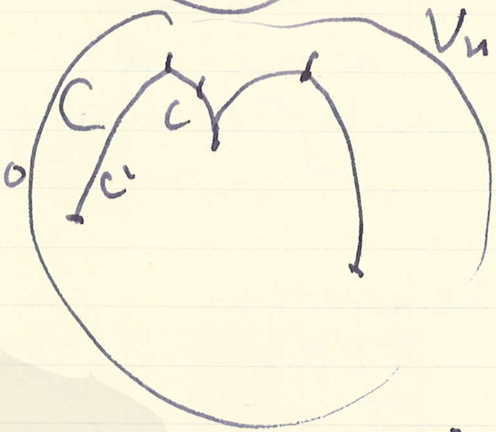
g: 基本テンソル

curve の長さ

区分的に C^1

$x^i = x^i(t)$ $\quad 0 \le t \le 1$

$J_c = \int_0^1 \sqrt{g_{ij}(x(t))\, \dot{x}^i \dot{x}^j}\, dt > 0$



細かく分けて、線で表す。

V_n: arc wise connected

区分的に C^1. $\{J_c\}$

の下限を $\rho(\xi, \eta)$

distance of ξ, η

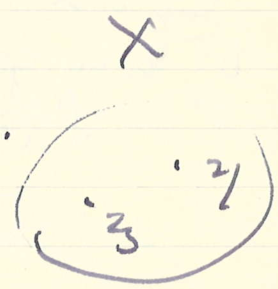
1. $\rho(\xi,\eta) \ge 0$, $= 0 \Leftrightarrow \xi = \eta$

2. $\rho(\xi,\eta) = \rho(\eta,\xi)$

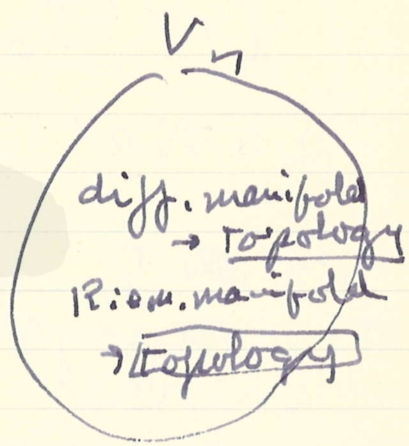
3. $\rho(\xi,\eta)+\rho(\eta,\zeta) \geq \rho(\xi,\zeta)$

距離空間. metric space

距離空間は必ず位相空間.



同位相. Riemannian manifold としての topology と diff. manifold としての topology と一致.



最短距離

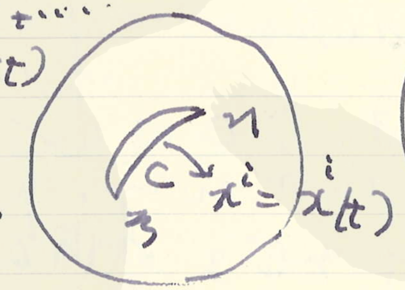
$\rho(\xi,\eta) = \text{g. l. b.} \{J_c\}$

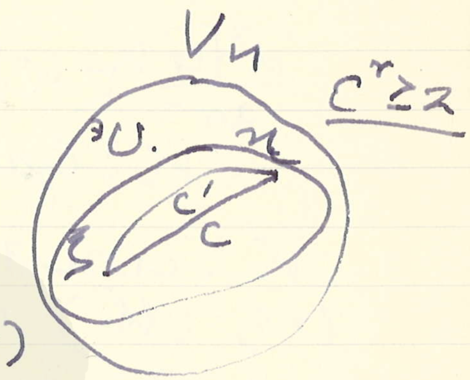
$^\exists C : C'$?

C : 相対的最短距離.

$J_\varepsilon = J_0 + \varepsilon J_0' + \frac{\varepsilon^2}{2} J_0'' + \cdots$ U_λ

$x^i_\varepsilon = x^i(t) + \varepsilon v^i(t)$





C': regularity.

$F = \sqrt{g_{ij}\dot{x}^i \dot{x}^j}$

$0 \leq t \leq 1$

$J_c < J_{c'}$

$\det\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \dot{x}^i \partial \dot{x}^j}\right) \neq 0$.

$C' \to C^2$ (Courant, Hilbert
du Bois-Reymond の定理.

$C : x^i = x^i(t)$

$C_\varepsilon : x^i = x^i(t) + \varepsilon v^i(t)$

が出ない geodesics の Jacobi 方程式

$$f_{x^i x^j} v^j + f_{x^i \dot{x}^j} \dot{v}^j - \frac{d}{dt}\left(f_{\dot{x}^i x^j} v^j + f_{\dot{x}^i \dot{x}^j} \dot{v}^j \right) = 0$$

(or $\underline{\delta J_0'' = 0}$) stationary

この式の $v^i(a) = v^i(b) = 0$

$0 \le a < b \le 1$

を満す $x^i(a), x^i(b)$ をたがいに conjugate point

$ds^2 = dr^2 + \sqrt{G}\, d\theta^2$

$$\frac{d^2\sqrt{G}}{dr^2} + K\sqrt{G} = 0$$

K : Gauss

K : const. > 0

(例 (球面) には conj. point が出る.

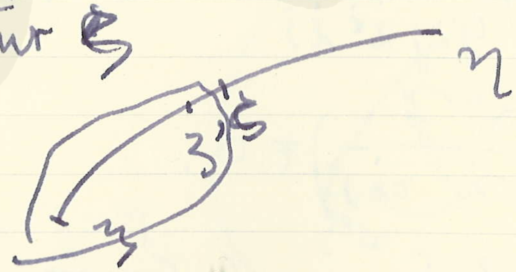
ξ から η までの間に

第 ξ の conj. point ξ′

がないことを示すと

それより近いこと

を示す



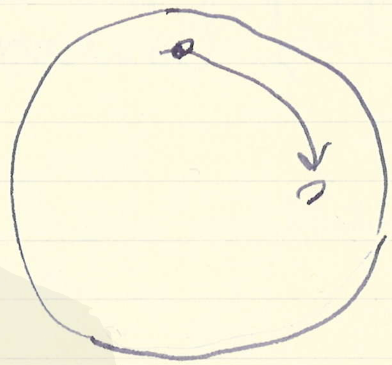
絶対的最短距離.

complete V_n

完備

例1. V_nで 任意点から出る ~~geo~~ geodesic を任意の長さにのばせる.

例2. 一般に metric space で Cauchy sequence が ~~conv~~ 必ず 収束する (収束点が space の中にある)



complete な Riemann manifold では 任意の2点をつないで最短距離 (絶対的) が必ず存在する.

(compact:

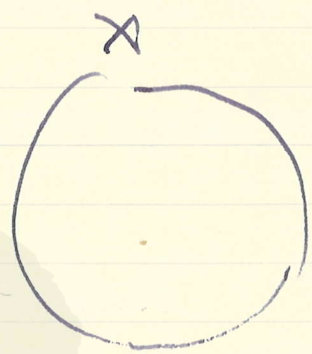
$X = \{U\}$

Uとして有限個をとり出せたら X は compact.

$X = U_1 \cup U_2 \cdots \cup U_N$

V_n が compact なら complete

しかし. complete でも compact でないことがある)



田山龍雄氏: 不変変分論. I,

Hilbert

Nöther

Rosenfeld

Group of Invariance → Euler Equation

→ Conservation Laws

井上組．　観測理論談話会

Dec. 6, 1958

H. S. Green, Observation in Q. M.
(N. C. IX (1958), 880)

object
micro-system

⇌ quantum mechanical observation

~~apparatus~~ detector
macro-system
in metastable
state

model　object
spin ±½
の particle

detector
Harmonic oscillator
の集団
in T　　D_+
in T_0　　D_-

interaction

unphysical な intervention を考えれば容易に
いい．　spin が indeterminate な状態
は suppress される．
巨視可観性　　final state condition

apparatus の functions
1) micro-system の analyzer
~~(preparation)~~　$\psi = \sum \psi_a \to \psi_a$
2) detector
micro → macro
metastable
probability amplitude
→ transition probability
detector ρ_D

$$\rho_i = \sum_{a,b} \psi_a \rho_{ab} \psi_b^*$$

漸近的 switching on

$$\rho_i = \sum_a \rho_a = \sum_a \psi_a \rho_{aa} \psi_a^*$$

$$\rho(t) = \exp[-iVt)\, \psi \rho_+ \rho_- \psi^* \exp[iVt]$$

$$\rho = \rho_+ + \rho_- + \rho_I$$

$$\rho_+ = \exp[-iV_+ t]\, \psi_+ \rho_+ \psi_+^* \exp[iV_+ t]$$

$$\rho_\pm = \exp[-iV_+ t]\, \psi_+ \rho_+ \rho_- \psi_-^* \exp[i V_- t]$$

$$V\psi_+ = V_+ \psi_+ \qquad V_- \psi_- = V_- \psi_-$$

$$V_+ = i \sum_i \omega_i \left(x_{+i} \frac{\partial}{\partial y_{+i}} - y_{+i} \frac{\partial}{\partial x_{+i}} \right)$$

$$V_- = i \sum_i \omega_i \left(x_{-i} \frac{\partial}{\partial y_{-i}} - y_{-i} \frac{\partial}{\partial x_{-i}} \right)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \beta} = \left\{ \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \left(U_0 + \sum_{i,j} V_{ij} x_i x_j \right) \right\} \sigma$$

$\beta = 1/kT$ Bloch equation for density matrix

$$\rho = \exp[\beta F]\, \sigma(\beta; x, x')$$

$$\sigma = \prod \delta(x_i - x_i') \quad \text{for } \beta = 0$$

~~[illegible]~~ $\rho_0(x, x')$ for $\beta = \infty$

$$\rho_+ = \rho(x_+, x_+') \rho_0(y_+, y_+')$$
$$\rho_- = \rho(x_-, x_-') \rho_0(y_-, y_-')$$

t : large $\quad \langle\langle \rho_\pm \rangle\rangle \to 0$

$$\langle\langle \rho_+ \rangle\rangle \simeq \psi_+ \psi_+^*$$
$$\langle\langle \rho_- \rangle\rangle \simeq \psi_- \psi_-^*$$
$$\langle\langle \rho_\pm \rangle\rangle \simeq (\psi_+ \psi_-^* + \psi_- \psi_+^*) \prod_i \lambda_i$$
$$\lambda_i < 1.$$

essential

1°. detector は components に physical に分ける

2°. detector は metastable

3°. detector の macroscopic nature $\to \rho$

4°. quantum mechanical interaction $\to \lambda_i < 1$

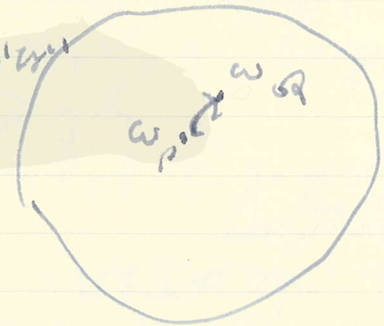
素領域とω空間の構造　Dec. 9, 1958

記憶：（[illegible]の研究）

i) iso-space　space-time は独立，
ii) charge expression Q を ~~[illegible]~~ $I_3 + \cdots\cdots$
iii) 保存則
を批判して

iso-space と space-time の関係をつけ (2), (3) を出そうと思う．

space-time element → ω-space (Pais)
~~[illegible]~~ manifold の構造は field で規定される．
4次元
　距離の概念 ↔ 保存則 [illegible]
　[illegible]の概念　[illegible]



Minkowski $P, Q, \cdots$
四次元 Euclid ~~[illegible]~~
　$\omega_P, \omega_Q, \cdots$

Lorentz Transf.
4次元 [illegible]

$$u^i(P) = a^i_j(P)\, u^j(P)$$

$u^i(P)$; ω_P の[illegible]

$$a^i_j(P)\, a^i_k(P) = \delta_{jk}$$

ω_P と ω_{P+dP} を結ぶ

$$\Omega^i_{j\lambda}(x) \text{ ; Lorentz vector}$$

$$\Omega'^i_{j\lambda} = \bar{a}^i_k\, \Omega^k_{l\lambda}\, a^l_j + \bar{a}^i_k\, \partial_\lambda a^k_j$$

$$\Omega^i_{j\lambda} + \Omega^j_{i\lambda} = 0$$

$$\bar{a}^i_j\, a^j_k = \delta^i_k$$

$$e^P_i + de^P_i \;;\; de^P_i = e^P_j\, \Omega^j_{i\lambda}\, dx^\lambda$$

$$\delta u^i = du^i + \Omega^i_j\, u^j \text{ : covariant differential}$$

$\nabla_\lambda u^i = \partial_\lambda u^i + \Omega^i_{j\lambda} u^j$

cov. derivative

$R_{\lambda\mu j}{}^i u^j/2 \; (\equiv \nabla_{[\lambda} \nabla_{\mu]} u^i)$

$R_{\lambda\mu j}{}^i = 2\partial_{[\lambda} \Omega^i_{|j|\mu]} + 2\Omega^i_{k[\lambda} \Omega^k_{|j|\mu]}$

Bianchi の identity:

$\nabla_{[\lambda} R_{\mu\nu]j}{}^i = 0$

$\nabla_\lambda R_{\mu\nu j}{}^i = \partial_\lambda R_{\mu\nu j}{}^i + \Omega^i_{k\lambda} R_{\mu\nu j}{}^k$

$- R_{\mu\nu k}{}^i \Omega^k_{j\lambda}$

$(u^i(P) \to \psi(x)$, $\psi'(x) = S(x)\psi(x))$

Lie 群の表現:

$\Omega^i_{j\lambda} + \Omega^j_{i\lambda} = 0$

だから 4次元の rotation

$\Omega_\lambda = (\Omega^i_{j\lambda})$ infinitesimal:

$i\,\Omega_\lambda(x) = \omega_\lambda^{ab}(x) I_{ab}/2$

$[I_{ab}, I_{cd}] = i(\delta_{ac} I_{bd} + \delta_{bd} I_{ac} - I_{ad}\delta_{bc} - \delta_{bc} I_{ad})$

$I_{ab} \to I^{(n)}_{ab}$ (いろいろな の表現)

○ $\omega_\lambda^{ab}(x)$ は表現に independent, space-time の構造をあらわす量.

$I^{\pm}_a\ (I_{4a} \pm I_{bc})/2$

$[I^{(\pm)}_a, I^{(\pm)}_b] = i I^{(\pm)}_c$ $\quad [I^{(+)}_a, I^{(-)}_b] = 0$

infinitesimal 表現は

$$\begin{cases} a(x) \equiv (a_i^{\ j}(x)) = I - i\varepsilon^{ab}(x) I_{ab}/2 \\ {}'\omega_\lambda^{ab} = \omega_\lambda^{ab} + 2\omega_\lambda^{ac}\varepsilon^{bc} - \partial_\lambda \varepsilon^{ab} \end{cases}$$

$\Omega^i_{\ j\lambda} \to \omega_\lambda^{ab}(x)$　4×6 自由.

electromagnetic interaction:

ω-space で一つの方向が specify されてゐ、もう一つ specify できる.

$\delta_3^i = u_i$, $\delta_4^i = v_i$

$u^i v^i = 0$

一般で u_i, v_i を specify すれば、他の二つ自動的に specify されているとみなされる.

例えば

$\nabla_\lambda u^i = 0$

$\nabla_\lambda v^i = 0$

$\Omega^i_{3\lambda} = \Omega^i_{4\lambda} = 0$

$\Omega_\lambda = -i\,\omega_\lambda^{12}(x) I_{12}$

$\varepsilon^{34} = \text{const}$

$\partial_\lambda(\varepsilon^{a1} \pm i\varepsilon^{a2}) = \mp i\,\omega_\lambda^{12}(\varepsilon^{a1} \pm i\varepsilon^{a2})$　$a = 3, 4$

${}'\omega_\lambda^{12} = \omega_\lambda^{12} + \partial_\lambda \varepsilon^{12}$, → gauge 変換

(積分可能条件

$\partial_{[\nu}\omega^{12}_{\lambda]} = 0$

$\omega_\lambda^{12} = 0$)

もしも ω_λ^{12} を0 から ${}'A_\lambda = A_\lambda + \partial_\lambda \varphi$ に対応

$F_{\lambda\mu} = \partial_{[\lambda} \omega'^{12}_{\mu]}$

$\partial_\nu F_{\lambda\mu} + \partial_\lambda F_{\mu\nu} + \partial_\mu F_{\nu\lambda} = 0$ (Bianchi)

$\partial_\lambda \psi - i\omega'^{12}(x) I_{12} \psi$

$\rightarrow (\partial_\lambda - ie A_\lambda(x) I_{12}) \psi$?

$Q = eI_{12}$?　素電荷? (電荷の)

strangeness?

ここまでなら　三次元でも 四次元でも 同じ.

電荷: $I_{12} + I_{34}$ (超電荷)

強い相互作用は入る

弱い相互作用は入らない.

Representation of Symmetry Operations

P. G. Federbush and M. T. Grisaru

(N.C. IX (1958), 890)

Continuous group に属する transformation では、infinitesimal transformation は field ~~operator~~ quantity の函数としての operator で表現することは、Lagrangian formalism では容易にできる。

しかし discontinuous group に属する transformation の場合の symmetry operator は free field の場合に explicit に作り、coupled field の場合に一般化すること、という問題が重要であろう。

C.C. と P とは unitary，T は anti-unitary. しかし，$T = UK$ (U: unitary, K: complex conjugation operator) と書けるから，unitary part U だけを考えればよい。

$$\Phi = \sum_K (F_K a_K + g_K a_K^*)$$

$$\to \Phi' = \sum_K (F_K a_K' + g_K a_K'^*)$$

ここで

$$(\mathrm{I}) \begin{cases} a_K' = O a_K O^{-1} = \exp(i\theta) a_K \\ a_K'^* = O a_K^* O^{-1} = \exp(-i\theta) a_K^* \end{cases}$$

あるいは

$$(\mathrm{II}) \begin{cases} a_{j_1}' = O a_{j_1} O^{-1} = \exp(i\theta) a_{j_2} \\ a_{j_1}'^* = O a_{j_1}^* O^{-1} = \exp(-i\theta) a_{j_2}^* \\ a_{j_2}' = O a_{j_2} O^{-1} = \exp(-i\varphi) a_{j_1} \\ a_{j_2}'^* = O a_{j_2}^* O^{-1} = \exp(i\varphi) a_{j_1}^* \end{cases}$$

(II) を考える ((I) は (II) の special case)
すなわち $\theta = \varphi$ $(O^2 = 1)$

$$A_j = a_{j_1}^* a_{j_1} + a_{j_2}^* a_{j_2} - \exp[-i\theta] a_{j_2}^* a_{j_1} - \exp[i\theta] a_{j_1}^* a_{j_2}$$

infinitesimal operator
$$\exp[i\delta A_j]$$

$$\left.\begin{aligned}
a_{j_1} &\to a_{j_1} - i\delta a_{j_1} + i\delta \exp[i\theta] a_{j_2} \\
a_{j_2} &\to a_{j_2} - i\delta a_{j_2} + i\delta \exp[-i\theta] a_{j_1} \\
a_{j_1}^* &\to a_{j_1}^* + i\delta a_{j_1}^* - i\delta \exp[-i\theta] a_{j_2}^* \\
a_{j_2}^* &\to a_{j_2}^* + i\delta a_{j_2}^* - i\delta \exp[i\theta] a_{j_1}^*
\end{aligned}\right\}$$

$$\begin{pmatrix} a_{j_1} \\ a_{j_2} \end{pmatrix} \to \left[(1 - i\delta)\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + i\delta \begin{pmatrix} 0 & \exp(i\theta) \\ \exp(-i\theta) & 0 \end{pmatrix}\right] \times \begin{pmatrix} a_{j_1} \\ a_{j_2} \end{pmatrix}$$

finite Transformation

$$\begin{pmatrix} a_{j_1} \\ a_{j_2} \end{pmatrix} \to \exp[i\omega A_j] \begin{pmatrix} a_{j_1} \\ a_{j_2} \end{pmatrix} \exp[-i\omega A_j]$$

$$= \exp\left[-i\omega \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + i\omega \begin{pmatrix} 0 & \exp[i\theta] \\ \exp[-i\theta] & 0 \end{pmatrix}\right] \begin{pmatrix} a_{j_1} \\ a_{j_2} \end{pmatrix}$$

$$= \exp(-i\omega)\left[\cos\omega + i \begin{pmatrix} 0 & \exp(i\theta) \\ \exp(-i\theta) & 0 \end{pmatrix} \sin\omega\right] \times \begin{pmatrix} a_{j_1} \\ a_{j_2} \end{pmatrix}$$

$\omega = \frac{\pi}{2} i$ $\qquad \left.\begin{array}{l} a_{j_1} \to \exp(i\theta)\, a_{j_2} \\ a_{j_2} \to \exp(-i\theta)\, a_{j_1} \end{array}\right\}$

$$O_j = \exp\left[i\left(\frac{\pi}{2}\right) A_j\right]$$

$$O = \prod_j O_j = \exp\left[i\frac{\pi}{2}\sum_j A_j\right]$$

$$\sum_j A_j = \sum_K (a_K^* a_K - a_K'^* a_K) = \sum_K (a_K^* a_K - a_K'^* a_K')$$

$$O = \exp\left[i\frac{\pi}{2}\int d^3x\right]\left(\bar\Psi i\gamma_4 \Psi - \frac{1}{2}\bar\Psi' i\gamma_4 \Psi - \frac{1}{2}\bar\Psi i\gamma_4 \Psi' + i\Phi^*\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial t}\Phi - \frac{i}{2}\Phi^*\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial t}\Phi' - \frac{i}{2}\Phi^{*\prime}\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial t}\Phi + \frac{1}{2}i\Phi^0\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial t}\Phi^0 - \frac{i}{2}\Phi^{0\prime}\frac{\overleftrightarrow{\partial}}{\partial t}\Phi^0\right]_{\tilde N}$$

$\tilde N$: creation operators move to the left and multiplied by ∓ 1 for Bosons and Fermions.

Since symmetry operators are time-independent, if the theory is invariant under the symmetry, take the operators at $t = -\infty$ in terms of the «in» fields.

B. d'Espagnat (CERN)

New Representation for Baryonic Fields and Strong Interactions

(N.C. IX (1958), 920)

L. Ferrari and L. Fonda
A Hyperon-Nucleon Problem from Meson Theory
(N. C. IX (1958), 843)

$\Lambda \to \Sigma + \pi$　　$\Sigma \to \Lambda + \pi$　　$N \to N + \pi$

and/or $\Lambda \to N + \bar{K}$　　$\Sigma \to N + \bar{K}$　　$N \to \begin{cases} \Lambda + K \\ \Sigma + K \end{cases}$

elementary interactions conserving total isospin and strangeness (invariant under rotations and reflection in isospin space)

baryons: spin ½
K-meson: spin 0

$\tilde{N} N \pi$, $\bar{\Lambda} \Sigma \pi$, $\tilde{N} \Lambda K$　$\tilde{N} \Sigma K$

universal pion-baryon interaction:
(conservation of baryon number)
K-meson is pseudoscalar

宇宙線の起源

Dec. 9, 1958

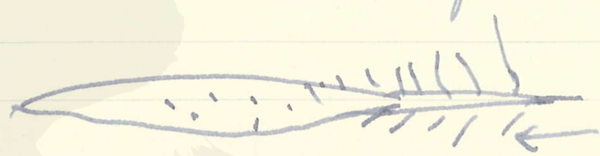
1. Aizu, Fujimoto
S. Hasegawa, Nishi
Mito
K. Yokoi
M. Schein

Charge Spectrum
energy Spectrum) CNO at low energies

H He ... C N O ... Fe
重い核：① こわれやすい (violent acceleration いけない)
② ionization (original Fermi いけない)

Prince Albert ~61°N 9.11, 1957
80 MeV/nucleon (cut-off)
160 MeV/ .. (air cut) 5 gm

CNO
eギを数える



δ-ray に関する
similarity law for N_δ
$\alpha \to C, N, O$
② similarity law for n_δ
$Mg + p \to 4\alpha + d + p + \cdots + \cdots$
多の single event で較正 calibration
energy distribution
maximum がある. (α粒子にもある)
C, N, O : 500 MeV　αはもっと低い ... 300 MeV
proton : 1 BeV

magnetic storm　8, 30, 1957

難点：

1. Fermi acceleration と ionization loss の balance では説明できない。(Z が大きいほど軽いところに maximum がでるはず)

2. 同じ rigidity で同じ現象がおきる

$$\frac{pc}{Ze}$$

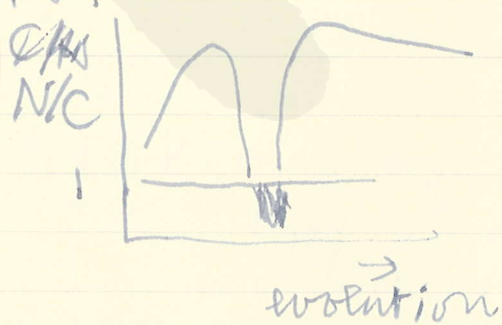
ionization はあまりきかない。

3. solar system に入る前から 同じ spectrum とすると、星間物質の collision はわずかだから、加速機構のものが問題となる。

Hayakawa
Koshiba
Fermi 加速 
μ-meson 加速

4. C : N : O = 2 : 1 : 1~1.2

どの energy range でも C : N = 2 : 1
non source は一様。
C/N = 2 は supernova ?



池田氏; 大域微分幾何. III.

$a_i dx^i = a^{(1)}$) order 1 of differential form
$b_i dx^i = b$)

$a \wedge b = \frac{1}{2}(a_i b_j - a_j b_i)\, dx^i \wedge dx^j$

$a^2 = \sum_{i<j} a_{ij}\, dx^i \wedge dx^j = \frac{1}{2} a_{ij}\, dx^i \wedge dx^j$

order 2 of diff. form

$a^p = \sum_{i_1<i_2\cdots<i_p<\cdots} a_{i_1 \cdots i_p}\, dx^{i_1} \wedge \cdots \wedge dx^{i_p}$ $(p \le n)$

$= 0$ $(p > n)$

$b^q = \cdots$ $(q \le n)$

$a^p \wedge b^q = \sum a_{i_1 \cdots i_p} b_{i_{p+1} \cdots i_{p+q}}\, dx^{i_1} \wedge \cdots \wedge dx^{i_{p+q}}$

$da^1 = \frac{1}{2}(\partial_i a_j - \partial_j a_i)\, dx^i \wedge dx^j$

$= \sum_{i<j} \partial_i a_j\, dx^i \wedge dx^j$

$d a^p = \sum \partial_l a_{i_1 \cdots i_p}\, dx^l \wedge \cdots \wedge dx^{i_p}$

$d(a+b) = da + db$

$dda = 0$

$d(a^p \wedge b) = da^p \wedge b + (-1)^p a^p \wedge db$

例：電磁場論：

$$\begin{cases}\partial_\lambda F_{\mu\nu}+\cdots+\cdots=0\\ \partial^*_\lambda F_{\mu\nu}+\cdots+\cdots=0\end{cases}$$

$$f=\frac{1}{2}F_{\mu\nu}dx^\mu\wedge dx^\nu$$

$$df=\sum_{\lambda}\partial_\lambda F_{\mu\nu}dx^\lambda\wedge dx^\mu\wedge dx^\nu$$

$$=\frac{1}{3}\underbrace{(\partial_\lambda F_{\mu\nu}+\partial_\mu F_{\nu\lambda}+\partial_\nu F_{\lambda\mu})}_{=0}\cdots$$

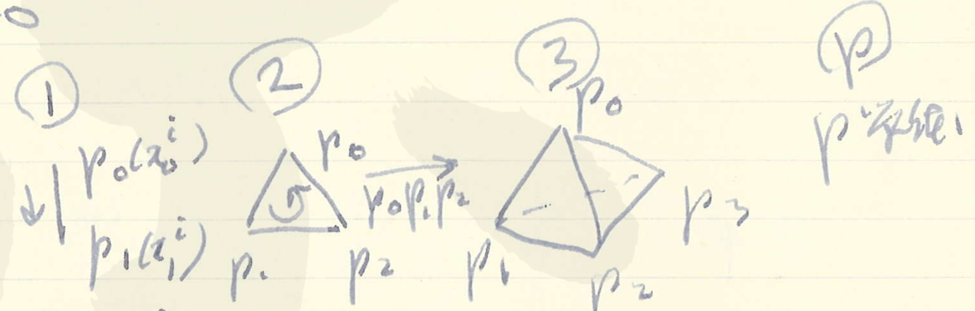
$$F_{\mu\nu}=\partial_\lambda A_\mu-\partial_\mu A_\lambda$$

$$da=f\quad(a=a_\mu dx^\mu)$$

$$(dda=df=0)$$

$$d^*f=0$$

a^p



① $\lambda_0x_0^i+\lambda_1x_1^i$

$\lambda_0,\lambda_1>0$

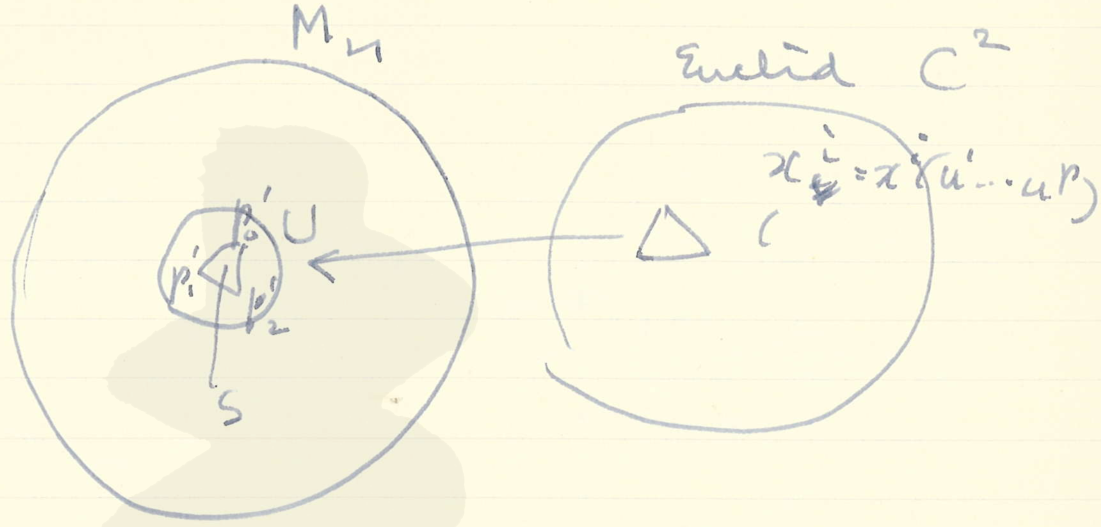
$\lambda_0+\lambda_1=1$

(p) $\lambda_0x_0^i+\cdots+\lambda_px_p^i$

$\lambda_0,\lambda_1\cdots>0$

$\lambda_0+\cdots+\lambda_p=1$

$$\mathrm{rank}\begin{vmatrix}x_0^1&\cdots&x_0^n&1\\ x_p^1&\cdots&x_p^n&1\end{vmatrix}=p+1$$

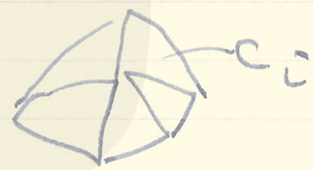


$$\int_S a^p = \frac{1}{p!}\int_S a_{i_1\cdots i_p}\, dx^{i_1}\wedge\cdots\wedge dx^{i_p}$$

$$= \frac{1}{p!}\int_S a_{i_1\cdots i_p}\left|\frac{\partial(x^{i_1}\cdots x^{i_p})}{\partial(u^1\cdots u^p)}\right| du^1\wedge\cdots\wedge du^p$$

Euclid の意味の volume element

Jacobian は正でも負でもよい
(絶対値はとらない)
負なら向きがかわる



有限個の三角形でおおわれた領域を考える.

$C = \mu^i C_i \qquad \mu^i \in R \qquad$ p-chain

境界をとる操作

$\partial(\overline{P_0P_1}) = P_1 - P_0 \qquad \partial(P_0P_1\cdots P_p)$

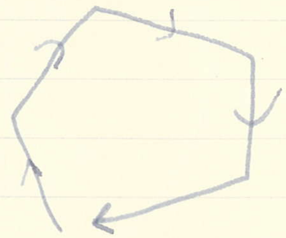
$$= \sum_{i=1}^{p}(-1)^i P_0P_1\cdots\hat{P_i}\cdots P_p$$

$\partial C_2 = P_1P_2 - P_0P_2 + P_3P_1$

$\quad\quad\quad\quad\quad\downarrow$

$\quad\quad\quad\quad + P_2P_0$

$\partial C = 0$ なる C を p-cycle



$C^p = \partial C^{p+1}$ なる C^p を bounding cycle

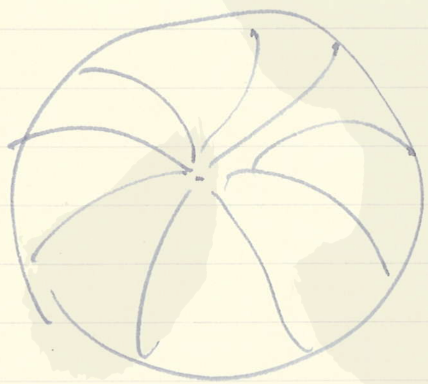
C_1^p, C_2^p : chain で

$C_1^p - C_2^p = \partial C^{p+1}$ であるような C^{p+1} があれば

$C_1^p \sim C_2^p$ たがいに homologous

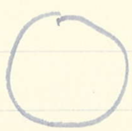
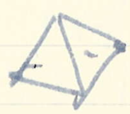
$p=1$

M_n

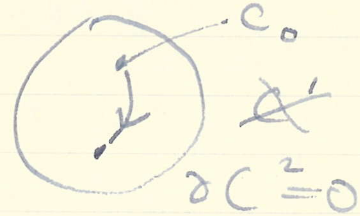


M_n の中の p-cycle の集。
全 $\{C^p\}$ の中で
たがいに一次独立な
$C_1 \cdots C_r$ を取る。すなわち
$\mu_1 C_1 + \cdots + \mu_r C_r \sim 0$ $(= \partial C^{p+1})$
ならば必ず
$\mu_1 = \cdots = \mu_r = 0$

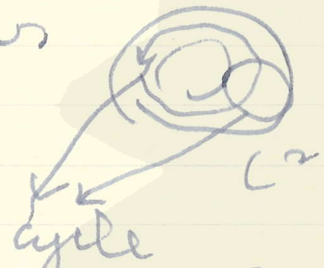
この r を order p の Betti数 とする R_p

例：球  又は  の表面などを考えると、

$R_0 = 1$
$R_1 = 0$
$R_2 = 1$



torus



$R_2 = 1$
$R_1 = 2$
$R_0 = 1$

$\chi(R_2) = R_0 - R_1 + R_2$

$\underline{\chi(M_n) = \sum(-1)^p R_p}$

<u>Euler の characteristic</u>

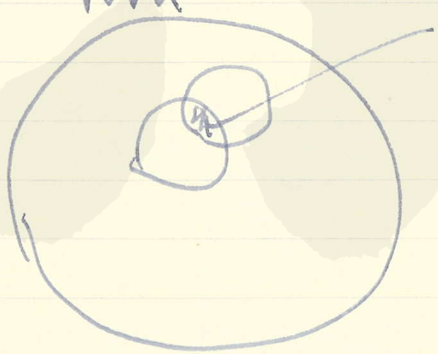
球 $\chi = 2$,　torus $\chi = 0$

(面の数) − (稜の数) + (頂点の数)

$= 4 - 6 + 4 = \underline{2}$

(Eulerの定理)

M_n



<u>$J > 0$; orientable</u>

Stokesの定理

$$\int_{\partial c^{p+1}} a^p = \int_{c^{p+1}} da^p$$

$h = h_i dx^i$

$$\int_{\partial c^2} h = \int_{c^2} dh = \frac{1}{2}\int (\partial_i h_j - \partial_j h_i)\, dx^i \wedge dx^j$$

$\frac{1}{2}({}^*e)_{ij}\, dx^i \wedge dx^j = e$

$$\int_{\partial c^3} e = \int_{c^3} de \qquad \text{Gaussの定理}$$

de Rhamの定理

$da^p = 0$ ならば $c_a^p \sim c_b^p$ $c_a^p - c_b^p = \partial c^{p+1}$

$$\int_{c_a^p - c_b^p} a^p = \int_{c^{p+1}} da^p = 0$$

$$\int_{c_a^p} a^p = \int_{c_b^p} a^p = \text{period}\{c_a^p\} \text{ (of } a^p)$$

da^p ならば たがいに homologous な cycle での積分が等しい。

$$\int_{C^2} f = 4\pi(\text{mag. charge})$$

$$\int_{C^2} {}^*f = 4\pi(\text{elect. charge})$$

Wheeler: worm hole

① 各 $\{C_a^p\}$ に対して period を指定すると、
　　$d\alpha^p = 0$ なる α^p が一意に存在する
(charge を与えて 解が ある)
　　それぞれに対応する

② 各 period が 0 であるような α^p ($d\alpha^p = 0$) は必ず
　　$\alpha^p = d\beta^{p-1}$

内山氏：不變量の理論 II.　　Dec. 10, 1958

正準形式

Rosenfeld

$$L = \frac{1}{2}\varphi_{A,\mu} L^{A\mu,B\nu}(\varphi)\cdot\varphi_{B,\nu} + M^{A\mu}(\varphi)\,\varphi_{A,\mu} + N(\varphi)$$

$$L^{A\mu,B\nu} = L^{B\nu,A\mu}$$

$$\pi^A = \frac{\partial L}{\partial \varphi_{A,0}} = L^{A0,B\nu}\varphi_{B\nu} + M^{A,0} = \pi^{A,0}$$

普通は $\varphi_{B,0} = \dot{\varphi}_B$ を π, φ の函数とする.

即ち

$$\pi^A = L^{AB}\varphi_{B,0} + F^A$$

$$F^A \equiv \sum_{k=1}^{3} L^{A0,Bk}\varphi_{B,k} + M^{A0}$$

所が δI から

$$\pi^{A0}\overset{0}{B}_{A\gamma} \equiv \pi^A B_{\gamma A} \equiv 0$$

となる.

独立な canonical variable は $N-n$.

従って $\varphi_{A,0}$ が n 個の不定函数に depend することになる. L, H 等を π, φ で書くと, L は不定函数を含まないが, H の方は それ等に depend する.

$L^{A,B} \Rightarrow$

そこで改めて

$$H = \pi^A \bar{\varphi}_{A,0} - L(\varphi, \pi) + \lambda_\gamma F_\gamma$$

$$[\pi^A(x), \varphi_B(x')] = \delta^A{}_B \, \delta(\vec{x} - \vec{x}') , \quad F_\gamma = \pi^A B^0_{A\gamma}$$

で π^A は任意函数と考える.

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_A}{\partial x^0} &= [\bar{H}, \varphi_A(x)] \\ \frac{\partial \pi^A}{\partial x^0} &= [\bar{H}, \pi^A] \end{aligned}\right\}$$

これから

$$\frac{dK_\gamma}{dt} = K_\gamma + \frac{dF_\gamma}{dt} = F_\gamma = 0$$

が成立する. 従って $F_\gamma = \dot{F}_\gamma = 0$ (or $K_\gamma = 0$) が $t = 0$ で成立すれば 任意の時刻に $F_\gamma = 0$ (且つ $K_\gamma = 0$)

Rosenfeld 理論の穴.

例: 電磁場　$L = -\frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}$

$$f_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \qquad \left.\begin{aligned} A_{1,2,3} &= \vec{A} \\ A^0 = -A_0 &= \varphi \end{aligned}\right\}$$

$\bar{A}_0 = \lambda'$

$$\pi^k = \partial_0 A_k - \partial_k A_0 \propto \vec{E}$$

$$\pi^0 = f^{00} = 0$$

$\left[\frac{dG}{dt}, \Phi\right] = 0$ ではあるが $\frac{dG}{dt} \neq 0$.

結局 $\left[\frac{dG}{dt}, \Phi\right] = \{F_\gamma, \delta^* A^\gamma, \Phi\}$

c033-590～591挟込

電磁場　$\frac{dG}{dt} = \int \pi^0 \ddot{\xi} \, d^3x$

$$\int \pi^0 \ddot{\xi} \, d^3x - \int \pi^0 \delta^* \lambda' = 0$$

これから出るのは $\pi^0 = 0$ ではなく

$$\boxed{\ddot{\xi} = \delta^* \lambda'}$$

が出る。(これに従って $\dot{A}_0 = \lambda'$ なら gage covariant になる)

しかし Lorentz covariant でない。

Coulomb gage $\dot{A}_0 = \lambda' = 0$ はそうである。

λ' を q-number にすれば？

$$\frac{\partial A_0}{\partial t} = -\frac{\partial A^0}{\partial x^0} = \lambda = \frac{\partial A^k}{\partial x^k} + S(\pi^0)$$

$\frac{\partial A^\mu}{\partial x^\mu} = \pi^0$: Fermi

$\frac{\partial A^\mu}{\partial x^\mu} = 0$: Fermi の条件と equivalent

Indefinite Metric

藤本 の. 小西

Dec. 13, 1958

Sunagawa, Gupta の Q.E.D. の non-invariance

$A_0^* = -A_0$ anti-hermite

$A_\alpha^* = A_\alpha$ hermite

Lorentz 変換 で入りまじる.

$[\eta, A_0]_+ = 0$

$[\eta, A_\alpha]_- = 0$

($M_{\mu\nu}$: $M_{12} = M_x$, ...

$M_{10} = i N_x$, ..

$K^\pm = \frac{1}{2}(M \pm iN)$ → anti-hermite

Gupta, Canadian Journal ~~19, 31~~

35, 961 ('57)

Jauch-Rohrlich

η: Hermite η^{-1} あり.

$|a\rangle \to |a'\rangle = U|a\rangle \to |a\rangle$, 共変

$\eta = U^* \eta U$ $\langle a|\eta|a\rangle = \langle a'|\eta|a'\rangle$

$g_{\mu\nu} = g_{\rho\sigma} a^\rho_\mu a^\sigma_\nu$

$\eta|a\rangle \to \eta|a'\rangle = \eta U|a\rangle$

$= \eta U \eta^{-1} (\eta|a\rangle)$.

$\eta|a\rangle$, ~~=~~ $|a\rangle$ 反変

$|a\rangle^{\bullet} = \xi^{\bullet\bullet}|a\rangle_{\bullet}$

$\xi = \xi^{\bullet\bullet}, \quad \xi^{-1} = \xi_{\bullet\bullet}$

$\xi_{\bullet\bullet}|a\rangle^{\bullet} = |a\rangle_{\bullet}$

~~$\langle a| \to \langle a'|$~~

$|a'\rangle_{\bullet} = U_{\bullet}{}^{\bullet}|a\rangle_{\bullet}$

$|a'\rangle^{\bullet} = U^{\bullet}{}_{\bullet}|a\rangle^{\bullet}$

$U = U_{\bullet}{}^{\bullet}, \quad \xi U \xi^{-1} = \xi^{\bullet\bullet} U_{\bullet}{}^{\bullet} \xi_{\bullet\bullet} = U^{\bullet}{}_{\bullet}$

${}_{\bullet}\langle a'| = {}_{\bullet}\langle a|(U_{\bullet}{}^{\bullet})^{*} \equiv {}_{\bullet}\langle a|U^{\dagger\bullet}{}_{\bullet}$

${}^{\bullet}\langle a'| = {}^{\bullet}\langle a|(U^{\bullet}{}_{\bullet})^{*} \equiv {}^{\bullet}\langle a|U^{\dagger}{}_{\bullet}{}^{\bullet}$

$U^{\dagger\bullet}{}_{\bullet} U^{\bullet}{}_{\bullet} = U^{*}\xi U \xi^{-1} = 1$

$U^{\dagger}{}_{\bullet}{}^{\bullet} U_{\bullet}{}^{\bullet} = 1$

${}^{\bullet}\langle a|b\rangle_{\bullet} = {}_{\bullet}\langle a|b\rangle^{\bullet} = {}^{\bullet}\langle a|\xi_{\bullet\bullet}|b\rangle^{\bullet}$

$O^{\bullet\bullet} \to O'^{\bullet\bullet} = U^{\bullet}{}_{\bullet} O^{\bullet\bullet} U^{\dagger\circ}{}_{\bullet}$

$O_{\bullet\bullet} \to O'_{\bullet\bullet} = U_{\bullet}{}^{\bullet} O_{\bullet\bullet} U^{\dagger}{}_{\bullet}{}^{\bullet}$

$O_{\bullet}{}^{\bullet} \to$

$O'_{\bullet}{}^{\bullet} \to$

adjoint: $\overline{{}^{\bullet}\langle a|O_{\bullet}{}^{\bullet}|a\rangle_{\bullet}} = {}_{\bullet}\langle a|(O_{\bullet}{}^{\bullet})^{*}|a\rangle^{\bullet}$

$= {}^{\bullet}\langle a|\xi_{\bullet\bullet}(O_{\bullet}{}^{\bullet})^{*}\xi^{\bullet\bullet}|a\rangle_{\bullet}$

$= \langle a | O^{\dagger\prime} | a \rangle.$

$O^{\dagger\prime} = (O')^*$

光理論:

$[A_\mu(x), A_\nu(y)] = i g_{\mu\nu} D(x-y)$

$[A_\mu^*(x), A_\nu^*(y)] = -i g_{\mu\nu} D(x-y)$

$A_\mu = \eta^{-1} A_\mu^* \eta$

$A^* = \eta^* A \eta^{-1} = \eta^* \eta^{-1} A^* \eta \eta^{*-1}$

$A^* \underline{\eta^* \eta^{-1}} = \underline{\eta^* \eta^{-1}} A^*$

$\left.\begin{array}{l} \eta^* \eta^{-1} = C \\ \eta^{*-1} \eta = \bar{C} \end{array}\right\}$ $\quad \eta^* = C\eta$

$\eta = \bar{C} \eta^* = \bar{C} C \eta$

$\underline{|C| = 1}$

$C = 1$ に選べる．すると

$\eta^* = \eta.$

$A' = UAU^{-1} = U\eta^{-1} A^* \eta U^{-1}$

$= - - -$

$\eta^{-1} U^* \eta U A = A \eta^{-1} U^* \eta U$

$\left.\begin{array}{l} \eta^{-1} U^* \eta U = C \\ U^* \eta U \eta^{-1} = \bar{C} \quad \Rightarrow C \end{array}\right\}$ $\underline{C: \text{real}}$

$\eta^{-1} U^{*} \eta U = \pm 1.$

(+1) : $\eta \to \xi$　　　$\eta^{\prime\prime}$: count 不要

$U^{+}{}_{\cdot}{}' U_{\cdot}{}' = 1$　　$U^{+\prime}{}_{\cdot} U'{}_{\cdot} = 1$

$A_{\cdot}{}' = U_{\cdot}{}' A_{\cdot} U^{+}_{\cdot}{}'$　　$A_{\cdot} = A^{+}_{\cdot}{}'$

$A_{\mu\cdot}{}' = \sum_{k} \frac{1}{\sqrt{2 k_0}} (a_\mu(k)_{\cdot}{}' e^{ikx} + a^{+}_\mu(k)_{\cdot}{}' e^{-ikx})$

$[a_\mu{}_{\cdot}{}', a^{+}_{\nu\cdot}{}'] = g_{\mu\nu} 1_{\cdot}{}'$

$g_{00} = -1$

$[a_{\cdot}{}', a^{+}_{\cdot}{}'] = \epsilon 1_{\cdot}{}'$

$N_{\cdot}{}' = \epsilon a^{+}_{\cdot}{}' a_{\cdot}{}'$

$\langle 0 | 0 \rangle_{\cdot} = 1$　　$a_{\cdot}{}' | 0 \rangle_{\cdot} = 0$

$| n \rangle_{\cdot}$

大域微分幾何 IV

Dec. 17, 1958

metric が positive definite でない。

$$ds^2 = -\sum_i (d\xi^i)^2 + (d\xi^0)^2$$

g: 計量テンソル
2階双曲型

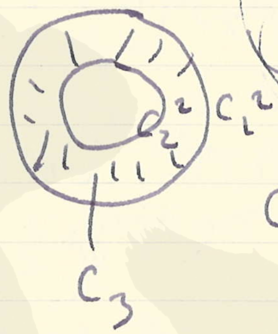
(local には Euclid 空間と同位相)

g が存在するための条件 ~~non-com~~
non-compact であればよい $\exists g$
non compact なら $\chi(M_4)=0$ が必要。

(Euclid 空間では 有界、閉 なら compact)

球面は compact.
~~有界~~

figure 1 のような場合には $R_1 = 2$



C_1^2, C_2^2: homologous

sphere の場合 $\chi(M_4) \neq 0$

$$\chi = R_0 - R_1 + R_2 - R_3 + R_4$$

torus なら $\chi = 0$

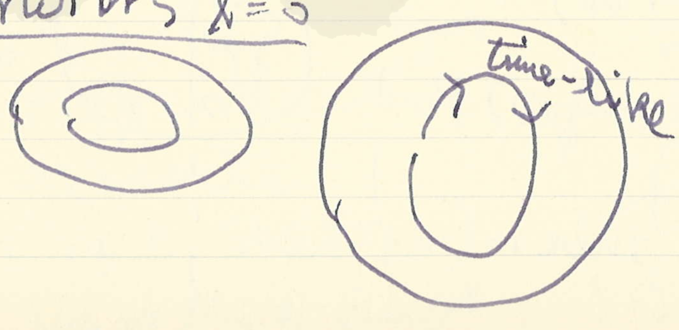
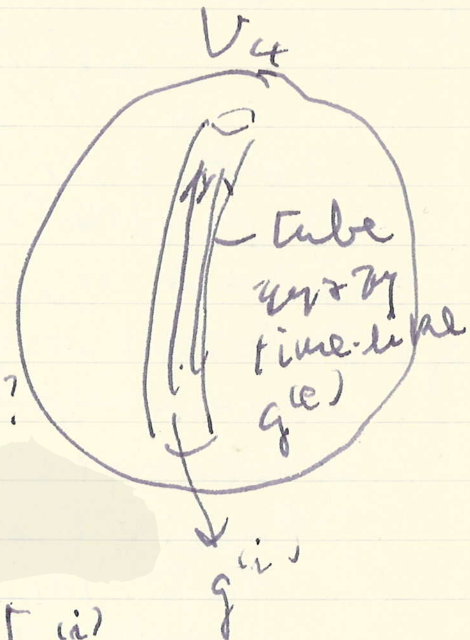


Fig. 1

non-definite metric
Lichnerowicz.

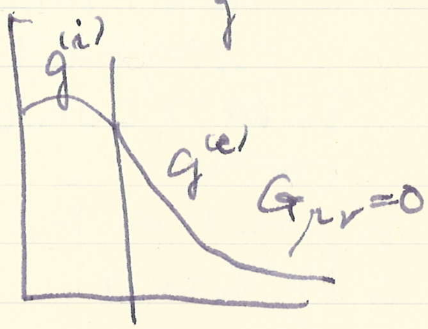
V_4: 3+1-dimension
tube の中に matter or
g-場



$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$

$g^{(e)}$ と $g^{(i)}$ の 境界上 で first derivative まで
つながっているような解があるか?

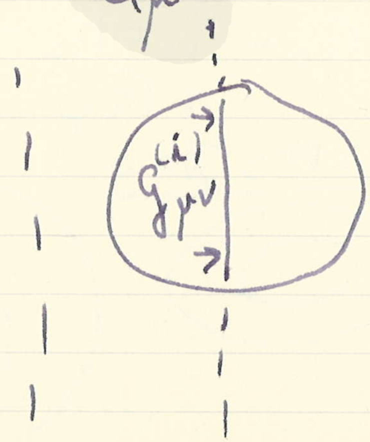
Cauchy problem
regular solution
$g_{\mu\nu}$, $\partial_\rho g_{\mu\nu}$: C^0 級
$\partial_{\rho\sigma} g_{\mu\nu}$ $\partial_{\rho\sigma\tau} g_{\mu\nu}$:
区分的に連続.
(Hadamard, 1905?)



tube の上では $g_{\mu\nu}$,
$\partial_\rho g_{\mu\nu}$ は連続, しかし
$\partial_{\rho\sigma} g_{\mu\nu}$, $\partial_{\rho\sigma\tau} g_{\mu\nu}$ は不連続で差支ない.

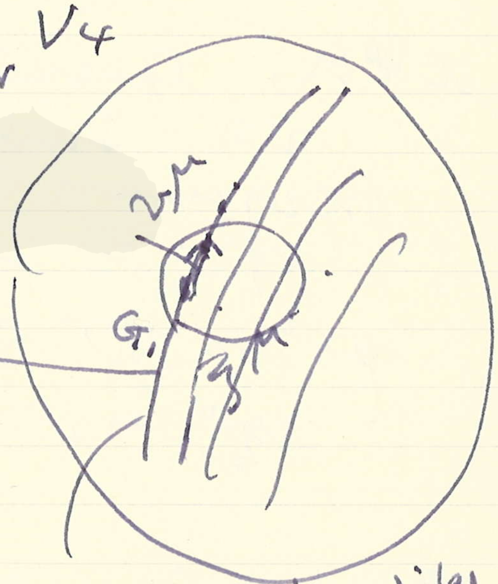
x^0 = const.　$R_{ij}=0$　$G_\mu^0=0$
外で $G_{\mu\nu}=0$
tube 上で $p=0$
(断熱変化)
$T_{\mu\nu} = \rho u_\mu u_\nu + (u_\mu u_\nu - g_{\mu\nu})\, p$

$\rho = \rho(p)$
~~tube~~ u^μ が tube に
沿う.



g の singularity のない解 恐らく
ρ は至るところ0でない（つまり ρ を与える
これは特異 g^{ij} は singularity がない
ことによる）

場の solution が non-singular なら
場 $G_{\mu\nu}=0$ flat $R_{\mu\nu\rho\sigma}=0$ となり
ことが望ましい。



g が one-parameter
isometry group
を admit する。
G_1 : $\partial_0 g_{\mu\nu}=0$

実在的に homeomorph

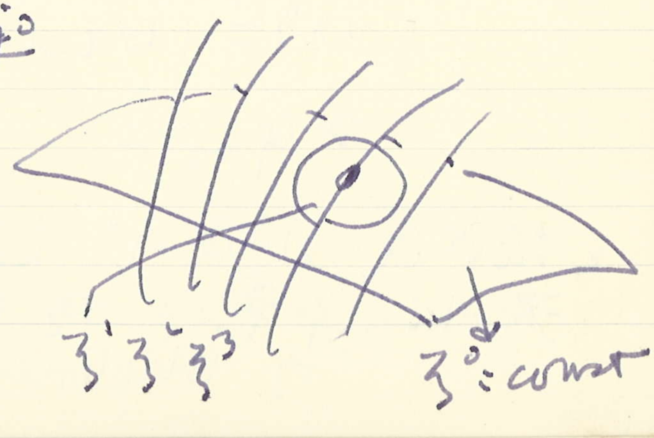
Trajectory を点とする
ような M_3 を考える。
$M_3 \times R_1 = V_4$

到る所 time-like
$v^\mu=\delta_0{}^\mu$ なら
適当な変換で ξ^μ
とする。

$'\xi^i = \xi^i(\xi^1\xi^2\xi^3)$
$'\xi^0 = \xi^0 + \psi(\xi^1\cdots\xi^3)$

$\gamma_{ij} = g_{ij} - \dfrac{g_{i0}g_{j0}}{g_{00}}$

$g^{00}>0$ なら
3次元 negative
definite
(V_3 の metric)
V_3 は M_3 の class.



討論中間報告会　Dec. 17, 1958

藤井氏: Spinor 一元論の意味?

A. ψ 一つですむか

B. convergence

A. i) $g_{\mu\nu}$ は ψ から作れない.

ii) trace Γ_μ は ψ であらわす.

$tr\,\Gamma_\mu = V_\mu - \partial_\mu (\log g_{44})$

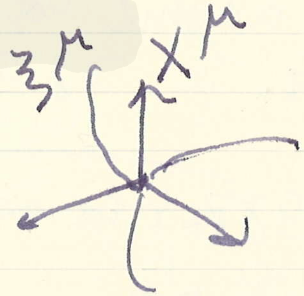
池田氏: General Covariant Theory での Inversion

Bergmann

$d\xi^i = 0 \quad i = 1, 2, 3$

$ds^2 = (dX^0)^2 - \Sigma (dX^i)^2$

$d\xi^0 = 0$



徳岡氏: Complex Lorentz Transf.

$\Phi = \gamma_4 \psi - \gamma_4 \gamma_5 \psi^P$

中野氏: 重力場

Yang-Mills-Utiyama

$q'(x) = (1 + \varepsilon_\mu(x) \partial_\mu) q(x)$

$\rightarrow g_{\mu\nu}$

福田氏・木庭氏: Landau 理論, Causality

湯川: 不定, 量子化の意味と予想

? Mysteries of the World.

場の理論 談話会.　　　Dec. 20, 1958

田中正君:

Ettore Mihardi

Masses and Isotopic Spin

$\psi(x_\nu, \eta_\nu)$

基礎方程式は x_ν, η_ν に関して対称.
補助条件が非対称.

$$\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial \eta_\mu}\right)\psi(x_\mu, \eta_\nu) = 0 \qquad (1)$$

$$(\Box_x + \Box_\eta)\psi(x, \eta) = 0 \qquad (2)$$

$$\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA_\mu(x+\eta) + \frac{\partial}{\partial \eta_\mu}\right)\psi(x, \eta, \xi) = 0 \qquad (5)$$

$$A_\mu(x') = \exp(iH_0t')A_\mu(\vec{x}')\exp(-iH_0t') \qquad (3)$$

$$\Box' A_\mu(x') = 0$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x_\mu \partial \eta_\mu} = 0 \qquad (6)$$

$\left(\eta_\nu \frac{\partial\psi}{\partial x_\nu} = 0 \quad \text{Yukawa}\right)$

$\frac{\partial\psi}{\partial\eta_4} = 0$ in CMS

$\psi = f(x_4)\varphi(\vec{\eta})$　　$\frac{\partial}{\partial x_4} \to m$

$$-i\vec{\alpha}\nabla_\eta\varphi(\vec{\eta}) = -m\varphi(\vec{\eta}) \qquad (7)$$

$$\Delta_\eta\varphi(\vec{\eta}) = -m^2\varphi(\vec{\eta}) \qquad (8)$$

continuous solutions
→ baryon, meson
discontinuous
→ spin 1/2, lepton
ν, e.

Baryons and mesons:

$$\frac{d^2 Y_k}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dY_k}{dr} + \left(m^2 - \frac{k(k+1)}{r^2}\right)Y_k = 0 \qquad (9)$$

$$Y_k(ml) = \frac{1}{\sqrt{ml}} J_{k+\frac{1}{2}}(ml) = 0$$

k: boson $\quad k(k+1) = \vec{L}_\eta^{\,2}$

fermion $\quad k = \rho_3(\vec{\sigma}\vec{L}_\eta + 1)$

$k^2 = (j+\frac{1}{2})^2 \qquad \vec{j} = \vec{L}_\eta + \frac{\vec{\sigma}}{2}$

k≥0: boson $\quad$ k: positive even *

fermion $\quad$ k: positive odd

---

* $J_{k+\frac{1}{2}}$, $J_{-k-\frac{1}{2}}$ $\quad$ k=0 の場合は両方許す

~~k≥0~~ ≪ ~~k~~ $\quad \frac{l}{\pi}$

$l = 2.3 \times 10^{-13}$ cm:

boson

j	function	mass			
0	$J_{-1/2}$	265	795	1325	...
0	$J_{1/2}$	530	1060	...	
2	$J_{5/2}$	972	1533	...	

fermion

1/2	$J_{3/2}$	758	1302	1839	2365	⋯
5/2	$J_{7/2}$	1180	1757	2310	2860	⋅
9/2	$J_{11/2}$	1578	2185	[illegible] 2258	⋯	
13/2	$J_{15/2}$	1965	2600	⋯		

intrinsic internal parity
$\sim (-1)^r$　　group a と の
mass の比較.

Leptons
$l > 0$　$f = 0$
$l < 0$　$f = 1$

electromagnetic self-energy

$$m_0 + \Delta m_{em}$$
$$\downarrow \qquad\qquad \downarrow$$
$$\sim 0 \qquad\quad \simeq m_e$$

$m_e = 9.115 \times 10^{-28}\,g$
$m_0 = 9.1083 \pm 0.0003\,g$

Strangeness
internal angular momentum

$$J_{\lambda\mu} = i\left(\eta_\mu \frac{\partial}{\partial\eta_\nu} - \eta_\nu \frac{\partial}{\partial\eta_\mu}\right) \qquad (19)$$

$$\vec{M}^2 = J_{23}^2 + J_{31}^2 + J_{12}^2$$
$$\vec{N}^2 = -J_{41}^2 - J_{42}^2 - J_{43}^2 \qquad \Bigg\} (20) \longrightarrow \text{strangeness}$$
$$M_3 = J_{12}$$

$$\vec{N}^2 = -2F + \vec{M}^2 \qquad 21)$$

$$\vec{M}\cdot\vec{N} = G \qquad 22)$$

F: scalar　G: pseudoscalar

$$\vec{N} = -\eta_0^2 \Delta_\eta - \cdots$$

$$2F = j_0^2 - 1 - \nu^2 \qquad 24)$$

$$G = j_0 \nu$$

$j_0 = 1/2$ spinor
$= 0$ boson

ν: arbitrary
hermiticity of representation
spinor ν: real
boson ν: pure imaginary

$$\vec{N}^2 = -j_0^2 + 1 + \nu^2 + j(j+1) \qquad (22)$$

$$(\vec{K})^2 = \frac{(\vec{M} + i\vec{N})^2}{2} = \frac{1}{4}(F + iG)$$

$$= \frac{1}{4}(j_0 + i\nu)^2 - \frac{1}{4}$$

Assumption:

$$\nu^2 = \pm(2n-1)^2 + B \qquad (28)$$

π, N : $\vec{N}^2 = 0$ となるように B をきめると

mesons : $B = 0$
baryon : $B = -53/2$

$n > 4$ $\quad \nu^2 > 0$

$n < 4$ $\quad \nu^2 < 0$ $\quad$ indefinite metric

$A = -S$ $\quad A = \pm\sqrt{\frac{\langle \vec{N}^2 \rangle}{8}}$ $\quad$ (29)

(attribute)

M^2, N^2, M_z を diagonal にすると，
$\vec{N}$ の方向は indeterminate
○ particle 同志の relative な $\vec{N}$ の orientation はきまっていると仮定する．

$$\vec{N}_z = \alpha\sqrt{\langle N^2 \rangle}$$

relative な α は 1，

strong interaction では N_z，従って A が保存する．

	mass	n	j	$\langle N^2 \rangle$	(S)
boson	265	1	0	0	0
	972	1	2	8	1
fermion					
	1578	1	9/2	0	0
	1839	3	1/2	0	0
	2183	2	9/2	8	1
	2600	2	13/2	32	2
	2310	3	5/2	8	1
	2860	4	5/2	32	2

Isospin:

$\varphi(\vec{x})$ の Pauli 荷電に対する不変性．
(式の)

Assumption (A)
内部空間の変換で φ の canonical 変換に isomorph なものを考える.

$\varphi \to a\varphi + b\gamma_5\varphi^c$ (30) $|a|^2+|b|^2=1$
$\varphi \to \exp(i\alpha\gamma_5)\varphi$ (31)

+ (even) parity の粒子には (31)
− (odd) parity の粒子には ~~δ5 変換~~ (30)

isotopic spin
$T_3 = M_3' - M_3'' + \begin{cases} \frac{1}{2}\tau_3 & \text{isofermion} \\ 0 & \text{isoboson} \end{cases}$
(parity の保存)

一般に A, Q, T_3, N の間に一定関係がある.
$-A = 2(Q - T_3 - N/2)$

Baryon の norm
$n<4$ ν: imaginary $\nu = i\nu'$
indefinite metric.
$G = iG'$, $\vec{N} = i\vec{N}'$
$2F = \vec{M}^2 + \vec{N}'^2$
$G' = \vec{M}\cdot\vec{N}'$
4次元の Euclid 空間の回転.
$\vec{N}'^2$ の eigenvector が negative norm
fermion の中で 1578 (n=1)
2860 (n=4)

2

素粒子基礎理論討論会

量子力学の解釈 準備会　　Dec. 22, 1958

1, 大野氏：解釈をめぐって（多くの方の討論から）

micro　　macro　　統計力学

H. S. Green

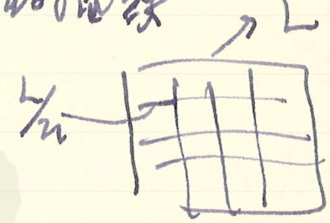
Hermite演算子と物理量.

適用限界の限界をどう判定するか.

$10^{-4} \sim 10^{-13}$ cm

Blochinzev　流体力学的描像

$\Delta p > \frac{\hbar}{\Delta x}$



$g(x) \gg \hbar/(\Delta x)^4$

$\varepsilon = g c \gg n^4 \hbar^8 / cL^4 \rho$

一次元model　$\varepsilon \gg n^2 \hbar c / L^2$

$E \gg n^2 \hbar c / L$

$L = \frac{\hbar}{\mu c} mc^2/E$

$n^2 \ll m/\mu$

$n \ll 2/L$

分割した流体力学的描像は悪い.

Causal School

Brown運動　　$\delta x \delta y \sim a m$

粗い物理.

2, 藤原氏：量子力学の定式化と解釈

古典力学 { a) 決定的記述
b) (因果的記述)（運動量・エネルギー）
c) 作用・小量的意義

量子力学 a)) complementarity
b))
(c₁) 観測せぬとき
(c₂) 観測したとき

$$\langle F|I\rangle = \int \psi_F^*(x) K(x,y) \psi_I(y)\, dx\, dy$$

c_2) ← a) ψ_F, ψ_I を問題にするか ~~考え方か~~
c_1) ← b) $K(x,y)$ を問題にするか.

ψ_F, ψ_I : objective ⟷ subjective

適用限界
a) spatial dimension $< 10^{-13} \sim 10^{-4}$
b) degrees of freedom (一体問題) → (多体問題.) ↓ 未解.
(多体問題)

Schrödinger, N.C.
energy is observable?
$E = h\nu$ は統計的.

木庭 A: 相対論的一体問題の量子力学と観測.
通常の観測;
~~観測可能性~~ 同像可能性
ゼロエネルギーの消滅: $\Delta x > \frac{\hbar}{mc}$
1936: δ-fn, δ'-fn の linear comb.
位置の測定の固有函数ではない.

位置の表示.
C 表示. Foldy-Tani (classical)
D 表示. Dirac
E 表示. extreme rel.

meson の場合.
多体問題 → 一体問題 (佐田氏)(Wigner)
相互作用

全般:
湯川氏・木庭氏: 高エネルギー現象と素粒子論の適用限界.

中野氏: 場の理論のパラメーターの解釈.
$\psi(x, t)$
福田氏: x と t の非対称性
$\Psi(\sigma) \rightarrow \Psi$ (四次元関数)
Feynmann amplitude
Wightman
Hilbert 空間 解析が 失敗
$\int \psi^*(x) \phi(x) d^3x\, dt$

宮崎氏: 演算子と観測の問題.
(1) Neumann
1. SIA Schmitt の任意性 → 矛盾
2. 観測の非可逆性.
$S \rightarrow U$ (statistical op)

micro-entropy $\sigma = -\mathrm{Spur}(U \ln U)$

macro-entropy (熱力学的) Σ

観測性：両方が減少
違い：　σ　　　　Σ
　1. が減少
　2. 不変　　　) が減少

非可逆性は巨視系との相互作用による。
非可逆性が外部に残る。

(2) Bohm, Quantum Theory
猫の例では観測過程による干渉がなくなる。
1. Schmidt は使えでは‥
　微視系と巨視系の境になく
2. 干渉がなくなって非可逆性があらわれる。
　純状態が mixture が

	非可逆性
Neumann	絶対的
Bohm	相対的

(3) Ludwig, Green
観測の本質は A の方の非可逆性にある。

観測過程　$H_S \ll H_I, H_A$
microsystem S の状態 R が過程に
観測されている.
S　S′　違った座標系

粗い観測　$R = \sum r_m P_m$　$Tr(P_m) \gg 1$
mildな観測

$$[H_S, R] \sim O(N) \quad \text{not } N^2$$

↓ ↓
N N：自由度.

巨視系での不可逆過程.
ensemble　$I = \sum P_m$

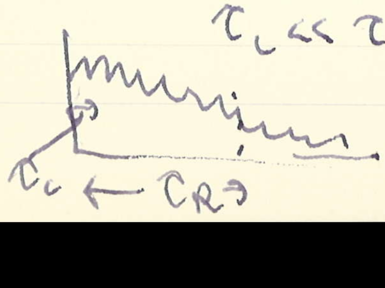
$$\| P_m \Psi(t) \|^2 = W_m(t)$$

$$\frac{\partial W_m(t)}{\partial t} = \sum_n \left(- P_{nm} W_m + P_{mn} W_n \right)$$

不可逆な方程式

Schrödinger eq. からどうしてだすか
Pauli　time 幅のくりかえし　randomization
van Hove　くりかえし　randomization
$H = H_0 + V$　　V^2: δ-sing. *
V: 小さい.

t=0 で phase の randomization
* $N \to \infty$　$\tau \to \infty$　|　$\tau_c \ll \Delta t \ll \tau_R$
$\tau_c \ll \tau_R$　τ_P　　Pauliの近似



van Hove　$\tau_c \to 0$

久保理論では（一般に）　$\tau_c \ll \tau_R$.

熱力学　$\tau_p \to \infty$

統計力学　τ_p : finite, R 小さい

τ_c :

観測系の役割:

Neumann　$\tau_R \to 0$

S + A　A'

町田氏の考え:

deterministic

湯川:

早川氏:

MASER

Senitzky

柳瀬氏（キリスト教不存）

logical positivism

武谷氏: 否定的

Copenhagen 解釈

統計解釈.

後藤氏：量子化の基本.

1. 正準形式
    non-linear　　　内山G
    indefinite metric
2. Lagrange 形式
    変分原理
    Path Integral
3. Classical solution
    non-linear　Heisenberg → c-function
    linear　　梅沢G
3'. Wightman
4. 四次元量子化
    translation　displacement
5. 対称性・保存性
    それに関係しない対称性 → 仮定が change
5'. 時空の量子化

Generally Relativistic Q. F. T. (1)

Christian Fronsdal
CERN, Geneva
(Preprint) Dec. 25, 1958

6-dimensional pseudo-euclidian spaces is considered, into which ordinary space-time world can be embedded. An action principle is formulated in S_6 in such a way that it reduces to Schwinger's action principle when space-time world is a flat. One of the variations which may be performed is equivalent to varying the curvature of space-time in the region bounded by two space-like surfaces. Thus, the reaction of matter-energy on the metric of space-time is taken into account in a consistent manner. It is hoped that Mach's principle is contained in the theory.

The problem of quantization will be discussed in the second paper.

O. Hara and Y. Fujii
An Attempt at Reformulating Pion - Nucleon Interaction
I. P.T.P. 19 (1958), 129
II. 20 (1958), 89.

Introduction of K-space
Scattering of Antiproton by Nucleon.

談話会

Jan. 13, 1959

[illegible]氏: 核子の電磁構造.

物理理論の適用範囲.

wide angle electron-pair
分散関係: causality test
Radiative K-μ
} $10^{-14} \sim 10^{-15}$ cm

weak interaction 10^{-17} cm

目的;

① 此の領域で meson theory から 核子の電磁構造を出しうるか

② $\frac{2}{M} \sim \frac{1}{\mu}$ の領域で meson theory がよいかどうかしらべる.

実験値:

(i) A.M.M.

$\mu_p = 1.793$

$\mu_N = -1.913$

(ii) $\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{p.c} = \langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{p.m} \doteqdot \langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{n,m}$

↓ shape indep. ↓ 怪しい

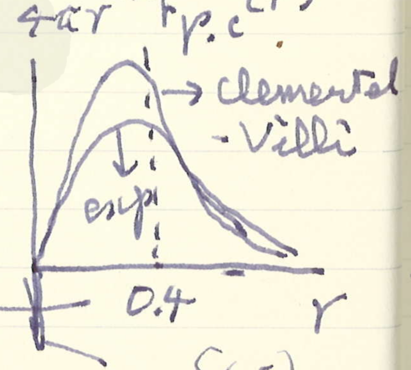
$= (0.80 \pm 0.04) \times 10^{-13}$ cm

$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{n,c} \doteqdot 0$

(iii) [illegible]の結果

$F_{p.c} \simeq F_{p.m} \simeq F_{n,m}$

650 MeV 135°



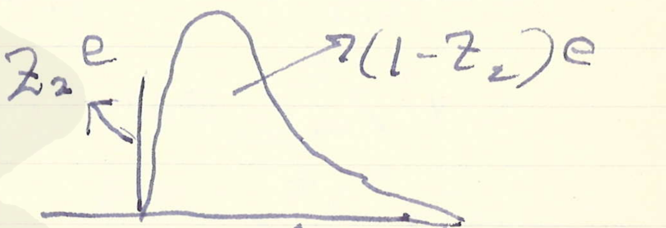
$c\delta + \cdots \frac{e^{-r}}{r}$ ← $c = -0.2\delta(r)$ C.V.

$F_{p,m}$, $F_{n,m}$: exp.

[1] 拡がったchargeの老.

$1 \geq Z_3 > 0$

$1 \geq Z_1 = Z_2 \geq 0$

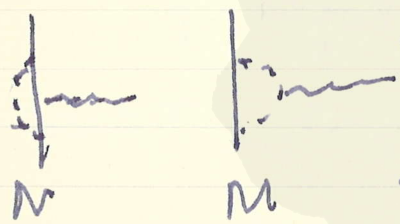


$$\frac{1}{e} F_1(k^2) = \frac{1+\tau_3}{2} Z_2 p + \int_{(2\mu)^2}^{\infty} dm^2 \frac{\rho_{1s}+\tau_3\rho_{1v}}{k^2+m^2}$$

$$1 \geq Z_2 = 1 - \int \frac{\rho_{1s}+\rho_{1v}}{m^2} dm^2 \geq 0$$

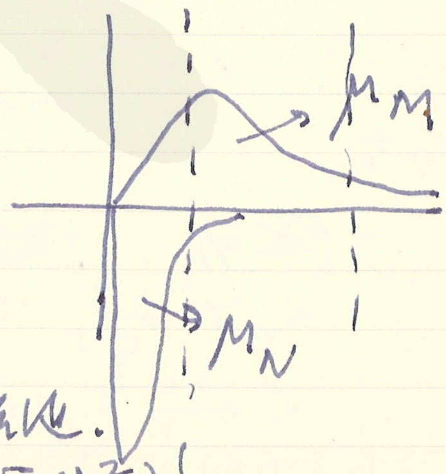
$$\frac{1}{2} \geq \int \frac{\rho_{1s}}{m^2} = \int \frac{\rho_{1v}}{m^2} \geq 0$$

[2] a.m.m. の値



$m=2M$: $\mu_N = -1.1\{\frac{1+\tau_3}{2} + (1-\tau_3)\}$

$m=2\mu$: $\mu_M = 1.6\tau_3$



(a) a.m.m. の値は実験値
を説明出来
$\langle r^2\rangle$ もあうかどうか;

[3] $\langle r^2\rangle$ の iso-scalar,
iso-vector part の実験値.

$$\langle r^2\rangle_{c,s} = \frac{-6}{F_1(0)} \frac{d}{dk^2} F_1(k^2)\Big|_{k^2=0}$$

$$= \frac{2}{1-Z_2}\int dm^2 \, \frac{\rho_{1S}}{m^4}$$

$$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{c,S} \doteq \langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{c,V} \fallingdotseq 0.8\times10^{-13}\,\mathrm{cm}$$

$$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{m,V} = 0.8\times10^{-13}\,\mathrm{cm}$$

$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{m,S}$: 不定

[4] $\langle r^2\rangle$ に寄与する近似の計算.

(1) scalar part

S : $m \geq 3\mu$
V : $m \geq 2\mu$

(2) vector part

(i) 摂動計算

江口 : $\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{c,V} = 0.69\times10^{-13}$ cm

両者は摂動がついてる charge は log co. … cm

両者の差は

$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{c,V} \geqq 0.59\times10^{-13}$ cm

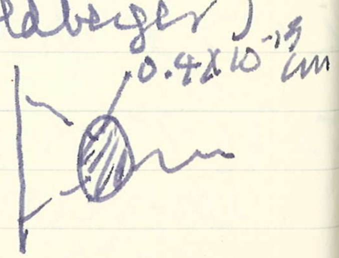
江口 : $\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{m,V} = 0.50\times10^{-13}$ cm

両型 : 0.47×10^{-13} cm

(ii) 摂動 : meson描像. (Goldberger)

$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{c,V} = 0.60\times\cdots$

$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}_{m,V} = 0.57\times\cdots$



(iii) Dispersion theory
(Chew, Karplus, ...)
摂動と同じ。(charge exchange scatteringが効く)

(iv) static theory

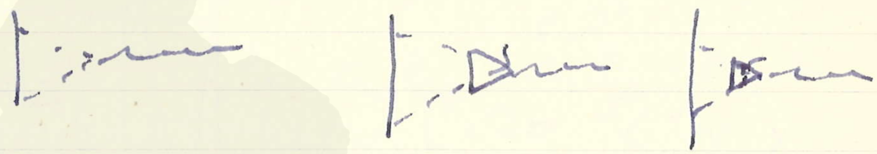
$\langle r^2 \rangle_{c,v}^{\frac{1}{2}} = 0.62 \times 10^{-13}$ cm

$\langle r^2 \rangle_{c,v}^{\frac{1}{2}} = 0.56 \times 10^{-13}$ cm (radiative correct.)
$K = 6\mu$

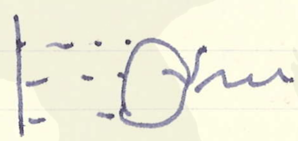
$\langle r^2 \rangle_{m,v}^{\frac{1}{2}} = 0.73 \times 10^{-13}$ cm

[5] 以上のようにしてわかったこと
1. radiative correction は小さいとする (10% 程度) (nucleon による)

vector



scalar



etc.

[illegible]

[6] 今までにわかったこと、
(a) charge
{cov. pert. / static} $r \to$ 大、一致、 $\frac{F^v_{c,co} - F^v_{c,st}}{F^v_{c,s}} < \frac{1}{5 + \frac{2\mu^2 r^2}{1+\mu r}}$

$r \to$ 大: $F^v_{c,s} = \frac{e^{-2\mu r}}{r^{2.5}}$

moment ~ 一致　rit. $e^{-2\mu r}$

⑥　Co. と static と.

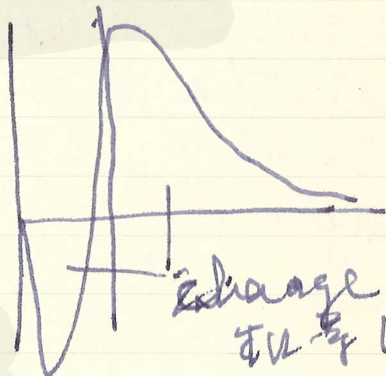
ⓒ　higher order correct.
static theory で 20% varia

$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{M.V} \lesssim 0.17$

scalar part.

$\Gamma^{(3\pi)}_{\mu}$

$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{C.S}$



$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{C.S} = 0.7$

or $\sim 1.2 \times 10^{-13}$

. 下限 $\doteqdot 0.5 \times 10^{-13}$

非線形研究会

Jan. 14, 1959

高林氏: Thirring Model

W. Thirring, Ann. Phys. 3. 912 (1958)
V. Glaser, N. C. 9, 990 (1958)
W. Thirring, N. C. 9, 1007 (1958)
Scarf, P. R. 111, 1433 (1958)
Mayer and Shirkov, DAN 122, 45 (1958)

$$\left.\begin{aligned} & x_0 = t, \quad x_4 = it \\ & \alpha_0 = -1, \quad \alpha_1 = \sigma_3 \quad \beta = \sigma_2 \\ & \gamma_1 = -i\beta\alpha_1 = \sigma_1 \\ & \gamma_0 = -i\gamma_4 = -i\beta = -i\sigma_2 \end{aligned}\right\}$$

$$\gamma_5 = \gamma_1\gamma_4 = \alpha_1 = \sigma_3$$

$$L = \bar{\psi}\,\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi + g(\bar{\psi}\psi)^2$$

$$a_\mu b_\mu = a_1 b_1 - a_0 b_0 = a_1 b_1 + a_4 b$$

two component theory.

$$\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\psi + 2g(\bar{\psi}\psi)\psi = 0$$

$$\bar{\psi} = \psi^* \beta$$

$$\left\{\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\frac{\partial}{\partial x} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}\frac{\partial}{\partial t}\right\}\psi + 2g\{-i\psi_1^*\psi_2 + i\psi_2^*\psi_1\}\psi = 0$$

$$\left.\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t}\right)\psi_1 - 2ig\,\psi_2^*\psi_2\psi_1 = 0 \\ & \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial t}\right)\psi_2 + 2ig\,\psi_1^*\psi_1\psi_2 = 0 \end{aligned}\right\}$$

$$\psi_1^2 = \psi_2^2 = 0 .$$

c033-596挟込

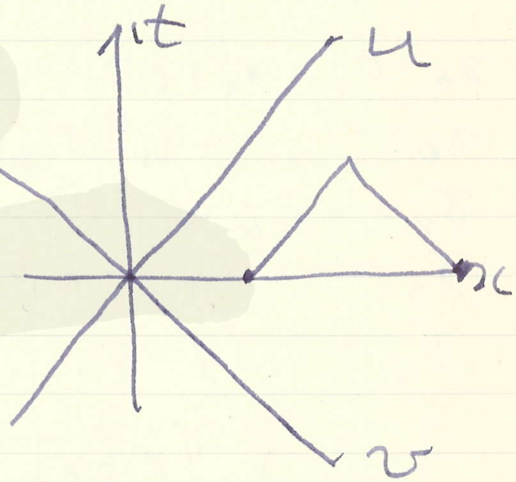
$x+t=u, \quad x-t=v$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial u}\psi_1 - ig\,\psi_2^*\psi_2\psi_1 = 0\\ &\frac{\partial}{\partial v}\psi_2 + ig\,\psi_1^*\psi_1\psi_2 = 0\end{aligned}\right\}$$

$\frac{\partial}{\partial u}(\psi_1^*\psi_1) = 0 \qquad \frac{\partial}{\partial v}(\psi_2^*\psi_2) = 0$

$\rho_1(x,t) \equiv \psi_1^*\psi_1$
$= \rho_1(x-t, 0)$
$= \rho_1(v)$

$\rho_2(x,t) \equiv \psi_2^*\psi_2$
$= \rho_2(u)$



$\frac{\partial}{\partial u}\psi_1 - ig\,\rho_2(u)\psi_1 = 0$

$$\left.\begin{aligned}&\psi_1(x,t) = h_1(v)\,e^{ig\int_{u_0}^{u}\rho_2(u')du'}\\ &\psi_2(x,t) = h_2(u)\,e^{ig\int_{v}^{v_0}\rho_1(v')dv'}\end{aligned}\right\}$$

$\rho_1(v) = h_1^*(v)\,h_1(v)$

考えるに；
i) $g\to 0$ or $t\to-\infty$ で free
ii) $g\neq 0$ が $t=0$ で canonical C.R.
この両方の考え方が一致する

I. ii) → Cauchy problem
$\psi_1(x-t, 0) = h_1(x-t)\,e^{ig\int_{u_0}^{x-t}\rho_2(u')du'}$

$$\psi_1(x,t) = \psi_1(x-t,0)\, e^{ig\int_{x-t}^{x+t}\rho_2(u')du'}$$
$$= \psi_1(x-t,0)\, e^{ig\int_{x-t}^{x+t}\rho_2(\xi,0)d\xi}$$

II, i) asymptotic condition

$t \to -\infty$ (or $u \to -\infty$, $v \to +\infty$)

$\psi \to \varphi$ (free)

$h_1(v) = \varphi_1(v)$　　$v_0 = +\infty$

$h_2(u) = \varphi_2(u)$　　$u_0 = -\infty$

同時に

$g \to 0$ で $\psi \to \varphi$

$$Q_2(u) = \int_{-\infty}^{u} \rho_2(u')du'$$

$$Q_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_2(u')du' = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_2(\xi, \overset{t}{\uparrow}0)d\xi$$

交換

I. $\{\psi_\rho(x,t), \psi_{\rho'}^*(x',t')\} = \delta_{\rho\rho'}\delta(x-x')$

$[\rho_1(u), \rho_1(u')]_{t=t'} = 0$

$\{\psi_1(x,t), \psi_2(x',t')\} = (\theta_+(u-u') - \theta_+(v-v'))$

$\times(1-e^{-ig})\psi_2(x',t')\psi_1(x,t)$

II. $\{\varphi_1(x,t), \varphi_1^*(x',t)\} = \delta(x-x')$

$\{\varphi_1(v), \varphi_1^*(v')\} = \delta(v-v')$

$$\rho_1 = \psi_1^* \psi_1 = \varphi_1^* \varphi_1$$

$$[\rho_1(v), \rho_1(v')] = 0$$

canonical transf.

$$\psi_e(x,t) = U^*(t)\, \varphi_p(x,t)\, U(t)$$

$$U(t) = \exp\{2ig \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \rho_1(x') \varphi_2(x')\}$$

$$\gamma_\mu \frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} = 0 \qquad \varphi_e = u_p e^{ipx - iEt}$$

$$E u = p \sigma_3 u \qquad E = \pm p_0 \qquad p_0 = |p|$$

E	p_0	$-p_0$
u_1	$\theta_+(p)$	$\theta_-(p)$
u_2	$\theta_-(p)$	$\theta_+(p)$

$$\varphi_p(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dp\, u_p(p) \{a(p) e^{ipx} + b^*(p) e^{-ipx}\}$$

$$u_p(p) = \begin{pmatrix} \theta_+(p) \\ \theta_-(p) \end{pmatrix}$$

reference vacuum

$$\varphi_p(x,t)|0\rangle = 0$$

$$|vac\rangle = \prod b(k)|0\rangle \quad (\text{free vacuum})$$

内山氏の議論：

総関氏：

Jan. 17, 1958

(1) $\psi' = e^{i(a_K \cdot i b_K \gamma_5)\Sigma_K}\psi$

(2) $\psi' = e^{iA_K \Sigma_K}\psi$　　　　$\psi^P = D^{-1}\psi^K$

(3) $\psi' = e^{iA_K P_K}\psi$

(4) $\psi' = (A + B\gamma_5)\psi + (C + D\gamma_5)\psi^P$

$|A|^2 - |B|^2 - |C|^2 + |D|^2$

$AB^* = CD^*$

$\phi = \gamma_+\psi - \gamma_4\gamma_+\psi^P$　　　　$\gamma_\pm = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$

$(\gamma_\mu \partial_\mu + \kappa)\begin{pmatrix}\psi \\ \psi^P\end{pmatrix} = 0$

ψ	ϕ
(1)	(2)
(3)	(4)
(4)	(3)

$(\partial_4 + i\Sigma_j \partial_j)\phi + \kappa\gamma_5\phi^P = 0$

$\phi^P \equiv D^{-1}\phi^K$

Ch. Fronsdal, CERN
General Relativistic Quantum
Field Theory (I),

6 次元の flat space へはめこめる Riemann space で、Schwinger の variation principle を適用する。

Schwarzschild solution は S_6 に入る
等加速度系の equivalence (conformal transformation) C_4 C_{4+} は S_6 に入る

$$\begin{cases} x'_\mu = \dfrac{x_\mu}{x_\rho^2} \\ x'_\mu = \lambda x_\mu \\ \text{inhomog. L.T.} \end{cases}$$

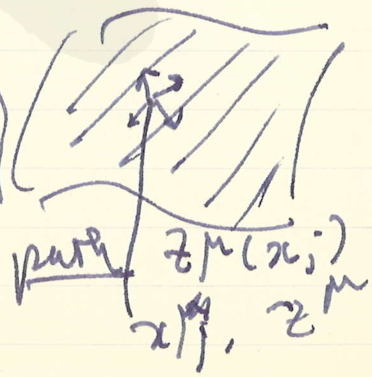
S_4 は conformal な space V_4 は S_6 に入る
cosmological solution
8-comp. spinor　Finkelstein, Ingraham
generalized variation principle
3-space σ　　$\Psi(\sigma)$

$$\Psi(\sigma_2) = U(\sigma_2\sigma_1)\Psi(\sigma_1)$$

surface element

$$\delta U(\sigma_2, \sigma_1) = \delta \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \tfrac{1}{2} L^{\alpha\beta} d\sigma_{\alpha\beta}$$

$$d\sigma_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta}\, d^4x$$
$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta\delta\varepsilon\eta}\, z_1^{\delta} z_2^{\delta} z_3^{\varepsilon} z_4^{\eta}$$



核力研究会 with Jo Blatt

Jan. 26, 1959 ~ Jan. 31, 1959

Morning : Introductory talks on the Nuclear Potential , Fukuda

Jan. 27

Verification of pion potential
Otsuki

Jan. 28

Dispersion relation , Miyazawa
low energy → high energy
Relativistic Two body problem
Nakano
B.S. - equation G.L. eq.
W.K. reannant relations
→ spurious Taylor

$\psi = \psi_0 + K\psi$

$K = \int dX' dx' \, K(X, X'; x, x') \cdots$

$(\gamma_\mu \partial_\mu + m)^{(1)} \psi_0 = (\quad)^{(2)} \psi_0 = 0$

$(\Box - m^2)^{(1)} \psi_0 = (\Box - m^2)^{(2)} \psi_0 = 0$

$X = a x^{(1)} + (1-a) x^{(2)}$

$x = x^{(1)} - x^{(2)}$

$\frac{\partial}{\partial X_\mu} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \psi_0 = 0$

C.M.S. : $\frac{\partial \psi_0}{\partial x_0} = 0$

$$K\psi_0 = \int d^4x'\, d^3\vec{x}'\, \psi_0(\vec{x}') \int dx_0'\, K(\vec{x}, x_0; \vec{x}' x_0')$$

$\tilde{K}(\vec{x}, x_0; \vec{x}')$

$$= \frac{\int d^4x'\, d^4x'\, \tilde{K}(\vec{x}, x_0, \vec{x}')\, \delta(x_0')\, \psi_0(\vec{x}')}{\tilde{K}}$$

$$K\psi_0 = \tilde{K}\psi_0$$

$$\psi = ~~(K-\tilde{K})~~\psi_0 + (K-\tilde{K})(\psi-\psi_0) + \tilde{K}\psi$$

$$\psi - \psi_0 = (K-\tilde{K})(\psi-\psi_0) + \tilde{K}\psi$$

$$= ~~(K-\tilde{K})~~$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} (K-\tilde{K})^n \tilde{K}\psi \qquad (1)$$

If we know $\psi(\vec{x}, x_0)_{x_0=0} = \tilde{\varphi}(\vec{x})$

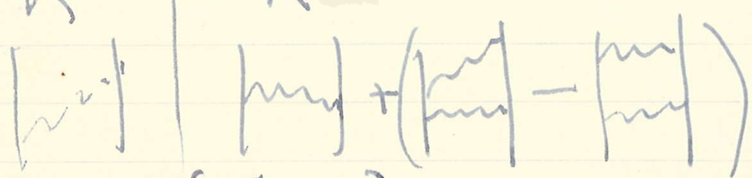
we know from (1) $\psi(\vec{x}, x_0)$ for other values of x_0

$$\tilde{\varphi} - \psi_0 = \sum_{n=0} (K-\tilde{K})^n \tilde{K}\tilde{\varphi}$$

one parameter equation

B. S. eq. plus subsidiary condition

K | $\tilde{K}$



$\int j_0\, d\vec{x} = 2$ normalization condition

場の理論談話会 Jan. 31, 1959

宮武義郎: Non-local interaction

$$H_I(x) = -ie \int d^4x' \, \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) A_\mu(x') \times F((x-x')^2)$$

Drell,
Hayashi,

integrability $\int d^4x'' D(x-x'') F(x'-x'') = D(x-x')$

S-matrix
dispersion relation
causality
↓
micro causality

$$H_I = -ie \int \bar{\psi}(x,\sigma) \gamma_\mu \psi(x,\sigma) A_\mu(x',\sigma) \times F((x-x')^2) d^4x'$$

$$[H_I(x/\sigma), H_I(x'/\sigma)] = 0$$

→ local interaction

[illegible]

[illegible]氏 Feb. 4, 1959

Dirac, Proc. Roy. Soc. 246 (1958), 326
Generalized Hamiltonian Dynamics
" " , 333
Theory of Gravitation in Hamiltonian Form

L → H with primary and secondary constraint

[illegible]氏つづき Feb. 11, 1959

宮武氏：講演，　　　　Feb. 7, 1959

片山氏：Origin of Electron Mass

$$\frac{M}{m_e} = \frac{g^2}{e^2}$$

$m_0 = 0$ [illegible] mass がでない。

Salam：m_0 が小さい。

$$\delta m \simeq \alpha \frac{m_0}{3\pi} \log \frac{\Lambda}{m_0}$$

non-local interaction

$$\int \gamma_\mu A_\mu - \frac{i e}{2} \int e^{(x_1)} \gamma_\alpha \gamma_\beta e^{(x_2)} F_{\alpha\beta}(x_3)$$

$$e^{-ie\int_1^2 A_\lambda dx_\lambda} \qquad V(x_1 - x_3,\ x_2 - x_3)$$

weak interaction

β-int.
μ-int.　　$\frac{C_A}{C_V} = \begin{cases} -1.12 \\ -1.15 \end{cases}$

非線型 討論

Feb

湯川:

1. Transformation Properties

a. non-linearity

$v' = \frac{v+u}{1+uv}$ $v = P/E$

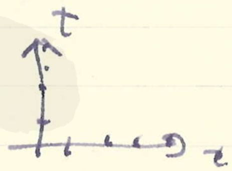
conformal transf.

b. Coupling between coordinate transf. and transformation of components of spinor, vectors etc.

non-locality

2. Causality

$\frac{\partial u}{\partial t} = f(u, \frac{\partial u}{\partial x})$



units of space and time

西島: Equivalence of elementary and composite particles

L. I. Schiff. Gravitational Properties of Antimatter
(Proc. Nat. Acad. Sciences 45 (1959), 69)

inertia mass
passive grav. mass
active grav. mass
} all equal and positive

R. v. Eötvös, etc. al., Ann. Phys. 68 (1922), 11.
H. Bondi, R.M.P. 29 (1957), 423.

Roland von Eötvössche Drehwage
Proportionalität von Trägheit und Gravität

講演: 相互作用の型　　Feb. 25, 1959

Fermi 型

1. CP-invariance → C, P-invariance
CP, C.I. G.I. $\xrightarrow{\text{Fermi}}$ P

N, Λ

$(\bar{N}N)(\bar{N}N)$
$(\bar{\Lambda}\Lambda)(\bar{N}N)$ (STP 可能)

2. β μ $G_A/G_V = 1.1 \sim 1.2$
g_A $\overset{\shortparallel}{g}_V$

3. $G_A/G_V \to G_A/G^0 > 1$ (一定値)
static meson) < 1. Comp. Model > 1
meson perturb.

4. $\Delta\mu_p + \Delta\mu_n$: (一致)
: - 0.1

Comp. Model

$\mu \sim F_1\tau_3 + F_0$

$F_1 = f_{1T} + \frac{3}{4}(f_{1S} + f_{0S}) - \frac{1}{4}(f_{1T} - f_{0T})$

$F_2 = \ldots$

$\frac{G_A}{G_A^0} - 1 \sim F = \frac{1}{2}(f_{1S} - f_{0S}) - \cdots$

c033-601挟込

量子力学の解釈をめぐって 第I回

第1日 March 1, 1959
(日曜日)

湯川氏: Introductory Remark

渡辺氏: 了解の展望

I. hidden variables
von Neumann
~~[illegible]~~

{ i) H. R vector
ii) hypermaximal Hermite op.
iii) Hamiltonian, $[q, p] = i\hbar$

$R_1 \ldots R_l$
φ
$I_1 \ldots I_l$
} $\| E_1(I_1) \cdots E_l(I_l) \varphi \|^2$

or $\mathrm{Erw.}(R, \varphi) = (\varphi, R\varphi)$

$\mathrm{Streuung} = \mathrm{Erw}((R-\bar{R})^2, \varphi)$

$= \| R\varphi \|^2 - (R\varphi, \varphi)^2 \geq 0$

ensemble

$\mathrm{Erw}(R) = \mathrm{Sp}(UR)$

$U = \sum_n \omega_n P_{[\varphi_n]}$

(1. Unbekanntheit (α) einheitlich Gesamtheit (rein)
2. Unbestimmt (β) streuungslosigkeit (rein)

(α) $\mathrm{Erw}(R) = \mathrm{Erw}'(R) + \mathrm{Erw}''(R)$

(β) $\mathrm{Erw}(R^2) = [\mathrm{Erw}(R)]^2 \to \nexists$

$U = P_{[\varphi]}$ $\|\varphi\| = 1$: Rein

ある hidden parameter の存在しても…

Neumann Proof への批判

1. de Broglie, Une tentative d'interprétation causale et non-~~cause~~ linéaire de la Mécanique ondulatoire (Gauthier-Villars, 1956)
2. Bohm, P.R. 85 ('52) 180
   1) もっともらしい hidden parameter
   2) 量子論が否定されない理由.

II. Bohm の ~~古典~~ 説明の考えについて
並木

D. Bohm, Causality and Chance in Modern Physics, 1957

Everything comes from other things and gives rise to other things

necessity → causal laws
that could not be otherwise
↓
some context
↓
contingency

Brownian motion

N. Saito and M. Namiki: PTP 16 ('56) 71
素研 14/4 (57) 414

藤岡氏：信仰告白.
　不可知論者
　μ中間子 (high energy)
　Urmaterie → elementary particle

中島氏：Green の統計的解釈をめぐって

湯川氏：
　Watanabe の説：
　　$\frac{h\nu}{kT} > 1$.　entropy
　Blatt の説：spin echo
　　$\tilde{S} = \tilde{\rho} \log \tilde{\rho}$　coarse grain
　　$S = \rho \log \rho$　fine grain

第2回　March 2, 1959　記録 井上

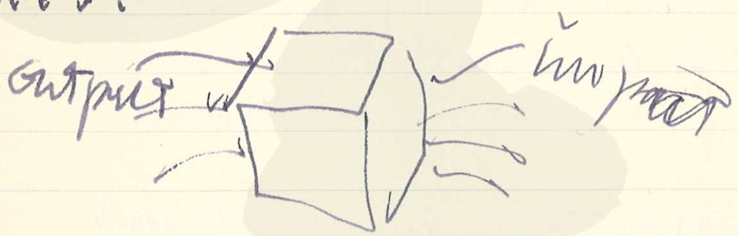
土佐田氏：introduction.
　1942 '科学哲学' 討論会.

三村：Physical Reality 及び 決定論
　1900：$E = h\nu$　Planck
　1905：$p = h\nu/c$　c: universal const.
　　波動と粒子　Einstein
　1917：probability　spontaneous emission
　　a priori → 1927? Born
　Heisenberg　Bohr
Einstein, Philosopher, Scientist

General relativity
de Broglie : pilot wave
Schrödinger
1935 : Einstein - Rosen - Podolsky
Schrödinger の猫.

富山 : Copenhagen Interpretation の背景
Heisenberg, Physics and Philosophy (1958)
physical reality の概念の変遷
res (Latin, ギリシャ語にはない)
realize, 実感
Hegel : absolute Idee

山内 :



$c\Delta t \gg \Delta x$

玉木 : ソ連・中国の認識問題

伏見 : 問題提起
c - invariance
Lorentz inv.
action - at - distance

豊田 : Toyozawa theory
統計的傾向　determinism
$|(\Psi, \varphi_n)|^2$
Ψ, R
$R\psi_n = r_n \psi_n$
一般の ψ で R は値をもたない
巨視性の要請　$\|\psi - \psi' e^{i\alpha}\| < \varepsilon$

S — I — A
ψ　　　χ

$e^{iHt}\psi\chi \to \Phi$

$\|P_+\Phi\|^2 \|P_-\Phi\|^2 \sim 0$
ある初期条件に対しては $\|P_-\Phi\| \approx 0$
wave packet の reduction は automatic に起る。

富山 : macro観測における Entropy の減少
Brillouin
成功・不成功

田中正 : 反復可能性 (Green の理論)
$V = \frac{1+\sigma_3}{2} L_4^{+} + \frac{1-\sigma_3}{2} L_{3'}^{-}$
$[\sigma_3, V] = 0$
故に反復可能性。

第3回. March 23, 1959 池田 木庭.

木庭: Introduction

high energy $1/c \neq 0$, $\hbar = 0$, $r_0 \neq 0$

$1/c$, $\hbar$, r_0

q.f. ⇒ g.q.f → $\hbar(r_0)$

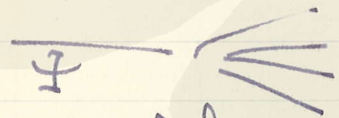
$\hbar/mc$

1. h.en. にq.m.を考える範囲
2. これはq.m.を超える

K^0 の production, decay は q.m. superposition で説明できる.

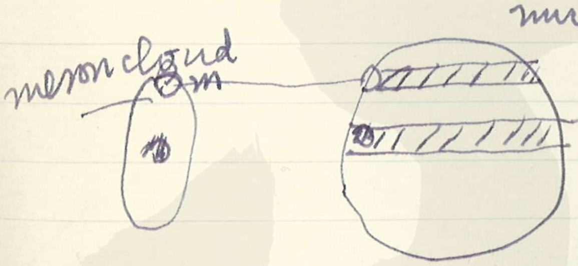
high energy collision: meson multiple production

一回の event で多くの information が得られる.

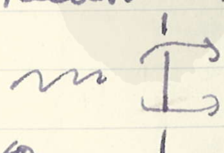


axial symmetry

1. azymuthal symmetry
2.



phase relation が切れるか切れないか



測定の理論

3. 粒子の構造.

早川: angular correlation
[illegible] 桜 [illegible] [illegible] [illegible]

$\pi^0 \to 2\gamma$


$\pi^- \to \pi^0 \to 2\gamma$

Parcofsky

scalar か否を測る.
江沢: Impact parameter
Fermi
運動する粒子の連続的描像.
Landau 模型の場の理論による基礎づけの試み