Introduction

§1. Wave Equations for electron, proton and neutron.

§2. Interaction between neutron and proton.

§3.

Preliminary ~~Stud~~ Studies on the Theory of Proton, Electron and Neutron.

Introduction

Heisenberg の model に従へば，原子核は Neutron と Proton の集りとして取扱はれる。Neutron と Proton の間に働く力は charge の交換による引力である。Neutron と Neutron の間にも同様な引力が働く。Proton 同志の間には Coulomb の斥力が作用する。この様な model では ~~考へれば~~ ~~β線の~~ 核の中から β線の出てくるのは，Neutron が Proton と Electron とに分裂するため ~~…~~ と考へねばならぬ。しかし Neutron を Proton と Electron の結合したものと考へることは ~~…~~ Neutron も Proton も共に Fermi の統計に従ふことから見ても，又 Neutron の mass defect が非常に小さいことから見ても不都合で，むしろ Neutron が Proton に変り同時に Electron が一個創り出されると考へる方が正しいであらう。β線の出て来る際には よく知られてゐる様に Energy の Conservation の法則が成立して居ない様に見える。又従って β disintegration を今迄の Hamiltonian の存在する場合 ~~…~~ 即ち energy integral の存在する場合 量子力学で取扱って居た様な ~~…~~ 方法では取扱ふことは不可能である様に見える。

所で Electron の消滅又は発生する様な場合を論ずるには Configuration space の方法では不適当であるから，material wave を quantise する方法を用ゐねばならぬ。radiation の場合から類推せられる様に wave equation ~~…~~ には electron の wave function に関して一次の項の他に Neutron 及び Proton の wave のみに関係した項をも附加しなくてはならぬであらう。今之を

$$L\psi = A \qquad (1)$$

と書く。~~…~~ 但し L は ~~…~~ electron の wave function ψ に対する linear operator で，A は Neutron 及び Proton の wave function のみに depend するとして置く。

すると ψ の conjugate complex $\tilde{\psi}$ は

$$\tilde{L}\tilde{\psi} = \tilde{A} \qquad (1)'$$

を満足せねばならぬ。L は一般に Hermite 型の selbst adjungierte Operator であるから，(1) 及び (1)' は Lagrangian

$$\int\{\tilde{\psi}L\psi - \tilde{\psi}A - \tilde{A}\psi\}\,dv\,dt$$

が extremum であるといふ條件から出て來る。これからして Hamilton ~~函数~~ を作るならば

$$\bar{H} = \int \{ \tilde{\psi} H \psi - \tilde{\psi} A - \tilde{A}\psi \} dv \qquad (2)$$

conjugateである

となる。但し $H = -L + i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$. で. $i\hbar\tilde{\psi}$ が ψ の canonical ~~すると $\bar{H}$ の $\bar{H}$ から~~ して、(1), (1)' が canonical equation として出て來る。

quantum theory によれば ψ は q-number ではない。即ち ψ と $i\hbar\tilde{\psi}$ とは commute しない。electron が Fermi の統計を満足することからして ψ と $\tilde{\psi}$ との間の Vertauschungsrelation は

$$\tilde{\psi}(x)\psi(x') + \psi(x')\tilde{\psi}(x) = \delta(x, x') \qquad (3)$$

でなければならぬ。すると $\psi, \tilde{\psi}$ の満足すべき ~~に関する~~ equation は

$$i\hbar\frac{\partial \psi(x)}{\partial t} = \psi(x)\bar{H} - \bar{H}\psi(x)$$
$$= H\psi(x) + \int\{\tilde{\psi}(x')\psi(x) - \psi(x)\tilde{\psi}(x')\}A(x')dv'$$
$$+ \int \underset{\tilde{A}(x)}{\cancel{A}}\{\psi(x')\psi(x) - \psi(x)\psi(x')\}\cancel{A}\,dv'$$

~~$= H\psi(x)$~~

or $\quad L\psi = +\int \cdots \quad + \int \cdots$

なる形となり、決して(1)' の形とはならぬ。之は $\psi(x)$, $\tilde{\psi}(x)$ の間の Vertauschungsrelation が + signe をとるためであって、この点が radiation の場合と本質的に異なって居る。(2) の代りにどんな形の Hamiltonian をとっても (1) (1)' の式は出てこない。

いひかへれば electron の発生及び消滅を含む様な process を ~~記しては Hamilton 函数を~~ describe する様な Hamiltonian は exist しない。従ってこの場合には energy といふものはその意味を失って了ふ。

この様に考へるならば β disintegration の如き問題を論ずるには單に (1) 又は (1)' の如き ~~wave~~ equation を立て、$\psi, \tilde{\psi}$ に関して (3) の如き Vertauschungsrelation を満足する ~~すべてとし~~ 計算といふ仮定から出発する他はない。

壊れない又の…
…の間の相互…
られぬ。即ち ele…
及び (1), (1)' の…
electron の wave…

electron を中介と…
~~関する wave eq…~~
一方 neutron…
関する wave e…
homogeneous…
~~に従ひ…~~
せねばならぬ…
wave fn…
wave eq は…
neutron 及び pr…
なれ. Neutron…
又は electron…
define すること…
~~neutron~~ electr…
(1) 及び (1)' を…
相互作用の En…

更にこれ以上の考察を進めるならば、先ずNeutronとProton、又はNeutron同志の間の相互作用なるものはelectromagnetic originのものとは考へられぬ。即ちelectromagnetic fieldを中介とする様なものとは考へられぬ。然し electronのwave fn.が (1), (1)' の形の式を満足するとすれば、radiationとのanalogyからしてNeutronとProtonの間には常に electronを中介とする相互作用が考へられる。~~Neutron及びProtonに関するwave eq は、neutronとprotonとの総数~~

一方neutronとprotonとの総数は一定であるから、Neutron及びProtonに関するwave equationは ~~linear~~ で wave functionに関して linear homogeneousで ~~係数として~~ electronのwave functionに関しlinear ~~に含む~~ operator ~~operator~~ wave functionにoperateすべきlinear operatorは なることを仮定せねばならぬ。neutron及びprotonがFermiの統計を満足するならwave fn.に関する ~~満足すべき~~ V.R. は (3) と同形であらうが、この場合のwave eq はHamiltonianからderiveすることが出来る。neutron及びprotonのwave fn.と、electronのwave fn.とがcommuteするとすれば、Neutron及びProtonのみからなる体系に対してはβ disintegration又はelectronのcaptureが起らぬ限り、Total energyといふものをdefineすることが出来る。~~次に electron~~ この場合のHamiltonianは ~~proton及び neutron~~ electronのwave functionをlinearに含んで居るが、その中に(1)及び(1)'を解いた結果を代入するならばNeutronとProtonとの間の相互作用の ~~Energy~~ 形が明かとなる筈である。

$\psi = e^{-\mu t} u (1 - e^{-\mu t})$

$u \cdot i\hbar\mu = \tilde{\chi}^{+} \gamma \chi$.

$u \cdot i\hbar\mu$

$\frac{p_0}{c} + \frac{e}{c}\varphi_0$

§1. Wave equations for electron, proton and neutron.

以上の考察からして electron に対する wave equation は

$$\left\{\left(\frac{p_0}{c} + \frac{e}{c}\varphi_0\right) + \rho_1 \sigma \left(p + \frac{e}{c}\varphi\right) + \rho_3 mc\right\}\psi + \tilde{\chi}^{+}\gamma\chi = 0 \qquad (4)$$

$+i\mu c$

なる形であると仮定しよう。但し φ_0, φ は scalar 及び ~~ele~~ vector potential. ρ_1, σ, ρ_3 は Dirac の ~~matrix~~ operator, χ, は neutron 及び Proton に関する wave function. γ は ψ の四つの component に対應して四つの component を持つた operator である。

次に neutron 及び Proton に関する wave equation は

$$\left\{\left(\frac{p_0}{c} - \frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}\varphi_0\right) + \rho_1 \sigma \left(p \pm \frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}\varphi\right) + \rho_3 Mc + (\beta\psi + \tilde{\psi}\beta^{\dagger})\right\}\chi = 0 \qquad (5)$$

$\rho_1\sigma$ と commute し

なる形にかけるであらう。但し τ_3 は ± 1 を固有値とする operator で、+1 は proton, −1 は neutron に対應してゐる。~~electron との相互作用を無視すれば~~, ~~τ_3 は~~ 最後の項を無視すれば τ_3 は constant of motion である。M は proton の mass で、neutron の proton に対する mass defect は neglect してある。β 及び ~~これ~~ その Hermitian conjugate $\beta^{\dagger}$ は四つの component を持つた Operator である。

~~total ele~~ proton, neutron 及び electron の total system に対する ~~total~~ energy なるものは今の考察により保存されないが、total charge は如何なる場合にも conserve する筈である。所が neutron 及び proton に対する charge density 及び current density の expression は

$$e\left(\tilde{\chi}\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right), \quad e\left(\tilde{\chi}\rho_1\sigma\cdot\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right)$$

electron に対しては

$$-e(\tilde{\psi}\psi), \quad -e(\tilde{\psi}\rho_1\sigma\psi)$$

であるから、total charge に対する continuity の式は

$$\frac{p_0}{c}\left(\tilde{\chi}\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right) + p\left(\tilde{\chi}\rho_1\sigma\cdot\frac{1+\tau_3}{2}\chi\right) \qquad (6)$$
$$= \frac{p_0}{c}(\tilde{\psi}\psi) + p(\tilde{\psi}\rho_1\sigma\psi)$$

$2i\mu c\tilde{\psi}\psi$

なる形である。
かくして、(6) ...
$-\tilde{\chi}\frac{1+\tau_3}{2}\tilde{\chi}$ (...
$-2i\mu c\tilde{\psi}\psi$
$= -\chi\tilde{\psi}$ ...
となる。從つ...
又 τ_1, τ_2, ...
$\beta\frac{\tau}{2}$ ...
なる関係が成...
β τ_1, τ_2, τ...
する operator ...

なる形にかけ...
としておく。
$-i\tau$ ...
從つて、
~~次に 確率~~.
commute しな...
量子 constan...
になり neutron ...
又 γ は τ_1, 及び ...
と proton との間の ...

$\beta = \lambda$ ...
$\beta^{\dagger} =$ ...
$\chi\, i\beta = \gamma^{\dagger}$,
~~$i\kappa_1 = \lambda$~~
~~$i\kappa_2 = \lambda$~~

$$\mu'\frac{(1+\tau_3)}{2}+\frac{(1+\tau_3)}{2}\mu'=\mu.$$

なる形である。所で(4)(5)及び此等の conjugate complex equation からして、(6)は、

$$-\tilde{\chi}\frac{1+\tau_3}{2}(\rho\psi+\tilde{\psi}\rho^\dagger)\chi + \tilde{\chi}(\rho\psi+\tilde{\psi}\rho^\dagger)\frac{1+\tau_3}{2}\chi$$
$$= -\tilde{\chi}\tilde{\psi}\gamma\chi + \tilde{\chi}\gamma^\dagger\psi\chi. \qquad (7)$$

$-2i\mu c\,\tilde{\psi}\psi$

$\neq 2i\mu c\,\tilde{\psi}\psi \cdot \chi^\dagger\psi^\dagger(\kappa_1\tau_0+\kappa_2\tau_3)\chi - \chi^\dagger(\kappa_0^\dagger\tau_0+\kappa_3^\dagger\tau_3)\psi\chi$

となる。従って、$\rho,\rho^\dagger$ と $\gamma,\gamma^\dagger$ との間には ~~τ_1,τ_2,τ_3~~ $\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3$;

$$\rho\frac{\tau_3}{2}-\frac{\tau_3}{2}\rho=\gamma^\dagger, \qquad \rho^\dagger\frac{\tau_3}{2}-\frac{\tau_3}{2}\rho^\dagger=\gamma \qquad (8)$$

なる関係がなければならぬ。

今 τ_1,τ_2,τ_3 を $\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3$ 及び ρ_1 等と commute し、之等と関係ない ~~Matrix~~ V.R. を除き operator とすると、$\rho,\rho^\dagger;\gamma,\gamma^\dagger$ 等は一般に

$$\rho=\kappa_0+\tau_1\kappa_1+\tau_2\kappa_2+\tau_3\kappa_3.$$
$$\rho^\dagger=\kappa_0+\tau_1\kappa_1^\dagger+\tau_2\kappa_2^\dagger+\tau_3\kappa_3^\dagger$$
$$\gamma=\lambda_0+\tau_1\lambda_1+\tau_2\lambda_2+\tau_3\lambda_3$$
$$\gamma^\dagger=\lambda_0^\dagger+\tau_1\lambda_1^\dagger+\tau_2\lambda_2^\dagger+\tau_3\lambda_3^\dagger$$

なる形に書ける。但し、$\kappa,\lambda,\kappa^\dagger,\lambda^\dagger$ 等は τ_1,τ_2,τ_3 と commute するとしておく。すると(8)の條件からして、

$$-i\tau_2\kappa_1+i\tau_1\kappa_2=\lambda_0^\dagger+\tau_1\lambda_1^\dagger+\tau_2\lambda_2^\dagger+\tau_3\lambda_3^\dagger$$

従って、$\lambda_0^\dagger=\lambda_3^\dagger=0.\quad \lambda_2^\dagger=-i\kappa_1,\quad \lambda_1^\dagger=i\kappa_2.$ (9)

~~注意 理由.~~ 是等 ρ 及び γ は τ_1,τ_2 等を含んでゐるから τ_3 と commute しない。即ち(5)式に於て最後の項をも考へると τ_3 は最早 constant of motion ではない。~~中性子と~~ proton が neutron になり neutron が proton となる様な ~~process~~ 現象が起り得る。而して γ は τ_1 及び τ_2 のみを含むから、(4)の最後の項は neutron と proton との間の transition のみに関する項である。

$$\lambda_2^\dagger=-i\kappa_1=-i\lambda_1^\dagger$$
$$\lambda_1^\dagger=i\kappa_2=i\lambda_2^\dagger \qquad \kappa_2=-i\lambda_1^\dagger.$$

$$\rho=\kappa_1(\tau_1-i\tau_2) = \gamma^\dagger = i\kappa_1(\tau_1-i\tau_2).$$
$$\rho^\dagger=\kappa_1^\dagger(\tau_1+i\tau_2) = \gamma$$

~~$i\rho=\gamma^\dagger$,~~ ~~$i\kappa_1=\lambda_1^\dagger=i\kappa_2$~~
~~$i\kappa_2=\lambda_2^\dagger=$~~

$$\rho=\gamma^\dagger=\kappa_1(\tau_1-i\tau_2)\,!!!$$

§2. Interaction between Neutron and proton.

(4)の式の ~~solution~~ は一つの particular solution に、(4)の右辺の項を除いた linear homogeneous eq の general solution を加へれば (4)の general solution が得られる。今 field の存在しない場合、即ち $\varphi_\mu=0$ として、

$$\psi=\int e^{i\sum_\mu k_\mu x_\mu} C(k_\mu)\, dk_0 dk_1 dk_2 dk_3$$

と置いて、(4)に代入すれば

$$-\hbar\int\left\{\frac{k_0}{c}+\rho_1(\sigma\mathbf{k})+\rho_3 mc\right\}C(k_\mu)\, e^{i\sum_\mu k_\mu x_\mu} dk_0\cdots dk_3$$

$$+\overline{\chi}^{+}\gamma\chi=0.$$

~~故に $\overline{\chi}^{+}\gamma\chi=\delta(\mathbf{r},0)$ の時には~~

$$C(k_\mu)=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^4\int\hbar^{-1}\cdot \chi^{+}(\mathbf{r}')\gamma\chi(\mathbf{r}')\frac{\left\{\frac{k_0}{c}-\rho_1(\sigma\mathbf{k})-\rho_3 mc\right\}}{\left(\frac{k_0}{c}\right)^2-\mathbf{k}^2-m^2c^2}\cancel{\left(1-\delta\left(\left(\tfrac{k_0}{c}\right)^2-\mathbf{k}^2-m^2c^2\right)\right)}\, e^{-i\sum_\mu k_\mu x'_\mu}\, dx'dy'dz'dt'$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}e^{ik(x-x')}dk=\lim_{k\to\infty}\frac{e^{ik(x-x')}-e^{-ik(x-x')}}{ik(x-x')}=2\lim_{k\to\infty}\frac{\sin k(x-x')}{(x-x')}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sin k(x-x')}{(x-x')}dx'=\pi$$

従って

$$\psi_0=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^4\int\!\!\int\hbar^{-1}e^{i\sum_\mu k_\mu(x_\mu-x'_\mu)}\frac{\left\{\frac{k_0}{c}-\rho_1(\sigma\mathbf{k})-\rho_3 mc\right\}\chi^{+}(x',t')\gamma\chi(x',t')}{(k_0/c)^2-\mathbf{k}^2-m^2c^2}\times dx'dy'dz'dt'dk_0dk_1dk_2dk_3 \quad (10)$$

~~之の~~之が(4)の particular solution である。
之に general solution は

$$\psi=\psi_0+\int C(\alpha_1,\alpha_2\cdots)\,\psi'(x,y,z,t;\alpha_1,\alpha_2,\ldots)\,d\alpha_1 d\alpha_2\cdots \quad (11)$$

なる形にかける。但し ~~$u(x,y,z,t;\alpha_1,\alpha_2,\ldots)$~~ ψ' は homogeneous eq の任意の solution を表はす。
今 electron が存在して居ないとき、場合を考へ、$\psi'=0$ とおき、之を(10)(5)に代入すると

$$\left\{\left(\frac{p_0}{c}-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{c}\varphi_0\right)+\rho_1\sigma\left(p-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{c}\varphi\right)+\rho_3 Mc+\left(\rho\psi_0+\tilde{\psi}_0\rho^{+}\right)\right\}\chi=0 \quad (12)$$

(12)及び(12)'
$\overline{H}=\int\chi$
から derive さ
つてあへられ
となる。
更にの右辺の
$\hbar^{-1}\left(\frac{1}{2}\right.$
を $x_\mu - x'_\mu$
その為めには
$\left(\frac{p_0}{c}+\right.$
の solution として
とおけば、
$\left(\left(\frac{p_0}{c}+\right.\right.$
又れ
e
φ
とおけば、
$\left(\frac{p}{c^2}\right.$
この式は
f
$\hbar^2\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right.$
f

(12) 及び (12) の complex conjugate な式は Hamiltonian

$$\bar{H} = \int \tilde{\chi} \left\{ \left(\frac{p_0}{c} - \frac{e}{c} \frac{1+\rho_3}{2} \varphi_0 \right) + \rho_1 (\sigma (p - \frac{e}{c} \frac{1+\rho_3}{2} \varphi)) + \rho_3 Mc \right\} \chi \, dv$$
$$+ \int \tilde{\chi} (\rho_{\cdot} \psi_0 + \tilde{\psi}_0 \rho^{+}) \chi \, dv$$

から derive される。 ψ_0 及び $\tilde{\psi}_0$ は (10) 及びその conjugate expression に従って与えられ、 $\chi(x)\tilde{\chi}(x)$, $\chi(x') \tilde{\chi}(x')$ の間には

となる。
それの各項の間には

$$\hbar^{-1} \left(\frac{1}{2\pi} \right)^4 \int \cdots \int e^{i \sum_\mu k_\mu (x_\mu - x'_\mu)} \frac{\left\{ \frac{k_0}{c} - \rho_1 (\sigma k) - \rho_3 mc \right\} \chi^{+}(x',t') \gamma \chi(x',t')}{\left(\frac{k_0}{c}\right)^2 - k^2 - m^2 c^2} \times dk_0 \cdots dk_3$$

を $x_\mu - x'_\mu$ の函数として explicit に与えることもある。
その為にはむしろ次の様な方法に依る方がよい。

$$\left(\frac{p_0}{c} + \rho_1 (\sigma p) + \rho_3 mc \right) \psi + \tilde{\chi}^{+} \gamma \chi = 0$$

の solution として

$$\psi = e^{i \rho_3 \frac{mc^2 t}{\hbar}} \varphi = \varphi \left\{ \frac{1}{2}(1+\rho_3) e^{\frac{imc^2 t}{\hbar}} + \frac{1}{2}(1-\rho_3) e^{\frac{imc^2 t}{\hbar}} \right\}$$

とおけば、

$$\left(\frac{p_0}{c} + \rho_1 (\sigma p) \right) \varphi + \tilde{\chi} \left(e^{-i\rho_3 \frac{mc^2 t}{\hbar}} \gamma \right) \chi = 0.$$

又は

$$\varphi = \left(\frac{p_0}{c} - \rho_1 (\sigma p) \right) f$$

とおけば、

$$\left(\frac{p_0^2}{c^2} - p^2 \right) f + \tilde{\chi} \left(e^{-i\rho_3 \frac{mc^2 t}{\hbar}} \gamma \right) \chi = 0.$$

従ってこの式は

$$f = \int \cdots \int \frac{\tilde{\chi}\left(e^{-i\rho_3 \frac{mc^2 t'}{\hbar}} \gamma \right) \chi(x', t') \, dx' \cdots dt'}{c^2 (t-t')^2 - (x-x')^2} \cdot \left(\frac{-1}{4\pi^2 \hbar^2} \right)$$
(ic)

$$\hbar^2 \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \sum \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) f = \tilde{\chi} (\quad) \chi$$

$$f = \hbar^{-2} \int \cdots \int \frac{\tilde{\chi}\left(e^{-i\rho_3 \frac{mc^2 t'}{\hbar}} \gamma \right) \chi(x' t')}{(x-x')^2 - c^2 (t-t')^2} \, dx' dy' dz' dt'$$
(ic)

$$4\pi\hbar^2 f = \int \tilde{\chi}\left(e^{-i\rho_3\frac{mc^2t}{\hbar}}\gamma\right)\chi(x't')\Big| \frac{dx dy dz}{[(x'-x)^2]^{1/2}}$$

$t' = t - \frac{1}{c}\sqrt{(x'-x)^2}$

$$\psi = \cancel{e^{i\rho_3\frac{mc^2t}{\hbar}}}\left(\frac{p_0}{c} - \rho_1(\sigma\, p)\right) f \quad e^{i\rho_3\frac{mc^2t}{\hbar}}$$

$$\psi = \left\{\tfrac{1}{2}(1+\rho_3)\, e^{\frac{imc^2t}{\hbar}} + \tfrac{1}{2}(1-\rho_3)\, e^{-\frac{imc^2t}{\hbar}}\right\}\left(\frac{p_0}{c} - \rho_1(\sigma\, p)\right) f$$

$$f = (4\pi\hbar^2)^{-1}\left\{ e^{\frac{imc^2}{\hbar}t}\int \frac{\tilde{\chi}\,\frac{1}{2}(1-\rho_3)\gamma\,\chi(x', t-\frac{1}{c}|x'-x|)}{|x'-x|}dv' + e^{-i\frac{mc^2t}{\hbar}}\int \frac{\tilde{\chi}\,\frac{1}{2}(1+\rho_3)\gamma\,\chi(x', t-\frac{1}{c}|x'-x|)}{|x'-x|}dv' \right\}$$

$$\left(\frac{p_0}{c} - \rho_1(\sigma\, p)\right) f = (4\pi\hbar^2)^{-1}$$

γ は ρ_3 と commute する。

$$(1+\rho_3)\,\rho_1\sigma_1\,\gamma(1-\rho_3) = 0$$

$$\psi = \tfrac{1}{2}(1+\rho_3)$$

$$e^{-\frac{t}{T}} \qquad \frac{r}{Tc} \qquad \times \tfrac{1}{3}\times 10^{-10} \quad T\times 3\times 10^{10} \qquad t - \tfrac{1}{c}|x'-x|$$

$$\psi = \left(\frac{p_0}{c} - \rho_1(\sigma\, p)\right)\int \frac{\tilde{\chi}\,\gamma\, e^{i\rho_3\frac{mc}{\hbar}|x'-x|}\chi(x',t)}{|x'-x|}dv'$$

$\boxed{m = m_0 + i\mu}$

$$\chi = u\, e^{\frac{iEt}{\hbar}}$$

$$\psi = \left(\ -\rho_1(\sigma\, p)\right)\left[\int \frac{\tilde{u}\,\gamma\, u(x')\cos\frac{mc}{\hbar}|x'-x|}{|x'-x|}dv' + \int \frac{\tilde{u}\,(i\gamma\rho_3)\,u(x')\sin\frac{mc}{\hbar}|x'-x|}{|x'-x|}dv'\right]$$

$i\hbar \quad -\rho_1$

$-i\hbar$

$-i\hbar$

$\psi_0 = \int i\hbar$

$+\int i$

を入れて、

$\left(\frac{W}{c} -\right.$

をもとめる。
換言すれば、

~~$W = Mc^2$~~

とおけば、

~~$(1+\rho_3)Mc$~~

$W \quad$ ~~$(1+\rho_3)Mc$~~

$-\left(\frac{W}{c}+V\right)^2 +$

$W = Mc^2 + E.$

$\tilde{u}(\rho_1\sigma\gamma)u \quad \beta^i_{\kappa\lambda}\cdot\tilde{u}_\mu(\rho_1\sigma)^{ij}\gamma^j_{\mu\nu}u_\nu(r')\cdots u_\lambda(r)$

$(\rho_1\sigma)^j_{\mu\nu}\beta^{+j}$

$$-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|}\right\} = \frac{-i\hbar\cos\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|^2}\cdot\frac{x'-x}{|r'-r|}$$

$$-i\hbar\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|}\frac{mc}{\hbar}\frac{x'-x}{|r'-r|}.$$

$$-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|}\right\} = -i\hbar\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|^2}\frac{x'-x}{|r'-r|}$$

$$+i\hbar\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|}\cdot\frac{mc}{\hbar}\frac{x'-x}{|r'-r|}$$

$$\psi_0 = \int i\hbar(\tilde{u}\,\overline{\rho_1\sigma\gamma}\,u\,\xi(r'))\left\{\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|^2}+\frac{mc}{\hbar}\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|}\right\}\frac{r'-r}{|r'-r|}$$

$$+\int i\hbar(\tilde{u}\,\overline{i\rho_1\sigma\gamma\rho_3}\,u\,\xi(r'))\left\{\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|^2}-\frac{mc}{\hbar}\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}|r'-r|}{|r'-r|}\right\}\frac{r'-r}{|r'-r|}$$

これを入れて、(12) の Eigenlösung.

$$\left\{\frac{W}{c}-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{c}\varphi_0\right)+\rho_1\sigma\left(p-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{c}\varphi\right)+\rho_3Mc+$$
$$(\rho\psi_0+\tilde{\psi}_0\rho^+)\}u=0.$$

をもとめる。Field がなく、Relativity Correction の小さい場合には、

~~$W = Mc^2+E$~~ $\quad\left\{\frac{W}{c}+\rho_1\sigma p+\rho_3Mc+V\right\}u=0.$

とおけば、き $E \ll Mc^2$ とすれば、

$$\cancel{(1+\rho_3)Mc\cdot u} = \left\{\underbrace{\frac{e}{c}}_{(-E/c+)}\frac{1+\tau_3}{c}\varphi_0-\rho_1\sigma\left(p-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{c}\varphi\right)-(\rho\psi_0+\tilde{\psi}_0\rho^+)\right\}u$$

W $\quad\cancel{(1+\rho_3)Mc\cdot u = (-\frac{E}{c}+H')u}$

$$\left\{-\frac{W}{c}-V+\rho_1\sigma p+\rho_3Mc\right\}\times$$

$$-\left(\frac{W}{c}+V\right)^2+p^2+M^2c^2+\cdots \qquad E=\left\{-cV+\frac{p^2}{2M}\right\}.$$

$W=Mc^2+E$, $\quad M^2c^2+2\frac{(E/c+V)}{Mc}+$

$$\left\{\frac{p^2}{2M} - E - c(\beta\psi_0 + \tilde{\psi}_0\beta^\dagger)\right\}u = 0.$$

$$i\hbar\{\beta^i_{\kappa\lambda}(p,\sigma)^{ij}\gamma^j_{\mu\nu} - \gamma^{\dagger i}_{\mu\nu}(p,\sigma)^{ij}\beta^{\dagger j}_{\kappa\lambda}\}$$

$$= i\hbar\{\beta^i_{\mu\nu}(p,\sigma)^{ij}\gamma^j_{\kappa\lambda} - \gamma^{\dagger i}_{\cancel{\mu\nu}\kappa\lambda}(p,\sigma)^{ij}\beta^{\dagger j}_{\mu\nu}\}$$

$$i\hbar\{\beta^i_{\kappa\lambda}(ip,\sigma)^{ik}\gamma^{kl}_{\mu\nu}\rho_3^{lj} + \rho_3^{ik}\gamma^{\dagger kl}_{\mu\nu}(ip,\sigma)^{lj}\beta^{\dagger j}_{\kappa\lambda}\}$$

$$= i\hbar\{\beta^i_{\mu\nu}(ip,\sigma)^{ik}\gamma^{kl}_{\kappa\lambda}\rho_3^{lj} + \rho_3^{ik}\gamma^{\dagger kl}_{\kappa\lambda}(ip,\sigma)^{lj}\beta^{\dagger j}_{\mu\nu}\}$$

$$\beta = \kappa_0 + \tau_1\kappa_1 + \tau_2\kappa_2 + \tau_3\kappa_3$$

$$\gamma = -i\kappa_2^\dagger\tau_1 + i\kappa_1^\dagger\tau_2$$

$$\beta_1^i(p,\sigma)^{ij}$$

$$\beta^{(1)}_1(p,\sigma)\gamma^{(2)}_2 - \gamma^{(2)\dagger}_2(p,\sigma)\beta^{\dagger(1)}_1 = -\beta^{(2)}_2(p,\sigma)\gamma^{(1)}_1 + \gamma^{(2)\dagger}_2(p,\sigma)\beta^{(2)\dagger}_2$$

$$\beta^{(1)}_1(p,\sigma)\gamma^{(2)}_2\rho_3 + \rho_3\gamma^{(2)\dagger}_2(p,\sigma)\beta^{(1)\dagger}_1 = \beta^{(2)}_2(p,\sigma)\gamma^{(1)}_1\rho_3 \pm \rho_3\gamma^{(1)\dagger}_1(p,\sigma)\beta^{(2)\dagger}_2$$

~~γ, β が ρ_3 と commute するならば、β_2 と~~
~~二式は 同じものになる~~

~~$\gamma^{(1)\dagger} = i\beta_2$~~
~~$-i\beta_2^\dagger = \gamma$~~

$\gamma^\dagger = \beta$. とおくことにより γ, β が ρ_3 と commute するならば 2の式は満足される。

$\left\{\sum \frac{p_i^2}{2M} - \right.$

$J(r_{ij})$

$\frac{\partial J(r_{ij})}{\partial r}$

$\left\{\sum \frac{p_i^2}{2M} - E - \right.$

$\left\{\frac{1}{M}p^2 - E - J\right.$

$\frac{8\pi^2 M}{h}$

$\frac{mc}{\hbar}r = x$,

$\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \frac{\mathfrak{S}x}{x}$

$+\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \frac{\mathfrak{S}x}{x}$

$$\left\{\sum\frac{p_i^2}{2M}-E-J(r_{ij})\right\}\Psi=0.$$

$s_{ij}=-s_{ji}$
$t_{ij}=-t_{ji}$

$$J(r_{ij})=\frac{s_{ij}\cancel{(\hbar-r)}(r_i-r_j)}{\cancel{|r'-r|}\,r_{ij}}\left\{\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}r_{ij}}{r_{ij}^2}+\frac{mc}{\hbar}\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}r_{ij}}{r_{ij}}\right\}$$

$$+\frac{t_{ij}(r_i-r_j)}{r_{ij}}\left\{\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}r_{ij}}{r_{ij}^2}-\frac{mc}{\hbar}\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}r_{ij}}{r_{ij}}\right\}$$

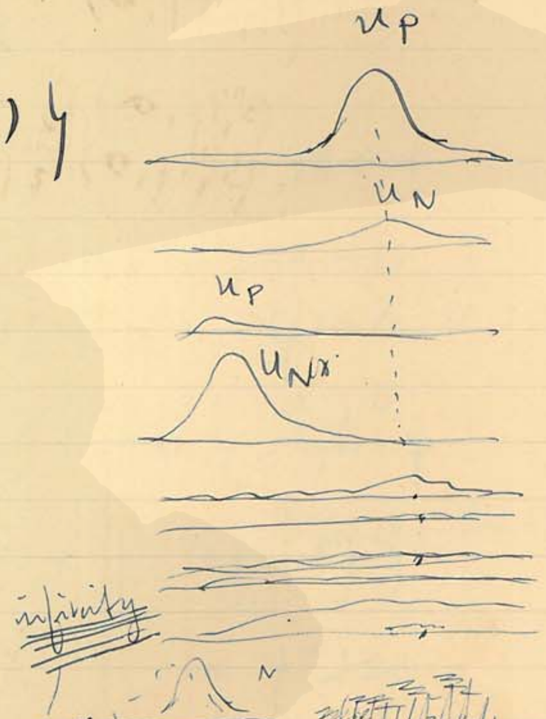
$$\frac{\partial J(r_{ij})}{\partial r}=0.$$

$$\frac{s\,r}{r}\cdot\left\{\frac{-2\cos\frac{mc}{\hbar}r}{r^3}-\frac{2mc}{\hbar}\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}r}{r^2}+\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}r}{r}\right\}$$

$$+\frac{t\,r}{r}\left\{\frac{2\sin\frac{mc}{\hbar}r}{r^3}+\frac{2mc}{\hbar}\frac{\cos\frac{mc}{\hbar}r}{r^2}+\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\frac{\sin\frac{mc}{\hbar}r}{r}\right\}$$

$$=0.$$

$$\iint\left\{\tilde u_p(r)\tilde u_N(r')\,u_p(r)\,u_N(r')\right\}\,J(|r-r'|)$$



$$\left\{\sum\frac{p_i^2}{2M}-E-J(r_{ij})\right\}\Psi=0.$$

$$\left\{\frac{1}{M}p^2-E-J(r)\right\}\Psi=0$$

$$\frac{8\pi^2M}{h^2}(E+J(r))$$

$\frac{mc}{\hbar}r=x.$

$$\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3\frac{S\,x}{x}\left\{-\frac{2\cos x}{x^3}-\frac{2\sin x}{x^2}+\frac{\cos x}{x}\right\}$$

$$+\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3\frac{t\,x}{x}\left\{\frac{2\sin x}{x^3}+\frac{2\cos x}{x^2}+\frac{\sin x}{x}\right\}$$

$$L_E\psi + \chi^\dagger \gamma \chi = 0.$$
$$L_N\chi + (\gamma^\dagger\psi + \psi^\dagger\gamma)\chi = 0.$$

classical: $\int\!\!\int \{ \tilde{\psi}^\dagger L_E \psi + \chi^\dagger L_N \chi + \chi^\dagger(\gamma^\dagger\psi + \psi^\dagger\gamma)\chi \} \, dc \, \cancel{dv\,dt} = 0.$

$$\frac{p_0}{c}\{\chi^\dagger \frac{1+\tau_3}{2}\chi\} + p\{\chi^\dagger \frac{1+\tau_3}{2}\rho_1\sigma \chi\} + \frac{p_0}{c}\{\tilde{\psi}^\dagger\psi\} + p\{\tilde{\psi}^\dagger\rho_1\sigma\psi\}$$

$$= 0.$$

$$-\chi^\dagger \frac{1+\tau_3}{2}(\gamma^\dagger\psi + \psi^\dagger\gamma)\chi + \chi^\dagger(\gamma^\dagger\psi + \psi^\dagger\gamma)\frac{1+\tau_3}{2}\chi$$
$$= -\chi^\dagger\psi^\dagger\gamma\chi + \chi^\dagger\gamma^\dagger\psi\chi$$

$$\gamma^\dagger\frac{\tau_3}{2} - \frac{\tau_3}{2}\gamma^\dagger = \gamma^\dagger, \quad \gamma\frac{\tau_3}{2} - \frac{\tau_3}{2}\gamma = -\gamma$$

$$\gamma = \lambda_0 + \tau_1\lambda_1 + \tau_2\lambda_2 + \tau_3\lambda_3.$$

$\lambda_0 = \lambda_3 = 0.$ $\quad i\tau_1\lambda_2 - i\tau_2\lambda_1 = -\tau_1\lambda_1 - \tau_2\lambda_2.$

$$\lambda_2 = +i\lambda, \quad \lambda_1 = -i\lambda_2.$$
$$\gamma = \lambda(\tau_1 + i\tau_2).$$
$$\gamma^\dagger = \lambda^\dagger(\tau_1 - i\tau_2).$$

$$\psi = \varphi e^{i\rho_3 \frac{mc^2}{\hbar} t}.$$

$$\varphi = (\frac{p_0}{c} - \rho_1 \sigma g p) f.$$

$$(\frac{p_0^2}{c^2} - g p^2) f + \chi^\dagger(\gamma e^{-i\rho_3 \frac{mc^2}{\hbar} t})\chi = 0$$

$$4\pi\hbar^2 f = \int \chi^\dagger(\gamma e^{-i\rho_3\frac{mc^2}{\hbar}t'})\chi(x't')\Big|_{t' = t - \frac{1}{c}|x'-x|} \Big/ |x'-x| \, dv'$$

$$\psi = \left[\left(\frac{p_0}{c} - \rho_1 \sigma \mathfrak{p}\right) f\right] e^{\frac{i\rho_3 mc^2 t}{\hbar}}$$

$$\chi = u e^{-\frac{iEt}{\hbar}}.$$

$$\left(\frac{p_0}{c} - \rho_1 \sigma \mathfrak{p}\right) f =$$

$$\frac{i\hbar}{c}\frac{\partial f}{\partial t} = (4\pi\hbar^2)^{-1} \iiint \frac{u^\dagger(r) \gamma e^{+i\rho_3 \frac{mc}{\hbar}|r'-r|} u(r)}{|r'-r|} dv' \cdot \left(-\rho_3 \frac{mc}{\hbar}\right)$$

$$\psi = (4\pi\hbar^2)^{-1}\left(\frac{p_0}{c} - \rho_1 \sigma \mathfrak{p} - \rho_3 mc\right) \iiint \frac{\chi^\dagger \gamma e^{+i\rho_3 \frac{mc}{\hbar}|r'-r|}}{|r'-r|} \chi \Big|_{t'} dv'$$

$$t' = t - \frac{1}{c}|r'-r|$$

$$\iiint \chi^\dagger(r,t) \left[\gamma^\dagger \iiint \frac{\chi^\dagger \gamma e^{i\rho_3 \frac{mc}{\hbar}|r'-r|} \chi(r', t - \frac{1}{c}|r'-r|)}{|r'-r|} \chi(r,t) dv \right.$$

$$\left. + \iiint \frac{\chi^\dagger e^{-i\rho_3 \frac{mc}{\hbar}|r'-r|} \gamma^\dagger \chi(r', t - \frac{1}{c}|r'-r|)}{|r'-r|} dv' \cdot \gamma\right]$$

$$\left(-\rho_1 \sigma \mathfrak{p} - \rho_3 mc\right) \frac{\chi^\dagger \gamma e^{i\rho_3 \frac{mc}{\hbar}|r'-r|} \chi(r')}{|r'-r|} \;!!!$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\{\psi^\dagger \varepsilon \psi' + \psi' \varepsilon^\dagger \psi^\dagger\} = i\hbar\{\psi^\dagger H \varepsilon \psi' - \psi^\dagger \varepsilon H'\psi' \pm H'\psi' \varepsilon^\dagger \psi^\dagger + H'$$

λ $a(t)$

第二 $L_E \psi = V\psi$.

$\psi = \sum_n \psi_n$

$L_E \psi_n = V\psi_{n-1}$.

$\psi_n = L_E^{-1}(V\psi_{n-1})$.

$+ \tilde{u}' \gamma u' (1-e^{-\lambda t})^2$

ψ

$\{ \{ \dot{v} \cdot e^{-b(t)} + \tilde{u}\gamma u \cdot e^{-2\lambda t} + \tilde{u}'\gamma u (1-e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t}$ $+\tilde{u}\gamma u'$

$\{ \} + u e^{-2\lambda t} + \{ \gamma^{\dagger} v\, b(t) + \tilde{v}\, \dot{b}(t) \gamma \} u e^{-\lambda t} = 0$

$-\frac{i\hbar}{c}\lambda u e^{-\lambda t} + \{ \qquad \} u e^{-2\lambda t} = 0$

$\frac{i\hbar}{c} v\, \dot{b}(t) + \tilde{u}\gamma u\, e^{-2\lambda t} = 0$,

$a_1 = A_1 e^{-\frac{i}{\hbar}w_1 t - \Gamma t}$ $\qquad a_2 = A_2 e^{\frac{i}{\hbar}w_2 t}$

$-i\hbar \Gamma/c A_1 + (\sum_n b_n V_n^{\dagger 12} + \sum_n b_n^{\dagger} V_n^{12}) A_2 = 0$ $A_2 = 0$.

$\frac{i\hbar}{c}\dot{A}_2 + \frac{W_2 - W_1}{c} A_2 + (\sum_n b_n V_n^{\dagger 21} + \sum_n b_n^{\dagger} V_n^{21}) A_1 e^{-\Gamma t} = 0$,

$(\frac{i\hbar}{c})\frac{i\hbar}{c}(\ddot{A}_2 + \dot{A}_2 \Gamma) + \frac{i\hbar}{c}\frac{W_2 - W_1}{c}\dot{A}_2 \} +$

$+ \sum_n \{ (a_1^{\dagger} a_2 V_n^{12} + a_2^{\dagger} a_1 V_n^{21}) V_n^{\dagger 21} + \sum_n (a_2^{\dagger} a_1 V_n^{\dagger 21} + a_1^{\dagger} a_1 V_n^{12}) V_n^{21} = 0$

$A_2 = C(1 - e^{-\Gamma t}) e^{+\frac{i(W_2 - W_1)}{\hbar} t}$ $\qquad A_1 e^{-\Gamma t}$.

$a_1^{\dagger} a_1 = A_1^{\dagger} A_1 e^{-2\Gamma t}$.

$a_1 a_1^{\dagger} = A_1 A_1^{\dagger} e^{-2\Gamma t}$.

$A_1^{\dagger} A_1 + A_1 A_1^{\dagger} =$

$$\left\{\left(\frac{p_0}{c}+\frac{e}{c}\varphi_0\right)+\rho_1\sigma\left(p+\frac{e}{c}\varphi\right)+\rho_3 mc\right\}\psi+\chi^\dagger\gamma\chi=0.$$

$$\left\{\left(\frac{p_0}{c}-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}\varphi_0\right)+\rho_1\sigma\left(p-\frac{e}{c}\frac{1+\tau_3}{2}\varphi\right)+\rho_3 Mc+\gamma^\dagger\psi+\gamma\psi^\dagger\right\}\chi=0$$

Neutron-Proton System に於ける stationary state ~~では~~ constant of motion を ~~dynamical variable ξ の time derivative の期待値が~~

$$\int\tilde{\Psi}_m\xi\,\Psi_n=\frac{\partial}{\partial t}\left(\int\tilde{\Psi}_m\xi\,\Psi_n\right)$$

を $\chi=\sum_\mu a_\mu u_\mu$

$$\psi=\sum_n b_n v_n$$

$$\sum_\mu\left\{W_\mu/c+\sum_n\gamma^\dagger b_n v_n+\sum\gamma b_n^\dagger\tilde{v}_n\right\}a_\mu u_\mu=0,$$

$$\sum_n E_n/c\; b_n v_n+\sum_{\mu,\nu}a_\mu^\dagger\tilde{u}_\mu\gamma a_\nu u_\nu=0.$$

$$\frac{W_\nu}{c}a_\nu+\sum_\mu\left(\underbrace{V_n^{+\nu\mu}}_{\sum_n b_n}+\underbrace{\sum_n V_n^{\nu\mu}}_{b_n^\dagger}\right)a_\mu=0$$

$$\frac{E_m}{c}b_m+\sum_n\left(\sum_{\mu,\nu}a_\mu^\dagger a_\nu V_m^{\mu\nu}\right)=0.$$

$$\chi^\dagger\left(\frac{1+\tau_3}{2}(\gamma^\dagger\psi+\gamma\psi^\dagger)\right)\chi-\chi^\dagger\left((\gamma^\dagger\psi+\gamma\psi^\dagger)\frac{1+\tau_3}{2}\right)\chi$$

$$=\chi^\dagger\gamma\psi^\dagger\chi-\chi^\dagger\gamma^\dagger\psi\chi.$$

$$\chi^\dagger\left(\frac{1+\tau_3}{2}\gamma-\gamma\frac{1+\tau_3}{2}\right)\chi=\chi^\dagger\gamma\chi \qquad \tilde{u}_\mu\; v_n u_\nu \qquad V_n^{\mu\nu}$$

$$\frac{i\hbar}{c}\dot{a}_1+\frac{W_1}{c}a_1+\left(\sum_n b_n V_n^{+12}+\sum_n b_n^\dagger V_n^{12}\right)a_2=0$$

$$\frac{i\hbar}{c}\dot{a}_2+\frac{W_2}{c}a_2+\left(\sum_n b_n V_n^{+21}+\sum_n b_n^\dagger V_n^{21}\right)a_1=0$$

$$\frac{i\hbar}{c}\dot{b}_m+\frac{E_m}{c}b_m+\sum_n\left(a_1^\dagger a_2 V_m^{12}+a_2^\dagger a_1 V_m^{21}\right)=0.$$

Vertauschungsrelation.

$\frac{p_0}{c} + \frac{e}{c}$

$\frac{p_0}{c}\{\psi_\mu^\dagger(x)\psi_\nu(x') + \psi_\nu(x')\psi_\mu^\dagger(x)\}$

$= \chi^* \gamma_\mu^\dagger \chi(x)\psi_\nu(x') - \chi\psi_\mu^\dagger(x)\chi\gamma_\nu\chi(x')$

$- \chi\gamma_\nu\chi(x')\psi_\mu^\dagger + \chi\gamma_\mu^\dagger\chi(x)\psi_\nu(x')$

$\psi_\mu^\dagger A_\nu(x') + \psi_\mu^\dagger\psi$

$\psi_\mu^\dagger(H_{\mu\nu}\psi + A_\nu)(x') + (\psi_\lambda^\dagger H_{\lambda\mu} + A_\mu^\dagger)(x')\psi_\nu(x')$

$= \chi\gamma_\mu^\dagger\chi(x)\,\psi$ $\quad \psi_\mu(x)$

$=$

$\frac{p_0}{c}\psi_\mu^\dagger(x) = \int\{\psi^\dagger\{\quad\}\psi\,dv\cdot\psi_\mu^\dagger(x) - \psi_\mu^\dagger(x)\int\cdots$

$+ \int(\quad)\psi_\mu^\dagger(x) + \psi_\mu^\dagger(\quad)$

$\frac{p_0}{c}\psi_\mu^\dagger(x)\psi_\nu(x') = \quad - \quad -$

$+ \int(\quad)\psi_\mu^\dagger(x) + \psi_\mu^\dagger(\quad)\cdot\psi_\nu(x')$ $\quad \psi_\nu(x')$

$+ \underline{\psi_\mu^\dagger}\int(\quad)\underline{\psi_\nu(x')} + \psi_\mu^\dagger\psi_\nu(\quad)$

$\cancel{\psi_\mu^\dagger(x)\psi_\nu(x') = 0}$.

$i\hbar\dot{\psi}_\mu^\dagger = -\psi_\mu^\dagger H' + H'\psi_\mu^\dagger$

$i\hbar\dot{\psi}_\nu = +\psi_\nu H' - H'\psi_\nu$

$\dot{\psi}_\mu^\dagger\psi_\nu + \psi_\mu^\dagger\dot{\psi}_\nu = (\underline{\psi_\mu^\dagger H'} + H'\psi_\mu^\dagger)\psi_\nu(x') + \underline{\psi_\mu^\dagger(x)}(\psi_\nu H' + \underline{H'\psi_\nu(x')})$

$=$

$$\bar{H} = \sum_{\mu\nu} \int \{ \psi_\mu^\dagger H_{\mu\nu} \psi_\nu + \psi_\mu^\dagger A_\mu + \tilde{A}_\mu^\dagger \psi_\mu \} dv$$

$$i\hbar \dot{\psi}_\mu = H_{\mu\nu}\psi_\nu + A_\mu$$

$$-i\hbar \dot{\psi}_\nu^\dagger = \psi_\mu^\dagger H_{\mu\nu} + \tilde{A}_\nu^\dagger$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\{ \psi_\nu^\dagger(x) \psi_\mu(x') \} = -\psi_\lambda^\dagger H_{\lambda\nu} \psi(x) \cdot \psi_\mu(x') - A_\nu^\dagger(x) \psi_\mu(x')$$
$$+ \psi_\nu^\dagger(x) \{ H_{\mu\lambda} \psi_\lambda(x') \} + \psi_\nu^\dagger(x) A_\mu(x')$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\{ \psi_\mu(x') \psi_\nu^\dagger(x) \} = -\psi_\mu(x')(\psi_\lambda^\dagger H_{\lambda\nu}(x)) - \psi_\mu(x') A_\nu^\dagger(x)$$
$$+ (H_{\mu\lambda}\psi_\lambda(x')) \psi_\nu^\dagger(x) + A_\mu(x') \psi_\nu^\dagger(x)$$

$$\{ \psi_\lambda^\dagger(x) \psi_\mu(x') + \psi_\mu(x') \psi_\lambda^\dagger(x) \} H_{\lambda\nu}(x)$$
$$\delta(x, x') \delta_{\mu\lambda}$$
$$- H_{\mu\nu}(x) \delta(x, x')$$
$$H_{\mu\lambda}(x') \{ \delta(x, x') \delta_{\lambda\nu} \}$$
$$+ H_{\mu\nu}(x') \delta(x, x')$$

?

$$\psi_\mu^\dagger H_{\mu\nu} \psi_\nu + \psi$$

$$\int f(x) \sum_\mu \{ \psi_\mu^\dagger(x) \psi_\mu(x') + \psi_\mu(x') \psi_\mu^\dagger(x) \} dv$$
$$= 4 f(x')$$
$$\{ \sum_\mu \psi_\mu^\dagger(x) \psi_\mu(x') \}^2 =$$

$$\psi_\mu^\dagger(x) = \sum_m a_m^\dagger \tilde{u}_\mu^{(m)}(x)$$
$$\psi_\nu(x') = \sum_n a_n u_\nu^{(n)}(x')$$

$$\sum_{mn} (a_m^\dagger a_n + a_n a_m^\dagger) \tilde{u}_\mu^{(m)}(x) u_\nu^{(n)}(x') = \delta(x, x') \delta_{\mu\nu}$$

$$\sum_\nu \int \tilde{u}_\nu^{(m)}(x')$$

$$\sum_{mn} (a_m^\dagger a_n + a_n a_m^\dagger) \tilde{u}_\mu^{(m)}(x) = \int \delta(x, x') \{ \sum \delta_{\mu\nu} \tilde{u}_\nu^{(n)}(x') dv'$$
$$= \cancel{\delta(x,x')} \quad u_\mu^{(n)}(x)$$

$$\bar{H} = \sum_{\mu\nu} \int \{ \psi^\dagger H_E \psi + \psi^\dagger \cancel{\chi^\dagger \gamma \chi} \; \chi^\dagger (\gamma \psi^\dagger + \gamma^\dagger \psi) \chi + \chi^\dagger H_P \chi \} dv$$

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial t}(\psi^\dagger \psi) = \{ \psi^\dagger H_E + \chi^\dagger \gamma \psi^\dagger \chi \} \psi$$

$$= \psi^\dagger \{ H_E \psi + \chi^\dagger \gamma \psi \chi \}$$

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\left(\chi^\dagger \frac{1+\tau_3}{2} \chi\right) = \chi^\dagger H_P \chi + \chi^\dagger \frac{1+\tau_3}{2} (\gamma \psi^\dagger + \gamma^\dagger \psi) \frac{1+\tau_3}{2} \chi$$

$$- \chi^\dagger H_P \chi - \chi^\dagger \frac{1+\tau_3}{2} (\gamma \psi^\dagger + \gamma^\dagger \psi) \chi .$$

$$\gamma^\dagger = \gamma^\dagger \frac{\tau_3}{2} - \frac{\tau_3}{2} \gamma^\dagger$$

$$-\gamma = \gamma \frac{\tau_3}{2} - \frac{\tau_3}{2} \gamma$$

$$\gamma = (\tau_1 + i\tau_2)$$

$$-\tau_1 - i\tau_2 = -i\tau_2 - \tau_1 \quad !!!$$

$$\bar{H}\Psi = \{ \sum_i n_i E_i + \sum N_\mu W_\mu + a_\mu^\dagger \sum_{\mu\nu i} a_\mu^\dagger (b_i a_\nu V^i_{\mu\nu} + b_i^\dagger V^{\dagger i}_{\mu\nu} a_\nu)$$

$$b_i^\dagger b_i b_j - b_j b_i^\dagger b_i = n_i b_i b_j b_i - \cdots = -$$

$$a_1^\dagger a_2 + a_2^\dagger a_1$$

$$-i\hbar \dot{n}_i = \sum_{\mu,\nu} a_\mu^\dagger (b_i V^i_{\mu\nu} - b_i^\dagger V^{\dagger i}_{\mu\nu}) a_\nu \quad !!!$$

$$-i\hbar \dot{n}_i = (b_i c_i - b_i^\dagger c_i^\dagger) e^{-\frac{iE_0 t}{\hbar}}$$

$$b_i = \int e^{-\frac{iEt}{\hbar}} b(E) \, dE,$$

$$\int E'' b^\dagger(E'') b(E''+E) dE'' - \int (E''+E) b^\dagger(E''+E'') b(E'') dE'' = \{ b(E-E_0) c - b^\dagger(E_0 - E) c^\dagger \} \quad !!!$$

$$\overline{H}\{\psi_\nu^\dagger(x)\psi_\mu(x')\} - \{\psi_\nu^\dagger(x)\psi_\mu(x')\}\overline{H}$$

$$= \iint dv''\, \psi_\lambda^\dagger H_{\kappa\lambda}(x'') \{\delta_{\lambda\nu}\,\delta(x''-x) - \psi_\nu^\dagger(x)\psi_\lambda(x'')\}\psi_\mu(x')$$

$$+ \cancel{\iint dv''\psi_\mu^\dagger(x'') A} \iint A_\lambda^\dagger(x'')\{\delta_{\lambda\nu}\,\delta(x''-x) - \psi_\nu^\dagger(x)\psi_\lambda(x'')\}\psi_\mu(x')$$

$$\iint A_\lambda \ldots \psi_\nu(x)\psi_\lambda^\dagger(x'')\psi_\mu(x')\,\psi_\mu(x')$$

$$- \quad \cdot \quad \cdot$$

$$= \psi_\lambda^\dagger(x) H_{\lambda\nu}(x)\cdot\psi_\mu(x') + \underline{A_\nu^\dagger(x)\cdot\psi_\mu(x')}$$

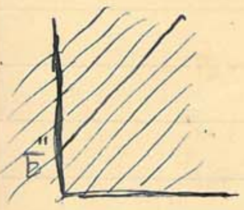
$$- \iint dv'' \; \psi_\nu^\dagger(x)\,(\delta_{\kappa\mu}\,\delta(x', x'') - \psi_\mu(x')\psi_\kappa^\dagger(x''))H_{\kappa\lambda}(x'')\,\psi_\lambda(x'')$$

$$+ \iint \cancel{\psi_\nu^\dagger(x)\psi_\mu(x')\, A_\lambda^\dagger(x'')\psi_\lambda(x'')}$$

$$- \iint A_\lambda(x'')\,\psi_\nu^\dagger(x)\{\delta_{\lambda\mu}\,\delta(x', x'') - \psi_\nu^\dagger(x)\psi_\mu(x')\psi_\lambda^\dagger(x'')\}$$

$$A_\nu^\dagger(x)\psi_\mu(x') = \iint A_\lambda^\dagger(x'')\{\psi_\lambda(x'')\psi_\nu^\dagger(x) + \psi_\nu^\dagger(x)\ldots\}\psi_\mu(x')$$

$$\delta_{\lambda\nu}\,\delta(x''-x)$$



$$= \iint A_\lambda^\dagger(x'')\,\psi_\lambda^\dagger(x)\cdot dv'' \qquad \psi_\nu(x')\iint A_\lambda^\dagger(x'')\psi_\lambda(x'')\psi_\nu^\dagger(x)\ldots$$

$$\iint \quad \cdot \quad \cdot \qquad \square - \square \quad \iint \ldots \qquad \square - \square \quad \iint \ldots$$

$$\int (+E)\, b^\dagger(E)\, e^{+\frac{iEt}{\hbar}} dE \int b(E')\, e^{-\frac{iE't}{\hbar}} dE' - \int b^\dagger(E)\, e^{\frac{iEt}{\hbar}} dE \int b(E')\, e^{-\frac{iE't}{\hbar}} dE'$$

$E' - E = E''$, $E = E,$ $\quad E' = E'' + E,$

$$\iint E\, b(E)\, b(E''+E)\, e^{\frac{iE''t}{\hbar}}\, dE''\, dE\,,$$

a_1

$\Psi(0,0,0,0,\cdots;1,0,0,\cdots)$

$\bar{H}\Psi_1 = W_1\Psi_1(\varphi,;1,0\cdots)$

$+\sum_m V_{12}^m \cdot \Psi_2^m +$

$\bar{H}\Psi_2^m = (W_2+E_m)\Psi_2^m$

$+\sum_m V_{21}^{+m}\Psi_1 +$

$i\hbar\frac{\partial a}{\partial t} = W_1 a + \sum_m V_{12}^m b_m$

$i\hbar\frac{\partial b_m}{\partial t} = (W_2+E_m)b_m + \sum_m V_{21}^{+m} a$

$a = e^{-\frac{i}{\hbar}W_1 t - \Gamma t}$

$b_m = C\left\{e^{-\frac{i}{\hbar}(W_2+E_m)t} - e^{-\frac{i}{\hbar}W_1 t - \Gamma t}\right\}$

$1+N$

$C\{-W_1 + i\hbar\Gamma\} = V_{21}^{+m} - (W_2+E_m)C$

$$b_m = \frac{V_{21}^{+m}\left\{e^{-\frac{i}{\hbar}(W_2+E_m)t} - e^{-\frac{i}{\hbar}W_1 t - \Gamma t}\right\}}{i\hbar\Gamma + W_2 + E_m - W_1}$$

$$-i\hbar\Gamma = \sum_m V_{12}^m \frac{V_{21}^{+m}\left\{e^{-\frac{i}{\hbar}(W_2+E_m)t} - e^{-\frac{i}{\hbar}W_1 t - \Gamma t}\right\}}{i\hbar\Gamma + W_2 + E_m - W_1} e^{\frac{i}{\hbar}W_1 t + \Gamma t}$$

$=$

$$\bar{H} = \sum_i n_i E_i + \sum_\mu N_\mu W_\mu$$

$$+ \sum_{\mu\nu,i} N_\mu(1-N_\nu) \Delta_\mu \Delta_\nu \{ (1-n_i) \overset{\nu_i}{\Theta_i^*} V^i_{\mu\nu}$$

$$+ n_i \nu_i \Theta_i V^{\dagger i}_{\mu\nu} \}$$

$$i\hbar \frac{\partial a}{\partial t} = \bar{H} a = W_1 +$$

$$\bar{H}\Psi(N_1, N_2, \dots ; n_1, n_2, \dots)$$

$$= \sum (1-N_\mu) N_\nu \nu_\mu \nu_\nu \Psi(N_1, N_2, \dots 1-N_\mu, \dots 1-N_\nu,$$

$$n_1, n_2, \dots 1-n_i \dots)$$

$$+\sum \qquad \Psi($$

Canonical transf.

$$\psi = \sum_i b_i v_i$$

$$\boxed{\frac{\partial \psi}{\partial t} = S\psi}$$

$$b_i^\dagger b_j + b_j b_i^\dagger = \delta_{ij}$$

$$\boxed{\frac{\partial \psi^\dagger}{\partial t} = \psi S^\dagger}$$

$b_i^\dagger b_i = N_i$ or $1 - N_i$

according as $\int \tilde{v}_i H_E v_i \, dv \gtrless 0$.

~~N_i or $1-N_i$~~

~~$b_i^\dagger b_i$~~

$$\int \psi^\dagger H \psi \, dv =$$

$$S^\dagger S$$

$$a_i^\dagger = b_k^\dagger S_{ki}^\dagger \qquad S_{ij} b_j = a_i$$

$$a_i^\dagger$$

$$a_i^\dagger a_l = \sum_{k,j} b_k^\dagger S_{ki}^\dagger S_{lj} b_j = \sum$$

$$a_l a_i^\dagger = \sum_{k,j} S_{lj} b_j b_k^\dagger S_{ki}^\dagger = \sum_{k,j} S_{ki}^\dagger S_{lj} \delta_{kj}$$

$$= \delta_{il}$$

$$\frac{\partial \psi(\alpha)}{\partial t} = H\psi$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\alpha)}{\partial t} = (\alpha|H|\alpha')\psi(\alpha')$$

$$\frac{\partial \psi^\dagger}{\partial t} = \psi^\dagger H^\dagger$$

$$-i\hbar \frac{\partial \psi^\dagger(\alpha')}{\partial t} = \psi^\dagger(\alpha')(\alpha'|H|\alpha')$$

$$\frac{\partial(\psi^\dagger\psi + \psi\psi^\dagger)}{\partial t} =$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\{\psi(\alpha)\psi^\dagger(\alpha') + \psi^\dagger(\alpha')\psi(\alpha)\}$$

$$=$$

$$\psi(t') = S(t'-t)\psi(t)$$

$$\psi^\dagger(t') = \psi^\dagger(t) S^\dagger(t - t')$$

$$S^\dagger(t-t') S(t'-t) + \cancel{S(t'-t) S^\dagger(t-t')}$$