Dirac: Statement of a Problem in Quantum Mechanics (Journ. London Math. Soc. 8, 274, 1933)

現在の quantum transformation theory は "play out" されたと ~~言~~ ~~われ~~いひうる. 次の事実は q.t.T. が relativistic treatment に不適当であることを明かにする.

$$\sum_1^n (p_r dq_r - P_r dQ_r) = dS(q_r, Q_r) \quad (1)$$

$Q_r = q_{n+r}$　$P_r = -p_{n+r}$ とおけば　(2)

$$\sum_1^{2n} p_\alpha dq_\alpha = dS(q_\alpha) \quad (3)$$

この形では equation は 2n-pair conj. variables に関して symmetric で 一つの特別の n-pair の 2 set に分れてはゐない.

(?

これによつて c.t.T. を relativistic の場合に適用しうる.

general rel. ~~theor~~ prob では、space-time の或る region と ~~他~~ 残りの宇宙全体との coupling を取扱ふ. その coupling は その space-time region の momentum の transfer をあらはす.

q_α, p_α ($\alpha = 1, 2, \ldots$) なる conj. variables によつて describe される. 一般には之等の degree of freedom は凡て on the same footing にあり. variables は (3) の関係にある.

若し space-time region が二つの time instant で bound されてゐれば, degree of freedom は 2 set に分かれる. (3) は (1) の形となり, contact transformation として説明しうる.

The fundamental transformation connecting the state of affairs at two time instants is now a unitary transf. ~~Gov~~ in the Hilbert space of the wave fns, which reads if the wave fcts at the two times are $f(q)$ and $g(Q)$

$$\left.\begin{aligned} f(q) &= \iint\ldots A(q,Q)\, g(Q)\, dQ_1 \ldots dQ_n \\ g(Q) &= \iint\ldots \bar{A}(q,Q)\, f(q)\, dq_1 \ldots dq_n \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

where . .

この二つの transf が consistent なるためには

$A(q,Q)$ は unitary eqs,

$$\iint\ldots dq_1 \ldots dq_n \iint\ldots_{\Delta} dQ_1 \ldots dQ_n\, A(q,Q)\, \bar{A}(q,Q') = \begin{matrix} 0 & \text{otherwise} \\ 1 & Q' \text{ in } \Delta \end{matrix} \quad (5)$$

$$p_r(q,Q) = -i\hbar \frac{\partial A(q,Q)}{\partial q_r} \quad (6)$$

$$P_r(q,Q) = i\hbar \frac{\partial A(q,Q)}{\partial Q_r}$$

A の classical analogue は $e^{iS/\hbar}$

(4)の式は classicalにいへば p, q ~~の式~~ を P, Q の函数として として (又は逆)

あらはした~~まで~~式に対応するものとして意味がない。

(6)は(2)により

$$p_\alpha(q_\beta) = -i\hbar \frac{\partial A(q_\beta)}{\partial q_\alpha} \quad (\alpha, \beta = 1, 2, \ldots 2n) \quad (7)$$

かくして、symmetrical になる。

しかし、unitary cond の方は symm に対応せぬ。

unitary cond に対応するもの

その symmetrical cond を ~~二本~~ 満足する theory が要求される。

classical と quantum T. T. の立入った比較をすれば

何かわかるかも知れぬ。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

R. Q. M.

DATE
NO.

Dirac: Statement of a problem in quantum mechanics
(J. London Math. Soc. 8, 274–277 (1933))

In der klassischen Mechanik kann die Bedingung

$$\sum_{r=1}^{n} (p_r dq_r - P_r dQ_r) = dS$$

einer kanonischen Transformation, also insbesondere des Zusammenhanges zwischen den Koordinaten und Impulsen p_r, q_r zur Zeit $t = t_0$ und P_r, Q_r zur Zeit $t = t_1$, durch die Bezeichungsweise $Q_r = -q_{n+r}$ $P_r = -p_{n+r}$ in die in allen q_α, p_α ($\alpha = 1, 2, \ldots 2n$) symmetrische Gestalt $\sum_{\alpha=1}^{2n} p_\alpha dq_\alpha = dS$ gesetzt werden. Nur diese symmetrische Form ermöglicht auch die relativistische Brauchbarkeit der klassischen Transformationstheorie. Zu diesen kl. Verhältnissen bietet aber die q. m. Transf. theorie kein vollständiges Analogon, da in der Q. T. die entsprechenden Transf. ~~Theorie~~ -gleichungen nur teilweise ebenso symmetrisch geschrieben werden können. Störend ist dabei die Unitaritätseigenschaft der q. mech. Transf. fen. Hier also müßte wahrscheinlich der Versuch einer Verallgemeinerung der jetzigen Theorie einsetzen

(P. Jordan, Zentralblatt f. Math. 7, 427, 1934)

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

neutron
Nucleus

DATE..........
NO..........

F. Perrin: Possibilité d'émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités β.
(C. R. 197, 1625, 1933)

β-ray continuous spectra の difficulty を説明するために Pauli は neutrino なるものを考へ、その質量は electron の質量に等しいと考へたが electron の質量のある部分は Coulomb field によると考へられるが、neutral なものが electron 程の質量をもつことは考へにくい。

β-spectra の maximum は中央から小さい energy の方にずれてる。もし electron と neutrino の mass が同じなら max. は中央にある筈。Mott, Ellis (Proc. Roy. Soc. 141, 502, 1933) は一応 ~~頭~~ 違っても neutrino があると suggest した。しかしむしろ neutrino の mass が小さいとした方が natural である。(?)

故、
$$\frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\mu\beta' c}{\sqrt{1-\beta'^2}}$$
$$E_m = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1\right) \quad E_m' = \mu c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}}-1\right)$$
$$E_m + E_m' = E_0$$
$$E_m = \frac{1}{2}E_0\,\frac{E_0+2\mu c^2}{E_0+(\mu+m)c^2}$$

この値は β-spectra の max であらはれる energy の平均値 $\bar{E}$ と比較すべきもの。(?)
最もよく知られてゐるのは
RaE: $E_0 = 1,2\cdot10^6\,eV$ $\quad \bar{E} = 0,36\cdot10^6\,eV$
(Sargent: Proc. Camb. Phil. Soc., 28, 1932, 538)
この値は $\mu=0$ ととらねばならぬ。それでも、
$E_m = 0,42\cdot10^6\,eV$

（むしろ Mott の考への方がよいのではないか）

すると一般に $\bar{E}_m = \frac{1}{2} E_0 \frac{E_0}{E_0 + mc^2}$

すると neutrino は c なる velocity をもつことになる

neutrino はむしろ photon に似ている。しかし、photon に伴ふ el. mg. field の如きものはない

（この点考察すべし）

mass 0 なら photon と同じ、create されるもので、それ故 nucleus の中にはなかったと考へられる。

β-radioactivity に際し spin が conserve され、

又 proton が electron と neutrino を emit 又は absorb して neutron となるとすれば neutrino の spin は $\frac{1}{2}$ でなければならぬ。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE ....

NO. ....

R. Q. M.

Bechert: Die Intensität von Dublettlinien nach der Diracschen Theorie (Ann. d. Phys. 6, 700, 1930)

$$\left(\sum \alpha_l \Omega_l + A\right) u = 0$$

$$\Omega_l = \frac{\partial}{\partial x_l} + i\,\Phi_l \qquad x_l = x, y, z, ict$$

$$\Phi_l = \frac{2\pi e}{hc}\{A_x\, A_y\, A_z\, i\varphi\} \qquad A = \frac{2\pi}{hc}E_0 = \frac{2\pi}{h}m_0 c$$

$$\alpha_1 = \begin{vmatrix} & & & 1 \\ & & -1 & \\ & -1 & & \\ 1 & & & \end{vmatrix} \qquad \alpha_2 = \begin{vmatrix} & & & -i \\ & & -i & \\ & i & & \\ i & & & \end{vmatrix} \qquad \alpha_3 = \begin{vmatrix} & & -i & \\ & & & i \\ -i & & & \\ & i & & \end{vmatrix}$$

$$\alpha_4 = \begin{vmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{vmatrix}$$

$$S_{l,nm} = \sum_{\text{Zeilen}} \left(\tilde{u}_n (\alpha_4 \alpha_l u_m)\right)$$

$$\frac{1}{N_n^2}\int \sum_{l=1}^{4} \tilde{u}_{ln} u_{ln}\, d\tau = 1.$$

System I
$$\begin{cases} u_1 = R_1(r) P_\kappa^m(\cos\vartheta) e^{im\varphi} \\ u_2 = R_2(r) P_\kappa^{m+1} e^{i(m+1)\varphi} \\ u_3 = R_3(r) P_{\kappa-1}^m e^{im\varphi} \\ u_4 = R_4(r) P_{\kappa-1}^{m+1} e^{i(m+1)\varphi} \end{cases}$$

System II
$$\begin{cases} u_1 = R_1 P_{\kappa-1}^m e^{im\varphi} \\ u_2 = R_2 P_{\kappa-1}^{m+1} e^{i(m+1)\varphi} \\ u_3 = R_3 P_\kappa^m e^{im\varphi} \\ u_4 = R_4 P_\kappa^{m+1} e^{i(m+1)\varphi} \end{cases}$$

$$R_2 = \frac{i}{\kappa+m} R_1 \qquad R_4 = \frac{-i}{\kappa-m} R_3$$

$$P_\kappa^m = \frac{\sin^m\vartheta}{2^\kappa \kappa!} \frac{d^{\kappa+m}(\sin^2\vartheta)^\kappa}{(d\cos\vartheta)^{\kappa+m}}$$

$$i\left(\frac{d}{dr} + \frac{1-k}{r}\right) R_4 = \frac{2\pi}{hc}\left(-(E-V) - E_0\right) R_2$$

$$-i\left(\frac{d}{dr} + \frac{1+k}{r}\right) R_2 = \frac{2\pi}{hc}\left(E - V - E_0\right) R_4$$

$\kappa = |k|$ $\qquad k = +1, +2, +3, \ldots$ für System I

$\qquad\qquad\quad = -1, -2, -3$ für System II

Auswahlregeln: $\quad q = x \pm iy \qquad m' - m = \pm 1$

$\qquad\qquad\qquad\quad q = z \qquad m' = m = 0$

$k \to k \pm 1, -k$ $\qquad$ (この k は Dirac の j の符號をかへたもの)

$$\frac{1}{N^2}\int \sum_{l=1}^{4} \bar{u}_l u_l \, d\tau = 1$$

$$\frac{1}{N^2}\int_0^\infty \left(|R_2(n,k)|^2 + |R_4(n,k)|^2\right) r^2 dr \int_0^\pi \left\{ (P_{x-1}^{m})^2 (x+m)^2 + (P_{x-1}^{m+1})^2 \right\} \sin\vartheta \, d\vartheta \cdot 2\pi = 1.$$

$$\frac{1}{N^2}\left\{\frac{4\pi(x+m)!}{(x-1-m)!}\right\}\int_0^\infty \left\{|R_2(n,k)|^2 + |R_4(n,k)|^2\right\} r^2 dr = 1$$

$$\int_0^\infty \left(|R_2(n,k)|^2 + |R_4(n,k)|^2\right) r^2 dr = \frac{1}{k^2(n,k)}$$

$$J(n'k'; nk) = \int_0^\infty [R_2(n'k')\bar{R}_2(nk) + R_4(n'k')\bar{R}_4(n,k)] r^3 dr$$

Intensität $A_{nkm}^{n'k'm'} = C\, \nu^4(n'k'; nk) \cdot k^2(n',k') k^2(n,k)$
$$\times J^2(n'k'; nk) \cdot f$$

$$f_{x,\, m,\, 1}^{x+1,\, m,\, 1} = \frac{(x+1+m)(x-m)}{(2x+1)^2} \quad \text{etc}$$

$$V = -\frac{Ze^2}{r}; \qquad R_2 = -\sqrt{1-\frac{E}{E_0}}\,\frac{1}{r} e^{-\lambda r}(2\lambda r)^\gamma (v-w)$$

$$R_4 = -i\sqrt{1+\frac{E}{E_0}}\,\frac{1}{r} e^{-\lambda r}(2\lambda r)^\gamma (v+w)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{hc}\sqrt{E_0^2 - E^2} \qquad \gamma = \sqrt{k^2 - \alpha^2 Z^2} \qquad \alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$$

$$v = \frac{1}{2\pi i}\oint e^{-\rho s} s^{-n_r}(1+s)^{2\gamma+n_r-1} ds$$

$$w = \frac{-1}{2\pi i}\,\frac{k+\alpha' E_0}{\gamma+\alpha' E_0}\oint e^{-\rho s} s^{-n_r-1}(1+s)^{2\gamma+n_r} ds$$

$$\alpha' = \frac{\alpha Z}{\sqrt{E_0^2 - E^2}} \qquad \frac{E}{E_0} = \left(1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{(n_r+\gamma)^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$v = \binom{2\gamma+n_r-1}{n_r-1} \cdot F(-n_r+1, 2\gamma+1, 2\lambda r)$$

$$w = -\frac{k+\alpha' E_0}{\gamma+\alpha' E}\binom{2\gamma+n_r}{n_r} F(-n_r, 2\gamma+1, 2\lambda r)$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..................
NO..................

$$I(nk, n'k') = \int_0^\infty \{ R_2(n'k')\overline{R}_2(nk) + R_4(n'k')\overline{R}_4(nk) \} r^{2+\tau} dr$$

$$= (2\lambda_1)^{\gamma_1}(2\lambda_2)^{\gamma_2} \left\{ \sqrt{1-\frac{E_1}{E_0}}\sqrt{1-\frac{E_2}{E_0}} M' + \sqrt{\left(1+\frac{E_1}{E_0}\right)}\sqrt{\left(1+\frac{E_2}{E_0}\right)} M'' \right\}$$

$$M' = \int_0^\infty e^{-(\lambda_1+\lambda_2)r} r^{\gamma_1+\gamma_2+\tau} (v_1 - w_1)(v_2 - w_2) dr$$

$$M'' = \int_0^\infty e^{-(\lambda_1+\lambda_2)r} r^{\gamma_1+\gamma_2+\tau} (v_1 + w_2)(v_2 + w_2) dr$$

v, w をそれぞれ series に expand して termwise integr. をやる series の summation に

$$\sum_{\mu=0}^{\alpha} \binom{\rho}{\mu}\binom{\gamma}{\alpha-\mu} = \binom{\rho+\gamma}{\alpha}$$ ρ, γ: beliebig, α: ganz ≥ 0

を使って

$$I(nk, nk)_{\tau=0} = \frac{\Gamma(2\gamma+n_r)\; 2\alpha' E_0 (k+\alpha' E_0)}{\lambda\; (2\gamma+n_r)!\; n_r!} \cdot (E < E_0)$$

nk, n'k' の異なる場合は簡単な結果を出し得なかった.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

R. Q. M.

Jordan: Über die Multiplikation quantenmechanischer Größen. II (ZS. 87, 505, 1934)

(I. ZS. 80, 285, 1933)
(Göttinger Nachr. 1933, 209
〃 1932, 569)

a の Erwartungswert を $\bar{a}$ とする

Axiom I. zwei Größen a, b に対しては常に(与へられた対象の状態の Menge に対して)

$$\bar{c} = \bar{a} + \bar{b}$$

を満足する c が存在する. 之を a, b の Summe といひ

$$c = a + b$$

とかく. 斯くて定義. Kommutative u. assoziative Gesetz が成立する.

$$a + b = b + a$$
$$(a+b)+c = a+(b+c)$$

Axiom II. a なる meßbare Größe から a^n なる meßbare Größe を ableiten 出来る. 而して

$$a^n a^m = a^{n+m}$$

が成立する.

Axiom II. Aus $a^2+b^2+c^2+\cdots = 0$ folgt $a=b=c=\cdots=0$

次に Multiplikation を

$$2ab = (a+b)^2 - (a^2+b^2)$$

で define する.

而して当然 kommutatives Gesetz は成立. distr. Gesetz

$$a(x+y)=ax+ay$$

も又成立.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

Kernbau

Th. Sexl: Berichte über Fragen der Kernphysik
(phys. ZS. 35, 119, 1934) Nr. 3

Einleitung
I. α- bzw Protonenprobleme
A. Streuung der α-Teilchen an schweren Kernen
§1. Well.mech. Theorie der normalen α-Streuung
B. Streuung gleichartiger Teilchen bei kleinen Geschw.
§2. Motts Voraussage eines Well-mech. Effekts
§3. Experim. Bestätigungen der Theor. Voraussagen.
C. Streuung der α-Teilchen an leichten Kernen.
Theorie der anomalen Streuung.
§4. Übersicht über die experimentellen Ergebnisse
§5. Theorie der anomalen Streuung
§6. Vergleich mit der Erfahrungen
D. α-Emission
§7. Die Geiger-Nuttall-Relation
§8. Theorie der radioaktiven α-Emission

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

Neutrino

Destouches: Remarques théoriques sur l'émission de rayons corpusculaires (rayons β et positrons) et sur la symétrie entre corpuscules et anticorpuscules
(C. R. 198, 467, 1934)

Fermi: La Ricerca scient, 4 vol II XI
déc. 1933, p. 3-7

の hypothesis は q. m. の一般之視れ出すが故.

Ψ_0, H_0: ... du centre de gravité du système total

Ψ_1, H_1: du système restant, lorsque l'interaction avec la partie émise est devenue négligeable

$$A_0\Psi_0 = \Psi_0 \qquad A_0\Psi_1 = 0$$
$$A_1\Psi_0 = 0 \qquad A_1\Psi_1 = \Psi_1$$

Ψ は: Ψ_0, Ψ_1 を component とする wave function とすると
これ代り Hamil. は

$$H = A_0H_0 + A_1H_1$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE ....
NO. ....

R. Q. M.

Klein u. Nishina: Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen rel. Q. Dyn. von Dirac
(Z S. 52, 853, 1929)

Dirac, Gordon (Proc. Roy. Soc. 111, 405, 1926; Z S, 40, 117, 1927) の理論では kurzwellige ~~Teil mit~~ Strahlung に対しては差違がある.

$$\left\{ \frac{E}{c} + \rho_1 \left(\sigma, p + \frac{e}{c} A \right) + \rho_3 m c \right\} \psi = 0.$$

$$A = a e^{i\nu\left(t - \frac{nr}{c}\right)} + \bar{a} e^{-i\nu\left(t - \frac{nr}{c}\right)}$$

$$\psi_0^{(p_0)} = \left(-\frac{E_0}{c} + \rho_1 (\sigma, p_0) + \rho_3 m c \right) u(p_0)\, e^{\frac{i}{\hbar}[E_0 t - (p_0 r)]}$$

$$E_0^2/c^2 = m^2 c^2 + p_0^2.$$

$\psi_1(p_0)$

$$\left\{ \frac{E}{c} + \rho_1 (\sigma, p) + \rho_3 m c \right\} \psi_1^{(p)} = \left\{ a e^{i\nu\left(t - \frac{nr}{c}\right)} + \bar{a} e^{-i\nu\left(t - \frac{nr}{c}\right)} \right\} (\rho_1 \sigma)$$

$$\times \left\{ -\frac{E}{c} + \rho_1 (\sigma, p_0) + \rho_3 m c \right\} u(p_0)\, e^{\frac{i}{\hbar}(E_0 t - p_0 r)}$$

$$\psi_1(p_0) = \frac{\left(-\frac{E_0'}{c} + \rho_1(\sigma p_0') + \rho_3 mc\right)\left(-\frac{E_0}{c} + \rho_1(\sigma p_0) + \rho_3 mc\right) u(p_0)}{\rho_1(\sigma a)} e^{\frac{i}{\hbar}(E_0' t - p_0' r)}$$

$$\psi = \iiint \psi(p_0)\, dp_0 \qquad + \qquad , \qquad e^{\frac{i}{\hbar}(E_0'' t - p_0'' r)}$$

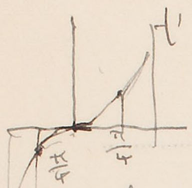
$$I = ec\, \bar{\psi} \cdot \rho_1 \sigma \cdot \psi$$

$$= I_0 + ce \iint \bar{\psi}_0^{(p)} \rho_1 \sigma\, \psi_1^{(p')}\, dp\, dp' + c.c. = I_0 + \iint I_1\, dp\, dp'$$

$$A' = \frac{e}{r} \iint dp\, dp' \cdot I_1 \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

但し, r は electron の存在する gebiet に比してすこぶる大,
しかし Lichte ~~の波長~~ 又は de Brogliewellen の Wellenlängen は
この gebiet に比して小とする.

$$\frac{\cancel{\text{tg}}}{1+\text{tg}^2\theta'} \quad \frac{t t'^2}{1+t'^2} + \frac{t''^2}{1+t''^2} < \frac{(t'+t'')^2}{(1+t'^2)(1+t''^2)}$$



$$t'^2+t''^2+2t^2t''^2 \quad \frac{\cancel{1+t^2}\ 2t'^2t''^2}{(1+t'^2)(1+t''^2)} < \frac{2t't''}{(\ )(\ )} \qquad t't''(t't''-1)$$

$$t' = \text{tg}\frac{\theta'}{2} \quad t'' = \text{tg}\frac{\theta''}{2} \qquad \cancel{(t't''-1)}\ \cancel{>0}$$

$$t', t'' < 1 \ \cancel{\text{for}} \qquad t't'' < 1,$$

for $\theta'+\theta'' = \Theta < \pi$

Ruhende Elektron をとると.

$$\overline{\mathbb{H}_0'^2} = \frac{e^4}{m^2c^4r^2}\left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^3\left\{\left(\frac{\nu}{\nu'}+\frac{\nu'}{\nu}\right)\varepsilon^2 - 2(\mathfrak{n}\varepsilon)^2\right\}$$

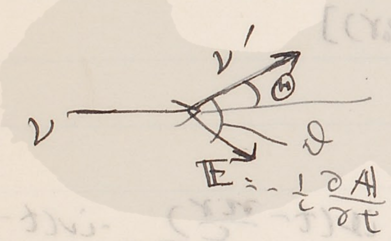
$$\mathbb{H}_0' = \text{rot}\,\mathbf{A}'(\mathfrak{p}_0, \mathfrak{p}_0')$$

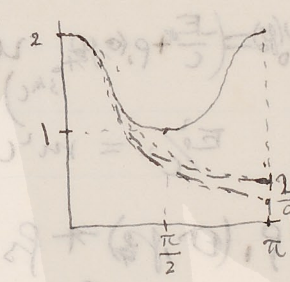
$$\mathbb{E}_0' = [\mathbb{H}_0', \mathfrak{n}]$$

$$\varepsilon = -\frac{i\nu}{c}\mathfrak{a} \qquad \varepsilon = \bar{\varepsilon};\ \text{linear polarisiert}$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i\nu}{c}\bar{\mathfrak{a}}$$

$$I = I_0\frac{e^4}{m^2c^4r^2}\frac{\sin^2\vartheta}{(1+\alpha(1-\cos\Theta))^3}\left(1+\frac{\alpha^2(1-\cos\Theta)^2}{2\sin^2\vartheta(1+\alpha(1-\cos\Theta))}\right)$$





$$\frac{4}{2\cdot 3} = \frac{2}{3}$$

$$\frac{2}{9}\cdot\frac{5}{3}$$

unpolarisiert の時には

$$\bar{I} = I_0\frac{e^4}{2m^2c^4r^2}\frac{1+\cos^2\Theta}{(1+\alpha(1-\cos\Theta))^3}\left(1+\frac{\alpha^2(1-\cos\Theta)^2}{(1+\cos^2\Theta)(1+\alpha(1-\cos\Theta))}\right)$$

$$2-\cos\Theta$$

Dirac-Gordon の式と異なるのは,

( ) の中の α^2 の Term である.

Thurason の式とは ( )^3 の中の α を含む term を異なる.

$$= \mathbf{A}'$$

Streukoef.

$$S = N\int \bar{I}\frac{\nu}{\nu'}d\Omega$$

$$= \frac{2\pi N e^4}{m^2c^4}\left\{\frac{1+\alpha}{\alpha^2}\left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha}\log(1+2\alpha)\right]\right.$$

$$\left. + \frac{1}{2\alpha}\log(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2}\right\}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE ....
NO. ....

$\Delta\lambda' = 2\lambda_0 \sin^2\frac{\theta'}{2}$

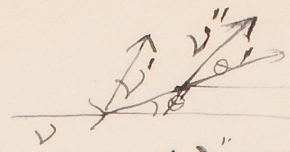
$\Delta\lambda'' = 2\lambda_0 \sin^2\frac{\theta''}{2}$

$\Delta\lambda' + \Delta\lambda'' = 2\lambda_0\left(\sin^2\frac{\theta'}{2} + \sin^2\frac{\theta''}{2}\right)$, $\Delta\lambda = 2\lambda_0 \sin^2\frac{\theta' + \theta''}{2} = 2\lambda_0(\cos\theta - \frac{1}{2})$

$= \lambda_0(\cos\theta' + \cos\theta'' - 1)$

$= 2\lambda_0\left\{\sin^2\frac{\theta'}{2}\cos^2\frac{\theta''}{2} + \cos^2\frac{\theta'}{2}\sin^2\frac{\theta''}{2}\right\}^2$

$= 2\lambda_0\left\{\sin^2\frac{\theta'}{2} + \sin^2\frac{\theta''}{2} - 2\sin^2\frac{\theta'}{2}\sin^2\frac{\theta''}{2}\right\}$



$\nu =$

R, Q, M,

Nishina: Die Polarisation der Comptonstreuung nach der Diracschen Theorie des Elektrons

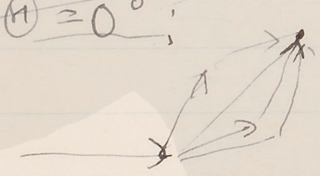
(Z.S. 52, 869, 1929)

第？ H_0, E_0

1. Feldausdruck der Streustrahlung
2. Int. der Compton S.S. bei ⊙ polarisiertem Licht
3. Int. des Tertiärstrahls bei R Streuungen.

$$I_t = \frac{e^8}{2m^4c^8 r^2 r'^2} \cdot \frac{I_0}{(1+2\alpha)^3}\left\{\sin^2\Theta + \frac{\alpha^2(2+4\alpha+3\alpha^2)}{2(1+\alpha)^2(1+2\alpha)}\right\}$$

~~0.07 → 0.1 Å;~~
~~$\Theta = 0°$;~~



DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........................
NO..........................

R. Q. M.

Wataghin: Bemerkung über die Selbstenergie der Elektronen.
(Z. f. Phys. 88, 92, 1934)

Furry & Carlson: Phys. Rev. 44, 237, 1933
Heitler & Sauter: Nature 132, 892, 1933
に示された様に high speed electron に対する stopping power ~~が~~、現在の理論からは大きくなりすぎる。
この困難をさけるには、~~big~~ energy, impulse の大きな change を伴ふ様な collision process の起る prob. は現在の理論より小さく ~~なる筈~~ なる様な理論が要る。
そのためには例へば collision prob. に

$$G = e^{-\frac{[(\vec{p}_1'-\vec{p}_1^0)^2-(\frac{E_1'-E_1^0}{c})^2]}{\pi^2}}$$

なる factor をつけることが考へられる。

これを Q.M. の scheme に入れれば Hamiltonian

$$H = H_{el} + H_{str} + \sum_r e_r V_r + \sum_r e_r (\vec{\alpha}_r \vec{U}_r)$$

~~すなはち~~ この中の V, U として

$$V \to c\left(\frac{8\pi}{\Omega}\right)^{1/2} \sum_s G_s v_s e^{i(\frac{1}{\hbar}\vec{k}_s\vec{x} - \nu_s t)}$$

$$\vec{U}_R \to c\left(\frac{8\pi}{\Omega}\right)^{1/2} \sum_s G_s \vec{u}_s e^{i(\frac{1}{\hbar}\vec{k}_s\vec{x} - \nu_s t)}$$

とする（今迄のは G_s なる factor なし）

この様な方法は Rel. に Inv. で Selbstenergie も finite になる。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..............................

NO.................................

R.Q.M.

Wentzel : Über die Eigenkräfte der Elementarteilchen (ZS. 87, 726 1934)

$$\Delta \sqcup(x,t) = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} D(x,t)$$

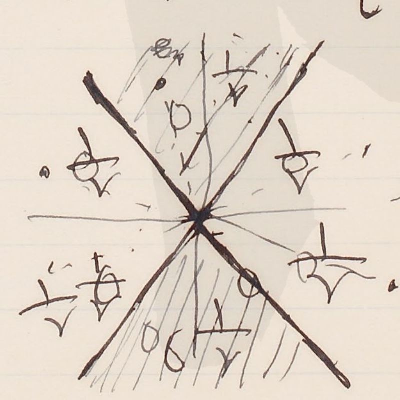
$$D(x\,t) = \lim_{K\to\infty} D_K(x\,t)$$

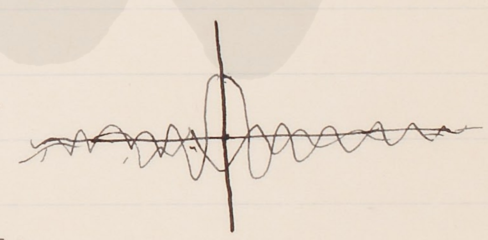
$$D_K(x,t) = \frac{1}{2\pi^2}\int_{k<K} dk \cdot \frac{1}{k}\sin\{kr - kct\}$$

$$\sqcup_K(x,t) = \frac{1}{2\pi^2}\int_{k<K} dk\, \frac{1}{k^2}\cos\{kr - kct\}$$

$$= \frac{1}{\pi 4 r}\int_0^K \frac{dk}{k}\{\sin k(r-ct) + \sin k(r+ct)\}$$

$$\lim_{K\to\infty} \sqcup_K(x,t) = \sqcup(x,t) = \begin{cases} \frac{1}{r} & \text{für } c|t| < r \\ 0 & \text{''}\ \ c|t| > r \end{cases}$$





$$D_K(x,t) = \frac{1}{2\pi^2} \cdot \int dk\, \frac{1}{k}\sin\{kr - k_t ct\}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

R. Q. M.

Jordan: Die Bornsche Theorie des Elektrons
(Naturwiss. 22, 214, 1934)

$$\left.\begin{array}{l} \mathrm{rot}\,\mathbb{E} = -\frac{1}{c}\dot{\mathbb{B}} \ ; \quad \mathrm{div}\,\mathbb{H} = 0 \ ; \ \mathbb{B} = \mu \mathbb{H} \\ \mathrm{rot}\,\mathbb{H} = \frac{1}{c}\dot{\mathbb{D}} \ ; \quad \mathrm{div}\,\mathbb{D} = 0 \ ; \ \mathbb{D} = \varepsilon \mathbb{E} \end{array}\right\} (1)$$

$$\varepsilon\mu = 1 \ ; \quad \mu = \sqrt{1 + a^2(\mathbb{B}^2 - \mathbb{E}^2)}$$

~~Freie~~ wahre) Ladung の Verteilung が discrete で
freie 〃 の 〃 は kontin.
従って Hard γ-ray に対しては色々の complication によって Wirkungsquerschnitt が小さくなる.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

R. R. M.

Born and Infeld: Foundations of New Field Theory
(Proc. Roy. Soc. 144, 425, 1934)

$$\delta \int \mathfrak{L}\, d\tau = 0 \qquad d\tau = \cancel{dx_0}\, dx_1\, dx_2\, dx_3\, dx_4$$
$$\cancel{x_0} = x_4 = ct, \quad x_1 = x \ldots$$

$$\mathfrak{L} = \sqrt{|a_{kl}|} \qquad a_{kl} = g_{kl} + f_{kl}$$

$$\mathfrak{L} = \sqrt{-|g_{kl}+f_{kl}|} + A\sqrt{-|g_{kl}|} + B\sqrt{|f_{kl}|}$$

と $B=0$.

f_{kl} が小さいときは Cartesian coord. にて
$$\mathfrak{L} - L = \frac{1}{4} f_{kl} f^{kl}$$

とおかねばならぬ $A = -1$.

$$\therefore \mathfrak{L} = \sqrt{-|g_{kl}+f_{kl}|} - \sqrt{-|g_{kl}|}.$$

$$\therefore L = \sqrt{1+F-G^2} - 1$$

$$F = f_{23}^2 + \ldots - f_{14}^2 \ldots$$
$$G = f_{23} f_{14} + \ldots + \ldots$$

$$\sqrt{-g}\, p^{kl} = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial f_{kl}} \qquad f_{kl} = \frac{\partial \phi_l}{\partial x^k} - \frac{\partial \phi_k}{\partial x^l}.$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..............
NO..............

R. Q. M.

Nikolsky: Sur l'interaction relativiste quantique.
(C. R. 198, 1013, 1934)

$$\frac{df}{dt} = \frac{i}{\hbar}(fH - Hf) \qquad \frac{d^\mu f}{dt^\mu} = \left(\frac{i}{\hbar}\right)^\mu \sum_{\alpha=0}^{\mu} (-1)^{\mu-\alpha} \binom{\mu}{\mu-\alpha} \times H^{\mu-\alpha} f H^\alpha$$

$$\varphi = \int de \sum_{\mu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\mu}{\mu!\, c^\mu} \frac{\partial^\mu}{\partial t^\mu} (r^{\mu-1})$$

$$\vec{A} = \int de \sum_{\mu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\mu}{\mu!\, c^\mu} \frac{\partial^\mu}{\partial t^\mu} (\vec{v}\, r^{\mu-1})$$

$$\varphi = \int de \sum_{\mu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\mu}{\mu!\, c^\mu} \left(\frac{i}{\hbar}\right)^\mu \sum_{\alpha=0}^{\mu} (-1)^{\mu-\alpha} \binom{\mu}{\mu-\alpha} H^{\mu-\alpha} r^{\mu-1} H^\alpha$$

$$\vec{A} = \quad \text{〃} \quad \text{〃} \quad r^{\mu-1} \vec{v} \text{〃}$$

$$V = e\varphi - (\vec{\alpha}\vec{A}) \qquad c\vec{\alpha} = \vec{v}$$

$$H = \text{const.}(H_1 + H_2)$$

$$V = V_{11}(H_1, r) + V_{22}(H_2, r) + V_{12}(H_1, H_2, r)$$

V_{12} から初めの方の項をとると Breit の式.
2 puissance pair et symétrique en H_1 et H_2 をとると Möller の式が出る.

(Schezer. 83, 277, 1933)

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

R. Q. M.

F. Bloch: Die phys. Bedeutung mehrerer Zeiten in der Q.E.D.
(Phys. Z. d. Sowj. 5, (Heft 2) 301, 1934)

Feld: $\left(H_b - i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\right)\Psi = 0$ (1)

$\Psi(t, t_1 \cdots t_n) = e^{-\frac{i}{\hbar}H_b t}\varphi(t_1 t_2 \cdots t_n)$, (2)

Materie: $\left[R_s(t_s) - i\hbar\frac{\partial}{\partial t_s}\right]\varphi = 0 \quad (s = 1, 2, \cdots n)$ (3)

$R_s(t_s) = c\vec{\alpha}_s\vec{p}_s + m_s c^2\alpha_s^{(4)} + \varepsilon_s\left[\Phi(r_s t_s) - \vec{\alpha}_s\vec{A}(r_s t_s)\right]$ (4)

$\left[\operatorname{div}\vec{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \sum_{s=1}^{n}\frac{\varepsilon_s}{4\pi}\Delta(|\vec{r} - \vec{r}_s|, t - t_s)\right]\Psi = 0$ (5)

$\Delta = \cdots$ (6)

Integrabilitätsbed $\binom{n+2}{2}$ ヶ中

$i\hbar\left(\frac{\partial^2}{\partial t_s\partial t_{s'}} - \frac{\partial^2}{\partial t_{s'}\partial t_s}\right)\varphi = (R_s R_{s'} - R_{s'} R_s)\varphi = 0$ (7)

なる $\binom{n}{2}$ 式が同時になる.

ここに $[R_s R_{s'}]\varphi = \left[\frac{\varepsilon_s\varepsilon_{s'}c\hbar}{4\pi i}\Delta(|\vec{r}_s - \vec{r}_{s'}|, t_s - t_{s'})(1 - \vec{\alpha}_s\vec{\alpha}_{s'})\right]$
$\times\varphi$, (8)

$$\begin{pmatrix} & & & \\ & & & \\ & & & \\ & & & \end{pmatrix}\begin{pmatrix} & & & 1 \\ & & 1 & \\ & 1 & & \\ 1 & & & \end{pmatrix}\begin{pmatrix} & & & -i \\ & & i & \\ & -i & & \\ i & & & \end{pmatrix}\begin{pmatrix} & & 1 & \\ & & & -1 \\ 1 & & & \\ & -1 & & \end{pmatrix}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

R. R. M.,
γ-rays

DATE ....

NO. ....

Hulme: The photoelectric Effect for γ-rays
(~~Rroy.~~ Soc. Roy. 133, 381, 1931)

(1) Solution in Coulomb Field

$$\frac{2\pi i}{h}\left(\frac{E+eV}{c}+mc\right)\psi_1+\left(\frac{\partial}{\partial x}-i\frac{\partial}{\partial y}\right)\psi_4+\frac{\partial}{\partial z}\psi_3=0$$

$$\frac{2\pi i}{h}\left(\quad ,,\quad\right)\psi_2+\left(\frac{\partial}{\partial x}+i\frac{\partial}{\partial y}\right)\psi_3-\frac{\partial}{\partial z}\psi_4=0$$

$$\frac{2\pi i}{h}\left(\frac{E+eV}{c}-mc\right)\psi_3+\left(\frac{\partial}{\partial x}-i\frac{\partial}{\partial y}\right)\psi_2+\frac{\partial}{\partial z}\psi_1=0$$

$$\quad ,,\quad\left(\quad ,,\quad\right)\psi_4+\left(\frac{\partial}{\partial x}+i\frac{\partial}{\partial y}\right)\psi_1-\frac{\partial}{\partial z}\psi_2=0$$

$$\psi_1=-iF_kP_{k+1}^u \qquad \psi_2=-iF_kP_{k+1}^{u+1}$$

$$\psi_3=(k+u+1)G_kP_k^u \qquad \psi_4=(-k+u)G_kP_k^{u+1}$$

$$\psi_1=-i(k+u)F_{-k-1}P_{k-1}^u \qquad \psi_2=i(-k+u+1)F_{k-1}P_{k-1}^{u+1}$$

$$\psi_3=\qquad G_{-k-1}P_k^u \qquad \psi_4=\qquad G_{k-1}P_k^{u+1}$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{2\pi}{h}\left(\frac{E+eV}{c}+mc\right)F_k+\frac{dG_k}{dr}+\frac{k}{r}G_k=0\\ &-\frac{2\pi}{h}\left(\frac{E+eV}{c}-mc\right)G_k+\frac{dF_k}{dr}+\frac{k+2}{r}F_k=0\end{aligned}\right\}$$

$$P_k^u=(k-u)!\,\sin^u\theta\left(\frac{d}{d\cos\theta}\right)^{k+u}\frac{(\cos^2\theta-1)^k}{2^k k!}e^{iu\varphi}$$

$$\mathfrak{F}_k=AF_k-BG_k \qquad A^2=\frac{2\pi}{h}\left(mc+\frac{E}{c}\right)$$

$$\mathfrak{G}_k=AF_k+BG_k \qquad B^2=\frac{2\pi}{h}\left(mc-\frac{E}{c}\right)$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY

DATE

asymptotic

$$F_k = \frac{1}{A}\sqrt{(k-s)^2+(b+c)^2}\,|\Gamma(s+ib+1)|$$
$$\times e^{-\frac{3\pi b}{2}}(2a)^{s+1}\frac{1}{r}\cos(ar+b\log r+\delta_a)$$

$$G_k = \frac{1}{|B|}\sqrt{(k-s)^2+(b+c)^2}\,|\Gamma(s+ib+1)|$$
$$\times e^{-\frac{3\pi b}{2}}(2a)^{s+1}\frac{1}{r}\cos(ar+b\log r+\delta_a)$$

$$\mathcal{F}_k = -[(k+s)+i(b+c)]\,r^s\int_{+ia}^{+ia}(t-ia)^{s-ib}(t+ia)^{s+ib+1}e^{rt}dt$$

$$\mathcal{G}_k = [(k-s)-i(b+c)]\,r^s\int_{-ia}^{ia}(t-ia)^{s-ib+1}(t+ia)^{s+ib}e^{rt}dt$$

$$s = -(\lambda+2) = \sqrt{(k+1)^2-\gamma^2}-1$$

$$\boxed{\begin{aligned}&AB=ia\\&\frac{\gamma}{2}\left(\frac{A}{B}-\frac{B}{A}\right)=-ib\\&\frac{\gamma}{2}\left(\frac{A}{B}+\frac{B}{A}\right)=-ic\end{aligned}}\qquad \gamma=\alpha Z$$

$$\mathcal{F}_{-k-1} = \quad \text{''}$$

$$\mathcal{G}_{-k-1} = \quad \text{''}$$

$$\int\sum_{r}^{4}\psi_r(E,k,u)\psi_r^*(E',k',u')\,dv = \begin{cases}\delta_{EE'}\delta_{kk'}\delta_{uu'}\\ \frac{1}{h}\delta(E-E')\delta_{kk'}\delta_{uu'}\end{cases}$$

or $4\pi(k+u+1)!\,(k-u)!\int_0^\infty(F_k(E)F_k^*(E')+G_k(E)G_k^*(E'))r^2dr$
$$= \frac{1}{h}\delta(E-E')$$

normalization factor

$$\xi(E,k)(\alpha) = \left(\frac{2\pi E}{hc^2a}\right)^{1/2}\frac{A|B|}{A^2+|B|^2}K^{-1}$$

$$K = \frac{1}{2}\sqrt{(k-s)^2+(b+c)^2}\,|\Gamma(s+ib+1)|\,e^{-\frac{3\pi b}{2}}(2a)^{s+1}$$

$$\xi(k,u) = \sqrt{[4\pi(k+u+1)!\,(k-u)!]}$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

R. Q. M.

Elsasser: ~~Mécanique~~ Équations du mouvement d'un neutron (C. R., 198, 441, 1934)

$$-i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \{c\rho_1(\sigma p) + \rho_3 mc^2 + \mu\rho_3(\sigma H) - \mu\rho_2(\sigma E)\}\psi$$

$$\rightarrow \{-\frac{1}{2mc^2}p_0^2 + \frac{1}{2m}(\vec{p})^2 + \frac{1}{2}mc^2 + \mu(\vec{\sigma}, H)\}\psi$$

+ petits termes

$$\frac{dr}{dt} = c\rho_1\sigma$$

$$\frac{dp}{dt} = \ldots$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \ldots$$

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..............................

NO..............................

G.P. Thomson: Experiment on the Polarization of Electrons.
(Phil. Mag. 17, 1058, 1934)

Mottのいった様な Polarization Effect は ±1 percent のerrorの範囲ではなかった。
Voltage は 30k volt, 100k volt
Goldで二回直角に反射する。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE.................

NO.................

Beck, Sitte: Bemerkung zur Arbeit von E. Fermi
(ZS. 89, 259, 1934)

Fermiのneutrinoの説に反対する. 主な理由は energyの小さい β-ray が実験より多すぎることである.
又n. positron の emission は neutrino, electron の Vernichtung を伴ふと考~~給~~ ら方がいいといふ;

Fermi: Zur Bemerkung von G. Beck u. K. Sitte
(ZS. 89, 522, —)

Wick: Rendiconti Lincei 19, 319, —

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

1 R. Q. M.

DATE..................

NO..................

Weisskopf: Über die Selbst Energie des Elektrons
('25. f. Phys. 89, 27, 1934)

statische Energie

$$E^S = \frac{e^2}{\hbar p p_0}(2m^2c^2 + p_0^2) \cdot \int \frac{dp}{p} + \cdots$$

(negative energy state が occupy されて居る時)

$$E^S = \frac{e^2}{\hbar} \int dp + \cdots$$

(negative energy state が occupy されて居ぬ場合)

electrodynamical Energy

$$E^D = -\frac{11}{6}\frac{e^2}{\hbar p} p^2 \int_0^\infty \frac{dk}{k}$$

$$- \frac{e^2}{\hbar}\frac{m^2c^2}{pP} \log \frac{P+p}{P-p} \int_0^\infty dk$$

$$- \frac{2e^2}{\hbar P} \int_0^\infty k\,dk. \quad + \text{endliche Glieder}$$

(negative energy state occupied)

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE..........
NO..........

F. Perrin : La dissymétrie des spectres bêta positifs et négatifs, et la masse intrinsèque du neutrino ou ergon. (C. R. 198, 2086, —)

E_0 : l'énergie totale de la transmutation (limite du spectre continue)

W_m : l'énergie la plus probable de l'ergon

E_m : celle de l'électron (ou ~~négatif~~ positif)

$$E_0 = E_m + W_m$$

$$E_m = mc^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \pm eV$$

$$\frac{W_m}{c} = \frac{mc\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\lambda = \frac{h}{mc}\cdot\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} = \frac{hc}{W_m} \quad ; \text{ longueur d'onde électronique}$$

$$eV = 2\frac{Ze^2}{\lambda} = 2\frac{Ze^2}{hc}W_m$$

$$mc^2 + E_m \pm 2\frac{Ze^2}{hc}(E_0 - E_m) = \sqrt{m^2c^4 + (E_0 - E_m)^2},$$

on en deduit

$$E_m = \frac{1}{2}\frac{E_0^2}{E_0 + mc^2}\left[1 \pm \frac{Ze^2}{hc}\left(1 + \frac{2mc^2}{E_0}\right) \times \left(1 + \frac{m^2c^4}{(E_0 + mc^2)^2}\right)\right]$$

RaE : $E_0 = 1{,}2$ MVe $\rightarrow E_m = 0{,}34$ MVe.

l'énergie moyenne expérimentale $\bar{E} = 0{,}36$ MVe

~~Posi~~ Ind. Rad. ノ時ニハ 2ツノ項ハ ±ノ項ハ negligible

Radio Azote (Joliot) $E_0 = 1{,}5$ MVe $E_m = 0{,}54$ MVe $\bar{E} = 0{,}49$ MVe.

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

Tamm: Exchange Forces between Neutrons and Protons and Fermi's Theory (Nature 133, ~~[illegible]~~ 981, 1934)

Iwanenko: Interaction of Neutrons and Protons (ibid.)

1 neutron + 1 proton system に於ては energy は [illegible] degenerate して居る。この degeneration は double transition process を考へ ~~energy の perturbation~~ 見出すと消される。

これを perturb. theory で計算すると

$$\psi = \psi_0 + g\psi_1 + g^2\psi_2 + \cdots$$

g: Fermi's constant ($\sim 4\times 10^{-50}$ erg. cm.^{3})

$$\left(H_0 - i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\right)\psi_2 \sim \left(K \mp \frac{1}{16\pi^3\hbar c r^5} I(r)\right)\psi_0 ,$$

K: infinite constant

$I(r)$: decreasing func of r, which is equal to 1 when $r \ll \hbar/mc$.

K を neglect すると これは neutron と proton が

$$A(r) = \pm \frac{g^2}{16\pi^3\hbar c r^5} I(r)$$

なる exchange energy を有することに等しい,

A の sign は ψ の symmetry に依存する.

$$|A(r)| \ll 10^{-85} r^{-5}\ \mathrm{erg}.$$

これは $r \sim 10^{-13}$ cm 程度における, 知られた n-p の interaction に比して小さすぎる.

又 n, p の mass の差が electron と neutrino の mass の和より大きければ, light particle の emission は energy law を violate しない.

依て exchange energy

$$|A(r)| < g\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^3 \sim 10^{-18}\,\mathrm{erg}$$

が小さすぎる

であるから Fermiの理論では interaction は説

明出来ぬ。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

Kerntheorie
Kernbau

DATE
NO.

Gamow: Über den heutigen Stand (20. Mai 1934) der Theorie des β-Zerfalls. (Phys. ZS. ~~533~~ (Nr. 13) 35, 533–542)

Gamow; Empirische Stabilitätsgrenzen von Atomkernen (ZS. Phys. 89, 592, 1934)

Stabile Kerne の Energie Minimum Fläche (Rinne) が periodische Struktur をもつてゐることが指摘され、之に関係して、α-Stabilität を論じた。 Periodizität の原因としては Phys. Rev. への之れ於いて、新しく neg. Proton をもつてゐると ~~が~~ 考へられる。

Beck
Landé
等は 夫れ Geschlossene Schale の存在を考へた。

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE
NO.

Polansky: Negative Nuclear Spins and a Proposed negative Proton (Nature 134, 26, 1934)
Schüler und Schmidt: Naturw. 22, 418, 1934
Tamm und Altschüler: C.R. Acad. Sci U.R.S.S., 1, 455, 1934

DEPARTMENT OF PHYSICS
OSAKA IMPERIAL UNIVERSITY.

DATE

NO.

G. C. Wick: sugli elementi radioattivi di F. Joliot e I. Curie
(Atti. Reale Accad. Nazion. dei Lincei. 19, 319, 1934)

Fermi の β-ray distnt. の理論を positron-distnt. に apply すると. transition prob. は

$$P(\eta)\,d\eta = d\eta \cdot g^2 \frac{256\pi^4}{4} \frac{m^5c^4}{h^7} \left|\int v_m^* u_n\, dc\right|^2$$

$$\times \eta^2 e^{-\pi\gamma\frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}} \left|\Gamma\left(1+i\gamma\frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}\right)\right|^2 \left(\sqrt{1+\eta_0^2}-\sqrt{1+\eta^2}\right)^2$$

但し. $\gamma = \left|\frac{2}{137}\right| \ll 1$

$$S = \sqrt{1-\gamma^2} - 1 \simeq 0$$

然るに $\left|\Gamma\left(1+i\gamma\frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}\right)\right|^2 = \pi\gamma\frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \Big/ \sinh \pi\gamma\frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta}$

$$\frac{1}{\tau} = g^2\, 64\pi^4 \frac{m^5c^4}{h^7} \left|\int v_m^* u_n\, dc\right|^2 F(\gamma, \eta_0).$$

	Z	η_0	$F(\gamma,\eta_0)$	$\left\lvert\int v_m^* u_n\, dc\right\rvert^2 = 1$. とおけば τ	τ: observed
N^{13}	7	2,2	0.93	3 ore	20 min
Si^{27}	14	2,2	0,73	4 ore	3,6 min
Po^{30}	15	7	350	5 min	4,7 min