

8-components of Dirac equation

©2022 YHAL, YITP, Kyoto University
京都大学基礎物理学研究所 湯川記念館史料室

$$\beta_\mu (\gamma_\mu + \tau_3 \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \psi = m \tau_1 \psi$$

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}$$

$$\beta_\mu (\gamma_\mu + \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \varphi = m \chi$$

$$\beta_\mu (\gamma_\mu + \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \chi = m \varphi$$

$$(\gamma_\mu \gamma_\mu - \frac{\partial^2}{\partial r_\mu \partial r_\mu}) \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = m^2 \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}$$

positive energy mass }
negative mass

$$\beta_\mu (\gamma_\mu + \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \beta_\nu (\gamma_\nu + \frac{\partial}{\partial r_\nu}) = (\beta_\mu \beta_\nu + \beta_\nu \beta_\mu) \gamma_\mu \gamma_\nu + \beta_\mu \frac{\partial}{\partial r_\mu} \gamma_\nu - \beta_\nu \frac{\partial}{\partial r_\nu} \gamma_\mu$$

$$\beta_\mu (\tau_1 \gamma_\mu - i \tau_2 \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \psi = m \psi$$

$$\beta_\mu \beta_\nu \tau_1 \tau_2 = \beta_\nu \beta_\mu \tau_2 \tau_1 = 2 \delta_{\mu\nu}$$

$$\beta_\mu (\gamma_\mu + \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \psi = m \tau_1 \psi$$

$$\beta_\mu (\gamma_\mu + i \frac{\partial}{\partial r_\mu}) \varphi = i m \chi$$

$$\beta_\nu (\gamma_\nu + i \frac{\partial}{\partial r_\nu}) \chi = i m \varphi$$

$$(\beta_\mu (\gamma_\mu + i \frac{\partial}{\partial r_\mu}))^2 \psi = m^2 \psi$$

$$\gamma_\mu^2 + i (\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial r_\mu} + \frac{\partial}{\partial r_\mu} \gamma_\mu) \sim \frac{\partial^2}{\partial r_\mu^2}$$

$$\frac{1}{R} [\chi_\mu, \psi] + \frac{\hbar}{R} [p_\mu, \psi]$$

$$[\chi_\mu, \psi] + \frac{\hbar}{R} [p_\mu, \psi]$$

$$\frac{\hbar}{R} [p_\mu, \psi] \pm \frac{1}{R} [\chi_\mu, \psi]$$

small const.

$$[p_\mu, \psi] \pm \frac{\hbar}{R} [\chi_\mu, \psi]$$

$$l R \gg 10^{-26} \text{ cm}^2$$

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

$$t = \frac{\sqrt{x^2 - a^2} \cdot a}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot x}$$

$$= \frac{\sqrt{x^2 - a^2} \cdot a}{x \sqrt{1 - v^2}}$$

$$(1 - v^2) x^2 = a^2$$

$$v^2 x = \frac{x^2 - a^2}{x}$$

$$v = \frac{x^2 - a^2}{x^2}$$

$$x = \frac{a}{\sqrt{1 - v^2}}$$

$$t = \frac{v \cdot a}{\sqrt{1 - v^2}}$$

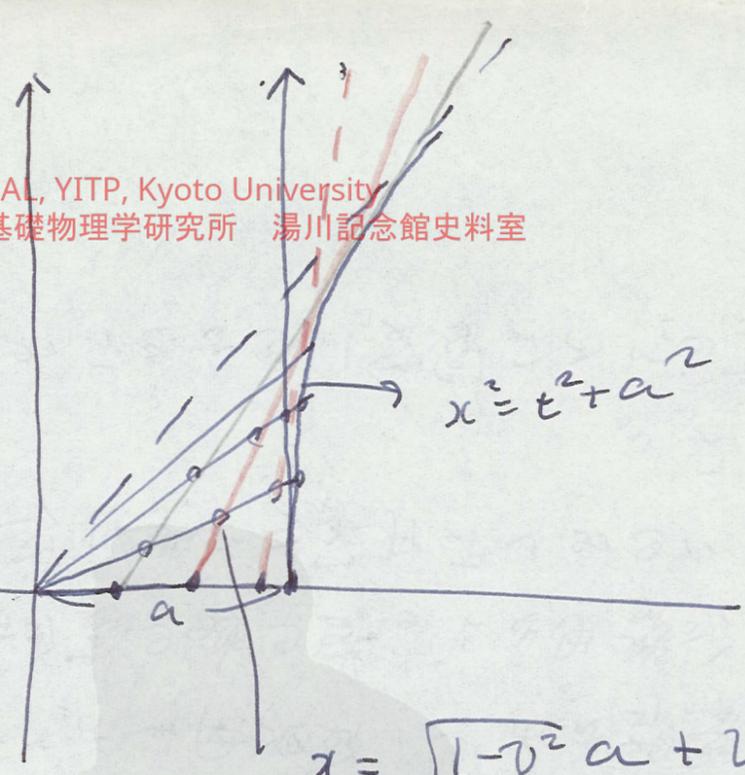
$$x = \sqrt{1 - v^2} \cdot a + \frac{v^2 a}{\sqrt{1 - v^2}}$$

$$= \sqrt{1 - v^2} \left(a + \frac{v^2 a}{1 - v^2} \right)$$

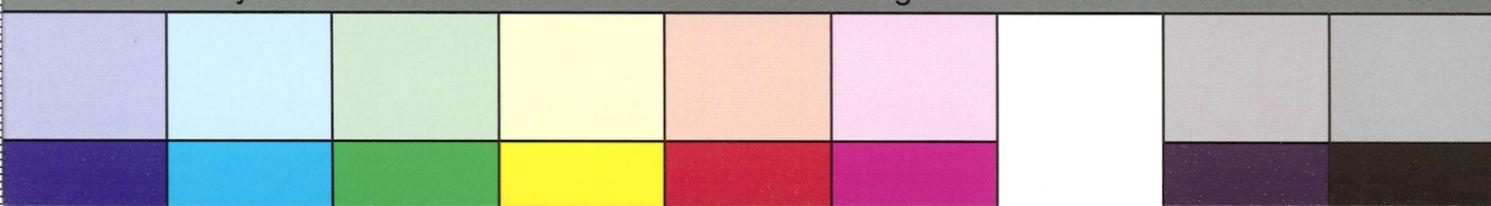
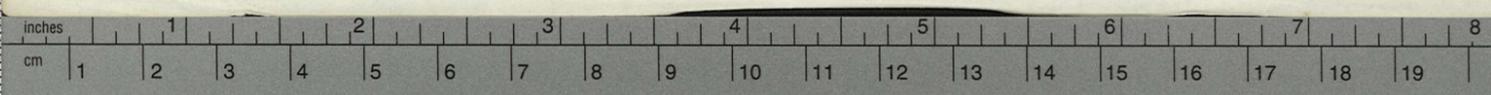
$$= \sqrt{1 - v^2} \left(1 - \frac{v^2}{1 - v^2} \right) a + v t + dt$$

$$t^2 = x^2 - a^2$$

$$x^2 = t^2 + a^2$$



virtual for real particle $a \neq 0$!!



荷電体が

(35)

に強くなる電場が生じ、この電場の持つエネルギーが無限に大きくなってしまふ。電子自身が作り出した場のエネルギー、すなわち自己エネルギーが無限大になる。これが素粒子の無限大の困難の原形である。

相対論が~~適用される~~確立される以前には、この困難は電子の荷電分布に固有空間的のりわりを課せればよいと思われていた。例えは半径が十兆分の一センチ(10⁻¹³ cm)の球全体に荷電はびらかつていた。

(岩波書店原稿用紙)

Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170 180 190 200 210 220 230 240 250

60

極のどん^どん^どとあるかによって異なること
に
なる。

このように正端から第二部で述べた素粒子
の分類あるいは断の象の適合模型の正端^{から}
の解新をもう一度見直すとどうなるか。この
場合、二つの考え方があある。一つは素粒子を
ある一定の^{一階に}規則形^にを持つ固体^に
と^{現象}した^{場合}に^{対応}している。外から見て
この固体の向きがかわつたと判定される

(岩波書店原稿用紙)

Kodak Color Control Patches
Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black
© Kodak, 2007 TM: Kodak