

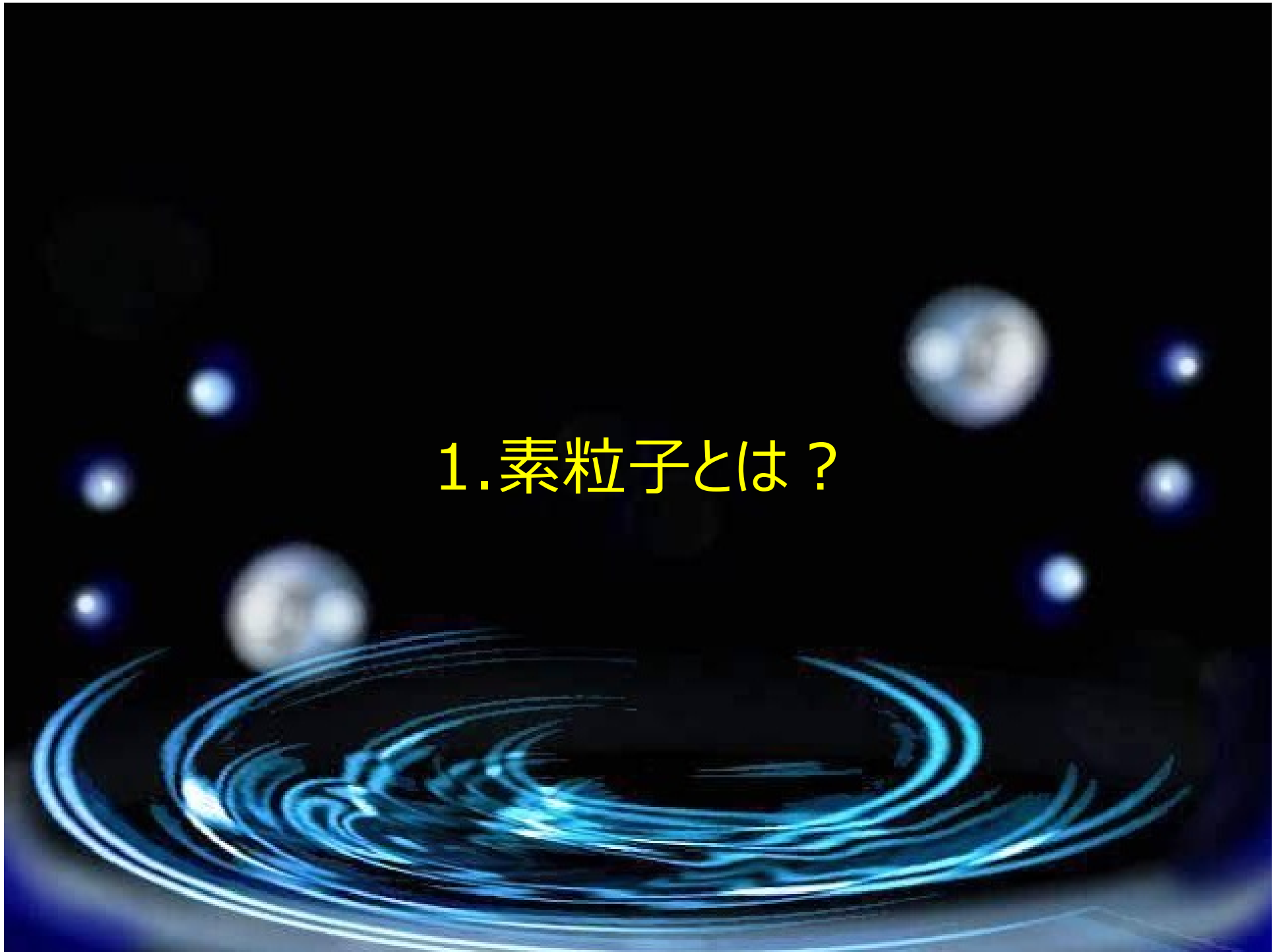
素粒子の標準模型と ヒッグス粒子の役割

安江正樹
東海大学理学部物理学科
素粒子物理学専攻

内容

- 1.素粒子とは？（2ページ）
- 2.素粒子の力学へのヒント（4ページ）
- 3.素粒子場の未知の力（2ページ）
- 4.素粒子場のエネルギー（4ページ）
- 5.ヒッグス粒子による電子質量の生成（6ページ）
- 6.ヒッグス粒子の生成（4ページ）
- 7.標準模型準拠の電子とヒッグス粒子（1ページ）

1.素粒子とは？



素粒子の探索

物質を作る最小の構成要素

約 10^{-7} cm



水分子 (=水素原子+酸素原子)

約 10^{-8} cm



酸素原子 (=原子核+電子)



蛍光灯

約 10^{-12} cm



原子核 (=陽子+中性子: 核子という)

約 10^{-13} cm



核子 (=3つのクォーク)

約 10^{-16} cm以下
(標準理論: 0 cm)

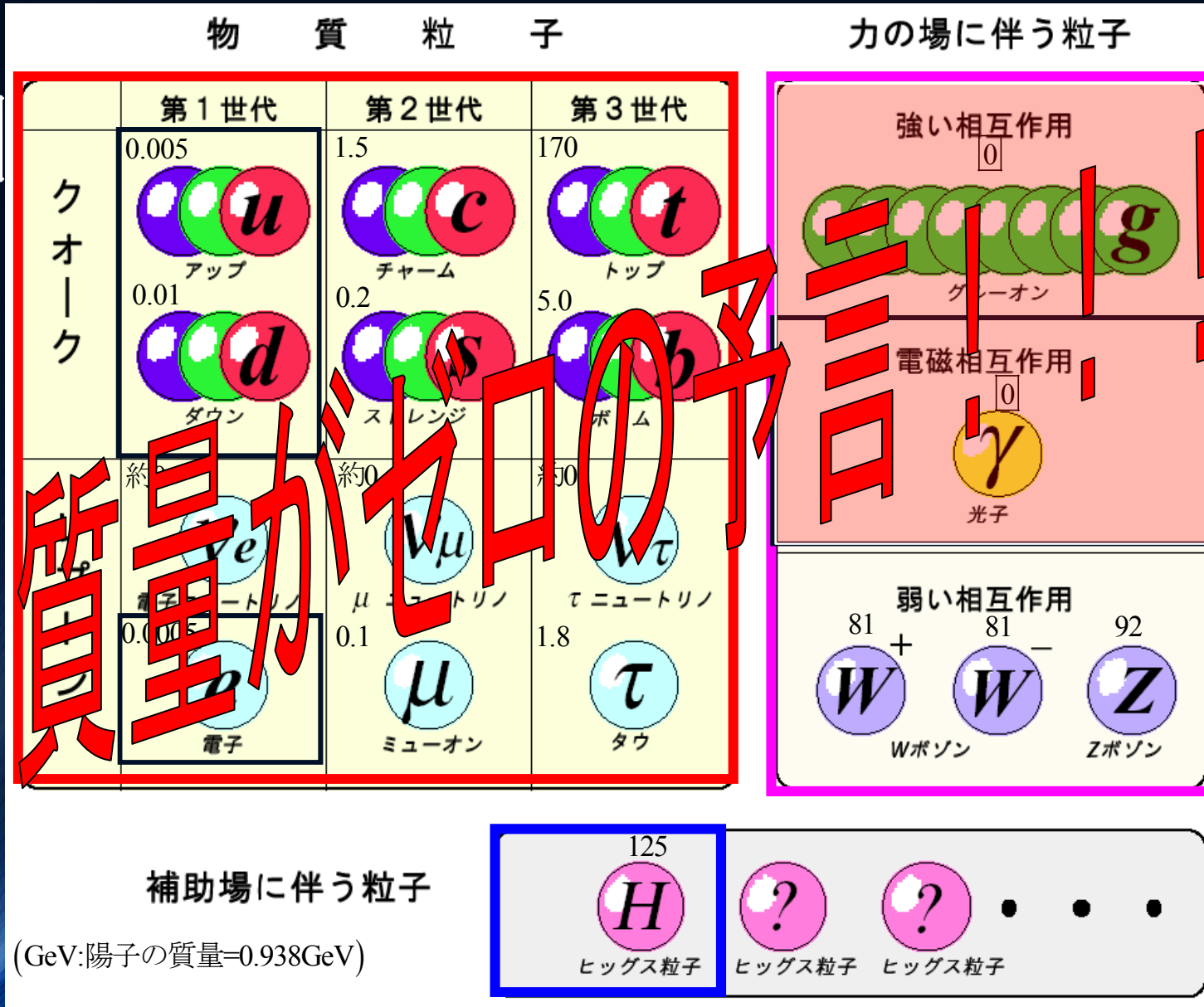
クォーク

素粒子

標準模型での素粒子

3つ子

RGB



陽子を作る力

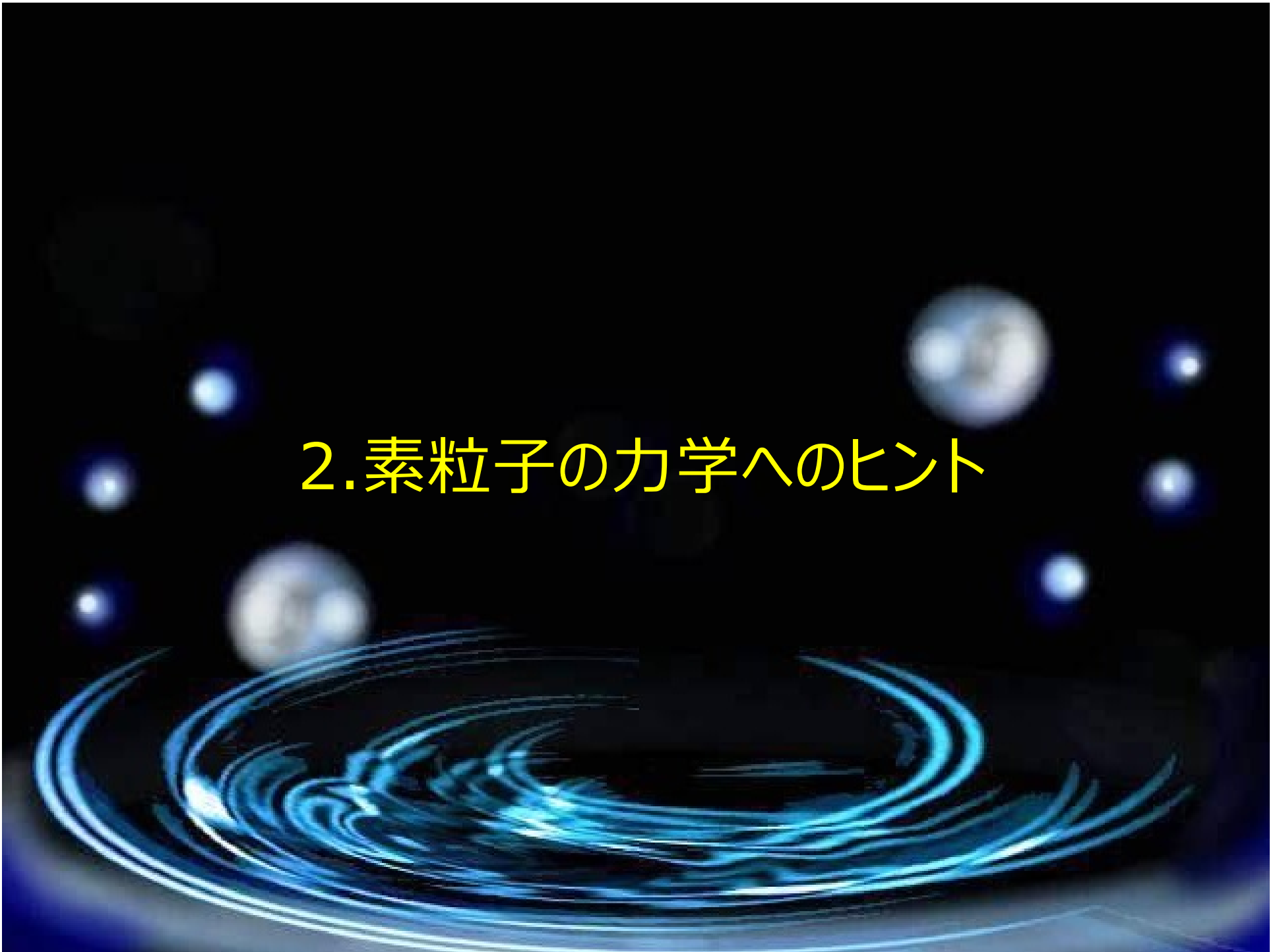
水素原子を作る力

放射能ベータ線を出す力

質量を作る力

質量がゼロの粒子

2.素粒子の力学へのヒント



素粒子の力学は何？

- 粒子(電子)であり波(光子)である 量子力学
(h : プランク定数)

振動数

➤ エネルギー $E = h \nu$

➤ 運動量 $p = \frac{h}{\lambda}$ (波長)

$$\Rightarrow \psi(x, t) \propto e^{ikx - i\omega t} \left\{ \begin{array}{l} \omega = 2\pi\nu = \frac{E}{\hbar} \\ k = 2\pi/\lambda = \frac{p}{\hbar} \end{array} \right. \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$$

- 光速や光速近くで移動できる 特殊相対性理論
(c : 光速度)

➤ アインシュタインの関係式 $E = mc^2$ (静止中)

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + (mc^2)^2} \quad (\text{運動中})$$

(*) 3次元ベクトル表記: \mathbf{p}, \vec{p}

$$E = \sqrt{\mathbf{p}^2 c^2 + (mc^2)^2}$$

量子力学からのヒント

- 素粒子の振る舞いの理論的予測 波動関数 $\psi(x, t) (\propto e^{ikx - i\omega t})$
 - シュレディンガー方程式:
$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = E\psi(x, t) \quad \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$$
 - 不確定性関係 $[x, p] = i\hbar$:
$$-i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} = p\psi(x, t)$$
 - (*) 3次元ベクトル表記: $\psi(\mathbf{x}, t) \quad [\mathbf{x}_i, \mathbf{p}_j] = i\hbar \delta_{ij} \quad \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \nabla$
- 波動関数は複素数 \Leftrightarrow 観測値 (実験データ) は実数
 - $x_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) x \psi(x, t) dx \quad \Rightarrow \quad x_{\text{観測値}}^* = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) x \psi^*(x, t) dx = x_{\text{観測値}}$
 - $p_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) p \psi(x, t) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x, t) dx$

$$\Rightarrow p_{\text{観測値}}^* = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) \left(+i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi^*(x, t) dx = p_{\text{観測値}}$$
 - (*) $\psi(\pm\infty, t) = 0$ と部分積分 \uparrow

特殊相対性理論からのヒント

$$\boxed{E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (*) E = \sqrt{p^2 c^2 + (mc^2)^2}$$

$$E^2 \psi(x, t) = (p^2 c^2 + m^2 c^4) \psi(x, t) \Leftarrow \text{波動関数 } \psi(x, t)$$

$$\Leftarrow E \psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) \quad p \psi(x, t) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi(x, t)$$

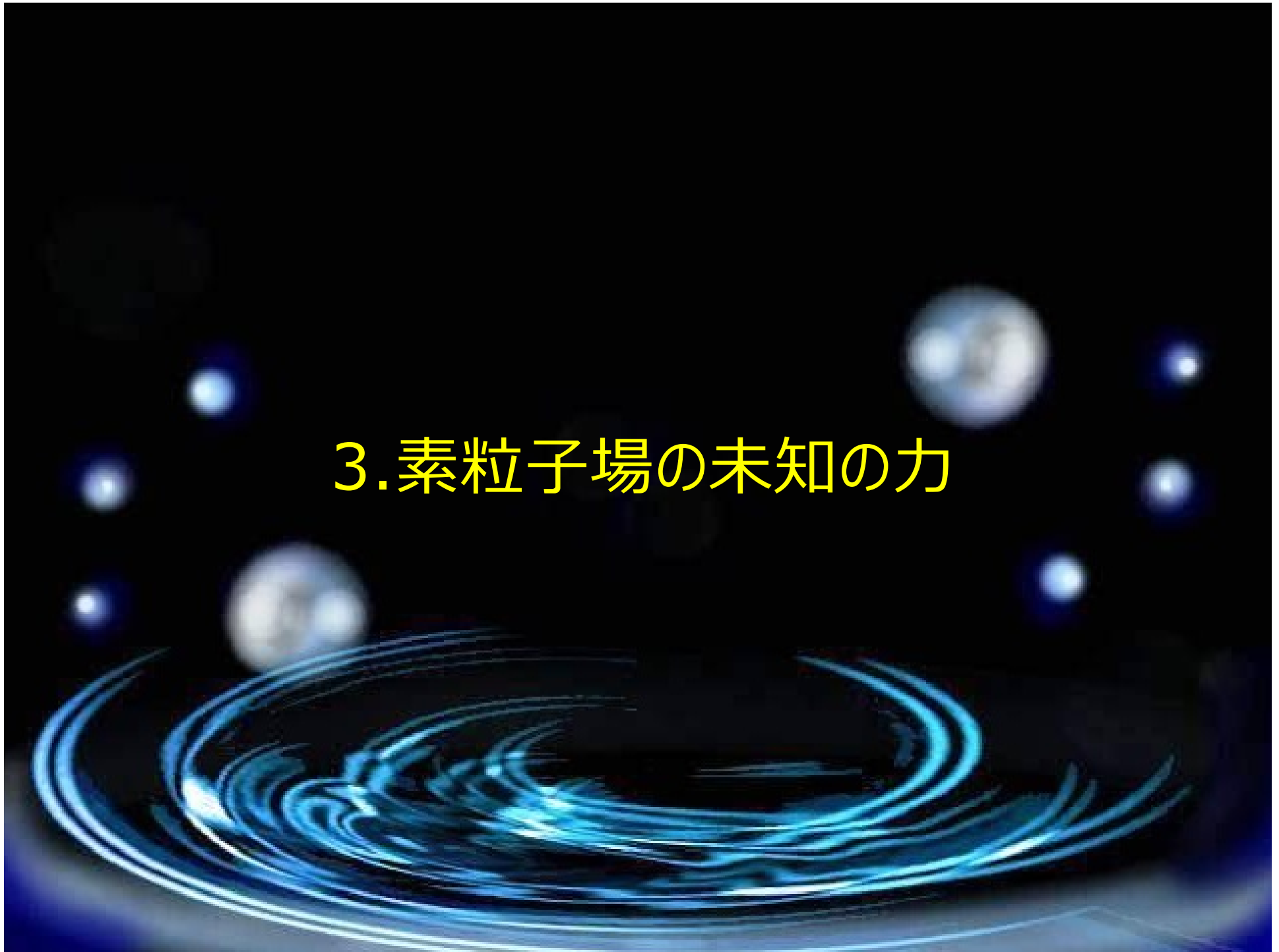
$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \psi(x, t) = \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 c^2 \psi(x, t) + m^2 c^4 \psi(x, t) \Leftarrow \begin{cases} \text{4次元座標} \\ (\boxed{ct}, x, y, z) \end{cases}$$

$$\boxed{c^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}} \psi(x, t) = \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi(x, t) \right]$$

$$\boxed{\left[\left(\frac{\partial}{c \partial t} \right)^2 - \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi(x, t) = 0} \quad \text{素粒子の運動方程式}$$

クライン・ゴルドン方程式

3.素粒子場の未知の力



クラインゴルドン方程式と背後にある力

静止中の素粒子場 $\psi(x, t)$

$$\Rightarrow \text{運動量}=0 \Rightarrow p\psi(x, t) = -i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} = 0$$

$\Rightarrow \psi(x, t) = \text{どの場所}(x) \text{でも同じ値}$

$$\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \psi(x, t) = \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t)}_{x \text{に依らない}} - \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi(x, t)$$

- 素粒子場の運動方程式??? $\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \psi(x, t) = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi(x, t) = \text{力の源???}$
↑
- 物体の運動方程式 $m \frac{d^2}{dt^2} x(t) = -mg (= F_{\text{重力}})$: 例えば重力

力が分からないときの力学

- 解析力学 ラグランジュ関数 $= L(x, v, t) \leftarrow v = \frac{dx}{dt}$

解析力学と未知の力

- ラグランジュ運動方程式 $\boxed{\frac{dP}{dt} = \frac{dL}{dx} = F_{\text{未知}}}$ $\Leftarrow P = \frac{\partial L}{\partial v} \left(v = \frac{dx}{dt} \right)$

- ニュートン力学 $L = \frac{1}{2}mv^2 - U(x) \Leftarrow U(x)$ の例: $U(x) = mgx$

- 運動方程式 $\begin{cases} P = \frac{\partial L}{\partial v} = mv \Rightarrow \frac{dP}{dt} = m \frac{dv}{dt} \left(= m \frac{d^2x}{dt^2} \right) \\ F_{\text{未知}} = \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{d(-U(x))}{dx} = -mg (= F_{\text{重力}}) \end{cases} \Rightarrow \boxed{m \frac{dv}{dt} = -mg}$

- ラグランジュ関数 L は観測できない \Rightarrow エネルギーに似ている

$$L = \frac{1}{2}mv^2 - U \Leftrightarrow E = \frac{1}{2}mv^2 + U$$

- 観測可能なエネルギー $\boxed{E = Pv - L} \left(P = \frac{\partial L}{\partial v} \right)$ (* ルジャンドル変換)

- ニュートン力学からの答え $E = \boxed{\frac{1}{2}mv^2 + U}$ $L = \frac{1}{2}mv^2 - U \Rightarrow E = \overbrace{\frac{P^2}{2m}}^{x,v(t)} + U$

素粒子場のラグランジュ関数

- 素粒子場の運動方程式

$$\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{c^2 \partial t^2} = - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi(x,t)$$

- 知っているラグランジュ関数から...

$$L = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - U(x) \Rightarrow \frac{d}{dt} \frac{dL(x)}{dv} = \frac{dL(x)}{dx} \Rightarrow m \frac{dv}{dt} = m \frac{d^2}{dt^2} x = - \frac{dU}{dx} \left(v = \frac{dx}{dt} \right)$$

- こんな感じかな？

$$L = ??? (\Rightarrow E) = \text{実数} \leftarrow \boxed{???} \leftarrow \frac{\partial v}{c \partial t} = - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi(x,t) \left(v = \frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} \right)$$

- 推論すると...

$$\frac{d}{dt} \frac{dL(x)}{dv} = \frac{dL(x)}{dx} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi} \\ \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} \end{cases} \quad (*) \text{実数} = \begin{cases} \psi + \psi^* \\ i(\psi - \psi^*) \end{cases}$$

- できたかも？

$$L = v^* v - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi \Rightarrow \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} \Rightarrow \frac{\partial v}{c \partial t} = - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi$$

素粒子場の運動方程式

- 素粒子場のラグランジアン

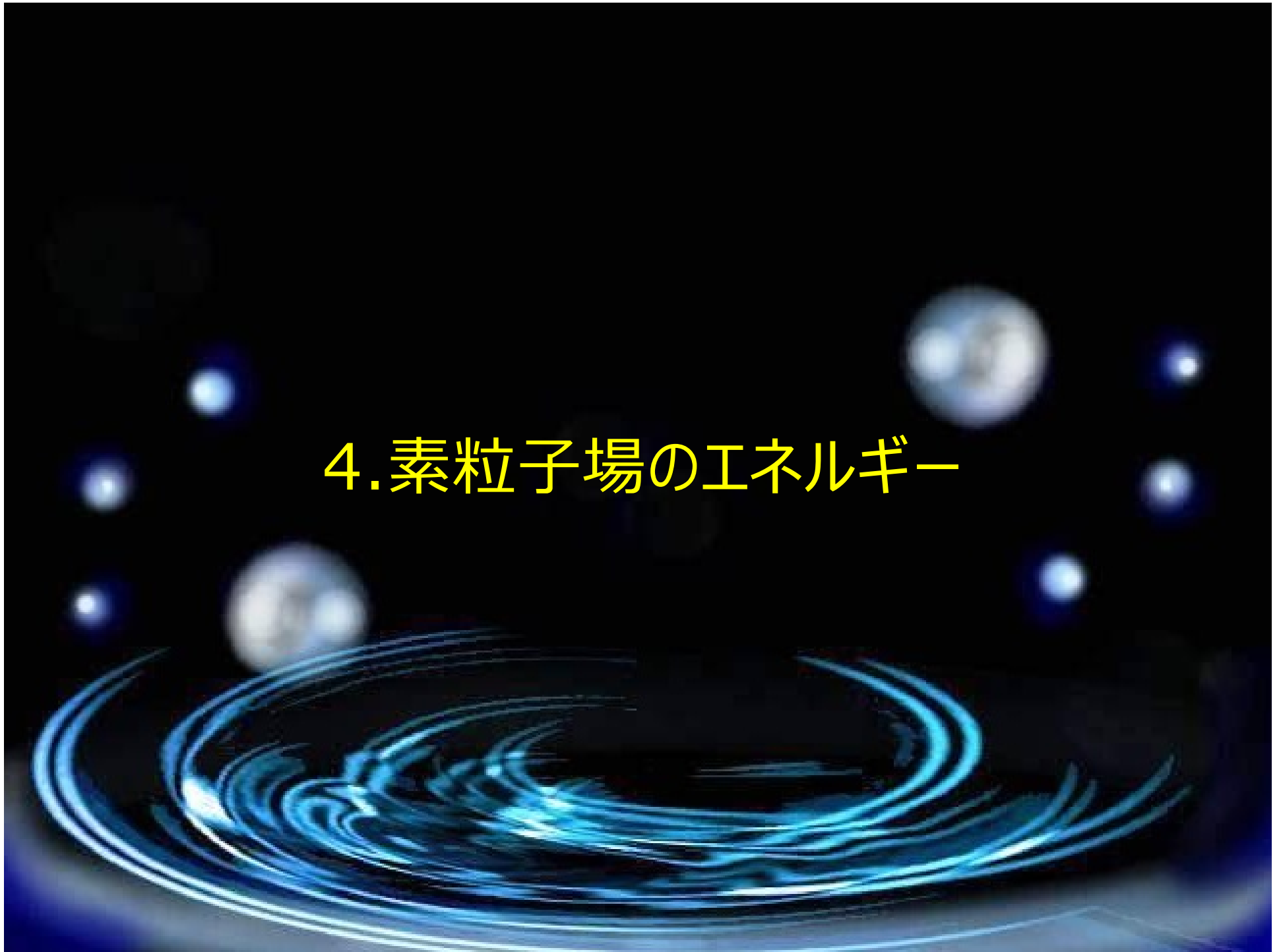
$$L = v^* v - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi = \left(\frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} \right)^* \frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi$$

- 素粒子場の運動方程式

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi} \\ \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} P = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = v = \frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} \\ F_{\text{未知}} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} = - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi \end{array} \right.$$

- 素粒子場のエネルギー??? $H \quad \boxed{E = Pv - L} \Leftarrow P = \frac{dL}{dv} \left(v = \frac{dx}{dt} \right)$

4.素粒子場のエネルギー



素粒子のエネルギー H

- 静止中

$$L = v^* v - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi = \frac{\partial \psi^*}{c \partial t} \frac{\partial \psi}{c \partial t} - \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi^* \psi$$

H : 素粒子のエネルギー $\leftarrow E = Pv - L$ $\left(P = \frac{dL}{dv} = mv \right)$

実数 $H = Pv + P^* v^* - L$ $\left(P = \frac{\partial L}{\partial v} = v^* = \frac{\partial \psi^*}{c \partial t}, P^* = \frac{\partial L}{\partial v^*} = v = \frac{\partial \psi}{c \partial t} \right)$

$$= v^* v + \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi = \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\psi|^2$$

- 運動中 $\Rightarrow p\psi(x,t) = -i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial x} \Rightarrow H = \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\psi|^2$

$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\left| \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\psi|^2 \right) dx \quad \left(\begin{array}{l} \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 \rightarrow \sum_{i=1}^3 \nabla_i \psi^* \nabla_i \psi \\ dx \rightarrow dx dy dz \end{array} \right)$$

ヒッグス粒子と電子のエネルギー

- ヒッグス粒子のエネルギー $\phi(x, t)$



光子, W^\pm, Z^0 など (スピン量子数 = 0, 1)

- 質量 m_h

$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\left| \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|^2 + \left| \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|^2 + \left(\frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 |\phi|^2 \right) dx$$

$$\left(\begin{array}{l} \left| \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|^2 \rightarrow \sum_{i=1}^3 \nabla_i \phi^* \nabla_i \phi \\ dx \rightarrow dx dy dz \end{array} \right)$$

強い相互作用 グルーオン
電磁相互作用 光子
弱い相互作用 Wボゾン Zボゾン

- 電子のエネルギー $\psi(x, t)$



ニュートリノ, クォーク など (スピン量子数 = $\frac{1}{2}$)

- 質量 m_e

$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\psi^{*T} i \frac{\partial \psi}{c \partial t} + \psi^{*T} \gamma^0 \gamma^1 i \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi \right) dx$$

$$\left(\begin{array}{l} \gamma^1 \frac{\partial \psi}{\partial x} \rightarrow \sum_{i=1}^3 \gamma^i \nabla_i \psi \\ dx \rightarrow dx dy dz \end{array} \right)$$

$$\psi(x, t) = \begin{pmatrix} * \\ * \\ * \\ * \end{pmatrix} \begin{array}{l} \text{電子の波動関数} \\ \text{陽電子の波動関数} \\ \text{の複素共役} \end{array}$$

ディラックの γ 行列

$$\gamma^{0,1,2,3} = 4 \times 4 \text{ 行列} = \begin{pmatrix} * & * & * & * \\ * & * & * & * \\ * & * & * & * \\ * & * & * & * \end{pmatrix}$$

	第1世代	第2世代	第3世代
クォーク	 アップ	 チャーム	 トップ
	 ダウン	 ストレンジ	 ボトム
レプトン	 電子ニュートリノ	 mu ニュートリノ	 tau ニュートリノ
	 電子	 ミューオン	 タウ

素粒子のエネルギーの基準

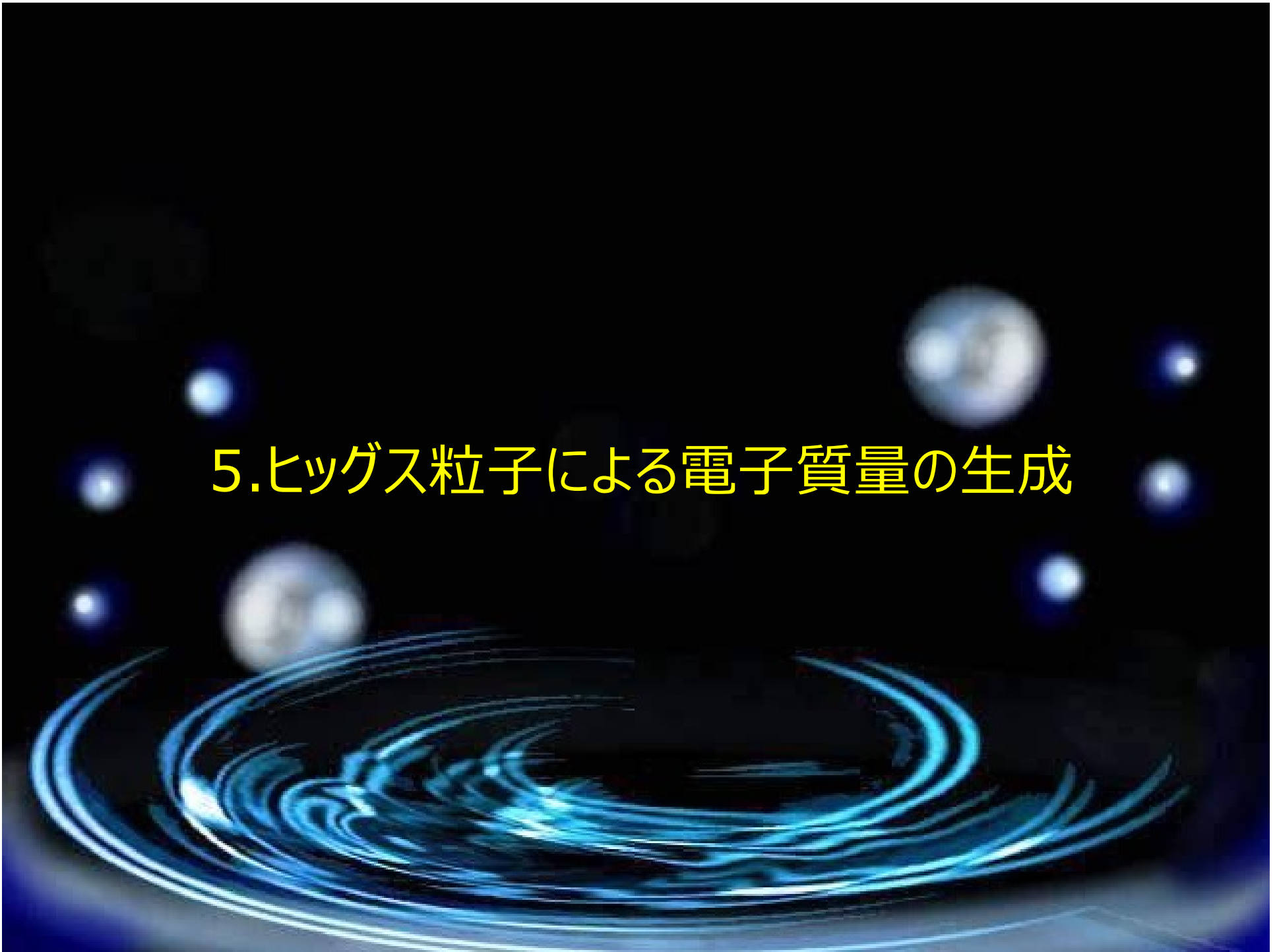
- どこを基準にして測るかでエネルギーの値は変わる
- 通常、エネルギー値0を基準にして、増加分を測る
 - 数学による定義 $H_{\text{観測値}} = \text{最低エネルギー状態} = \text{真空}$

$$\begin{aligned}
 H_{\text{観測値}} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\left| \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|^2 + \sum_{i=1}^3 \nabla_i \phi^* \nabla_i \phi + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\phi|^2 \right) dx dy dz \\
 &\geq \int_{-\infty}^{\infty} \left(\left| \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|^2 + \sum_{i=1}^3 \nabla_i \phi^* \nabla_i \phi + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} \right) dx dy dz \\
 &= \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz = \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} V \geq 0 \quad (\phi = 0 \text{で最低値} 0)
 \end{aligned}$$

$$H_{\text{観測値}} \geq \text{最低エネルギー状態の値} = 0 (= H_{\text{真空}})$$

最低エネルギー状態を基準にする

5. ヒッグス粒子による電子質量の生成



ヒッグス粒子と電子質量(m_e)生成

$$H_{\text{電子}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\psi^{*T} i \frac{\partial \psi}{c \partial t} + \psi^{*T} \gamma^0 \gamma^1 i \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi \right) dx$$

$$H_{\text{質量}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx \leftarrow \psi(x,t) = \begin{array}{l} * \\ * \\ * \\ * \end{array} \left. \begin{array}{l} \text{電子の波動関数} \\ \text{陽電子の波動関数} \\ \text{の複素共役} \end{array} \right\}$$

- 運動しないヒッグスのエネルギー = 一定値 $\neq 0$???

$$H_{\text{質量}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx \Rightarrow m_e = \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} \Rightarrow H_{\text{質量}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx$$

(*) 厳密に言うと: $\phi = \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} + \phi_{\text{量子場}}$

- 運動しないヒッグスの最低エネルギー = 0

$$H_{\text{ヒッグス}} = \left(\frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} \int_{-\infty}^{\infty} \overbrace{dx dy dz}^{V(=\infty)} = \left(\frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} V = 0 \Rightarrow \begin{cases} \text{自動的に } \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} = 0 \\ m_e = 0 \text{ も導かれる} \end{cases}$$

ヒッグス粒子と自発的電子質量生成

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx = \int_{-\infty}^{\infty} f_e \psi^{*T} \gamma^0 \phi \psi dx \quad \left(m_e = f_e \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} \neq 0 \right)$$

$$H_{\text{ヒッグス}} = \left(\frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} V \geq 0 \Rightarrow \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} = 0 \text{が最低値を与える} \quad \left(\overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} = 0 \right)$$

- 数学による解析 $\Rightarrow \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} \neq 0$ (最低値のエネルギーを与える)???

➤ ヒッグスさんは、考えた...

$$H_{\text{ヒッグス}} / V (= \text{エネルギー密度}) = \overbrace{\left(\frac{m_h c}{\hbar} \right)^2}^{\mu^2} |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (\lambda > 0) \quad \left[\mu = \frac{m_h c}{\hbar} \right]$$

$$\left[\mu^2 \geq 0 \right] H_{\text{ヒッグス}} / V = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \geq 0 \Rightarrow |\phi|^2 = 0 \text{で最低値}$$

$$\left[\mu^2 < 0 \right] H_{\text{ヒッグス}} / V = \left(|\phi|^2 + \frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2 - \frac{\mu^4}{4\lambda} \geq -\frac{\mu^4}{4\lambda} \Rightarrow \overbrace{|\phi|^2}^{\text{正}} = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \neq 0 \text{で最低値} \quad \left[\mu^2 < 0 \right] \Rightarrow \mu = i|\mu|$$

μ は虚数質量 m_h を与え許されない

虚数質量のヒッグス

$$\boxed{|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} > 0} \Leftrightarrow \boxed{\mu^2 < 0} \Leftrightarrow \boxed{\mu^2 = \left(\frac{m_h c}{\hbar}\right)^2} \Leftrightarrow \boxed{m_h^2 < 0} \Leftrightarrow \boxed{m_h = i|m_h|}$$

- 光速を超えて移動 $\frac{v}{c} = \frac{pc}{E} = \frac{pc}{\sqrt{p^2 c^2 + m_h^2 c^4}} = \frac{pc}{\sqrt{p^2 c^2 - |m_h^2| c^4}} > 1$
- 因果律を破る $\Rightarrow \boxed{v > c}$

➤ 入試問題の内容が入試が終わった未来から送られてくる

- 南部陽一郎(1961)による処方箋



- ヒッグスさん達は、この処方箋を用いてヒッグス粒子の困難を解決
- ヒッグスさんの論文のレフリーは南部さん

◆ $H_{\text{ヒッグス}} / V = 0$ から素粒子のエネルギーを測ると虚数質量
最低値

◆ $H_{\text{ヒッグス}} / V = -\frac{\mu^4}{4\lambda}$ から素粒子のエネルギーを測り直す
最低値

実数質量のヒッグス粒子

• $\frac{H_{\text{ヒッグス最低値}}}{V} = \boxed{-\frac{\mu^4}{4\lambda}}$ から素粒子のエネルギーを測り直す

(*) $\phi = \overbrace{|\phi|}^{=0} + \phi_{\text{量子場}} \Rightarrow \phi = \overbrace{|\phi|}^{\neq 0} + \phi_{\text{量子場}}$

$\frac{H_{\text{ヒッグス}}}{V} = \boxed{0} + \overbrace{\left(\frac{m_h c}{\hbar}\right)^2}^{\mu^2 = \text{負!!!}} |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (\lambda > 0)$

$\leftarrow \overbrace{\phi}^{\text{複素数}} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \left(|\phi|_{h=\xi=0} = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \right) : v \text{ for } \overbrace{\text{vacuum expectation value}}$
 $0+h \text{ (0 からでなく)} \quad v+h \text{ (v から測り直す)}$

$= \boxed{0} + \mu^2 \left| \frac{v+h}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \right|^2 + \frac{\lambda}{4} \left| \frac{v+h}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \right|^4 \quad (|e^{i\xi}| = 1)$

$= \boxed{-\frac{\mu^4}{4\lambda}} + \frac{1}{2} \overbrace{(-2\mu^2)}^{\text{正!!!}} h^2 + \lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4$

$\leftarrow m_h^2 = \frac{\partial^2}{\partial h \partial h} \left(\frac{H_{\text{ヒッグス}}}{V} \right) \Big|_{h=0} = -2\mu^2 > 0$

ヒッグス機構

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e \overbrace{\psi^{*T}}^{\Psi^{*T}} \gamma^0 \phi \psi dx = \int_{-\infty}^{\infty} f_e \Psi^{*T} \phi \psi dx \leftarrow \begin{cases} \psi : \text{主に電子}(e^+) = e^- \\ \Psi : \text{主に陽電子}(e^-) \\ \text{の複素共役} = e^{+*} \end{cases}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} f_e (e^{+*})^{*T} \phi e^- dx = \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^{+T} \phi e^- dx \leftarrow \phi = \frac{h+v}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \left(\frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \right)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^{+T} \frac{h+v}{\sqrt{2}} e^{i\xi} e^- dx = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h + \frac{f_e v}{\sqrt{2}} e^{+T} \right) e^{i\xi} e^- dx$$

$$\leftarrow e' = e^{i\xi} e^- \text{ (=ヒッグス粒子}(\xi)\text{を吸い込んだ電子)}$$

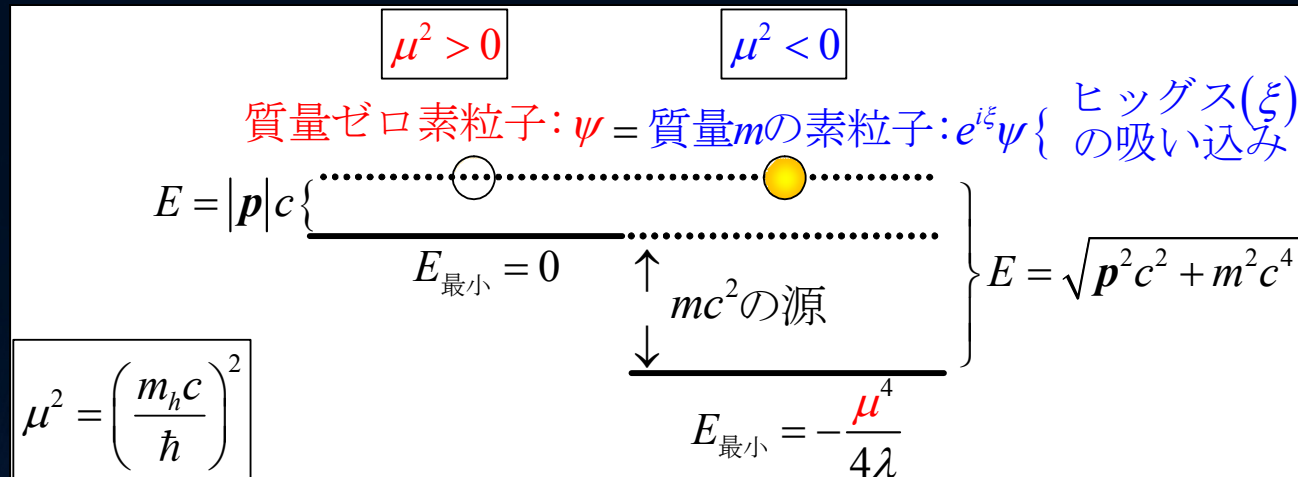
$$\leftarrow e' = e^{i\xi} e^- \text{ (=実験で観測される電子)}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h e' + \frac{f_e v}{\sqrt{2}} e^{+T} e' \right) dx = \overset{\text{等しいとする}}{\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h e' + \boxed{m_e e^{+T} e'} \right) dx}$$

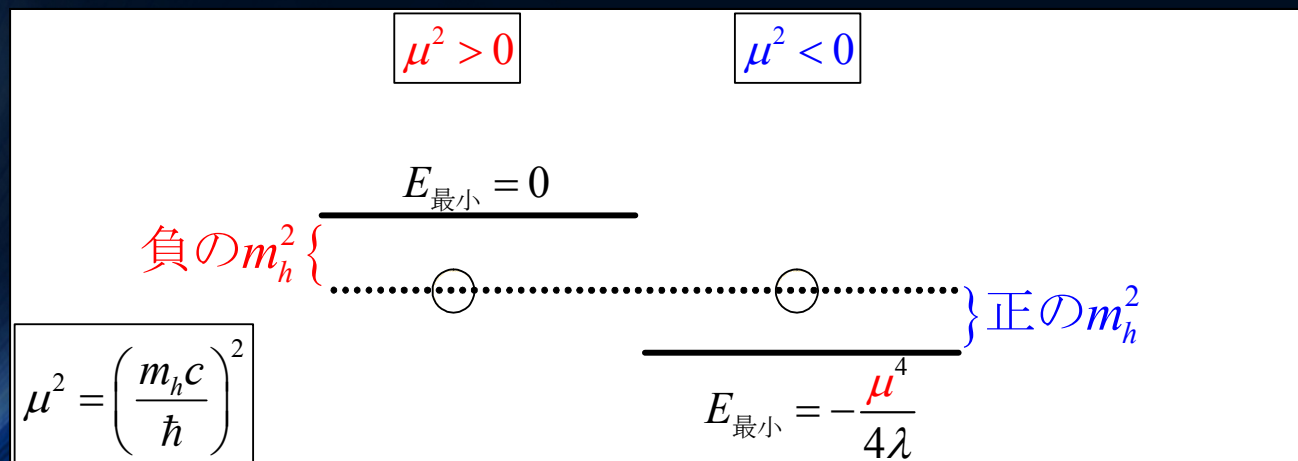
$$\boxed{m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}} \left(\frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \right)}$$

ヒッグス機構のイメージ

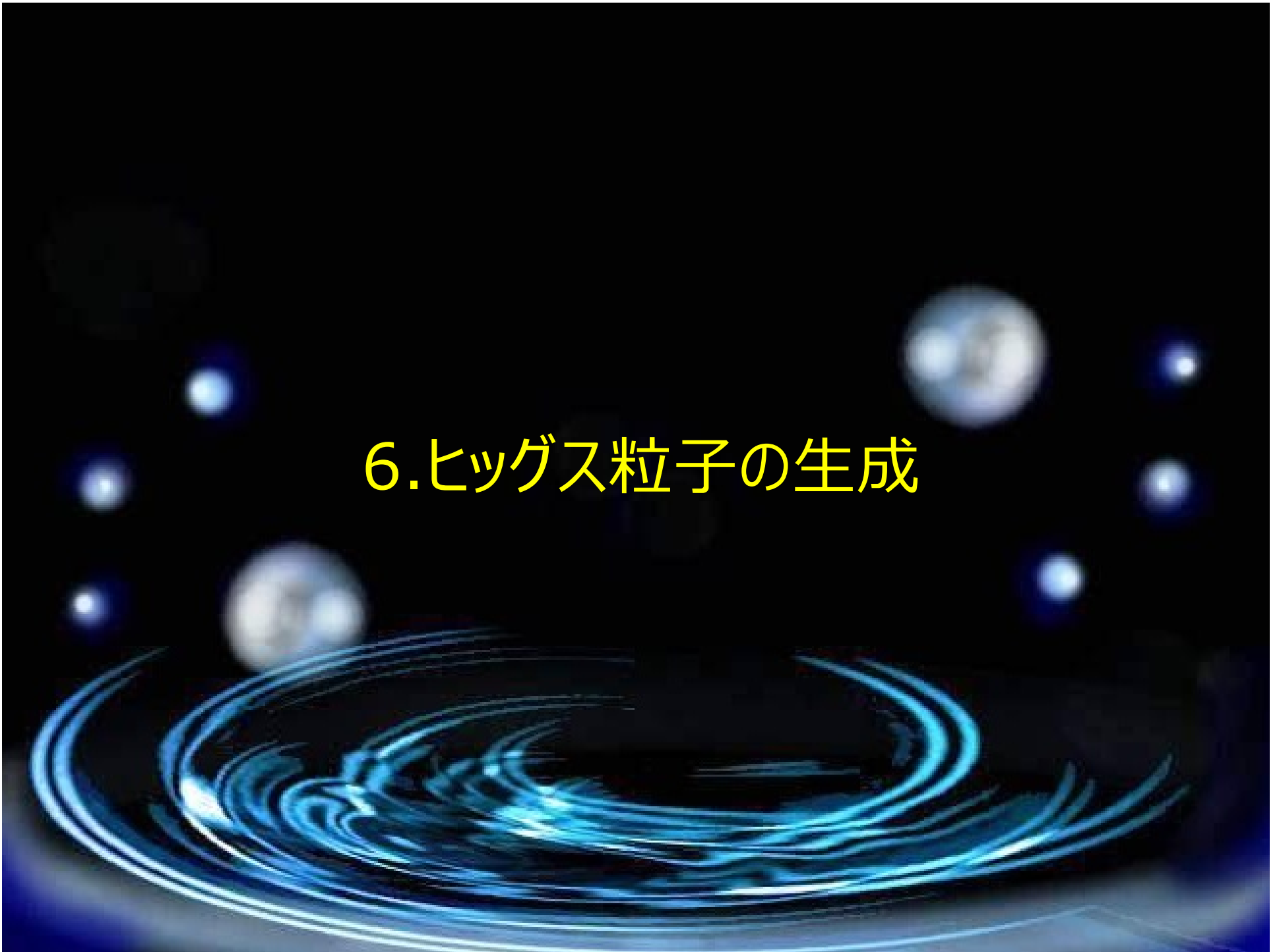
- 質量ゼロの素粒子から質量有りの素粒子へ $E = \sqrt{|p|^2 c^2 + m^2 c^4}$



- 虚数質量のヒッグスから実数質量のヒッグスへ



6. ヒッグス粒子の生成



ヒッグス粒子の生成過程

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h e^{-} + m_e e^{+T} e^{-} \right) dx \quad \left(m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}} \right)$$

$$\boxed{e^{+T} h e^{-}} \Rightarrow \begin{cases} h \rightarrow e^{+} e^{-} & f_e \text{ が大きいほどたくさん生成される} \\ e^{+} e^{-} \rightarrow h & \Rightarrow m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}} \\ & m_e \text{ が大きいほどたくさん生成される} \end{cases}$$



m_e に対応する質量比 1 : 200 : 1900

$$h \rightarrow \tau^{+} \tau^{-}$$

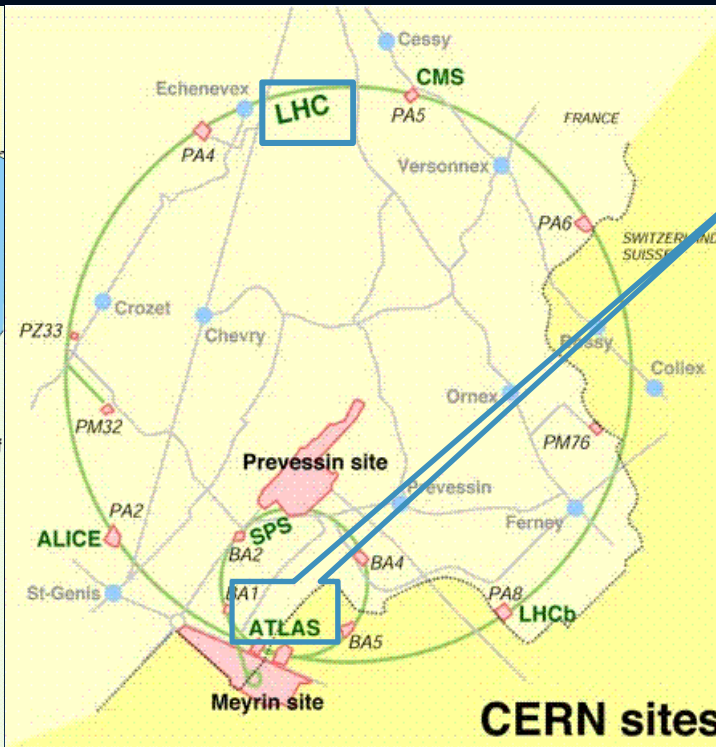
ヒッグス粒子の発見

- ▶ ヒッグス粒子は大型ハドロン衝突器(Large Hadron Collider:LHC)で、2012年7月に発見され、2013年8月に、1964年にピーター・ヒッグスとフランソワ・エングラート(と故ロバート・ブルー)の予言した粒子であると確認された。

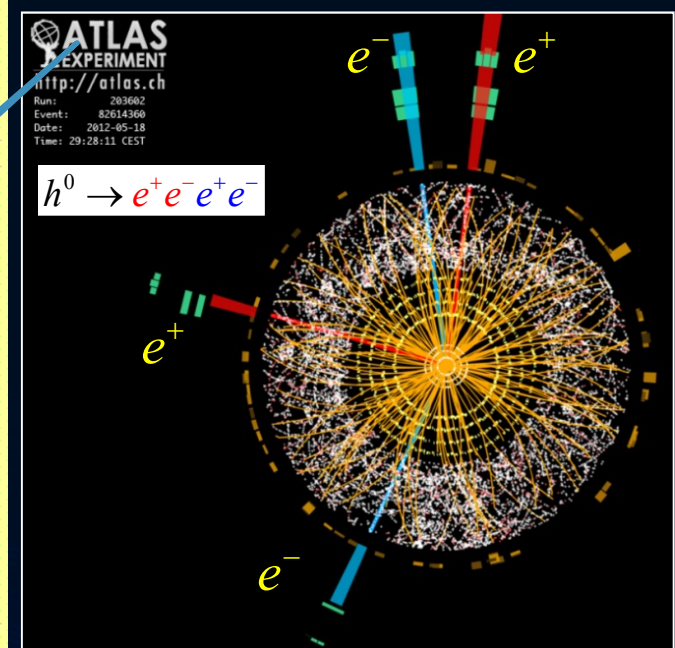


Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
 CERN
 European Organization for Nuclear Research
 (欧州合同原子核研究機構)

- ▶ ATLAS Collaboration, "Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC", *Physics Letters B* 726 (2013) 88–119
- ▶ ATLAS Collaboration, "Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data", *Physics Letters B* 726 (2013) 120–144



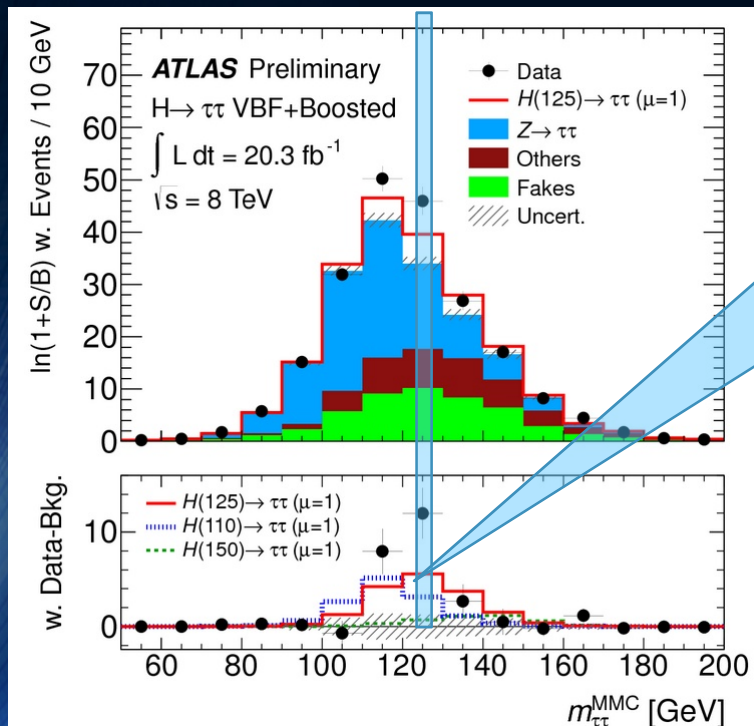
$$h \rightarrow Z + Z \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$$



観測されたヒッグス粒子

$$H_{\text{タウ質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_{\tau}}{\sqrt{2}} \tau^{+T} h \tau^{-} dx \quad \left(m_{\tau} = \frac{f_{\tau} v}{\sqrt{2}} \right)$$

$$h \rightarrow \tau^{+} \tau^{-}$$



$$m_h = 125 \text{ GeV} \leftarrow m_{\text{陽子}} = 0.938 \text{ GeV}$$

Evidence for Higgs Boson Decays to the $\tau^{+} \tau^{-}$ Final State with the ATLAS Detector
 ATLAS-CONF-2013-108 (28 November 2013)

標準模型の予言とヒッグス粒子

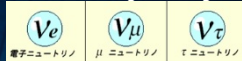


$\gamma\gamma = 2$ 個の光子

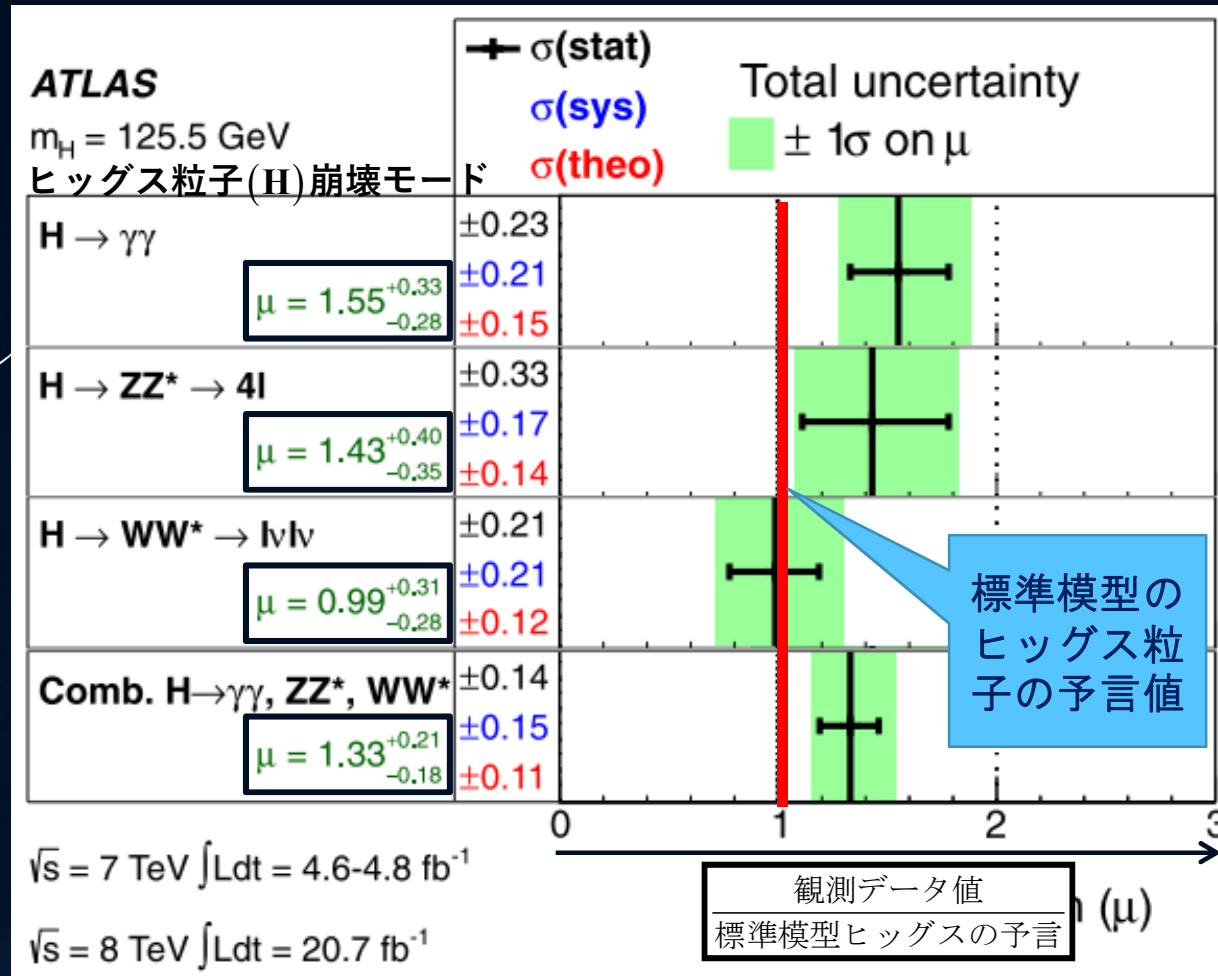
$ZZ = 2$ つのZボゾン
 $4l = e^+e^-e^+e^-$ など



$W^*W = W^+W^-$
 $l\nu l\nu = e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ など



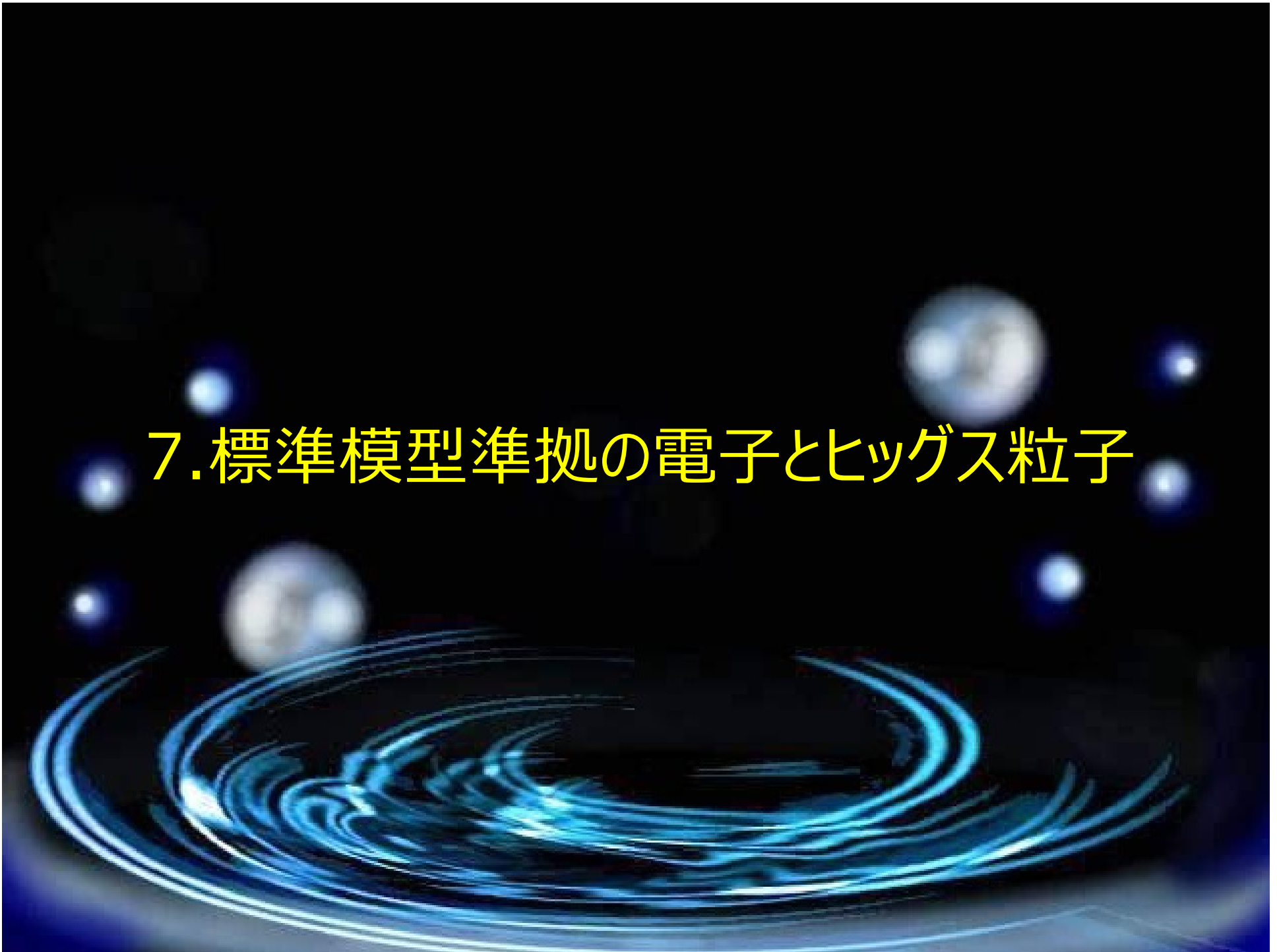
3のデータ値
 の平均値



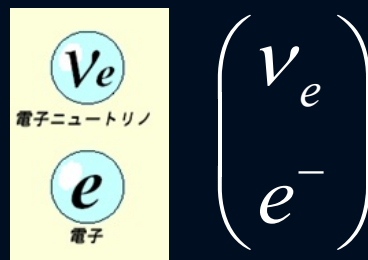
エングラードさん・ヒッグスさん(1964)



7. 標準模型準拠の電子とヒッグス粒子



標準模型でのヒッグス機構



$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^+ \phi e^- dx dy dz$$

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^+ (\phi^-, \phi^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} dx dy dz$$

$$= (\phi^+, \phi^0)^*$$

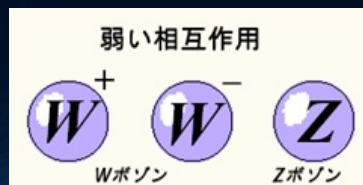
$$\phi = \frac{h+v}{\sqrt{2}} e^{i\xi}$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h+v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e^{i \begin{pmatrix} \xi^3 & \xi^- \\ \xi^+ & -\xi^3 \end{pmatrix}}$$

$$e'^- = e^{i\xi} e^-$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e' \\ e'^- \end{pmatrix} = e^{i \begin{pmatrix} \xi^3 & \xi^- \\ \xi^+ & -\xi^3 \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$$

観測される
ニュートリノ(ν_e)
と電子(e^-)



$$\begin{pmatrix} W'^+ \\ Z' \\ W'^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W^+ \oplus \xi^+ \\ Z \oplus \xi^3 \\ W^- \oplus \xi^- \end{pmatrix}$$

観測される
 W^\pm, Z

質量0素粒子