

Schwache WW

$$\beta^-: n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

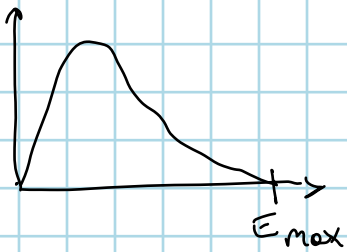
$$A, Z \xrightarrow{\beta^-} A, Z+1$$

$$\beta^+: p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

$$e^- \text{ Einfang: } p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

}  $\beta^+$   $\beta^-$   $\beta^+$   $\beta^-$   
 Wechselsformel  $\beta^+$

$$A, Z \xrightarrow[\text{EC}]{\beta^+} A, Z-1$$



Pauli  $\rightarrow$  Postulat  $\exists \nu$   
 |  
 Neutrino

$$E_{\text{max}} = E_i - E_f = E_e + E_\nu$$

Energie d. Kerns

ebene Wellen / ebene Wellen

// versch. Coulomb WW

$$|I_i, M_i\rangle$$

$$\bar{\nu}_e \quad \psi_e$$

i: Initial

$$|I_f, M_f\rangle$$

$$\nu_e \quad \psi_e$$

|  
e

f: Final

$$V \frac{4\pi}{3} p_F^3 \quad \text{Fermi Impuls} \quad \text{Phasenraumvolumen}$$

$$N = \frac{V \frac{4\pi}{3} p_F^3}{h^3}$$

Gas von freien Fermionen

$$d^3n = \frac{V}{h^3} p^2 dp d\Omega$$

Anfang?

Goldene Regel.  $\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |W_{if}|^2 \rho(E_f)$

$$\frac{d\lambda_{i \rightarrow f}(E_e)}{d p_e} = \frac{2\pi}{h} \int d^3 n_e d p_e \int d^3 n_\nu | \langle I_f M_f | H_{\text{schw}} | I_i M_i \rangle |^2 \cdot \delta(E_{\text{max}} - E_e - E_\nu)$$

$$= \frac{2\pi}{h} \frac{V^2}{h^6} p_e^2 \int d p_r p_r^2 \int d\Omega_e d\Omega_p | \langle I_f M_f | H_{\text{schw}} | I_i M_i \rangle |^2 \cdot \delta(E_{\text{max}} - E_e - E_\nu)$$

weil von d. Aufteilung  
dE in e<sup>-</sup> & ν<sub>e</sub>

eig. rel. E/p  
Beziehung  
1. Näherung: v masselos!

$$\rightarrow \frac{d\lambda_{i \rightarrow f}}{d p_e} = \frac{2\pi}{h} \frac{V^2}{h^6} \frac{1}{c} p_e^2 p_r^2 \int d\Omega_e \int d\Omega_\nu | \langle 1 | \rangle |^2$$

wichtig!

Eig. konst. Faktor  
wenn p & i fix

$$E_e^2 = p_e^2 c^2 + m^2 c^4$$

$$X E_e dE_e = c^2 X p_e dp_e$$

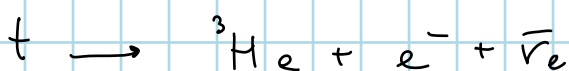
Fall:  $m_\nu = 0$  (unrelativ.)

$$\frac{d\lambda_{i \rightarrow f}}{d E_e} = \frac{2\pi}{h} \frac{V^2}{h^6} \frac{1}{c^3} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} (E_{\text{max}} - E_e)^2 \cdot \int d\Omega_\nu \int d\Omega_e | \langle 1 | \rangle |^2$$

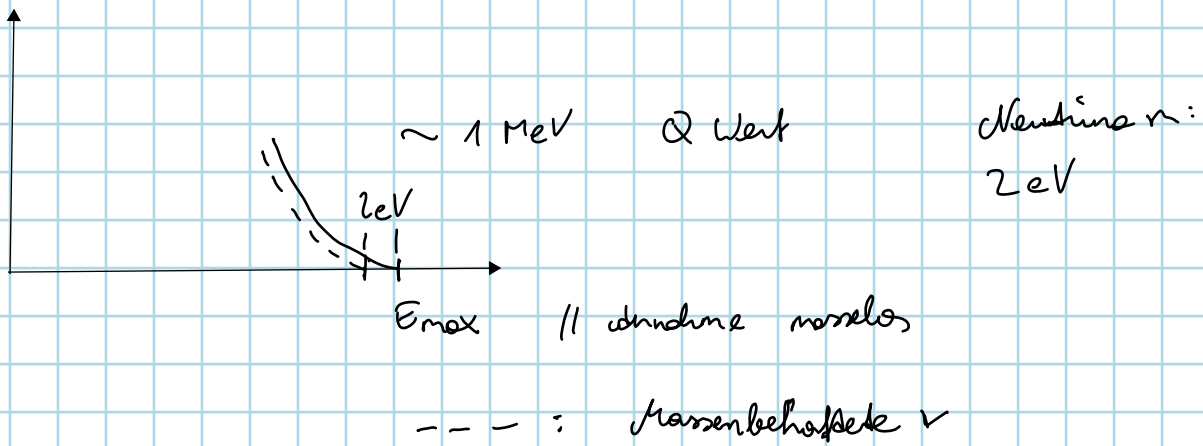
Fall:  $m_\nu \neq 0$

$$\frac{d\lambda_{i \rightarrow f}}{d E_e} = \frac{2\pi}{h} \frac{V^2}{h^6} \frac{1}{c^6} E_e \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} (E_{\text{max}} - E_e) \cdot \sqrt{(E_{\text{max}} - E_e)^2 - m_\nu^2 c^4} \int d\Omega_\nu \int d\Omega_e \cdot | \langle 1 | \rangle |^2$$

Masse des ν bestimmen: Zerfall des Tritons



Wo schaut man hin um  $m_\nu$  zu bestimmen (im gelben)



$2eV$  schwer zu vermessen

// Man schaut sich den

Endpunkt d  $\beta$  Spektrums an

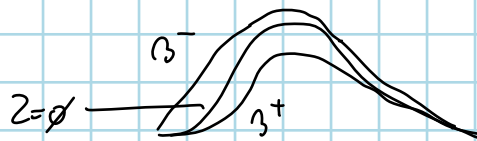
Abb. 4.4. : mittlere Kurve gerechnet

Coulomb Term vernachl. // wird von ungel. Kern  
ausgelenkt in Rechnung

Im Exp hat  $\beta^+$  &  $\beta^-$  einen Unterschied

$\beta^+$  wird bei niedriger  $E$  unterdrückt

$\beta^-$  ist stärker



$$p_e^2 dp_e \rightarrow F^\pm(Z, p_e) p_e^2 dp_e$$

Bei großen Impuls ist  
( $p_e$ )

Coulomb spol

Fermi Faktor berücksichtigt, dass es kein freies Fermi  
Gas ist sondern Coulomb hat

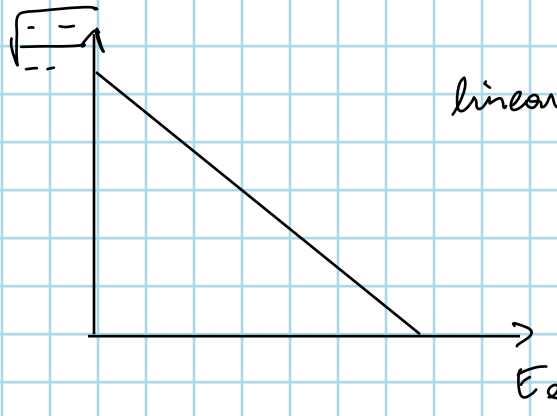
$$F^\pm(Z, p_e) = \frac{\pm x}{1 + e^{\pm x}}$$

$$x = 2\pi Z \alpha_p \frac{c}{v_e}$$

$\propto$  Sommerfeld Parameter  $\eta$

$$\sqrt{\frac{d\lambda_{i \rightarrow f}}{F \pm p^2 d p_e}} \propto (E_{\max} - E_e)$$

Passt nur, wenn Annahme, dass  $\int d\Omega_r, \int d\Omega_e$  nicht von  $p_r$  &  $p_e$  abhängt, stimmt



lineare Beziehung wie vorausgesetzt

// anschauen nur bei  $E_{\max}$  nicht ganze Kurve

→ Kurve Graph

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \int_{m_e c^2}^{E_{\max}} dE_e \frac{d\lambda_{i \rightarrow f}}{dE_e} = \int d\Omega_e \left[ d\Omega_r \left( \frac{1}{4\pi} \left| \frac{d\Omega_r}{d\Omega_e} \right| \right) \right]^2$$

$$\cdot \frac{2\pi}{h} \frac{V^2}{6} \frac{1}{c} \int d p_e F(z, p_e) p_e^2 p_r^2$$

// Spektrum d  $e^-$  rechnet man sich nicht aus...

$$f(z, E_{\max}) (m_e c^2)^5$$

↳ Fermi

$$\lambda \propto \frac{1}{J}$$

$$\frac{V^2}{(4\pi)^2} \int d\Omega_e \int d\Omega_r \left| \frac{d\Omega_r}{d\Omega_e} \right|^2 = \frac{\ln 2}{f(z, E_{\max}) t_{112}} 2\pi^3 \frac{h^3}{m_e^5 c^4}$$

Erklärung

$$\lambda \propto \frac{1}{J} \quad |^2 \propto \frac{1}{f J}$$

$$\approx \frac{\ln 2}{f t_{112}}$$

→ Wenn man  $t_{112}$  kennt &  $f$ , dann kann man Stärke d WW bestimmen

$\langle H_{\text{schwach}} \rangle \sim 10^{-4} \text{ MeV}$

$H_{\text{stark}} \sim 10^3 \text{ MeV}$

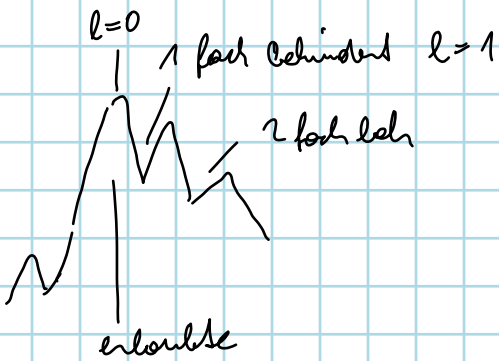
$\frac{\langle H_{\text{schwach}} \rangle}{\langle H_{\text{stark}} \rangle} \sim \frac{10^{-4}}{10^3} \sim 10^{-7}$

// wenn  $H_{\text{stark}} = 1$   
dann  $H_{\text{schwach}} = 10^{-4}$

$\frac{\langle H_{\text{elekt}} \rangle}{\langle H_{\text{stark}} \rangle} \sim 10^{-2}$

Größe:  $f \cdot t_{112}$

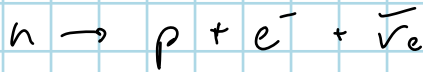
$t_{112}$  von  $\beta$  gehen über 20 Größenord.



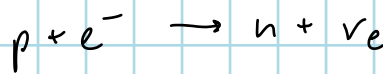
daher gibt man  $\log(f t_{112})$  an

"  $\log f t$  Werte  
Abbl 4.6

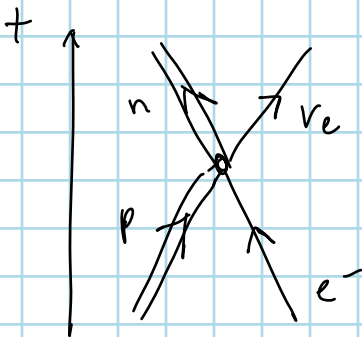
Feynman Diagramme  
schematisch



//  $\beta^-$



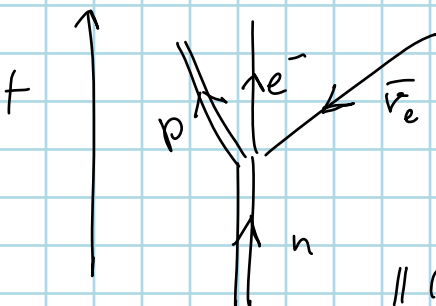
$e^-$  Einfang



schematisch

wie haben immer

//  $e^-$  Einfang



// Antineutrinos "geht in Zeit zurück"

weil Zustand neg. E

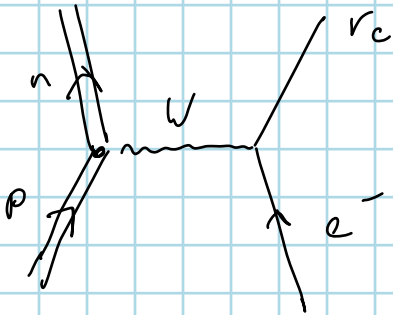
//  $\beta^-$  Zerfall

Früher dachte man nur Punktwechselw. (Kontakt WW)

V-A Theorie (phenomenologisch)

heute weiß man, dass QM E-verletzen darf

Selam Weinberg Theorie



WW ist d. Austausch von Eichbosonen

bestimmt

$$WZ \sim 80-90 \text{ GeV}$$

Reichweite,  $\frac{\hbar c}{m_W c^2} = \frac{200 \text{ MeV fm}}{80000 \text{ MeV}} \sim \frac{2}{8} 10^{-2} \text{ fm}$   
 $\sim 0,0025 \text{ fm}$

$\Delta x \Delta p > \hbar$   
 $\Delta E \Delta t > \hbar c \rightarrow \frac{\hbar c}{\Delta E} = \Delta t c$   
 $\sim \delta = v t ?$

$$H_{\text{Dirac}} = \vec{L} \vec{p} c + \Delta m c^2$$

$$\{L_i, L_j\} = 2\delta_{ij} \mathbb{1} \quad \{L_i, B\}^2 = \emptyset \quad B^2 = \mathbb{1}$$

$$\vec{L} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{b} \\ \vec{b} & 0 \end{pmatrix} \quad B = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix} \quad \Psi = \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix}$$

$$H_{\text{Dir}} \Psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi$$

↳ 4er Spinor

chirale Darstellung

je nachdem wie Relativität ist

$$\vec{L} = \begin{pmatrix} -\vec{b} & 0 \\ 0 & -\vec{b} \end{pmatrix} \quad B = \begin{pmatrix} 0 & b^0 \\ b^0 & 0 \end{pmatrix} \quad b^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \Psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

linkshändig

$$\frac{\vec{p} \cdot \vec{s}}{|\vec{p}|} = \text{Helizität}$$

Logrange Dichte:  $\mathcal{L} = \bar{\Psi} \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + i\hbar c \vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} - \beta mc^2 \right) \Psi$

Variation entweder nach  $\Psi$  oder  $\bar{\Psi}$  im Variieren

$\mathcal{L}$  muss skalar & hermitisch sein

$\gamma$ -Matrizen

$$\gamma^0 = \beta \quad \gamma^i = \beta \alpha^i = \gamma^0 \alpha^i \quad i = 1, 2, 3$$

$$(\gamma^0)^2 = \mathbb{1} \quad (\gamma^i)^2 = -\mathbb{1}$$

$$\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$$

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi$$

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \quad \Psi^\dagger = (\psi_1^* \ \psi_2^* \ \psi_3^* \ \psi_4^*)$$

Dirac:  $(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi = 0$

$$\gamma^5 = i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 = \begin{pmatrix} -\mathbb{1} & 0 \\ 0 & \mathbb{1} \end{pmatrix} \leftarrow \begin{cases} \text{direkte:} \\ \gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix} \\ \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix} \end{cases}$$

$$\frac{1}{2} (\mathbb{1} + \gamma^5) = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \left\| \begin{array}{l} \text{Projektoren die entweder} \\ \text{in } \psi_L \text{ od } \psi_R \\ \text{projizieren} \end{array} \right.$$

$$\frac{1}{2} (\mathbb{1} - \gamma^5) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \mathbb{1} & \mathbb{1} \end{pmatrix}$$

für die Chiralität

obere haben Heliz. +1  
untere Heliz. -1

$\bar{\psi} \psi$  : skalar  $\begin{matrix} \Pi \\ + \end{matrix}$

$\bar{\psi} \gamma^5 \psi$  : pseudo skalar - || ändert VZ bei ParitätsTraf

$\bar{\psi} \gamma^\mu \psi$  : 4er Vektor -

$\bar{\psi} \gamma^5 \gamma^\mu \psi$  : axiale Vektor +