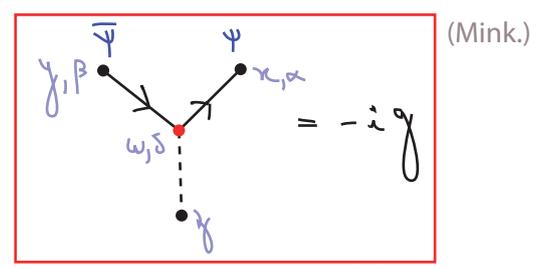
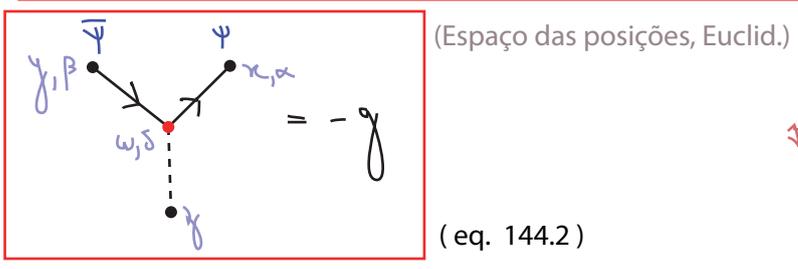
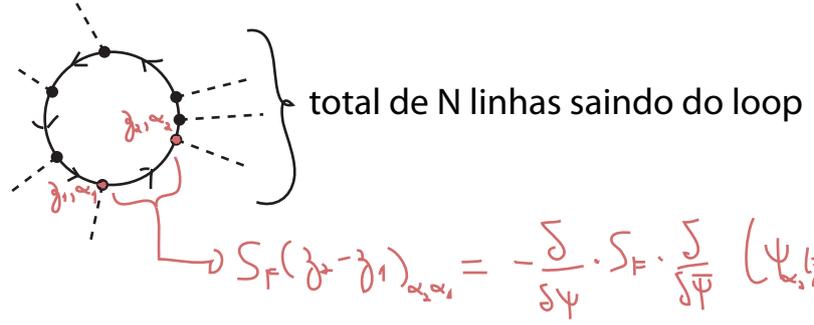


$$G_{(2,1)}^{(1)} = -g \int d^4\omega \Delta(\gamma-\omega) S_F(x-\omega) S_F(\omega-\gamma) \quad (\text{eq. 144.1})$$



A importância do ordenamento do campo fermiônico cria uma importante diferença entre um loop fermiônico e um loop bosônico, pense no seguinte diagrama:



Temos vários termos deste tipo:

$$\left(-\frac{\delta}{\delta \Psi} \cdot S_F \cdot \frac{\delta}{\delta \bar{\Psi}}\right) \dots \left(-\frac{\delta}{\delta \Psi} \cdot S_F \cdot \frac{\delta}{\delta \bar{\Psi}}\right) \left(\bar{\Psi} \Psi\right)_1 \dots \left(\bar{\Psi} \Psi\right)_N \leftrightarrow (\bar{\Psi} \Psi)_i = \bar{\Psi}(z_i) \Psi(z_i)$$

note que estes vêm todos da interação, por isso a ordem  $\bar{\Psi} \Psi$

Para obter a combinação cíclica (já que é um loop):

$$S_F(z_N - z_1)_{\alpha_N \alpha_1} S_F(z_1 - z_2)_{\alpha_1 \alpha_2} \dots S_F(z_{N-1} - z_N)_{\alpha_{N-1} \alpha_N} = \text{Tr} \left[ S_F(z_1 - z_2) \dots S_F(z_{N-1} - z_N) \right]$$

(loops de férmions geram traços)

temos que trazer o último campo para a primeira posição e então aplicar as derivadas:

$$\left(\bar{\Psi} \Psi\right)_1 \dots \left(\bar{\Psi} \Psi\right)_N = -\Psi(z_N) \bar{\Psi} \Psi_1 \dots \bar{\Psi} \Psi_{N-1} \Psi_N(z_N)$$

passo por 2N-1 campos

De onde vemos que, além de qualquer sinal que venha dos vértices  $(-g)^N$ , temos uma regra de Feynman nova, devemos multiplicar por sinal total negativo toda vez que aparecer um loop fermiônico. Você pode checar, por exemplo que o mesmo loop gerado em uma teoria  $\lambda \phi^3$  não tem sinal algum além do que vem dos vértices.



Regras de Feynman para interação de Yukawa:

(Espaço das posições, Euclid.)  
(eq. 144.3)

$$S_F(x-\gamma)_{\alpha\beta} = i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left( \frac{e^{iP(x-\gamma)}}{-\not{p} + m} \right)_{\alpha\beta} \quad (\text{direção é importante})$$

$$S_F(x-\gamma) = -g$$

$$S_F(x-\gamma) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{e^{iP(x-\gamma)}}{p^2 + m^2}$$

(multiplico por  $-1^L$ , onde  $L = \#$  loops fermiônicos)  
(a contração dos índices espinoriais vai produzir um traço)

Para uma interação geral entre férmions e um número arbitrário de escalares:

$$S_I(\bar{\Psi}, \Psi, \phi_1, \dots, \phi_n)$$

Temos uma expressão semelhante a 122.1, a regra do vértice é dada por:

$$\int d^4x d^4y d^4z_1 \dots d^4z_n e^{-i(p \cdot x + p' \cdot y + q_1 \cdot z_1 + \dots + q_n \cdot z_n)} \times$$

$$\times \frac{\delta}{\delta \phi_1(z_1)} \dots \frac{\delta}{\delta \phi_n(z_n)} \left( -\frac{\delta}{\delta \bar{\Psi}(y)} \frac{\delta}{\delta \Psi(x)} \right) \left[ -S_I[\bar{\Psi}, \Psi, \phi_1, \dots, \phi_n] \right]$$

(eq. 145.1)

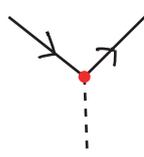
### Regras de Feynman no Espaço de Minkowsky:

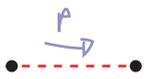
Basta fazer a rotação de volta na expressão 144.1 (os propagadores já tinham sido deduzidos anteriormente) para mostrar que

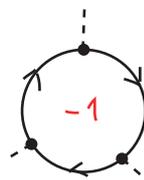
Regras de Feynman para interação de Yukawa (Minkowski):


 $= \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2 + i\epsilon}$ 

(direção é importante)


 $= -i\gamma$


 $= \frac{i}{p^2 - M^2 + i\epsilon}$



(multiplico por  $-1^L$ , onde  $L = \#$  loops fermiônicos)  
(a contração dos índices espinoriais vai produzir um traço)

(Espaço dos momentos, Mink.) (eq. 145.2)

Lembrando que um estado fermiônico pode ser escrito como:

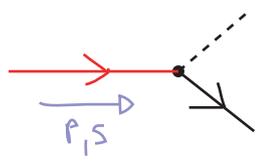
$$|p, s\rangle = \sqrt{2E_p} \alpha_p^{s+} |0\rangle$$

Então:

$$\Psi(x) |p, s\rangle = \int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{p'}}} \sum_{s'} \alpha_{p'}^{s'} u^{s'}(p') e^{ip' \cdot x} \sqrt{2E_p} \alpha_p^{s+} |0\rangle =$$

$$= e^{ip \cdot x} u^s(p) |0\rangle \quad \text{(note que especificamos também o spin)}$$

mais uma vez estamos evitando fazer a transformada de Fourier e lidar com os propagadores externos de férmions (que serão amputados via LSZ), comparando isto com o que fizemos nas páginas 97 e 98, dá para intuir que as exponenciais serão convertidas na conservação de momento total, deixando como regra da linha externa:


 $= u^s(p)$

usando o mesmo raciocínio para  $a^\dagger$ ,  $b$  e  $b^\dagger$ , chegamos a (note que estas regras só fazem sentido no espaço de Minkowski onde podemos definir um espalhamento):

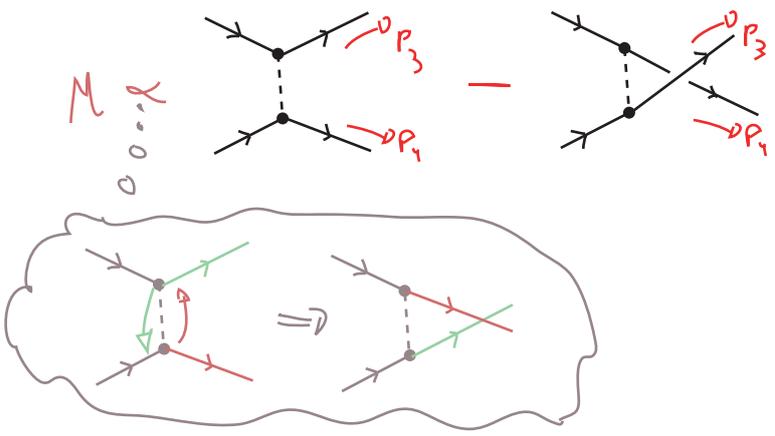
Linhas externas fermiônicas

(eq. 146.1)

É importante notar que:

$$\psi \psi | \vec{p}, s; \vec{p}', s' \rangle = - \psi \psi | \vec{p}', s'; \vec{p}, s \rangle$$

portanto diagramas que difiram apenas pela troca de dois férmions finais vão ter um sinal relativo negativo. Exemplo:



para saber o sinal global é preciso escrever o elemento de matriz explicitamente e usar o teorema de Wick, raramente isso é necessário pois estamos interessados em  $|M|^2$  mas há exceções (e.g.: cálculo de potenciais). Veja Peskin pgs 119 e 120.

Isto fale também se trocarmos linhas de férmions e anti-férmions, uma vez que são criados/aniquilados pelo mesmo campo. Note que (espalhamento Bhabha):

$$\mathcal{G}(e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-) \Rightarrow \langle e^-(p_2) e^+(p_1) | \underbrace{(\bar{\Psi} A_\mu \Psi)(x)}_{\text{aniquila } e^+, \text{ cria } e^-} (\bar{\Psi} A_\nu \Psi)(y) | e^-(p_1) e^+(p_2) \rangle$$

$\nearrow$  aniquila  $e^+$ , cria  $e^-$   
 $\searrow$  aniquila  $e^-$ , cria  $e^+$

este espalhamento pode ser obtido de dois jeitos:

$\langle e^+(p_1) e^-(p_2) | \bar{\Psi}(x) \Psi(x) \bar{\Psi}(y) \Psi(y) | e^-(p_1) e^+(p_2) \rangle \Rightarrow$

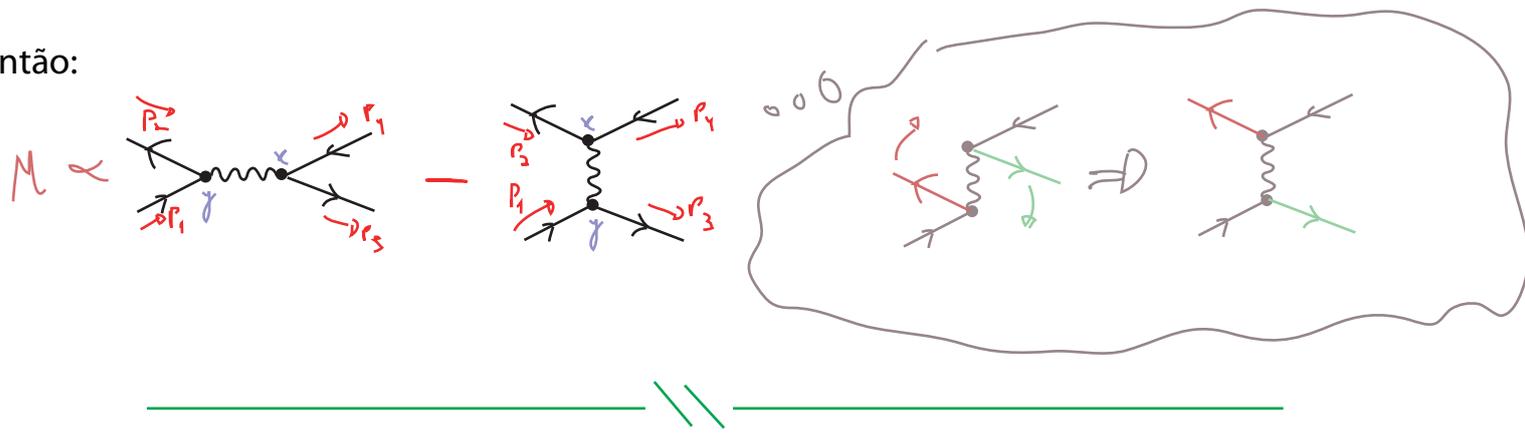
ou

$\langle e^+(p_1) e^-(p_2) | \bar{\Psi}(x) \Psi(x) \bar{\Psi}(y) \Psi(y) | e^-(p_1) e^+(p_2) \rangle \Rightarrow$

$\searrow$  SINAL!!

normalmente desenhamos:

Então:



## Somas de Spin, Bilineares e simetrias discretas C, P e T

(Natase 14; Peskin 3.4 e 3.6)

Frequentemente estaremos calculando espalhamentos entre férmions onde:

- (1) Temos partículas sem qualquer polarização definida no início
- (2) Queremos saber a probabilidade de espalhamento, independentemente da direção do spin final

Para dar conta de um estado inicial totalmente "despolarizado" o que podemos fazer é escrever (estamos pensando em uma única partícula sendo espalhada por alguma coisa "externa"):

$$P(|N_i = \uparrow\rangle) = P(|N_i = \downarrow\rangle) = \frac{1}{2}$$

E queremos obter uma probabilidade total que é:

$$P(|N_i \rightarrow \uparrow\rangle) + P(|N_i \rightarrow \downarrow\rangle)$$

Acontece que, para o estado inicial despolarizado acima:

$$P(|N_i \rightarrow \uparrow\rangle) = \frac{1}{2} P(\uparrow \rightarrow \uparrow) + \frac{1}{2} P(\downarrow \rightarrow \uparrow)$$

De forma que enfim:

$$P_{TOTAL} = \frac{1}{2} P(\uparrow \rightarrow \uparrow) + \frac{1}{2} P(\downarrow \rightarrow \uparrow) + \frac{1}{2} P(\uparrow \rightarrow \downarrow) + \frac{1}{2} P(\downarrow \rightarrow \downarrow)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{S, R = \uparrow, \downarrow} P(S \rightarrow R)$$

Na (densidade de) probabilidade final, somamos sobre os spins finais e tiramos uma média sobre os iniciais (o mesmo acontece com qualquer outro numero quântico que não observamos, por exemplo a "cor" da QCD)

Na prática, estas somas sobre spins externos, haja visto as regras 146.1, vão nos levar a calcular expressões do tipo:

$$\sum_{S=1,2} u^S(p) \bar{u}^S(p) = \sum_S \begin{pmatrix} \sqrt{p \cdot \sigma} \xi^S \\ \sqrt{-p \cdot \bar{\sigma}} \xi^S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi^{S\dagger} \sqrt{p \cdot \sigma} & \xi^{S\dagger} \sqrt{-p \cdot \bar{\sigma}} \end{pmatrix} \gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \sum_s \begin{pmatrix} \sqrt{p \cdot \sigma} \sqrt{p \cdot \bar{\sigma}} \xi^s \xi^{s\dagger} & \sqrt{p \cdot \sigma} \sqrt{p \cdot \sigma} \xi^s \xi^{s\dagger} \\ \sqrt{p \cdot \bar{\sigma}} \sqrt{p \cdot \bar{\sigma}} \xi^s \xi^{s\dagger} & \sqrt{p \cdot \bar{\sigma}} \sqrt{p \cdot \sigma} \xi^s \xi^{s\dagger} \end{pmatrix} =$$

$$\sum_s \xi^s \xi^{s\dagger} = \hat{1}_{2 \times 2}$$

$$\begin{aligned} (p_N \cdot \sigma^N)(p_V \cdot \bar{\sigma}^V) &= p_0 \sigma^0 p_0 \bar{\sigma}^0 + p_i \sigma^i p_0 \bar{\sigma}^0 + p_0 \sigma^0 p_i \bar{\sigma}^i + p_i \sigma^i p_j \bar{\sigma}^j = \\ &= (p_0)^2 - p_i p_j \sigma^i \sigma^j + p_i \sigma^i p_0 - p_0 p_i \sigma^i = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_i p_j \sigma^i \sigma^j &= p_i p_j (2\delta^{ij} - \sigma^i \sigma^j) \rightarrow p_i p_j \sigma^i \sigma^j = (p_i)^2 \\ &= (p_0)^2 - (p_i)^2 = p_\nu p^\nu = m^2 \end{aligned}$$

$$= \begin{pmatrix} m & p \cdot \sigma \\ p \cdot \bar{\sigma} & m \end{pmatrix} = \not{p} + m \hat{1}$$

$$\gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}$$

$$\therefore \sum_s \vec{u}^s(p) \bar{u}^s(p) = \not{p} + m \quad (\text{eq. 148.1})$$

Analogamente:

$$\sum_s v^s(p) \bar{v}^s(p) = \not{p} - m \quad (\text{eq. 148.2})$$

## Bilineares do Campo de Dirac

Claramente, qualquer grandeza observável vai ter que ser composta do produto de um número par de campos de Dirac, uma vez que estes são números de Grassmann. Assim, qualquer objeto observável vai ser construído a partir de bilineares, que são números usuais que comutam. Mesmo em grandezas não observáveis em teoria de campos (e.g. o propagador) é comum o aparecimento de bilineares, por isso é importante entender suas propriedades. Vamos começar com o bilinear mais simples:

$$j_s = \bar{\Psi} \Psi \rightarrow \text{Escalar de Lorentz (por construção, inventamos } \bar{\Psi} \text{ justamente para este fim)}$$

O próximo que nos interessa é:

$$j^N = \bar{\Psi} \gamma^N \Psi \longrightarrow \bar{\Psi} M_0^{-1} \gamma^N M_0 \Psi = \Lambda^N_\nu \bar{\Psi} \gamma^\nu \Psi = \Lambda^N_\nu j^\nu$$

$M_0^{-1}(\Lambda) \gamma^N M_0(\Lambda) = \Lambda^N_\nu \gamma^\nu$

Que outros poderíamos ter? A forma mais sistemática de buscar seria definir:

$$\hat{j}_\mu = \bar{\psi} \Gamma_\mu \psi$$

Onde  $\Gamma$  é qualquer matriz 4x4, e então decompor esta matriz em uma base para as matrizes 4x4. Dada esta base, podemos definir um produto escalar neste espaço de matrizes e construir uma métrica:

$$\text{Tr} [\Gamma_a \Gamma_b] = g^{ab} \quad (\text{produto escalar})$$

$a, b = 1, \dots, 16$

Que pode ser usada, para baixar e levantar índices:  $\Gamma^a = g^{ab} \Gamma_b$

Qualquer matriz pode ser expandida nesta base:

$M = M^a \Gamma_a$

matrizes  
número

$$M = M^b \Gamma_b$$

$$M \Gamma^a = M^b \Gamma_b \Gamma^a$$

$$\text{Tr} [M \Gamma^a] = M^b \text{Tr} [\Gamma_b \Gamma^a] = M^b g^{ba} = M^a$$

$$M^a = \text{Tr} (M \Gamma^a)$$

 (eq. 149.1)

$$M = \text{Tr} (M \Gamma^a) \Gamma_a$$

$$M_{ij} = M_{kl} (\Gamma^a)_{kl} (\Gamma_a)_{ij}$$

$$\delta_{il} \delta_{jk} M_{kl} = M_{kl} (\Gamma^a)_{kl} (\Gamma_a)_{ij}$$

$$\delta_{il} \delta_{jk} = (\Gamma^a)_{kl} (\Gamma_a)_{ij}$$

 (eq. 149.2)

Suponha agora que estejamos calculando:

$$(\bar{\psi}_1 A \psi_2) (\bar{\psi}_3 B \psi_4) = (\bar{\psi}_1)_i A_{ij} (\psi_2)_j (\bar{\psi}_3)_k B_{kl} (\psi_4)_l$$

$$A_{ij} B_{kl} = A^a B^b (\Gamma_a)_{ij} (\Gamma_b)_{kl}$$

Podemos reescrever a mesma expressão em termos de outras duas matrizes, para as quais valha:

$$(\bar{\psi}_1 M \psi_4) (\bar{\psi}_3 N \psi_2) = (\bar{\psi}_1)_i M_{il} (\psi_4)_l (\bar{\psi}_3)_k N_{kj} (\psi_2)_j$$

$$M_{il} N_{kj} = M^c N^d (\Gamma_c)_{il} (\Gamma_d)_{kj}$$

Para encontrar a relação entre  $A_{ij} B_{kl}$  e  $M_{il} N_{kj}$  basta encontrar a relação entre

$(\Gamma_a)_{ij} (\Gamma_b)_{kl}$  e  $(\Gamma_a)_{il} (\Gamma_b)_{kj}$  dada pela combinação linear:

$$(\Gamma_a)_{ij} (\Gamma_b)_{kl} = C_{abcd} (\Gamma_c)_{il} (\Gamma_d)_{kj}$$

 (eq. 149.3)

Multiplicando esta expressão por  $(\Gamma_e)_{\lambda\lambda} (\Gamma_f)_{jk}$  temos:

$$\underbrace{(\Gamma_a)_{ij} (\Gamma_b)_{kl} (\Gamma_e)_{\lambda\lambda} (\Gamma_f)_{jk}}_{\text{Tr}[\Gamma_a \Gamma_b \Gamma_e \Gamma_f]} = C_{ab}{}^{cd} \underbrace{(\Gamma_c)_{il} (\Gamma_d)_{kj}}_{\text{Tr}[\Gamma_c \Gamma_d]} \underbrace{(\Gamma_e)_{\lambda\lambda} (\Gamma_f)_{jk}}_{\text{Tr}[\Gamma_e \Gamma_f] = g_{ce}}$$

$C_{ab}{}^{cd} = \text{Tr}[\Gamma_a \Gamma_b \Gamma_c \Gamma_d]$  (eq. 150.1)

As equações 149.3 e 150.1 nos permitem re-arranjar produtos de bilineares e são conhecidas como fórmulas de rearranjo de Fierz. Conhecendo o coeficiente 150.1 podemos escrever:

$$A_{ij} B_{kl} = A^a B^b (\Gamma_a)_{ij} (\Gamma_b)_{kl} = A^a B^b C_{ab}{}^{cd} (\Gamma_c)_{il} (\Gamma_d)_{kj}$$

$$\times (\Psi_1)_i (\Psi_2)_j (\bar{\Psi}_3)_k (\Psi_4)_l$$

$$(\bar{\Psi}_1 A \Psi_2) (\bar{\Psi}_3 B \Psi_4) = A^a B^b (\bar{\Psi}_1 \Gamma_a \Psi_2) (\bar{\Psi}_3 \Gamma_b \Psi_4) =$$

$$= - \underbrace{A^a B^b C_{ab}{}^{cd}}_{M^c N^d} (\bar{\Psi}_1 \Gamma_c \Psi_4) (\bar{\Psi}_3 \Gamma_d \Psi_2)$$

$(\bar{\Psi}_1 \Gamma_a \Psi_2) (\bar{\Psi}_3 \Gamma_b \Psi_4) = - C_{ab}{}^{cd} (\bar{\Psi}_1 \Gamma_c \Psi_4) (\bar{\Psi}_3 \Gamma_d \Psi_2)$

Identidade de Fierz (eq. 150.2)

Outra forma bastante útil é obtida multiplicando 149.2 por  $(\Psi_2)_i (\bar{\Psi}_3)_k (B \Psi_4)_j$

$$\Rightarrow (\Psi_2)_i (\bar{\Psi}_3 B \Psi_4) = - (\bar{\Psi}_3)_k (\Gamma^a)_{kl} (\Psi_2)_l (\Gamma_a B \Psi_4)_i$$

$$(\Psi_2)_i (\bar{\Psi}_3 B \Psi_4) = - (\Gamma_a B \Psi_4)_i (\bar{\Psi}_3 \Gamma^a \Psi_2)$$

Que então multiplicamos por  $(\bar{\Psi}_1 A)_i$

$(\bar{\Psi}_1 A \Psi_2) (\bar{\Psi}_3 B \Psi_4) = - (\bar{\Psi}_1 A \Gamma_a B \Psi_4) (\bar{\Psi}_3 \Gamma^a \Psi_2)$

(eq. 150.3)

Especificando a base como:

$$\mathcal{O}_i = \left\{ \underbrace{\hat{1}_{4 \times 4}}_{\uparrow \text{matriz}}, \underbrace{\gamma^{\mu}}_4, \underbrace{\gamma_5}_1, \underbrace{\gamma^{\mu} \gamma_5}_4, \underbrace{\gamma^{\mu\nu}}_6 = \frac{1}{2} [\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}] = \frac{1}{2} \gamma^{[\mu} \gamma^{\nu]} \right\}$$

(eq. 150.4)

6 =  $\frac{4 \cdot 3}{2} \rightarrow [\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}] = -[\gamma^{\nu}, \gamma^{\mu}]$

E exigindo a normalização:

$$T_{\alpha} [\psi_i, \psi_j] = \psi \delta_{ij}$$

Rigorosamente:  $\psi = \{ \hat{1}, \gamma^0, i\gamma^1, i\gamma^2, i\gamma^3, \gamma^5, i\gamma^0\gamma^5, \gamma^1\gamma^5, \gamma^2\gamma^5, \gamma^3\gamma^5, \gamma^{01}, \gamma^{02}, \gamma^{03}, i\gamma^{12}, i\gamma^{13}, i\gamma^{23} \}$

Temos a relação de completudeza:

$$\delta_{\alpha}^{\beta} \delta_{\gamma}^{\delta} = \frac{1}{4} (\psi_i)_{\alpha}^{\gamma} (\psi_i)_{\gamma}^{\beta}$$

↓ SIGMA DO

Que leva a uma eq. equivalente a 150.3:

$$(\bar{\psi}_1 A \psi_2) (\bar{\psi}_3 B \psi_4) = - \frac{1}{4} (\bar{\psi}_1 A \psi_3) (\bar{\psi}_2 B \psi_4) \quad (\text{eq. 151.1})$$

Dada a base 150.4, não precisamos nos preocupar com "estruturas" de Dirac mais complicadas, pois podem ser escritas nessa base. Por exemplo:

$$\gamma_{[NVP]} \equiv \gamma_{[N} \gamma_{\nu} \gamma_{P]} \propto \epsilon_{NVP\sigma} \gamma^{\sigma} \gamma_5$$

↳ produto completamente antissimétrico

(NVP - VP N - PNV + PNV - PVP + VPP)

$$\gamma_{[NVP\sigma]} \propto \epsilon_{NVP\sigma} \gamma_5$$

Definindo a terminologia, dado um bilinear  $\bar{\psi} \Gamma \psi$ , chamamos:

- $\Gamma = \hat{1} \Rightarrow \bar{\psi} \psi$  escalar
- $\Gamma = \gamma_5 \Rightarrow \bar{\psi} \psi$  pseudo-escalar
- $\Gamma = \gamma^{\nu} \Rightarrow \bar{\psi} \gamma^{\nu} \psi$  vetor
- $\Gamma = \gamma^{\nu} \gamma_5 \Rightarrow \bar{\psi} \gamma^{\nu} \gamma_5 \psi$  pseudo-vetor ou vetor axial
- $\Gamma = \gamma^{\nu\sigma} \Rightarrow \bar{\psi} \gamma^{\nu\sigma} \psi$  tensor antissimétrico

Se  $\psi$  satisfaz a equação de Dirac, vemos que a corrente vetorial é conservada:

$$j^\mu \equiv \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \Rightarrow \partial_\nu j^\mu = \underbrace{(\partial_\nu \bar{\psi}) \gamma^\mu \psi}_{\bar{\psi} \overleftarrow{\not{\partial}} = m \bar{\psi}} + \bar{\psi} \underbrace{\gamma^\mu \not{\partial}_\nu \psi}_{\not{\partial} \psi = -m \psi} = m \bar{\psi} \psi - m \bar{\psi} \psi = 0 \quad (\text{eq. 152.1})$$

No entanto a corrente axial:

$$\begin{aligned} \partial_\nu j^{\mu 5} &\equiv \partial_\nu (\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi) = (\partial_\nu \bar{\psi}) \gamma^\mu \gamma_5 \psi + \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \not{\partial}_\nu \psi = \\ &= \bar{\psi} \overleftarrow{\not{\partial}} \gamma_5 \psi - \bar{\psi} \gamma_5 \not{\partial} \psi = 2m \bar{\psi} \gamma_5 \psi \end{aligned}$$

só é conservada se o férmion em questão não tiver massa:  $m=0 \Leftrightarrow \partial_\nu j^{\mu 5} = 0$  (eq. 152.2)

### Simetrias C, P e T para férmions

Além da simetria de Lorentz (uma transformação contínua do espaço tempo) podemos ver se a nossa Lagrangeana é simétrica sobre transformações discretas do espaço tempo. Definimos:

Transformação de Paridade:  $P: (t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$

Inversão temporal:  $T: (t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$

Estas transformações podem ou não ser simetrias, não há nada que as exija a priori. Embora estas transformações não sejam contínuas, elas mantêm  $\Sigma^2 = t^2 - \vec{x}^2$  invariante e fazem parte do grupo de Lorentz, que pode ser dividido:

↳ Transformações de Lorentz (parte contínua do grupo)

$$\begin{array}{ccc} \mathbf{L}_+^\uparrow & \xleftrightarrow{P} & \mathbf{L}_-^\uparrow = P\mathbf{L}_+^\uparrow \quad \text{“orthochronous”} \\ T \updownarrow & & \updownarrow T \\ \mathbf{L}_+^\downarrow = T\mathbf{L}_+^\uparrow & \xleftrightarrow{P} & \mathbf{L}_-^\downarrow = P\mathbf{L}_+^\uparrow \quad \text{“nonorthochronous”} \\ \text{“proper”} & & \text{“improper”} \end{array}$$

Podemos ainda imaginar uma outra transformação:

Conjugação de Carga:  $C: \text{PARTÍCULA} \longleftrightarrow \text{ANTI PARTÍCULA}$   
(veremos mais a frente como definir isso)

Por muito tempo acreditou-se que as simetrias C, P e T eram, SEPARADAMENTE, simetrias da física, pois tanto a gravitação quanto o eletromagnetismo (e depois as interações fortes) respeitavam estas simetrias, mas aí as interações fracas vieram para estragar a alegria: as primeiras medidas indica-