

INTRODUZIONE ALLA FISICA NUCLEARE E SUBNUCLEARE

Lezione 9

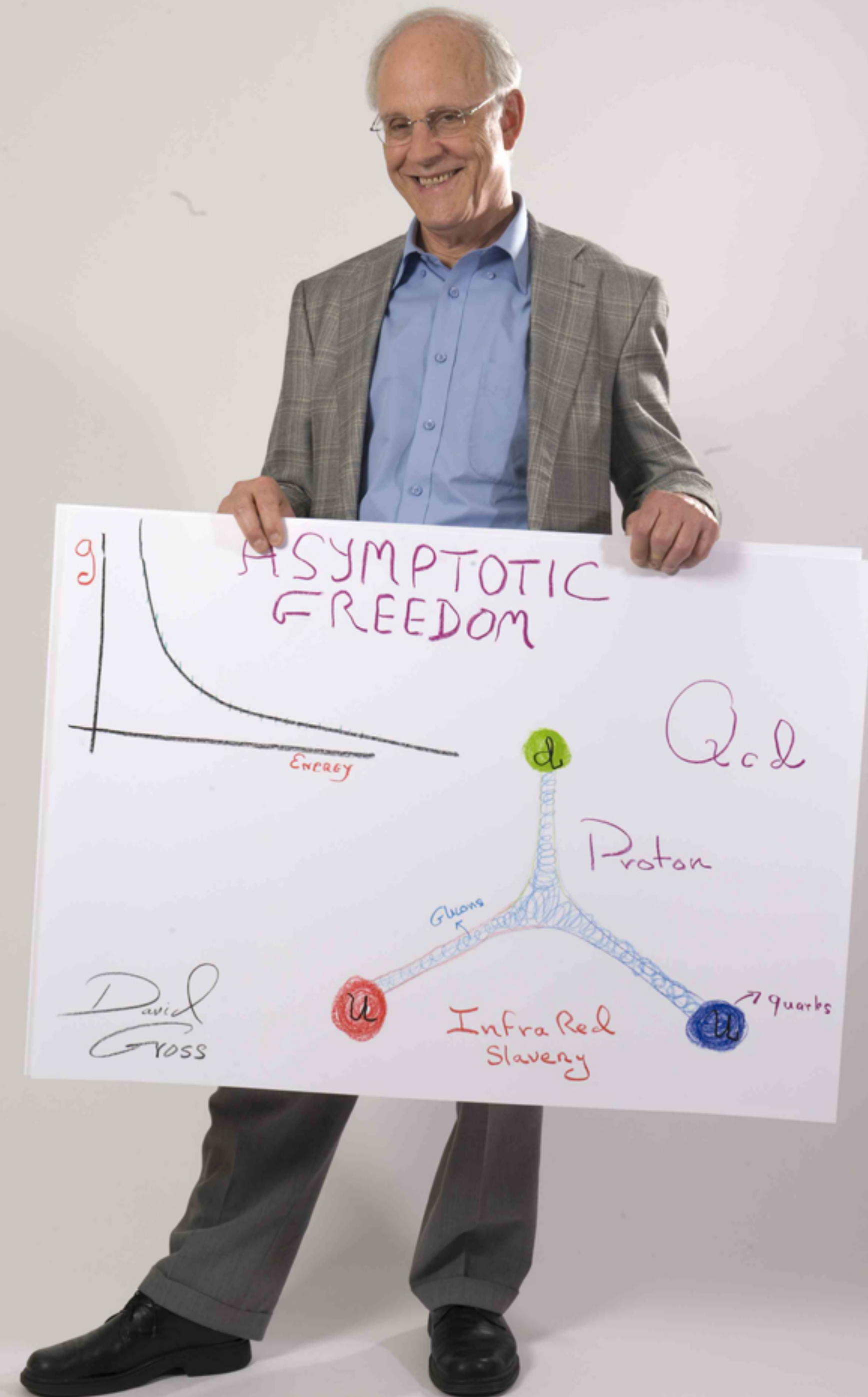
Introduzione alla Cromodinamica Quantistica

08/05/2024

VIERI CANDELISE



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI TRIESTE



LEZIONE 8

COLORE & SAPORE

3

Consideriamo la Δ^{++} vista nella lezione scorsa. La Δ^{++} è una risonanza con $J=3/2$ e $P=+1$ ($J^P = \frac{3}{2}^+$) ed è il barione più leggero con spin $3/2$, per cui deduciamo che il suo momento angolare orbitale sia $L=0$, quindi corrisponde ad una $\psi_{\text{spaz.}}$ **simmetrica**. Inoltre, per avere $J=3/2$, i tre spin dei suoi tre quarks devono essere tutti paralleli:

$$|\Delta^{++}\rangle = |u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow\rangle, \text{ ovvero } \psi_{\text{spin}} = \text{simmetrica.}$$

In fine, scambiare quark u non cambia il sapore quindi $\psi_{\text{sapore}} = \text{simmetrica}$. Deduciamo che

$$\psi_{\Delta^{++}} = \psi_{\text{spaz}} \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{sapore}} \text{ è simmetrica}$$

in contrasto con il principio di Esclusione, per cui la ψ totale di N fermioni identici deve essere antisimmetrica. Per risolvere questa incongruenza, viene introdotto un nuovo numero quantico per i quark:

$$\psi_{\Delta^{++}} = \psi_{\text{spin}} \psi_{\text{spaz}} \psi_{\text{sapore}} \cdot \psi_{\text{colore}} \quad \boxed{\text{IL COLORE}}$$

1

dove $\psi_{\text{colore}}^{\text{barioni}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (r \overset{\text{red}}{g} b + g \overset{\text{green}}{b} r + b \overset{\text{blue}}{r} g - g r b - r b g - b g r)$. (4) (2)

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

La combinazione $\psi_{\text{colore}}^{\text{barioni}}$ è un singoletto di colore, cioè tutti i barioni hanno carica di colore = 0.

I mesoni $\psi_{\text{colore}}^{\text{mesoni}} = \frac{1}{\sqrt{3}} (r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}) \rightarrow$ singoletto

Mesoni = $q\bar{q}$ (quark-antiquark) colore = 0

Barioni = qqq (tre quark) colore = 0

Leptoni, bosoni vettoriali (γ, W, Z) colore = 0

Le particelle osservabili e misurabili hanno colore = 0.

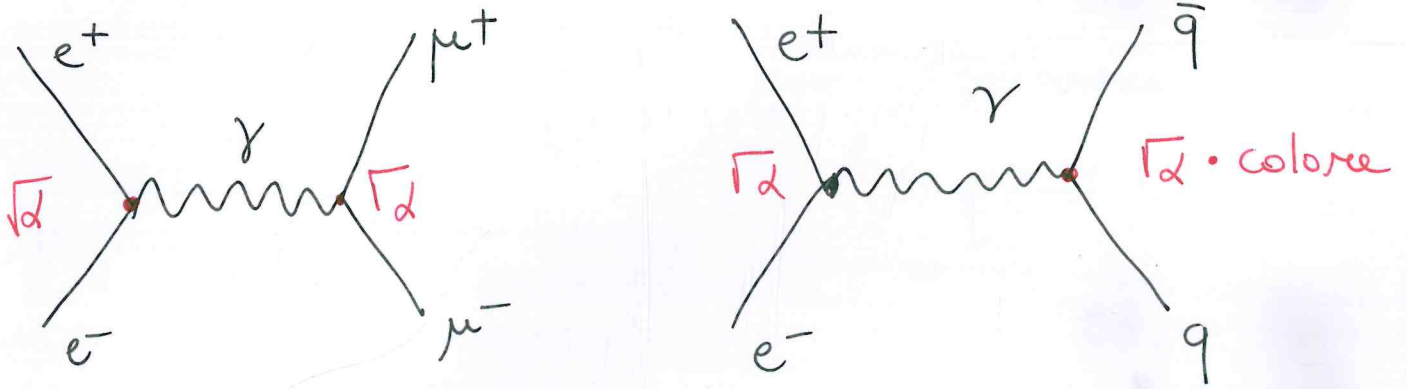
\Downarrow
 I quark non possono essere osservati liberamente!

liberare un quark da un adrone darebbe 2 particelle colorate: 1 quark ed il resto dell'adrone



SCOPERTA SPERIMENTALE DEL COLORE (5) (6)

L'evidenza dell'esistenza del colore avviene tramite lo studio sperimentale del processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, e del processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$:



Se misuro le sezioni d'urto di questi due processi posso ricavare l'unica differenza in termini di calcolo del processo: ~~il numero di~~ la **carica dei quarks**

$$R_\mu = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_q Q_q^2$$

trascurando le masse, tutto il resto si semplifica nel rapporto

Come detto non posso misurare q e \bar{q} ma solo particelle composte (π, K, \dots) per cui devo sommare su tutti i colori possibili:

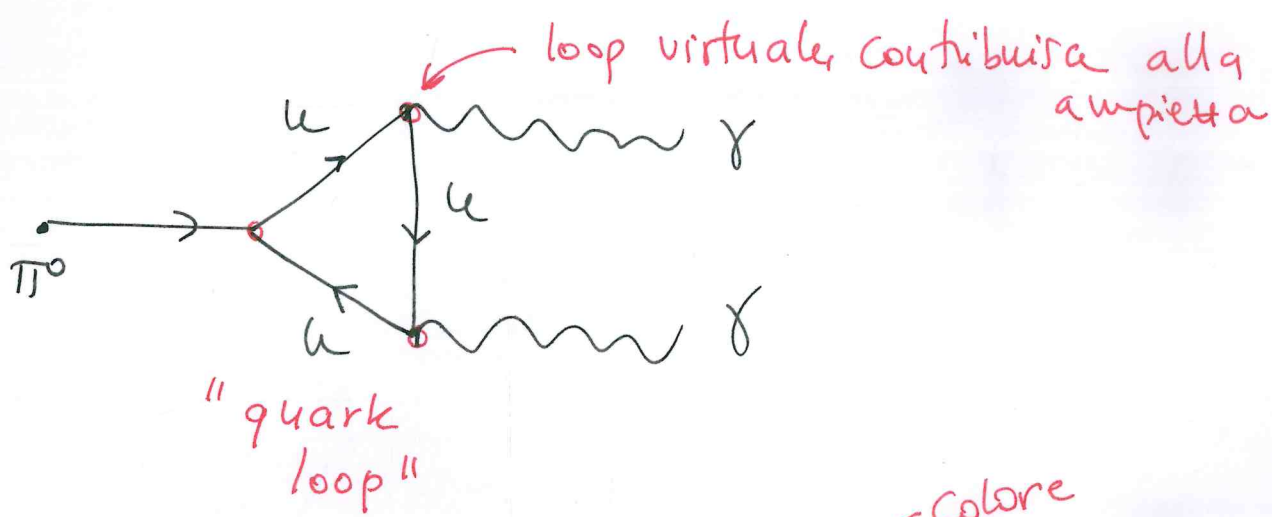
$$R_\mu = 3 \sum_q Q_q^2 \quad \text{3 colori.}$$

Da un fit ai dati della misura di R_μ viene verificata sperimentalmente l'esistenza del colore.

Un'altra prova sperimentale del colore:

(6) (7)

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$



$$\langle \gamma\gamma | H_{int} | \pi^0 \rangle \propto f_\pi \frac{N_c}{\sqrt{2}} \left(\frac{4}{9} e^2 - \frac{1}{9} e^2 \right)$$

← Colore

$$(\sum e)^2$$

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \propto |f_\pi|^2 N_c^2 \frac{\alpha^2}{18}$$

misura

fitto

$$\Gamma_{th.}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_\pi^3}{64\pi^3 f_\pi^2} \left(\frac{N_c}{3} \right)^2 = 7.73 \left(\frac{N_c}{3} \right)^2 \text{ eV}$$

$$\Gamma_{mis} = 7.7 \pm 0.6 \text{ eV}$$

$$\Rightarrow N_c = 2.99 \pm 0.12$$

tre colori!

Perché non posso osservare i quark isolati?

(7) (3)

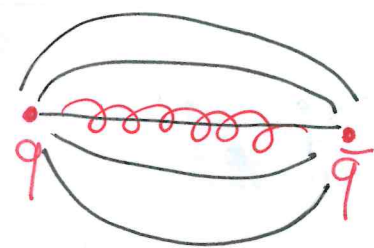
- l'interazione tra due quark è regolata dall'interazione forte, il cui potenziale è fatto così:

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \underbrace{kr}_{\text{cost. accoppiamento forte}}$$

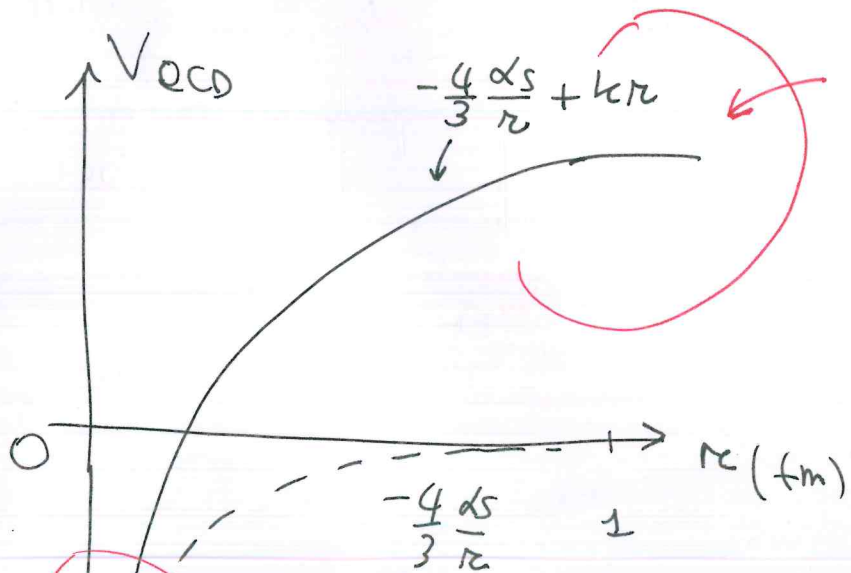
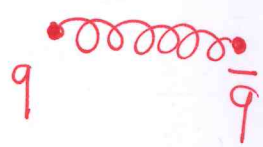
/
 distanze
 termine tipo "molla"

Dinamica dei quark colorati = Cromodinamica Quantistica (QCD)

- tirando i quark lontano uno dall'altro il termine $+kr$ lavora come una molla, incrementando l'energia.
- Questa energia viene rilasciata sotto forma di adroni se la molla si spezza.

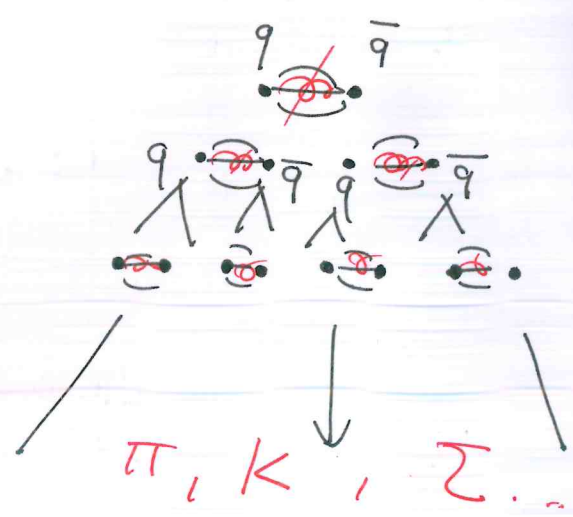


linee di forza forte



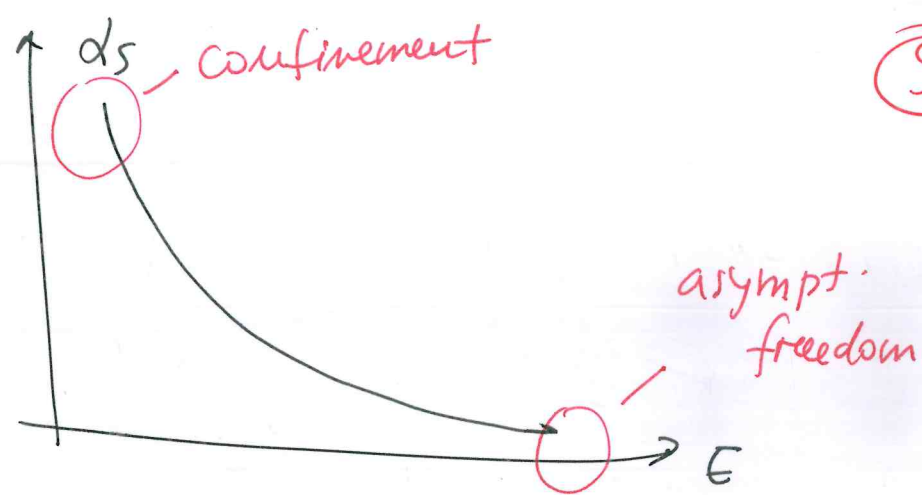
particelle fisiche senza colore

quark liberi non esistono osservabili



analogamente

"running di α_s " \rightarrow

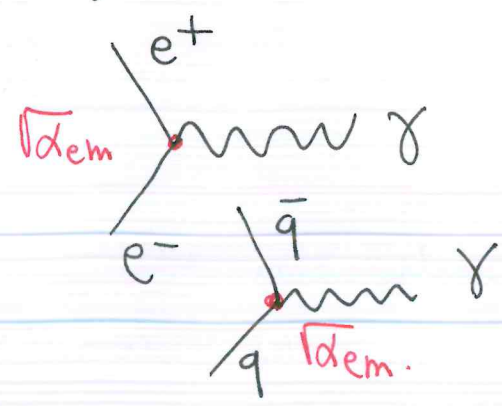


$E \rightarrow \infty \Rightarrow \alpha_s \rightarrow 0$ asympt. freedom \Rightarrow quark
 $E \rightarrow 0 \Rightarrow \alpha_s \rightarrow \infty$ confinement \Rightarrow particella

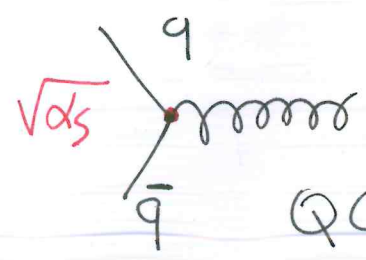
④ Il mediatore delle interazioni forti tra quark è un singoletto di colore, particella di spin 1 e massa nulla chiamato *gluone*:



La teoria fondata sulla base di questi 4 punti è una teoria quantistica delle interazioni forti tra quark e gluoni e si chiama *cromodinamica quantistica (QCD)*.



QED (elettrodinamica)



QCD (cromodinamica)

Ricapitolando:

8 4

1) La forza forte a piccole distanze $r \rightarrow 0$ è sempre più debole e i quark sono idealmente "liberi".

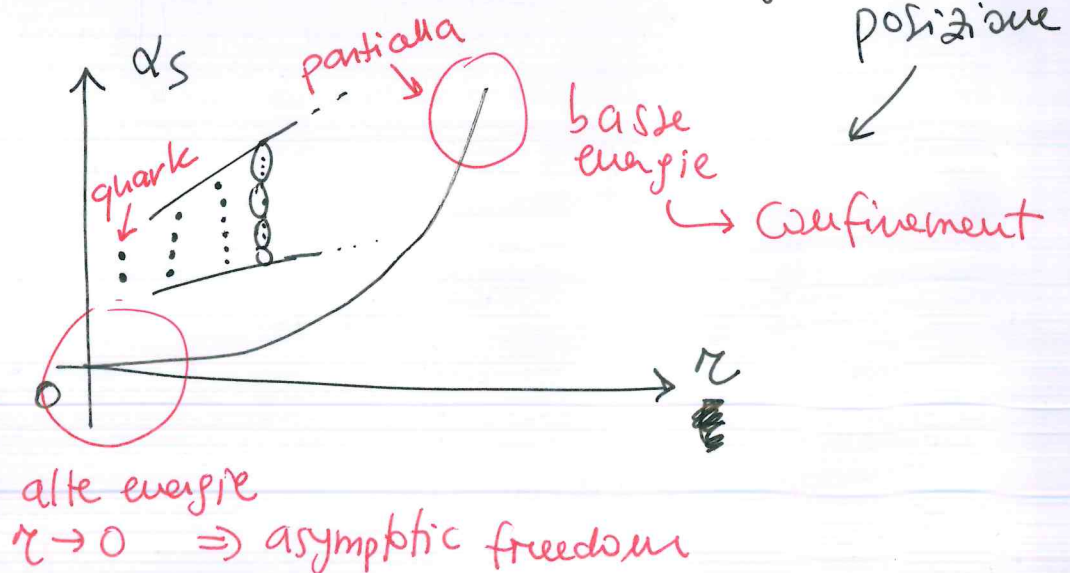
→ Asymptotic Freedom.

2) Al crescere delle distanze l'intensità della forza forte è sempre maggiore e i quark sono confinati a stati legati.

→ Confinement

3) Il termine Kr impedisce che si ~~creino~~ creino quark liberi: l'energia viene usata per produrre nuove coppie $q\bar{q}$.

Possiamo vedere questi due fenomeni in termini della dipendenza della costante α_s con l'energia e la



costanti running

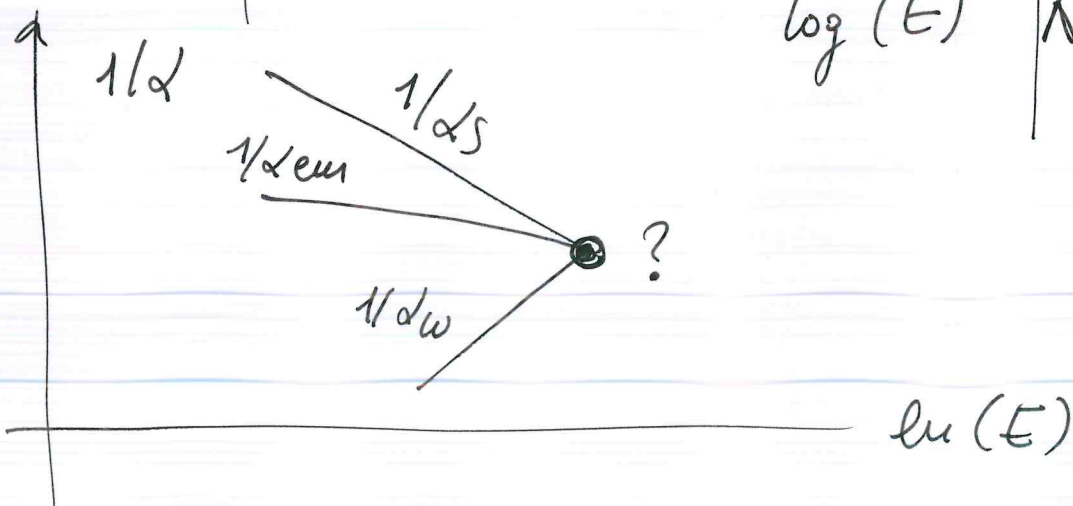
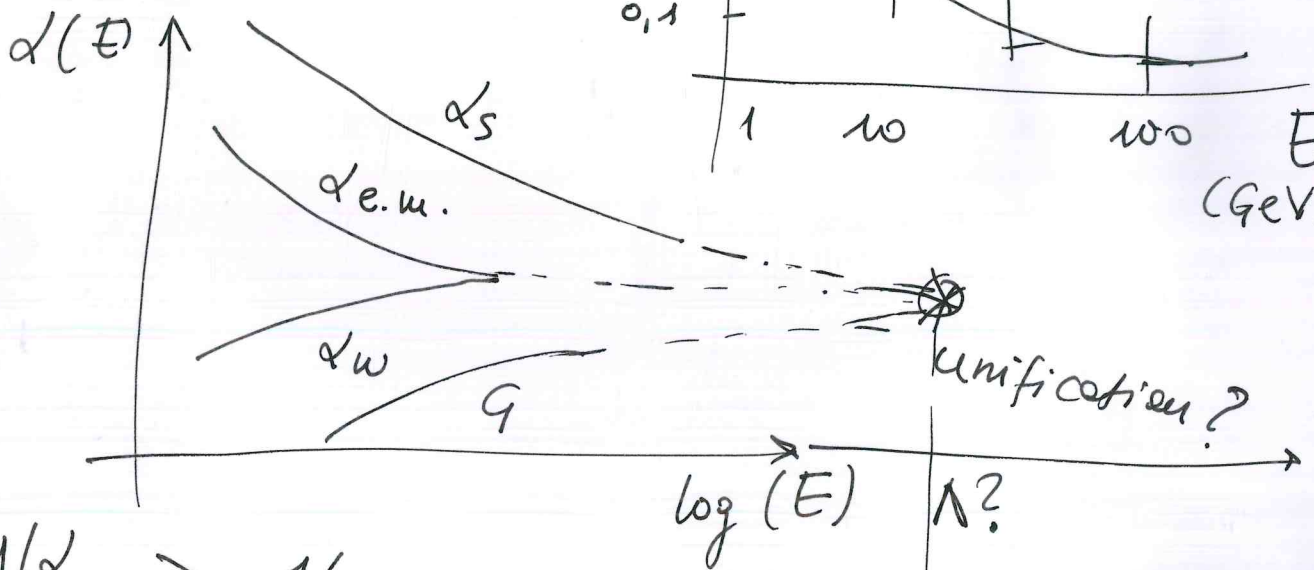
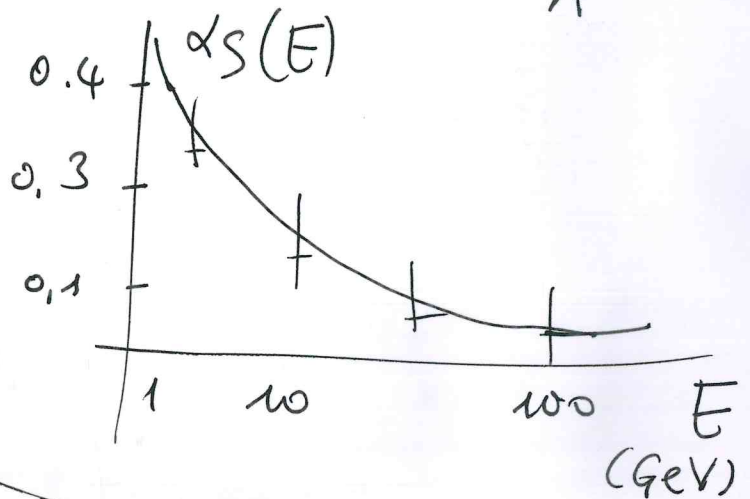
(10)

Le costanti fondamentali determinano l'intensità dell'interazione ad una data scala di energia.

Se guardo per esempio $\alpha_{em} \sim \frac{1}{137}$ (scale atomica), alle scale di $E \sim 100$ GeV, misurano un cambiamento di circa $\frac{1}{128}$. Ricordiamo che:

α_s	1
α_{em}	$1/137$
α_w	10^{-6}
G	10^{-39}

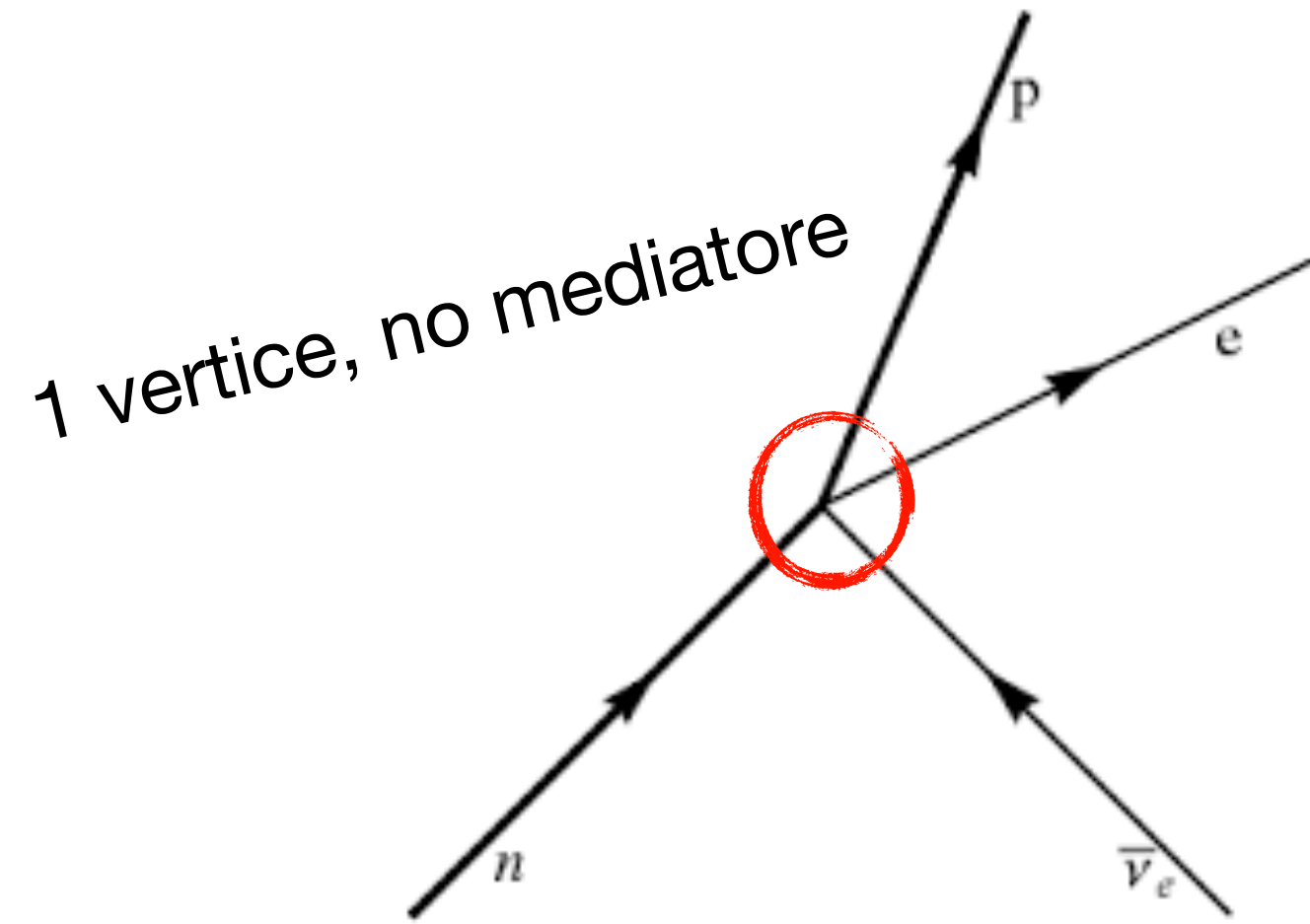
$$\alpha_s(E) \sim \frac{12\pi}{33 - 2n_f} \ln \frac{E^2}{\Lambda^2}$$



I QUARK E LE INTERAZIONI DEBOLI

il decadimento beta rivisto alla luce dei quark

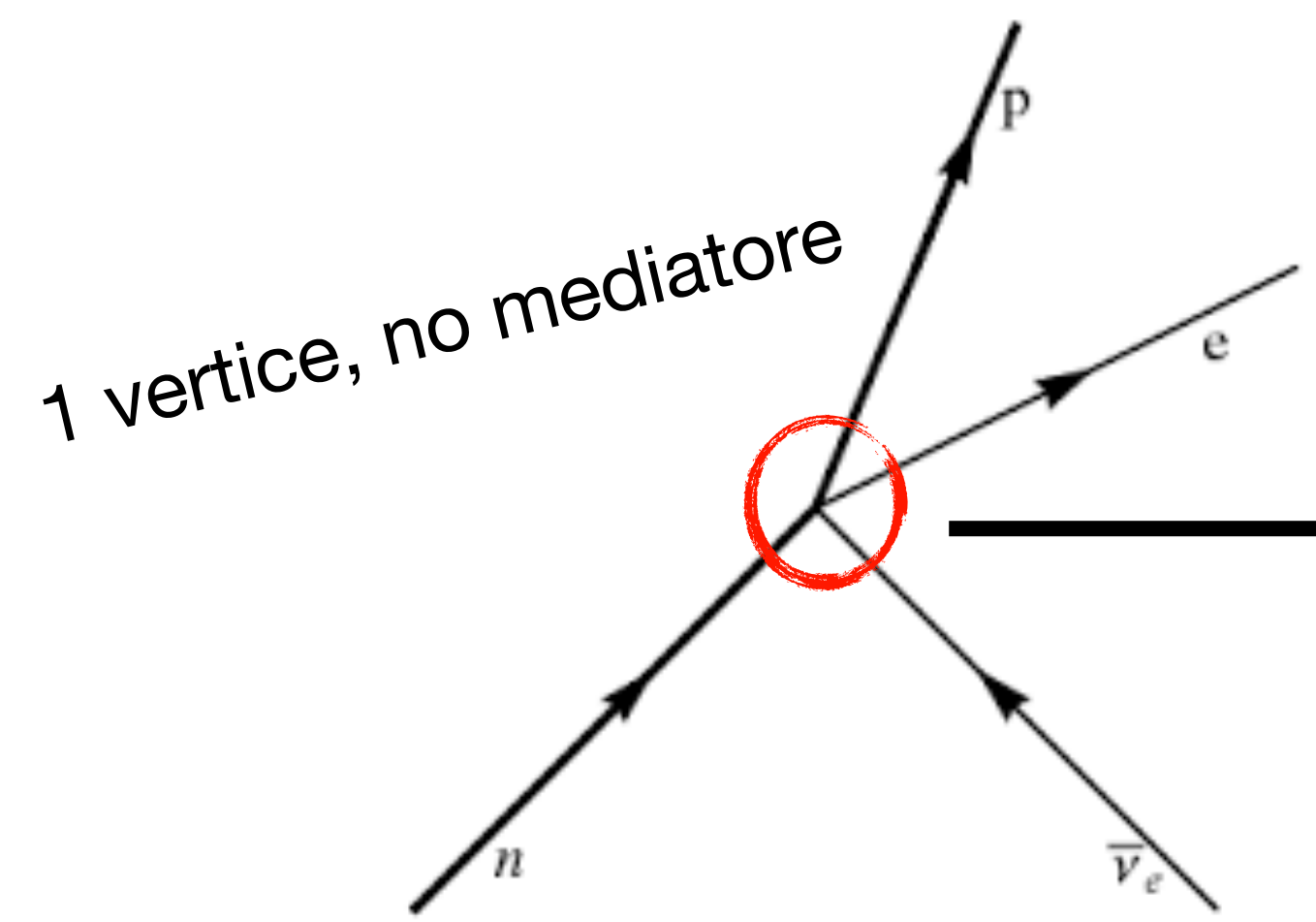
Teoria di Fermi: approssimazione "di contatto"



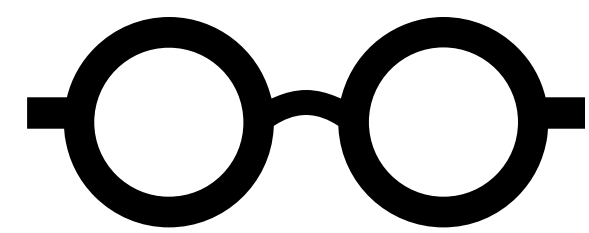
I QUARK E LE INTERAZIONI DEBOLI

il decadimento beta rivisto alla luce dei quark

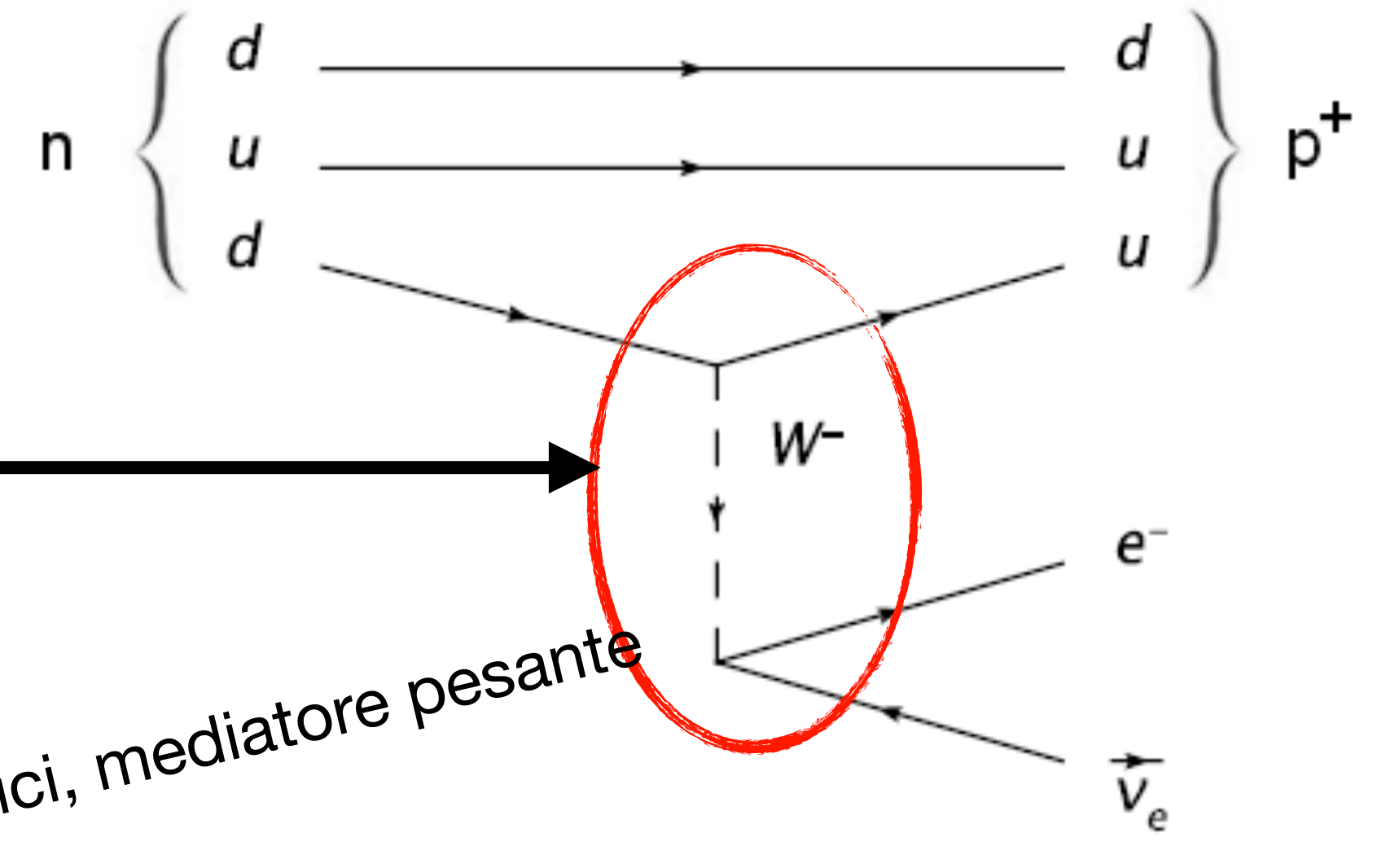
Teoria di Fermi: approssimazione "di contatto"



aumentando l'energia
si sondano le
strutture interne



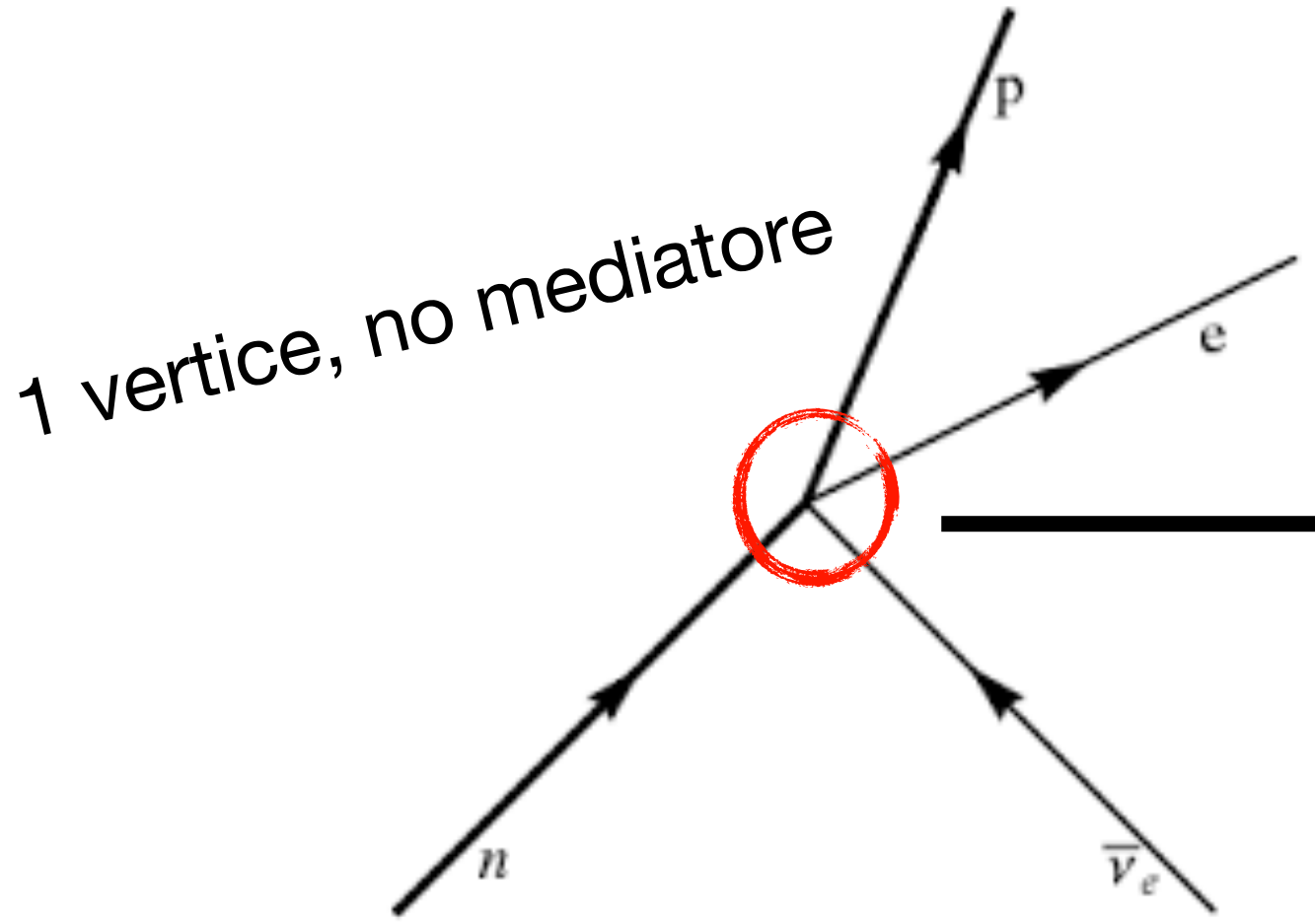
il VERO decadimento beta



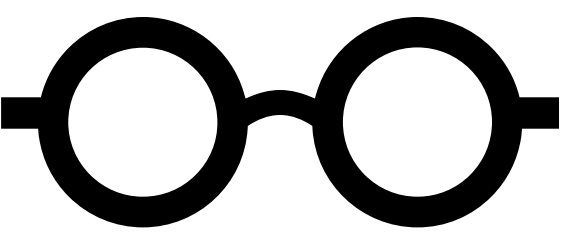
I QUARK E LE INTERAZIONI DEBOLI

il decadimento beta rivisto alla luce dei quark

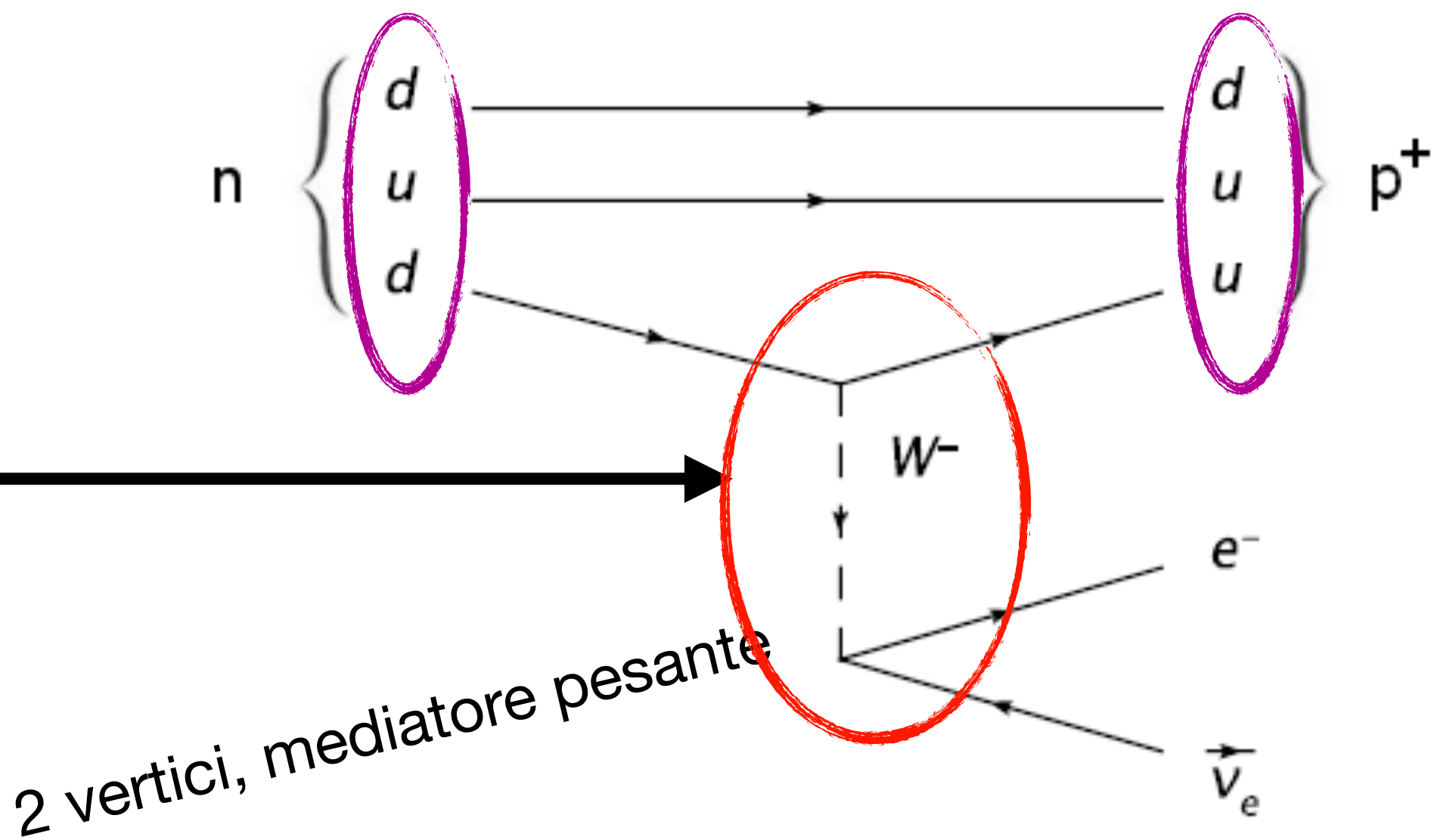
Teoria di Fermi: approssimazione "di contatto"



aumentando l'energia
si sondano le
strutture interne



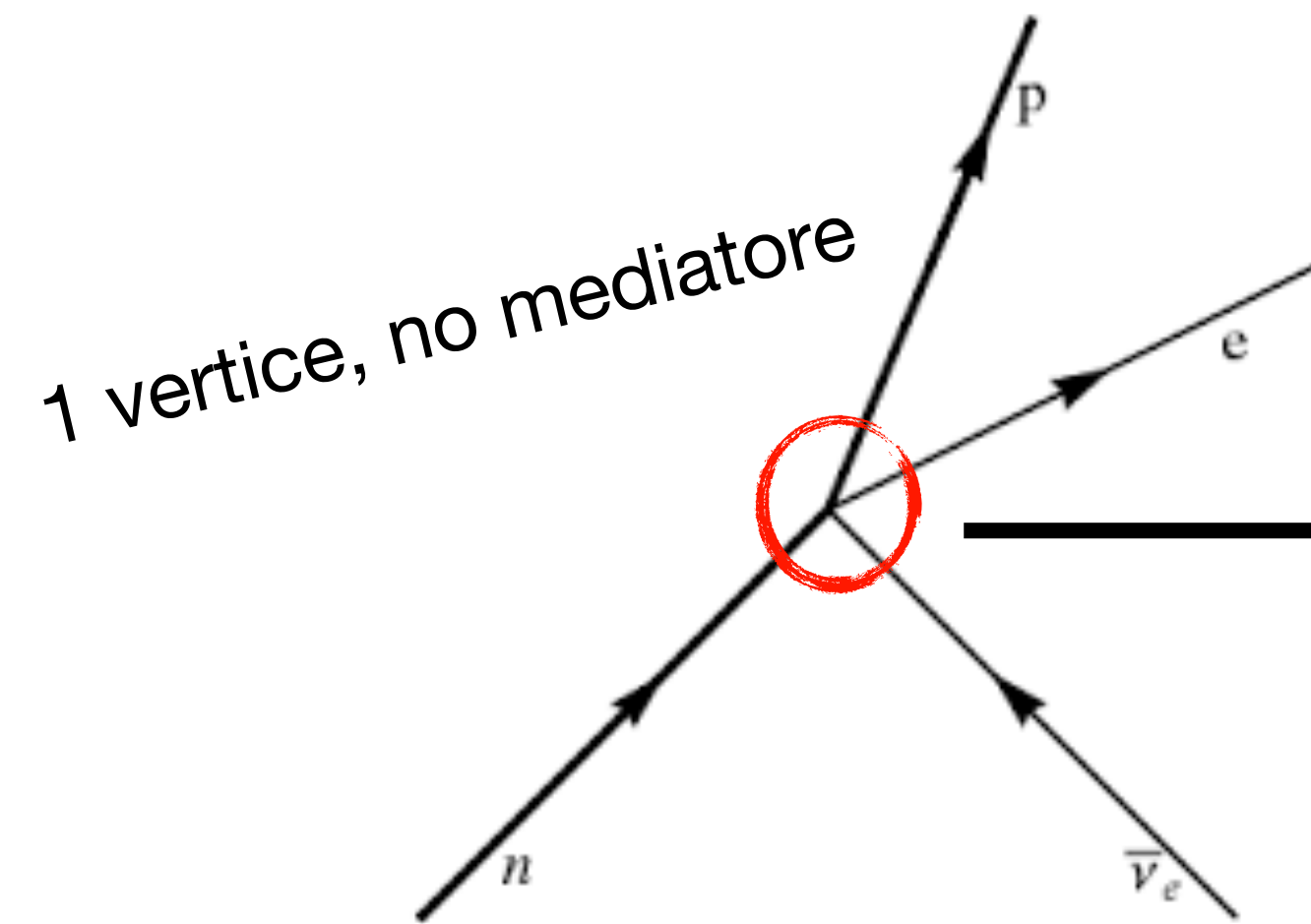
il VERO decadimento beta



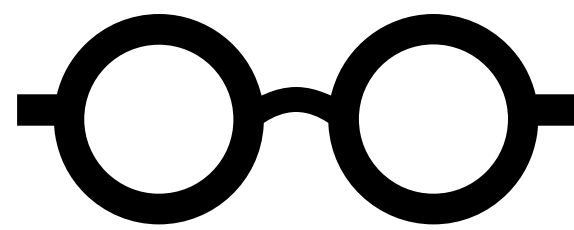
I QUARK E LE INTERAZIONI DEBOLI

il decadimento beta rivisto alla luce dei quark

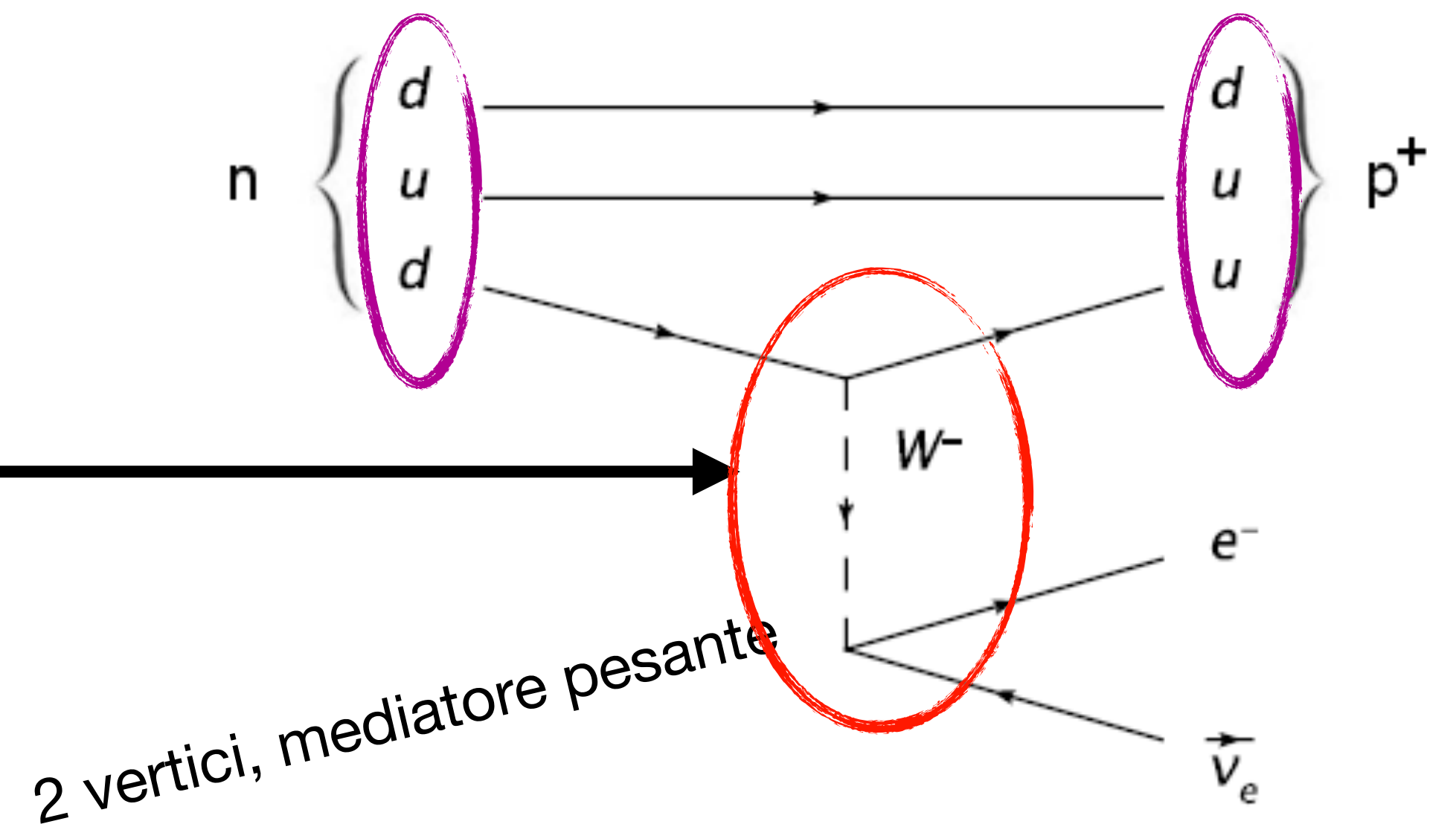
Teoria di Fermi: approssimazione "di contatto"



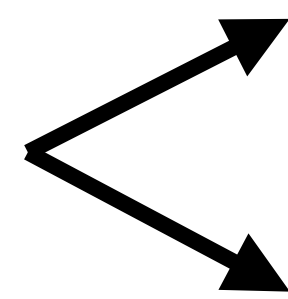
aumentando l'energia
si sondano le
strutture interne



il VERO decadimento beta



I quark possono interagire debolmente attraverso due processi:



“di corrente carica”



scambio di bosoni (carichi) W^\pm

“di corrente neutra”



scambio di bosoni (neutri) Z