Conservazione

Princìpi di conservazione

Teoremi di conservazione

Leggi di conservazione

e

Simmetria

Princìpi di simmetria

Leggi di simmetria

Simmetria delle leggi fisiche

I princìpi di conservazione
e
la simmetria nelle leggi fisiche

Alessandro Papa
Università della Calabria
& INFN-Cosenza

e-mail: *papa@cs.infn.it*

Sommario

- Premessa: la legge fisica
- Le (grandi) leggi di conservazione:

carica elettrica	energia
numero barionico	quantità di moto
numero leptonico	momento angolare

- La simmetria nelle leggi fisiche:

traslazioni spaziali	traslazioni temporali
rotazioni spaziali	trasformazioni di Lorentz

- Connessione tra conservazione e simmetria
- La simmetria di "gauge"
- Simmetrie discrete e teorema CPT

Premessa

Legge fisica: relazione matematica tra grandezze fisiche coinvolte in un fenomeno

Teoria fisica: insieme di tutte le leggi fisiche deducibili da un certo numero di princìpi

Fisica e matematica:
- i risultati delle misure sono espressi da numeri
- le leggi fisiche sono relazioni matematiche
- le teorie fisiche sono di natura matematica

G. Galilei: "Egli (il libro dell'universo) è scritto in lingua matematica ..."

J. Jeans: "il Grande Architetto sembra essere un matematico"

Conservazione della carica elettrica

In un sistema isolato, la somma algebrica delle cariche elettriche si mantiene costante, qualunque sia il fenomeno che vi abbia luogo.

M. Faraday (1791-1867): esperimenti all'interno di una grande sfera di metallo ("gabbia" di Faraday)

La conservazione della carica elettrica vale anche nei processi subnucleari:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \text{ī}_{e}$$

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow \text{ã} + \text{ã}$$

$$\partial^{-} \rightarrow \text{ì}^{-} + \text{ī}_{\text{i}}$$

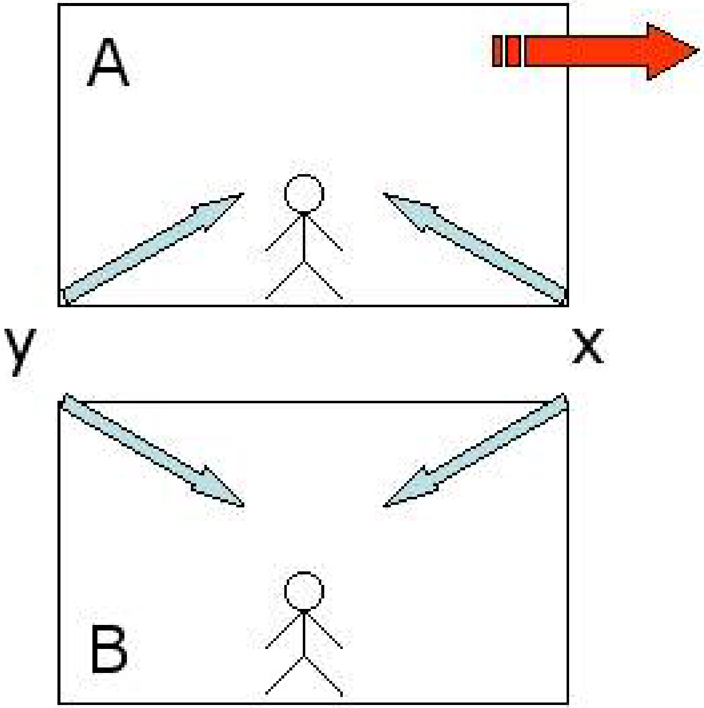
Limite migliore: $< 8 \cdot 10^{-27}$ dal processo $n \rightarrow p + e^{-} + \text{ī}_{\text{i}}$

Conservazione locale o non-locale?

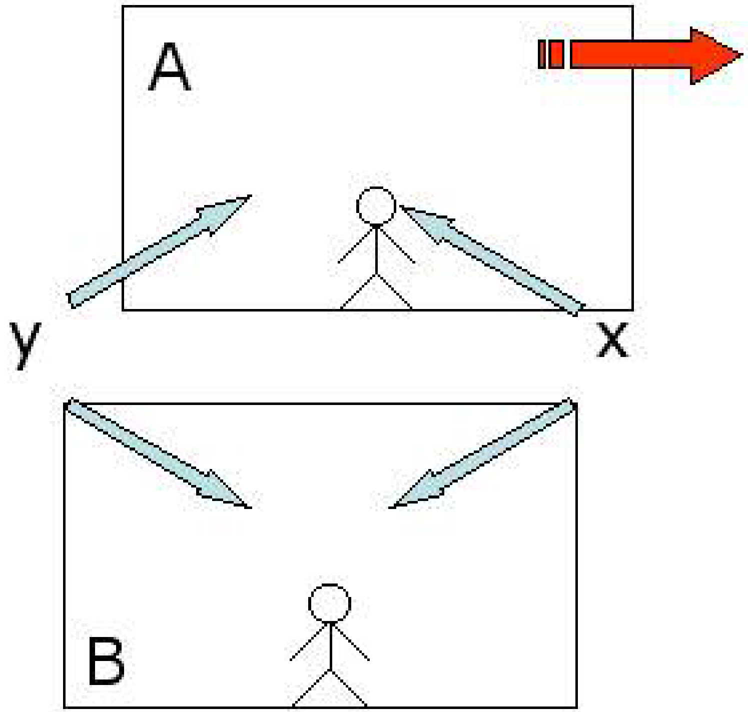
In un sistema isolato, una carica sparisce in un punto ed istantaneamente una equivalente ne appare in un altro.

Se una carica sparisce in un punto ed appare in un altro, qualcosa deve propagarsi nello spazio intermedio.

Relatività di Einstein $\longrightarrow$ conservazione locale



Posizione all'istante
del fenomeno



Posizione all'istante
in cui B vede il fenomeno

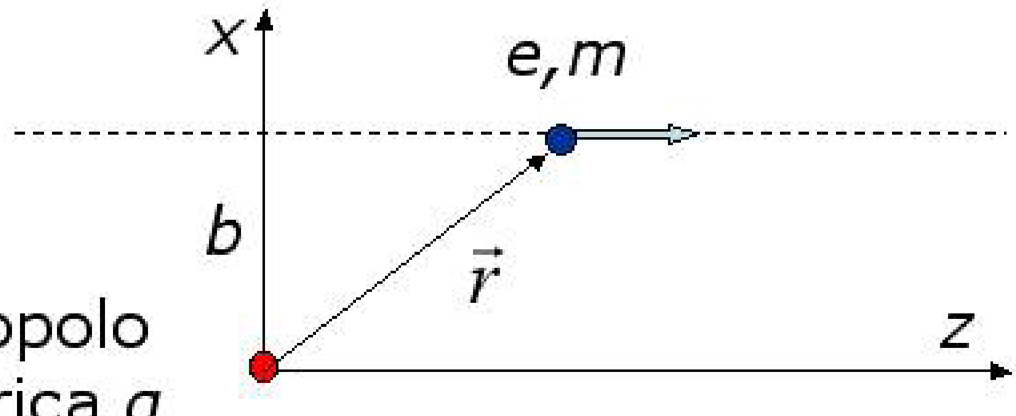
La carica elettrica è sempre in multipli di unità fissa:

e^- (Q=-1)   *p* (Q=+1)   *n* (Q=0)   _$^{++}$ (Q=+2)

in unità di $1.6\cdot 10^{-19}$ C

Monopolo di Dirac:

$$\vec{B} = g\frac{\vec{r}}{r^3}$$



monopolo
di carica *g*

$$F_y = e\frac{v}{c}B_x = e\frac{v}{c}g\frac{b}{(b^2+v^2t^2)^{3/2}} \qquad \Delta p_y = \int_{-\infty}^{+\infty}F_y\,dt = eg\frac{vb}{c}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dt}{(b^2+v^2t^2)^{3/2}} = 2\frac{eg}{cb}$$

$$\Delta L_z = b\Delta p_y = 2\frac{eg}{c}$$

(indipendente da *b* e da *v*!)

$$\Delta L_z = n\hbar \quad\rightarrow\quad g\frac{e}{\hbar c} = \frac{n}{2}, \qquad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

	Conservata localmente?	Compare in unità?	È sorgente di un campo?
carica elettrica	sì	sì	sì

Particelle elementari

leptoni $\begin{pmatrix} e^- \\ \text{í}_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \text{ì}^- \\ \text{í}_{\text{ì}} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \text{ô}^- \\ \text{í}_{\text{ô}} \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} Q = -1 \\ Q = 0 \end{matrix} \quad \text{spin} = \frac{1}{2}$

quark $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{r,v,b} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_{r,v,b} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_{r,v,b} \quad \begin{matrix} Q = +2/3 \\ Q = -1/3 \end{matrix} \quad \text{spin} = \frac{1}{2}$

+ rispettive antiparticelle
+ mediatori delle interazioni: ã (fotone) $W^{\pm}, Z^0$ gluoni

Mesoni stati $q\bar{q}$ $\quad$ ∂^- $(u\bar{d})$ $Q = +1$

$Q = -1,0,+1$ $\quad$ K^+ $(u\bar{s})$ $Q = +1$

Barioni stati qqq $\quad$ $p\,(uud)$ $Q = +1$ $\quad$ Ä^{++} (uuu) $Q = +2$

$Q = -1,0,+1,+2$ $\quad$ $n\,(udd)$ $Q = 0$ $\quad$ Ù^- (sss) $Q = -1$

Altre leggi di conservazione di tipo "numero":

- numero barionico (B)

quark B=+1/3 anti-quark B=-1/3

mesoni B=0 π, K, ...
barioni B=+1 p, n, ...

esempi: $$\text{p(uud)} + \text{p(uud)} \rightarrow \text{Ë(uds)} + \text{p(uud)} + \text{K}^{+}(\text{u}\bar{\text{s}})$$

$$1 \qquad 1 \qquad 1 \qquad 1 \qquad 0$$

$$\text{Ë(uds)} \rightarrow \text{p(uud)} + \partial^{-}(\bar{\text{u}}\text{d})$$

$$1 \qquad 1 \qquad 0$$

- numero leptonico (L)

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \acute{\imath}_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \grave{\imath}^- \\ \acute{\imath}_{\grave{\imath}} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \hat{o}^- \\ \acute{\imath}_{\hat{o}} \end{pmatrix} \qquad L = +1 \qquad\qquad \begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\imath}_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \grave{\imath}^+ \\ \bar{\imath}_{\grave{\imath}} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \hat{o}^+ \\ \bar{\imath}_{\hat{o}} \end{pmatrix} \qquad L = -1$$

$$L_e = +1 \quad L_{\grave{\imath}} = +1 \quad L_{\hat{o}} = +1 \qquad\qquad L_e = -1 \quad L_{\grave{\imath}} = -1 \quad L_{\hat{o}} = -1$$

esempi:

$$\partial^- \rightarrow \grave{\imath}^- + \bar{\imath}_{\grave{\imath}}$$

$$L_{\grave{\imath}} = 0 \quad L_{\grave{\imath}} = +1 \quad L_{\grave{\imath}} = -1$$

$$\partial^- \rightarrow e^- + \bar{\imath}_e$$

$$L_e = 0 \quad L_e = +1 \quad L_e = -1$$

$$\partial^- \rightarrow \grave{\imath}^- + \bar{\imath}_e$$

$$L_{e,\grave{\imath}} = 0 \quad L_{\grave{\imath}} = +1 \quad L_e = -1$$

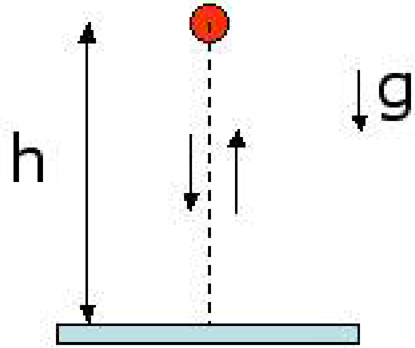
non osservata

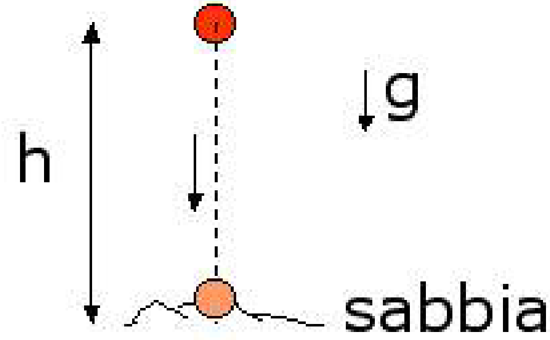
ma l’oscillazione dei neutrini (es. da _e in _ _) viola la conservazione separata dei numeri leptonici

	Conservata localmente?	Compare in unità?	È sorgente di un campo?
carica elettrica	sì	sì	sì
num. barionico (leptonico)	sì	sì	no?

Conservazione dell'energia

Esempio:





$T+V_{grav}=cost=mgh$ $\qquad$ $T+V_{grav}+\_\_=cost=mgh$

Energia termica, chimica,...

A livello microscopico, la conservazione dell'energia si può sempre scrivere nella forma:

$$T+\sum_{i} V_{i} = cost$$

Esempio: decadimento _ dei nuclei $^{14}_{6}\mathrm{C} \to {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \mathrm{e}^- + \bar{\imath}_e$

inizialmente si credeva che $^{14}_{6}\mathrm{C} \to {}^{14}_{7}\mathrm{N} + \mathrm{e}^-$

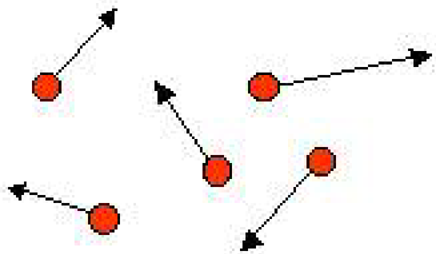
ma si osservò che $E_n \neq E_p + E_e$

N. Bohr: “conservazione dell’energia valida solo in senso statistico”

W. Pauli (1930): “ci deve essere qualche altro prodotto del decadimento”

Altre leggi di conservazione analoghe:

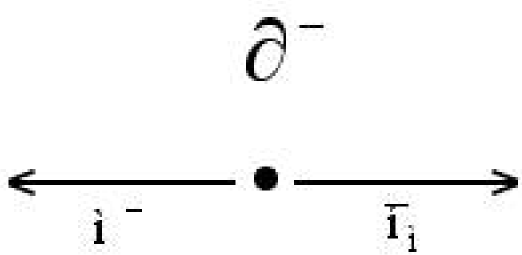
- quantità di moto totale



$$\vec{P} \equiv \sum_i \vec{p}_i = \text{cost}$$

$$\sum \vec{F}_{ext} = 0$$

Esempio: $\partial^- \rightarrow$ ì $^-$ + $\bar{\text{ı}}_{\text{ì}}$

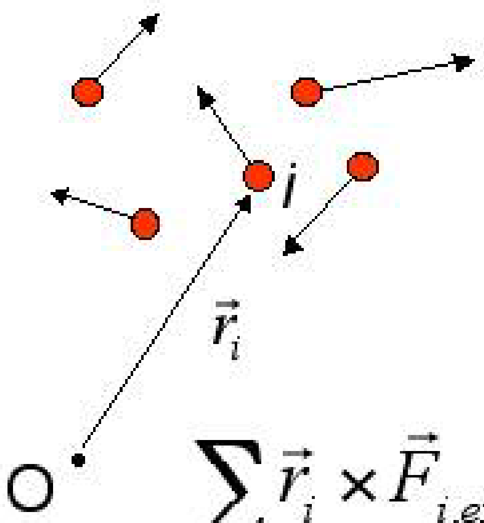


$$\vec{P}_{in} = 0$$

$$\vec{P}_{fin} = \vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu = 0$$

$$\rightarrow \vec{p}_\mu = -\vec{p}_\nu$$

- momento angolare totale



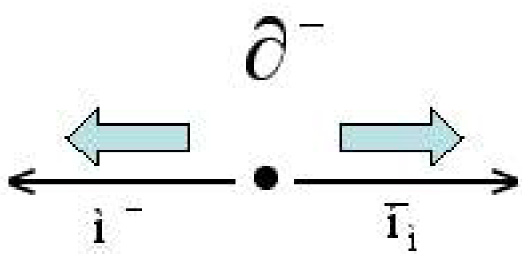
$$\vec{L} \equiv \sum_i \vec{r}_i \times \vec{p}_i = \text{cost}$$

$$\sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_{i,ext} = 0$$

Se le particelle hanno momento angolare intrinseco $\vec{s}_i$

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \text{cost}$$

Esempio: $\partial^- \rightarrow \grave{\mathrm{i}}^- + \bar{\mathrm{i}}_{\grave{\mathrm{i}}}$



$$\vec{J}_{in} = 0$$

	Conservata localmente?	Compare in unità?	È sorgente di un campo?
carica elettrica	sì	sì	sì
num. barionico (leptonico)	sì	sì	no?
energia	sì	no	sì*
momento angolare	sì	sì**	no

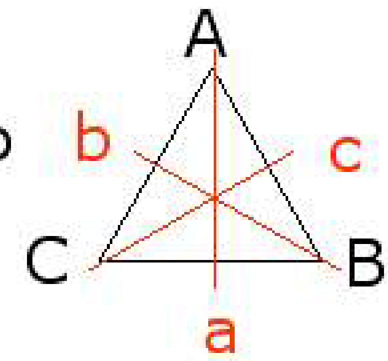
* è sorgente del campo gravitazionale secondo la relatività generale di Einstein

** in unità di $h/2\pi = 1.05 \cdot 10^{-34}$ J·s

Simmetria nelle leggi fisiche

H. Weyl (1885-1955): "una cosa è simmetrica se è possibile cambiare in essa qualche cosa lasciandone immutato l'aspetto."

Esempio: simmetrie del triangolo equilatero



identità (I)	inversione a (P_a)
rotazione 120° (R_1)	inversione b (P_b)
rotazione 240° (R_2)	inversione c (P_c)

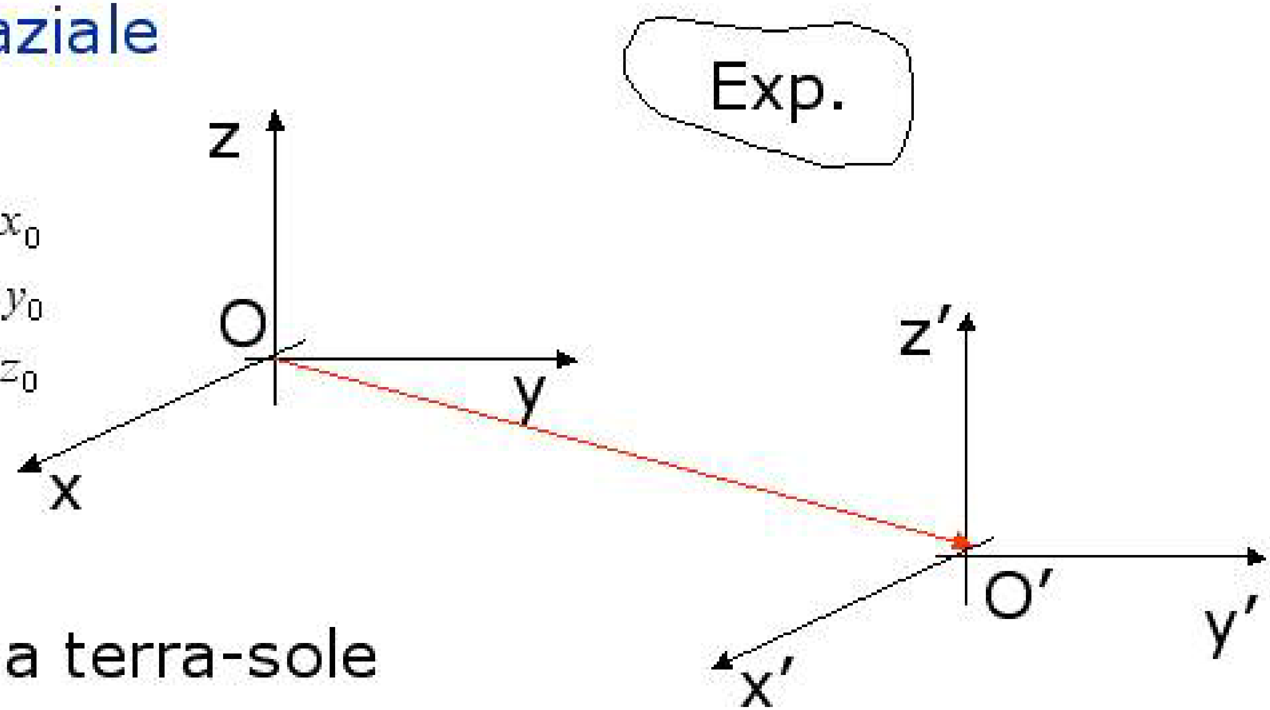
$G=\{I, R_1, R_2, P_a, P_b, P_c\}$ gruppo $\qquad R_2 \cdot R_1 = I,\ P_a \cdot R_1 = P_b,\ \ldots$

Simmetria nelle leggi fisiche: si possono fare alle leggi fisiche delle trasformazioni che non producono alcuna differenza o ne lasciano invariati gli effetti.

- traslazione spaziale

$$\overrightarrow{OO'} \equiv (x_0, y_0, z_0)$$

$$\vec{r} = \vec{r}' + \overrightarrow{OO'} \quad \leftrightarrow \quad \begin{cases} x = x' + x_0 \\ y = y' + y_0 \\ z = z' + z_0 \end{cases}$$



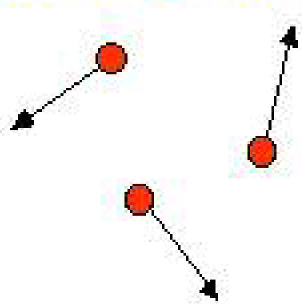
Esempio: sistema terra-sole

$$\begin{cases} m_T \dfrac{d^2\vec{r}_T}{d^2t} = -G\dfrac{m_T m_S}{|\vec{r}_T - \vec{r}_S|^3}(\vec{r}_T - \vec{r}_S) \\ m_S \dfrac{d^2\vec{r}_S}{d^2t} = -G\dfrac{m_T m_S}{|\vec{r}_S - \vec{r}_T|^3}(\vec{r}_S - \vec{r}_T) \end{cases} \rightarrow \begin{cases} m_T \dfrac{d^2\vec{r}\,'_T}{d^2t} = -G\dfrac{m_T m_S}{|\vec{r}\,'_T - \vec{r}\,'_S|^3}(\vec{r}\,'_T - \vec{r}\,'_S) \\ m_S \dfrac{d^2\vec{r}\,'_S}{d^2t} = -G\dfrac{m_T m_S}{|\vec{r}\,'_S - \vec{r}\,'_T|^3}(\vec{r}\,'_S - \vec{r}\,'_T) \end{cases}$$

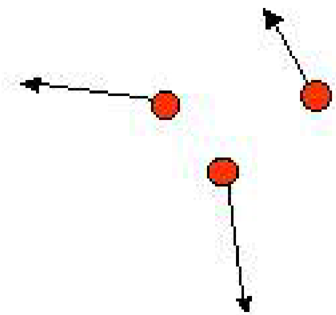
$\vec{r}_T$ vettore posizione terra rispetto ad O

$\vec{r}\,'_T$ vettore posizione terra rispetto ad O'

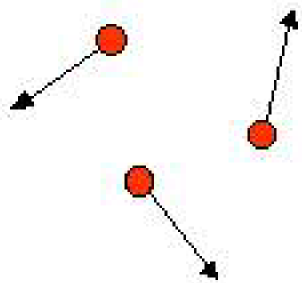
- traslazione temporale



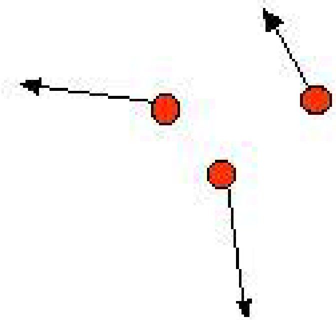
istante t



istante t+_t



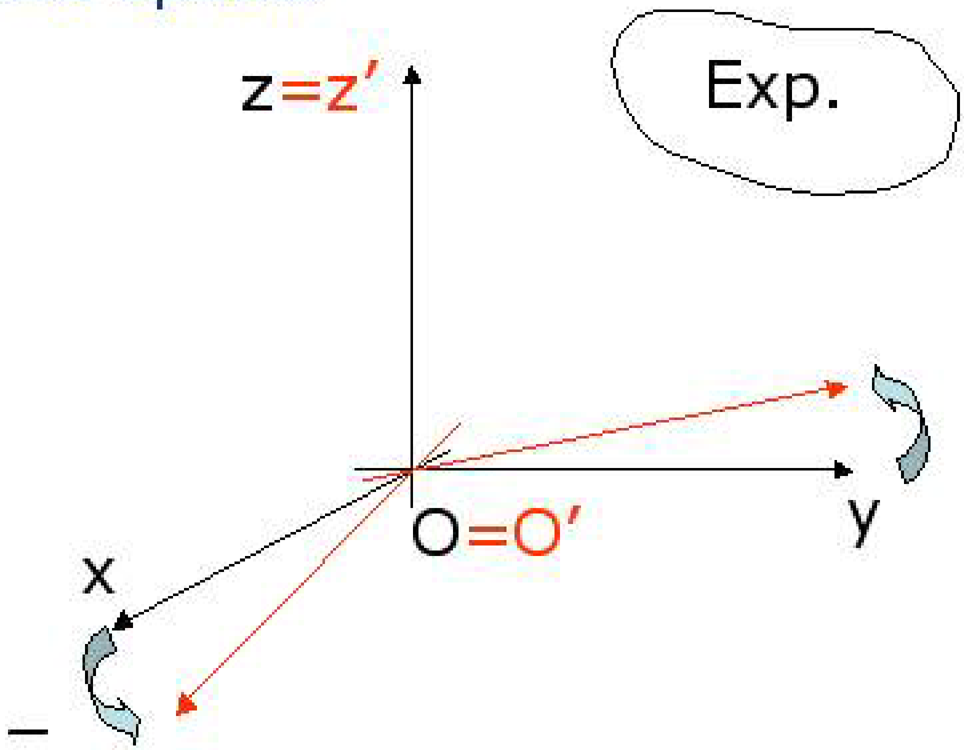
istante $t+t_0$



istante $t+t_0+$_t

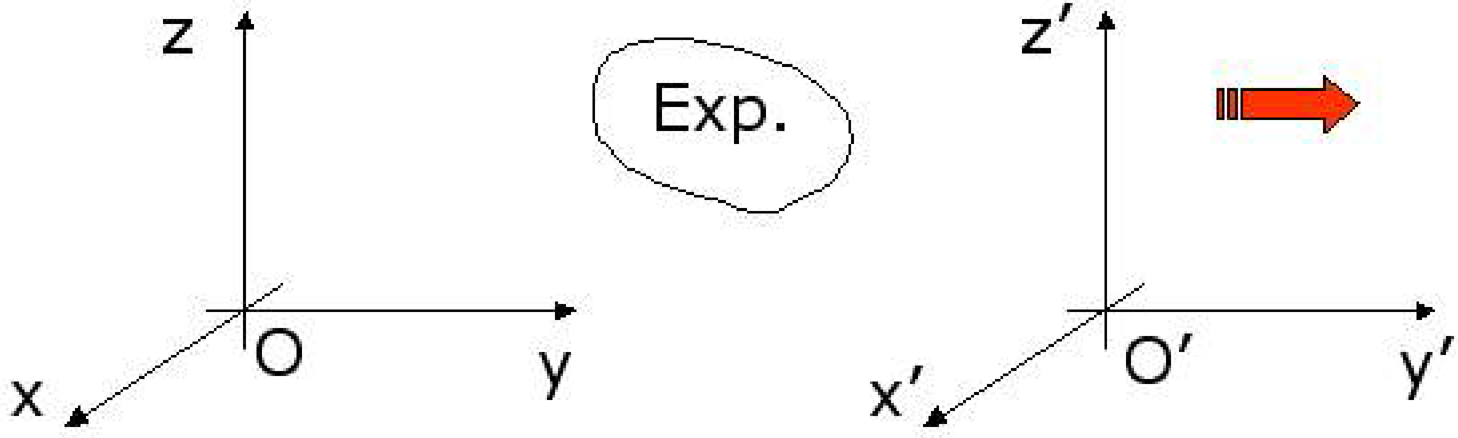
cambiare l'origine del tempo non è essenziale!

_ rotazione nello spazio



$$\begin{cases} x' = x\cos\theta + y\sin\theta \\ y' = -x\sin\theta + y\cos\theta \end{cases}$$

_ trasformazione di Lorentz



$$\begin{cases} x' = x \\ z' = z \\ y' = \gamma\, y - \beta\gamma\, ct \\ ct' = -\beta\gamma\, y + \gamma\, ct \end{cases}$$

$$\beta \equiv \frac{v}{c}$$

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

O=O′ a t=t′=0

$$\begin{cases} y' = y\cosh Y - ct\sinh Y \\ ct' = -y\sinh Y + ct\cosh Y \end{cases}$$

$$\gamma \equiv \cosh Y \equiv \frac{e^{Y} + e^{-Y}}{2}$$

$$\beta\gamma \equiv \sinh Y \equiv \frac{e^{Y} - e^{-Y}}{2}$$

pseudo
-rotazione

L'insieme di tutte le possibili

- traslazioni spazio-temporali $3+1$
- rotazioni nello spazio 3
- trasformazioni di Lorentz 3

costituisce il gruppo di Poincaré $\overline{}\ 10$

Tutte le teorie fisiche finora valide, ossia non "falsificate" da alcun esperimento, sono invarianti sotto le trasformazioni del gruppo di Poincaré.

Connessione tra principi di conservazione e simmetrie

Quantità di moto $\longleftrightarrow$ Traslazione spaziale

Energia $\longleftrightarrow$ Traslazione temporale

Momento angolare $\longleftrightarrow$ Rotazione nello spazio

Formulazione Lagrangiana: sistema di particelle classiche

$$\mathrm{L}(\vec{r}_i, \dot{\vec{r}}_i) = \sum_i \frac{1}{2} m_i \dot{\vec{r}}_i^{\,2} - V(\vec{r}_i)$$

eqq. moto : $\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathrm{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i}\right) - \frac{\partial \mathrm{L}}{\partial \vec{r}_i} = 0 \quad \rightarrow \quad m_i \ddot{\vec{r}}_i + \frac{\partial V}{\partial \vec{r}_i} = 0$

$\frac{\partial \mathrm{L}}{\partial \dot{\vec{r}}_i} = m_i \dot{\vec{r}}_i = \vec{p}_i$ quantità di moto della i-esima particella

Esempio: sistema terra-sole

$$L = \frac{1}{2} m_T \dot{\vec{r}}_T^{\,2} + \frac{1}{2} m_S \dot{\vec{r}}_S^{\,2} - \left(-G \frac{m_T m_S}{|\vec{r}_T - \vec{r}_S|} \right)$$

$$\vec{R} \equiv \frac{m_T \vec{r}_T + m_S \vec{r}_S}{m_T + m_S} \qquad \vec{r} \equiv \vec{r}_T - \vec{r}_S$$

$$L = \frac{1}{2} M \dot{\vec{R}}^2 + \frac{1}{2} \mu \dot{\vec{r}}^{\,2} - \left(-G \frac{m_T m_S}{r} \right) \qquad M \equiv m_T + m_S \qquad \frac{1}{\mu} \equiv \frac{1}{m_T} + \frac{1}{m_S} \cong \frac{1}{m_T}$$

Traslazione spaziale:

$$\vec{R} \rightarrow \vec{R}' = \vec{R} + \vec{r}_0 \qquad L \rightarrow L' = L \qquad \text{L invariante!}$$

$$\vec{r} \rightarrow \vec{r}\,' = \vec{r}$$

Eq. del moto per $\vec{R}$: $\displaystyle \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{R}}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \vec{R}} = 0 \rightarrow \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{R}}} = M \dot{\vec{R}} = \text{cost}$

$M \dot{\vec{R}} = m_T \dot{\vec{r}}_T + m_S \dot{\vec{r}}_S = \vec{P}_{totale}$ quantità di moto totale

Esempio: particella soggetta a potenziale

$$\mathsf{L} = \frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}^{\,2} - V(\vec{r})$$

non dipendente esplicitamente dal tempo

invarianza sotto traslazione temporale

$$\frac{d\mathsf{L}(\vec{r},\dot{\vec{r}})}{dt} = \frac{\partial \mathsf{L}}{\partial \vec{r}} \cdot \dot{\vec{r}} + \frac{\partial \mathsf{L}}{\partial \dot{\vec{r}}} \cdot \ddot{\vec{r}} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathsf{L}}{\partial \dot{\vec{r}}}\right) \cdot \dot{\vec{r}} + \frac{\partial \mathsf{L}}{\partial \dot{\vec{r}}} \cdot \ddot{\vec{r}} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathsf{L}}{\partial \dot{\vec{r}}} \cdot \dot{\vec{r}}\right) = \frac{d}{dt}\left(\vec{p} \cdot \dot{\vec{r}}\right)$$

$$\rightarrow \frac{d}{dt}\left(\vec{p} \cdot \dot{\vec{r}} - \mathsf{L}\right) = 0 \quad \rightarrow \quad \vec{p} \cdot \dot{\vec{r}} - \mathsf{L} = \text{cost}$$

$$\vec{p} \cdot \dot{\vec{r}} - \mathsf{L} = \vec{p} \cdot \dot{\vec{r}} - \frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}^{\,2} + V = m \dot{\vec{r}}^{\,2} - \frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}^{\,2} + V = \frac{1}{2} m \dot{\vec{r}}^{\,2} + V = T + V$$

= energia totale

Teorema (L.D. Landau):

per un sistema meccanico isolato con *N gradi di libertà*, il numero di integrali del moto (grandezze conservate) indipendenti è uguale a *2N-1*.

Dimostrazione:

N equazioni del moto di Eulero-Lagrange del II ordine rispetto al tempo, quindi la soluzione generale contiene *2N* costanti arbitrarie.

Poiché l'origine del tempo è arbitraria per un sistema isolato, una di queste costanti può essere scelta come costante additiva t_0 del tempo:

$$q_i = q_i(t + t_0, C_1, C_2, \ldots, C_{2N-1}) \ , \quad \dot{q}_i = \dot{q}_i(t + t_0, C_1, C_2, \ldots, C_{2N-1})$$

eliminando $t+t_0$ si possono esprimere le C_i come funzioni di q_i e $\dot{q}_i$ $\rightarrow$ abbiamo così $2N-1$ grandezze conservate

Carica elettrica $\longleftrightarrow$?

E.P. Wigner (1949):
le equazioni della elettrostatica dipendono solo dalle variazioni del potenziale elettrostatico _

$\longrightarrow$ invarianza sotto $\varphi \to \varphi' = \varphi + \varphi_0$, $\varphi_0 = \text{cost}$

Supponiamo che la carica elettrica non sia conservata, se la scala di potenziale è arbitraria, il lavoro per "creare" una carica nel punto *x* deve essere indipendente da *x*!

creazione carica Q — distruzione carica Q

x ● ⟶ ● *y*

trasporto carica *Q* da *x* a *y*

_(*x*)=_
lavoro creazione W

_(*y*)=_′≠ _
lavoro distruzione -W

Stato iniziale=stato finale,
variazione di energia= *Q*(_-_′)

La libertà di cambiare la scala del potenziale si chiama invarianza di gauge

Elettromagnetismo: $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

Trasformazione di gauge: $\begin{cases} \phi \to \phi' = \phi - \frac{1}{c}\frac{\partial \alpha}{\partial t} \\ \vec{A} \to \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla}\alpha \end{cases}$ $\alpha(\vec{x},t)$ arbitraria

$\longrightarrow \vec{B} \to \vec{B} \qquad \vec{E} \to \vec{E}$

Le leggi dell'elettromagnetismo sono invarianti sotto un gruppo di trasformazioni locali dipendenti da un parametro, isomorfo al gruppo di Lie U(1): $\left\{e^{i\theta}, \quad \theta \in R\right\}$

Interazione elettro-debole $\longleftrightarrow$ Simmetria SU(2)xU(1)

Interazione forte $\longleftrightarrow$ Simmetria SU(3)

Invarianza di gauge U(1) ed elettrodinamica: interazione di elettroni e fotoni

elettrone $\longrightarrow$ campo di materia $\quad \psi(x) \equiv \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$

propagazione libera: eq. di Dirac $\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi = 0, \quad \partial_\mu \equiv \left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla}\right)$

$$L_{Dirac} = \overline{\psi}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi, \quad \overline{\psi} \equiv \psi^+\gamma^0$$

Invarianza U(1) globale: $\psi \to \psi' = \exp(-iQ\theta)\psi = \exp(ie\theta)\psi$

$Q =$ operatore carica , $\theta =$ cost

Invarianza U(1) locale: _=_(x) $\longrightarrow$ campi ausiliari

$$L_{QED} = \overline{\psi}\left[i\gamma^\mu\left(\partial_\mu - ieA_\mu\right) - m\right]\psi + L_{gauge}$$

$A_\mu \to A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\theta(x), \qquad A_\mu \equiv \left(\phi, \vec{A}\right)$ campo di gauge (fotone)

+ quantizzazione

Invarianza di gauge SU(3) e cromodinamica: interazione di quark e gluoni

1 quark $\longrightarrow$ 3 campi di Dirac $\quad q(x) = \begin{bmatrix} q_b(x) \\ q_r(x) \\ q_v(x) \end{bmatrix}$

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \overline{q}\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_q\right)q$$

Invarianza SU(3) globale: $q \rightarrow q' = Uq = \exp\left(i\theta^a \frac{\lambda^a}{2}\right)q, \quad a = 1,\ldots,8$

θ^a = costanti, λ^a matrici di Gell-Mann

Invarianza SU(3) locale: _^{a}=_^{a}(x) $\longrightarrow$ campi ausiliari

$$\mathcal{L}_{QCD,1} = \overline{q}\left[i\gamma^\mu\left(\partial_\mu - ig\frac{\lambda^a}{2}A^a{}_\mu\right) - m_q\right]q + \mathcal{L}_{gauge}$$

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{q=u,d,c,s,t,b}\overline{q}\left[i\gamma^\mu\left(\partial_\mu - ig\frac{\lambda^a}{2}A^a{}_\mu\right) - m_q\right]q + \mathcal{L}_{gauge}$$

A^a_ campi di gauge (gluoni)

Teorema di Noether:

data una teoria di campo (classica) la cui Lagrangiana è invariante sotto le trasformazioni di un gruppo di simmetria continuo ad *N* parametri, esistono *N* cariche conservate, una per ogni generatore del gruppo di simmetria.

Esempio: $$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{q=u,d,c,s,t,b} \bar{q}\left[i\gamma^{\mu}\left(\partial_{\mu} - ig\frac{\lambda^a}{2}A^a{}_{\mu}\right) - m_q\right]q + \mathcal{L}_{gauge}$$

sotto la trasformazione U(1):

$$q \to \exp(iB\theta)q = \exp\left(i\frac{\theta}{3}\right), \quad q = u, d, c, s, t, b$$

$$B = \text{operatore numero barionico}$$

$\mathcal{L}_{QCD}$ resta invariata; la carica conservata associata a questa simmetria è il numero barionico.

Simmetrie discrete

Parità (P): inversione delle coordinate spaziali

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r} \qquad \vec{p} \rightarrow -\vec{p} \qquad \vec{J} \rightarrow \vec{J}$$

Le interazioni elettromagnetiche e forti sono invarianti sotto parità.

Lee-Yang (1956): violazione della parità nelle interazioni deboli (dall'osservazione dei decadimenti dei mesoni *K*).

Wu et al. (1957): conferma della proposta dall'analisi del decadimento nucleare ${}^{60}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{60}\mathrm{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$

Inoltre, i neutrini, che partecipano solo alla interazione debole, esistono solo nello stato di elicità negativa (spin opposto alla direzione del moto):

elicità negativa

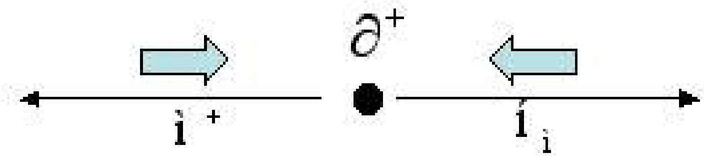
elicità positiva (non osservato)

Coniugazione di carica (C):

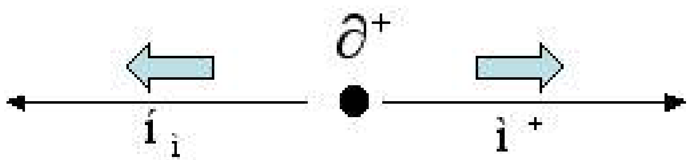
inversione del segno di carica elettrica, numero barionico, numero leptonico, ...

Le interazioni elettromagnetiche e forti sono invarianti sotto coniugazione di carica.

Interazioni deboli: $\partial^+ \rightarrow ì^+ + í_ì$

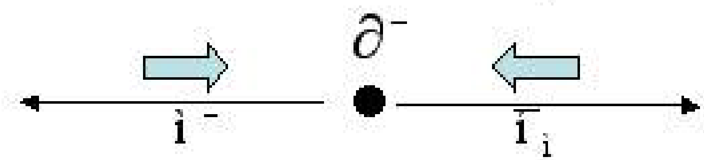


P



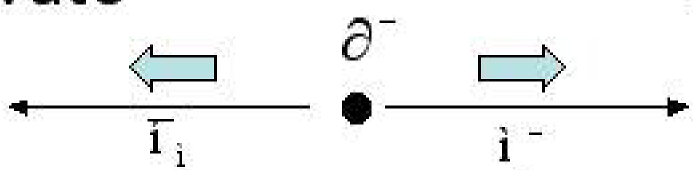
non osservato

C



non osservato

CP



osservato!

Ma Cristensen et al.(1964): violazione di CP nel decadimento dei mesoni K^0 (ordine 10^{-3}).

Inversione temporale (T): inversione della coordinata *t*

$$t \to -t \qquad \vec{r} \to \vec{r} \qquad \vec{p} \to -\vec{p} \qquad \vec{J} \to -\vec{J}$$

$\longrightarrow$ vedi teorema CPT

Teorema CPT [Lüders, Zumino, Pauli, Schwinger (1957):
sotto assunzioni molto generali, una teoria di campo quantistica implica interazioni invarianti sotto la successione delle operazioni C, P, T, prese in ordine qualunque.

Test di CPT: uguaglianza delle masse e delle vite medie di una particella e della sua antiparticella

$$\frac{m_{K^0} - m_{\overline{K}^0}}{m_{media}} < 10^{-18}$$

	Interazione elettromagnetica	Interazione debole	Interazione forte
P	sì	no	sì
C	sì	no	sì
CP o T	sì	sì*	sì
CPT	sì	sì	sì

*violazione $\sim 10^{-3}$ nel decadimento dei K^0.

Conclusioni

La parola conservazione ha in Fisica un significato molto diverso da quello comune. Significa, infatti, che una certa combinazione di grandezze fisiche rimane costante nel tempo, anche se separatamente queste grandezze possono variare.

Tra le varie leggi di conservazione, ve ne sono alcune di particolare importanza (energia, quantità di moto, momento angolare) che sono elevate a princìpi da rispettare nella costruzione di ogni nuova teoria fisica.

Questi princìpi di conservazione sono associati alla invarianza delle leggi fisiche sotto traslazioni spazio-temporali e sotto rotazioni.

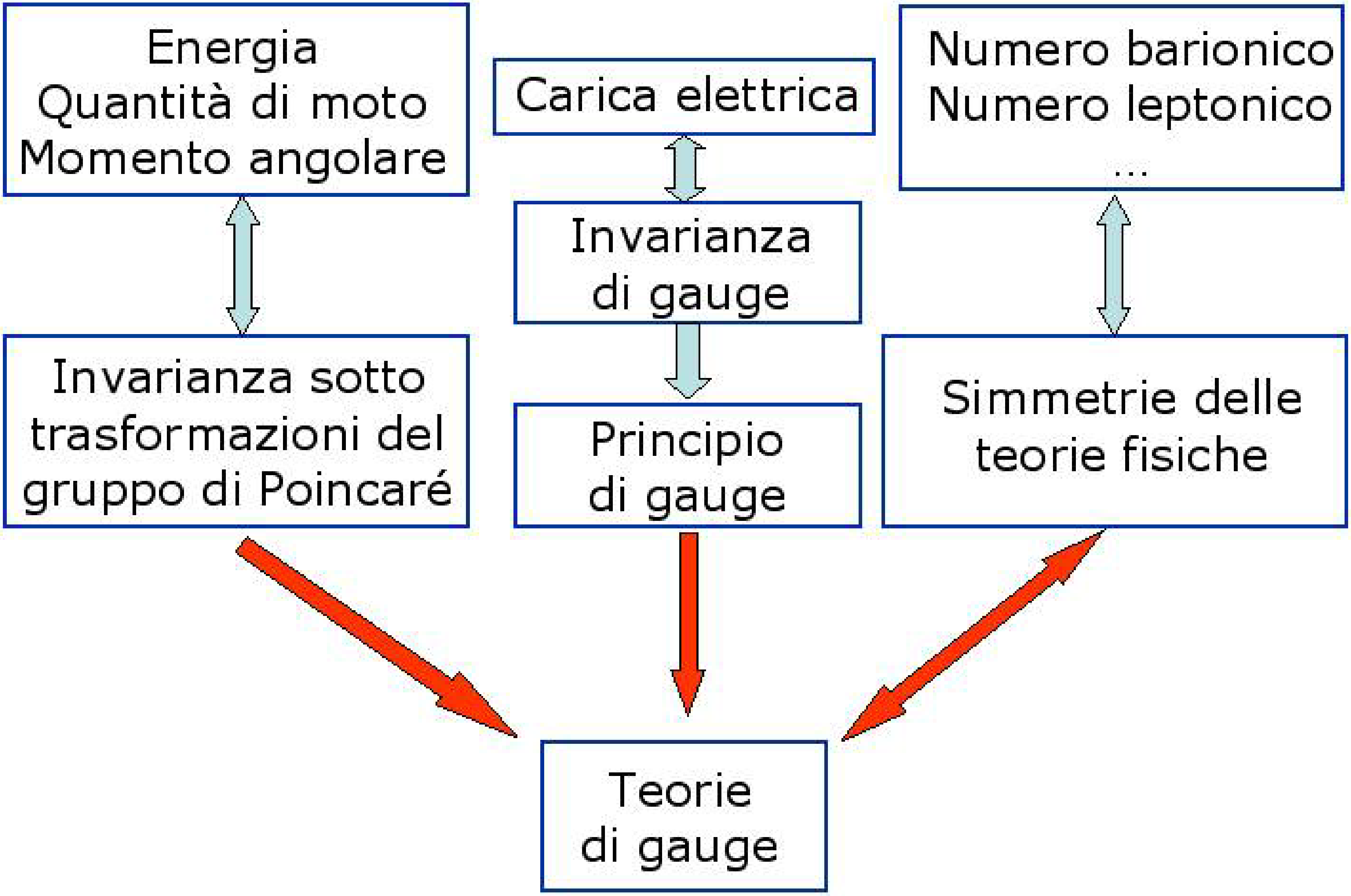
Il gruppo di invarianza di tutte le leggi fisiche note include anche le trasformazioni di Lorentz e si chiama gruppo di Poincaré.

La conservazione della carica elettrica è associata all'invarianza delle leggi dell'elettromagnetismo sotto trasformazioni di gauge.

L'invarianza di gauge, elevata a principio di gauge, è stata usata per costruire anche la teoria delle interazioni elettro-deboli e forti.

Nelle teorie di gauge, la "costante" di accoppiamento svolge il ruolo di "sorgente" di un campo. La carica elettrica, cioè la costante di accoppiamento della interazione elettromagnetica, è "sorgente" del campo elettromagnetico.

Le altre leggi di conservazione (numero barionico, numero leptonico, spin isotopico, ecc.) riflettono alcune proprietà di simmetria delle teorie di gauge.


Energia
Quantità di moto
Momento angolare
Carica elettrica
Numero barionico
Numero leptonico
...
Invarianza
di gauge
Invarianza sotto
trasformazioni del
gruppo di Poincaré
Principio
di gauge
Simmetrie delle
teorie fisiche
Teorie
di gauge

Bibliografia essenziale

Aspetti generali su conservazione e simmetria:

- R. Feynman, *La legge fisica*, Bollati Boringhieri

Leggi di conservazione in meccanica classica, formalismo Lagrangiano,...:

_ L.D. Landau, *Meccanica*, Editori Riuniti
_ H. Goldstein, *Meccanica classica*, Zanichelli

Leggi di conservazione, invarianza di Poincaré, simmetrie nella fisica delle particelle,...:

_ D.H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, Addison-Wesley
_ P. Ramond, *Field theory: A modern primer*, Addison-Wesley