

Lezioni di relatività ristretta

3 aprile 2023

Prefazione

I seguenti appunti sono una trascrizione degli appunti di relatività ristretta presi durante le lezioni del prof. Lombardo tenutesi nell'a.a. 2022/2023. Essi sono stati integrati con altre fonti, tra cui libri e appunti di altre materie (Meccanica analitica). Al momento della scrittura della prefazione gli appunti sono ancora in lavorazione. Di seguito il log degli aggiornamenti:

- 03/04/2023: aggiunte le lezioni del 17, 24 e 31 marzo (Ancora assente la geodetica di un punto materiale libero nello spazio di Minkowski)

Indice

Prefazione	i
1	1
1.1 Eventi	1
1.2 Sistemi di riferimento inerziali e trasformazioni di Galileo	1
1.2.1 Il gruppo $SGal(10)$	2
1.2.2 Conclusioni	3
1.3 La crisi della meccanica classica	3
1.3.1 La velocità della luce è finita	3
1.3.2 La legge di composizione delle velocità vale anche per la luce? . .	3
1.3.3 Le leggi dell'elettromagnetismo non sono invarianti per trasforma- zioni di Galileo	5
2	7
2.1 I principi della relatività ristretta	7
2.2 Le trasformazioni di Lorentz	7
2.2.1 Derivazione delle trasformazioni di Lorentz mediante le funzioni iperboliche	7
2.2.2	9
2.3 Conseguenze delle trasformazioni di Lorentz	9
2.4 Prova sperimentale della teoria della relatività	10
2.5 Legge di composizione delle velocità	11
2.5.1 Dai risultati di Fizeau è possibile risalire alle trasformazioni di Lorentz	13
3	15
3.1 Lo spaziotempo di Minkowski	15
3.2 Intervallo relativistico	16
3.3 Geodetica di un punto materiale libero nello spaziotempo di Minkowski .	17

1.1 Eventi

Si definisce evento un fenomeno del mondo fisico caratterizzabile mediante quattro componenti (x, y, z, t) , cioè posizione e tempo. Mentre in una visione statica dell'universo non interessano le connessioni tra eventi, in una visione dinamica di esso si cerca di determinare una serie di leggi fisiche che, a partire da un evento, permetta di studiare la sua evoluzione spazio-temporale. In linea di principio un evento è assoluto cioè non deve dipendere dal riferimento scelto per rappresentarlo; nella visione tensorialistica della meccanica classica infatti esistono una serie di leggi (dovute a Levi-Civita et al.) che permettono di passare da un sistema di riferimento a un altro. Questa visione della meccanica dovette però scontrarsi con la quella omografica in cui si opera con gli enti fisici in quanto tali e non sulle loro componenti rispetto a un dato sistema di riferimento.

1.2 Sistemi di riferimento inerziali e trasformazioni di Galileo

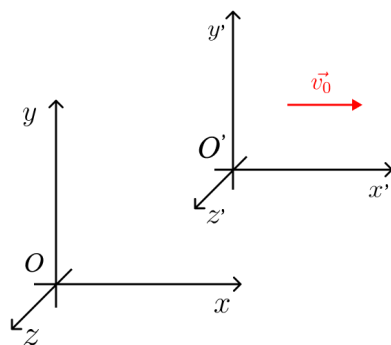


Figura 1.1: *Sistemi di riferimento inerziali*

Si definisce sistema di riferimento inerziale un sistema in cui se un punto materiale è sottoposto a una risultante di forze nulla, allora esso persevererà il suo stato di quiete o di moto rettilineo uniforme fin quando non viene perturbato. Due sistemi di riferimento $\{O, x, y, z\}$ e $\{O', x', y', z'\}$ aventi gli assi a due a due paralleli, sono inerziali se e solo se si muovono di moto rettilineo uniforme uno rispetto all'altro. Per semplicità diremo fisso il sistema $\{O, x, y, z\}$, mentre diremo relativo o mobile il sistema $\{O', x', y', z'\}$. Supponiamo che il sistema di riferimento mobile si muova di moto rettilineo uniforme con velocità \vec{v}_0 rispetto al riferimento fisso. Fissato un evento descritto dalle coordinate spazio-temporali (x, y, z, t) nel riferimento fisso, la sua descrizione nel riferimento mobile risulta essere:

$$\begin{cases} x' = x - v_0 t \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = t \end{cases} \quad (1.1)$$

Tale trasformazione è detta trasformazione propria di Galileo. Si noti come si è supposto che la velocità con cui l'origine del riferimento relativo trasla rispetto a quella del riferimento fisso sia parallela all'asse X dei due sistemi; se così non fosse, infatti, sarebbero necessarie al più tre rotazioni per riportarci in questa ipotesi. Nella forma più generale le trasformazioni di Galileo sono una combinazione di una trasformazione propria, di una rotazione e di una traslazione, dunque dipendono da 10 parametri. Si noti inoltre che nella trasformazione (1.1) il tempo risulta non dipendere dal sistema di riferimento; ciò implica l'esistenza di un tempo assoluto o, equivalentemente, di un orologio universale che misura gli stessi tempi ovunque.

1.2.1 Il gruppo $\text{SGal}(10)$

Definizione 1 Si definisce gruppo una struttura algebrica formata dall'abbinamento di un insieme non vuoto con un'operazione binaria interna (come l'addizione o la moltiplicazione), che soddisfa gli assiomi di associatività, di esistenza dell'elemento neutro e di esistenza dell'inverso di ogni elemento. Se il gruppo soddisfa l'assioma di commutatività si dice *abeliano* (o *commutativo*). Un gruppo è detto *continuo* se i suoi elementi dipendono da parametri variabili con continuità.

Dimostriamo adesso che le trasformazioni di Galileo formano un gruppo abeliano continuo. Consideriamo la trasformazione propria (1.1): essa può essere scritta in forma matriciale come:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ t' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ t \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Ponendo

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

si ha che il gruppo di Galileo è isomorfo al gruppo delle matrici $A \in \mathbb{R}^{4,4}$. Sia

$$B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -u'_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

dimostriamo che la composizione di A e B è una matrice ancora appartenente al gruppo.

$$A \cdot B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -u'_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -v_0 - u'_0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = C$$

La matrice C appartiene ancora al gruppo; è banale verificare l'esistenza dell'elemento neutro (la matrice identica) e l'esistenza dell'inverso (la matrice che nella posizione 1,4 ha l'elemento v_0). Inoltre il parametro $-v_0$ varia con continuità dunque il gruppo è continuo. Infine è banale dimostrare che il gruppo è abeliano.

1.2.2 Conclusioni

Si noti che i sistemi inerziali che obbediscono alle trasformazioni di Galileo obbediscono a una simmetria continua, cioè le leggi della meccanica risultano essere uguali in qualunque sistema di riferimento inerziale. Dalle trasformazioni di Galileo è immediato risalire alla legge di composizione delle velocità

$$\vec{v}' = \vec{v} - \vec{v}_0 \quad (1.3)$$

con cui è possibile dimostrare quanto detto in precedenza. Infatti, sia \vec{F} la forza agente su un corpo nel sistema di riferimento fisso; per la seconda legge della dinamica avremo:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\dot{\vec{v}} = m\dot{\vec{v}}' + m\dot{\vec{v}}_0 = m\dot{\vec{v}}' = m\vec{a}' = \vec{F}'$$

essendo \vec{F}' la forza misurata nel sistema di riferimento relativo. Si noti che nella notazione sono state usate le lettere senza apice per indicare le quantità riferite al sistema fisso e le lettere con apice per indicare quelle riferite al sistema relativo. In questa notazione la massa è indicata sempre senza apice; ciò suggerisce che la massa non cambia nei due sistemi di riferimento.

1.3 La crisi della meccanica classica

Agli inizi dell'Ottocento si riteneva che tutti i fenomeni fisici fossero di origine meccanica. Portiamo qui l'esempio della forza elettrica che in quel periodo veniva interpretata come una forza elastica; vi è però una profonda differenza tra la forza elastica e la forza elettrica: la prima è una forza di contatto mentre la seconda è una forza a distanza. I fisici dell'epoca ritenevano che questo secondo tipo di forze si propagasse a velocità infinita nello spazio, ignorando il fatto che, invece, esse erano dovute a campi le cui velocità di propagazione sono finite. Analizziamo adesso il percorso storico sperimentale che mise in crisi l'esistenza dell'azione a distanza in favore della teoria dei campi.

1.3.1 La velocità della luce è finita

Sul finire del Seicento Ole Rømer riuscì a determinare la velocità della luce mediante semplici osservazioni astronomiche. L'esperimento fu eseguito contemporaneamente da Rømer a Copenaghen e da Cassini a Parigi, i quali misurando i tempi delle eclissi di Io, una luna di Giove, riuscirono a stimare la differenza di longitudine tra le due città. I due scoprirono delle discrepanze nelle misure che attribuirono al fatto che la luce dovesse avere velocità finita. In seguito Rømer notò che i tempi tra le eclissi diventavano più brevi quando la Terra si avvicinava a Giove e più lunghi quando la Terra si allontanava. La misura di questa discrepanza gli permise di stimare la velocità della luce nel vuoto.

1.3.2 La legge di composizione delle velocità vale anche per la luce?

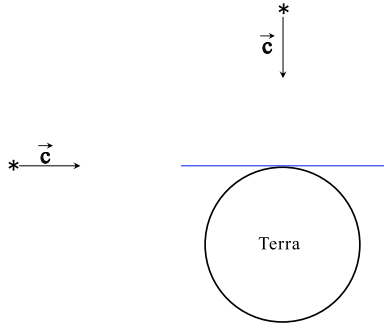


Figura 1.2: Schematizzazione dell'esperimento di Fizeau

Nel 1818 François Arago sviluppò un primo esperimento per verificare se la legge di composizione delle velocità valesse anche per la luce. Supponendo senza perdere precisione che in tempi limitati l'orbita terrestre può essere assunta rettilinea, Arago fa passare attraverso un prisma la luce emessa da una stella. Da misurazioni di ottica egli era a conoscenza del fatto che all'interno del prisma la velocità della luce fosse \vec{c}/n essendo n l'indice di rifrazione del prisma. Tuttavia, il prisma è solidale alla terra e dunque in moto. Prese due stelle, una sull'orizzontale e una sulla verticale, per la legge di composizione delle velocità, la velocità della luce all'interno del prisma dovrebbe cambiare; in particolare nel

primo caso le due velocità sono (anti)parallele, mentre nel secondo sono ortogonali. Arago notò che, seppur con misure di alta precisione, la velocità della luce nel prisma non varia. Nel 1851 Fizeau riprese l'idea di Arago e usando una differente strumentazione giunse allo stesso risultato. Egli prese due tubi molto lunghi collegati tra loro, chiusi mediante dei tappi trasparenti e collegati tra loro mediante delle giunzioni capillari. Alle estremità dei due tubi sono presenti tre specchi e uno specchio semiriflettente (cioè semiriflettente). Egli immise all'interno dei tubi dell'acqua con una velocità di circa $7m/s$ e "sparò" un fascio luminoso contro lo specchio semiriflettente in due situazioni distinte: nella prima il fascio luminoso colpiva la parte riflettente dello specchio, mentre nella seconda colpiva la parte non riflettente; nel primo caso il raggio luminoso era in fase con l'acqua, mentre nel secondo caso era in controfase. Alla fine del percorso i due raggi si ricongiungevano e se le velocità fossero state diverse avrebbero dato luogo ad interferenza. Ciò però non accadeva dunque egli concluse affermando che le velocità dei due raggi fossero uguali.

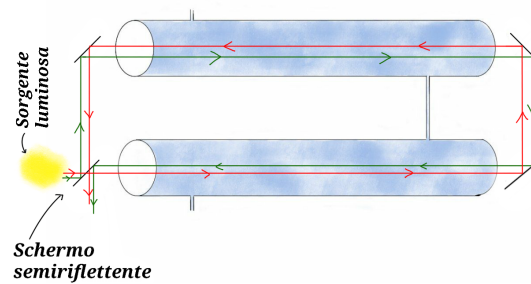


Figura 1.3: Schematizzazione dell'esperimento di Arago

In particolare Fizeau riuscì a dimostrare che contrariamente la velocità della luce nell'acqua era pari a

$$v = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0 \quad (1.4)$$

Il coefficiente

$$1 - \frac{1}{n^2}$$

è detto coefficiente di trascinamento. Il risultato ottenuto da Fizeau contraddiceva la legge di composizione delle velocità di Galileo per cui doveva essere:

$$v = \frac{c}{n} + v_0$$

tuttavia la legge trovata da Fizeau era in accordo con la teoria formulata da Fresnel, che, però, faceva acqua da tutte le parti. Nonostante la presenza di questa teoria che giustificasse il suo risultato, Fizeau sostenne che esso dovesse nascondere un significato ben più profondo.

Questo esperimento fu altamente criticato dalla comunità scientifica dell'epoca per vari motivi; in particolare furono avanzate questioni di fluidodinamica secondo cui all'interno dei tubi si creavano vortici oppure il moto era non laminare e ciò falsava i risultati di Fizeau. Questo stesso esperimento ispirò Michelson; in particolare, dopo aver riprodotto l'esperienza di Fizeau, egli la migliorò eliminando l'acqua (e dunque tutti gli eventuali problemi derivanti da questioni di fluidodinamica); ciò però non modificò l'esito dell'esperimento.

1.3.3 Le leggi dell'elettromagnetismo non sono invarianti per trasformazioni di Galileo

Nel 1870 Maxwell pubblicò il suo *Treatise on electricity and magnetism* e si riteneva di conoscere tutto lo scibile fisico. Immediatamente dopo la pubblicazione vi fu, però, un enorme problema: così come avveniva per le leggi di Newton, si pensava che anche le leggi di Maxwell fossero invarianti per trasformazioni di Galileo, tuttavia ciò non accadeva. **(Qualcuno dimostrerà mai la veridicità di questa affermazione con due calcoli?)** Banalmente questo si può già intuire dal fatto che la forza di Lorentz dipende dalla velocità della carica e questa varia al variare del sistema di riferimento, dunque potrebbe essere sempre possibile trovare un riferimento inerziale in cui la carica è ferma e cioè in cui non è presente forza di Lorentz. Tuttavia passando da un sistema di riferimento inerziale a un altro le forze devono restare le stesse.

2.1 I principi della relatività ristretta

Nel 1905 Einstein introdusse i principi della relatività speciale per spiegare perché le trasformazioni di Galileo non funzionano per le leggi dell'elettromagnetismo. Egli affermò che:

1. tutte le leggi della fisica sono invarianti nei sistemi di riferimento inerziali;
2. la velocità della luce nel vuoto è la stessa in tutti i sistemi di riferimento inerziali.

Risulta quindi impossibile distinguere tra sistemi di riferimento inerziali: non esistono sistemi inerziali fermi e tutti i sistemi inerziali sono in moto relativo rettilineo uniforme. Non esiste un moto rettilineo uniforme assoluto. La questione è profondamente diversa per i moti non uniformi e/o non rettilinei. Dal secondo principio invece deriva che la velocità della luce non segue la legge di composizione delle velocità derivante dalle trasformazioni di Galileo. Cerchiamo adesso delle nuove trasformazioni che soddisfino il secondo principio della relatività.

2.2 Le trasformazioni di Lorentz

Le trasformazioni di Lorentz possono essere ricavate in differenti modi:

- mediante semplici osservazioni sulla dilatazione dei tempi e sulla contrazione delle lunghezze;
- mediante le funzioni iperboliche;
- mediante considerazioni di algebra lineare;
- mediante il K-calculus di Rosser, volgarizzato da Herman Bondi nel tentativo di rendere più comprensibile la relatività ristretta.

2.2.1 Derivazione delle trasformazioni di Lorentz mediante le funzioni iperboliche

Consideriamo due sistemi di riferimento inerziali $\{O, x, y, z\}$ e $\{O', x', y', z'\}$, aventi gli assi paralleli, in moto con velocità v_0 , diretta lungo l'asse x , l'uno rispetto all'altro. Consideriamo due punti $P = (x_S, y_S, z_S)$ e $P' = (x'_S, y'_S, z'_S)$ e supponiamo di emettere un fascio di luce da entrambi i punti. Essendo le sorgenti puntuali, le onde si propagheranno con fronti d'onda sferici aventi equazioni:

$$\begin{cases} (x - x_S)^2 + (y - y_S)^2 + (z - z_S)^2 - c^2 (t - t_S)^2 = 0 \\ (x' - x'_S)^2 + (y' - y'_S)^2 + (z' - z'_S)^2 - c^2 (t' - t'_S)^2 = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

essendo t_S e t'_S gli istanti in cui vengono emessi i fasci di luce nei due riferimenti luminosi. Per semplificare il problema supponiamo che i due fasci di luce vengano emessi all'istante $t_S = t'_S = 0$ e che a tale istante $P = P' = O = O'$. Inoltre poiché la velocità della luce nel vuoto è uguale in entrambi i sistemi di riferimento, le equazioni dei fronti d'onda devono essere uguali ed essendo il moto relativo solamente rispetto all'asse x si ha $y' = y$ e $z' = z$. Con queste considerazioni dal sistema (2.1) si ricava:

$$x^2 - c^2 t^2 = x'^2 - c^2 t'^2 \quad (2.2)$$

Per risolvere questa relazione introduciamo un nuovo sistema di coordinate in cui:

$$\begin{cases} \lambda = x \\ i\tau = ct \\ \lambda' = x' \\ i\tau' = ct' \end{cases} \quad (2.3)$$

In questo modo l'equazione (2.2) si riduce a

$$\lambda^2 + \tau^2 = \lambda'^2 + \tau'^2 \quad (2.4)$$

che è l'equazione di una rotazione che permette di passare dal sistema $\{O, \lambda, \tau\}$ al sistema $\{O, \lambda', \tau'\}$. Detto φ l'angolo compreso tra λ e λ' , si ha che:

$$\begin{cases} \lambda' = \lambda \cos(\varphi) - \tau \sin(\varphi) \\ \tau' = \lambda \sin(\varphi) + \tau \cos(\varphi) \end{cases} \quad (2.5)$$

Introducendo le (2.3) nelle (2.5) si ottiene:

$$\begin{cases} x' = x \cos(\varphi) - \frac{ct}{i} \sin(\varphi) \\ ct' = ix \sin(\varphi) + ct \cos(\varphi) \end{cases} \quad (2.6)$$

Essendo φ un parametro non necessariamente reale, poiché cerchiamo soluzioni reali, possiamo porre

$$\varphi = i\theta$$

in modo tale che:

$$\begin{cases} \cos(\varphi) = \cosh(\theta) \\ \sin(\varphi) = i \sinh(\theta) \end{cases} \quad (2.7)$$

Inserendo le (2.7) nelle (2.6) si ottiene:

$$\begin{cases} x' = x \cosh \theta - ct \sinh \theta \\ ct' = -x \sinh \theta + ct \cosh \theta \end{cases} \quad (2.8)$$

Risulta però necessario eliminare il parametro θ legandolo al moto relativo dei due riferimenti. L'ascissa dell'origine del riferimento mobile $x' = 0$ nel riferimento fisso risulta essere $x = v_0 t$; dunque sostituendo nella prime delle (2.8), si ottiene

$$0 = v_0 \cosh \theta - ct \sinh \theta \quad \Rightarrow \quad \tanh \theta = \frac{v_0}{c} = \beta \quad (2.9)$$

La quantità β viene detta *velocità di trascinamento ridotta* e risulta essere la velocità di trascinamento in unità di velocità della luce. Ricordando che

$$1 - \tanh^2 \theta = \frac{1}{\cosh^2 \theta}$$

si ha

$$\cosh \theta = \frac{1}{\sqrt{1 - \tanh^2 \theta}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \gamma$$

$$\sinh \theta = \tanh \theta \cosh \theta = \beta \gamma$$

Sostituendo questi risultati nel sistema (2.8) si ottiene

$$\begin{cases} x' = \frac{x - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' = y \\ z' = z \\ t' = \frac{t - \frac{v_0 x}{c^2}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{cases} \quad (2.10)$$

Le (2.10) rappresentano una trasformazione di Lorentz propria. Nel caso più generale esse possono essere associate a una rotazione e a una traslazione e dipenderanno, dunque, da 10 parametri. Esse formano il gruppo di Poincaré. Le trasformazioni di Lorentz sono associate a delle matrici che godono della seguente proprietà

Proprietà 1 La combinazione di una matrice di Lorentz con il tensore metrico restituisce la matrice stessa.

2.2.2

2.3 Conseguenze delle trasformazioni di Lorentz

La relatività della simultaneità

Se due eventi non spazialmente coincidenti tra di loro in un sistema di riferimento inerziale sono simultanei, non lo saranno più in un altro sistema di riferimento inerziale in moto relativo rispetto al primo.

Dimostrazione Supponiamo che nel riferimento $\{O, x, y, z\}$ gli eventi $A = (x_A, y_A, z_A, t_A)$ e $B = (x_B, y_B, z_B, t_B)$ siano simultanei e non coincidenti in luogo, dunque si ha $x_A \neq x_B$ e $t_A = t_B$. Specializzando le trasformazioni di Lorentz (2.10) in t_A e t_B , si ottiene:

$$\begin{cases} t'_A = \gamma \left(t_A - \frac{v_0 x_A}{c^2} \right) \\ t'_B = \gamma \left(t_B - \frac{v_0 x_B}{c^2} \right) \end{cases}$$

Le due quantità trovate sono uguali se e solo se $x_A = x_B$ ma ciò nega le ipotesi.

Contrazione delle lunghezze (o di Lorentz-Fitzgerald)

Dati due punti A e B la distanza tra essi dipende dal sistema di riferimento in cui è misurata, dunque $L = |x_A - x_B| \neq |x'_A(t) - x'_B(t)| = L'$. In particolare si ha che

$$L' = \frac{L}{\gamma}$$

Dimostrazione Specializzando la prima delle (2.10) per x_A e x_B , si ha

$$L' = |x'_A(t) - x'_B(t)| = \gamma|x_A - v_0 t_A - x_B + v_0 t_B| = \gamma|x_A - x_B - v_0(t_A - t_B)|$$

Dalla quarta delle (2.10) si ricava che

$$t = \frac{v_0 x}{c^2} + t' \sqrt{1 - \beta^2}$$

Specializzando tale relazione in x_A e x_B e sostituendo nella relazione precedentemente trovata si ottiene:

$$\begin{aligned} L' &= \gamma \left| x_A - x_B - v_0 \left(\frac{v_0 x_A}{c^2} + t' \sqrt{1 - \beta^2} - \frac{v_0 x_B}{c^2} + t' \sqrt{1 - \beta^2} \right) \right| = \\ &= \gamma \left| 1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right| |x_A - x_B| = \frac{L}{\gamma} \end{aligned}$$

Osservazione Grazie al fatto che si semplifica la dipendenza da t' esiste la realtà fisica. Se così non fosse stato, le lunghezze sarebbero dipese dal tempo e quindi non sarebbe più stato possibile misurare una lunghezza.

Dilatazione dei tempi

Fissata una particella, un intervallo di tempo, detto proprio, misurato in un sistema di riferimento che vede la particella ferma è diverso rispetto allo stesso intervallo di tempo, detto improprio, misurato nel sistema di riferimento che la vede in moto. In particolare i due intervalli sono connessi dalla relazione:

$$\Delta t' = \gamma \Delta T$$

Dunque l'intervallo di tempo proprio è il minimo che si possa misurare.

2.4 Prova sperimentale della teoria della relatività

L'esperimento di Bruno Rossi e David Hall costituisce un'evidenza sperimentale circa la correttezza delle previsioni relative alla dilatazione dei tempi e alla contrazione delle lunghezze contenute nella teoria della relatività ristretta. L'esperimento fu condotto nel 1940 alternativamente a Echo Lake e a Denver e i risultati vennero pubblicati l'anno successivo. Scopo dell'esperimento è selezionare i muoni che abbiano la stessa quantità di moto e misurarne la vita media e il numero. Il loro apparato sperimentale consiste di un contatore Geiger sopra il quale è posto uno strato di materiale assorbente; la presenza di questo strato assorbente fa sì che solamente i muoni la cui energia sia compresa in un certo intervallo di valori rallentino e si arrestino nel rivelatore. I muoni vengono prodotti nell'alta atmosfera dove l'azoto reagisce con i protoni dei raggi cosmici producendo pioni i

quali decadono velocemente in muoni. I muoni hanno una vita media a riposo abbastanza elevata prima di decadere in elettroni. Ovviamente il processo di decadimento da muone ad elettrone è spontaneo perché si andrebbe a minimizzare la massa e dunque l'energia relativistica. Avendo precedentemente determinato la vita media del muone a riposo $\tau = 2.2 \mu s$ e la sua velocità $v = 0.995c$, mediante il circuito di coincidenze veloci alla Rossi, e conoscendo la legge di decadimento del muone

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

i due furono in grado di determinare quanti muoni giugnessero al rivelatore rispetto a quelli prodotti nell'alta atmosfera. Seguendo le leggi di meccanica classica, per cui gli intervalli di tempo sono invarianti in qualunque sistema di riferimento, doveva essere

$$N_{EL} = N_{ATM} e^{-\frac{t}{\tau}} = N_{ATM} e^{-\frac{d}{v\tau}} \simeq N_{ATM} e^{-\frac{d}{c\tau}} = N_{ATM} e^{-15.15} \Rightarrow \frac{N_{EL}}{N_{ATM}} \simeq 2 \cdot 10^{-7}$$

essendo N_{EL} il numero di muoni rilevati ad Echo Lake e N_{ATM} il numero di muoni prodotti nell'alta atmosfera, a circa 10 km di altitudine rispetto a Echo Lake. Abbiamo supposto con ragionevolezza che il moto fosse rettilineo uniforme e quindi

$$t = \frac{d}{v}$$

Dunque se nell'alta atmosfera fossero stati prodotti 10 milioni di muoni, ad Echo Lake ne dovrebbe arrivare solamente 1 in contrasto contro i dati derivanti dall'apparato sperimentale. Adoperando correzioni relativistiche alla precedente relazione si ottiene

$$\frac{N_{EL}}{N_{ATM}} = e^{\frac{t}{\gamma\tau}} \simeq e^{-1.51} \simeq 0.22$$

essendo

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-0.995^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-(1-0.005)^2}} \simeq 10$$

Il risultato ottenuto con queste correzioni era già più ragionevole, tuttavia era ancora di tipo semiquantitativo in quanto non si era in grado di conoscere quanti muoni fossero prodotti nell'alta atmosfera. Per capire se questa correzione fosse corretta bastava misurare il numero di muoni ad Echo Lake e a Denver, la cui differenza di altitudine era di 1650 m. Seguendo questo ragionamento doveva essere

$$N_D = N_{EL} e^{\frac{d}{\gamma c\tau}} \simeq N_{EL} e^{-0.25} \Rightarrow \frac{N_D}{N_{EL}} = 0.78$$

Tale risultato era in accordo con i dati sperimentali e ciò provò la dilatazione dei tempi

2.5 Legge di composizione delle velocità

A partire dalle (2.10), determiniamo la legge di composizione delle velocità. In un sistema cartesiano ortogonale avremo per la componente x

$$v'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{\frac{\partial x'}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial x'}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial x'}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial x'}{\partial t}}{\frac{\partial t'}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial t'}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial t'}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial t'}{\partial t}} = \frac{\gamma v_x - \gamma v_0}{-\gamma \frac{v_0}{c^2} v_x - \gamma} = \frac{v_x - v_0}{1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}} \quad (2.11)$$

Facendo procedimenti analoghi per le componenti y e z della velocità si ottiene:

$$\begin{cases} v'_x = \frac{v_x - v_0}{1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}} \\ v'_y = \frac{v_y}{\gamma \left(1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}\right)} \\ v'_z = \frac{v_z}{\gamma \left(1 - \frac{v_0 v_x}{c^2}\right)} \end{cases} \quad (2.12)$$

Mostriamo la velocità della luce è uguale in tutti i sistemi di riferimento inerziali. Supponiamo che sia

$$v_x = c$$

Per le (2.12) deve essere

$$\begin{cases} v'_x = \frac{c - v_0}{1 - \frac{v_0 c}{c^2}} = \frac{c - v_0}{\frac{c - v_0}{c}} = c \\ v'_y = 0 \\ v'_z = 0 \end{cases}$$

Le ultime due relazioni sono dovute al fatto che

$$\lim_{v \rightarrow c} \gamma = \lim_{v \rightarrow c} \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = +\infty$$

e dunque

$$\lim_{v \rightarrow c} \frac{1}{\gamma} = 0$$

Proviamo che questa legge di composizione delle velocità soddisfa i risultati dell'esperimento di Fizeeau (1.4), cioè:

$$v = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0$$

essendo v la velocità della luce nell'acqua in moto rispetto a terra, c/n la velocità della luce nel sistema in cui l'acqua ferma e v_0 la velocità dell'acqua rispetto a terra. Invertendo la prima delle (2.12) si ottiene

$$v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + \frac{v_0 v'_x}{c^2}} = \frac{\frac{c}{n} + v_0}{1 + \frac{v_0 c}{nc^2}} = \frac{\frac{c}{n} + v_0}{1 + \frac{v_0}{cn}} \quad (2.13)$$

Poiché

$$\frac{v_0}{cn} \ll 1$$

possiamo sviluppare il denominatore in serie di Taylor arrestando lo sviluppo al primo ordine ottenendo

$$v_x = \left(\frac{c}{n} + v_0\right) \left(1 - \frac{v_0}{cn}\right) = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0 - \frac{v_0^2}{cn} \simeq \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) v_0 \quad (2.14)$$

che è la relazione (1.4). Dunque i risultati dell'esperimento di Fizeau trovano significato con la teoria della relatività ristretta e la composizione delle velocità da essa derivante. Inoltre se il mezzo rifrangente è così tenue da avere un indice di rifrazione n che tende a 1, allora otteniamo che la velocità della luce è la stessa in tutti i sistemi di riferimento.

2.5.1 Dai risultati di Fizeau è possibile risalire alle trasformazioni di Lorentz

3.1 Lo spaziotempo di Minkowski

Le trasformazioni di Lorentz nella forma (2.10) non sembrano simmetriche. Per simmetrizzarle poniamo

$$\begin{cases} w' = ct' \\ w = ct \end{cases}$$

Con questa posizione le (2.10) diventano

$$\begin{cases} x' = \gamma (x - \beta w) \\ y' = y \\ z' = z \\ w' = \gamma (w - \beta x) \end{cases} \quad (3.1)$$

Le trasformazioni di Lorentz in questa forma appaiono completamente simmetriche. Notiamo quindi che mentre nella meccanica newtoniana la variabile temporanea era assoluta, nella relatività speciale la variabile temporale non è distinta da quelle spaziali ma dipende da esse. In particolare la variabile temporanea e quelle spaziali mutano nella stessa identica maniera. Ciò portò H. Minkowski a introdurre una nuova visione dello spazio fisico.

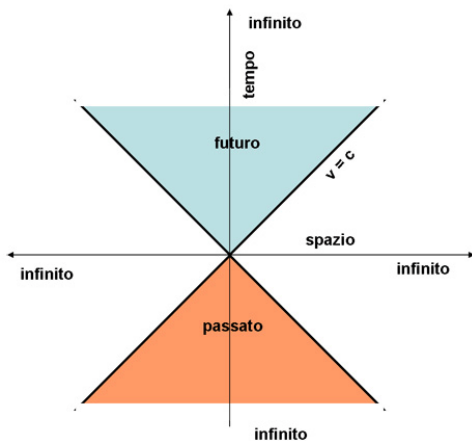


Figura 3.1: *Spaziotempo di Minkowski*

Mentre nella meccanica newtoniana lo spazio fisico era uno spazio a tre dimensioni e il tempo era solo un parametro, Minkowski introdusse uno spazio fisico quadridimensionale detto proprio spaziotempo di Minkowski, in cui ciascun evento ha quattro coordinate (x, y, z, ct) . Le quattro dimensioni dipendono linearmente l'una dalle altre. Nella relatività speciale gli eventi vanno raffigurati in un diagramma detto spaziotempo di Minkowski. Nello spaziotempo di Minkowski (anche detto spazio degli eventi) un punto (**punto d'universo**) indica un evento, mentre il moto di una particella viene rappresentato da una linea di universo. Essendo difficile, se non impossibile, raffigurare uno spazio quadridimensionale possiamo adottare questo espediente: consideriamo una sola variabile spaziale, ad esempio la x , e la variabile temporale ct . In questo modo possiamo raffigurare lo spaziotempo di Minkowsky come illustrato in figura 3.1. In questo piano

risulta possibile raffigurare gli eventi, che saranno bidimensionali (sto infatti trascurando volutamente la y e la z); dunque la quaterna (x, y, z, ct) che raffigura l'evento diventa un punto in questo piano. Nell'origine di questo piano troviamo il nostro presente. L'evento evolve e la sua evoluzione non può trovarsi in qualunque punto del piano nello spazio di Minkowski; infatti poiché deve valere il secondo postulato della relatività ristretta, l'evoluzione dell'evento potrà trovarsi solamente nella regione azzurra della figura 3.1, dunque nella zona compresa tra le due bisettrici. La velocità per raggiungere un punto al di fuori di tale zona è maggiore della velocità della luce e dunque non è possibile correlare con un nesso di causalità un evento iniziale con un evento nella zona al di fuori delle bisettrici. Un evento nella zona compresa tra le due bisettrici può essere, invece, correlato causalmente con l'evento iniziale. Il cono inferiore invece prende il nome di passato e contiene tutti gli eventi che possono avere influenzato il presente. L'unione dei due coni prende il nome di cono luce. Qual è il significato della zona al di fuori delle bisettrici? Tale zona rappresenta gli altri. In particolare l'asse su cui $x = 0$ rappresenta il presente degli altri che più di tutti gli altri punti non può essere influenzato da noi; infatti se noi potessimo influenzare il presente degli altri i segnali dovrebbero propagarsi a velocità infinita. Nello spaziotempo newtoniano invece il passato era rappresentato dal semipiano negativo dei tempi, mentre il futuro dal semipiano positivo dei tempi. Era quindi possibile introdurre linee di passato e linee di futuro in quanto i segnali potevano viaggiare a velocità infinita. Consideriamo due osservatori O e O' , ciascuno dei quali si muova rispetto all'altro con velocità \vec{v} . La linea d'universo di O' rispetto a O sarà una retta passante per l'origine in quanto per $t = 0$ si ha $O = O'$. Quella che per O è la linea di universo di O' , per quest'ultimo rappresenta il suo asse dei tempi ct' perché per O' gli eventi su questo asse avvengono tutti nello stesso posto $x' = 0$. Tracciamo adesso l'equazione di moto di un segnale luminoso $x = \pm ct$. Poiché per il secondo postulato la velocità della luce deve essere costante in qualunque sistema di riferimento inerziale, allora le rette $x = ct$ e $x' = ct'$ devono essere bisettrici per entrambi i sistemi di coordinate, dunque l'asse x' dovrà essere simmetrico all'asse ct' rispetto alla linea d'universo $x' = ct'$. Nella meccanica galileiana invece l'asse x' sarebbe dovuto coincidere con l'asse x e dunque la velocità della luce non sarebbe stata la stessa nei due sistemi di riferimento, in accordo con la relatività galileiana.

3.2 Intervallo relativistico

Nella meccanica non relativistica, la lunghezza di un segmento nello spazio $\{O, x, y, z\}$ è un invariante. In particolare uno spazio di questo tipo si dice euclideo e la sua metrica è

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$$

Notiamo che, però, in un grafico $\{x, t\}$ la lunghezza del segmento tra due punti è priva di significato in quanto è somma di grandezze non omogenee. Ci chiediamo quindi quale sia l'invariante relativistico nello spaziotempo di Minkowski. Notiamo che tale spaziotempo non è euclideo, mentre risulta essere invariante la quantità

$$s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2$$

Tale quantità è detta intervallo relativistico. Notiamo che esso è invariante negli spazi di Minkowski perché risulta essere l'equazione del fronte d'onda della luce che è uguale in

3.3. GEODETICA DI UN PUNTO MATERIALE LIBERO NELLO SPAZIOTEMPO DI MINKOWSKI

tutti i sistemi di riferimento. Nello spaziotempo di Minkowski risulta, quindi, possibile definire la metrica

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (3.2)$$

Gli spazi di Minkowski sono detti pseudoeuclidei. (**Chiedere perché alcuni testi definiscono la metrica come $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2$**). Dati due eventi $E_1 \equiv O$ ed $E_2 \equiv E$, gli intervalli relativistici vengono classificati come segue:

- Se E appartiene a una delle due rette $x = \pm ct$

$$\Delta s(O, E) = 0$$

l'intervallo si dice di tipo luce, in quanto in tale caso i due eventi sono connessi da un segnale che si propaga alla velocità della luce.

- Se E è interno al cono luce

$$\Delta s(O, E) > 0$$

l'intervallo si dice di tipo tempo, in quanto in tale caso tra i due eventi può esistere una connessione causale.

- Se E appartiene alla regione esterna al cono luce

$$\Delta s(O, E) < 0$$

l'intervallo si dice di tipo spazio, in quanto tra i due eventi non si può stabilire una connessione causale, ma solamente una connessione spaziale.

3.3 Geodetica di un punto materiale libero nello spaziotempo di Minkowski