



UniTs - University of Trieste

Faculty of Scientific and Data Intensive Computing
Department of mathematics informatics and geosciences

Introduction to Galaxies and Astrophysics

Lecturers:
Prof. Alessandro Saro // Prof. Cebrolini Matteo

Author:
Andrea Spinelli

May 26, 2025

This document is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike (CC BY-NC-SA) license. You may share and adapt this material, provided you give appropriate credit, do not use it for commercial purposes, and distribute your contributions under the same license.

Preface

As a student of Scientific and Data Intensive Computing, I've created these notes while attending the **Introduction to Galaxies and Astrophysics** course.

This is an optional course for the second semester of the first year my master's degree, but this course is also available for students of the Physics department, anyway, next year it will probably be removed from both curricula.

The course is held by Prof. Alessandro Saro, a researcher at the INAF Astronomical Observatory of Trieste; the lecture of the course are taken in Italian, but the notes are written in English conformly to the language of the master's degree; however, some images or text could be in Italian due to the original language of the slides.

The first part of the course will be focused on gravity and Einstein's theory of general relativity:

- Non euclidean geometry
- Tensors
- Principles and equations of Einstein
- Gravitational waves

The second part of the course will be focused on cosmology:

- Robertson-Walker metric
- Hubble law
- Friedmann equations
- Cosmological models
- Precision cosmology (hints)

Contents

1 Geometria Differenziale	1
1.1 Geometrie Non Euclidee	1
1.1.1 Geometria Ellittica	2
1.1.2 Geometria Iperbolica	3
1.2 Curva piana	3
1.3 Superfici	5
1.4 Prima Forma Fondamentale	7
1.4.1 Identità di Lagrange	8
2 Tensori	12
2.1 Leggi di Trasformazione Tensoriale	12
2.1.1 Algebra Tensoriale	14
2.1.2 Rappresentazione Geometrica delle Componenti Vettoriali	15
2.2 Curvatura di una Superficie	17
2.2.1 Curvature Normali e Principali	17
2.2.2 Curvatura Gaussiana e Curvatura Media	17
2.3 Geodetiche	19
2.3.1 Derivazione dell'Equazione delle Geodetiche	19
2.4 Derivata Covariante	25
2.4.1 Trasporto parallelo e tensore di curvatura	28
2.4.2 Proprietà del tensore di curvatura	30
3 Relatività Generale	33
3.1 Lo spazio di Minkovski	33
3.1.1 Tensore energia-impulso	35
4 Inizio appunti ancora da sistemare	42
5 Lecture: 04/04/2025	43
5.1 Il principio di Mach	43
5.2 Il principio di equivalenza	43
5.3 Il principio di covarianza generale	43
5.4 Le equazioni di Einstein	43
5.5 Il limite newtoniano - campo debole (weak field)	43
6 Lezione 11/04/2025	46
7 Lecture 15/05/2025	49
7.1 Test classici	50
7.2 Metrica nel campo debole (stazionario)	50
8 Cosmologia	52
8.1 Introduzione	52
8.2 Principio Cosmologico	53
8.2.1 Metrica di Robertson-Walker	55

9 Cosmologia	57
9.1 Introduzione Storica e Concettuale	57
9.2 La metrica di Robertson e Walker	58
9.3 Topologia dell'Universo	60
9.4 Legge di Hubble	63
9.5 Redshift Cosmologico	65
9.6 Orizzonti	67
10 Modelli cosmologici (Lecture: 13/05/2025)	69
10.1 Equazioni di Friedmann	69
10.2 La densità dell'universo	70
11 Lecture: 16/05/2025	73
11.1 Moti peculiari	73
11.2 Equazione di stato	74
11.3 Relazioni tra i parametri cosmologici	75
11.4 Il parametro di Hubble	75
11.5 Le tre epoche dell'Universo	76
11.6 Il tempo di Hubble	76
11.7 L'evoluzione del parametro di densità Ω	77
11.8 Evoluzione del parametro di decellerazione $q(z)$	77
12 Lezione: 20/05/2025	79
12.1 Modelli cosmoogici	79
12.1.1 Modello di Einstein (Universo statico)	80
12.1.2 Modello di de Sitter (Universo vuoto e piatto)	80
12.1.3 Modello di Einstein-de Sitter	81
12.1.4 Modelli con radiazione e materia	82
12.1.5 Modelli dominati da materia	82
12.1.6 Modelli con $\Lambda \neq 0$ (Lecture: 23/05/2025)	84
12.1.7 Il nostro Universo	84
12.1.8 L'età dell'Universo	85
12.1.9 Ancora orizzonti	85
13 Distanza Comovente Radiale	87
13.1 Test osservativi dei modelli cosmologici	88

1

Geometria Differenziale

La geometria differenziale rappresenta il linguaggio matematico fondamentale per descrivere spazi curvi e le loro proprietà intrinseche. In astrofisica e cosmologia, essa fornisce gli strumenti per analizzare la struttura dello spazio-tempo: tramite tensori, forme differenziali e concetti come curvature e connessioni, si può modellare il comportamento della gravità come descritto dalla relatività generale.

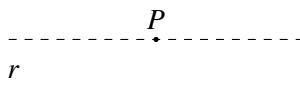
1.1 Geometrie Non Euclidee

La teoria che studieremo è una *teoria geometrica*:

I 5 postulati di Euclide:

1. Per due qualsiasi punti A e B , esiste esattamente una retta che li attraversa.
2. Una retta può essere prolungata indefinitamente in entrambe le direzioni.
3. Dato un punto O ed un raggio R , esiste esattamente un cerchio con centro in O e raggio R .
4. Tutti gli angoli retti sono congruenti.
5. Data una retta r ed un punto P fuori da essa, per il punto P passa una ed una sola retta parallela ad r (possiamo intenedere "parallelo" con *che incontra r solo all'infinito*, in un punto improprio).

Il quinto postulato è più complesso degli altri; i tentativi di dimostrare tale postulato a partire dagli altri postulati, considerati più evidenti, non hanno permesso di arrivare a questo, ma hanno portato, nell'800, alla nascita delle geometrie non-Euclidee (Gauss, Bolyai, Lobachevski, Klein).



Il quinto postulato si è rivelato indipendente dagli altri enunciati di Euclide, poiché è stato possibile formulare geometrie piane (in 2 dimensioni) in cui valgono tutti gli altri postulati, mentre il concetto di parallelismo assume un significato diverso:

1. Non esiste alcuna retta parallela a R passante per P → **Geometrie ellittiche piane** [S^2]
2. Esistono due o più rette parallele a R passanti per P → **Geometrie iperboliche piane** [H^2]

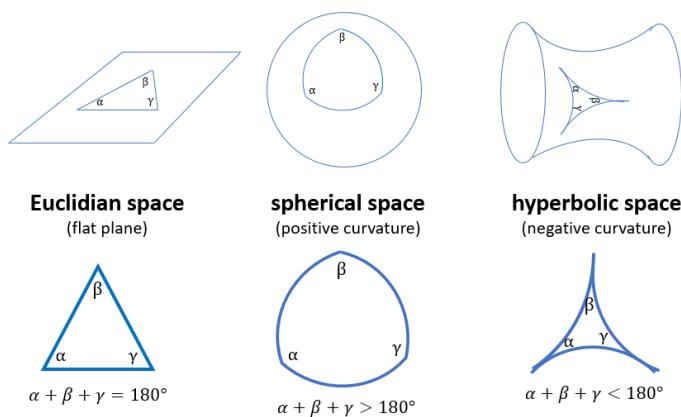


Figure 1.1: Geometrie ellittiche e iperboliche

1.1.1 Geometria Ellittica

La **geometria ellittica piana** è una forma di geometria non euclidea che rifiuta il quinto postulato di Euclide, il quale in geometria euclidea garantisce l'esistenza di una sola retta parallela passante per un dato punto. In geometria ellittica, non esistono rette parallele; invece, ogni coppia di rette si interseca eventualmente.

Un classico esempio è la geometria sferica, in cui possiamo definire come "**punto**" la coppia di punti diametralmente opposti (P, P'), e come "**retta**" un cerchio massimo passante per P e P' . Si può dimostrare che per due punti (P, P') e (Q, Q') passa esattamente una retta r . Inoltre, per un punto (T, T') esterno ad r non passa alcuna retta parallela ad r , poiché tutte le rette passanti per (T, T') intersecano r in almeno un punto.

Con la geometria analitica, Descartes ha mostrato che, identificando i punti con coppie di numeri reali e definendo la distanza tra due punti (x_1, y_1) e (x_2, y_2) come $d = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$, tutti i postulati di Euclide si riducono a teoremi sui numeri reali.

Definito sulla sfera un triangolo con i lati formati da archi di cerchi massimi, la somma degli angoli $\alpha + \beta + \gamma$ è sempre $> \pi$. L'area S di tale triangolo, se la sfera ha raggio R , si può esprimere come $S = R^2(\alpha + \beta + \gamma - \pi)$. Quando $S \rightarrow 0$ (mantenendo R fisso), si osserva che $(\alpha + \beta + \gamma) \rightarrow \pi$. Questo significa che se il triangolo sferico è molto più piccolo del raggio R , la sua differenza da un triangolo piano tende a scomparire, avvicinandosi alla geometria euclidea.

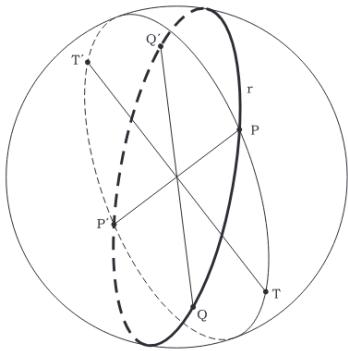


Figure 1.2: Geometria sferica

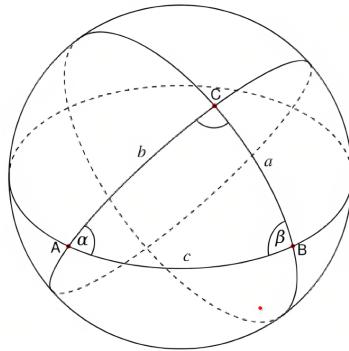


Figure 1.3: Triangolo sferico

In questo contesto, i triangoli, noti come triangoli sferici, mostrano una proprietà interessante: la somma dei loro angoli interni supera i 180° ($\alpha + \beta + \gamma > \pi$), un fenomeno noto come eccesso sferico, con l'eccesso proporzionale all'area del triangolo.

$$S = R^2(\alpha + \beta + \gamma - \pi) \quad \text{dove per } R \rightarrow \infty \quad \text{si ha} \quad \frac{S}{R^2} \rightarrow 0 \quad \text{e} \quad \alpha + \beta + \gamma \rightarrow \pi$$

Per costruire un modello della geometria ellittica piana siamo ricorsi all'uso di una sfera (superficie bidimensionale, indicata con S^2) immersa (*embedded*) in uno spazio euclideo tridimensionale \mathbf{E}^3 .

Notiamo che per rappresentare il 5° postulato abbiamo dovuto ricorrere ad una superficie *curva*, cioè la sfera. Questa *curvatura* deve essere inoltre costante in tutto il piano perché gli altri postulati descrivono lo spazio come omogeneo, e se la curvatura variasse questa proprietà verrebbe meno.

Questo ci porta a comprendere che le diverse geometrie non euclidean possano essere caratterizzate matematicamente attraverso diverse definizioni di distanza. La **curvatura** dello spazio diventa quindi un elemento fondamentale per distinguere tra i vari tipi di geometrie, ed è data da:

$$k = \frac{1}{R^2} \quad \text{dove} \quad R = \text{raggio della superficie}$$

Si ha quindi:

- Curvatura zero ($k = 0$) \rightarrow geometria euclidea
- Curvatura positiva costante ($k > 0$) \rightarrow geometria ellittica
- Curvatura negativa costante ($k < 0$) \rightarrow geometria iperbolica

1.1.2 Geometria Iperbolica

La geometria iperbolica piana è una geometria non euclidea in cui il quinto postulato di Euclide non vale, ammettendo più parallele a una retta data. I triangoli iperbolici hanno somma degli angoli inferiore a 180° , con “difetto” proporzionale all’area. Il piano iperbolico non può essere immerso interamente in uno spazio euclideo 3D, ma esistono modelli come il *cerchio di Klein* (1870), in cui i punti sono all’interno di una circonferenza unitaria e le rette ne sono le corde. Da un punto P passano due parallele a una retta data, e ne esistono infinite che non la intersecano.

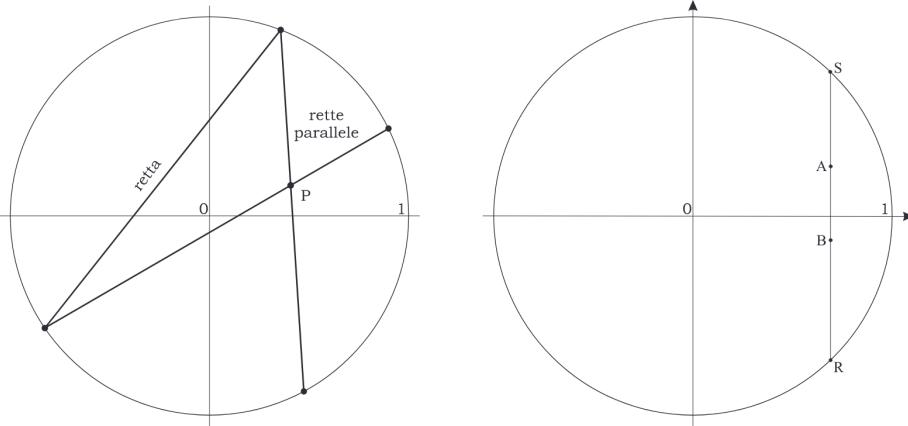


Figure 1.4: Geometria iperbolica

La distanza tra due punti A e B è

$$d(A, B) = \frac{1}{2} \log\left(\frac{RA \cdot SB}{RB \cdot SA}\right),$$

che diverge se uno dei punti tende al bordo. Una rappresentazione parziale di \mathbf{H}^2 in uno spazio euclideo 3-D \mathbf{E}^3 è la cosiddetta **pseudosfera**, una superficie a curvatura negativa costante, in contrasto con la sfera a curvatura positiva.

1.2 Curva piana

Si può parametrizzare una curva piana nel modo seguente: $\bar{x}(t) = (x_1(t), x_2(t))$, dove t è un parametro, non necessariamente il tempo; il vettore tangente (velocità) è $d\bar{x}/dt$. Possiamo definire l’ascissa curvilinea $s(t)$:

$$O \equiv \bar{x}(t=0) \quad P \equiv \bar{x}(t) \quad ds = |d\bar{x}| = \left| \frac{d\bar{x}}{dt} \right| dt \quad \rightarrow \quad s(t) = \int_0^t |d\bar{x}| = \int_0^t \left| \frac{d\bar{x}}{dt} \right| dt$$

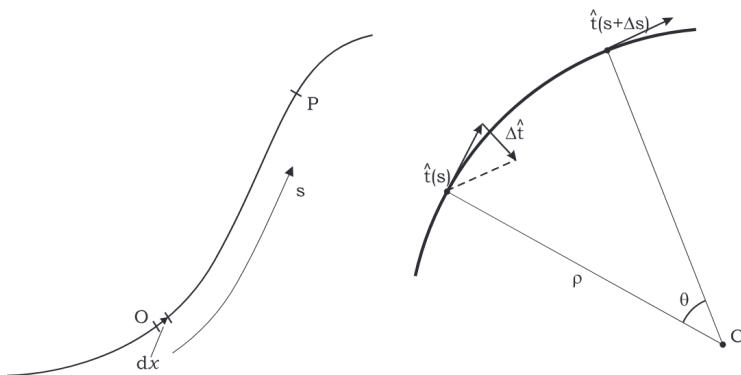


Figure 1.5: Ascissa curvilinea

Applicando la trasformata $t \rightarrow s$ notiamo che $\frac{d\bar{x}}{ds} = \dot{\bar{x}}(s)$ ha modulo 1: è il **versore tangente** $\hat{t}(s)$.

Poichè $|\dot{\hat{x}}(s)| = |\dot{\hat{t}}(s)| = 1$, abbiamo $\hat{t} \cdot \hat{t} = 1$ e, derivando, segue che $2\hat{t} \cdot \dot{\hat{t}} = 0$, ovvero $\hat{t} \perp \dot{\hat{t}}$.

Nota : $\dot{\hat{t}}$ non è un versore!

Separiamo la derivata di $\hat{t}(s)$ in modulo e direzione. Definiamo $\kappa(s) = |\dot{\hat{t}}(s)|$ e $\hat{n}(s) = \frac{\dot{\hat{t}}(s)}{|\dot{\hat{t}}(s)|}$, così che

$$\dot{\hat{t}}(s) = \kappa(s) \hat{n}(s).$$

Geometricamente, κ è la **curvatura** e \hat{n} il **versore normale**.

Osserviamo che, se una curva è approssimabile con un arco di cerchio di raggio ρ , allora

$$|\Delta\hat{t}| = 2|\hat{t}|\sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \sim \Delta\theta \quad \text{e} \quad \Delta s \simeq \rho\Delta\theta. \quad \text{Da cui} \quad \left|\frac{\Delta\hat{t}}{\Delta s}\right| \simeq \frac{1}{\rho}.$$

Nel limite infinitesimo, ciò si traduce in:

$$\frac{d\hat{t}}{ds} = \kappa \hat{n} = \frac{1}{\rho} \hat{n} \implies \begin{cases} \kappa : \text{curvatura}, \\ \rho : \text{raggio di curvatura}. \end{cases}$$

Misurando l'angolo θ da un riferimento fisso (ad esempio, rispetto all'asse x), si ottiene

$$\Delta s = \rho \Delta\theta = \frac{\Delta\theta}{\kappa} \quad \rightarrow \quad \kappa = \left| \frac{d\theta}{ds} \right|.$$

Finora κ è stata definita come grandezza positiva. In corrispondenza di un flesso, ciò comporta però una discontinuità nella direzione di \hat{n} . Per ovviare a questo, fissata la parametrizzazione della curva tramite s , definiamo \hat{n} come la rotazione di \hat{t} di 90° in senso positivo (coerente con il riferimento O, x_1, x_2). Allora \hat{t} rimane ortogonale a \hat{n} , e possiamo scrivere ancora

$$\dot{\hat{t}}(s) = \kappa \hat{n},$$

ma lasciando che κ possa anche assumere valori negativi. In tal modo, in un flesso \hat{n} non cambia, mentre cambia il segno di κ , permettendo di distinguere se la curvatura si "piega" a sinistra o a destra rispetto alla tangente:

$$\kappa = \frac{d\theta}{ds} \quad (\text{senza valore assoluto}).$$

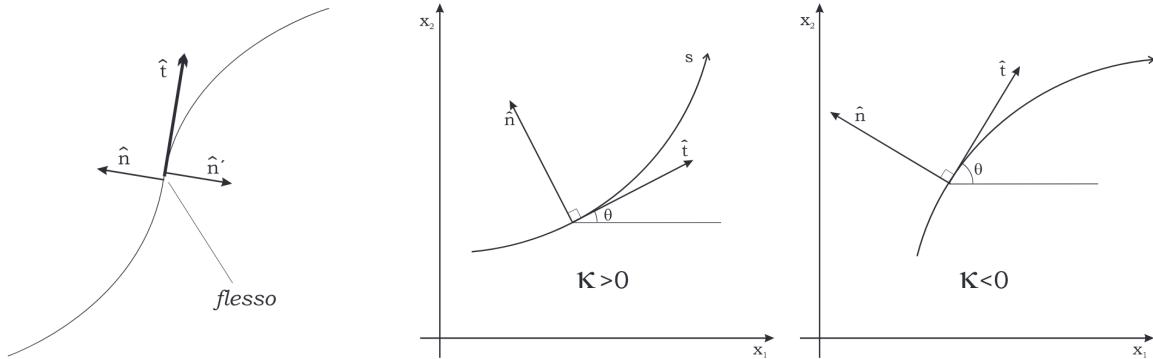


Figure 1.6: Segno del flesso

1.3 Superfici

Più che di *superficie* in senso esteso, ci interesseremo degli *elementi di superficie*, poiché vogliamo esaminare le proprietà locali. Anche in questo caso, useremo una rappresentazione parametrica.

Sia:

$$\bar{x}: D \subseteq \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^3$$

una funzione biunivoca (invertibile) che descrive una superficie nello spazio euclideo tridimensionale \mathbf{E}^3 .

In coordinate:

$$\bar{x}(u, v) = (x_1(u, v), x_2(u, v), x_3(u, v)).$$

Se la superficie è del tipo $z = f(x, y)$, allora la parametrizzazione diventa $\bar{x}(u, v) = (u, v, f(u, v))$.

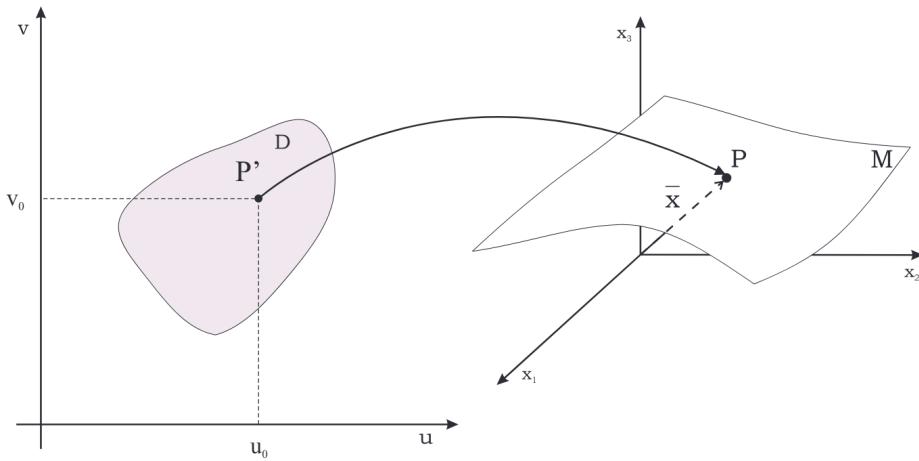


Figure 1.7: Superficie parametrica

■ Definition: Superficie Regolare

Una *superficie regolare* (o *smooth*) è tale se, definendo:

$$\bar{x}_u = \frac{\partial \bar{x}}{\partial u} = \left(\frac{\partial x_1}{\partial u}, \frac{\partial x_2}{\partial u}, \frac{\partial x_3}{\partial u} \right), \quad \bar{x}_v = \frac{\partial \bar{x}}{\partial v} = \left(\frac{\partial x_1}{\partial v}, \frac{\partial x_2}{\partial v}, \frac{\partial x_3}{\partial v} \right),$$

si ha che in ogni punto del dominio (cioè ovunque in D) risulta:

$$\bar{x}_u \times \bar{x}_v \neq 0.$$

Fissando $v = v_0$ e variando u nei pressi di un punto $P' \in D$ (che corrisponde al punto P sulla superficie M), si ottiene una curva su M il cui vettore tangente è \bar{x}_u . Analogamente, \bar{x}_v è tangente a un'altra curva, e i due vettori definiscono il piano tangente in P .

Un versore normale alla superficie è dato da:

$$\hat{n} = \frac{\bar{x}_u \times \bar{x}_v}{|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|},$$

e i tre vettori \hat{n} , \bar{x}_u , \bar{x}_v formano un triedro locale.

Poiché la corrispondenza tra D e l'intorno di P su M è biunivoca, possiamo considerare (u, v) come un sistema di coordinate curvilinee sull'intorno di P (ad esempio, i paralleli e i meridiani su una sfera).

Se $u = u(t)$ e $v = v(t)$ descrivono una curva in D passante per $P'(u_0, v_0)$, allora

$$\bar{r}(t) = \bar{x}(u(t), v(t))$$

rappresenta la curva su M passante per $\bar{x}(u_0, v_0)$. Il vettore velocità è

$$\dot{\bar{r}} = \frac{d\bar{r}}{dt} = \bar{x}_u \frac{du}{dt} + \bar{x}_v \frac{dv}{dt}.$$

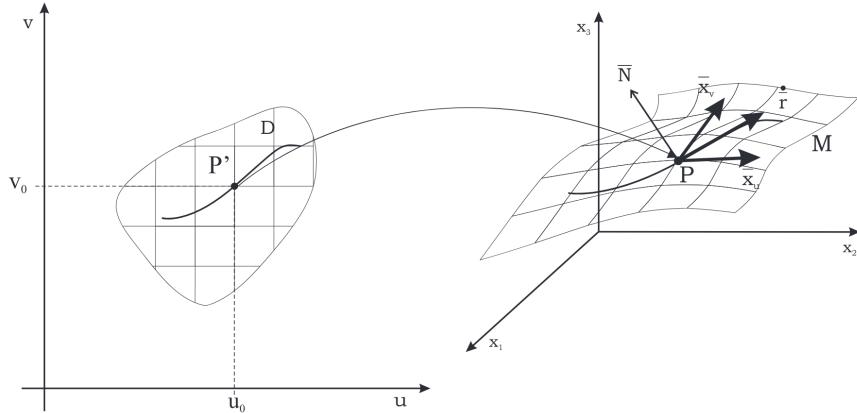


Figure 1.8: Curva su una superficie

Poiché $\dot{\bar{r}}$ è tangente alla curva e appartiene quindi al piano tangente di M in P , ogni vettore tangente a M in P si può scrivere come combinazione lineare di \bar{x}_u e \bar{x}_v . Viceversa, per ogni combinazione $\bar{v} = a\bar{x}_u + b\bar{x}_v$ esiste una corrispondente curva su M la cui velocità è esattamente \bar{v} . In tal senso, \bar{x}_u e \bar{x}_v formano una base del piano tangente.

Example: Superficie di una sfera di raggio R

Consideriamo la sfera di raggio R centrata nell'origine. La sua superficie si parametrizza come

$$\bar{x}(u, v) = (R \cos u \cos v, R \sin u \cos v, R \sin v),$$

con $u \in [-\pi, \pi]$ e $v \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$.

Calcoliamo le derivate rispetto a u e v :

$$\begin{aligned}\bar{x}_u &= \frac{\partial \bar{x}}{\partial u} = (-R \sin u \cos v, R \cos u \cos v, 0), \\ \bar{x}_v &= \frac{\partial \bar{x}}{\partial v} = (-R \cos u \sin v, -R \sin u \sin v, R \cos v).\end{aligned}$$

Consideriamo il punto $(u, v) = (0, 0)$:

$$\bar{x}_u(0, 0) = (0, R, 0), \quad \bar{x}_v(0, 0) = (0, 0, R).$$

Tali vettori definiscono il piano tangente alla sfera in quel punto.

Il versore normale alla superficie in $(0, 0)$ si ottiene con il prodotto vettoriale:

$$\hat{n} = \frac{\bar{x}_u \times \bar{x}_v}{|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|} = \frac{(-R^2, 0, 0)}{R^2} = (-1, 0, 0).$$

1.4 Prima Forma Fondamentale

In geometria differenziale, la **prima forma fondamentale** (o *forma metrica*) di una superficie definisce la sua metrica intrinseca. Grazie a essa possiamo misurare lunghezze, angoli e aree *rimanendo* sulla superficie, ossia senza far riferimento esplicito allo spazio tridimensionale in cui la superficie è immersa.

Definition: Prima Forma Fondamentale

Sia M una superficie regolare immersa in \mathbb{R}^3 , e sia:

$$\bar{x}: U \subset \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}^3$$

una parametrizzazione locale di M . In coordinate locali (u, v) , ponendo:

$$\bar{x}_u = \frac{\partial \bar{x}}{\partial u}, \quad \bar{x}_v = \frac{\partial \bar{x}}{\partial v},$$

l'espressione della **prima forma fondamentale** è:

$$ds^2 = E du^2 + 2F du dv + G dv^2,$$

con

$$E = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_u, \quad F = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_v, \quad G = \bar{x}_v \cdot \bar{x}_v.$$

Sia $\bar{r}(t) = \bar{x}(u(t), v(t))$, con $t \in [a, b]$, una curva su una superficie; se $s(t)$ è la relativa ascissa curvilinea, la lunghezza totale della curva risulta

$$L = s(b) = \int_a^b \frac{ds}{dt} dt = \int_a^b |\dot{\bar{r}}(t)| dt.$$

Poiché

$$\dot{\bar{r}} = \frac{d\bar{r}}{dt} = \bar{x}_u \dot{u} + \bar{x}_v \dot{v} \quad (\text{dove } \dot{u} = \frac{du}{dt}, \dot{v} = \frac{dv}{dt}),$$

segue che

$$\left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = |\dot{\bar{r}}|^2 = \dot{\bar{r}} \cdot \dot{\bar{r}} = (\bar{x}_u \dot{u} + \bar{x}_v \dot{v}) \cdot (\bar{x}_u \dot{u} + \bar{x}_v \dot{v}) = \dot{u}^2 (\bar{x}_u \cdot \bar{x}_u) + 2\dot{u}\dot{v} (\bar{x}_u \cdot \bar{x}_v) + \dot{v}^2 (\bar{x}_v \cdot \bar{x}_v).$$

Introduciamo le funzioni

$$E = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_u, \quad F = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_v, \quad G = \bar{x}_v \cdot \bar{x}_v \quad \longrightarrow \quad E = E(u, v), F = F(u, v), G = G(u, v),$$

e otteniamo

$$\left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = E \dot{u}^2 + 2F \dot{u}\dot{v} + G \dot{v}^2.$$

Pertanto, la lunghezza totale della curva è

$$L = \int_a^b \sqrt{E \dot{u}^2 + 2F \dot{u}\dot{v} + G \dot{v}^2} dt = \int_{\bar{r}} \sqrt{E du^2 + 2F du dv + G dv^2},$$

che in forma differenziale si esprime come

$$ds^2 = E du^2 + 2F du dv + G dv^2.$$

Questa espressione, chiamata **prima forma fondamentale**, descrive la geometria intrinseca della superficie. “Intrinseco” significa che tutte le misure (di distanze, angoli, ecc.) possono essere effettuate senza “uscire” dallo spazio bidimensionale della superficie.

Poiché esiste una corrispondenza biunivoca tra $D \subset \mathbb{R}^2$ e la porzione di superficie M , le linee $u = \text{cost}$ e $v = \text{cost}$ formano sulla superficie una *griglia* di coordinate curvilinee, mentre $E(u, v)$, $F(u, v)$ e $G(u, v)$ sono interpretate come *funzioni* definite su M . In questo modo, ipotetici “abitanti” bidimensionali potrebbero compiere misurazioni di distanze *sulla superficie* per determinare la forma di E , F e G , giungendo così a una descrizione completa della metrica locale.

Example: Il piano

Consideriamo il piano in \mathbf{E}^3 descritto da $\bar{x}(u, v) = (u, v, 0)$, con coordinate cartesiane $x = u$ e $y = v$. Allora

$$\bar{x}_u = (1, 0, 0), \quad \bar{x}_v = (0, 1, 0),$$

e i coefficienti della prima forma fondamentale sono

$$E = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_u = 1, \quad F = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_v = 0, \quad G = \bar{x}_v \cdot \bar{x}_v = 1.$$

Quindi,

$$ds^2 = du^2 + dv^2,$$

che corrisponde al classico *teorema di Pitagora* in forma differenziale. La lunghezza di una curva $y = f(x)$, parametrizzata da $x = t$ e $y = f(t)$, è

$$L = \int_a^b \sqrt{1 + (f'(x))^2} dx.$$

Example: Sfera in coordinate sferiche

Consideriamo una sfera di raggio R centrata nell’origine. La superficie della sfera è data da:

$$\bar{x}(u, v) = (R \cos u \cos v, R \sin u \cos v, R \sin v) \xrightarrow{\text{deriva}} \begin{cases} \bar{x}_u = (-R \sin u \cos v, R \cos u \cos v, 0) \\ \bar{x}_v = (-R \cos u \sin v, -R \sin u \sin v, R \cos v) \end{cases}$$

dove $u \in [-\pi, \pi]$, $v \in [-\pi/2, \pi/2]$

Calcoliamo i coefficienti della prima forma fondamentale:

$$\begin{cases} E = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_u = R^2 \cos^2 v \sin^2 u + R^2 \cos^2 v \cos^2 u & = R^2 \cos^2 v \\ G = \bar{x}_v \cdot \bar{x}_v = R^2 \sin^2 v \cos^2 u + R^2 \sin^2 v \sin^2 u + R^2 \cos^2 v & = R^2 \\ F = \bar{x}_u \cdot \bar{x}_v = R^2 v \cos v \cos u \sin \sin u - R^2 \cos v \cos u \sin \sin u & = 0 \end{cases}$$

Quindi, la prima forma fondamentale è:

$$ds^2 = R^2 \cos^2 v du^2 + R^2 dv^2$$

1.4.1 Identità di Lagrange

L’identità di Lagrange è una relazione che lega la forma metrica e la prima forma fondamentale di una superficie.

Se $\begin{cases} \bar{v} = a\bar{x}_u + b\bar{x}_v \\ \bar{w} = c\bar{x}_u + d\bar{x}_v \end{cases}$, con $a, b, c, d \in \mathbb{R}$, sono due vettori tangenti alla superficie M , allora:

$$\bar{v} \cdot \bar{w} = (a\bar{x}_u + b\bar{x}_v) \cdot (c\bar{x}_u + d\bar{x}_v) = acE + (ad + bc)F + bdG$$

che si può riscrivere nella forma matriciale:

$$(a \quad b) \underbrace{\begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix}}_{\text{Forma metrica}} \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$$

nella quale la compare la matrice della prima forma fondamentale (forma metrica).

Quindi la conoscenza della prima forma fondamentale permette di calcolare prodotti scalari su M , e quindi non solo lunghezze ma anche angoli.

Ricordiamo che, essendo $\bar{x}_u \times \bar{x}_v$ perpendicolare al piano tangente alla superficie, il versore normale $\hat{N} = \frac{\bar{x}_u \times \bar{x}_v}{|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|}$ è perpendicolare alla superficie.

Teorema 1.1. Identità di Lagrange

La quantità $|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|^2$ è uguale al determinante della matrice della prima forma fondamentale:

$$|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|^2 = \det \begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix}$$

Dimostrazione:

Ricordiamo che:
$$\begin{cases} |\bar{x}_u \times \bar{x}_v| &= |\bar{x}_u||\bar{x}_v| \sin \theta \\ \bar{x}_u \cdot \bar{x}_v &= |\bar{x}_u||\bar{x}_v| \cos \theta \end{cases}$$
 dove θ è l'angolo tra \bar{x}_u e \bar{x}_v .

Elevando al quadrato, otteniamo:

$$|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|^2 = (|\bar{x}_u|^2 |\bar{x}_v|^2 \sin^2 \theta) = |\bar{x}_u|^2 |\bar{x}_v|^2 (1 - \cos^2 \theta) = \underbrace{|\bar{x}_u|^2}_{E} \cdot \underbrace{|\bar{x}_v|^2}_{G} - \underbrace{(\bar{x}_u \cdot \bar{x}_v)^2}_{F^2}$$

Ricordando che $|\bar{x}_u \times \bar{x}_v|^2 = \det \begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix}$, otteniamo l'identità di Lagrange:

$$\det \begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix} = EG - F^2$$

C.V.D.

Dalla condizione che la superficie sia regolare, segue che $EG - F^2 \neq 0$

A questo punto facciamo un cambiamento nella simbologia usata; come vedremo questo porterà ad una notevole semplificazione delle formule.

Chiamiamo: $g_{11} \equiv E$, $g_{12} = g_{21} \equiv F$, $g_{22} \equiv G$, $\bar{x}_1 \equiv \bar{x}_u$, $\bar{x}_2 \equiv \bar{x}_v$

E scriviamo $u^1 \equiv u$, $u^2 = v$ (dove gli apici 1 e 2 sono indici alti e non esponenti).⁹

Allora avremo $g_{ij} = \bar{x}_i \cdot \bar{x}_j$ ($i, j = 1, 2$) e la matrice della forma metrica sarà:

$$\begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix}$$

Ricordiamo che $g_{ij} = g_{ij}(u, v) = g_{ij}(u^1, u^2)$

detto $g = \det(g_{ij}) = EG - F^2$, allora (dall'identità di Lagrange) $|\bar{x}_1 \times \bar{x}_2|^2 = g$.

Nella nuova notazione la prima forma fondamentale diventa:

$$ds^2 = g_{11}(du^1)^2 + 2g_{12}du^1 du^2 + g_{22}(du^2)^2 = g_{ij}du^i du^j$$

Abbiamo usato la relazione $2g_{12} = g_{12} + g_{21}$ poiché la forma metrica è simmetrica, ossia $g_{ij} = g_{ji}$.

Tip: Notazione di Einstein

Nella *notazione di Einstein*, quando un indice compare una volta in alto e una in basso, si intende una somma su tutti i valori possibili di tale indice. Per esempio, $g_{ij}du^i du^j$ significa $\sum_{i,j} g_{ij}du^i du^j$.

Un vettore tangente alla superficie M nel punto P può essere scritto come

$$\bar{v} = a\bar{x}_1 + b\bar{x}_2, \quad \text{oppure, in forma esplicita} \quad \bar{v} = v^1\bar{x}_1 + v^2\bar{x}_2 = \sum_i v^i \bar{x}_i,$$

dove l'indice i è una variabile indicizzata (è intercambiabile con altre lettere).

Consideriamo due vettori tangentici $\bar{v} = \sum_i v^i \bar{x}_i$ e $\bar{w} = \sum_j w^j \bar{x}_j$, entrambi definiti in P , il loro prodotto scalare è:

$$\bar{v} \cdot \bar{w} = \sum_{i,j} \left(v^i \bar{x}_i \cdot w^j \bar{x}_j \right) = \sum_{i,j} v^i w^j (\bar{x}_i \cdot \bar{x}_j) = \sum_{i,j} g_{ij} v^i w^j.$$

I vettori \bar{v} e \bar{w} sono ortogonali se e solo se $\sum_{i,j} g_{ij} v^i w^j = 0$

Definiamo ora g^{ij} come gli elementi della matrice inversa di g_{ij} , in modo tale che:

$$\begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^{11} & g^{12} \\ g^{21} & g^{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

ovvero, in forma compatta,

$$\sum_j g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k,$$

dove δ_i^k è la ***delta di Kronecker*** è definito da: $\delta_i^k = \begin{cases} 1, & \text{se } i = k, \\ 0, & \text{se } i \neq k. \end{cases}$

Utilizzando la formula per l'inversa di una matrice 2×2 , otteniamo:

$$g^{11} = \frac{g_{22}}{g}, \quad g^{12} = g^{21} = -\frac{g_{12}}{g}, \quad g^{22} = \frac{g_{11}}{g},$$

dove $g = \det(g_{ij}) = g_{11}g_{22} - g_{12}^2$.

Osserviamo ora come la prima forma fondamentale consenta non solo di determinare distanze e angoli, ma anche di calcolare le aree.

Sia $x : D \rightarrow E^3$ una superficie e sia $\Omega \subset D$ una regione del dominio in cui x è biunivoca. Per calcolare l'area di $x(\Omega)$ suddividiamo Ω in piccoli rettangoli, tracciando linee parallele agli assi delle coordinate u^1 e u^2 .

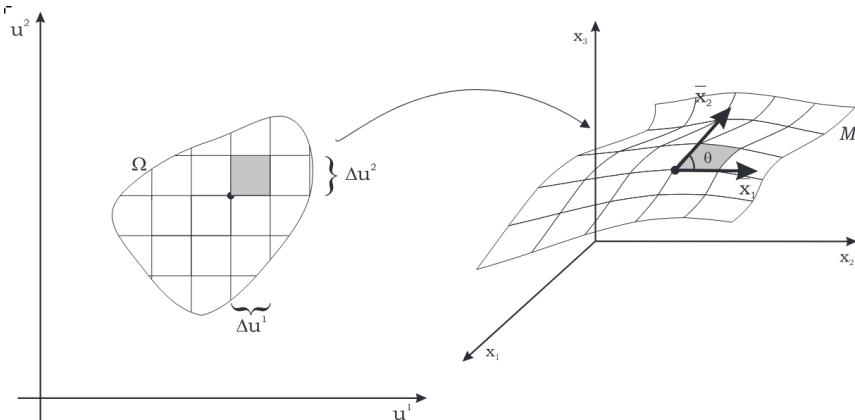


Figure 1.9: Area di una superficie

Ad una piccola areola di Ω con lati Δu^1 e Δu^2 corrisponde, approssimativamente, un pezzo di superficie a forma di parallelogramma, i cui lati sono paralleli ai vettori \bar{x}_1 e \bar{x}_2 . Le lunghezze dei lati sono rispettivamente

$$\Delta l_1 \simeq |\bar{x}_1| \Delta u^1, \quad \Delta l_2 \simeq |\bar{x}_2| \Delta u^2.$$

Ricordiamo che, per definizione, $|\bar{x}_1| = \left| \frac{\partial \bar{x}}{\partial u^1} \right|$, per cui

$$\Delta \bar{x}_1 = \frac{\partial \bar{x}}{\partial u^1} \Delta u^1.$$

L'area dell'areola è data da

$$\Delta A = |\bar{x}_1| \Delta u^1 \cdot |\bar{x}_2| \Delta u^2 \sin \theta = \underbrace{|\bar{x}_1 \times \bar{x}_2| \Delta u^1 \Delta u^2}_{\text{identità di Lagrange}} = \sqrt{g} \Delta u^1 \Delta u^2$$

dove θ è l'angolo tra \bar{x}_1 e \bar{x}_2 e $g = \det(g_{ij})$.

Passando al limite in cui $\Delta u^1, \Delta u^2 \rightarrow 0$ e sommando su tutte le areole, l'area di $x(\Omega)$ è data da:

$$A = \iint_{\Omega} \sqrt{g} du^1 du^2.$$

Osserviamo che, in due dimensioni, la misura di un insieme coincide con l'area; in spazi di dimensione n , l'integrale di \sqrt{g} fornisce rispettivamente un volume n -dimensionale. Questo procedimento vale per spazi (o *manifolds*) **Riemanniani**, in cui $ds^2 > 0$. Negli spazi **pseudo-Riemanniani** (ad esempio, lo *spazio-tempo di Minkowski* nella Relatività Speciale) alcuni elementi del tensore metrico possono essere negativi; in tali casi, poiché il determinante g può risultare negativo, si usa in generale $\sqrt{|g|}$.

3 Example: Sfera

La sfera è uno spazio Riemanniano:

$$ds^2 = R^2 \cos^2 v du^2 + R^2 dv^2 \quad \begin{cases} -\pi < u < \pi \\ -\frac{\pi}{2} < v < \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

Otteniamo la matrice:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} R^2 \cos^2 v & 0 \\ 0 & R^2 \end{pmatrix} \Rightarrow g = R^4 \cos^2 v, \quad \sqrt{g} = R^2 \cos v$$

Calcoliamo l'area:

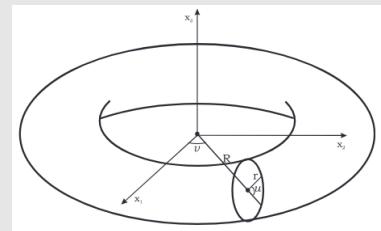
$$A = \iint_{\Omega} \sqrt{g} du dv = \int_{-\pi}^{\pi} du \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} R^2 \cos v dv = \boxed{4\pi R^2}$$

2 Example: Toro

Consideriamo un esempio più complesso, il toro:

$$\bar{x}(u, v) = [R + r \cos u] \cos v, [R + r \cos u] \sin v, r \sin u,$$

$$\begin{cases} 0 < v < 2\pi \\ 0 < u < 2\pi \\ 0 < r < R \end{cases}$$



Calcoliamo la prima forma fondamentale:

$$\begin{cases} E = R^2 + r^2 \cos^2 u \\ F = 0 \\ G = r^2 \end{cases} \Rightarrow \sqrt{g} = \sqrt{EG - F^2} = r(R + r \cos u)$$

Calcoliamo l'area:

$$\begin{aligned} A &= \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{2\pi} r(R + r \cos u) du \right] dv = 2\pi r \left[\int_0^{2\pi} R du + \int_0^{2\pi} r \cos u du \right] = \\ &= 2\pi r \left[2\pi R + r \int_0^{2\pi} \cos u du \right] = \boxed{4\pi^2 Rr} \end{aligned}$$

2

Tensori

Introduciamo il concetto di *tensore*, fondamentale per descrivere grandezze geometriche e fisiche in modo indipendente dal sistema di coordinate scelto. Analizzeremo come queste grandezze si trasformano passando da un sistema di coordinate a un altro, definendo tensori controvarianti, covarianti e misti. Vedremo infine come il tensore metrico permetta di convertire tra componenti controvarianti e covarianti.

2.1 Leggi di Trasformazione Tensoriale

Il concetto chiave per definire un tensore è la sua **legge di trasformazione** al cambiare delle coordinate. Consideriamo due sistemi di coordinate n -dimensionali, $u^i = (u^1, \dots, u^n)$ e $u'^j = (u'^1, \dots, u'^n)$.

Tensori Controvarianti (di Rango 1)

Ricordiamo dal [Capitolo 1](#) che i differenziali delle coordinate si trasformano secondo la regola:

$$du'^j = \sum_{i=1}^n \frac{\partial u'^j}{\partial u^i} du^i$$

Una qualsiasi grandezza le cui componenti V^i nel sistema u si trasformano in V'^j nel sistema u' seguendo la stessa regola dei differenziali:

$$V'^j = \sum_{i=1}^n \frac{\partial u'^j}{\partial u^i} V^i \quad \xrightarrow{\text{notazione di Einstein}} \quad V'^j = \frac{\partial u'^j}{\partial u^i} V^i$$

è definita **tensore controvariante di rango 1**, o semplicemente **vettore controvariante**. Ne consegue che le componenti del differenziale delle coordinate, du^i , costituiscono esse stesse un vettore controvariante.

Observation: Scalari

Una grandezza **scalare** Φ è una quantità il cui valore in un punto non dipende dal sistema di coordinate ($\Phi(u^i) = \Phi(u'^j)$). È considerato un **tensore di rango 0**. Un esempio fisico è la temperatura in un punto dello spazio.

Tensori Covarianti (di Rango 1)

Consideriamo ora il **gradiente** di un campo scalare Φ . Le sue componenti nel sistema u^i sono date dalle derivate parziali $W_i = \partial\Phi/\partial u^i$. Vediamo come si trasformano queste componenti passando al sistema u'^j . Le componenti nel nuovo sistema sono $W'_j = \partial\Phi/\partial u'^j$. Usando la regola della catena per la derivazione:

$$W'_j = \frac{\partial\Phi}{\partial u'^j} = \sum_i \frac{\partial\Phi}{\partial u^i} \frac{\partial u^i}{\partial u'^j} = \sum_i W_i \frac{\partial u^i}{\partial u'^j}$$

Una qualsiasi grandezza le cui componenti W_i si trasformano secondo questa regola:

$$W'_j = \sum_i \frac{\partial u^i}{\partial u'^j} W_i \quad \xrightarrow{\text{notazione di Einstein}} \quad W'_j = \frac{\partial u^i}{\partial u'^j} W_i$$

è definita **tensore covariante di rango 1**, o **covettore** (o **forma 1**).

Notiamo che la trasformazione usa le derivate $\partial u^i / \partial u'^j$, inverse rispetto a quelle usate per i tensori controvarianti ($\partial u'^j / \partial u^i$). Le componenti del gradiente $\partial\Phi/\partial u^i$ formano un covettore.

Tensore Metrico (g_{ij}) e suo Inverso (g^{ij})

Abbiamo visto nel [Capitolo 1](#) che la distanza infinitesima al quadrato, ds^2 , è uno scalare (invariante per cambi di coordinate). La sua espressione è data dalla prima forma fondamentale $ds^2 = g_{ij}du^i du^j$. Poiché ds^2 è invariante, deve valere in qualsiasi sistema di coordinate $ds^2 = g_{ij}du^i du^j = g'_{lk}du'^l du'^k$.

Sostituendo la legge di trasformazione per i differenziali $du^i = \frac{\partial u^i}{\partial u'^l} du'^l$ (e analogamente per du^j), otteniamo:

$$ds^2 = g_{ij} \left(\frac{\partial u^i}{\partial u'^l} du'^l \right) \left(\frac{\partial u^j}{\partial u'^k} du'^k \right) = \left(g_{ij} \frac{\partial u^i}{\partial u'^l} \frac{\partial u^j}{\partial u'^k} \right) du'^l du'^k$$

Confrontando questa espressione con $ds^2 = g'_{lk}du'^l du'^k$, e poiché l'uguaglianza deve valere per qualsiasi scelta dei differenziali du'^l, du'^k , deduciamo la legge di trasformazione per le componenti del tensore metrico:

$$g'_{lk} = g_{ij} \frac{\partial u^i}{\partial u'^l} \frac{\partial u^j}{\partial u'^k}$$

Tale trasformazione coinvolge due fattori $\partial u / \partial u'$ e conferma che g_{ij} è un **tensore covariante di rango 2**.

Consideriamo ora la matrice inversa del tensore metrico, le cui componenti sono indicate con g^{ij} , definita dalla relazione fondamentale $g_{ij}g^{jk} = \delta_i^k$. Vogliamo determinare come si trasformano le componenti g^{ij} al cambiare delle coordinate. Supponiamo che g^{ij} si trasformi come un tensore controvariante di rango 2, ovvero:

$$g'^{pq} = g^{ik} \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \frac{\partial u'^q}{\partial u^k} \quad (\text{Ipotesi})$$

Per verificare questa ipotesi, controlliamo se essa è consistente con l'invarianza della delta di Kronecker, cioè se $g'^{pq}g'_{qn} = \delta_n^p$. Utilizziamo le leggi di trasformazione per g'^{pq} (ipotizzata) e per g'_{qn} (nota):

1. Partiamo da

$$g'^{pq} g'_{qn} = (g^{ik} \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \frac{\partial u'^q}{\partial u^k}) (g_{mj} \frac{\partial u^m}{\partial u'^q} \frac{\partial u^j}{\partial u'^n})$$

2. Raggruppiamo le derivate e i tensori metrici:

$$= g^{ik} g_{mj} \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \left(\frac{\partial u'^q}{\partial u^k} \frac{\partial u^m}{\partial u'^q} \right) \frac{\partial u^j}{\partial u'^n}$$

3. Applichiamo la regola della catena all'interno delle parentesi:

$$\frac{\partial u'^q}{\partial u^k} \frac{\partial u^m}{\partial u'^q} = \delta_k^m \quad \rightarrow \quad = g^{ik} g_{mj} \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \delta_k^m \frac{\partial u^j}{\partial u'^n} = g^{ik} g_{kj} \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \frac{\partial u^j}{\partial u'^n}$$

4. Usiamo $g^{ik} g_{kj} = \delta_j^i$:

$$= \delta_j^i \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \frac{\partial u^j}{\partial u'^n} = \frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \frac{\partial u^i}{\partial u'^n}$$

5. Di nuovo la catena dà

$$\frac{\partial u'^p}{\partial u^i} \frac{\partial u^i}{\partial u'^n} = \delta_n^p$$

Poiché la verifica $g'^{pq}g'_{qn} = \delta_n^p$ ha successo, l'ipotesi iniziale era corretta. La legge di trasformazione per le componenti della metrica inversa è quindi:

$$g'^{lk} = g^{ij} \frac{\partial u'^l}{\partial u^i} \frac{\partial u'^k}{\partial u^j}$$

Tale trasformazione coinvolge due fattori $\frac{\partial u'}{\partial u}$ e conferma che g^{ij} è un **tensore controvariante di rango 2**.

Tensori Misti

Un tensore può avere sia indici controvarianti (in alto) che covarianti (in basso). Un esempio fondamentale è la **delta di Kronecker** δ_i^k , che è un **tensore misto di rango 2** (1 controvariante, 1 covariante). Per un generico tensore misto, come V_i^j , la legge di trasformazione combina le regole precedenti: un fattore $\partial u' / \partial u^i$ per ogni indice controvariante e un fattore $\partial u^j / \partial u'$ per ogni indice covariante:

$$V_l'^k = \frac{\partial u'^k}{\partial u^j} \frac{\partial u^i}{\partial u'^l} V_i^j$$

Observation: Rango e Indici

Un tensore ha **rango $N+M$** se ha N indici controvarianti e M covarianti (spesso detto di tipo (N,M)).

Nota: Non tutti gli oggetti matematici definiti con indici si trasformano come tensori. Un esempio importante che vedremo più avanti sono i simboli di Christoffel Γ_{ij}^k .

Tip: Invarianza della Delta di Kronecker

Si può dimostrare che δ_i^k è l'unico tensore (a parte gli scalari costanti e il tensore nullo) le cui componenti sono le stesse in tutti i sistemi di coordinate.

$$\delta_l^k = \frac{\partial u'^k}{\partial u^j} \frac{\partial u^i}{\partial u'^l} \delta_i^j = \frac{\partial u'^k}{\partial u^j} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} = \frac{\partial u'^k}{\partial u'^l} = \delta_l^k$$

2.1.1 Algebra Tensoriale

Le operazioni algebriche di base (somma, prodotto per scalare) si applicano ai tensori componente per componente, a patto che abbiano lo stesso rango e lo stesso tipo (stesso numero di indici controvarianti e covarianti). Esistono inoltre operazioni specifiche per i tensori:

- **Prodotto Esterno (o Tensoriale):** Il prodotto esterno di due tensori genera un nuovo tensore il cui rango è la somma dei ranghi dei tensori originali. Ad esempio, il prodotto esterno di un tensore di tipo $(0,2)$, A_{ij} , e di un vettore controvariante (tipo $(1,0)$), C^k , è un tensore di tipo $(1,2)$:

$$D_{ij}^k = A_{ij} C^k$$

Le componenti del nuovo tensore sono semplicemente il prodotto delle componenti dei tensori originali. Non si applica la somma di Einstein in questo caso, poiché non ci sono indici ripetuti.

- **Contrazione:** La contrazione riduce il rango di un tensore di 2. Si applica a un tensore che abbia almeno un indice controvariante e uno covariante. Consiste nell'eguagliare uno degli indici superiori con uno degli indici inferiori e sommare su quell'indice secondo la convenzione di Einstein. Ad esempio:

Sia T_{kl}^j un tensore $(1,2)$. Contraendo gli indici j e l si ottiene: $B_k = T_{kj}^j$

B_k è un tensore di rango 1 (covariante).

- **Prodotto Scalare (Contrazione + Prodotto Esterno):** Il prodotto scalare tra due vettori (che geometricamente è $\bar{v} \cdot \bar{w}$) può essere visto come il prodotto esterno seguito da una doppia contrazione usando il tensore metrico. Per due vettori controvarianti v^i e w^j , il prodotto esterno è $v^i w^j$. Contraendo con g_{ij} :

$$\text{Scalare} = g_{ij} v^i w^j \quad (= \bar{v} \cdot \bar{w})$$

Analogamente, per due vettori covarianti v_i e w_j :

$$\text{Scalare} = g^{ij} v_i w_j$$

E per un vettore controvariante v^i e uno covariante w_j :

$$\text{Scalare} = v^i w_i \quad (= v^i g_{ij} w^j)$$

- Innalzare e Abbassare Indici:** Il tensore metrico g_{ij} e il suo inverso g^{ij} permettono di convertire componenti controvarianti in covarianti e viceversa, mantenendo l'identità del tensore sottostante. Per un vettore \mathbf{D} con componenti controvarianti D^j e covarianti D_i :

$$D_i = g_{ij} D^j \quad (\text{abbassare l'indice } j)$$

$$D^i = g^{ij} D_j \quad (\text{innalzare l'indice } j)$$

Questo si estende a tensori di rango superiore. Ad esempio, per un tensore T^{ij} : $T_j^i = g_{jk} T^{ik}$, $T_{ij} = g_{ik} T_j^k = g_{ik} g_{jl} T^{kl}$, ecc.

Tip:

L'operazione di abbassare l'indice di un vettore controvariante v^i per ottenere $v_k = g_{ik} v^i$ corrisponde geometricamente a calcolare la proiezione del vettore \bar{v} sulla direzione definita dal vettore di base \bar{x}_k : $v_k \equiv \bar{v} \cdot \bar{x}_k$. Questo sarà utile nell'interpretazione grafica.

2.1.2 Rappresentazione Geometrica delle Componenti Vettoriali

Mentre un vettore \bar{A} è un'entità geometrica indipendente dalle coordinate, le sue *componenti* dipendono dal sistema di coordinate e dalla base scelta. Capire la differenza tra componenti controvarianti (A^i) e covarianti (A_i) può essere più intuitivo con un esempio grafico.

Consideriamo un piano con un sistema di coordinate u^1, u^2 non necessariamente ortogonali. In un punto P , i **vettori di base covarianti** $\bar{x}_1 = \partial \bar{r} / \partial u^1$ e $\bar{x}_2 = \partial \bar{r} / \partial u^2$ sono tangenti alle linee coordinate passanti per P . Questi vettori formano la *base naturale* o *base covariante*.

Un vettore \bar{A} può essere scomposto in questa base:

$$\bar{A} = A^1 \bar{x}_1 + A^2 \bar{x}_2 = A^i \bar{x}_i$$

Le A^i sono le **componenti controvarianti**. Geometricamente, esse corrispondono alle componenti ottenute scomponendo il vettore \bar{A} tramite la *regola del parallelogramma*, usando direzioni parallele ai vettori di base \bar{x}_i . Sono le "usuali" componenti vettoriali.

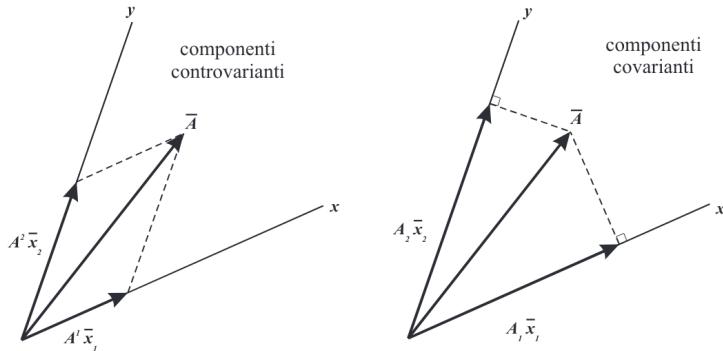


Figure 2.1: Rappresentazione geometrica delle componenti controvarianti (A^i) e covarianti (A_i) di un vettore \bar{A} in una base non ortogonale (\bar{x}_1, \bar{x}_2). Le componenti controvarianti sono ottenute con proiezioni parallele agli assi, mentre quelle covarianti con proiezioni ortogonali ai vettori della base duale (non mostrata) o equivalentemente $A_i = \bar{A} \cdot \bar{x}_i$.

Le **componenti covarianti** A_i sono definite dal prodotto scalare del vettore \bar{A} con i vettori della base covariante:

$$A_i = \bar{A} \cdot \bar{x}_i$$

Geometricamente, A_i rappresenta la *proiezione ortogonale* del vettore \bar{A} sulla direzione del vettore di base \bar{x}_i , moltiplicata per la lunghezza di \bar{x}_i (infatti $A_i = |\bar{A}| |\bar{x}_i| \cos \theta_i$).

Attenzione: questo non corrisponde alla proiezione ortogonale sugli assi coordinati, a meno che la base non sia ortonormale.

- Se la base $\{\bar{x}_i\}$ è **ortonormale** ($g_{ij} = \delta_{ij}$), allora $\bar{A} = A^i \bar{x}_i$ e $A_i = \bar{A} \cdot \bar{x}_i = (A^j \bar{x}_j) \cdot \bar{x}_i = A^j (\bar{x}_j \cdot \bar{x}_i) = A^j \delta_{ji} = A^i$. In questo caso, e solo in questo caso, le componenti controvarianti e covarianti coincidono.
- Se la base è solo **ortogonale** ($g_{ij} = 0$ per $i \neq j$), le componenti controvarianti e covarianti sono proporzionali: $A_i = g_{ii} A^i$ (no somma).
- Nel caso generale **non ortogonale**, le componenti sono distinte e legate dalla metrica: $A_i = g_{ij} A^j$.

⌚ Observation: Principio di Covarianza Generale

La distinzione tra componenti controvarianti e covarianti è cruciale in Relatività Generale. Il **Principio di Covarianza Generale** afferma che le leggi fisiche devono essere espresse da equazioni tensoriali. Un'equazione tra tensori (es. $A_{\beta\gamma}^\alpha = B_{\beta\gamma}^\alpha$) è valida in un sistema di coordinate se e solo se è valida in tutti i sistemi di coordinate, poiché entrambi i membri si trasformano allo stesso modo. Questo garantisce che le leggi fisiche siano indipendenti dalla scelta (arbitraria) delle coordinate.

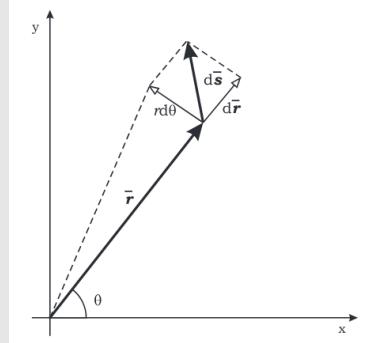
➊ Example: Vettori nel piano in coordinate polari

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 \rightarrow u^1 \equiv r \quad u^2 = \theta$$

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & r^2 \end{pmatrix} \quad g^{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{r^2} \end{pmatrix}$$

$$g = r^2 \rightarrow \sqrt{g} = r$$

Dati $A_i = (5, 9)$ e $B^i = (3, 7)$, abbiamo:



in particolare:

$$\begin{aligned} A^i = g^{ij} A_j &\rightarrow A^1 = g^{11} A_1 + g^{12} A_2 = 1 \cdot 5 + 0 \cdot 9 = 5 \\ &\rightarrow A^2 = g^{21} A_1 + g^{22} A_2 = 0 \cdot 5 + 1/r^2 \cdot 9 = 9/r^2 \\ B_i = g_{ij} B^j &\rightarrow B_1 = g_{11} B^1 + g_{12} B^2 = 1 \cdot 3 + 0 \cdot 7 = 3 \\ &\rightarrow B_2 = g_{21} B^1 + g_{22} B^2 = 0 \cdot 3 + r^2 \cdot 7 = 7r^2 \end{aligned}$$

Quindi:

$$A^i B_i = A^1 B_1 + A^2 B_2 = 5 \cdot 3 + 9/r^2 \cdot 7r^2 = 78 = A_i B^i$$

Cioè $A^i B_i = g_{ij} A^i B^j = g^{ij} A_j B_i = A_i B^i$ è invariante.

Nota: Abbiamo che $dS = \sqrt{g} du^1 du^2 \rightarrow r dr d\theta$ è l'elemento di superficie.

2.2 Curvatura di una Superficie

Dopo aver definito la metrica intrinseca di una superficie tramite la prima forma fondamentale, possiamo esplorare un concetto geometrico fondamentale: la **curvatura**. Mentre la curvatura di una curva piana è descritta da un singolo numero (il raggio di curvatura o il suo inverso), la curvatura di una superficie in un punto è più complessa e dipende dalla direzione considerata.

2.2.1 Curvature Normali e Principali

Consideriamo un punto P su una superficie regolare M e il versore normale \hat{n} in P . Per ogni vettore tangente \bar{v} in P , il piano definito da \hat{n} e \bar{v} intersecca la superficie M lungo una curva $\mathcal{C}_{\bar{v}}$.

Questa curva $\mathcal{C}_{\bar{v}}$ ha una sua curvatura k nel punto P , definita come visto per le curve piane (Sezione 1.2). La **curvatura normale** $k_n(\bar{v})$ della superficie M in P lungo la direzione \bar{v} è definita come:

$$k_n(\bar{v}) = k \cos \alpha$$

dove α è l'angolo tra il versore normale alla curva $\mathcal{C}_{\bar{v}}$ e il versore normale alla superficie \hat{n} in P . Alternativamente, si può definire $k_n = \pm 1/R$, dove R è il raggio di curvatura della curva $\mathcal{C}_{\bar{v}}$ e il segno dipende da quale lato giace il centro di curvatura rispetto a \hat{n} .

Si dimostra (Teorema di Eulero sulla curvatura) che al variare della direzione del versore tangente \bar{v} nel piano tangente in P , la curvatura normale $k_n(\bar{v})$ assume un valore massimo k_1 e un valore minimo k_2 in due direzioni tra loro ortogonali.

k_1 e k_2 sono chiamate **curvature principali** e le rispettive direzioni sono dette **direzioni principali**.

2.2.2 Curvatura Gaussiana e Curvatura Media

A partire dalle curvature principali, si definiscono due importanti misure scalari della curvatura in P :

- La **Curvatura Gaussiana** K : È il prodotto delle curvature principali.

$$K = k_1 \cdot k_2$$

La curvatura Gaussiana è una misura *intrinseca* della curvatura (Teorema Eggregium di Gauss): può essere calcolata conoscendo solo la prima forma fondamentale (g_{ij}) e le sue derivate, senza riferimento allo spazio ambiente \mathbb{R}^3 . Questo la rende fondamentale in Relatività Generale.

- La **Curvatura Media** H : È la media aritmetica delle curvature principali.

$$H = \frac{k_1 + k_2}{2}$$

La curvatura media è una misura *estrinseca*, dipende da come la superficie è immersa nello spazio ambiente.

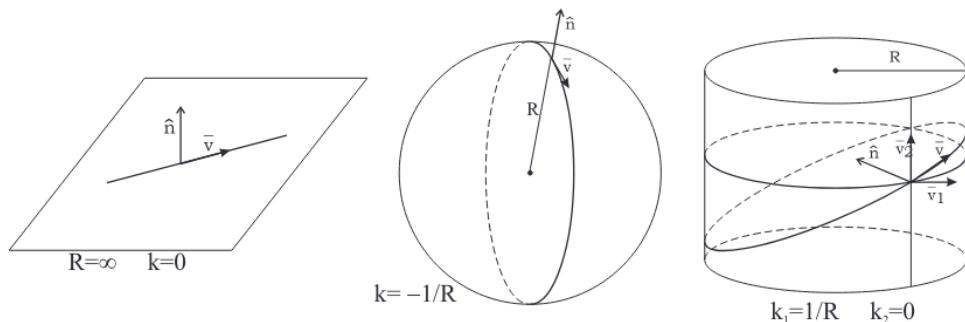


Figure 2.3: Esempi di curvature principali e Gaussiana: (a) Piano: $k_1 = k_2 = 0 \Rightarrow K = 0$. (b) Sfera di raggio R : $k_1 = k_2 = 1/R \Rightarrow K = 1/R^2 > 0$. (c) Cilindro: $k_1 = 1/R, k_2 = 0 \Rightarrow K = 0$.

Observation: Curvatura e Forma Locale della Superficie

La curvatura Gaussiana K fornisce informazioni qualitative sulla forma locale della superficie attorno a un punto P .

- Se $K > 0$ (punto ellittico), la superficie sta "tutta da una parte" rispetto al piano tangente π in P (almeno localmente), come nel caso della sfera.
- Se $K < 0$ (punto iperbolico o a sella), la superficie attraversa il piano tangente, assomigliando localmente a una sella. Un esempio è il paraboloido iperbolico $z = x^2 - y^2$.
- Se $K = 0$ (punto parabolico), la situazione è intermedia (come nel cilindro o nel piano).

Possiamo capire meglio questa relazione analizzando lo sviluppo in serie di Taylor della superficie attorno al punto P .

Supponiamo, per semplicità, di scegliere un sistema di coordinate (x, y) tale che P sia l'origine $(0, 0)$ e il piano tangente in P sia il piano $z = 0$.

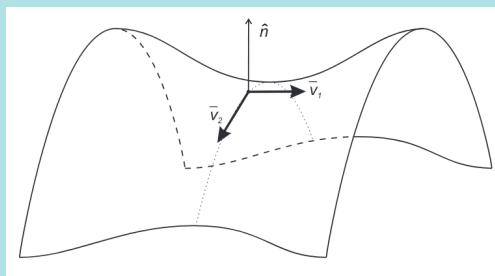


Figure 2.4: Punto iperbolico ($K < 0$)

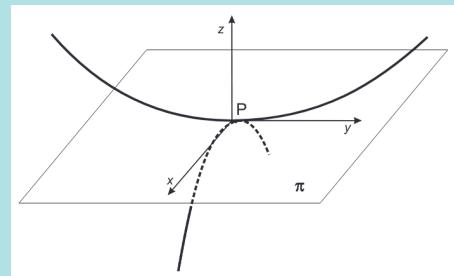


Figure 2.5: Sviluppo locale attorno a P

L'equazione locale della superficie sarà $z = f(x, y)$, con $f(0, 0) = 0$ e $\partial f / \partial x|_P = \partial f / \partial y|_P = 0$. Lo sviluppo di Taylor al secondo ordine è:

$$z = \underbrace{f(0, 0)}_0 + \underbrace{\frac{\partial f}{\partial x}\Big|_P}_0 x + \underbrace{\frac{\partial f}{\partial y}\Big|_P}_0 y + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}\Big|_P x^2 + 2 \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}\Big|_P xy + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}\Big|_P y^2 \right] + \mathcal{O}(3)$$

Raccogliendo i termini del secondo ordine:

$$z \approx \frac{1}{2} (ax^2 + 2bxy + cy^2)$$

dove $a = \partial^2 f / \partial x^2|_P$, $b = \partial^2 f / \partial x \partial y|_P$, $c = \partial^2 f / \partial y^2|_P$.

L'equazione $ax^2 + 2bxy + cy^2 = \text{costante}$ (corrispondente a tagliare la superficie con un piano $z = \text{costante}$ vicino a P) descrive una conica nel piano xy . La natura di questa conica dipende dal segno del discriminante della forma quadratica, $\Delta = ac - b^2$.

Si può dimostrare che questo segno è direttamente legato al segno della curvatura Gaussiana K in P :

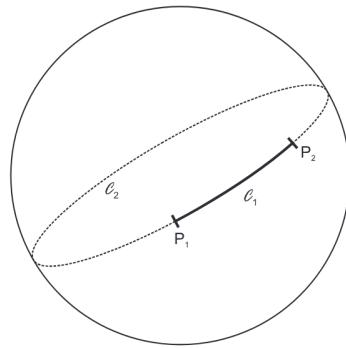
- Se $ac - b^2 > 0$ (corrisponde a $K > 0$): l'equazione descrive un'ellisse. La superficie è localmente concava o convessa come una scodella (punto ellittico).
- Se $ac - b^2 = 0$ (corrisponde a $K = 0$): l'equazione descrive una parabola o linee parallele (punto parabolico).
- Se $ac - b^2 < 0$ (corrisponde a $K < 0$): l'equazione descrive un'iperbole (punto iperbolico o a sella).

Inoltre, orientando opportunamente gli assi x, y lungo le direzioni principali in P , il termine misto b si annulla e lo sviluppo diventa $z \approx \frac{1}{2}(a'x'^2 + c'y'^2)$. Le costanti a' e c' sono direttamente proporzionali alle curvature principali k_1 e k_2 .

2.3 Geodetiche

Intuitivamente, una **geodetica** su una superficie (o più in generale, su una varietà Riemanniana o pseudo-Riemanniana) è la curva che generalizza il concetto di "linea retta" in uno spazio curvo. È la curva di lunghezza "stazionaria" (spesso minima, ma non sempre) tra due punti sufficientemente vicini.

Ad esempio su una sfera sono geodetiche tra i punti P_1 e P_2 sia \mathcal{C}_1 che \mathcal{C}_2 (entrambi archi di cerchio massimo), ma il cammino più breve corrisponde a \mathcal{C}_1 .



Definizione Variazionale

Consideriamo una curva $\bar{r}(t) = \bar{x}(u^i(t))$ su una superficie, che collega due punti $P_1 = \bar{r}(t_1)$ e $P_2 = \bar{r}(t_2)$. La lunghezza di questa curva è data dall'integrale dell'elemento di lunghezza ds :

$$ds^2 = g_{jk} du^j du^k \quad \Rightarrow \quad S = \int_{P_1}^{P_2} ds = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{g_{jk} \frac{du^j}{dt} \frac{du^k}{dt}} dt$$

Definiamo il Lagrangiano L come l'integrando:

$$L(u^i, \dot{u}^i, t) = \sqrt{g_{jk} \dot{u}^j \dot{u}^k} \equiv \sqrt{F} \quad \text{dove } \dot{u}^i = \frac{du^i}{dt}$$

Definition: Geodetiche

Una curva è una geodetica se la sua lunghezza S è stazionaria rispetto a piccole variazioni della curva che mantengano fissi gli estremi P_1 e P_2 . Dal calcolo delle variazioni, ciò avviene se le coordinate $u^i(t)$ soddisfano le **equazioni di Eulero-Lagrange**:

$$\boxed{\frac{\partial L}{\partial u^i} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{u}^i} \right) = 0 \quad \text{per ogni } i}$$

2.3.1 Derivazione dell'Equazione delle Geodetiche

Calcoliamo i termini delle equazioni di Eulero-Lagrange usando $L = \sqrt{F}$.

1. **Calcolo di $\partial L / \partial u^i$:**

$$\frac{\partial L}{\partial u^i} = \frac{1}{2\sqrt{F}} \frac{\partial F}{\partial u^i} = \frac{1}{2L} \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \dot{u}^j \dot{u}^k$$

2. **Calcolo di $\partial L / \partial \dot{u}^i$:**

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{u}^i} = \frac{1}{2\sqrt{F}} \frac{\partial F}{\partial \dot{u}^i} = \frac{1}{2L} (g_{ik} \dot{u}^k + g_{ji} \dot{u}^j)$$

Usando la simmetria $g_{ji} = g_{ij}$ e scambiando gli indici muti $k \leftrightarrow j$ nel secondo termine:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{u}^i} = \frac{1}{2L} (g_{ik} \dot{u}^k + g_{ik} \dot{u}^k) = \frac{1}{L} g_{ik} \dot{u}^k$$

3. **Equazione di Eulero-Lagrange:** Sostituendo i termini calcolati:

$$\frac{1}{2L} \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \dot{u}^j \dot{u}^k - \frac{d}{dt} \left(\frac{g_{ik} \dot{u}^k}{L} \right) = 0$$

4. Semplificazione con Parametrizzazione Affine: L'equazione si semplifica notevolmente se scegliamo un parametro t tale che sia proporzionale all'ascissa curvilinea s , cioè $s = \alpha t + \beta$. Per semplicità, assumiamo $t = s$ (scegliendo $\alpha = 1, \beta = 0$), che corrisponde a parametrizzare la curva con la sua lunghezza d'arco. In questo caso:

$$L = \sqrt{g_{jk} \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds}} = \frac{ds}{ds} = 1 \quad (\text{costante})$$

Poiché $L = 1$, la derivata $\frac{dL}{dt} = \frac{dL}{ds} = 0$. L'equazione di Eulero-Lagrange diventa:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \dot{u}^j \dot{u}^k - \frac{d}{ds} \left(g_{ik} \dot{u}^k \right) = 0$$

dove ora $\dot{u}^k = du^k/ds$. Calcolando la derivata totale rispetto a s :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \dot{u}^j \dot{u}^k - \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} \frac{du^l}{ds} \dot{u}^k + g_{ik} \frac{d\dot{u}^k}{ds} \right) &= 0 \\ \frac{1}{2} \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \dot{u}^j \dot{u}^k - \frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} \dot{u}^l \dot{u}^k - g_{ik} \ddot{u}^k &= 0 \end{aligned}$$

dove $\ddot{u}^k = d^2 u^k / ds^2$. Moltiplicando per -1 e riordinando:

$$g_{ik} \ddot{u}^k + \frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} \dot{u}^l \dot{u}^k - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{lk}}{\partial u^i} \dot{u}^l \dot{u}^k = 0$$

(Nell'ultimo termine abbiamo scambiato gli indici muti $j \leftrightarrow l$).

5. Introduzione dei Simboli di Christoffel: Per raggruppare i termini e introdurre i simboli di Christoffel.

Sfruttando la simmetria del prodotto $\dot{u}^l \dot{u}^k$ (che è simmetrico rispetto allo scambio degli indici l, k), si ottiene:

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} \dot{u}^l \dot{u}^k = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} + \frac{\partial g_{il}}{\partial u^k} \right) \dot{u}^l \dot{u}^k$$

Sostituendo nell'equazione precedente:

$$g_{ik} \ddot{u}^k + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} + \frac{\partial g_{il}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{lk}}{\partial u^i} \right) \right] \dot{u}^l \dot{u}^k = 0$$

Il termine tra parentesi quadre è proprio Γ_{ilk} . Quindi:

$$g_{ik} \ddot{u}^k + \Gamma_{ilk} \dot{u}^l \dot{u}^k = 0$$

(Abbiamo rinominato l'indice muto $j \rightarrow l$ rispetto alla formula Γ_{ijk} per coerenza).

6. Equazione Finale: Moltiplichiamo ora per g^{mi} e sommiamo sull'indice i :

$$g^{mi} g_{ik} \ddot{u}^k + g^{mi} \Gamma_{ilk} \dot{u}^l \dot{u}^k = 0$$

$$\delta_k^m \ddot{u}^k + \Gamma_{lk}^m \dot{u}^l \dot{u}^k = 0$$

dove abbiamo usato la definizione dei simboli di Christoffel di seconda specie $\Gamma_{lk}^m = g^{mi} \Gamma_{ilk}$. Ridenominando l'indice libero $m \rightarrow l$ e gli indici muti $(l, k) \rightarrow (j, k)$:

$$\boxed{\frac{d^2 u^l}{ds^2} + \Gamma_{jk}^l \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} = 0}$$

Questa è l'**equazione delle geodetiche** quando la curva è parametrizzata rispetto alla sua lunghezza d'arco s . Tale equazione esprime la condizione di stazionarietà, cioè l'equazione differenziale che definisce una geodetica

Definition: Simboli di Christoffel

1. I **simboli di Christoffel di prima specie** sono:

$$\Gamma_{ijk} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^j} + \frac{\partial g_{ji}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \right)$$

2. I **simboli di Christoffel di seconda specie** (o **connessione affine** di Levi-Civita) sono:

$$\Gamma_{jk}^l = g^{li} \Gamma_{ijk} = \frac{1}{2} g^{li} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^j} + \frac{\partial g_{ji}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \right)$$

cioè è una quantità dipendente da g_{ij} e dalle sue derivate prime. Si noti inoltre che $\Gamma_{jk}^l = \Gamma_{kj}^l$.

Entrambi sono simmetrici negli ultimi due indici inferiori: $\Gamma_{ijk} = \Gamma_{ikj}$ e $\Gamma_{jk}^l = \Gamma_{kj}^l$.

Per convenienza, si usa spesso la notazione con la virgola per le derivate parziali: $\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^j} \equiv g_{ik,j}$.

È fondamentale notare che i simboli di Christoffel Γ_{jk}^l , nonostante abbiano tre indici, **non sono le componenti di un tensore**. La loro legge di trasformazione sotto un cambio di coordinate $u^i \rightarrow u'^m$ è più complessa:

$$\Gamma_{mn}^l = \frac{\partial u^l}{\partial u^m} \frac{\partial u^j}{\partial u'^n} \frac{\partial u^k}{\partial u'^n} \Gamma_{jk}^l + \underbrace{\frac{\partial u^l}{\partial u^i} \frac{\partial^2 u^i}{\partial u'^m \partial u'^n}}$$

La presenza del secondo termine (che coinvolge le derivate seconde delle funzioni di trasformazione) impedisce ai Γ_{jk}^l di trasformarsi come un tensore. Tuttavia, l'intera equazione delle geodetiche è un'equazione tensoriale (uguaglianza tra due tensori nulli, o meglio, tra l'accelerazione covariante e zero), garantendo la sua validità in ogni sistema di coordinate.

Example: Piano in coordinate cartesiane

Nel caso banale di una trasformazione da coordinate cartesiane ad altre coordinate cartesiane $(u, v) \rightarrow (x, y)$, la metrica è data da:

$$u, v \rightarrow x, y \quad \Rightarrow \quad g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Il tensore metrico è diagonale, quindi l'elemento di linea si semplifica a:

$$ds^2 = g_{ij} du^i du^j = \sum_{ij} g_{ij} du^i du^j = du^2 + dv^2$$

Nel piano cartesiano, tutte le derivate della metrica sono nulle, quindi anche tutti i simboli di Christoffel sono nulli. Le equazioni delle geodetiche si semplificano quindi a:

Abbiamo quindi:

$$\begin{cases} \frac{d^2 u^i}{ds^2} = 0 \\ \frac{d^2 v^i}{ds^2} = 0 \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \frac{dx}{ds} = a & \rightarrow x = as + b \\ \frac{dy}{ds} = b & \rightarrow y = cs + d \end{cases}$$

Abbiamo dunque:

$$s = \frac{x-b}{a} \quad y = c \frac{x-b}{a} + d = \frac{c}{a} x + \left(d - \frac{cb}{a} \right)$$

dunque, rinominando $m = \frac{c}{a}$ e $n = d - \frac{cb}{a}$, otteniamo l'equazione di una retta:

$$y = mx + n$$

❸ Example: *Piano in coordinate polari*

Nel caso del piano in coordinate polari, le coordinate sono (r, θ) e la metrica è data da:

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2, \quad g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & r^2 \end{pmatrix}, \quad g^{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{r^2} \end{pmatrix}.$$

$$\frac{d^2 u^i}{ds^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} = 0$$

Ricordiamo che i simboli di Christoffel sono dati da:

$$\Gamma_{jk}^i = \frac{1}{2} g^{ir} \left(\frac{\partial g_{jr}}{\partial u^k} + \frac{\partial g_{kr}}{\partial u^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^r} \right)$$

ricordando anche la simmetria su j e k .

Calcoliamo esplicitamente i simboli di Christoffel:

- Se $i = r = 1$:

$$\Gamma_{jk}^1 = \frac{1}{2} g^{11} \left(\frac{\partial g_{j1}}{\partial u^k} + \frac{\partial g_{k1}}{\partial u^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^1} \right) \quad \text{perchè } g^{12} = 0$$

- Se $j = k = 2$ (tutti gli altri termini sono nulli):

$$\Gamma_{22}^1 = \frac{1}{2} g^{11} \left(\cancel{\frac{\partial g_{21}}{\partial u^2}} + \cancel{\frac{\partial g_{21}}{\partial u^2}} - \frac{\partial g_{22}}{\partial u^1} \right) = -\frac{1}{2} \cdot 1 \cdot \frac{\partial r^2}{\partial r} = -r$$

- Se $i = r = 2$:

$$\Gamma_{jk}^2 = \frac{1}{2} g^{22} \left(\frac{\partial g_{j2}}{\partial u^k} + \frac{\partial g_{k2}}{\partial u^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^2} \right) \quad \text{perchè } g^{21} = 0$$

- Se $j = 1, k = 2$ (tutti gli altri termini sono nulli):

$$\Gamma_{12}^2 = \frac{1}{2} g^{22} \left(\cancel{\frac{\partial g_{12}}{\partial u^2}} + \frac{\partial g_{22}}{\partial u^1} - \cancel{\frac{\partial g_{12}}{\partial u^2}} \right) = \frac{1}{2} \frac{1}{r^2} \frac{dr^2}{dr} = \frac{1}{r}$$

Si ottiene quindi:

$$\boxed{\Gamma_{11}^1 = \Gamma_{12}^1 = \Gamma_{11}^2 = \Gamma_{22}^2 = 0}$$

Da cui otteniamo il sistema:

$$\begin{cases} \frac{d^2 r}{ds^2} - r \left(\frac{d\theta}{ds} \right)^2 = 0 \\ \frac{d^2 \theta}{ds^2} + \frac{2}{r} \left(\frac{dr}{ds} \right) \left(\frac{d\theta}{ds} \right) = 0 \end{cases}$$

Le soluzioni di questo sistema di equazioni differenziali rappresentano sempre rette nel piano Euclideo, come ci si aspetta. Un caso particolare per illustrarlo si ha se $\frac{d\theta}{ds} = 0$ (corrispondente a un moto lungo

un raggio, con $\theta = \text{costante}$). In questa situazione, la prima equazione del sistema si semplifica in $\frac{d^2 r}{ds^2} = 0$. Integrando due volte, si ottiene $\frac{dr}{ds} = \text{costante}$ e $r(s)$ lineare in s , il che descrive appunto una retta passante per l'origine.

Abbiamo definito le geodetiche su una superficie (che sono le analoghe alle rette nel piano cartesiano). Sappiamo che, sul piano, la circonferenza C di un cerchio di raggio a è $C = 2\pi a$.

In modo analogo, su una superficie qualsiasi, possiamo definire una "circonferenza geodetica" di raggio a e centro O nel seguente modo:

- Da O tracciamo tutte le geodetiche (le "rette" della superficie).
 - Su ciascuna geodetica, individuiamo il punto che dista da O una lunghezza (ascissa curvilinea) pari ad a .
- L'insieme di tutti questi punti costituisce la circonferenza geodetica di raggio a e centro O .

Possiamo ora chiederci: qual è la lunghezza C di questa circonferenza? E come dipende dalla curvatura della superficie?

Vediamo il caso della sfera di raggio R (che possiamo visualizzare nello spazio euclideo E^3):

$$C = 2\pi x = 2\pi R \sin\left(\frac{a}{R}\right)$$

Dove $x = R \sin(a/R)$ è il raggio del "parallelo" a distanza a dal polo.

Per $a \ll R$ (cioè per cerchi piccoli rispetto al raggio della sfera), possiamo sviluppare il seno in serie di Taylor:

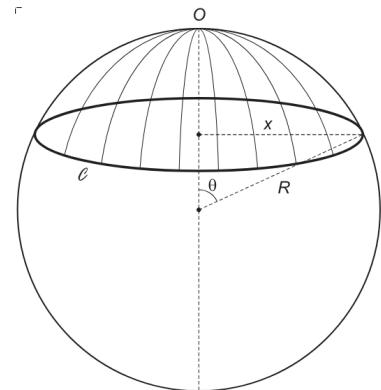
$$\sin\left(\frac{a}{R}\right) \approx \frac{a}{R} - \frac{1}{6} \left(\frac{a}{R}\right)^3 + \dots$$

Sostituendo:

$$C \approx 2\pi R \left(\frac{a}{R} - \frac{1}{6} \frac{a^3}{R^3} \right) = 2\pi a - \frac{\pi a^3}{3 R^2} + O(a^5)$$

Osserviamo che:

- **Sul piano**, $C = 2\pi a$ esattamente.
- **Sulla sfera**, la lunghezza della circonferenza è minore di $2\pi a$ a causa della curvatura positiva.

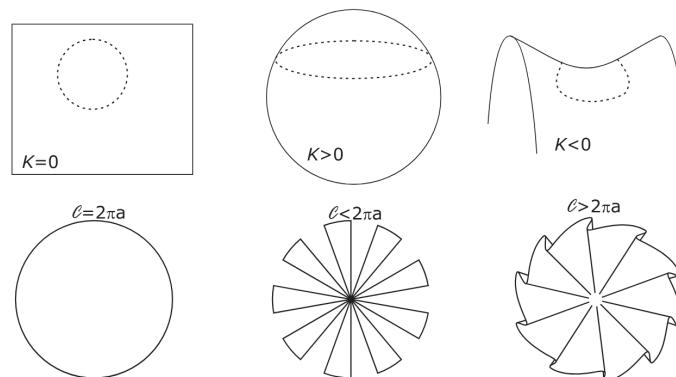


La differenza $2\pi a - C$ è legata alla curvatura della superficie. Infatti, per la sfera la curvatura di Gauss è $K = 1/R^2$. Possiamo allora scrivere, trascurando i termini di ordine superiore:

$$K = 3\pi \lim_{a \rightarrow 0} \left(\frac{2\pi a - C}{a^3} \right)$$

Questa formula vale in generale: misura come la lunghezza della circonferenza geodetica si discosta dal caso piano, per piccoli raggi a .

Se $K = 0$ (piano): $C = 2\pi a$. Se $K > 0$ (sfera): $C < 2\pi a$. Se $K < 0$ (punto di sella): $C > 2\pi a$.



La curvatura di Gauss K è dunque una proprietà **locale** e **intrinseca** della superficie: dipende solo dalle distanze misurabili sulla superficie stessa, non dal modo in cui essa è immersa nello spazio. K è invariante rispetto al sistema di coordinate scelto (come ds^2), anche se può variare da punto a punto sulla superficie (invariante non significa costante).

Come si fa a determinare K a partire da g_{ij} ? Poichè il tensore metrico è quello che contiene l'informazione sulle distanze, e misurando queste ottengo K , ci deve essere un legame tra le due grandezze. Vediamo che K deve dipendere dalle derivate seconde (almeno) di g_{ij} in un punto. Questo deriva dal fatto che K è invariante, non dipende dal sistema di coordinate usato, ed è una quantità locale, cioè dipende dal comportamento di g_{ij} in un intorno infinitesimo del punto scelto.

In un intorno infinitesimo di un punto è sempre possibile scegliere un sistema di coordinate in cui la matrice dei componenti metrici $g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ed in cui le derivate parziali $g_{ij,k}$ sono nulle. Tale sistema viene definito *localmente euclideo*.

Per capire come ciò sia possibile, ricordiamo che la trasformazione della metrifica da g_{ij} a g'_{kl} è:

$$g'_{kl} = \frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij}.$$

Espandiamo g'_{kl} attorno al punto x_0 (usiamo la notazione $\frac{\partial g'_{kl}}{\partial x^m} = g'_{kl,m}$ per le derivate parziali):

$$g'_{kl}(x) = g'_{kl}(x_0) + g'_{kl,m}(x_0)(x^m - x_0^m) + \frac{1}{2} g'_{kl,mm}(x_0)(x^m - x_0^m)(x^n - x_0^n) + \dots,$$

dove

$$\begin{aligned} g'_{kl}(x_0) &= \left[\frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij} \right]_{x_0}, \\ g'_{kl,m}(x_0) &= \left[\frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij,m} \right]_{x_0} + \left[\frac{\partial^2 u^i}{\partial u'^m \partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij} \right]_{x_0} + \left[\frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \frac{\partial^2 u^j}{\partial u'^m \partial u'^l} g_{ij} \right]_{x_0} \end{aligned}$$

Per la simmetria tra gli indici i e j e tra k e l , possiamo riscrivere:

$$g'_{kl,m}(x_0) = \left[\frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij,m} \right]_{x_0} + \left[2 \frac{\partial^2 u^i}{\partial u'^m \partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij} \right]_{x_0}$$

Analogamente, per le derivate seconde si ha:

$$g'_{kl,mm}(x_0) = \left[\frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij,mm} \right]_{x_0} + \left[2 \frac{\partial^3 u^i}{\partial u'^m \partial u'^n \partial u'^k} \frac{\partial u^j}{\partial u'^l} g_{ij} \right]_{x_0} + \text{derivate prime, seconde e terze}$$

Supponendo di voler, tramite un'opportuna trasformazione di coordinate, portare g'_{kl} in una forma voluta in un intorno di x_0 , dobbiamo specificare nella trasformazione le seguenti quantità:

Derivate	2-D	3-D	4-D	N-D
$\left(\frac{\partial u^i}{\partial u'^k} \right)_{x_0}$	$2 \times 2 = 4$	9	16	N^2
$\left(\frac{\partial^2 u^i}{\partial u'^m \partial u'^k} \right)_{x_0}$	$2 \times 3 = 6$	18	40	$\frac{N^2(N+1)}{2}$
$\left(\frac{\partial^3 u^i}{\partial u'^m \partial u'^n \partial u'^k} \right)_{x_0}$	$2 \times 4 = 8$	30	80	$\frac{N^2(N+1)(N+2)}{6}$

D'altro canto, il **numero dei valori e delle derivate indipendenti** del tensore metrico risulta:

	2-D	3-D	4-D	N-D
$g'_{kl}(x_0)$	3	6	10	$\frac{N(N+1)}{2}$
$g'_{kl,m}(x_0)$	6	18	40	$\frac{N^2(N+1)}{2}$
$g'_{kl,mm}(x_0)$	9	36	100	$\left[\frac{N(N+1)}{2} \right]^2$

Dalle considerazioni precedenti possiamo trarre le seguenti conclusioni per le dimensioni 2, 3 e 4:

- **2–D:** Se si fissano i valori di $g'_{kl}(x_0)$ si hanno 3 equazioni per 4 coefficienti, lasciando un grado di libertà (la rotazione degli assi attorno a x_0). Se si impone $g'_{kl,m}(x_0) \equiv 0$, si dispongono di 6 equazioni per 6 parametri, dunque la condizione è realizzabile. Tuttavia, se si volesse anche annullare $g'_{kl,mn}(x_0)$, si avrebbero 9 equazioni per 8 parametri: il sistema risulta troppo vincolato e non ammette soluzioni, quindi le derivate seconde non possono essere annullate localmente.
- **3–D:** Per fissare $g'_{kl}(x_0)$ ci sono 6 equazioni e 9 parametri, con 3 gradi di libertà associati alla rotazione dello spazio (ad es. gli angoli di Eulero). Si può porre $g'_{kl,m}(x_0) = 0$ (18 equazioni per 18 incognite), ma non $g'_{kl,mn}(x_0) = 0$ (36 equazioni per 30 incognite).
- **4–D (Spazio di Minkowski):** Per imporre $g'_{kl}(x_0)$ si hanno 10 equazioni e 16 parametri, con 6 gradi di libertà (3 rotazioni più 3 trasformazioni di Lorentz). È possibile forzare $g'_{kl,m}(x_0) = 0$ (40 equazioni per 40 incognite), ma non $g'_{kl,mn}(x_0) = 0$ (100 equazioni per 80 incognite).

Poiché in un punto si può sempre imporre $g_{ij} = \delta_{ij}$ e $g_{ij,k} = 0$, la curvatura deve necessariamente dipendere dalle derivate seconde di g_{ij} . La forma di dipendenza più semplice, plausibilmente, è quella lineare. Prima di indagare se esista un'espressione di questo tipo, occorre definire la derivata covariante.

2.4 Derivata Covariante

Abbiamo visto che la derivata (o gradiente) di un campo scalare φ , ossia $\frac{\partial \varphi}{\partial u^i}$, è un vettore covariante. Potrebbe sembrare naturale derivare allo stesso modo un campo vettoriale $A_i(u^k)$, ottenendo un tensore di rango due; tuttavia, ciò non avviene. In generale, il differenziale dA_i (ingrediente essenziale nel rapporto incrementale) non si comporta come un tensore. Infatti, dalla legge di trasformazione

$$A_i = \frac{\partial u'^k}{\partial u^i} A'_k$$

discende che

$$dA_i = \frac{\partial u'^k}{\partial u^i} dA'_k + A'_k d\left(\frac{\partial u'^k}{\partial u^i}\right) = \frac{\partial u'^k}{\partial u^i} dA'_k + \frac{\partial^2 u'^k}{\partial u^i \partial u^l} A'_k du^l.$$

Osserviamo che dA_i è un vettore solo se $\frac{\partial^2 u'^k}{\partial u^i \partial u^l} = 0$, ossia se le nuove coordinate u'^i sono funzioni lineari delle u^i (ad esempio, quando si passa da un sistema di coordinate rettilinee a un altro rettilineo).

Perché dA_i non è un vettore? Perché la differenza

$$dA_i = A_i(u^i + du^i) - A_i(u^i)$$

riguarda due vettori applicati in punti diversi (anche se infinitamente vicini). In un sistema di coordinate generico, i coefficienti di trasformazione variano da punto a punto, quindi tali vettori non si trasformano nello stesso modo. Perché la differenza di due vettori sia a sua volta un tensore, i due vettori devono essere *confrontati nello stesso punto*. Se ambedue si trovano nello stesso punto, allora subiscono la stessa trasformazione, e anche la loro differenza si comporta come un tensore. Ne segue che, per definire una derivata che si comporti da tensore, abbiamo bisogno di una *derivata covariante*.

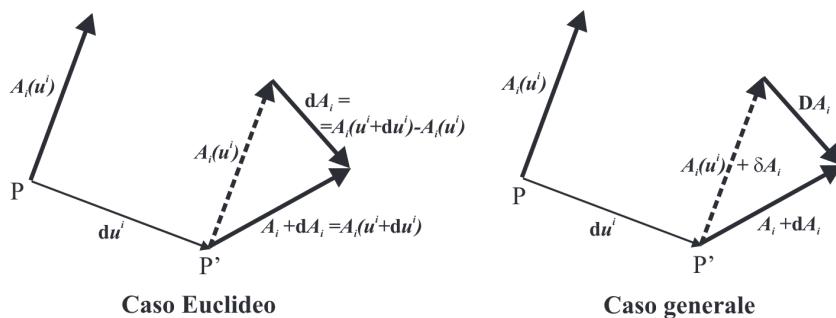


Figure 2.6: Derivata covariante

In uno spazio euclideo, per derivare un vettore $A_i(u^i)$ si procede *spostando parallelamente* $A_i(u^i)$ fino a farne coincidere il punto di applicazione con quello di $A_i(u^i + du^i)$, senza modificarne modulo né direzione. Nel nuovo punto P' , si calcola la differenza e si prende il limite del rapporto incrementale:

$$\lim_{du^i \rightarrow 0} \frac{A_i(u^i + du^i) - A_i(u^i)}{du^i}.$$

In uno spazio non euclideo, definiamo il *trasporto parallelo* da u^i a $u^i + du^i$ come quello spostamento che produce una variazione δA_i tale che, passando a un sistema localmente euclideo (il che, localmente, è sempre possibile), tale variazione risulti nulla: $\delta A_i = 0$. Pertanto, in P' , abbiamo $A_i + dA_i \equiv A_i(u^i + du^i)$ e $A_i + \delta A_i$, corrispondente al trasporto parallelo di $A_i(u^i)$ da P a P' . La differenza:

$$DA_i = (A_i + dA_i) - (A_i + \delta A_i) = dA_i - \delta A_i$$

è un vettore, in quanto differenza tra due vettori applicati nello stesso punto. Questo DA_i , denominato **Differenziale Assoluto**, permette di introdurre una nuova tipologia di derivata che si comporta come un tensore: la **derivata covariante**.

Resta ora da determinare δA_i : se imponiamo che DA_i sia lineare come i dierenziali ordinari, δA_i dovrà dipendere linearmente sia dal vettore trasportato A_i che dallo spostamento du^i , per cui potremo scrivere:

$$\delta A_i = \Delta_{mi}^l A_m du^l$$

dove le quantità Δ_{mi}^l sono funzioni delle coordinate e dipendono dal sistema di riferimento. Nel sistema localmente Euclideo i Δ_{mi}^l sono nulli, ma non lo saranno in generale, per cui si osserva che i Δ_{mi}^l non rappresentano un tensore (ricordiamo che un tensore nullo in un sistema di riferimento rimane nullo in tutti gli altri). Questo suggerisce un altro oggetto a tre indici che non è un tensore, cioè la connessione affine. Come si può verificare, è infatti $\Delta_{mi}^l \equiv \Gamma_{mi}^l$, per cui $\delta A_i = \Gamma_{mi}^l A_m du^l$.

Allora il differenziale assoluto diventa:

$$DA_i = dA_i - \delta A_i = \frac{\partial A_i}{\partial u^l} du^l - \Gamma_{il}^m A_m$$

La derivata covariante per un vettore covariante $DA_i / \partial u^l$ indicata con $A_{i,l}$ sarà:

$$A_{i,l} = \frac{DA_i}{\partial u^l} = \frac{\partial A_i}{\partial u^l} - \Gamma_{il}^m A_m$$

La derivata covariante di un tensore si può ricavare considerando questo come il prodotto di due vettori e richiedendo che essa soddisfi la regola di *Leibniz* per la derivazione di un prodotto.

Consideriamo allora un tensore di rango due $T_{ik} \equiv A_i B_k$, si ha che:

$$\begin{aligned} T_{ik;l} &= B_k A_{i;l} + A_i B_{k;l} \\ &= B_k \left(\frac{\partial A_i}{\partial u^l} - \Gamma_{il}^m A_m \right) + A_i \left(\frac{\partial B_k}{\partial u^l} - \Gamma_{kl}^m B_m \right) \\ &= B_k \frac{\partial A_i}{\partial u^l} + A_i \frac{\partial B_k}{\partial u^l} - \Gamma_{il}^m A_m B_k - \Gamma_{kl}^m A_i B_m \\ &= \frac{\partial T_{ik}}{\partial u^l} - \Gamma_{il}^m T_{mk} - \Gamma_{kl}^m T_{im} \end{aligned}$$

Questa relazione vale in generale. Osserviamo ora l'espressione:

$$A_{i;l} = (g_{ik} A^k)_{;l} = g_{ik;l} A^k + g_{ik} A_{;l}^k$$

Ma $A_{i;k}$ è un tensore, e posso usare il tensore metrico per scriverlo come $A_{i;l} = g_{ik} A_{;l}^k$; se confrontiamo con l'espressione scritta sopra vediamo che $g_{ik;l} = 0$.

Usiamo ora la relazione per la derivata covariante di un tensore per esplicitare questo risultato:

$$g_{ik;l} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} - \Gamma_{il}^m g_{mk} - \Gamma_{kl}^m g_{im} = 0 \quad (\text{I})$$

Facciamo ora, in questa relazione, una rotazione in senso antiorario degli indici i, k e l ; otteniamo:

$$\frac{\partial g_{kl}}{\partial u^i} - \Gamma_{ki}^m g_{ml} - \Gamma_{li}^m g_{km} = 0 \quad (\text{II})$$

Ed ancora una rotazione degli indici:

$$\frac{\partial g_{li}}{\partial u^k} - \Gamma_{lk}^m g_{mi} - \Gamma_{ik}^m g_{lm} = 0 \quad (\text{III})$$

Se facciamo ora (I) + (III) - (II) otteniamo, sfruttando la simmetria degli indici bassi di Γ_{il}^m e g_{ik} :

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} + \frac{\partial g_{li}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial u^i} - \cancel{\Gamma_{il}^m g_{mk}} - \cancel{\Gamma_{kl}^m g_{im}} - \cancel{\Gamma_{lk}^m g_{mi}} - \cancel{\Gamma_{ik}^m g_{lm}} + \cancel{\Gamma_{ki}^m g_{ml}} + \cancel{\Gamma_{li}^m g_{km}} = 0$$

E semplificando:

$$\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} + \frac{\partial g_{li}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial u^i} - 2\Gamma_{kl}^m g_{im} = 0$$

Moltiplicando ora quest'ultima relazione per $\frac{1}{2}g^{ij}$ otteniamo:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^l} + \frac{\partial g_{li}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial u^i} \right) = \Gamma_{kl}^m g_{im} g^{ij} = \Gamma_{kl}^m \delta_m^j = \Gamma_{kl}^j$$

Ritroviamo quindi la relazione che definisce la connessione affine, verificando così l'assunzione $\Delta_{il}^m \equiv \Gamma_{il}^m$.

Consideriamo ora il *prodotto scalare* $A_i B^i$; essendo una quantità scalare essa non cambia per trasporto parallelo ($\delta(A_i B^i) = 0$), da cui:

$$B^i \delta A_i + A_i \delta B^i = 0 \quad \rightarrow \quad A_i \delta B^i = -B^i \delta A_i$$

Sostituendo $\delta A_i = \Gamma_{il}^m A_m du^l$ otteniamo:

$$A_i \delta B^i = -B^i \Gamma_{il}^m A_m du^l$$

Essendo i ed m indici muti sommati, li scambio tra loro:

$$A_i \delta B^i = -B_m \Gamma_{ml}^i A_i du^l$$

ed essendo A_i un vettore generico, dovrà essere:

$$\delta B^i = -\Gamma_{ml}^i B^m du^l$$

da cui la relazione che esprime la **derivata covariante per un vettore controvariante**:

$$\frac{DB^i}{du^l} = \frac{\partial B^i}{\partial u^l} - \Gamma_{ml}^i B^m$$

che è l'opposto in segno della derivata covariante per un vettore covariante.

Definition: Regola generale per la derivazione covariante

La regola generale per la derivazione covariante di un tensore di rango arbitrario consiste nel farne la derivata parziale e poi di aggiungere un termine del tipo $+\Gamma$ per ogni indice controvariante ed un termine del tipo $-\Gamma$ per ogni indice covariante.

2.4.1 Trasporto parallelo e tensore di curvatura

Sia $u^i = u^i(s)$ l'equazione parametrica di una curva, con s ascissa curvilinea misurata a partire da un certo punto sulla curva. Sappiamo che du^i è un vettore (dalla definizione di vettore controvariante), ds è uno scalare, e $du^i/ds \equiv v^i$ è quindi un vettore. In particolare, v^i è il versore tangente alla curva.

Tip: Verifica di un versore

possiamo verificare che v^i è un versore, cioè ha modulo unitario, eseguendo il prodotto scalare $v_i v^i$:

$$v_i v^i = g_{ij} v^i v^j = g_{ij} \frac{du^i}{ds} \frac{du^j}{ds} \equiv 1 \quad \text{da} \quad ds^2 = g_{ij} du^i du^j$$

Se fossi in uno spazio Euclideo, per definire una geodetica come un segmento di linea retta, direi che il versore tangente non cambia con s :

$$\frac{dv^i}{ds} = 0$$

Se ora voglio generalizzare questa relazione ad uno spazio qualsiasi, a 2 o più dimensioni, devo usare non la derivata normale, ma quella covariante:

$$\frac{Dv^i}{ds} = 0$$

Esplicitando i termini

$$\frac{Dv^i}{ds} = \frac{dv^i}{du^l} \frac{du^l}{ds} = \frac{du^l}{ds} \left(\frac{\partial v^i}{\partial u^l} + \Gamma_{ml}^i v^m \right) = 0$$

Cioè:

$$\frac{dv^i}{du^l} \frac{du^l}{ds} + \Gamma_{ml}^i v^m \frac{du^l}{ds} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dv^i}{ds} + \Gamma_{ml}^i v^m v^l = 0$$

da cui, ricordando che $du^i/ds = v^i$, abbiamo:

$$\frac{d^2 u^i}{ds^2} + \Gamma_{ml}^i \frac{du^m}{ds} \frac{du^l}{ds} = 0$$

Ritroviamo cioè la nostra equazione della geodetica (anche a riprova del fatto che, passando dal caso Euclideo a quello generale, si devono sostituire le derivate "normali" con quelle covarianti).

Vediamo che lungo la geodetica $Dv^i = 0$, cioè $Dv^i = \delta v^i$: il versore v^i , trasportato parallelamente da un punto u^i sulla geodetica, a un punto $u^i + du^i$ sulla stessa geodetica, coincide con il vettore $v^i + dv^i$, tangente alla geodetica in $u^i + du^i$.

Consideriamo ora un vettore A_i che viene trasportato parallelamente lungo la stessa geodetica. L'angolo che esso forma con v^i , versore tangente, sarà dato dal prodotto scalare $A_i v^i$. Ma uno scalare non cambia per trasporto parallelo, per cui lungo la geodetica l'angolo tra A_i e v^i rimane costante: **un vettore trasportato parallelamente lungo una geodetica forma sempre lo stesso angolo con la tangente alla curva**.

Immaginiamo ora di trasportare parallelamente un vettore \bar{v}_0 lungo un triangolo formato da pezzi di geodetica. Se siamo in uno spazio Euclideo (ad esempio su un piano) il vettore \bar{v}_f che ottengo dopo aver chiuso il cammino coinciderà con \bar{v}_0 .

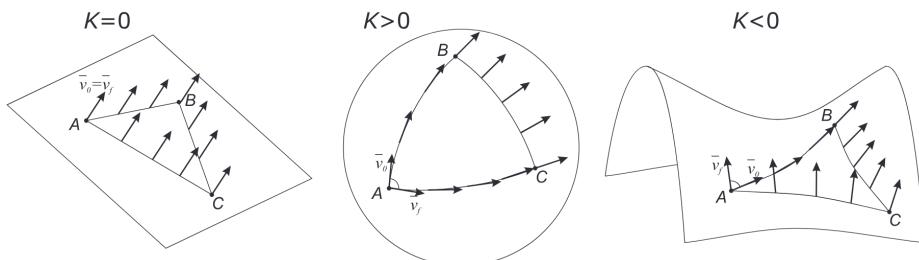


Figure 2.7: Trasporto di un vettore lungo un triangolo nelle varie geometrie.

La stessa cosa non accade lungo un triangolo sferico: il vettore appare ruotato di un angolo che ha lo stesso verso di rotazione del verso in cui ho percorso il triangolo sferico. L'opposto accade per un triangolo iperbolico ($K < 0$).

Possiamo vedere la cosa anche in un altro modo: immaginiamo di andare da un punto A ad un punto B sia direttamente che passando per un punto C, sempre lungo archi di geodetica.

Nello spazio Euclideo il risultato del trasporto parallelo lungo i due percorsi è il medesimo, ma la stessa cosa non accade sulle superfici curve (quanto qui detto per un triangolo formato da archi di geodetica vale per un percorso generico, che si può pensare come costituito da un gran numero di archetti di geodetica). Il risultato è che, a meno di non essere in uno spazio Euclideo, ***non esiste un modo naturale e non ambiguo per muovere un vettore da un punto ad un altro***; possiamo trasportarlo parallelamente, ma il risultato dipende dal cammino, e non c'è una scelta naturale per questo. Quindi ***posso confrontare due vettori solamente se sono applicati allo stesso punto***. Ad esempio, due particelle che passano una accanto all'altra hanno una velocità relativa ben definita (e minore di c , con c velocità della luce), ma due particelle in differenti punti di uno spazio generico non hanno una velocità relativa ben definita.

Vediamo di quantificare quanto detto sopra in modo qualitativo. Muovendosi lungo un cammino chiuso formato da archi di geodetica, un vettore A_k trasportato parallelamente subirà, tornando al punto di partenza, una variazione

$$\Delta A_k = \oint \delta A_k = \oint \Gamma_{km}^i A_i du^m$$

Per risolvere l'integrale usiamo il Teorema di Stokes:

Teorema 2.1 (Teorema di Stokes). *Sia S una superficie orientata delimitata da una curva chiusa C orientata positivamente. Per ogni campo vettoriale \vec{A} di classe C^1 definito su S , vale la relazione:*

$$\oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S}$$

dove $d\vec{l}$ è l'elemento di linea lungo C e $d\vec{S}$ è l'elemento di superficie orientato su S .

Nella forma tensoriale, l'integrale di linea di un vettore A_i lungo una curva chiusa si scrive come:

$$\oint A_i du^i = \frac{1}{2} \int_{\text{Superficie}} \left(\frac{\partial A_m}{\partial u^l} - \frac{\partial A_l}{\partial u^m} \right) df^{lm}$$

dove df^{lm} è un tensore che corrisponde alla proiezione dell'elemento di area della superficie sui piani coordinati. Nel nostro caso $A_i du^i \rightarrow \Gamma_{km}^i A_i du^m$, per cui:

$$\Delta A_k = \frac{1}{2} \int_{\text{Superficie}} \left[\frac{\partial(\Gamma_{km}^i A_i)}{\partial u^l} - \frac{\partial(\Gamma_{kl}^i A_i)}{\partial u^m} \right] df^{lm}$$

Se supponiamo che la superficie delimitata dalla curva chiusa sia infinitesima (una superficie finita si può scomporre in elementi infinitesimi), l'integrando sarà costante, a meno di infinitesimi di ordine superiore, e potremo scrivere:

$$\Delta A_k = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial(\Gamma_{km}^i)}{\partial u^l} A_i - \frac{\partial(\Gamma_{kl}^i)}{\partial u^m} A_i + \Gamma_{km}^i \frac{\partial A_i}{\partial u^l} - \Gamma_{kl}^i \frac{\partial A_i}{\partial u^m} \right] \Delta f^{lm}$$

Siccome A_i viene spostato parallelamente sulla curva:

$$\frac{\partial A_i}{\partial u^l} = \frac{\delta A_i}{\partial u^l} = \Gamma_{il}^n A_n$$

Allora:

$$\begin{aligned}\Delta A_k &= \frac{1}{2} \Delta f^{lm} \left[\frac{\partial \Gamma_{km}^i}{\partial u^l} A_i - \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial u^m} A_i + \Gamma_{km}^i \Gamma_{il}^n A_n - \Gamma_{kl}^i \Gamma_{im}^n A_n \right] = \\ &= \frac{1}{2} A_i \Delta f^{lm} \left[\frac{\partial \Gamma_{km}^i}{\partial u^l} - \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial u^m} + \Gamma_{km}^n \Gamma_{nl}^i - \Gamma_{kl}^n \Gamma_{nm}^i \right]\end{aligned}$$

dove il secondo passaggio, in cui si è esplicitato A_i , è stato ottenuto scambiando tra loro gli indici muti i ed n nei termini con i prodotti delle connessioni affini. La quantità in parentesi graffa è un tensore, poiché lo sono A_i , Δf^{lm} e ΔA_k (differenza di due vettori applicati allo stesso punto). Ad essa si da il nome di **tensor di Riemann - Christoffel o tensore di curvatura**:

$$R_{klm}^i = \frac{\partial \Gamma_{km}^i}{\partial u^l} - \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial u^m} + \Gamma_{km}^n \Gamma_{nl}^i - \Gamma_{kl}^n \Gamma_{nm}^i$$

⚠ Warning: Tensore di Riemann

Nella letteratura il tensore di Riemann può essere definito con i segni scambiati rispetto alla definizione qui presentata (il che non cambia le sue proprietà, ma può essere fonte di confusione).

Se in un punto, o una zona di spazio, $R_{klm}^i = 0$, allora $\Delta A_k = 0$: il trasporto parallelo lungo una curva chiusa lascia il vettore inalterato, e la zona di spazio si dice **piatta**.

Questo accade in uno spazio Euclideo, come anche in qualunque (zona di) spazio in cui g_{ij} sia costante, perché le connessioni affini sono nulle e così pure il tensore di curvatura; e poiché un tensore uguale a zero in un sistema di coordinate rimane nullo in qualunque sistema di coordinate, allora $R_{klm}^i = 0$ in qualunque sistema di riferimento. Se invece $R_{klm}^i \neq 0$ il trasporto parallelo dipende dal percorso, e lo spazio (o la zona di spazio) si dice, per contrasto, curvo (da qui in nome di tensore di curvatura).

2.4.2 Proprietà del tensore di curvatura

Si può dimostrare che R_{klm}^i è l'unico tensore che può essere costruito dal tensore metrico e dalle sue derivate prime e seconde, e che è lineare nelle derivate seconde e quadratico nelle derivate prime. Del tensore metrico si può scrivere la forma totalmente covariante $R_{jklm} = g_{ji} R_{klm}^i$.

Consideriamo il tensore R_{klm}^i come scritto sopra, e mettiamoci nel sistema localmente euclideo in cui, nel punto u^i , risulta $\partial g_{ij} / \partial u^k = 0$. Allora le connessioni affini (simboli di Christoffel) sono nulle, e le derivate covarianti si riducono a semplici derivate parziali. In questo sistema:

$$R_{klm;j}^i = \frac{\partial R_{klm}^i}{\partial u^j} = \frac{\partial^2 \Gamma_{km}^i}{\partial u^j \partial u^l} - \frac{\partial^2 \Gamma_{kl}^i}{\partial u^j \partial u^m}$$

si annullano in u^i le connessioni affini, ma non necessariamente le loro derivate.

Permutando ciclicamente gli indici l, m e j otteniamo:

$$R_{kmj;l}^i = \frac{\partial^2 \Gamma_{kj}^i}{\partial u^l \partial u^m} - \frac{\partial^2 \Gamma_{km}^i}{\partial u^l \partial u^j} \quad R_{kjl;m}^i = \frac{\partial^2 \Gamma_{kl}^i}{\partial u^m \partial u^j} - \frac{\partial^2 \Gamma_{kj}^i}{\partial u^m \partial u^l}$$

Sommmando le tre relazioni, è facile vedere che si ottiene:

$$R_{klm;j}^i + R_{kmj;l}^i + R_{kjl;m}^i = 0$$

Questa è detta **identità di Bianchi**. Ricordiamo che, anche se l'abbiamo ricavata nel sistema localmente euclideo, essendo una relazione tensoriale, essa vale in tutti i sistemi di riferimento.

Possiamo anche abbassare l'indice controvariante con il tensore metrico e otteniamo:

$$R_{ijkl;m} + R_{ijml;k} + R_{ijlk;m} = 0$$

Vediamo le proprietà del tensore di Riemann nella versione completamente covariante $R_{jklm} = g_{ji}R^i_{klm}$:

- **Simmetria:**

$$R_{jklm} = R_{lmjk}$$

- **Antisimmetria:**

$$R_{jklm} = -R_{kjl} = -R_{jml} = R_{kjm}$$

- **Ciclicità:**

$$R_{jklm} + R_{klmj} + R_{lmjk} = 0$$

Dal tensore di Riemann, per contrazione, si può ricavare un tensore di rango 2, chiamato **tensore di Ricci**, definito come:

$$R_{km} = R^i_{kim}$$

Per le proprietà di antisimmetria del tensore di Riemann, contraendo i ed m in R^i_{klm} otteniamo nuovamente il tensore di Ricci, ma con un segno meno:

$$R^i_{kli} = -R^i_{kil} = -R_{kl}$$

Il tensore di Ricci è **simmetrico**:

$$R_{mk} = R^i_{mik} = g^{ir}R_{rmik} = g^{ir}R_{ikrm} = R^r_{krm} = R_{km}$$

Esso è l'unico tensore simmetrico di rango 2 che si può ottenere da R^i_{klm} . Da esso si ricava lo **scalare di Ricci o scalare di curvatura**:

$$R = g^{km}R_{km}$$

Esso è il solo scalare che si può ottenere da R^i_{klm} .

Le proprietà sopra evidenziate del tensore di Riemann fanno sì che, in N dimensioni, il numero delle sue componenti indipendenti sia:

$$\mathcal{N} = \frac{N^2(N^2 - 1)}{12}$$

- Per $N = 1$, $\mathcal{N} = 0$ ed $R_{1111} \equiv 0$ sempre: una curva ha sempre curvatura (intrinseca) nulla, non ho informazioni su come la curva è "embedded" in uno spazio a 2 o più dimensioni. Ciò si traduce nel fatto che non posso capire su quale spazio è adagiata la mia curva, e quindi non posso parlare di curvatura.
- Per $N = 2$, $\mathcal{N} = 1$. C'è un'unica componente indipendente, ad esempio R_{1221} :

$$R_{11} = R^l_{111} = g^{il}R_{i111} = \underbrace{g^{11}R_{1111}}_{=0} + \underbrace{g^{11}R_{1121}}_{=0} + \underbrace{g^{21}R_{2111}}_{=0} + g^{22}R_{2121} = g^{22}R_{1212}$$

Dove, per antisimmetria, $R_{ijkl} = -R_{jikl} = -R_{ijlk}$, dunque $R_{1111} = -R_{1111} = 0$, e lo stesso per R_{1121} e R_{2111} . Analogamente otteniamo:

$$R_{12} = R_{21} = -g^{21}R_{1212}, \quad R_{22} = g^{11}R_{1212}$$

Ora che abbiamo tutte le componenti, possiamo calcolare lo scalare di Ricci:

$$\begin{aligned} R &= g^{11}g^{22}R_{1212} - 2g^{12}g^{21}R_{2121} + g^{22}g^{11}R_{1212} \\ &= 2R_{1221}(g^{11}g^{22} - g^{12}g^{21}) \\ &= 2R_{1221} \det g^{ij} \end{aligned}$$

Ma $\det \begin{pmatrix} \frac{g_{22}}{g} & -\frac{g_{12}}{g} \\ -\frac{g_{21}}{g} & \frac{g_{11}}{g} \end{pmatrix} = (g_{11}g_{22} - g_{12}g_{21})/g^2 = \frac{1}{g}$, dunque:

$$R = 2\underbrace{\frac{R_{1221}}{g}}_{\text{tensore di curvatura}} \rightarrow \boxed{\frac{R}{2} = \frac{R_{1221}}{g} = K_{Gauss}}$$

- Per $N = 3, \mathcal{N} = 6$, tante quante sono le componenti del tensore di Ricci (simmetrico). Quindi per $N = 3$ basta conoscere R_{km} per descrivere la curvatura dello spazio.
- Per $N = 4, \mathcal{N} = 20$, mentre R_{km} ha 10 componenti soltanto. È necessario ricorrere al tensore R^i_{klm} completo (a parte situazioni di particolare simmetria, e vedremo che così sarà nel caso dell'universo isotropo ed omogeneo).

Dall'identità di Bianchi, nella forma covariante, sfruttando le proprietà di antisimmetria del tensore di Riemann, si ha:

$$R_{iklm;j} - R_{kimj;l} - R_{iklj;m} = 0$$

moltiplichiamo per $g^{il}g^{km}$ e otteniamo:

$$g^{km}R_{klm;j} - g^{il}R_{imj;l} - g^{km}R_{klj;m} = 0$$

cioè:

$$g^{km}R_{km;j} - g^{il}R_{ij;l} - g^{km}R_{kj;m} = 0$$

da cui:

$$R_{;j} - R_{j;l}^l - R_{j;m}^m = R_{;j} - 2R_{j;l}^l = 0$$

dalla quale si ha:

$$R_{j;l}^l = \frac{1}{2}R_{;j} = \frac{1}{2}\frac{\partial R}{\partial u^j}$$

dove l'ultimo passaggio è dovuto al fatto che R è uno scalare, non dipende quindi dal sistema di riferimento usato, e la sua derivata covariante coincide con la semplice derivata parziale. La quantità $R_{j;l}^l$ rappresenta la divergenza (covariante) del tensore di Ricci. Consideriamo ora il tensore misto:

$$R_j^l - \frac{1}{2}\delta_j^l R$$

La sua divergenza sarà (per la regola della derivazione di un prodotto ed essendo $\delta_{j;l}^l = 0$):

$$R_{j;l}^l - \frac{1}{2}\delta_j^l \frac{\partial R}{\partial u^l} = R_{j;l}^l - \frac{1}{2}\frac{\partial R}{\partial u^j} = 0$$

per quanto visto poco sopra. Il tensore in questione ha quindi divergenza (covariante) nulla. Se passiamo alle componenti covarianti otteniamo:

$$g_{il}R_j^l - \frac{1}{2}g_{il}\delta_j^l R = R_{ij} - \frac{1}{g_{ij}}R \equiv G_{ij}$$

dove G_{ij} è detto **tensore di Einstein**. Questo tensore ha importantissime proprietà: è *simmetrico*, ha *divergenza nulla* e, derivando dal tensore di Riemann, contiene termini *lineari nelle derivate seconde* della metrica e *quadratici nelle sue derivate prime*.

3

Relatività Generale

La relatività generale è una teoria fisica che descrive la gravità come una manifestazione della curvatura dello spazio-tempo causata dalla presenza di massa ed energia. Sviluppata da Albert Einstein tra il 1907 e il 1915, questa teoria rappresenta una generalizzazione della relatività speciale e della legge di gravitazione universale di Newton.

A differenza della relatività speciale, che si occupa di sistemi di riferimento inerziali in assenza di gravità, la relatività generale estende questi concetti a sistemi di riferimento accelerati e include gli effetti gravitazionali. La teoria si basa sul principio di equivalenza, secondo il quale gli effetti della gravità sono localmente indistinguibili da quelli di un'accelerazione.

La relatività generale ha avuto un impatto profondo sulla nostra comprensione dell'universo, permettendo di spiegare fenomeni come la precessione dell'orbita di Mercurio, la deflessione della luce da parte di corpi massivi e il redshift gravitazionale. La teoria ha anche portato alla predizione di oggetti esotici come i buchi neri e le onde gravitazionali, quest'ultime osservate per la prima volta nel 2015.

💡 Tip: Convenzioni sugli indici

Nel seguito useremo, per convenzione, gli indici greci $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ se questi variano da 0 a 3, mentre useremo gli indici italici i, j, k, \dots se questi variano da 1 a 3.

3.1 Lo spazio di Minkowski

Nella relatività speciale, la distanza infinitesima tra due eventi è data da:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + (dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

Se definiamo $x^0 = ct; x^1 = x; x^2 = y; x^3 = z$, si può riscrivere l'espressione come:

$$ds^2 = \eta_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad \text{con} \quad \eta_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Dove $\eta_{\alpha\beta}$ è il **tensore metrico dello spazio di Minkowski**, che è "pseudo-euclideo", ma è comunque piatto: infatti gli $\eta_{\alpha\beta}$ sono costanti e quindi i Γ_{jk}^i e R_{jkl}^i sono nulli.

⚠️ Warning: Attenzione ai segni

In letteratura si trova anche la convenzione opposta. Anche $\eta_{\alpha\beta}$ è definito spesso con i segni opposti, cioè con la segnatura $(-1, 1, 1, 1)$ invece di $(1, -1, -1, -1)$.

Diciamo anche che l'intervallo ds^2 è:

- di **tipo tempo** se $ds^2 > 0$ (corrispondente ad una traiettoria fisica con $v < c$)
- di **tipo spazio** se $ds^2 < 0$
- di **tipo luce o nulla** se $ds^2 = 0$ (corrispondente al moto di particelle, come i fotoni, con velocità c)

Se rappresenta lo spazio-tempo (eliminando una delle coordinate spaziali) attorno ad un evento preso come origine, si può dividerlo in tre zone definite dal cono in [Figura 3.1](#):

- **Futuro:** tutti i punti con cui l'evento in O può interagire tramite corpi che seguono una traiettoria fisica, cioè la regione che può essere raggiunta da segnali emessi dall'origine.
- **Passato:** tutti i punti da cui l'evento in O può essere influenzato, cioè la regione da cui possono provenire segnali che raggiungono l'origine.
- **Altrove:** tutti i punti che non possono né influenzare né essere influenzati dall'evento in O, poiché richiederebbero segnali con velocità maggiore di c. Un osservatore in moto relativo può vedere O e un punto in questa regione come eventi simultanei.

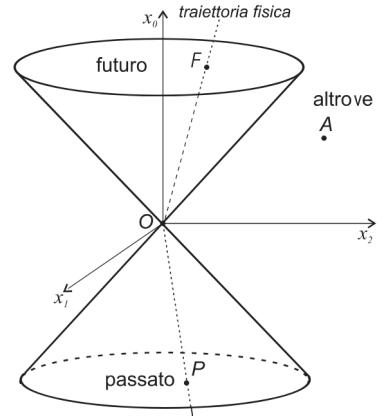


Figura 3.1: Cono di luce

Consideriamo ora un osservatore con un regolo (per misurare le distanze dl) e un orologio (pendolo, per misurare i tempi $d\tau$), il tempo scandito da questo orologio è detto **tempo proprio**. Consideriamo due eventi A e B che si verificano in tempi diversi ma nello stesso luogo ($dx = dy = dz = 0$). Si ha che tra ds e dt vale la relazione: $ds^2 = c^2 dt^2$.

La distanza ds tra due medesimi eventi, per un osservatore per cui avvengono nello stesso punto, e per un altro osservatore per cui avvengono a distanza dl , sarà la stessa:

$$ds^2 = c^2 dt^2 = c^2 dt^2 - |d\bar{l}^2| \quad \rightarrow \quad d\tau^2 = dt^2 \left(1 - \frac{1}{c^2} \frac{|d\bar{l}|}{dt} \cdot \frac{|d\bar{l}|}{dt} \right) = dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)$$

dove v è la velocità della particella per l'osservatore che la vede in moto, ed anche la velocità relativa dei due osservatori. Detto $\beta \equiv v/c$ e $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$ si ha che $dt = \gamma d\tau$. Poichè $\gamma \geq 1$ allora $dt \geq d\tau$.

- Definiamo la **quadrivelocità** come $u^\alpha \equiv \frac{dx^\alpha}{ds}$; è un vettore poichè dx^α è un vettore e ds è uno scalare.

In un sistema generico, non in quiete con la particella la quale ha una velocità $\bar{v} \equiv \frac{d\bar{x}}{dt}$, sarà:

$$\begin{aligned} u^0 &= \frac{dx^0}{ds} = \frac{d(ct)}{cd\tau} = \gamma \\ u^i &= \frac{dx^i}{ds} = \frac{dx^i}{dt} \cdot \frac{dt}{ds} = \frac{v^i}{\gamma} \end{aligned}$$

per cui si può scrivere che $u^\alpha = \gamma(1, \vec{\beta})$. Se la particella è in quiete, allora $u^\alpha = (1, 0, 0, 0)$.

La quantità $u^\alpha u_\alpha$ è invariante: $u^\alpha u_\alpha = \eta_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta = u^0 u^0 - (u^1 u^1 + u^2 u^2 + u^3 u^3) = \gamma^2 - (\gamma^2 v^2 / c^2) = 1$. u^α rappresenta il vettore (versore) tangente alla traiettoria della particella (nello spazio-tempo 4-D).

- Definiamo ora il **quadrilmomento** $P^\alpha \equiv m u^\alpha$, dove m_0 è la massa a riposo della particella. Se si ricorda che $\bar{P} = m\bar{v} = \gamma m_0 \bar{v}$ e che $E = mc^2 = m_0 c^2 \gamma$, si ha:

$$\begin{aligned} P^0 &= \gamma m_0 = \frac{E}{c^2} & P^i &= \gamma m_0 \frac{v^i}{c} = m \frac{v^i}{c} \\ p^\alpha P_\alpha &= \gamma^2 m_0^2 - \gamma^2 m_0^2 \frac{v^2}{c^2} = \gamma^2 m_0^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) = m_0^2 \\ P^\alpha P_\alpha &= m_0^2 = \frac{E^2}{c^4} - \frac{1}{c^2} \bar{P} \cdot \bar{P} \quad \rightarrow \quad m_0^2 c^2 = \frac{E^2}{c^2} - |\bar{P}|^2 \end{aligned}$$

Possiamo quindi scrivere che $P^\alpha = \text{cost}$ e dunque $E = \text{cost}$, $\bar{P} = \text{cost}$: è la conservazione dell'energia e del momento (quantità di moto).

- Definiamo la **quadriaccelerazione** come $\frac{d^2x^\alpha}{ds^2} = \frac{du^\alpha}{ds}$. Nella relatività ristretta, mentre posizione, velocità e tempi sono relativi, l'accelerazione è assoluta: se è zero in un sistema di riferimento, lo è in qualsiasi altro sistema di riferimento inerziale (legato al primo da una trasformazione di Lorentz); questo perché la quadriaccelerazione è un tensore, come u^α .

L'equazione per le **geodetiche** è sempre:

$$\frac{d^2x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} = 0$$

se la metrica è data da $\eta_{\alpha\beta}$, allora i $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ sono nulli e resta $d^2x^\alpha/ds^2 = 0$, cioè $x^\alpha = a^\alpha \cdot s + b^\alpha$, ovvero:

$$\begin{cases} ct = a^0 \cdot s + b^0 \\ \bar{x} = \bar{a} \cdot s + \bar{b} \end{cases}$$

e la traiettoria è una retta percorsa di moto rettilineo uniforme.

Se si utilizza un altro tensore metrico, espresso ad esempio in coordinate polari sul piano (per semplicità): $ds^2 = c^2 dt^2 - (dr^2 + r^2 d\theta^2)$, i $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ non sono tutti nulli, ma si ottiene sempre come traiettoria una retta (ma ora in coordinate polari).

Tip: Geodetiche nella Relatività

Mentre nello spazio 3-D Euclideo la geodetica tra due punti è un segmento di retta, quindi è la distanza minima tra due punti, nella Relatività la quantità $\int_B^A ds$ è massimo rispetto a variazioni di percorso con gli estremi fissi. È $\Delta\tau = \Delta s/c$, e si pensi al paradosso dei gemelli, nel quale il tempo è massimo per il gemello che è rimasto fermo.

3.1.1 Tensore energia-impulso

Per affrontare la Relatività Generale e la Cosmologia, abbiamo bisogno di un oggetto matematico che descriva le proprietà di un mezzo continuo, come densità e velocità, e che le colleghi alla conservazione dell'energia e della quantità di moto. Consideriamo inizialmente un fluido in cui l'unica forza presente è quella gravitazionale, chiamato "polvere" (dust), le cui particelle non interagiscono tra loro.

Il campo di materia sarà descritto in ogni punto dalla quadrivelocità $u^\alpha = \gamma(1, \bar{v}/c)$ e dalla densità propria $\rho_0(x)$, cioè quella misurata da un osservatore che segue il fluido. Con queste grandezze possiamo formare il **tensore energia-impulso**, che è il tensore più semplice che possiamo costruire per descrivere tali quantità:

$$T^{\alpha\beta} = \rho_0 c^2 u^\alpha u^\beta$$

Nel dettaglio abbiamo:

$$T^{00} = \rho_0 c^2 \gamma^2 = \gamma^2 \rho_0 c^2 = \rho c^2 \quad \text{posto } \rho = \gamma^2 \rho_0$$

Per interpretare questo risultato si ricorda che la massa è $m = \gamma m_0$ (con m_0 massa a riposo) e che un elemento di volume in moto appare contratto di un fattore $1/\gamma$, per cui la densità cresce di un ulteriore fattore γ . Perciò, se la densità propria è ρ_0 , un osservatore rispetto al quale il fluido ha velocità \bar{v} misurerà una densità $\gamma^2 \rho_0$. T^{00} misura quindi la **densità di massa-energia** (qui l'unico contributo all'energia viene dal moto della materia).

Le componenti del tensore energia-impulso $T^{\alpha\beta}$ possono essere espresse in forma matriciale come:

$$T^{\alpha\beta} = \rho c^2 \cdot \begin{pmatrix} 1 & v_x/c & v_y/c & v_z/c \\ v_x/c & v_x^2/c^2 & v_x v_y/c^2 & v_x v_z/c^2 \\ v_y/c & v_x v_y/c^2 & v_y^2/c^2 & v_y v_z/c^2 \\ v_z/c & v_x v_z/c^2 & v_y v_z/c^2 & v_z^2/c^2 \end{pmatrix} \quad (**)$$

Dalla conservazione del tensore energia-impulso, $\partial_\beta T^{\alpha\beta} = 0$ (o più in generale $T_{;\beta}^{\alpha\beta} = 0$ in presenza di gravità), possiamo ricavare le equazioni del moto del fluido. Analizziamo separatamente i casi $\alpha = 0$ e $\alpha = 1, 2, 3$:

- Per $\alpha = 0$ si ha $\partial_\beta T^{0\beta} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial T^{0\beta}}{\partial x^\beta} = 0$, che scritta per esteso:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial(\rho c^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho cv_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho cv_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho cv_z)}{\partial z} = 0$$

Semplificando e dividendo per c , si ottiene l'**equazione di continuità**:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v}) = 0$$

dove \bar{v} è la velocità totale. Questa equazione esprime la conservazione della massa-energia nel fluido.

- Per $\alpha = 1, 2, 3$ otteniamo le tre equazioni della quantità di moto:

$$\begin{cases} \frac{1}{c} \frac{\partial(\rho cv_x)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho cv_x v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho cv_x v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho cv_x v_z)}{\partial z} = 0 & (\alpha = 1) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial(\rho cv_y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho cv_y v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho cv_y v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho cv_y v_z)}{\partial z} = 0 & (\alpha = 2) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial(\rho cv_z)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho cv_z v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho cv_z v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho cv_z v_z)}{\partial z} = 0 & (\alpha = 3) \end{cases}$$

Moltiplicando queste tre equazioni rispettivamente per i versori $\hat{i}, \hat{j}, \hat{k}$ e sommando membro a membro, otteniamo:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z \bar{v}) = 0$$

Sviluppando questa espressione e utilizzando l'equazione di continuità, si arriva a:

$$\rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{v}) \right] + \rho v_x \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \rho v_z \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = 0$$

che può essere riscritta in due forme equivalenti:

$$\underbrace{\rho \left[\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} \right]}_{(I)} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \underbrace{\rho \frac{d\bar{v}}{dt}}_{(II)} = 0$$

Queste equazioni rappresentano il moto di un fluido ideale (senza pressione, viscosità e forze esterne) e esprimono la conservazione della quantità di moto.

Tip: Equazione di continuità

La forma (I) corrisponde al punto di vista **Euleriano**, in cui si osserva il fluido da un punto fisso nello spazio, mentre la forma (II) corrisponde al punto di vista **Lagrangiano**, in cui si segue il moto delle singole particelle di fluido.

Vediamo quindi che il tensore $T^{\alpha\beta}$ esprime tutte le proprietà energetiche e dinamiche del fluido (polvere, non collisionale) in questione. $T^{\alpha\beta}$ è il **tensore energia-impulso**.

In un *sistema inerziale localmente in quiete* (SILQ) rispetto al fluido, nel quale quindi $u^\alpha = (1, 0, 0, 0)$, $T^{\alpha\beta}$ ha la forma particolarmente semplice:

$$T_{SILQ}^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \rho_0 c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Veniamo adesso a considerare il caso in cui le particelle interagiscono nel modo più semplice, cioè attraverso urti dovuti all'agitazione termica: è presente una *pressione* del fluido. Assumiamo che non vi sia trasporto di energia per conduzione o irraggiamento e non vi sia viscosità. Il **fluido** così definito è detto **perfetto**.

Se si è nel SILQ, ora $T^{\alpha\beta}$ non sarà più come quello scritto appena sopra, con solo $T^{00} \neq 0$. Le particelle avranno dei moti casuali attorno allo zero delle posizioni e delle velocità. Si deve rifare quindi alla forma precedente (***) di $T^{\alpha\beta}$, in cui però i termini che compaiono andranno mediati sul tempo e sulla distribuzione delle velocità delle particelle.

Questo però mi dà subito un'informazione importante: tutti i termini al di fuori della diagonale contengono elementi come v_x, v_y o v_z o loro prodotti; quando medio $\langle v_x \rangle = 0$ ed anche $\langle v_x v_y \rangle = \langle v_x \rangle \langle v_y \rangle = 0$ (assumendo v_x e v_y scorrelate). Quindi $T^{\alpha\beta}$ è diagonale in SILQ.

T^{00} è il solo termine non nullo, e sarà quindi: SILQ (che esprime la densità di massa-energia) non sarà più semplicemente $\rho_0 c^2$, ma piuttosto un ρc^2 con $\rho > \rho_0$ per tener conto del fatto che le particelle hanno velocità diverse da zero anche in SILQ e la loro densità di massa-energia è maggiore che nel caso della pura polvere. Per gli altri termini diagonali avremo $\langle \rho v_x^2 \rangle, \langle \rho v_y^2 \rangle, \langle \rho v_z^2 \rangle$.

Per interpretare questi termini facciamo una piccola digressione sulla teoria cinetica dei gas.

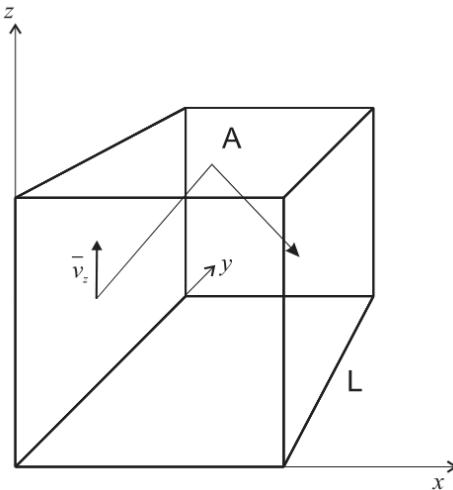


Figura 3.2: Forza esercitata da una particella su una superficie

Siano v e P la velocità e la quantità di moto di una particella, ed f_z la forza media esercitata da questa particella perpendicolarmente alla superficie A (vedi Figura 3.2):

$$\bar{v} = (v_x, v_y, v_z) \quad \bar{P} = (P_x, P_y, P_z) \quad f_z = \frac{\Delta P_z}{\Delta t} = \frac{2P_z}{2L/v_z} = \frac{P_z v_z}{L}$$

per una particella.

Per N particelle la forza sarà (indichiamo con p la pressione):

$$f_z = \frac{N}{L} P_z v_z = \frac{N}{L^3} P_z v_z L^2 = p \cdot A$$

per cui, facendo in realtà la media sulla distribuzione delle velocità, sarà ($A = L^2$):

$$p = \frac{N}{L^3} \langle P_z v_z \rangle = n \langle P_z v_z \rangle$$

$$P \cdot v = P_x v_x + P_y v_y + P_z v_z = 3P_z v_z \quad (\text{per simmetria})$$

e quindi $p = \frac{n}{3} \langle \bar{P} \cdot \bar{v} \rangle$

che vale anche per un gas degenere e relativistico.

Possiamo riscrivere questa relazione come $p = \frac{n}{3} \langle \bar{P} \cdot \bar{v} \rangle = \langle n P_x v_x \rangle = \langle nm v_x^2 \rangle = \langle \rho v_x^2 \rangle$. Quindi, per un **fluido perfetto** ($\langle v_x \rangle = 0 \rightarrow \langle v_x v_y \rangle = \langle v_x \rangle \langle v_y \rangle = 0$), sarà:

$$T_{SILQ}^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix}$$

dove ρ tiene conto anche della massa-energia dovuta all'agitazione termica.

È facile verificare che in SILQ, si può sintetizzare il tutto con:

$$T_{SILQ}^{\alpha\beta} = (\rho + \rho c^2) u^\alpha u^\beta - p \eta^{\alpha\beta} \quad (\text{equazione tensoriale})$$

Infatti, ad esempio, per T^{00} , essendo $u^0 = 1$ e $\eta^{00} = 1$, si ha $T^{00} = p + \rho c^2 - p = \rho c^2$.

Essendo quest'espressione tensoriale, essa è **valida in qualsiasi sistema di riferimento**, con $u^\alpha \neq (1, 0, 0, 0)$ ed eventualmente l'opportuno tensore metrico al posto di $\eta^{\alpha\beta}$. Scritta con gli indici covarianti sarà quindi:

$$T_{\alpha\beta} = (\rho + \rho c^2) u_\alpha u_\beta - p g_{\alpha\beta}$$

Example: Equazioni dell'idrodinamica relativistica

Per soddisfare le equazioni dell'idrodinamica, deve valere:

$$\partial_\beta T^{\alpha\beta} = T_{;\beta}^{\alpha\beta} = 0$$

Sostituendo l'espressione tensoriale di $T^{\alpha\beta}$ e sfruttando la conservazione del tensore energia-impulso, si ottiene:

$$\begin{aligned} \partial_\beta T^{\alpha\beta} &= \partial_\beta \left[(\rho + \rho c^2) u^\alpha u^\beta - p \eta^{\alpha\beta} \right] = 0 \\ \frac{\partial_\beta}{\partial x^\beta} \left[(\rho + \rho c^2) u^\alpha u^\beta \right] - \frac{\partial_\beta}{\partial x^\beta} (p \eta^{\alpha\beta}) &= 0 \end{aligned}$$

Questa equazione esprime la conservazione dell'energia e dell'impulso in un fluido perfetto relativistico. Nel limite non relativistico, si recupera la nota equazione di continuità $\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0$.

Example: Conservazione dell'entropia per particella

Vediamo ora di ricavare una relazione scalare dalla $\partial_\beta T^{\alpha\beta}$ (rango 1, controvariante); per fare questo la moltiplicheremo per u_α (rango 1, covariante): Abbiamo che $u_\alpha T_{;\beta}^{\alpha\beta}$ è uno scalare!

Partiamo dal fatto che, come abbiamo già visto, $u^\alpha u_\alpha = 1$. Sarà quindi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x^\beta} (u^\alpha u_\alpha) &= u^\alpha \frac{\partial u_\alpha}{\partial x^\beta} + u_\alpha \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \\ &= \eta^{\alpha\gamma} u_\gamma \frac{\partial u_\alpha}{\partial x^\beta} + u_\alpha \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \\ &= u_\gamma \frac{\partial u^\gamma}{\partial x^\beta} + u_\alpha \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \\ &= 2 u_\alpha \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} = 0 \end{aligned}$$

da cui $\frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} = 0$ (abbiamo sfruttato il fatto che α e γ sono indici muti).

Se riprendiamo l'equazione che esprime la divergenza di $T^{\alpha\beta}$ e la moltiplichiamo per u_α otteniamo:

$$u_\alpha \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left[(p + \rho c^2) u^\alpha u^\beta \right] - \frac{\partial p}{\partial x^\beta} \eta^{\alpha\beta} u_\alpha = 0$$

e, sviluppando la derivata del primo termine, abbiamo:

$$u^\alpha \left\{ u^\alpha \frac{\partial}{\partial x^\beta} [(p + \rho c^2) u^\beta] + (p + \rho c^2) u^\beta \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \right\} - \frac{\partial p}{\partial x^\beta} u^\beta = 0$$

Se ricordiamo che $u^\alpha u_\alpha = 1$ e che $\frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} = 0$ possiamo scrivere:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x^\beta} [(p + \rho c^2) u^\beta] - u^\beta \frac{\partial p}{\partial x^\beta} &= 0 \\ (p + \rho c^2) \underbrace{\frac{\partial u^\beta}{\partial x^\beta}}_{+ u^\beta \frac{\partial}{\partial x^\beta} (p + \rho c^2)} - u^\beta \frac{\partial p}{\partial x^\beta} &= 0 \end{aligned}$$

Dalla *conservazione del numero di particelle* abbiamo:

$$\frac{\partial (n u^\beta)}{\partial x^\beta} = 0 \quad \Rightarrow \quad n \frac{\partial u^\beta}{\partial x^\beta} + u^\beta \frac{\partial n}{\partial x^\beta} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial u^\beta}{\partial x^\beta} = - \frac{u^\beta}{n} \frac{\partial n}{\partial x^\beta}$$

Sostituendo quest'ultimo risultato nella precedente relazione e raccogliendo u^β abbiamo:

$$u^\beta \left\{ \underbrace{\frac{\partial (p + \rho c^2)}{\partial x^\beta}}_{- \frac{p + \rho c^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x^\beta}} - \frac{\partial p}{\partial x^\beta} \right\} = 0$$

Osserviamo ora che:

$$\frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{p + \rho c^2}{n} \right) = \frac{1}{n^2} \left[\frac{\partial (p + \rho c^2)}{\partial x^\beta} n - (p + \rho c^2) \frac{\partial n}{\partial x^\beta} \right] = \frac{1}{n} \left[\frac{\partial (p + \rho c^2)}{\partial x^\beta} - \frac{p + \rho c^2}{n} \frac{\partial n}{\partial x^\beta} \right]$$

Sostituendo questo risultato nella precedente relazione, otteniamo:

$$\begin{aligned} u^\beta \left\{ n \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{p}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{\rho c^2}{n} \right) \right\} &= 0 \\ \Rightarrow u^\beta \left\{ n p \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{1}{n} \right) + \cancel{n \frac{\partial p}{\partial x^\beta}} + \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{\rho c^2}{n} \right) - \cancel{\frac{\partial p}{\partial x^\beta}} \right\} &= 0 \\ \Rightarrow n u^\beta \left\{ p \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{1}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{\rho c^2}{n} \right) \right\} &= 0 \end{aligned}$$

Ricordiamo ora il primo principio della termodinamica: $dU = dQ - dL$; se introduciamo l'entropia S (con $dQ = TdS$ e $dL = pdV$) possiamo scrivere: $TdS = dU + pdV$, dove l'energia interna è $U = \rho c^2$.

Se lo riscrivo riferandomi ad una particella, avrò $n = \frac{\#part}{V} = \frac{1}{V}$ e $Td\sigma = d\left(\frac{\rho c^2}{n}\right) + pd\left(\frac{1}{n}\right)$, con σ *entropia per particella*. Sviluppando i differenziali si ha:

$$Td\sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial x^\beta} dx^\beta = \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{\rho c^2}{n} \right) dx^\beta + p \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{1}{n} \right) dx^\beta \quad / \cdot \frac{1}{ds}$$

Se ricordiamo che $\frac{dx^\beta}{ds} \equiv u^\beta$ e confrontiamo questa relazione con la precedente, otteniamo:

$$u^\beta \frac{\partial \sigma}{\partial x^\beta} = 0$$

che, sviluppando, diventa:

$$\begin{aligned} \gamma \frac{1}{c} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \gamma \frac{v_x}{c} \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \gamma \frac{v_y}{c} \frac{\partial \sigma}{\partial y} + \gamma \frac{v_z}{c} \frac{\partial \sigma}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \sigma = 0 &\Leftrightarrow \underbrace{\frac{d\sigma}{dt}}_{\text{conservazione dell'entropia per particella}} = 0 \end{aligned}$$

dunque l'entropia si conserva se il numero di particelle non varia.

Si ha come risultato che, nel sistema in cui il fluido è in quiete, l'entropia per particella (o, se preferiamo, l'entropia per un certo numero N di particelle contenute in un volume cubico V di spigolo L , che può variare mantenendo però sempre al suo interno lo stesso numero di particelle) è costante. Questo è legato al fatto che, nel fluido ideale, non c'è scambio di energia per conduzione (o irraggiamento), né vi è dissipazione. Dal 1° principio della termodinamica, nel sistema che segue il fluido, $dQ = dU + pdV$ e $U = \rho c^2 \cdot V$, per cui:

$$dQ = \rho c^2 dV + Vd(\rho c^2) + pdV = (p + \rho c^2)dV + Vd(\rho c^2) = TdS$$

Poichè $dQ = 0 \rightarrow dS = 0$, cioè l'entropia totale (o per particella) si conserva durante l'espansione adiabatica del fluido ideale.

Se si scrive $p = w\rho c^2$ (con w costante, anche se, più in generale, potrà dipendere dalla temperatura $w = w(T)$), si ottiene:

$$(1+w)\rho c^2 dV = -Vd(\rho c^2)$$

Dividendo entrambi i membri per $\rho c^2 V$ e integrando, si trova:

$$\frac{d\rho}{\rho} = -(1+w) \frac{dV}{V} \quad \Rightarrow \quad \rho V^{1+w} = \text{costante}$$

Questa relazione esprime come varia la densità di energia del fluido al variare del volume, a seconda del valore di w .

Incontreremo tre casi interessanti in cosmologia:

- Per un **gas non-relativistico** ($p \ll \rho_0 c^2$, quindi $\rho \approx \rho_0$), si ha $w \approx 0$ e quindi $\rho_0 V \approx \text{costante}$. Detto L lo spigolo di un volume cubico $V = L^3$, si ottiene:

$$\rho \propto \frac{1}{L^3}$$

In questo caso, la densità di energia (che coincide praticamente con la densità di massa) diminuisce semplicemente perché il numero di particelle rimane costante mentre il volume aumenta. Questo è il comportamento tipico della materia ordinaria (polvere cosmica).

- Per un **gas di fotoni** (radiazione), la densità di energia è legata alla temperatura dalla legge di Stefan-Boltzmann: $\rho_{\text{rad}} \propto aT^4$, e la pressione è $p = \frac{1}{3}\rho c^2$, quindi $w = \frac{1}{3}$:

$$T^4 V^{4/3} = \text{costante} \quad \Rightarrow \quad T \cdot V^{1/3} = \text{costante} \quad \Rightarrow \quad V \propto L^3 \quad \Rightarrow \quad T \propto \frac{1}{L}$$

Quindi, se il volume aumenta, la temperatura diminuisce come l'inverso della lunghezza caratteristica del sistema. Inoltre:

$$\rho_{\text{rad}} V^{4/3} = \text{costante} \quad \Rightarrow \quad V^{4/3} \propto L^4 \quad \Rightarrow \quad \rho_{\text{rad}} \propto \frac{1}{L^4}$$

Questo riflette il fatto che, oltre alla diluizione dovuta all'espansione del volume, l'energia dei fotoni diminuisce anche a causa del redshift cosmologico (allungamento della lunghezza d'onda).

- Se $p = -\rho c^2$ ($w = -1$), si ha:

$$\rho V^0 = \text{costante} \quad \Rightarrow \quad \rho = \text{costante}$$

In questo caso, la densità di energia non dipende dal volume: anche se l'universo si espande, la densità di energia rimane costante. Questo è il comportamento tipico dell'energia oscura (costante cosmologica).

Possiamo riscrivere il primo principio in un'altra forma utile, ponendo $V \propto L^3$:

$$\left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) dV + Vd\rho = 0 \quad \rightarrow \quad \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) \cdot 3L^2 dL + L^3 d\rho = 0$$

da cui:

$$3 \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) \frac{dL}{L} + d\rho = 0$$

e, tenendo conto di una dipendenza di L dal tempo:

$$3 \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) \frac{dL}{dt} + \frac{dp}{dt} = 0$$

Queste relazioni sono fondamentali in cosmologia per descrivere l'evoluzione della densità di energia dei diversi componenti dell'universo durante l'espansione.

Abbiamo scritto $\partial_\alpha T^{\beta\alpha} = 0$ nello spazio di Minkowski; se però $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ non sono tutti nulli (cioè in uno spazio-tempo curvo), al posto della derivata parziale semplice si deve utilizzare la derivata covariante:

$$T_{;\beta}^{\alpha\beta} = 0$$

che esprime le leggi di conservazione in un sistema di riferimento generico.

4

Inizio appunti ancora da sistemare

.../...

5

Lecture: 04/04/2025

5.1 Il principio di Mach

...

5.2 Il principio di equivalenza

L'esperienza che corpi diversi cadono (in assenza di resistenza dell'aria) allo stesso modo per effetto della gravità ha portato a concludere, con grande precisione, che massa inerziale m_{in} e massa gravitazionale m_{grav} sono tra loro proporzionali (e in pratica uguali, facendo rientrare entro la costante di gravitazione G la costante di proporzionalità). Einstein assunse che, per definizione, $m_{in} \equiv m_{grav}$. Questo porta al famoso esperimento pensato dell'*'ascensore di Einstein'*: se un osservatore, dotato di strumenti scientifici, è rinchiuso in un ascensore e non può quindi vedere cosa accade attorno a lui, non sarà in grado di distinguere, dai suoi esperimenti di meccanica, tra le due situazioni:

- è fermo in un campo gravitazionale con accelerazione di gravità \bar{g} .
- è nello spazio vuoto, e l'ascensore è accelerato verso l'alto con accelerazione costante \bar{g} .

Analogamente, poiché tutto casca allo stesso modo in un campo gravitazionale, l'osservatore non sarà in grado di distinguere tra le situazioni di:

- moto rettilineo uniforme nel vuoto
- moto accelerato (caduta libera) in un campo gravitazionale.

Questo ci permette di dire quali sono i sistemi localmente inerziali: quelli in caduta libera. Quindi in un sistema in caduta libera valgono localmente (e al prim'ordine in $g_{\alpha\beta}$) le leggi della Relatività Ristretta. Il Principio di Equivalenza richiede che tutte le leggi della fisica (non solamente quelle della Meccanica) siano le stesse sia in un sistema localmente inerziale, sia nella Relatività Ristretta. Il fatto che gli effetti della gravitazione scompaiano in un sistema in caduta libera, fa sì che i fenomeni che vi avvengono sono completamente indipendenti dalla presenza di masse vicine. Secondo il punto di vista di Mach, invece, una grossa massa vicina dovrebbe introdurre una anisotropia della massa inerziale. Effetti dovuti al Sole o alla nostra Galassia sono stati ricercati, ma non trovati entro $\Delta m/m \sim 10^{-20}$, per cui il principio di equivalenza sembra favorito rispetto alle ipotesi di Mach (che quindi non sono completamente coerenti con la Relatività Generale, a parte l'ispirazione fornita ad Einstein)

5.3 Il principio di covarianza generale

...

5.4 Le equazioni di Einstein

...

5.5 Il limite newtoniano - campo debole (weak field)

Scritte le equazioni di Einstein, occorre verificare che, nel limite di validità della fisica classica, esse si riducono alla legge di Newton; dobbiamo anche vedere quanto vale la costante κ che compare nelle equazioni.

Supponiamo che il campo sia stazionario (cioè la sua derivata temporale sia nulla), che le velocità delle particelle siano piccole ($v \ll c$) e che, a grandi distanze dalle masse che generano il campo, il tensore metrico sia asintoticamente piatto: $g_{\alpha\beta} \rightarrow \eta_{\alpha\beta}$. Supponiamo inoltre che il campo sia debole: cioè che gli scostamenti dalla metrica $\eta_{\alpha\beta}$ siano piccoli:

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}, \quad \text{con } |h| \ll 1$$

Poiché $v/c \ll 1$ sarà:

$$\begin{aligned} \frac{dx^0}{ds} &= \frac{cdt}{cd\tau} = \frac{dt}{d\tau} \\ \frac{dx^i}{ds} &= \frac{d\bar{x}^i}{cd\tau} = \frac{1}{c} \frac{dx^i}{dt} \frac{dt}{d\tau} = \frac{v^i}{c} \frac{dt}{d\tau} \ll \frac{dt}{d\tau} \equiv \frac{dx^0}{ds} \end{aligned}$$

L'equazione delle geodetiche sarà, come al solito,

$$\frac{d^2x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} = 0$$

ma, per α fissato, nella somma sugli indici β e γ , i termini in cui compaiono i dx^i/ds sono trascurabili rispetto al termine con dx^0/ds , per cui possiamo scrivere:

$$\frac{d^2x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{00}^\alpha \left(\frac{dx^0}{ds} \right)^2 = \frac{d^2x^\alpha}{ds^2} + \Gamma_{00}^\alpha \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 \simeq 0$$

Con l'assunzione che $g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}$ ($h \ll 1$) vediamo come calcolare $g^{\alpha\beta}$. Sappiamo che, per definizione, $g_{\alpha\delta} g^{\delta\beta} \equiv \delta_\alpha^\beta$ e che $\eta_{\alpha\delta} \eta^{\alpha\beta} \equiv \delta_\delta^\beta$.

Definiamo la quantità $h^{\gamma\delta} \equiv \eta^{\gamma\alpha} \eta^{\beta\delta} h_{\alpha\beta}$. Mostriamo che:

$$(\eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta})(\eta^{\alpha\beta - h^{\alpha\beta}}) = \delta_\alpha^\delta$$

Sviluppando il termine a sinistra, e trascurando i termini del secondo ordine in h ,

$$\begin{aligned} (\eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta})(\eta^{\alpha\beta - h^{\alpha\beta}}) &= \eta_{\alpha\beta} \eta^{\beta\delta} - \eta_{\alpha\beta} h^{\beta\delta} + h_{\alpha\beta} \eta^{\beta\delta} - h_{\alpha\beta} h^{\beta\delta} = \\ &= \delta_\alpha^\delta - \eta_{\alpha\beta} \eta^{\beta\sigma} \eta^{\delta\tau} h_{\sigma\tau} + h_{\alpha\beta} \eta^{\beta\delta} = \delta_\alpha^\delta \end{aligned}$$

Infatti $\eta_{\alpha\beta} \eta^{\beta\sigma} \equiv \delta_\alpha^\sigma$, $\delta_\alpha^\sigma h_{\sigma\tau} = h_{\alpha\tau}$, e $\eta^{\delta\tau} h_{\alpha\tau} \equiv h_\alpha^\beta \eta^{\delta\beta}$, poiché τ è un indice muto e posso chiamarlo β . Vedo quindi che $\eta^{\beta\delta} - h^{\beta\delta} = g^{\beta\delta}$.

Calcoliamo Γ_{00}^α (ricordiamo che la stazionarietà implica che le derivate rispetto a x^0 sono nulle):

$$\Gamma_{00}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \left(\frac{\partial g_{0\gamma}}{\partial x^0} + \frac{\partial g_{0\gamma}}{\partial x^0} - \frac{\partial g_{00}}{\partial x^\gamma} \right) = \frac{1}{2} (\eta^{\alpha\gamma} - h^{\alpha\gamma}) \left(-\frac{\partial g_{00}}{\partial x^\gamma} \right) \simeq -\frac{1}{2} \eta^{\alpha\gamma} \frac{\partial g_{00}}{\partial x^\gamma}$$

Al primo ordin in h , quindi:

$$\frac{d^2x^\alpha}{ds^2} \simeq -\frac{1}{2} \eta^{\alpha\gamma} \frac{\partial h_{00}}{\partial x^\gamma} \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2$$

- Se $\alpha = 0$, ottengo:

$$\frac{d^2x^0}{ds^2} = -\frac{1}{2} \eta^{00} \frac{\partial h_{00}}{\partial x^0} \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{dx^0}{ds} = \frac{dt}{d\tau} = \text{costante}$$

- Se $\alpha = i$, ottengo:

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} = \frac{d^2x^i}{c^2 d\tau^2} = \frac{1}{c^2} \frac{dt}{d\tau} \cdot \frac{d}{dt} \left[\frac{dt}{d\tau} \frac{dx^i}{dt} \right] = \frac{1}{c^2} \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 \frac{d^2x^i}{dt^2}$$

Per cui,

$$\frac{d^2x^i}{ds^2} = \frac{1}{c^2} \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 \frac{d^2x^i}{dt^2} \simeq \frac{1}{2} \eta^{i\gamma} \frac{\partial h_{00}}{\partial x^\gamma} \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 \quad (\eta^{i\gamma}) = -1 \text{ per } \gamma = i$$

cioè:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2x^i}{dt^2} \simeq -\frac{1}{2} \frac{\partial h_{00}}{\partial x^i} \quad \text{vettorialmente:} \quad \frac{1}{c^2} \frac{d^2\bar{x}}{dt^2} \simeq -\frac{1}{2} \bar{\nabla} h_{00}$$

Ma secondo la gravità newtoniana, indicando con Φ il potenziale gravitazionale, abbiamo:

$$\frac{d^2\bar{x}}{dt^2} = -\bar{\nabla}\Phi$$

e, confrontando i due risultati, otteniamo:

$$-\bar{\nabla}\Phi \simeq -\frac{c^2}{2} \bar{\nabla} h_{00} \quad \rightarrow \quad h_{00} \simeq \frac{2\Phi}{c^2} + \text{cost.}$$

Ma, se a grandi distanze dalle masse sorgenti del campo, $\Phi \rightarrow 0$ e $h_{00} \rightarrow 0$, pure perchè assumiamo che $g_{\alpha\beta} \rightarrow \eta_{\alpha\beta}$, segue che $\text{cost.} = 0$, cioè:

$$h_{00} \simeq \frac{2\Phi}{c^2} \quad \rightarrow \quad g_{00} \simeq 1 + \frac{2\Phi}{c^2}$$

L'ipotesi di campo debole, $|h| \ll 1$, implica quindi che sia $2\Phi/c^2 \ll 1$.

Nel caso di una massa M in cui la densità è distribuita con simmetria sferica, il potenziale esterno è dato da $\Phi = -GM/r$ secondo Newton. L'ipotesi che il campo sia debole implica quindi che $|2\Phi/c^2| \ll 1$, cioè:

$$\frac{2GM}{rc^2} \ll 1$$

Per un buco nero o un corpo generico sferico, $R_S \equiv 2GM/c^2$ è il cosiddetto ***raggio di Schwarzschild***, corrispondente, per un buco nero non rotante ed elettricamente neutro, all'***orizzonte degli eventi***, la zona dalla quale nulla può uscire (prescindendo da effetti quantistici di evaporazione). In questo caso vedo che la condizione di campo debole è che

$$\frac{R_S}{r} \ll 1 \quad \rightarrow \quad r \gg R_S$$

Per il nostro sole, $R_S \sim 3\text{km}$.

Vediamo ora, con le stesse assunzioni fatte sopra, che le equazioni di Einstein si riducono all'equazione di Poisson $\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho_0$ e determiniamo la costante κ . Il tensore di curvatura è:

$$R_{\beta\gamma\delta}^\alpha = \frac{\partial\Gamma_{\beta\delta}^\alpha}{\partial x^\gamma} - \frac{\partial\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha}{\partial x^\delta} + \Gamma_{\beta\delta}^\sigma \Gamma_{\sigma\gamma}^\alpha - \Gamma_{\beta\gamma}^\sigma \Gamma_{\sigma\delta}^\alpha \simeq \frac{\partial\Gamma_{\beta\delta}^\alpha}{\partial x^\gamma} - \frac{\partial\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha}{\partial x^\delta} \quad (\text{gli altri termini sono } O(h^2))$$

I simboli di Christoffel sono:

$$\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\sigma} \left(\frac{\partial g_{\beta\sigma}}{\partial x^\gamma} + \frac{\partial g_{\gamma\sigma}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial g_{\beta\gamma}}{\partial x^\sigma} \right) \simeq \frac{1}{2} \eta^{\alpha\sigma} \left(\frac{\partial h_{\beta\sigma}}{\partial x^\gamma} + \frac{\partial h_{\gamma\sigma}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial h_{\beta\gamma}}{\partial x^\sigma} \right) \quad (\text{allo } O(h))$$

Il tensore di Ricci si ottiene da $R_{\beta\gamma\delta}^\alpha$ contraendo il primo e il terzo indice:

$$\begin{aligned} R_{\beta\delta} &= R_{\beta(\gamma=\alpha)\delta}^\alpha = \frac{\partial\Gamma_{\beta\delta}^\alpha}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha}{\partial x^\delta} = \\ &= \frac{1}{2} \eta^{\alpha\sigma} \dots \end{aligned}$$

6

Lezione 11/04/2025

...

$$k_\sigma k^\sigma = 0$$

Possiamo riscrivere:

$$k_\sigma k^\sigma = \eta_{\sigma\alpha} k^\sigma k^\alpha = k^0 k^0 - (k^1 k^1 + k^2 k^2 + k^3 k^3) = \frac{\omega^2}{c^2} - |\bar{k}|^2 \equiv 0$$

Da cui si ha

$$\omega = kc \quad \rightarrow \quad \hbar\omega = \hbar k \cdot c \quad \Rightarrow \quad E = P \cdot c$$

come per i fotoni, con massa a riposo nulla: il quanto mediatore dell'interazione gravitazionale, il gravitone, ha massa nulla.

Osserviamo anche che

$$k_\gamma \cdot x^\gamma = \eta_{\gamma\sigma} \cdot x^\gamma = k^0 x^0 - |\bar{k} \cdot \bar{x}| = \omega t - \bar{k} \cdot \bar{x}$$

$$\begin{aligned} \text{poichè } h_\delta^\alpha &= \eta^{\alpha\sigma} h_{\sigma\delta} = \eta^{\alpha\sigma} A_{\sigma\delta} e^{ik_\gamma x^\gamma} \quad \text{si ha} \quad \frac{\partial h_{\delta\alpha}}{\partial x^\alpha} \\ &\frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left(A_{\sigma\delta} \eta^{\alpha\sigma} e^{ik_\gamma x^\gamma} \right) = A_{\sigma\delta} \eta^{\alpha\sigma} e^{ik_\gamma x^\gamma} \cdot ik_\alpha \end{aligned}$$

cioè

$$ik_\alpha A_\delta^\alpha e^{ik_\gamma x^\gamma} = ik_\alpha h_\delta^\alpha = 0 \quad \Rightarrow \quad h_\delta^\alpha k_\alpha = 0$$

che è detta **condizione di trasversalità**.

Scegliamo la direzione di propagazione lungo l'asse x , ovvero $\bar{k} = (k, 0, 0)$ e quindi $h_\sigma^\alpha \cdot k_\alpha = \eta^{\alpha\delta} h_{\delta\sigma} k_\alpha = h_{\delta\sigma} k^\delta = 0$.

Ricordiamo che le condizioni di scelta del sistema di riferimento ($h = 0$ e $h_{0i} = 0$):

$$\begin{aligned} \sigma = 0 &\rightarrow h_{00} k^0 + h_{10} k^1 + h_{20} k^2 + h_{30} k^3 = 0 \quad \rightarrow \quad h_{00} = 0 \\ \sigma = 1 &\rightarrow h_{01} k^0 + h_{11} k^1 + h_{21} k^2 + h_{31} k^3 = 0 \quad \rightarrow \quad h_{11} = 0 \\ \sigma = 2 &\rightarrow h_{02} k^0 + h_{12} k^1 + h_{22} k^2 + h_{32} k^3 = 0 \quad \rightarrow \quad h_{12} = h_{21} = 0 \\ \sigma = 3 &\rightarrow h_{03} k^0 + h_{13} k^1 + h_{23} k^2 + h_{33} k^3 = 0 \quad \rightarrow \quad h_{13} = h_{31} = 0 \end{aligned}$$

In forma matriciale:

$$h_{\beta\delta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h_{22} & h_{23} \\ 0 & 0 & h_{32} & h_{33} \end{pmatrix}$$

dove $h = 0 \Rightarrow h_{22} + h_{33} = 0 \Rightarrow h_{22} = -h_{33} \equiv h_+$ e per simmetria $h_{23} = h_{32} \equiv h_\times$.

Quindi, in forma matriciale:

$$h_{\beta\delta} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h_+ & h_\times \\ 0 & 0 & h_\times & -h_+ \end{pmatrix}$$

se \bar{k} è lungo l'asse x , le componenti non nulle dell'onda sono perpendicolari all'asse x e quindi sono onde trasversali a due componenti (polarizzazioni):

$$\begin{cases} h_+ = A_+ e^{i(\omega t - \bar{k}\bar{x})} \\ h_\times = A_\times e^{i(\omega t - \bar{k}\bar{x})} \end{cases}$$

...

$$\frac{du^\mu}{d\tau} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha u^\beta = 0$$

$$\frac{du^\mu}{d\tau} + \Gamma_{00}^\mu = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{du^\mu}{d\tau} = -\Gamma_{00}^\mu = \frac{1}{2} \eta^{\mu\sigma} \left(\underbrace{\frac{\partial h_{\sigma 0}}{\partial x^0}}_{\rightarrow 0} + \underbrace{\frac{\partial h_{0\sigma}}{\partial x^0}}_{\rightarrow 0} - \underbrace{\frac{\partial h_{00}}{\partial x^\sigma}}_{\rightarrow 0} \right)$$

...

Per onde di tipo h_+ abbiamo:

$$h_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0-h_+ \end{pmatrix} e^{-(\nu x - \omega t)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0-h_+ \end{pmatrix} \cos(\omega t - xv + \phi)$$

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -h_+ \end{pmatrix} e^{-(\mu x - \omega t)}$$

...

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \{ dx + [1 - h_+ \sin(\omega t)] dy^2 + [1 - h_+ \sin(\omega t)] dz^2 \}$$

$$\begin{cases} Y = (1 + \frac{1}{2} h_+ \sin(\omega t)) y \\ Z = (1 - \frac{1}{2} h_+ \sin(\omega t)) z \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} dY^2 = dy^2 + dy^2 h_+ \sin(\omega t) dZ^2 = dz^2 + dz^2 h_+ \sin(\omega t) \end{cases}$$

...

Per onde h_\times avremo similmente:

$$\begin{aligned} ds^2 &= c^2 dt^2 - [dx^2 + dy^2 + dydz h_\times \sin \omega t + dz^2 + dydz h_\times \sin \omega t] \\ &= c^2 dt^2 - [dy^2 + dz^2 + 2h_\times \sin \omega t dy dz] \end{aligned}$$

$$\begin{cases} Y = y + \frac{1}{2}h_x \sin \omega t z \\ Z = z + \frac{1}{2}h_x \sin \omega t y \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} dY^2 = dy^2 + h_x \sin \omega t \, dy \, dz \\ dZ^2 = dz^2 + h_x \sin \omega t \, dy \, dz \end{cases}$$

Dunque possiamo accorgerci del passaggio di un'onda gravitazionale osservando lo spostamento tra le particelle.

Lo *strain* è definito come la variazione della lunghezza di un braccio dell'interferometro rispetto alla lunghezza originale:

$$h = \frac{dL}{L} = \frac{1}{2} \sqrt{h_x^2 + h_+^2} \approx 10^{-21}$$

7

Lecture 15/05/2025

Una massa singola, ferma nello spazio (Mass Monopole):

$$\int \rho(x) d^3x = M$$

non genera una perturbazione del tensore metrico, dunque non genera onde gravitazionali.

Una massa in movimento (Mass Dipole):

...

La **configurazione quadrupolare** è la principale sorgente di onde gravitazionali nei sistemi astrofisici a bassa frequenza, poiché i termini di ordine inferiore (monopolo e dipolo) non producono radiazione gravitazionale. In questo schema, le masse in orbita o in vibrazione generano una variazione del *momento di quadrupolo* del sistema, che si traduce in un'emissione di onde gravitazionali. Matematicamente, la *formula del quadrupolo* (in approssimazione newtoniana e gauge di Lorentz) fornisce un'espressione per l'ampiezza delle onde, proporzionale alla seconda derivata del momento di quadrupolo e che decresce come $1/r$ con la distanza dalla sorgente.

Questi oggetti emanano una radiazione di sincrotrone (osservabile dai segnali radio). Ogni qual volta ci arriva un raggio di tale tipo, sappiamo che il sistema ha compiuto un giro completo. La radiazione di sincrotrone è generata da particelle cariche che si muovono in un campo magnetico, e la sua emissione è associata a fenomeni astrofisici come le esplosioni di supernova o i getti relativistici emessi da buchi neri.

La prima osservazione diretta di onde gravitazionali è avvenuta il 14 settembre 2015, quando gli interferometri LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) hanno registrato le onde gravitazionali generate dalla fusione di due buchi neri. L'interferometro, in breve, funziona come segue:

- 2 bracci lunghi 4 km
- misura le onde gravitazionali attraverso la variazione della lunghezza dei bracci
- il raggio laser viene diviso in due e inviato lungo i due bracci, dove viene riflesso da specchi e poi ricombinato
- la variazione della lunghezza dei bracci provoca un cambiamento nell'interferenza del raggio laser, che viene misurato

Quando i due oggetti si avvicinano, la loro forza gravitazionale aumenta, accelerando le masse e generando onde gravitazionali, questa fase prende il nome di *inspiral*. Quando i due corpi iniziano a fondersi, la loro velocità aumenta e la forza gravitazionale diventa così intensa che le onde gravitazionali emesse aumentano di intensità, questa fase prende il nome di *merger*. In questa fase, la radiazione gravitazionale emessa è così intensa che può essere rilevata anche a distanze cosmiche. Infine, quando i due oggetti si fondono in un unico corpo, si verifica una fase di *ringdown*, in cui il nuovo oggetto emette onde gravitazionali mentre si stabilizza.

Finora abbiamo potuto osservare qualche decina di fusione di buchi neri, e una sola fusione di stelle di neutroni. La fusione di stelle di neutroni, emettendo anche una controparte elettromagnetica, è stata osservata anche in altre lunghezze d'onda, come i raggi gamma e le onde radio, grazie alla sinergia tra diversi telescopi e osservatori.

Questi interferometri sono sensibili a corpi con masse di circa una decina di masse solari.

Buchi neri supermassicci (come quelli al centro di molte galassie), quando due galassie si fondono, generano

onde gravitazionali a bassa frequenza, che non possono essere rilevate da interferometri come LIGO. Per questo, l'ESA e la NASA hanno in serbo un nuovo progetto, LISA (Laser Interferometer Space Antenna), che prevede il lancio di tre satelliti in formazione (triangolare, con distanza reciproca di $2.3 \cdot 10^6 \text{ km}$) per rilevare onde gravitazionali a bassa frequenza.

7.1 Test classici

Precessione - Perielio di Mercurio (2° ordine)

Gravitational Redshift

Deflection of light - Gravitational lensing

Shapiro delay

7.2 METrica nel campo debole (stazionario)

Scriviamo l'eq di Einstein in forma di onda:

$$R_{\beta\delta} = -\frac{1}{2}\square^2 h_{\beta\delta} = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial^2 h_{\beta\delta}}{\partial t^2} - \nabla^2 h_{\beta\delta}\right)$$

Se il campo è stazionario, la derivata temporale si annulla, e quindi possiamo scrivere:

$$\frac{1}{2}\nabla^2 h_{\beta\delta} = \frac{8\pi G}{c^4} \left[T_{\beta\delta} - \frac{1}{2}\eta_{\beta\delta}T_\gamma^\gamma \right]$$

Dove $T_{\beta\delta}$ è il tensore energia-momento, che in questo caso è dato da:

$$\begin{cases} T_{SILQ}^{\beta\delta} = \rho_0 c^2 u^\alpha u^\beta \\ u^\alpha = (1, 0, 0, 0) \\ T_\gamma^\gamma = \eta_{\alpha\gamma} T^{\gamma\alpha} \end{cases}, \quad T^{\beta\delta} = \begin{pmatrix} \rho_0 c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dunque otteniamo:

$$R_{11} = \frac{1}{2}\nabla^2 h_{11} = \frac{8\pi G}{c^4} \left[\underbrace{T_{11}}_0 - \frac{1}{2}\rho_0 c^2 \right] = \frac{4\pi G}{c^2} \rho_0$$

...

$$h_{11} = h_{22} = h_{33} = \frac{2\phi}{c^2}, \quad h_{\alpha\beta} = 0 \text{ if } \alpha \neq \beta$$

...

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\phi}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

...

$$\frac{d^2x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2x^\mu}{dt^2} = -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds}$$

$$\begin{aligned}\frac{dU^\mu}{ds} &= -\Gamma_{\alpha\beta}^\mu U^\alpha U^\beta \\ &= \frac{1}{2}g^{\mu\nu} [g_{\alpha\beta,\nu} - g_{\beta\nu,\alpha} - g_{\alpha\nu,\beta}] U^\alpha U^\beta \\ &= \frac{1}{2}g^{\mu\nu} g_{\alpha\beta,\nu} U^\alpha U^\beta - \frac{1}{2}g^{\mu\nu} g_{\alpha\nu,\beta} U^\alpha U^\beta - \frac{1}{2}g^{\mu\nu} g_{\beta\nu,\alpha} U^\alpha U^\beta\end{aligned}$$

$$\frac{dU_\sigma}{ds} = \frac{d}{ds} (g_{\sigma\mu} U^\mu) = \frac{dg_{\sigma\mu}}{ds} U^\mu + g_{\sigma\mu} \frac{dU^\mu}{ds} = \frac{dg_{\sigma\mu}}{dx^\nu} \frac{dx^\nu}{ds} U^\mu + g_{\sigma\mu} \left[\frac{1}{2}g^{\mu\nu} g_{\alpha\beta,\nu} U^\alpha U^\beta - g^{\mu\nu} g_{\alpha\nu,\beta} U^\alpha U^\beta \right]$$

...

$$\Rightarrow \frac{dU_\sigma}{ds} = \frac{1}{2}g_{\alpha\beta,\sigma} U^\alpha U^\beta$$

abbiamo dunque che il quadrimomento P_0 si conserva:

$$P_0(P) = P_0(\theta)$$

...

$$E = P_\alpha U^\alpha, \quad ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} = \frac{1}{g_{\mu\nu}} = U^\mu U^\nu$$

da cui

$$(U^0)^2 = \frac{1}{g_{00}} \quad \Rightarrow \quad U^0 = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}}$$

e questo era il Pound Rebka test

8

Cosmologia

8.1 Introduzione

La cosmologia (*Cosmos*: Universo, bellezza; *Logos*: studio) è la scienza che studia l'origine, l'evoluzione e la struttura dell'universo.

Le prime teorie cosmologiche risalgono a circa 2500 anni fa, quando i filosofi greci iniziarono a riflettere sulla natura dell'universo.

Nel Rinascimento, Copernico rivoluzionò il pensiero cosmologico proponendo un modello eliocentrico, in cui il Sole occupa la posizione centrale invece della Terra. Keplero, analizzando con precisione le orbite planetarie, introdusse le leggi ellittiche del moto celeste, contribuendo a dare forma al nuovo paradigma. Galileo Galilei, con le sue osservazioni dettagliate tramite il telescopio, fornì evidenze empiriche a supporto di queste teorie, ribaltando definitivamente il vecchio modello geocentrico.

⌚ Observation: Paradosso di Olber

Paradosso di Olber: Se l'universo fosse infinito, statico e omogeneo, ogni linea di vista dovrebbe colpire una stella, rendendo il cielo completamente luminoso.

$$f = \frac{L}{4\pi d^2} \quad dJ = \frac{L}{4\pi d^2} nr^2 dr$$

Universo infinito:

$$J = \int_{r=0}^{\infty} \frac{L}{4\pi d^2} nr^2 dr = \infty$$

Tuttavia, il cielo notturno è scuro. Questo paradosso suggerisce due possibili conclusioni:

1. l'universo non è infinito
2. l'universo non è statico

I primi studi sulle distanze nell'universo hanno segnato una svolta nell'astronomia. Una delle tecniche adottate è la **parallasse**, ovvero il cambiamento apparente della posizione di una stella rispetto allo sfondo, osservato quando la Terra si muove lungo la sua orbita. Questa tecnica ha permesso di determinare le distanze assolute delle stelle, aprendo la strada a una comprensione più profonda della struttura galattica.

William Herschel, attraverso osservazioni sistematiche, ha contribuito a delineare un quadro tridimensionale della Via Lattea. Utilizzando sia la distribuzione che l'intensità luminosa delle stelle, Herschel ha avanzato ipotesi sulla forma ed estensione della nostra galassia, gettando le basi per le future ricerche in cosmologia.

All'inizio del '900 ci stavano due teorie cosmologiche in competizione: Curtis sosteneva che la Via Lattea fosse una galassia isolata (e dunque coincidente con l'universo), mentre Shapley credeva che fosse solo una delle tante galassie nell'universo.

TODO: collegamento tra i due paragrafi

Il redshift indica lo spostamento verso il rosso delle linee spettrali, simile all'effetto Doppler: quando una sorgente luminosa si allontana dall'osservatore, la lunghezza d'onda aumenta, spostando lo spettro verso il rosso. In cosmologia, questo fenomeno è interpretato come l'effetto dell'espansione dell'universo.

Nel 1929, Edwin Hubble scoprì che la velocità di allontanamento delle galassie è proporzionale alla loro distanza dalla Terra, formulando la legge di Hubble:

$$v = H_0 d$$

dove v è la velocità di recessione, H_0 è la costante di Hubble e d è la distanza. Questa scoperta ha fornito una prova fondamentale dell'espansione dell'universo e ha portato alla formulazione del modello cosmologico attuale.

Le moderne teorie cosmologiche si basano su due assunzioni fondamentali: l'**omogeneità** e l'**isotropia** dell'universo su larga scala. L'omogeneità implica che la distribuzione della materia e dell'energia sia la stessa in ogni regione sufficientemente ampia dell'universo, mentre l'isotropia significa che l'universo appare uguale in tutte le direzioni. Queste ipotesi, note come *Principio Cosmologico*, sono supportate dalle osservazioni e semplificano notevolmente la descrizione matematica dell'universo.

Si assume che l'universo sia spazialmente omogeneo e isotropo (su larga scala), il che implica che le leggi fisiche siano le stesse ovunque e in tutte le direzioni.

⌚ Observation: Legge di Hubble e Big Bang

La legge di Hubble afferma che la velocità di recessione delle galassie è proporzionale alla loro distanza dalla Terra. Questa scoperta ha portato alla formulazione del modello del Big Bang, che descrive l'universo come in espansione a partire da uno stato iniziale estremamente denso e caldo.

Prove dell'isotropia dell'universo:

- simmetria a 100 mpc della struttura dell'universo - Il fondo cosmico a microonde, che segue uno spettro di corpo nero con una temperatura di circa 2.725 K, conferma l'omogeneità e l'isotropia dell'universo su larga scala.

—

Abbiamo prove evidenti (dalle osservazioni) che l'universo non è sempre stato come lo vediamo oggi. Inizialmente questo era infatti **opaco**, mentre ora è **trasparente**. Questo significa che l'universo ha subito un'evoluzione nel tempo, passando da uno stato iniziale in cui la materia era concentrata e calda a uno stato attuale in cui è più dispersa e fredda.

8.2 Principio Cosmologico

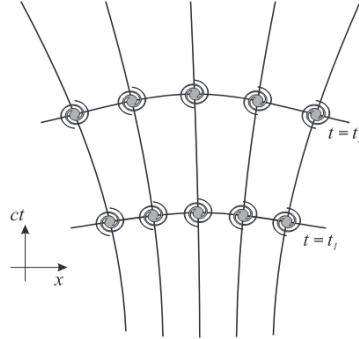
Se vogliamo applicare la Relatività Generale (intesa come la miglior teoria disponibile per descrivere il moto dei corpi per effetto della distribuzione di materia) allo studio del cosmo, dovremo aspettarci che, in generale, la geometria dello spazio tempo non sia statica, ma dipenda dal tempo. Questo è anche suggerito dall'evidenza osservativa di un moto generale di allontanamento delle galassie da noi (legge di Hubble).

L'espansione dell'universo appare abbastanza regolare. Vi sono, a causa della presenza di disomogeneità (come gruppi, ammassi di galassie), delle perturbazioni nei moti delle galassie indotti dall'azione gravitazionale di queste disomogeneità. Ma questi moti sono relativamente "piccoli", con velocità dell'ordine di $100 \div 1000 \text{ km/s}$, rispetto alle velocità di allontanamento (*recessione*) da noi delle galassie che, nelle survey ottiche, arrivano anche a frazioni significative della velocità della luce. Inoltre questi moti sono generalmente non sistematici.

"Ad ogni epoca fissata l'universo appare lo stesso in ogni punto, a parte le irregolarità locali"

Immaginiamo di riempire fittamente questo spazio "smussato" e omogeneo di osservatori, ognuno con orologio e regoli, ognuno in quiete rispetto al moto medio della materia circostante. Le linee di universo (cioè le geodetiche) di questi osservatori non si intersecano, eccetto possibilmente in un punto singolare nel passato e, forse, nel futuro. C'è una sola geodetica che passa per un punto dello spazio-tempo, e quindi la materia possiede, in ogni punto, una ben definita velocità. Questo substrato "smussato" si comporta come un fluido perfetto. La regolarità del moto degli osservatori (postulato di Weyl) permette di definire, per ogni

valore del tempo cosmico, una sezione spaziale $t = \text{cost}$ dello spazio-tempo. Queste sezioni spaziali sono perpendicolari alle geodetiche descritte dagli osservatori (vedi più avanti).



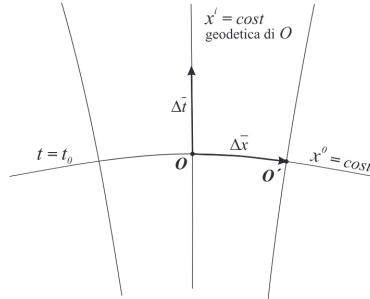
...

$$\Delta\bar{x} \cdot \Delta\bar{t} = 0 = g_{0i}\Delta t^0\Delta x^i \quad \forall \Delta t^0, \forall \Delta x^i \quad \Rightarrow \quad g_{0i} = 0$$

La metrica sarà del tipo:

$$ds^2 = g_{00}(dx^0)^2 + g_{ij}dx^i dx^j \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

Se noi prendiamo uno di questi osservatori comoventi, avremo che le sue coordinate spaziali sono costanti. Ciò non vuol dire che la distanza relativa di questi osservatori non cambia, ma che la loro distanza relativa cambia in modo isotropo con l'espansione dell'universo.



— [formalmente]

Se consideriamo infatti uno di questi osservatori O in quiete rispetto al moto medio locale della materia, la sua geodetica sarà per lui definita dalle condizioni $x_i = \text{cost}$ ($i = 1, 2, 3$) ; se consideriamo un osservatore vicino, che si trovi sulla stessa superficie $t = t_0 = \text{cost}$, cioè $x_0 = \text{cost}$, di O , il vettore Δx che unisce l'evento O all'evento O' sarà perpendicolare al vettore Δt parallelo alla geodetica per O ed alla quadrivelocità di componenti $(1, 0, 0, 0)$. Se fosse $\Delta t \cdot \Delta x \neq 0$ gli eventi O ed O' non sarebbero più contemporanei, perché Δx avrebbe una componente non nulla lungo l'asse dei tempi di O .

Questo ci permette di semplificare la scelta della metrica per l'osservatore O , che sarà in generale:

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta$$

...

Consideriamo un osservatore co-movente O . Le sue coordinate spaziali saranno $x_i = \text{cost}$, per cui $dx_i = 0$; l'intervallo ds^2 tra due eventi successivi lungo la linea d'universo di O sarà quindi $ds^2 = g_{00}(dx^0)^2$, ma questo è anche uguale, per definizione, a $c^2d\tau^2$ con τ tempo proprio associato ad O :

$$c^2d\tau^2 = g_{00}(dx^0)^2$$

Lo spazio è omogeneo, e questa relazione deve valere per qualunque osservatore, quali che siano le sue coordinate x^i , per cui g_{00} deve dipendere solo da x^0 . Possiamo quindi definire una nuova scala di tempo cosmico tale che:

$$cdt = \sqrt{g_{00}} dx^0$$

che coinciderà con il tempo proprio degli osservatori co-moventi e scriverò, usando t per indicare il tempo proprio:

$$ds^2 = c^2 dt^2 + g_{ij} dx^i dx^j$$

Un sistema di riferimento in cui sia $g_{00} \equiv 1$ e $g_{0i} \equiv 0$ è detto *sincrono*. In questo caso le linee d'universo $x^i = \text{cost}$ sono linee geodetiche. Infatti il quadrvettore tangente alla linea d'universo $u^\alpha \equiv dx^\alpha/ds$ ha le componenti uguali a $(1, 0, 0, 0)$ e soddisfa automaticamente l'equazione delle geodetiche, perchè:

$$\frac{du^\alpha}{ds} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha u^\beta u^\gamma \cong \Gamma_{00}^\alpha$$

ma essendo $g_{00} = 1$, e $g_{0i} = 0$, abbiamo:

$$\Gamma_{00}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\sigma} \left(\frac{\partial g_{\sigma 0}}{\partial x^0} + \frac{\partial g_{\sigma 0}}{\partial x^0} - \frac{\partial g_{00}}{\partial x^\sigma} \right) = 0$$

TODO: missimg something

8.2.1 Metrica di Robertson-Walker

Usiamo anzitutto il fatto di avere una simmetria sferica dovuta all'isotropia scegliendo un sistema di coordinate sferico, che riflette questa simmetria. Restiamo, per ora, nello spazio euclideo e definiamo:

$$\begin{cases} x = R \sin \theta \cos \varphi \\ y = R \sin \theta \sin \varphi \\ z = R \cos \theta \end{cases}$$

Definita in questo modo la superficie sferica è immediato ricavare il tensore metrico:

$$\begin{aligned} \bar{x}_R &= (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta) \\ \bar{x}_\theta &= (R \cos \theta \cos \varphi, R \cos \theta \sin \varphi, -R \sin \theta) \\ \bar{x}_\varphi &= (-R \sin \theta \sin \varphi, R \sin \theta \cos \varphi, 0) \end{aligned} \Rightarrow {}^3g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & R^2 & 0 \\ 0 & 0 & R^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

da cui:

$$dl^2 = dR^2 + R^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) = dR^2 + R^2 d\Omega^2$$

Per $R = \text{cost}$ sarà $dl^2 = R^2 d\Omega^2$, con ${}^2g_{ij} = \begin{pmatrix} R^2 & 0 \\ 0 & R^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}$. Ricordiamo che l'area della superficie si può ottenere dalla relazione:

$$dA = \sqrt{{}^2g} d\theta d\varphi = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

da cui l'area della sfera è:

$$A = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi R^2$$

Questa relazione si può generalizzare alle tre dimensioni ottenendo in questo caso un volume:

$$dV = \sqrt{^3g} dR d\theta d\varphi = R^2 \sin \theta dR d\theta d\varphi$$

da cui otteniamo:

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3$$

TODO: missing something

9

Cosmologia

La cosmologia (*Cosmos*: Universo, bellezza; *Logos*: studio) è la branca della fisica e dell'astronomia che indaga l'origine, l'evoluzione, la struttura su larga scala e il destino ultimo dell'Universo. Sebbene le prime riflessioni sulla natura del cosmo risalgano ai filosofi greci, la cosmologia moderna affonda le sue radici nella rivoluzione scientifica del Rinascimento. Figure come Copernico, con il suo modello eliocentrico, Keplero, che descrisse le orbite ellittiche dei pianeti, e Galileo Galilei, le cui osservazioni telescopiche fornirono prove cruciali, scardinaron la visione geocentrica millenaria, apendo la via a una nuova comprensione del nostro posto nell'Universo.

9.1 Introduzione Storica e Concettuale

Comprendere la vastità dell'Universo e la nostra posizione al suo interno divenne la sfida successiva. Tecniche come la **parallasse** stellare – il cambiamento apparente della posizione di una stella vicina rispetto allo sfondo lontano dovuto al moto orbitale della Terra – permisero le prime misure dirette di distanza, rivelando le immense scale del cosmo. Astronomi come William Herschel tentarono di mappare la struttura tridimensionale della Via Lattea basandosi sulla distribuzione e luminosità delle stelle.

Tuttavia, all'inizio del XX secolo, la natura stessa delle "nebulose" spiraliformi osservate era oggetto di un acceso dibattito (il "Great Debate"): erano parte della nostra Galassia, rendendola di fatto l'intero Universo conosciuto (posizione sostenuta da Heber Curtis), o erano esse stesse "universi-isola", galassie distinte e lontane simili alla nostra (come proposto da Harlow Shapley)?

Questa domanda fondamentale si intrecciava con un antico enigma noto come **Paradosso di Olbers**:

⌚ Observation: Paradosso di Olber

Perché il cielo notturno è buio, se l'Universo fosse infinito, eterno e uniformemente pieno di stelle? In tale scenario, ogni linea di vista dovrebbe intercettare la superficie di una stella, rendendo la volta celeste abbagliante.

$$f = \frac{L}{4\pi d^2} \quad \text{Flusso da una stella a distanza } d$$

$$dJ = \frac{L}{4\pi d^2} n(4\pi d^2 dr) = Lndr \quad \text{Contributo da un guscio sferico}$$

Integrando su un universo infinito:

$$J = \int_{r=0}^{\infty} Lndr = \infty$$

L'oscurità del cielo suggerisce che almeno una delle ipotesi (infinito, eterno, statico, omogeneo) debba essere errata. Le possibili soluzioni includono:

1. L'universo ha un'età finita (la luce dalle stelle più lontane non ci ha ancora raggiunto).
2. L'universo è in espansione (la luce delle galassie lontane perde energia).

La chiave per risolvere il dibattito sulla natura delle nebulose e per gettare nuova luce sul paradosso di Olbers giunse dalle misure di velocità e distanza delle galassie. Già si osservava che molte nebulose mostravano uno spostamento sistematico delle loro linee spettrali verso il rosso (**redshift**), interpretabile come un allontanamento dovuto all'effetto Doppler. Fu Edwin Hubble, nel 1929, a stabilire la relazione cruciale: misurando le distanze di varie galassie (usando stelle Cefeidi come riferimento) e correlandole con i loro

redshift, scopri la **Legge di Hubble**:

$$v = H_0 d$$

dove v è la velocità di recessione, d la distanza e H_0 è la **costante di Hubble**. Questa legge fornì la prova definitiva che le nebulose erano altre galassie esterne alla nostra e, soprattutto, che l'Universo è in **espansione**.

L'espansione cosmica è il pilastro del modello cosmologico standard attuale, il **Big Bang**. Estrpolando l'espansione indietro nel tempo, si deduce che l'universo dovesse trovarsi in uno stato iniziale estremamente denso e caldo, dal quale si è espanso e raffreddato fino allo stato attuale. Questo scenario fornisce un quadro coerente per spiegare sia la legge di Hubble sia il paradosso di Olbers.

Per descrivere matematicamente un universo in espansione, la cosmologia moderna adotta il **Principio Cosmologico**: su scale sufficientemente grandi (tipicamente > 100 Mpc), l'Universo è **omogeneo** (uguale in ogni punto) e **isotropo** (uguale in ogni direzione). Sebbene l'universo appaia chiaramente disomogeneo su piccola scala (pianeti, stelle, galassie), queste assunzioni sono ben supportate dalle osservazioni su larga scala, come la distribuzione degli ammassi di galassie e, in modo spettacolare, dalla **Radiazione Cosmica di Fondo** (CMB). Quest'ultima, un residuo dell'universo primordiale caldo, permea tutto lo spazio con uno spettro di corpo nero quasi perfetto ($T \approx 2.725$ K) e mostra un'isotropia eccezionale, confermando le ipotesi del Principio Cosmologico.

Infine, numerose prove osservative indicano che l'universo *evolve* nel tempo. Ad esempio, l'universo primordiale era **opaco** alla radiazione, mentre oggi è largamente **trasparente**. Questo cambiamento di stato, insieme all'espansione e al raffreddamento testimoniati dalla CMB e dalla legge di Hubble, sottolinea la natura dinamica del cosmo che andremo a studiare nei prossimi capitoli.

...

9.2 La metrica di Robertson e Walker

Usiamo anzitutto il fatto di avere una simmetria sferica dovuta all'isotropia scegliendo un sistema di coordinate sferico, che riflette questa simmetria. Restiamo, per ora, nello spazio euclideo e definiamo:

$$\begin{cases} x = R \sin \theta \cos \varphi \\ y = R \sin \theta \sin \varphi \\ z = R \cos \theta \end{cases}$$

...

$$ds^2 = c^2 dt^2 + a(t)^2 g_{ij} dx^i dx^j$$

dove la dipendenza dal tempo è tutta nella funzione $a(t)$ detta fattore di scala, ed i g_{ij} non dipendono dal tempo.

Il rapporto $a(t_1)/a(t_0)$ rappresenta l'ingrandimento al tempo t_1 , rispetto al tempo t_0 , di una lunghezza misurata lungo le due superfici $t = t_1$ e $t = t_0$.

...

$$d\ell^2 = R^2 d\Omega^2 \quad \Rightarrow \quad d\ell^2 = \underbrace{g(r')}_{r^2} d\Omega^2$$

Observation:

$g_{r\theta}$ e $g_{r\phi}$ sono nulle

...

$$t = t_0 \quad \Rightarrow \quad a(t_0) = \text{cost}$$

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} a^2 f(r) & & \\ & a^2 r^2 & \\ & & a^2 r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad g^{ij} = \begin{pmatrix} \frac{1}{a^2 f(r)} & & \\ & \frac{1}{a^2 r^2} & \\ & & \frac{1}{a^2 r^2 \sin^2 \theta} \end{pmatrix} \quad g = a^6 f(r) r^4 \sin^2 \theta$$

Poichè siamo in uno spazio omogeneo, abbiamo che in ogni punto in cui $t = t_0$ la curvatura è costante.

Vogliamo imporre la condizione che lo spazio sia omogeneo; questo significa che anche la curvatura dello spazio sarà costante ovunque. Ho una sola funzione da definire, $f(r)$, per cui mi basta una sola condizione, cioè che lo scalare di Ricci della sezione spaziale a tempo cosmico costante, 3R , sia costante.

Ricordiamo che:

$${}^3R = g^{\alpha\beta} {}^3R_{\alpha\beta}, \quad e$$

abbiamo messo l'apice 3 davanti a R per indicare che ci riferiamo alla parte spaziale, non allo spazio-tempo completo.

Si inizia come sempre dalle connessioni affini (simboli di Kristoffel); ce ne sono 18 indipendenti; di queste solo 7 sono diverse da zero:

$$\Gamma_{11}^1 = \frac{1}{2} \frac{df}{dr} \quad \Gamma_{22}^1 = -\frac{r}{f} \quad \Gamma_{33}^1 = \frac{r \sin^2 \theta}{f} \quad \Gamma_{12}^2 = \Gamma_{21}^2 = \frac{1}{r} \quad \Gamma_{13}^3 = \Gamma_{31}^3 = \frac{1}{r} \quad \Gamma_{33}^2 = -\sin \theta \cos \theta \quad \Gamma_{23}^3 = \Gamma_{32}^3 = \frac{\cos \theta}{\sin \theta}$$

Poichè ${}^3R = g^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta} = g^{11} R_{11} + g^{22} R_{22} + g^{33} R_{33}$, abbiamo:

$${}^3R_{11} = \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{f} \frac{df}{dr} \quad {}^3R_{22} = 1 - \frac{1}{f} + \frac{1}{2} \frac{r}{f^2} \frac{df}{dr} \quad {}^3R_{33} = \sin^2 \theta \cdot {}^3R_{22}$$

da cui, imponendo ${}^3R = costante = K$:

$${}^3R = g^{11} R_{11} + g^{22} R_{22} + g^{33} R_{33}$$

$${}^3R = K = \frac{2}{a^2 r^2} \left[1 - \frac{1}{f} + \frac{r}{f^2} \frac{df}{dr} \right] = \frac{2}{a^2 r^2} \left[1 - \frac{d}{dr} \left(\frac{r}{f} \right) \right] = \frac{2}{a^2 r^2} \frac{d}{dr} \left[r \left(1 - \frac{1}{f} \right) \right]$$

da cui:

$$d \left[r \left(1 - \frac{1}{f} \right) \right] = \frac{Ka^2 r^2}{2} dr$$

Integrando otteniamo:

$$r \left(1 - \frac{1}{f} \right) = \frac{Ka^2 r^3}{6} + A \quad \Rightarrow \quad f(r) = \frac{1}{1 + \frac{Ka^2 r^2}{6} - \frac{A}{r}}$$

Ma, se $r \rightarrow 0$, la metrica sarà quella euclidea, per cui $f(r) \equiv 1$; ne segue che $A = 0$ eccetto

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - \frac{Ka^2(t)r^2}{6}} + r^2 d\Omega^2 \right]$$

Osserviamo però che, come avevamo detto, la dipendenza dal tempo della parte spaziale si esplica attraverso la $a^2(t)$ davanti alla parentesi quadra, ed il termine all'interno di questa non dipende dal tempo. Questo significa che Ka^2 è funzione di r . Sarà allora $K = K(t)$.

Definiamo un cambiamento di scala in r tale che $\frac{Ka^2 r^2}{6} k \tilde{r}^2$, dove $k = 0$ se $K = 0$, altrimenti k ha lo stesso segno di K , ma modulo 1.

$$k = \begin{cases} 0 & \text{if } K = 0 \\ \text{sign}(K) & \text{if } K \neq 0 \end{cases}$$

Abbiamo quindi:

$$r^2 = \frac{6k}{Ka^2} \tilde{r}^2 \quad \Rightarrow \quad r = \tilde{r} \sqrt{\frac{6k}{Ka^2}} \quad dr = \sqrt{\frac{6k}{Ka^2}} d\tilde{r}$$

e quindi:

$$dt^2 = \tilde{a}^2(t) \left[\frac{6k}{K(t)a^2(t)} \cdot \frac{d\tilde{r}^2}{1 - k\tilde{r}^2} + \frac{6k}{K(t)a^2(t)} \tilde{r}^2 d\Omega^2 \right] = \frac{6k}{K(t)} \left[\frac{d\tilde{r}^2}{1 - k\tilde{r}^2} + \tilde{r}^2 d\Omega^2 \right]$$

Se vogliamo che $dt^2 = \tilde{a}^2(t)[...]$, definiamo $\frac{6k}{K(t)} = \tilde{a}^2(t)$, da cui:

$$dt^2 = \tilde{a}^2(t) \left[\frac{d\tilde{r}^2}{1 - k\tilde{r}^2} + \tilde{r}^2 d\Omega^2 \right]$$

$$\text{in cui } K(t) = {}^3R(t) \equiv \frac{6k}{\tilde{a}^2(t)}.$$

9.3 Topologia dell'Universo

Vediamo ora in dettaglio le proprietà topologiche dei modelli cosmologici corrispondenti ai tre casi $k = 0, +1, -1$.

1. **Caso $k = 0$** (universo piatto):

In questo caso l'universo è omogeneo e isotropo, ma non ha curvatura. La geometria è euclidea e le linee di universo sono rette. La topologia è quella di uno spazio euclideo tridimensionale, quindi l'universo è infinito e non ha bordi.

$$\mathbb{E}^3 \rightarrow \text{"spazio piatto"} \quad 0 < r < \infty \quad \rightarrow \quad \text{"spazio infinito"}$$

2. **Caso $k = +1$** (universo chiuso):

Per $d\theta = d\phi = 0$ abbiamo $d\ell = a(t) \frac{dr}{\sqrt{1 - r^2}}$ per cui $|r| < 1$ e la metrica diverge se $r \rightarrow 1$. Possiamo eliminare tale divergenza scegliendo una nuova coordinata χ al posto di r , tale che $r = \sin \chi$ così che:

$$\begin{aligned} dr &= \cos \chi d\chi = \sqrt{1 - \sin^2 \chi} d\chi = \sqrt{1 - r^2} d\chi \\ d\ell^2 &= a^2(t) \left[\frac{(1 - r^2) d\chi^2}{1 - r^2} + \sin^2 \chi d\Omega^2 \right] = a^2(t) [d\chi^2 + \sin^2 \chi d\Omega^2] \end{aligned}$$

Con $0 \leq \chi \leq \pi$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Confrontiamo tale topologia con la sfera in 2-D in \mathbb{E}^3 . Sarà $\chi = s/a$; $s = a\chi$, $a \sin \chi = x$:

$$dt^2 = a^2 d\chi^2 + x^2 d\varphi^2 = a(d\chi^2 + \sin^2 \chi d\varphi^2)$$

Inoltre, detto $u = x/a$, $u = \sin \chi$, $du? \cos \chi d\chi = \sqrt{1 - \sin^2 \chi} d\chi = \sqrt{1 - u^2} d\chi$ e la metrica diventa:

$$dt^2 = a^2 \left[\frac{du^2}{1-u^2} + u^2 d\varphi^2 \right]$$

Vedo che la coordinata r in Robertson-Walker con $k = +1$ corrisponde a x/a nel caso 2-D della sfera; χ varia tra 0 e π .

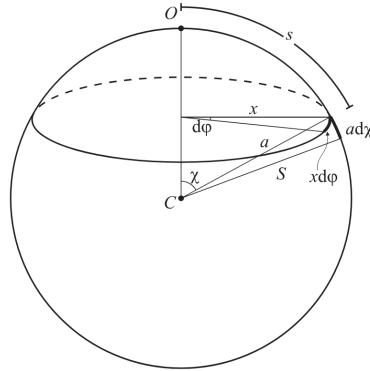


Figure 9.1: Universo chiuso

Consideriamo ora una ipersfera: una sfera 3-D in \mathbb{E}^4 ; L'equazione della sfera, estendendo il teorema di pitagora e ricordando che la quarta dimensione sarà in qualche modo perpendicolare alle altre tre, sarà:

$$x^2 + y^2 + z^2 + u^2 = a^2 \quad a = \text{cost} = \text{raggio della sfera}$$

Sia $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ (sfera 2-D per cui $u = \text{cost}$) così che $a^2 = r^2 + u^2 = \text{cost}$. Differenziando otteniamo:

$$\begin{aligned} 2rdr + 2udu = 0 &\Rightarrow dr = -udu \\ du^2 &= \frac{r^2 dr^2}{u^2} = \frac{r^2 dr^2}{a^2 - r^2} \end{aligned}$$

Questo per garantire che lo spostamento du sia sulla ipersfera in \mathbb{E}^4 ; Il $d\ell^2$ in \mathbb{E}^4 sarà:

$$d\ell^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 + du^2$$

In coordinate polari abbiamo:

$$d\ell^2 = dr^2 + r^2 d\Omega^2 + du^2 = dr^2 + r^2 d\Omega^2 + \frac{r^2 dr^2}{a^2 - r^2} = dr^2 \left[1 + \frac{r^2}{a^2 - r^2} \right] + r^2 d\Omega^2 = \frac{dr^2}{1 - r^2/a^2} + r^2 d\Omega^2$$

Posto $\tilde{r} = r/a$ abbiamo che ($dr = ad\tilde{r}$):

TODO: finire caso $k = +1$

3. **Caso $k = -1$** (universo aperto):

MISSING: caso $k = -1$

Chiudiamo il paragrafo facendo osservare che la metrica di R&W, oltre che nel modo in cui l'abbiamo presentata sopra, cioè

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - \frac{Kr^2}{6}} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right]$$

può essere scritta anche come:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]$$

con $R(t)$ fattore di scala e $S_k(\chi)$ funzione che dipende dal tipo di universo, definita come:

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin \chi & (k = +1) \\ \chi & (k = 0) \\ \sinh \chi & (k = -1) \end{cases}$$

⚠ Warning: Forme equivalenti

Al posto di χ si può trovare scritto r , per cui bisogna capire dal contesto quale delle due relazioni viene usata! Noi useremo generalmente la prima delle due forme.

Topologie più complesse

Nei tre casi visti sopra abbiamo analizzato le tre topologie più semplici: \mathbf{E}^3 , \mathbf{S}^3 ed \mathbf{H}^3 . Ma la Relatività Generale è in realtà una teoria locale, e la nostra assunzione di isotropia e omogeneità locali implica che lo spazio è localmente quello di \mathbf{E}^3 , \mathbf{S}^3 ed \mathbf{H}^3 .

Sono però possibili topologie più complesse: se partiamo inizialmente in 2 dimensioni possiamo costruire un **toro 2D** (T^2) partendo da una superficie rettangolare piana (euclidea); Si identificano in modo opportuno punti appartenenti al bordo del rettangolo e questo si può visualizzare immaginando di eseguire piegature ed incollaggi come mostrato qui sotto (ma la curvatura si mantiene nulla, mentre la ciambella qui sotto non ha curvatura nulla in E^3 !):

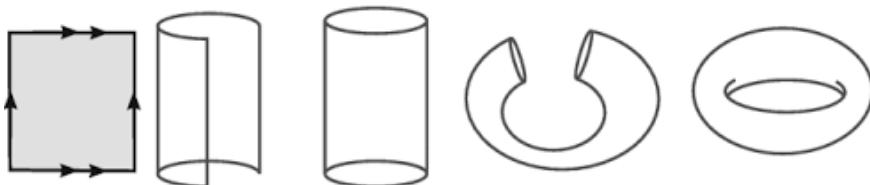
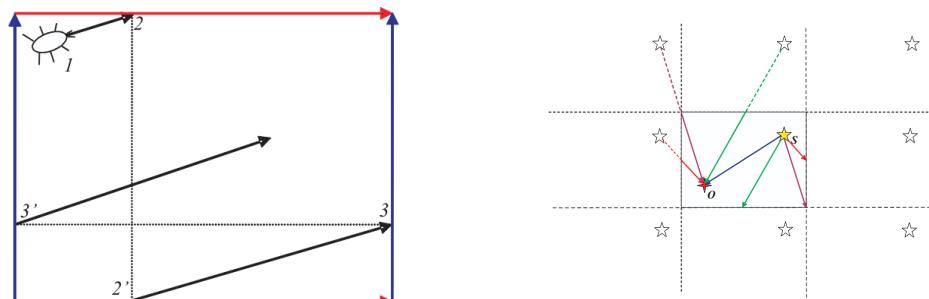


Figure 9.2: Toro 2D

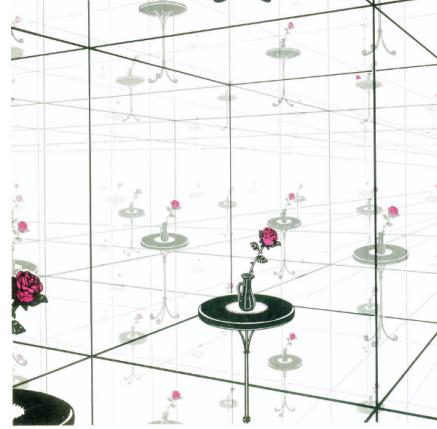
Immaginiamo ora un insetto che cammina sulla superficie del toro. L'insetto attraversa il confine superiore in 2 e rientra dal basso in 2', esce in 3 a destra e rientra in 3' a sinistra. Il toro è equivalente ad un rettangolo i cui bordi sono identificati a due a due. Pur essendo finita, la superficie non ha confini.



Un altro effetto tipico di questo tipo di topologia compatta è la presenza di fantasmi (ghosts), cioè di immagini multiple dello stesso oggetto S, che arrivano in O da varie direzioni. Poiché i cammini, e quindi i tempi di

percorrenza, sono diversi, le varie immagini dello stesso oggetto ce lo mostrano in diversi momenti della sua evoluzione (quindi non è banale riconoscerlo!).

L'analogo di \mathbf{T}^2 in 3D è il toro 3D, \mathbf{T}^3 . Un osservatore posto al suo interno ha l'impressione di trovarsi in una stanza con pareti, soffitto e pavimento ricoperti di specchi che però non rovesciano l'immagine. Anche qui osserveremo, per ogni oggetto reale, i suoi fantasmi in tutte le direzioni.



Quanto detto vale per uno spazio Euclideo (2D o 3D), che può essere rappresentato, oltre che con una celletta a forma di parallelepipedo, anche con una a forma di prisma a base esagonale. Nel caso di uno spazio 3D euclideo ci sono 10 varietà euclidee compatte candidate a rappresentare il nostro universo, che apparentemente non presentano confini, come il toro 2D o 3D.

MISSING: varietà non euclidee compatte

9.4 Legge di Hubble

Consideriamo un osservatore co-movente preso come origine, un punto caratterizzato dalle coordinate co-moventi (r, θ, ϕ) ed un raggio luminoso (il metodo più efficiente per scambiare informazioni) che li congiunge radialmente ($d\theta = d\phi = 0$). Sappiamo che per i fotoni $ds^2 = 0$.

Dalla metrica di R&W avremo:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \frac{dr^2}{1 - Kr'^2} \equiv 0$$

Un segnale luminoso emesso dal punto (r, θ, ϕ) a $t = 0$ (nell'ipotesi che esista un istante iniziale dell'universo, come nel modello del Big Bang) giungerà a $r = 0$ (l'osservatore) all'istante t tale che (ricordiamo che, se dt è positivo, dr è negativo, cioè al trascorrere del tempo il raggio luminoso passa per punti via via a noi più vicini)

$$\int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - Kr'^2}}$$

Vediamo il significato del termine a destra. Immaginiamo di misurare, ad un istante t fissato, con una serie di regoli (immaginando di congelare l'espansione durante la misura) la distanza radiale tra l'origine e il punto di coordinate (r, θ, ϕ) ; dalla parte spaziale ($dt \equiv 0$) di R&W avremo che questa distanza, detta **distanza propria** d_{pr} , sarà espressa da:

$$d_{pr}(t) = \int_0^r \frac{a(t) \cdot dr}{\sqrt{1 - Kr^2}} = a(t) \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - Kr'^2}} = a(t) \cdot f_k(r)$$

dove, per quanto abbiamo già visto quando avevamo fatto le sostituzioni $r = \sin \chi$, $r = \chi$, $r = \sinh \chi$:

$$f_k(r) = \begin{cases} \arcsin r \approx r + r^3/6 + O(r^5) & (k=+1) \\ r & (k=0) \\ \sinh r \approx r + r^3/6 + O(r^5) & (k=-1) \end{cases} \approx r + k \frac{r^3}{6} + O(r^5)$$

In realtà la $d_{pr}(t)$ non è direttamente misurabile. Il suo legame con $d_{pr}(t_0)$ ($t = t_0$ corrisponde all'epoca attuale) viene dal fatto che

$$\frac{d_{pr}(t)}{a(t)} = \frac{d_{pr}(t_0)}{a(t_0)} = f_k(r) \quad \text{essendo } r = \text{cost nel tempo}$$

$$d_{pr}(t) = \frac{a(t)}{a_0} d_{pr}(t_0) \quad (a_0 = a(t_0))$$

$d_{pr}(t)$ è quindi funzione del tempo tramite $a(t)$. La quantità $f_k(r)$, o anche $a_0 f_k(r)$, invariante nel tempo, viene chiamata anche distanza co-movente.

Se deriviamo rispetto al tempo la relazione $d_{pr}(t) = a(t) \cdot f_k(r)$ otteniamo il tasso di variazione di d_{pr} nel tempo, che dimensionalmente è una velocità, e che viene chiamata **velocità di recessione** v_r :

$$v_r(t) \equiv \frac{dd_{pr}(t)}{dt} = \dot{a}(t) f_k(r) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} d_{pr}(t) = H(t) d_{pr}(t)$$

dunque:

$$v_r(t) = H(t) d_{pr}(t)$$

Questa relazione esprime la **legge di Hubble** e la quantità $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$ è detta **parametro di Hubble**.

Se scriviamo questa relazione per il tempo attuale t_0 avremo $v_r(t_0) = H_0 d_{pr}(t_0)$, dove $H_0 \equiv H(t_0)$ è la cosiddetta costante di Hubble. Si usa parametrizzare l'incertezza sul suo valore sperimentale scrivendo $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, con $0.5 \leq h \leq 1.0$. H_0 ha le dimensioni dell'inverso di un tempo, ed è approssimativamente $1/H_0 \approx 3 \cdot 10^{17} h^{-1} \text{s}$. Dopo decenni di dispute, il valore di H_0 sembra finalmente abbastanza definito; il valore fornito di recente dal Key Program a questo dedicato dallo Hubble Space Telescope è $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, mentre dal fondo a microonde e dalla struttura a grande scala dell'universo si ha, in ottimo accordo, $H_0 = 71 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$.

Sulla legge di Hubble va fatto un commento importante. Fissato H_0 , se d_{pr} cresce a sufficienza, v_r può diventare maggiore della velocità della luce. La distanza propria alla quale $v_r = c$ viene detta **raggio di Hubble**, R_H , che viene quindi definito come:

$$R_H(t) = \frac{c}{H(t)}$$

e dipende dal tempo, così come H . Il fatto che, per $d_{pr} > R_H$, risulti $v_r > c$ può creare qualche sconcerto, ma questo non è in contrasto con la Relatività Ristretta perché, rispetto agli osservatori co-moventi, la velocità di qualunque oggetto è, localmente, sempre minore di c . Nessuna informazione viaggia con $v > c$. È la distanza tra osservatori, lo spazio tra loro interposto, che cresce più rapidamente di c , ma questo non corrisponde ad una trasmissione di informazione. Inoltre, per misurare una velocità relativa ad un osservatore, devo poter spostare i due vettori velocità (dell'oggetto e dell'osservatore) nello stesso punto e fare la differenza; in uno spazio euclideo questo implica un trasporto parallelo il cui risultato, però, in uno spazio curvo, dipende dal percorso. In uno spazio curvo non ha quindi senso parlare di velocità relativa di oggetti che non si trovino nello stesso punto.

Oltre alla costante (parametro) di Hubble è stato definito un altro parametro: il cosiddetto **parametro di decelerazione** q , così detto in quanto legato a \ddot{a} che, in un universo senza costante cosmologica, è sempre negativo. Per definizione:

$$q(t) \equiv -\frac{\dot{a}(t)a(t)}{\dot{a}(t)^2}$$

con il corrispondente valore q_0 relativo al tempo t_0 . I due parametri H_0 e q_0 tornano utili nello sviluppo in serie di $a(t)$ in un intorno di $t = t_0$. Avremo:

$$a(t) = a(t_0) + \dot{a}(t_0)(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{a}(t_0)(t - t_0)^2 + \dots = a(t_0)[1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0H_0^2(t - t_0)^2 + \dots]$$

che ci sarà utile in seguito

9.5 Redshift Cosmologico

Abbiamo scritto la metrica di R&W nella forma:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) [d\chi^2 + S_k(\chi)(d\Omega^2)], \quad \text{con} \quad S_k(\chi) = \begin{cases} \sin \chi & (k = +1) \\ \chi & (k = 0) \\ \sinh \chi & (k = -1) \end{cases}$$

In questo caso si dice che si usa il *gauge sincrono*. È utile talvolta separare completamente il fattore di scala dal resto. Per fare questo si definisce il *tempo conforme* η in modo che $d\eta = cdt/a(t)$, e la metrica si può scrivere (*gauge conforme*):

$$ds^2 = a^2(\eta) [d\eta^2 - (d\chi^2 + S_k(\chi)d\Omega^2)]$$

Se consideriamo il moto di un fotone che ci arriva con $\theta = \varphi = \text{cost}$ e per cui $ds^2 = 0$, sarà

$$a^2(\eta) [d\eta^2 - d\chi^2] = 0$$

cioè $d\eta = \pm d\chi$ che rappresenta il cono luce, con i raggi inclinati a 45° . Se $\eta = 0$ rappresenta l'inizio dell'universo, vedo che ci sono valori di χ tali che da essi non è arrivata ancora l'informazione: c'è un orizzonte delle particelle.

Per un fotone che si muove verso l'osservatore ($\chi = 0$) sarà $\eta = \eta_0 - \chi$ con $\eta_0 = \eta$ attuale.

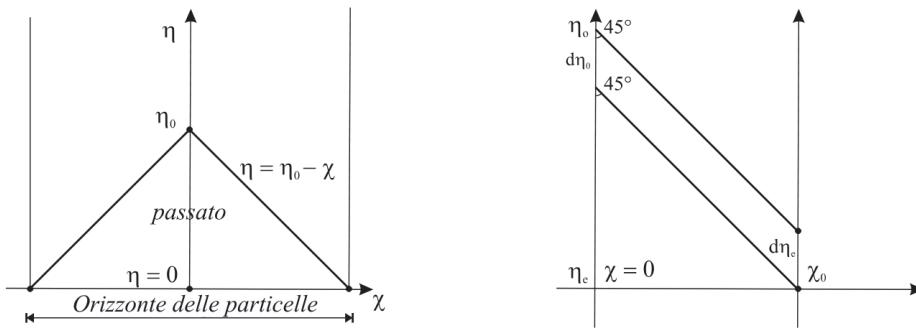


Figure 9.3: Orizzonte delle particelle (a sinistra) e (a destra)

Due segnali, emessi ai tempi η_e e $\eta_e + d\eta_e$ da una sorgente co-movente a $\chi = \chi_e$, saranno ricevuti in $\chi = 0$ ai tempi η_0 ed $\eta_0 + d\eta_0$.

Poiché nel gauge conforme il moto dei fotoni è sempre inclinato di 45° , sarà $d\eta_e \equiv d\eta_0$ e quindi

$$\frac{cdt_e}{a(t_e)} = \frac{cdt_0}{a(t_0)}$$

Se dt_e è il periodo di un'onda elettromagnetica di frequenza $v_e = 1/dt_e$, la frequenza osservata $v_0 = 1/dt_0$ sarà

$$v_e = \frac{a_0}{a(t_e)} v_0$$

cioè:

$$\frac{v_e}{v_0} = \frac{a_0}{a(t_e)} \quad \rightarrow \quad \frac{\lambda_e}{\lambda_0} = \frac{a(t_e)}{a_0}$$

La lunghezza d'onda subisce una *dilatazione* pari a quella del fattore di scala. E' la variazione del fattore di scala dovuta all'espansione, e non la velocità relativa tra sorgente e ricevitore, che produce questo effetto, che quindi è improprio definire effetto Doppler. Per illustrare questo fatto supponiamo che in un ideale modello cosmologico un fotone venga emesso quando $a(t)$ è costante; poi subentra una fase di espansione da a_e ad a_0 , seguita da una nuova fase di $a = \text{cost} = a_0$, durante la quale il fotone viene ricevuto da un osservatore. Sorgente e osservatore **sono in quiete relativa** quando il fotone viene emesso e ricevuto, quindi non c'è effetto Doppler, ma il redshift cosmologico è presente e $\lambda_0/\lambda_e = a_0/a_e$!

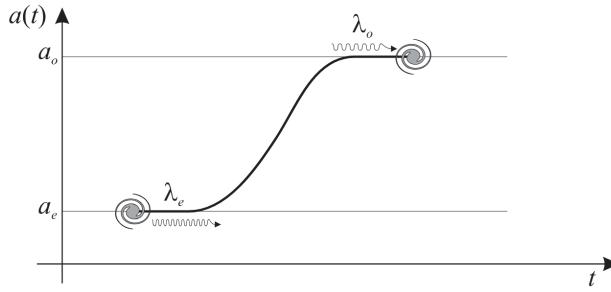


Figure 9.4: Redshift cosmologico

Se definiamo il redshift z come:

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{a_0}{a(t_e)} - 1$$

otteniamo:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_e} = 1 + z = \frac{a_0}{a(t_e)} \quad \Rightarrow \quad a(t) = \frac{a_0}{1-z}$$

Questa relazione è anche utile per legare il redshift al fattore di scala.

Anche se il redshift cosmologico non è dovuto all'effetto Doppler, localmente, al prim'ordine in v/c , il fenomeno può essere visto in questi termini. Infatti, dalla formula dell'effetto Doppler, si ha:

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{a_0 - a(t_e)}{a(t_e)}$$

ma $a(t_e) \simeq a_0 + H_0 a_0 (t_e - t_0) + O(\Delta t^2)$, quindi:

$$v \simeq c \frac{H_0 a_0 (t_e - t_0)}{a_0 + H_0 a_0 (t_e - t_0)} \simeq c H_0 (t_0 - t_e) [1 + H_0 (t_0 - t_e)] \simeq c H_0 \Delta t$$

Ma, se $ds^2 = 0$ e $d\theta = d\varphi = 0$, $c^2 dt^2 = a^2(t) d\chi^2$, e $c\Delta t = a_0 \Delta\chi = d_{pr}$ e quindi $v = H_0 d_{pr}$, cioè proprio la legge di Hubble! quindi, procedendo a ritroso a partire da questa, mi ritrovo la formula dell'effetto Doppler. Localmente, quindi, il redshift cosmologico si può interpretare come un effetto Doppler dovuto al moto differenziale tra due osservatori co-moventi vicini.

Ma possiamo anche interpretarlo *su grande scala* come un effetto Doppler *integrato*, somma dei tanti effetti differenziali lungo il cammino del fotone dalla sorgente all'osservatore.

MISSING: fine del redshift cosmologico

⌚ Observation: Redshift cosmologico

Tanto più è alto il redshift (e dunque il soggetto appare più tendente al rosso), tanto più è grande la distanza tra sorgente e osservatore

9.6 Orizzonti

La difficoltà nel definire la topologia globale dell'universo risiede anche in un limite osservativo, non di tipo semplicemente strumentale, ma di natura fisica. Una domanda che ci si potrebbe porre è: Qual è la frazione dell'universo dai cui punti mi è arrivata finora informazione? Come abbiamo già più volte sottolineato, l'evidenza osservativa ci suggerisce che l'universo abbia avuto un'origine nel tempo (e gran parte dei modelli teorici supportano questa evidenza).

Abbiamo visto che un segnale luminoso, emesso alla coordinata co-movente $r = r_H$ a $t = 0$ arriva all'osservatore ($r = 0$) al tempo t secondo la relazione:

$$\int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = \int_0^{r_H} \frac{dr}{\sqrt{1-Kr^2}}$$

In base alla definizione di distanza propria avremo che

$$\int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = \int_0^{r_H} \frac{dr}{\sqrt{1-Kr^2}} = f_k(r_H) \equiv \frac{d_{pr}(t, r_H)}{a(t)}$$

La quantità

$$d_H(t) \equiv d_{pr}(t, r_H) = a(t) \int_0^t \frac{cdt'}{a(t')}$$

rappresenta la distanza propria massima dalla quale, al tempo t , abbiamo ricevuto segnali luminosi. Se $d_H(t)$ è finito, esiste una parte dell'universo dalla quale non ci sono ancora giunti segnali luminosi ed esiste quello che si chiama **orizzonte delle particelle** (PH).

Il fatto che $d_H(t)$ sia finito dipende dal comportamento di $a(t)$. Per modelli ragionevoli vedremo che $d_H(t) \propto t$ ed è quindi finito. Per modelli cosmologici senza singolarità iniziale (come il modello dello Stato Stazionario) il limite inferiore di integrazione va posto non a 0 ma a $-\infty$.

Se guardiamo invece avanti, possiamo chiederci: Da quale distanza potremmo in futuro ricevere segnali che partono oggi? La risposta si ottiene integrando tra t e ∞ (o $t = t_{max}$ se c'è ricollasco) anziché tra 0 e t .

$$d_E(t) = e^{Ht} \cdot \int_t^\infty \frac{cdt'}{a(t')}$$

Se l'integrale diverge basta avere pazienza per vedere un qualunque evento; altrimenti ci sono distanze dalle quali non riceveremo mai informazione. In questo caso si ha un **orizzonte degli eventi** (EH). Poiché questo accada occorre che $a(t)$ cresca più rapidamente di t . Ad esempio se $a(t) \propto e^{Ht}$, con $H = \text{cost}$, avremo:

$$d_E(t) = e^{Ht} \cdot \int_t^\infty \frac{cdt'}{e^{Ht'}} = ce^{Ht} \left[\frac{1}{H} e^{-Ht'} \right]_t^\infty = ce^{Ht} \cdot \frac{e^{-Ht}}{H} = \frac{c}{H} = \text{cost}$$

MISSING: fine del paragrafo su orizzonti

 **Observation:** *Orizzonte degli eventi*

A causa dell'espansione accelerata dell'universo, la nostra visione del cosmo si ridurrà progressivamente nel tempo, isolandoci sempre più dal resto dell'universo osservabile.

...
...

10

Modelli cosmologici (Lecture: 13/05/2025)

...

10.1 Equazioni di Friedmann

Possiamo, a questo punto, ricavare le equazioni che regolano il comportamento del fattore di scala $a(t)$ in un universo con la mettrica di Robertson-Walker e con un tensore energia-impulso proprio di un fluido perfetto. Partiamo con lo scrivere il tensor metrico; le coordinate sono $(x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, r, \theta, \phi)$:

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{a^2}{1-Kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a^2r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a^2r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad {}^4g = -\frac{a^6r^4 \sin^2 \theta}{1-Kr^2}, \quad g^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1-Kr^2}{a^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{a^2r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{a^2r^2 \sin^2 \theta} \end{pmatrix}$$

Passiamo poi a calcolare le connessioni affini. Molte di queste sono nulle; quelle diverse da zero sono le seguenti:

$$\Gamma_{ij}^0 = \frac{\dot{a}}{a} \frac{g_{ij}}{c}$$

$$\Gamma_{0j}^i = \frac{\dot{a}}{a} \frac{\delta_j^i}{c}$$

con $i, j = 1, 2, 3$, mentre i termini del tipo Γ_{jk}^i sono gli stessi già calcolati per definire la mettrica di R&W (i fattori -1 presenti in g_{ij} e g^{ij} si elidono): basta sostituire, al posto della funzione $f(r)$ incognita, l'espressione: $\frac{1}{1-kr^2}$ ad esempio: $\Gamma_{11}^1 = \frac{kr}{1-kr^2}$.

Occorre poi passare dalle $\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha$ al tensore di Ricci $R_{\alpha\beta} = R_{\alpha\gamma\beta}^\gamma$; con un po' di pazienza risulta che le componenti diverse da zero sono:

$$R_{00} = -\frac{3}{c^2} \frac{\ddot{a}}{a} \quad R_{ij} = \underbrace{\frac{g_{ij}}{c^2} \left[\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{2kc^2}{a^2} \right]}_{(3 \text{ componenti } \neq 0: R_{11}, R_{22}, R_{33})}$$

e lo scalare di Ricci è:

$$R = g^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta} = -\frac{6}{c^2} \left[\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{K}{a^2} \right]$$

...

Per la componente R_{00} si ha la **prima equazione di Friedmann**:

$$\boxed{\dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho a^2 + \frac{1}{3} a^2 c^2 \Lambda}$$

Observation: Prima equazione di Friedmann

Se leviamo la costante cosmologica dall'equazione, possiamo osservare che \ddot{a} è sempre negativo. Tale costante è ciò che invece permette all'universo di espandersi in modo accelerato.

Da una qualunque delle tre componenti R_{11}, R_{22}, R_{33} si ottiene la **seconda equazione di Friedmann**:

$$\ddot{a} + \frac{1}{2a}(\dot{a}^2 + kc^2) = \frac{4\pi G}{c^2}pa + \frac{1}{2}\Lambda c^2a$$

e, sostituendo in questa la prima equazione di Friedmann, otteniamo:

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2})a + \frac{1}{3}\Lambda c^2a$$

Le due equazioni di Friedmann non sono indipendenti: se esplicitiamo ρ dalla prima e derivando rispetto al tempo, otteniamo la **terza equazione di Friedmann**:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0$$

Ma una relazione di questo tipo (con lo spigolo L di uno spazio cubico al posto del fattore di scala a) l'avevamo già vista derivare dalla conservazione dell'entropia e dal 1° Principio della Termodinamica, parlando del tensore energia-impulso di un gas ideale, ed è quindi legata alla quadridivergenza di $T^{\alpha\beta}$ uguale a zero: $T_{;\beta}^{\alpha\beta} = 0$ (il termine con la costante cosmologica soddisfa automaticamente questa relazione, essendo $g_{;\beta}^{\alpha\beta} \equiv 0$ e non altera quindi con la sua presenza il risultato). La si può considerare come un'equazione di continuità.

La terza equazione di Friedmann si può porre in forme analoghe del tipo $dQ = dU + dL = 0$, infatti:

$$\frac{d}{dt}(\rho c^2 a^3) + p \frac{d}{dt}(a^3) = 0 \quad \rightarrow \quad d(\rho c^2 a^3) + pd(a^3) = 0$$

10.2 La densità dell'universo

Come si vede esaminando le equazioni di Friedmann, uno dei parametri fondamentali è la densità dell'Universo, per cui cercheremo di valutarne il valore. È utile definire anzitutto il parametro, detto **densità critica** ρ_{cr} , come:

$$\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

che, dipendendo da H , dipende da t . Il valore attuale, usando $H_0 = h \cdot 100 km s^{-1} Mpc^{-1} = h \cdot 3.241 \cdot 10^{-18} s^{-1} = (h/3.086 \cdot 10^{17}) s^{-1}$ fornisce una $\rho_{cr} \simeq 1.879 \cdot 10^{-26} h^2 g cm^{-3}$.

Si usa esprimere la densità ρ in funzione di ρ_{cr} usando il parametro di densità Ω :

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_{cr}}$$

Poiché vi sono, come vedremo subito, vari contributi alla densità dell'Universo, avremo un valore particolare di Ω per ognuno di questi. Vediamo quindi il contributo alla densità totale delle varie componenti dell'universo.

Materia luminosa

Un'altra radiazione da tenere in considerazione è quella derivata dai neutrini, calcolabile dai fotoni. Si ha però che i neutrini hanno una massa, possiamo quindi calcolare la loro densità di energia come:

La densità ρ_{lum} della materia luminosa, essenzialmente stelle, si può ottenere dalla densità di luminosità ρ_L dell'universo ($\rho_L \sim 2 \cdot 10^8 h L_\odot Mpc^{-3}$), e assumendo un rapporto massa-luminosità $\langle M/L \rangle \sim 1 M_\odot / L_\odot$ (L_\odot è la "luminosità solare"). Si ottiene $\Omega_{lum} \equiv \rho_{lum} / \rho_{cr}$:

$$\Omega_{lum} h \simeq 0.002 - 0.006$$

...

Nucleosintesi primordiale

MISSING: rivedere registrazione -> slides

Catastrofe barionica

Possiamo utilizzare gli ammassi di galassie come "oggetto astrofisico" per misurare il rapporto Ω_b / Ω_M .

Possiamo calcolare la "quantità di massa visibile" (stelle, gas) come:

$$\Omega_b / \Omega_M \geq 0.006 h^{-3/2} + 0.02 \rightarrow \Omega_M \leq \frac{0.002 h^{-2}}{0.006 h^{-3/2} + 0.02} \leq 0.33$$

se assumiamo $h \sim 0.7$. Il termine catastrofe barionica risale all'inizio degli anni novanta, quando si riteneva che $\Omega_M \simeq 1$; la catastrofe era rappresentata dall'impossibilità di avere un valore di Ω_M prossimo all'unità.

Materia oscura

Curve di rotazione delle galassie -> misurare la velocità con cui ruotano gli oggetti nella galassia man mano che ci si allontana dal centro. Applicando la fisica newtoniana, considerando solo la materia visibile, si ottiene che la velocità di rotazione dovrebbe diminuire al crescere della distanza dal centro, mentre invece si mantiene costante.

Sempre più evidenze sperimentali indicano che la materia oscura è presente nell'universo.

Un'altra evidenza sperimentale è il "lensing": Possiamo ricostruire la massa dell'oggetto che causa il lensing osservando la deformazione che l'oggetto provoca sulla luce che lo attraversa. Quello che possiamo notare vedendo alcuni esempi (e.g. "bullet cluster") è che è presente una sfasatura tra la massa dei due oggetti.

TODO: risistemare quanto riportato sopra

Tutte queste evidenze ci portano a concludere che nel nostro universo è presente una componente di materia oscura, con le seguenti caratteristiche:

- elettricamente neutra
- incolore (neutral color change)
- interazioni deboli (no collisioni, no pressione)
- stabile (si è originata agli albori dell'universo)
- velocità trascurabile (cold)

Le teorie più accreditate per la materia oscura prevedono che essa componga circa il 25% della densità totale dell'universo.

Abbiamo:

- cold dark matter (CDM): particelle non interagenti, non relativistiche, con massa non troppo elevata
- warm dark matter (WDM): particelle non interagenti, non relativistiche, con massa elevata
- hot dark matter (HDM): particelle interagenti, relativistiche, con massa non troppo elevata

Lo scenario preferito al momento è quello della cold dark matter, in quanto la hot dark matter rallenta la formazione delle strutture, e la warm dark matter ha bisogno di una quantità di energia maggiore per formare strutture.

dark matter detection

Esperimenti diretti:

La materia oscura interagisce con la materia ordinaria ...

Esperimenti indiretti:

Misurare

...

Un tentativo di dimostrare l'esistenza della materia oscura è stato effettuato nel laboratorio del Gran Sasso, con l'esperimento "DAMA/LIBRA".

L'idea è che la Terra, girando intorno al sole, dovrebbe passare periodi dell'anno in cui avrà una velocità relativa rispetto alla materia oscura maggiore, e quindi dovrebbe interagire di più con essa, ed altri in cui avrà una velocità minore, e quindi dovrebbe interagire di meno.

Quindi, misurando il flusso di eventi in un laboratorio, dovremmo essere in grado di misurare l'interazione della materia oscura con la materia ordinaria.

Lo scetticismo dei risultati ottenuti è che non è stato possibile riprodurli con esperimenti

11

Lecture: 16/05/2025

...

11.1 Moti peculiari

Prima di proseguire nello studio dei modelli, consideriamo, usando le Γ calcolate, il problema dei cosiddetti moti peculiari. Definiamo come velocità peculiare u^α (4-velocità) la velocità di una particella rispetto al sistema co-movente del punto in cui essa si trova. L'equazione del moto secondo la geodetica sarà, come al solito:

$$\frac{du^\alpha}{ds} + \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha u^\beta u^\gamma = 0 \quad (\text{ricordando che } u^\alpha = \frac{dx^\alpha}{ds})$$

Per la componente $\alpha = 0$ si ha:

$$\frac{du^0}{ds} + \Gamma_{\beta\gamma}^0 u^\beta u^\gamma = 0$$

Ma per la metrica di Robertson-Walker, l'unica componente non nulla di $\Gamma_{\beta\gamma}^0$ è $\Gamma_{ij}^0 = -\frac{\dot{a}}{a} \frac{g_{ij}}{c}$, con $i, j = 1, 2, 3$. Ricordiamo inoltre che $1 = g_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta = (u^0)^2 + g_{ij} u^i u^j = (u^0)^2 - |\bar{u}|^2$, essendo \bar{u} la parte spaziale del quadrirettore. Quindi:

$$\frac{du^0}{ds} = +\frac{\dot{a}}{a} \frac{g_{ij}}{c} u^i u^j = -\frac{\dot{a}}{a} \frac{|\bar{u}|^2}{c}$$

Differenziando $1 = (u^0)^2 - |\bar{u}|^2$ ottengo $u^0 du^0 = |\bar{u}| d|\bar{u}|$, ed essendo $u^0 = \frac{dc^0}{ds} = c \frac{dt}{ds}$, si ottiene:

$$\frac{|\bar{u}|}{u^0} \frac{d|\bar{u}|}{ds} = -\frac{\dot{a}}{a} \frac{|\bar{u}|^2}{c} \quad \Rightarrow \quad \frac{d|\bar{u}|}{dt} = -\frac{\dot{a}}{a} |\bar{u}| \quad \Rightarrow \quad \frac{|\dot{\bar{u}}|}{|\bar{u}|} = -\frac{\dot{a}}{a}$$

Questo significa che $|\bar{u}| \propto 1/a$, ed essendo $p^\alpha = m_0 u^\alpha$, anche $|p| \propto 1/a$.

Vediamo di nuovo che il sistema co-movente è quello più naturale. Infatti in un universo in espansione La velocità peculiare (3-velocità) cala al crescere dell'espansione: le particelle tendono a portarsi in quiete rispetto agli osservatori co-moventi. Posso cercare di vedere la cosa in modo intuitivo pensando che se una particella si allontana da un punto con una certa velocità essa passerà per osservatori in moto rispetto al primo, per i quali la velocità peculiare della particella risulterà minore.

$$\begin{aligned} D &= v_p \cdot \Delta t & v'_0 &= H_0 D = H_0 v_p \Delta t & v'_p &= v_p - v'_0 \\ \Rightarrow \Delta v_p &= v'_p - v_p = -v'_0 = -H_0 v_p \Delta t & \Rightarrow \frac{1}{v_p} \frac{dv_p}{dt} &= -H_0 = -\frac{\dot{a}_0}{a_0} \end{aligned}$$

Osserviamo che, poiché la temperatura di un gas ideale è proporzionale al modulo quadrato della velocità media delle particelle: $T_{gas} \propto |\bar{u}|^2 \propto 1/a^2$ (Trad $\square 1/a$) consistente con l'espansione adiabatica di un gas perfetto: $pV^\gamma = cost \Rightarrow TV^{\gamma-1} = cost \gamma = 5/3, V \propto a^3 \Rightarrow Ta^2 = cost$

11.2 Equazione di stato

Nelle equazioni di Friedmann, oltre alla densità ed alla costante cosmologica, compare anche la pressione p . Esprimeremo la pressione per mezzo di un'equazione di stato del tipo $p = w\rho c^2$ con $w = \text{cost}$, $0 \leq w \leq 1$.

Come abbiamo già visto, il caso $w = 0$ è il caso "polvere" in cui, anche se $p = p(T)\rho c^2$ è diverso da zero, essendo il gas non-relativistico, risulta $p \ll \rho c^2$ e quindi $w \neq 0$. Per un "fluido non degenere ultrarelativistico in equilibrio termico" l'equazione di stato è del tipo $p = 1/3\rho c^2$ con $w = 1/3$, valida anche per un gas di fotoni.

La grandezza w è anche legata alla velocità del suono adiabatica (a entropia costante):

$$c_s = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S^{1/2} \Rightarrow c_s = c\sqrt{w}$$

Se $w = 0$, allora $c_s = 0$; se $w = 1/3$ allora $c_s = c/\sqrt{3}$; se fosse $w > 1$ avremmo $c_s > c$, mentre se fosse invece $w < 0$, c_s sarebbe immaginario.

In queste condizioni abbiamo già visto che $\rho_w V^{1+w} = \text{cost}$, ma $V \propto a^3 \rightarrow \rho_w a^{3(1+w)} = \text{cost} = \rho_{0w} a_0^{3(1+w)}$ da cui (il suffisso 0 implica $t = t_0$):

$$\rho_w = \rho_{0w} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3(1+w)}$$

- $w = 0: \rightarrow \rho_M a^3 = \text{cost} = \rho_{0M} a_0^3; \frac{a_0}{a} = 1+z \Rightarrow \rho_M = \rho_{0M} (1+z)^3$
- $w = 1/3: \rightarrow \rho_R a^4 = \rho_{0R} a_0^4 \Rightarrow \rho_R = \rho_{0R} (1+z)^4$

Per quanto riguarda il comportamento della costante cosmologica, riprendiamo la pressione e la densità efficaci definite poco sopra. Se immaginiamo che pressione e densità di materia e radiazione siano trascurabili, otteniamo:

$$\bar{p} \equiv p_\Lambda = -\frac{\Lambda c^4}{8\pi G} \quad \text{e} \quad \bar{\rho} \equiv \rho_\Lambda = +\frac{\Lambda c^2}{8\pi G}$$

che ci fornisce:

$$p_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2 \Rightarrow w_\Lambda = -1$$

Vediamo quindi che la costante cosmologica è caratterizzata da un'equazione di stato con $w = w_\Lambda = -1$. Un caso analogo si ha, come vedremo, per la fase di *inflazione* che si verifica nell'Universo primordiale. Se $w = -1$ l'equazione che esprime ρ_w (che in questo caso sarà ρ_Λ) mi mostra che $\rho_\Lambda = \text{cost}$: la densità di massa-energia non muta con l'espansione.

Alle equazioni di cui sopra si può arrivare anche partendo dalla terza equazione di Friedmann nella forma già scritta sopra:

$$d(\rho c^2 a^3) + pd(a^3) = 0$$

Infatti, posto $p = w\rho c^2$, si ha:

$$d(\rho c^2 a^3) + w\rho c^2 d(a^3) = 0 \Rightarrow a^3 d(\rho c^2) + \rho c^2 (1+w) 3a^2 da = 0 \Rightarrow \frac{d\rho}{\rho} = -3(1+w) \frac{da}{a}$$

che, integrando con $w = \text{cost}$, fornisce appunto:

$$\int_p^{\rho_0} d \ln \rho = -3(1+w) \int_a^{a_0} d \ln a \Rightarrow \rho = \rho_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3(1+w)}$$

Nel caso in cui w non sia costante (come accade in alcune teorie che, al posto della costante cosmologica, considerano un campo scalare variabile nel tempo per spiegare l'origine della cosiddetta dark energy) nell'integrale qui sopra il fattore $1+w$ non si può portare fuori dall'integrale e la soluzione formale si scrive:

$$\rho(a) = \rho_0 \exp \left\{ 3 \int_a^{a_0} [1+w(a)] d \ln a \right\}$$

Se invece del fattore di scala a si vuole usare il redshift z ricordiamo che $a = a_0 / (1+z)$ da cui $da = -a_0 / (1+z)^2 dz$ per cui:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp \left\{ 3 \int_z^0 [1+w(z)] \frac{-a_0}{(1+z)^2} \frac{1+z}{a_0} dz \right\} \quad \Rightarrow \quad \rho(z) = \rho_0 \exp \left\{ 3 \int_0^z \frac{[1+w(z)]}{1+z} dz \right\}$$

11.3 Relazioni tra i parametri cosmologici

...

$$\Omega_{tot} = 1 \quad \Leftrightarrow \quad \rho_{tot} = \rho_{cr}$$

...

11.4 Il parametro di Hubble

Consideriamo nuovamente la prima equazione di Friedmann e dividiamola per a_0^2 , ricordando anche che $kc_0^2/a_0^2 = H_0^2[1-\Omega_0]$, e che $\Omega_0 = \sum_w \Omega_{0w}$; inglobiamo anche la costante cosmologica nella densità tramite la $\rho_\Lambda = \Lambda c^2/8\pi G$.

$$\dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho a^2$$

dividendo per a_0^2 otteniamo:

$$\frac{\dot{a}^2}{a_0^2} - \underbrace{\frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho}_{=\rho_{0cr}} \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 = -\frac{kc^2}{a_0^2}$$

dove $\rho = \sum_w \rho_w = \sum_w \rho_{0w} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{3(1+w)} = \rho_{0cr} \sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3(1+w)}$. Allora:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{a}^2}{a_0^2} - H_0^2 \sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3(1+w)} \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 &= -H_0^2 \left[\sum_w \Omega_{0w} - 1 \right] \\ \frac{\dot{a}^2}{a_0^2} &= H_0^2 \left[\sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{1+3w} + \left(1 - \sum_w \Omega_{0w} \right) \right] \end{aligned}$$

che si può scrivere, ricordando che $H(t) \equiv \dot{a}/a_0$, e moltiplicando per $(a_0/a)^2$:

$$H^2 = H_0^2 \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \left[\sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{1+3w} + \left(1 - \sum_w \Omega_{0w} \right) \right]$$

Ricordando che $a_0/a = 1+z$ possiamo ricavare $H(z)$ dalla formula sopra.

$$H^2(z) = H_0^2 (1+z)^2 \left[\sum_w \Omega_{0w} (1+z)^{1+3w} + \left(1 - \sum_w \Omega_{0w} \right) \right]$$

che, esplicitando le varie componenti, fornisce:

$$H^2(z) = H_0^2 (1+z)^2 [\Omega_R (1+z)^2 + \Omega_M (1+z) + \Omega_\Lambda (1+z)^{-2} + 1 - (\Omega_R + \Omega_M + \Omega_\Lambda)]$$

11.5 Le tre epochhe dell'Universo

Nell'equazione appena scritta, che descrive l'evoluzione di $H(z)$, e quindi anche del fattore di scala, vediamo che ci sono tre contributi, legati ad Ω_R , Ω_M , Ω_Λ , che variano in modo diverso con il redshift.

A z elevato il termine in Ω_Λ conta poco, come pure il termine $1 - (\Omega_R + \Omega_M + \Omega_\Lambda)$ che è dell'ordine dell'unità, mentre gli altri due crescono; ma quello in Ω_R cresce più rapidamente e, anche se oggi $\Omega_R \ll \Omega_M$, la materia relativistica domina prima dell'epoca cosiddetta dell'equivalenza, corrispondente a

$$1 + z_{eq} = \frac{\Omega_M}{\Omega_R} \simeq 23800 \Omega_M h^2$$

che, per $\Omega_M \simeq 0.3$ e $h \simeq 0.7$, fornisce $z_{eq} \simeq 3700$. Quindi prima dell'equivalenza la dinamica dell'Universo è dominata dalla materia relativistica, poi dalla materia non relativistica, no a quando non entra in gioco la costante cosmologica, cioè quando

$$\Omega_M(1+z_\Lambda) = \Omega_\Lambda(1+z)_\Lambda^{-2}$$

che, se $\Omega_\Lambda = 0.7$ ed $\Omega_M = 0.3$ corrisponde a $z_\Lambda = 0.33$.

Abbiamo quindi le **tre fasi di evoluzione dell'Universo**: una prima fase dominata dinamicamente dalla materia relativistica (radiazione) (*RD*), una seconda dominata dalla materia (*MD*), una terza, quella attuale, dominata dal vuoto (*VD*), intendendo dominata dalla costante cosmologica (o da una forma di dark energy).

11.6 Il tempo di Hubble

Supponendo che ad un certo istante (ad esempio $t = t_0$) sia $\dot{a} > 0$ (espansione), dalla seconda equazione di Friedmann si vede che, se $\rho + 3p/c^2 > 0$ (cioè se $(1+3w)\rho > 0$, $w > -1/3$), allora \ddot{a} è sempre < 0 e il grafico di $a(t)$ ha la concavità rivolta verso il basso, quindi $a(t)$ deve essere nulla ad un certo istante, che possiamo prendere come $t = 0$.

A $t = 0$, ρ ed H divergono, e abbiamo una singolarità, il cosiddetto *Big Bang*.

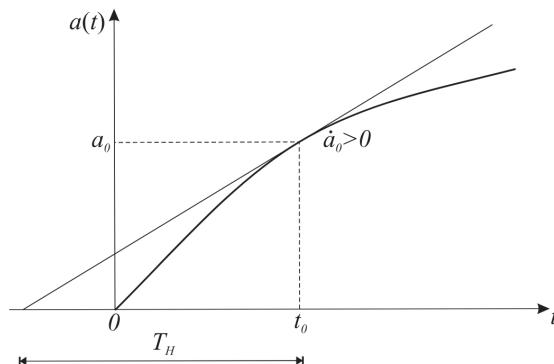


Figure 11.1: Il tempo di Hubble

Vediamo anche che $a_0/T_H = \dot{a}_0 \Rightarrow 1/T_H = H_0$ e $T_H > t_0$ cioè $H_0 t_0 \leq 1$: l'inverso di H_0 dà un limite superiore all'età dell'Universo (T_H è il cosiddetto tempo di Hubble = $1/H_0$).

Il Big Bang è inevitabile se valgono le ipotesi che abbiamo introdotto: il principio cosmologico, la legge di gravitazione di Einstein, $p = w\rho c^2$ con $w > -1/3$. Potrebbe entrare in gioco qualcosa che agisce come una costante cosmologica, e/o fattori che coinvolgono la meccanica quantistica (quantum gravity).

Observation: Il Big Crunch

Se in qualche istante risultasse $\dot{a} < 0$, la concavità di $a(t)$ implicherebbe che nel futuro ci sia un collasso inarrestabile: il **Big Crunch**. Notiamo che l'effetto di espansione non è dovuto in alcun modo

alla pressione, che agisce sempre nel senso di decelerare l'espansione, se $w > -1/3$.

11.7 L'evoluzione del parametro di densità Ω

Se dividiamo membro a membro la relazione, relativa ad un istante generico,

$$\frac{kc^2}{a^2} = H^2(\Omega - 1)$$

con la relazione analoga che vale a $t = t_0$ si ha

$$\frac{a_0^2}{a^2} = H_0^2(\Omega_0 - 1)$$

da cui

$$\Omega - 1 = (\Omega_0 - 1)H_0^2/H^2$$

e dall'evoluzione di H si ha:

$$\Omega - 1 = \frac{\Omega_0 - 1}{1 - \Omega_0 + \sum_w \Omega_{0w}(1+z)^{1+3w}}$$

Esplicitando le 3 componenti R, M, Λ :

$$\Omega - 1 = \frac{\Omega_0 - 1}{\Omega_R(1+z)^2 + \Omega_M(1+z) + \Omega_\Lambda(1+z)^{-2} + 1 - \Omega_0}$$

che mi fornisce l'evoluzione di $\Omega(z)$. Vedo anzitutto che, essendo il denominatore della parte destra della relazione sempre positivo (si veda la relazione che esprime $H(z)$), il segno di $\Omega(z) - 1$ non cambia durante l'evoluzione. Quindi se $\Omega_0 > 1$, $\Omega(z)$ rimane sempre maggiore di uno attraverso la storia cosmica. Analogamente se $\Omega_0 < 1$; se $\Omega_0 = 1$ così rimane in tutti i tempi.

Andando indietro nel tempo, per $z \rightarrow \infty$, vedo che $\Omega - 1 \rightarrow 0$, cioè $\Omega \rightarrow 1$: risalendo nel passato l'Universo somiglia sempre più a quello con $k = 0$ e gli effetti della curvatura sono trascurabili nelle prime fasi dell'evoluzione cosmica.

Il fatto che Ω tenda a divergere da 1 al passare del tempo, mentre in realtà oggi sembra essere molto prossimo ad 1, richiede che nel lontano passato Ω sia stato in realtà estremamente prossimo ad 1, con notevole "fine tuning" tra densità e tasso di espansione. Questo è il cosiddetto **problema della piattezza** (*flatness problem*), che viene risolto dal paradigma dell'inflazione. L'esistenza di una fase di inflazione, dominata cioè dalla densità di energia di un falso vuoto che mima gli effetti di una costante cosmologica, fornisce il meccanismo attraverso il quale Ω viene talmente forzato verso l'unità, da rimanere fino ad oggi non molto diverso da 1.

11.8 Evoluzione del parametro di decellerazione $q(z)$

$$a \equiv -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{\ddot{a}}{a} \frac{a^2}{aH^2}$$

$$\dot{a}^2 = H_0^2 a_0^2 \left[\sum_w \Omega_{0w}(1+z)^{1+3w} + \left(1 - \sum_w \Omega_{0w} \right) \right]$$

derivando rispetto al tempo:

$$2\dot{a}\ddot{a} = H_0^2 a_0^2 \left[\sum_w \Omega_{0w}(1+3w) \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3w} \left(-\frac{a_0}{a^2} \right) \dot{a} \right]$$

dunque:

$$\ddot{a} = -\frac{H_0^2 a_0^3}{2a^2} \left[\sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3w} + 3 \sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3w} \right]$$

$$q = \frac{H_0^2 a_0^3}{a^3 H^2} \left[\frac{1}{2} \sum_w \Omega_{0w} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3w} + \frac{3}{2} \sum_w w \Omega_w \left(\frac{a_0}{a} \right)^{3w} \right]$$

$$q(z) = \frac{1}{2} \Omega_{tot}(z) + \frac{3}{2} \sum_w w \Omega_w(z)$$

Se $\Omega_{tot} = \Omega_M$ ($\Omega_\Lambda = \Omega_R = 0$) si ha:

$$q(z) = \frac{1}{2} \Omega_M(z) \rightarrow \ddot{a} < 0$$

Questo caso sarebbe vero nell'epoca intermedia (dominata dalla materia). Prendendo una situazione invece simile a quella attuale, con $\Omega_{tot} = 1$, si ha:

$$k = 0, \quad \Omega_{tot} = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1, \quad (\Omega_R = 0)$$

$$q(z) = \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \Omega_\Lambda(z)$$

Ricordando che, in questo caso ($\Omega_0 = 1, \Omega_{tot} = 1$ sempre):

$$H^2(z) = H_0^2 (1+z)^2 [\Omega_{0M}(1+z) + \Omega_\Lambda(1+z)^{-2}] = H_0^2 (1+z)^3 \left[\Omega_M + \frac{\Omega_\Lambda}{(1+z)^3} \right]$$

...

guardando "indietro nel tempo", nel caso *MD* - Matter Dominated (considerando dunque la radiazione trascurabile):

$$z \rightarrow \infty \Rightarrow q(z) \rightarrow \frac{1}{2}$$

mentre il valore attuale è, nel caso *Λ D* - Λ Dominated:

$$z = 0 \Rightarrow q_0 = \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \underbrace{\Omega_\Lambda}_{=0.7} \simeq -\frac{1}{2}$$

Dunque $\ddot{a} > 0$ e abbiamo un'espansione accelerata.

12

Lezione: 20/05/2025

12.1 Modelli cosmoogici

$$F1: \quad \dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho a^2 + \frac{1}{3}\Lambda c^2 a^2$$

$$F2: \quad \ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2})a + \frac{1}{3}\Lambda c^2 a$$

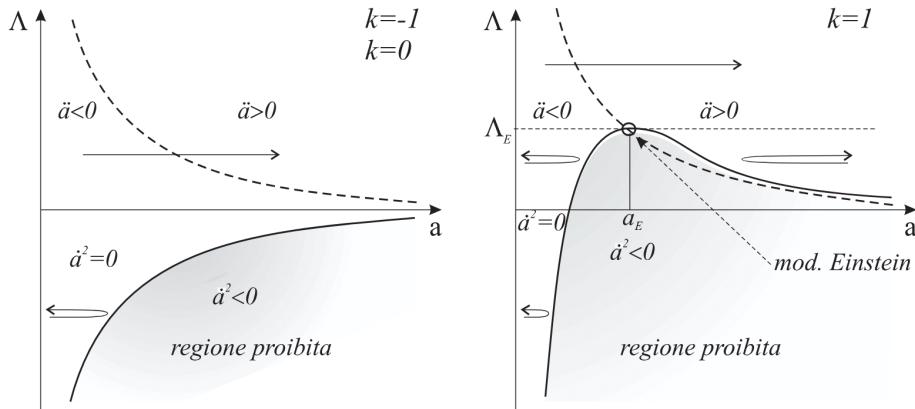
In $F2$, poniamo il lato destro uguale a zero:

$$\ddot{a} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{3}\Lambda c^2 a = \frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2})a \quad \Rightarrow \quad \Lambda(a) = \frac{4\pi G}{c^2} \rho_{m,0} \frac{a_0^3}{a^3} = \frac{B}{2a^3}$$

Facendo lo stesso per $F1$:

$$\dot{a} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{3}\Lambda c^2 a^2 = kc^2 - \frac{8\pi G}{c^2}\rho a^2 \quad \Rightarrow \quad \Lambda(a) = \frac{3k}{a^2} - \frac{8\pi G}{3c^2}\rho_{m,0} \frac{a_0^3}{a^3} = \frac{A}{a^2} - \frac{B}{a^3}$$

MISSING: qualcosa



- Consideriamo prima il caso $\Lambda < 0$:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_{m,0} \frac{a_0^3}{a^3} - \frac{1}{3}|\Lambda|c^2 a^2 - kc^2$$

abbiamo che:

$$\exists a : a^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \text{Universo ricollassa}$$

- Consideriamo ora il caso $\Lambda > 0$,

– $k = 0, -1$

Abbiamo che l'universo è in espansione, con $\ddot{a} < 0$, per $a \ll a_0$, $\ddot{a} > 0$ per $a \gg$.

– $k = 1$:

$$\Lambda > \Lambda_E \quad \Rightarrow \quad \text{Universo in espansione}$$

$$\Lambda = \Lambda_E(1 + \varepsilon) \quad \varepsilon \ll 1 \quad \Rightarrow \quad \text{Modello di Lemaître}$$

$$0 < \Lambda < \Lambda_E \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \text{Universo ricollassa} \\ \text{Universo in } \textit{bouncing} \end{cases}$$

- Se $\Lambda = 0 (\forall k)$:

L'universo è sempre in espansione decelerata, dove, se $k = 1$:

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho \frac{a_0^3}{a^3} - kc^2 \quad \Rightarrow \quad \text{Ricollasso}$$

12.1.1 Modello di Einstein (Universo statico)

$$\tilde{\rho} = \rho - \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \quad \tilde{p} = p + \frac{\Lambda c^4}{8\pi G}$$

Poichè Einstein supponeva che l'universo fosse statico, cioè $\dot{a} = 0, \ddot{a} = 0$, allora:

$$\begin{cases} \dot{a}^2 + kc^2 = \frac{8\pi G}{3}\tilde{\rho}a^2 = 0 \\ \ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\tilde{\rho} + \frac{3p}{c^2}\right)a = 0 \end{cases}$$

dunque:

$$\begin{cases} F1 = 0 \quad \Rightarrow \quad \tilde{\rho} = \frac{3kc^2}{8\pi Ga^2} \\ F2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \tilde{\rho} = -\frac{3p}{c^2} \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \frac{3kc^2}{8\pi Ga^2} = -\frac{3p}{c^2}$$

Se $p \approx 0, \rho \approx \rho_m$:

$$-\frac{3p}{c^2} = -\frac{3}{c^2} \left(-\frac{\Lambda c^4}{8\pi G}\right) = \frac{3k}{8\pi Ga^2}$$

...

$$a = \text{cost} = a_e = \frac{c}{\sqrt{4\pi G\rho}}$$

$$\Lambda_E = \frac{k}{a_E^2} = \frac{4\pi G}{c^2}\rho$$

Questo modello è altamente instabile, basta una piccola variazione di a_E per avere un'espansione o un ricollasco.

12.1.2 Modello di de Sitter (Universo vuoto e piatto)

Un universo vuoto e piatto è un universo in cui la densità di energia è nulla.

$$\rho = 0 \quad p = 0, \quad k = 0$$

Abbiamo che:

$$\dot{a}^2 = \frac{\Lambda}{3}c^2a^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{da}{a} = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}cdt \quad \Rightarrow \quad a(t) = Ae^{\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}ct} = Ae^{Ht}$$

con $H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}c = cost.$

Questo modello è ragionevole nel caso in cui nel modello domina la costante cosmologica:

MISSING: conclusioni

12.1.3 Modello di Einstein-de Sitter

In questo modello (EdS) si trascura la costante cosmologica e si assume che la dinamica sia dominata da una componente sola (radiazione o materia) e sia $\Omega_{0w} \equiv 1$ (questo, come visto sopra, implica che $\Omega_w(z) \equiv 1$ sempre); cioè $k = 0$. Per la precisione, il modello con $k = 0$ e $w = 0$ è detto di Einstein-de Sitter, ma chiamiamo in generale con questo nome anche i modelli con $w \neq 0$. Sia allora $\Lambda = 0$. Avremo, dalla (F1), nella fase dominata dalla componente w :

$$\Lambda \approx 0, \quad \Omega_M \approx 1, \quad \Omega_R \approx 1, \quad k = 0$$

$$\frac{\dot{a}^2}{a_0^2} = H_0^2 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{1+3w} = H_0^2 (1+z)^{1+3w}$$

cioè, moltiplicando per a^2 ed effettuando la radice:

$$da = a_0 H_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{\frac{1+3w}{2}} dt \quad \Rightarrow \quad a^{\frac{1+3w}{2}} da = C dt \quad \Rightarrow \quad a^{\frac{3(1+w)}{2}} = C' \cdot t$$

e riferendosi ad a_0 e t_0 :

$$a(t) = a_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{3(1+w)}}$$

cioè l'universo si espande per sempre. Possiamo anche scrivere l'ultima formula in funzione di z , come:

$$t = t_0 (1+z)^{-\frac{3(1+w)}{2}}$$

Abbiamo che:

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a} = \frac{2}{3(1+w)t} \quad \Rightarrow \quad Ht = cost \quad \Rightarrow \quad H = \frac{H_0 t_0}{t} = H_0 (1+z)^{\frac{3(1+w)}{2}}$$

Possiamo ricavare l'età dell'universo:

$$t_0 = \frac{2}{3(1+w)H_0}$$

$$\rho_w a^{3(1+w)} = cost \quad \Rightarrow \quad \frac{\rho_w}{\rho_{0w}} = \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3(1+w)} = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-2} \quad \Rightarrow \quad \rho_w = \frac{\rho_{0w} t_0^2}{t^2}$$

Ma dire che $\Omega_{0w} = \Omega_w = 1$ significa che $\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G}$, e quindi:

$$\rho_w = \frac{3H^2}{8\pi G} \left(\frac{2}{3(1+w)H_0} \right)^2 \frac{1}{t^2} = \frac{1}{6\pi G (1+w)^2 t^2}$$

Risulta utile scrivere esplicitamente queste relazioni nei casi:

- $w = 0$: "polvere", universo dominato dalla materia (= fluido non relativistico)

$$a(t) = a_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^{\frac{2}{3}} \quad t = t_0(1+z)^{-\frac{3}{2}} \quad H = \frac{2}{3t} = H_0(1+z)^{\frac{3}{2}}$$

...

...

12.1.4 Modelli con radiazione e materia

Se curvatura e costante cosmologica sono trascurabili è possibile trovare una soluzione analitica esatta.

$$k = 0, \quad \Lambda = 0, \quad \Omega_{0M} + \Omega_{0R} = 1$$

Possiamo scrivere:

$$\dot{a}^2 = H_0^2 a_0^2 \left[\Omega_R \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right) \right]$$

Che può essere integrata. Se ne facciamo la radice quadrata e separiamo le variabili:

$$H_0 dt = \frac{d(a/a_0)}{\left[\Omega_R \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_M \left(\frac{a_0}{a} \right) \right]^{\frac{1}{2}}}$$

posto $x = a/a_0$ ed integrando:

$$\int_0^t H_0 dt' = \int_0^{\frac{a}{a_0}} \frac{dx}{\left[\frac{\Omega_M}{x} + \frac{\Omega_R}{x^2} \right]^{\frac{1}{2}}} = \int_0^{\frac{a}{a_0}} \frac{dx}{\left[\frac{\Omega_M x + \Omega_R}{x^2} \right]^{\frac{1}{2}}} = \int_0^{\frac{a}{a_0}} \frac{x dx}{[\Omega_M x + \Omega_R]^{\frac{1}{2}}}$$

Questo integrale è noto, e fornisce la seguente soluzione:

$$H_0 t = \frac{2}{3\Omega_M^{\frac{3}{2}}} \left[\left(\Omega_R + \frac{a}{a_0} \Omega_M \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a}{a_0} \Omega_M - 2\Omega_R \right) + 2\Omega_R^{\frac{3}{2}} \right]$$

Da questa, ricordando che $1 + z_{eq} \simeq 2.4 \cdot 10^4 \Omega_M h^2$, otteniamo l'età dell'Universo all'epoca dell'equivalenza:

$$t_{eq} = \frac{2(2-\sqrt{2})}{3H_0 \sqrt{\Omega_M} (1+z_{eq})^3} \simeq 1.032 \cdot 10^3 (h^2 \Omega_M)^{-2} \text{ anni}$$

corrispondente, per $\Omega_M \simeq 0.3$ e $h \simeq 0.7$, a $t_{eq} \simeq 5 \cdot 10^4$ anni (teq = $5.66 \cdot 104$ anni se $\Omega_M h^2 = 0.135$, come ricavato dai dati di *WMAP* sul *CMB*). Se faccio un confronto con la penultima formula del paragrafo precedente, che è un'approssimazione, vedo che la stima più precisa di t_{eq} differisce per il semplice fattore $2 - \sqrt{2} \simeq 0.59$

12.1.5 Modelli dominati da materia

Come abbiamo appena visto, l'epoca dell'equivalenza corrisponde ad un'età dell'Universo di soli 50–60000 anni, molto minori dei circa 13.5 miliardi di anni (vedi oltre) di vita del cosmo in cui viviamo. Se trascurro questo piccolo lasso di tempo rispetto alla durata totale, e suppongo che la costante cosmologica sia nulla o comunque trascurabile, ottengo i classici modelli cosmologici riportati in tutti i testi, divulgativi e non, di qualche decina di anni fa. Vediamo quindi in dettaglio questi modelli, ricordando che il modello di EdS dominato da materia è già uno di questi casi, quello con $\Omega \equiv \Omega_M = 1$.

L'equazione (F1) diventa, in questo caso:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \simeq H_0^2 \left[\Omega_M \frac{a_0}{a} + 1 - \Omega_M \right]$$

Se prendiamo la radice positiva, corrispondente ad un modello in espansione, avremo:

$$\frac{da}{dt} = a_0 H_0 \left[\Omega_M \frac{a_0}{a} + 1 - \Omega_M \right]^{\frac{1}{2}} = a_0 H_0 \Omega_m^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1 - \Omega_M}{\Omega_M} \frac{a_0}{a} \right]^{\frac{1}{2}}$$

da cui:

$$\int_0^{a/a_0} \frac{d\left(\frac{a}{a_0}\right) \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{1 + \frac{1 - \Omega_M}{\Omega_M} \frac{a_0}{a}}} = H_0 \Omega_M^{\frac{1}{2}} \int_0^t dt'$$

...

Questo modello non è utile per descrivere il nostro universo in generale, ma può tornare utile per descrivere zone dell'universo ad alta densità (l'universo è isotropo su larga scala, ma localmente può non esserlo).

12.1.6 Modelli con $\Lambda \neq 0$ (Lecture: 23/05/2025)

...

12.1.7 Il nostro Universo

Come abbiamo visto, il nostro universo, dopo l'equivalenza, è stato dominato prima dalla materia e poi dal vuoto. Esiste una soluzione analitica per un universo con *materia + costante cosmologica* e piatto ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$).

Dalla (F1) scritta, in questo caso, nella forma:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a_0}\right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_M \left(\frac{a_0}{a}\right) + \Omega_\Lambda \left(\frac{a_0}{a}\right)^{-2} \right]$$

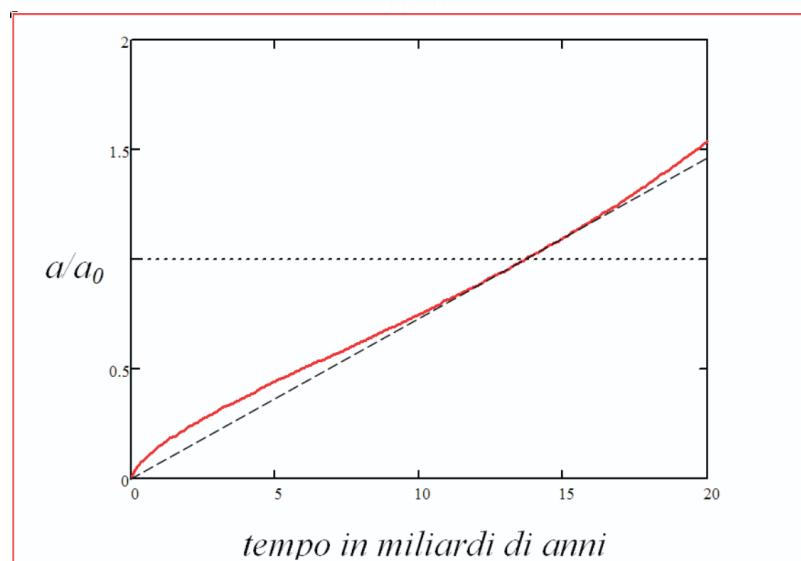
si ha, ponendo $R \equiv a/a_0$, che:

$$\frac{dR}{dt} = H_0 \left[\frac{\Omega_M}{R} + \Omega_\Lambda R^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

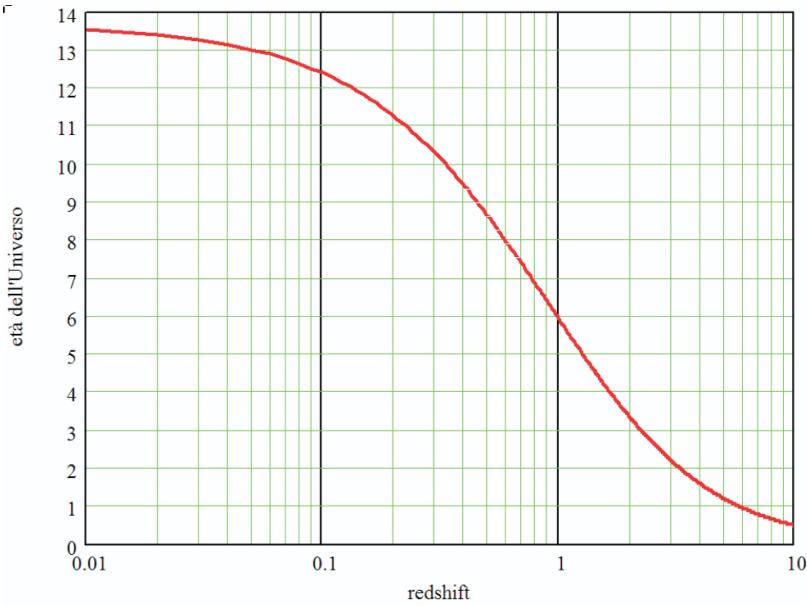
che può essere integrata.

...

Posto $a/a_0 = (1+z)^{-1}$, questa relazione fornisce, per questo modello, l'età dell'universo in funzione del redshift. Nel grafico seguente è riportato l'andamento del fattore di scala in funzione del tempo per il nostro modello di universo ($\Omega_M = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$, e $h = 0.71$, come dalle osservazioni di WMAP). Si noti come la linea tratteggiata, tangente alla curva al tempo attuale, passi con ottima approssimazione per l'origine: con questi parametri cosmologici il tempo di Hubble coincide praticamente con l'età attuale dell'Universo!



Nel grafico seguente vediamo sempre, con gli stessi parametri cosmologici, il legame tra età dell'Universo (in miliardi di anni) ed il redshift.



12.1.8 L'età dell'Universo

Abbiamo finora visto l'età dell'Universo in funzione del redshift per alcuni modelli particolari. Vediamo ora una formulazione generale. Dalla stessa definizione del parametro di Hubble abbiamo:

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \quad \Rightarrow \quad dt = \frac{da}{a \cdot H} = \frac{da}{(a/a_0) \cdot H(a)}$$

da cui, posto $a/a_0 = u$, otteniamo:

$$t(a/a_0) = \int_0^{a/a_0} \frac{du}{u \cdot H(u)}$$

integrabile data la dipendenza di H da a/a_0 e dai parametri cosmologici. Più pratico è usare il redshift, ricordando che $a/a_0 = 1/(1+z)$ e che quindi:

$$da = -\frac{a_0}{(1+z)^2} dz \quad \Rightarrow \quad dt = -\frac{a_0}{(1+z)^2 a H} dz = -\frac{dz}{(1+z) H(z)}$$

dove si è inserito $a_0/a = 1+z$. Si ottiene quindi la formula generale:

$$t(z) = \int_0^z \frac{dz'}{(1+z') H(z')}$$

dove,

$$H(z) = H_0(1+z)[\Omega_R(1+z)^2 + \Omega_M(1+z) + \Omega_\Lambda(1+z)^{-2} + 1 - \Omega_0]^{\frac{1}{2}}$$

...

12.1.9 Ancora orizzonti

Vediamo di calcolare l'orizzonte delle particelle in un modello di Einstein-de Sitter:

$$\begin{aligned}
d_H(t) &= a(t) \int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = a(t) \int_0^{t/t_0} \frac{cd\left(\frac{t}{t_0}\right)}{a_0\left(\frac{t'}{t_0}\right)^{\frac{2}{3(1+w)}}} = \frac{a(t)}{a_0} ct_0 \int_0^{t/t_0} \frac{dx}{x^{\frac{2}{3(1+w)}}} \\
&= \frac{a(t)}{a_0} ct_0 \frac{3(1+w)}{1+3w} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{1+3w}{3(1+w)}} = \frac{3(1+w)}{1+3w} ct \\
&= \frac{3(1+w)}{1+3w} ct_0 \left(\frac{t}{t_0}\right) = \frac{2c}{H_0(1+3w)} \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\frac{3(1+w)}{2}} \quad \text{dato che } t_0 = \frac{2}{3(1+w)H_0}
\end{aligned}$$

Se esiste una fase inflattiva:

$$a(t) = Ae^{H_0 t}$$

e quindi:

$$d_H(t) = a(c) \int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = e^{H_0 t} \frac{c}{H_0} [-e^{-H_0 t}] = \frac{c}{H_0} e^{H_0 t} \frac{c}{H_0} = R_H (e^{H_0 t} - 1) > R_H$$

13

Distanza Comovente Radiale

Una grandezza fondamentale, come vedremo, per il confronto tra modelli cosmologici ed osservazioni è la coordinata co-movente radiale r . In particolare, è essenziale la sua dipendenza dal redshift z :

$$\frac{a_0 dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = -cdt = -c \frac{da}{\dot{a}} = -cdaaH$$

$$\left\{ a = \frac{a_0}{1+z} da = -\frac{a_0}{(1+z)^2} dz \right.$$

dunque:

$$\frac{a_0 dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = \frac{c}{H(z)} dz$$

con $H(z) = H_0 E(z)$.

$$\int_0^t \frac{cdt'}{a(t')} = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2}} = f_k(r) = \text{Distanza comovente}$$

$$f_k(r) = \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2}} = \frac{c}{a_0 H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} = \begin{cases} \arcsin(r) & \text{se } k = 1 \\ r & \text{se } k = 0 \\ \operatorname{arcsinh}(r) & \text{se } k = -1 \end{cases}$$

Se ricordiamo che:

$$a_0 = \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_0 - 1|}}$$

e, definendo:

$$\operatorname{sinn}(x) = \begin{cases} \sin(x) & \text{se } k = 1 \ (\Omega_0 > 1) \\ \sinh(x) & \text{se } k = -1 \ (\Omega_0 < 1) \end{cases}$$

Ottieniamo, Per $k = \pm 1$:

$$a_0 r(z) = \frac{c}{H_0 \sqrt{|\Omega_0 - 1|}} \operatorname{sinn} \left[\sqrt{|\Omega_0 - 1|} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \right]$$

mentre, per $k = 0$ ($\Omega_0 = 1$):

$$a_0 r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}$$

...

13.1 Test osservativi dei modelli cosmologici

Abbiamo definito $q_0 = -\frac{\ddot{a}(t_0)a_0}{\dot{a}(t_0)^2}$ e, usando $H_0 = \frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)}$, $a(t)$ si può riscrivere pertanto come:

$$a(t) = a_0 \left[1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots \right]$$

Usando il redshift z tale che $1 + z = \frac{a_0}{a(t)}$, otteniamo:

$$\begin{aligned} 1 + z &= \left[1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots \right]^{-1} \\ &\simeq 1 - H_0(t - t_0) + \frac{1}{2}q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots + \frac{-1(-1-1)}{2} [H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots] \end{aligned}$$

da cui:

$$z \simeq H_0(t_0 - t) + \left(1 + \frac{q_0}{2}\right) H_0^2 (t_0 - t)^2 + \dots$$

MISSING: calcoli

...

$$r \simeq \frac{c}{a_0} \left[(t_0 - t) + \frac{1}{2} H_0 (t_0 - t)^2 + \dots \right]$$

Distanza di luminosità

La distanza propria non è calcolabile, ma si può definire la **distanza di luminosità**.

Possiamo definire l'energia irradiata dalla una sorgente di Luminosità L , per unità di tempo $d\lambda$, in funzione della lunghezza d'onda λ come:

$$dL = L \cdot \rho(\lambda) d\lambda$$

...

$$\rho(v) = \lambda^2 \rho(\lambda)$$

possiamo scrivere che:

$$ds^2 = -r^2 a_0^2 \underbrace{d\Omega^2}_{=d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2}$$

$$dA = r^2 a_0^2 \sin \theta d\theta d\phi$$

Vogliamo osservare quanta energia arriva nell'intervallo di tempo, perpendicolarmente alla linea di vista, sull'unità di superficie e nella banda $a_0, a_0 + da_0$. Questo è il flusso $F(\lambda_0)$ per l'ampiezza $d\lambda_0$ della banda:

...

$$E_\lambda^{em} = \frac{hc}{\lambda_{em}} = \frac{hc}{\lambda_0} (1 + z)$$

$$\delta N = \frac{dE_{\lambda_{em}}^{em}}{d\lambda_{em}} d\lambda_{em} = Lq \left(\frac{\lambda_{em}}{1+z} \right) dt_1 \frac{d\lambda_0}{hc(1+z)}$$

Calcoliamo il numero di fotoni γ ricevuti con λ_0 per unità di tempo dt_0 e area $4\pi r_1^2 a_0^2$:

$$\frac{L\lambda_0}{ch} \frac{1}{(1+z)^2} \phi \left(\frac{\lambda_0}{1+z} \right) d\lambda_0 \frac{dt_1}{dt_0} \frac{1}{4\pi r_1^2 a_0^2}$$

Il flusso è dato dal numero di fotoni per l'energia di ogni fotone:

$$F(\lambda_0) = \delta N \cdot E_\gamma = \frac{L}{1+z} \phi \left(\frac{\lambda_0}{1+z} \right) \frac{1}{4\pi r_1^2 a_0^2}$$

possiamo riscriverlo in funzione della frequenza

$$\begin{aligned} \tilde{F}(v_0) &= \frac{\lambda_0^2}{c} F(\lambda_0) = (1+z^2) \frac{\lambda_{em}^2}{c} F(\lambda_0) = \frac{L}{1+z} \frac{\frac{\lambda_{em}^2}{c} \phi(\lambda_{em})}{4\pi r_1^2 a_0^2} \\ &= \frac{L}{1+z} \frac{\tilde{\phi}(v_0(1+z))}{4\pi r_1^2 a_0^2} \end{aligned}$$

dunque, il **flusso bolometrico** è:

$$\tilde{F}_{bol} = \frac{L}{4\pi r_1^2 a_0^2}$$

...

$$F_{bol} = \int_0^\infty F(\lambda_0) d\lambda_0 = \frac{L}{(1+z)^2 4\pi r^2 a^2} \int_0^\infty \phi \left(\frac{\lambda_0}{1+z} \right) \frac{d\lambda_0}{1+z} (1+z) = \frac{L}{(1+z)^2 4\pi r^2 a^2}$$

Nello spazio euclideo:

$$F = \frac{L}{4\pi d^2} \quad \Rightarrow \quad d = \left(\frac{L}{4\pi F} \right)^{1/2}$$

Distanza di luminosità:

$$d_L = \left(\frac{L}{4\pi F} \right)^{1/2} = ra_0(1+z) = \frac{ra_0}{a}$$

Formulario

Prima Forma Fondamentale

Forma quadratica *Forma metrica*

$$ds^2 = Edu^2 + 2Fdudv + Gdv^2 \quad g_{ij} = \begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix}$$

Simboli di Christoffel

Prima Specie *Seconda Specie*

$$\Gamma_{ijk} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial g_{ik}}{\partial u^j} + \frac{\partial g_{ji}}{\partial u^k} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^i} \right) \quad \Gamma_{jk}^i = \frac{1}{2} g^{il} \left(\frac{\partial g_{lj}}{\partial u^k} + \frac{\partial g_{lk}}{\partial u^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial u^l} \right)$$

Equazione delle geodetiche

$$\frac{d^2 u^i}{ds^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{du^j}{ds} \frac{du^k}{ds} = 0$$

Derivata covariante

$$A_{i,l} = \frac{DA_i}{\partial u^l} = \frac{\partial A_i}{\partial u^l} - \Gamma_{il}^m A_m$$

Tensore di Riemann

$$R_{klm}^i = \frac{\partial \Gamma_{km}^i}{\partial u^l} - \frac{\partial \Gamma_{kl}^i}{\partial u^m} + \Gamma_{km}^n \Gamma_{nl}^i - \Gamma_{kl}^n \Gamma_{nm}^i$$

Identità di Bianchi

$$R_{klm;j}^i + R_{kmj;l}^i + R_{kjl;m}^i = 0$$

Tensore e scalare di Ricci

Tensore di Ricci *Scalare di Ricci*

$$R_{ij} = R_{ikj}^k \quad R = g^{ij} R_{ij}$$

...

Legge di Hubble

$$v_r(t) = H(t) d_{pr}(t)$$

Raggio di Hubble

$$R_H(t) = \frac{c}{H(t)}$$

Parametro di decelerazione

$$q(t) = -\frac{\ddot{a}(t)a(t)}{\dot{a}(t)^2}$$