

De la teoria especial a la general

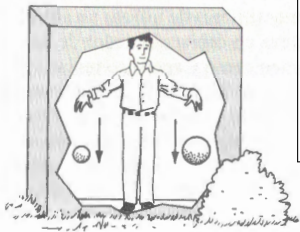
Josep Llosa

Dept FQA, UB

agost de 2023

Principi d'equivalència

“Sobre el principi de relativitat i conclusions que se'n treuen” (Jahrbuch der Radioaktivität, 1907)

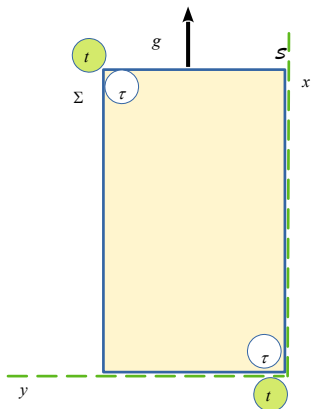


Principi d'equivalència

La física per a un sistema de referència accelerat és la mateixa que per a un sistema inercial en un camp gravitatori

La física en un ascensor en caiguda lliure és la mateixa que en un sistema de referència inercial en absència de gravetat

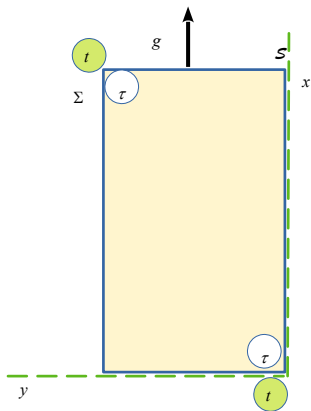
La marxa dels rellotges en un camp gravitatori



$\Sigma (\xi, \eta, \zeta, \tau)$, a cada instant hi ha un $\mathcal{S} (x, y, z, t)$ en repòs respecte Σ

$$\xi = x, \quad \eta = y, \quad \zeta = z, \quad \tau = t$$

La marxa dels rellotges en un camp gravitatori



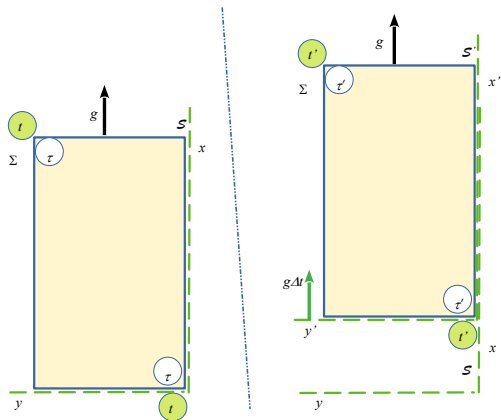
$\Sigma (\xi, \eta, \zeta, \tau)$, a cada instant hi ha un $\mathcal{S} (x, y, z, t)$ en repòs respecte Σ

$$\xi = x, \quad \eta = y, \quad \zeta = z, \quad \tau = t$$

(t): rellotges standard estacionaris \mathcal{S}

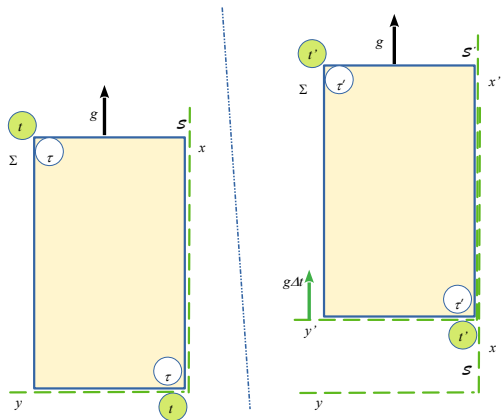
(τ): rellotges **no** standard estacionaris Σ
que es mantenen sincronitzats per definició.

La marxa dels rellotges en un camp gravitatori



- $(t = \tau)$ rellotges Σ sincronitzats segons \mathcal{S}

La marxa dels rellotges en un camp gravitatori

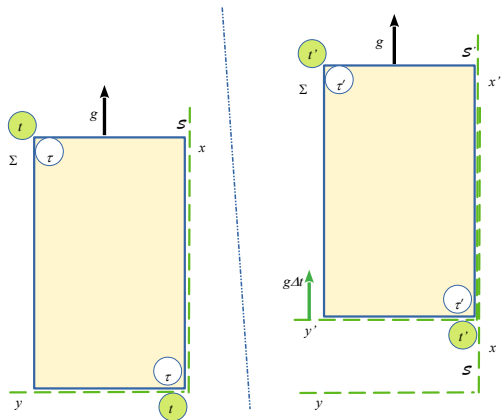


$t = \tau$ indicat per un rellotge standard a l'origen Σ .

- 1 $(t = \tau)$ rellotges Σ sincronitzats segons S
- 2 $(t' = \tau')$ rellotges Σ sincronitzats segons S' però no segons S
- 3 Els rellotges Σ no poden ser rellotges standard

► [Ves a Rellotges Standard](#)

La marxa dels rellotges en un camp gravitatori



- 1 $(t = \tau)$ rellotges Σ sincronitzats segons S
- 2 $(t' = \tau')$ rellotges Σ sincronitzats segons S' però no segons S
- 3 Els rellotges Σ no poden ser rellotges standard

▶ [Ves a Rellotges Standard](#)

$t = \tau$ indicat per un rellotge standard a l'origen Σ .

Altres llocs: $\tau = t$ del rellotge local de S . (*Temps corregit de Σ*)

La marxa dels rellotges en un camp gravitatori

Marxes d'un rellotge standard i d'un rellotge corregit al mateix lloc en un camp gravitatori

$$\Delta\sigma = \Delta\tau \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right)$$

El rellotge standard va $1 + \frac{\Phi}{c^2}$ vegades més ràpid que el corregit.

La marxa dels rellotges en un camp gravitatori

Marxes d'un rellotge standard i d'un rellotge corregit al mateix lloc en un camp gravitatori

$$\Delta\sigma = \Delta\tau \left(1 + \frac{\Phi}{c^2} \right)$$

El rellotge standard va $1 + \frac{\Phi}{c^2}$ vegades més ràpid que el corregit.

Com que tots els rellotges corregits van al mateix ritme (a qualsevol lloc),

La relació entre les marxes de dos rellotges standard estacionaris en dos llocs diferents de Σ és

$$\frac{\Delta\sigma_1}{\Delta\sigma_2} = \frac{1 + \frac{\Phi_1}{c^2}}{1 + \frac{\Phi_2}{c^2}}$$

A major potencial, més ràpid va un rellotge standard

[▶ Ves a Rellotge Vist](#)

Efecte Doppler gravitatori

Prendrem una determinada ratlla espectral com a patró de temps.

Període al lloc d'emissió (Sol): T , $f = 1/T$

Període al lloc de recepció (Terra): T' , $f' = 1/T'$

Efecte Doppler gravitatori

Prendrem una determinada ratlla espectral com a patró de temps.

Període al lloc d'emissió (Sol): T , $f = 1/T$

Període al lloc de recepció (Terra): T' , $f' = 1/T'$

$$\frac{T}{T'} = \frac{1 + \Phi_S/c^2}{1 + \Phi_T/c^2} < 1, \quad f' = \frac{1}{T'} < \frac{1}{T} = f$$

Efecte Doppler gravitatori

Prendrem una determinada ratlla espectral com a patró de temps.

Període al lloc d'emissió (Sol): T , $f = 1/T$

Període al lloc de recepció (Terra): T' , $f' = 1/T'$

$$\frac{T}{T'} = \frac{1 + \Phi_S/c^2}{1 + \Phi_T/c^2} < 1, \quad f' = \frac{1}{T'} < \frac{1}{T} = f$$

Com que $\lambda = c/f$,

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = 1 + \frac{\Phi_S - \Phi_T}{c^2} < 1$$

Efecte Doppler gravitatori

Prendrem una determinada ratlla espectral com a patró de temps.

Període al lloc d'emissió (Sol): T , $f = 1/T$

Període al lloc de recepció (Terra): T' , $f' = 1/T'$

$$\frac{T}{T'} = \frac{1 + \Phi_S/c^2}{1 + \Phi_T/c^2} < 1, \quad f' = \frac{1}{T'} < \frac{1}{T} = f$$

Com que $\lambda = c/f$,

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = 1 + \frac{\Phi_S - \Phi_T}{c^2} < 1$$

(Einstein, 1907) $\frac{\lambda_S - \lambda_T}{\lambda_T} = 0,5 \cdot 10^{-6}$

Efecte Doppler gravitatori

Prendrem una determinada ratlla espectral com a patró de temps.

Període al lloc d'emissió (Sol): T , $f = 1/T$

Període al lloc de recepció (Terra): T' , $f' = 1/T'$

$$\frac{T}{T'} = \frac{1 + \Phi_S/c^2}{1 + \Phi_T/c^2} < 1, \quad f' = \frac{1}{T'} < \frac{1}{T} = f$$

Com que $\lambda = c/f$,

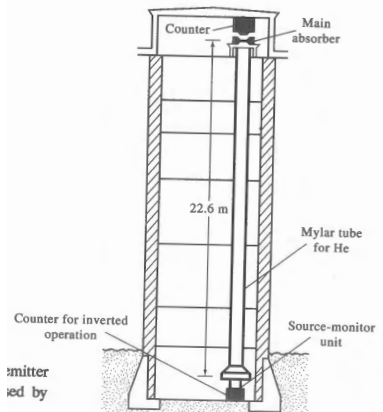
$$\frac{\lambda'}{\lambda} = 1 + \frac{\Phi_S - \Phi_T}{c^2} < 1$$

(Einstein, 1907) $\frac{\lambda_S - \lambda_T}{\lambda_T} = 0,5 \cdot 10^{-6}$

(Dificultat: l'amplada relativa de la ratlla espectral pot amagar l'efecte.)

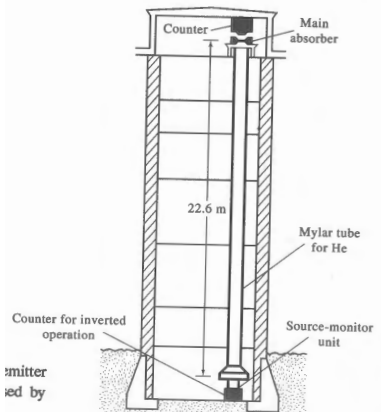
Efecte Doppler gravitatori al laboratori

(Pound i Rebka, 1960) L'efecte Mössbauer facilita l'absorció ressonant.



Efecte Doppler gravitatori al laboratori

(Pound i Rebka, 1960) L'efecte Mössbauer facilita l'absorció ressonant.



Baix: ^{57}Fe , emissor de γ 's 14,4 keV

Dalt: Absorbent $h = 22,6 \text{ m}$

$$\Phi = \frac{gh}{c^2} = 2.46 \cdot 10^{-15}$$

Deflexió dels raigs de llum

“Influència de la gravitació sobre la propagació de la llum” (Annalen der Physik, 1911)

- Reformula el principi d'equivalència i conclou que l'energia també gravita: la llum cau.

Deflexió dels raigs de llum

“Influència de la gravitació sobre la propagació de la llum” (Annalen der Physik, 1911)

- Reformula el principi d'equivalència i conclou que l'energia també gravita: la llum cau.
- De la relació entre el temps propi local i el temps general conclou que la velocitat de la llum en un camp gravitatori depèn del lloc:

$$c(\mathbf{x}) = c \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right), \quad n(\mathbf{x}) = \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right)^{-1} = 1 - \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2}$$

Deflexió dels raigs de llum

“Influència de la gravitació sobre la propagació de la llum” (Annalen der Physik, 1911)

- Reformula el principi d'equivalència i conclou que l'energia també gravita: la llum cau.
- De la relació entre el temps propi local i el temps general conclou que la velocitat de la llum en un camp gravitatori depèn del lloc:

$$c(\mathbf{x}) = c \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right), \quad n(\mathbf{x}) = \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right)^{-1} = 1 - \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2}$$

Principi de Fermat i potencial central: $\alpha = 2 \frac{GM}{c^2 R_{\min}}$.

Deflexió dels raigs de llum

“Influència de la gravitació sobre la propagació de la llum” (Annalen der Physik, 1911)

- Reformula el principi d'equivalència i conclou que l'energia també gravita: la llum cau.
- De la relació entre el temps propi local i el temps general conclou que la velocitat de la llum en un camp gravitatori depèn del lloc:

$$c(\mathbf{x}) = c \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right), \quad n(\mathbf{x}) = \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right)^{-1} = 1 - \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2}$$

Principi de Fermat i potencial central: $\alpha = 2 \frac{GM}{c^2 R_{\min}}$.

Cas del Sol i un raig que passi fregant

$\alpha = 0,83$ segons d'arc. Hauria de ser observable durant un eclipsi solar

Deflexió dels raigs de llum

“Influència de la gravitació sobre la propagació de la llum” (Annalen der Physik, 1911)

- Reformula el principi d'equivalència i conclou que l'energia també gravita: la llum cau.
- De la relació entre el temps propi local i el temps general conclou que la velocitat de la llum en un camp gravitatori depèn del lloc:

$$c(\mathbf{x}) = c \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right), \quad n(\mathbf{x}) = \left(1 + \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2} \right)^{-1} = 1 - \frac{\Phi(\mathbf{x})}{c^2}$$

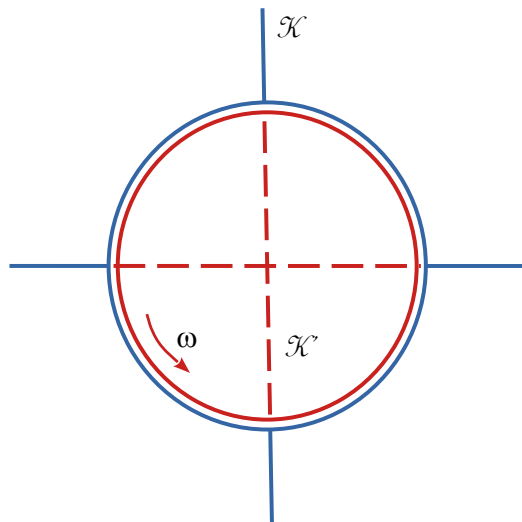
Principi de Fermat i potencial central: $\alpha = 2 \frac{GM}{c^2 R_{\min}}$.

Cas del Sol i un raig que passi fregant

$\alpha = 0,83$ segons d'arc. Hauria de ser observable durant un eclipsi solar

L'expedició de Freundlich per observar l'eclipsi de 1914 ...

Sistemes en rotació

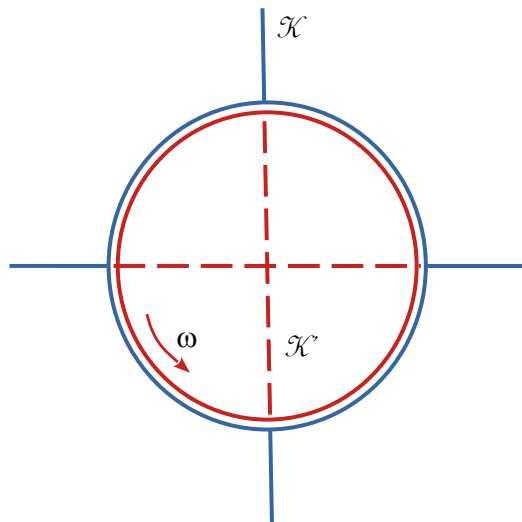


\mathcal{K} és un sistema inercial

Geometria euclídea

Relotges estacionaris
sincronitzats

Sistemes en rotació



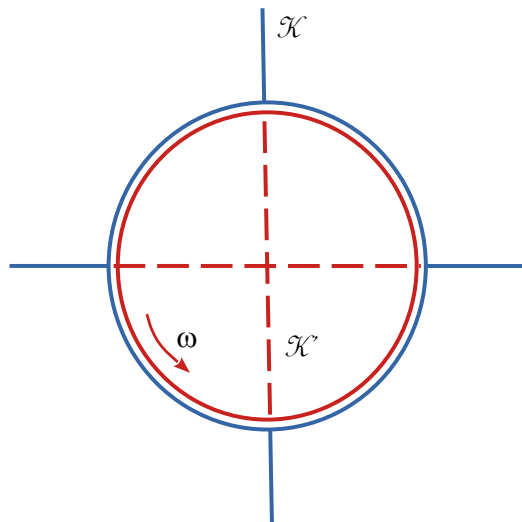
\mathcal{K} és un sistema inercial

Geometria euclídea

Relotges estacionaris
sincronitzats

\mathcal{K}' sistema en rotació al
voltant de l'eix OZ

Sistemes en rotació



\mathcal{K} és un sistema inercial

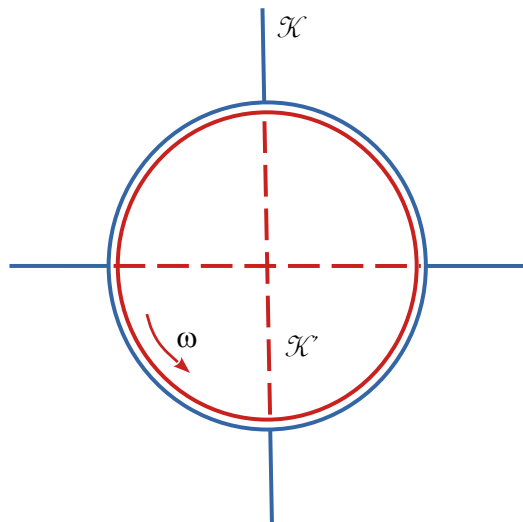
Geometria euclídea

Relotges estacionaris
sincronitzats

\mathcal{K}' sistema en rotació al
voltant de l'eix OZ

Com és la geometria?

Sistemes en rotació



\mathcal{K} és un sistema inercial

Geometria euclídea

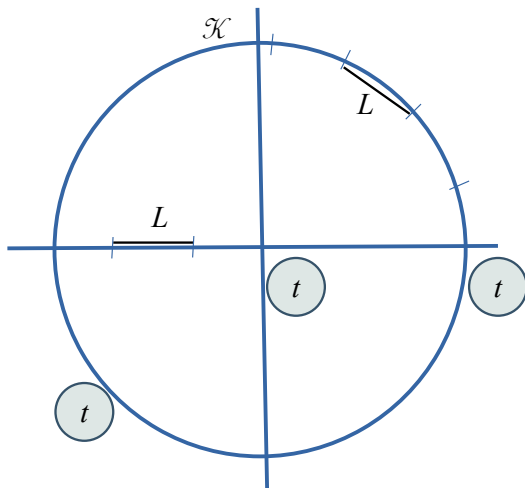
Relotges estacionaris
sincronitzats

\mathcal{K}' sistema en rotació al
voltant de l'eix OZ

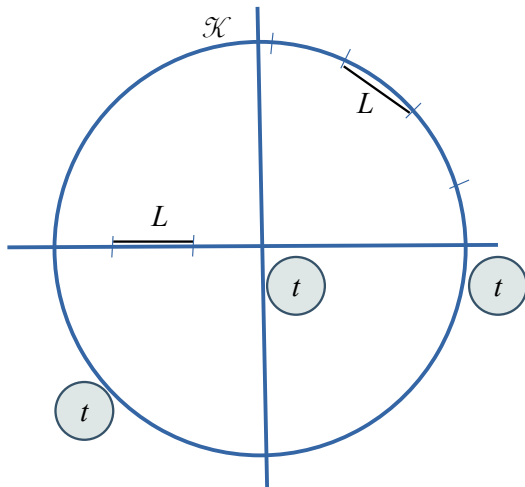
Com és la geometria?

I la sincronització de
rellotges?

Sistemas en rotació: el sistema inercial



Sistemes en rotació: el sistema inercial



Aplicuem el patró L sobre la circumferència N_c vegades.

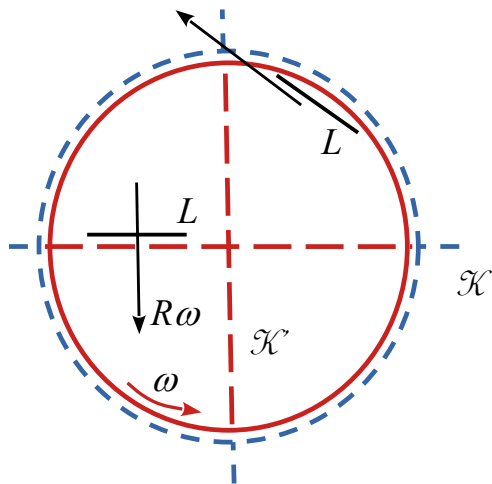
Fem el mateix sobre el diàmetre N_d vegades.

Prenem el quocient $q = N_c/N_d$.

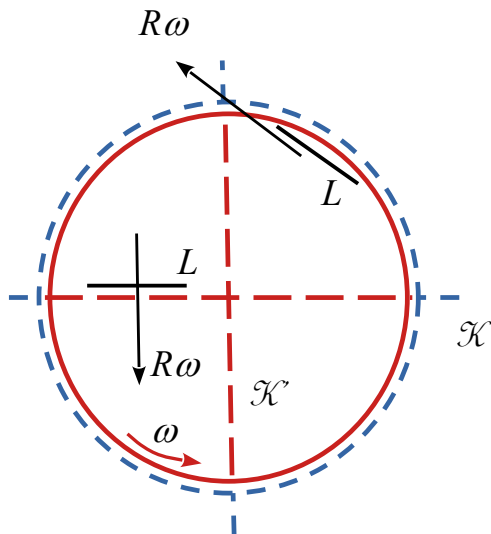
Si anem reduint el patró ($L \rightarrow 0$), el quocient és cada cop més gran amb un límit superior $q \rightarrow \pi$

La geometria al sistema en rotació

\mathcal{K}' fa servir el mateix patró L
(per comparació transversal)



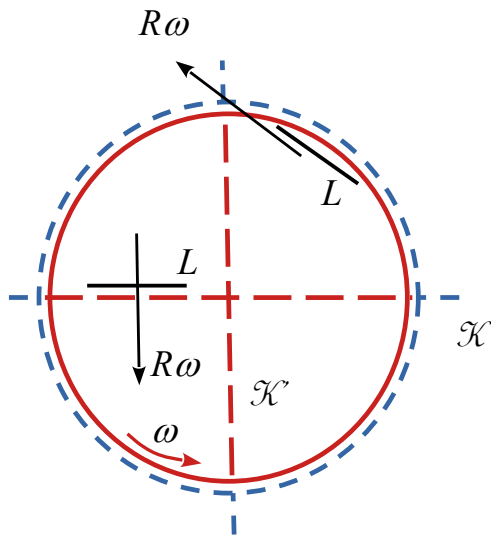
La geometria al sistema en rotació



\mathcal{K}' fa servir el mateix patró L
(per comparació transversal)

Com que es mou a $R\omega$
és més curt en un factor
 $\sqrt{1 - R^2\omega^2/c^2}$ (contracció de
FitzGerald-Lorentz)

La geometria al sistema en rotació



\mathcal{K}' fa servir el mateix patró L
(per comparació transversal)

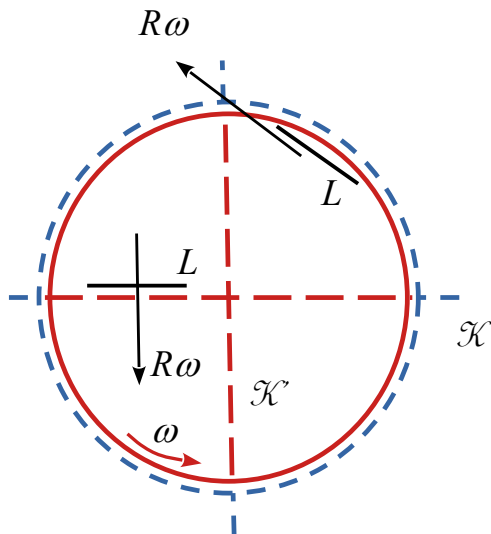
Com que es mou a $R\omega$
és més curt en un factor
 $\sqrt{1 - R^2\omega^2/c^2}$ (contracció de
FitzGerald-Lorentz)

En aplicar-lo a la circumferència,
 $N'_c > N_c$

El moviment del diàmetre és
transversal: $N'_d = N_d$

El quocient $q' = N'_c/N'_d > q$

La geometria al sistema en rotació



\mathcal{K}' fa servir el mateix patró L
(per comparació transversal)

Com que es mou a $R\omega$
és més curt en un factor
 $\sqrt{1 - R^2\omega^2/c^2}$ (contracció de
FitzGerald-Lorentz)

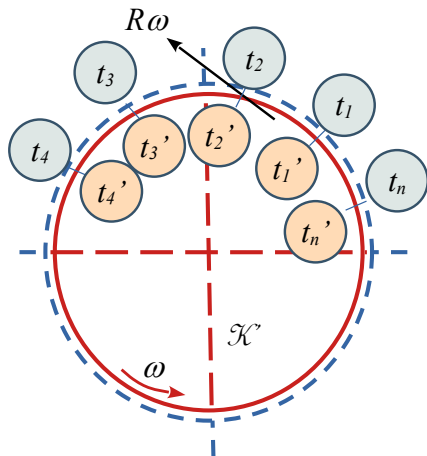
En aplicar-lo a la circumferència,
 $N'_c > N_c$

El moviment del diàmetre és
transversal: $N'_d = N_d$

El quocient $q' = N'_c/N'_d > q$

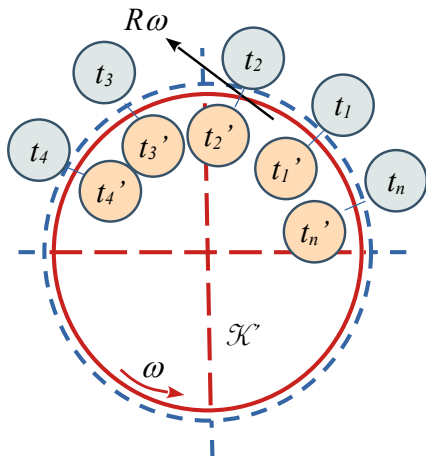
i el límit $q' \rightarrow \frac{\pi}{\sqrt{1 - R^2\omega^2/c^2}}$

Sincronització de rellotges al sistema en rotació



Relloques espaiats a \mathcal{K}' i d'altres a \mathcal{K}
sobre la circumferència

Sincronització de rellotges al sistema en rotació

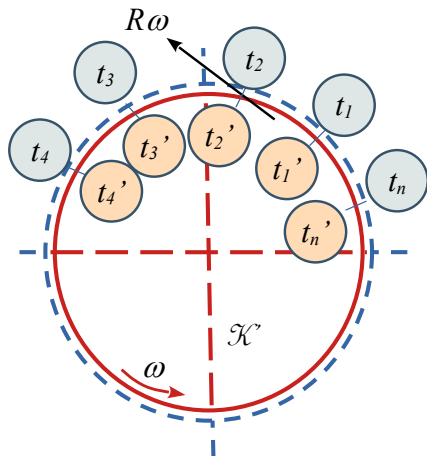


Rellojes espaciats a \mathcal{K}' i d'altres a \mathcal{K} sobre la circumferència

Si els de \mathcal{K}' es poguessin sincronitzar, en un instant marcarien

$$t'_1 = t'_2 = t'_3 = \dots = t'_n$$

Sincronització de rellotges al sistema en rotació



Rellotges espaiats a \mathcal{K}' i d'altres a \mathcal{K} sobre la circumferència

Si els de \mathcal{K}' es poguessin sincronitzar, en un instant marcarien

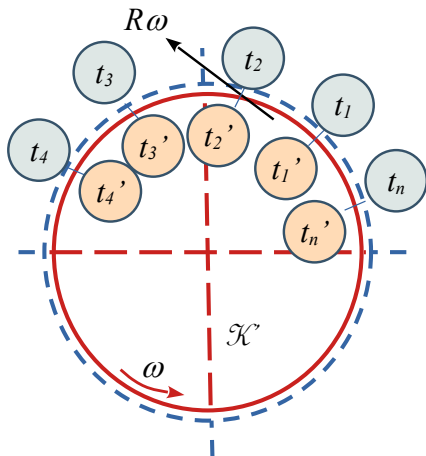
$$t'_1 = t'_2 = t'_3 = \dots = t'_n$$

Els de \mathcal{K} del davant marcarien

$$t_1 < t_2 < t_3 < \dots < t_n < t_1$$

t_j i t_{j+1} relacionats amb t'_j i t'_{j+1} per una transformació de Lorentz $R\omega$

Sincronització de rellotges al sistema en rotació



Reüllotges espaiats a \mathcal{K}' i d'altres a \mathcal{K} sobre la circumferència

Si els de \mathcal{K}' es poguessin sincronitzar, en un instant marcarien

$$t'_1 = t'_2 = t'_3 = \dots = t'_n$$

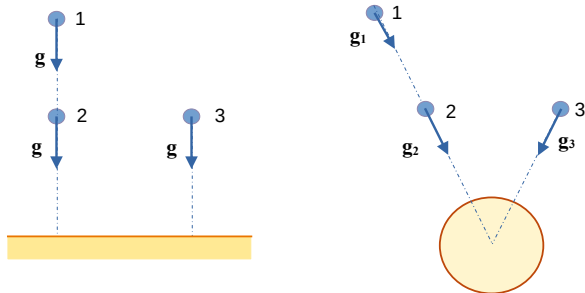
Els de \mathcal{K} del davant marcarien

$$t_1 < t_2 < t_3 < \dots < t_n < t_1$$

t_j i t_{j+1} relacionats amb t'_j i t'_{j+1} per una transformació de Lorentz $R\omega$

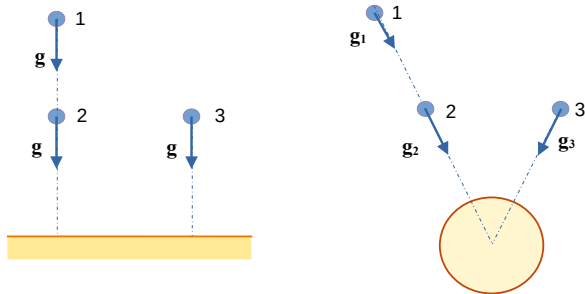
Les coordenades a l'espai-temps no podran tenir un significat tan senzill com les coordenades cartesianes.

Camps gravitaroris reals. Curvatura



Si g és constant, els cossos que cauen de punts diferents es mantenen a la mateixa distància mentre van caient.

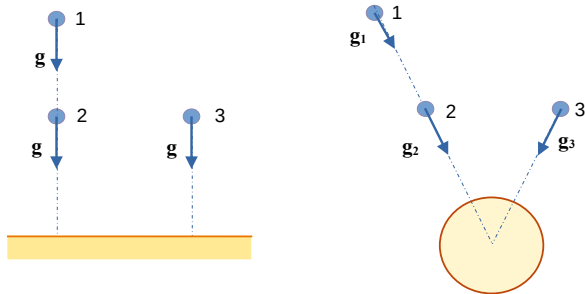
Camps gravitaroris reals. Curvatura



Si g és constant, els cossos que cauen de punts diferents es mantenen a la mateixa distància mentre van caient.

Si g depèn de la posició, la distància varia (efecte marea).

Camps gravitaroris reals. Curvatura



Si g és constant, els cossos que cauen de punts diferents es mantenen a la mateixa distància mentre van caient.

Si g depèn de la posició, la distància varia (efecte marea).

Desviació geodèsica i curvatura.

De 1912 a 1915

(1912) Comença a utilitzar eines d'espai-temps com ara l'interval invariant

$$ds^2 = c(\mathbf{x})^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

De 1912 a 1915

(1912) Comença a utilitzar eines d'espai-temps com ara l'interval invariànt

$$ds^2 = c(\mathbf{x})^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

La velocitat de la llum fa de potencial gravitatori.

Col·laboració amb M Grossmann (1913).

- Comença a emprar el càlcul diferencial absolut.

De 1912 a 1915

(1912) Comença a utilitzar eines d'espai-temps com ara l'interval invariant

$$ds^2 = c(\mathbf{x})^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

La velocitat de la llum fa de potencial gravitatori.

Col·laboració amb M Grossmann (1913).

- Comença a emprar el càlcul diferencial absolut.
- Introdueix els 10 potencials gravitatoris:

$$ds^2 = \sum_{a,b} g_{ab} dx^a dx^b$$

De 1912 a 1915

(1912) Comença a utilitzar eines d'espai-temps com ara l'interval invariant

$$ds^2 = c(\mathbf{x})^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

La velocitat de la llum fa de potencial gravitatori.

Col·laboració amb M Grossmann (1913).

- Comença a emprar el càlcul diferencial absolut.
- Introdueix els 10 potencials gravitatoris:

$$ds^2 = \sum_{a,b} g_{ab} dx^a dx^b$$

- Caldran 10 equacions tipus Poisson
Derivades segones dels potencials \propto “fonts” del camp
Les “fonts” seran els 10 components del corrent d'energia-moment

Principi de covariància general

Les lleis de la física són les mateixes en tots els sistemes de coordenades.

Principi de covariància general

Les lleis de la física són les mateixes en tots els sistemes de coordenades.

(Hi renuncia tot seguit per poder mantenir la conservació local de l'energia i el moment.)

Principi de covariància general

Les lleis de la física són les mateixes en tots els sistemes de coordenades.

(Hi renuncia tot seguit per poder mantenir la conservació local de l'energia i el moment.)

Si podem canviar arbitràriament de sistema de coordenades $x'^a = x'^a(x^b)$,
dels deu $g_{ab}(x)$ n'hi ha quatre d'arbitraris

Principi de covariància general

Les lleis de la física són les mateixes en tots els sistemes de coordenades.

(Hi renuncia tot seguit per poder mantenir la conservació local de l'energia i el moment.)

Si podem canviar arbitràriament de sistema de coordenades $x'^a = x'^a(x^b)$,
dels deu $g_{ab}(x)$ n'hi ha quatre d'arbitraris

La mateixa “realitat gravitatòria” correspon a més d'un conjunt de 10 potencials.

Els components del corrent d'energia-moment no cal que determinin completament els $g_{ab}(x)$

Per adaptar-se a aquest fet, renuncia (momentàniament) a la covariància general.

1915

Gottingen (juliol)

Al juliol visita Gottingen i exposa els seus progressos a matemàtics (Hilbert)

Gottingen (juliol)

Al juliol visita Gottingen i exposa els seus progressos a matemàtics (Hilbert)

Acadèmia Prussiana de Ciències (novembre)

Formula les equacions covariants generals del camp gravitatori.

Tensor de Ricci = Una recombinació del tensor d'energia moment

$$R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}$$

Són equacions no lineals i força més complexes que les del camp electromagnètic

Conveniència d'associar les equacions de camp a un principi variacional.

Gottingen (juliol)

Al juliol visita Gottingen i exposa els seus progressos a matemàtics (Hilbert)

Acadèmia Prussiana de Ciències (novembre)

Formula les equacions covariants generals del camp gravitatori.

Tensor de Ricci = Una recombinació del tensor d'energia moment

$$R_{ab} - \frac{1}{2} R g_{ab} = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}$$

Són equacions no lineals i força més complexes que les del camp electromagnètic

Conveniència d'associar les equacions de camp a un principi variacional.

Aplica la primera correcció post-newtoniana de la teoria per estudiar el moviment de Mercuri. Obté la precessió residual de 43" per segle.

1916

- Publica l'article de la teoria general a *Annalen der Physik*

1916

- Publica l'article de la teoria general a *Annalen der Physik*
- Desenvolupa l'aproximació lineal (de camp feble) i obté els potencials retardats
- Prediu les ones gravitatòries

1916

- Publica l'article de la teoria general a *Annalen der Physik*
- Desenvolupa l'aproximació lineal (de camp feble) i obté els potencials retardats
- Prediu les ones gravitatòries
- K Schwarzschild obté els potencials creats per una massa puntual

De 1916 endavant

1916

- Publica l'article de la teoria general a *Annalen der Physik*
- Desenvolupa l'aproximació lineal (de camp feble) i obté els potencials retardats
- Prediu les ones gravitatòries
- K Schwarzschild obté els potencials creats per una massa puntual

1919

- Expedició a Sobral (Eddington, 1919) per fotografiar l'eclipsi total de maig
Desviació $1,98 \pm 0,16''$ (predicció $1,75''$)

De 1916 endavant

1916

- Publica l'article de la teoria general a *Annalen der Physik*
- Desenvolupa l'aproximació lineal (de camp feble) i obté els potencials retardats
- Prediu les ones gravitatòries
- K Schwarzschild obté els potencials creats per una massa puntual

1919

- Expedició a Sobral (Eddington, 1919) per fotografiar l'eclipsi total de maig
Desviació $1,98 \pm 0,16''$ (predicció $1,75''$)
- Model cosmològic ("La relliscada més gran ...", G Gamow)
Afegeix el terme cosmològic a les equacions de camp $\dots - \Lambda g_{ab}$

La hibernació (1920-1960)

Els altres efectes predits per la teoria requerien d'una precisió que superava de llarg la permesa pels instruments de l'època.

1920's

Els models de Friedmann-Lemâitre posen les bases d'una cosmologia relativista basada en un univers en expansió, que concordava amb les observacions de Hubble (1929) de recessió de les galàxies llunyanes

La hibernació (1920-1960)

Els altres efectes predits per la teoria requerien d'una precisió que superava de llarg la permesa pels instruments de l'època.

1920's

Els models de Friedmann-Lemâitre posen les bases d'una cosmologia relativista basada en un univers en expansió, que concordava amb les observacions de Hubble (1929) de recessió de les galàxies llunyanes

1930's

Models estel·lars relativistes: Chandrasekhar (nans blancs, 1931), Baade-Zwicky (estels de neutrons, 1934). Aquests darrers eventualment descriuran els púlsars (1967)

[▶ Ves a Models Estel·lars](#)

L'era daurada (1960-...)

La mesura del temps

Les ja comentades abans:

1960 Experiment de Pound i Rebka.

L'era daurada (1960-...)

La mesura del temps

Les ja comentades abans:

1960 Experiment de Pound i Rebka.

1970 Experiment de Hafele i Keating.

L'era daurada (1960-...)

La mesura del temps

Les ja comentades abans:

1960 Experiment de Pound i Rebka.

1970 Experiment de Hafele i Keating.

1978 Sistemes de posicionament (GPS)

Efecte Shapiro (1964)

Retard del senyal de radar.

Usant Mercuri com a deflector passiu, el temps de viatge del senyal enviat des de la Terra depèn de la posició relativa Terra-Sol-Mercuri, segons que el senyal passi o no prop del Sol

Forats negres (teoria)

1963 Segona solució exacta (Kerr): forat negre en rotació

Forats negres (teoria)

1963 Segona solució exacta (Kerr): forat negre en rotació

1965 Newman estén la solució de Kerr per a un forat negre amb càrrega elèctrica

Forats negres (teoria)

- 1963 Segona solució exacta (Kerr): forat negre en rotació
- 1965 Newman estén la solució de Kerr per a un forat negre amb càrrega elèctrica
- 1974 Els forats negres emeten radiació corresponent a una temperatura inversament proporcional a la seva massa (Hawking)

L'era daurada (1960-...)

Cosmologia

Fons còsmic de radiació de microones (Penzias i Wilson, 1964)

Abona la teoria del Big Bang calent basada, entre més, en l'univers en expansió de Friedmann-Lemaître

(3K)

L'era daurada (1960-...)

Cosmologia

Fons còsmic de radiació de microones (Penzias i Wilson, 1964)

Abona la teoria del Big Bang calent basada, entre més, en l'univers en expansió de Friedmann-Lemaître

(3K)

COBE (1992)

Confirma que la radiació de fons de microones segueix la llei de Planck de la radiació del cos negre i permet detectar-ne les anisotropies, necessàries per explicar la formació d'estructures a l'univers

L'era daurada (1960-...)

Cosmologia

Fons còsmic de radiació de microones (Penzias i Wilson, 1964)

Abona la teoria del Big Bang calent basada, entre més, en l'univers en expansió de Friedmann-Lemaître

(3K)

COBE (1992)

Confirma que la radiació de fons de microones segueix la llei de Planck de la radiació del cos negre i permet detectar-ne les anisotropies, necessàries per explicar la formació d'estructures a l'univers

Satel·lit Planck (2013)

Les dades obtingudes milloren les del satel·lit WMAP (2006) i ajuden a consolidar el model standard de la cosmologia: un univers nascut d'un Big Bang, seguit d'una etapa inflacionària i compost de matèria ordinària (la que veiem, 4,9%), matèria fosca (25,9%) i energia fosca (Λ , 69,2%).

La “relliscada” d'Einstein el va fer caure dempeus!

L'era daurada (1960-...)

Astronomia i astrofísica

Púlsars (1967)

Bell i Hewish descobreixen el primer púlsar: un astre compacte molt magnetitzat que respon al model d'estel de neutrons

L'era daurada (1960-...)

Astronomia i astrofísica

Púlsars (1967)

Bell i Hewish descobreixen el primer púlsar: un astre compacte molt magnetitzat que respon al model d'estel de neutrons

Hulse i Taylor (1974)

Descobreixen un púlsar en un sistema doble d'estels de neutrons i demostren (1979) que el període de l'òrbita disminueix tal com correspondria a l'emissió d'ones gravitatòries pel sistema emetès.

Primera prova indirecta de la seva existència

L'era daurada (1960-...)

Deflexió de la llum

- Les observacions òptiques de la deflexió requerien d'un eclipsi solar i tenien uns errors grans

L'era daurada (1960-...)

Deflexió de la llum

- Les observacions òptiques de la deflexió requerien d'un eclipsi solar i tenien uns errors grans
- La radiointerferometria de molt llarga base (VLBI) actualment (2009) permet comprovar les desviacions de la llum previstes per la relativitat general amb un error relatiu de 10^{-4}

L'era daurada (1960-...)

Deflexió de la llum

- Les observacions òptiques de la deflexió requerien d'un eclipsi solar i tenien uns errors grans
- La radiointerferometria de molt llarga base (VLBI) actualment (2009) permet comprovar les desviacions de la llum previstes per la relativitat general amb un error relatiu de 10^{-4}

Lents gravitatòries

El camp d'un cúmul de galàxies pot actuar com una lent interposada entre l'observador terrestre i un objecte més llunyà.

Predit per Einstein (1936) i Zwicky (1937), s'observa per primer cop el 1979 en el cas de dos quàsars bessons que resulten ser dues imatges del mateix

[▶ Ves a Lents Gravitatories](#)

L'era daurada (1960-...)

Tests recents

2011

Els experiments amb giroscopis del satèl·lit Gravity Probe B confirmen amb gran precisió les prediccions de la relativitat general pel que fa a l'efecte geodèsic (per raó que el satèl·lit està orbitant la Terra) i a l'efecte Lense-Thirring (per raó que la Terra està girant)

L'era daurada (1960-...)

Tests recents

2011

Els experiments amb giroscopis del satèl·lit Gravity Probe B confirmen amb gran precisió les prediccions de la relativitat general pel que fa a l'efecte geodèsic (per raó que el satèl·lit està orbitant la Terra) i a l'efecte Lense-Thirring (per raó que la Terra està girant)

2016

Els projectes LIGO, VIRGO, KAGRA i GEO600 treballen actualment en la detecció directa d'ones gravitatòries. El primer esdeveniment, GW150914, detectat a finals de 2015 i publicat el febrer de 2016, correspon a la fusió de dos forats negres de més de $30 M_{\odot}$ cada un.

Altres esdeveniments posteriors s'han detectat a més d'un lloc i d'altres van acompanyats de senyals electromagnètics.

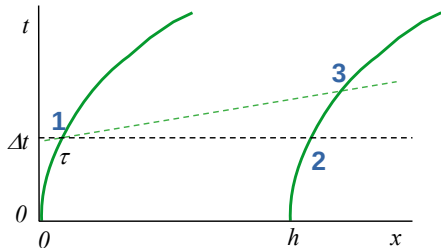
Gràcies per la vostra atenció

Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit

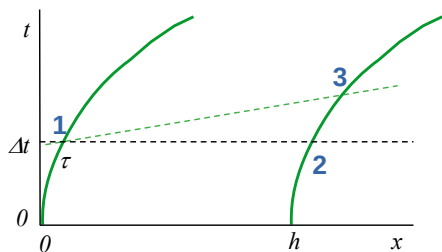
Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit



Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit



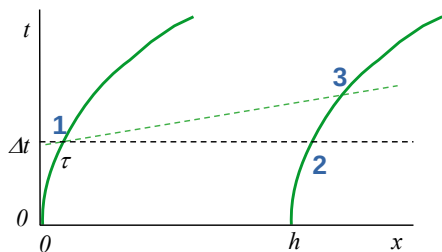
$$\mathbf{1} = (\Delta t, \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$\mathbf{2} = (\Delta t, h + \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$\mathbf{3} = (\Delta t', h + \frac{1}{2}g\Delta t'^2)$$

Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit



$$1 = (\Delta t, \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$2 = (\Delta t, h + \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

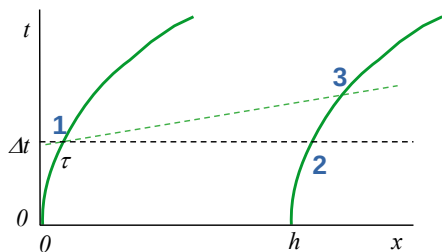
$$3 = (\Delta t', h + \frac{1}{2}g\Delta t'^2)$$

$(0, h)$ Σ -simultani amb $(0, 0)$

3 Σ -simultani amb **1** (S')

Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit



$$\underline{v = g \Delta t} \ll c,$$

$$gh \ll c^2,$$

$$\gamma_i = 1 + O(\Delta t^2)$$

$$\mathbf{1} = (\Delta t, \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$\mathbf{2} = (\Delta t, h + \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

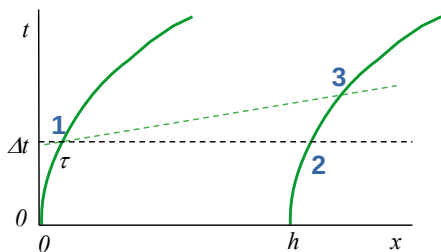
$$\mathbf{3} = (\Delta t', h + \frac{1}{2}g\Delta t'^2)$$

$(0, h)$ Σ -simultani amb $(0, 0)$

$\mathbf{3}$ Σ -simultani amb $\mathbf{1}$ (S')

Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit



$$1 = (\Delta t, \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$2 = (\Delta t, h + \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$3 = (\Delta t', h + \frac{1}{2}g\Delta t'^2)$$

$(0, h)$ Σ -simultani amb $(0, 0)$

3 Σ -simultani amb **1** (S')

$$\underline{v} = g \Delta t \ll c,$$

$$gh \ll c^2,$$

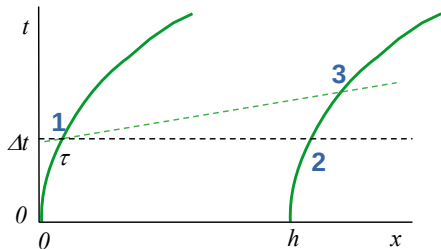
$$\gamma_i = 1 + O(\Delta t^2)$$

$$\underline{t}_1 = \Delta t = \gamma_1 \tau \approx \underline{\tau},$$

$$\underline{t}_3 = \Delta t' = \gamma_3 \sigma \approx \underline{\sigma}$$

Relotges standard i temps general a Σ

σ és el temps que dona un rellotge standard a dalt i τ és el temps corregit



$$1 = (\Delta t, \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$2 = (\Delta t, h + \frac{1}{2}g\Delta t^2)$$

$$3 = (\Delta t', h + \frac{1}{2}g\Delta t'^2)$$

(0, h) Σ -simultani amb (0, 0)

3 Σ -simultani amb 1 (S')

$$\underline{v} = g \Delta t \ll c,$$

$$gh \ll c^2,$$

$$\gamma_i = 1 + O(\Delta t^2)$$

$$\underline{t}_1 = \Delta t = \gamma_1 \tau \approx \underline{\tau},$$

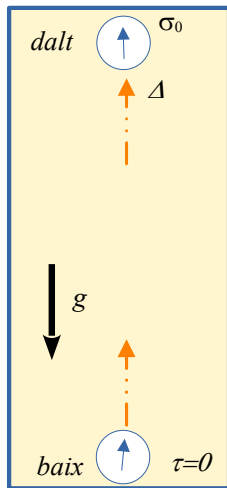
$$\underline{t}_3 = \Delta t' = \gamma_3 \sigma \approx \underline{\sigma}$$

$$\gamma_1 \left(t_1 - \frac{v x_1}{c^2} \right) = \gamma_3 \left(t_3 - \frac{v x_3}{c^2} \right) \Rightarrow$$

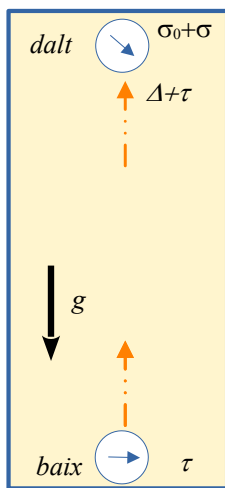
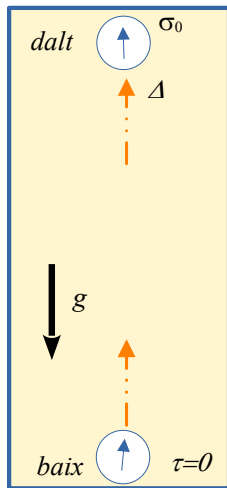
$$\sigma = \tau \left(1 + \frac{gh}{c^2} \right)$$

► Ves a Marxa Relotges

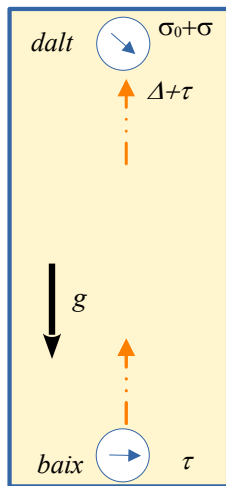
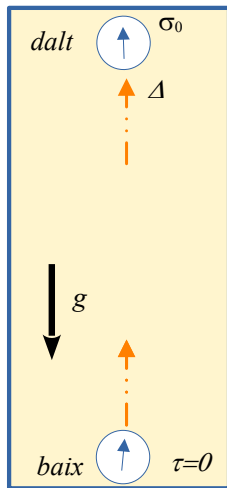
Com es veu el rellotge standard de baix



Com es veu el rellotge standard de baix



Com es veu el rellotge standard de baix



$$\Delta T_{\text{local}} = \sigma$$

$$\Delta T_{\text{vist}} = \tau$$

$$\sigma = \tau \left(1 + \frac{gh}{c^2} \right)$$

▶ Ves a Marxa Rellotges 1

Lent gravitatòria



Models estel·lars

Equilibri entre **gravitació** ↓ i **combustible nuclear** ↑

Models estel·lars

Equilibri entre **gravitació** ↓ i **combustible nuclear** ↑

Nans blancs

Quan s'exhaureix el combustible nuclear, l'estel es va contraient fins que la pressió dels electrons degenerats (Principi d'exclusió de Pauli) atura la contracció.

Només si la massa és menor que $1,44 M_{\odot}$ (límit de Chandrasekhar)

Models estel·lars

Equilibri entre **gravitació** ↓ i **combustible nuclear** ↑

Nans blancs

Quan s'exhaureix el combustible nuclear, l'estel es va contraient fins que la pressió dels electrons degenerats (Principi d'exclusió de Pauli) atura la contracció.

Només si la massa és menor que $1,44 M_{\odot}$ (límit de Chandrasekhar)

Estels de neutrons

Si la massa és superior, continua la caiguda fins que desapareixen els nuclis i la pressió dels neutrons degenerats atura la contracció.

Si la massa és superior a $1,5 M_{\odot}$ la contracció no s'atura

▶ Ves a [La hibernació](#)