UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Escola de Engenharia de Lorena – EEL

"LOM3055 - FÍSICA PARA ENGENHARIA DE MATERIAIS II"

Prof. Dr. Durval Rodrigues Junior

Departamento de Engenharia de Materiais (DEMAR)
Escola de Engenharia de Lorena (EEL)
Universidade de São Paulo (USP)
Polo Urbo-Industrial, Gleba AI-6 - Lorena, SP 12600-970
durval@demar.eel.usp.br

Rodovia Itajubá-Lorena, Km 74,5 - Caixa Postal 116 **CEP 12600-970 - Lorena - SP** **Fax (12) 3153-3133** **Tel. (Direto) (12) 3159-5007/3153-3209**	**USP Lorena** **www.eel.usp.br**	**Polo Urbo-Industrial Gleba AI-6 - Caixa Postal 116** **CEP 12600-970 - Lorena - SP** **Fax (12) 3153-3006** **Tel. (PABX) (12) 3159-9900**

UNIDADE 7 (Parte b) -

Teoria da Relatividade Restrita II

OPCIONAL

As transformações de Lorentz

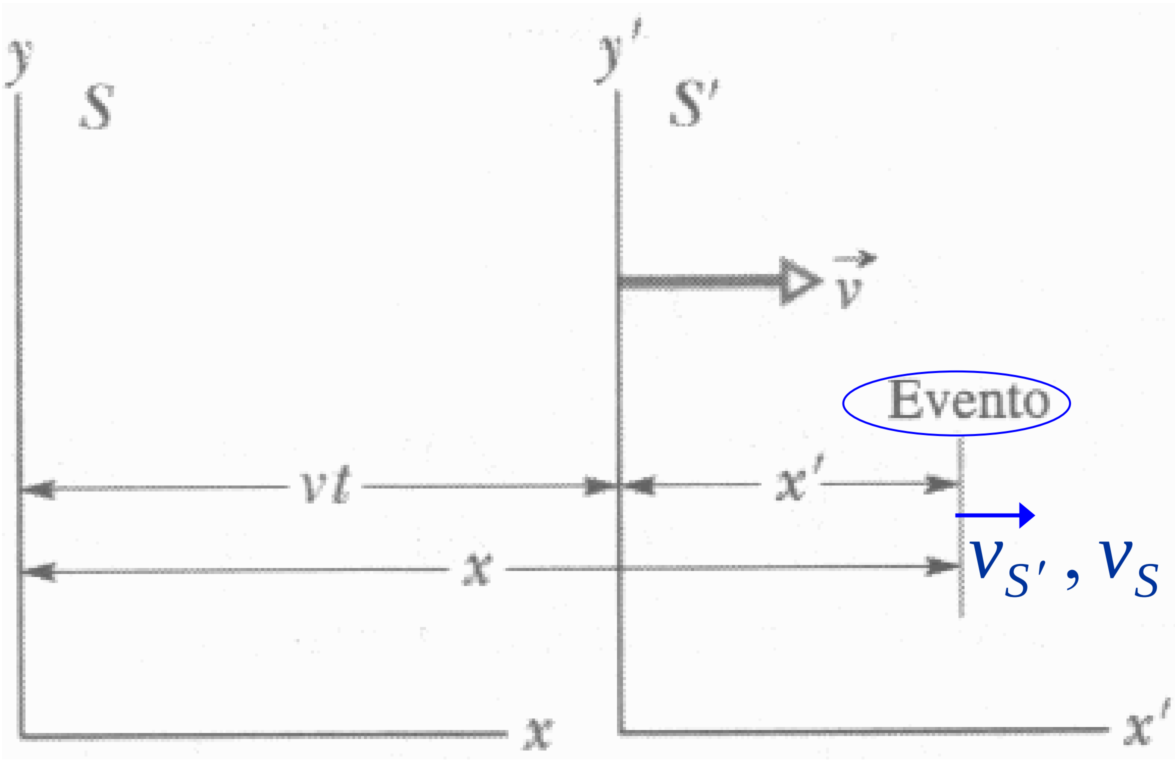
•Antes de *Einstein* os físicos supunham que as coordenadas espaciais e temporais estivessem relacionadas segundo a *transformação de Galileu*:

$$x' = x - vt$$

$$t' = t$$

$$\frac{dx'}{dt'} = \frac{dx}{dt} - v$$

$$v_{S'} = v_S - v$$



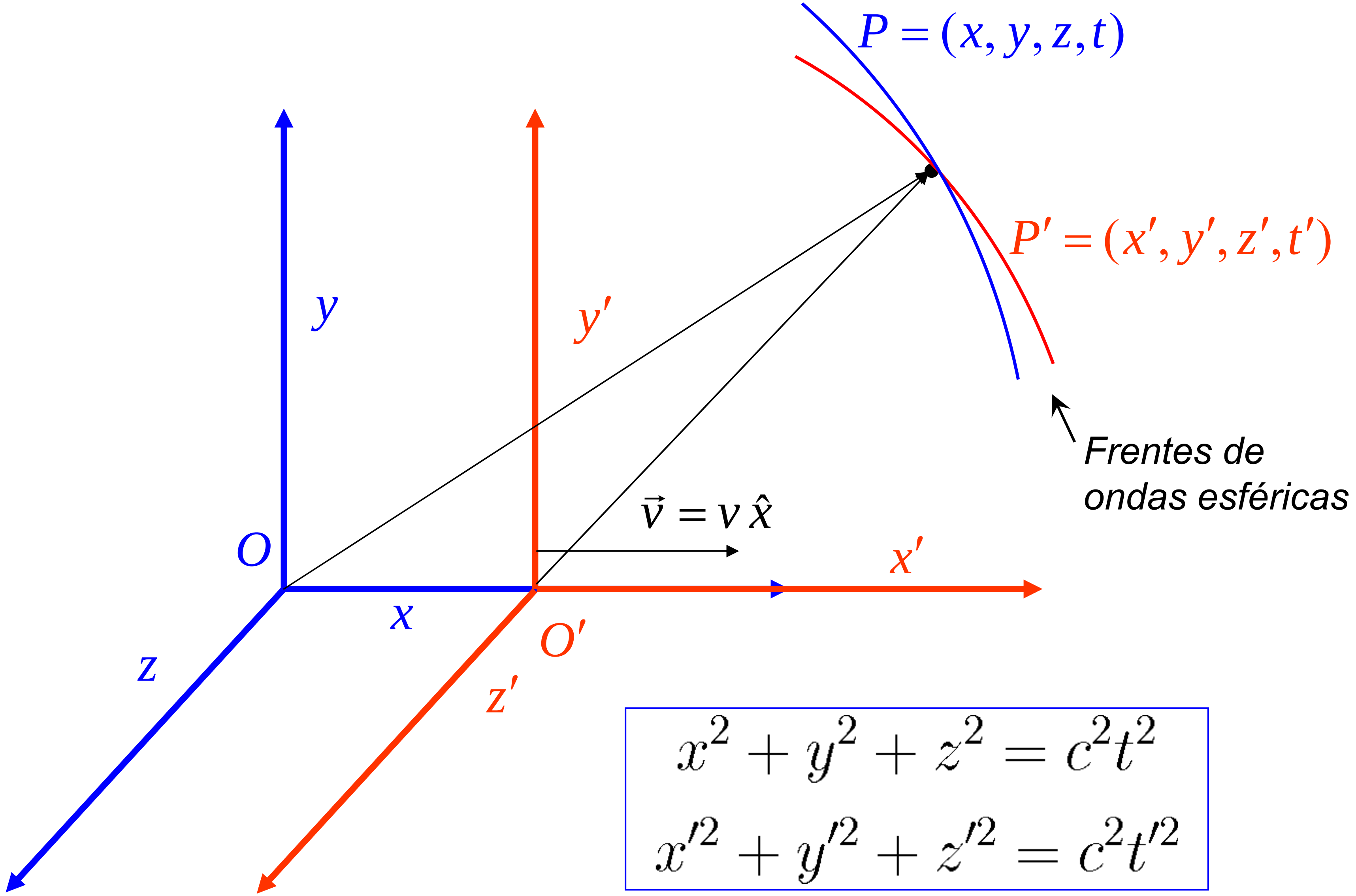
As transformações de Lorentz

•O espaço e o tempo em diferentes referenciais devem sofrer modificações para que a luz se propague com a mesma velocidade, ***c*** **,** em todos eles.

•Se um sinal luminoso é emitido em $O=O'=\mathbf{0}$ em $t=t'=0$, a sua frente de onda deve se propagar com a mesma velocidade, ***c*** **,** em ambos os referenciais. Portanto, devemos ter:

$$\boxed{x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2} \Longleftrightarrow \boxed{x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2}$$

As transformações de Lorentz



$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2$$

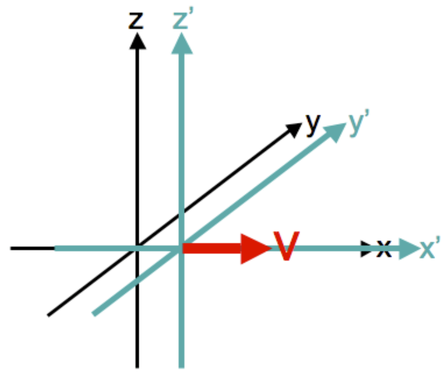
$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2$$

As transformações de Lorentz

•Para que se tenha frentes de ondas esféricas, com velocidade c, nos dois sistemas de coordenadas, pode-se demonstrar que as medidas de tempo e espaço nos dois sistemas de coordenadas devem satisfazer as Transformações de Lorentz:

$$x' = \gamma(x - vt)\,; \qquad y' = y\,; \qquad z' = z$$

$$t' = \gamma(t - \frac{v}{c^2}x)$$



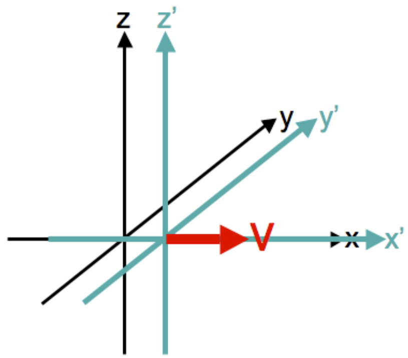
•Para $v << c$ temos $\gamma \approx 1$ e a *transformação de Lorentz* reduz-se à *transformação de Galileu*.

•A transformação pode ser invertida se trocarmos o sinal de $\boldsymbol{v}$ e os índices linha:

$$x = \gamma(x' + vt') \quad ; \qquad t = \gamma(t' + \frac{v}{c^2}x')$$

As transformações de Lorentz

•Se, no referencial ***S***, dois eventos estão separados por uma diferença de coordenada $\Delta x = x_2 - x_1$; e ocorrem em dois instantes de tempo separados por $\Delta t = t_2 - t_1$, no referencial ***S'*** teremos:



$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t) \quad ; \qquad \Delta t' = \gamma(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x)$$

•Vemos que as noções de espaço e tempo, como entes independentes, não têm mais sentido; o que temos é um ente único: o *espaço-tempo*.

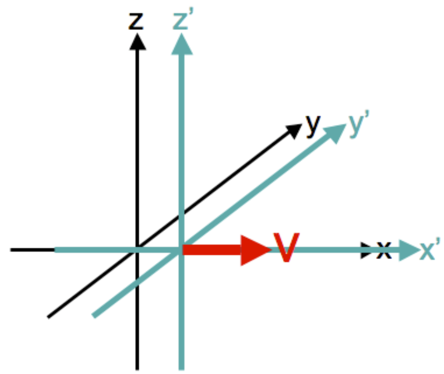
•Podemos também inverter as transformações acima:

$$\Delta x = \gamma(\Delta x' + v\Delta t') \quad ; \qquad \Delta t = \gamma(\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x')$$

As transformações de Lorentz

Simultaneidade

•Se dois eventos ocorrem no mesmo instante no sistema *S*', mas em pontos distantes, temos:



$S'\,:$ $\boxed{\Delta t' = 0}$ e $\boxed{\Delta x' \neq 0}$

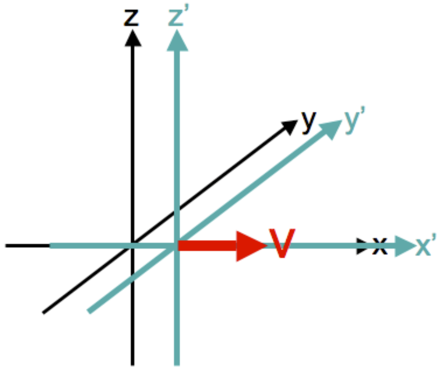
$$S\,:\quad \Delta t = \gamma\left(\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'\right) \Longrightarrow \Delta t = \gamma \frac{v}{c^2}\Delta x'$$

Eventos simultâneos em *S*' não são simultâneos em *S* , se ocorrem em pontos distintos.

As transformações de Lorentz

Dilatação do tempo

•Vamos supor que dois eventos ocorram no mesmo local em *S'*, mas em tempos diferentes, então:



S' : $\boxed{\Delta x' = 0}$ e $\boxed{\Delta t' \neq 0}$

$$S: \quad \Delta t = \gamma\left(\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'\right) \Rightarrow \Delta t = \gamma\, \Delta t'$$

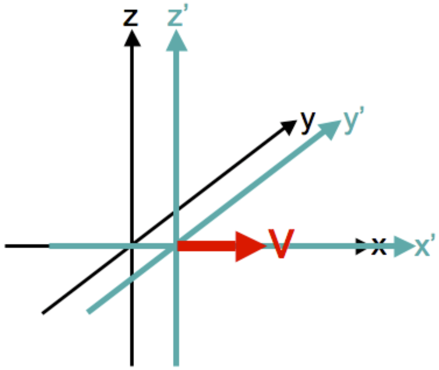
(Este é o exemplo do relógio de luz, onde $\Delta t' = \Delta t_0$, o intervalo de tempo próprio.)

As transformações de Lorentz

Contração das distâncias

- Se uma régua está em repouso no sistema *S'* o seu comprimento próprio é $L_0 = \Delta x'$. No sistema *S* a régua passa com uma velocidade v , e o seu comprimento Δx é determinado pela posição dos seus dois extremos *num mesmo instante*, então:

$$\boxed{\Delta t = 0}$$



$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t) \quad \Rightarrow \quad \Delta x = \frac{\Delta x'}{\gamma} = \frac{L_0}{\gamma}$$

As transformações de Lorentz

•Vimos, no exemplo dos múons, que estes chegam a Terra com $v \approx 0{,}998c$. Logo, no seu referencial, os *10,4 km* percorridos na atmosfera (no referencial da Terra) são vistos como:

$$\boxed{L = \frac{1}{\gamma} L_0 = \sqrt{1-(0,998)^2}\,10,4km = 0,66km.}$$

Esta é justamente a distância que o múon é capaz de percorrer, em seu referencial, antes de decair:

$$L = (0,998c)\,\Delta t_0 = (0,998c)\,2,200\mu s = 0,66km.$$

As transformações de Lorentz

•Se, no referencial ***S***, dois eventos estão separados por uma diferença de coordenada $\Delta x = x_2 - x_1$; e ocorrem em dois instantes de tempo separados por $\Delta t = t_2 - t_1$, no referencial ***S'*** teremos:

$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t) \qquad \Delta t' = \gamma(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x)$$

•Vemos que as noções de espaço e tempo, como entes independentes, não têm mais sentido; o que temos é um ente único: o *espaço-tempo*.

•Podemos também inverter as transformações acima:

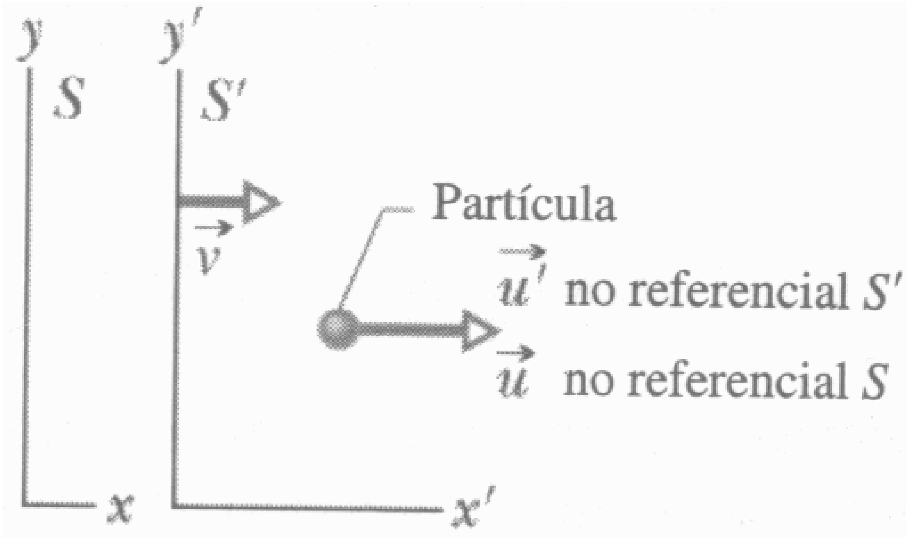
$$\Delta x = \gamma(\Delta x' + v\Delta t') \qquad \Delta t = \gamma(\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x')$$

A relatividade das velocidades

Vimos que: $\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t)$ $\Delta t' = \gamma(\Delta t - \frac{v}{c^2}\Delta x)$

Portanto: $dx' = \gamma(dx - vdt)$ $dt' = \gamma(dt - \frac{v}{c^2}dx)$

Logo: $$\boxed{u'_x = \frac{dx'}{dt'} = \frac{u_x - v}{1 - \frac{v u_x}{c^2}}}$$



Na transformação clássica
de Galileu teríamos ($v << c$): $$\boxed{u'_x = \frac{dx'}{dt'} = u_x - v}$$

A relatividade das velocidades

Podemos ainda deduzir expressões para as velocidades nos outros eixos:

$$u'_y = \frac{dy'}{dt'} = \frac{\sqrt{(1-\beta^2)}\,u_y}{1-\frac{v\,u_x}{c^2}}$$

$$u'_z = \frac{dz'}{dt'} = \frac{\sqrt{(1-\beta^2)}\,u_z}{1-\frac{v\,u_x}{c^2}}$$

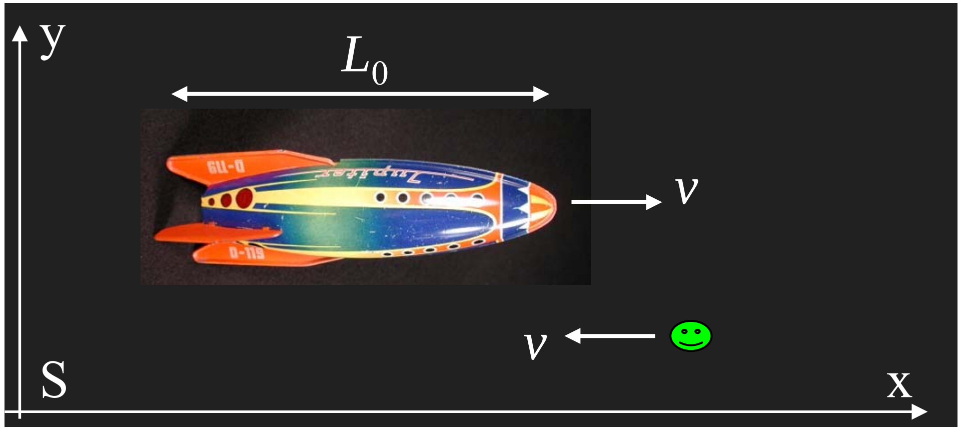
As transformações podem ser invertidas, trocando-se os índices linha e *v* por –*v*. Então, se

$u'_x = c$ teremos: $u_x = \dfrac{u'_x + v}{1+\dfrac{v\,u'_x}{c^2}} = c$

- A transformação estará coerente com o fato da velocidade da luz ser a mesma em todos os referenciais, e que nenhuma velocidade pode excedê-la.

Prob. 3: Uma espaçonave cujo comprimento próprio é 350 m está se movendo com uma velocidade de 0,82c em um certo referencial. Um micrometeorito, também com velocidade de 0,82c neste referencial, cruza com a espaçonave viajando na direção oposta. Quanto tempo o micrometeorito leva para passar pela espaçonave, do ponto de vista de um observador a bordo da espaçonave ?

$$L_0 = 350\ \text{m}$$
$$v = 0{,}82\ \text{c}$$



Velocidade do meteorito em relação à nave:

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - \dfrac{v\,u_x}{c^2}}$$

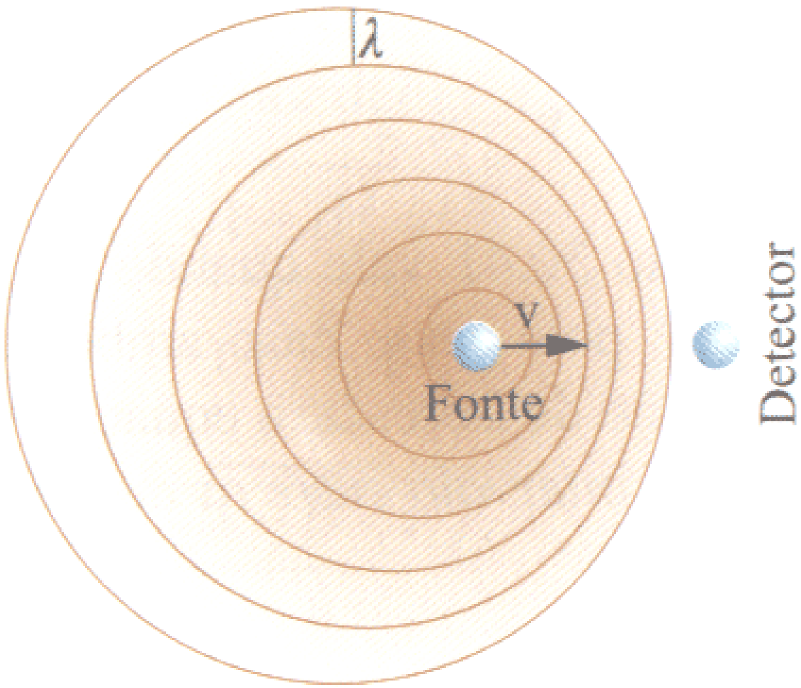
$$v' = \frac{-v - v}{1 - \dfrac{v(-v)}{c^2}} = \frac{-2v}{1 + \dfrac{v^2}{c^2}} = -\frac{1{,}64\,c}{1 + (0{,}82)^2} \approx -0{,}98\,c$$

$$v' \approx -2{,}94 \times 10^8\ \text{m/s}$$

$$\Delta t_0 = \frac{L_0}{|v'|} \approx \frac{350\,\text{m}}{2{,}94 \times 10^8\ \text{m/s}} \approx 1{,}19\ \mu s$$

O efeito Doppler da luz

• No efeito Doppler do som é necessário distinguir as situações em que ele é causado pelo movimento da **fonte** ou do **observador**. Isto, porque o som propaga-se no ar, e ambos podem ter velocidades relativas a este. Já para a luz, que propaga-se no vácuo, importa apenas a velocidade relativa entre a fonte e observador.



O efeito Doppler da luz

Se o observador O em S descreve uma onda eletromagnética pela expressão $\sin(kx-\omega t)$ o observador O' em S' deverá observar $\sin(k'x'-\omega't')$ e, pelo princípio da relatividade, devemos ter

$$\boxed{kx-\omega t = k'x'-\omega't'}$$

Então, usando que $x=\gamma(x'+vt')$ e $t=\gamma(t'+\frac{v}{c^2}x')$

podemos mostrar que:

$$\boxed{k'=\gamma\left(k-\frac{v\omega}{c^2}\right)} \quad \text{e} \quad \boxed{\omega'=\gamma(\omega-vk)}$$

O efeito Doppler da luz

Mas, como:

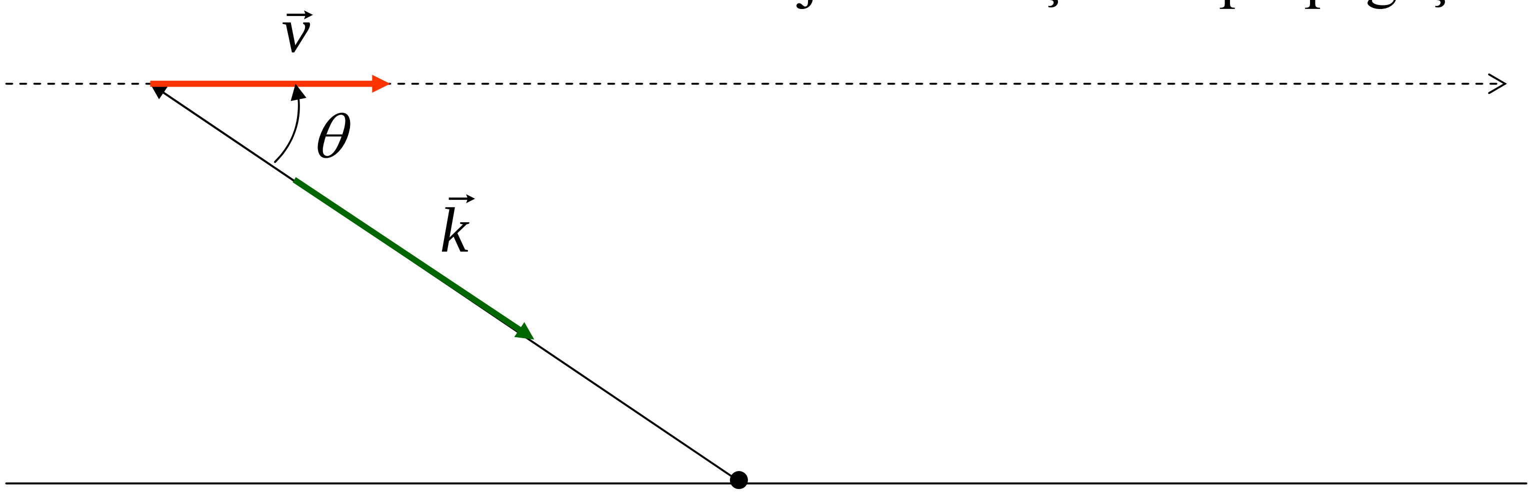
$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega'}{k'} \qquad k' = \gamma k(1-\beta) \quad \text{e} \quad \omega' = \gamma\,\omega(1-\beta)$$

$$\boxed{f' = f\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}}$$

Esta expressão é válida no caso do observador e a fonte estarem se *afastando*. Se estiverem se *aproximando* devemos trocar β por $-\beta$.

O efeito Doppler da luz

Caso o movimento relativo não seja na direção de propagação



$$\omega' = \gamma\,\omega\left(1 - \beta\cos\theta\right)$$

Se $\theta = \dfrac{\pi}{2}$, *"Doppler transverso"*. Note que aqui o objeto em

movimento emite radiação com freqüência conhecida $\omega' = \omega_0$

$$\Rightarrow \quad \omega = \omega_0\sqrt{1-\beta^2}$$

O efeito Doppler na astronomia

• Vamos supor que uma estrela se afasta da Terra com uma velocidade relativamente pequena, $\beta \ll 1$. Neste caso temos:

$$\boxed{f = f_0\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = f_0\frac{1-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \simeq f_0\,(1-\beta)}$$

Em termos dos comprimentos de onda, temos:

$$\frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0}\left(1-\frac{v}{c}\right) \qquad \boxed{v = \frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda}c = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}c}$$

•Logo, sendo $v > 0$ temos $\lambda > \lambda_0$ $\Rightarrow$ Deslocamento da luz para o vermelho

•Se a estrela estiver se aproximando ($v < 0$) teremos $\lambda < \lambda_0$ $\Rightarrow$ Deslocamento da luz para o azul

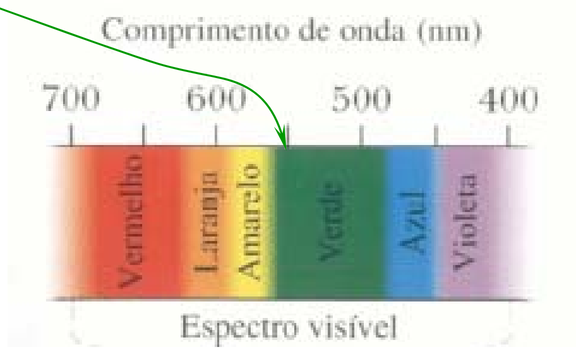
Prob. 4: Uma espaçonave está se afastando da Terra a uma velocidade de 0,20c. Uma fonte luminosa na popa da nave parece azul (λ = 450 nm) para os passageiros. Determine: **(a)** o comprimento de onda e **(b)** a cor (azul, verde, amarela...) da luz emitida pela nave, do ponto de vista de um observador terrestre.

- Efeito Doppler da luz (se afastando):

$$\boxed{f' = f\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}} \Rightarrow \boxed{\frac{c}{\lambda'} = \frac{c}{\lambda}\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^{1/2}}$$

a)

$$\boxed{\lambda' = \lambda\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^{1/2} = 450\,\text{nm}\left(\frac{1,2}{0,8}\right)^{1/2} \approx 551\,\text{nm}}$$



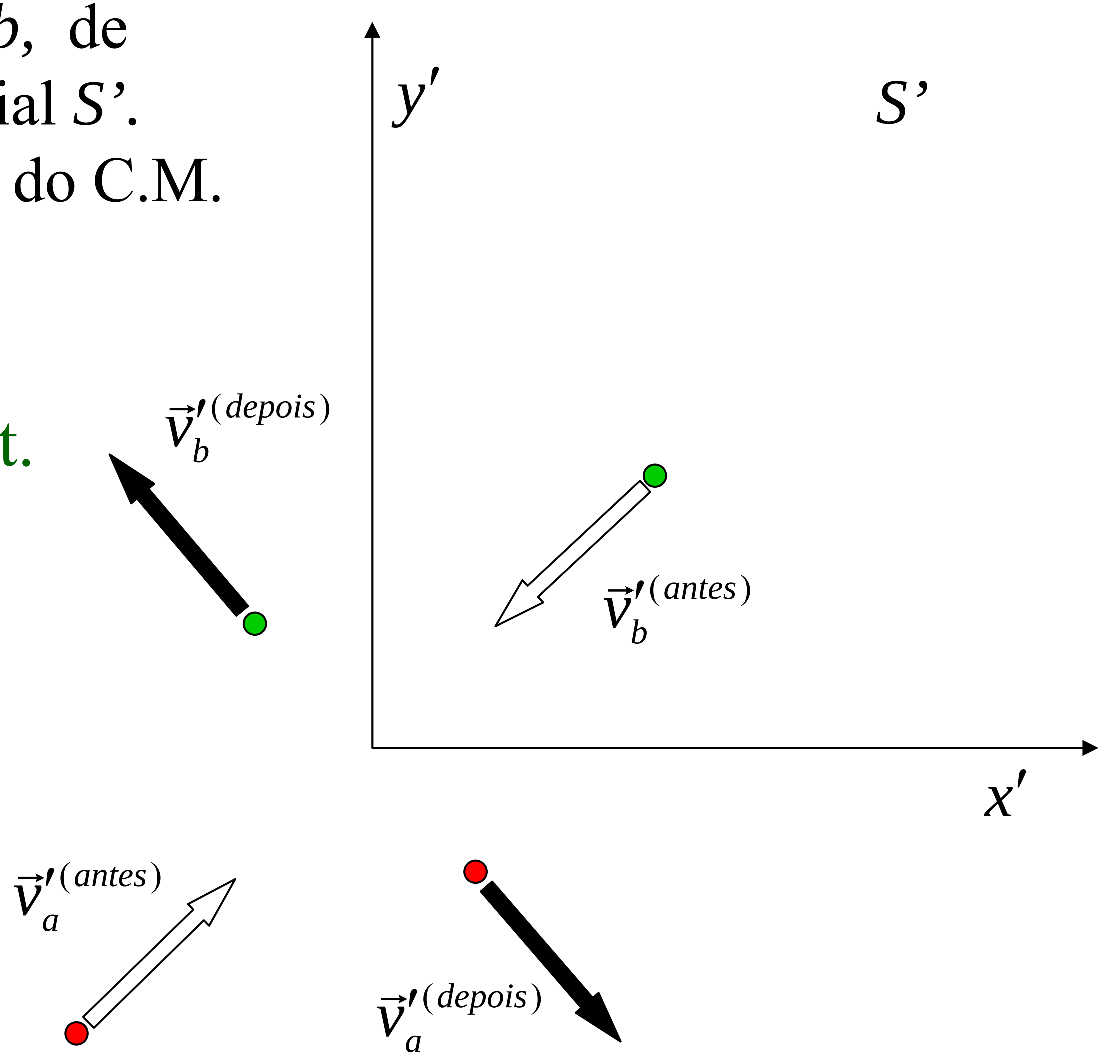
b) Luz "verde-amarelada":

Dinâmica relativística

Colisão das partículas a e b, de mesma massa, no referencial S'. Por exemplo, o referencial do C.M. das partículas

$$\vec{F}_{ext} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{p} = \text{const.}$$

$$\boxed{m\vec{v}_a'^{(antes)} + m\vec{v}_b'^{(antes)} = m\vec{v}_a'^{(depois)} + m\vec{v}_b'^{(depois)}}$$



Momento linear relativístico

Usando a fórmula para a transformação de Lorentz das velocidades:

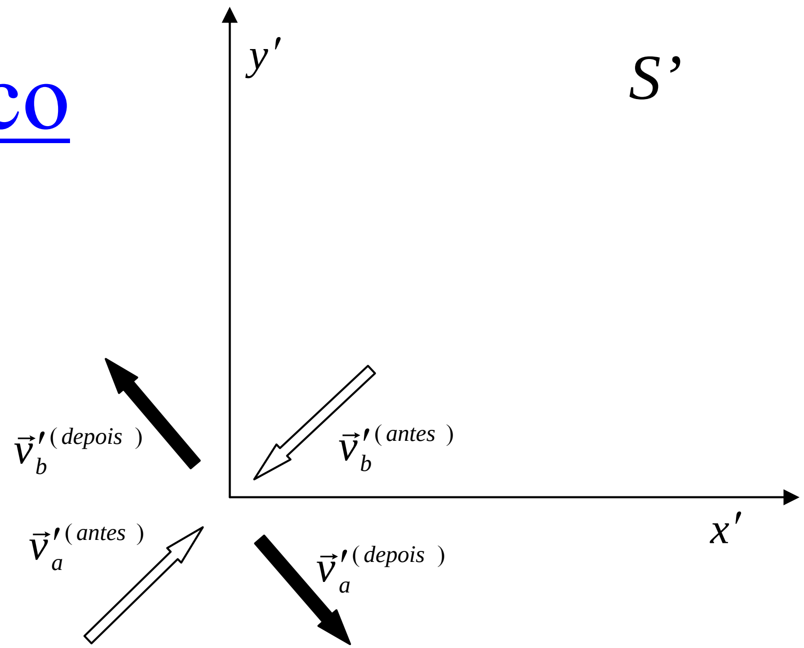
$$u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{v u'_x}{c^2}}$$

$$u_z = \frac{dz}{dt} = \frac{\sqrt{(1-\beta^2)}\, u'_z}{1 + \frac{v u'_x}{c^2}}$$

$$u_y = \frac{dy}{dt} = \frac{\sqrt{(1-\beta^2)}\, u'_y}{1 + \frac{v u'_x}{c^2}}$$

... podemos escrever as componentes das velocidades no referencial *S*, que se move em relação a *S'* com velocidade constante, $-v$, ao longo do eixo x ...

Momento linear relativístico



$$v'^{antes}_{ax} = v'_x \qquad v'^{antes}_{bx} = -v'_x$$

$$v'^{antes}_{ay} = v'_y \qquad v'^{antes}_{by} = -v'_y$$

$$v'^{depois}_{ax} = v'_x \qquad v'^{depois}_{bx} = -v'_x$$

$$v'^{depois}_{ay} = -v'_y \qquad v'^{depois}_{by} = v'_y$$

transformação de Lorentz das velocidades

$$v^{antes}_{ax} = \frac{v'_x + v}{1 + (v'_x v / c^2)} \qquad v^{antes}_{bx} = \frac{-v'_x + v}{1 - (v'_x v / c^2)}$$

$$v^{depois}_{ax} = \frac{v'_x + v}{1 + (v'_x v / c^2)} \qquad v^{depois}_{bx} = \frac{-v'_x + v}{1 - (v'_x v / c^2)}$$

$$v^{antes}_{ay} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}\, v'_y}{1 + (v'_x v / c^2)} \qquad v^{antes}_{by} = \frac{-\sqrt{1-\beta^2}\, v'_y}{1 - (v'_x v / c^2)}$$

$$v^{depois}_{ay} = \frac{-\sqrt{1-\beta^2}\, v'_y}{1 + (v'_x v / c^2)} \qquad v^{depois}_{by} = \frac{\sqrt{1-\beta^2}\, v'_y}{1 - (v'_x v / c^2)}$$

Momento linear relativístico

$$mv_{a,x}^{antes} + mv_{b,x}^{antes} = mv_{a,x}^{depois} + mv_{b,x}^{depois}$$

$$mv_{a,y}^{antes} + mv_{b,y}^{antes} \neq mv_{a,y}^{depois} + mv_{b,y}^{depois}$$

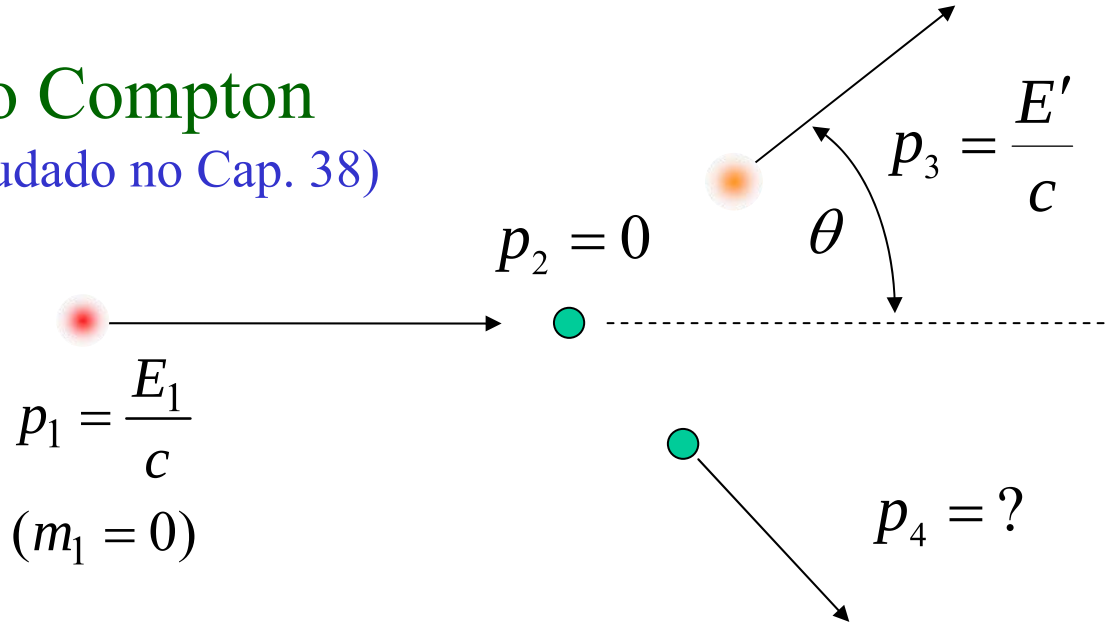
$\Downarrow$

- $\vec{p} = m\vec{v}$ não nos fornece uma expressão para o momento linear que seja invariante pelas transformações de Lorentz.

Colisões relativísticas

• Efeito Compton

(será estudado no Cap. 38)



$$\boxed{\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4}$$

$$\boxed{E_1 + E_2 = E_3 + E_4}$$