



*Diskurse
&
mathematische Illustrationen
betreffend dem*

Löschverschiebungsprinzip

*unter der Elektrodynamik der
Galileitransformationen*





Discourses

&

Mathematical Illustrations

pertaining to the

Extinction Shift Principle

under the Electrodynamics of

Galilean Transformations



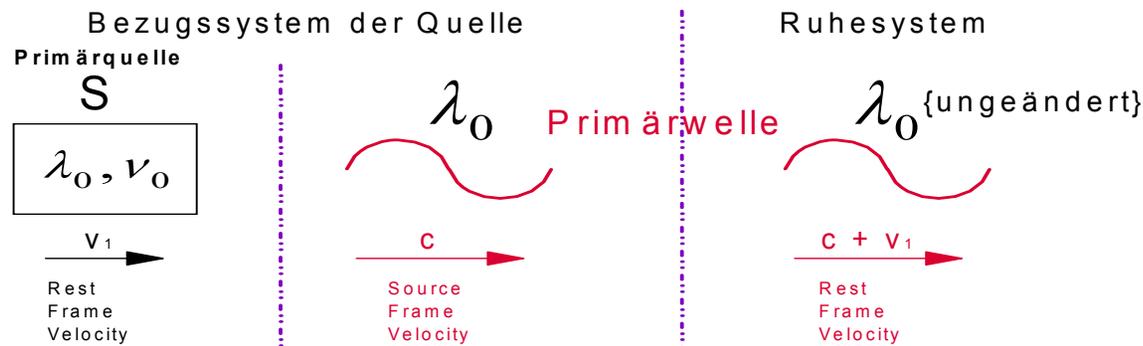
Zur Definition der Löschverschiebung



Elektromagnetismus

Jede **Primärwelle** der Wellenlänge λ_0 und Frequenz ν_0 pflanzt sich entlang einem ungestörten “interferenzenfreien” Weg fort mit der Geschwindigkeit C bezüglich der mit Geschwindigkeit v_1 sich bewegenden **Primärquelle S**. Diese **Primärwelle** pflanzt sich ungestört entlang dem interferenzenfreien Weg mit der Geschwindigkeit $C + v_1$ relativ zum Bezugssystem des Labors.

IDEALES VAKUUM



Die **ungestörte “interferenzenfreie” Wellenlänge λ_0 der Primärwelle** bleibt un geändert {konserviert in **allen** Bezugssystemen} entlang einem interferenzenfreien Weg und bleibt unabhängig von der Bewegung der Quelle! **Die Primärwelle lässt sich nicht vermessen!**

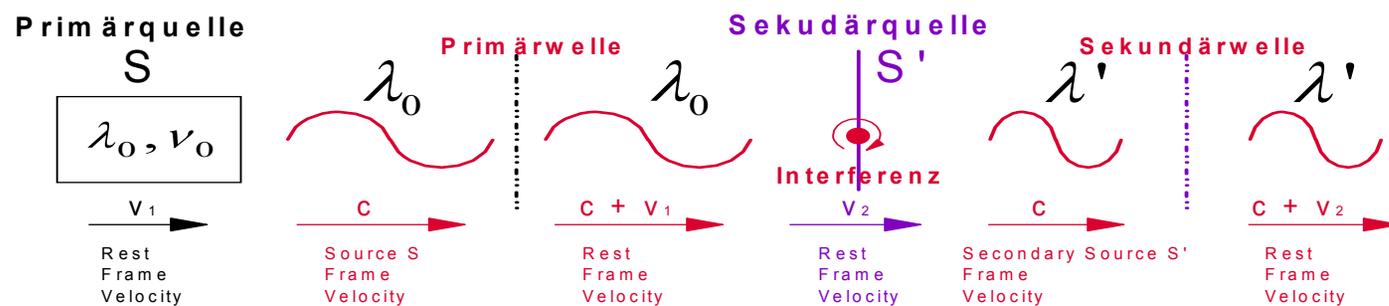
Zur Definition der Löschverschiebung



Elektromagnetismus

Im Falle der Interferenz oder einer Vermessung der **Primärwelle** der Wellenlänge λ_0 und Geschwindigkeit C bezüglich der mit Geschwindigkeit V_1 sich bewegenden **Primärquelle S**, wird die **Primärwelle** gelöscht (durch elektromagnetische Wechselwirkung der **reemittierenden Sekundärquellen**). Somit wird der interferenzenfreie Weg an der Stelle der Interferenz, nämlich an der Stelle der mit Geschwindigkeit V_2 relativ zum Bezugssystem des Labors sich bewegenden **Sekundärquelle** beendet. Es wird hiervon eine **Sekundärwelle** reemittiert. Jeder Beobachter im Bezugssystem der **Sekundärquelle** notiert immer die Frequenz $\nu' = \nu_0 \left(1 + \frac{V_1 - V_2}{c}\right)$. Weder die Geschwindigkeit noch die Wellenlänge lässt sich mit modernsten technischen Mitteln und Methoden vermessen!

IDEALES VAKUUM



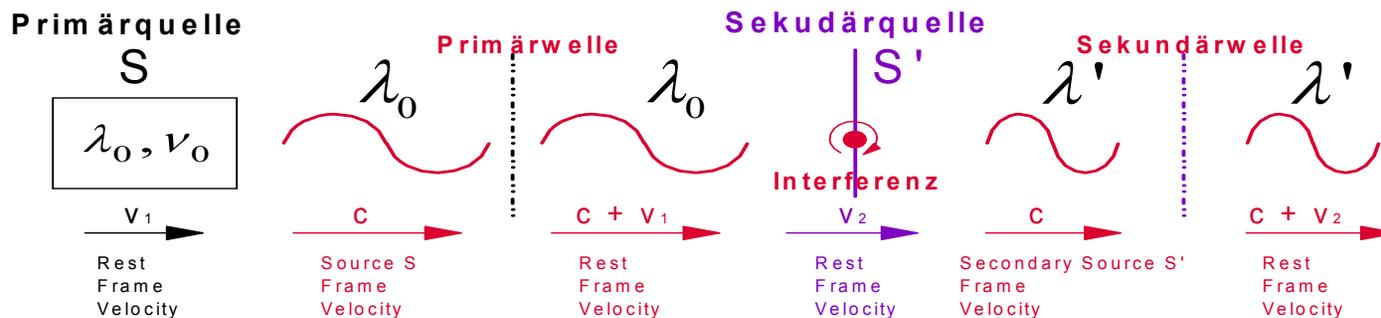
Zur Definition der Löschverschiebung



Elektromagnetismus

Im Falle der Interferenz (fortgesetzt)

IDEALES VAKUUM



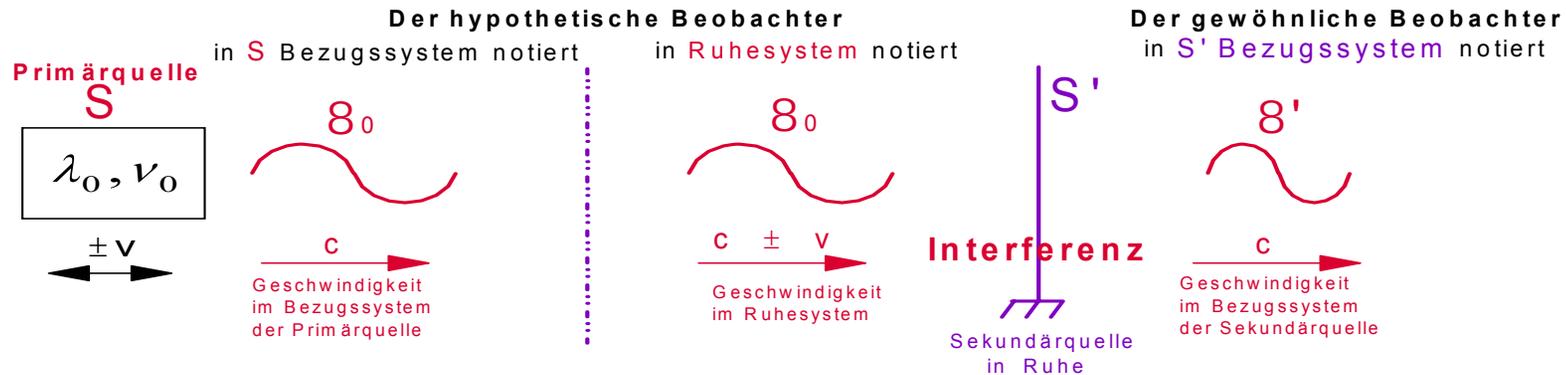
Die reemittierte **Sekundärwelle** hat die **ungestörte Wellenlänge** $\lambda' = \frac{c}{v'} = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_1 - v_2}{c}\right)^{-1}$ {konserviert in **allen** Bezugssystemen} und pflanzt sich entlang einem interferenzenfreien Weg mit der Geschwindigkeit **C** bezüglich der mit Geschwindigkeit v_2 sich bewegenden **Sekundärquelle S'**. Diese von der **Sekundärquelle** emittierten **Sekundärwelle** hat die Geschwindigkeit $C + v_2$ relativ zum Bezugssystem des Labors und die Geschwindigkeit $C + v_2 - v_1$ bezüglich der **Primärquelle S**. **Weder die freie Wellenlänge noch die Geschwindigkeit der interferenzenfreien elektromagnetischen Welle lässt sich von einem Beobachter vermessen, dessen Bezugssystem anders ist als das Bezugssystem der Quelle!**

Löschverschiebungsprinzip

Rein Klassische Physik · Euklidischer Raum · Galileitransformationen

INVARIANCE der WELLENGLEICHUNG

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0$$



Der *hypothetische Beobachter* findet $\Phi = \Phi_0 \sin 2\pi(vt + \frac{1}{\lambda}x)$ als Lösung der Wellengleichung der *Primärwelle* mit Geschwindigkeit c im Bezugssystem von **S**, wo $v\lambda = c$, und mit Geschwindigkeit $c' \neq c$ im Ruhesystem. Einer *Gewöhnliche Beobachter der realen Welt* findet $\Phi' = \Phi'_0 \sin 2\pi(v't' + \frac{1}{\lambda'}x')$ als Lösung der Wellengleichung der *Sekundärwelle* mit Geschwindigkeit c im Bezugssystem von **S'**.

Anmerkung!: Es gibt **keine** Zeitdilatation im **Euklidischen Raum** unter der Elektrodynamik der **Galileitransformationen!**

Es folgt, daß $t' = t$.

Die beiden Beobachter, der hypothetische Beobachter sowohl wie auch der gewöhnliche Beobachter bemerken, daß die beobachtete Wellen pflanzen sich immer mit der Geschwindigkeit $v'\lambda' = [v(1 \pm \frac{v}{c})][\lambda(1 \pm \frac{v}{c})^{-1}] = v\lambda = c$ bezüglich der **am primärsten** Quelle.

Für die zweite Ableitung der Gleichung für Φ nach t und x , erhält der *hypothetische Beobachter* $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\Phi (2\pi)^2 v^2 = v^2 \lambda^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}$

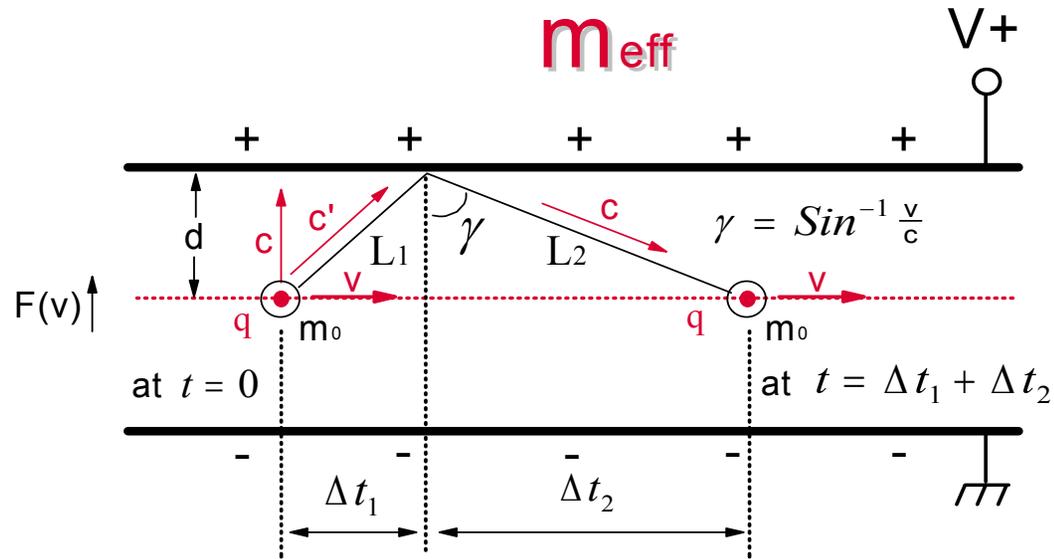
und $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2 \lambda^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0$. Der *gewöhnliche* Beobachter ableitet $\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial z'^2} - \frac{1}{v'^2 \lambda'^2} \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial t'^2} = 0$.

Details: Refer to book: *Discourses & Mathematical Illustrations pertaining to the Extinction Shift Principle under the Electrodynamics of Galilean Transformations*
Dr. Edward Henry Dowdy, Jr. ISBN: 0-9634471-5-7. Web-Site <http://www.extinctionshift.com>

Löschverschiebungsprinzip

Rein Klassische Physik . Euklidischer Raum . Galileitransformationen

Effektive Masse



Transit time $\Delta t_1 = \frac{L_1}{c'} = \frac{d}{c}$ $\Delta t_2 = \frac{L_2}{c} = \frac{d}{c \cos \gamma} = \frac{d}{c} (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$

Path $L_1 = \frac{c'}{c} d = d \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}} = d \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{1}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots\right)$ $L_2 = d \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = d \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots\right)$

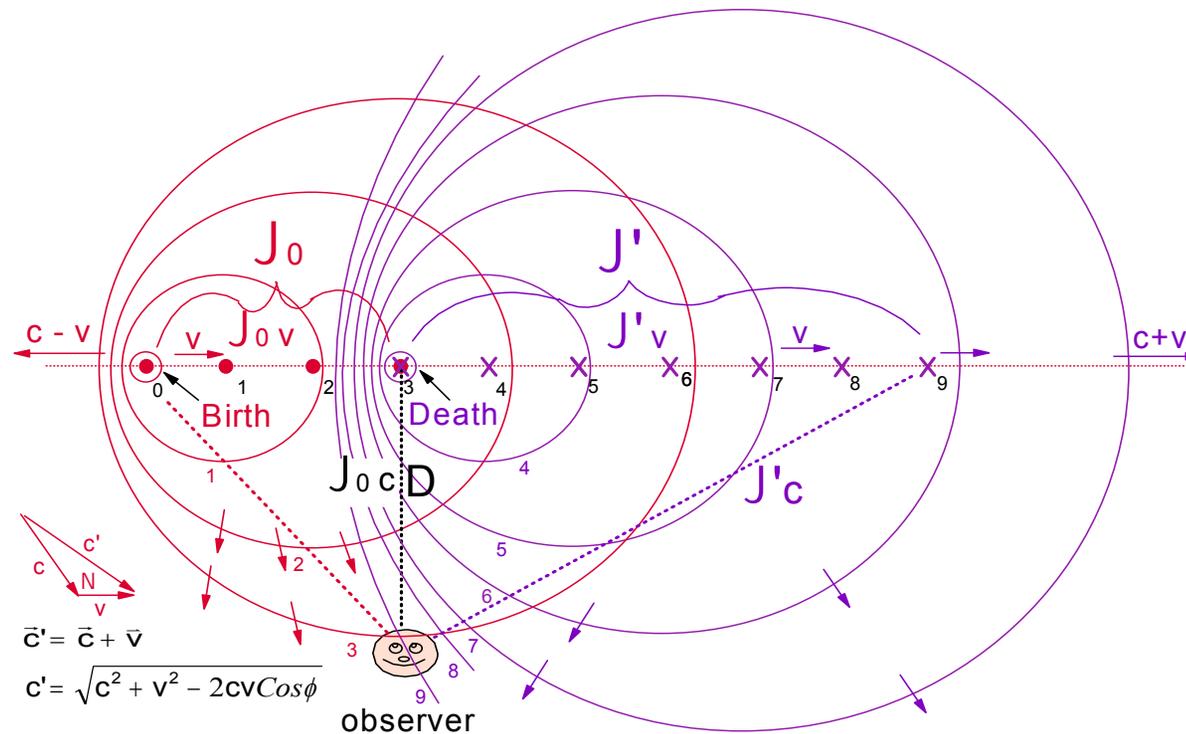
Round Trip Path **RATIO** $= \frac{2d_{\text{eff}}}{2d} = \frac{L_1 + L_2}{2d} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{1}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots\right) \approx \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow F(v) = E q = \frac{V}{2d_{\text{eff}}} q$

$a = \frac{F}{m} = \frac{V}{2d_{\text{eff}}} q \frac{1}{m_0} = \frac{V}{2d} q \frac{1}{m_{\text{eff}}} \Rightarrow m_{\text{eff}} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$

Löschverschiebungsprinzip

Rein Klassische Physik · Euklidischer Raum · Galileitransformationen

Transvers-relative Zeitverschiebung



$$(\tau'c)^2 = (\tau_0c)^2 + (\tau'v)^2 \quad \Rightarrow \quad \tau' = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Der stationäre Beobachter detektiert die mit Geschwindigkeit schneller als c ankommende Welle (**Rot**) und bemerkt das Geburtereignis. Danach, detektiert er eine mit Geschwindigkeit langsamer als c ankommende Welle (**Violet**) von der schon vorbei geflogen Quelle und bemerkt das Sterbeereignis.

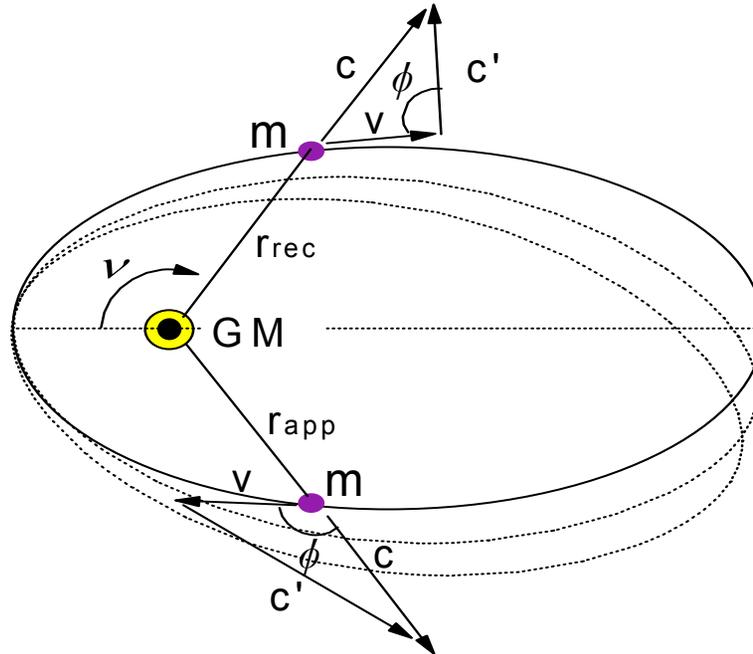
Die **Transvers-relative Zeitverschiebung** wird einfach von Geometrie verstanden!

Details: Refer to book: *Discourses & Mathematical Illustrations pertaining to the Extinction Shift Principle under the Electrodynamics of Galilean Transformations*

Dr. Edward Henry Dowdye, Jr. ISBN: 0-9634471-5-7. Web-Site <http://www.extinctionsift.com>

Extinction Shift Principle

Pure Classical Physics · Euclidean Space · Galilean Transformations



r_{rec} = effective length {receding}

r_{app} = effective length {approaching}

$$F_{rec} = \frac{GMm}{r_{rec}^2}, \quad F_{app} = \frac{GMm}{r_{app}^2}$$

$$c'_{receding} = \sqrt{c^2 - v^2 + 2vc' \cos \phi} \approx \sqrt{c^2 - v^2 + 2vc \cos \phi}$$

$$c'_{receding} = c \left(1 - \frac{v^2}{c^2} + 2 \frac{v}{c} \cos \phi \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$c'_{approach} = \sqrt{c^2 + v^2 - 2vc \cos \phi}$$

$$c'_{approach} = c \left(1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \phi \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$GM = 1.3271544 \cdot 10^{20} m^3 / s^2$$

$$a = 57.9 \cdot 10^9 m$$

$$e = 0.205633$$

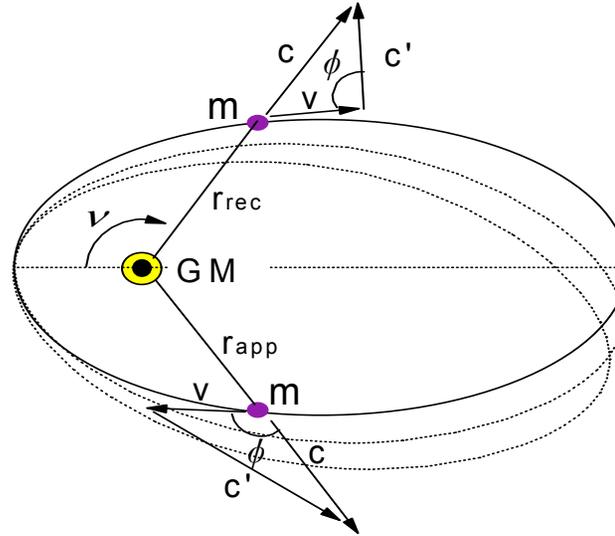
$$r = a(1 - e^2) / (1 + e \cos v)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \quad v = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

$$\frac{v^2}{c^2} = 2.663 \cdot 10^{-8}$$

Extinction Shift Principle

Pure Classical Physics · Euclidean Space · Galilean Transformations



$$\tau_{rec} = \frac{r}{c_{rec}}$$

$$v_{Mercury} = 48.96 \text{ Km / sec} \Rightarrow \frac{v_{Mercury}}{c} = 1.632 \cdot 10^{-4}$$

$$r_{rec} = c\tau_{rec} = r\left(1 - \frac{v^2}{c^2} + 2\frac{v}{c}\text{Cos}\phi\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Since ϕ is only slightly greater than $\frac{\pi}{2}$ and $\text{Cos}\phi$ has a negative going value for both the receding and approaching cases, then

$$r_{rec} \approx r\left(1 + \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} - \frac{v}{c}\text{Cos}\phi\right) \Rightarrow r_{rec} > r$$

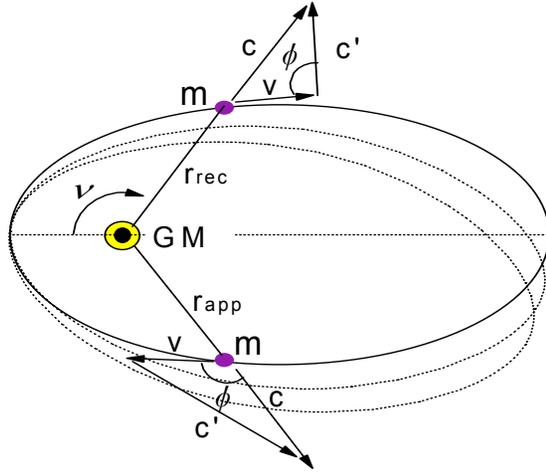
$$\tau_{app} = \frac{r}{c_{app}}$$

$$r_{app} = c\tau_{app} = r\left(1 + \frac{v^2}{c^2} - 2\frac{v}{c}\text{Cos}\phi\right)^{-\frac{1}{2}} \text{ and similarly,}$$

$$r_{app} \approx r\left(1 - \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2} + \frac{v}{c}\text{Cos}\phi\right) \Rightarrow r_{app} < r$$

Extinction Shift Principle

Pure Classical Physics ▪ Euclidean Space ▪ Galilean Transformations



$$\omega_{rec} = \sqrt{\frac{GM}{r_{rec}^3}} = \sqrt{\frac{GM}{r^3} \left[1 - \frac{v^2}{c^2} + 2 \frac{v}{c} \cos \phi \right]^{\frac{3}{4}}}$$

$$\omega_{app} = \sqrt{\frac{GM}{r_{app}^3}} = \sqrt{\frac{GM}{r^3} \left[1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \phi \right]^{\frac{3}{4}}}$$

$$\omega_{rec} \approx \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \left[1 - \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{2} \frac{v}{c} \cos \phi \right], \text{ since } \frac{v}{c} \ll 1$$

$$\frac{d}{dv} \omega_{rec} = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \left[-\frac{3}{2} \frac{v}{c^2} + \frac{3}{2c} \cos \phi \right], \quad \omega = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}$$

Receding transit time $\tau_{rec} = \frac{r}{c_{rec}}$

effective path $r_{rec} = c \tau_{rec} = r \left(1 - \frac{v^2}{c^2} + 2 \frac{v}{c} \cos \phi \right)^{-\frac{1}{2}}$

$$r_{rec} \approx r \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{v}{c} \cos \phi \right)$$

Approaching transit time $\tau_{app} = \frac{r}{c_{app}}$

effective path $r_{app} = c \tau_{app} = r \left(1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \phi \right)^{-\frac{1}{2}}$

$$r_{app} \approx r \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{v}{c} \cos \phi \right)$$

$$\Delta \omega_{rec} = \omega \left(-\frac{3}{2} \frac{v}{c^2} + \frac{3}{2c} \cos \phi \right) \Delta v$$

$$\Delta \omega_{rec} \Big|_{\Delta v = +v} = \omega \left(-\frac{3}{2} \frac{(+v)^2}{c^2} + \frac{3(+v)}{2c} \cos \phi \right)$$

similarly,

$$\Delta \omega_{app} \Big|_{\Delta v = -v} = \omega \left(+\frac{3}{2} \frac{(-v)^2}{c^2} - \frac{3(-v)}{2c} \cos \phi \right)$$

$$\Delta \omega = \Delta \omega_{rec} - \Delta \omega_{app}; \quad \Delta \omega = \omega \left[\left(-\frac{3v^2}{2c^2} \right) - \left(+\frac{3v^2}{2c^2} \right) \right]$$

$$\Delta \omega = \omega \cdot 3 \frac{v^2}{c^2} = \frac{3\omega GM}{a(1-e^2)c^2}; \quad v = \frac{\pi}{2}$$

$$\Delta \omega = 7.04814 \cdot 10^{-14} \text{ rad / sec}$$

$$\Delta \omega \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6\pi GM}{a(1-e^2)} \frac{1}{c^2} = 5.019568 \cdot 10^{-7} \text{ rad / period} = 42.988 \text{ arc sec / century}$$