



Кіріспе.
Салыстырмалық
теориясы және оның
принциптері.



Жалпы салыстырмалылық теориясы

Жалпы салыстырмалылық теориясы - Альберт Эйнштейн 1915 жылы жариялаған **гравитацияның** геометриялық теориясы және заманауи физикадағы гравитацияның қазіргі сипаттамасы.

Жалпы салыстырмалылық теориясы **арнайы салыстырмалылық теориясын** жалпылайды және **Ньютонның бүкіләлемдік тартылыс заңын** нақтылайды, гравитацияны кеңістік пен уақыттың немесе төрт өлшемді кеңістіктің геометриялық қасиеті ретінде біртұтас сипаттамасын ұсынады.

Атап айтқанда, **кеңістік-уақыт қисықтығы** - кез-келген зат пен сәулеленудің энергиясы мен импульсіне тікелей байланысты. Бұл байланыс Эйнштейннің өріс теңдеулерімен, яғни, дербес туындылы дифференциалдық теңдеулер жүйесімен анықталады.

Жалпы салыстырмалылық теориясы (ЖСТ)

... ?

ЖСТ басқа метрикалық теорияларынан өзгешелігі - Эйнштейн теңдеулерін қолдану арқылы кеңістік-уақыттың қисықтығын ондағы затпен байланыстырады.

ЖСТ қазіргі кезде бақылаулармен дәлелденген ең сәтті гравитация теориясы болып табылады.

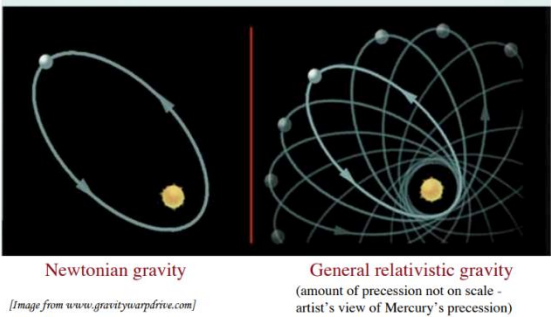
ЖСТ қолдану аясы:

ЖСТ кез-келген интенсивті гравитациялық өрістердегі денелердің кез-келген жылдамдықтағы қозғалысын зерттеуге қолданылады, егер кванттық эффекттерді ескермеуге болатын болса.

ЖСТ қолдану нәтижесінде:

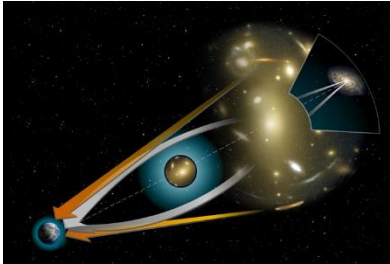
ЖСТ ын қолдана отырып, космология мен астрофизика нейтронды жұлдыздар, қара құрдымдар және гравитациялық толқындар сияқты ерекше құбылыстарды болжай алды.

Меркурийдің
пресекциясы

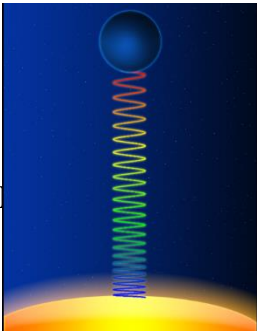


ЖСТ ның эксперименттік расталуы

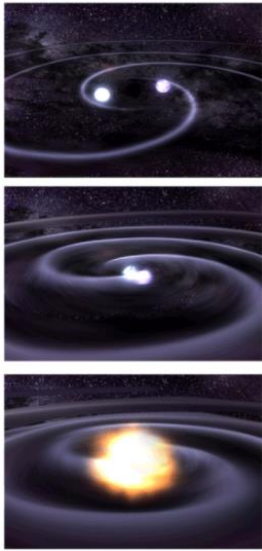
Гравитациялық
линзалау



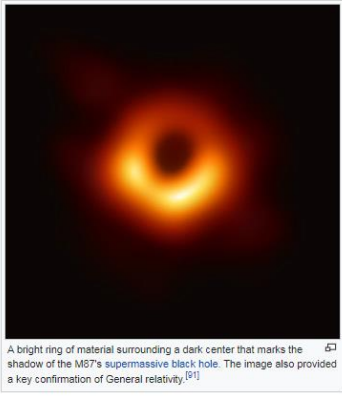
Гравитациялық
қызыл ығысу



Гравитациялық
толқындар



Қара құрдымды тікелей бақылау



Жалпы салыстырмалылық теориясы (ЖСТ)

Әдебиеттер

Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теориялық физика. Бөлім 2. Өріс теориясы, Қазақ Университеті баспасы, Алматы, 2009 ж. (Ауд. Қожамқұлов Т.Ә., Қойшыбаев Н.)

[L. D. Landau, *The Classical Theory of Fields. Course of Theoretical Physics, Vol. 2. Classical Theory*](#)

[Steven Weinberg - Gravitation and cosmology_ principles and applications of the general theory of relativity-Wiley \(1972\)](#)

[Bernard F. Schutz, *A First Course in General Relativity* Cambridge University Press, 1985. In print, ISBN 0-521-27703-5;](#)

[Robert M. Wald, *General Relativity*, University of Chicago Press, 1984. In print, ISBN 0-226-87033-2;](#)

[Charles W. Misner, Kip S. Thorne, and John A. Wheeler, *Gravitation*, W. H. Freeman & Company, 1973. In print, ISBN 0-7167-0344-0](#)

[Hans C. Ohanian, Reno Rufkin and Remo Ruffini, *Gravitation and Spacetime*, 2nd ed. W. W. Norton, 1994. In print, ISBN 0-393-96501-5;](#)



EqWorld

МИР МАТЕМАТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

[Начальная стр.](#) [Точные решения](#) [Методы](#) [Образование](#) [Об этом сайте](#) [Библиотека](#) [Мат. форумы](#)

Библиотека > Книги по физике > Общая и специальная теория относительности, гравитация

Поиск в библиотеке по авторам и ключевым словам из названия книги:

Общая и специальная теория относительности, гравитация

- Баранов А.А., Колпащиков В.Л. Релятивистская термомеханика сплошных сред. Мн.: Наука и техника, 1974 ([djvu](#))
- Баренблатт Г.И. (ред.). Нелинейная теория распространения волн. М.: Мир, 1970 ([djvu](#))
- Бейзер А. Основные представления современной физики. М.: Атомиздат, 1973 ([djvu](#))
- Бергман П.Г. Введение в теорию относительности. М.: Ин.Лит., 1947 ([djvu](#))
- Бергман П. Загадка гравитации. М.: Наука, 1969 ([djvu](#))
- Богородский А.Ф. Уравнения поля Эйнштейна и их применение в астрономии. Киев: Изд-во Киевского ун-та, 1962 ([djvu](#))
- Бом Д. Специальная теория относительности. М.: Мир, 1967 ([djvu](#))
- Борплан И.И. (ред.) Новые идеи в физике. Вып. 3. Принцип относительности. СПб.: Образование, 1912 ([djvu](#))
- Борн М. Эйнштейновская теория относительности (2-е изд.) М.: Мир, 1972 ([djvu](#))
- Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. М.: Наука, 1972 ([djvu](#))
- Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны. М.: Ин.Лит., 1962 ([djvu](#))
- Вейнберг С. Гравитация и космология. Принципы и приложения общей теории относительности. М.: Мир, 1975 ([djvu](#))
- Гольденблат И.И. "Парадоксы времени" в релятивистской механике. М.: Наука, 1972 ([djvu](#))
- Гуревич Л.Э., Чернин А.Д. Общая теория относительности в физической картине мира. М.: Знание, 1970 ([djvu](#))
- Жеммер М. Понятие массы в классической и современной физике. М.: Прогресс, 1967 ([djvu](#))
- Дикке Р. Гравитация и вселенная. М.: Мир, 1972 ([djvu](#))
- Дирак П.А.М. Общая теория относительности. М.: Атомиздат, 1978 ([djvu](#))
- Дьюрелл К. Азбука теории относительности. М.: Мир, 1970 ([djvu](#))
- Жуков А.И. Введение в теорию относительности. М.: Физматгиз, 1961 ([djvu](#))
- Захаров В.Д. Гравитационные волны в теории тяготения Эйнштейна. М.: Наука, 1972 ([djvu](#))

Бүкіл әлемдік тартылыс заңы (Ньютондық гравитация)

Newton's Law of Gravity

Гравитация ?

Тартылыс күші немесе гравитация дегеніміз - бұл массасы немесе энергиясы бар барлық заттардың, соның ішінде планеталар, жұлдыздар, галактикалар және тіпті жарықтың- бірін-бірі тартатын табиғи құбылыс.

$$F_G = G \frac{M_1 M_2}{D^2}$$

M_1 = Mass of object 1 (grams)

M_2 = Mass of object 2 (grams)

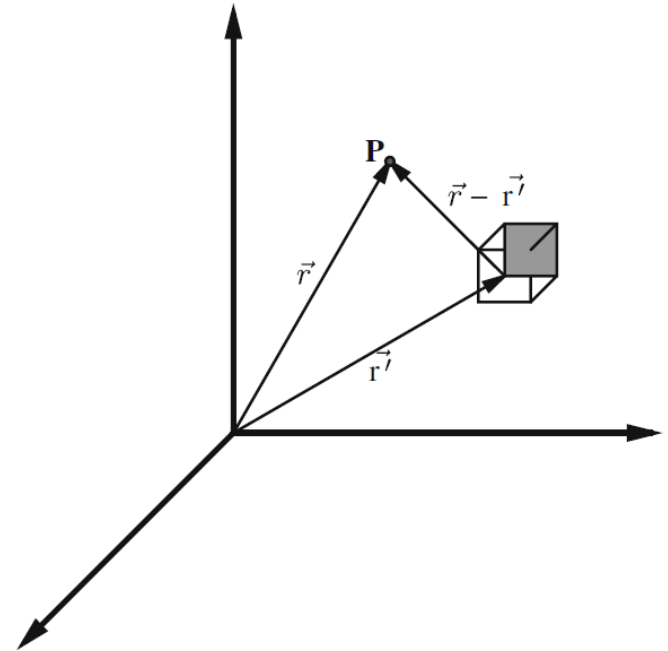
D = Distance between objects (cm)

$G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}^2/\text{gm}$

$$\vec{F} = -mG\frac{M}{r^3}\vec{r} = -mG\frac{M}{r^2}\vec{e}_r. \quad (1.1)$$

$$\vec{F} = -\nabla V(\vec{r}), \quad F_i = -\frac{\partial V}{\partial x_i}. \quad (1.2)$$

$$V(\vec{r}) = -mG\frac{M}{r},$$



Ньютонаң тартылыс заңы «кіші» жылдамдықтар үшін жарамды, яғни жарық жылдамдығынан және «әлсіз» өрістерден әлдеқайда аз жылдамдықтар.

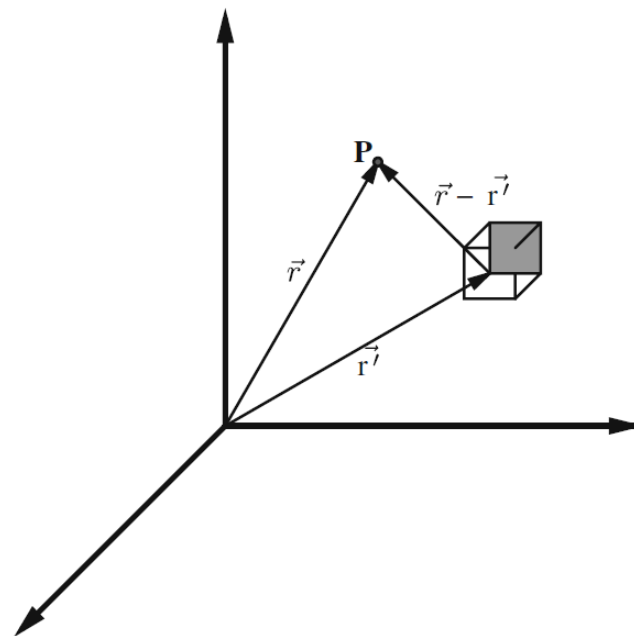
Әлсіз өрістер дегеніміз - сыналатын бөлшектің гравитациялық потенциалдық энергиясы оның тыныштық массасының энергиясымен салыстырғанда өте аз болатын өрістер

$$mG\frac{M}{r} \ll mc^2 \quad \Rightarrow \quad r \gg \frac{GM}{c^2}. \quad (1.3)$$

$$\vec{r} = x^i \vec{e}_i \quad \vec{r}' = x^{i'} \vec{e}_{i'}$$

$$\begin{aligned} \vec{F} &= -mG \int_r^\infty \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' \\ &= -\nabla V(\vec{r}) . \end{aligned} \tag{1.4}$$

$$\begin{aligned} \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} &= \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{[(x^j - x^{j'})(x_j - x_{j'})]^{1/2}} \\ &= \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} [(x^j - x^{j'})(x_j - x_{j'})]^{-1/2} \\ &= \vec{e}_i \frac{-1}{2} 2(x_j - x_{j'}) \frac{\partial x^j}{\partial x_i} [(x^k - x^{k'})(x_k - x_{k'})]^{-3/2} \\ &= -\vec{e}_i \frac{(x^j - x^{j'}) \delta_j^i}{[(x^k - x^{k'})(x_k - x_{k'})]^{3/2}} \\ &= -\vec{e}_i \frac{(x^i - x^{i'})}{[(x^j - x^{j'})(x_j - x_{j'})]^{3/2}} \\ &= -\frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} . \end{aligned} \tag{1.5}$$



$$V(\vec{r}) = -mG \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' . \quad (1.6)$$

Gravitational potential at point P :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}) &\equiv \frac{V(\vec{r})}{m} = -G \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' \\ \Rightarrow \quad \nabla \phi(\vec{r}) &= G \int \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' \\ \Rightarrow \quad \nabla^2 \phi(\vec{r}) &= G \int \rho(\vec{r}') \nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' . \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} &= \frac{\nabla \cdot \vec{r}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} + (\vec{r} - \vec{r}') \cdot \nabla \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \\ &= \frac{3}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} - (\vec{r} - \vec{r}') \cdot \frac{3(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^5} \\ &= \frac{3}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} - \frac{3}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \\ &= 0 \quad \forall \quad \vec{r} \neq \vec{r}' . \end{aligned} \quad (1.8)$$

We conclude that the Newtonian gravitational potential at a point in a gravitational field outside a mass distribution satisfies Laplace's equation

$$\boxed{\nabla^2 \phi = 0} . \quad (1.9)$$

Digression 1.2.1 (Dirac's delta function) The Dirac delta function has the following properties:

1. $\delta(\vec{r} - \vec{r}') = 0 \quad \forall \quad \vec{r} \neq \vec{r}'.$
2. $\int \delta(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r' = 1$ when $\vec{r} = \vec{r}'$ is contained in the integration domain. The integral is identically zero otherwise.
3. $\int f(\vec{r}') \delta(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r' = f(\vec{r}).$

A calculation of the integral $\int \nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r'$ which is valid also in the case where the field point is inside the mass distribution is obtained through the use of Gauss' integral theorem:

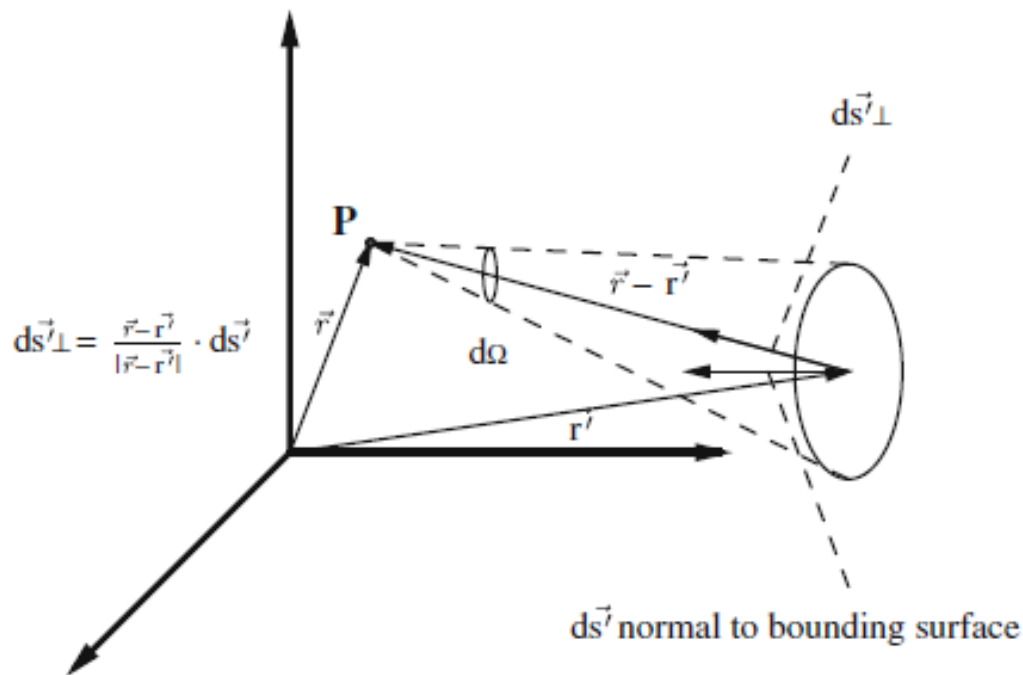
$$\int_v \nabla \cdot \vec{A} d^3 r' = \oint_s \vec{A} \cdot d\vec{s}, \quad (1.10)$$

where s is the boundary of v ($s = \partial v$ is an area).

Definition 1.2.1 (Solid angle)

$$d\Omega \equiv \frac{ds'_{\perp}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2}, \quad (1.11)$$

where $ds'_{\perp}$ is the projection of the area ds' normal to the line of sight. $\vec{ds}'_{\perp}$ is the component vector of $\vec{ds}'$ along the line of sight which is equal to the normal vector of $ds'_{\perp}$ (see Fig. 1.3).



Now, let's apply Gauss' integral theorem:

$$\int_v \nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' = \oint_s \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \cdot d\vec{s}' = \oint_s \frac{ds'_{\perp}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} = \oint_s d\Omega . \quad (1.12)$$

So that,

$$\int_v \nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' = \begin{cases} 4\pi & \text{if P is inside the mass distribution,} \\ 0 & \text{if P is outside the mass distribution.} \end{cases} \quad (1.13)$$

The above relation is written concisely in terms of the Dirac delta function:

$$\nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} = 4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}') . \quad (1.14)$$

We now have

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi(\vec{r}) &= G \int \rho(\vec{r}') \nabla \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' \\ &= G \int \rho(\vec{r}') 4\pi \delta(\vec{r} - \vec{r}') d^3 r' \\ &= 4\pi G \rho(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (1.15)$$

1. Mass generates gravitational potential according to

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho . \quad (1.16)$$

2. Gravitational potential generates motion according to

$$\vec{g} = -\nabla \phi , \quad (1.17)$$

where $\vec{g}$ is the field strength of the gravitational field.

Арнайы салыстырмалылық теориясы

Арнайы салыстырмалылық теориясын 1905 жылы Альберт Эйнштейн ұсынған болатын екі постулаттарға негізделген:

1. Физика заңдары барлық галилейлік санақ жүйелерінде бірдей.
2. Бос кеңістіктегі жарықтың жылдамдығы барлық галилейлік санақ жүйелерінде бірдей және жарық көзі қозғалысына тәуелсіз.

Эйнштейн - бұл постулаттар Галилей кинематикасымен, атап айтқанда жылдамдықтарды қосу туралы Галилей заңымен қайшы келеді - деп көрсетті.

Галилей кинематикасы бойынша бір-біріне салыстырмалы қозғалатын екі бақылаушы белгілі бір жарық сигналы үшін бірдей жылдамдықты өлшей алмайды. Эйнштейн бұл мәселені қашықтықтағы екі сағатты синхрондау арқылы шешуге болатындығын мұқият талқылау арқылы көрсетті.

Салыстырмалылық теориясын құрудың алғышарты 19 ғасырда **электродинамиканың** дамуы болды

Максвелл теңдеулері Галилейдің түрлендірулерінде инвариантты емес болып шықты, бұл классикалық механикаға қайшы келді.

электромагниттік өріс үшін Максвелл теңдеулері

Name	Differential form	Integral form
Gauss' law:	$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$	$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = \int_V \rho \cdot dV$
Gauss' law for magnetism (absence of magnetic monopoles):	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0$
Faraday's law of induction:	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} - \oint_C \mathbf{B} \times \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A}$
Ampère's law (with Maxwell's extension):	$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} + \int_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A}$

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A},$$

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v},$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \nabla^2 \varphi = 4\pi \rho.$$

$$\text{div } \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0.$$

$$\mathbf{F}^{ik} = \frac{\partial A^k}{\partial x_i} - \frac{\partial A^i}{\partial x_k} = \begin{pmatrix} 0 & -H_z & H_y & E_x \\ H_z & 0 & -H_x & E_y \\ -H_y & H_x & 0 & E_z \\ -E_x & -E_y & -E_z & 0 \end{pmatrix}$$

$$j^1 = \rho v_x, \quad j^2 = \rho v_y, \quad j^3 = \rho v_z, \quad j^4 = c\rho.$$

$$A^1 = A_x, \quad A^2 = A_y, \quad A^3 = A_z, \quad A^4 = \varphi.$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} = \frac{\partial A^4}{\partial x_1} - \frac{\partial A^1}{\partial x_4},$$

$$H_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{\partial A^2}{\partial x_3} - \frac{\partial A^3}{\partial x_2},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \frac{1}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{F}^{43}}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathbf{F}^{24}}{\partial x_3} + \frac{\partial \mathbf{F}^{32}}{\partial x_4} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{F}^{41}}{\partial x_3} + \frac{\partial \mathbf{F}^{34}}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{F}^{13}}{\partial x_4} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{F}^{42}}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{F}^{14}}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathbf{F}^{21}}{\partial x_4} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{F}^{23}}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{F}^{31}}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathbf{F}^{12}}{\partial x_3} &= 0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \rho v_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \rho v_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \rho v_z, \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 4\pi \rho. \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \mathbf{F}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i.$$

$$\alpha_k^i = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix},$$

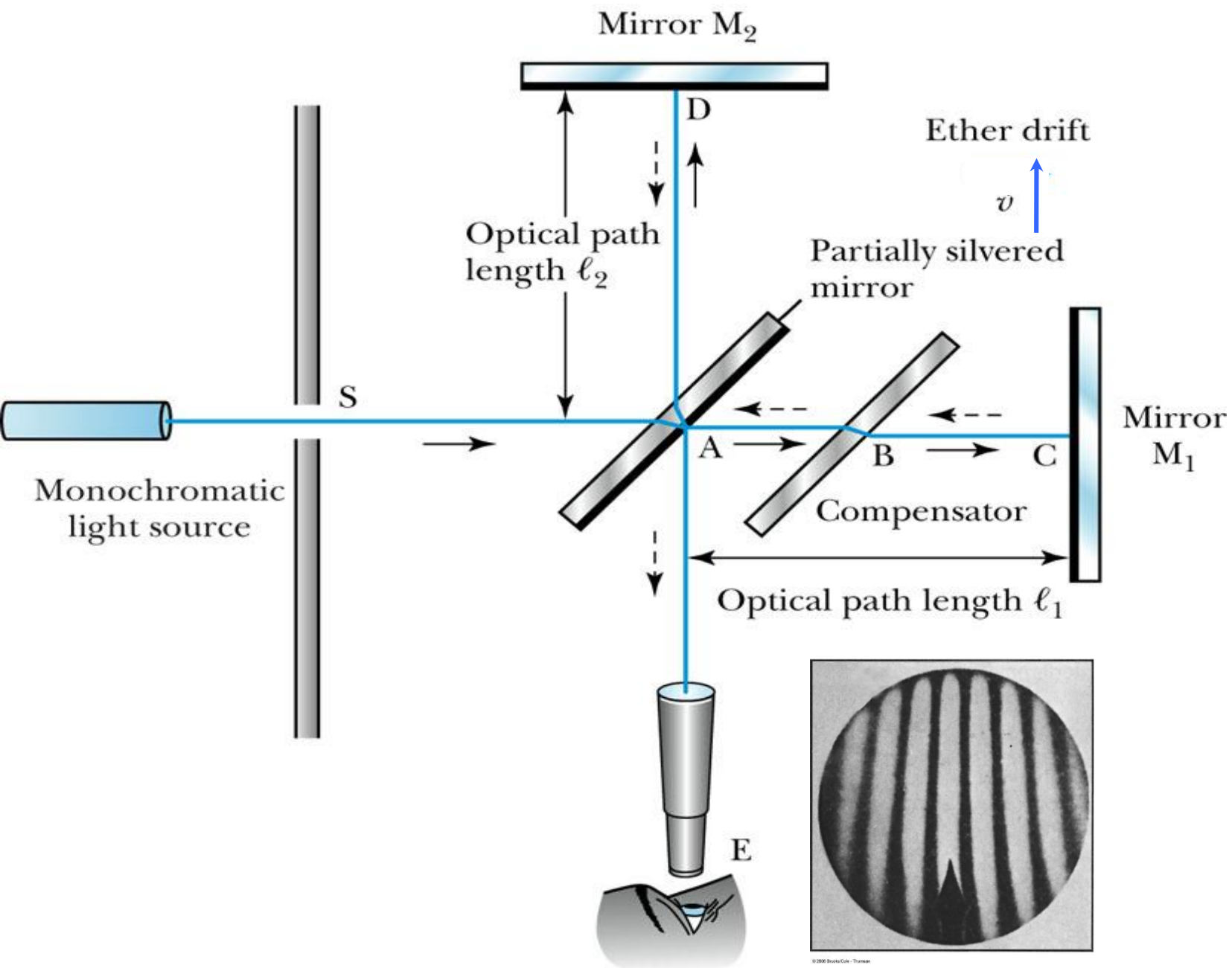
$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}.$$

$$\mathbf{F}^{ik} = \alpha_r^i \alpha_s^k \mathbf{F}^{rs} \quad \text{и} \quad \mathbf{F}^{rs} = \bar{\alpha}_i^r \bar{\alpha}_k^s \mathbf{F}^{ik}.$$



$$\begin{aligned} E'_x &= \mathbf{F}'^{14} = \alpha_r^1 \alpha_s^4 \mathbf{F}^{rs} = \alpha_1^1 \alpha_4^4 \mathbf{F}^{14} + \alpha_4^1 \alpha_1^4 \mathbf{F}^{41} = E_x, \\ E'_y &= \mathbf{F}'^{24} = \alpha_r^2 \alpha_s^4 \mathbf{F}^{rs} = \alpha_2^2 \alpha_1^4 \mathbf{F}^{21} + \alpha_2^2 \alpha_4^4 \mathbf{F}^{24} = \gamma(E_y - \beta H_z), \\ E'_z &= \mathbf{F}'^{34} = \alpha_r^3 \alpha_s^4 \mathbf{F}^{rs} = \alpha_3^3 \alpha_1^4 \mathbf{F}^{31} + \alpha_3^3 \alpha_4^4 \mathbf{F}^{34} = \gamma(E_z + \beta H_y). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H'_x &= H_x, \\ H'_y &= \gamma(H_y + \beta E_z), \\ H'_z &= \gamma(H_z - \beta E_y). \end{aligned}$$



The Analysis

Time t_1 from A to C and back:

$$t_1 = \frac{\ell_1}{c+v} + \frac{\ell_1}{c-v} = \frac{2c\ell_1}{c^2 - v^2} = \frac{2\ell_1}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} \right)$$

Time t_2 from A to D and back:

$$t_2 = \frac{2\ell_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2\ell_2}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

So that the change in time is:

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1 = \frac{2}{c} \left(\frac{\ell_2}{1 - v^2/c^2} - \frac{\ell_1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = ?$$

Should be something small, but just measurable

Results

- Using the Earth's orbital speed as:

$$V = 3 \times 10^4 \text{ m/s}$$

together with

$$\ell_1 \approx \ell_2 = 1.2 \text{ m (the longer the better for experiment)}$$

So that the time difference becomes

$$\Delta t' - \Delta t \approx v^2(\ell_1 + \ell_2)/c^3 = 8 \times 10^{-17} \text{ s}$$

- Although a very small number, it was within the experimental range of measurement for light waves.

But was measured to be zero !!!!!

Майкельсон және басқалардың қорытындылары

- Майкельсон жолдың ұзындығы арасындағы уақыт айырмашылығына байланысты жарық интерференциясы жолақтарының фазалық ығысуын анықтай алуы керек еді, бірақ оны таппады. (Жердің орбитадағы жылдамдығы 30 км / с осы өлшемдер үшін жеткілікті жылдам болар еді, егер классикалық физика қолданылатын болса)
- Эдвард Морлидің (1893-1923) көмегімен бірнеше рет қайталанған және нақтыланғаннан кейін тағы да нәтиже жоқ болған.
- Осылайша, нәтижесінде эфир жоқ , немесе Максвелл теңдеулерінде мәселе болуы мүмкін, жарықтың толқындық теориясы дұрыс емес, Алайда толқындық оптика оның дұрыстығын көрсетеді.

l_2 шеткі ығысуды өлшеу сипаты бойынша l_1 -ге «тең» деп санауға болады, сонымен қатар жарық көзіне қатысты аппараттардың қозғалыс бағыты бойынша екі жасыл түспен белгіленген қосымша (green primes) қысқару бар.

t_1 уақыт: А дан С ға, одан қайтып келгенге дейін

$$t_1 = \frac{\ell_1''}{c+v} + \frac{\ell_1''}{c-v} = \frac{2c\ell_1''}{c^2 - v^2} = \frac{2\ell_1''}{c} \left(\frac{1}{1 - v^2/c^2} \right)$$

t_2 уақыт: А дан D ға, одан қайтып келгенге дейін

$$t_2 = \frac{2\ell_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2\ell_2}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Сондай-ақ

$$l_1'' = l_2 \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

Уақыттар бойынша айырмашылық:

$$\Delta t' = t_2' - t_1' = \frac{2}{c} \left(\frac{\ell_2}{1 - v^2/c^2} - \frac{\ell_1''}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right)$$

= 0, интерферометрдің тұрақты параметрі

Егер бізде екі бақылаушы болын: біреуі қозғалмайтын телескопта болсын, енді біреуі тұрақты түзу сызықты жылдамдықпен телескопқа түскен жарыққа параллель (немесе антипараллель) қозғалғалып нәтижесінде апаратта интерференция жасайтын болсын.

Олар әртүрлі нәтижелерге қол жеткізе ме? Жоқ, тек жолақтардың аралықтары біршама азаяды (немесе бағытқа байланысты кеңейтіледі), бірақ интерференция схемасы өзгермейді.

Эйнштейн бойынша, экспериментте үшін өлшейтін ештеңе жоқ (нәтижесі нөл), өйткені жердің Күнге немесе эфирге қатысты қозғалатындығын анықтайтын электродинамикалық эксперимент жоқ, апараттың жарық көзіне қатысты жылдамдығы маңызды емес (немесе күнге қатысты), ұзындықтың қысылуы мұның орнын толтырады, сондықтан концептуалды түрде жылдамдықты нөлге тең болады, сонымен қатар біз эксперимент нәтижелерімен сәйкес келетін аналитикалық нәтиже аламыз !!!

Einstein's Postulates

- Albert Einstein (1879–1955) began thinking seriously at the age of 16 about the nature of light and later on about the deep connections between electric and magnetic effects
- In 1905, at the age of 26, he published his startling proposal about the **principle of relativity of inertial frames of reference (special relativity)**
- no reference to Michelson's NULL result, no reference to any other work, just the work of a genius in his spare time all by himself (which nobody asked him to do and paid for ...)

Лоренц түрлендірулері

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$x = \gamma(x' + vt')$$

$$y = y'$$

$$z = z'$$

$$t = \gamma\left(t' + \beta \frac{x'}{c}\right)$$

$$dx = \gamma(dx' + vdt')$$

$$dy = dy'$$

$$dz = dz'$$

$$dt = \gamma\left(dt' + \beta \frac{dx'}{c}\right)$$

$$u_x = \frac{dx}{dt} = \frac{\gamma(dx' + vdt')}{\gamma\left(dt' + \beta \frac{dx'}{c}\right)} = \frac{\gamma dt' \left(\frac{dx'}{dt'} + v\right)}{\gamma dt' \left(1 + \frac{\beta}{c} \frac{dx'}{dt'}\right)} = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{\beta}{c} u'_x}$$

$$u_y = \frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{\gamma\left(dt' + \beta \frac{dx'}{c}\right)} = \frac{dt' \left(\frac{dy'}{dt'}\right)}{\gamma dt' \left(1 + \frac{\beta}{c} \frac{dx'}{dt'}\right)} = \frac{u'_y}{\gamma\left(1 + \frac{\beta}{c} u'_x\right)}$$

Лоренц түрлендірулерінің салдарлары:

■ Уақыттың баяулауы:

Уақытты кеңейту:

K' жүйесіндегі сағат K қозғалмайтын жүйедегі сағатқа қатысты баяу жүреді.

■ Ұзындықтың қысқаруы:

K' жүйесіндегі ұзындықтар (таяқша ұзындығы, қозғалыс бағытында болса) қозғалмайтын K жүйесіндегі таяқша ұзындығына қарағанда қысқарады.

Уақыттың баяулауы

Уақыттың баяулауын түсіну үшін меншікті уақыт идеясын түсіну керек:

Меншікті уақыт дегеніміз, t_0 , инерциялық санақ жүйесінде бірдей орында өтетін екі оқиғаны сол орында сағатпен өлшенген уақыт айырмасы.

Ұзындықтың қысқаруы

Ұзындықтың **қысқаруын** түсіну үшін **меншікті ұзындық** ұғымын түсіну керек:

- Әрбір K және K' жүйелеріндегі бақылаушының әрқайсысы тыныштықта бірдей ұзындықты өлшейтін етіп, өз жүйесінде өлшеуіші болсын.
- Тыныштықта өлшенген ұзындық **меншікті ұзындық** деп аталады.
меншікті ұзындық қысқармайды.

Summary Michelson-Morley experiment

1. If the apparatus is not moving with respect to “special” inertial reference frames (ether or sun), there is no shift of the interference pattern, $v = 0$
2. If the apparatus is moving with respect to the “special” inertial reference frames (ether or sun) at any velocity, there is no shift of the interference pattern, just length contraction and time delay (consequences of Lorentz transformations) for any $v \neq 0$
3. If we move with respect of the apparatus with u_x (watching the interference pattern from afar with a telescope), there is also no shift in the interference pattern (just length contraction of the fringes since we can claim that the apparatus moves with respect to us) regardless if $v = 0$ or $v \neq 0$ in that “special” inertial frame, (but we would need to apply special relativity velocity additions derived from Lorentz transformations in the latter case)

Conclusion, relative motion cannot be detected by an experiment that involves electrodynamics (constant velocity of light) either, there is no special inertial reference frame at all (and thus no need for the ether), all inertial frames of reference are equally valid and the speed of light is constant in all of them !

$$c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

In general relativity, c will also be this constant, consequence is bend space time when masses are around

$$\operatorname{div}[\operatorname{grad} f(r)] =$$

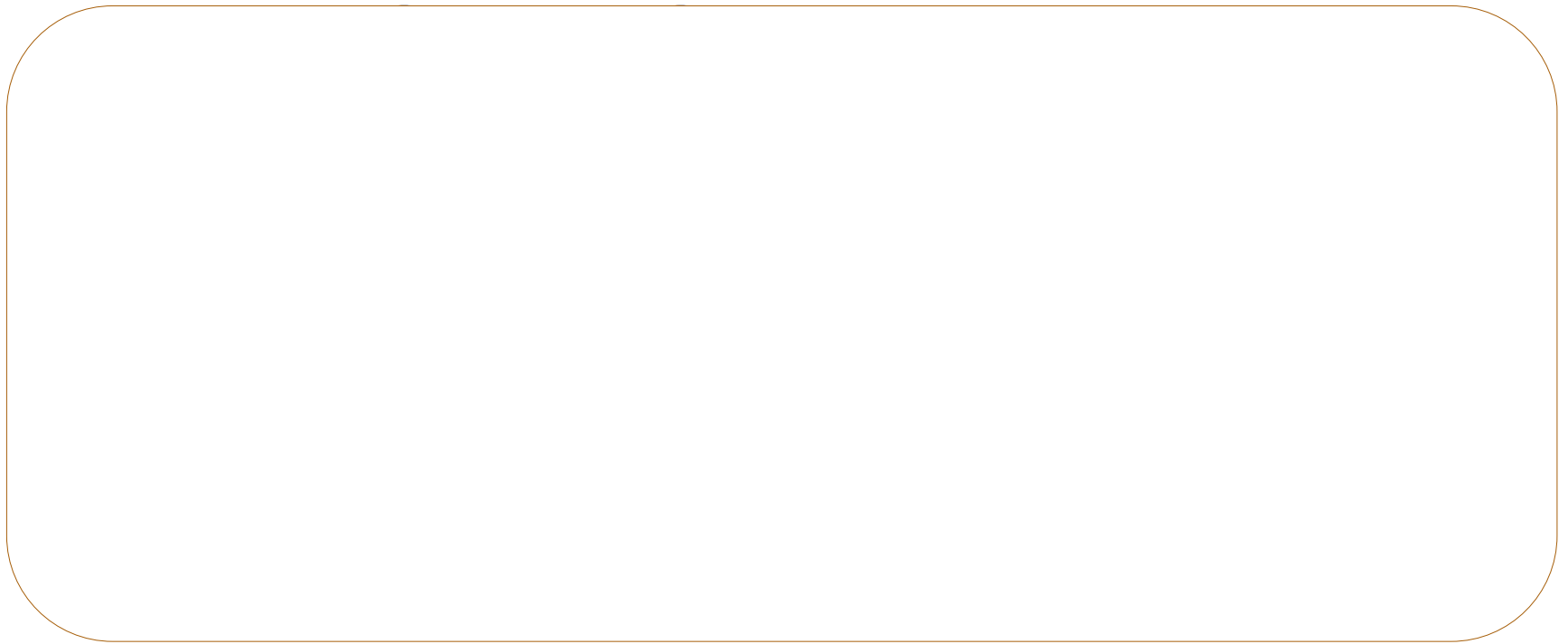
$$f''(r) + \frac{2}{r}f'(r) = 0.$$

$$\operatorname{div} \left(\frac{\vec{r}}{r^3} \right)$$

$$\text{rot} [f(r) \vec{r}]$$

A light blue rounded rectangular box with a thin brown border, intended for the answer to the first problem.

$$\text{rot} [\vec{c} \times f(r) \vec{r}] :$$

A large light blue rounded rectangular box with a thin brown border, intended for the answer to the second problem.

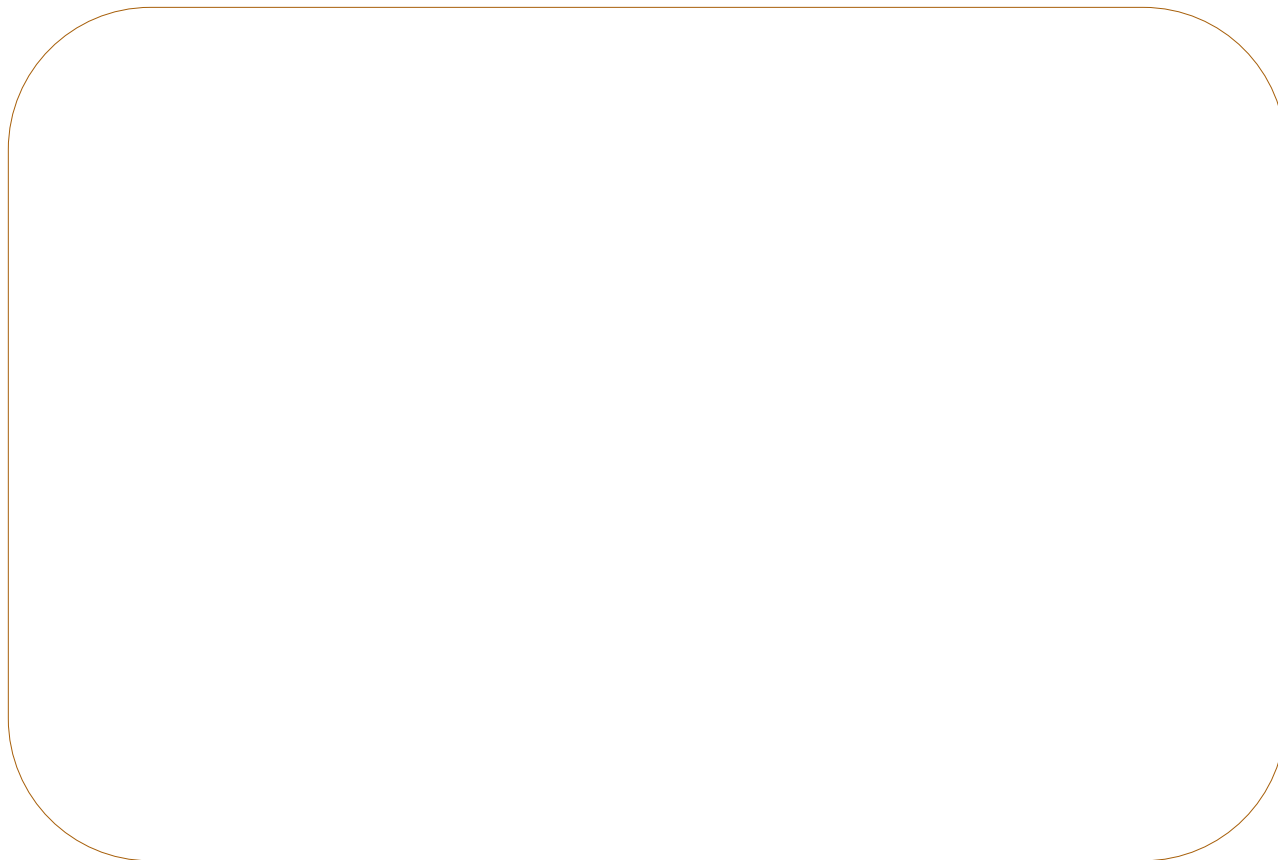
1. Зарядтың көлемдік тығыздығы осы инерциялық санақ жүйесіндегі салыстырмалы қозғалыстағы зарядтың тығыздығынан көп болатынын көрсету керек.

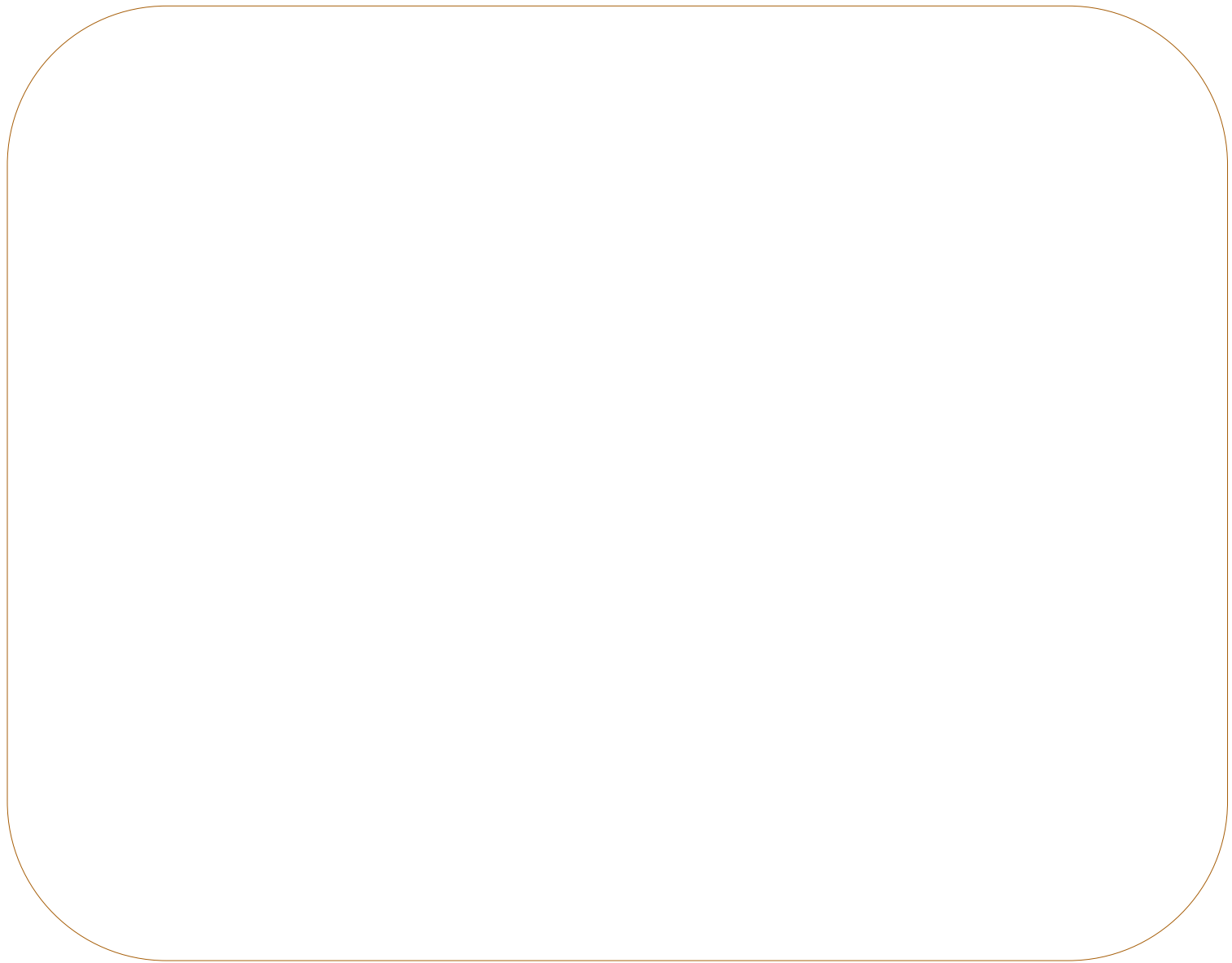
1 кг суды $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ тан $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ қа дейін қыздырғанда оның массасы қаншаға көбейеді?

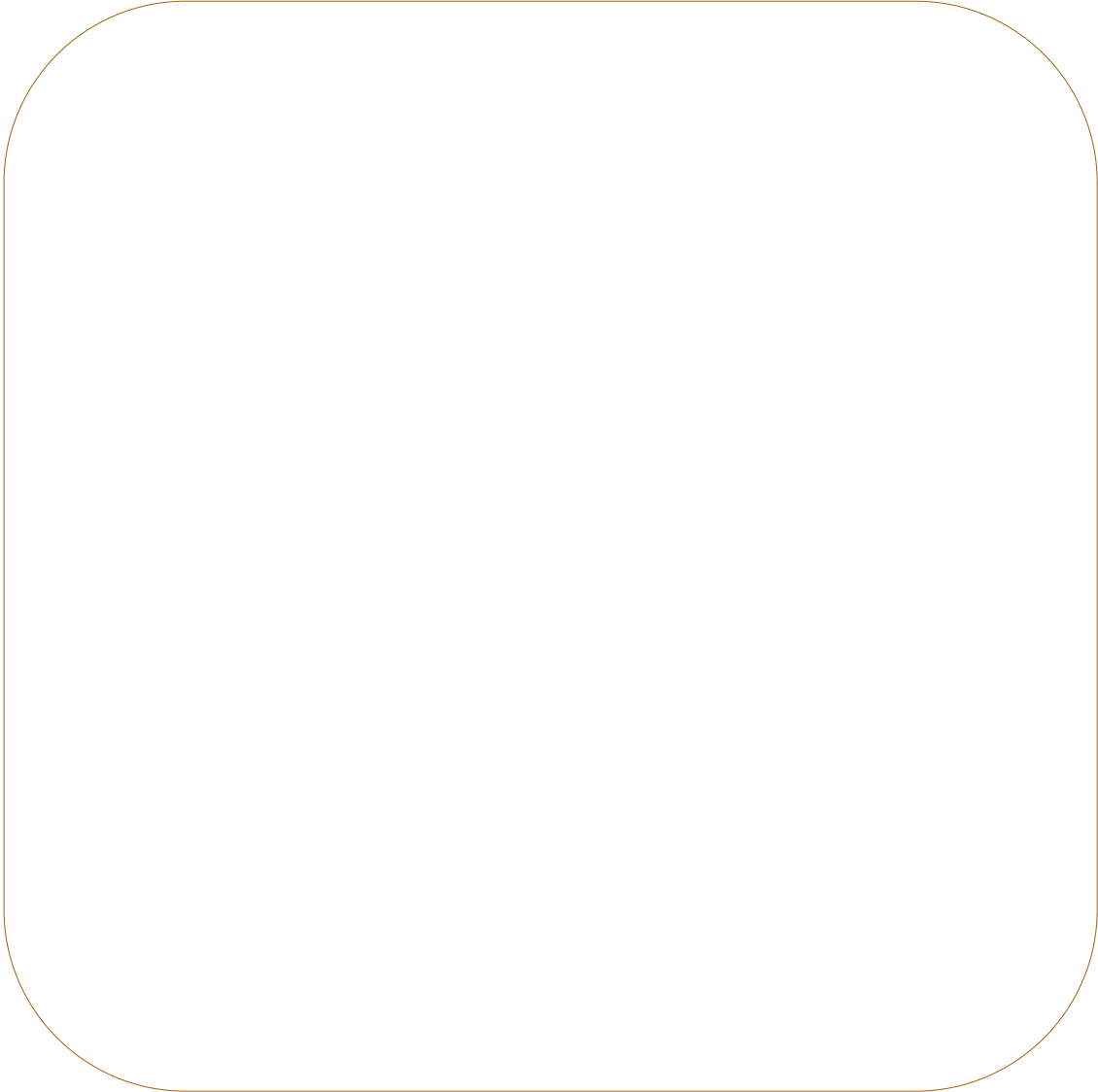
$$c_p = 4,2 \text{ кДж} / \text{кг} \cdot \text{K}$$

Релятивистік жылдамдықтарды қосу заңын шығарыңыз.

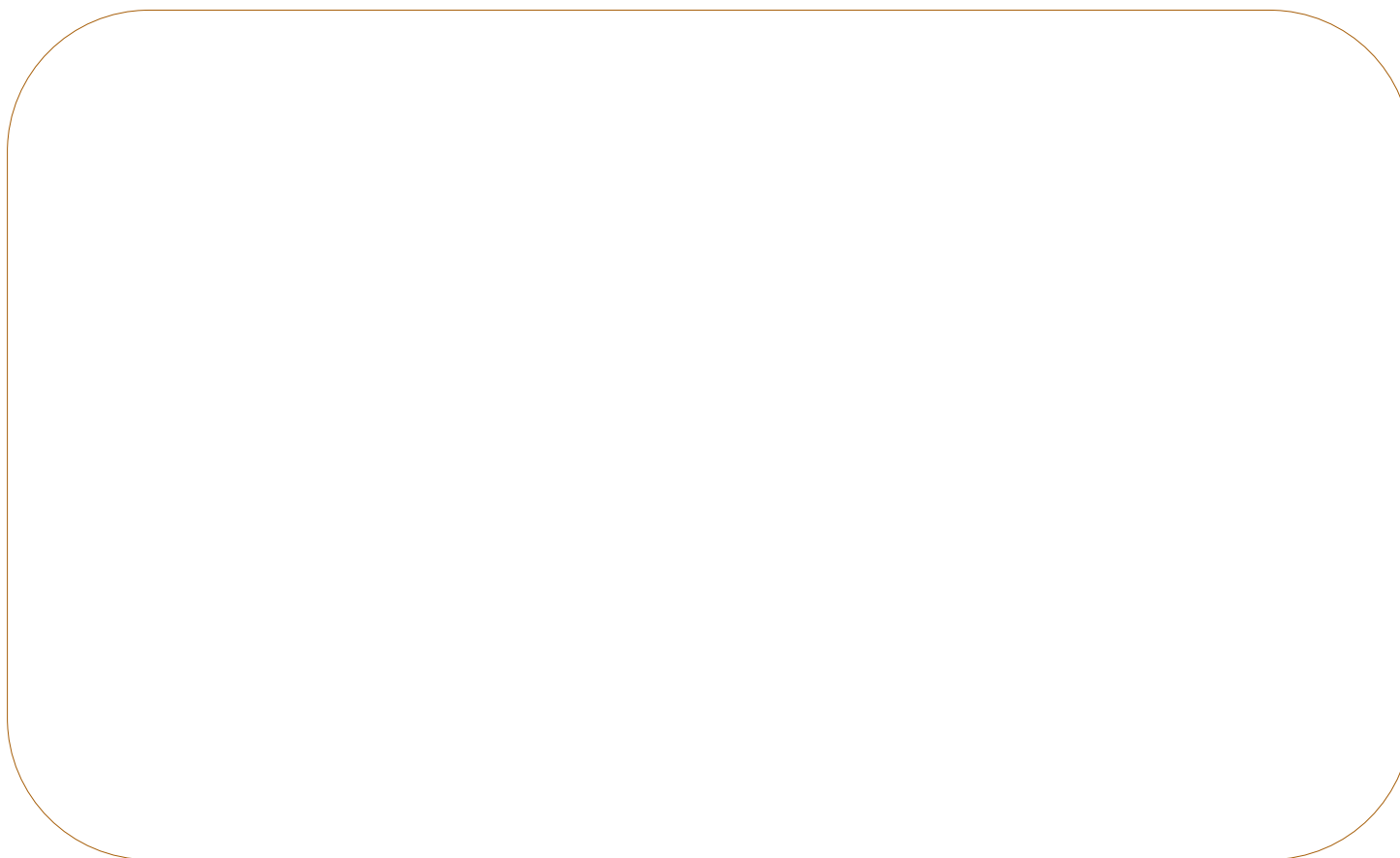
$$\beta = v/c,$$






$$v_3 = \frac{v_1 + v_2}{1 + v_1 v_2 / c^2}$$

Біртекті шардың массасы M және радиусы R . шардың ішіндегі гравитациялық сығылудан туындаған қысымды табыңыз. оның центрінен r арақашықтыққа тәуелді. Жерді сфера деп есептеп центріндегі p қысымды бағалаңыз.



Тығыздығы радиусқа тауелді сфералық симметриялық жұлдызды қарастырайық:

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 - \frac{r}{R_p} \right)$$

Мұндағы ρ_0 - тұрақты, ал R_p - жұлдыздың радиусы.

а. Жұлдыздың жалпы массасын есептеңіз.

б. Жұлдыздың центрдегі қысымын есептеңіз.

