

Преобразование координат и времени при движении по инерции относительно абсолютного космического пространства

Автор: Янбиков Вильдян Шавкятович. г. Волгоград.

В приведённом исследовании предпринята попытка спасти гипотезу мирового эфира заполняющего всё космическое пространство. Одним из методов проверки существования светоносного эфира было бы измерение скорости относительно светоносной среды в движущейся системе отсчёта. После теоретического исследования дано описание оптического устройства позволяющего измерить скорость и направление движения инерциальной системы отсчёта относительно абсолютного космического пространства (абсолютной системы отсчёта).

Пусть в космическом пространстве введена система отсчёта $x y z t$ неподвижная относительно абсолютного космического пространства. Такая система отсчёта называется абсолютной системой отсчёта. Рассмотрим движение одинаковых по своей структуре и свойствам материальных частиц A и B со скоростью v вдоль оси OZ абсолютной системы отсчёта (fig.1). Предположим частицы A и B обладают свойством излучать в пространство сферические волновые фронты распространяющиеся со скоростью света в вакууме. Эти волновые фронты являются переносчиками силового взаимодействия между частицами A и B . Часы в каждой точке космического пространства одинаковые по устройству и синхронизированы с помощью световых сигналов с часами находящимися в начале абсолютной системы отсчёта.

Пусть частицы A и B движутся со скоростью v вдоль оси OZ абсолютной системы отсчёта. Линия соединяющая частицы A и B составляет угол α с осью OZ . При этом $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ Обозначим $AB = r_0$; $AB' = r_1$; $A'B = r_2$; $AA' = BB' = vt_1$

Пусть в момент времени $t = 0$ по абсолютным часам в точке A происходит вспышка света. Сферический световой фронт с центром в точке A начинает распространяться в космическом пространстве со скоростью света в вакууме. Через время $t_1 = \frac{AB'}{c} = \frac{r_1}{c}$

световой фронт достигнет частицы В находящейся в этот момент в точке В'.

c – скорость света в вакууме. Из прямоугольного треугольника ACB' следует равенство

$$AC^2 + B'C^2 = B'A^2 \quad \text{или} \quad r_0^2 \sin^2 \alpha + (r_0 \cos \alpha + vt_1)^2 = c^2 t_1^2 \quad \text{Квадратное уравнение}$$

относительно t_1 будет иметь вид $(c^2 - v^2)t_1^2 - 2(vr_0 \cos \alpha)t_1 - r_0^2 = 0$ Решение этого

уравнения
$$t_1 = \frac{vr_0 \cos \alpha + cr_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)(\sin \alpha)^2}}{c^2 - v^2}$$

Световая волна достигшая частицы В воздействует на неё так, что в тот же момент

времени в точке В' появляется вспышка света и сферический световой фронт начинает

распространяться в космическом пространстве. Изменим условие задачи. Пусть теперь в

момент времени $t = 0$ по абсолютным часам вспышка света возникла в точке В (fig.1).

Введём новые обозначения $AA' = BB' = vt_2$; $r_2 = ct_2$; $BC = r_0 \cos \alpha$; $AC = A'C' = r_0 \sin \alpha$;

Через время $t_2 = \frac{A'B}{c} = \frac{r_2}{c}$ сферический световой фронт достигнет частицы А которая в этот момент времени будет находиться в точке А'. Из прямоугольного треугольника А'С'В

получается равенство $(A'C')^2 + (C'B)^2 = (A'B)^2$ Или $r_0^2 (\sin \alpha)^2 + (r_0 \cos \alpha - vt_2)^2 = c^2 t_2^2$

Квадратное уравнение относительно t_2 имеет вид $(c^2 - v^2)t_2^2 + 2(vr_0 \cos \alpha)t_2 - r_0^2 = 0$

Это уравнение имеет решение $t_2 = \frac{-vr_0 \cos \alpha + cr_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)(\sin \alpha)^2}}{c^2 - v^2}$ Достигнув частицы А

находящейся в этот момент в точке А' световой фронт воздействует на частицу А так что в

этот же момент в точке А' возникает вспышка света и сферический световой фронт с

центром в точке А' начнёт распространяться в космическом пространстве. Между

частицами А и В происходит “упругий” обмен сферическими световыми фронтами. Если

частицы А и В покоятся относительно светоносного эфира $v = 0$ то период обмена

световыми фронтами будет равен $T_0 = \frac{2r_0}{c}$ Для движущихся относительно светоносного

эфира частиц период обмена световыми фронтами будет равен $T = t_1 + t_2$ или

$$T = \frac{T_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)(\sin \alpha)^2}}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad (1)$$

Угол α принимает значения в градусах $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ При $\alpha = 90^\circ$ период обмена будет

равен
$$T = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} \quad (1a)$$

При $\alpha = 0$ период обмена будет равен
$$T = \frac{T_0}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad (1b)$$

Период обмена вычисляется по часам покоящимся относительно абсолютной системы отсчёта.

Пусть теперь частицы А и В находятся в соседних узлах кристаллической решётки кристалла движущегося со скоростью v вдоль оси OZ абсолютной системы отсчёта $x y z t$ (fig.2). Исследуем изменения размеров кристалла и замедления хода часов внутри кристалла вдоль осей OX и OY при его движении со скоростью v вдоль оси OZ абсолютной системы отсчёта. Вдоль этих осей, согласно (1a), все процессы внутри кристалла замедляются в $\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ раз. При этом частота обменных процессов уменьшается в $\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ раз. Или $\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ где ω_0 частота обменных процессов при $v = 0$. С учётом уменьшения частоты обменных процессов получаем ослабление силы взаимодействия между частицами А и В в $\frac{\omega}{\omega_0}$ раз. Тогда получаем для силы взаимодействия между частицами А и В выражение $F = F_0 \frac{\omega}{\omega_0}$ где F_0 сила взаимодействия частиц А и В при $v = 0$. Проекция этой силы на ось ox будет равна

$$F = F_0 \frac{\omega}{\omega_0} \sin \theta \quad \text{или} \quad F = F_0 \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) \right] \quad (2)$$

Введём обозначения $AB = R$; $AB' = R$ Пусть электрические заряды частиц А и В внутри кристалла равны q и расстояния между ними при $v = 0$ равно R_0 . При $v = 0$ сила взаимодействия между частицами А и В внутри кристалла по закону Кулона равна

$$F_0 = \frac{q^2}{R_0^2} \quad \text{где } R_0^2 \text{ расстояние между частицами А и В. Запишем условие равновесия внутри}$$

кристалла по направлению оси OX при его движении вдоль оси OZ

$$\frac{q^2}{R^2} = \frac{q^2}{R_0^2} \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) \right] \quad (\text{закон Кулона}) \quad \text{где } R_0^2 \text{ квадрат расстояния между частицами}$$

А и В при $v = 0$; R^2 квадрат расстояния между движущимися частицами А и В. Из

условия равновесия внутри кристалла следует что расстояние между частицами А и В

уменьшается до величины $R_x = R_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ При движении кристалла вдоль оси OZ

происходит сжатие кристалла вдоль оси OX в $\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ раз. Размер движущегося

кристалла вдоль оси OX сокращается в $\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ раз. Следовательно

$$L_x = L_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad (3)$$

где L_0 длина кристалла вдоль оси OX при $v = 0$. Все длины измеряются в абсолютной

системе отсчёта. Определим поперечную массу частиц А и В при их движении вдоль оси

OZ для случая (fig.2). Линия соединяющая частицы А и В параллельна оси OX .

Поперечная масса это масса частицы измеренная вдоль оси OX. Сила гравитационного

взаимодействия между движущимися частицами А и В вдоль оси OX равна

$$G \frac{m_0^2}{R^2} = G \frac{m^2}{R^2} \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) \right] \quad \text{где } G - \text{гравитационная постоянная, } m_0^2 - \text{квадрат массы}$$

частицы при $v = 0$; m^2 квадрат массы движущейся частицы; R^2 квадрат расстояния

между движущимися частицами А и В. Из последней формулы масса частицы А или В

измеренная вдоль оси OX (поперечная масса) будет определяться по формуле

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} \quad (4)$$

Пусть теперь частицы А и В находятся на оси OZ и движутся со скоростью v вдоль

положительного её направления (fig.3). Вычислим период обмена световыми сигналами

для этого случая. Введём обозначения $AB = A'B' = r_0$; $AA' = BB'$; При $v = 0$ период обмена

между частицами А и В равен $T_0 = \frac{2r_0}{c}$ где r_0 расстояние между частицами А и В при $v = 0$.

c - скорость света в вакууме. Пусть теперь частицы А и В движутся со скоростью v вдоль оси

OZ абсолютной системы отсчёта. Пусть в момент времени $t = 0$ по абсолютным часам

частица А находясь в точке А оси oz излучила сферическую световую волну. Через время

$t_B = \frac{r_0}{c-v}$ световой фронт достигнет частицы В которая в этот момент будет находиться в

точке В'. Пусть в тот же момент частица В находясь в точке В' излучила сферическую световую волну. Через время $T_A = \frac{r_0}{c+v}$ световой фронт достигнет частицы А. Период обмена световыми сигналами между частицами А и В равен

$$T = t_A + t_B = \frac{T_0}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad (5)$$

Где $T_0 = \frac{2r_0}{c}$ период обмена при $v = 0$. Определим силу взаимодействия между частицами

А и В при их движении со скоростью v вдоль оси OZ . В соответствии с (fig.3) отрезок

$$AB' = r_0 + vt_B = \frac{cr_0}{c-v} \quad A'B = r_0 - vt_A = \frac{cr_0}{c+v} \quad \text{Среднее значение расстояния за период обмена между частицами А и В равно } AB = \frac{AB' + A'B}{2} = \frac{r_0}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad \text{Обозначим } r = \frac{r_0}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$$

Увеличение эффективного расстояния между частицами А и В приводит к ослаблению

силы взаимодействия между ними в $\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^2$ раз. Уменьшение частоты обменных

процессов по закону $\omega = \omega_0 \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]$ приводит к ослаблению силы взаимодействия

между частицами А и В ещё в $\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]$ раз. С учётом этих ослаблений сила

взаимодействия между частицами А и В будет равна

$$F = F_0 \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^3 \quad (6)$$

Пусть частицы А и В находятся в соседних узлах кристаллической решётки кристалла

движущегося вдоль оси OZ абсолютной системы отсчёта $x y z t$. Из условия равновесия

кристалла вдоль оси OZ запишем равенство $\frac{q^2}{R_0^2} = \frac{q^2}{R^2} \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^3$ (закон Кулона)

Отсюда $R_z = R_0 \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}$ Тогда сжатие кристалла вдоль оси oz равно

$$L_z = L_0 \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2} \quad (7)$$

Зависимость продольной массы от скорости её движения вдоль оси oz найдётся из

$$\text{равенства } G \frac{m_0^2}{R^2} = G \frac{m^2}{R^2} \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^3 \quad \text{Отсюда } m_z = \frac{m_0}{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}} \quad (8)$$

Получим формулы преобразования координат и времени при переходе из

абсолютной системы отсчёта к лабораторной системе отсчёта и обратно. Введём лабораторную систему отсчёта $x' y' z' t'$ движущуюся со скоростью v вдоль оси OZ . В лабораторной системе отсчёта координаты некоторого события и соответствующего ему времени обозначаются $x' y' z' t'$. Координаты и время измеряются приборами движущимися вместе с лабораторией. Координаты и соответствующее время некоторого события в абсолютной системе отсчёта обозначаются $x y z t$ и измеряются такими же приборами неподвижными относительно абсолютного космического пространства.

Пусть в начальный момент времени $t=0$ начала координат и время обеих систем отсчёта совпадают ($x'=x=y'=y=z'=z=0$) и ($t'=t$). Пусть в лабораторной системе отсчёта закреплён кристаллический стержень один конец которого находится в точке $z'=0$. Другой конец находится в точке $z' = L'$ (fig.4). Выразим координату z' и время t' переднего конца стержня $z' = L'$ через координату z и время t абсолютной системы отсчёта. В момент времени $t=t'=0$ задний конец стержня находился в точке $z=z'=0$. Через некоторое время t передний конец стержня попадает в точку z абсолютной системы отсчёта. Это соответствует координате z' и времени t' в лабораторной системе отсчёта. В лабораторной системе отсчёта стержень покоится и задний его конец совпадает с началом координат $z'=0$. Длина движущегося стержня в абсолютной системе отсчёта $L = z - vt$. Для получения преобразований координат и времени воспользуемся световыми сигналами. Пусть в момент времени $t=t'=0$ в начале системы отсчёта $z=z'=0$ произошла вспышка света. Световой фронт начал распространяться со скоростью света в вакууме вдоль оси oz абсолютной системы отсчёта. Через время t' по часам лабораторной системы отсчёта световой фронт достигнет переднего конца стержня (координата z' в лабораторной системе отсчёта). Скорость света в лабораторной системе отсчёта вдоль оси OZ будет равна $c_z' = \frac{z'}{t'}$. Выразим эту скорость через скорость в абсолютной системе отсчёта (скорость света в вакууме). Определим длину стержня в лабораторной системе

отсчёта. За время $t = \frac{z}{c}$ по абсолютным часам световой фронт достигнет переднего края стержня. Задний конец стержня будет в этот момент отстоять от начала координат $z = 0$ на расстоянии $vt = \frac{vz}{c}$. Длина движущегося стержня в абсолютной системе отсчёта

$L = z - vt = z \left(1 - \frac{v}{c}\right)$ Длина стержня в лабораторной системе отсчёта с учётом его сжатия

вдоль оси oz будет равна $z' = z \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}$ или

$z' = (z - vt) \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}$ Ранее были получены выражения для сжатия движущегося

кристалла вдоль осей OX и OY в виде $x' = x \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$ и $y' = y \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$

Запишем прямые и обратные преобразования координат и времени при переходе из одной системы отсчёта в другую.

$$x' = x \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} ; \quad y' = y \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} ; \quad t' = \frac{t \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) (\sin \alpha)^2}} ; \quad 0 \leq \alpha \leq 90^\circ$$

$$z' = z \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2} ; \quad \text{или} \quad z' = (z - vt) \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2} \quad (9)$$

$$x = \frac{x'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} ; \quad y = \frac{y'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} ; \quad t = \frac{t' \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) (\sin \alpha)^2}}{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]} ; \quad 0 \leq \alpha \leq 90^\circ$$

$$z = \frac{z'}{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}} + vt ; \quad \text{или} \quad z = \frac{z'}{\left(1 - \frac{v}{c}\right) \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}}$$

Скорость света в лабораторной системе отсчёта при движении светового фронта в

положительном направлении оси oz $c'_{z+} = \frac{z'}{t'} = \frac{z \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}}{t \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]}$ или

$$c'_{z+} = c \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad (10)$$

Определим скорость света в лабораторной системе отсчёта для случая когда световой фронт (световая волна) распространяется в отрицательном направлении оси OZ (против скорости v) (fig.5). Пусть в момент времени $t=t'=0$ начала систем отсчёта совпадали $z=z'=0$. В этот момент в передней части стержня с координатой z произошла

вспышка света. Световой фронт начал распространяться в сторону начала координат $z'=0$.

Через время $t = \frac{z-2vt}{c}$ световой фронт достигнет заднего конца движущегося стержня.

Из последнего выражения получим $t = \frac{z}{c+2v}$ Перейдём в лабораторную систему отсчёта

$$t' = t \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right] = \frac{z}{c+2v} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right] \quad \text{В лабораторной системе отсчёта длина стержня}$$

$$z' = (z - vt) \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right]^{3/2} \quad \text{Подставим вместо } t \text{ его выражение } t = \frac{z}{c+2v} \text{ получим}$$

$$z' = \frac{z(c+v)}{c+2v} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right]^{3/2} \quad \text{Скорость света в лабораторной системе отсчёта } c'_{z-} = \frac{z'}{t'} \text{ или}$$

$$c'_{z-} = c \left(1 + \frac{v}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)} \quad (11)$$

Получим уравнение волнового фронта световой волны испущенной из начала координат $z=z'=0$ в момент времени $t=t'=0$ уравнение волнового фронта световой волны в абсолютной системе отсчёта будет иметь вид $c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$. Найдём уравнение волнового фронта в лабораторной системе отсчёта. Для осей X и Y формулы

$$\text{преобразования } x = \frac{x'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}}; \quad y = \frac{y'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}}; \quad t = \frac{t'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}}; \quad (\alpha = 90^\circ)$$

Скорость света вдоль осей $O'X'$ и $O'Y'$ лабораторной системы отсчёта равна

$c' = \frac{x'}{t'} = \frac{y'}{t'} = c$ скорости света в вакууме. Подставим последние выражения в уравнение волнового фронта для осей ox и oy . Получим уравнение волнового фронта для осей $O'X'$ и $O'Y'$ в лабораторной системе отсчёта $c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 = 0$. Для оси OZ ($\alpha = 0$) были получены

$$\text{преобразования } t = \frac{t'}{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}; \quad z = \frac{z'}{\left(1 - \frac{v}{c} \right) \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right]^{3/2}}; \quad c'_{z+} = c \left(1 - \frac{v}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)};$$

После подстановки последних выражений в уравнение волнового фронта для оси oz

получаем $c'^2t'^2 - z'^2 = 0$ где c' скорость света в лабораторной системе отсчёта в

положительном направлении оси $O'Z'$. Получили два уравнения для волнового фронта в лабораторной системе отсчёта. $c^2t'^2 - x'^2 - y'^2 = 0$ и $c'^2t'^2 - z'^2 = 0$

Определим оптическую разность хода световых лучей в интерферометре

Майкельсона-Морли. Пусть интерферометр движется со скоростью v вдоль оси OZ

абсолютной системы отсчёта так что одно из его плеч совпадает с осью OZ, а второе плечо направлено вдоль оси OX. Интерферометр неподвижен относительно лабораторной системы отсчёта и в начальный момент времени $t = t' = 0$ полупрозрачная пластинка интерферометра находится в началах отсчёта $x = x' = y = y' = z = z' = 0$. Пусть длина плеч неподвижного относительно абсолютной системы отсчёта интерферометра равна L . Тогда длина плеча вдоль оси ox движущегося интерферометра в абсолютной системе отсчёта будет равна

$$L_x = L \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$$

Такая же длина этого же плеча будет и в лабораторной системе отсчёта

($L'_x = L_x$). Скорость света в лабораторной системе отсчёта $c'_x = c'_y = c$ равна скорости света

в вакууме. В лабораторной системе отсчёта время распространения световых лучей от

пластинки до зеркала и обратно до пластинки вдоль оси O'X' равно $t'_x = \frac{2L}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}$

по лабораторным часам. В лабораторной системе отсчёта время распространения

световых лучей от пластинки до зеркала вдоль оси O'Z' по лабораторным часам равно

$$t'_{z+} = \frac{L \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) \right]^{3/2}}{c \left(1 - \frac{v}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} = \frac{L}{c} \left(1 + \frac{v}{c} \right)$$

пластинки в отрицательном направлении оси O'Z' равно $t'_{z-} = \frac{L \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) \right]^{3/2}}{c \left(1 + \frac{v}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} = \frac{L}{c} \left(1 - \frac{v}{c} \right)$

Полное время распространения световых лучей вдоль оси O'Z' в лабораторной системе

отсчёта по лабораторным часам $t'_z = t'_{z+} + t'_{z-} = \frac{2L}{c}$ Оптическая разность хода до поворота

$$\text{интерферометра } t'_{\alpha=0} = t'_z - t'_x = \frac{2L}{c} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \right] = \frac{2L}{c} \left[1 - 1 + \frac{\left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}{2} \right] = \frac{L}{c} \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)$$

Оптическая разность хода после поворота интерферометра вместе с лабораторной

системой отсчёта на 90° градусов относительно абсолютной системы отсчёта будет

определяться с учётом времён распространения световых лучей в повернутой

$$\text{лабораторной системе отсчёта } t'_z = \frac{2L}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} ; t'_{x+} = \frac{L \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right) \right]^{3/2}}{c \left(1 - \frac{v}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} = \frac{L}{c} \left(1 + \frac{v}{c} \right) ;$$

$$t'_{x-} = \frac{L \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right]^{3/2}}{c \left(1 + \frac{v}{c} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}} = \frac{L}{c} \left(1 - \frac{v}{c} \right); \text{ Полное время распространения световых лучей вдоль оси}$$

OZ в лабораторной системе отсчёта по лабораторным часам $t'_x = t'_{x+} + t'_{x-} = \frac{2L}{c}$

Оптическая разность хода после поворота интерферометра на 90^0

$$t'_{\alpha=90} = t'_x - t'_z = \frac{2L}{c} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)} \right] = \frac{2L}{c} \left[1 - 1 + \frac{\left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}{2} \right] = \frac{L}{c} \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \text{ Сдвиг разностей}$$

хода при повороте интерферометра на 90^0 равен $\Delta t' = t'_{\alpha=0} - t'_{\alpha=90} = 0$

При повороте лабораторной системы отсчёта на 90^0 при некотором $0 < \alpha < 90^0$

оптическая разность хода $t'_z - t'_x$ становится равной нулю. Затем уже разность хода $t'_x - t'_z$

начнёт возрастать и при $\alpha = 90^0$ снова станет равной $t'_x - t'_z = \frac{L}{c} \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)$ Это означает что

при $t'_z = t'_x$ интерференция должна исчезнуть, а затем при дальнейшем повороте до 90^0

опять восстановиться и стать такой какой она была до поворота.

Определим изменение направления световых лучей при переходе из абсолютной системы отсчёта в лабораторную. Пусть покоящийся в начале абсолютной системы

отсчёта источник света излучает луч света в направлении составляющем угол α

относительно оси OZ. Пусть частота этого света равна ν Длина волны этого излучения

$\lambda = \frac{c}{\nu}$ Пусть теперь тот же источник движется в направлении оси OZ со скоростью v

Определим направление луча света и его частоту в этом случае при наблюдении из

абсолютной системы отсчёта. Пусть в момент времени $t > 0$ начала систем отсчёта

совпадали $z' = z = 0$ и луч света проходил через начало координат систем отсчёта под углом

α к оси OZ абсолютной системы отсчёта. Пусть в момент времени $t > 0$ передний фронт

луча света уже достиг точки с координатами $z = ct \cos \alpha$; $x = ct \sin \alpha$; $y = 0$; Найдём

координаты переднего фронта луча света в лабораторной системе отсчёта с помощью

формул преобразований (9)

$$z' = ct \cos \alpha \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right]^{3/2}; \quad x' = ct \sin \alpha \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)} \text{ тогда } \tan \alpha' = \frac{x'}{z'} = \frac{\tan \alpha}{1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)}$$

При $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ при движении источника вдоль оси OZ имеет место соотношение $\alpha' > \alpha$. Наблюдение за лучами ведётся из абсолютной системы отсчёта. Определим длину волны света от движущегося источника. Фаза плоской волны, распространяющейся в направлении угла α от неподвижного источника света

$$F = 2\pi \left(vt - \frac{z \cos \alpha + x \sin \alpha}{\lambda} \right) \quad \text{Перейдём в лабораторную систему отсчёта.}$$

$$F' = 2\pi \left[v't' \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} (\sin \alpha)^2}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} - \frac{z' \cos \alpha}{\lambda \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}} - \frac{x' \sin \alpha}{\lambda \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} \right]$$

Сравнивая формулы для F и F' получаем равенство для частоты света

$$v = \frac{v' \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} (\sin \alpha)^2}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad \text{или} \quad \frac{v'}{v} = \frac{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} (\sin \alpha)^2} \quad \text{Для случая } \alpha = \frac{\pi}{2} \text{ получаем поперечный}$$

$$\text{эффект Доплера } \frac{v'}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad \text{или для периода колебаний } T' = \frac{T}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}}$$

где T' период колебаний световой волны для случая движущегося источника света.

Рассмотрим отклонение светового луча вдоль оси OZ излучаемого движущимся источником света при распространении луча света вдоль оси OX (fig.6). Источник излучения находится в начале лабораторной системы отсчёта. Пусть при $t = t' = 0$ начала систем отсчёта совпадали $z' = z = 0$. Источник излучения при $t = t' = 0$ находился в начале систем отсчёта. В этот момент времени в лабораторной системе отсчёта началось излучение тонкого луча света вдоль оси $O'X'$. За время $t > 0$ передний фронт светового луча пройдёт расстояние $x = ct$ вдоль оси OX абсолютной системы отсчёта.

В лабораторной системе отсчёта длине отрезка $x = ct$ будет соответствовать отрезок

$$x' = x \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)} \quad \text{За это время } t \text{ лабораторная система отсчёта сместится на}$$

расстояние vt вдоль оси OZ . Этому расстоянию в лабораторной системе отсчёта с учётом сжатия и замедления времени соответствует расстояние

$$\alpha' = \frac{-vt' \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right]^{3/2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)}} = vt' \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)\right] \quad \text{В лабораторной системе отсчёта время } t'$$

определился как $t' = \frac{x'}{c}$ тогда $\alpha' = v \frac{x'}{c} \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right]$ отсюда $v \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right) \right] = \frac{\alpha' c}{x'}$

Отбросим малую величину $\left(\frac{v}{c} \right) \left(\frac{v}{c} \right)$. Тогда скорость движения источника определится как $v = \frac{\alpha' c}{x'}$. Расстояние от переднего фронта луча света до оси $O'Z'$ лабораторной системы отсчёта определяется из последней формулы $\alpha' = \frac{vx'}{c}$ где c – скорость света в вакууме.

Оценим скорость распространения переднего фронта электромагнитной волны в момент её излучения при переходе атома из возбуждённого состояния в основное.

Рассмотрим излучение кванта энергии атомом водорода. Пусть в момент излучения энергия кванта $\epsilon = h\nu$. Из соотношения неопределённостей $\Delta x \Delta p \geq h$ возьмём

минимальное значение $\Delta x \Delta p = h$. Размер атома водорода равен около 10^{-10} м. В

начальный момент излучения вся энергия фотона локализована внутри сферы диаметром 10^{-10} м. Тогда $\Delta x = 10^{-10}$ м. Скорость расплывания электромагнитной волны $\Delta v = \frac{\Delta p}{m}$

где m – эквивалентная масса фотона. Подстановка в соотношение неопределённостей

приводит к выражению $10^{-10} m \Delta v = h$. Эквивалентная масса $m = \frac{h}{c\lambda}$ где h –

постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; λ – длина электромагнитной волны.

Минимальная скорость переднего фронта электромагнитной волны в начале испускания

атомом фотона равна $\Delta v = 10^{10} \lambda$ с/с. Для оптического диапазона $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м.

Для скорости переднего фронта электромагнитной волны при $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м получаем

значение $\Delta v \geq 2 \cdot 10^{12}$ м/с. Высокая скорость ($\Delta v \geq 2 \cdot 10^{12}$ м/с) переднего фронта

электромагнитной волны в начальный момент излучения кванта энергии при

подстановке её в формулу $\alpha' = \frac{vx'}{c}$ вместо значения c приводит к очень малому

отклонению переднего фронта луча от оси $O'X'$ (fig.6). В начальный момент излучения

кванта энергии должна применяться формула $\alpha' = \frac{vx'}{\Delta v}$. Передний фронт от излучения

ближайших к Земле звёзд уже не имеет такой высокой скорости. Эта скорость равна

скорости света в вакууме. Это подтверждается явлением звёздной аберрации.

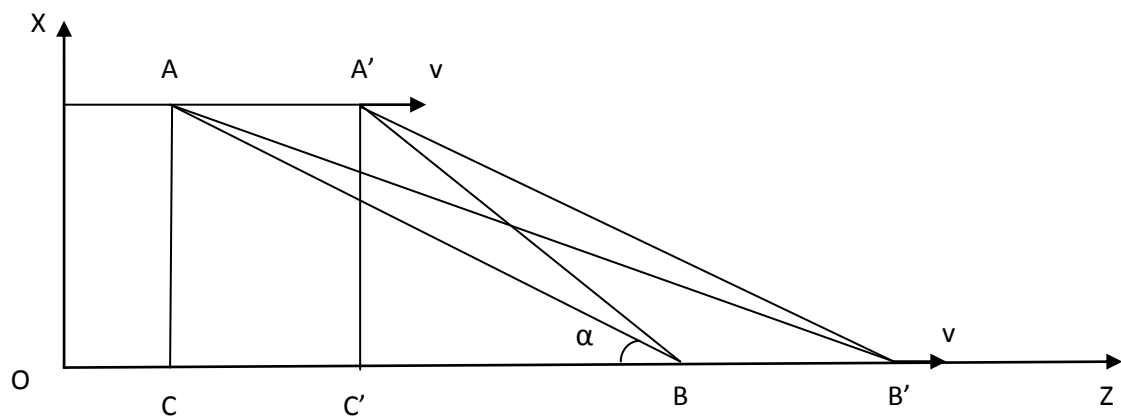


fig.1

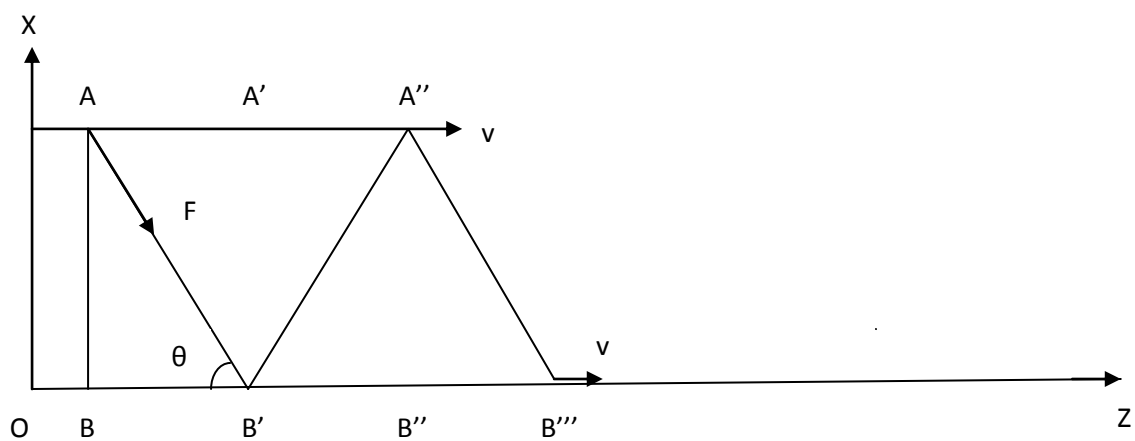


fig.2

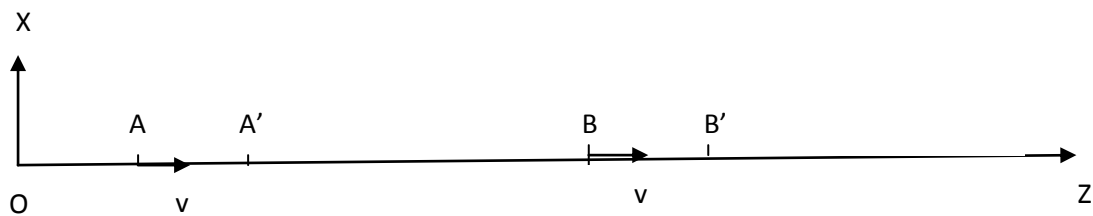


fig.3

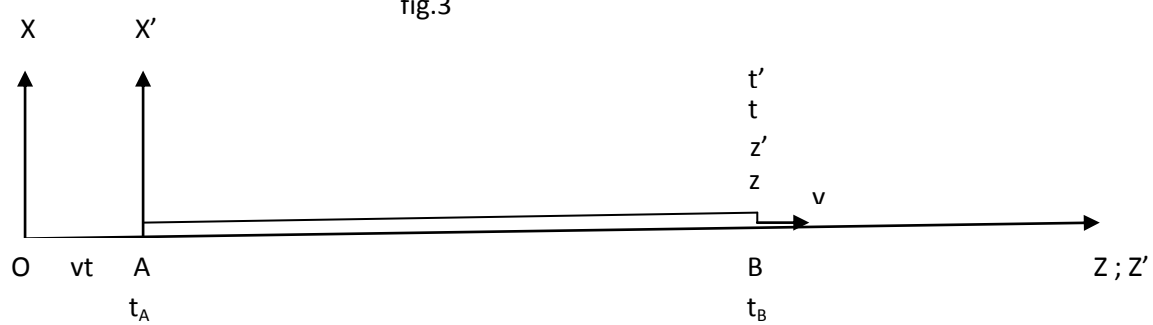


fig.4

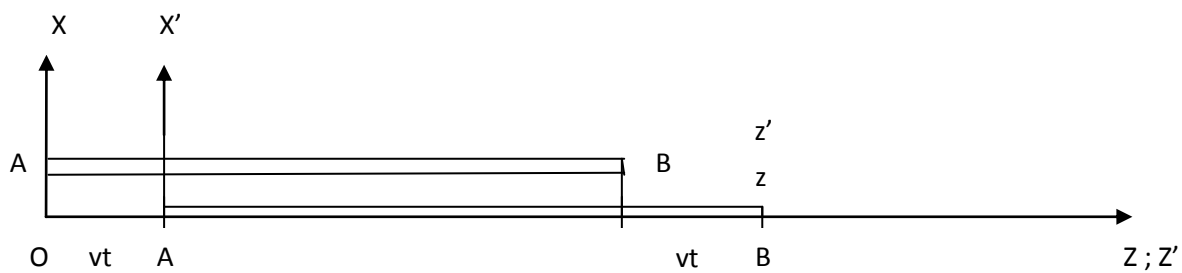


Fig.5



В заключение рассмотрим оптическое устройство позволяющее определять скорость и направление движения лабораторной системы отсчёта относительно световосного эфира (абсолютного космического пространства). Действие устройства основано на явлении звёздной абберации света.

Оценим скорость распространения переднего фронта электромагнитной волны в момент её излучения при переходе атома из возбуждённого состояния в основное. Рассмотрим излучение кванта энергии атомом водорода. Пусть в момент излучения энергия кванта $\varepsilon = h\nu$. Из соотношения неопределённостей $\Delta x \Delta p \geq h$ возьмём минимальное значение $\Delta x \Delta p = h$. Размер атома водорода приблизительно равен 10^{-10} м. В начальный момент излучения вся энергия фотона локализована внутри сферы диаметром 10^{-10} м. Тогда $\Delta x = 10^{-10}$ м. Скорость расплывания электромагнитной волны $\Delta v = \frac{\Delta p}{m}$ где m – эквивалентная масса фотона. Подстановка в соотношение неопределённостей приводит к выражению $10^{-10} m \Delta v = h$. Эквивалентная масса $m = \frac{h}{c\lambda}$ где h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; λ – длина электромагнитной волны. Минимальная скорость переднего фронта электромагнитной волны в начале испускания атомом фотона равна $\Delta v = 10^{10} \lambda$ м/с. Для оптического диапазона $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м. Для скорости переднего фронта электромагнитной волны при $\lambda = 0.63 \cdot 10^{-6}$ м получаем значение $\Delta v \geq 2 \cdot 10^{12}$ м/с. Высокая скорость ($\Delta v \geq 2 \cdot 10^{12}$ м/с) переднего фронта электромагнитной волны в начальный момент излучения кванта энергии (фотона) подтверждается отрицательным результатом в измерениях скорости относительно световосного эфира для оптического устройства (fig.1,fig.2,fig.3). Величина

α получалась равной нулю ($\alpha=0$). Это может быть только в том случае когда светонесущей среды в природе либо не существует, либо передний фронт электромагнитной волны в начале излучения фотона распространяется со скоростью много большей скорости света в вакууме. Из формулы $\Delta v = 10^{10} \lambda$ с м/с следует что для получения положительных результатов ($\alpha \neq 0$) в качестве источника излучения Е следует применить лазер на свободных электронах в рентгеновском диапазоне. Возможно применение источника Е излучающего пучок атомов нейтрального водорода H^0 . Вместо лазерного источника излучения можно применить внеземной источник излучения (Солнце или ближайшие яркие звёзды). Телескоп F направлен на удалённый источник света О (на Солнце или на яркую звезду). На выходе из телескопа по гибкому световоду лучи света подаются в источник Е измерительного устройства и направляются вдоль оси SD (fig.4). В источнике Е формируется тонкий пучок параллельных лучей.

Оптическое устройство состоит из цилиндрической трубы (fig.1,fig.2,fig.3).

Основания трубы перпендикулярны оси цилиндра SD. Источник излучения Е крепится на шаровой опоре на оси цилиндра SD в сечении одного из оснований цилиндрической трубы. В сечении другого основания цилиндра расположен экран MN перпендикулярный оси цилиндра SD. Наблюдение за экраном ведётся через окно в трубе или с внешней стороны экрана. Диаметр трубы должен быть таким, чтобы луч не попадал на боковые стенки трубы. Ось трубы может изменять ориентацию в пространстве в пределах телесного угла 4π . При произвольной ориентации оси трубы SD в космическом пространстве луч от источника излучения Е направляется вдоль оси SD в точку D. После этого источник Е закрепляется на шаровой опоре. После этого начинается изменение ориентации оси трубы так чтобы она принимала все возможные направления в пространстве в пределах телесного угла 4π . Находится такое положение оси трубы при котором луч оставляет на экране светящийся след максимально удалённый от центра экрана. Отмечается это максимальное удаление точкой A_1 (fig.1). На экране проводится

прямая линия A_1D . Затем начинается вращение оси трубы вокруг оси перпендикулярной плоскости треугольника SDA_1 (fig.1). При этом светящийся след от луча перемещается от точки A_1 вдоль прямой A_1D в сторону точки D . Пройдя точку D светящийся след удаляется от неё на максимальное расстояние вдоль прямой A_1D . Это максимальное удаление от точки D отмечается на экране точкой A_2 (fig.2). Обозначим $\alpha_1 = A_1D$ и $\alpha_2 = A_2D$. Половина отрезка A_1A_2 определится по формуле $\alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)$. Обозначим середину отрезка A_1A_2 на экране точкой D_0 (fig.3). При совпадении светящегося следа на экране с точкой D_0 направление луча SD_0 будет совпадать с направлением скорости движения относительно мирового эфира (fig.3). При совпадении светящегося следа с одной из точек A_1 или A_2 лучи SA_1 или SA_2 будут перпендикулярны скорости движения относительно мирового эфира (fig.1,fig.2). Скорость движения относительно светоносного эфира определяется по формуле:

$$V = \frac{a \cdot c}{b} \quad \text{где } \alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2); \quad b = SD; \quad c - \text{ скорость света в вакууме.}$$

На fig.1, fig.2, fig.3 вектор V указывает направление движения относительно светоносного эфира. Стрелки указывают направление распространения фотона. Для планеты Земля эта скорость 400 км/с.

Проверить работу оптического устройства можно при вращении оси трубы в плоскости поверхности Земли. При вращении следует наблюдать за светящимся пятном на экране MN с внешней стороны трубы. Экраном может быть лист бумаги. Первоначально перед вращением трубы при произвольном положении трубы в плоскости поверхности Земли следует проколоть на экране центр светящегося пятна иголкой. При вращении трубы в плоскости поверхности Земли в какой-то момент ось трубы окажется перпендикулярной вектору скорости движения Земли относительно светоносной среды. При вращении трубы в плоскости поверхности Земли следует одновременно вращать трубу относительно оси трубы. Труба, двигаясь относительно светоносной среды

сместится на некоторое расстояние, а фотон распространяясь в светоносной среде будет двигаться независимо от источника излучения. При вращении трубы вокруг оси трубы прокол на бумажном экране должен отделиться от светящегося пятна, описать окружность сверху от светящегося пятна и вновь совпасть с пятном. Максимальный радиус окружности будет в тот момент когда ось трубы будет перпендикулярна вектору скорости движения Земли. Существование светоносной среды в космосе можно проверить при вращении Земли вокруг своей оси. На ровной поверхности Земли закрепляется источник излучения. На расстоянии (50-100)м. закрепляется экран. Луч направляется на экран и отмечается положение светящегося пятна на экране. Смещение светящегося пятна на экране в течение 12 часов и будет подтверждением существования светоносной среды в космосе. Следует несколько раз повторить опыт при разных направлениях луча на поверхности Земли. При разных направлениях луча смещение светящегося пятна может быть большим или меньшим. Оно зависит от угла между направлением луча и вектором скорости движения Земли относительно светоносной среды.

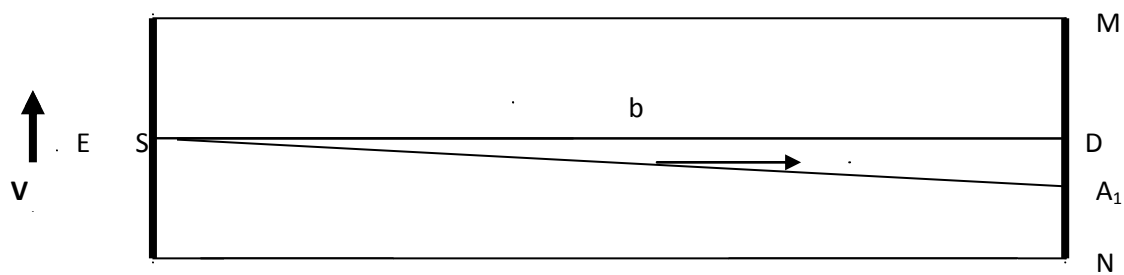


fig.1.

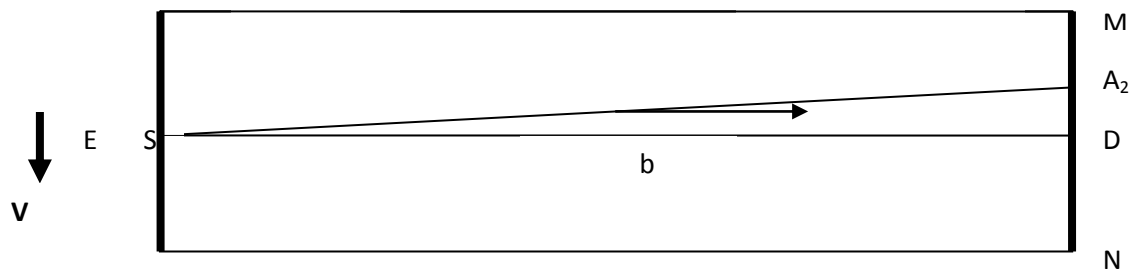


fig.2.

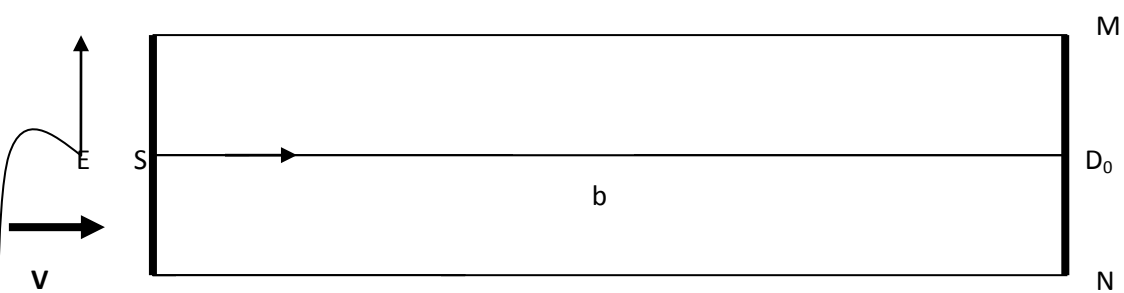


fig.3.

Световодный кабель

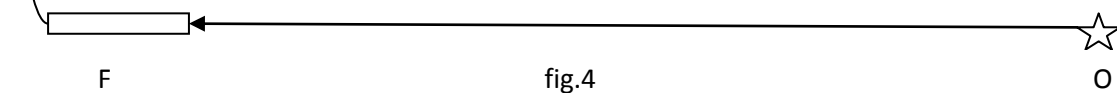


fig.4