

# Two-way wave metrics of Galilean space

## Двусторонние волновые метрики ГП

---

Valery Timin, Russia, RME

Creative Commons Attribution 3.0 License

(August 24, 2020)

### Abstract

Doing this work, I proceed from the paradigm of the lifetime of a wave object proportional to the "wave interval" of its life path. The concept of "wave interval" corresponds to the fact that each object has its own scalar time (life?), which does not correspond to the coordinate "time", and it is proportional to the change in the accompanying frame of reference invariant phase of the wave field and the invariant, phase-independent, metric scalar "interval". This does not mean that the object itself is a wave object, but it is allowed. And this all means that the moving object "lives" longer, because the speed of the wave time of its "life" slows down.

The purpose of this work is to analyze different types of space – time (ST) with the so-called correspondence of their metrics to the "interval" metric of the "continuous" absolute reference system environment. The analysis is based on the selection of a certain "reference" wave device—a resonator, which is used to create standards for the length and time of the SP, and changes in its metric properties when the state of motion changes from these selected standards.

The ultimate associated goal is to convert ST for Tangherlini and special relativity A.Einstein based on the properties of the selected wave standard.

The main conclusion: no matter what transformations of the ST are used, it is important that in any coordinate system there is a metric tensor "interval" responsible for the metric properties of the ST.

(Translated by Yandex Translator [Яндекс-Переводчик](#))

## Оглавление

1.	Основная парадигма .....	3
	<b>Время, пространство, материя, интервал</b> .....	4
	<b>Наблюдатель</b> .....	5
	<b>Метрики и эталоны в ИСО движущихся и покоящихся наблюдателей ГП в</b> <b>двунаправленном (замкнутом) волновом поле</b> .....	6
	Волновые поля и ее особенности .....	7
	Сплошная среда как носитель волновых полей .....	8
	<b>Двустороннее распространение волны и ее параметры</b> .....	9
	Распространение волны от покоящийся в АИСО генератора .....	10
	Распространение волны от движущейся в АИСО генератора .....	10
	<b>Источник эталонного волнового поля</b> .....	11
	Краткая теория волнового эталона .....	12
	Двусторонняя волновая метрика .....	13
	<b>Волновой резонатор как источник эталонной волны</b> .....	14
2.	Волновые метрики ВП АИСО ГП .....	16
	Волновая метрика покоящегося АИСО .....	16
	Волновая метрика движущегося в ГП ИСО относительно покоящегося АИСО .....	17
	Волновая метрика покоящегося в ГП ИСО в движущемся АИСО .....	18
	Анализ по полученным волновым метрикам ИСО ГП .....	20
	<b>Продольный эталон в ГП</b> .....	22
	Эталон является галилеевым пространственным объектом .....	22
	Эталон является галилеевым временным объектом .....	26
	Выводы .....	29
3.	Альтернативы галилеевым волновым эталонам .....	30
	<b>Галилеев абсолютный поперечный эталон</b> .....	30
	Лабораторно–каменная интерпретация .....	32
	Корпускулярно–волновая интерпретация .....	33
	<b>Поперечный (или перпендикулярный) эталон в ГП</b> .....	34
	Релятивистское продолжение корпускулярно–волновой интерпретации .....	34
	Преобразования Тангерлини .....	37
	Метрика ПВ с преобразованиями Тангерлини .....	38
	Пространство–время СТО и преобразования координат .....	39
	Дорелятивистское ПВ и преобразования координат .....	43
	Процесс формирования и распространения фронта волны в поперечном эталоне .....	46
	Проблема одновременности на торце поперечного эталонного резонатора .....	47
	По Тангерлини .....	48
	По Эйнштейну .....	48
	По дополнительному циклическому измерению .....	49
	<b>Другие промежуточные альтернативные преобразования координат</b> .....	50
4.	Дополнения .....	51

<i>Уравнение волны в галилеевом пространстве</i> .....	51
ГПТК поперек направления движения волны.....	52
Эффект Доплера от движущегося источника волн в галилеевом АСО .....	54
Эффект Доплера на движущемся приемнике волн в галилеевом АСО .....	55
Выводы:.....	56
<i>Уравнение волны в пространстве ДРП с ДРПТК</i> .....	57
ДРПТК поперек направления движения волны .....	58
Эффект Доплера от движущегося источника волн.....	59
Эффект Доплера на движущемся приемнике волн в ДРП.....	61
Выводы .....	62
<i>Уравнение волны в пространстве РП с РПТК</i> .....	62
Уравнение волны в пространстве СТО с РПТК .....	63
РПТК поперек направления движения волны .....	63
Эффект Доплера от движущегося источника волн.....	65
Выводы .....	66
Сокращения и другие соглашения.....	67
Литература .....	68

## 1. Основная парадигма

Делая данную работу, я исхожу из парадигмы времени жизни объекта пропорциональной "волновому интервалу" его жизненного пути. Понятие "волновой интервал" соответствует тому, что у каждого объекта есть свое скалярное Время<sup>1</sup> (жизни?), которое не соответствует координатному "времени", и оно пропорционально изменению сопутствующей его с.о. инвариантной фазе волнового поля и инвариантного, не зависящего от фазы, метрического скаляра "интервал" вдоль траектории движения. А это все означает, что движущийся объект "живет" дольше, т.к. скорость хода волнового времени его "жизни" замедляется.

Материальный объект (м.о.) представляется бесконечно малым пространственным объектом (материальной точкой = м.т.). В таком случае она обладает траекторией и сопутствующей ей "Временем" (жизни). Интервал в этом случае – свойство ПВ. Каждый объект – индивидуальность. Это не означает, что объект не может быть волновым объектом. В этом случае само "волновое" поле можно связать с м.о. Но т.к. все объекты в этом случае занимают все ПВ, то все м.о. оказываются взаимно пересеченными. Но для данной работы все эти детали не критичны.

**Цель данной работы** – проанализировать разные виды пространства–времени (ПВ) с т.з. соответствия их метрик метрике "интервал" "волновой" среды АСО. Анализ производится на основе выбора некоторого волнового устройства – "эталонного" резонатора, на основе которого создаются эталоны длины и времени ПВ, и изменения ее метрических свойств при изменении состояния движения с т.з. этих выбранных эталонов.

**Конечная попутная цель** – получить преобразования ПВ по Тангерлини и по специальной теории относительности (СТО) А.Эйнштейна на основе свойств выбранного волнового эталона.

<sup>1</sup> С большой буквы! К интервалу это не относится

**Основной вывод работы:** неважно, какое пространство-время (ПВ) и какие преобразования ПВ используются, важно, что в любой системе координат имеется метрический тензор "интервал", ответственный за метрические свойства ПВ.

### Время, пространство, материя, интервал

Наряду со скалярным волновым временем жизни, связанной с пространством-временем, но никак не связанной с координатами в ней, в качестве физического принимаются еще два параметра, имеющие смысл "координатного" представления. Это координатные "время" и "расстояние" математического представления ПВ, применяемые для математического описания модели физической реальности. Они не связаны с самим объектом – они лишь описывают расположение (в т.ч., естественно, взаимные) материальных объектов и порядок "событий" в ПВ. Это связано с тем, что реальное видимое и чувствуемое физическое пространство для человека обладает дополнительно тремя глобальными "пространственными" и одним "временным" направлениями<sup>2</sup>. Время, пространство и интервал через волновое поле  $F(t)$  связаны скалярным отношением векторного произведения

$$F(t) = \sin\varphi = \sin\omega\tau = \sin\omega(t - c_i r^i). \quad (1.1)$$

Здесь  $\omega$  – частота волнового поля,

$\tau$  – инвариантное скалярное время,

$t, r^i$  – временные и пространственные координаты,

$c_i$  – ковариантный пространственный волновой вектор.

Скалярное время может быть выражено через фазу  $\varphi = \omega\tau$  как  $\tau = \varphi/\omega$ . В таком виде скалярное время становится независимым от частоты волнового поля, и инвариантное "время" просто становится выразителем фундаментального параметра пространства-времени "скорость" распространения поля "c" и физического "близкодействия" через этот параметр:

$$\tau = \frac{c^i r^i}{c^2} = c_i r^i. \quad (1.2)$$

И роль фундаментального параметра оказывается эквивалентным роли быть эталоном скалярной скорости. А через нее – быть эталоном времени и расстояния – для этого достаточно выбрать на какой-то основе эталоны длины (расстояния) и частоты через их фундаментальную связь (1.1) и (1.2). С инвариантом  $\tau$  тесно связан термин "интервал" "s" как инвариантное расстояние между произвольными точками ПВ. Более подробно это рассмотрено в разделе Краткая теория волнового эталона.

Ранее мы пользовались галилеевым ПВ как основным и его абсолютными эталонами длины и времени как соответствующими нашим ожиданиям. В данной работе у нас поставлена задача отойти от абсолютного ГП и использовать собственные свойства волнового поля для построения волнового пространства-времени (ВПВ). А для этого надо определиться, кроме волновых координат, введенных естественным способом, еще и собственным волновым эталоном. Полностью собственным, технически собственным. Наша задача – определить свойства и реальных эталонов, и ПВ, и изменение их непротиворечиво согласованных свойств в различных ИСО. А все это определяет в ГП некоторое АСО и определенные метрические отношения, превращая ее в тензорную с операциями поднятия-опускания индексов.

<sup>2</sup> Возможно, есть и другие направления, и, возможно, в каждой точке ПВ свое "Время".

## Наблюдатель

**Наблюдатель для наших целей не обычный, тривиальный – просто точечный или близкий к ней объект – а целое пространство (точнее, ИСО) с построенной на ней координатной сеткой, через которые происходит считывание информации о других объектах.** Он может быть и точечным, но он должен иметь всю информацию о связанном с ним ИСО и выступать от имени всего пространства ИСО. В дальнейшем будем считать, что наблюдатели тесно связаны с соответствующими им ИСО, в котором они покоятся, и имеют всю информацию по состоянию любых объектов в ИСО. Наблюдатель – это полный информационный образ ИСО.

Также могут присутствовать и другие наблюдатели, которые используются для определенных целей в состоянии какого либо движения относительно ИСО приведенных выше "основных" и других наблюдателей с теми же возможностями.

Определение времени и расстояний (и соответствующей метрики) для наблюдателя означает, что наблюдатели должны иметь часы и линейку. Часы и линейки в волновом пространстве организуются волновыми процессами, происходящими во времени и пространстве. Волновые процессы организуются с помощью эталонных генераторов. Точнее, часы и эталонный волновой источник – это одно и то же. Часы связаны с формированием эталонного волнового процесса (по начальному условию) во времени (например, в точке нахождения точечного источника), а расстояния – с распространением эталонного волнового процесса (по начальному условию) в пространстве: продолжительность одной волны в точке нахождения генератора соответствует единице времени, а длина волны в пространственном направлении при постоянном времени – единице длины. Измерение времени и длины, следовательно, заключается в подсчете количества волн между двумя одномоментными и одномоментными событиями. Следовательно, наблюдатели имеют возможность измерять параметры волны в каждой точке пространства и времени. Естественно, для этого наблюдатель должен быть способен измерять параметры волнового поля. И на основании измерения параметров волнового поля определить волновую метрику пространства–времени (ПВ).

Наличие волнового поля в ГП означает, что в ПВ организовано связанное с ним АИСО. Это следует из того, что именно в АИСО ГП скорость фронта волны изотропна. Обратное – наличие АИСО с изотропным волновым полем – не означает наличие ГП. В этом случае можно говорить об условном АИСО – УАИСО. Генераторы могут находиться в состоянии произвольного движения относительно друг друга.

Наблюдатели могут быть как приемником, так и источником (излучателем) эталонных реперных волновых полей (конечно, косвенно). При наличии галилеевых эталонов все наблюдатели всё увидят абсолютно одинаково (с т.з. связанных с ними ИСО как наблюдатели), если все объекты, в т.ч. эталоны, являются галилеевыми. Но с т.з. наблюдателей как точечных объектов в волновом пространстве (ВП), в которой скорость получения информации конечна, имеются некоторые особенности. Например, эффект Доплера и абберация.

Как было выяснено в предыдущей работе (при рассмотрении эффекта Доплера в ГП), **наблюдатель с абсолютными часами в ИСО всегда способен локализовать себя в АИСО** путем измерения длин волн одной частоты в разных направлениях. Но нам в данной работе интересно, что они увидят, если эталоны и/или объекты – волновые. Но и в этом случае, даже если у него нет галилеевых часов, он может организовать свой эталон времени на основе собственного эталонного генератора волнового поля, и с использованием собственных эталонов времени и длины локализовать себя в АИСО ГП. Но для этого необходимо, чтобы и собственный "волновой" эталон времени обладал свойством

абсолютности. Например, в СТО невозможно локализовать себя в ГП.

Делаем вывод: **наблюдатель волновых полей в ГП с абсолютными часами потенциально способен обнаружить так называемый "эфирный ветер" (точнее, локализовать себя без всякого упоминания об этом ветре) на основе наблюдений параметров распространения волн в ПВ.** Вопрос только в точности "приборов" и пределов изменения реальных значений параметров волн.

Но может оказаться, что такая локализация просто невозможна: в любой ИСО окажется, что его ИСО всегда одновременно и АИСО! Это случится, если свойства ПВ именно таковы. Математика это допускает. Пример – пространство Минковского. Пространство СТО Эйнштейна использует именно это ПВ. Есть и другие пространства с таким свойством.

Здесь хочу сделать некоторое отступление: любые ПВ отличаются только своей размерностью. Количество измерений реального пространства, в котором мы живем и которое мы способны воспринимать своими органами чувств и отображать в своем мозгу, равно четырем, одно из которых – временное. Какие бы ни были ПВ, всегда найдется отображение одного ПВ в другое ПВ, если топологически они изоморфны. Но локально они все изоморфны<sup>3</sup>. Но там, где начинают иметь значение метрические отношения, они расходятся. Но всегда можно найти одно взаимно ортогональное отображение одного ПВ в другое, но при этом не все ортонормированные координатные системы одного ПВ будут совпадать с такими же второго ПВ. И задача исследователя, экспериментатора, физика – определить, которое из этих пространств соответствует нашим реалиям, приборам, в конце концов – нашим чувствам.

### **Метрики и эталоны в ИСО движущихся и покоящихся наблюдателей ГП в двунаправленном (замкнутом) волновом поле**

Пусть у нас имеется галилеево пространство. Есть наблюдатели и ИСО, в которых они находятся. **Задача этой работы – определить волновую метрику (т.е. геометрию) пространства–времени на основе двусторонне направленных волновых эталонов, наблюдаемую ими в различных комбинациях движения или покоя наблюдателей относительно ИСО (и/или условного АИСО) с эталонным волновым полем.**

Основными понятиями данной работы являются понятия волны, распространяющейся во времени и пространстве с определенной абсолютной скоростью  $c$ , равной примерно 300 000 000 м/с, и волнового расстояния. Исходной, базовой системой отсчета принимается галилеево пространство (ГП), в котором существует некая модельная условная абсолютная система отсчета (АСО, АИСО – инерциальная, УАИСО – условная), в которой распространяется эта волна. Эту АСО при некоторых допущениях можно отождествить со "сплошной" средой (с.с.). И эта АСО обладает уникальными свойствами –

1) скорость распространения волны в любом направлении может принимать только одно единственное значение,

2) она однородна и

3) изотропна в пространстве и времени.

В целях упрощения уравнений и формул скорость волны принимается равной безразмерной единице:  $c = 1$ . На основе распространяющихся в ПВ волн формируются

---

<sup>3</sup>Замечание – это, конечно, преувеличение.

эталонны длины и времени.

Геометрия пространства–времени определяется через волновые (фазовые) расстояния и промежутки времени между произвольными точками относительно сетки из четырех эталонных двусторонне направленных волновых (одно – временное и три – пространственных) полей. Определение "двусторонне направленных волновых полей" см. далее (1.3) .. (1.17). Задача наблюдателей данной работы (совмещенных с ИСО) – определять волновые расстояния между любыми двумя объектами и волновые "промежутки времени" между любыми двумя событиями. Для этого наблюдатели используют материальные приборы, которые способны "чувствовать" и "измерять" только материальные параметры. Это – частота, фаза, амплитуда, напряженность, длина и период волновых полей и их производные. Частота волн – это не круговая частота, а количество периодов волн в единице времени и длины АСО.

Волны должны приниматься как материальные объекты. Нематериальными оказываются галилеевы время и расстояния, если они не связаны с волновыми эталонами каким либо образом.

### Волновые поля и ее особенности

Форма волны в ПВ в общем случае задается уравнением (1.3). Здесь представлены несколько форм ее записи, выявляющих различные ее параметры. И это все одно и то же уравнение волны. Наиболее обобщенными являются первая и последняя формы записей:

$$\begin{aligned}
 A(t, r^i) &= A_s \sin[\varphi + \varphi_s] = \\
 &= A_s \sin[2\pi(\omega_0 t + \omega_i r^i) + \varphi_s] = \\
 &= A_s \sin[2\pi\omega(c_0 t + c_i r^i) + \varphi_s] = \\
 &= A_s \sin\left[2\pi\omega c_0 \left(t + \frac{c_i}{c_0} r^i\right) + \varphi_s\right] = \\
 &= A_s \sin[2\pi\omega s + \varphi_s].
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

Здесь  $t$  и  $r^i$  – координаты ПВ, в частности – галилеевы,

$\varphi$  и  $\varphi_s$  – фаза волны в текущей точке ПВ и начальная фаза волны,

$\omega$  – эталонная частота источника или генератора в его собственной с.о.,

$\omega_0$  – ковариантная частота волны в текущей с.о.,

$\omega_i$  – ковариантная скорость (волновой вектор) распространения волны в текущей с.о.,

$c_0$  – коэффициент изменения этой частоты (возможно, за счет эффекта Доплера),

$c^i$  – контравариантная скорость распространения волны,

$c_i = -c^i/c^2$  – совместно с  $c_0$  ковариантная скорость распространения волны,

$c$  – изотропная скорость распространения волны,

$s = \varphi/\omega$  – независимый от частоты волны инвариант, выступающий в роли универсальной координаты фронта волны вдоль его направления распространения, называемый "линейным интервалом". В дальнейшем используется как волновая координата вдоль этого направления.

Но есть одна загвоздка – параметры волнового поля задаются в соответствующем образом параметризованном пространстве. Который задан как фоновый. И даже более – метризованном, т.е. координаты имеют какой то вполне интерпретированный смысл. Метризованность означает, что определены расстояния между произвольными ее точками – параллельность и перпендикулярность векторов. А также скалярное произведение векторов.

Но эта загвоздка фактически разрешена в форме уравнения волны (1.3) – уравнение волны записано в векторной форме, и, следовательно, метрика "фонового" пространства определена по факту наличия векторного уравнения (1.3). Правда, это вовсе не значит, что фоновое ПВ – галилеево.

### Сплошная среда как носитель волновых полей

Для введения и изучения волновой метрики в ПВ в качестве модели–носителя волн в этой работе будет использоваться некая абстрактная АСО – однородная изотропная среда типа "сплошной". Если еще точнее, не сама по себе сплошная среда – а его способность определять АСО при ее движении в ПВ со скоростью  $v^j$  для распространяющихся в ней волн произвольной частоты с изотропной фундаментальной абсолютной скоростью  $c$  в покоящейся с.о., связанной с АСО. Условие постоянства скорости волны  $c$  определяется уравнениями скалярной фазы  $d\varphi$  и независимого от частоты линейного интервала  $ds$  одиночной волны (1.3):

$$\begin{aligned}d\varphi &= \omega_0 dt - \omega_i dr^i, \\ ds &= \frac{d\varphi}{\omega_0}.\end{aligned}\tag{1.4}$$

Введя  $n = 4$  взаимно ортогональных волновых поля, мы можем определить ее скалярное следствие – скалярный интервал  $s$ :

$$\begin{aligned}d\varphi^2 &= d\varphi_n^2, \\ ds^2 &= \left(\frac{d\varphi_n}{\omega_0}\right)^2 = c^2 dt^2 - dr^2.\end{aligned}\tag{1.5}$$

Ортогональность волновых полей определяется направлением вектора "направления"  $c_i$  распространения волны перпендикулярно этим же векторам других волновых полей, что равносильно коллинеарности к их фазным плоскостям.

Таким образом, мы определили, что "интервал" является неотъемлемым свойством ВП как модели с.с. Причем он является более фундаментальной метрической характеристикой волнового поля, чем разность фаз, не зависящий ни от частоты, ни от направления распространения волны в пространстве. А амплитуда, частота и направление распространения волны переходят в разряд свойств материального физического поля.

Продолжим определение сплошной среды. В энциклопедии "Академик" (<https://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/2683>) оно определяется следующим образом:

*"Сплошная среда — механическая система, обладающая бесконечным числом внутренних степеней свободы. Её движение в пространстве, в отличие от других механических систем, описывается не координатами и скоростями отдельных частиц, а скалярным полем плотности  $\rho(t, r)$  и векторным полем скоростей  $v^j(t, r)$ . В зависимости от задач, к этим полям могут добавляться поля других физических величин (концентрация, температура, поляризованность и др.). Если плотность сплошной среды постулируется равной константе, то такая сплошная среда называется несжимаемой.*

*Сплошная среда — часто и успешно используемая в физике сплошных сред модель для более–менее однородных систем с очень большим числом частиц (то есть степеней свободы). Так, теория упругости, гидро– и аэродинамика, физика плазмы формулируются именно для сплошной среды."*



Однако с точки зрения математической строгости следует помнить об одной неточности: все реальные сплошные среды обладают пусть большим, но конечным числом степеней свободы. Говоря о непрерывной среде, мы абстрагируемся от ее молекулярного строения. Поэтому сплошная среда обладает не просто бесконечным, а несчетным числом степеней свободы.

Сплошная среда обычно обладает существенными нелинейными свойствами. В связи с этим в данной работе мы делаем еще дополнительные упрощения, которые делают ее "линейной". Движения в сплошной среде мы разделяем на две части, или составляющие. Для этого из обобщенного уравнения движения  $v^i = v^i(t, r)$

- 1) выделяем постоянную часть движения со скоростью  $v^i = \text{const}$  (возможно, равное нулю – в состоянии покоя относительно текущей с.о.),
- 2) и вводим внутреннее (не обязательно периодическое, но раскладывающееся через ряды Фурье на не взаимодействующие между собой периодические составляющие) волновое движение с.с. со скоростью  $v^i = v^i(t, r)$  как функция координат ПВ. Это допущение предполагает, что не должны проявляться нелинейные эффекты от такой подмены. Например, акустические волны при малой амплитуде и не жесткие электромагнитные волны этому условию удовлетворяют. Кандидатом таких волн можно считать и гравитационные волны.

Сплошная среда, кроме нелинейности, является не идеальной. Это в данном рассмотрении означает, что распространение волн в ней связано с наличием диссипативных явлений. Т.е. любая волна в конце концов теряет свои динамические параметры и исчезает, превращаясь в тепло. Поэтому

- 3) волновое поле волнового пространства является идеальным и не подвержено диссипации.

С помощью этих предположений мы полностью абстрагируемся от с.с. как модели и рассматриваемое нами ПВ мы можем называть просто волновым пространством–временем (ВПВ).

*Замечание. В принципе, уравнения (1.4) и (1.5), определяющие свойства с.с. в нашем ПВ, в связи с их "скалярной" инвариантностью, однородностью и изотропностью ПВ и с.с., позволяют нам отождествить ПВ со с.с., и наоборот – тоже. Да и с ИСО поступить также. Это равносильно удалению эфира из СТО А.Эйнштейна: волны отделились от своего носителя – с.с. И даже более того – вообще удалить волновое поле и/или с.с. из рассмотрения. Все, что нам нужно – это уравнения (1.4) и (1.5) – а это уже движение в направлении ОТО А.Эйнштейна. Ну а объединение волны со своим носителем – с.с. – это уже другая теория пространства, времени и материи. Более глубокая теория ПВМ. С нелинейностями.*

### **Двустороннее распространение волны и ее параметры**

Одностороннее распространение волны является очень понятным явлением. В этом случае волновое поле представляет собой распространяющуюся в определенном направлении с определенным волновым вектором гармоническую волну. При двустороннем распространении волны обойтись одной гармонической волной невозможно. Для этого необходимо иметь две волны с разными волновыми векторами, причем определенным образом синхронизированные. Например, с взаимно встречным движением в какой-либо с.о. Часто такая форма синхронизации связана с использованием одного или нескольких зеркал и циклической замкнутой траекторией движения между ними. Именно такие случаи мы и будем рассматривать далее. В частности, на основе именно такого использования, например, возможно создание генераторов волновых полей, и на их основе – эталонов.

Здесь рассмотрим кинематические параметры двустороннего распространения фронта волны в ГП с т.з. использования галилеевых эталонов для измерения этих параметров в специальной мысленной экспериментальной установке. В качестве основного вида установки возьмем линейную установку длиной  $L$  с движением волны "вперед" и отражением ее "обратно" от зеркала (здесь и далее через  $L$  с описанием или  $L$  с параметром, в т.ч. индексным) будем обозначать расстояния, соответствующие описанию/параметру, обычно – между двумя точками). Галилеевость в данном случае означает, что линейные и временные размеры эталона при движении не изменяются.

### Распространение волны от покоящийся в АИСО генератора

не интересен. Если источник волны находится в состоянии покоя относительно изотропного АИСО, то не имеет смысла, является ли он волновым и как он ориентирован: все направления равноправны. В этом случае время распространения волны "вперед" и "обратно" в любом направлении по определению будут одинаковыми. Время движения волны "вперед + обратно" в АИСО будет определяться по формулам:

$$\begin{aligned}\Delta t_{ac} = \Delta t_{ca} &= \frac{L}{c}, \\ \Delta t = \Delta t_{ac} + \Delta t_{ca} &= \frac{2L}{c}.\end{aligned}\tag{1.6}$$

Поэтому имеет смысл сразу начать с движущегося относительно АИСО эталона.

### Распространение волны от движущейся в АИСО генератора

Что же произойдет, если мы установке придадим движение? Если ИСО находится в состоянии движения относительно АИСО, то направление ее ориентации может иметь значение. Если имеет значение, то у нее будут два крайних выделенных направления ориентации.

Первый случай – установка направлена вдоль направления движения в АИСО. Об этом здесь чуть ниже.

И второй случай – эталон направлен перпендикулярно направлению движения в АИСО. Об этом еще далее.

Для двухмерного случая имеется только один вариант – первый. Но может быть и так, что не имеет значения, находится или не находится установка в состоянии движения относительно АИСО – об этом говорит математика. Тогда можно говорить об условном АИСО, или УАИСО. Условное АИСО – это и ИСО, принятое в качестве выделенного. Можно сказать – начального, стартового АИСО, от которого начинается рассмотрение. Это значит, что он изотропен, но это не означает, что он является единственным АИСО. Могут существовать и другие изотропные ИСО = АИСО.

Пусть установка является галилеевым объектом, движется в АИСО и его ось ориентирована по направлению движения. Если рассматривать внешнее пространство как галилеево с абсолютными временем и длиной, то длина пути "вперед", очевидно, по сравнению с АИСО увеличивается, т.к. по мере продвижения волны вправо передняя стенка эталона (см. Рисунок 1.1, Рисунок 1.2) убегает от нее, а при движении "обратно" сокращается – задняя стенка подбегает к фронту волны. Поэтому общее время движения  $\Delta t'$  волны "вперед + обратно" в ГП с абсолютным временем формирования фронтов волн(!) по сравнению с изотропным случаем, равным  $\Delta t = 2L/c$  (1.6) изменяется.

Вычислим это изменение. Для этого решим систему уравнений для времен движения волны "вперед" и "обратно":

$$\begin{cases} L + v\Delta t'_{ab} = c\Delta t'_{ab} \\ L - v\Delta t'_{ba} = c\Delta t'_{ba} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \Delta t'_{ab} = \frac{L}{c-v} \\ \Delta t'_{ba} = \frac{L}{c+v} \end{cases} \rightarrow \quad (1.7)$$

Время движения "вперед + обратно"  $\Delta t'_{aba}$  будет равна:

$$\begin{aligned} \Delta t'_{aba} &= \Delta t'_{ab} + \Delta t'_{ba} = \frac{L}{c-v} + \frac{L}{c+v} = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} = \frac{2L}{c(1 - (v/c)^2)} = \frac{2L}{c(1 - \beta^2)} \\ &= 2\gamma^2 \frac{L}{c}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Далее величину  $(v/c)$  будем обозначать символом  $\beta$ , величину  $1/\sqrt{1-\beta^2}$  – символом  $\gamma$ , а величину  $1/(1-\beta^2)$  – символом  $\gamma^2$ . При  $c=1$  будем принимать  $\beta=v$ .

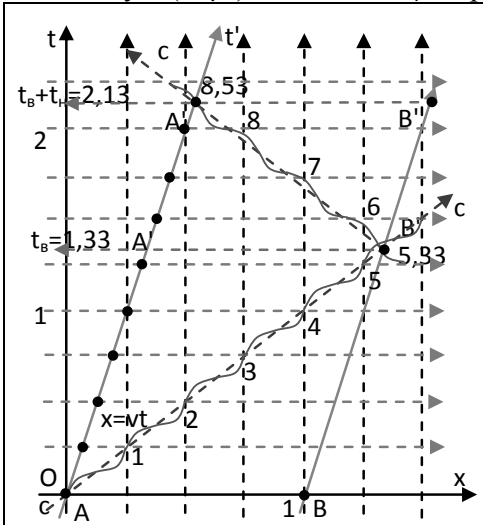


Рисунок 1.1

К расчету двустороннего распространения волны в движущемся в АИСО продольном эталоне АВ в случае использования абсолютного времени. Скорость движения эталона на рис. принята равной  $1/4$  скорости волны. Обратите внимание на увеличение времени движения  $\Delta t$  и полного фазного пути (N) фронта волны:  $2 \rightarrow 2,13$ .

Общая галилеева длина продольного пути в ИСО эталона будет равна

$$\begin{aligned} L'_{aba} &= c(\Delta t'_{ab} + \Delta t'_{ba}) = \frac{2Lc}{c^2 - v^2} c \rightarrow \\ &= \frac{2L}{1 - v^2} = 2\gamma^2 L, \end{aligned} \quad (1.9)$$

Рассчитаем количества волн в обоих направлениях и их общее количество для "исходной" эталонной частоты волны:

$$\begin{aligned} N'_{ab} &= c \left( \frac{\Delta t'_{ab}}{c} \right) = L'_{ab} \omega = \frac{Lc}{c-v} \rightarrow \frac{L}{1-v}, \\ N'_{ba} &= c \left( \frac{\Delta t'_{ba}}{c} \right) = L'_{ba} \omega = \frac{Lc}{c+v} \rightarrow \frac{L}{1+v}, \\ N'_{aba} &= N'_{ab} + N'_{ba} = \frac{2L}{1-v^2} = 2\gamma^2 L. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Вывод: т.к. мы имеем возможность подсчитать количества волн в обоих направлениях, то синхронизация абсолютным галилеевым временем формирования фронтов волн всегда позволяет локализовать источник в ГП.

Как видно из этих уравнений, если эталон синхронизируется галилеевым абсолютным временем, то условие стоячих волн для нашего эталона

нарушается:  $L'_{aba} \neq L_{aba}$ ,  $N'_{aba} \neq N_{aba}$ .

### Источник эталонного волнового поля

Самым важным объектом в нашей дальнейшей работы является эталон. А именно – волновой эталон. Именно он определит все свойства волнового ПВ. Теоретически эталон соответствует тому ПВ, или тем метрическим свойствам ее, которые имеются в ней. Для нас эталон должен соответствовать метрическим свойствам нашего реального ПВ. Это "соответствие" должно выражаться в идентичности показаний результатов измерений "теоретического" эталона реальным, используемым в экспериментах, результатам. Поэтому он может быть только реальным материальным объектом нашей действительности.

А реальные эталоны соответствуют тому, что мы видим и осознаем. Мы смотрим на окружающий нас мир нашими органами чувств, в частности, глазами и ушами. Именно через них мы получаем основной объем информации. Дополнительно получаем информацию через обоняние и осязание. Но основная работа по восприятию, пониманию и ее интерпретации производится в мозгу человека. В результате у человека появляются модели описания окружающей его реальности. Но точное описание с целью осознанного применения полученных знаний невозможно без эталонов. В качестве таких эталонов человечество использует электромагнитные технические эталоны определенной частоты: эталон времени соответствует определенному количеству периодов эталонной волны в конкретной точке, а эталон длины соответствует определенному количеству периодов эталонной волны между двумя точками в одно и то же время.

### Краткая теория волнового эталона

**Первый эталон** – это эталон времени, или часы. Именно через его свойства определяются абсолютность или относительность времени и расстояния. Время всегда определяется в той точке, где находится эталон времени. Т.е. в одной и той же точке. Определение "одной и той же точки" в принципе интуитивно понятно и соответствует месту нахождения источника периодического процесса, используемого в качестве эталона. Даже если они (часы) движутся. Уравнение движения и собственное время  $T$  одноместного волнового эталона времени (или часов) следующая:

$$A_s(t, r^i) = A_s \sin[\omega(t - t_s)],$$
$$T = \frac{\omega(t - t_s)}{\omega} = t - t_s. \quad (1.11)$$

Здесь  $s$  – идентификатор (индекс) эталона часов,  $t_s$  – время запуска часов. Как видно, время конкретных часов не зависит от пространственной координаты, но зависит от самих часов.

**Второй эталон** – это линейки, измеряющие расстояния. Актуальность измерения расстояний определяется тем, что различных точек, в которых может быть определено время, может быть множество – по количеству точек пространства. Есть ли связь между "временами" различных точек? Практика показывает, что ответ должен быть "да". Это означает, что существует множество точек ПВ, время в которых совпадает. Практический опыт человека показывает, что это пространство одновременных точек инвариантно. И события этого пространства одновременных точек для человека одновременны. И эта инвариантность не зависит ни от места, ни от движения человека и часов. Следовательно, часы в пространстве одновременных точек могут быть синхронизированы, чтобы показывали одно и то же время везде и всюду. Это – практика истории существования человека.

С т.з. абстрактной математики и уравнения (1.11) одновременными являются множества точек с одной и той же фазой в ПВ. Математики для этого случая предсказывают две возможности.

**Первый случай** соответствует галилеевому абсолютному пространству. В этом случае время не зависит от места в пространстве и скорости движения часов, и путем перемещения часов между собой их всегда и везде можно абсолютно синхронизировать. В этом случае говорят, что **время и пространство абсолютны**. После этого, как бы ни двигались и перемещались часы, они всегда будут показывать одно и то же время. Это понятно человеку на уровне интуиции.

**Во втором случае** ход часов может зависеть от их взаимного положения и движения, и при перемещении их по разным траекториям они рассинхронизируются, что означает –

будут показывать разное время. Это также означает, что в этом случае **пространство и время относительны**. Поэтому задача физика (исследователя, экспериментатора, ...) – дать ответ и на этот вопрос: ПВ абсолютно или относительно? И как их синхронизировать? Ответ может дать только опыт. Но теоретически необходимо рассмотреть все возможные случаи, которые предсказывает математика, и выбрать алгоритмы для постановки экспериментов с целью выбрать правильное, соответствующее реальности.

**После синхронизации часов и определения пространства одновременности можно приступить и к измерению расстояний.** Уравнение состояния волнового эталона, измеряющего расстояния, следующая:

$$A_s(t, r^i) = A_s \sin[\omega_0(t - t_s) - \omega_i(r^i - r_s^i)]. \quad (1.12)$$

Здесь  $s$ , как и выше – идентификатор (индекс по какому либо признаку, в рассматриваемом случае – смещения точки начала отсчета координат) эталона. Само расстояние  $L_s$  от эталона до произвольной точки пространства определяется фазой уравнения волны (1.12) в точке нахождения другого объекта при постоянном значении времени:

$$\begin{aligned} A_s(t, r^i) &= A_s \sin \omega_i(r^i - r_s^i), \\ L_s &= \frac{\omega_i(r^i - r_s^i)}{\omega}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Но уравнение (1.13) определяет расстояние до другой точки не однозначно. В общем случае оно дает координату точки как проекция на данное направление. Взяв в качестве эталонной волны волну с другим направлением распространения  $\omega_i$ , получим другое расстояние. Из векторной алгебры известно, что для однозначного определения положения определенной точки в  $N$ -мерном ПВ и расстояния до нее необходимо определить  $N$  координат. Этого можно достичь, определив  $N$  волновых полей  $A_n(t, r^i)$ .

$$\begin{aligned} A_n(t, r^i) &= A_n \sin[\omega_{n0}t - \omega_{ni}r^i]: i, n \in \{0..3\}, \\ L_{ns} &= \frac{\omega_{ni}(r^i - r_s^i)}{\omega_n}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

( $n = 0$  соответствует волновой координате  $t$ ). Взаимная перпендикулярность волновых полей определится как неизменность дополнительных к ним координат вдоль однофазной "поверхности". А расстояние  $L_s$  в общем случае определится как инвариант через билинейный метрический тензор:

$$\begin{aligned} L_s^2 &= g_{ij}L_{ns}^i L_{ns}^j: i, j, s \in \{1..3\} \\ s^2 = L_s^2 &= g_{ij}L_{ns}^i L_{ns}^j: i, j, n \in \{0..3\}, L_0^0 = T. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Вторая формула здесь определяет универсальный скалярный "интервал"  $s$  для двух произвольных 4-точек.

### Двусторонняя волновая метрика

Определимся с определениями "односторонняя и двусторонняя волновая метрики". Если "односторонняя волновая метрика" определяется на основе распространения фронта волны от т.А до т.В:

$$A = A_s \sin(\omega_0 t - \omega_i r^j) \rightarrow \Delta L = \frac{\varphi_B - \varphi_A}{\omega}, \quad (1.16)$$

то двусторонняя метрика определяется на основе распространения фронта волны одной и той же частотой  $\omega_0$  от т.А до т.В и обратно в сопутствующей с.о.:

$$\begin{cases} A' = A_s \sin \omega_0 (t - c'_i r^j) \\ A'' = A_s \sin \omega_0 (t + c''_i r^j) \end{cases} \rightarrow \quad (1.17)$$

$$\Delta s = \frac{(\varphi'_B - \varphi'_A) + (\varphi''_A - \varphi''_B)}{2\omega_0}.$$

Здесь  $A'$  – уравнение волны, распространяющейся в направлении от т.А до т.В, а  $A''$  – уравнение волны, распространяющейся в обратном направлении.

### Волновой резонатор как источник эталонной волны

Далее мы будем рассматривать (или исследовать) волновое пространство посредством специальных эталонных источников волновых полей – резонаторов – в которых замкнутость движения фронтов волн волновых эталонов обеспечивается конструктивно и/или автоматически. Это может быть технически сконструированный объект, но может быть и естественным природным объектом – элементарной частицей или процессом, обладающий свойством стабильности в пространстве и времени и используемый прямо или косвенно как источник эталонного поля для создания (практического, мысленного, ...) волнового эталона. Причем предпочтение отдается второму – природному, а первое – конструктивное определение – в этом случае оказывается вторичным – но при этом они теоретически остаются равноправными, а технически – до ошибки использования. Стабильность означает, что любые два одинаковых "эталона" при движении в ПВ вдоль произвольной траектории при совмещении в другом месте совместятся.

Пусть источник эталонной волны – конструктивный элемент (с учетом вышеприведенного замечания о ее вторичности и равноправности). И это вовсе не точечный источник. Но и не бесконечный. В качестве модели конструктивного объекта такого источника возьмем ограниченный определенными размерами (длиной, шириной, глубиной) волновой резонатор, имеющей инвариантные параметры цикличности в ПВ (см. Рисунок 1.2).

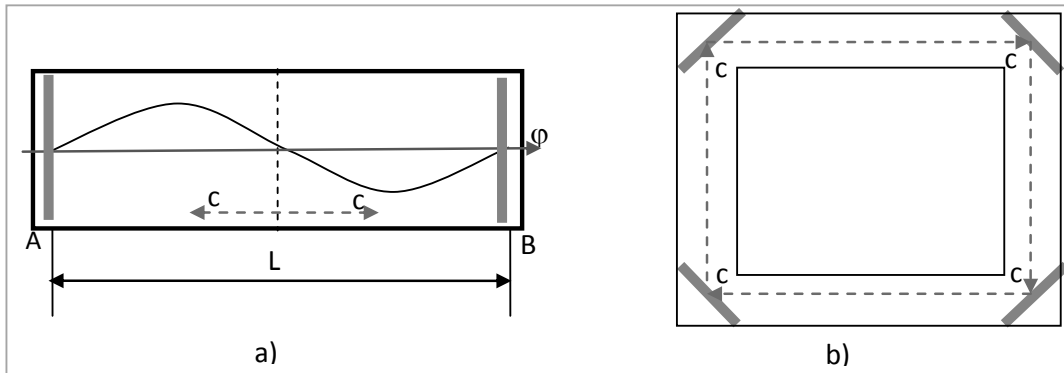


Рисунок 1.2

Модель эталонного генератора эталонной волны.

- а) линейный резонатор с двунаправленным распространением луча между двумя зеркалами; б) с распространением луча вдоль кольцевого замкнутого резонатора.

Зеленым цветом выделены зеркала, красным – траектории (с направлениями) движения волн, "с" – скорость фронта волны..

Полученный волновой резонатор как элементарная ячейка можно распространить на все ПВ. С т.з. распространения волн такой эталонный резонатор ничем не отличается от "мысленной

экспериментальной установки", рассмотренной в части Сплошная среда как носитель волновых полей .

Резонатор как эталон по определению обладает всеми свойствами эталона, основной из которых – его инвариантность: как бы ни двигался и ни поворачивался резонатор, он обязан оставаться эталонным резонатором (или мы должны постулировать это). Хотя бы потому, что человек интуитивно принимает любое техническое устройство как нечто постоянное, неизменное. Конечно, если это не специальное устройство, которое должно быть изменяющимся по построению. Резонатор работает на волнах, распространяющихся в обе стороны (или одну сторону – для циклических, но замкнутой траекторией в ИСО ) вдоль ее оси, и именно это свойство делает его резонатором.

Мы знаем, что в галилеевом пространстве галилеевы резонаторы при движениях и поворотах в силу эффекта Доплера должны менять частоту своей волны. А это означает, что резонаторы могут и не быть галилеевыми объектами. И они в этом случае должны (или могут) менять свои размеры и частоту в зависимости от скорости своего движения и направления таким образом, чтобы соответствовать условию быть эталонами и генерировать условную эталонную частоту и/или длину волны. Изменение частоты в некоторой интерпретации будет эквивалентно изменению скорости течения времени, собственного волнового времени, принятого за эталонное время.

В качестве независимого источника волнового поля возьмем линейный резонатор с условной длиной  $L = 1$  ед (ед.длины), в котором будет возбуждаться материальная волна с длиной волны 1 ед и периодом 1 ед (ед.времени) (см. Рисунок 1.2а). Противоположные активные (или рабочие) стенки резонатора обладают "зеркалирующими" свойствами, т.е. отражают набегающие на них волны по законам Гюйгенса. Не рабочие стенки резонатора могут обладать достаточно произвольными свойствами – от "зеркалирования" до полной прозрачности. Но это технические детали. Природа избирательного зеркалирования, также как и избирательная прозрачность, устойчивость работы/существования рабочего/естественного резонатора – здесь не рассматривается. Если делается вывод о его неустойчивости – то такой резонатор по определению не может существовать в реальности и/или не может быть использован как эталонный.

Резонатор может быть построен и на односторонней волне. Но для этого он должен быть не линейным, а тороидальным или циклическим. В галилеевом неограниченном пространстве его можно построить как циклический по схеме Рисунок 1.2b. В циклическом пространстве уже по предварительному условию имеется некоторое циклическое условие замкнутости для построения (или использования) в качестве эталона длины и времени. Циклический и двунаправленный резонаторы сходятся в том, что путь волны в них в ИСО, в котором они покоятся, является замкнутым.

Примером циклического пространства является цилиндр. Их отличие от линейных в том, что луч проходит путь, имеющий кольцевую форму. На Рисунок 1.2b "кольцо" имеет форму квадрата (или прямоугольника) и состоит из четырех отдельных участков, которые луч проходит последовательно и возвращается в исходную точку для повторения маршрута. "Кольцо" может иметь и форму других многоугольников. Также предполагается, что для возможной "основы" волны (возможно, это – физический "вакуум", а может быть, это тот самый пресловутый "эфир") технические резонаторы абсолютно прозрачны. Это предположение, конечно достаточно спорное. И это достаточно актуальный физический вопрос для использования эталонов на основе резонанса на двусторонних и замкнутых волнах.

Кроме представленных выше резонаторов, возможно существование и "экзотических" резонаторов, путь фронта волны в которых проходит в дополнительных измерениях. Если

эти дополнительные измерения реально являются циклическими, то получатся естественные "резонаторы". Но, как известно, дополнительные измерения человеку недоступны, и их использование возможно только для реальных природных резонаторов. Например, элементарных частиц, имеющих "фундаментальную" структуру в дополнительных измерениях. И без проблем, упомянутых выше. Для таких "резонаторов" в принципе не может быть поставлен вопрос об их "прозрачности": они безусловно прозрачны. Далее мы не будем ставить вопрос о прозрачности в том смысле, в котором это упомянуто выше.

Множество резонаторов в каждой точке реального 4-мерного пространства может находиться в четырех независимых положениях по количеству реальных пространственных измерений: одно временное и три пространственных. И они все одновременно находятся в одном общем ПВ. При таком определении пространственные и временное направления становятся зависимыми по определению и должна производиться взаимная синхронизация пространственных и временного направлений.

Как известно из общей физики (и механики), если по замкнутой длине резонатора укладывается целое число волн (для двунаправленного резонатора по общей длине "туда и обратно"), то в ней может быть возбуждена стоячая волна. Линейный резонатор – это двунаправленный объект (типа "отрезок", а не "луч"), и направление определяется направлением распространения волны в резонаторе: "вперед + обратно". Именно это свойство резонатора и будет использовано для конструктивно созданного генератора эталона длины и времени. Предполагается, или более того – постулируется, что, как бы ни перемещались такие объекты в ПВ, они всегда при любом перемещении (в т.ч. и вращений) и взаимном совмещении совместятся абсолютно. И это – абсолютное свойство эталонов. По определению. Эта операция очень напоминает совмещение объектов при их сравнении в евклидовом пространстве операциями перемещения и поворота.

Движущийся в ПВ эталон в общем случае может быть ориентирован определенным образом по отношению к направлению своего движения в АИСО. Двусторонне направленные волновые эталоны могут быть двух крайних типов – продольные и поперечные. Продольные эталоны могут быть только линейными и ориентированными в направлении движения эталона. В свою очередь, поперечные эталоны могут быть организованы как в физическом 3-мерном пространстве – линейные и кольцевые, а также в дополнительных перпендикулярных измерениях.

Способ синхронизации времени формирования фронтов волн могут быть абсолютными и относительными. Относительная синхронизация производится сигналами, распространяющимися с конечной скоростью, абсолютная – с бесконечной.

Далее рассмотрим различные виды эталонных резонаторов в различных ориентациях, соответствующие им Пространства и определяемые ими метрики. В данной работе по возможности будут рассмотрены все возможные варианты или хотя бы упомянуты.

Также далее я не буду отличать "эталон", "резонатор", "эталонный резонатор" и буду предпочитать "эталон".

## **2. Волновые метрики ВП АИСО ГП**

В данном разделе рассмотрим изменение метрики ВП в ГП при галилеевых преобразованиях тензоров и координат (ГПТК) при использовании галилеевых эталонов.

### **Волновая метрика покоящегося АИСО**

Покоящееся в ПВ АИСО технически соответствует выбору координат таким образом, что с т.з. распространения волн она изотропна и однородна. Если АИСО – это ВП, то это



значит, что элементы ВП как модели с.с. находятся в состоянии покоя относительно ПВ. Это означает, что АИСО и соответствующее ей условное ВП находятся во внешнем изотропном однородном ВПВ.

Рассмотрим поведение эталона в условном изотропном АИСО ВП. В силу изотропии АИСО такой эталон должен быть в ней также изотропным, т.е. ее параметры должны приниматься как эталонные при любом перемещении и повороте. Это означает, что "деформации" при перемещениях и поворотах эталона не происходит. В силу этого предположения покоящийся "эталон" всегда синхронизируется с эталонами времени и длины базового ПВ. Произвольного базового ПВ. Всегда и везде. В т.ч. и ГП. Соответствующая ей волновая интервальная метрика соответствует галилеевой и будет следующей:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 \rightarrow$$

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

При скорости фронта волны  $c$  в ВП условно равной единице (по праву выбора единицы измерения) волновая метрика будет следующей:

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 \rightarrow$$

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

В дальнейшем я буду предпочитать эту метрику как основную.

**Замечание 1.** Данная метрика может соответствовать волновым пространствам с различными свойствами. Как галилеевым с абсолютным пространством и временем, так "релятивистским". В выделенной как АИСО с.о. метрика симметрична и однородна.

**Замечание 2.** Практически предыдущим замечанием мы ввели понятие множественности метрик в изучаемом пространстве: внешняя метрика некоторого "условного" пространства–времени (которая "случайно" может совпасть с ГП и "абсолютные" параметры которого условно недоступны) и внутренняя "материальная" "волновая" метрика относительно доступных для наблюдения и изучения наблюдателями волновых параметров.

**Замечание 3.** Если в ПВ при перемещении и повороте эталона его "длина" будет изменяться по сравнению с длиной внешних эталонов – в силу своих "неизвестных" свойств – он останется эталоном в соответствии с приведенным выше свойством эталонов: два эталона при перемещении и повороте будут деформироваться тождественно и поэтому всегда будут совмещаться и будут продолжать выполнять роль эталона. Т.е. сами эталоны как линейные элементы не почувствуют какой либо деформации. Но этот случай в этой работе рассматриваться не будет.

### **Волновая метрика движущегося в ГП ИСО относительно покоящегося АИСО**

Здесь рассмотрим волновую метрику движущегося в ГП со скоростью  $v$  галилеева ИСО в условно покоящемся в ГП АИСО (проще – ИСО движется в покоящемся АИСО). С т.з. модели это соответствует волновой метрике подвижного ИСО с т.з. его же наблюдателя

(см. Рисунок 2.1) в эталонах ГП<sup>4</sup>. Для этого рассмотрим преобразования галилеевых

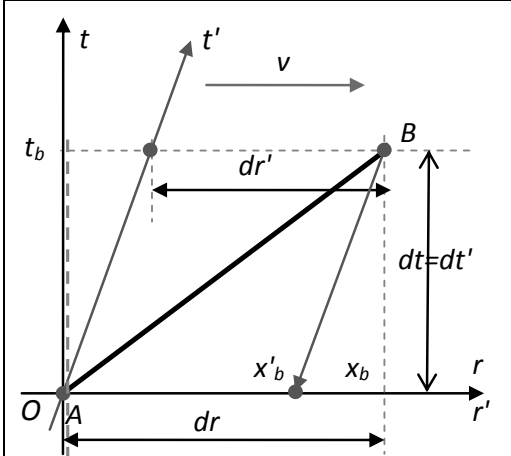


Рисунок 2.1

К расчету метрики ВП при галилеевых преобразованиях координат. Здесь  $A$  и  $B$  – два события в ПВ,  $v$  – скорость волнового АИСО (или ИСО).

координат из АИСО в штрихованные координаты ИСО (см. Рисунок 2.1). Координаты в ИСО:

$$\begin{cases} t' = t, \\ x' = (x - vt), \end{cases} \quad (2.3)$$

Здесь  $v$  – скорость ИСО относительно АИСО,  $t, t', x, x'$  – это галилеевы координаты ПВ (особо замечу – в данном случае это не волновые координаты ПВ). Использование галилеевых преобразований в данном случае предполагает, что используются галилеевы эталоны времени и длины при формировании фронтов условных волн. Обратные преобразования следующие:

$$\begin{cases} t = t', \\ x = (x' + vt'), \end{cases} \quad (2.4)$$

Найдем волновой интервал ИСО. Для этого подставим в (2.2) дифференциалы координат из (2.4):

$$\begin{aligned} ds'^2 &= ds^2 \rightarrow \\ ds'^2 &= dt'^2 - (dx' + vdt')^2 = \\ &= dt'^2 - (dx'^2 + vdx'dt' + vdt'dx' + (vdt')^2) = \\ &= (1 - v^2)dt'^2 - 2vdx'dt' - dx'^2. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Соответствующий ей волновой метрический тензор (метрика в ИСО) будет следующий:

$$g'_{ij} = \begin{pmatrix} 1 - v^2 & -v^j & 0 & 0 \\ -v^i & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Это – волновая метрика АИСО в с.о. движущегося ИСО. Отмечу особо: ПВ, система координат и их преобразования здесь галилеевы. При этом ни длины, ни промежутки времени вдоль "абсолютных" направлений не изменяются. А волновая метрика, как видно, получилась не ортонормированной. Подтверждающий анализ – далее.

### Волновая метрика покоящегося в ГП ИСО в движущемся АИСО

Здесь рассмотрим волновую метрику покоящегося в ГП галилея ИСО в условно движущемся со скоростью  $v$  в ГП АИСО

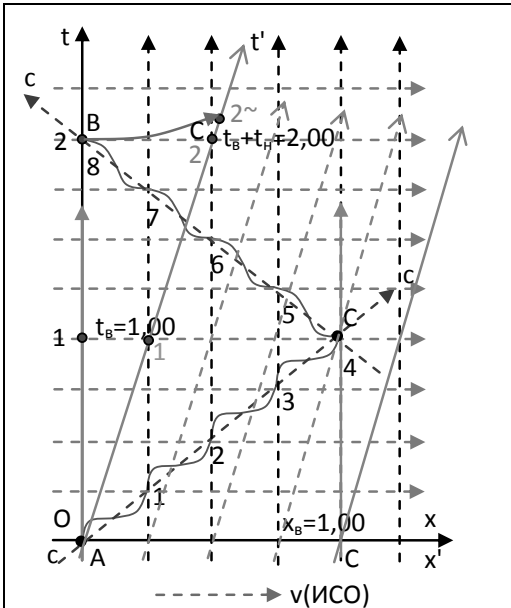
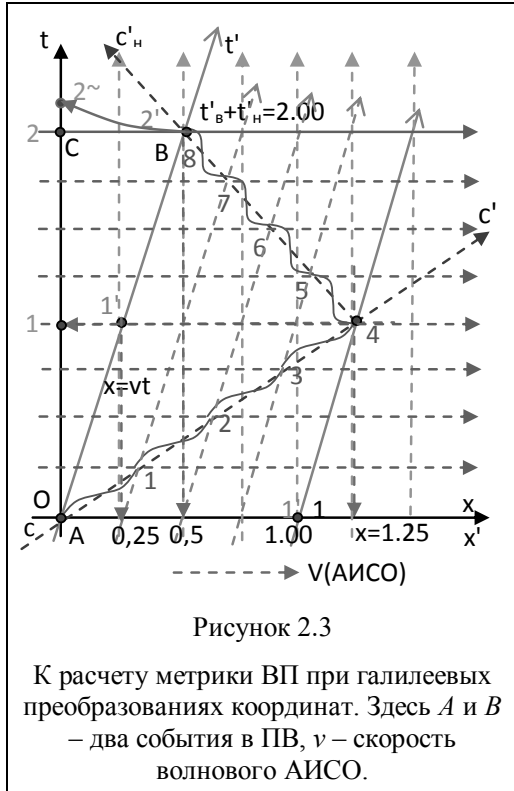


Рисунок 2.2

К расчету метрики ВП при галилеевых преобразованиях координат. Здесь  $A$  и  $B$  – два события в ПВ,  $v$  – скорость волнового ИСО.

<sup>4</sup> Извините, как то написал сложновато. Имеется в виду, что для построения метрического тензора используются часы и линейки ГП. Это еще без соответствующей интерпретации никак не СТО. Несмотря на наличие в результате аналога релятивистского коэффициента. Это ГП.

(проще – АИСО движется в покое ИСО). С т.з. модели это соответствует волновой метрике галилеевой неподвижной относительно ГП ИСО<sup>5</sup> (см. Рисунок 2.1, Рисунок 2.3). Обратите внимание: количество волн и время движения "туда и обратно" в АИСО одно и то же. С т.з. перспективы использования данного соотношения между ИСО и АИСО этот вариант более перспективен, т.к. позволяет рассматривать движение материальной точки в ГП в поле произвольно движущегося ВП с геометрической т.з. с действием, равным волновому интервалу. "В произвольно движущейся" предполагает, что допускается существование внутренних движений в ВП (как модели с.с.) как функция от координат и времени:  $v = v(t, r)$ .



То, что эта метрика будет отличаться от (2.1) и (2.2), ясно хотя бы из того, что скорость фронта волны будет не изотропной. И наличие эффекта Доплера. Внутренняя метрика АИСО должна соответствовать (2.1) и (2.2), но только в ее собственной с.к. (координаты должны быть взяты со штрихами – координаты в с.о. АИСО).

Для решения этой задачи рассмотрим преобразования штрихованных волновых координат АИСО:

$$\begin{cases} t' = t, \\ x' = (x - vt). \end{cases} \quad (2.7)$$

Здесь  $v$  – скорость АИСО относительно ИСО. Временные и пространственные координаты остаются абсолютными – в силу нашего выбора, и часы каждого ИСО должны синхронизироваться бесконечно быстрыми сигналами с АИСО. Т.к. оси координат  $y$  и  $z$  нами не задевались, то они остались без изменений.

Собственная волновая метрика движущегося в ГП АИСО будет следующей:

$$ds'^2 = dt'^2 - dx'^2. \quad (2.8)$$

Как видно, они соответствуют покоящемуся в ГП АИСО.

Найдем волновую метрику покоящегося в ГП ИСО, в котором находится подвижное АИСО. Учитывая, что в АИСО справедливы соотношения (2.8) и (2.7), имеем:

$$\begin{aligned} ds^2 &= ds'^2 = dt'^2 - dx'^2 \rightarrow \\ ds^2 &= dt^2 - (dx - vdt)^2 = \\ &= dt^2 - (dx^2 - vdxdt - vdt dx + (vdt)^2) = \\ &= (1 - v^2)dt^2 + 2vdxdt - dx^2. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Соответствующий ей симметричный волновой метрический тензор (метрика в ИСО) следующий:

<sup>5</sup>См. предыдущую сноску.

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 - v^2 & v^j & 0 & 0 \\ v^i & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Это – волновая метрика в с.о. покоящегося ИСО движущегося в ГП АИСО. Как видно, метрика опять не ортонормированная. Только изменился знак при скорости ИСО (и/или АИСО).

### Анализ по полученным волновым метрикам ИСО ГП

Здесь опять повторяю особо: ПВ, система координат и их преобразования галилеевы.

Волновые метрики рассмотренных "волновых" (точнее, галилеевых) с.к. получились явно не ортонормированными. Причем первая метрика (2.6) практически ничем не отличается от метрики (2.10) – разница только в знаке "+" или "-" при скорости  $v$  ИСО (или

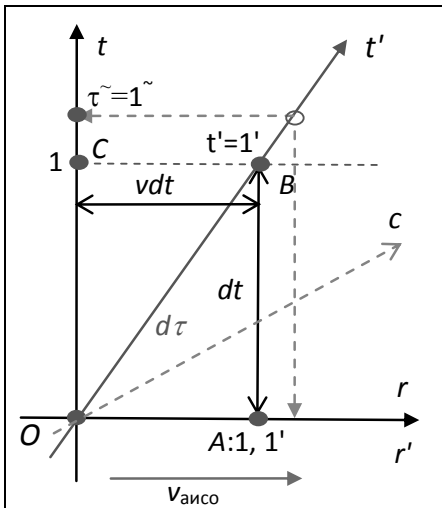


Рисунок 2.4

К расчету "интервал" времени и расстояния ВП при галилеевых преобразованиях координаты  $t$ . Величина "замедления" времени (2.12) на рисунке изображается гипотенузой "гиперболического" треугольника  $OAB$ . Единичные значения штрихованных волновых координат определяются точкой  $1\tilde{}$ .

АИСО), что соответствует изменению направления скорости ИСО относительно АИСО. Т.е. эти метрики отличаются только тем, что АИСО и ИСО поменялись местами. Поэтому их можно и не различать. Проанализируем эти случаи.

### Волновое "интервальное" время в ИСО ГП

Найдем собственное интервальное время  $d\tau'$  движущейся вместе с АИСО м.т. вдоль оси  $t'$  АИСО. В соответствии с (2.1) и (2.2), имеем:

$$d\tau'^2 = ds^2_{dx'=0} = dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 \rightarrow d\tau' = dt'. \quad (2.11)$$

Используя (2.7) и метрический тензор (2.10) в покоящемся ИСО, и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dx = 0$ , для собственного интервального времени  $d\tau$  ИСО имеем (см. Рисунок 2.4):

$$\begin{aligned} d\tau^2_{dx=0} &= (1 - v^2)dt^2 \pm 2vdt dx - dx^2 - dy^2 - dz^2 = \\ &= (1 - v^2)dt^2 \rightarrow, \\ d\tau_{dx=0} &= \sqrt{1 - v^2}dt. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Здесь  $\pm v$  – скорость АИСО относительно ИСО.

Выражение (2.12) говорит о том, что собственные интервальные времена "временного" направления различных с.о. в ГП отличаются: **собственное интервальное время объектов ИСО замедляется по сравнению с АИСО**. Физически оно может быть интерпретировано как уменьшение гиперболического расстояния, проходимого м.о. по мировой линии  $OC$  в ИСО, по сравнению с мировой линией  $OB$  в АИСО.

Если проанализируем эту же ситуацию на основе метрического тензора (2.6), получим этот же результат. Это говорит о том, что ситуация зависит только от модуля взаимной скорости ИСО и АИСО.

### Волновое "интервальное" расстояние ИСО ГП

Найдем собственные интервальные расстояния в ИСО наблюдателя вдоль направления движения. Используя метрический тензор (2.10) для расчета пространственного интервала, имеем:

$$\begin{aligned} dl^2 &= -ds^2_{dt=0} \rightarrow \\ dl^2 &= \pm[(1 - v^2)dt^2 - 2vdt dx - dx^2 - dy^2 - dz^2]_{dt=0} = dr^2; \\ dl_{dt=0} &= |dr|. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Формула пространственного интервала (2.13) говорит о том, что 3-мерные интервальные расстояния **вдоль оси  $x'$**  АИСО не изменяются. На Рисунок 2.4 результат (2.13) изображается "основанием" "гиперболического" треугольника *OAB*.

Здесь возникает вопрос: почему интервальные "расстояния" (2.13) движущихся объектов не изменились? Ведь по СТО А.Эйнштейна их длины как минимум должны сократиться. Даже в ГП при движении источника время движения и длина волны зависят от скорости источника волны. Ответ кроется в использовании преобразовании координат (2.7). Эти преобразования предполагают, что это АИСО является АИСО ГП и как единое целое движется в ГП со скоростью  $v_{\text{исо}}$ , в соответствии с законом сложения скоростей в ГП, не меняя свою внутреннюю пространственную геометрию. Парадигмы АИСО в ГП, галилеевых эталонов, формулы сложения скоростей и неизменности расстояний между элементами АИСО в ней при этом никуда не ушли. Аналогом такого ВП является однородная изотропная твердая сплошная среда классической физики.

### Координатная система полученного волнового пространства

Основной вывод – галилеевы координаты ИСО не соответствуют ее ортонормированной волновой метрике, соответствующей АИСО. Причиной этого является неортонормированность волновой системы в галилеевых координатах ИСО  $(t, x)$  и ее движения относительно АИСО:  $NO\{dt \perp dr\}$ . И такая ситуация будет проявляться и далее при рассмотрении других случаев и получении неортонормированного метрического тензора с абсолютным релятивистским временем ИСО<sup>6</sup>.

Хочу еще раз отметить одно очень важное обстоятельство: данные результаты и выводы получены исключительно при использовании галилеевых преобразований к 4-мерным координатам ПВ (2.7) (и (2.3)) в отношении распространения волн в ВП, в которой скорость распространения фронта волн в с.о. АИСО изотропна. Координатные время и расстояния при этом, в соответствии с (2.3) и (2.7) – не изменяются и остаются галилеевыми! Но выражение для интервального времени (2.12) в ИСО этой с.о. изменяется.

Возможно ли по полученной метрике (2.10).. (2.12) построить координатную систему волнового ПВ? Честно отвечу – вопрос поставлен неправильно. Координатная система, соответствующая вопросу, уже имеется – это координатная система ГП. И преобразования координат эти же самые – (2.3) и (2.7). Все расчеты получены в ней. В полученном ВП, построенном в рамках ГП, дополнительно появилась своя 4-метрика (2.6), отличающаяся от собственной абсолютной метрики ГП и интерпретированная как свойство материальной АСО в ВГП. Правда, эта 4-метрика оказалась не ортогональной и даже не нормированной.

А хотелось бы получить ортонормированную систему координат и метрику.

<sup>6</sup> "С абсолютным релятивистским временем ИСО" означает, что при преобразованиях координаты времени всегда выполняется условие  $t' = \gamma t$ , где  $\gamma$  - некоторый коэффициент, зависящий от скорости ИСО.

Далее можно поставить вопрос – а каким временем формируются фронты волн источников (генераторов) волн в волновом пространстве? Координатное галилеево время используется для формирования фронтов галилеевых волн в АИСО<sup>7</sup>. **А в волновом пространстве, связанном с АСО и/или АИСО, фронты волн должны формироваться в волновом времени (2.12).** И, следовательно, в соответствии с (2.12) координатное время ИСО, синхронизированное с собственным волновым временем, должно замедляться на релятивистский коэффициент. Как следствие, это обстоятельство должно повлиять и на измерение пространственных волновых расстояний: а именно – волновые расстояния должны сокращаться на этот же коэффициент. Но и это не все. Формирование волн в собственном времени должно повлечь за собой и определение процедуры синхронизации времени в волновых ИСО.

И все эти задачи вполне разрешимы. Но обо всем этом далее и в другом, конструктивном, с т.з. волн, изложении.

### **Продольный эталон в ГП**

Здесь и далее будем рассматривать волновые метрики ГП с т.з. использования в них продольных и поперечных волновых эталонных резонаторов в качестве волновых "эталонов".

Расчет продольного эталона проводится с использованием формул (1.6) .. (1.10).

Пусть продольный эталон движется в АИСО. Из (1.10) видно, что условие резонанса для волн в эталоне при использовании галилеевых времени и длины действительно нарушается: количество волн на полном волновом пути эталона отличается от такого же в состоянии покоя, поэтому "резонансная" стоячая волна уже не может иметь прежние частоту и/или длину пути. Но эталон как эталонный объект, не должен изменять свои волновые параметры, а это означает, что, по крайней мере, он не должен выходить из состояния резонанса при движении.

Для удовлетворения данному условию можно предположить следующие варианты (рассмотрение данных вариантов дано в следующих разделах):

1) галилеевы размеры эталона при движении не изменяются, и количество волн вдоль полной длины эталона по сравнению с изотропным случаем в ИСО ГП должно остаться прежним. Следствием этого предположения является замедление скорости течения времени.

2) Иначе необходимо принять противоположное решение – принять, что время, частота и количество волн вдоль полной длины эталона останутся прежними, галилеевыми, но, как следствие, эталон должен сокращаться в продольном направлении на тот же коэффициент.

В обоих случаях волновая скорость распространения фронта волны должны остаться равными  $c = 1$  по условию сделанного выше "предположения". Причину такого поведения эталонов здесь не буду рассматривать – просто так, возможно, устроена Природа (можете не верить – и будете правы).

### **Эталон является галилеевым пространственным объектом**

Здесь примем к рассмотрению вариант 1)<sup>8</sup>.

Для того, чтобы резонанс проявился и в этом случае, при прежней длине полного волнового пути "вперед + обратно" в ИСО, галилеев период должен быть длиннее (см. (1.6) ..

---

<sup>7</sup> Координатное галилеево время синхронизировано с волновым в АИСО.

<sup>8</sup> "Эталон является галилеевым пространственным объектом" в данном случае означает, что его линейные размеры при движении в продольном направлении в ГП не изменяются, но скорость течения времени может изменяться, но при этом остается условно абсолютным.

(1.10), а галилеева частота должна быть меньше и равна:

$$\omega' = \omega(1 - v^2) = \frac{\omega}{\gamma^2}. \quad (2.14)$$

Здесь  $v$  – скорость ИСО в АИСО. При этой частоте на пути "вперед + обратно" уложится ровно столько же волн, сколько в АИСО в состоянии покоя, т.е. волновые расстояния (длины) также должны сокращаться. Но это сокращение компенсируется общей длиной пути "вперед + обратно", и реального сокращения координаты  $x'$  не произойдет. Но в связи с

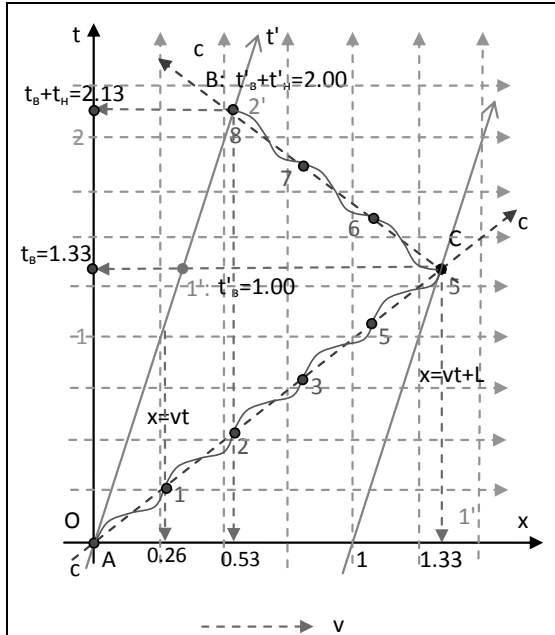


Рисунок 2.5

К расчету двустороннего распространения волны со скоростью распространения  $v = 1/4c$  в движущемся в АИСО продольном эталоне [A1] в случае использования собственного волнового времени и расстояния.

замедлением скорости течения времени и формированием фронтов волн в этом времени произойдет укорочение волновых расстояний и по другим направлениям – а именно, по осям  $y$  и  $z$ , в предположении абсолютности времени и синхронизации фронтов волн эти временем,

на этот же коэффициент. А это приводит к следующим преобразованиям волновых координат из АИСО (см. Рисунок 2.5):

$$\begin{cases} t' = t(1 - v^2), \\ x' = x - vt, \\ y' = y(1 - v^2), \\ z' = z(1 - v^2). \end{cases} \quad (2.15)$$

Эти уравнения преобразования координат, а конкретно, ее первая строка – (2.15):1, также предполагают существование процедуры мгновенной синхронизации часов по всему ПВ и условно абсолютного времени. Именно этими часами и формируются фронты распространяющихся в ПВ волн.

Здесь необходимо объяснить, почему изменяются координаты вдоль перпендикулярных осей  $y$  и  $z$ . Это связано с тем, что если замедляется скорость течения волнового

времени, то оно скажется и на распространении волн вдоль этих перпендикулярных направлений, и длины волн вдоль этих направлений должны увеличиться – вопреки анонсированному в заголовке. Результатом таких преобразований координат будет "распухание" эталона длины и замедление скорости течения времени в ИСО ГП по сравнению с АИСО.

Как видно из этих формул, время в ИСО течет медленнее, расстояния сокращаются на один и тот же коэффициент  $(1 - v^2)$ . Но сказать, что этим мы получили истинно волновые координаты, я не могу. Ситуация все же отличается от ситуации "покоя". Хотя бы потому, что, несмотря на равенство средней частоты "вперед + обратно" в ИСО, количества волн в направлении "вперед + обратно" отличаются друг от друга – см. (1.10). И только их среднее значение остается удовлетворяющим волновым координатам, точнее – "псевдоволновым" координатам. Псевдоволновые координаты отсчитываются по изменению половины полной фазы волны в направлении "вперед + обратно". А это позволяет отличать движущееся ИСО от АИСО.

### Волновая метрика с т.з. собственного эталона

Найдем собственную координатную волновую метрику этого пространства. В силу того, что преобразования (2.15), в силу "договорного" выбора эталонов времени и длины, "абсолютности" времени и "масштабности" расстояний, являются ортогональными и нормированными, сразу же можем написать метрический тензор (2.16). Как видно, он тривиален.

$$g'_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

При формировании фронтов волн в абсолютном времени система взаимно ортогональных волн остается ортогональным.

Но преобразования координат, выполняющиеся по уравнениям (2.15), уже являются камнем в огороде сторонников абсолютного, неизменного, инвариантного, ... скорости течения времени и расстояний в ПВ: **время в разных с.о. может течь с разной скоростью.** Не важно, что волновых. Но основное свойство абсолютности ГП остается в силе – "плоскость" одновременности остается инвариантным при любых параметрах преобразования координат (2.15). Назовем такое пространство условно–абсолютным.

Напрашивается вопрос: а что покажет эксперимент Майкельсона–Морли в таком пространстве? Ответ: эксперимент Майкельсона–Морли в таком пространстве покажет тот же известный всем результат. Опять же в силу договорного выбора нами волновых эталонов длины и времени.

Еще один вопрос: можно ли экспериментально детектировать условно–абсолютный характер ПВ, связанный с этим уравнением преобразования волновых координат? Ответ – да. Это можно сделать так. Вдоль траектории движения пробных часов в пространстве расставим синхронизированные неподвижные часы. Пробные часы в начале также синхронизируются с неподвижными часами. Отправим пробные часы (на основе нашего эталонного резонатора) в движение по траектории и будем фиксировать показания пробных часов с неподвижными в каждой контрольной точке (в принципе достаточно и двух контрольных часов – в начале и конце пути). Если сравниваемые часы будут показывать разные времена – значит, верны наши предположения о разных скоростях хода часов. Также мы можем продетектировать количество волн в каждом направлении – "вперед" и "обратно" – путем расстановки приборов для измерения напряженности и записи их показаний в синхронизированное время.

Правда, встречал возражения другого порядка: **часы, отсчитывающие время физиков,** могут тикать с разными скоростями при движении, а **реальное ВРЕМЯ** все равно абсолютно, и СТО Эйнштейна поэтому ложная теория – это возражение оставлю без комментариев. Ну разве что реплику – "реальные" часы должны быть доступны физикам, иначе и говорить о них не имеет смысла. Как только они будут доступны – другое дело. Кстати, в рассматриваемом случае абсолютное время АИСО ГП доступно.

### Волновая "интервальная" метрика с т.з. инварианта "интервал" модельной ВП

Найдем волновую метрику этого пространства с т.з. признания инвариантного интервала ВП. Здесь сделаю существенное замечание: представленный продольный эталон будет использоваться далее только как эталон времени и длины ортонормированного



преобразования (2.15), но никакие фронты распространяющихся волн по ней не будут формироваться. Фронты волн по ней формировались в предыдущем разделе с результатом, представленным формулой собственной волновой метрики (2.16). В данном случае мы будем сравнивать ортонормированную геометрию данного пространства с геометрией ВП с т.з инварианта "интервал".

Обратные к (2.15) преобразования следующие:

$$\begin{cases} t = \frac{t'}{1-v^2}, \\ x = x' + \frac{vt'}{1-v^2}, \\ y = \frac{y'}{1-v^2}, \\ z = \frac{z'}{1-v^2}. \end{cases} \quad (2.17)$$

Преобразования координат (2.17) и (2.19) оказались не ковариантными. Учитывая, что интервал является инвариантом, и что в АИСО  $ds^2 = dt^2 - dr^2$ , имеем:

$$\begin{aligned} ds'^2 &= ds'^2 = \left(\frac{dt'}{1-v^2}\right)^2 - \left(dx' + \frac{vdt'}{1-v^2}\right)^2 - \frac{dy'^2 + dz'^2}{(1-v^2)^2} = \\ &= \frac{dt'^2 - ((2vdt'dx' + dx'^2)(1-v^2) + (vdt')^2) - (dy'^2 + dz'^2)}{(1-v^2)^2} = \\ &= \frac{(1-v^2)dt'^2 - 2vdt'dx'(1-v^2) - dx'^2(1-v^2) - (dy'^2 + dz'^2)}{(1-v^2)^2} = \\ &= \frac{dt'^2}{(1-v^2)} - \frac{2vdt'dx'}{(1-v^2)} - \frac{dx'^2}{(1-v^2)} - \frac{(dy'^2 + dz'^2)}{(1-v^2)^2}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

А соответствующая ей штрихованная "интервальная" **волновая метрика** будет следующей:

$$g'_{ij} = \frac{1}{(1-v^2)^2} \begin{pmatrix} \frac{1}{1-v^2} & -\frac{v}{1-v^2} & 0 & 0 \\ -\frac{v}{1-v^2} & -\frac{1}{1-v^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{(1-v^2)^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{(1-v^2)^2} \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Эта метрика не соответствует метрике (2.16). Причина следующая. Метрика (2.16) получена для ортонормированных волн в соответствии с формированием фронтов волн по правилам формирования фронтов волн в условно абсолютном времени полученного координатного ВП. А метрика (2.19) получена для соответствия метрики полученного координатного ВП инвариантной метрике "интервал" ВП Их отличие друг от друга говорит о том, что представленное ВП не представляет "интервальную" геометрию ВП в ГП.

### Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО

наблюдателя. Используя (2.15) и (2.19) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dr' = 0$ , имеем:

$$d\tau'^2 = ds'^2_{dr'=0} \rightarrow$$

$$d\tau'^2 = \frac{(1-v^2)dt'^2 - 2vdt'dx'(1-v^2) - dx'^2(1-v^2) - (dy'^2 + dz'^2)}{(1-v^2)^2} \rightarrow, \quad (2.20)$$

$$d\tau'_{dr'=0} = \frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}}$$

Здесь  $d\tau'$  – "интервал" ВП в представленном координатном ВП,

$t'$  – координатное волновое время в ИСО, соответствующее выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из этого уравнения следует, что **скорость течения собственного волнового времени  $dt'$  ИСО(!) в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервальным" волновым временем  $d\tau'$ .**

### Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя. Используя (2.15) и (2.19) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dt' = 0$ , имеем:

$$-dl'^2 = ds'^2_{dt'=0} \rightarrow$$

$$-dl'^2 = \frac{(1-v^2)dt'^2 - 2vdt'dx'(1-v^2) - dx'^2(1-v^2) - (dy'^2 + dz'^2)}{(1-v^2)^2} \rightarrow$$

$$dl'^2_{dt'=0} = \frac{dx'^2(1-v^2) + dy'^2 + dz'^2}{(1-v^2)^2} = \quad (2.21)$$

$$= \frac{dx'^2}{1-v^2} + \frac{dy'^2 + dz'^2}{(1-v^2)^2}.$$

Из этого уравнения следует, что **волновые расстояния (длины) в движущемся ИСО не соответствуют "интервалу" ВП.** Причем в сравнении с "интервальным" ВП происходит их удлинение:

$$(dl'_x)_{dt'=0} = \frac{|dx'|}{\sqrt{1-v^2}}, \quad (2.22)$$

$$(dl'_{y,z})_{dt'=0} = \frac{\sqrt{dy'^2 + dz'^2}}{1-v^2}.$$

Последние выводы говорят о том, что используемый нами продольный эталон времени и длины не соответствуют метрике ВП и не представляет геометрию интервального ВП в ГП, а соответствующие ей преобразования (2.15) не являются ортонормированными преобразованиями волновых координат ВП.

### Эталон является галилеевым временным объектом

Здесь примем к рассмотрению вариант 2)<sup>9</sup>. "Эталон является галилеевым временным

<sup>9</sup>В этом разделе я не буду полностью расписывать рассуждения, которые проводил в разделе "Эталон является галилеевым пространственным объектом", и заранее отсылаю к ней. Наименования

объектом" в данном случае означает, что линейные размеры эталона при движении могут изменяться, но время остается абсолютным галилеевым.

С другой стороны, в отличие от предыдущего случая, **возможно и противоположное решение – принять, что время в движущийся ИСО наблюдателя останется галилеевым, а в пространственных направлениях эталонный резонатор должен изменять свою длину таким образом, что время движения "вперед + обратно" в эталонном резонаторе будет происходить без изменения и отличаться от предыдущего варианта на коэффициент (2.15).**

$$L_{aba}'' = (1 - v^2)L'_{aba} = \frac{1}{\gamma^2} 2L\gamma^2 = L. \quad (2.23)$$

Именно в этом случае время движения волны в эталонном резонаторе не изменится по сравнению с изотропным случаем в АИСО. Причину такого поведения эталона здесь также не буду рассматривать – сошлюсь на то, что просто так может быть устроена Природа



(можете не верить – и будете правы). И тогда период и частота, а главное – количество волн на длине эталона и условие резонанса для эталона – не изменятся. При этом фронты волн будут формироваться в соответствии с условно абсолютным временем (см. Рисунок 2.6).

Полная волновая длина пути  $L''$  по сравнению с изотропной останется без изменения. Время  $\Delta t''$  движения также не изменится. При этом в обоих случаях на полной длине эталона "вперед + обратно" по-прежнему должно будет укладываться одно и то же (прежнее) количество волн. Это возможно обеспечить двумя способами: 1) по всей ее полной длине, или 2) в каждую сторону.

Условие 2), что должно сохраняться количество волн в каждую сторону, в пространстве с условно абсолютным временем обеспечить невозможно: во-первых, время движения "вперед" и "обратно" обязаны отличаться, и при равенстве частот количества волн в каждом направлении будут отличаться друг от друга. Это можно хорошо видеть на Рисунок 1.1, Рисунок 2.6. Можно обеспечить

только условие 1) – по всей ее полной длине "вперед + обратно". Но в обоих случаях остается в силе галилеева "ахиллесова пята" – наличие абсолютных времени и/или длины. По этой причине, несмотря на равенство частот "вперед" и "обратно" в ИСО, **длины волн (и в галилеевых, и в волновых единицах) в обоих направлениях для продольного эталона будут отличаться, а это позволит локализовать эталон в АИСО.**

Это означает, что время останется абсолютным галилеевым, а (средняя!) длина волны сократится и будет соответствовать волновым. Здесь, как и выше, учтем предположение об

подразделов сохраняются.

абсолютности времени и синхронизации фронтов волн эти временем. Поэтому значения координат  $y$  и  $z$  не изменяются. А это приводит к следующим преобразованиям волновых координат из АИСО:

$$\begin{cases} t' = t, \\ x' = \frac{x - vt}{1 - v^2}, \\ y' = y, \\ z' = z. \end{cases} \quad (2.24)$$

Как видно из этих формул, время сохраняет свое значение, а параллельные направлению движения волновые расстояния удлиняются. Т.к. оси координат  $y$  и  $z$  нами не задевались, то они остались без изменений.

### Волновая метрика с т.з. собственного эталона

Найдем собственную волновую метрику этого пространства. В силу того, что преобразования (2.24), в силу "договорного" выбора эталона и своей "абсолютности", являются ортогональными и нормированными, сразу же можем написать метрический тензор:

$$g'_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Как видно, он тривиален.

### Волновая "интервальная" метрика с т.з. инварианта "интервал" модельной ВП

Найдем волновую метрику этого пространства с т.з. признания инвариантного интервала ВП. Обратные к (2.24) преобразования следующие:

$$\begin{cases} t = t', \\ x = x'(1 - v^2) + vt', \\ y = y', \\ z = z'. \end{cases} \quad (2.26)$$

Учитывая, что в АИСО  $ds^2 = dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$ , и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned} ds'^2 &= (dt')^2 - (dx'(1 - v^2) + vdt')^2 - dy'^2 - dz'^2 = \\ &= dt'^2 - (vdt')^2 - 2v(1 - v^2)dt'dx' - (1 - v^2)^2 dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2) \\ &= (1 - v^2)dt'^2 - 2v(1 - v^2)dt'dx' - (1 - v^2)^2 dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2). \end{aligned} \quad (2.27)$$

А соответствующая ей штрихованная волновая метрика будет следующей:

$$g'_{ij} = \begin{pmatrix} 1 - v^2 & -v(1 - v^2) & 0 & 0 \\ -v(1 - v^2) & -(1 - v^2)^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

### Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО

наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dr' = 0$ , имеем:

$$\begin{aligned} d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\ d\tau'^2 &= (1 - v^2)dt'^2 - 2v(1 - v^2)dt'dx' - (1 - v^2)^2 dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2), \\ d\tau'_{dr'=0} &= \sqrt{1 - v^2} dt'. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Здесь  $d\tau'$  – "интервальное" собственное время ВП в представленном координатном ВП,  $t'$  – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (2.29) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с собственным волновым временем  $dt'$  ИСО(!)**.

С другой стороны, из этого же уравнения следует, что **скорость течения волнового времени в движущемся ИСО точно так же замедляется и по сравнению с "интервалом" ВП в АИСО:**

$$d\tau'_{dr'=0} = \sqrt{1 - v^2} dt' = \sqrt{1 - v^2} dt. \quad (2.30)$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом"  $dt$  ВП в АИСО(!)**.

### Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя. Используя (2.26) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о.  $dt' = 0$ , имеем:

$$\begin{aligned} -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\ -dl'^2 &= (1 - v^2)dt'^2 - 2v(1 - v^2)dt'dx' - (1 - v^2)^2 dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2), \\ dl'_{dt'=0}^2 &= (1 - v^2)^2 dx'^2 + dy'^2 + dz'^2. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Из этого уравнения следует, что **волновые расстояния (длины) в движущемся ИСО не соответствуют "интервалу" модельного ВП. Волновые расстояния (длины) в направлении движущегося ИСО по сравнению с "интервалом" длины ВП в ИСО сокращаются**. Причем в направлении движения (по оси  $x$ ) происходит их удлинение, а по перпендикулярным направлениям изменения длин не происходит:

$$\begin{aligned} (dl'_x)_{dt'=0} &= (1 - v^2)|dx'|, \\ (dl'_{y,z})_{dt'=0} &= \sqrt{dy'^2 + dz'^2}, \end{aligned} \quad (2.32)$$

что соответствует (2.26).

### Выводы

Использование продольного волнового резонатора в качестве эталона позволяет локализовать волновой объект как движущийся в АИСО ГП путем подсчета количества волн в резонаторе в противоположных направлениях распространения.

А также последние выводы говорят о том, что используемый нами продольный эталон

времени и связанный с ней эталон длины не соответствуют метрике (1.5) .. (2.2) ВП и не представляет геометрию модельного ВП в ГП, а соответствующие ей преобразования (2.15) и (2.24) не являются ортонормированными преобразованиями волновых координат ВП. При этом в обоих рассмотренных предельных случаях имеется отклонение от инварианта "интервал" ВП как по координате "время", так и по координате "расстояние".

Поэтому общий вывод следующий: в качестве волнового эталона нецелесообразно использовать продольный волновой резонатор с абсолютным галилеевым временем или расстоянием в качестве эталона волнового пространства.

### 3. Альтернативы галилеевым волновым эталонам

Альтернативные галилеевым волновым эталонным резонаторам ни в одном из направлений распространения волн не должны быть волновыми. Т.е. ни время распростране-

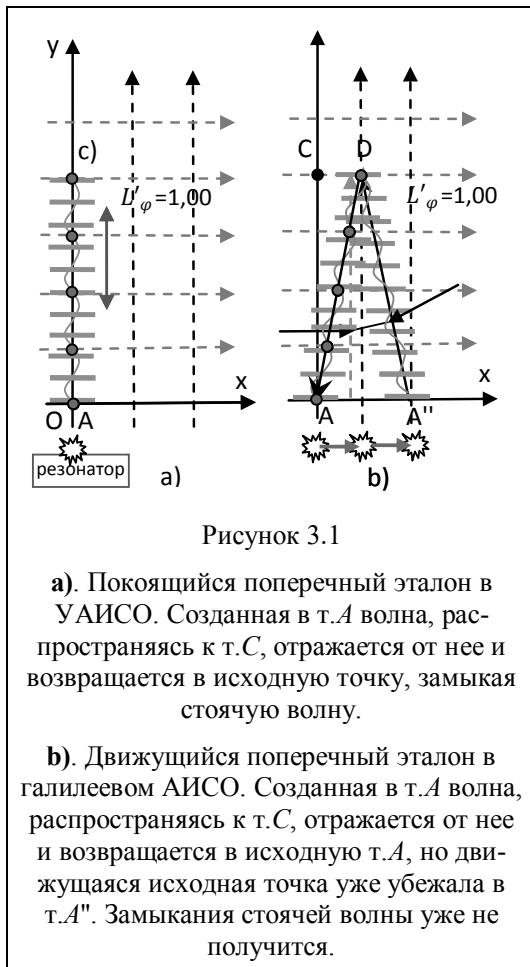


Рисунок 3.1

**а).** Покоящийся поперечный эталон в УАЙСО. Созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее и возвращается в исходную точку, замыкая стоячую волну.

**б).** Движущийся поперечный эталон в галилеевом АЙСО. Созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее и возвращается в исходную т.А, но движущаяся исходная точка уже убежала в т.А''. Замыкания стоячей волны уже не получится.

ния волн в эталонном резонаторе по замкнутому пути не является абсолютной галилеевой, ни его длина не является абсолютной галилеевой длиной – эти случаи рассмотрены ранее. Это значит, что они оба (время распространения и длина пути) должны быть зависимы от скорости движения.

#### Галилеев абсолютный поперечный эталон

Ориентированный перпендикулярно к направлению движения, или поперечный, эталон – еще один способ использования волнового эталона на резонансе стоячей волны в ней.

Если эталон направлен перпендикулярно направлению движения, то (ковариантная!) скорость распространения волны в этом направлении в ГП с абсолютным временем

формирования фронтов волн(!) останется прежним и равным  $c$ , контравариантная скорость волны изменится и будет направлена с наклоном в обратную сторону (см. Рисунок 3.1б). Напомню: в ГП ко- и контравариантные 3-векторы, также и ко- и контравариантные "временные" элементы "волнового" вектора, соответствующие состоянию "в движении", могут отличаться друг от друга, т.к. они отличаются своими законами преобразования в ГП:

$$\begin{aligned} c'^{\perp} &= c^{\perp} - v, \\ c'_{\perp} &= c_{\perp} - v_{\parallel} = c_{\perp}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь скорости  $c(\perp)$  – векторы скорости фронта волны. А волна, генерируемая в эталоне, будет перемещаться визуально обратно, как бы из т.А'' в т.А через т.Д: это видно из формул (3.1). Из предыдущего с необходимостью следует и существование двух длин путей распространения волны в эталоне: контра- и ковариантная длины:

$$\begin{aligned} L'^{\perp} &= L^{\perp} - v\Delta t, \\ L'_{\perp} &= L_{\perp} - v_{\parallel}\Delta t = L_{\perp}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь длины  $L(\perp)$  являются векторами перемещения "вперед" и/или "обратно" фронта распространяющейся волны

Времена распространения волны – как ко-, так и контравариантное – не изменятся и будут равны времени распространения в случае нахождения в состоянии покоя (1.6). Запишем эти формулы в несколько измененном виде:

$$\begin{aligned} \Delta t_{a'd} &= \Delta t_{da} = \frac{L}{c}, \\ \Delta t &= \Delta t_{a'da} + \Delta t_{da} = \frac{2L}{c}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Если примем к рассмотрению этот вариант волнового эталона, то время движения фронта волны "вперед" и/или "обратно" при этом по сравнению с изотропным случаем не изменяется, т.к. при расчете времени движения учитываются перпендикулярные составляющие ее скорости движения к направлению движения волны (см. (3.1), (3.3)). И тогда период и частота, а главное – количество волн на длине эталона и условие резонанса для эталона – не изменятся. При этом фронты волн будут формироваться в соответствии с абсолютным временем ГП. **А это полностью соответствует разделу "Эталон является галилеевым временным объектом"** и прежнему Рисунок 2.6. Со всеми имеющимися там расчетами и выводами.

Но есть и разница – если там продольный эталонный резонатор не являлся галилеевым объектом и его длина зависела от скорости движения в продольном направлении, то в этом случае поперечный эталонный резонатор является галилеевым объектом и его длина не зависит от скорости движения в продольном направлении.

Но поперечному эталону необходимо обеспечить условие перпендикулярности к направлению движения. Как следствие, условие стоячей волны в эталоне не нарушается при любой скорости движения эталона. Таким образом, поперечный резонатор в ГП может выполнять роль галилеева эталона времени. И длины – эталон длины будет определяться косвенно через время как расстояние, проходимое волной за время, равное "волновое = галилеево" эталону времени.

Но есть некоторые обстоятельства, которые дают повод сомневаться в технической полезности использования такого эталона. Рассмотрим эти "технические" (а также и реально–физические) обстоятельства. Если эталон (или реальный физический объект, принимаемый как эталон) имеет конечную ширину, то:

1) пока волна доберется до противоположной стороны, прицельная т.С' противоположного отражателя эталона уйдет в сторону от фронта волны в т.С' (или D – см. Рисунок 3.1,а и б), и отражение получится уже не полным, или вообще будет отсутствовать при ширине зеркала менее некоторого минимального;

2) к тому же часть волны может провзаимодействовать с боковыми поверхностями эталона (отразится от набегающей боковой стороны ограниченного эталона, нарушая направленность волны), или

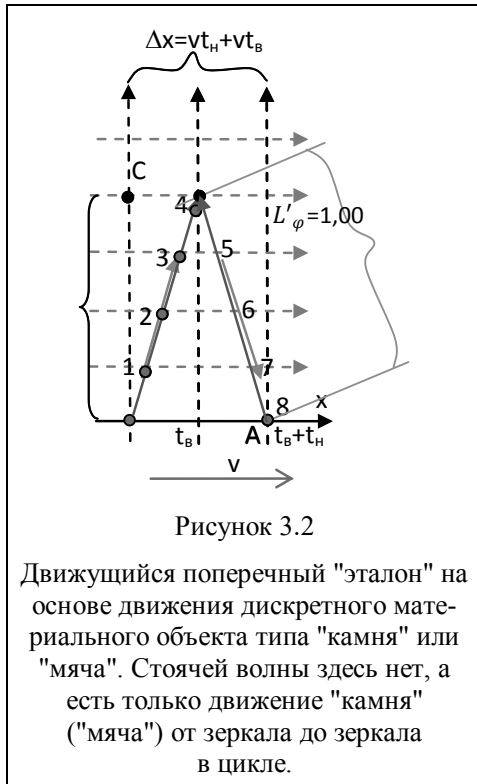
3) уйдет в сторону и рассеется при "отсутствии" стенок. Стоячая волна в эталоне во всех случаях разрушится. И только для бесконечно широкого эталона условие резонанса не нарушится.

На этом рассмотрении галилеевых (или частично галилеевых) волновых эталонов заканчивается.

### Лабораторно–каменная интерпретация

Эта ситуация не является рассмотрением с т.з. распространения волнового фронта, а является рассмотрением с т.з. движения объектов классической механики. Или можно сравнить ее с распространением волновых корпускул света с т.з. теории Ритца.

Если мы вместо волны будем оперировать чем то материальным типа "лабораторного галилеева не волнового камня" (см. Рисунок 3.2), то все расчеты длины пути и времени движения к т.  $D$  и обратно к  $A$  от т.  $A$  было бы необходимо рассчитывать не по волновым законам, а по законам сложения скоростей в ГП. С т.з. АИСО наблюдалось бы увеличение длины его пути как в перпендикулярном, так и в продольном направлениях. Но время движения камня ("фронта" "каменной" волны) "вперед + обратно" по обоим направлениям при этом по сравнению с изотропным случаем не изменяются. Причина – при расчете времени движения учитываются расстояния и скорости движения камня в ИСО наблюдателя с учетом закона сложения скоростей в ГП, а они не изменяются по сравнению со случаем АИСО по одному и тому же закону. Проведем расчеты.



При движении "каменя" в перпендикулярном направлении с т.з. УАИСО длины путей, скорость и время в пути "туда и обратно" будут равны гипотенузе соответствующего треугольника:

$$L'_{\perp} = L\sqrt{1 + \beta^2}, \quad (3.4)$$

но и скорость "каменной" волны определится той же гипотенузой:

$$c_{\perp} = c_{\perp} + v \rightarrow |c_{\perp}| = c\sqrt{1 + \beta^2} \quad (3.5)$$

Поэтому и время движения и "туда", и "обратно" не изменятся:

$$\Delta t'_{\perp} = \frac{2L'_{\perp}}{c_{\perp}} = \frac{2L\sqrt{1 + \beta^2}}{c\sqrt{1 + \beta^2}} = \frac{2L}{c}. \quad (3.6)$$

В продольном направлении с т.з. УАИСО длины путей и скорость "туда" и/или "обратно" будут равны:

$$L'_{\uparrow} = \frac{Lc}{c + v}, \quad L'_{\downarrow} = \frac{Lc}{c - v}, \quad (3.7)$$

$$c_{\uparrow} = c + v, \quad c_{\downarrow} = c - v,$$

а длины путей и время в пути на полный маршрут "туда + обратно" будут равны:

$$L'_{\parallel} = L'_{\uparrow} + L'_{\downarrow} = \frac{Lc}{c - v} + \frac{Lc}{c + v} = \frac{Lc}{c^2 - v^2},$$

$$\Delta t'_{\parallel} = \frac{L'_{\uparrow}}{c_{\uparrow}} + \frac{L'_{\downarrow}}{c_{\downarrow}} = \frac{L'_{\uparrow}}{c - v} + \frac{L'_{\downarrow}}{c + v} = \frac{L(1 - \beta)}{c - v} + \frac{L(1 + \beta)}{c + v} = \frac{2L}{c}. \quad (3.8)$$

Можно проверить, повторив все эти же шаги, что точно эти же результаты можно получить, если поменять местами ИСО и АИСО. Это говорит о том, что в данной интерпретации с "каменным" эталоном нет преимущественной, выделенной с.о. Все с.о.



эквивалентны и равноправны. Поэтому вместо АИСО здесь уместно употребить термин УАИСО – условная абсолютная система отсчета как выделенная в качестве "начальной" при рассмотрении ситуации. Как следствие, если бы у камня были волновые свойства, то опыт Майкельсона–Морли показал бы отсутствие эфирного ветра в любом ИСО:  $\Delta t'_{\perp} = \Delta t'_{\parallel}$ .

### Корпускулярно–волновая интерпретация

Есть еще одна возможная интерпретация такой альтернативы – корпускулярно–волновая, в котором волна, с одной стороны, ведет себя как камень, а с другой – как волна (условно!), которая всегда, независимо от скорости источника (ИСО) имеет фиксированную скорость  $v$  относительно УАИСО<sup>10</sup>. При этом направление (!) распространения ее фронта будет определяться по закону сложения скоростей ГП, что, в общем–то, не соответствует закону распространения перпендикулярной "галилеевой" волны. Про это см. далее в разделе 9. Галилеев абсолютный поперечный эталон. **Это может соответствовать в т.ч. и (почти) бесконечно узкому (в форме луча) фронту волны** (см. далее Рисунок 3.3), который в том

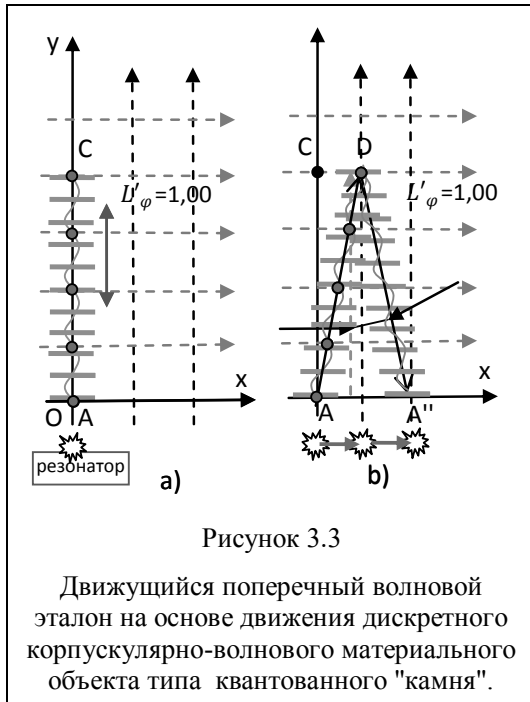


Рисунок 3.3

Движущийся поперечный волновой эталон на основе движения дискретного корпускулярно-волнового материального объекта типа квантованного "камня".

галилеевом варианте не был возможен<sup>11</sup>. В этом случае, в предположении об абсолютности скорости света (точнее, ее корпускулы), получим время движения  $\Delta t'_{\perp}$  "вперед – обратно" в перпендикулярном направлении дольше, чем для покоящегося корпускулярно–волнового

эталона. Ее можно вычислить из уравнения треугольника по теореме Пифагора:

$$L^2 + v^2 \Delta t'_{\perp}{}^2 = c^2 \Delta t'_{\perp}{}^2. \quad (3.9)$$

Решив ее, получим галилеево время движения поперечной волны в ИСО:

$$\begin{aligned} L^2 &= c^2 \Delta t'_{\perp}{}^2 - v^2 \Delta t'_{\perp}{}^2 \\ &= (c^2 - v^2) \Delta t'_{\perp}{}^2. \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\Delta t'_{\perp} = \frac{L}{c\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{L}{c} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma \Delta t.$$

Т.к. длина эталона не изменилась, а время движения изменилось, то условие резонанса корпускулярно-волнового резонатора на прежней частоте будет нарушено. Следовательно, должно измениться условие резонанса волны в корпускулярно-волновом эталоне. Соблюдение условия резонанса означает, что на длине эталона по–прежнему должно укладываться исходное число волн. А это означает, что галилеевы длина, частота и период волны изменятся:

<sup>10</sup> Здесь (и далее) в качестве АИСО будет применяться термин УАИСО.

<sup>11</sup> Технически изменение направления движения волны в поперечном резонаторе может осуществляться автоматически, т.к. направление движения луча будет самонастраиваться по направлению движения резонатора для автонастраивающейся системы.

Другой вариант – естественная автоволна в дополнительном циклическом измерении как "элементарная ограниченная автоволна–частица (возможно, солитоноподобная) с фронтом волны в перпендикулярном дополнительном циклическом измерении".

$$\begin{aligned} \lambda'_{\perp} &= \frac{\lambda}{\sqrt{1-\beta^2}}, \\ \omega'_{\perp} &= \omega\sqrt{1-\beta^2} = \frac{\omega}{\gamma}, \\ \tau'_{\perp} &= \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Естественным следствием опыта Майкельсона–Морли в этом случае также является отсутствие эфирного ветра. Но об этом далее.

### Поперечный (или перпендикулярный) эталон в ГП

Ориентированный перпендикулярно к направлению движения, или поперечный, эталон – еще один способ использования волнового эталона на резонансе стоячей волны в ней. Один такой случай уже был описан ранее в разделе Галилеев абсолютный поперечный эталон. Здесь рассмотрим другие, не галилеевы, варианты использования поперечного волнового эталона.

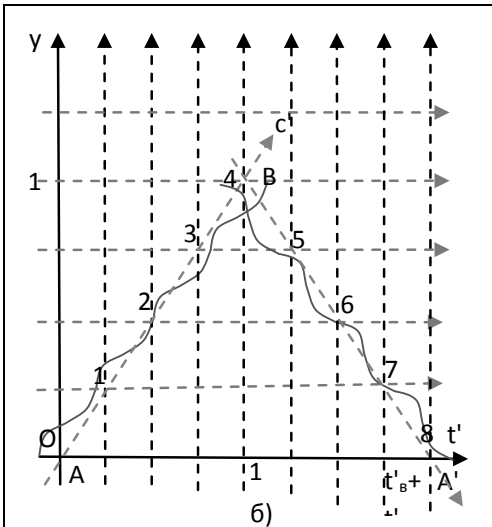


Рисунок 3.4

К расчету двустороннего распространения волны в поперечном движущемся в УАИСО эталоне  $AC$ . Движение этой же волны в ИСО ничем не отличается от представленного: фронт волны в любом случае начинается в  $t.A$ , движется к  $t.C$ , отражается от нее и возвращается в исходную  $t.A$  (а не переместившуюся  $t.A'$ ). Изменяется только координата  $x$ , которая на Рисунке не представлена (хотя ее можно отождествить с осью  $t$ ).

Если эталон находится в состоянии покоя относительно АИСО, то не имеет смысла делить ее на продольный и поперечный виды. Это мы отметили ранее. В этом случае время движения волны "вперед" и/или "обратно" в АИСО будет определяться по изотропным формулам (1.6), а метрика – по формулам (2.1), (2.2) (Рисунок 3.4, Рисунок 3.1а). Поэтому имеет смысл сразу начать с движущегося и ориентированного перпендикулярно к направлению движения эталона. Единственная проблема – обеспечение поперечности волнового эталона. Но в природе естественные объекты этим недостатком естественным образом не обладают.

### Релятивистское продолжение корпускулярно-волновой интерпретации

Здесь продолжим рассмотрение случая корпускулярно-волнового поперечного эталона и ПВ, построенного при его использовании.

Все это означает, что частота формирования волн в поперечном эталоне замедляется. **Изменение резонансной частоты и других волновых параметров можно интерпретировать так, как если бы в движущемся в УАИСО поперечном эталоне происходит замедление скорости течения времени.** Но т.к. поперечный эталон у нас является одновременно и эталоном волнового времени, то замедляется время ИСО, связанного с ним. Далее

рассмотрим, как это скажется на метрике ВП и параметрах поперечной и продольной волн (см. Рисунок 3.5 – см. далее. Рисунок построен по результатам рассмотрения данного раздела).

Точнее, не галилеева абсолютного, а волнового времени. Но частота (волновая) в

собственной с.о. и продолжительность движения "вперед" и/или "обратно" по прежнему будет равна эталонной – по праву выбора эталона. Так же, как и волновая длина этого пути:

$$\begin{aligned}
 L_{\perp} &= \frac{L}{\sqrt{1-\beta^2}} \rightarrow & L_{\perp}^{\sim} &= 1, \\
 \Delta t_{\perp} &= \frac{L}{c\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\Delta t_{\perp}}{\sqrt{1-\beta^2}} \rightarrow & \Delta t_{\perp}^{\sim} &= 2\frac{L_{\perp}^{\sim}}{c} = 2, \\
 \omega_{\perp} &= \frac{N_{\perp}}{L_{\perp}} = \omega\sqrt{1-\beta^2} \rightarrow & \omega_{\perp}^{\sim} &= \frac{N^{\sim}}{L_{\perp}^{\sim}} = \omega, \\
 N_{\perp} &= L_{\perp}\omega_{\perp} = \frac{L}{\sqrt{1-\beta^2}}\omega\sqrt{1-\beta^2} = L\omega = N_{\perp}^{\sim},
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

Замедление скорости течения времени на Рисунок 3.5 демонстрируется бóльшим значением галилеевой координаты  $t' = 2'$  по сравнению с  $t = 2$ .

$$\Delta t_{\perp} = \Delta t_{\perp}\sqrt{1-\beta^2}. \tag{3.13}$$

Предположим, что этим же эталоном синхронизируется работа продольного эталона. Учитывая, что продольный эталонный резонатор должен работать на этой же частоте – по праву (и обязанности) эталонов, и ее период должен равняться периоду поперечного эталона:

$$\begin{aligned}
 \Delta t_{\parallel}^{\sim} &= \Delta t_{\perp}^{\sim} = \frac{2L}{c\sqrt{1-\beta^2}} \rightarrow \\
 \Delta t_{\parallel}^{\sim} &= \frac{2L}{c(1-v^2)} \times \sqrt{1-v^2} = 2\frac{\gamma L}{c} : \left( \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right).
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

и он должен остаться в резонансе, найдем длину продольного эталона. Т.к. в продольном направлении используется тот же эталонный поперечный резонатор, то по его длине должно уложиться то же эталонное число волн, что в "поперечном" случае, и время движения волны не должно отличаться от эталонного. А все это приводит к удлинению продольных волновых расстояний по сравнению с галилеевым случаем. Из того, что время движения волны "вперед" – "обратно" должна соответствовать (3.14), делаем вывод, что **галилеева длина**

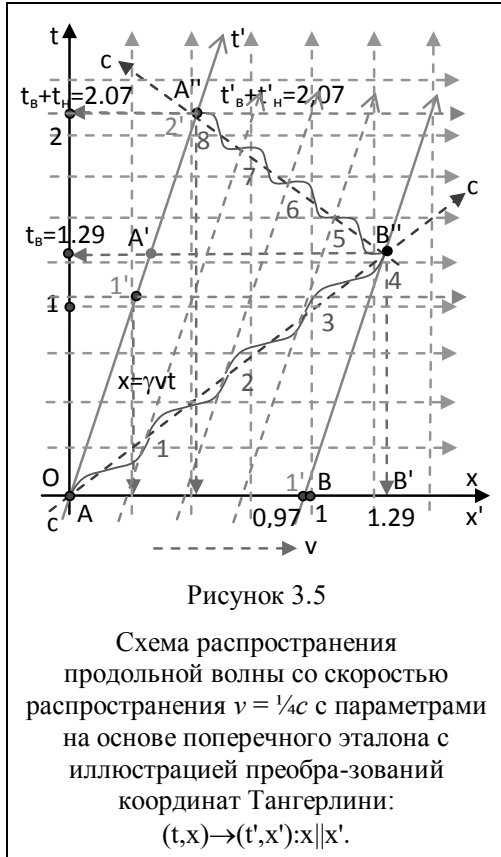
**движущегося продольного эталона должна сокращаться** в это же число раз (см. Рисунок 3.5).

$$\begin{aligned}
 L_{ab}' &= L'_{ab}\sqrt{1-\beta^2} = \frac{L\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta}, \\
 L_{ba}' &= L'_{ba}\sqrt{1-\beta^2} = \frac{L\sqrt{1-\beta^2}}{1+\beta}, \\
 L_{aba}' &= L_{ab}' + L_{ba}' = \frac{L}{\sqrt{1-\beta^2}} = L'_{\perp}.
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

При этом изменяются и длины волн в направлении "вперед" и "обратно". Найдем их. Т.к. частота волны изменилась, то в направлении "вперед" и "обратно" галилеевы длины волн будут равны (см. Рисунок 3.5):

$$\lambda_{ab}' = \frac{\lambda\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta} = L\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$$

$$\lambda_{ba}' = \frac{\lambda\sqrt{1-\beta^2}}{1+\beta} = L\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$$
(3.16)



Но возможности измерить их у наблюдателя не будет. Данные уравнения также говорят о том, что продольная длина продольного резонатора должна сократиться. На Рисунок 3.5 этот факт показывается смещением координаты  $x' = 1'$  левее координаты т.В:  $x = 1$ .

$$L'_{||} = \frac{L}{\sqrt{1-\beta^2}}$$
(3.17)

Количества волн в каждом направлении:

$$N_{ab}' = \frac{L_{ab}'}{\lambda_{ab}'} = \frac{\frac{L\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta}}{\frac{\lambda\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta}} = \frac{L}{\lambda}$$
(3.18)

$$N_{ba}' = \frac{L_{ba}'}{\lambda_{ba}'} = \frac{\frac{L\sqrt{1-\beta^2}}{1+\beta}}{\frac{\lambda\sqrt{1-\beta^2}}{1+\beta}} = \frac{L}{\lambda}$$

Из (3.18) видно, что количество волн в каждом направлении будет одним и тем же. И их наблюдатель уже способен сосчитать. Этот факт на Рисунок 3.5 показан визуально одинаковым количеством волн на пути в обе стороны.

Это также значит, что и в поперечном, и в продольном волновых направлениях, организованы стоячие волны одной частоты, периода и одним и тем же количеством волн в произвольных направлениях. И только галилеевы длины волн в разных направлениях в них могут различаться. Все это говорит о том, что выбором волнового пространства с волновым эталоном времени на основе поперечного эталонного резонатора мы получили независимую от эталона ГП волновое пространство со своими независимыми волновыми эталонами времени и длины во всех направлениях. И у этого ВП есть свои особенности, не присущие ГП.

**В приведенных уравнениях интересно то, что наличие "поперечного" эталонного резонатора с привлечением его как эталона волнового времени, в отличие от "продольного", не позволяет наблюдателю, не имеющему галилеевых эталонов, локализовать себя в каком либо ИСО.**

И в этом заключается независимость любого ИСО волнового пространства. Действительно, при любой скорости эталона количество волн в обоих направлениях распространения в эталоне будет одним и тем же. Но для этого необходимо обеспечить безусловную перпендикулярность такого эталонного резонатора к направлению движения.

Соблюдение этого условия может позволить организовать независимый от ГП эталон времени в с.о. движущегося объекта.

### Преобразования Тангерлини

Все вышеприведенное не позволяет однозначно задать некоторые свойства осей координат волновой с.о. Метрическая длина временного направления оси  $t'$  и ее направление определяются однозначно, в силу ее одномерности и известного релятивистского коэффициента  $\gamma$ . Метрическая длина пространственных направлений осей  $r^i$  и их направления также определяются однозначно, в силу их зависимости от эталона волнового времени и известного релятивистского коэффициента. Но они не позволяют однозначно задать ее направление в новой волновой системе координат. Неоднозначность заключается в направлении пространственной координатной оси  $x'$ , направленной вдоль направления движения. Поэтому для этого необходимо определить некоторые частные "постулаты" для определения оси  $x'$ .

Если принять свойство абсолютности новой координатной системы, но с учетом релятивизма, то это приводит к следующим преобразованиям волновых координат из АИСО в ИСО (скорость фронта волны принята за единицу). В этом случае ось  $x'$  должна идти параллельно оси  $x$ . Рисунок 3.5 построена именно с учетом этих преобразований:

$$\begin{cases} t' = t\sqrt{1-v^2}, \\ x' = \frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2}}, \\ y' = y, \\ z' = z. \end{cases} \quad (3.19)$$

Т.к. оси координат  $y$  и  $z$  являются перпендикулярными к направлению движения, то они остались без изменений. Но сказать, что этим мы получили истинно волновые координаты, я не могу по причине ее "абсолютности". Свойство абсолютности позволяет определить абсолютную с.о.

Преобразования (3.19) были получены в 1958 г. американским физиком Ф.Р.Тангерлини в его диссертации [*Tangherlini F R "The velocity of ligh in uniformly moving frame", Ph D Thesis (Stanford: StanfordUniv., 1958)*] и впоследствии получили наименование "преобразования Тангерлини" (ПТ). Как видно из этих формул, время замедляет свой ход, а расстояния сокращаются. И они в то же время остаются абсолютными, а это значит, что часы каждого ИСО должны синхронизироваться бесконечно быстрыми сигналами. А бесконечно быстрые сигналы не могут быть материальными. Разве что остается использовать световых "зайчиков". Или заранее "развесить" в ПВ синхронизированные специальным образом с учетом релятивистского эффекта абсолютные "часы Тангерлини".

Обратные к (3.19) преобразования следующие:

$$\begin{cases} t = \frac{t'}{\sqrt{1-v^2}}, \\ x = x'\sqrt{1-v^2} + \frac{vt'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{x'(1-v^2) + vt'}{\sqrt{1-v^2}}. \end{cases} \quad (3.20)$$

Сравнивая это преобразование с преобразованием (3.19), мы видим их существенную нековариантность. Является ли это недостатком или преимуществом? Вопрос оставлю без ответа. Но одно можно сказать – ИСО и АИСО неравноправны.

Теперь вопрос: насколько реально существование ПВ с преобразованиями Тангерлини?

Ответ: вполне реально. Но с учетом замечания, что преобразование координаты времени (3.19) предполагает знание локализации в АИСО и существования сигналов с бесконечной скоростью распространения. Это подтверждается Рисунок 3.5. А с помощью только эталонных поперечного волнового эталона и синхронизированного с ним продольного эталона, как отметили выше, невозможно локализовать себя в АИСО.

### Метрика ПВ с преобразованиями Тангерлини

Найдем "волновую" метрику этого пространства. Учítывая, что в АИСО  $ds^2 = dt^2 - dx^2$ , и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned}
 ds^2 &= \left( \frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}} \right)^2 - \left( dx' \sqrt{1-v^2} + \frac{v dt'}{\sqrt{1-v^2}} \right)^2 = \\
 &= \frac{dt'^2}{1-v^2} - \frac{(v dt')^2}{1-v^2} - 2v dt' dx' - (1-v^2) dx'^2 = \\
 &= \frac{1-v^2}{1-v^2} dt'^2 - 2v dt' dx' - (1-v^2) [dx']^2 = \\
 &= dt'^2 - 2v dt' dx' - (1-v^2) dx'^2.
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

А соответствующая ей метрика будет следующей:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & -v & 0 & 0 \\ -v & -(1-v^2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{3.22}$$

Метрика этой "волновой" с.к. получилась не ортонормированной. И это уравнение чем-то напоминает уравнение (2.10), только здесь поменялись местами координаты времени и пространственного направления движения эталона.

### Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dr' = 0$ , имеем:

$$\begin{aligned}
 d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\
 d\tau'^2 &= dt'^2 - 2v dt' dx' - (1-v^2) dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2), \\
 d\tau'_{dr'=0} &= dt'.
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

Здесь  $d\tau'$  – "интервал" ВП в представленном координатном ВП ИСО,

$t'$  – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (3.23) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО находится в согласии с собственным волновым временем  $dt'$  ИСО(!)**. Этого и следовало ожидать: координату  $t'$  мы специально выбрали таким образом, чтобы она соответствовала волновым часам.

С другой стороны, из этих же уравнения и (3.19), (3.20) следует, что **скорость течения волнового времени в движущемся ИСО точно так же замедляется и по сравнению с**

**волновым "интервалом" ВП в АИСО:**

$$d\tau'_{dr'=0} = dt' = \sqrt{1 - v^2} dt. \quad (3.24)$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом"  $dt$  ВП в АИСО(!).**

### Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя вдоль координатных направлений. Используя (3.20) и (3.22) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о.  $dt' = 0$ , имеем:

$$\begin{aligned} -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\ -dl'^2 &= dt'^2 - 2vdt'dx' - (1 - v^2)dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2), \\ dl'_{dt'=0}{}^2 &= (1 - v^2)dx'^2 + dy'^2 + dz'^2, \\ dl'_{dt'=0} &= \sqrt{(1 - v^2)dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Вдоль перпендикулярных направлений вдоль осей координат  $y'$  и  $z'$  интервальная длина остается неизменной:

$$(dl'_{y,z})_{dt'=0} = \sqrt{dy'^2 + dz'^2}. \quad (3.26)$$

а вдоль оси  $x'$  интервальная длина изменится и будет равна

$$(dl'_x)_{dt'=0} = \sqrt{1 - v^2} |dx'|, \quad (3.27)$$

Относительно исходной АИСО интервальная длина вдоль оси  $x'$ , с учетом преобразований (3.19), будет равна

$$(dl'_x)_{dt'=0} = \sqrt{1 - v^2} \left| \frac{dx}{\sqrt{1 - v^2}} \right| = dx, \quad (3.28)$$

т.е. не изменяется. Несмотря на то, что волновые координаты  $x'$  изменяются с учетом сокращения длин. Из этого уравнения следует, что **волновые расстояния (длины) в движущемся ИСО вдоль оси  $x'$  не соответствуют "интервалу" ВП.** Причем в направлении движения (по оси  $x$ ) происходит сокращение единицы длины (волны – конечно). Это – дань не ортонормированности с.к. с т.з. физической модели как ВП. Этот факт на Рисунок 3.5 подтверждается местоположением точки  $1'$  на оси  $x'$ , который находится левее т.В. А по перпендикулярным направлениям изменения длин не происходит:

### Пространство–время СТО и преобразования координат

Кроме преобразований Тангерлини, имеется еще одно интересное преобразование. Для нее нет необходимости иметь сигналы с бесконечной скоростью распространения. Оно пользуется свойством волновых часов распространяться с одной и той же скоростью и одной и той же частотой в любом направлении в УАИСО<sup>12</sup>. А также тем, что количество волн, распространяющихся в любом направлении, одна и та же. Рисунок 3.5 как раз показывает

<sup>12</sup> Как будет видно далее, здесь будет невозможно выделить АИСО. Поэтому начальную систему отсчета можно обозвать ка "условное" АИСО.





$$= \frac{1 - v}{(1 - v)\sqrt{1 - v^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}.$$

Подставим в (3.33):

$$t_0' = \frac{t_{B''} - t_{A''}}{x_{B''} - x_{A''}} x' = \frac{\frac{v}{\sqrt{1 - v^2}}}{\frac{1}{\sqrt{1 - v^2}}} = v. \quad (3.34)$$

и запишем уравнение линии  $x'$ :

$$\Delta t' = t_0' x' = v \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}}. \quad (3.35)$$

Найдем соответствующие преобразования координаты  $t$ . Уравнение преобразования координаты  $t'$  будет следующим:

$$\begin{aligned} t' &= t\sqrt{1 - v^2} - vx' = t\sqrt{1 - v^2} - v \left( \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}} \right) = \\ &= \frac{t(1 - v^2) - vx + vvt}{\sqrt{1 - v^2}} = \frac{t(1 - v^2 + vv) - vx}{\sqrt{1 - v^2}} = \\ &= \frac{t - vx}{\sqrt{1 - v^2}}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Построенная нами с.к. ничем не отличается от исходного УАИСО. Но это – другое УАИСО, в отличие от того, с которого мы начинали. С преобразованиями координат от него

$$\begin{aligned} t' &= \frac{t - vx}{\sqrt{1 - v^2}}, \\ x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}}. \end{aligned} \quad (3.37)$$

И аббревиатура "УАИСО" очень точно определяет отношение между этими АИСО и ИСО.

Обратные преобразования имеют практически точно такой же вид, только изменяется знак при скорости с.о.:

$$\begin{aligned} t &= \frac{t' + vx'}{\sqrt{1 - v^2}}, \\ x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - v^2}}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Найдем "волновую" метрику этого пространства. Учитывая, что в УАИСО  $ds^2 = dt^2 - dx^2$ , и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left( \frac{dt' + vdx'}{\sqrt{1 - v^2}} \right)^2 - \left( \frac{dx' + vdt'}{\sqrt{1 - v^2}} \right)^2 = \\ &= \frac{dt'^2 + 2vdt'dx' + v^2dx'^2 - dx'^2 - 2vdt'dx' - v^2dt'^2}{(\sqrt{1 - v^2})^2} = \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$= \frac{(1 - v^2)(dt'^2 - dx'^2)}{(\sqrt{1 - v^2})^2} = dt'^2 - dx'^2.$$

А соответствующая ей метрика будет следующей:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

Очень знакомый метрический тензор, соответствующий УАИСО. Оно означает, что преобразования (3.38) являются ортонормированными. И преобразования координат, и метрика соответствуют преобразованиям Лоренца СТО А.Эйнштейна и пространства Минковского.

### Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dr'=0$ , имеем:

$$\begin{aligned} d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\ d\tau'^2 &= dt'^2, \\ d\tau'_{dr'=0} &= dt'. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Здесь  $d\tau'$  – "интервал" ВП в представленном координатном ВП,

$t'$  – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (3.23) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО находится в согласии с собственным волновым временем  $dt'$  ИСО(!)**.

С другой стороны, из этих же уравнения следует, что:

$$\begin{aligned} dt' &= \frac{dt - vdx}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \\ d\tau'_{dr'=0} &= dt \frac{1 - v^2}{\sqrt{1 - v^2}} = dt\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом"  $dt$  ВП в УАИСО(!)**. С другой стороны, это утверждение можно обратить:

$$\begin{aligned} dt &= \frac{dt'(-v)(dx')}{\sqrt{1 - v^2}}. \\ d\tau_{dr=0} &= dt' \frac{1 + (-v)\frac{dx}{dt}}{\sqrt{1 - v^2}} = dt' \frac{1 - v^2}{\sqrt{1 - v^2}} = dt'\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Здесь  $(-v)$  – скорость УАИСО относительно ИСО. Это уравнение дополнительно подтверждает симметричность взаимных свойств для любых произвольных ИСО и

невозможность выбрать среди них одно в качестве АИСО.

### Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя. Используя (3.38) и (3.40) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о.  $dt' = 0$ , имеем:

$$\begin{aligned} -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\ -dl'^2 &= dt'^2 - (dx'^2 + dy'^2 + dz'^2), \\ dl'_{dt'=0} &= \sqrt{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}, \end{aligned} \quad (3.44)$$

$$dl'_{dt'=0} = \sqrt{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2} = |dr'|. \quad (3.45)$$

Из уравнения (3.45) следует, что "интервальная" волновая длина в движущемся ИСО находится в согласии с собственной волновой длиной  $dx'$  ИСО(!). Используя (3.38), это же расстояние можем записать через координаты УАИСО:

$$\begin{aligned} dr' &= vdt' = v \frac{dt - vdr}{\sqrt{1 - v^2}} = \\ &= vdt \frac{1 - v^2}{\sqrt{1 - v^2}} = vdt\sqrt{1 - v^2} = dr\sqrt{1 - v^2} \rightarrow \\ dl' &= |dr|\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

В этом уравнении выражение  $vdt'$  учитывает неколлинеарность осей координат  $x$  и  $x'$ . А уравнение в целом говорит о том, что расстояния в ИСО по сравнению с УАИСО при этом сокращаются. Это хорошо видно на Рисунок 3.3: координата  $x'$  т.В' находится правее координаты т.В\*. С другой стороны, т.В'\* находится левее т.В:

$$\begin{aligned} dr' &= \frac{dr - vdt}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \\ dl'_{dt'=0} &= \sqrt{\frac{(dr - vdt)^2}{1 - v^2}} = \frac{|dr|}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \\ dl &= |dr| = |dx'|\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Это уравнение говорит о симметричности эффекта "сокращения" расстояний для любых двух ИСО, в т.ч как ИСО относительно УАИСО, так и УАИСО относительно ИСО.

### Дорелятивистское ПВ и преобразования координат

Дорелятивистским пространством-временем в данной работе называю пространство со следующими преобразованиями координат:

$$\begin{aligned} t' &= t - vx, \\ x' &= x - vt. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Но с ограничениями скорости<sup>13</sup>  $v \ll 1$ . Это ПВ во многом соответствует ПВ классической механики<sup>14</sup> даже при скоростях  $v < 2 \cdot 10^4$  м/с (для космических объектов в пределах

<sup>13</sup> Несмотря на свою малость для случая координат и скоростей, для для "временных" элементов 4-векторов оно может привести к достаточно ощутимым результатам.

<sup>14</sup> Для координаты "время" при учете скорости света  $t' = t - vx/c^2$  изменение можно не учитывать и принять  $t' = t$ ,

Солнечной системы и ракет). При удовлетворении этому условию условие ограничения удовлетворяется:  $v^2/c^2 < (2 \cdot 10^4 / 3 \cdot 10^8)^2 = 0,67 \cdot 10^{-8} \ll 1$ . При земных скоростях до 100 м/с условие ограничения тем более удовлетворяется:  $v^2/c^2 < (10^3 / 3 \cdot 10^8)^2 = 0,33 \cdot 10^{-10} \ll 1$ . Данное преобразование с сопутствующей ей 4-мерностью позволит рассматривать классическую механику в 4-мерном тензорном виде. Но с разумным учетом сделанного ограничения, во избежание недоразумений и дополнительных парадоксов.

Обратные преобразования для этих преобразований имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} t &= \frac{t' + vx'}{1 - v^2}, \\ x &= \frac{x' + vt'}{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Найдем "волновую" метрику этого пространства. Учтывая, что в УАИСО  $ds^2 = dt^2 - dx^2$ , и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left( \frac{dt' + vdx'}{1 - v^2} \right)^2 - \left( \frac{dx' + vdt'}{1 - v^2} \right)^2 = \\ &= \frac{dt'^2 + 2vdt'dx' + v^2dx'^2 - dx'^2 - 2vdt'dx' - v^2dt'^2}{(1 - v^2)^2} = \\ &= \frac{(1 - v^2)(dt'^2 - dx'^2)}{(1 - v^2)^2} = \frac{dt'^2 - dx'^2}{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

А соответствующая ей метрика будет следующей:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1 - v^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{1 - v^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.51)$$

Очень знакомый метрический тензор, соответствующий АИСО. Оно означает, что преобразования (3.38) являются ортонормированными. И преобразования координат, и метрика соответствуют преобразованиям Лоренца СТО А.Эйнштейна и пространства Минковского.

### Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о.  $dr'=0$ , имеем:

$$\begin{aligned} d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\ d\tau'^2 &= \frac{dt'^2}{1 - v^2}, \\ d\tau'_{dr'=0} &= \frac{dt'}{\sqrt{1 - v^2}}. \end{aligned} \quad (3.52)$$

что полностью соответствует классической механике. К пространственным координатам и элементам векторов это не относится.

Здесь  $d\tau'$  – "интервал" ВП в представленном координатном ВП,

$t'$  – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (3.23) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО находится в согласии с собственным волновым временем  $dt'$  ИСО(!)**.

С другой стороны, из этих же уравнения следует, что:

$$\begin{aligned} dt' &= dt - vdx \rightarrow \\ d\tau'_{dr'=0} &= \frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt - vdx}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt(1-v^2)}{\sqrt{1-v^2}} = dt\sqrt{1-v^2}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом"  $dt$  ВП в УАИСО(!)**. С другой стороны, это утверждение можно обратить:

$$\begin{aligned} dt' &= dt + (-v)(dx) \rightarrow \\ d\tau'_{dr'=0} &= \frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt + (-v)dx}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt(1-v^2)}{\sqrt{1-v^2}} = dt\sqrt{1-v^2}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Здесь  $(-v)$  – скорость УАИСО относительно ИСО. Это уравнение дополнительно подтверждает симметричность взаимных свойств для любых произвольных ИСО и невозможность выбрать среди них одно в качестве АИСО.

### Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя. Используя (3.38) и (3.40) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о.  $dt' = 0$ , имеем:

$$\begin{aligned} -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\ -dl'^2 &= \frac{dt'^2}{1-v^2} - \left( \frac{dx'^2}{1-v^2} + dy'^2 + dz'^2 \right), \end{aligned} \quad (3.55)$$

$$dl'_{dt'=0} = \sqrt{\frac{dx'^2}{1-v^2} + dy'^2 + dz'^2} = |dr'|. \quad (3.56)$$

Из уравнения (3.45) следует, что **"интервальная" волновая длина в движущемся ИСО находится в согласии с собственной волновой длиной  $dx'$  ИСО(!)**. Используя (3.38), это же расстояние можем записать через координаты УАИСО:

$$\begin{aligned} dr' &= vdt' = v(dt - vdx) = \\ &= vdt = vdt\sqrt{1-v^2} = dx\sqrt{1-v^2} \rightarrow \\ dl' &= |dx|\sqrt{1-v^2}. \end{aligned} \quad (3.57)$$

В этом уравнении выражение  $vdt'$  учитывает неколлинеарность осей координат  $x$  и  $x'$ . А уравнение в целом говорит о том, что расстояния в ИСО по сравнению с УАИСО при этом сокращаются. Это хорошо видно на **Рисунок 3.3**: координата  $x'$  т.В' находится правее координаты т.В\*. С другой стороны, т.В'\* находится левее т.В:

$$dr' = dr - vdt \rightarrow$$

$$dl'_{dt'=0} = \sqrt{\frac{(dx - vdt)^2}{1 - v^2}} = \frac{|dx|}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \quad (3.58)$$

$$dl = |dx| = |dx'| \sqrt{1 - v^2}.$$

Это уравнение говорит о симметричности эффекта "сокращения" расстояний для любых двух ИСО, в т.ч как ИСО относительно УАИСО, так и УАИСО относительно ИСО.

### Процесс формирования и распространения фронта волны в поперечном эталоне

Выше в начале этого раздела я рассматривал процесс формирования и распространения фронта волны в поперечном эталоне бесконечно малой ширины (см. Рисунок 3.3). И специально это оговорил. Это позволило не останавливаться на особенностях распространения фронта волны конечной ширины. А эти особенности имеются, и они могут вызывать вопросы, т.к. такой волны не существует. И они связаны с законом распространения Гюйгенса для волн. Но не только – а и с алгоритмом синхронизации времени. Выше мы рассмотрели два способа синхронизации времени – по Тангерлини и по Эйнштейну. Для рассмотрения поставленного вопроса в обоих случаях подходит Рисунок 3.7. На ней представлены четыре отдельные схемы распространения поперечных волн.

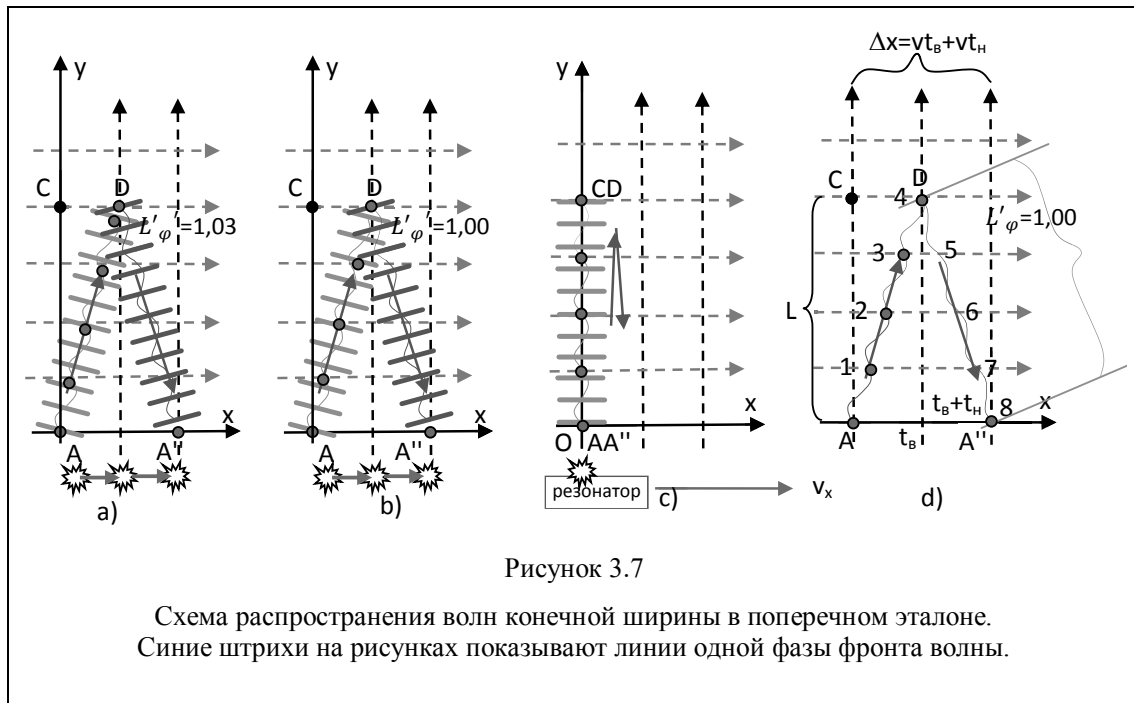


Рисунок 3.7

Схема распространения волн конечной ширины в поперечном эталоне.  
 Синие штрихи на рисунках показывают линии одной фазы фронта волны.

На Рисунок 3.7а показано движение галилеевой волны, синхронизированной с галилеевым временем, в с.о. УАИСО в поперечном волновом эталоне со скорректированным направлением движения фронта галилеевой волны. Созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее в т.Д и возвращается в исходную, но уже переместившуюся т.А". Заметим следующее – **фронты волны в плоскости ху как "туда, так и обратно", не параллельны оси х, а как бы специально "юстированы" (наклонены вперед) для того, чтобы луч "туда" мог попасть в т.Д и, отразившись от нее, попасть в уже**

переместившуюся  $m.A'$ . Механизм "юстировки" может быть различным. Без юстировки луча по закону Гюйгенса распространения волны волна пошла бы к  $m.C$  в перпендикулярном к оси  $x$  направлении и рисковала бы вообще не отразиться от переместившегося зеркала  $D$  (см. Рисунок 3.3).

Есть замечание к Рисунок 3.7а: юстировка автоколебательной (или другой авто...) эталонной волны в эталоне может производиться (и, безусловно, будет произведена) автоматически. При этом у волны изменится резонансная частота (Рисунок 3.7б). С т.з. УАИСО, созданная в  $m.A$  волна, распространяясь к  $m.C$ , отражается от нее в  $m.D$  и возвращается в исходную, но уже переместившуюся  $m.A''$ , замыкая стоячую волну (Рисунок 3.7а). Но этот рисунок не показывает саму стоячую волну и ее форму в резонаторе: фронт стоячей волны будет параллелен оси  $x$ .

С т.з. ИСО эталона, созданная в  $m.A$  волна, распространяясь к  $m.CD$ , отражается от нее в  $m.CD$  и возвращается в исходную, но уже переместившуюся  $m.AA''$ , замыкая стоячую волну (Рисунок 3.7с). Причем, как выше было замечено, видимые картины распределения однофазного фронта стоячей волны двух лучей – прямой и отраженной, контра- и ковариантной – будут, как показано на рисунке, параллельны оси  $x$ . Как и должно быть в эталоне.

Рисунок  $d$ ) показывает схему расчета длины пути фронта волны в движущемся волновом эталоне.

Далее рассмотрим интерпретации процессов распространения волны в эталонном резонаторе по Тангерлини и по Эйнштейну.

### **Проблема одновременности на торце поперечного эталонного резонатора**

Рассматривая (Рисунок 3.7,б), можно заметить, что фронт волны, возбужденный в движущемся поперечном эталоне, в с.о. УАИСО, не параллелен основанию (или направлению движения) эталона. Именно поэтому, по закону Гюйгенса для распространяющейся волны, волна распространяется в ней по "диагонали". В с.о. (ИСО) самого эталона по этому же закону фронт волны должен быть расположен параллельно основанию (как на Рисунок 3.3,с). Т.к. точки фронта волны должны быть одновременными, то мы видим нарушение "видимое" принципа для взаимно подвижных с.о. Это значит, что то, что одновременно в с.о. подвижного эталона в ИСО (как на Рисунок 3.3,с), не одновременно в с.о. УАИСО (как на Рисунок 3.3,б). И наоборот. Как следствие, оказывается, что параллельность фронта волны поперечной волны является относительным понятием.

Для формирования такой волны нельзя применять синхронизацию фронта волны на торце по абсолютным галилеевым часам с бесконечной скоростью распространения управляющего сигнала, т.к. в этом случае получим перпендикулярный (в АИСО!) галилеев луч, который не сможет войти в состояние авторезонанса на резонаторе конечной ширины.

Специально наклонять торец излучателя для точного направления фронта волны вдоль движущегося резонатора также не имеет смысла – возвратившийся отраженный обратный луч не будет отражен с соблюдением условий авторезонанса и, скорее всего, будет рассеян.

Для получения эффекта "наклона" поперечного луча под нужным углом при параллельности плоскости "зеркал" необходимо обеспечить "запаздывание" генерации фронта волны вдоль основания "генератора" волны на некоторое время, зависящее от расстояния точки возбуждения фронта волны от "начальной" точки и скорости эталонного резонатора. При этом получится эффект "управляемой антенной решетки", используемый в современных технических антенных установках.

Это все – дополнительные не естественные для Природы "технические" трудности реализации. Но этим вариантом Природа может "воспользоваться" в автоматическом авторезонансном режиме по своим "неписаным" законам: "автоколебания" возбуждятся именно в нужном направлении.

### По Тангерлини

По Тангерлини каких либо изменений в описании распространения эталонного луча можно и не делать. Время в ней абсолютно и замедляется в соответствии с Рисунок 3.7b. При использовании абсолютного времени с релятивистским коэффициентом, необходимо получить реальный наклон фронта луча "вперед". Для этого необходимо получить эффект "антенной решетки", когда в задней точке торца фронт волны будет формироваться раньше переднего (с т.з. УАИСО) на время, равное

$$\Delta t' = v\Delta x' = \frac{v\Delta x}{\sqrt{1-v^2}}, \quad (3.59)$$

где  $\Delta x$  – ширина торца (в УАИСО). Если не обеспечить это условие, то фронт волны будет формироваться и распространяться как в галилеевом пространстве с абсолютным временем. Для этого в ГП можно использовать специальное техническое средство, позволяющее распределить формирование фронта волны в области нижнего "активного" торца эталона наподобие управляемой фазированной антенной решетки. В принципе технически этого эффекта можно добиться инжекцией волны необходимой частоты, получаемой на продольном эталоне, в поперечный эталон через полупрозрачный торец с внутренними зеркалами, с автоколебательной обратной связью на нужной частоте. Заметим следующее: значение  $\Delta t'$  в (3.59) как раз соответствует (3.35).

Но для автоколебательной эталонной системы нет необходимости в использовании какой либо специальной технической системы – автоколебания сами по себе будут скорректированы с нужным наклоном. Тогда наклонная линия фронта волны будет, в принципе, наблюдаема специальными приборами и соответствовать линии однофазности. Практическая реализация преобразований Тангерлини, таким образом, способна локализовать ИСО в УАИСО. Проблема лишь в реальном выборе абсолютного АИСО.

Вопрос о физической реальности применения преобразований Тангерлини решается достаточно просто: это распространение акустической волны в воздушной среде. Именно в ней возможно обеспечить преобразования координат в соответствии с Тангерлини. Бесконечная скорость распространения информационного сигнала почти (с большой точностью) обеспечивается передачей ее электромагнитными волнами. Но здесь есть и определенная "ловушка": стоячая волна должна формироваться на активной торцевой плоскости или теле резонатора не синхронно с часами, синхронизируемыми абсолютными информационными сигналами с помощью электромагнитных волн, а на основе авторезонанса типа "лазерного", но только акустического – "сазера".

### По Эйнштейну

Для автоколебательной эталонной системы по Эйнштейну нет необходимости использования какой либо специальной технической системы – автоколебания сами по себе будут скорректированы с нужным наклоном (см. (3.35) и Рисунок 3.7c). Но, в отличие от предыдущего случая, наклонная линия фронта волны будет в принципе соответствовать одновременно и линии однофазности, и линии одновременности (по Эйнштейну) в ИСО. А наклонная линия фронта волны, опять в отличие от предыдущего случая, будет уже не наблюдаема. Преобразования системы координат, соответствующие этому, следующие:





треугольника  $ACA'$  в соответствии с уравнениями (см. Рисунок 3.8):

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}}, \\ \lambda^\varphi &= \lambda \frac{R}{\lambda} = R, \\ \lambda^x &= \frac{\lambda v}{c} = \frac{Rv}{c\sqrt{1-\beta^2}}, \\ \omega' &= \omega\sqrt{1-\beta^2} = \frac{c\sqrt{1-\beta^2}}{R}.\end{aligned}\tag{3.61}$$

Здесь  $\varphi$  – индекс циклического направления,  $\lambda^x$  – смещение точки фронта волны в пространственном направлении за один оборот.

Также можно определить и составляющие скорости распространения фронта волны вдоль "осей" цилиндра:

$$\begin{aligned}c^\varphi &= c\sqrt{1-\beta^2} = \sqrt{c^2 - v^2}, \\ c^x &= v.\end{aligned}\tag{3.62}$$

Здесь  $c^x = v$  соответствует групповой скорости распространения волн в движущемся со скоростью  $v$  резонаторе в пространственных направлениях.

В связи с тем, что волна меняет направление движения, его фаза будет изменяться как вдоль круговой образующей (с каждым циклом фаза волны будет меняться, как и прежде, на  $2\pi$ ), так и вдоль цилиндрической образующей. Найдем длину волны  $\lambda^r$ , соответствующую изменению фазы на  $2\pi$  вдоль образующей оси цилиндра  $x$ . Длина волны будет раскладываться по двум осям –  $x'$  и  $r^\varphi$ . Их можно найти из подобия треугольников  $ACA'$  и  $B'A'A$  в соответствии с уравнениями (см. Рисунок 3.8):

$$\begin{aligned}\frac{\lambda^x}{\lambda} &= \frac{\lambda}{\lambda^r} \rightarrow \\ \lambda^r &= \frac{\lambda^2}{\lambda^x} = \frac{\left(\frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2}{\frac{Rv}{c\sqrt{1-\beta^2}}} = \frac{R}{\frac{v}{c}} = \frac{c}{v} \frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}} : \left\{ = \frac{c}{v} \lambda. \right\}\end{aligned}\tag{3.63}$$

Не хочу никому навязывать свое мнение, но эта формула мне напоминает формулу длины волны де Бройля<sup>15</sup>  $\lambda^{dB}$ :

$$\lambda^r \sim \lambda^{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h\sqrt{1-\beta^2}}{mv}.\tag{3.64}$$

Дополнительное циклическое (ограниченное) измерение интересно тем, что реальными линейками (и часами) с ограничением предельного минимального измеримого интервала более этой циклической длины невозможно идентифицировать ее существование. Но это измерение в силу своей фундаментальности может проявляться на измеримых материальных и метрических эффектах. Длины волн  $\lambda^x$  и  $\lambda^r$  (волны де Бройля) – одни из них.

### **Другие промежуточные альтернативные преобразования**

<sup>15</sup> См. [https://traditio.wiki/Длина\\_волны\\_де\\_Бройля.\(1\)](https://traditio.wiki/Длина_волны_де_Бройля.(1)).

## **координат**

Выше мы рассмотрели два варианта волновых пространств – с преобразованиями Тангерлини с условно-абсолютным релятивистским временем и релятивистские преобразования Лоренца СТО А.Эйнштейна. Все другие возможности новой волновой координатной системы определяются, как уже было упомянуто выше, направлением оси  $x'$ . А само направление оси  $x'$  определяется способом синхронизации времени. Точнее, той пространственно-временной "плоскостью"  $(t', x')$ , реальные физические лабораторные (точнее – модельные) часы в которой показывают одно и то же время. А оно может быть определено из принципов устройства реального ПВ. И оно полностью определяется параметром скорости распространения информационного сигнала, используемой для синхронизации часов, в рассматриваемом ПВ. Для ПВ с преобразованиями Тангерлини эта скорость стремится к бесконечности, для ПВ с релятивистскими преобразованиями Лоренца эта скорость равна скорости распространения фронта используемых волн.

На Рисунок 3.8 эти возможности условно определяются направлением оси  $x'$  как " $x' = ?$ " (без определения ее формулы, но которое будет проходит через начало координат  $O$  и пересекать линию  $BB''$  в некоторой  $t.B'$ , зависящей от скорости движения ИСО и скорости синхронизирующего сигнала. От нее зависит функция преобразования координаты " $t' = t'(t, x, v, B')$ ".

## **4. Дополнения**

Отдельным широко распространенным типом движения в любом пространстве является волновое движение, характеризующееся некоторой амплитудой  $A$ , частотой колебаний  $\omega$  параметра волны и скоростью  $c = c_x$  движения волны вдоль направления оси  $x$ . В данной работе рассмотрены уравнения движения волны в пространствах с различной метрикой: в галилеевом пространстве, дорелятивистском пространстве классической механики и пространстве Минковского. Рассчитаны абберация, релятивистский и Доплера эффекты. Рассмотрены различные случаи взаимного движения источника и приемника и соответствующие им преобразования координат.

Будем рассматривать уравнение волнового движения скалярной волны вдоль оси  $x$ :

$$A = \sin\omega(t - x/c). \quad (4.1)$$

в трех ситуациях:

- 1) при поперечном по отношению к волне движении приемника;
- 2) при движении источника волн по отношению к АСО в галилеевом пространстве и покоящемся относительно АСО приемнике;
- 3) при движении приемника относительно АСО,
- 4) но: движение под углом в данной работе не рассматриваем.

### **Уравнение волны в галилеевом пространстве**

Галилеевым пространством называется пространство, представляющее собой прямое произведение 3-мерного и 1-мерного абсолютных евклидовых пространств. Абсолютность галилеева пространства заключается в том, что при преобразованиях координат их "плоскости" одновременности остаются инвариантными. При этом значения координат преобразуются линейно во времени пропорционально скорости новой с.о.:

$$\begin{cases} t = t', \\ x = x' + v_x t', \\ y = y' + v_y t', \\ z = z' + v_z t', \end{cases} \quad (4.2)$$

где  $(v_x, v_y, v_z)$  – скорость новой с.о. в старой (в направлении координатной оси  $y$ ).

При таком преобразовании координат промежутки времени между любыми двумя точками и расстояния между любыми двумя точками 3–мерного подпространства остаются инвариантными. Особо отмечу следующий момент: промежутки времени и расстояния между двумя точками являются физически измеримыми параметрами, в то время как "галилеевость" является "математическим" "абстрактным" модельным свойством интерпретации (или описания) пространства физической реальности. Эта модель пространства применяется в классической механике и физике, в которой происходят движения всех материальных объектов.

### ГПТК поперек направления движения волны

Сделаем ГПТК (галилеевы преобразования тензоров и координат) со скоростью  $v_y$  в направлении  $+y$ , перпендикулярном направлению движения фронта волны – это соответствует поперечному по отношению к волне движению приемника – и посмотрим, что из этого получится. Старые координаты будут равны:

$$\begin{aligned} t &= t', \\ y &= y' + v_y t', \\ x &= x'. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Уравнение волны (4.1) относительно новой с.о. будет следующей:

$$\begin{aligned} A &= \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) \rightarrow \\ A' &= \sin \omega \left( t' - \frac{x'}{c} \right) \equiv \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Из этого уравнения видно, что поперечная к направлению движения волна никак не изменяет своей формы: **ни эффекта Доплера, ни аберрации, ни релятивистского эффекта не наблюдается**. Как фронт волны располагался вдоль оси  $y$  и ее фронт распространялся вдоль оси  $x$ , так и продолжает располагаться и распространяться. В уравнение распространения монохроматической волны скорость с.о. перпендикулярная к направлению распространения, не входит. Это также значит, что если волна распространяется в с.с., то для волны безразлично, движется эта среда в направлении оси  $y$  или нет. С помощью такой волны (!) невозможно детектировать перпендикулярное к направлению распространения фронта волны движение АИСО ПВ.

Это также означает, что линейная волна не является галилеевым объектом: она не получает какого-либо параметра, зависящего от поперечной к направлению распространения фронта волны скорости с.о.

Это несколько неожиданно: нас со школы учили, что должна наблюдаться аберрация, т.е. отклонение фронта волны в сторону движения. Нам приводили три примера: 1) падающие капли дождя, 2) волны за кормой движущегося корабля и 3) отклонение положения звезд в телескопе при движении Земли по траектории вокруг Солнца. Но этот

вывод об отсутствии абберации, конечно, не означает, что эффект "абберации" вовсе отсутствует. Он лишь означает, что фронт волны (именно фронт волны) как был коллинеарным к направлению движения, так и остался таким же (Рисунок 4.1a). Из трех приведенных выше примеров первые два не противоречат нашему выводу насчет абберации, но третий вывод – противоречит. По третьему примеру см. далее.

Но это полностью противоречит наблюдаемому косому направлению следов падающих перпендикулярно капелек дождя на стекле движущегося транспортного средства. Разберем ситуацию.

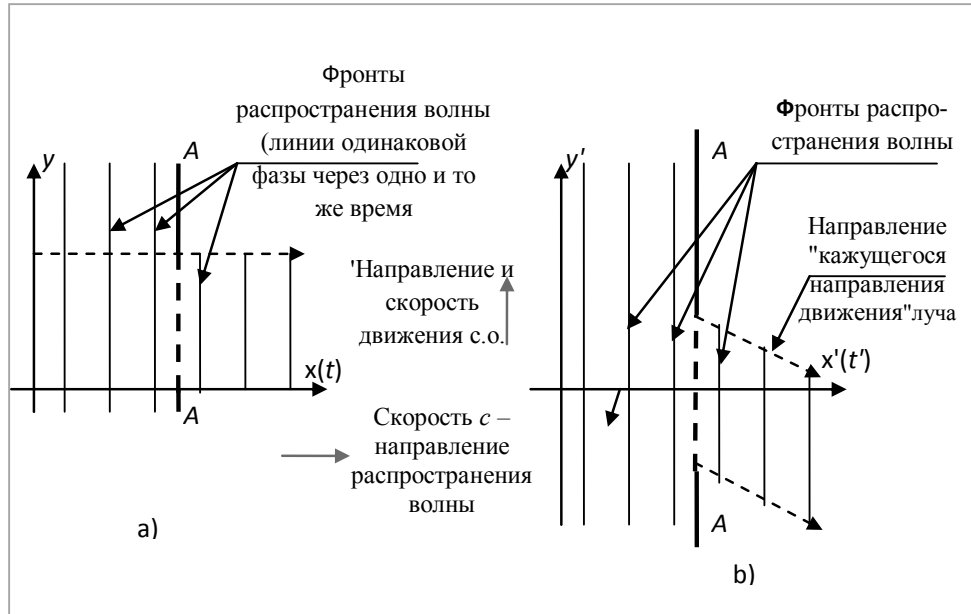


Рисунок 4.1

Распространение волны при галилеевых преобразованиях координат, перпендикулярных направлению распространения волны: а) в исходной, "покоящейся" с.о., б) в с.о., движущейся со скоростью  $v$  в направлении оси  $y$ . Линия А–А соответствует движущейся с той же скоростью щели на пути прохождения волны: примерно такую форму имеют волны на воде от движущегося катера.

Мы знаем, что есть ковариантный вектор скорости, и контравариантный. Рассматриваемая нами ситуация вообще-то не является движением волны, а движение капелек дождя – корпускулярное движение материи. Это так, и в этом заключается большая разница между корпускулярным и волновым движениями материи. Но есть и общее. Если смотреть движение каждой капли в отдельности, то его скорость движения подчиняется правилу преобразования ковариантных векторов скорости. А если учитывать движение целого семейства параллельных направлению движения капелек дождя как некоего фронта – то можем найти сходство с направлением движения фронта параллельной волны. И скорость движения этого "фронта" капелек дождя есть их ковариантная скорость.

Этот пример схож с примером очень узкого луча света. Для узкого волнового луча эффект "механической" абберации будет присутствовать в классическом варианте как свойство контравариантной скорости. Узкий луч обладает корпускулярными свойствами.

Если абстрагироваться от волнового описания процесса распространения монохроматической волны, заполняющей все пространство, и выделить (материализовать) с помощью параллельно двигающейся щели достаточно широкий по сравнению с длиной

волны кусок фронта волны (Рисунок 4.1b), то можно увидеть, что он распространяется вполне по корпускулярным законам, согласующимся с галилеевыми преобразованиями, но только для контравариантных векторов. Кусочек фронта волны будет двигаться в первом приближении как стержень, движущийся перпендикулярно самому себе и одновременно в направлении, противоположном направлению движения новой с.о., и иметь скорость  $c^i = c^i - v_x^i$ . Но какова скорость  $v_y$ ? Чисто из наблюдения за фронтом волны до щели эту скорость определить невозможно: она может быть произвольной. И направление движения этого кусочка волны может быть произвольным, в частности, как на (Рисунок 4.1b) после щели АА. Но это направление должно соответствовать скорости движения щели вдоль оси  $y$  по отношению к среде, в которой распространяется волна. В данной интерпретации можно сказать, что существует эффект поперечной механической абберации:  $\text{tg}\phi = v_y/c$  (Рисунок 4.1b). И этот угол относится не к направлению фронта волны, а к "видимому" направлению движения луча волны, прошедшего через щель. Каждый отдельный кусочек волны за щелью движется как бы независимо, показывая корпускулярный характер.

### Эффект Доплера от движущегося источника волн в галилеевом АСО

Если источник волн движется, например, в сторону оси  $x$  со скоростью  $v$ , а приемник покоится, то уравнением волны в с.о. приемника будет

$$A' = \sin\omega \left( t - \frac{x \pm vt}{c \pm v} \right). \quad (4.5)$$

Здесь  $(c \pm v)$  – это скорость распространения волны в с.о. движущегося источника. Будем считать, что если источник (точнее, волна) и приемник движутся от  $x = -\infty$  к  $x \rightarrow +\infty$ , то знак при их скорости будет соответствовать их векторной скорости с правильным знаком. Решим (4.5) для положительного знака скорости источника, движущегося в сторону  $x \rightarrow +\infty$ :

$$\begin{aligned} A' &= \sin \frac{\omega}{c-v} (t(c-v) - (x-vt)) = \\ &= \sin \frac{\omega}{c-v} (ct-vt-x+vt) = \\ &= \sin \frac{\omega}{c-v} (ct-x) = \sin \frac{\omega}{1-\frac{v}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) = \rightarrow \\ A' &= \sin\omega' \left( t - \frac{x}{c} \right); \omega' = \frac{\omega}{1-\frac{v}{c}}; \end{aligned} \quad (4.6)$$

Это уравнение волны в с.о. движущегося источника волн говорит о том, что при движущемся в АСО источнике:

- 1) изменится скорость движения волны вдоль оси  $x'$  относительно источника:  $c' = c \pm v$ ,
- 2) изменится круговая частота волны относительно приемника в АСО:  $\omega' = \omega/(1 \pm v/c)$ . Это частота, которую воспринимает приемник (измеритель) частоты волны, находящийся в состоянии покоя относительно АСО.
- 3) длина волны  $\lambda$  в АСО изменяется в соответствии с уравнением:

$$A' = \sin \frac{\omega}{1-\frac{v}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) \rightarrow \quad (4.7)$$

$$A' = \sin\omega \left( \frac{-\frac{x}{c}}{1 \pm \frac{v}{c}} \right) = -\sin\omega \left( \frac{x}{c-v} \right) \rightarrow$$

$$\lambda = \frac{c-v}{\omega}.$$

В направлении движения источника в сторону приемника длина волны уменьшается ( $v > 0$ ), частота увеличивается. В направлении движения источника от приемника длина волны увеличивается ( $v < 0$ ), частота уменьшается.

### Эффект Доплера на движущемся приемнике волн в галилеевом АСО

За исходное уравнение волны примем уравнение волны (4.5) от движущегося со скоростью  $v_i$  источника:

$$A' = \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right). \quad (4.8)$$

Это соответствует случаю движущегося источника частоты. Источник при этом находится в состоянии покоя относительно АСО волновой среды. Сделаем ГПТК со скоростью  $v = v_x$  в направлении движения фронта волны и посмотрим, что получится:

$$t = t',$$

$$x = x' + v_p t'. \quad (4.9)$$

Здесь  $v_p$  – скорость приемника. Уравнение волны относительно новой с.о.:

$$A' = \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) \rightarrow$$

$$A' = \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' - \frac{x' + v_p t'}{c} \right) = \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' - \frac{v_p t'}{c} - \frac{x'}{c} \right) =$$

$$= \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' \left( 1 - \frac{v_p}{c} \right) - \frac{x'}{c} \right) = \sin \omega \frac{1 - \frac{v_p}{c}}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' - \frac{x'}{c - v_p} \right) =$$

$$= \sin \omega \frac{c - v_p}{c - v_i} \left( t' - \frac{x'}{c - v_p} \right). \quad (4.10)$$

При  $v_p, v_i \ll c$  (4.10) можно упростить:

$$A' = \sin \omega \frac{c - v_p}{c - v_i} \left( t' - \frac{x'}{c - v_p} \right) \rightarrow$$

$$A' = \sin \omega \left( 1 - \frac{v_p - v_i}{c} \right) \left( t' - \frac{x'}{c - v_p} \right). \quad (4.11)$$

Учитывая, что  $v_p - v_i = v$  – скорость приемника относительно источника волн, имеем

$$A' = \sin\omega \left(1 - \frac{v}{c}\right) \left(t' - \frac{x'}{c - v_p}\right). \quad (4.12)$$

Как видно, эффект Доплера зависит от скорости приемника  $v_p$  и ее скорости относительно источника волн. Это изменение частоты волны называется эффектом Доплера и соответствует классическому эффекту Доплера классической волны.

Изменение частоты волнового процесса называется эффектом Доплера и для волновой АСО в галилеевом пространстве соответствует классическому эффекту Доплера распространения волнового процесса. Изменение скорости волны в АСО соответствует галилеевым преобразованиям скорости в классической механике. Но есть и существенная разница: волновой процесс выделяет в пространстве некоторое "волновое" АСО, а механическое движение не выделяет.

Процесс распространения монохроматической волны не является единственным случаем распространения волнового процесса. Кроме этого, можно рассмотреть процесс распространения волны от движущегося и покоящегося излучателей волновых процессов. Разница в процессах будет заключаться в том, что источник будет излучать волны определенной, постоянной частоты в движущейся ИСО, и задача будет заключаться в выводе соответствующих формул движения волнового процесса.

Вопрос: соответствует или противоречит это принципу относительности? Если считать, что волна является таким же объектом, что и м.т. и мы можем получать информацию о его состоянии с бесконечной скоростью, то соответствует. Т.е. эта волна является классическим галилеевым объектом, движущимся со скоростью  $c - v$ .

С другой стороны, эта волна может иметь только вполне определенную скорость в определенном направлении движения в произвольной с.о. и эта скорость однозначно определяется ГПТК. С этой точки зрения **волна не является классическим объектом** – она не может иметь произвольную скорость движения в произвольной ИСО. Это означает, что в **пространстве существует выделенная с.о. относительно которой скорость волны будет симметрична по всем направлениям**. Принцип относительности не соблюдается.

Как следствие, мы получаем, что в каждой точке должна существовать роза скоростей волны и одна выделенная относительно этой розы с.о., что–то типа абсолютной с.о. (АСО), в которой скорость распространения волны не зависит от направления. Волна не является классическим объектом и пространство для него обладает свойствами АСО и в любой с.о. для него должно существовать векторное поле скоростей связанной с ней АСО.

### Выводы:

1) Изменение скорости фронта волны при переходе в ИСО соответствует галилеевым преобразованиям скорости в классической механике.

2) Но волновое движение не является классическим движением объектов галилеевой механики: скорость распространения волнового процесса не может быть произвольной в конкретной с.о. Она по своему определению в соответствии с уравнением  $A = \sin\omega(t - x/c)$  может быть введена только в пространстве со свойствами АСО, или на фоне некоторого "эфира". Аналогом такого волнового движения является распространение звуковой волны в с.с.

3) При этом наблюдается классический эффект Доплера как для случая движущегося относительно АСО источника, так и движущегося приемника.

4) Не имеется аберрации, что противоречит классической волновой теории распространения света Гюйгенса. Но имеется механическая аберрация отклонения волнового



луча щелью. При этом направление движения "волнового" луча не совпадает с направлением движения фронта волны.

5) При движении волны в с.с. классической механики возможна потеря информации о перпендикулярных к направлению распространения фронта волны составляющих скорости с.с. Для нее существенна только продольная к направлению распространения фронта волны скорость движения среды.

6) В силу того, что не вся информация о сопутствующей с.с. теряется, можно в любом случае восстановить параметры АСО, сопутствующей волновым процессам, в опытах со щелями (лучами).

### Уравнение волны в пространстве ДРП с ДРПТК

Дорелятивистским пространством (ДРП) назовем пространство, представляющее собой 4-мерное пространство-время, включающее в себя 1-мерное пространство "время" и 3-мерное просто "пространство". Эти пространства не являются абсолютными и их не абсолютность заключается в том, что при преобразованиях координат их "плоскости" одновременности не остаются инвариантными, а значения координат "перемешиваются". При этом преобразуются линейно, взаимозависимо и пропорционально скорости новой с.о. При движении новой с.о. со скоростью  $v_x$  вдоль оси  $x$  преобразования координат выглядят так:

$$\begin{cases} t' = t - \frac{v_x x}{c^2}, \\ x' = x - v_x t, \\ y' = y', \\ z' = z'. \end{cases} \quad (4.13)$$

Эти преобразования назову дорелятивистскими преобразованиями координат и тензоров (ДРПТК).

При произвольном направлении движения преобразования координат выглядят гораздо сложнее. Я их не буду приводить. Также сделаю замечание по области применения (4.13) бесконечно малыми скоростями, что косвенно определено в слове "дорелятивистское".

Как видно из (4.13), при переходе в другое ИСО оси  $x$  и  $t$  теряют свойство абсолютности, в отличие от ГПТК. При таком преобразовании координат промежутки времени между любыми двумя точками и расстояния между любыми двумя точками 3-мерного подпространства не остаются инвариантными. Как и раньше, здесь также особо отмечу следующий момент: промежутки времени и расстояния между двумя точками являются физически измеримыми параметрами, в то время как "галилеевость" и "дорелятивизм" являются "математическими" "абстрактным" модельными свойствами интерпретации (или описания) пространства физической реальности. Эта "дорелятивистская" модель пространства не применяется в классической механике и физике, в которой изучается движение всех материальных объектов. У него свои модели эталонов, более близкие к релятивистским, но не релятивистские. И она более правильно описывает реальные свойства волнового движения в ней в области определения КФ, и поэтому преобразования (4.13) надо считать реальными. Правда, в силу малости реальных скоростей измеримый эффект для реальных объектов, например – движения Земли по орбите, от (4.12) выражается мизерной величиной примерно

$$v_3/c^2 = 3 \cdot 10^4 [\text{м/с}] / (3 \cdot 10^8 [\text{м/с}])^2 \sim 3,3 \cdot 10^{-12} [\text{с/м}].$$

Но в волновом распространении света проявляется сильнее и определяется безразмерной

величиной

$$v_x/c = 3 \cdot 10^4 [\text{м/с}] / 3 \cdot 10^8 [\text{м/с}] \sim 1,0 \cdot 10^{-4}.$$

Здесь будем рассматривать то же самое уравнение (4.1) волнового движения скалярной волны вдоль оси  $x$ :

$$A = \sin \omega(t - x/c).$$

в тех же трех ситуациях:

- 1) при поперечном по отношению к волне движении приемника;
- 2) при движении источника волн по отношению к АСО в дорелятивистском пространстве и покоящемся относительно АСО приемнике;
- 3) при движении приемника относительно АСО.

Рассмотрим, как изменяется уравнение движения волны при дорелятивистских преобразованиях координат или соответствующих им движениях источника и приемника волн. Заметим, что для нас важно, как будет восприниматься волна приемником.

*Хочу здесь особо отметить: это то же самое пространство и та же самая волна, что и в ГП, только для его изучения используется другая с.о. с другими эталонами и свойствами, в частности – метрикой. Также напомним: ДРПТК применима при  $v \ll c$ .*

### ДРПТК поперек направления движения волны

Сделаем ДРПТК (дорелятивистские преобразования тензоров и координат) со скоростью  $v$  в направлении  $+y$ , перпендикулярном направлению движения фронта волны – это соответствует поперечному по отношению к волне движению приемника – и посмотрим, что из этого получится:

$$\begin{cases} t = t' + \frac{v_y y'}{c^2}, \\ y = y' + v_y t', \\ x = x', \\ z = z'. \end{cases} \quad (4.14)$$

Уравнение волны относительно новой с.о.:

$$A' = \sin \omega \left( t' - \frac{x'}{c} + \frac{v y'}{c^2} \right) = \sin \omega \left( t' + \frac{\frac{v y'}{c} - x'}{c} \right). \quad (4.15)$$

Из этого уравнения видно, что поперечная к направлению движения волна не изменяет своей частоты и скорости, но наблюдается абберация в направлении движения волны. Найдем уравнение фронта волны для  $t' = 0$  и значения координат для амплитуды  $A = 0$  волнового уравнения из (4.15):

$$\frac{\frac{v y'}{c} - x'}{c} = 0 \rightarrow x' = \frac{v y'}{c}. \quad (4.16)$$

Уравнение (4.16) говорит о том, что фронт волны наклоняется по отношению к своему первоначальному направлению (см. Рисунок 4.2). Найдем угол абберации волнового

движения  $\varphi$ :

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{x'}{y'} = \frac{v}{c}. \quad (4.17)$$

Это выражение полностью соответствует наблюдаемому отклонению луча света от звезд в телескопе – но эффект абберации в этом случае можно заметить только специальными точными астрономическими приборами (см. Рисунок 4.2).

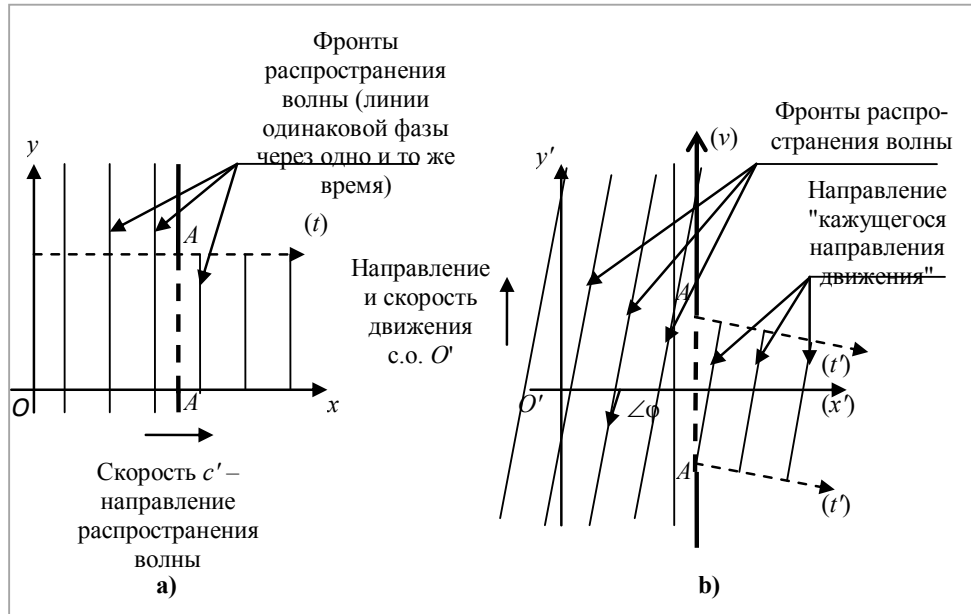


Рисунок 4.2

Распространение волны при дорелятивистских преобразованиях координат, перпендикулярных направлению распространения волны: а) в исходной, "покоящейся" с.о., б) в с.о., движущейся со скоростью  $v$  в направлении оси  $y$ . Линия А–А соответствует движущейся с той же скоростью щели на пути прохождения волны.

Ни пример с косым направлением падения капелек дождя, ни движение волн в с.с. не подходят для объяснения эффекта (4.17) – это всего лишь механические эффекты сложения скоростей в галилеевом пространстве, а пример с телескопом – это фундаментальное свойство пространства и времени. Это также означает, что линейная волна, распространяющаяся перпендикулярно к направлению движения с.о., не является ни галилеевым, ни релятивистским объектом:

- 1) скорость распространения волны остается постоянной и равной  $c$ , но изменяются направление фронта волны и значение координаты времени в соответствии с ДРПТК;
- 2) она не получает какого-либо параметра, зависящего от скорости с.о., кроме угла абберации, соответствующего закону сложения скоростей;
- 3) для только что рассмотренной волны также не существует аномалий распространения ее через щель: направление распространения луча волны за щелью соответствует фронту распространения волны.

### Эффект Доплера от движущегося источника волн

Если источник волн движется, например, в сторону оси  $x$  со скоростью  $v$ , а приемник

покоится, то уравнением волны в с.о. приемника будет

$$A' = \sin\omega \left( t - \frac{x \pm vt}{c \pm v} \right). \quad (4.18)$$

Здесь  $(c \pm v)$  – это скорость распространения волны в с.о. движущегося источника. Будем считать, что если источник (точнее, волна) и приемник движутся от  $x = -\infty$  к  $x \rightarrow +\infty$ , то знак при их скорости будет соответствовать их векторной скорости с правильным знаком. Решим (4.18) для положительного знака скорости источника, движущегося в сторону  $x \rightarrow +\infty$ :

$$\begin{aligned} A' &= \sin \frac{\omega}{c-v} (t(c-v) - (x-vt)) = \\ &= \sin \frac{\omega}{c-v} (ct-vt-x+vt) = \\ &= \sin \frac{\omega}{c-v} (ct-x) = \sin \frac{\omega}{1-\frac{v}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) = \rightarrow \\ A' &= \sin\omega' \left( t - \frac{x}{c} \right); \omega' = \frac{\omega}{1-\frac{v}{c}}; \end{aligned} \quad (4.19)$$

Изменение частоты волны в соответствии с (4.19) называется эффектом Доплера и соответствует классическому эффекту Доплера классической волны. Это уравнение ничем не отличается от случая галилеева пространства. Его свойства:

- 1) скорость движения волны вдоль оси  $x'$  относительно источника не изменяется и остается инвариантной;
- 2) изменится круговая частота волны относительно приемника:  $\omega' = \omega/(1 \pm v/c)$ ;
- 3) длина волны  $\lambda$  в АСО изменяется в соответствии с уравнением:

$$\begin{aligned} A' &= \sin \frac{\omega}{1-\frac{v}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) \rightarrow \\ A' &= \sin\omega \left( \frac{-\frac{x}{c}}{1 \pm \frac{v}{c}} \right) = -\sin\omega \left( \frac{x}{c-v} \right) \rightarrow \\ \lambda &= \frac{c-v}{\omega}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

В направлении движения источника в сторону приемника длина волны уменьшается ( $v > 0$ ), частота увеличивается. В направлении движения источника от приемника длина волны увеличивается ( $v < 0$ ), частота уменьшается.

Из уравнения (4.19) видно, что ни форма уравнения волны, ни скорость ее распространения от движения источника волн не изменились, т.е. она ковариантна относительно ДРПТК, изменилась только частота волны на приемнике в соответствии с эффектом Доплера. Вопрос: является ли эта волна классическим объектом типа м.т.? Нет. Эта волна с преобразованиями координат ДРПТК не является классическим или галилеевым объектом. У него свои особые свойства.

### Эффект Доплера на движущемся приемнике волн в ДРП

За исходное уравнение волны примем уравнение волны (4.20) от движущегося со скоростью  $v_i$  источника:

$$A' = \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right). \quad (4.21)$$

Это соответствует случаю движущегося источника частоты в с.о. "покоящегося" приемника. Сделаем ДПТК со скоростью  $v = v_x$  в направлении движения фронта волны и посмотрим, что получится:

$$\begin{aligned} t &= t' + v_p x' / c^2, \\ x &= x' + v_p t'. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Здесь  $v_p$  – скорость приемника. Уравнение волны относительно новой с.о.:

$$\begin{aligned} A' &= \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' + \frac{v_p x'}{c^2} - \frac{x' + v_p t'}{c} \right) \rightarrow \\ A' &= \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' + \frac{v_p x'}{c^2} - \frac{x' + v_p t'}{c} \right) = \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' - \frac{v_p t'}{c} + \frac{v_p x'}{c^2} - \frac{x'}{c} \right) = \\ &= \sin \frac{\omega}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' \left( 1 - \frac{v_p}{c} \right) + \frac{x'}{c} \left( \frac{v_p}{c} - 1 \right) \right) = \sin \omega \frac{1 - \frac{v_p}{c}}{1 - \frac{v_i}{c}} \left( t' - \frac{x'}{c} \right) = \\ &= \sin \omega \frac{c - v_p}{c - v_i} \left( t' - \frac{x'}{c} \right). \end{aligned} \quad (4.23)$$

При  $v_p, v_i \ll c$  (4.23) можно упростить:

$$\begin{aligned} A' &= \sin \omega \frac{c - v_p}{c - v_i} \left( t' - \frac{x'}{c} \right) \rightarrow \\ A' &= \sin \omega \left( 1 - \frac{v_p - v_i}{c} \right) \left( t' - \frac{x'}{c} \right). \end{aligned} \quad (4.24)$$

Учитывая, что  $v_p - v_i = v$  – скорость приемника относительно источника волн, имеем

$$A' = \sin \omega \left( 1 - \frac{v}{c} \right) \left( t' - \frac{x'}{c} \right). \quad (4.25)$$

Это изменение частоты волны называется эффектом Доплера и соответствует классическому эффекту Доплера классической волны.

Как видно, эффект Доплера зависит от скорости приемника  $v_p$  и ее скорости относительно источника волн. В связи с этим, что в дорелятивистском пространстве скорость распространения волны не зависит от скорости приемника, (см. (4.23)), расчеты этой части можно было не проводить и удовлетвориться результатом второй части этого раздела.

## Выводы

Волновое движение в дорелятивистском пространстве, также как и в галилеевом, не является классическим движением объектов галилеевой механики, хотя и частично сохраняет их свойства. Так как в дорелятивистском пространстве нет АСО и все ИСО равноправны, то эффект Доплера зависит только от скорости приемника относительно источника волн.

1) Уравнения (4.19), (4.25) являются ковариантными волновыми уравнениями: скорость распространения волны при ДРПТК не изменяется (выделены зеленым цветом).

2) при поперечном направлении распространения волны наблюдается эффект абберации, имеющий величину, соответствующую классической; при этом "щелевого (или лучевого)" эффекта не наблюдается;

3) при продольном направлении распространения волны наблюдается классический эффект Доплера.

4) скорость распространения волны остается постоянной в каждом из возможных ИСО.

5) невозможно выделить какую либо из ИСО в качестве выделенной АСО.

6) в связи с инвариантностью описания распространения волны и ее независимостью от скоростей приемника и передатчика эффект Доплера зависит только от взаимной скорости приемника и передатчика;

7) Как следствие из п.6, с точки зрения волны теряется вся информация о сопутствующей с.с. и связанной с ним АСО, сопутствующей волновым процессам, в любых опытах с волнами (в т.ч. и "лучами" через "щели"), невозможно восстановить параметры этой АСО.

## Уравнение волны в пространстве РП с РПТК

Релятивистским пространством (РП) называется пространство, представляющее собой 4-мерное пространство–время, включающее в себя 1-мерное пространство "время" и 3-мерное "пространство". Эти пространства также не являются абсолютными и их не абсолютность заключается в том, что при преобразованиях координат их "плоскости" одновременности не остаются инвариантными, а значения координат "перемешиваются". При этом преобразуются линейно, взаимозависимо и пропорционально скорости новой с.о. При движении новой с.о. со скоростью  $v_x$  вдоль оси  $x$  преобразования координат выглядят так:

$$\begin{cases} t = \frac{t' + \frac{v_x x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_x}{c}\right)^2}} = \frac{t' + \frac{v_x x'}{c^2}}{\beta}, \\ x = \frac{x' + v_x t'}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_x}{c}\right)^2}} = \frac{x' + v_x t'}{\beta}, \\ y = y', \\ z = z'. \end{cases} \quad (4.26)$$

Обратные преобразования отличаются получаются из этих же заменой знака "+" на "-". При произвольном направлении движения преобразования координат выглядят гораздо сложнее.

Как видно из (4.26), при переходе в другое ИСО оси  $x$  и  $t$  теряют свойство абсолютности, в отличие от ГПТК. При таком преобразовании координат промежутки времени между

любыми двумя точками и расстояния между любыми двумя точками 3-мерного подпространства не остаются инвариантными. Как и раньше, здесь также особо отмечу следующий момент: промежутки времени и расстояния между двумя точками являются физически измеримыми параметрами, в то время как "галилеевость" и "релятивизм" являются "математическими" "абстрактными" модельными свойствами интерпретации (или описания) пространства физической реальности. Эта "релятивистская" модель пространства применяется в релятивистской механике и физике, в которой изучается движение всех материальных объектов. У него свои модели эталонов, более близкие к реальным. Практически эти эталоны являются "электромагнитными" "релятивистскими" эталонами длины, времени и массы. И они правильно описывают реальные свойства волнового движения в ПВ и поэтому преобразования (4.26) надо считать реальными.

### Уравнение волны в пространстве СТО с РПТК

Здесь будем рассматривать то же самое уравнение (4.1) волнового движения скалярной волны вдоль оси  $x$ :

$$A = \sin\omega(t - x/c).$$

в трех ситуациях:

- 1) при поперечном по отношению к волне движении приемника;
- 2) при движении источника волн по отношению к относительно "покоящемуся" приемнику;

Рассмотрим, как изменяется уравнение движения волны при релятивистских преобразованиях координат или соответствующих им движениях источника и приемника волн. Заметим, что для нас важно, как будет восприниматься волна приемником.

*Хочу здесь особо отметить: это то же самое пространство и та же самая волна, что и в ГП и ДРП, только для изучения законов ее распространения используется другая с.о. с другими эталонами и метрическими свойствами. Также напомним: РПТК применимы при любых допустимых скоростях, меньших или равных скорости света.*

### РПТК поперек направления движения волны

Это уравнение соответствует движению волны с частотой  $\omega$  со скоростью  $c$  вдоль положительного направления движения координатной оси  $x$ . Сделаем преобразование Лоренца со скоростью  $v$  в направлении  $y$ , перпендикулярном направлению движения волны и посмотрим, что получится:

$$\begin{aligned}t &= (t' + vy'/c^2)/\beta, \\y &= (y' + vt')/\beta, \\x &= x'.\end{aligned}\tag{4.27}$$

Здесь  $\beta = \sqrt{1 - (v/c)^2}$ . Уравнение волны относительно новой с.о.:

$$\begin{aligned}
 A &= \sin \omega \left( \frac{\left( t' + \frac{vy'}{c^2} \right) - x'}{\beta} - \frac{x'}{c} \right) = \sin \frac{\omega}{\beta} \left( t' + \frac{vy'}{c^2} - \frac{\gamma x'}{c} \right) = \\
 &= \sin \frac{\omega}{\beta} \left( t' + \frac{vy' - \beta x'}{c} \right).
 \end{aligned}
 \tag{4.28}$$

Из этого уравнения видно, что поперечная к направлению движения волна изменяет свою частоту и, вдобавок, наблюдается абберация в направлении движения волны и релятивистская добавка к нему. Скорость волны при этом не изменяется. Найдем уравнение фронта волны для  $t' = 0$ :

$$\begin{aligned}
 \frac{vy'}{c} - \beta x' &= 0 \rightarrow \\
 x' &= y' \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{v}{c}.
 \end{aligned}
 \tag{4.29}$$

Коэффициент абберации состоит из двух частей – множителей. Вторая часть, равная  $v/c$ , соответствует классической величине абберации. Первая часть соответствует релятивистскому коэффициенту  $1/\beta$ .

Найдем угол абберации волнового движения  $\varphi$ :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x'}{y'} = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{v}{c} = \frac{v}{\beta c}.
 \tag{4.30}$$

Это выражение полностью соответствует наблюдаемому отклонению луча света от звезд в телескопе – но эффект абберации в этом случае можно заметить только специальными приборами. Тем более с релятивистским эффектом  $\beta$  (см. Рисунок 4.3).

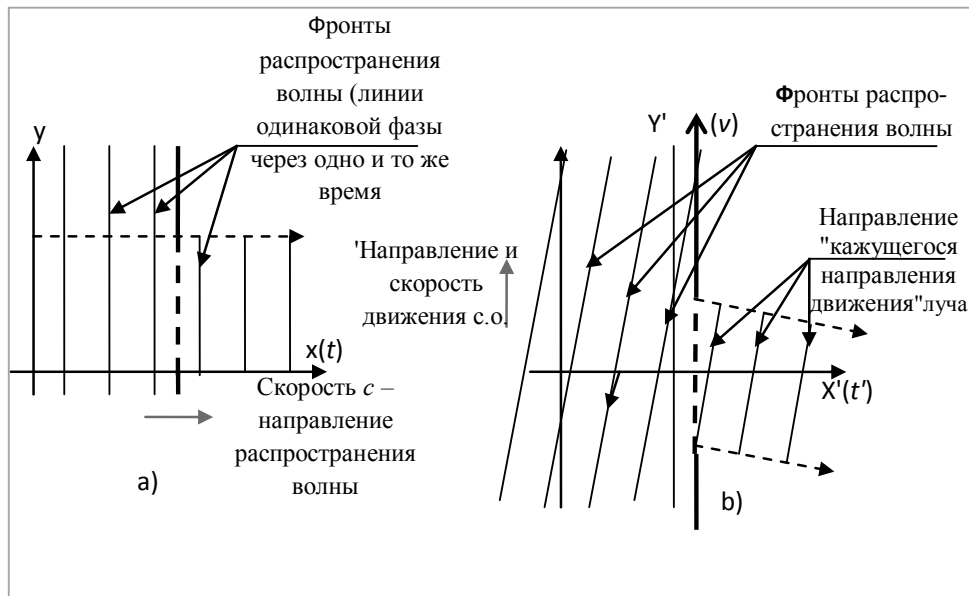


Рисунок 4.3



Пример с косым направлением падения капелек дождя в этом случае не подходит – это всего лишь механический эффект сложения скоростей в галилеевом пространстве, а пример с телескопом – это фундаментальное свойство пространства и времени. Это также означает, что линейная волна, распространяющаяся перпендикулярно к направлению движения с.о., не является галилеевым объектом:

1) скорость распространения волны остается постоянной и равной  $c$ , но изменяются направление фронта волны и значение координаты времени в соответствии с РПТК,

Распространение волны при релятивистских преобразованиях координат, перпендикулярных направлению распространения волны: а) в исходной, "покоящейся" с.о., б) в с.о., движущейся со скоростью  $v$  в направлении оси  $y$ . Линия А–А соответствует движущейся с той же скоростью щели на пути прохождения волны.

2) она не получает какого-либо параметра, зависящего от скорости с.о., кроме угла абберации, соответствующего закону сложения скоростей.

3) Для только что рассмотренной волны также не существует аномалий распространения ее через щель: направление распространения луча волны за щелью соответствует фронту волны.

### Эффект Доплера от движущегося источника волн

Если источник волн движется, например, в сторону оси  $x$  со скоростью  $v$ , а приемник покоится, то уравнением волны в с.о. приемника будет

$$A' = \sin \omega \beta \left( t - \frac{x \pm vt}{c \pm v} \right). \quad (4.31)$$

Здесь  $(c \pm v)$  – это скорость распространения волны в с.о. движущегося источника,  $\gamma$  – релятивистский коэффициент. Будем считать, что если источник (точнее, волна) и приемник движутся от  $x = -\infty$  к  $x \rightarrow +\infty$ , то знак при их скорости будет соответствовать их векторной скорости с правильным знаком. Решим (4.31) для положительного знака скорости источника, движущегося в сторону  $x \rightarrow +\infty$ :

$$\begin{aligned} A' &= \sin \frac{\omega \beta}{c - v} (t(c - v) - (x - vt)) = \\ &= \sin \frac{\omega \beta}{c - v} (ct - vt - x + vt) = \\ &= \sin \frac{\omega \beta}{c - v} (ct - x) = \sin \frac{\omega \beta}{1 - \frac{v}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) = \rightarrow \\ A' &= \sin \omega' \left( t - \frac{x}{c} \right); \omega' = \frac{\omega \beta}{1 - \frac{v}{c}}; \end{aligned} \quad (4.32)$$

Изменяется длина волны  $\lambda$  в соответствии с уравнением:

$$A' = \sin \frac{\omega \beta}{1 - \frac{v}{c}} \left( t - \frac{x}{c} \right) \rightarrow \quad (4.33)$$

$$A' = \sin\omega\beta \left( \frac{-\frac{x}{c}}{1 \pm \frac{v}{c}} \right) = -\sin\omega\beta \left( \frac{x}{c-v} \right) \rightarrow$$
$$\lambda = \frac{c-v}{\omega\beta}.$$

В направлении движения источника в сторону приемника длина волны уменьшается ( $v > 0$ ), частота увеличивается. В направлении движения источника от приемника длина волны увеличивается ( $v < 0$ ), частота уменьшается.

Это уравнение почти ничем не отличается от случая галилеева и дорелятивистского пространств. Волновое движение в релятивистском пространстве не является классическим движением объектов ни галилеевой, ни дорелятивистской механик, хотя частично сохраняет их свойства.

Волновое движение в релятивистском пространстве, также как и в галилеевом, не является классическим движением объектов галилеевой механики, хотя и частично сохраняет их свойства. Так как в релятивистском пространстве, как и в дорелятивистском, нет АСО и все ИСО равноправны, то эффект Доплера зависит только от скорости приемника относительно источника волн.

### Выводы

1) Уравнения (4.32) являются ковариантными волновыми уравнениями: скорость распространения волны при РПТК не изменяется (выделены зеленым цветом).

2) при поперечном направлении распространения волны наблюдается эффект абберации, имеющий величину, соответствующую классической; при этом "щелевого (или лучевого)" эффекта не наблюдается;

3) при продольном направлении распространения волны наблюдаются классические эффекты Доплера: изменяется круговая частота волны относительно приемника:  $\omega' = \omega\beta/(1 \pm v/c)$ . В отличие от галилеева и дорелятивистского пространств, здесь имеется еще один дополнительный множитель – релятивистский коэффициент  $\beta$ . И он не зависит от скорости ИСО.

4) скорость распространения волны остается постоянной в каждом из возможных ИСО.

5) невозможно выделить какую либо из ИСО в качестве выделенной АСО.

6) В силу того, что с точки зрения волны теряется вся информация о сопутствующей АСО, невозможно восстановить параметры АСО, сопутствующей волновым процессам, в любых опытах с волнами (в т.ч. и "лучами" через "щели").

## Сокращения и другие соглашения

<p>(*)</p> <p>А – абсолютное,</p> <p>В – время, волновое,</p> <p>Г – галилеево,</p> <p>И – инерциальное,</p> <p>К – координаты, квантовая, классическая,</p> <p>М – механика, метрическое, материя,</p> <p>Н – ньютоново, неинерциальная,</p> <p>О – отсчета, относительности, общая,</p> <p>П – пространство,</p> <p>Р – релятивистская,</p> <p>С – система, специальная,</p> <p>Т – теория, тензоры,</p> <p>У – условный,</p> <p>Ф – физика,</p> <p>Ч – частная,</p> <p>~ – (индекс) обозначает волновой параметр,</p> <p>   – (индекс) параллельный, продольный,</p> <p>⊥ – (индекс) перпендикулярный, поперечный.</p>	<p>АПВ – ПВ с абсолютным временем и пространством.</p> <p>АСО (АИСО) – абсолютная (инерциальная) система отсчета,</p> <p>ВП – волновое пространство,</p> <p>ГП – галилеево пространство,</p> <p>ГПТК – линейные преобразования тензоров и координат,</p> <p>ГВП – галилеево волновое пространство,</p> <p>ИСО – инерциальная система отсчета – координатная с.о., полученная из исходного ортонормированным ЛПТК,</p> <p>КМН – классическая механика ньютонова,</p> <p>ЛПТК – линейные преобразования тензоров и координат,</p> <p>МГП – метрическое галилеево пространство,</p> <p>МП – метрическое пространство,</p> <p>ПВ – пространство–время,</p> <p>ПВМ – пространство–время–материя,</p> <p>ГПВ – галилеево пространство–время,</p> <p>ПТК – преобразования тензоров и координат.</p> <p>СК, с.к. – система координат,</p> <p>См. – смотри,</p> <p>СО, с.о. – система отсчета,</p> <p>СТО – специальная теория относительности,</p> <p>(и)т.д. – (и) так далее,</p> <p>(и) т.п. – (и) тому прочие,</p> <p>в т.ч. – в том числе,</p> <p>т.з. – точка зрения,</p> <p>т.[Идентиф.точки] – точка.[Идентиф.точки],</p> <p>м.о. – материальный объект,</p> <p>с.с. – сплошная среда,</p> <p>См. – смотри [далее],</p> <p>УАИСО – Условная Абсолютная ИСО,</p>
---	--

1) \*При использовании более чем одной буквы.

- 2) Выделение красным цветом в формуле может обозначать равный нулю элемент формулы или выражения.
- 3) По одинаковым верхнему и нижнему индексам производится свертка (суммирование) соответствующих элементов (по правилу Эйнштейну).
- 4) По индексу в скобке типа " $^{(k)}$ " или " $_{(k)}$ " свертка не выполняется, но она привязана к соответствующему тензорному или другому индексу "функционально".
- 5) Формат ссылок на формулы: (N). При необходимости указания на конкретную строку формулы применяется формат (N):n, где n – номер строки формулы, начиная с 1 (единицы), причем эта нумерация продолжается и на дальнейшие не нумерованные формулы.

## Литература

1. Акивис М. А., Гольдберг В. В. Тензорное исчисление. – М. : Наука, 1972. – 351 с.
  2. Детлаф, А. А. Курс общей физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. Высшая школа, 2017. – 245 с.
  3. Димитриенко Ю. И. Тензорное исчисление: Учеб. пособие для вузов. – М. :Высш. шк., 2001. – 575 с. 74
  4. Иродов, И. Е. Задачи по общей физике / И. Е. Иродов. – М. : Бином, 2017. – 146 с.
  5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики: В 10 т. : т. 2. – М.: Физматлит, 2002. – 224 с.
  6. Малыкин Г. Б. Паралоренцевские преобразования, УФН, 179:3 (2009), 285–288; Phys. Usp., 52:3 (2009), 263–266 // Полный текст URL: [PDF файл](#) (899 kB) (дата обращения: 05.07.2019).
  7. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 1. М. :Наука, 1965. [Einstein A Ann. Physik 322 891 (1905)]
  8. Чепик А. М. Сходство и различие СЭТ и СТО. [Электронный ресурс] :URL: [http://redshift0.narod.ru/Rus/Stationary/Absolute/Absolute\\_Principles\\_4.htm](http://redshift0.narod.ru/Rus/Stationary/Absolute/Absolute_Principles_4.htm) (дата обращения: 16.07.2019), // Нижний Новгород, e-mail: [redshift0@narod.ru](mailto:redshift0@narod.ru).
  9. Tangherlini F R "The velocity of ligh in uniformly moving frame", Ph D Thesis (Stanford: Stanford Univ., 1958)]
  10. Тимин В. А. Метрики галилеева пространства. //Metrics Galileia Space. URL: <http://vixra.org/abs/1907.0545>.
  11. Тимин В. А. Преобразования галилеевых тензоров. //Galilean Transformations of Tenzors, URL:<http://vixra.org/abs/1910.0602> .
  12. Тимин В. А. Уравнения распространения волн в различных пространствах. URL:<http://vixra.org/abs/1908.0091>.
  13. Тимин В. А. Эксперимент Майкельсона–Морли. URL:<http://vixra.org/abs/1908.0574>.
- Все мои работы в VIXRA.ORG:**
14. Тимин В. А. Все работы. URL: [http://vixra.org/author/valery\\_timin](http://vixra.org/author/valery_timin).

E-Mail: [timinva@yandex.ru](mailto:timinva@yandex.ru).