

# РОЛЬ СИСТЕМ ОТСЧЁТА В ПЛАНИРОВАНИИ И ПРОГНОЗИРОВАНИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

А. Ф. Потехин

Одесский Национальный морской университет  
65029 Одесса, ул. Мечникова, 34, Украина  
[a\\_potjekhin@osmu.odessa.ua](mailto:a_potjekhin@osmu.odessa.ua)

Полный текст доклада, включенного в программу работы  
XI-ой конференции стран Содружества "Современный физический практикум"  
12-14 октября 2010, г. Минск (Беларусь)  
<http://www.bsu.by/ru/main.aspx?guid=17141>

Уважаемые коллеги!

Проведение любого эксперимента предполагает учёт условий его проведения и применение определённого инструментария. В этом отношении система отсчёта является и инструментом эксперимента и определяет условия его проведения. Учёт такой роли систем отсчёта необходим как на стадии теоретического обоснования и прогнозирования результатов эксперимента, так и на стадии его проведения и интерпретации полученных результатов. Важность анализа и классификации систем отсчёта осознал уже Ньютон, согласно которому все системы отсчёта разделяются на два класса – динамические и кинематические [1]. Динамические системы отсчёта, в свою очередь, подразделяются на два класса – инерциальные и неинерциальные. Подразделение кинематических систем отсчёта на неускоренные и ускоренные условно, поскольку все они равноправны и любая из них может быть принята за неподвижную. Особо выделяется класс вложенных друг в друга инерциальных систем отсчёта. Такая классификация систем отсчёта расширяет наши познавательные возможности как при интерпретации уже известных, так и при обосновании новых экспериментов и позволяет заметить и исправить ошибки, допущенные в фундаментальных физических экспериментах. Рассмотрим некоторые примеры.

## Пример 1. Преобразование Галилея и опыт Физо.

На горизонтальном гладком полу, в инерциальной лабораторной системе отсчёта  $xu$ , покоится тележка. На гладкой платформе тележки, с которой связана система отсчёта  $x'y'$ , покоится грузик (материальная точка). В начальный момент времени: а) оси координат этих систем отсчёта совпадают; б) материальная точка имеет координаты  $x_0 = x'_0 = 0$ ,  $y_0 = y'_0 = a = const$ . В некоторый момент времени в положительном направлении оси  $x$  в лабораторной системе отсчёта материальной точке сообщают скорость  $v = const$ , а тележке скорость  $u = const$ . Найти положение и скорость материальной точки в каждой из этих систем отсчёта при её дальнейшем движении – рис. 1а.

Данные две системы отсчёта связаны известным преобразованием Галилея. Никаких дополнительных ограничений современная физика на это преобразование не накладывает, молчаливо предполагая, что оно однозначно определяет положение и скорость частицы относительно каждой из систем отсчёта. Однако это не так, и лишь после того, когда будет указано, вовлекается или не вовлекается частица в переносное движение подвижной системой отсчёта  $\Sigma'$ , её положение и скорость относительно каждой из этих систем отсчёта, при заданных начальных условиях, определяется однозначно. В первом случае (частица увлекается) система отсчёта  $\Sigma'$  является для этой частицы динамической, во втором случае (частица не увлекается) – кинематической.

Рассмотрим каждый из этих случаев.

а) Грузик полностью вовлекается в движение штрихованной системы отсчёта со скоростью  $u$ . В таком случае система отсчёта  $x'y'$  является для грузика динамической

инерциальной – рис. 1б. Относительная скорость  $v'$  грузика в системе отсчёта  $x'y'$  равна  $v$ , а её абсолютная скорость в лабораторной системе отсчёта  $xу$ , согласно преобразованию Галилея, равна

$$v^a = u + v \quad (1)$$

б) Грузик полностью скользит по поверхности стола. В таком случае движущаяся система отсчёта  $x'y'$  для грузика является кинематической псевдо-инерциальной – рис. 1с. и его абсолютная скорость в лабораторной системе отсчёта  $xу$ , согласно преобразованию Галилея, равна

$$v^a = u + (v - u) = v, \quad (2)$$

где

$$v' = (v - u) \quad (3)$$

относительная скорость грузика в псевдо-инерциальной системе отсчёта  $x'y'$ .

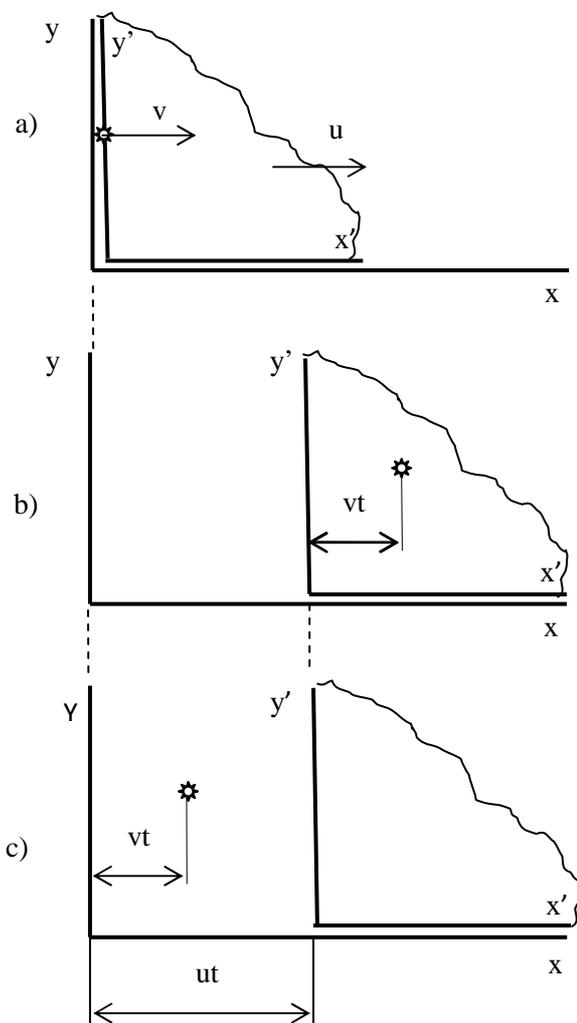


Рис.1. Преобразование Галилея в динамических и кинематических системах отсчёта:

- а) Исходное положение. б) Частица вовлекается в движение системы отсчёта  $x'y'$ .  
 в) Частица не вовлекается в движение системы отсчёта  $x'y'$ .

Мы рассмотрели два предельных случая, когда грузик или полностью вовлекается, или полностью не вовлекается в переносное движение системы отсчёта  $x'y'$ . Однако воз-

можен и промежуточный вариант, когда грузик вовлекается в движение этой системы отсчёта лишь частично. Рассмотрим данный случай при тех же исходных условиях задачи.

Если бы проскальзывания не было, то частица полностью вовлекалась бы в переносное движение тележки и, как уже сказано выше, её скорость относительно тележки равнялась бы  $v$ . Но если грузик будет двигаться по платформе тележки с проскальзыванием, и коэффициент проскальзывания в направлении его движения равен  $k$ , то скорость его движения относительно тележки равна

$$v' = v - ku. \quad (4)$$

Переносная скорость остаётся равной  $\bar{u}$ . Тогда, согласно преобразованию Галилея,

$$v^a = u + (v - ku), \quad (5)$$

или

$$v^a = v + (1 - k)u. \quad (6)$$

Физический смысл коэффициента  $\alpha = (1 - k)$  в этой формуле очевиден – это коэффициент увлечения частицы в переносное движение системы отсчёта тележки  $x' y'$ .

Применим полученные результаты для опыта Физо по увлечению света движущейся средой, в котором сравнились скорости лучей света в направлении движения среды и против этого направления. В этом случае скорости частицы  $v$  соответствует фазовая скорость света в покоящейся среде  $c/n$ ,  $u$  – скорости течения среды. Тогда согласно (6), получим

$$v^a = \frac{c}{n} + (1 - k)u. \quad (7)$$

Отсюда, как частный случай, получим абсолютную скорость луча в системе отсчёта  $xu$ :

а) при его полном вовлечении в переносное движение среды, когда  $k = 0$  и, соответственно  $\alpha = 1$ ; б) при его полном скольжении, когда  $k = 1$  и, соответственно  $\alpha = 0$ . В промежуточном случае, когда  $1 \neq k \neq 0$ , значение этого коэффициента может быть получено либо теоретически, либо экспериментально, например, согласно опыту Физо

$$v^a = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)u. \quad (8)$$

Сравнивая (7) и (8), получим значение коэффициента скольжения луча относительно движущейся среды

$$k = 1/n^2. \quad (9)$$

и, соответственно

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}. \quad (10)$$

Теоретическое обоснование значения коэффициента увлечения  $\alpha$  в опыте Физо вызвало известные затруднения, поскольку требовало некоторых дополнительных гипотез по взаимодействию света со средой. Современная релятивистская физика дала неожиданно простое обоснование этого опыта.

“Легко убедиться в том, что результат опыта Физо объясняется релятивистским законом сложения скоростей. Свяжем с прибором Физо систему  $K$ , а с движущейся водой – систему  $K'$ . Пусть скорость течения воды равна  $u$ ,  $v'$  – скорость света относительно воды, равная  $c/n$ , где  $c$  – скорость света в вакууме и  $v_{\text{приб}}$  – скорость света относительно прибора. Тогда

$$v_{\text{приб}} = \frac{(c/n) + u}{1 + [u(c/n)/c^2]} = \frac{(c/n) + u}{1 + u/cn}. \quad (11)$$

Скорость течения воды  $u$  много меньше  $c$ . Поэтому полученное выражение можно упростить

$$v_{\text{приб}} = \frac{(c/n) + u}{1 + u/cn} \approx \left(\frac{c}{n} + u\right)\left(1 - \frac{u}{cn}\right) \approx \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)u, \quad (12)$$

мы пренебрегли членом  $u^2/cn$ . Согласно классическим представлениям скорость света относительно прибора  $v_{\text{приб}}$  равна сумме скорости света относительно эфира, т. е.  $c/n$  и скорости эфира относительно прибора, т. е.  $\alpha u$

$$v_{\text{приб}} = c/n + \alpha u. \quad (13)$$

Сравнение (12) с формулой (13) даёт для коэффициента увлечения  $\alpha$  значение, полученное Физо". (Савельева И.В. Курс общей физики).

При этом выводе в формуле (11), во-первых, предполагается, что скорость света в покоящейся среде  $c/n$  остаётся такой же, как и в движущейся и, во-вторых, что движущаяся среда полностью вовлекает в своё движение этот световой луч. Но затем, после формально-математических преобразований (12), делается вывод, что данный световой луч увлекается лишь частично. Таким образом, исходная посылка противоречит полученному выводу, так что такое обоснование опыта Физо – ошибочно. Это же можно показать иначе. Подставляя в левую часть уравнения (11) значение  $v_{\text{приб}}$  согласно (13) и пренебрегая в правой части, как это делается выше, членом первого порядка малости по  $u/c$ , получим

$$c/n + \alpha u = c/n + u, \quad (14)$$

откуда следует

$$u(1 - \alpha) = 0. \quad (15)$$

Таким образом, согласно (15) исходное равенство (11) выполняется только в двух случаях: а) когда  $u = 0$ , то есть когда среда неподвижна; б) когда  $\alpha = 1$ , то есть когда световой луч полностью увлекается движущейся средой, что не соответствует опыту Физо. Так что полностью несостоятельным является утверждение о том, что релятивистская формула сложения скоростей объясняет опыт Физо по частичному увлечению света средой.

### Пример 2. Акустический эффект Доплера

Известен экспериментальный факт: эффект Доплера в материальных средах (звук) не симметричен относительно движущихся друг относительно друга поступательно, равномерно и прямолинейно источника и приёмника. Современная физика этот факт констатирует, но не объясняет. Между тем, этот опыт противоречит современным физическим представлениям, согласно которым и система отсчёта источника, и система отсчёта приёмника – инерциальные, следовательно, в них должен выполняться принцип относительности Галилея и указанной несимметричности не должно быть.

Физические предпосылки несимметричности акустического эффекта Доплера могут быть поняты [2] лишь с позиции понятия о динамических и кинематических СО.

Если источник движется относительно материальной среды, а приёмник покоится, то эффект Доплера обусловлен динамическим взаимодействием источника со средой, вследствие чего меняются такие параметры, как частота и длина волны. Регистрация этого эффекта осуществляется в динамической ИСО покоящейся среды – рис. 2а.

Эффект Доплера в материальной среде при неподвижном источнике и движущемся приёмнике обусловлен кинематикой процесса. При этом меняются такие параметры как частота и скорость волны. Регистрация этого эффекта осуществляется в кинематической системе отсчёта движущегося приёмника – рис. 2б.

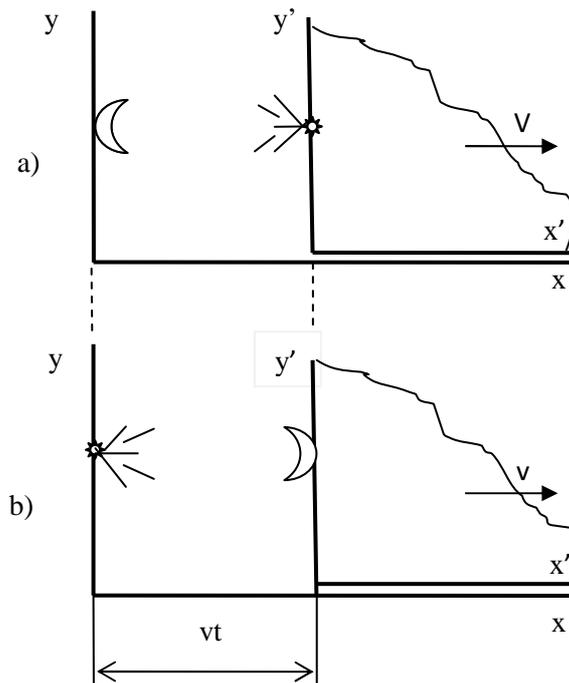


Рис.2. Эффект Доплера:

a) Источник движется, приёмник покоится. b) Приёмник движется, источник покоится.

В случае одновременного движения с разными скоростями источника и приёмника, эффект Доплера в материальной среде обусловлен частично динамикой процесса, вследствие движения источника, частично кинематикой процесса, вследствие движения приёмника. Регистрация эффекта осуществляется в кинематической системе отсчёта приёмника. С учётом названных факторов, получаются известные формулы для эффекта Доплера в каждом из перечисленных выше случаев.

### Пример 3. Оптический эффект Доплера

Отличительной особенностью эффекта Доплера в материальных средах является то, что источник и приёмник движутся не только относительно среды, но и принимают участие в общем переносном движении вместе со средой, с которой связана ИСО. Этим эффект Доплера в материальных средах принципиально отличается от оптического эффекта Доплера. В последнем случае, у нас нет оснований утверждать, что источник и приёмник участвуют в общем переносном движении со средой (эфиром), как носителем оптических волн, с которой можно было бы связать ИСО. Это объясняется тем, что фотон не имеет массы покоя, поэтому он, в отличие от материальной частицы, не сохраняет скорости движения своего источника. Как первый закон Ньютона, так и принцип относительности Галилея, к фотону не применимы. Для фотона (света или электромагнитной волны свободного поля) понятия динамической, в частности, инерциальной системы отсчёта, не существует. Любая из систем отсчёта, связанная с материальным телом отсчёта, для фотона является кинематической.

Даже если предположить, что среда (эфир), как носитель световых волн, существует, не существует, однако, экспериментальных методов измерения скорости движения источника и приёмника относительно такой среды. Скорость оптических волн может быть измерена лишь в среднем на пути “туда – обратно”. В таком случае, остаётся одна возможность: выразить эффект Доплера через скорость световой волны  $c$  на пути “туда – обратно” и относительную скорость  $V$  движения источника и приёмника. Учёт этих факто-

ров позволяет обосновать, в пределах кинематики Ньютона и преобразований Галилея [2] как классическую,

$$v_{\oplus} = v_0[1 + (V/c)], \quad (16)$$

так и релятивистскую

$$v_{\otimes} = v_0 \sqrt{\frac{1 + (V/c)}{1 - (V/c)}} \quad (17)$$

формулы для оптического эффекта Доплера. Причём классической формуле оптического эффекта Доплера соответствует среднеарифметическая фазовая скорость волны на пути туда – обратно

$$c_{\oplus} = c \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right), \quad (18)$$

а релятивистской формуле оптического эффекта Доплера соответствует среднеквадратичная фазовая скорость световой волны на пути туда – обратно.

$$c_{\otimes} = c \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{1/2}. \quad (19)$$

Из (18), (19) следует, что средняя скорость света согласно эффекту Доплера в Галилеевых системах отсчёта, движущихся относительно абсолютной системы отсчёта, следовательно, и друг относительно друга поступательно, равномерно и прямолинейно, равна скорости света в физическом вакууме лишь приближённо с точностью до членов второго порядка малости по аберрации.

#### Пример 4. Абберация света и оптический эксперимент Майкельсона-Морли

Целью оптического эксперимента Майкельсона-Морли являлось обнаружение эфирного ветра при орбитальном движении Земли. Однако в теоретическом расчёте эксперимента была допущена грубейшая ошибка, когда время хода продольного луча света определялось согласно преобразованию Галилея в кинематических системах отсчёта, а время хода поперечного луча – вопреки этому преобразованию. В результате не была правильно учтена абберация света для поперечного луча, поэтому осталось не замеченным, что поперечный луч промахивается и не попадает в окуляр движущегося прибора, поскольку этот луч отклоняется не в сторону движения прибора, как это общепринято, а противоположно этому движению.

Найдём значение угла абберации света  $\gamma$  при неподвижном – рис.3 и движущемся – рис.4 источнике

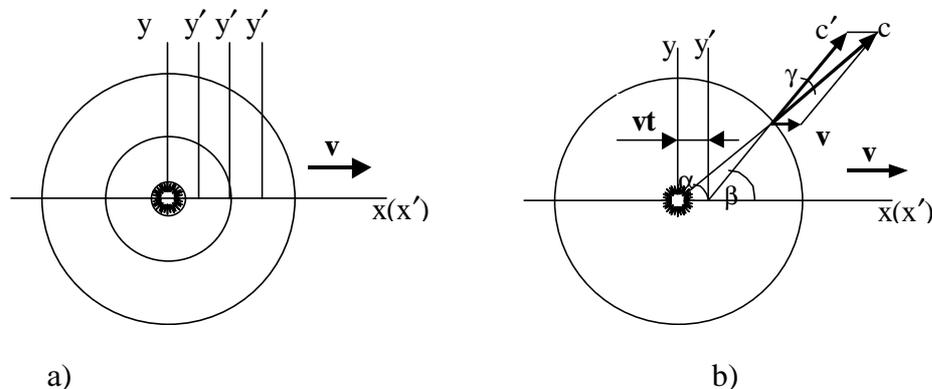


Рис. 3 Покоящийся в начале системы отсчёта  $Oxy$  источник излучает фронты концентрических световых волн – 3а, один из которых, испущенный, в момент времени  $t_*$ , изображён отдельно – 3б.

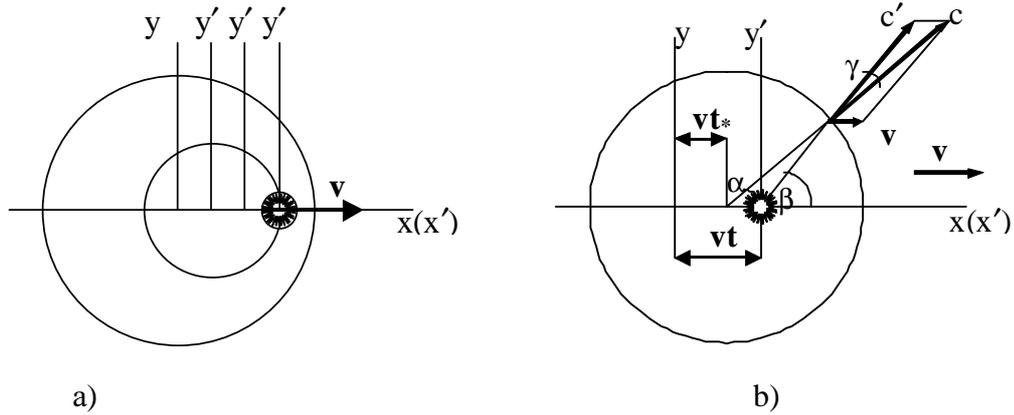


Рис. 4 Движущийся вместе с началом системы отсчёта  $O'x'y'$  источник излучает фронты световых волн – 4а, один из которых, испущенный, в момент времени  $t_*$ , изображён отдельно – 4б.

Как следует из соответствующих треугольников для векторов скоростей в каждом из этих случаев, угол абберации определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\frac{v}{c} \sin \alpha}{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}. \quad (20)$$

Из этих же векторных треугольников находим

$$\beta = \alpha + \gamma \quad (21)$$

Тогда из (20), (21) следует

$$\text{если } \alpha = 0, \text{ то } \gamma = 0, \quad \beta = 0; \quad (22)$$

$$\text{если } \alpha = \pi, \text{ то } \gamma = 0, \quad \beta = \pi; \quad (23)$$

$$\text{если } \alpha = \frac{\pi}{2}, \text{ то } \operatorname{tg} \gamma = \frac{v}{c}, \quad \beta = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{v}{c}. \quad (24)$$

Таким образом, поперечный луч в опыте Майкельсона-Морли, испущенный под углом  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  в движущейся системе отсчёта буде виден под углом  $\beta = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{v}{c}$ , и вопреки общепринятому утверждению, поперечный луч отклонится не в сторону движения прибора, а в противоположную сторону, то есть по  $P'QP$  – рис.5.

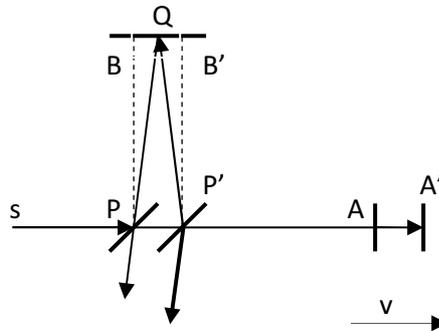


Рис. 5 Схема хода лучей в опыте Майкельсона-Морли

В результате, поперечный луч не попадает в окуляр движущегося прибора. Наблюдавшаяся же интерференционная картина обусловлена, во-первых, погрешностями эксперимента, прежде всего тем, что вместо острого луча практически направлялся расходящийся световой пучок лучей. Во-вторых, после каждого поворота прибора до очередной метки, промахнувшийся поперечный луч принудительно экспериментатором направлялся в окуляр: “пересечение нитей микрометра наводилось на самую яркую интерференционную картину” (см. оригинал статьи). В результате измерялось вовсе не то, что предполагалось.

### Пример 5. Опыт Роуланда и его обращение

Электрический заряд  $q'$  покоится в начале штрихованной системы отсчёта  $\Sigma'(x', y')$  движущейся в лаборатории тележки. Заряд  $q$  покоится в начале нештрихованной лабораторной системы отсчёта  $\Sigma(x, y)$ . При этом, штрихованная система отсчёта движется вместе с нештрихованной и одновременно относительно неё со скоростью  $\bar{u} = const$  в положительном направлении оси  $x$ . Найти поле заряда, покоящегося в одной из этих систем отсчёта, относительно другой системы отсчёта.

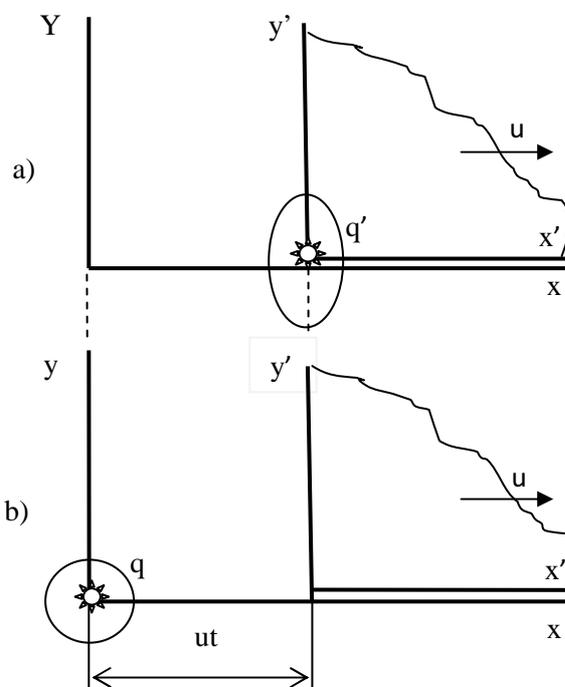


Рис. 6 Опыт Роуланда: а) прямой; б) обращённый.

а) Прямой опыт Роуланда – рис. 6а: поле заряда  $q'$  в системе отсчёта  $\Sigma(x, y)$ .

Заряд  $q'$  движется вместе с системой отсчёта  $\Sigma$  и одновременно относительно неё со скоростью  $\bar{v} = \bar{u}$ . Следовательно,  $\Sigma$  является для заряда  $q'$  динамической инерциальной системой отсчёта, поэтому необходимо применить стандартную систему уравнений Максвелла. Применяя для решения этой системы уравнений предложенный Хэвисайдом метод запаздывающих интегралов, находим известное решение

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q'}{\left[ (x - vt)^2 + \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2) \right]^{1/2}}, \quad (25)$$

$$\bar{A} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q'\bar{v}}{c^2 \left[ (x-vt)^2 + \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)(y^2 + z^2) \right]^{1/2}}, \quad (26)$$

которое подтверждено опытом Роуланда.

Из (25), (26) следует: а) эквипотенциальные поверхности движущегося заряда  $q'$  в динамической инерциальной системе отсчёта  $\Sigma$  есть сжатые в направлении его движения эллипсоиды вращения, сопровождающие этот заряд в положительном направлении оси  $x$ ; б) конвективный ток, обусловленный движением заряда  $q'$  относительно системы отсчёта  $\Sigma$ , создаёт магнитное поле.

б). Обращённый опыт Роуланда – поле заряда  $q$  в системе отсчёта  $\Sigma'(x', y')$ .

Заряд  $q$  не движется вместе с системой отсчёта  $\Sigma'$ , но относительно неё он движется со скоростью  $\bar{v}' = -\bar{u}$ . Следовательно,  $\Sigma'$  является для заряда  $q$  псевдоинерциальной. Поэтому необходимо применить систему уравнений Максвелла для псевдоинерциальных систем отсчёта

$$\operatorname{div} \bar{E}' = \frac{1}{\epsilon_0} \rho_e, \quad (27)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E}' = -\left( \frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u} \bar{\nabla}' \right) \bar{B}', \quad (28)$$

$$\operatorname{div} \bar{B}' = 0, \quad (29)$$

$$\operatorname{rot} \bar{B}' = \mu_0 \rho_e (\bar{u} + \bar{v}') + \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u} \bar{\nabla}' \right) \bar{E}', \quad (30)$$

которая получается из стандартных уравнений Максвелла с помощью преобразования Галилея [1]. Для рассматриваемого нами случая система уравнений (27)-(30) принимает вид

$$\operatorname{div} \bar{E}' = \frac{1}{\epsilon_0} q \delta(x' - ut), \quad (31)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E}' = 0, \quad (32)$$

$$\operatorname{div} \bar{B}' = 0, \quad (33)$$

$$\operatorname{rot} \bar{B}' = 0. \quad (34)$$

Здесь учтено, что, так как поле заряда  $q$  в системе  $\Sigma$  стационарно, то

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u} \bar{\nabla}' = 0 \quad (35)$$

и, кроме того,  $\bar{u} + \bar{v}' = 0$ . Из системы уравнений (31-34) находим

$$\phi' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\left[ (x'+ut)^2 + y'^2 + z'^2 \right]^{1/2}}, \quad \bar{A}' = 0 \quad (36)$$

Из (36) следует: а) эквипотенциальные поверхности заряда  $q$  в кинематической системе отсчёта  $\Sigma'$  есть сферические поверхности, движущиеся в отрицательном направ-

лении оси  $x'$ ; б) конвективный ток, обусловленный движением кинематической системой отсчёта  $\Sigma'$ , магнитного поля не создаёт.

Следовательно, ошибочным является утверждение современной релятивистской теории, согласно которой поле заряда  $q$  в  $\Sigma'$  получается из поля заряда  $q'$  в системе отсчёта  $\Sigma$  изменением знака скорости заряда в (25), (26). Причиной этой ошибки является отождествление динамической инерциальной системы отсчёта  $\Sigma$  с кинематической псевдо-инерциальной системой отсчёта  $\Sigma'$ . Не существует опыта, который подтверждал бы, что у покоящегося в лаборатории заряда возникает магнитное поле вследствие движения относительно него псевдо-инерциальной системы отсчёта  $\Sigma'$ . Вся экспериментально-практическая деятельность подтверждает противоположное. Например, никто и никогда не учитывает магнитное поле зарядов пластин конденсатора, между которыми движется системе отсчёта электрона, даже если он летит со скоростью, близкой к скорости света.

### Пример 6. К теоретическому обоснованию эксперимента по расщеплению уровней энергии в атоме водорода

“Спин орбитальное взаимодействие частиц – взаимодействие частиц, зависящее от величины и взаимной ориентации их орбитального и спинового моментов количества движения и приводящее к так называемой *тонкой структуре* уровней энергии системы.

Наглядное физическое истолкование спин-орбитального взаимодействия можно получить, рассматривая, например, движение электрона в атоме водорода. Электрон обладает собственным моментом количества движения – спином, с которым связан спиновый магнитный момент. Электрон движется вокруг ядра по некоторой «орбите» (примем этот полуклассический образ). Обладающее электрическим зарядом ядро создаёт кулоновское электрическое поле, которое должно оказывать воздействие на спиновый магнитный момент движущегося по «орбите» электрона. В этом легко убедиться, если мысленно перейти в систему отсчёта, в которой электрон покоится (т. е. в систему, движущуюся вместе с электроном). В этой системе ядро будет двигаться и, как любой движущийся заряд, породит магнитное поле  $H$ , которое будет воздействовать на магнитный момент электрона  $m$ “ (Физическая энциклопедия).

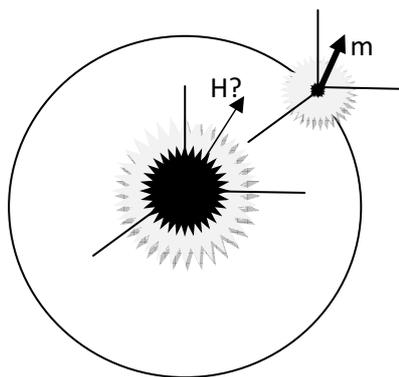


Рис.7. Атом водорода

Итак, согласно современным физическим представлениям – рис. 7:

“Наблюдатель, движущийся вместе с электроном по орбите вокруг протона, отмечает, что протон обращается по такой же орбите вокруг электрона. При движении протона вокруг «покоящегося» электрона создаётся магнитное поле с индукцией  $\bar{B}$  ... Взаимодействие, связывающее собственный магнитный момент вращающегося электрона с индукцией  $\bar{B}$  магнитного поля протона, обусловленного орбитальным движением электрона,

называется спин-орбитальным взаимодействием. Это взаимодействие является источником дополнительных энергетических уровней, которые и образуют тонкую структуру спектра” (В. Акоста, М. Кован, Б. Грэм. Основы современной физики. – М.: Просвещение – 1981. – с.232).

Это ошибочное утверждение. Ядро атома водорода не вовлекается в переносное движение системы отсчёта вращающегося вокруг него электрона. Поэтому система отсчёта электрона для ядра является кинематической. Следовательно, чисто кинематическое обращение движения в паре электрон-протон не может привести к возникновению динамического поля протона с вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  – см. пример 5.

### Пример 7. Силы и псевдо-силы инерции в неинерциальных системах отсчёта

Проблема реальности и фиктивности сил инерции, входящих в основное уравнение динамики материальной точки в ускоренных (относительно инерциальных) системах отсчёта, возникшая в начале XX века и вызывавшая острые дискуссии на протяжении всего последующего столетия, так осталась не решённой. Важность решения этой проблемы следует уже из того, что Общая теория относительности Эйнштейна, как теория гравитации, базируется на принципе эквивалентности сил инерции и гравитации. Эта проблема получает своё решение лишь с позиции понятия о динамических и кинематических СО

Рассмотрим по отдельности проявление силы инерции в динамической и кинематической системе отсчёта.

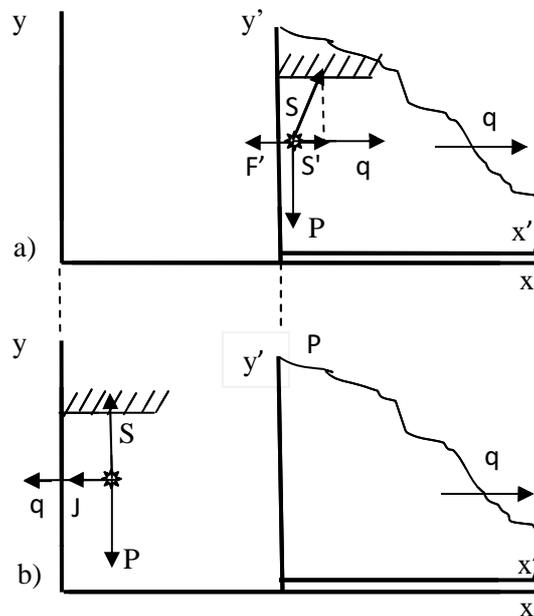


Рис.8. Система отсчёта  $x'y'$  движется с постоянным ускорением  $q$ :  
а) маятник покоится в системе отсчёта  $x'y'$ ; б) маятник покоится в системе отсчёта  $xy$ .

а) Система отсчёта  $\Sigma'(x', y')$  динамическая неинерциальная.

Пусть маятник покоится в системе отсчёта тележки  $\Sigma'(x', y')$ , которая движется с постоянным по величине и направлению ускорением  $q$  относительно лабораторной системы отсчёта  $\Sigma(x, y)$  – рис.8а. Поскольку груз вовлекается в переносное движение этой системы отсчёта с тем же ускорением  $q$ , то в направлении этого ускорения возникает го-

ризонгальная компонента силы реакции нити  $S'$ . Причём, согласно второму закону Ньютона (в проекции на ось  $x'$ )

$$mq = S', \quad (37)$$

откуда следует

$$S' - mq = 0 \quad (38)$$

Или

$$S' + F' = 0 \quad (39)$$

где  $F'$  – переносная сила инерции

$$F' = -mq \quad (38)$$

Поскольку в равенстве (39) сила  $S'$  есть реальная физическая сила, то и уравновешивающая её сила инерции  $F'$  есть реальная физическая сила. Эта сила инерции есть объёмная (массовая) сила. Но проявляется она как поверхностная сила, приложенная к нити маятника. Таким образом, равенство (39), с одной стороны, есть уравнение равновесия груза в проекции на ось  $x'$ , и тогда обе входящие в это уравнение силы приложены к грузу. С другой стороны, равенство (39) выражает третий закон Ньютона, и тогда сила  $S'$  есть сила, приложена со стороны нити к грузу, а сила  $F'$  есть сила, приложенная со стороны груза к нити. Здесь существует полная аналогия между соотношением объёмной (массовой) силой тяжести груза, приложенной к грузу, и весом груза, приложенным к нити. Именно в этом, динамическом смысле, сила инерции эквивалентна силе гравитации. Поэтому сила тяжести груза  $P$ , складываясь с физической силой инерции  $F'$ , даёт результирующую силу, которая определяет направление местной вертикали в динамической неинерциальной (для рассматриваемого маятника) системе отсчёта.

а) Система отсчёта  $\Sigma'(x', y')$  кинематическая псевдо-неинерциальная

Пусть маятник покоится в лабораторной системе отсчёта  $\Sigma(x, y)$ , а система отсчёта тележки  $\Sigma'(x', y')$  движется с постоянным по величине и направлению ускорением  $q$  относительно лабораторной системы отсчёта – рис.8b. Поскольку груз не вовлекается в переносное движение системы отсчёта  $\Sigma'(x', y')$ , то эта система отсчёта является кинематической. Тогда, согласно кинематическому преобразованию систем отсчёта, ускорение груза  $a'$  относительно  $\Sigma'$  равно

$$a' = a - q \quad (40)$$

или, с учётом того, что ускорение  $a$  груза относительно  $\Sigma$  равно нулю

$$a' = -q \quad (41)$$

Кинематическое соотношение (41) полностью описывает состояние груза в псевдо-неинерциальной системе отсчёта. Следовательно, относительно псевдо-неинерциальной системы отсчёта  $\Sigma'$  груз движется ускоренно в сторону, противоположную ускорению самой этой системы отсчёта относительно  $\Sigma$ . И это движение груза обусловлено не приложенной к нему силой, а движением самой системы отсчёта  $\Sigma'$ . Формально уравнение (41) можно преобразовать. Для этого умножим обе его части на массу груза. Получим

$$ma' = -mq \quad (42)$$

или

$$ma' = J', \quad (43)$$

где  $J'$

$$J' = -mq. \quad (44)$$

Входящий в правую часть уравнения (43) член  $J'$  введен формально для того, чтобы кинематическому соотношению (42) придать вид основного уравнения динамики точки в инерциальной системе отсчёта. Таким образом,  $J'$  это псевдо-сила инерции.

В общем случае основное уравнение динамики точки в неинерциальных системах отсчёта имеет вид

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{N}^{tr} + \bar{N}^{Cor} + \bar{F}^{tr} + \bar{F}^{Cor} \quad (45)$$

где переносная сила инерции  $\bar{F}^{tr}$  и кориолисова сила инерции  $\bar{F}^{Cor}$  даются выражениями

$$\bar{F}^{tr} = -m\bar{a}^{tr}, \quad \bar{F}^{Cor} = -m\bar{a}^{Cor} \quad (46)$$

Соответственно, основное уравнение динамики точки в псевдо-неинерциальных системах отсчёта имеет вид

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{J}^{tr} + \bar{J}^{Cor}, \quad (47)$$

где переносная  $\bar{F}^{tr}$  и кориолисова  $\bar{F}^{Cor}$  псевдо-силы инерции даются выражениями

$$\bar{J}^{tr} = -m\bar{a}^{tr}, \quad \bar{J}^{Cor} = -m\bar{a}^{Cor} \quad (48)$$

Этим исчерпывается вопрос о реальности и фиктивности сил инерции и в общем случае. Появляющаяся в уравнении движения материальной точки в динамических неинерциальных системах отсчёта переносная и Кориолисова сила инерции есть реальные физические силы. Эти силы появляются вследствие взаимодействия данной материальной точки с тем телом отсчёта, с которым связана данная неинерциальная система отсчёта. В записанном в такой же форме уравнении движения материальной точки в кинематических псевдо-неинерциальных системах отсчёта переносная и Кориолисова силы инерции есть фиктивные псевдо-силы, они не есть результат взаимодействия данной материальной точки с чем бы то ни было.

Заметим, что в случае, когда рассматриваемая материальная точка вовлекается в переносное движение системы отсчёта не полностью, то есть происходит движение частицы с проскальзыванием, то основное уравнение движения динамики точки в этом случае имеет вид

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{N}^{tr} + \bar{N}^{Cor} + \bar{F}^{tr} + \bar{F}^{Cor} + \bar{J}^{tr} + \bar{J}^{Cor}, \quad (49)$$

где переносная и Кориолисова силы инерции даются выражениями

$$-m(1-k)\bar{a}^{tr} = \bar{F}^{tr}, \quad -m(1-k)\bar{a}^{Cor} = \bar{F}^{Cor}, \quad (50)$$

а, соответственно, переносная и Кориолисова псевдо-силы инерции даются выражениями

$$-mk\bar{a}^{tr} = \bar{J}^{tr}, \quad -mk\bar{a}^{Cor} = \bar{J}^{Cor}, \quad (51)$$

где  $k$  – коэффициент скольжения. При  $k = 0$  (нет скольжения) из (49) получаем уравнение (45), а при  $k = 1$  (полное скольжение) из (49) получаем (47).

С учётом выражений для сил инерции (50) и псевдо-сил инерции (51), уравнение (49) можно представить в виде

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{N}^{tr} + \bar{N}^{Cor} + \bar{Q}^{tr} + \bar{Q}^{Cor}, \quad (52)$$

где подразделение на силы и псевдо-силы инерции остаётся скрытым, причём

$$-m\bar{a}^{tr} = \bar{Q}^{tr}, \quad -m\bar{a}^{Cor} = \bar{Q}^{Cor}. \quad (52)$$

Мы рассмотрели случай, когда коэффициент скольжения частицы в направлении её переносного и кориолисового ускорений одинаков. В более общем случае может оказаться, что по этим двум ускорениям коэффициенты скольжения разные. Например, при движении грузика вдоль гладкой вращающейся трубки коэффициент скольжения для переносного ускорения  $k_1 = 1$  (полное скольжение грузика вдоль трубки), а коэффициент скольжения для Кориолисового ускорения  $k_2 = 0$  (полное вовлечение грузика во вращение трубки). Уравнение (49) грузика в этом случае в системе отсчёта вращающейся трубки принимает вид

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{N}^{Cor} + \bar{F}^{Cor} + \bar{J}^{tr} \quad (53)$$

В более общем случае коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  могут зависеть от времени, координат и скорости точки, что характерно для динамики вихрей, когда происходит постепенное вовлечение во вращение вихря всё новых и новых порций частиц среды. Причём эта зависимость коэффициентов скольжения от названных параметров может быть как линейной, так и нелинейной. В последнем случае следует ожидать проявления всех тех особенностей, которые характерны для нелинейных и параметрических колебаний систем.

### Заключение

Классификация систем отсчёта в современной физике, когда **все** системы отсчёта, которые движутся друг относительно друга поступательно, равномерно и прямолинейно относятся к инерциальным, а **все** ускоренные по отношению к ним системы отсчёта относятся к неинерциальным, без их подразделения на динамические и кинематические, является ошибочной. Такая ошибочная классификация систем отсчёта вступает в противоречие с фундаментальными физическими экспериментами и должна быть приведена в соответствие с базисом классической физики Ньютона-Максвелла-Лоренца [1], [2].

1. А.Ф. Потехин. Пленарный доклад «О классификации систем отсчёта в классической физике Ньютона Максвелла» на II Всеукраинской конференции «Актуальные проблемы физики» 20-23 октября 2008, Кременчуг-Луганск (Украина). Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету ім. М. Остроградського - (Изд-во КДПУ, Кременчук, вип. 5/2008 (52), ч. 1, 2008), с. 118-124.  
[http://potjekhin.narod.ru/pdf\\_rus/2008-5a.pdf](http://potjekhin.narod.ru/pdf_rus/2008-5a.pdf)  
[http://potjekhin.narod.ru/pdf\\_rus/2008-6a.pdf](http://potjekhin.narod.ru/pdf_rus/2008-6a.pdf)
2. А.Ф. Потехин. Пленарный доклад «Методологические основы физики в кинематических системах отсчёта». Материалы V международной научно-технической конференции: “Актуальные вопросы теоретической и прикладной биофизики, физики и химии” (Изд-во Сев НТУ, Севастополь, 2009), с. 11-14.  
[http://potjekhin.narod.ru/pdf\\_rus/2009\\_1a.pdf](http://potjekhin.narod.ru/pdf_rus/2009_1a.pdf)  
[http://potjekhin.narod.ru/pdf\\_rus/2009\\_2a.pdf](http://potjekhin.narod.ru/pdf_rus/2009_2a.pdf)

### Уважаемые коллеги!

Вношу предложение записать в Решении XI-ой конференции стран Содружества "Современный физический практикум" следующий пункт:

*Принимая во внимание обоснованность постановки вопроса о классификации систем отсчёта в современной физике в докладе профессора Потехина А.Ф. “Роль систем отсчёта в планировании и прогнозировании результатов физического эксперимента”, заслушанного на настоящей конференции, рекомендовать Научно-методическим советам (комиссиям) при Министерствах образования и науки стран Содружества рассмотреть вопрос о классификации систем отсчёта в современной физике и принять соответствующее решение.*

*Рекомендовать опубликовать полный текст указанного выше доклада проф. Потехина Ф.Ф. в журнале ФИЗИЧЕСКОЕ ОБРАЗОВАНИЕ В ВУЗАХ (Россия)*

Благодарю за внимание!