

С.Г.Федосин

**СОВРЕМЕННЫЕ
ПРОБЛЕМЫ
ФИЗИКИ**

*В поисках
новых
принципов*

*Тайсон мне друг
но истина дороже
Аристотель*



УРСС

Посвящается дочери Светлане

С. Г. ФЕДОСИН

СОВРЕМЕННЫЕ
ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ.

В ПОИСКАХ НОВЫХ
ПРИНЦИПОВ

Пермь • Федосин С.Г. • 2002-2013

Федосин Сергей Григорьевич
Современные проблемы физики. В поисках новых принципов. –
Пермь, С.Г. Федосин, 2002-2013. – 98 с.

В книге представлены новые теоретические результаты и модели, необходимые для более глубокого анализа фундаментальных проблем физики. Описаны свойства и структура шаровой молнии, рассмотрен принцип квантования в космических объектах, определена связь между моментом импульса и радиусом протона. Наибольшее внимание уделено специальной теории относительности, где сделана попытка уменьшить число необходимых аксиом, и общей теории относительности, ввиду наличия в ней большого количества противоречий.

Для студентов и научных работников.
Ил. 26. Библиогр. 50 назв.

Рецензент:
канд. физ.-мат. наук *А.С. Ким*

© С.Г. Федосин, 2002-2013

ПРЕДИСЛОВИЕ

Уважаемый читатель! Перед вами – сборник оригинальных работ Сергея Федосина по основам физической теории. Каждый из 8 параграфов книги снабжён краткой аннотацией, позволяющей быстро ознакомиться с полученными результатами. Достижение нового знания невозможно без глубокого анализа принципов современной физики, без выдвижения гипотез и новаций в аксиоматике и в самой логике науки. Подобная работа невероятно сложна особенно в классической физике, где велика роль традиции. Тем более следует приветствовать появление данной книги как попытку решения некоторых актуальных на сегодняшний день вопросов.

В первом параграфе представлены обзорные материалы и теория шаровой молнии, загадка которой имеет уже многовековую историю. Можно вспомнить, что в списке нерешённых проблем физики, составленном академиком В.Л. Гинзбургом, явление шаровой молнии было выделено особым пунктом. Предлагаемая автором электронно-ионная модель не только правильно описывает свойства и структуру шаровой молнии в соответствии с наблюдениями, но и накладывает фундаментальное ограничение на её максимальный размер – не более 34 см в диаметре.

Насколько мне известно, понятия квантования и дискретности состояний, ставшие привычными в квантовой механике, ещё не использовались в широком смысле в отношении космических объектов. Однако применённый автором книги энергетический подход совместно с принципом квантования позволяет сделать вывод о том, что дискретность состояний вращательных моментов и энергий планет и звёзд – вполне возможный и реальный факт. При этом оказывается, что чем более вырожденно и квантовано вещество космического объекта, тем более квантованы и дискретны параметры этого объекта в целом.

Три отдельных параграфа посвящены специальной теории относительности. В § 3 делается вывод о том, что эфир не противоречит основам теории и потому в принципе имеет право на существование. Здесь же вводится понятие о волновом представлении или типе волн, используемых для пространственно-временных измерений. Форма преобразований Лоренца остаётся неизменной в каждом волновом представлении. В следующем параграфе сделана попытка замены принципа теории относительности о постоянстве скорости света в инерциальных системах отсчёта на более естественное исходное утверждение о том, что существует изотропная система отсчёта, где скорость волны одинакова по всем направлениям. Ещё более глубокий подход демонстрируется в § 5, в котором выводится формула сложения скоростей произвольно движущихся (в том числе и ускоренно) тел и определяется скорость волны в инерциальных системах отсчёта в зависимости от процедуры пространственно-временных измерений. Наглядно показывается, что принцип постоянства скорости света тесно связан с принципом относительности и может быть выведен из него.

Шестой параграф описывает лоренц-инвариантную теорию гравитации, уравнения которой по форме оказываются похожими на уравнения Максвелла. Благодаря этому обстоятельству становится возможным не только рассчитать компоненты тензора энергии-импульса гравитационного поля, но и использовать данный тензор вместе с тензором энергии-импульса электромагнитного поля в уравнении Эйнштейна-Гильберта для нахождения метрики. Очевидно, что само уравнение для метрики в этом случае получает новое истолкование и приобретает симметричный вид. Непосредственный результат от применения теории гравитации получен для протона, целостность которого обеспечивается ядерными силами. Считая, что ядерные силы могут быть описаны ядерной гравитацией, найден момент импульса ядерного гравитационного поля вращающегося протона. Сравнение момента импульса поля со спином протона позволяет сделать оценку радиуса протона в дополнение к другим известным способам. Впервые сделан вывод о том, что момент импульса электромагнитного или гравитационного полей соответственно внутри однородного объекта с точностью до знака равен половине момента импульса поля за пределами объекта. Фактически данное соотношение является импульсным аналогом теоремы

вириала, описывающей равновесное распределение энергии вещества и поля при образовании объекта из множества более мелких частиц.

Соотношение между теорией гравитации в инерциальных системах отсчёта и общей теорией относительности (ОТО) представлено в последнем параграфе книги. Стандартной задачей ОТО является определение метрики и движения пробных частиц с точки зрения наблюдателя, находящегося непосредственно в гравитационном поле. Целью же автора является изучение метрики вблизи массивных тел с точки зрения наблюдателя, по определению считающего себя находящимся в инерциальной системе отсчёта. Такой наблюдатель обнаруживает, что гравитационное поле, также как и электромагнитное, должно вносить свой вклад в уравнение для метрики Эйнштейна-Гильберта. Данное положение доказывается решением уравнения для метрики, которое сравнивается затем с выводом о замедлении времени в гравитационном поле, вытекающим из динамического подхода для наблюдателя в удалённой инерциальной системе отсчёта. В заключение производится любопытное на наш взгляд сопоставление обычного подхода ОТО и теории гравитации в инерциальных системах отсчёта, особенно в отношении до сих пор не урегулированной проблемы энергии гравитационного поля.

Кроме очевидных достоинств выполненных исследований, следует отметить и некоторые недостатки. Так, в дополнение к статической по смыслу электронно-ионной модели шаровой молнии хотелось бы видеть и её магнитогидродинамическую модель, что дало бы возможность проследить эволюцию шаровой молнии со временем. Но видимо это уже другая задача, требующая своего собственного физико-математического анализа. В некоторых местах в §§ 3 и 4 имеются недостаточно точно сформулированные утверждения, что может дать повод для неправильного их истолкования. Наконец, в § 8 автор предполагал доказать невозможность существования чёрных дыр. Математически однозначно с помощью уравнений ОТО сделать это не удалось, а потому в качестве альтернативы автор предложил ряд физически обоснованных аргументов.

В целом данная работа приносит немало полезных идей и подходов в трактовке фундаментальных проблем физики. Считаю, что она окажется полезной не только для физиков-теоретиков, но и для всех тех, кто со вниманием наблюдает за развитием современной науки.

Анатолий Ким, канд. физ.-мат. наук

§ 1. СВОЙСТВА И СТРОЕНИЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Анализ современных моделей шаровой молнии показывает, что они неудовлетворительны по ряду критериев. Предложена модель шаровой молнии, внешняя электронная оболочка которой удерживается внутренним объёмным положительным зарядом. Согласованное движение электронов во внешней оболочке создаёт сильное магнитное поле, управляющее состоянием ионизованного горячего воздуха внутри шаровой молнии. Рассмотрены условия возникновения, сделаны оценки параметров шаровых молний различной мощности.

Среди редких и до сих пор загадочных явлений природы одно из первых мест по праву принадлежит шаровой молнии (ШМ). Действительно, ШМ обладают немалым количеством совершенно противоречивых свойств. Перечислим их в соответствии с данными из [1–3]:

1. ШМ появляются и при ясном небе и во время проливного дождя либо у земли, либо падая из облаков.
2. Цвет их бывает красноватый или голубой, а иногда и то и другое или другие цвета.
3. ШМ иногда неподвижны, а иногда двигаются достаточно быстро.
4. Могут парить в воздухе или катиться вдоль проводов или краёв предметов.
5. Могут исчезнуть бесшумно или со взрывом, повреждая иногда окружающие вещи.
6. Форма ШМ может быть чётко очерченной или расплывчатой.
7. Иногда ШМ избегают хороших проводников, а иногда притягиваются к ним.
8. При наблюдении ШМ бывают как спокойными, так и искрящимися или издающими сильный треск и шипение или оставляющими сильный запах.
9. Чаще всего ШМ наблюдают в связи с разрядами линейных молний при грозах, ураганах, штормах, смерчах, снежных или песчаных бурях, землетрясениях, но иногда ШМ сами разделяются на более мелкие ШМ. Встречаются даже конструкции из двух ШМ, соединённых цепью светящихся бусин.

Неудивительно поэтому, что при наличии десятков моделей, объясняющих те или иные свойства ШМ, до сих пор не существует какой-то одной всеобъемлющей модели их внутреннего строения. Ситуацию осложняет и то, что мы не располагаем экспериментальной техникой, которая позволяла бы в любой момент времени создавать искусственные ШМ, не отличающиеся по своим свойствам от природных аналогов.

Целью данной работы является анализ некоторых моделей ШМ по ряду критериев с тем, чтобы выбрать из них модели, наиболее полно отражающие основные свойства ШМ.

Условия наблюдения и характерные параметры шаровых молний

Время жизни наблюдаемых ШМ достигает десятков секунд и учитывая их внезапное появление слишком мало для детального исследования. Отсюда основными источниками информации о ШМ становятся последствия их взаимодействия с окружающими предметами и показания очевидцев. По данным опроса, проведённого журналом «Наука и жизнь» в 1976 году [4], ШМ обычно представляет собой светящееся сферическое образование диаметром 10–40 см. Согласно [2] средний диаметр ШМ составляет 28 ± 4 см. Появление ШМ очень хорошо повторяет распределение грозовой активности в течение суток и частоту гроз по месяцам в течение года практически во всех странах, что говорит о тесной связи между ШМ и линейными молниями.

Вероятность наблюдения ШМ невелика и по статистике фиксируется одна ШМ на 1000–2000 обычных молний, что связано с разным масштабом явлений и условиями их наблюдения. В среднем лишь один человек из 300 в течение своей жизни может увидеть ШМ. Как показывают опросы сотрудников NASA [5], 409 человек видели вблизи место попадания линейной молнии в землю, а 180 человек наблюдали ШМ. Это означает, что вероятность наблюдения ШМ всего в 2,5 раз меньше вероятности наблюдения точки поражения линейной молнии. Тогда если ШМ возникает при разряде линейной молнии, то можно ожидать ШМ почти при каждом таком разряде. И действительно, имеются

непосредственные наблюдения образования одной или нескольких ШМ в месте удара линейной молнии, в её канале или вблизи него. Во многих случаях это отмечается на высоких предметах, вышках, опорах линий электропередачи, молниеотводах. Кроме того, проводились и специальные эксперименты по использованию естественной молнии для образования ШМ, например, с помощью ракет, соединённых с землёй металлической проволокой для задания пути молнии [1].

По данным из [1–2], характерные параметры линейной молнии таковы: сечение основного канала около 10^{-2} м^2 , токи в главном разряде от 10^4 А и вплоть до $5 \cdot 10^5 \text{ А}$; за время короткого разряда порядка 10^{-3} с может быть перенесено 20 кулон электричества; температура воздуха в канале молнии достигает 25000 К; скорости теплового движения у ионов не менее 10^4 м/с , у электронов более 10^6 м/с . Свечение линейной молнии в основном обеспечивается нейтральными или однократно ионизованными атомами азота и кислорода, а в её канале содержится $4 \cdot 10^{18}$ электронов в 1 см^3 [3]. Давление ионов достигает 18 атм, а электронов – 14 атм, так что быстрый распад канала сопровождается таким звуковым эффектом, как удар грома. Если напряжение между облаком и землёй равно 10^8 В , а переносимый заряд 20–30 Кл, то энергия молнии равна $2 \div 3 \cdot 10^9 \text{ Дж}$ [4]. При средней длине молнии 3–5 км энергия на единицу длины составит $5 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}$, что вполне достаточно, чтобы снабдить энергией образующуюся ШМ. Наблюдения показывают, что 68 % ШМ двигаются горизонтально, 18 % – вниз, 5 % – вверх, причём 17 % ШМ передвигаются скачкообразно, а 83 % – плавно. Скорости движения лежат в пределах 0,1–10 м/с, что по данным [5] составляет 70 % всех случаев, а для оставшихся 30 % скорости не превышают 40 м/с.

Парящие ШМ обычно красные, избегают хороших проводников и часто проникают в закрытые помещения через окна, двери, дымоходы, узкие каналы и щели. Прикреплённые к предметам ШМ в основном ослепительно яркие, белые или голубые, задерживаются на хороших проводниках (вода, металлическая поверхность, провода) или могут катиться по ним. Они нагревают предметы, с которыми соприкасаются и часто исчезают как бы кипя и выбрасывая искры. Переход парящей ШМ в прикреплённую и наоборот вполне возможен и может произойти внезапно.

Многочисленные свидетельские показания говорят о том, что даже вблизи ярко светящейся ШМ не ощущается тепла, однако обнаруживается сильное радиоизлучение, фиксируемое шумами и тресками в радиоприёмниках и даже в телефонных трубках при прохождении ШМ возле них. В видимом диапазоне мощность излучения ШМ составляет единицы ватт, так как визуально она соответствует электролампочке мощностью около 100 Вт. Иногда отмечают нерегулярность свечения и вспышки, а изменение цвета ШМ обычно сопровождается её взрывом. По данным из [4], из 335 сообщений о взрывах ШМ в 34 случаях наблюдались повреждения предметов, причём в 19 случаях это были деревянные предметы или столбы. Нередко ШМ пробивают дыры в фанерных перегородках и дверях или глиняных стенах, испаряют небольшое количество вещества при соприкосновении с металлическими предметами, прожигают одежду, ковры и оставляют другие следы. В частности, сообщается о том, что ШМ сбивали на пол кастрюли и телефонные аппараты, проникали в помещения через стёкла, повреждали электропроводку и электрооборудование с оплавлением деталей.

В работах [1–3] имеются описания различных аварийных ситуаций, при которых спонтанно возникали ШМ. Как следует из опыта контактов с ШМ, они обычно образуются вблизи источников сильных электромагнитных разрядов – при ударе молнии, при замыкании-размыкании высоковольтного или сильноточного электрооборудования постоянного или переменного тока, при высокочастотных импульсах мощных генераторов. Например, получали ШМ при напряжении 12 кВ и мощности 10^7 Вт при разряде за время порядка 10^{-3} с . По данным из [6], при аварийном отключении батарей в субмарине ШМ диаметром 12 см возникла возле контактов переключателя, при этом протекающий ток достигал величины $1,6 \cdot 10^5 \text{ А}$.

Результаты экспериментов, в которых создавались светящиеся плазменные образования, напоминающие по форме ШМ, представлены в [1], [3], [7]. Если газ или

жидкость находятся в зоне контакта с разрядниками с высоким напряжением или сильным током, то разряд часто принимает сферическую форму. В эксперименте [8] использовался разряд от двух загнутых электродов в газах при различных давлениях. При этом появлялось светящееся облако, свечение которого сильно увеличивалось при добавлении малой концентрации углеводородов. Авторы работы [9] производили разряд в камере при давлении 10^{-5} атм так, что стенки камеры из диэлектрика разрушались, превращаясь в светящуюся плазму со временем жизни 10 мс. На фотографиях было видно, что вначале плазма имела форму шара, а затем становится вихреобразной. История с безэлектродными разрядами по-видимому начинается с экспериментов Тесла в конце 19 века с высоковольтными трансформаторами. В других опытах мощные сфокусированные СВЧ-импульсы с частотой 75 МГц и мощностью 30 кВт возбуждали воздух до температуры 2500 К, причём время его послесвечения достигало 2 с [10]. Тем не менее следует констатировать, что результаты этих и многих других экспериментов не могут в полной мере моделировать все основные свойства ШМ. Например, хотя 59 % ШМ живёт в среднем 3 секунды, а 26 % – 29 секунд, но в 15 % случаев отмечено время 213 секунд [11].

Модели шаровых молний и критерии их анализа

Поскольку количество различных моделей ШМ достаточно велико, далее кратко будут представлены лишь основные и наиболее разработанные модели. При их анализе мы будем опираться на следующие критерии [4]:

1. Механизм образования ШМ, связь с атмосферным электричеством.
2. Источник энергии и способ её хранения.
3. Характер движения, перемещения и равновесия ШМ в атмосфере.
4. Устойчивость формы и её трансформация, характерные размеры.
5. Механизмы свечения и радиоизлучения, образования искр и характерного звука от ШМ, а также специфического запаха.
6. Причины взрыва или тихого исчезновения, время жизни.

Некоторые примеры из [1–2] расчётов повреждения предметов после контакта с ШМ позволяют сделать оценки её внутренней энергии. В случае, когда ШМ оплавилась одежду на теле человека и кольцо, одетое на палец, требуемая энергия составляет 440 Дж. При диаметре 10 см плотность энергии в ШМ будет $0,8 \text{ Дж/см}^3$. В другом случае ШМ опустилась на асфальт и образовала в нём ямку. Считая, что битум нагрелся до 170°C , при видимом диаметре 14 см энергия ШМ должна достигать 3 кДж. Из сообщения В.В. Варсонофьева [4] следует, что ШМ разрядилась в батарею водяного отопления. В результате появилась лунка диаметром 4 – 5 см и глубиной 0,5 мм. Масса испарённого металла составила 0,08 грамм, на что потребовалось 700 Дж. В случае с Я.В. Березовским ШМ диаметром 10–20 см испарила металл массой 0,22 грамма на шомполе ружья, затратив энергию до 2 кДж. Минимальную плотность энергии ШМ можно оценить по акустическому шуму от её взрыва, а также по её излучению и светимости при времени жизни 1 с. В первом случае получается величина более $0,006 \text{ Дж/см}^3$, а во втором – порядка $0,2 \text{ Дж/см}^3$, что для ШМ с радиусом 1 см даёт энергию 0,8 Дж.

Перейдём теперь к обзору моделей ШМ. В некоторых плазменных моделях предполагается, что ШМ состоит либо из положительных и отрицательных ионов, либо из электронов и положительных ионов. Плотность энергии полностью ионизированной плазмы воздуха может достигать 180 Дж/см^3 (из них 30 Дж на диссоциацию молекул и 150 Дж на однократную ионизацию), что достаточно для объяснения энергетики ШМ. Однако представление о ШМ как о сгустке рекомбинирующей неидеальной плазмы плохо согласуется с критерием времени жизни – плазма под действием кулоновских сил исчезнет слишком быстро, за время не более 10 мс. Не спасает положения и кластерная модель [4], в которой ионы окружены оболочками из нейтральных частиц (например, воды), затрудняющими рекомбинацию. В этой модели предполагается температура ионов $500\text{--}700^\circ \text{C}$, а для объяснения взрывов ШМ постулируется существование двух каналов рекомбинации – медленного и быстрого. Слишком быстрое выделение энергии получается и в аэрозольной модели, в которой

положительные и отрицательные заряды сосредоточены на частицах пыли, дыма или на каплях.

Квантово-механическая модель описана в [12], где рассматривается квазинейтральная плазма из ионов и электронов. Если спины электронов направлены противоположно, то кинетические силы расширения газа могли бы быть уравновешены силами обменного взаимодействия электронов. Однако в этой модели объяснение многих особенностей ШМ требует дополнительных предположений.

В нейтральном газе с долгоживущими возбужденными атомами и молекулами может быть достаточно энергии (объем шара с радиусом 20 см содержит до 10 кДж), но его люминесценция, как следует из опыта, длится не более 0,1 с. Малое время жизни получается и в моделях, в которых ШМ рассматривается как светящаяся сфера из испаренных линейной молнией веществ.

Большое разнообразие имеют химические модели. В одной из самых старых моделей [13] считается, что в ШМ происходит горение углеводородных смесей. Светящийся желто-зеленый шарик размером 4 см при времени жизни до 2 с был получен в [14] при поджигании электрической искрой смеси воздуха и 1,4–1,8 % пропана, плотность энергии составила $7 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³. Другими кандидатами в качестве активного вещества назывались водород, метан, угольная пыль или химически активный аэрозоль, которые могли быть или образоваться в месте удара линейной молнии (например, в районе болот или угольных шахт). Недостатком этих моделей является то, что для несвязанных между собой частиц трудно объяснить устойчивую форму ШМ при движении против ветра и при прохождении через стекла, электрические явления ШМ, а также то, что при горении радиус стремится быстро увеличиться. Кроме этого, ШМ образуются и в тех местах, которые заведомо лишены источников горючих веществ. Источником энергии ШМ могла бы быть реакция разложения озона. При концентрации озона в 2 % в воздухе плотность его химической энергии равна 0,13 Дж/см³ [2], но время жизни ШМ получается слишком маленьким, если учесть, что скорость реакции увеличивается за счет повышения температуры.

Для объяснения устойчивости формы ШМ в [15] была предложена нитевидная модель ШМ на основе аэрогелей типа SiO₂ или Al₂O₃, далее развитая в [2], [29]. Для поддержания формы и поверхностного натяжения, необходимого для объяснения упругости ШМ, нити следует считать заряженными до 10^{-6} Кл. Из-за того, что каркас нагрет до высокой температуры, возникает подъемная сила Архимеда. Вдоль нитей располагаются химически активные вещества, ответственные за световое излучение. Вопросы, требующие доработки в этой модели, таковы: состав аэрогеля и активного химического вещества, объяснение радиоизлучения, искрения и запаха от ШМ и её возможного взрыва. Похожей по конструкции является пузырьковая модель [16], в которой ШМ имеет ядро типа пузыря из металла или силиката, а его плавучесть в воздухе возникает за счет силы Архимеда. В одной из модификаций пузырьковых моделей ШМ представляет собой биполярно заряженный пузырь, имеющий оболочку из воды с упорядоченным расположением молекул и толщиной 10 мкм [17].

Известны модели ШМ, в которых основной энергией является энергия электрического поля. Общий заряд ШМ не может превышать такой величины, при которой напряженность электрического поля на её поверхности превышает $E_0 = 30$ кВ/см во избежание пробоя атмосферного воздуха. Отсюда при радиусе ШМ $r = 0,07$ м находим её заряд и электрическую энергию:

$$Q_0 = 4\pi\epsilon\epsilon_0 E_0 r^2 = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ Кл},$$

$$W = \frac{K Q_0^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} = 0,34 \cdot K \text{ Дж}, \quad (1)$$

здесь ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ – диэлектрическая проницаемость (мы принимаем здесь $\epsilon = 1$), коэффициент K равен 0,5 или 0,6 соответственно для случаев, когда заряд распределён либо по поверхности сферы либо в объёме шара.

Как видно из (1), электростатическая энергия слишком мала, чтобы объяснить энергосодержание в ШМ. Эту трудность обходят, рассматривая не один заряд, а два разноимённых заряда как в сферическом конденсаторе или объёмные заряды. Однако остаётся ещё проблема устойчивости ШМ при быстрой разрядке этих зарядов вследствие действия кулоновских сил. В одной из моделей [18] внутри плазмоида находится положительно заряженное ядро, снаружи которого идёт слой отрицательных ионов и область ионизации электронным ударом, а затем – области фотоионизации газа УФ-излучением и рекомбинации ионов. Отсюда электроны и отрицательные ионы идут внутрь, а положительные ионы – наружу. По мнению автора, ШМ должны образовываться из положительно заряженных молний или в областях с положительным зарядом.

Увеличения устойчивости можно добиться в вихревых моделях. Вращающийся кольцевой вихрь плазмы с замороженным в него магнитным полем описан в [19]. В модели [20] заряженные частицы вращаются по поверхности тора в меридиональном направлении, создавая внутри тора магнитное поле как в соленоиде. Как показывают расчёты, если энергия плазмоида складывается из кинетической энергии частиц и энергии магнитного поля, то полная энергия в силу теоремы вириала не превышает величины $3PV$, где V – объём плазмы, P – внешнее давление. Если $P = 1$ атм, радиус ШМ 10 см, то её энергия может быть до 1000 Дж. Однако согласно исследованиям по теории устойчивости магнитогидродинамических конфигураций [21], система, удерживаемая собственным магнитным полем, устойчива лишь при наличии внешнего давления.

Одной из наиболее разработанных моделей ШМ с внешним источником энергии является модель Капицы [22], согласно которой наблюдаемая постоянная интенсивность свечения ШМ объясняется поступлением энергии от грозовых облаков по радиоволноводу. В обоснование модели были проведены эксперименты [23], показавшие принципиальную возможность существования светящихся плазменных образований в радиочастотном поле. Тем не менее проблема с энергией решена не была, так как сильное радиоизлучение от молний длится всего лишь тысячные и сотые доли секунды, а в необходимом для резонанса с объёмом ШМ диапазоне при длине волны 30–70 см плотность энергии слишком мала. Имеется ещё ряд моделей с внешним источником энергии, например [24], но поведение и движение ШМ часто таково, что она кажется автономной и не зависящей ни от каких каналов или волноводов.

Представляемая в следующем разделе электронно-ионная модель ШМ содержит в себе многие положительные черты более ранних теорий и в принципе допускает экспериментальную проверку.

Схема образования и структура шаровой молнии в электронно-ионной модели

Если не учитывать появление ШМ при срабатывании мощного электрооборудования, то практически во всех остальных случаях ШМ наблюдается в связи с обычными линейными молниями или просто в облачно-грозовую погоду. В рамках электронно-ионной модели природная ШМ может быть непосредственным следствием линейной молнии, когда грозовая туча разряжается на землю, передавая ей своё отрицательное электричество (или при разряде соседних облаков). На рисунке 1а показаны вторичные ветви и основной канал молнии, наполненные соответственно покоящимися и движущимися электронами. Быстрое движение электронов и основная вспышка молнии начинаются после соединения основного канала с землей; таким образом светящаяся часть молнии растёт от земли к туче. Электроны, находящиеся во вторичных ветвях, также движутся к основному каналу и сыплются через него на землю. При этом возможен почти замкнутый контур электронного тока (рисунок 1б), когда в его центре появляется магнитное поле с индукцией B . В наэлектризованном воздухе вокруг молнии находится много положительных ионов, которые начинают закручиваться вокруг силовых линий магнитного поля и тем самым фиксируются в центре.

В свою очередь ток электронов из канала 2 может перескочить на ветвь 1 через область 3, образуя далее замкнутый ток. Необходимым условием для этого должна быть сила, удерживающая электроны на замкнутой орбите. При достаточном количестве положительных ионов в центре они могут притягивать к себе электроны и тем самым обеспечить их устойчивое вращение. Данный процесс может происходить и в относительно слабом вторичном канале, что объясняет возникновение ШМ в стороне от ярко сверкающего главного канала линейной молнии. Кроме этого, образование ШМ возможно не только у земли или у высоких предметов, но и вдоль всего канала линейной молнии, начало которого теряется в облаках. В некоторых случаях, когда линейная молния ударяла в токопроводящие провода, наблюдали ШМ выходящими из телефонных аппаратов, розеток для радио, счётчиков, патронов от электролампочек. Как видно, здесь ШМ возникали благодаря замыканию импульсов тока линейной молнии через воздух возле контактов в виде электрической дуги.

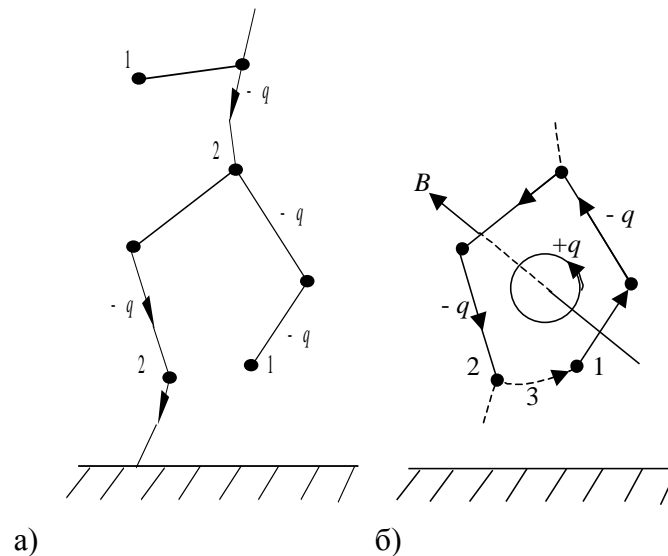


Рис. 1. а) 1 – вторичные ветви молнии, 2 – основной канал, в котором движутся электроны (обозначены $-q$).

б) Движение электронов из вторичной ветви 1 в основной канал 2 молнии может быть замкнуто через область 3. B – индукция магнитного поля от тока электронов. Ионы с зарядом $+q$ вращаются вдоль линий магнитного поля.

Исходя из данной картины, на рисунке 2 представлено экваториальное сечение модели ШМ в виде осесимметричной конфигурации с параллельными сферическими токами. Положительные ионы находятся при атмосферном давлении в очень горячем воздухе внутри ШМ, оставшемся после удара линейной молнии. Быстродвижущиеся во внешней оболочке электроны генерируют магнитное поле с индукцией B , которое удерживает положительные ионы на орбитах внутри ШМ. При каком-то радиусе R скорость вращения ионов совпадает с тепловой скоростью, что выделяет отдельную равновесную оболочку в ШМ. Наконец, электрическое притяжение положительных ионов и отрицательно заряженных электронов удерживает электроны во внешней оболочке от разлёта, являясь основной частью центростремительной силы.

Исходя из приблизительно сферической формы ШМ радиус вращения r внешнего электронного облака вокруг общей оси уменьшается по мере перехода от экватора к полюсам.

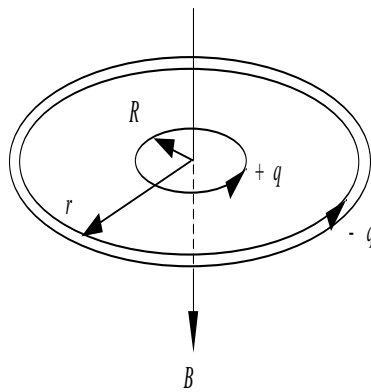


Рис. 2. Экваториальное сечение модели шаровой молнии, выделяющее кольца на токовых оболочках сфероидальной формы. R – радиус вращения ионов в равновесной оболочке вокруг магнитного поля с индукцией B , r – радиус внешней электронной оболочки.

Данная относительно устойчивая конфигурация позволяет объяснить наблюдаемое время жизни ШМ, существенно превышающее время жизни однородной ионно-электронной плазмы при атмосферном давлении. Электронная оболочка эффективно изолирует нагретый до высокой температуры воздух внутри ШМ, замедляя перенос энергии в окружающую среду. Положительные ионы внутри ШМ практически не притягиваются электронами из внешней оболочки, так как электрическое поле от электронов внутри сферы равно нулю из-за уравнивания всех электрических сил. Поэтому ионы могут распределяться равномерно по всему объёму ШМ, а рекомбинация ионов и электронов существенно замедляется.

Как видно на рисунке 1б, ШМ фактически есть небольшой кусок линейной молнии, закрученный в клубок с характерным размером 10 – 40 см. Соответственно в обоих типах молний токи и магнитные поля могут быть близки по величине.

Для того чтобы представить устройство ШМ более наглядно, приведем весьма подробное свидетельство М.Т. Дмитриева, специалиста-химика, имевшего опыт работы с низкотемпературной плазмой и ставшего очевидцем явления ШМ [25]:

«Светимость молнии была значительной, особенно при расстоянии в несколько метров, тем не менее её всё же можно было свободно рассматривать, без чрезмерного напряжения. Было заметно, что цвет молнии неоднороден. Центральная часть представляла собой шар диаметром около 6–8 см, несколько вытянутый в вертикальном направлении. Эта часть была и наиболее яркой, по своему внешнему виду (кроме формы) весьма напоминая электроразрядный факел в воздухе, получаемый в плазмотронах, с температурой плазмы порядка 13000 – 16000°. Центральная часть молнии была окружена областью толщиной 1–2 см с густым фиолетовым свечением, очень похожим на свечение воздуха при давлении 0,1 мм.рт.ст., бомбардируемого электронами с энергией в несколько десятков электронвольт. Следующая, наружная оболочка, толщиной около 2 см, также была неоднородна, напоминая по цвету тихий электрический разряд при атмосферном давлении или периферийное свечение электронного пучка с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт, попадающего из вакуумной трубки в воздух при обычном давлении. Светло-голубое свечение этой части молнии быстро убывало с увеличением расстояния от центрального шара, постепенно сходя на нет. Оболочки молнии хорошо просматривались только в горизонтальном направлении. В нижней части они, вероятно, были сжаты и их можно было различить только при сопоставлении с боковыми частями молнии. Над молнией сверху оболочки были значительно толще, но не так резко выражены. Кроме того, в них можно было видеть отдельные яркие конвективные струи (как над обычным костром, только цвет их был с беловатым оттенком). Общий диаметр шара составлял около 11–12 см в горизонтальном направлении и около 14–16 см в вертикальном. С

расстояния в несколько десятков метров наблюдалась, по-видимому, только центральная часть шара. Издали молния имела синеватый оттенок.... В молнии, по-видимому, всё время выделялась энергия. На это указывали сплошной шорох и сильные отдельные потрескивания. Вероятно, непрерывно происходила и утечка её заряда. Выделение энергии резко увеличивалось при соприкосновении молнии с поверхностями (листьями или сучками) и сопровождалось более сильным треском и искрением. Молния оставила после себя сильный запах, по своему характеру почти совпадающий с запахом воздуха, подвергнутого воздействию ионизирующего излучения».

Как видно из приведённого текста, шаровая молния Дмитриева имела вертикальную ось симметрии, совпадающую с осью вращения электронного облака в нашей модели ШМ и с направлением внутреннего магнитного поля. Внутреннее ионное облако молнии было вытянуто в вертикальном направлении, а все оболочки хорошо просматривались только в горизонтальном направлении. О вращении частиц в оболочках с дифференциальной скоростью говорили отдельные яркие конвективные струи. Наличие большой напряжённости электрического поля возле ШМ и энергичных частиц подтверждается многочисленными наблюдениями их шипения, потрескивания и испускания искр как при электрическом разряде. Кроме этого, пробы воздуха, взятые после прохождения ШМ, показали повышенное содержание озона и окислов азота (приблизительно в 50–100 раз выше нормы). По данным из [25], требуемое соотношение концентраций озона и окислов азота можно получить при электрическом разряде в воздухе с напряженностью до 400 кВ на 1 метр, а оценка необходимой электрической энергии в таком эквивалентном разряде за всё время жизни ШМ даёт значение 530 Дж [1].

Для дальнейшего обозначим через M, V, R и m, v, r массы, скорости движения и радиусы вращения ионов и электронов соответственно; B – индукция магнитного поля; N_i – количество нескомпенсированных положительных ионов внутри ШМ; N_e – количество свободных электронов во внешней оболочке ШМ; q – элементарный электрический заряд; i – ток электронов на орбите радиуса r ; μ, μ_0 – относительная магнитная проницаемость среды и магнитная постоянная.

Выделенная внутри ШМ оболочка является границей, где тепловая скорость ионов выравнивается со скоростью вращения ионов в магнитном поле. В этом месте справедливо соотношение:

$$\frac{MV^2}{R} = qVB, \quad (2)$$

и ионы вращаются по окружности радиуса R в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. С другой стороны, заряженные частицы беспрепятственно могут двигаться вдоль линий магнитного поля. Следовательно, при радиусе R вместо хаотического движения ионов встречаются упорядоченные взаимно перпендикулярные ионные потоки, что сопровождается сильным трением в газе, соответствующим выделением энергии в виде излучения и визуально проявляется в наличии внутренней оболочки.

Характерная энергия U_i ионизации молекул воздуха составляет величину около 13 эВ. Если считать, что существует тепловое равновесие между ионами и электронами внутри ШМ, то можно найти их температуру из условия:

$$U_i = \frac{3}{2}kT,$$

где k – постоянная Больцмана.

Отсюда получаем температуру $T = 10^5$ К, требуемую для полной ионизации воздуха, однако учитывая, что не весь газ был ионизирован при образовании ШМ из

нагретого воздуха вблизи линейной молнии, средняя температура в $1,4 \cdot 10^4$ К внутренней оболочки при радиусе R по наблюдению Дмитриева вполне возможна.

Верхние значения параметров ШМ не могут превышать соответствующих параметров линейных молний. Вблизи основного канала молнии при токе $I_M = 2 \cdot 10^5$ А и радиусе $R_M = 0,1$ м индукция магнитного поля достигает величины: $B = \frac{\mu \mu_0 I_M}{2\pi R_M} \sim 0,4$

Т. Если электрон вращается в таком магнитном поле с радиусом орбиты r_e , то его скорость должна быть меньше скорости света:

$$v = \frac{Bqr_e}{m} < c, \quad \text{отсюда} \quad r_e < \frac{mc}{Bq} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Поскольку $r_e \ll R_M$, то в магнитном поле вблизи канала молнии могут удерживаться и накапливаться даже релятивистские электроны. С другой стороны, при токах более 1000 А в импульсных вакуумных разрядах электронная температура в энергетических единицах достигает 1 кэВ, а скорости движения электронов до 10^7 м/с [26]. В качестве верхнего значения тока в плазме следует по-видимому использовать величину $1,4 \cdot 10^6$ А согласно [27], так как дальнейшее увеличение напряжённости электрического поля приводит к сжатию токового шнура и увеличению излучения при неизменном токе и температуре частиц.

Для упрощения расчётов будем считать, что заряды и токи в основном сконцентрированы вблизи экваториальной плоскости или имеют цилиндрическую симметрию, а ионы однозарядны. Выразим электронный ток во внешней оболочке и магнитное поле этого тока, действующее на ионы:

$$i = \frac{qN_e v}{2\pi r}, \quad B \approx \frac{\mu \mu_0 i}{2r}. \quad (3)$$

Скорость ионов во внутренней оболочке V можно оценить по средней температуре свечения T с помощью соотношения между кинетической и тепловой энергиями:

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{3\kappa T}{2}.$$

При $T = 1,4 \cdot 10^4$ К и средней массе иона $M = 4,7 \cdot 10^{-26}$ кг как у молекулы азота скорость ионов будет равна $V = 3,5 \cdot 10^3$ м/с. Решая теперь (2) – (3), при радиусе ШМ $r = 7$ см и радиусе выделенной оболочки $R = 4$ см находим индукцию магнитного поля и электронный ток:

$$B = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}, \quad i = 2,9 \cdot 10^3 \text{ А.}$$

При температуре воздуха в ШМ $T = 1,4 \cdot 10^4$ К и атмосферном давлении концентрация частиц $n = 5,2 \cdot 10^{23}$ м⁻³, а их общее число в объёме ШМ достигает $7 \cdot 10^{20}$. При степени ионизации в 22 % число зарядов будет равно $1,5 \cdot 10^{20}$, что существенно больше, чем число электронов N_e на внешней оболочке ШМ или нескомпенсированный положительный заряд в объёме ШМ. Условие равновесия для электронов, движущихся во внешней оболочке, связывает центростремительную и электрические силы:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{N_i q^2}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2} - \frac{N_e q^2}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2}, \quad (4)$$

Первое выражение в правой части (4) описывает силу притяжения между электроном и внутренним объёмным ионным зарядом, второе – силу отталкивания электронов во внешней оболочке друг от друга. Баланс сил (4) будет выполняться в том

случае, когда общее число нескомпенсированных положительных зарядов N_i будет незначительно превышать число свободных электронов во внешней оболочке N_e . Следовательно, ШМ в целом должна быть заряжена положительно. Предположим, что между количествами ионов и электронов существует следующее соотношение:

$$\Delta N = N_i - N_e = \frac{1}{50} N_e.$$

Тогда из выражения для уже найденного тока (3) и с помощью (4) можно оценить скорость движения электронов во внешней оболочке, количество ионов и электронов, а также эффективный заряд ШМ:

$$v = 8,7 \cdot 10^7 \text{ м/с}, \quad N_i \approx N_e = 9,2 \cdot 10^{13}, \quad Q = q\Delta N = 2,9 \cdot 10^{-7} \text{ Кл.} \quad (5)$$

Кинетическая энергия электронов во внешней оболочке ШМ будет равна:

$$E_k = \frac{N_e m v^2}{2} = 0,3 \text{ Дж.} \quad (6)$$

Умножая объём ШМ на плотность магнитной энергии, оценим энергию магнитного поля:

$$E_m = \frac{4\pi r^3}{3} \cdot \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \approx \frac{\pi\mu\mu_0 r i^2}{6} = 0,4 \text{ Дж.} \quad (7)$$

Электростатическая энергия ШМ вычисляется как интеграл от плотности энергии электрического поля u по объёму:

$$W = \int_0^\infty u dV, \quad \text{где} \quad u = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2},$$

E – напряжённость электрического поля. За пределами ШМ напряжённость поля E мала из-за частичной компенсации положительного ионного заряда и отрицательного заряда от электронов во внешней оболочке. В самой электронной оболочке поле достаточно большое, но объём оболочки существенно зависит от её толщины; при малой толщине энергия в оболочке может быть невелика. Энергия поля внутри ШМ легко рассчитывается, при равномерном распределении положительных зарядов по объёму с их общим зарядом qN_i ; энергия шара с учётом (5) равна:

$$W_+ = \frac{q^2 N_i^2}{40\pi\varepsilon\varepsilon_0 r} = 2,8 \text{ Дж.} \quad (8)$$

Полная электростатическая энергия ШМ будет немного больше, чем величина (8).

По данным из [25], плотность энергии плазмы в ШМ при температуре $T = 1,4 \cdot 10^4$ К составляет $0,35 \text{ Дж/см}^3$. Умножая эту плотность на объём нашей модели ШМ при её радиусе 7 см, находим максимально возможную энергию плазмы, включая кинетическую энергию частиц:

$$E_i = 500 \text{ Дж.} \quad (9)$$

Таким образом, основная энергия в ШМ среднего размера согласно (6) – (9) заключена в энергии ионизованных частиц.

Найденный нами в (5) заряд Q в 5,5 раз меньше, чем предельный заряд ШМ согласно (1). Найдём напряжённость электрического поля E вблизи поверхности ШМ и соответствующий электрический потенциал:

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} = 530 \text{ кВ/м}, \quad \varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} = 37 \text{ кВ}. \quad (10)$$

Данной напряжённости поля вполне достаточно, чтобы вызвать появление в воздухе вокруг ШМ озона и окислов азота, запах которых как правило сопровождает явление ШМ. Поскольку заряд ШМ положительный, то она будет бомбардироваться электронами и отрицательными ионами из окружающей атмосферы. Приобретаемая ими энергия в электрическом поле ШМ согласно (10) может достигать значения вплоть до величины 37 кэВ, считая в энергетических единицах. Известно, что пробег электронов в воздухе ограничивается различными потерями и при начальной энергии электронов в 40 кэВ не превышает 2 см. На самом деле начальная энергия электронов воздуха мала и они в электрическом поле ШМ приобретут существенно меньшую энергию. Если считать, что зона ускорения электронов вблизи ШМ равна $\Delta r = 1$ см, то из (10) для их энергии следует:

$$q\Delta\varphi = \frac{qQ\Delta r}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} = 5 \text{ кэВ},$$

что соответствует наблюдениям Дмитриева [25] о свечении оболочки ШМ подобно периферийному свечению электронного пучка в воздухе.

С целью проверки устойчивости ШМ следует проверить, какое давление на внешнюю электронную оболочку оказывают электрические силы расталкивания нескомпенсированных положительных ионов внутри ШМ. Вблизи электронной оболочки при радиусе r на положительный ион с зарядом q действует сила со стороны всех нескомпенсированных ионов, общее число которых N_i почти точно равно числу электронов N_e во внешней оболочке:

$$F = \frac{N_i q^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2}.$$

Используя известную концентрацию n частиц воздуха внутри ШМ при атмосферном давлении и температуре $T = 1,4 \cdot 10^4$ К, можно записать характерный объём, приходящийся на одну частицу, в виде величины $\frac{1}{n}$, а площадь в расчёте на одну частицу в виде $\sigma = \left(\frac{1}{n}\right)^{2/3}$. Разделив силу F на σ , получим дополнительное давление на один ион:

$$\bar{P}_i = \frac{F}{\sigma} = 2,8 \cdot 10^4 \text{ Па}.$$

Данная величина на порядок меньше атмосферного давления, так что с учётом малого числа ионов N_i по отношению к общему числу частиц газа в ШМ и фиксирующего действия магнитного поля в отношении плазмы электронная оболочка должна удерживать ионы внутри себя.

Оценим толщину d внешней электронной оболочки ШМ с помощью условия для давления в плазме в магнитном поле:

$P_m + P_{\perp} = const$, где $P_m = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}$ – магнитное давление, P_{\perp} – давление плазмы

поперёк линий магнитного поля. Предположим, что основное давление во внешней оболочке поддерживается самим воздухом, а магнитное давление равно добавочному давлению P_e от движения электронов:

$$P_e = n_e kT = \frac{N_e kT}{4\pi r^2 d}, \quad \text{где} \quad \frac{3kT}{2} = \frac{mv^2}{2}.$$

При условии $P_m \approx P_e$ получаем $d = 1,3$ см. В другом предельном случае, когда давление P_e равно атмосферному и превышает магнитное давление, толщина электронной оболочки должна быть тоньше, достигая величины $3 \cdot 10^{-5}$ м.

Движущиеся с большими скоростями во внешней оболочке электроны при столкновениях с частицами воздуха должны ионизировать их, что является основной причиной малого пробега электронов в воздухе при рассматриваемых энергиях. Однако получающиеся при ионизации вторичные электроны за счёт эффекта электронной лавины могут вполне заменить первичные электроны, двигаясь под действием центростремительной силы от внутреннего положительного заряда ШМ. Кроме этого, между внешним давлением, электронным током и магнитным полем в плазме имеется обратная связь – сдавливание ШМ (например, при её остывании) увеличивает токи и магнитное поле, а магнитное поле за счёт самоиндукции старается поддержать исходный ток.

Благодаря своему заряду (5) ШМ может двигаться под влиянием электрических полей. Как отмечается в [3], ШМ иногда выпадают из облаков и быстро направляются к земле, ударяются об неё и взрываются. Часто это движение происходит вдоль канала только что возникшей линейной молнии. На тесную связь между местами появления ШМ и ударов линейных молний указывает свидетельство физика Лэба, известного специалиста в области газового разряда [4]: «Летом 1898 или 1899 г. в Спрингфильде (штат Массачусетс) разразилась сильная гроза, которую он наблюдал из окна дома родителей. Он заметил шар, светящийся так, как светятся возбуждённые атомы азота. Шар медленно спускался с крыши соседнего дома по плавной криволинейной траектории. Диаметр его был равен диаметру двух детских воздушных шаров. Упав на лужайку перед домом, он подпрыгнул и исчез. После этого дом напротив поразил удар линейной молнии».

Отмечается, что в некоторых случаях ШМ образуется от одной линейной молнии и уничтожается другой линейной молнией. ШМ, возникшие вблизи земли, обычно двигаются медленно и могут останавливаться у некоторых предметов, перемещаться против ветра или даже подниматься в облака. Эти особенности поведения ШМ вполне могут быть объяснены действием на неё сильных электрических полей между облаками и выступающими предметами на земле, периодически колеблющимися при разрядах линейных молний и движении облаков вплоть до изменения направления напряжённости поля. Кроме этого, вследствие высокой температуры воздуха внутри ШМ её средняя плотность отличается от плотности окружающего воздуха, так что к электрическим силам нужно добавить подъёмную силу Архимеда. Следует учесть, что из-за разной плотности воздуха на уровне облаков на высоте 300–500 метров и у земли сила Архимеда изменяется приблизительно на 6 %. Баланс указанных сил осуществляется, по-видимому, у привязанных или прикреплённых ШМ, либо парящих неподвижно, либо связанных с предметами. В течение жизни ШМ её заряд может изменяться из-за взаимодействия с окружением или при частичном распаде, приводя к изменению равновесного состояния. Так, при переходе от прикреплённой ШМ к свободной она обычно взмывает вверх, а затем по наклонной линии уходит к облакам. Рассмотрим процесс уравнивания ШМ в атмосфере более подробно. Если воздух внутри ШМ сильно нагрет, то сила Архимеда много больше веса самой ШМ. С другой стороны, при своём образовании ШМ обычно находится в районе вхождения линейной молнии в землю или у высоких предметов, несущих потенциал земли. Благодаря заряду

ШМ создаёт в земле как в проводнике наведённые заряды и притягивается к ним. Силу притяжения можно определить с помощью метода изображений из электростатики. Найдём высоту h над землёй, при которой ШМ находится в равновесии, из равенства силы Архимеда и электрической силы:

$$\rho g V_b = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0(2h)^2}, \quad (11)$$

где $\rho = 1,29 \text{ кг/м}^3$ – плотность атмосферного воздуха
 вокруг ШМ,
 $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение силы тяжести,
 $V_b = 1,43 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ – объём ШМ.

При заряде Q из (5) высота $h = 10 \text{ см}$, что близко к размеру ШМ. По мере остывания воздуха в ШМ уменьшается её объём, а при потере электронов с наружной оболочки может увеличиваться и заряд Q . Поэтому ШМ может всплыть над землёй и далее плавно перемещаться в зависимости от рельефа местности, ветра и электрических полей от грозных облаков. Для примера вычислим электрическое поле, которое бы уравнесило силу Архимеда:

$$E = \frac{\rho g V_b}{Q} = 6,2 \cdot 10^4 \text{ В/м}. \quad (12)$$

Известно, что разность потенциалов между облаками и землёй может достигать величины вплоть до 10^8 В , что при высоте облака над землёй в 1 км даёт напряжённость поля 10^5 В/м (вместо тех 100 В/м , которые наблюдаются при ясной погоде). Сравнение с (12) показывает, что действительно электрические поля грозных облаков могут управлять движением ШМ.

Шаровые молнии экстремально малой и большой мощности

Потенциальная энергия ШМ по абсолютной величине не может быть меньше чем кинетическая энергия электронов, что является условием целостности ШМ так же, как и любого другого объекта. Одному из экстремальных состояний ШМ соответствует приблизительное равенство между магнитной, электрической и кинетической энергиями движущихся заряженных частиц (например, при образовании плазмоида типа ШМ в фокусе концентрированной электромагнитной волны). Для такого состояния из равенства магнитной и кинетической энергии электронов с учётом (7), (3) и формулы для E_k из (6) можно найти число зарядов:

$$E_m = \frac{\pi\mu\mu_0 r i^2}{6} = \frac{\mu\mu_0 q^2 N^2 v^2}{24\pi r} = E_k = \frac{N m v^2}{2}, \quad N = \frac{12\pi m r}{\mu\mu_0 q^2}.$$

При радиусе самых малых ШМ порядка $r = 1 \text{ см}$ для числа зарядов получается величина $N = 10^{13}$. Подставляя величину N вместо N_i в (8), найдём электрическую энергию: $W_+ = 0,23 \text{ Дж}$. При той же плотности энергии плазмы, что и в (9), энергия плазмы ШМ будет порядка $1,5 \text{ Дж}$. Учитывая, что для ШМ малого размера было принято $E_m \approx W_+ \approx E_k$, полная энергия данной ШМ не превысит значения $2,2 \text{ Дж}$.

Рассмотрим теперь ШМ максимально большой мощности. Общий заряд ШМ не может превышать такой величины, при которой напряжённость электрического поля на её поверхности превышает $E_0 = 30 \text{ кВ/см}$ во избежание пробоя атмосферного воздуха. Отсюда находим максимальный заряд ШМ:

$$Q_0 = 4\pi\epsilon\epsilon_0 E_0 r^2. \quad (13)$$

Выражая заряд ШМ $Q = q(N_i - N_e)$ из (4) и приравнявая к (13), получаем:

$$\frac{v^2}{r} = \frac{qE_0}{m}. \quad (14)$$

В правой части (14) находятся постоянные величины. Принимая, что максимально возможная скорость электронов v равна скорости света c , находим наибольший радиус ШМ с предельной величиной электрического заряда Q :

$$r = 17 \text{ см}, \quad Q = Q_0 = 9,6 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \quad (15)$$

при условии $v \approx c$.

Предположим, что электронный ток во внешней оболочке ШМ настолько большой, что магнитное давление P_m сравнивается по величине с атмосферным давлением P_a :

$$P_a = P_m = \frac{B^2}{2\mu\mu_0}, \quad \text{где } B = \frac{\mu\mu_0 i}{2r}, \quad i = \frac{qN_e v}{2\pi r} \quad \text{как в (3)}.$$

Из данных соотношений с учётом (15) находим предельные величины индукции магнитного поля, тока и числа электронов во внешней оболочке ШМ:

$$B = 0,5 \text{ Тл}, \quad i = 1,4 \cdot 10^5 \text{ А}, \quad N_e = 3,1 \cdot 10^{15}. \quad (16)$$

Примем согласно [25] в качестве температуры ШМ величину $T = 1,4 \cdot 10^4 \text{ К}$ и соответствующую скорость ионов $V = 3,5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$. Тогда из (2) следует, что ионы должны вращаться по окружностям радиуса $R = 2 \text{ мм}$ в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. С другой стороны, заряженные частицы беспрепятственно могут двигаться вдоль линий магнитного поля. Следовательно, в модели ШМ с сильным магнитным полем заряженные частицы двигаются по винтовым линиям и периодически отражаются от наружной электронной оболочки. В магнитных полях, на порядок меньших, чем в (16), радиус вращения ионов R вырастает приблизительно до величины половины радиуса ШМ. При этом возникает только одна устойчивая ионная орбита, которая отмечает положение ядра ШМ.

Оценки кинетической, магнитной и электрической энергий мощной ШМ по (6–8) дают: $E_k = 0,13 \text{ кДж}$, $E_m = 2 \text{ кДж}$, $W_+ = 1,3 \text{ кДж}$. Поскольку плотность энергии плазмы в ШМ при температуре $T = 1,4 \cdot 10^4 \text{ К}$ составляет $0,35 \text{ Дж/см}^3$, можно найти максимально возможную энергию плазмы, умножая на объём данной модели ШМ при её радиусе 17 см : $E_i = 7,2 \text{ кДж}$. Таким образом основная энергия в мощной ШМ заключена в энергии ионизованных частиц и в энергии электромагнитного поля, причём суммарная энергия величиной $10,6 \text{ кДж}$ попадает в диапазон верхних значений энергий у ШМ, вычисляемых по результатам их воздействия на окружающие предметы.

С помощью формулы (11), известного заряда ШМ (15) и объёма ШМ $V_b = 0,02 \text{ м}^3$ можно оценить высоту h над землёй, при которой ШМ находится в равновесии в случае баланса силы Архимеда и электрической силы: $h = 90 \text{ см}$. Используя (10), для электрического потенциала мощной ШМ находим величину около 500 кВ . Под действием электрического поля электроны и отрицательные ионы будут разгоняться по направлению к ШМ. Полагая, что участок разгона частиц возле ШМ равен $\Delta r = 1 \text{ см}$, соответствуя пробойному промежутку при напряжённости поля 30 кВ/см , вычисляем энергию частиц:

$$E_k = q\Delta\varphi = \frac{qQ\Delta r}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} = 30 \text{ кэВ}.$$

По данным из [25], светло-голубое свечение внешней оболочки ШМ действительно напоминает тихий электрический разряд с энергией электронов в десятки килоэлектронвольт. Если заряд ШМ достаточно велик, то её наблюдаемый радиус может быть больше настоящего за счёт светящейся короны вокруг неё.

Некоторые случаи появления шаровой молнии

Появление ШМ часто отмечается после удара молнии в дерево, телефонный столб, металлические конструкции, линии электропередач, а также при прохождении молнии возле антенных и телефонных проволок с их оплавлением и испарением. В этих случаях следует ожидать появления нескольких каналов разряда линейной молнии и дополнительного количества положительных ионов в воздухе из-за испарения вещества, что увеличивает вероятность возникновения ШМ. Попадание линейной молнии в опору высоковольтной линии наблюдал в 1973 г. В.В. Вендеревских [4]: «Появился сноп огня и искр, из которого выскочил огненный шар, светящийся как горящий магний. Шар (диаметром 20 – 25 см) начал двигаться вдоль по проводу от места возникновения до следующей опоры, перескочил на тот же провод по другую сторону опоры и, пройдя ещё некоторое расстояние, поднялся на верхний провод (по-видимому заземлённый). После этого шар исчез, причём участок провода вблизи места исчезновения шара накалился и стал красно-жёлтым. При исчезновении шара от него отделился маленький светящийся шарик, который упал вниз и погас». В работе [28] описано появление ШМ при замыкании куском медной проволоки контактов электрической сети 110 В. ШМ была жёлто-белого цвета, диаметром около 3 см, она прокатилась по столу и исчезла, оставив медный шарик размером 1 мм. По-видимому, включение в состав ШМ испарённых металлов утяжеляет её, так что ШМ с самого начала имеет сильную связь с предметами, вблизи которых она образовалась. Если в оболочке ШМ образуется дырка, то из неё возможно истечение горячей воздушной плазмы, эффективно нагревающей предмет, с которым контактирует ШМ. В выше описанном случае ШМ раскалила электрический провод, выделив на нём всю свою энергию.

Согласно [29], световой поток от средней ШМ составляет 1600 ± 200 Лм. Данную светимость можно объяснить излучательными переходами атомов и молекул и постепенной рекомбинацией ионов воздуха внутри ШМ, так что её энергия только за счёт излучения непрерывно убывает со скоростью до 2 Дж в секунду. Отношение площади поверхности к объёму растёт по мере уменьшения радиуса, следовательно, маленькие ШМ израсходуют всю свою энергию на излучение быстрее, за время порядка долей и единиц секунд, и это действительно наблюдают как у природных, так и у искусственных ШМ при коротких замыканиях электрооборудования.

ШМ довольно редко представляет собой идеальную сферу, в 91 % наблюдений это масса неправильной шарообразной формы, иногда с несколькими выступами. Некоторые ШМ кажутся полыми, овальными (2,7 %), ленточными (2,6 %), бесформенными (1,4 %), изредка встречаются сердцевидные, грушевидные, яйцевидные или в виде тора, диска, цилиндра, веретена, кольца [29]. Одно из наблюдений описано в [3]: После грозы ШМ возникла над квадратным камнем со сторонами 80 см, который намеревались поднять 4 человека, на высоте 90 см от камня. Это был жёлтый прозрачный шар диаметром 20 см, он равномерно покачивался с амплитудой 4 см. В центре шара было голубоватое пламя грушевидной формы длиной около 4 см, обращённое острием вниз. Пламя вращалось по вертикальной окружности диаметром 7 см внутри большого шара. Через несколько секунд ШМ с треском исчезла. Позднее выяснилось, что в 100 метрах молния ударила в каменоломню.

Согласно [2], бывают ШМ, похожие на змею, верёвку, жгут, колбасу, палку с толщиной 1–4 см и длиной 30–60 см. При этом наблюдается волокнистая структура излучения. Иногда ШМ из такой формы преобразуется в клубок. Характерный пример трансформации ШМ приведён в [4] в соответствии с сообщением К.К. Потерс из Нижнеудинска: «Шар находился в 10–15 см от наших лиц, и мы хорошо видели, как он стал проходить через отверстие, принимая форму дыни. Он вытянулся, стал меньше диаметром и прошёл через отверстие. Когда шар проходил через отверстие и

уменьшался в размерах, он как бы всё время дрожал, и казалось, что он весь состоит из студня, а с его поверхности постоянно исходили синие лучи длиной около 1,5 см и заканчивались на концах вспышками искр». В случае с С.Б. Сергеевой в 1943 г. ШМ пролезла в отверстие в окне шириной 1 см, «вытянувшись сосиской». Нередко после прохождения ШМ через стёкла находят маленькие оплавленные трещинки. Отмечено несколько случаев проникновения ШМ внутрь самолётов [30]. Одна ШМ образовалась после удара линейной молнии в нос самолёта, впоследствии там было найдено отверстие размером 8 мм и вокруг ещё множество мелких дырочек. Другая ШМ возникла в ИЛ-18, полностью герметичном самолёте, причём оказалось, что пластмассовый обтекатель антенны радиолокатора стал в дырках как сито для муки.

В связи со строением ШМ рассмотрим ещё несколько конкретных случаев. Вот отрывок из письма г-жи Эспер к Ф.Араго [31]: «Погода была удушливая и небо казалось в ту минуту спокойным, но со всех сторон видно было сверкание зарницы. Проходя перед моим окном, которое очень низко, я была удивлена видом большого красного шара, совершенно подобного луне, окрашенной и увеличенной действием паров. Этот шар спускался медленно и перпендикулярно с неба на одно из деревьев места Божон. Первая мысль была, что это воздушный шар Гримма, но цвет шара и время дня вскоре убедили меня в ошибке, а пока ум мой искал разгадки этого явления, я увидела, что огонь обнаружился снизу шара, висевшего на высоте от 5 до 7 метров над деревом. Казалось, как будто бы горела легонько бумага, с небольшими искрами и вспышками, потом, когда отверстие увеличилось вдвое или втрое более руки, внезапный ужасный взрыв разорвал всю оболочку, и из середины этой адской машины вылетело с дюжину лучей змеистой молнии, которые разлетелись по разным сторонам и из которых один ударил в дом №4, и пробил в стене дыру, как будто пушечное ядро. Дыра эта существует и поныне. Наконец, остаток электрической материи стал гореть белым, ярким и блестящим пламенем и вертеться, как фейерверочное колесо». В случае 1949 г. в ФРГ [3] после распада ШМ осталась её часть, напоминающая по форме молодой месяц, повернутый рогами вниз. Распад этой ШМ сопровождался искрами длиной до 30 см. В случае 1973 г. в Люберецком районе г. Москвы наблюдалась ШМ, спускавшаяся с высоты деревьев [4]. Цвет её менялся от ослепительно белого с переходом в жёлтый, ярко-красный и затем в тёмно-красный, после чего в центре появилось чёрное пятно и ШМ исчезла. При падении она теряла куски вещества и испускала искры.

В рамках нашей модели описанные выше свойства ШМ можно объяснить тем, что наружная оболочка может иметь не только сферическую, но и ступенчатую форму, демонстрируя некоторую независимость и гибкость отдельных электронных колец и тем самым изменчивость формы ШМ при прохождении через узкие отверстия. Логично предположить, что при движении в узких каналах ШМ идёт так, что ось вращения её частиц направлена вдоль скорости. В течение жизни ШМ отдельные кольца в силу взаимодействия с воздухом и окружающими предметами разрываются и из внешней электронной оболочки ШМ вылетают потоки быстрых электронов в виде искр, создавая характерное потрескивание, запах озона и радиоизлучение. При этом из ШМ будет вырываться и нагретый до высокой температуры воздух, в котором выделяется энергия за счёт рекомбинации ионов. Температура воздуха может достигать температур воздуха в канале линейной молнии, захваченного при образовании ШМ, то есть вплоть до величины порядка десятков тысяч градусов. При такой температуре нетрудно объяснить такие эффекты от ШМ, как оплавление стёкол и испарение металлических предметов. Выделение энергии может принять и взрывной характер с уничтожением внешней электронной оболочки, предохраняющей ШМ от контакта с окружающей атмосферой. Иногда ШМ просто разделяется на несколько маленьких ШМ. При определённой равновесной форме искрение и звук от ШМ минимальны.

Следует ожидать, что расплывчатость или наоборот чёткость формы ШМ связана с конфигурацией токовых оболочек, силой протекающего в них тока и зазором между оболочками. По статистике до 50 % всех наблюдаемых ШМ оканчивают свою жизнь с небольшим взрывом, что по-видимому связано с их неустойчивостью в условиях потери заряда и энергии на излучение, а также возникающего дисбаланса

электромагнитных и центробежных сил и давления газа, действующих на частицы. Маломощные ШМ в отсутствие взаимодействий с окружением будут просто разряжаться почти беззвучно и без особых эффектов.

Выводы

По данным наблюдений 30 % парящих ШМ вращаются в воздухе, а часть прикреплённых ШМ катятся по притягивающим их предметам. При опускании на рыхлую землю или торф ШМ способны вырыть ямы или разбросать землю. На быстрое движение электронов в оболочке ШМ и большие скорости частиц нагретого воздуха в ШМ указывает и то обстоятельство, что в некоторых случаях контакта с ней люди получали травмы как от электрического тока, а предметы нагревались или оплавлялись. По данным из [32] смертельная доза при поражении человека электротоком порядка 2 кДж, что попадает в диапазон энергий ШМ.

Согласно предлагаемой нами модели физическая природа ШМ такая же, как и у обычной молнии. Так как движение частиц в ШМ в основном вращательное, а в линейной молнии поступательное, то с философской точки зрения оба типа молний дают ещё один пример действия принципа дополнительности в природе. Любопытной особенностью ШМ является также то, что её полная энергия положительна, а сама ШМ при этом относительно стабильна. Другой противоположностью являются гравитационно-связанные тела, стабильность которых сопровождается отрицательностью их полной энергии. В обоих случаях полная энергия растёт по модулю при уменьшении объёма объекта при неизменном количестве частиц. Так, в ШМ как в плазменном объекте дополнительное внешнее давление приводит к увеличению токов и магнитного поля (это характерное свойство плазмы), а при уменьшении объёма вырастает и электростатическая энергия. Следует сказать, что для построения модели ШМ были использованы те же идеи, что и в [33] при описании схемы возникновения электрического заряда у элементарных частиц.

PROPERTIES AND STRUCTURE OF BALL LIGHTNING

The analysis of modern models of ball lightning shows, that they are unsatisfactory on a series of tests. The model of ball lightning is offered, which exterior electronic envelope is kept by interior volumetric positive charge. The compounded electron motion in an outer envelope creates the strong magnetic field driving a state of ionized hot air inside ball lightning. The conditions of origin surveyed, the estimates of parameters of ball lightnings of different power are made.

§ 2. О КВАНТОВАНИИ И ДИСКРЕТНОСТИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ У ПЛАНЕТ И ЗВЁЗД

Показано, что удельные орбитальные механические моменты вращения планет Солнечной системы могут быть описаны с помощью квантовой формулы Бора для атома водорода. Выведена соответствующая квантовая формула и для спина планет. Приведены оценки экстремальных значений масс и размеров планет, белых карликов и нейтронных звёзд. Открываемые в последнее время в большом количестве L-карлики хорошо описываются моделями водородных белых карликов и являются звёздами минимальной массы. Как следствие делается вывод о том, что квантование и дискретность свойств всех космических объектов, включая и такие малые, как элементарные частицы, вытекают из их сложной структуры и зависят от степени вырождения составляющего их вещества.

Понятия квантования и дискретности почти никогда не применяются в отношении массивных космических объектов, тогда как современная физика микромира, квантовая механика, целиком основана на этих понятиях. Тем более интересным оказывается то, что некоторые результаты квантовой механики можно перенести и на планеты и звёзды, учитывая свойства подобия атомных и звёздных систем. В каждой из этих систем можно найти массивный центральный объект, окружённый спутниками – атомное ядро и электроны, звезда и её планеты. Если найти отношения массы ядра атома к массе электрона, среднего радиуса орбиты электрона к размеру ядра и энергии ядра к энергии электрона в атоме, то можно показать, что существуют соответствующие звёздные системы, в которых выполняются такие же отношения. В результате между всеми атомными и звёздными системами можно установить однозначные соотношения подобия. Это позволяет, в частности, применить простейшую квантовую формулу Бора к планетам Солнечной системы и оценить дискретность их параметров.

Для объяснения свойств квантования и дискретности, присущих объектам различной природы, мы используем универсальный энергетический подход. Исследуются экстремальные значения параметров планет и звёзд и определяются области существования этих объектов. Анализ результатов показывает, что равновесные состояния объектов полностью определяются их внутренней структурой, составом и количеством вещества. Чем более точно вещество объектов подчиняется квантовым законам, тем более вероятны дискретность параметров и состояний этих объектов и квантованность при их взаимодействиях друг с другом.

Характеристики вращения планет

Рассмотрим орбитальные вращения планет в Солнечной системе с точки зрения квантовой теории Бора. Сама возможность такого подхода диктуется тем, что график зависимости орбитальных радиусов от номера планеты n оказывается весьма гладкой кривой, как и зависимость состояний электрона в атоме водорода. Лишь Юпитер вследствие своей большой массы несколько выпадает из общей зависимости. По формуле Бора для атома водорода орбитальный момент электрона квантуется и равен: $L_e = n\hbar$, где n – целое число, \hbar – постоянная Планка. Для того, чтобы исключить влияние большого разброса масс у планет, используем эту формулу для расчёта не полных, а удельных орбитальных моментов планет:

$$\frac{L}{M} = \frac{K_1 n \hbar_s}{M_p}, \quad (17)$$

где L, M, n – орбитальный момент, масса и номер планеты соответственно,

$K_1 = 0,5$ – коэффициент пропорциональности,

$\hbar_s = 2,8 \cdot 10^{41}$ Дж·с – характерный момент импульса для звёздных систем,

$M_p = 6,06 \cdot 10^{25}$ кг – масса планеты-аналога электрона.

Величины \hbar_s , M_p определены с помощью теории подобия в [33]. Заметим, что спин Солнца согласно [34] равен $1,6 \cdot 10^{41}$ Дж·с и близок к величине $\hbar_s/2$.

Точность соотношения (17) не хуже 25 %. Поскольку планеты слабо взаимодействуют друг с другом, Солнечная система по (17) аналогична атому водорода с тем отличием, что вместо одной имеется девять планет, расположенных на эквивалентных боровских орбитах. Хотя атомы и планетные системы звёзд являются разными объектами, дискретность орбит планет с неизбежностью вытекает из теории возникновения Солнечной системы при учёте гравитационных волн плотности вещества в допланетном диске, распределения в нём температуры и других факторов.

Можно предположить, что в Солнечной системе квантуются и спины планет. Введём понятия характерного момента импульса L_x и характерной скорости C_x для любого объекта:

$$L_x = MRC_x,$$

здесь M – масса, R – радиус объекта, C_x определяется через энергию связи объекта E : $E = -MC_x^2$.

Для планет энергия связи равна половине гравитационной энергии:

$$E = -\frac{K\gamma M^2}{2R} = -MC_x^2. \text{ Тогда } C_x = \sqrt{\frac{K\gamma M}{2R}},$$

где K – коэффициент порядка 1, $K = 0,6$ для однородного шара, γ – гравитационная постоянная.

Спин электрона обычно определяют через постоянную Планка как характерный момент импульса: $\frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi}$. Аналогично для планет считаем, что спин I пропорционален $\frac{L_x}{4\pi}$. Учитывая определения L_x и C_x , находим:

$$I = \frac{K_2}{4\pi} \sqrt{\frac{K\gamma M}{2R}} MRn, \quad (18)$$

где $K_2 = 0,25$ – коэффициент пропорциональности, а спин планеты I пропорционален номеру планеты n .

Соотношение (18) неплохо выполняется для большинства планет, за исключением Меркурия (заторможен Солнцем) и Венеры, слабое обратное вращение которой, по-видимому, было вызвано какими-то сильными столкновениями.

Большие и малые планеты

Квантование масс и энергий атомов и элементарных частиц обнаружено довольно давно. Так как при переходе из одного состояния в другое квантовая система изменяет свою массу и энергию порциями или квантами, то это означает, что сами состояния являются выделенными какими-то законами природы. Для планет и звёзд также имеются выделенные состояния. Покажем, например, что при рождении планетной системы образование планет с массой более массы Юпитера становится маловероятным. Мы можем считать, что образующиеся большие планеты состоят в основном из водорода. Пока масса мала, гравитационная энергия планеты и её тепловая (внутренняя кинетическая) энергия в расчёте на один нуклон не превышают энергии электрона в атоме водорода. И наоборот, если масса планеты велика, электронные оболочки атомов будут сминаться под действием высокого давления в её недрах, а электроны начинают вырождаться как в белых карликах (БК). Поэтому для самых массивных планет в качестве граничного условия можно записать равенство модулей

гравитационной энергии и суммарной электростатической энергии электронов во всех атомах водорода:

$$\frac{K\gamma M^2}{R} = N \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (19)$$

где $N = \frac{M}{M_u}$ – число нуклонов,

M_u – масса нуклона,

e – электрический заряд,

ϵ_0 – электрическая постоянная,

$r = 5,3 \cdot 10^{-11}$ м – радиус Бора.

Учитывая равенство объёмов планеты, выраженных через радиус планеты R и через суммарный объём атомов водорода, составляющих вещество планеты:

$\frac{4}{3}\pi R^3 = N \cdot \frac{4}{3}\pi r^3$, при $K = 0,6$ из (19) находим массу и радиус массивной планеты:

$$M = \frac{e^3}{M_u^2 (4\pi\epsilon_0 K \gamma)^{3/2}} = 4,9 \cdot 10^{27} \text{ кг} = 2,6 M_J, \quad (20)$$

$$R = \frac{er}{M_u (4\pi\epsilon_0 K \gamma)^{1/2}} = 7,6 \cdot 10^7 \text{ м} = 1,06 R_J, \quad (21)$$

где M_J, R_J – масса и радиус Юпитера.

Видно, что Юпитер по своим параметрам действительно близок к планете с предельной массой.

Для оценки параметров самых малых планет с учётом теоремы вириала приравняем половину гравитационной энергии планеты к её внутренней тепловой энергии:

$$-\frac{U}{2} = \frac{K\gamma M^2}{2R} = N \cdot \frac{3}{2} kT, \quad (22)$$

где k – постоянная Больцмана,

T – средняя температура планеты,

$M = \frac{4}{3}\pi\rho R^3$ – масса планеты, выраженная через плотность её вещества ρ и радиус R .

Используя равенство $N = \frac{M}{M_u}$, из (22) можно выразить массу и радиус:

$$M = \frac{9\pi\rho}{2} \left(\frac{kT}{\pi K \gamma \rho M_u} \right)^{3/2}, \quad (23)$$

$$R = \frac{3}{2} \left(\frac{kT}{\pi K \gamma \rho M_u} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Подставляя в (23), (24) плотность вещества такую же, как у малой планеты – крупнейшего из астероидов Цереры ($\rho = 2,1 \cdot 10^3$ кг/м³ согласно [35]), а в качестве

наименьшей температуры тела в космическом пространстве используя величину $T = 2,7$ К (температура фонового излучения), найдём параметры малой планеты, в которой гравитационные силы ещё способны формировать шарообразную форму: $M = 7,3 \cdot 10^{20}$ кг, $R = 440$ км. Для сравнения приведём массу и радиус Цереры: $1,2 \cdot 10^{21}$ кг и 512 км соответственно.

Экстремальные значения параметров белых карликов и нейтронных звёзд

Имеется немало точных расчётов параметров БК и нейтронных звёзд с интегрированием возможных уравнений равновесия вещества и учётом различных эффектов. Метод сравнения энергий и в этом случае позволяет обойтись без интегрирования и даёт достаточно точные результаты. Давление в недрах БК и нейтронных звёзд поддерживается вырожденными электронами и нейтронами соответственно. Размер кубической ячейки, в которой находятся вырожденные частицы, равен:

$$x = \left(\frac{4\pi R^3}{3\mu N} \right)^{1/3}, \quad (25)$$

здесь μ – число вырожденных частиц на один нуклон. Соотношение (25) получается путём деления сферического объёма планеты на число нуклонов N и величину μ . Рассматривая движение частиц в ячейке как движение в потенциальной яме, с помощью квантовой механики аналогично [36] можно оценить их минимальную энергию в расчете на один нуклон:

$$E_k = \frac{\mu h^2}{8m x^2}, \quad (26)$$

где m – масса вырожденной частицы.

В соответствии с теоремой вириала можно считать, что половина модуля гравитационной энергии звезды U равна кинетической энергии движения вырожденных частиц, то есть:

$$-\frac{U}{2} = \frac{K\gamma M^2}{2R} = N \cdot \frac{\mu h^2}{8m x^2}.$$

С учётом (25) и соотношения $M = NM_u$ получаем:

$$R = \frac{h^2 \mu^{5/3}}{2^{10/3} m K \gamma M_u^{5/3} M^{1/3}}. \quad (27)$$

Приведём (27) к стандартному виду, введя $\mu_z = \frac{1}{\mu}$ как число нуклонов на одну вырожденную частицу, и отсчитывая массу звезды M в единицах массы Солнца M_c . Для БК m в (27) равна массе электрона, а радиус будет равен:

$$R_{wd} = \frac{2,35 \cdot 10^7}{K \mu_z^{5/3}} \left(\frac{M_c}{M} \right)^{1/3} \text{ м.} \quad (28)$$

У водородного БК $\mu_z = 1$, у гелиевых и углеродных БК μ_z можно принять равным 2.

Для нейтронной звезды m в (27) будет массой нуклона, а $\mu_z = 1$:

$$R_{ns} = \frac{12,8}{K} \left(\frac{M_c}{M} \right)^{1/3} \text{ км.}$$

Водородный БК не может быть массивнее, чем $0,07 - 0,08 M_c$, поскольку водород загорится в термоядерной реакции и возникнет звезда главной последовательности (звезда ГП). Соответствующий верхний предел массы для гелиевых БК согласно [37] составляет не менее $0,31 M_c$.

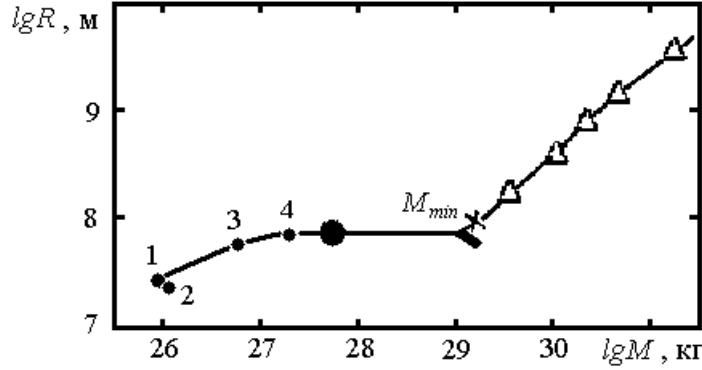


Рис. 3. Обозначения: 1 – Уран, 2 – Нептун, 3 – Сатурн, 4 – Юпитер, ● – планета с предельной массой, M_{\min} – минимальная масса БК, ✕ – звезда ГП с массой $0,08 M_c$, △ – звёзды ГП.

На рисунке 3 представлена зависимость радиуса от массы для больших планет и звезд ГП. Большой точкой обозначена планета с наибольшими массой и радиусом по соотношениям (20), (21). Короткая линия для водородных БК построена по соотношению (28) при $\mu_z = 1$, её пересечение с общей зависимостью для планет и звезд ГП отмечено значком M_{\min} , с другой стороны эта линия ограничена значением массы $0,08 M_c$. Величина массы M_{\min} имеет значение порядка $0,056 M_c$ и может считаться минимальной массой наблюдаемых звезд. Только в последнее время благодаря улучшенной технике инфракрасных измерений было обнаружено большое количество таких звезд с характерной массой $0,06 M_c$ и температурой $1500 - 2000 \text{ К}$, названных L-карликами.

Предел Чандрасекхара для параметров вырожденной звезды с ультрарелятивистскими частицами получается, если (26) сравнивать с энергией покоя носителей:

$$E_k = \frac{\mu h^2}{8m x^2} = A \mu m c^2, \quad (29)$$

а также считать, что полная энергия звезды равна нулю:

$$-\frac{K \gamma M^2}{R} + N E_k = 0, \quad (30)$$

здесь $A \leq 1$ – коэффициент, задающий долю гравитационной энергии по отношению к энергии покоя. Комбинируя далее (25), (29), (30) с учётом выражений: $M = N M_u$, $\mu = 1/\mu_z$, находим массу и радиус:

$$M_{ch} = \frac{1}{2^{13/4}} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left(\frac{hc}{K\gamma} \right)^{3/2} \frac{A^{3/4}}{M_u^2 \mu_z^2} \approx \frac{3M_c A^{3/4}}{K^{3/2} \mu_z^2}. \quad (31)$$

$$R_{ch} = \frac{1}{2^{13/4}} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left(\frac{hc}{K\gamma} \right)^{1/2} \frac{h}{mc M_u \mu_z A^{1/4}}. \quad (32)$$

Величина M_{ch} не зависит от массы m вырожденных частиц. Для неводородных БК используя вместо m массу электрона и при $\mu_z = 2$, $A = 1$, $K \geq 0,6$ получается:

$$M_{ch,wd} \leq 1,6M_c, \quad R_{ch,wd} \leq 5,2 \cdot 10^6 \text{ м.}$$

Величину A для массивных нейтронных звёзд можно оценить с помощью результатов из [33], где исследовалось равновесие чёрного тела из нуклонов и электромагнитного поля с учётом энергии нулевых колебаний и временной устойчивости нуклонов. Для энергии колебаний найдено пороговое значение $\frac{1}{6}M_u c^2$, так что принимая в (29) $A = 1/6$, при $m = M_u$, $\mu_z = 1$, $K \geq 0,6$ из (31), (32) находим: $M_{ch,ns} \approx 1,7M_c$, $R_{ch,ns} \approx 8,9$ км. Таким образом, масса нейтронной звезды не может превысить величину $M_{ch,ns}$, а радиус звезды должен быть больше, чем $R_{ch,ns}$.

Выводы

Представленная цепь рассуждений однозначно приводит нас к следующему выводу: области существования составных космических объектов типа планет и звёзд целиком обусловлены наличием квантованных состояний взаимодействующих частиц, то есть атомов, нуклонов, электронов, фотонов и т.д. По-видимому, та или иная степень квантования свойств и дискретности состояний характерна для всех устойчивых и долгоживущих систем. Как для планет дискретность момента импульса возникает вследствие эволюции протопланетного вещества вблизи звезды, так и состояния самих звёзд определяются эволюцией их собственного вещества. При этом, чем больше уровень вырождения частиц, чем больше плотность вещества, тем более вероятно сужение области существования составных объектов вплоть до дискретных состояний. Так, массы большинства изученных нейтронных звёзд лежат вблизи значения $1,4 M_c$ [35]. Это можно объяснить тем, что в предсверхновой коллапс ядра звезды начинается при вполне определённой массе ядра и мало зависит от массы оболочки. Приблизительно такая же масса получается и из (31) для предельной массы БК при $\mu_z = 2$, причём ядра предсверхновых близки по своим свойствам к БК.

Переходя теперь к элементарным частицам, можно заключить по методу индукции и теории подобия, что квантованность и дискретность их состояний также возникает благодаря сложной внутренней структуре, как следствие многокомпонентности внутреннего состава самих частиц и вырождения их вещества.

ABOUT QUANTIZATION AND DISCRETENESS OF SOME PARAMETERS IN PLANETS AND STARS

We show that specific orbital mechanical rotational moments of planets in Sun system may be described with the help of Bohr quantum formula for hydrogen atom. We derive corresponding quantum formula for spin of planets too. The extreme quantities of mass and radius were evaluated for planets, white dwarfs and neutron stars. Models of hydrogen white dwarfs are good for numerous L-dwarfs, which were opened last time. They have minimum mass among the stars. As a consequence we conclude that quantization and discreteness of properties of space objects including infinitely small elementary particles, stream from their composite structure and depend on a degeneracy of their component substance.

§ 3. ЭФИР В ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ: ЗА И ПРОТИВ

Показано, что принцип постоянства скорости света в инерциальных системах является следствием эффекта Допплера и процедуры измерений. Учитывая дополнительно принцип относительности, можно сделать вывод о том, что эфир согласуется с теорией относительности, но с помощью внутренних волновых экспериментов в инерциальных системах не обнаруживается. Наличие разных типов волн приводит к расширению принципа относительности: законы физики в том или ином волновом представлении инвариантны относительно соответствующих преобразований Лоренца.

В современной физике общепринятым является положение о том, что электромагнитные колебания могут распространяться в вакууме и никакой несущей среды для них, то есть эфира, не нужно. Действительно, из специальной теории относительности, основанной на принципе относительности и на принципе постоянства скорости света, вытекает равноправие всех инерциальных систем отсчёта. Существование же эфира обязательно должно выделить некоторую систему отсчёта, в которой скорости частиц эфира изотропны, сделав такую систему привилегированной.

Целью данной работы является более углубленный анализ проблемы эфира и теории относительности. Напомним в этой связи о статье Эйнштейна [38], где он указал, что наша неспособность выделить эфир в какой-либо системе отсчёта и теория относительности в целом недостаточны для того, чтобы отвергнуть эфир.

Волновые явления в движущихся относительно эфира инерциальных системах отсчёта

Покажем вначале, что существование эфира не противоречит теории относительности, если он свободно проходит сквозь тела. Пусть имеется система отсчёта K , в которой эфир изотропен, и две зафиксированные друг относительно друга точки, являющиеся приёмником и источником волн. Можно также рассматривать данные приёмник и источник как части одного материального тела, движущегося в K . Что увидит наблюдатель из системы K в том случае, когда скорость тела и линия от приёмника к источнику направлены в одну сторону?

Поскольку источник движется относительно эфира и удаляется от излучаемых им волн, то в силу эффекта Допплера в направлении приёмника наблюдатель отметит уменьшение частоты волны по сравнению со статическим случаем (при котором тело покоится в K). Одновременно приёмник набегаёт на волны от источника и для него опять-таки с учётом эффекта Допплера частота принимаемых волн увеличивается ровно настолько, чтобы скомпенсировать первоначальное уменьшение частоты волны от источника. Те же самые рассуждения справедливы и в отношении длины волны: наблюдатель из K зафиксирует в своей системе отсчёта увеличение длины волны от источника, однако эффективная длина волны для приёмника уменьшается из-за его движения по направлению к распространяющимся в эфире волнам. В результате и частота, и длина волны принимаемого сигнала в приёмнике будут такими же, как и в статическом случае, останется прежней и эффективная скорость распространения волновых сигналов в движущейся в эфире инерциальной системе отсчёта, равная произведению частоты и длины волны.

Это же самое получается и в том случае, когда скорость движения тела в эфире и линия от приёмника к источнику не совпадают по направлению [33], причём здесь неважно, учитываются ли релятивистские эффекты или нет. Математический расчёт для результатов измерения периода волны для синхронно движущихся источника и приёмника приведён также в §5 настоящей книги, где сделан вывод о невозможности определения движения через эфир при таких измерениях.

Предположим теперь, что первоначально всепроникающий эфир начинает частично увлекаться движущимся телом. С точки зрения распространения волны это эквивалентно тому, как если бы уменьшилась эффективная скорость движения тела сквозь эфир. Поскольку при любой постоянной скорости движения система отсчёта

тела остаётся инерциальной, волновая картина будет неизменной независимо от степени увлечения эфира.

Следует сказать, что данные рассуждения справедливы не только для эфира и электромагнитных волн, но и вообще для всех типов и видов волновых колебаний в несущих средах, будь они продольные или поперечные, звуковые или магнитные волны и т.д. В частности, измеряемая через частоту и длину волны скорость звука не должна зависеть от скорости движения системы отсчёта K' , в которой покоятся источник и приёмник колебаний, если скорость их движения меньше скорости звука.

Другой способ определения скорости звука заключается в том, что известное расстояние до источника следует разделить на время прохождения сигнала. В этом случае результат будет зависеть от того, как расположены относительно скорости движения наблюдатель и источник сигнала, попадая в интервал значений от $c-V$ до $c+V$, где c – скорость звука в неподвижной среде, V – скорость движения системы отсчёта K' . Однако всё существенно изменяется, если для синхронизации часов разрешается использовать только сами звуковые волны, так как теперь для подсчёта времени сигнал должен пройти путь и в прямом и в обратном направлении. Тогда взаимное расположение наблюдателя и источника сигнала не будет играть никакой роли, и измеряемая скорость звука будет всегда равна величине c .

Именно такую картину мы имеем для электромагнитных волн – в силу эффекта Доплера мы не заметим движения через эфир при любой степени его увлечения, а имеющаяся процедура синхронизации часов также заставляет верить нас в постоянство скорости световых сигналов во всех экспериментах.

Эфир и теория относительности

В механике Галилея-Декарта-Ньютона господствовала теория дальнего действия, по которой взаимодействие между телами распространялось с бесконечной скоростью. Вследствие этого часы во всех инерциальных системах отсчёта не только могли быть синхронизированы, но и отмечали один и тот же интервал времени между двумя событиями. Ситуация меняется в том случае, когда мы рассматриваем реальные волновые или частотные эксперименты, поскольку здесь нужно учесть ограниченную скорость волны или сигнала, переносящих информацию о событиях. Теперь уже нельзя заранее утверждать, что наблюдаемые пространственно-временные параметры движущегося в некоторой системе отсчёта тела совпадают с параметрами такого же, но покоящегося тела.

Пусть тело излучает с частотой ν_0 , задаваемой его внутренними часами, и произвольно движется относительно неподвижного наблюдателя. Вследствие эффекта Доплера наблюдатель отметит сдвинутую относительно ν_0 частоту волны ν_1 и неравенство периодов T_0 и $T_1 = \frac{1}{\nu_1}$, то есть изменение хода времени. Если же во всех

формулах устремить скорость волны к бесконечности, то пропадает и сам эффект Доплера, частота станет независимой от скорости движения тел, а все часы будут эквивалентными как в механике Ньютона.

Возьмём систему отсчёта K' , которая движется с постоянной скоростью относительно эфира и потому является инерциальной, и два тела в этой системе, одно из которых есть приёмник, а другое – источник волн. Пусть эти тела двигаются с одной и той же постоянной величиной скорости относительно K' навстречу друг другу так, что их скорости совпадают по направлению. Тогда и приёмник, и источник сами будут инерциальными системами отсчёта и к ним можно будет применить принцип относительности.

В самом деле, выше было показано, что инерциальные системы обладают тем свойством, что в них все внутренние волновые явления протекают так же, как если бы они покоились в эфире. Тогда пространственно-временные параметры одной инерциальной системы относительно другой будут зависеть только от их относительной скорости, а не от скорости относительно эфира.

Рассмотрим ситуацию вначале из системы отсчёта приёмника согласно рисунка 4 ,

когда источник из точки P_2 движется в точку M с некоторой скоростью V , а приёмник находится в точке P_1 . Если P_1P_2 – путь гребня волны за период волны T_2 , то MP_2 – путь источника за время T_2 до момента испускания второго гребня в положении M . Величина $MP_1 = \lambda_1$ будет той длиной волны, которая фиксируется приёмником в точке P_1 , и можно записать:

$$P_1P_2 = cT_2, \quad MP_2 = VT_2, \quad P_1P_2 = MP_1 + MP_2, \quad cT_2 = \lambda_1 + VT_2.$$

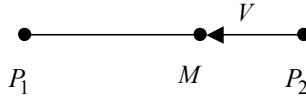


Рис. 4. Движение источника из точки P_2 в точку M . Приёмник находится в точке P_1 .

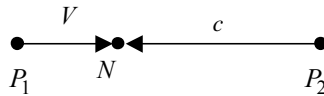


Рис. 5. Движение приёмника из точки P_1 в точку N . Источник находится в точке P_2 .

Поскольку источник движется относительно приёмника со скоростью V , то изменение темпа времени в источнике можно учесть с помощью коэффициента A : $T_2 = AT_0$, где $A=1$ при $V=0$, T_0 – период собственных колебаний и одновременно период часов источника в системе его покоя. Подставляя T_2 , находим для λ_1 :

$$\lambda_1 = AT_0(c - V). \quad (33)$$

Перейдём теперь в систему отсчёта источника в соответствии с рисунком 5, когда приёмник из точки P_1 перемещается в точку N с той же самой скоростью V . Пусть вначале было $P_1P_2 = \lambda_0 = cT_0$, а за время T по часам источника приёмник достигает точки N и встречается с новым гребнем волны из P_2 , тогда имеем:

$$NP_1 = VT, \quad NP_2 = cT, \quad P_1P_2 = NP_1 + NP_2, \quad cT_0 = VT + cT.$$

Теперь необходимо перевести время T обратно в систему отсчёта приёмника, который из-за движения относительно источника изменяет свой темп времени. С учётом принципа относительности в приёмнике будут отмечаться период волны $T_1 = \frac{T}{A}$ и длина волны $\lambda_1 = cT_1$. Подставляя T , находим:

$$\lambda_1 = \frac{c^2 T_0}{A(c + V)}. \quad (34)$$

Сравнение величин λ_1 из (33) и (34) даёт:

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad T' = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \quad T' \geq T_0, \quad (35)$$

где T_0 – длительность единицы времени в системе отсчёта покоящихся часов,
 T' – длительность единицы времени аналогичных часов, движущихся с относительной скоростью V , с точки зрения системы отсчёта покоящихся часов.

Согласно (35) в движущихся часах наблюдается эффект замедления времени, причём он не зависит ни от абсолютной скорости движения часов относительно эфира, ни от степени увлечения эфира. В общем случае время в покоящихся и движущихся телах соответственно можно описать так:

$$t = NT_0 + B, \quad t' = N'T' + C,$$

где N, N' – число прошедших единиц времени,
 B, C – константы.

Часы можно синхронизировать таким образом, чтобы при $N = N' = 0$ было $B = C = 0$, тогда для любого события можно принять $t = t'$ или $NT_0 = N'T'$.

Используя (35), находим:

$$N' = \frac{NT_0}{T'} = N \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}},$$

так что если часы в системе покоя показывают N секунд, то синхронизированные движущиеся часы покажут только N' секунд, причём $N' < N$.

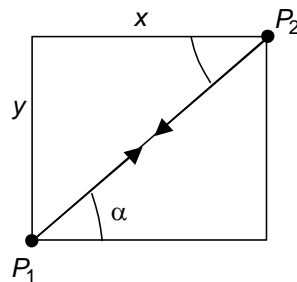


Рис. 6. Покоящиеся часы. Волна движется из P_2 в P_1 и обратно.

Замедление времени в движущихся часах накладывает определённые условия и на их наблюдаемые размеры. Покажем это на примере волновых часов, вначале покоящихся как на рисунке 6, а затем движущихся вдоль оси X некоторой инерциальной системы S со скоростью V (рисунок 7). Период часов равен промежутку времени, необходимому чтобы волна из источника в точке P_2 достигла отражателя в точке P_1 и вернулась обратно. Для случая покоящихся часов:

$$T_0 = \frac{2\sqrt{y^2 + x^2}}{c}, \quad (36)$$

здесь y – ширина тела, x – длина тела вдоль оси X , причём $y/x = \operatorname{tg} \alpha$.

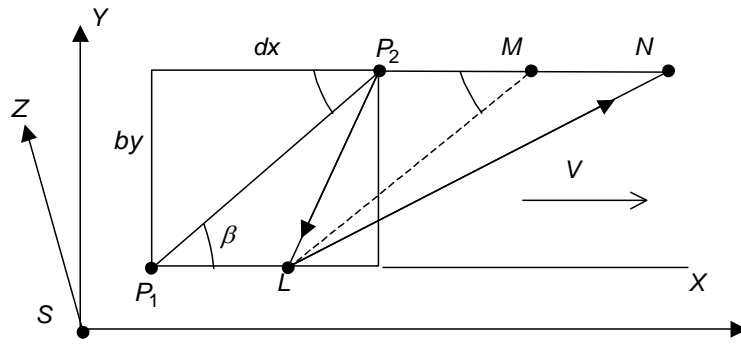


Рис. 7. Часы движутся вдоль оси X со скоростью V . Начальные положения источника и отражателя находятся в точках P_2 и P_1 .

В движущихся часах, прежде чем волна достигнет отражателя, он переместится в точку L , а сам источник в это время окажется в точке M . Полагая, что видимый размер движущегося тела поперёк скорости движения изменяется в b раз, а вдоль скорости – в d раз, оценим время T_1 , необходимое для прохождения пути из P_2 в L с помощью теоремы косинусов:

$$(LP_2)^2 = (LP_1)^2 + (P_1P_2)^2 - 2(LP_1)(P_1P_2)\cos\beta, \quad LP_2 = cT_1,$$

$$LP_1 = VT_1, \quad P_1P_2 = \sqrt{b^2y^2 + d^2x^2}, \quad (P_1P_2)\cos\beta = dx,$$

$$T_1 = \frac{-Vdx + \sqrt{(c^2 - V^2)b^2y^2 + d^2x^2c^2}}{c^2 - V^2}.$$

Обратное движение волны от отражателя в точке L застанет источник в точке N , тогда для времени T_2 на пути из L в N можно записать:

$$(LN)^2 = (MN)^2 + (LM)^2 - 2(MN)(LM)\cos(\pi - \beta),$$

$$LN = cT_2, \quad MN = VT_2, \quad LM = P_1P_2 = \sqrt{b^2y^2 + d^2x^2},$$

$$T_2 = \frac{Vdx + \sqrt{(c^2 - V^2)b^2y^2 + d^2x^2c^2}}{c^2 - V^2}.$$

Наблюдаемый из инерциальной системы отсчёта S период часов будет равен сумме T_1 и T_2 , с учётом (35) и (36) имеем:

$$T' = T_1 + T_2 = \frac{2\sqrt{(c^2 - V^2)b^2y^2 + d^2x^2c^2}}{c^2 - V^2} = \frac{2\sqrt{y^2 + x^2}}{c\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}},$$

$$(c^2 - V^2)(b^2 - 1)y^2 + (d^2c^2 - c^2 + V^2)x^2 = 0.$$

Величины V, c, b, d следует считать независимыми от x и y , поэтому для выполнения равенства при любых x и y необходимо положить $b = 1$, $d = \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$.

Итак, размер тела поперёк скорости его движения остаётся прежним, а видимый размер вдоль скорости уменьшается:

$$\ell' = \ell_0 \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \quad (37)$$

Соотношение (37) выражает лоренцевское сокращение размеров тел как следствие измерений при относительном движении инерциальных систем отсчёта независимо от того, покоятся ли они или движутся относительно эфира. Используя (35) или (37), можно легко получить преобразования Лоренца, формулу сложения скоростей и другие обычные соотношения теории относительности, связывающие одну инерциальную систему с другой.

Не лишним будет пояснить, почему замедление времени имеет абсолютный характер, а сокращение размеров относительно. Такие измерительные приборы, как линейки и часы, кардинально отличаются друг от друга – если первые могут быть неподвижны, то в часах обязательно что-то движется. С помощью линеек находят местоположения объектов, а скорость процесса движения объектов сравнивается со скоростью процесса хода часов. Перевод тела из состояния покоя в состояние движения и обратно оставляет его размеры прежними. Но учтём, что часы – это некоторый процесс, причём необратимый. Если их достаточно долго подержать в процессе равномерного движения относительно покоящихся контрольных часов, так чтобы не сказывался эффект от их ускорений и торможений на замкнутом прямолинейном пути, то движущиеся часы неизбежно отстанут от контрольных.

Итак, мы показали, что эфир не противоречит ни постоянству скорости света в инерциальных системах, ни релятивистским эффектам замедления времени и сокращения длины, ни теории относительности в целом. Эффект аберрации положения звёзд, открытый Дж. Брэдли в 1728 году, совсем не требует, как это иногда считают, чтобы эфир был неподвижным относительно гелиоцентрической системы отсчёта. Если Солнечная система движется в эфире с постоянной скоростью, то все явления в ней будут протекать так же, как в неподвижном эфире. Соответственно аберрация зависит только от относительной скорости движения наблюдателя и звёзд и их ориентации, а не от скорости относительно эфира. С другой стороны, эфир в опыте Физо по измерению скорости света в текущей воде и в эксперименте Майкельсона с интерферометром не обязан увлекаться ни полностью, ни частично для объяснения полученных результатов. Нам достаточно считать лишь, что инерциальные системы с точки зрения нашей методики измерений равноправны при их движении в эфире. Более подробно этот вопрос рассматривается в § 5.

Подчеркнём ещё раз, что все выводы останутся в силе и для других типов волновых колебаний и их несущих сред при условии, что и время и расстояния измеряются с помощью самой волны. Так как скорости волн могут быть разными, то и множители Лоренца в (35) и (37) будут отличаться. Соответственно тела будут выглядеть по-иному в зависимости от вида волны, переносящей информацию об этих телах, и от процедуры пространственно-временных измерений. Однако если мы всегда будем использовать только один тип волны для получения информации, а приёмники и источники волн одинаково реагируют на движение в несущей среде, то из внутренних экспериментов в принципе будет невозможно найти абсолютную скорость движения тел в несущей волны среде и тем самым обнаружить саму несущую среду. Это тем более справедливо для свободных инерциальных систем, движение которых в эфире в силу закона инерции должно происходить с постоянной скоростью.

Считается, что каждая физическая теория, оперирующая в том числе и с пространственно-временными параметрами, должна быть инвариантна относительно преобразований Лоренца. Данные преобразования являются универсальными для любых типов волновых колебаний, но выбор электромагнитных волн обусловлен по-видимому тем, что скорость света достаточно велика, а общепринятые процедуры измерений используют так или иначе электромагнитные процессы.

Представим себе теперь такую гипотетическую ситуацию, когда вместо зрения

исследователь использует в своих измерениях только слух и тем самым ориентируется только на звуковые колебания и волны, ничего не зная об электромагнитных явлениях. Естественно, что измерение времени и пространственных размеров было бы удобно производить быстро распространяющимся процессом – звуковой волной. Тогда независимо от типа часов их показания передавались бы записывающему или считывающему устройству или самому наблюдателю с помощью звука. В результате мы получим лоренцевские эффекты замедления времени и сокращения размеров, но вместо скорости света в (35) и (37) необходимо будет подставить скорость звука.

Любопытно в данном случае рассмотреть движение тел вблизи звукового барьера со сверхзвуковыми скоростями $V \geq c$. При таких скоростях становится невозможным делать преобразование координат из одной инерциальной системы в другую, как это делается с помощью преобразований Лоренца при $V \leq c$. Дело в том, что если скорость волны меньше скорости движения тел, то условие одновременности для измерения размеров тел не может быть выполнено. Это означает также, что при $V \geq c$ применение обычной теории относительности становится незаконным – определение реального движения тел, их энергии и других параметров затруднено малой скоростью передачи информации. В качестве примера рассмотрим движение сверхзвукового объекта на рисунке 8.

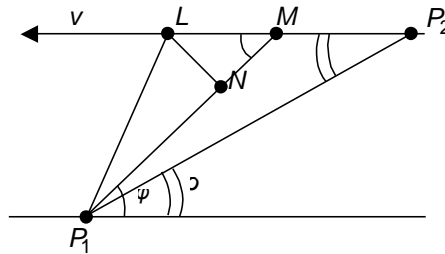


Рис. 8. Движение объекта происходит вдоль линии P_2ML .
Наблюдатель находится в точке P_1 .

На пути из точки P_2 в точку M и далее объект непрерывно излучает звуковые колебания и в некоторый момент они достигнут, наконец, наблюдателя в точке P_1 под углом φ . Если $P_1P_2 = cT$, $MP_2 = VT_1$, $MP_1 = cT_2$, то должно выполняться условие:

$$T_1 + T_2 \leq T \quad \text{или} \quad \frac{MP_2}{V} + \frac{MP_1}{c} \leq \frac{P_1P_2}{c}.$$

Для определения угла φ используем принцип наименьшего времени, по которому вблизи минимума времени сумма $T_1 + T_2$ одинакова для путей P_2MP_1 и P_2LP_1 . Путь P_2LP_1 длиннее, чем P_2MP_1 на отрезке LM , где объект движется со скоростью V , но короче на отрезке NM , по которому звук идёт со скоростью c . При равенстве времён получаем:

$$\frac{LM}{V} = \frac{NM}{c} \quad \text{или} \quad \frac{c}{V} = \cos\varphi.$$

Если $c = V$, то $\varphi = 0$ и звук от объекта будет идти от линии горизонта, но при $V \gg c$ угол $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и наблюдатель вначале воспримет сигнал прямо у себя над головой. Затем начнут приходить сигналы слева и справа и звуковое изображение объекта раздвоится. Соответственно, если бы объект имел сверхсветовую скорость, мы увидели бы два его изображения, удаляющиеся в разные стороны вдоль линии

движения. При этом скорость движения изображения V_0 должна превысить скорость волны, что видно из следующего расчёта. Пусть ΔT – разность времён для путей P_2P_1 и P_2MP_1 , то есть:

$$\Delta T = \frac{P_1P_2}{c} - \frac{MP_2}{V} - \frac{MP_1}{c}, \quad \text{тогда} \quad V_0 = \frac{MP_2}{\Delta T}.$$

С помощью теоремы синусов имеем:

$$\frac{MP_2}{\sin(\varphi - \delta)} = \frac{MP_1}{\sin \delta} = \frac{P_1P_2}{\sin(\pi - \varphi)}, \quad \Delta T = MP_2 \left(\frac{\sin \varphi - \sin \delta}{c \cdot \sin(\varphi - \delta)} - \frac{1}{V} \right).$$

Считая, что угол δ мало отличается от φ , найдём V_0 :

$$V_0 = \frac{c \cdot V}{V \cdot \cos \delta - c}.$$

Вблизи точки первого появления объекта $\cos \delta = \cos \varphi = \frac{c}{V}$ и вначале скорость движения изображения V_0 стремится к бесконечности, а затем она уменьшается.

Очевидно, что для электромагнитных волн системы отсчёта, связанные с фотонами и тахионами, и формулы теории относительности становятся непригодными и требуют корректировки при $V \geq c$. Так, энергия тела массы m записывается в виде:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}},$$

и при заданной силе стремится к бесконечности, когда скорость тела V приближается к скорости волны c . Тогда для того, чтобы тело могло достичь скорости света, необходимо выполнить бесконечную работу. Поэтому обычно и считают, что скорость тел не может превысить величину c .

Тем не менее мы часто наблюдаем движение тел быстрее, чем скорость той или иной волны. Почему, например возможны сверхзвуковые скорости в воздухе? Ответ следующий – потому что мы можем ускорять тела с помощью не только звукового, но и электромагнитного давления. Если бы тело подгонялось одним звуковым давлением, то при $V = c$ давление на тело исчезло бы и оно двигалось бы по инерции со скоростью звука (здесь мы не учитываем сопротивления несущей звук среды также, как не учитывается сопротивление эфира равномерному движению тел). Отсюда следует, что тахионы, движущиеся со сверхсветовыми скоростями, вполне возможны, поскольку мы знаем о существовании сильного взаимодействия, превосходящего электромагнитное по своей силе.

Выводы

Анализ принципов теории относительности показывает, что постоянство скорости распространения волновых процессов в движущихся инерциальных системах и тем самым равноправие этих систем можно вывести как следствие эффекта Доплера и имеющейся процедуры измерения пространственно-временных параметров. Поэтому утверждение о постоянстве скорости света не является независимой аксиомой теории относительности. Одновременно преобразования Лоренца и другие релятивистские эффекты остаются справедливыми и для других типов волн при использовании соответствующей процедуры измерений.

С учётом данного обстоятельства принцип относительности можно уточнить

следующим образом: законы физики в том или ином волновом представлении инвариантны относительно соответствующих преобразований Лоренца. Очевидно, что чем больше скорость волны, переносящей информацию о наблюдаемых явлениях, тем точнее мы сможем судить об окружающем нас мире.

Существование эфира как несущей среды удобно тем, что позволяет объяснить постоянство скорости света в инерциальных системах, независимость скорости света от типов излучателей и от скорости их движения. Все известные волны и образуются и переносятся согласованным движением однотипных частиц несущей среды. В отличие от этого электромагнитные колебания обычно отождествляются с переменной частью поля, являющегося самостоятельной формой материи и потому не нуждающимся в носителе.

Но поле и вещество как две философские противоположности взаимопорождают и переходят друг в друга. Поле можно представить себе как особым образом движущиеся мельчайшие материальные частицы, потоки и волновые колебания которых воздействуют на окружающие тела. Гравитационное поле благодаря своим свойствам создаёт космические объекты из рассеянной материи, а они в свою очередь являются источниками разнообразных частиц вокруг себя. Поскольку электромагнитные колебания возникают при движении зарядов, то в качестве модели эфира можно предложить совокупность частиц с очень маленькими зарядом и массой, движущихся со скоростью света даже внутри материальных тел. Движение таких частиц в электромагнитной волне должно иметь вращательно-поступательный характер [33].

Так как эфир и теория относительности не противоречат друг другу, то отсюда следует существование выделенной инерциальной системы отсчёта, покоящейся по отношению к эфиру. Логично считать, что в такой системе отсчёта наблюдаемые космические излучения имеют наименьшую анизотропию. В частности, это может относиться к реликтовому фоновому излучению, относительно которого скорости движения некоторых уже изученных галактик оказались невелики [39].

ETHER IN THEORY OF THE RELATIVITY: PRO AND CONTRA

It is shown, that the principle of a constancy of speed of light in inertial systems is consequence of Doppler effect and procedures of measurements. Taking into account in addition a principle of inertia, it is possible to draw a conclusion that the ether will be coordinated to the theory of a relativity, but with the help of internal wave experiments in inertial systems it is not found out. Presence of different types of waves results in expansion of a principle of a relativity: laws of physics in this or that wave performance are invariant concerning appropriate Lorentz transformations.

§ 4. НУЖЕН ЛИ ПОСТУЛАТ О ПОСТОЯНСТВЕ СКОРОСТИ СВЕТА В СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ?

Предлагается вариант обоснования специальной теории относительности, не требующий постулата о постоянстве скорости света во всех инерциальных системах отсчёта. В качестве исходного принципа постулируется существование хотя бы одной изотропной системы отсчёта, в которой скорость волны не зависит от направления. Последующее применение принципа относительности позволяет доказать неизменность скорости волны в инерциальных системах отсчёта, вывести соотношения специальной теории относительности и предположить возможность существования эфира как среды, влияющей на распространение электромагнитных волн.

В основе всех практически важных физических теорий лежит специальная теория относительности (СТО), позволяющая пересчитывать результаты экспериментов из одной инерциальной системы отсчёта в другую. Характерным случаем здесь является наблюдение движущихся с постоянной скоростью объектов в лабораторной системе отсчёта. Соотношения СТО были выведены Эйнштейном [38] в предположении полной эквивалентности инерциальных систем отсчёта, что включает в себя принцип относительности (изменение состояния движения наблюдателя и регистрируемых им объектов не изменяет для наблюдателя видимую картину явлений), и принцип постоянства скорости света. Кроме этого, были использованы симметрии относительно сдвигов и поворотов в пространстве и времени Евклида. Довольно часто вместо принципа постоянства скорости света оперируют постулатом о существовании предельной скорости распространения сигналов. По нашему мнению, это более широкое утверждение, несущее дополнительный философский смысл. На самом же деле для доказательства СТО вполне достаточно было бы использовать принцип постоянства скорости света.

Математически связь между событиями в инерциальных системах отсчёта записывается с помощью преобразований Лоренца. В настоящее время лоренц-инвариантность считается одним из главных атрибутов каждой новой физической теории. Однако один из основных принципов СТО – принцип постоянства скорости света во всех инерциальных системах отсчёта – до сих пор остаётся одним из самых интригующих моментов теории. Одной из задач настоящей работы как раз и является вывод данного постулата СТО из других принципов. Вначале мы предполагаем, что существует хотя бы одна система отсчёта настолько симметричная, что в ней скорость распространения волны в любом направлении одинакова. После применения принципа относительности к объектам этой системы отсчёта получается совокупность уравнений, решение которых приводит к заключению о постоянстве скорости волны и её независимости от направления распространения в инерциальных системах. В результате мы не только выводим формулы СТО, но и обосновываем возможность существования эфира как среды, связанной с распространением электромагнитных волн и вероятно ограничивающей их скорость. Заметим, что все дальнейшие рассуждения приводят к универсальным соотношениям, поскольку никак не связаны с конкретным типом волны.

Основные уравнения

Пусть имеется изотропная система отсчёта S_0 , в которой скорость гребня сферической волны одинакова по всем направлениям и равна c . Рассмотрим такую ситуацию, когда приёмник и источник двигаются с разными скоростями в S_0 , а мы знаем только относительную скорость движения между ними. На рисунке 9 наблюдатель находится в точке O' системы отсчёта S' , связанной с приёмником, а источник удаляется со скоростью V' относительно приёмника из точки P .

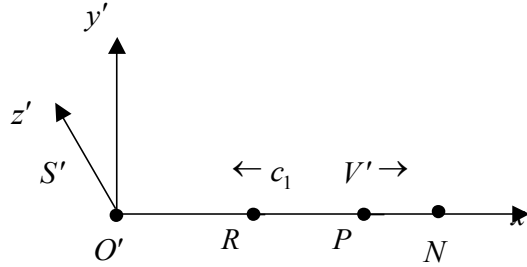


Рис. 9. Приёмник покоится в O' , источник движется из P в N , c_1 – скорость волны.

После испускания первого гребня в точке P источник за время T' по часам приёмника перемещается в точку N , где появляется второй гребень волны. Первый гребень за время T' проходит расстояние PR со скоростью волны c_1 , так что расстояние между гребнями равно RN :

$$PR = c_1 T', \quad PN = V' T', \quad RN = PR + PN = (c_1 + V') T'.$$

Разделив RN на скорость гребней волны c_1 , найдём время \tilde{T} между попаданием гребней в приёмник по его собственным часам. Из-за движения источника относительно S' его собственное время отличается от времени в S' . Введём коэффициент пересчёта A' , зависящий от скорости часов в S' , для определения собственного времени этих часов. Тогда собственный период волны источника T_0 из-за движения источника отличается от наблюдаемого в S' периода T' на некоторый коэффициент A' :

$$T' = A' T_0, \quad \tilde{T} = \frac{RN}{c_1} = \frac{A' T_0 (c_1 + V')}{c_1}. \quad (38)$$

На рисунке 10 показана ситуация как на рисунке 9, но уже в изотропной системе отсчёта S_0 , для наглядности пространственно совпадающие оси x и x' разнесены.

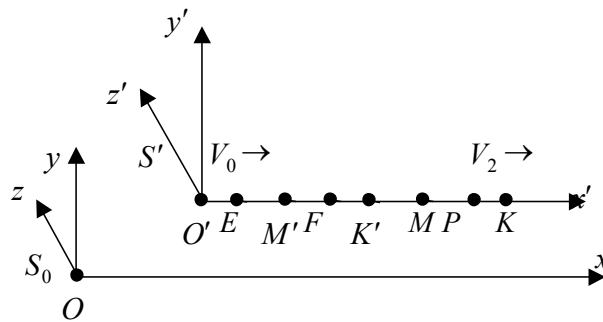


Рис. 10. Система отсчёта S' движется со скоростью V_0 вдоль оси x , приёмник находится в O' , источник движется из P в K со скоростью V_2 относительно S_0 вдоль оси x .

В изотропной системе отсчёта S_0 скорость волны равна c . За время T первый гребень из P достигает точки M , приёмник перейдёт в положение E , а источник перемещается в K , где появляется второй гребень:

$$PM = cT, \quad PK = V_2 T, \quad MK = (c + V_2) T.$$

Далее в течение времени τ гребни синхронно двигаются навстречу приёмнику, выдерживая между собой расстояние $M'K'$, равное MK . Встреча приёмника с первым гребнем произойдёт в точке M' :

$$O'M' = V_0(T + \tau), \quad MM' = c\tau.$$

После встречи с первым гребнем в точке M' приёмник за время T_1 пройдёт расстояние $M'F$, прежде чем встретится со вторым гребнем в точке F . Соответственно, второй гребень за время T_1 пройдёт расстояние $K'F$:

$$K'F = cT_1, \quad O'K' = O'M' + M'K' = O'M' + MK = O'F + K'F,$$

$$V_0(T + \tau) + (c + V_2)T = V_0(T + \tau + T_1) + cT_1, \quad T_1 = \frac{(c + V_2)T}{c + V_0}.$$

Времена T и T_1 в последнем равенстве отсчитываются по часам в S_0 . Из-за движения источника и приёмника относительно S_0 их собственные времена отличаются от времени в S_0 . Перейдём к собственным значениям периодов времени с помощью коэффициентов пересчёта времени A_2 и A_0 , зависящих от скоростей V_2 и V_0 соответственно:

$$T = A_2 T_0, \quad \tilde{T} = \frac{T_1}{A_0}. \quad (39)$$

Собственные значения периодов \tilde{T} между попаданием гребней в приёмник (38) и (39) должны совпадать, что даёт следующее равенство:

$$\frac{A_2(c + V_2)}{A_0(c + V_0)} = \frac{A'(c_1 + V')}{c_1}. \quad (40)$$

Очевидно, что коэффициент A' согласно (40) существенно зависит от скорости волны c_1 , определяемой в системе отсчёта S' . Если скорости V_0 и V_2 равны и направлены в одну сторону, то и приёмник и источник двигаются в S_0 с одинаковой скоростью, и по (40) будет $V' = 0$, $A' = 1$. Это значит, что наблюдатель в S' не замечает изменения периода или частоты волны от источника независимо от скорости движения системы отсчёта S' в S_0 . Поскольку при этом за единицу времени в S_0 и источник и приёмник перемещаются на одинаковое расстояние, то и наблюдатель в S_0 отметит равенство периода волны от источника и периода попадания гребней в приёмник. В соответствии с принципом относительности физические явления в покоящихся или движущихся с постоянной скоростью инерциальных системах отсчёта протекают одинаково, а физические законы неизменны. Для случая электромагнитных волн также остаётся неизменной энергия фотонов $E = h\nu$, где h – постоянная Планка, ν – частота. Вероятно, именно принцип относительности и независимость внутренних физических явлений от скорости системы отсчёта и послужили теми аргументами, на основании которых А. Эйнштейн предложил свой постулат неизменности скорости света в любой инерциальной системе отсчёта и как следствие вывел СТО [38]. Возвратимся теперь к (40) и предположим, что $c_1 = c$, как это было принято в [38]. Нетрудно проверить, что если подставить в (40) следующие выражения:

$$A_2 = A' A_0 \left(1 + \frac{V_0 V'}{c^2} \right), \quad V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0 V'}{c^2}}, \quad (41)$$

то соотношение (40) при условии $c_1 = c$ выполняется тождественно. При этом формулы (41) представляют нам характерные особенности СТО – первая из них осуществляет преобразование лоренцевского множителя, а вторая есть формула сложения скоростей в СТО.

Итак, формулы СТО (41) и соотношение (40), фактически базирующееся на предположении о существовании изотропной системы отсчёта S_0 , хорошо сочетаются друг с другом. Предположим теперь, что изотропность системы отсчёта S_0 обеспечивается тем, что в ней покоится эфир как некоторая среда, влияющая на распространение электромагнитных колебаний. Тогда факты постоянства скорости света и независимости скорости света от скорости источников легко можно было бы объяснить, сославшись на внутренние свойства эфира, а СТО и эфир никак бы не противоречили друг другу. Однако для полного признания возможности существования эфира следует по меньшей мере доказать, что действительно $c_1 = c$ в ситуации на рисунке 9, то есть скорость волны c_1 для любого наблюдателя в S' , движущегося относительно S_0 , остаётся равной скорости волны c в изотропной системе отсчёта S_0 . Оказывается, что постулат постоянства скорости света в инерциальных системах отсчёта, на котором основана СТО, действительно может быть выведен в рамках нашего подхода.

Для этого вернёмся к рисунку 9 и переставим в нём приёмник и источник местами. Теперь на рисунке 11 в точке O' находится источник, а приёмник удаляется со скоростью V' вдоль оси x' .

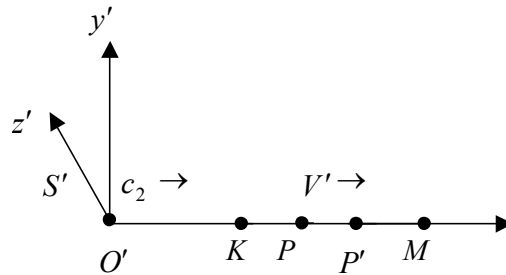


Рис. 11. Источник покоится в O' , приёмник движется из P в M , c_2 – скорость волны вдоль оси x' .

В отличие от ситуации на рисунке 9 сейчас гребни волны идут не против оси x' , а должны догонять приёмник, двигаясь вдоль оси x' с некоторой скоростью c_2 . За время τ_1 первый гребень проходит расстояние $O'P'$, а приёмник перемещается из P в P' :

$$O'P' = c_2 \tau_1, \quad PP' = V' \tau_1.$$

Поскольку в S' источник покоится, расстояние между соседними гребнями волны равно $c_2 T_0$, где T_0 – собственный период источника. Когда первый гребень догнал приёмник в точке P' , второй гребень находился в K , так что $KP' = c_2 T_0$. Через время T_2 после этого второй гребень настигает приёмник в точке M , так что можно записать:

$$PM = V'(\tau_1 + T_2), \quad KM = c_2 T_2, \quad KM = KP' + PM - PP',$$

$$T_2 = \frac{c_2 T_0}{c_2 - V'}.$$

Переведём промежуток времени T_2 в собственное время приёмника T_{01} . Для этого можно использовать тот же самый коэффициент A' из (38), который связывает интервалы времени покоящихся и двигающихся в S' часов:

$$T_{01} = \frac{T_2}{A'}. \quad (42)$$

Теперь определим время T_{01} между приходом двух последовательных гребней в приёмник с точки зрения изотропной системы отсчёта S_0 в соответствии с рисунком 12.

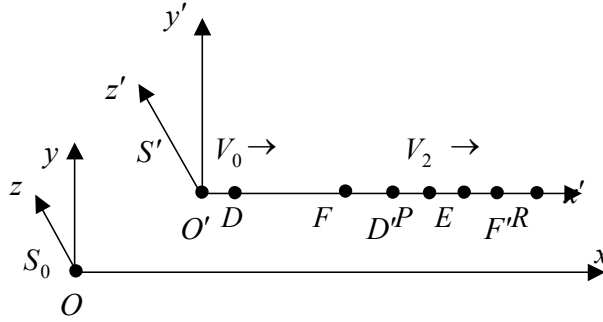


Рис. 12. Система отсчёта S' движется со скоростью V_0 вдоль оси x , источник находится в O' , приёмник движется из P в R со скоростью V_2 относительно S_0 вдоль оси x .

За время T_3 приёмник перемещается из P в E , первый гребень волны от источника пройдёт расстояние $O'F$ со скоростью c , а сам источник за это же время дойдёт до точки D и там появится второй гребень. Расстояние между гребнями будет DF :

$$O'F = cT_3, \quad DF = O'F - O'D = cT_3 - V_0T_3.$$

Пусть далее за время τ_2 первый гребень проходит путь FF' и настигает приёмник в точке F' , а второй гребень при этом находится в D' , так что можно записать:

$$FF' = c\tau_2, \quad D'F' = DF, \quad PF' = V_2(T_3 + \tau_2).$$

Встреча второго гребня с приёмником произойдёт через время T_{02} в точке R :

$$D'R = cT_{02}, \quad PR = V_2(T_3 + \tau_2 + T_{02}),$$

$$D'R = D'F' + PR - PF', \quad T_{02} = \frac{(c - V_0)T_3}{c - V_2}.$$

Переведём интервалы времени T_3 и T_{02} , отсчитываемые в S_0 , в собственные интервалы для испускания волны источником и для приёма гребней приёмником соответственно с помощью коэффициентов A_0 и A_2 :

$$T_3 = A_0 T_0, \quad T_{02} = A_2 T_{01}, \quad T_{01} = \frac{A_0 T_0 (c - V_0)}{A_2 (c - V_2)}.$$

Сравнение данной величины T_{01} со значением (42) даёт:

$$\frac{A_0(c-V_0)}{A_2(c-V_2)} = \frac{c_2}{A'(c_2-V')}. \quad (43)$$

Соотношения (40), (43) являются двумя уравнениями для пяти неизвестных величин c_1 , c_2 , A' , A_0 , A_2 . Прежде чем найти необходимое для дальнейшего решения третье уравнение, рассмотрим зависимость длины тела вдоль оси x от его скорости в системе отсчёта S_0 . Процедура измерения длины покоящегося тела заключается в следующем: от одного конца тела к другому пускается волна, которая отражается и возвращается обратно через некоторое время Δt_0 . Под длиной тела ℓ_0 в этом случае подразумевается величина $\frac{c\Delta t_0}{2}$, где c – скорость волны. На рисунке 13 показано движущееся в S_0 тело, на одном его конце в точке K находятся источник и приёмник волны, а на другом конце в точке N установлен отражатель.

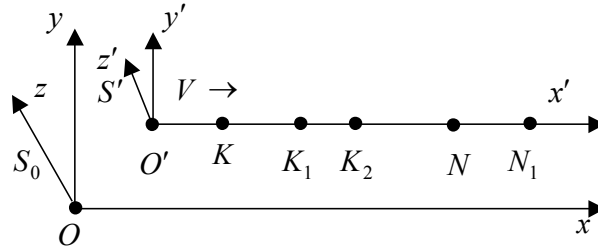


Рис. 13. Движущееся со скоростью V тело длиной KN по мере движения переходит в положение K_1N_1 .

При движении тела отражатель в точке N убегает от волны, что увеличивает время встречи волны с отражателем от величины $\frac{\Delta t_0}{2}$ до Δt_1 :

$$KN_1 = c\Delta t_1, \quad NN_1 = V\Delta t_1, \quad KN_1 = KN + NN_1, \quad \Delta t_1 = \frac{\ell}{c-V}.$$

Мы предполагаем, что длина движущегося тела $KN = K_1N_1 = \ell$ сама по себе остаётся неизменной при любом движении как у твёрдого тела, но отличается от длины покоящегося тела ℓ_0 вследствие процедуры измерения длины движущегося тела с помощью волны. Через время Δt_2 после отражения в положении N_1 волна возвращается обратно и встречается с приёмником в положении K_2 :

$$N_1K_2 = c\Delta t_2, \quad KK_2 = V(\Delta t_1 + \Delta t_2),$$

$$K_1K_2 = KK_2 - KK_1 = KK_2 - NN_1 = V\Delta t_2,$$

$$K_1N_1 = K_1K_2 + N_1K_2, \quad \Delta t_2 = \frac{\ell}{c+V}.$$

Суммируя времена Δt_1 и Δt_2 , найдём промежуток времени Δt , который также как периодический процесс излучения волны может быть связан с промежутком времени $\Delta \tau$ в собственной системе отсчёта движущегося тела с помощью коэффициента A :

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2c\ell}{c^2 - V^2} = A\Delta\tau. \quad (44)$$

С точки зрения движущейся относительно S_0 с постоянной скоростью V системы отсчёта S' на рисунке 13 длина тела KN должна равняться её значению в S_0 , то есть величине ℓ_0 . В самом деле, при переходе в S_0 от покоящегося тела к движущемуся его длина согласно измерениям изменится и далее останется неизменной благодаря постоянству скорости, но точно также изменится и масштаб длины на движущемся теле. Следовательно, длина покоящегося в S' тела имеет столько же масштабных единиц длины S' , сколько содержится в длине покоящегося в S_0 этого же тела масштабных единиц длины S_0 . В S' волна при движении вдоль оси x' имеет скорость c_2 , как на рисунке 11, а при движении против оси x' её скорость равна c_1 в соответствии с рисунком 9. Тело длиной $KN = \ell_0$ неподвижно относительно S' , и для времени движения волны от K до N и обратно по часам в S' имеем:

$$\Delta\tau = \frac{\ell_0}{c_2} + \frac{\ell_0}{c_1} = \frac{\ell_0(c_1 + c_2)}{c_1 c_2}. \quad (45)$$

Но что можно сказать о времени $\Delta\tau$? Мы знаем, что показания движущихся относительно S_0 часов отличаются от показаний часов, покоящихся в S_0 . Поскольку и S' и тело KN синхронно двигаются относительно S_0 , то часы системы отсчёта S' и световые часы на отрезке KN с периодом $\Delta\tau$ должны в одинаковой степени изменить свой ход относительно S_0 . Это означает, что длительность $\Delta\tau$ относительно часов в S' такая же, как и длительность Δt_0 относительно часов в S_0 . Следовательно, в данном случае в S' не только $KN = \ell_0$, но и $\Delta\tau = \Delta t_0 = \frac{2\ell_0}{c}$. Отсюда с помощью (45) и (44) получаем следующее:

$$\frac{c_1 + c_2}{c_1 c_2} = \frac{2}{c}, \quad (46)$$

$$\ell = \frac{A\ell_0(c^2 - V^2)}{c^2}, \quad (47)$$

то есть длина движущегося в S_0 тела вдоль направления движения изменяется вследствие выбранной нами процедуры измерения хода часов и длин тел непосредственно с помощью волны.

Преобразуем теперь уравнения (40), (43), (46). Из (46) выражаем c_2 , перемножаем (40) и (43), подставляем в результат c_2 и находим вначале c_1 , а затем c_2 и отношение скоростей $\frac{c_1}{c_2}$:

$$c_2 = \frac{c c_1}{2c_1 - c}, \quad \frac{(c + V_2)(c - V_0)}{(c - V_2)(c + V_0)} = \frac{c_2(c_1 + V')}{c_1(c_2 - V')},$$

$$c_1 = \frac{c^2 V'(V_2 - V_0)}{cV'(V_2 - V_0) + (c^2 V_0 + c^2 V' - c^2 V_2 - V'V_0 V_2)},$$

$$c_2 = \frac{c^2 V'(V_2 - V_0)}{cV'(V_2 - V_0) - (c^2 V_0 + c^2 V' - c^2 V_2 - V'V_0 V_2)},$$

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{cV'(V_2 - V_0) - (c^2V_0 + c^2V' - c^2V_2 - V'V_0V_2)}{cV'(V_2 - V_0) + (c^2V_0 + c^2V' - c^2V_2 - V'V_0V_2)} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta}. \quad (48)$$

Скорости волны c_1 против оси x' и c_2 вдоль оси x' в системе отсчёта S' не должны зависеть от скорости V' движущихся в S' тел. В том частном случае, когда $V' = 0$, тело покоится в S' , а его скорость V_2 относительно S_0 равна скорости движения V_0 системы отсчёта S' относительно S_0 . Тогда из (48) следует, что при $V_2 = V_0$ величина $\alpha = 0$, а отношение $\frac{c_1}{c_2} = -1$. Поскольку отношение скоростей волны не может быть отрицательным, нам следует признать, что в (48) $\beta = 0$. Данное условие даёт формулу сложения скоростей в СТО, аналогичную (41):

$$V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0 V'}{c^2}}. \quad (49)$$

Кроме этого, при $\beta = 0$ в (48) получается $c_1 = c_2$. Тогда из (46) находим $c_1 = c_2 = c$, то есть скорости волны против и вдоль оси x' в S' одинаковы и равны скорости волны в изотропной системе отсчёта S_0 . Разделив (40) на (43), при условии $c_1 = c_2 = c$ получим:

$$A' \sqrt{1 - V'^2/c^2} = \frac{A_2 \sqrt{1 - V_2^2/c^2}}{A_0 \sqrt{1 - V_0^2/c^2}}. \quad (50)$$

Подстановка (49) в (50) даёт: $A_2 = A' A_0 \left(1 + \frac{V_0 V'}{c^2}\right)$, что также совпадает с (41).

Поперечные размеры тел

Пусть в изотропной системе отсчёта S_0 находится неподвижное тело, размер которого в некотором направлении, перпендикулярном оси x , равен $d_0 = LM$. Поместим в точке L источник и приёмник, а в точке M – отражатель волны, и пустим волну из L в M и обратно. Если засесть время Δt_0 , необходимое для движения волны вперёд и назад, то ширина покоящегося тела будет равна:

$$d_0 = \frac{c \Delta t_0}{2}. \quad (51)$$

Переведём теперь данное тело в движение относительно оси x со скоростью V , так что оно будет покоиться в сопутствующей системе отсчёта S' на рисунке 14. При движении тела LM волна через время Δt_{01} после начала движения встречается с отражателем в положении M_1 и далее возвращается в приёмник в положении L_2 , затрачивая на это то же самое количество времени Δt_{01} . В качестве эффективной ширины движущегося тела примем значение d :

$$\begin{aligned} MM_1 = L_1 L_2 = V \Delta t_{01}, & \quad LM_1 = M_1 L_2 = c \Delta t_{01}, \\ (LM_1)^2 = (MM_1)^2 + (LM)^2, & \quad \Delta t_{02} = 2 \Delta t_{01} = \frac{2d}{\sqrt{c^2 - V^2}}. \end{aligned}$$

Время движения волны Δt_{02} отсчитывается по часам в S_0 и может быть переведено в собственное время тела LM с помощью коэффициента A :

$$\Delta t' = \frac{\Delta t_{02}}{A} = \frac{2d}{A\sqrt{c^2 - V^2}}.$$

Как было показано выше, длительности одинаковых процессов в собственных системах отсчёта должны быть равны друг другу. Следовательно, $\Delta t' = \Delta t_0$, и с учётом (51) имеем:

$$d = d_0 A \sqrt{1 - V^2/c^2}. \quad (52)$$

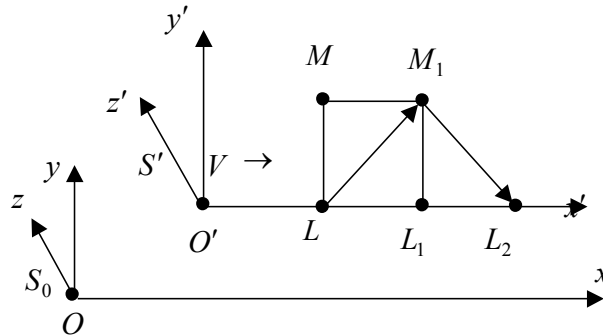


Рис. 14. Система отсчёта S' и тело LM движутся со скоростью V вдоль оси x системы отсчёта S_0 , движение волны по ломаной линии LM_1L_2 показано относительно S_0 .

Предположим, что в начальный момент, когда система отсчёта S' вместе с телом LM начала двигаться относительно S_0 , за счёт движения как-то изменились масштабы длины осей S' , а также и размеры всех тел, неподвижных в S' . Мы также считаем, что движение относительно S_0 одинаково изменяет как масштабные линейки в S' , так и соответствующие размеры любых тел. Другими словами, в каждой инерциальной системе отсчёта S' , движущейся относительно S_0 , покоящиеся в S' тела должны иметь те же размеры, какие они имели при покое в S_0 . Исходя из этого, на рисунке 14 в системе отсчёта S' для тела с шириной LM выполняется соотношение:

$$LM = \frac{c' \Delta t'}{2} = d_0,$$

причём в силу симметрии относительно движения вдоль оси x волна в S' при движении из L в M и обратно имеет одну и ту же скорость c' . Учитывая (51) и соотношение $\Delta t' = \Delta t_0$, приходим к равенству $c' = c$, так что скорость волны в S' поперёк оси x' равна скорости волны в изотропной системе отсчёта S_0 .

Скорость волны в произвольном направлении в системе отсчёта S'

Пусть в S' находится неподвижное тело с размером X' вдоль оси x' и размером Y' поперёк оси x' , как показано на рисунке 15. Суммарное время для движения волны из M через точки K , P и обратно в M равно:

$$\Delta t_0 = \frac{Y'}{c} + \frac{X'}{c} + \frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{\tilde{c}}, \quad (53)$$

причём скорость волны вдоль и поперёк оси x' равна c в соответствии с полученными выше результатами, а при движении по диагонали PM скорость волны равна некоторой величине \tilde{c} .

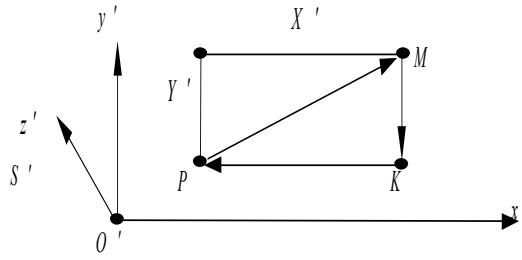


Рис. 15. Волна выходит из M , отражается в K и P и по диагонали PM возвращается обратно в M .

Рассмотрим ситуацию рисунка 15 с точки зрения системы отсчёта S_0 . На рисунке 16 система отсчёта S' вместе с телом, имеющим в S_0 размеры $KP=X$ и $MK=Y$, движется со скоростью V вдоль оси x . За время Δt_1 волна пройдёт путь MK_1 , а точка K переместится в положение K_1 :

$$MK_1 = c \Delta t_1, \quad KK_1 = V \Delta t_1, \quad (MK_1)^2 = (MK)^2 + (KK_1)^2,$$

$$\Delta t_1 = \frac{Y}{\sqrt{c^2 - V^2}}.$$

Далее за время Δt_2 точка P из положения P_1 переходит в положение P_2 и встречается там с волной, идущей из K_1 :

$$P_1P_2 = V \Delta t_2, \quad K_1P_2 = c \Delta t_2, \quad KP = K_1P_1 = P_1P_2 + K_1P_2,$$

$$\Delta t_2 = \frac{X}{c+V}.$$

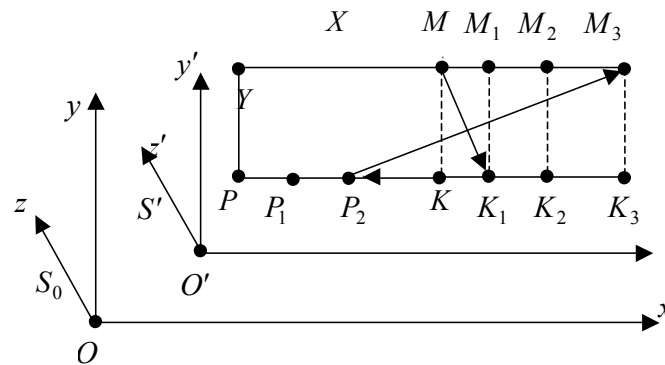


Рис. 16. За счёт движения системы отсчёта S' вдоль оси x системы отсчёта S_0 движение волны происходит по ломаной линии $MK_1P_2M_3$.

Затем по истечении времени Δt_3 волна встречается с точкой M в положении M_3 :

$$(P_2M_3)^2 = (M_3K_3)^2 + (K_2P_2 + K_2K_3)^2, \quad M_2M_3 = K_2K_3 = V \Delta t_3,$$

$$P_2 M_3 = c \Delta t_3, \quad M_3 K_3 = MK = Y, \quad K_2 P_2 = KP = X,$$

$$\Delta t_3 = \frac{VX + \sqrt{(c^2 - V^2)Y^2 + c^2 X^2}}{c^2 - V^2}.$$

В соответствии с (47) для длины тела вдоль оси x имеем: $X = X' A (1 - V^2/c^2)$, в то время как поперечные размеры в S_0 согласно (52) будут таковы: $Y = Y' A \sqrt{1 - V^2/c^2}$. Подставляя значения X и Y , находим период времени в S_0 :

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3 = \frac{A}{c} \left(Y' + X' + \sqrt{X'^2 + Y'^2} \right).$$

Если перевести наблюдаемый в S_0 период Δt в собственное время движущегося тела с помощью коэффициента A , то полученный результат можно будет сравнить с (53):

$$\Delta t_0 = \frac{\Delta t}{A} = \frac{Y' + X' + \sqrt{X'^2 + Y'^2}}{c} = \frac{Y'}{c} + \frac{X'}{c} + \frac{\sqrt{X'^2 + Y'^2}}{\tilde{c}},$$

что даёт равенство $\tilde{c} = c$ при любых X и Y , и значит скорость волны одна и та же для всех возможных направлений движения волны в S' .

Таким образом, при оценке с помощью волн параметров тел, движущихся с постоянной скоростью вдоль оси наблюдения, мы приходим к постоянству скорости волны относительно каждого такого тела, а также к формулам СТО. В данном случае условие $c = const$ в инерциальных системах отсчёта делает их симметричными по отношению друг к другу и к изотропной системе отсчёта S_0 . Отсюда следует ожидать, что коэффициент A должен иметь один и тот же вид во всех инерциальных системах отсчёта. Если обозначить: $F(V) = A(V) \sqrt{1 - V^2/c^2}$, где $F(V)$ и $A(V)$ являются функциями скорости V , то из (50) следует:

$$F(V') = \frac{F(V_2)}{F(V_0)}, \quad (54)$$

причём каждый из коэффициентов A' , A_2 , A_0 в (50) зависит соответственно только от скоростей V' , V_2 , V_0 , а сами скорости связаны формулой (49): $V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0 V'}{c^2}}$. В случае,

когда $V_0 = 0$, а значит $V_2 = V'$, из (54) получаем $F(0) = 1$. При $V_0 = c$ из формулы сложения скоростей следует $V_2 = c$ и согласно (54) $F(V') = 1$ при любом V' . Наконец, если $V_0 = -V'$, то $V_2 = 0$, $F(V_2) = F(0) = 1$, и по (54) $F(-V_0) = \frac{1}{F(V_0)}$. Очевидно, что всем этим требованиям удовлетворяет простейшая функция вида:

$$F(V) = A(V) \sqrt{1 - V^2/c^2} = \frac{\sqrt{1 - V^2/c^2}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = 1.$$

Отсюда находим зависимость коэффициента $A = A(V)$ от скорости движения в инерциальной системе отсчёта:

$$A = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}}. \quad (55)$$

Эффект замедления времени (44) в движущемся относительно наблюдателя теле в явном виде с учётом (55) можно записать так:

$$\Delta t = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1-V^2/c^2}}. \quad (56)$$

Формулы (47) и (52) для длины и ширины тела относительно скорости его движения принимают теперь обычный для СТО вид:

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1-V^2/c^2}, \quad d = d_0. \quad (57)$$

Как показано в [33], формулы для зависимости коэффициента A от скорости в виде (55) вполне достаточно, чтобы вывести преобразования Лоренца и все остальные следствия СТО.

Выводы

Исходя из вышеизложенного, соотношения специальной теории относительности могут быть получены на основе следующих предположений:

1. Выполняется принцип относительности.
2. Существует изотропная система отсчёта, в которой скорость волны одинакова по всем направлениям.
3. Процедура измерения пространственно-временных параметров тел осуществляется непосредственно с помощью самой волны.

Тогда постулат о постоянстве скорости света в инерциальных системах оказывается вторичным и может быть сам выведен в рамках нашего подхода. Предположение об изотропной системе отсчёта естественным образом сочетается с покоящимся в этой системе отсчёта эфиром, который и обеспечивает изотропию свойств волны. Однако свойства эфира в движущихся с постоянной скоростью системах отсчёта не проявляются, что является следствием использования нами принципа относительности, соответствующей процедуры измерений и вытекающей отсюда относительной эквивалентности инерциальных систем отсчёта.

Необходимо сделать ещё одно замечание, касающееся измерений в инерциальных системах отсчёта. Часто случается так, что скорость движения тел не совпадает по направлению с линией наблюдения за телом. В то же время сделанные выше выводы были справедливы для движения тел вдоль линии наблюдения. В данном случае нужно учесть, что все точки любой конкретной системы отсчёта должны быть синхронизированы между собой. Поэтому, если эффект замедления времени отмечается вдоль линии наблюдения хотя бы в одной точке системы отсчёта, то точно такой же эффект должен быть обнаружен и в остальных точках, включая центр системы отсчёта, независимо от направления скорости тела относительно этого центра. Если эффект замедления времени в движущемся теле носит абсолютный характер, то эффект сокращения длины тела по (57) является относительным, так как зависит от ориентации скорости тела и линии наблюдения.

WHETHER THE POSTULATE ABOUT CONSTANCY OF LIGHT SPEED IN THE SPECIAL THEORY OF RELATIVITY IS NECESSARY?

The version of the substantiation of the special theory of relativity not using postulate about constancy of speed of light in all inertial reference frames is offered. As an initial principle the existence even one isotropic reference frame is postulated, in which one the wave velocity does not depend on a direction. The subsequent application of principle of relativity allows to prove an invariance of a wave velocity in inertial systems, to deduce relations of the special theory of relativity and to suspect an opportunity of existence of an ether as mediums influencing to distribution of electromagnetic waves.

§ 5. АКСИОМЫ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, ФОРМУЛА СЛОЖЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ТЕЛА И СКОРОСТЬ ВОЛНЫ В ИНЕРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЁТА

Приводится доказательство соотношений теории относительности, не требующее постоянства скорости света или существования предельной скорости распространения сигналов в качестве исходного постулата. Аксиоматика нового подхода для явлений в вакууме приводит к тем же результатам, что и классическая аксиоматика Эйнштейна. Однако в случае распространения электромагнитной волны в движущемся веществе допускаются незначительные различия, которые можно было бы определить экспериментально. В итоге мы должны будем либо принять справедливость новой аксиоматики, либо считать недостаточной точность известных волновых экспериментов в определении влияния эфира на скорости движения волн в веществе. В новом подходе уточняется смысл формулы сложения скоростей для тела, произвольно движущегося относительно инерциальной системы отсчёта, в зависимости от периода волны, на которой происходят измерения.

Для анализа теории относительности используем понятие об изотропной системе отсчёта S_0 , в которой по определению скорость гребня сферической электромагнитной волны одинакова по всем направлениям и равна c . Ранее такую систему отсчёта мы использовали в §§ 3, 4. Рассмотрим теперь перемещение приёмников и источников волн вначале друг относительно друга, а затем и их движение в S_0 . При этом мы вначале полагаем, что распространение волны происходит в вакууме, находящемся между источниками и приёмниками. На рисунке 17 наблюдатель находится в точке O' инерциальной системы отсчёта S' , связанной с приёмником, а источники волн в точках P' и P двигаются вдоль оси x' .

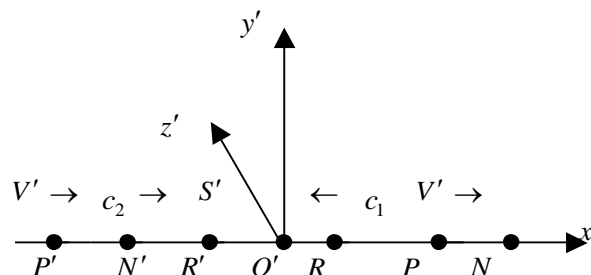


Рис. 17. Приёмник покоится в O' , движение источников волны из точек P' и P происходит вдоль оси x' по одному и тому же закону, c_1 и c_2 – скорости волны в S' против и вдоль оси x' соответственно.

После испускания первых гребней в точках P' и P источники за время T' по часам приёмника перемещаются в точки N' и N соответственно, где появляются вторые гребни волн. За это же время первые гребни проходят расстояния $P'R'$ и PR со скоростями c_2 и c_1 соответственно:

$$P'N' = PN = \Delta r(T') = V'T', \quad P'R' = c_2 T', \quad PR = c_1 T',$$

$$N'R' = P'R' - P'N' = (c_2 - V')T', \quad NR = PN + PR = (c_1 + V')T',$$

здесь V' – средняя скорость движения источников за время T' , функция $r(T')$ задаёт закон синхронного движения источников вдоль оси x' в S' , $\Delta r(T')$ – перемещение источников за время T' .

Разделив расстояние между гребнями $N'R'$ и NR на соответствующую скорость волны, найдём времена \tilde{T} и T_1 между попаданием гребней в приёмник по его собственным часам. Предварительно учтём, что время испускания гребней T_s по собственным часам источников отличается от времени T' , регистрируемого в S' по часам покоящегося приёмника. Введём поэтому коэффициент пересчёта A' , зависящий от движения часов в S' , для определения собственного времени этих часов:

$$T' = A'T_s, \quad \tilde{T} = \frac{N'R'}{c_2} = \frac{A'T_s(c_2 - V')}{c_2}, \quad (58)$$

$$T_1 = \frac{NR}{c_1} = \frac{A'T_s(c_1 + V')}{c_1}. \quad (59)$$

Инерциальность системы отсчёта S' означает, что она движется с некоторой постоянной скоростью V_0 относительно изотропной системы отсчёта S_0 . Естественно полагать, что скорости волны c_1 и c_2 в S' также постоянны, не зависят от расстояний до источников $O'P'$ и $O'P$ и от движения источников в S' , но могут зависеть от скорости V_0 . Независимость скоростей c_1 и c_2 в S' от скоростей источников и приёмников вытекает из постоянства скорости c волны в S_0 , независимости этой скорости от скорости источников в S_0 , а также из правила сложения скоростей: при взгляде из S_0 скорости волны c_1 и c_2 могут зависеть только от комбинации скоростей V_0 и c . В свою очередь, постоянство скорости волны в S_0 может обеспечивать однородный и изотропный относительно S_0 эфир. Ситуация рисунка 17 в изотропной системе отсчёта S_0 показана на рисунках 18 и 19, для наглядности пространственно совпадающие оси x и x' разнесены.

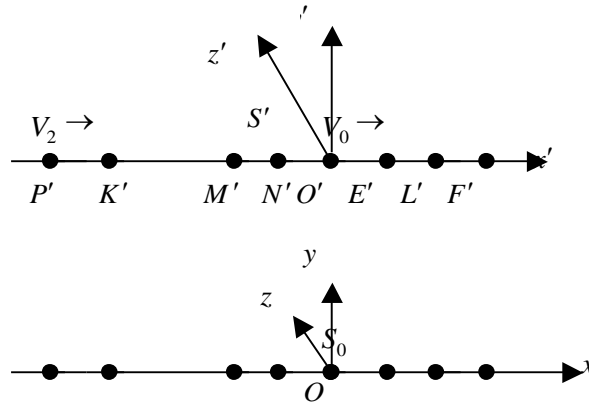


Рис. 18. Система отсчёта S' перемещается с постоянной скоростью V_0 вдоль оси x , приёмник находится в O' , источник движется из P' в K' вдоль оси x со средней скоростью V_2 .

В изотропной системе отсчёта S_0 скорость волны равна c . За время T первый гребень из точки P' на рисунке 18 достигает точки M' , приёмник перейдёт в положение E' , а источник перемещается в K' , где появляется второй гребень:

$$P'M' = cT, \quad P'K' = \Delta R(T) = V_2T,$$

$$K'M' = P'M' - P'K' = (c - V_2)T,$$

здесь V_2 – средняя скорость источника за время T , $R(T)$ – закон движения источника в S_0 , $\Delta R(T)$ – перемещение источника за период излучения волны T .

Далее в течении времени τ гребни синхронно двигаются вдоль оси x , выдерживая между собой расстояние $N'L'$, равное $K'M'$. После встречи с первым гребнем в точке L' приёмник за время T_2 пройдёт расстояние $L'F'$, прежде чем встретится со вторым гребнем в точке F' . Соответственно, второй гребень за время T_2 пройдёт расстояние $N'F'$:

$$L'F' = V_0 T_2, \quad N'F' = c T_2, \quad N'F' = N'L' + L'F' = K'M' + L'F',$$

$$c T_2 = (c - V_2) T + V_0 T_2, \quad T_2 = \frac{(c - V_2) T}{c - V_0}.$$

Времена T и T_2 в последнем равенстве отсчитываются по часам в S_0 . Перейдём к собственным значениям периодов времени по часам источника и приёмника с помощью коэффициентов пересчёта A_2 и A_0 , зависящих от скоростей V_2 и V_0 соответственно:

$$T = A_2 T_s, \quad \tilde{T} = \frac{T_2}{A_0}. \quad (60)$$

Собственные значения периодов \tilde{T} между попаданием гребней в приёмник (58) и (60) должны совпадать, что даёт следующее равенство:

$$\frac{A_2 (c - V_2)}{A_0 (c - V_0)} = \frac{A' (c_2 - V')}{c_2}. \quad (61)$$

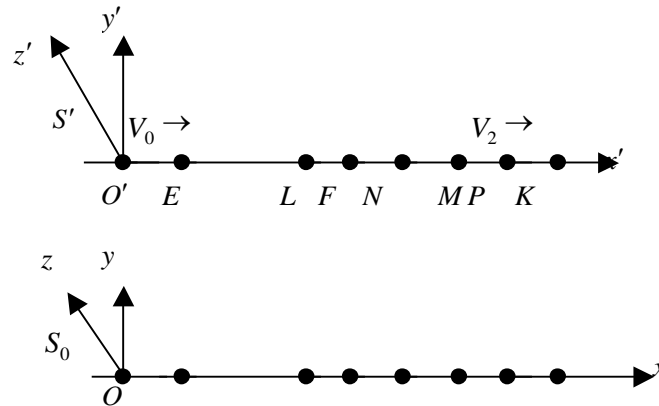


Рис. 19. Система отсчёта S' перемещается с постоянной скоростью V_0 вдоль оси x , приёмник находится в O' , источник движется из P в K вдоль оси x со средней скоростью V_2 .

На рисунке 19 показано движение в S_0 приёмника и того источника, который на рисунке 17 находился вначале в точке P . Определим время T_1 между приходом двух последовательных гребней в приёмник с точки зрения системы отсчёта S_0 . За время T приёмник перемещается в точку E , первый гребень волны от источника проходит расстояние PM со скоростью c , а сам источник за это же время доходит до точки K , где появляется второй гребень. Расстояние между гребнями на рисунке 19 будет KM :

$$PM = c T, \quad PK = \Delta R(T) = V_2 T, \quad KM = PM + PK = (c + V_2) T,$$

здесь наблюдаемый в S_0 период времени между гребнями T тот же самый, что и в ситуации на рисунке 18, поскольку закон движения источника $R(T)$ в точке P совпадает с законом движения источника в точке P' на рисунке 18, равны и средние скорости V_2 источников за время движения T .

Пусть далее за время τ_1 первый гребень проходит путь ML и встречается с приёмником в точке L , а второй гребень при этом находится в точке N , тогда можно записать:

$$ML = c\tau_1, \quad LN = KM.$$

Встреча второго гребня с приёмником произойдёт в точке F через время T_3 :

$$NF = cT_3, \quad LF = V_0T_3, \quad LN = LF + NF,$$

$$(c + V_2)T = (c + V_0)T_3, \quad T_3 = \frac{(c + V_2)T}{c + V_0}.$$

Переведём интервалы времени T и T_3 , отсчитываемые в S_0 , в собственный интервал для испускания волны источником T_s , и в собственный интервал для приёма волны приёмником T_1 соответственно с помощью коэффициентов A_2 и A_0 :

$$T = A_2T_s, \quad T_3 = A_0T_1, \quad T_1 = \frac{A_2T_s(c + V_2)}{A_0(c + V_0)}.$$

Сравнение данной величины T_1 со значением (59) даёт:

$$\frac{A_2(c + V_2)}{A_0(c + V_0)} = \frac{A'(c_1 + V')}{c_1}. \quad (62)$$

В равенствах (61), (62) скорость V_0 постоянна, являясь скоростью инерциальной системы S' относительно изотропной системы отсчёта S_0 , в то время как скорости V' и V_2 зависят от закона движения источников в S' и S_0 и от наблюдаемых в этих системах отсчёта периодов волны соответственно. Можно заметить также формальное совпадение ранее выведенных соотношений (43), (40) и представленных здесь (61), (62).

Рассмотрим далее тело длиной ℓ_0 , покоящееся в S_0 . Обычная процедура определения длины покоящегося тела с помощью волны следующая: от конца 1 тела пускается волна к концу 2 этого же тела, где находится отражатель; после отражения волна возвращается обратно через некоторое время Δt_0 ; под длиной тела подразумевается величина:

$$\ell_0 = \frac{c\Delta t_0}{2}, \quad (63)$$

где c – скорость электромагнитной волны в вакууме в S_0 , и мы считаем, что либо волна идёт не внутри тела (где скорость волны может отличаться от величины c), а вне тела в вакууме от одного конца тела к другому, либо тело таково, что никак не влияет на скорость и распространение волны.

Если это же самое тело покоится в системе отсчёта S' и вместе с ней движется относительно S_0 со скоростью V_0 , то для длины тела ℓ'_0 с точки зрения S' получается другое выражение. В самом деле, в соответствии с рисунком 17 скорость волны против

оси x' равна c_1 , а вдоль оси $x' - c_2$. Если суммарное время движения волны в S' равно $\Delta\tau$, то его можно выразить через ℓ'_0 :

$$\Delta\tau = \frac{\ell'_0}{c_1} + \frac{\ell'_0}{c_2} = \frac{\ell'_0 (c_1 + c_2)}{c_1 c_2}. \quad (64)$$

Поскольку S' движется относительно S_0 , собственное время $\Delta\tau$ периодического движения волны в S' может не совпадать с собственным временем периодического движения волны в S_0 , равного Δt_0 . Свяжем эти величины некоторым коэффициентом A_t :

$$\Delta\tau = A_t \Delta t_0. \quad (65)$$

Подставим в (65) выражения (63) и (64):

$$\frac{c_1 + c_2}{c_1 c_2} = \frac{2z}{c}, \quad (66)$$

$$\text{где принято} \quad z = \frac{A_t \ell_0}{\ell'_0}, \quad (67)$$

то есть величина z выражается через временной коэффициент A_t и отношение длин одного и того же тела, покоящегося в S_0 и в S' соответственно.

Преобразуем теперь уравнения (61), (62), (66) аналогично тому, как мы получали (48). Из (66) выражаем c_2 , делим (62) на (61), подставляем в результат c_2 и находим вначале c_1 , а затем c_2 и отношение скоростей $\frac{c_1}{c_2}$:

$$c_2 = \frac{c c_1}{2z c_1 - c}, \quad \frac{(c + V_2)(c - V_0)}{(c - V_2)(c + V_0)} = \frac{c_2 (c_1 + V')}{c_1 (c_2 - V')},$$

$$c_1 = \frac{c^2 V' (V_2 - V_0)}{z c V' (V_2 - V_0) + (c^2 V_0 + z c^2 V' - c^2 V_2 - z V' V_0 V_2)},$$

$$c_2 = \frac{c^2 V' (V_2 - V_0)}{z c V' (V_2 - V_0) - (c^2 V_0 + z c^2 V' - c^2 V_2 - z V' V_0 V_2)},$$

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{z c V' (V_2 - V_0) - (c^2 V_0 + z c^2 V' - c^2 V_2 - z V' V_0 V_2)}{z c V' (V_2 - V_0) + (c^2 V_0 + z c^2 V' - c^2 V_2 - z V' V_0 V_2)} \quad \text{или}$$

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta}. \quad (68)$$

В силу инерциальности системы отсчёта S' мы считаем, что скорость волны c_1 против оси x' и скорость c_2 вдоль оси x' в S' не должны зависеть от средней скорости V' движущихся в S' приёмников или источников соответственно. В том частном случае, когда $V' = 0$, движущийся приёмник (или источник) в среднем за время измерения покоится в S' , а его средняя скорость V_2 относительно S_0 равна скорости движения V_0 системы отсчёта S' относительно S_0 . Тогда из (68) следует, что при

$V_2 = V_0$ величина $\alpha = 0$, а отношение $\frac{c_1}{c_2} = -1$. Поскольку отношение скоростей волны должно быть всегда положительным, то в (68) $\beta = 0$. Это даёт нам следующее:

$$V_2 = \frac{V_0 + zV'}{1 + \frac{zV_0V'}{c^2}}.$$

Обратим внимание на несимметричность этого выражения: если $V' = 0$, то будет $V_2 = V_0$, однако при $V_2 = 0$ получается, что $V' = -\frac{V_0}{z}$. Это означает, что если точка неподвижна в S_0 , а мы смотрим на неё из системы отсчёта S' , движущейся относительно S_0 со скоростью V_0 , то в S' скорость точки V' по модулю отличается от V_0 . Поскольку мы придерживаемся принципа относительности, то после перехода наблюдателя с одного точечного объекта на другой объект, движущийся относительно первого, для наблюдателя картина движения и относительная скорость не должны измениться. Следовательно, при $V_2 = 0$ скорости V' и V_0 должны равняться по модулю. Это может быть только при условии $z = 1$. В результате мы приходим к формуле сложения проекций скоростей вдоль оси x :

$$V_2 = \frac{V_0 + V'}{1 + \frac{V_0V'}{c^2}}. \quad (69)$$

Отличием (69) от классической формулы является то, что скорости V' и V_2 являются средними скоростями произвольно движущегося тела, измеренными за видимый период волны, на которой производятся наблюдения.

Равенство $\beta = 0$ в (68) приводит к тому, что $c_1 = c_2$. Из (66) при $z = 1$ тогда находим:

$$c_1 = c_2 = c, \quad (70)$$

где c – скорость волны в инерциальной системе отсчёта S_0 .

Перемножим (61) и (62) с учётом (70):

$$A'\sqrt{1 - V'^2/c^2} = \frac{A_2\sqrt{1 - V_2^2/c^2}}{A_0\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}. \quad (71)$$

При подстановке V_2 из (69) и c_1 из (70) в (62) получим ещё одно соотношение теории относительности:

$$A_2 = A'A_0\left(1 + \frac{V_0V'}{c^2}\right). \quad (72)$$

Найти зависимость коэффициента A' от скорости можно тем же путём, что и в § 3. Пусть в некоторой системе отсчёта S' приёмник находится в точке O' , как показано на рисунке 20.

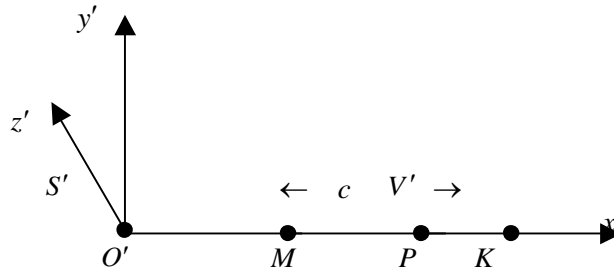


Рис. 20. Источник удаляется от покоящегося в O' приёмника со скоростью V' .

После испускания первого гребня источник за время T_4 проходит путь PK и испускает в K второй гребень, а волна проходит расстояние PM со скоростью c :

$$PM = cT_4, \quad PK = V'T_4, \quad KM = (c + V')T_4.$$

Здесь было учтено, что согласно (70) скорости волны в любом направлении вдоль оси x' системы отсчёта S' равны c , то есть скорости волны в S_0 . Время T_4 между испусканием гребней отсчитывается по часам в S' и может быть связано с периодом волны T_s в собственной системе отсчёта источника с помощью коэффициента A' : $T_4 = A'T_s$. В приёмнике отмечается период между приходом гребней T_r :

$$T_r = \frac{KM}{c} = \frac{(c + V')A'T_s}{c}. \quad (73)$$

На рисунке 21 показана та же самая ситуация, но система отсчёта S' теперь уже связана с источником.

Если первый гребень волны от источника встречается с источником в точке P , то второй гребень, находящийся в L , встречается с приёмником через время τ_2 в точке F :

$$LP = cT_s, \quad PF = V'\tau_2, \quad LF = c\tau_2,$$

$$LF = LP + PF, \quad \tau_2 = \frac{cT_s}{c - V'}.$$

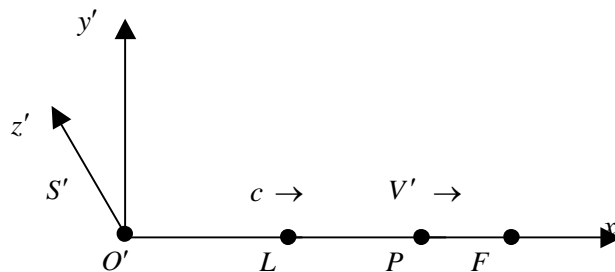


Рис. 21. Приёмник движется из P в F со скоростью V' , источник покоится в O' .

В силу относительности движения приёмника и источника скорости V' между приёмником и источником на рисунках 20 и 21 одинаковы. Одинаков будет и

коэффициент пересчёта времени A' от покоящихся к движущимся часам, следовательно для приёмника на рисунке 21 можно записать:

$$\tau_2 = A'T_r, \quad T_r = \frac{cT_s}{A'(c-V')}$$

где T_r – промежуток времени между приходом гребней в приёмник по его собственным часам. Интервалы времени собственных часов приёмника T_r не должны зависеть от выбора начала системы отсчёта S' , поэтому сравнение найденной величины T_r с (73) даёт:

$$A' = \frac{1}{\sqrt{1-V'^2/c^2}}.$$

Подставляя данное выражение в (71) и учитывая независимость V_0 и V_2 , приходим к общему выражению для зависимости коэффициента A и эффекта замедления времени от скорости V :

$$A = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, \quad T = AT_0 = \frac{T_0}{\sqrt{1-V^2/c^2}}. \quad (74)$$

Размеры движущегося с постоянной скоростью тела

На рисунке 22 показано движущееся в изотропной системе отсчёта S_0 тело, на одном его конце в точке K находятся источник и приёмник волны, а на другом конце в точке N установлен отражатель. Если скорость тела за время измерения длины равна V , эффективная длина движущегося тела равна $KN = \ell$, то для времени движения волны Δt_1 из K до отражателя имеем:

$$KN_1 = c \Delta t_1, \quad NN_1 = V \Delta t_1, \quad KN_1 = KN + NN_1, \quad \Delta t_1 = \frac{\ell}{c-V}.$$

Будем считать, что длина движущегося тела за период измерения сама по себе остаётся неизменной, $KN = K_1N_1 = \ell$, но отличается от длины покоящегося в S_0 тела ℓ_0 вследствие процедуры измерения длины с помощью волны. После отражения в точке N_1 волна возвращается за время Δt_2 обратно и встречается с приёмником в положении K_2 :

$$N_1K_2 = c \Delta t_2, \quad KK_2 = V(\Delta t_1 + \Delta t_2),$$

$$K_1K_2 = KK_2 - KK_1 = KK_2 - NN_1 = V \Delta t_2,$$

$$K_1N_1 = K_1K_2 + N_1K_2, \quad \ell = V \Delta t_2 + c \Delta t_2, \quad \Delta t_2 = \frac{\ell}{c+V}.$$

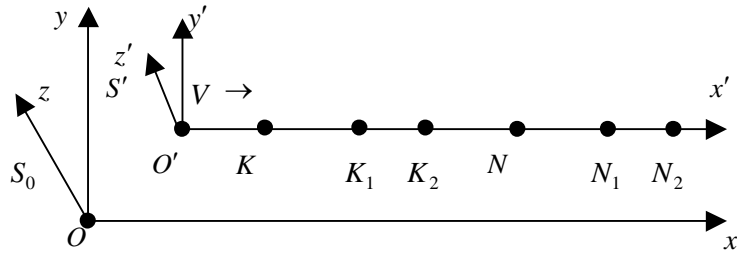


Рис. 22. Движущееся со скоростью V тело длиной KN по мере движения переходит в положения K_1N_1 и K_2N_2 .

Сумма Δt_1 и Δt_2 даёт промежуток времени Δt , который можно связать с промежутком времени $\Delta \tau$ в собственной системе отсчёта тела S' с помощью коэффициента A :

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2c\ell}{c^2 - V^2} = A\Delta \tau. \quad (75)$$

С учётом (65), (63) находим:

$$\ell = \frac{c^2 - V^2}{c^2} A A_t \ell_0. \quad (76)$$

Пусть теперь наше тело с длиной ℓ_0 покоится в S_0 , а мы измеряем его эффективную длину ℓ' с точки зрения системы отсчёта S' , движущейся относительно S_0 со скоростью V' . В S' кажется, что тело вместе с S_0 движется со скоростью V' . Аналогично (75) суммарное время движения волны $\Delta \tau'$ вдоль движущегося в S' тела при скорости волны c согласно (70) и с учётом (63) равно:

$$\Delta \tau' = \frac{2c\ell'}{c^2 - V'^2} = A' \Delta t_0 = \frac{2A'\ell_0}{c},$$

$$\ell' = \frac{c^2 - V'^2}{c^2} A' \ell_0, \quad (77)$$

здесь отсчитываемое в S' время $\Delta \tau'$ связано с собственным временем Δt_0 тела с помощью коэффициента A' . С учётом (67) и условия $z=1$ для длины ℓ' из (77) получим:

$$\ell' = \frac{c^2 - V'^2}{c^2} \frac{A'\ell_0}{A_t}, \quad (78)$$

где ℓ'_0 – длина покоящегося в S' тела с точки зрения наблюдателя в S' .

Мы хотим теперь получить формулу для длины движущегося тела, общую для всех инерциальных систем отсчёта. Сравнение (76) и (78) показывает, что это возможно только при условии $A_t = 1$. Тогда длина движущегося тела будет выражаться через длину этого же, но покоящегося тела, и соответствующий коэффициент пересчёта времени от движущихся к покоящимся часам. Если теперь положить в (78) равенство модулей скоростей $|V'| = |V|$, то мы вправе ожидать, что в силу принципа

относительности относительные изменения длины тела и в S' и в S_0 одинаковы, и по (76) и (78) должно быть:

$$\frac{\ell'}{\ell'_0} = \frac{\ell}{\ell_0}.$$

Из (67) при условиях $z=1$, $A_t=1$ следует равенство длин ℓ_0 и ℓ'_0 в собственных системах отсчёта, отсюда из приведённого выше отношения длин получается и равенство длин движущихся тел: $\ell = \ell'$. При $A_t=1$ согласно (65) будут равны между собой также собственные интервалы времени $\Delta\tau$ и Δt_0 при измерении длины покоящегося тела. Кроме того, при $z=1$ в (66) и (70) скорости волны во всех инерциальных системах отсчёта S' будут равны c . Итак, в силу принципа относительности условия $z=1$, $A_t=1$ эквивалентны тому, что при переходе из одной инерциальной системы в другую вместе с совокупностью каких-то тел наблюдатель не замечает изменений в пространственно-временных параметрах этих тел.

Из (76) с учётом (74) при условии $A_t=1$ получается формула для видимой длины движущегося с постоянной скоростью тела в инерциальных системах отсчёта:

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - V^2/c^2}, \quad (79)$$

где ℓ_0 – длина покоящегося тела,
 V – скорость движения тела.

Формула (79) совпадает с (57) из § 4. Сейчас мы можем уже воспользоваться результатами § 4 (формулы (51) и далее) о поперечных размерах тел. В частности, видимая ширина движущегося тела d оказывается равной ширине d_0 этого же, но покоящегося тела. Если наблюдатель вместе с измеряемым телом переходит из одной системы отсчёта в другую, то он не замечает ни изменения длины, ни ширины этого тела, поскольку при таком переходе пропорционально меняются масштабы времени, длины и ширины. Другим следствием является то, что эффективные скорости волны при условии $A_t = z = 1$ оказываются одинаковыми по всем возможным направлениям её распространения и во всех инерциальных системах отсчёта (смотри формулы (53) и далее). Так мы, используя изначально понятие об изотропной системе отсчёта и применяя принцип относительности, аналогично § 4 приходим к постулату постоянства скорости электромагнитной волны при её распространении в вакууме между удалёнными друг от друга точечными источниками, приёмниками и отражателями.

Увлекается ли эфир в опыте Физо?

Рассмотрим теперь ситуацию с прохождением волны внутри тел, где скорость волны может отличаться от скорости c в вакууме в изотропной системе отсчёта S_0 . Если тело KP длиной ℓ_0 покоится в S_0 , а для измерения этой длины используется волна внутри тела, то время $\Delta t'_0$ прохождения волны от конца 1 конца 2 тела и обратно равно:

$$\Delta t'_0 = \frac{2\ell_0}{c_b} = \frac{2\ell_0 n}{c}, \quad (80)$$

где $c_b = \frac{c}{n}$ – скорость волны внутри тела, n – абсолютный коэффициент преломления, $n \geq 1$.

Пусть тело KP покоится в инерциальной системе S' и движется вместе с ней со скоростью V_0 относительно S_0 , как на рисунке 23. Предположим, что в S' скорости волны внутри тела KP равны c_4 вдоль оси x' и c_3 против оси x' , причём вследствие движения S' относительно S_0 заранее неизвестно, равны ли c_4 и c_3 . Лишь при $V_0 = 0$, когда S' покоится в S_0 , можно точно утверждать, что $c_3 = c_4 = \frac{c}{n}$. Поскольку сейчас тело KP покоится в S' , то его длина равна ℓ'_0 из (64). Суммарное время прохождения волны из K в P и обратно равно:

$$\Delta\tau_0 = \frac{\ell'_0}{c_4} + \frac{\ell'_0}{c_3}. \quad (81)$$

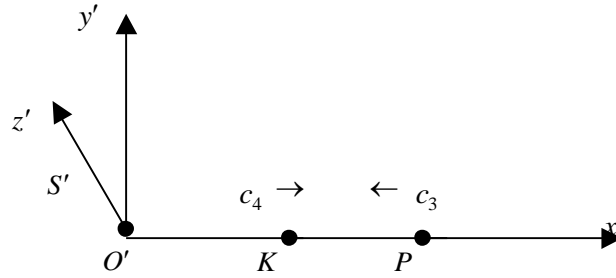


Рис. 23. Тело KP покоится в S' , c_4 и c_3 – скорости волны в S' внутри тела.

Времена $\Delta t'_0$ из (80) и $\Delta\tau_0$ из (81) измерены в покоящихся телах в собственных системах отсчёта S_0 и S' соответственно с помощью одной и той же процедуры – прохождения волны внутри тела. В силу принципа относительности после перехода из S_0 в S' мы не должны заметить ни изменения длины тела KP , ни изменения периода прохождения волны, так как при таком переходе пропорционально изменяются и масштабы длины и времени. Поэтому в (80) и (81) следует положить $\Delta t'_0 = \Delta\tau_0$, $\ell_0 = \ell'_0$, что даёт:

$$\frac{1}{c_3} + \frac{1}{c_4} = \frac{2n}{c}. \quad (82)$$

При определении длины движущегося в S_0 тела KP в соответствии с рисунком 24 волна должна за время $\Delta t'_1$ пройти путь KP_1 до встречи с отражателем в точке P_1 , а затем за время $\Delta t'_2$ вернуться в приёмник в положении K_2 .

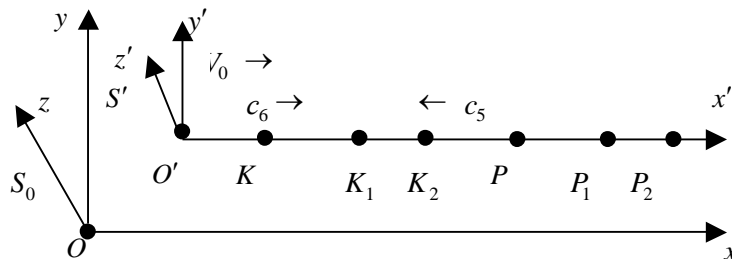


Рис. 24. Тело KP движется относительно S_0 со скоростью V_0 . Наблюдаемые из S_0 скорости волны внутри тела KP равны c_6 и c_5 соответственно.

Если длина движущегося тела равна ℓ , то для времён $\Delta t'_1$ и $\Delta t'_2$ имеем:

$$KP_1 = c_6 \Delta t'_1, \quad KP = K_1 P_1 = \ell, \quad KK_1 = V_0 \Delta t'_1,$$

$$KP_1 = KK_1 + K_1 P_1, \quad \Delta t'_1 = \frac{\ell}{c_6 - V_0},$$

$$P_1 K_2 = c_5 \Delta t'_2, \quad K_1 K_2 = V_0 \Delta t'_2, \quad K_1 P_1 = K_1 K_2 + P_1 K_2,$$

$$\Delta t'_2 = \frac{\ell}{c_5 + V_0}, \quad \Delta t' = \Delta t'_1 + \Delta t'_2 = \frac{\ell}{c_6 - V_0} + \frac{\ell}{c_5 + V_0}.$$

Время $\Delta t'$ измеряется по часам в S_0 , аналогично и величина ℓ измеряется относительно S_0 . С помощью коэффициента $A_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}$ согласно (74) можно связать интервал времени $\Delta \tau_0$ покоящегося в S' тела KP и интервал времени $\Delta t'$: $\Delta t' = A_0 \Delta \tau_0$. Если учесть формулу (79) для длины тела: $\ell = \ell_0 \sqrt{1 - V_0^2/c^2}$, а также равенство $\Delta t'_0 = \Delta \tau_0$ и соотношение (80), то получим:

$$\frac{\ell}{c_6 - V_0} + \frac{\ell}{c_5 + V_0} = A_0 \Delta \tau_0, \quad \frac{1}{c_6 - V_0} + \frac{1}{c_5 + V_0} = \frac{2nc}{c^2 - V_0^2}. \quad (83)$$

Для связи скоростей волны c_3 и c_5 , c_4 и c_6 нам следует воспользоваться формулой (69):

$$c_5 = \left| \frac{V_0 - c_3}{1 - \frac{V_0 c_3}{c^2}} \right| = \frac{c_3 - V_0}{1 - \frac{V_0 c_3}{c^2}}, \quad c_6 = \frac{V_0 + c_4}{1 + \frac{V_0 c_4}{c^2}}, \quad (84)$$

здесь считается, что скорость движения V_0 системы отсчёта S' относительно S_0 меньше, чем скорость волны c_3 против оси x' .

Если подставить c_5 и c_6 из (84) в (83), то мы придём к (82). При малых скоростях V_0 движения системы отсчёта S' относительно S_0 в (82) можно положить $c_3 \approx c_4 \approx \frac{c}{n}$, и тогда из (84) имеем:

$$c_6 \approx \frac{V_0 + \frac{c}{n}}{1 + \frac{V_0}{cn}}. \quad (85)$$

Формула (85) означает, что если в изотропной системе отсчёта S_0 покоится тело, скорость волны внутри которого равна $\frac{c}{n}$, то при движении этого тела со скоростью V_0 относительно S_0 наблюдаемая из S_0 скорость волны вдоль направления движения тела увеличится до значения c_6 .

С помощью (85) описывается опыт Физо, в котором текущая со скоростью V_0 вода как бы увлекает за собой свет, увеличивая его скорость относительно неподвижной

трубы от значения $\frac{c}{n}$ в спокойной воде до наблюдаемой величины c_6 . Здесь возможна ещё одна поправка. Так как n зависит от длины волны, на которой производятся измерения, то длину волны λ' из сопутствующей системы отсчёта S' следует пересчитать в длину волны λ системы отсчёта S_0 по формуле для эффекта Допплера. Тогда зависимость $n(\lambda')$, которая должна стоять в (85) вместо n , можно будет выразить через наблюдаемую в покоящейся системе отсчёта длину волны λ и зависимость $n(\lambda)$ движущегося тела (более подробно об этом можно прочитать в [40]).

При больших скоростях V_0 мы уже не можем утверждать, что $c_3 = c_4$ в движущемся теле. Здесь возможны два крайних случая. В первом из них абсолютный показатель преломления n для тела равен 1 и волна в этом теле распространяется как в вакууме со скоростью c . Тогда, как показано выше для распространения волны в вакууме, будут выполняться равенства $c_3 = c_1 = c$, $c_4 = c_2 = c$, $c_3 = c_4 = c$, а из (84) будет следовать равенство $c_5 = c_6 = c$. Равенство c_3 и c_4 здесь получается из принципа относительности и процедуры измерений. В другом случае мы можем предположить, что каждое тело обладает своим собственным эфиром, переносящим волну внутри тела. Тогда тело по отношению к внешней среде представляет собой закрытую систему, и в системе отсчёта S' , где тело покоится, скорости волны c_3 и c_4 равны независимо от скорости V_0 движения S' относительно S_0 . Если же тело не является закрытой системой для переноса электромагнитной волны, то c_3 может несколько отличаться по величине от c_4 , при этом всегда выполняется условие (82). С помощью соответствующего эксперимента можно было бы определить скорости c_5 и c_6 , а затем из (84) вычислить c_3 и c_4 и сравнить их. Различие c_3 и c_4 дало бы повод говорить о том, что «внешний» эфирный ветер влияет на распространение волны внутри тела. Если же получится, что $c_3 \approx c_4$, то тогда надо считать, что тела в той или иной степени удерживают в себе собственный неподвижный эфир. Мы видим, что согласно (85) в опыте Физо с учётом действия релятивистской формулы сложения скоростей скорее подтверждается гипотеза о почти полном увлечении эфира (удержание собственного эфира), чем известная гипотеза Френеля о частичном увлечении эфира движущимся телом, не учитывающая формулу сложения скоростей.

Добиться полного совпадения нашего подхода с теорией относительности в аксиоматике Эйнштейна можно, если дополнительно постулировать равенство скоростей c_3 и c_4 внутри тела на рисунке 23 при любом движении этого тела относительно изотропной системы отсчёта S_0 . Однако на наш взгляд такое допущение чрезмерно, как и аксиоматика Эйнштейна. Физически более естественно допустить, что плотные тела с большим значением абсолютного коэффициента преломления содержат в себе эфир как в закрытой системе и в них всегда $c_3 \approx c_4$. Если же мы переходим ко всё менее плотным телам вплоть до вакуума с уменьшением коэффициента преломления до 1, то в этом случае скорости c_3 и c_4 стремятся к значениям c_1 и c_2 и выравниваются по величине, как это показано в первой половине этого параграфа.

В § 3 было качественно показано, что мы не можем заметить движения через эфир при любой степени его увлечения, причём в инерциальных системах все внутренние волновые явления протекают так же, как если бы эти системы покоились в эфире. Рассмотрим этот вопрос подробнее с помощью рисунка 25.

Относительно системы отсчёта S_0 скорости волны внутри тела равны c_5 в направлении против оси x и c_6 в противоположном направлении. Источник в точке P излучает первый гребень волны и за время τ_3 перемещается в положение D , где появляется второй гребень. За это же время τ_3 приёмник пройдёт путь KL со скоростью V_0 , а первый гребень – расстояние PF со скоростью c_5 . Расстояние между гребнями будет FD :

$$PD = V_0 \tau_3, \quad PF = c_5 \tau_3, \quad FD = PF + PD = (c_5 + V_0) \tau_3.$$

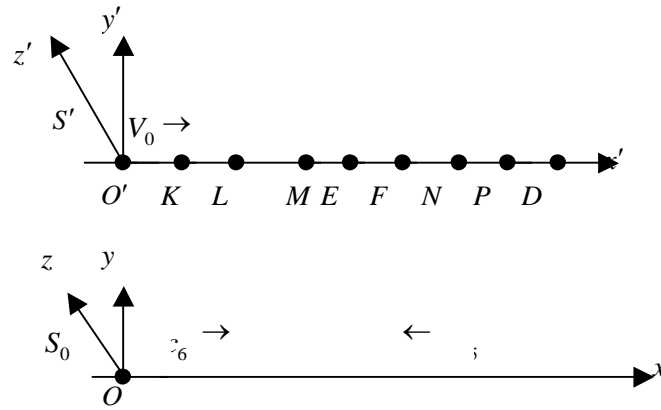


Рис. 25. Система отсчёта S' и покоящееся в ней тело KP перемещаются с постоянной скоростью V_0 вдоль оси x , приёмник и источник в начальный момент времени находятся в положениях K и P соответственно.

Далее за время τ_4 приёмник из L переместится в M , где встретится с первым гребнем, а второй гребень из точки D дойдёт до N . Отсюда имеем $MN = FD$. Через время τ_5 приёмник окажется в E , где и встретится со вторым гребнем: $ME = V_0 \tau_5$,

$$NE = c_5 \tau_5, \quad MN = FD = (c_5 + V_0) \tau_3 = ME + NE = (c_5 + V_0) \tau_5,$$

так что должно быть $\tau_3 = \tau_5$. Время излучения волны источником τ_3 измеряется по часам в S_0 , то же самое можно сказать про время τ_5 между приходом гребней в приёмник. И источник, и приёмник двигаются с одной и той же скоростью V_0 относительно S_0 , поэтому τ_3 и τ_5 можно соответственно перевести в собственный период волны по часам источника T_s и в собственный период принимаемой волны T_r приёмника с помощью одного и того же коэффициента A_0 вида (74):

$$T_s = \frac{\tau_3}{A_0} = \tau_3 \sqrt{1 - V_0^2/c^2}, \quad T_r = \frac{\tau_5}{A_0} = \tau_5 \sqrt{1 - V_0^2/c^2},$$

так что получается, что $T_r = T_s$, и в приёмнике не замечают изменения периода принимаемых колебаний ни вследствие движения тела через эфир, ни вследствие отличия скорости c_5 от скорости света в вакууме. Результат не изменится, если мы выберем тело с другим показателем преломления или даже будем считать, что скорости волны внутри тела как-то зависят от скорости движения тела относительно эфира (то есть тело как бы увлекает эфир, и скорость c_3 на рисунке 23 не равна скорости c_4) – равенство $T_r = T_s$ всё равно остаётся.

Рассмотрим более общую ситуацию, когда волна распространяется внутри тела с некоторой скоростью $c' \leq c$ под углом к скорости V_0 движения тела в S_0 . На рисунке 26 приёмник и источник в начальный момент времени находятся в положениях K и P соответственно. За время τ_6 приёмник проходит путь KL , первый гребень волны удалится от источника на расстояние PE , а сам источник дойдёт до точки D , где появится второй гребень. Далее за время τ_7 приёмник достигает точки M и встречается в ней с первым гребнем, а второй гребень при этом будет в точке F . Встреча второго гребня с источником произойдёт в точке N через время τ_8 . Математически это можно описать так:

$$KL = PD = V_0 \tau_6, \quad PE = c' \tau_6, \quad LM = V_0 \tau_7, \quad EM = DF = c' \tau_7,$$

$$MN = V_0 \tau_8, \quad FN = c' \tau_8, \quad PK = DL,$$

$$(PK)^2 = (PM)^2 - (KM)^2 = (DL)^2 = (DN)^2 - (LN)^2,$$

$$PM = PE + EM = c'(\tau_6 + \tau_7), \quad KM = V_0(\tau_6 + \tau_7),$$

$$DN = DF + FN = c'(\tau_7 + \tau_8), \quad LN = V_0(\tau_7 + \tau_8),$$

$$(c'^2 - V_0^2)(\tau_6 + \tau_7)^2 = (c'^2 - V_0^2)(\tau_7 + \tau_8)^2, \quad \tau_6 = \tau_8.$$

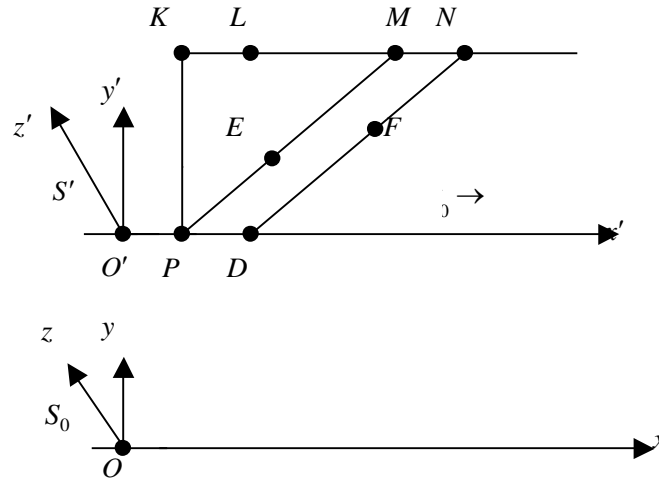


Рис. 26. Система отсчёта S' и покоящееся в ней тело KP перемещаются с постоянной скоростью V_0 вдоль оси x , волна распространяется вдоль линий PM и DN .

Мы находим, что с точки зрения наблюдателя в S_0 период между испусканием гребней волны в источнике τ_6 совпадает с периодом τ_8 между приходом гребней в приёмник, также, как это происходило бы в случае, когда и приёмник и источник покоились бы в S_0 . При движении системы отсчёта S' в S_0 все временные процессы, включая саму единицу времени, изменяются в одно и то же число раз. Следовательно, равенство τ_6 и τ_8 означает, что в приёмнике не заметят изменения периода между приходом гребней при любом движении относительно S_0 и при любом расположении приёмника относительно источника.

Итак, неподвижный наблюдатель в инерциальной системе не может обнаружить движение относительно эфира с помощью внутренних экспериментов по измерению частоты или периода волны при статическом положении приёмников, источников и светопроводящей среды. Результаты опытов Майкельсона-Морли с волновыми интерферометрами также не смогли зафиксировать движение через эфир: если считать, что возле Земли нет собственного покоящегося эфира, и интерферометр вместе с Землёй несётся во внешнем эфире как в вакууме, то в силу эффекта сокращения длины (79) для плеча интерферометра вдоль направления движения времена движения световых лучей вдоль и поперёк движения будут всегда одинаковы и изменения интерференционной картины при движении в эфире не будет. То же самое получится при полном увлечении эфира Землёй. Вероятно, некоторую возможность обнаружения влияния эфира на результаты волновых экспериментов дают опыт Физо и им подобные, где сравниваются различные волны, распространяющиеся в движущемся веществе.

Выводы

Подытожим результаты §§ 3, 4 и 5 в отношении инерциальных систем отсчёта и специальной теории относительности:

1. Аксиоматика теории относительности может состоять из четырёх принципов: *принципа относительности; принципа независимости скорости волны от скорости источника волны, принципа пространственно-временных измерений с помощью электромагнитных волн; принципа существования изотропной системы отсчёта.* Второй и четвёртый принципы являются интуитивно более понятными и интерпретируемыми (что является одним из необходимых критериев каждой аксиомы), и заменяют собой как постулат о постоянстве (неизменности) скорости волны (скорости света для электромагнитной волны) в инерциальных системах, так и постулат о существовании предельной скорости передачи взаимодействия.

2. Изотропная система отсчёта выделяет особую инерциальную систему, относительно которой свойства среды, переносящей волны, являются изотропными и не зависящими от направления распространения волны. Для электромагнитных волн подобной средой является так называемый электромагнитный эфир (физический вакуум). В силу принятых нами аксиом все инерциальные системы оказываются равноправными, так что при движении источников и приёмников с постоянными скоростями в вакууме из волновых экспериментов обнаружить влияние эфира и само его существование невозможно. Эфир позволяет объяснить факты замечательной стабильности величины скорости света в вакууме и её независимость от скорости движения наблюдателя или источников излучения.

3. Как известно, групповая скорость распространения электромагнитного сигнала в веществе отлична от скорости света в вакууме и индивидуальна для каждого вещества. Причиной этому является взаимодействие электромагнитной волны с веществом. Очевидно, что добиться точного повторения пространственно-временных соотношений для эталонов длины и времени можно лишь при фиксированных условиях распространения волны, например, в вакууме, где скорость света является константой. В то же время результат измерения длины тела по определению не должен зависеть от скорости используемой волны. С учётом этих обстоятельств можно попытаться обнаружить влияние эфира на скорости волны в движущихся через эфир телах. Это невозможно в аксиоматике Эйнштейна, где скорости волны в инерциальных системах постоянны по величине и направлению, в вакууме скорость волны равна скорости света, а в веществе она в n раз меньше (n – абсолютный показатель преломления). При таких предположениях эфир по Эйнштейну нигде не нужен и не должен обнаруживаться, поскольку в каждой инерциальной системе получается как бы свой неподвижный эфир, а это не сочетается с концепцией эфира как субстанции.

В нашем подходе ситуация иная – эфир существует и задаёт изотропную систему отсчёта. Из вакуумных волновых экспериментов в инерциальных системах с участием удалённых точечных приёмников и источников эфир не обнаруживается. Мы не сможем найти эфир и тогда, когда эфир полностью удерживается внутри тел и находится в них в равновесном состоянии независимо от движения этих тел – этот предельный случай нашей аксиоматики по результату полностью соответствует аксиоматике Эйнштейна. Но между плотными телами и вакуумом имеется непрерывный ряд состояний вещества, в которых теоретически возможно влияние движения тела сквозь эфир на скорости волны внутри такого тела. Отсюда следует возможность из волновых экспериментов найти действие эфира и тем самым показать его присутствие. На вопрос, остаётся ли эфир неподвижным, или увлекается полностью или частично при движении тел, можно теперь ответить следующее: для плотных тел дело обстоит так, что в них внутренний эфир как бы фиксируется веществом, однако в менее плотных веществах и при больших скоростях движения тел относительно внешнего эфира остаётся ещё надежда найти эффект «увлечения» внутреннего эфира в телах внешним эфиром.

В связи с этим можно вспомнить ещё об экспериментальных исследованиях А.А. Эйхенвальда, имевших целью сопоставить гипотезы об увлекаемости и неподвижности эфира. На основании своих опытов Эйхенвальд пишет [41]: «То, что мы называем в

настоящее время мировым эфиром и что проникает собой все материальные тела, мы должны считать неподвижным даже внутри самой материи, находящейся в движении».

4. В новом подходе уточняется смысл формулы сложения скоростей для тела, произвольно движущегося относительно инерциальной системы отсчёта, в зависимости от периода волны, на которой происходят измерения. В силу принципа относительности при переходе из одной инерциальной системы в другую мы не должны заметить изменения при измерении длины или времени в однотипных процессах. Это даёт нам равенство $z=1$ в (67), и формула сложения скоростей (69) для проекций скоростей на ось x приобретает классический вид. Однако при выводе (69) мы считали, что если скорость движения инерциальной системы S' относительно системы отсчёта S_0 равна V_0 и постоянна, то скорость V' движущегося в S' тела и наблюдаемая в S_0 скорость движения тела V_2 являются не постоянными, а усреднёнными скоростями за период волны, с помощью которой измеряются скорости.

AXIOMS OF THE THEORY OF RELATIVITY, ADDITION OF SPEEDS FORMULA FOR ANY WAY MOVING BODY AND SPEED OF WAVES IN INERTIAL SYSTEMS

The substantiation of the theory of relativity is represented, in which postulates of a constancy of speed of light or existence of speed limit of distribution of signals are not necessary. The axiomatics of the new approach for the phenomena in vacuum yields the same results, as classical axiomatics of Einstein. However in case of distribution of electromagnetic wave to moving substance insignificant distinctions, which could be determined experimentally, are supposed. As a consequence of it we shall be compelled or to accept validity of new axiomatics, or to believe insufficient accuracy of known wave experiments in determination of ether influence on movement of waves in substance. In the new approach the essence of the addition of speeds formula for the body, any way moving in inertial system, is specified, depending from the period of the wave on which there are measurements.

§ 6. УРАВНЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ В ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В отличие от аксиоматики общей теории относительности гравитация в инерциальных системах отсчёта рассматривается как реальное поле, характеризующееся соответствующими потенциалами, ковариантными уравнениями поля и лоренц-инвариантностью. При переходе к неинерциальным системам отсчёта за счёт присутствия вещества и энергии поля метрический тензор становится отличным от метрического тензора пространства Минковского, а физические явления меняют свой вид. В этом случае тяготение можно представить как интегральный эффект взаимодействия тел друг с другом посредством гравитационного и электромагнитного полей.

В соответствии с устоявшейся традицией считается, что пространство-время вблизи гравитирующих тел искривлено, является неевклидовым и описывается с помощью общей теории относительности (ОТО), в то время как специальная теория относительности (СТО) имеет дело с плоским пространством-временем Минковского. В ОТО все системы отсчёта по определению являются неинерциальными, поскольку каждая масса как бы генерирует вокруг себя поле, меняющее свойства пространства-времени от точки к точке. Решение основного уравнения ОТО для метрики, уравнения Эйнштейна-Гильберта, в случае слабого поля вблизи тяготеющего тела даёт поправку к компоненте g_{00} метрического тензора, которая интерпретируется как скалярный гравитационный потенциал. Гравитационное ускорение получается как градиент этого потенциала, взятый с обратным знаком, в результате мы приходим к классическому закону Ньютона.

В отличие от гравитационного электромагнитное поле является несколько более фундаментальным – оно лоренц-инвариантно, преобразуется по известным законам в любых системах отсчёта, всегда обладает определёнными скалярным и векторным потенциалами и даёт свой собственный вклад в метрику. Целью данной работы является построение лоренц-инвариантной теории гравитационного поля как настоящего физического поля, участвующего наравне с веществом и другими полями в образовании метрических свойств пространства-времени.

Как известно, явления в неинерциальных системах отсчёта можно рассматривать и из инерциальных систем отсчёта, вводя силы инерции или соответствующие гравитационные силы. В противоположность подходу, принятому в ОТО, будем считать потенциал поля первичным понятием, а плотности энергии и импульса вещества и поля – ответственными за отклонение наблюдаемой метрики пространства-времени от метрики пространства Минковского.

Скалярный гравитационный потенциал в неподвижной инерциальной системе отсчёта S_1 имеет вид:

$$\psi_1 = -\frac{\gamma M}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}} = -\frac{\gamma M}{r_1},$$

где координаты x_1, y_1, z_1 задают точку, где измеряется потенциал, γ – гравитационная постоянная, M – масса гравитирующего тела, r_1 – расстояние от центра гравитирующего тела до измеряемой точки. Расчёт скалярного потенциала этого же гравитационного поля в движущейся со скоростью V инерциальной системе отсчёта S может быть осуществлён двумя способами. По одному из них используется общее решение Льенара и Вихерта [42] для запаздывающего поля, что даёт следующее:

$$\psi = -\frac{\gamma M}{\sqrt{1 - V^2/c^2} \left(\frac{(x - Vt)^2}{1 - V^2/c^2} + y^2 + z^2 \right)^{1/2}}. \quad (86)$$

Формулу (86) можно получить и с помощью лоренцевского преобразования из системы отсчёта S_1 в S с помощью 4-вектора потенциала D_i , в котором кроме скалярного потенциала ψ находится векторный потенциал \mathbf{D} :

$$D_i = \left(\frac{\psi}{c}, -\mathbf{D} \right).$$

Потенциал \mathbf{D} согласно [33] дополняет потенциал ψ до 4-вектора и учитывает изменение гравитационного поля за счёт любого движения массы и запаздывания гравитационного взаимодействия. Точно также векторный потенциал в электродинамике ответственен за возникновение электромагнитного поля даже в том случае, когда скалярный потенциал равен нулю из-за компенсации положительных и отрицательных зарядов [43].

Приравнивая дивергенцию контравариантного 4-вектора D^i к нулю, с помощью метрического тензора g^{ik} находим калибровочное условие для потенциалов в СТО:

$$\partial_i D^i = \partial_i g^{ik} D_k = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{D} = 0.$$

Антисимметричный тензор гравитационного поля можно построить из 4-вектора потенциала D_i :

$$F_{ik} = \partial_i D_k - \partial_k D_i = \begin{pmatrix} 0 & \frac{G_x}{c} & \frac{G_y}{c} & \frac{G_z}{c} \\ -\frac{G_x}{c} & 0 & -\Omega_z & \Omega_y \\ -\frac{G_y}{c} & \Omega_z & 0 & -\Omega_x \\ -\frac{G_z}{c} & -\Omega_y & \Omega_x & 0 \end{pmatrix}.$$

Компонентами тензора F_{ik} являются напряжённость гравитационного поля \mathbf{G} и кручение $\mathbf{\Omega}$, выражающиеся через потенциалы следующим образом:

$$\mathbf{G} = -\nabla \psi - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \mathbf{\Omega} = \nabla \times \mathbf{D}.$$

Умножая плотность массы в покоящейся системе отсчёта на 4-вектор скорости u_i , получим 4-вектор плотности импульса:

$$J_i = \rho_0 u_i = \left(\frac{\rho_0 c}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, -\frac{\rho_0 \mathbf{V}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \right) = (\rho c, -\mathbf{J}).$$

Действие четырёхмерного даламбертиана на вектор потенциала даёт вектор, пропорциональный 4-вектору J_i :

$$\square^2 D_i = -\frac{4\pi\gamma}{c^2} J_i. \quad (87)$$

Уравнения (87) являются волновыми уравнениями для потенциалов ψ и \mathbf{D} гравитационного поля, а их решения имеют вид:

$$\psi(1,t) = -\gamma \int \frac{\rho(2,t')}{R_{12}} dV_2, \quad \mathbf{D}(1,t) = -\frac{\gamma}{c^2} \int \frac{\mathbf{J}(2,t')}{R_{12}} dV_2,$$

здесь потенциалы в точке 1 в момент времени t находятся путём интегрирования распределения масс (массовых токов) в области с объёмом V_2 в более ранний момент времени $t' = t - \frac{R_{12}}{c}$, R_{12} – текущее расстояние между точкой 1 и элементами объёма dV_2 в момент времени t' , c – скорость распространения гравитационного воздействия.

Уравнения гравитационного поля получаются путём дифференцирования тензора F_{ik} :

$$\partial_n F_{ik} + \partial_i F_{kn} + \partial_k F_{ni} = 0, \quad \partial_k F^{ik} = \frac{4\pi\gamma}{c^2} J^i. \quad (88)$$

В раскрытом виде уравнения (88) содержат векторы \mathbf{G} и $\mathbf{\Omega}$:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{G} &= -4\pi\gamma\rho, & \nabla \cdot \mathbf{\Omega} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{G} &= -\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t}, & c^2 \nabla \times \mathbf{\Omega} &= -4\pi\gamma \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (89)$$

Если определить гравитационную силу выражением $\mathbf{F} = m\mathbf{G} + m\mathbf{V} \times \mathbf{\Omega}$, где m – масса частицы, то уравнение движения частицы в СТО будет иметь вид:

$$\frac{dp^i}{dt_0} = F^{ik} p_k,$$

здесь p^i и p_k – контравариантный и ковариантный 4-импульсы соответственно,

$$p_k = mu_k = \left(\frac{mc}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, -\frac{mV}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \right),$$

$$dt_0 = \frac{ds}{c} = \sqrt{1-V^2/c^2} dt, \quad ds - \text{интервал.}$$

Как показывает расчёт в [33], при параллельном движении двух масс за счёт векторного потенциала \mathbf{D} и соответствующего ему кручения $\mathbf{\Omega}$ между массами возникает сила отталкивания. Данная сила при большой скорости движения масс вычитается из силы гравитационного притяжения таким образом, что при достижении скорости света суммарная сила между массами стремится к нулю: $F = F_0 \sqrt{1-V^2/c^2}$, здесь F_0 – сила притяжения между покоящимися массами. Одновременно интервалы времени движущихся относительно лабораторной системы отсчёта часов согласно СТО будут длиннее: $dt = \frac{dt_0}{\sqrt{1-V^2/c^2}}$. Приращения поперечных относительно движения

импульсов масс в лабораторной и сопутствующей системах отсчёта оказываются одинаковыми: $dp = F dt = F_0 dt_0 = dp_0$, что как раз и следует из СТО.

На основе тензора F_{ik} и метрического тензора g_{ik} можно построить тензор энергии-импульса гравитационного поля:

$$U^{ik} = \frac{c^2}{4\pi\gamma} \left(-g^{im} F_{mr} F^{rk} + \frac{1}{4} g^{ik} F_{rm} F^{mr} \right). \quad (90)$$

Компонента U^{00} в тензоре (90) представляет собой плотность энергии гравитационного поля:

$$U^{00} = -\frac{1}{8\pi\gamma} (G^2 + c^2 \Omega^2),$$

а компоненты U^{01}, U^{02}, U^{03} , умноженные на скорость c , дают вектор плотности потока энергии поля $\mathbf{S} = -\frac{c^2}{4\pi\gamma} \mathbf{G} \times \boldsymbol{\Omega}$. Плотность энергии поля и вектор \mathbf{S} связаны между собой:

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = -\frac{\partial U^{00}}{\partial t} - \mathbf{J} \cdot \mathbf{G}.$$

Смысл этого соотношения заключается в том, что поток энергии в некоторый объём через его поверхность приводит к увеличению гравитационной энергии в этом объёме и (или) к совершению работы по ускорению вещества.

Приведённые расчёты показывают, что в инерциальных системах можно построить самосогласованную лоренц-инвариантную теорию гравитационного поля, в соответствии с уравнениями (89) справедливую вплоть до релятивистских скоростей движения тел. Следовательно, уравнения гравитационного поля с помощью метрического тензора g^{ik} можно записать и в ковариантном виде для произвольных координат. Отсюда следует, что в уравнении Эйнштейна-Гильберта в тензор энергии следует включить тензор U^{ik} , содержащий согласно (90) не только напряжённость поля \mathbf{G} , но и кручение гравитационного поля $\boldsymbol{\Omega}$:

$$R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R = \frac{8\pi\gamma}{c^4} (t^{ik} + W^{ik} + U^{ik}), \quad (91)$$

здесь R^{ik} – тензор Риччи, R – скалярная кривизна, t^{ik} , W^{ik} , U^{ik} – тензоры энергии-импульса вещества, электромагнитного поля и гравитационного поля соответственно, космологическая постоянная в данный расчёт не входит и считается равной нулю. Введение тензора U^{ik} в правую часть (91) означает, что уравнение Эйнштейна-Гильберта приобретает совершенно другой смысл. Если ранее энергия гравитационного поля в определении метрики вообще не учитывалась, то теперь эта энергия входит в уравнение для метрики симметрично с энергией и вещества и электромагнитного поля. Это тем более естественно, что вид уравнений поля и соответствующих тензоров энергии-импульса электромагнитного и гравитационного полей подобны друг другу. Если в пространстве имеются оторвавшиеся от своих источников гравитационные или электромагнитные волны, то согласно (91) плотность их энергии-импульса также вносит свой вклад в метрику. Можно заметить, что плотность энергии поля будет не мала даже в случае удалённых на бесконечность источников, если их достаточно много. Сравним (91) с волновыми уравнениями, например, с уравнением для электрического потенциала в виде:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

В данном уравнении величина потенциала φ в данный момент времени в том или ином месте зависит только от пространственного распределения плотности заряда ρ в некоторый предыдущий момент. Если за пределами заряженного тела зарядов нет, то $\rho = 0$ и потенциал φ может зависеть только от запаздывающего движения внутренних зарядов. В статическом случае φ не зависит от времени и получается уравнение

Пуассона: $\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$, решение которого при $\rho = 0$ совпадает с решением для

заряженной точки. Аналогично можно рассматривать и уравнение (91), которое в отсутствие тензоров t^{ik} , W^{ik} , U^{ik} и явной зависимости метрики от времени приводит к статическому решению для метрики массивной точки. Однако в общем случае значение метрики должно зависеть от величины плотности энергии-импульса вещества и поля любого вида с учётом запаздывания передачи взаимодействия.

Решениями уравнений (91) являются зависимости компонент метрического тензора от координат и времени, показывающие их отклонение от метрического тензора пространства Минковского, причём симметричности формы уравнений и однозначности их решений можно добиться в так называемых гармонических координатах.

Уравнения движения материи находятся из равенства нулю ковариантной производной от тензора материи:

$$\nabla_k (t^{ik} + W^{ik} + U^{ik}) = 0. \quad (92)$$

Поскольку в (92) в тензоре U^{ik} находится кручение Ω , то решения этого уравнения приобретают некоторые добавки, существенные при больших скоростях. Однако в условиях Солнечной системы и обычных скоростях движения тел поправки к метрическому тензору оказываются весьма незначительными. В [33] рассмотрена метрика внутри и за пределами однородного по плотности массивного сферического тела с учётом вклада от гравитационного поля. Было найдено, что в дополнение к метрике Шварцшильда, содержащей члены вида $\frac{2\gamma M}{rc^2}$, появляются также члены

второго порядка малости, содержащие в знаменателе c^4 . Практически все тесты ОТО – смещение перигелия Меркурия, искривление лучей света и задержка их распространения в гравитационном поле Солнца, изменение частоты света при распространении между точками с разными гравитационными потенциалами и другие аналогичные опыты подтверждены только на уровне первого порядка. По-видимому, увеличение точности измерений со временем позволит провести проверку как ОТО, так и предлагаемого нами подхода.

Обычно полагают, что в ОТО тяготение описывается как воздействие материи на свойства пространства-времени, которые в свою очередь влияют на движение тел. В свете вышеизложенного данное положение переформулируется в том смысле, что изменение количества вещества, электромагнитного и гравитационного полей изменяет как свойства пространства-времени, отмечаемые наблюдателем, так и видимые траектории движения тел. Таким образом, хотя тяготение формально можно сводить к искривлению пространства-времени и метрики под действием всевозможных источников энергии вещества и поля, но в то же время гравитацию следует считать самостоятельным физическим полем, которое вместе с движущимся веществом и электромагнитным полем задаёт метрику в заданной точке и определяет движение тел. Отличие гравитации от тяготения тогда заключается в том, что последнее есть интегральный эффект от действия гравитационных и электромагнитных полей, связанных соответственно с тяготеющими массами и заряженными телами.

THE EQUATIONS OF GRAVITATIONAL FIELD IN THEORY OF RELATIVITY

As against an axiomatics of general theory of relativity, the gravitation in inertial coordinate systems is considered, as an actual field described in the relevant potentials, covariant field equations and Lorentz invariance. At transition to noninertial coordinate systems due to presence of matter and density of field energy the metric tensor becomes distinct from metric tensor of a Minkowski universe, and physical phenomena change their view. In this case gravitation can be presented as an integrated coupling effect of bodies one another by means of gravitational and electromagnetic fields.

§ 7. МОМЕНТ ИМПУЛЬСА И РАДИУС ПРОТОНА

С помощью теории ядерной гравитации вычисляется момент импульса гравитационного поля протона и сравнивается с соответствующим результатом для момента импульса электромагнитного поля. В результате делается оценка радиуса протона и устанавливается соотношение для момента импульса поля, совпадающее по форме с теоремой вириала для энергии.

Протон как квантовый объект обладает присущими ему магнитным моментом, электрическим зарядом, спином, массой и другими характеристиками, которые с большой точностью измеряются во множестве экспериментов физики элементарных частиц. Очевидно, что многие параметры протона могут быть связаны друг с другом какими-либо соотношениями, вытекающими из физической природы взаимодействий. Характерными примерами являются пропорциональность между магнитным моментом, спином и удельным зарядом, наблюдаемая для большинства элементарных частиц, и пропорциональность между спином и квадратом массы частиц на траекториях Редже. В квантовой хромодинамике предполагается, что целостность протона осуществляется благодаря сильному взаимодействию между тремя составляющими его кварками и квантами поля – глюонами. Другой подход вводит в рассмотрение ядерную гравитацию [33] по аналогии с обычной гравитацией, когда целостность космических объектов оказывается следствием баланса притягивающих гравитационных сил и электромагнитных сил отталкивания частиц вещества. В данной работе с помощью теории гравитационного поля накладывается условие на момент импульса протона и делается оценка его радиуса.

Скалярный гравитационный потенциал внутри протона для случая однородного по плотности распределения вещества с учётом граничных условий имеет вид:

$$\psi(r) = \frac{2\pi\Gamma\rho(r^2 - 3R^2)}{3},$$

при условии, что $\psi(R) = -\frac{\Gamma M}{R}$, $\psi(\infty) = 0$,

здесь Γ – постоянная ядерной гравитации,
 ρ – плотность вещества протона,
 r – текущий радиус,
 R, M – радиус и масса протона соответственно.

Ускорение вещества \mathbf{G} под действием поля в статическом случае определяется через градиент потенциала:

$$\mathbf{G} = -\nabla\psi = -\frac{\Gamma M(r)}{r^3} \mathbf{r} = -\frac{4\pi\Gamma\rho}{3} \mathbf{r}, \quad (93)$$

где $M(r)$ – масса вещества внутри радиуса r .

При вращении протона гравитационное поле приобретает как импульс, так и момент импульса, причём объёмная плотность импульса согласно [33] находится по формуле:

$$\mathbf{g} = -\frac{1}{4\pi\Gamma} \mathbf{G} \times \boldsymbol{\Omega}, \quad (94)$$

где $\boldsymbol{\Omega}$ – кручение гравитационного поля.

Для оценки кручения внутри протона произведём мгновенное лоренцевское преобразование тензора гравитационного поля, компонентами которого являются компоненты векторов \mathbf{G}/c и $\boldsymbol{\Omega}$, из системы отсчёта S' (в которой протон покоится) в движущуюся со скоростью V вдоль оси x' систему отсчёта S . Поскольку кручение $\boldsymbol{\Omega}'$ в S' равно нулю, то пренебрегая лоренцевским фактором, для системы отсчёта S находим:

$$\begin{aligned} G_x &= G'_x, & G_y &= \frac{G'_y - V\Omega'_z}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \approx G'_y, \\ G_z &= \frac{G'_z + V\Omega'_y}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \approx G'_z, & \Omega_x &= 0, \\ \Omega_y &= \frac{\Omega'_y + VG'_z/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \approx \frac{VG'_z}{c^2}, & \Omega_z &= \frac{\Omega'_z - VG'_y/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \approx -\frac{VG'_y}{c^2}. \end{aligned}$$

В силу относительности движения в системе отсчёта S протон также движется со скоростью V , но в обратном направлении. Если теперь сделать преобразование из системы отсчёта S' в S в каждой точке внутри протона, то надо будет использовать следующие формулы:

$$\mathbf{G} = \frac{\mathbf{G}' - \boldsymbol{\Omega}' \times \mathbf{V}}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \frac{\boldsymbol{\Omega}' + \mathbf{G}' \times \mathbf{V}/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, \quad (95)$$

причём линейную скорость V следует выразить через угловую скорость вращения ω и сферические координаты r, θ, φ в виде соотношения для модуля скорости $V = \omega r \sin \theta$ и проекций скорости : $V_x = -\omega r \sin \theta \sin \varphi$, $V_y = \omega r \sin \theta \cos \varphi$, $V_z = 0$. Формулы (95) с учётом (93) и равенства $\boldsymbol{\Omega}' = 0$ можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} G_x &= -\frac{4\pi\Gamma\rho r \sin\theta \cos\varphi}{3}, & G_y &= -\frac{4\pi\Gamma\rho r \sin\theta \sin\varphi}{3}, \\ G_z &= -\frac{4\pi\Gamma\rho r \cos\theta}{3}, & \Omega_x &= \frac{4\pi\Gamma\rho\omega r^2 \sin\theta \cos\theta \cos\varphi}{3c^2}, \\ \Omega_y &= \frac{4\pi\Gamma\rho\omega r^2 \sin\theta \cos\theta \sin\varphi}{3c^2}, & \Omega_z &= -\frac{4\pi\Gamma\rho\omega r^2 \sin^2\theta}{3c^2}. \end{aligned} \quad (96)$$

При не очень больших скоростях можно не учитывать добавки в компоненты поля (96), которые возникают из-за того, что на самом деле надо делать преобразования не в локально инерциальных, а во вращающихся вдоль оси z системах отсчёта. Согласно (96) при вращении протона против часовой стрелки вдоль оси z внутреннее кручение Ω_z направлено против оси z , а проекции кручения $\boldsymbol{\Omega}$ на плоскости $z = const$ направлены от оси z наружу. С помощью (94) находим компоненты вектора плотности импульса гравитационного поля внутри протона:

$$g_x = -\frac{1}{4\pi\Gamma} (G_y\Omega_z - G_z\Omega_y) = -\frac{4\pi\Gamma\rho\omega r^3 \sin\theta \sin\varphi}{9c^2},$$

$$g_y = -\frac{1}{4\pi\Gamma}(G_z\Omega_x - G_x\Omega_z) = \frac{4\pi\Gamma\omega\rho^2r^3\sin\theta\cos\varphi}{9c^2},$$

$$g_z = -\frac{1}{4\pi\Gamma}(G_x\Omega_y - G_y\Omega_x) = 0.$$

Вектор \mathbf{g} направлен в ту же сторону, что и линейная скорость вращения единичных объёмов вещества протона. Для того, чтобы подсчитать момент импульса гравитационного поля внутри протона, нужно модуль вектора \mathbf{g} умножить на расстояние до оси z , то есть на величину $r\sin\theta$, а затем проинтегрировать по объёму протона:

$$L = \frac{4\pi\Gamma\omega\rho^2}{9c^2} \int_0^R r^6 dr \int_0^\pi \sin^3\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{32\pi^2\Gamma\omega\rho^2R^7}{189c^2}.$$

Учитывая выражения для массы протона $M = \frac{4\pi}{3}\rho R^3$ и его спина $I = 0,4M\omega R^2$ для случая однородного распределения вещества, величину L можно записать в таком виде:

$$L = \frac{5\Gamma M I}{21Rc^2}, \quad (97)$$

причём вектор \mathbf{L} направлен вдоль спина \mathbf{I} .

Будем считать, что в каждом гравитационном поле есть только один тип вырожденных объектов, имеющих максимальную плотность вещества и соответственно наибольшие напряжённости гравитационного и электромагнитного полей. Для ядерной гравитации такими объектами являются нуклоны, для обычной гравитации – нейтронные звёзды. Тогда следует ожидать, что в (97) момент импульса L гравитационного поля равняется спину протона I . В самом деле, если бы оказалось, что $L > I$, то тогда само гравитационное поле стало бы раскручивать протон, увеличивая его спин. Аналогично электромагнитное давление на вещество направлено вдоль вектора плотности импульса электромагнитного поля и пропорционально энергии поля, поглощённой веществом. Сокращая величины L и I в (97), можно оценить радиус протона:

$$R = \frac{5\Gamma M}{21c^2} = 6,7 \cdot 10^{-16} \text{ м}. \quad (98)$$

Постоянная ядерной гравитации Γ в (98) находится из условия равенства гравитационной и электростатической сил в атоме водорода на радиусе Бора R_B :

$$\frac{\Gamma M M_e}{R_B^2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_B^2},$$

$$\Gamma = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 M M_e} = 1,514 \cdot 10^{29} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}, \quad (99)$$

причём e – элементарный электрический заряд,
 ϵ_0 – электрическая постоянная,

M, M_e – массы протона и электрона соответственно.

Для сравнения с результатом (98) приведём другие способы определения радиуса протона из [33]. Нейтрон и протон составляют вместе изотопический дублет и очень близки друг к другу по своим свойствам. Разницу масс между электрически нейтральным нейтроном и протоном, имеющим заряд e , можно приписать массе-энергии от электрического поля протона:

$$M_n - M = \frac{K e^2}{4\pi \varepsilon_0 R c^2}.$$

Принимая $K=0,6$ как для однородно заряженного шара, подставляя массу нейтрона M_n и скорость света c , находим радиус протона $R=6,68 \cdot 10^{-16}$ м. При объяснении волн де Бройля, сопровождающих движущиеся частицы, через внутренние колебания электромагнитного поля, было найдено соответствующее условие на размеры частиц. Для протона получается: $R = \frac{h}{2Mc} = 6,6 \cdot 10^{-16}$ м, здесь h – постоянная Планка.

Экспериментально определённые значения радиуса протона достаточно близки к величине (98). При этом как правило определяется среднеквадратичный зарядовый радиус R_q , который может быть больше, чем R . Так, в опытах по рассеянию электронов на протонах [44] нашли $R_q = 7,5 \cdot 10^{-16}$ м. Согласно [45], установившееся при энергиях более 10 Гэв сечение взаимодействия нуклонов друг с другом составляет 38 мбарн. В классическом пределе можно считать, что это сечение близко к геометрическому сечению сталкивающихся частиц, то есть к величине $2\pi R^2$. Тогда $R < 7,8 \cdot 10^{-16}$ м.

Равенство (99) позволяет установить определённое соотношение между гравитационной и электромагнитной энергиями в протоне. Для энергий можно записать:

$$U = -\frac{K_1 \Gamma M^2}{R}, \quad W = -\frac{K_2 e^2}{4\pi \varepsilon_0 R},$$

где K_1, K_2 – коэффициенты, зависящие от распределения массы или заряда соответственно; для случая однородного распределения $K_1 = K_2 = 0,6$. Полагая $K_1 \approx K_2$, с помощью (99) получаем:

$$\frac{U}{W} \approx \frac{M}{M_e} = 1836,15,$$

то есть отношение гравитационной энергии к электростатической энергии приблизительно равно отношению масс протона и электрона.

Вернёмся теперь назад к соотношению (97) с тем, чтобы подкрепить вывод о равенстве момента импульса гравитационного поля внутри протона и его спина. Предположим, что заряд протона равномерно распределён по объёму радиуса R , а магнитный момент P_m сосредоточен в центре и направлен вдоль оси z . Для расчёта плотности импульса электромагнитного поля за пределами протона при $r > R$ используем следующие обычные выражения:

$$g_{out} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{E} = \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 r^3} \mathbf{r}, \quad \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\mathbf{P}_m \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{P}_m}{r^3} \right),$$

где E – напряжённость электрического поля,

B – индукция магнитного поля,

μ_0 – магнитная постоянная.

Вектор \mathbf{g}_{out} везде лежит в плоскостях $z = const$, перпендикулярен оси z и вращается против часовой стрелки, а для его модуля в сферических координатах можно записать:

$$|\mathbf{g}_{out}| = \frac{e \mu_0 P_m \sin \theta}{16\pi^2 r^5}.$$

Момент импульса электромагнитного поля за пределами протона определяется интегралом по объёму от $r = R$ до бесконечности:

$$L_{out} = \int_V |\mathbf{r} \times \mathbf{g}_{out}| dV = \frac{e \mu_0 P_m}{6\pi R}.$$

Напряжённость электрического поля внутри однородно заряженного протона, модуль вектора плотности импульса и момент импульса поля будут иметь вид:

$$\mathbf{E} = \frac{e(r)}{4\pi \epsilon_0 r^3} \mathbf{r}, \quad |\mathbf{g}_{in}| = \frac{e \mu_0 P_m \sin \theta}{16\pi^2 r^2 R^3}, \quad L_{in} = \frac{e \mu_0 P_m}{12\pi R},$$

где $e(r)$ – заряд внутри радиуса r .

Мы получили, что момент импульса электромагнитного поля внутри протона в 2 раза меньше момента импульса вне объёма протона:

$$L_{in} = \frac{1}{2} L_{out}. \quad (100)$$

Кроме этого, закон сохранения момента импульса связывает механический момент импульса L_q движущихся внутри протона зарядов, создающих его магнитное поле, и суммарный момент импульса электромагнитного поля L_f :

$$\mathbf{L}_f = \mathbf{L}_{in} + \mathbf{L}_{out}, \quad \mathbf{L}_q + \mathbf{L}_f = 0. \quad (101)$$

Если считать, что магнитный момент протона сосредоточен в его центре и направлен вдоль оси z , то из (100), (101) следует, что направление \mathbf{L}_q противоположно \mathbf{P}_m , а магнитное поле протона как будто образуется от движения отрицательных зарядов по часовой стрелке относительно оси z . При этом должно выполняться равенство: $\mathbf{L}_q = -\frac{3}{2} \mathbf{L}_{out}$.

В другом противоположном случае магнитный момент расположен не в самом центре протона, а равномерно распределён по всему его объёму. Среди известных объектов ближайшим аналогом протона является нейтронная звезда, магнитное поле которой, плотность вещества и степень его вырождения ненамного слабее, чем у протона. В нейтронной звезде магнитное поле должно быть заморожено в вещество, поддерживаясь упорядоченным состоянием магнитных моментов нейтронов, у которых магнитный момент и спин направлены противоположно. Представим мысленно, что магнитный момент протона, который ранее мы считали расположенным в центре,

теперь занимает весь объём таким образом, чтобы оставить без изменения амплитуды магнитного поля и внутри и снаружи протона. Тогда картина магнитного поля за пределами протона не изменится, однако внутри магнитное поле поменяет знак и вместо (100), (101) получится:

$$L_{in} = -\frac{1}{2}L_{out}, \quad L_f = L_{in} + L_{out} = \frac{1}{2}L_{out} = -L_{in},$$

$$L_q = L_{in} = -\frac{1}{2}L_{out}. \quad (102)$$

Независимо от характера распределения магнитного момента в объёме протона его полный магнитный момент оказывается противоположным по направлению механическому моменту импульса частиц, создающих магнитный момент. Это же справедливо и для нейтронных звёзд, так что протон и нейтронная звезда приобретают ещё один признак подобия.

Если попарно сопоставить электрические и гравитационные величины L_q и I , L_{in} и L , то из (102) как раз вытекает равенство момента импульса вращающихся масс протона или его спина величине момента импульса гравитационного поля внутри протона: $I=L$, что и было использовано в (97) для оценки радиуса протона. Поскольку аналогично (101) сумма момента импульса вращающегося протона и полного момента импульса его гравитационного поля должна быть равна нулю, то каждая передача вращательного момента при взаимодействиях должна сопровождаться и соответствующей передачей момента импульса поля.

В соответствии с вышеизложенным, для случая однородного распределения источников магнитного поля или массы внутренний момент импульса электромагнитного или соответственно гравитационного поля с точностью до знака равен половине момента импульса поля за пределами объекта. Соотношение (102) замечательным образом перекликается с известной теоремой вириала, согласно которой работа сторонних сил по созданию объекта осуществляется таким образом, что половина затраченной энергии переходит в кинетическую энергию частиц объекта, а другая половина переходит в энергию поля и обычно уносится излучением.

MOMENTUM AND RADIUS OF PROTON

With the help of the theory of nuclear gravitation the angular momentum of gravitational field of a proton is calculated and compared to the appropriate result for the angular momentum of electromagnetic field. As consequence the rating of proton radius is done and the ratio for the angular momentum of the field, conterminous under the form with the virial theorem for energy, is established.

§ 8. ГРАВИТАЦИЯ И ЧЁРНЫЕ ДЫРЫ В СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

С использованием формализма общей теории относительности найдена метрика пространства-времени с точки зрения наблюдателя на бесконечности, по условию находящегося в инерциальной системе отсчёта. Для данного наблюдателя существует ненулевой тензор энергии-импульса гравитационного поля вне массивного тела, рядом с которым определяется метрика. Обнаружено, что у инерциального наблюдателя появляются дополнительные поправки к метрике Шварцшильда. Предложены некоторые аргументы против существования чёрных дыр как невидимых объектов с сингулярностью. Новый подход позволяет также по иному осветить различные проблемы, возникающие в общей теории относительности.

В физике для анализа движения тел обычно используются два противоположных, а потому и взаимодополнительных подхода. По первому из них считается, что внутренние свойства тел постоянны или в крайнем случае меняются по заданному закону, так что движение определяется внешними силами. Характерным примером здесь является второй закон Ньютона, связывающий массу и ускорение тела под действием силы. Назовём такой подход динамическим в противоположность энергетическому, при котором в учёт берутся изменения состояний тел и окружающей среды и обмен энергиями между ними. Энергетический подход особенно удобен тогда, когда известны энергетические функции, в частности, в термодинамике. Взаимосвязь двух подходов проявляется в том, что от одного из них можно переходить к другому. Например, процедура варьирования позволяет находить динамические уравнения движения из энергетических функций типа лагранжиана или гамильтониана. С математической точки зрения динамический подход в основном опирается на дифференциальные уравнения движения, в то время как в энергетическом подходе превалируют интегральные функции. Наличие двух частных подходов к описанию физических явлений отражается по-видимому в том, что рассматривается как главное – либо векторные величины типа импульса, либо скалярные величины типа энергии.

Специальная теория относительности (СТО) объединила взаимосопряжённые величины в четырёхмерные объекты – векторы и тензоры, при этом импульс и энергия вошли в тензор энергии-импульса. Ситуация с динамическим и энергетическим подходами в какой-то степени аналогична положению в электромагнетизме, в котором теории электричества и магнетизма вначале развивались независимо и лишь в электродинамике Максвелла произошло их объединение. Тем не менее в стационарных случаях и сейчас достаточно пользоваться либо одной электростатикой, либо магнитостатикой. Проанализируем теперь подход в описании явлений в общей теории относительности (ОТО). По всей видимости, в ОТО главенствует энергетический подход, взятый на более высоком уровне. В самом деле, уравнение Эйнштейна позволяет найти метрику пространства-времени через известный тензор энергии-импульса, а ковариантная производная от этого тензора задаёт уравнение движения материи.

Одной из задач настоящей статьи является определение метрики пространства-времени в гравитационном поле с точки зрения удалённого наблюдателя, находящегося по определению в инерциальной системе отсчёта. Сама по себе такая постановка вопроса вполне законна (смотри аналогичную ситуацию в § 6). При этом динамический подход позволяет уточнить связь этой метрики с плоской метрикой пространства-времени СТО. Тем самым мы стремимся преодолеть ту пропасть, которая лежит между стоящей особняком ОТО и остальными физическими теориями, которые подчиняются законам СТО.

Как будет показано далее, не только динамический и энергетический подходы, но и инерциальные и неинерциальные системы отсчёта, СТО и ОТО являются теми необходимыми и взаимодополняющими элементами, которые в одинаковой мере требуются для более полного и глубокого описания природы.

Метрика пространства-времени в гравитационном поле материального тела с точки зрения неинерциальной системы отсчёта

В данном разделе мы приведём для последующего анализа результаты из [46] и [33] решения уравнений Эйнштейна для метрики. В сферических координатах $x^0 = ct$, $x^1 = r$, $x^2 = Q$, $x^3 = \varphi$ статический интервал риманова пространства-времени имеет вид:

$$ds^2 = g_{00}c^2dt^2 + g_{11}dr^2 + g_{22}dQ^2 + g_{33}d\varphi^2. \quad (103)$$

Обозначим метрические коэффициенты $g_{00} = B$, $g_{11} = -K$, $g_{22} = -E$, $g_{33} = -E \sin^2 Q$, полагая, что величины B, K, E зависят только от радиуса r . Тогда детерминант метрического тензора и сам тензор в ковариантном и контравариантном видах можно записать следующим образом:

$$g = \det g_{ik} = -BKE^2 \sin^2 Q,$$

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -K & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -E \sin^2 Q \end{pmatrix}, \quad (104)$$

$$g^{ik} = \begin{pmatrix} 1/B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1/K & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1/E \sin^2 Q \end{pmatrix}.$$

Уравнение Эйнштейна удобно решать для тензоров со смешанными индексами:

$$R_i^k - \frac{1}{2} \delta_i^k R = \frac{8\pi\gamma}{c^4} T_i^k, \quad (105)$$

где R_i^k – тензор Риччи, $R_i^k = R_{in} g^{nk}$,

δ_i^k – единичный тензор (символ Кронекера),

$R = g^{nk} R_{kn}$ – скалярная кривизна,

γ – гравитационная постоянная,

c – скорость света,

T_i^k – тензор энергии-импульса материи.

Поскольку величины R_i^k и R в левой части (105) целиком определяются метрическими коэффициентами g_{ik} и его производными по координатам и вычисляются по стандартным формулам, то (105) можно расписать более подробно через величины B, K, E и их производные по радиусу r :

$$-\frac{E''}{KE} + \frac{(E')^2}{4KE^2} + \frac{K'E'}{2K^2E} + \frac{1}{E} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} T_0^0, \quad (106)$$

$$-\frac{(E')^2}{4KE^2} - \frac{B'E'}{2BKE} + \frac{1}{E} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} T_1^1, \quad (107)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{B''}{2BK} + \frac{B'K'}{4BK^2} + \frac{(B')^2}{4B^2K} - \frac{E''}{2KE} + \frac{(E')^2}{4KE^2} + \\
& + \frac{K'E'}{4K^2E} - \frac{B'E'}{4BKE} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} T_2^2,
\end{aligned} \tag{108}$$

здесь штрихи означают дифференцирование по радиусу, например $E' = \frac{dE}{dr}$, $E'' = \frac{d^2E}{dr^2}$. Так как для метрики вида (104) для двух компонент тензора Риччи получается $R_2^2 = R_3^3$, то из (105) и (108) следует, что должно быть $T_2^2 = T_3^3$.

В ОТО традиционно принимается, что правые части в уравнениях (106) – (108) за пределами одиночного гравитирующего тела равны нулю. Пространство вне тела считается пустым, там нет ни массы, ни гравитационного поля, соответственно, нет и их энергии-импульса. Если принять, что в выражении для интервала (103)

$$E = -g_{22} = r^2, \quad B = g_{00} = 1 - \frac{\alpha}{r}, \quad K = -g_{11} = \frac{1}{1 - \frac{\alpha}{r}},$$

правых частях выполняются тождественно при любых α . Коэффициент α можно найти двумя путями. По первому из них нужно дополнительно решить уравнения (106) – (108) внутри тела, где тензор T_i^k не равен нулю, и сравнить значения метрических коэффициентов B и K на границе тела и окружающего пространства. Можно также сопоставить уравнение движения пробной частицы в римановом пространстве-времени в случае малого поля и уравнение Ньютона для движения частицы под действием гравитационной силы. В обоих случаях получается $\alpha = \frac{2\gamma M}{c^2}$. Тем самым мы приходим к известной метрике Шварцшильда для пространстве-времени вне гравитирующего тела:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\gamma M}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2\gamma M}{rc^2}} - r^2 dQ^2 - r^2 \sin^2 Q d\varphi^2. \tag{109}$$

Объект с радиусом r_0 , для которого выполняется соотношение $r_0 \leq r_g = \frac{2\gamma M}{c^2}$, где r_g – так называемый гравитационный радиус, по определению считается чёрной дырой. Метрический коэффициент g_{11} в (109) при $r \rightarrow r_g$ становится бесконечно большим, а g_{00} стремится к нулю. Как следствие этого из анализа движения падающей на чёрную дыру пробной частицы вытекает, что время падения для удалённого наблюдателя бесконечно велико, хотя по собственным часам пробной частицы время конечно. Кроме этого, можно показать, что свет не может покинуть чёрную дыру [47]. Последнее обстоятельство может, однако, привести к противоречивой ситуации. Предположим, что наблюдатель находится за пределами светового барьера при $r > \frac{2\gamma M}{c^2}$, тогда он должен отметить, что падающая на чёрную дыру частица никак не может её достичь. Этот эффект ОТО базируется, конечно, на том, что шварцшильдовы координаты везде непрерывны и измеримы. Но сам факт такого измерения проблематичен, поскольку чёрная дыра не может выпускать из себя свет и измерить координату r как расстояние от центра чёрной дыры до наблюдателя не представляется возможным. Итак, если шварцшильдовы координаты действительны, то выводы из метрики (109) не должны накладывать ограничения на эти координаты, и наоборот, если шварцшильдовы координаты где-то недействительны, то подвергаются сомнению и эффекты ОТО вблизи барьера чёрной дыры. Путём преобразования

координат можно изменить вид интервала (109) таким образом, что особенности вблизи r_g не появляются (например, в системе координат Крускала) и тем самым эти особенности можно было бы считать кажущимися, не настоящими. При $r < r_g$ координаты Крускала остаются действительными, но возникает другая проблема – на бесконечности временная координата v отличается от обычного времени t [48]. С другой стороны, наблюдатель на бесконечности вправе считать себя находящимся в псевдоевклидовом пространстве-времени Минковского с известной геометрией и заданной системой отсчёта. Поэтому для него явления возле чёрной дыры должны выглядеть совершенно однозначно, в отличие от наблюдателя, находящегося вблизи чёрной дыры и выбирающего различные системы отсчёта. Анализ ситуации для удалённого инерциального наблюдателя сделан в следующих разделах.

Метрика пространства-времени с гравитацией в инерциальной системе отсчёта

В ОТО метрика и геометрия пространства не задаются а priori, а определяются распределением энергии-импульса материи и выбранной системой отсчёта. По-другому обстоит дело в СТО – здесь геометрия пространства-времени зафиксирована, а для неподвижного наблюдателя однозначно задана и система координат (лоренцевы координаты). Пусть имеются лоренцевы сферические координаты ct, r, Q, φ , тогда в отсутствие гравитационного поля для интервала СТО можно записать:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 dQ^2 - r^2 \sin^2 Q d\varphi^2, \quad (110)$$

$$\text{так что } g_{00} = 1, \quad g_{11} = -1, \quad g_{22} = -r^2, \quad g_{33} = -r^2 \sin^2 Q. \quad (111)$$

Если теперь добавить гравитационное поле, то метрические коэффициенты (111) каким-то образом изменят свой вид. Вернёмся поэтому обратно к виду метрики (104) и к уравнениям (106) – (108) и найдём величины B, K, E , связанные с метрическими коэффициентами. Предварительно надо учесть, что в отличие от ОТО гравитация в СТО не может сводиться к геометрии, а должна быть настоящим физическим лоренц-инвариантным полем. В сферических координатах скалярный потенциал гравитационного поля $\psi = -\frac{\gamma M}{r}$ зависит только от радиуса r , а ковариантный

четыре-вектор потенциала в статическом случае имеет вид: $D_i = \left(\frac{\psi}{c}, 0, 0, 0 \right)$. Используя

далее универсальное определение тензора гравитационного поля $\Phi_{ik} = \frac{\partial D_k}{\partial x^i} - \frac{\partial D_i}{\partial x^k}$,

пригодное в том числе и для риманового пространства, а также определение тензора энергии-импульса гравитационного поля U_i^k из (90) в виде:

$$U_i^k = \frac{c^2}{4\pi\gamma} \left(-\Phi_{im} \Phi^{mk} + \frac{1}{4} \delta_i^k \Phi_{sm} \Phi^{ms} \right),$$

приходим к следующему:

$$\Phi_{01} = -\Phi_{10} = -\frac{\gamma M}{r^2 c}, \quad \Phi^{ns} = g^{nk} \Phi_{km} g^{ms}, \quad \Phi^{01} = -\Phi^{10} = \frac{\gamma M}{BK r^2 c},$$

$$U_0^0 = U_1^1 = -\frac{\gamma M^2}{8\pi BK r^4}, \quad U_2^2 = U_3^3 = \frac{\gamma M^2}{8\pi BK r^4}. \quad (112)$$

По своей форме компоненты тензора U_i^k (112) аналогичны соответствующим

компонентам тензора энергии-импульса электрического поля W_i^k , которые в ОТО используются для нахождения метрики вблизи заряженного тела. Тензор T_i^k в (105) состоит из трёх частей: $T_i^k = t_i^k + U_i^k + W_i^k$. Для пространства вне гравитирующего тела тензор вещества t_i^k равен нулю, а в отсутствие электрического поля равен нулю и тензор W_i^k . Прежде, чем подставить компоненты тензора U_i^k (112) вместо соответствующих компонент тензора T_i^k в уравнениях (106) – (108), внесём уточнения в сами величины (112). Дело в том, что они зависят от радиуса r , который отсчитывается от центра гравитирующего тела. Однако присутствие гравитационного поля изменяет наш отсчёт величины r , что выражается, в частности, в появлении величин B и K в (112). Тем более это верно для наблюдателя, находящегося в гравитационном поле с метрикой (103) и непосредственно измеряющего r . Наш же наблюдатель находится на бесконечности в пространстве-времени СТО, пользуется лоренцевыми координатами, и хотя для него метрический тензор также имеет вид (104), но измерять непосредственно координату r он не может. С другой стороны, если бы гравитационное поле не искажало результаты измерения r , то произведение BK в знаменателе компонент тензора U_i^k (112) надо было бы исключить, так как в пространстве-времени СТО в сферических координатах задана единственная единичная метрика (110), а энергия-импульс поля не зависят от вида метрики. Для того, чтобы мы могли законно пользоваться уравнениями (105) – (108), обратим внимание на то, что произведение BK в (112) вносит лишь малую поправку к величине $\frac{\gamma M^2}{8\pi r^4}$. Это

означает, что мы можем искать величины B, K, E с точностью до членов разложения, содержащих в знаменателе c^4 , не обращая внимания на наличие или отсутствие произведения BK в (112). Уравнения (106) – (108) для пространства вне гравитирующего тела принимают вид:

$$-\frac{E''}{KE} + \frac{(E')^2}{4KE^2} + \frac{K'E'}{2K^2E} + \frac{1}{E} = -\frac{\gamma^2 M^2}{BK r^4 c^4}, \quad (113)$$

$$-\frac{(E')^2}{4KE^2} - \frac{B'E'}{2BKE} + \frac{1}{E} = -\frac{\gamma^2 M^2}{BK r^4 c^4}, \quad (114)$$

$$-\frac{B''}{2BK} + \frac{B'K'}{4BK^2} + \frac{(B')^2}{4B^2K} - \frac{E''}{2KE} + \frac{(E')^2}{4KE^2} + \frac{K'E'}{4K^2E} - \frac{B'E'}{4BKE} = \frac{\gamma^2 M^2}{BK r^4 c^4}, \quad (115)$$

Решения этих уравнений таковы:

$$B = g_{00} \approx 1 - \frac{2\gamma M}{rc^2} + \frac{2\gamma^2 M^2}{r^2 c^4} \dots \approx \exp\left(-\frac{2\gamma M}{rc^2}\right), \quad (116)$$

$$K = -g_{11} \approx 1 + \frac{2\gamma M}{rc^2} - \frac{\gamma^2 M^2}{2r^2 c^4} \dots \approx \left(1 - \frac{5\gamma^2 M^2}{2r^2 c^4}\right) \exp\left(\frac{2\gamma M}{rc^2}\right), \quad (117)$$

$$E = -g_{22} \approx r^2 \left(1 + \frac{3\gamma M}{rc^2} + \frac{19\gamma^2 M^2}{4r^2 c^4} \dots \right) \approx \frac{r^{2,5}}{\left(r - \frac{\gamma M}{c^2} \right)^{0,5}} \exp\left(\frac{5\gamma M}{2rc^2} \right). \quad (118)$$

Тем самым мы нашли метрику вида (104) с точки зрения наблюдателя на бесконечности. Поскольку компоненты $g_{0k} = 0$, то дифференциал собственного времени $d\tau$ имеет вид:

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dt \approx \exp\left(-\frac{\gamma M}{rc^2} \right) dt \approx \left(1 - \frac{\gamma M}{rc^2} + \frac{\gamma^2 M^2}{2r^2 c^4} \right) dt. \quad (119)$$

Данное соотношение говорит о замедлении времени в гравитационном поле – если возле гравитирующего тела стандартное событие длится $d\tau$, то наблюдатель в инерциальной системе отсчёта на бесконечности вместо $d\tau$ отсчитает время $dt \approx \exp\left(\frac{\gamma M}{rc^2} \right) d\tau$, так что $dt \geq d\tau$. Если бы в (116) было не приближительное, а точное

равенство $B = \exp\left(-\frac{2\gamma M}{rc^2} \right)$, то g_{00} было бы всегда положительно в противоположность коэффициенту g_{00} риманова пространства (109), который обращается в нуль при $r = \frac{2\gamma M}{c^2}$.

Найденные нами коэффициенты B, K (116) – (117) теперь можно подставить в правую часть уравнений (113) – (115) и вновь вычислить уточнённые значения B, K, E . Повторяя такие шаги, с помощью итерационной процедуры можно в принципе определить коэффициенты B, K, E в виде рядов с любой степенью точности.

Связь между интервалами времени, отсчитываемыми часами в гравитационном поле и часами на бесконечности

Используем динамический подход для оценки коэффициента, задающего по (119) связь между дифференциалами времени удалённых друг от друга часов. Согласно концепции ОТО гравитация сводится к геометрии, к искривлению пространства, так что все свободные тела при одинаковых начальных условиях двигаются по геодезической с одинаковым ускорением. Математически в пространстве Минковского это можно выразить так:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{\gamma M}{r^2}, \quad (120)$$

где M – масса притягивающего тела,
 r – радиальная координата.

Вторую производную от r по времени заменим на производную от скорости: $V = \frac{dr}{dt}$, $\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dr} \frac{dr}{dt} = \frac{dV}{dr} V = \frac{d(V^2)}{2dr}$. Тогда (120) легко интегрируется:

$V^2 = \frac{2\gamma M}{r} + const$. Если на бесконечности $V = 0$, то $const = 0$, и лоренцевский фактор

A имеет вид: $A = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{2\gamma M}{rc^2}}}$. В соответствии с СТО интервалы времени

покоящихся и движущихся часов связаны друг с другом соотношением $dt = A d\tau$, так что имеем:

$$d\tau = \sqrt{1-\frac{2\gamma M}{rc^2}} dt. \quad (121)$$

Если неподвижный наблюдатель находится в точке с координатой r и отсчитывает у себя интервал времени dt , то при этом согласно (121) на падающих из бесконечности часах, проходящих мимо него, пройдёт время $d\tau$.

Используем теперь принцип эквивалентности Эйнштейна, в соответствии с которым действие гравитационного поля на физические явления, в том числе и на ход часов, можно устранить подходящим выбором ускоренно движущейся системы отсчёта. Подействуем на падающие часы силой с ускорением, равным по величине и противоположным по направлению относительно гравитационного ускорения. Тогда часы перестанут двигаться относительно неподвижного наблюдателя, и в силу принципа эквивалентности при замене ускоренного движения на гравитацию величина $d\tau$ не должна измениться (при этом предполагается, что падающие часы свободны и гравитацию не ощущают). Соответственно, (121) будет уже показывать замедление времени от присутствия гравитационного поля, если считать время dt измеренным в отсутствие поля. Из (109) для интервала риманова пространства имеем:

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dt = \sqrt{1-\frac{2\gamma M}{rc^2}} dt, \text{ что совпадает с (121).}$$

Применим теперь динамический подход к моделированию гравитации в СТО. Пусть часы находятся внутри пробной частицы, которая движется из бесконечности с нулевой начальной скоростью под действием ускорения, равного по величине гравитационному ускорению. Согласно СТО уравнение движения частицы имеет вид:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\gamma M m}{r^2 \sqrt{1-V^2/c^2}}, \quad (122)$$

где $p = \frac{mV}{\sqrt{1-V^2/c^2}}$ – релятивистский импульс частицы, m – масса частицы, и мы

предполагаем, что гравитационное ускорение не зависит от скорости V , в то время как эффективная масса частицы в правой части (122) увеличивается с ростом скорости. Тем самым для наблюдателя в СТО инертная и гравитационная массы и их зависимости от скорости приравниваются друг к другу. После подстановки выражения для импульса в левую часть (122) получаем:

$$\frac{V dV}{1-V^2/c^2} = -\frac{\gamma M dr}{r^2}, \quad \sqrt{1-V^2/c^2} = \exp\left(-\frac{\gamma M}{rc^2}\right),$$

$$d\tau = \sqrt{1-V^2/c^2} dt = \exp\left(-\frac{\gamma M}{rc^2}\right) dt. \quad (123)$$

В силу (123) времени dt неподвижного наблюдателя СТО соответствует время $d\tau$ по часам частицы, двигающейся с эффективным гравитационным ускорением. Вновь используем принцип эквивалентности и заменим ускоренное движение действием гравитации. Тогда (123) будет показывать отставание времени в гравитационном поле относительно инерциальной системы отсчёта на бесконечности, и мы приходим к (119).

Таким образом, у нас появляется подтверждение того, что выполняется точное равенство $B = g_{00} = \exp\left(-\frac{2\gamma M}{rc^2}\right)$, а не только приближительное равенство (116).

Посмотрим теперь на измерение времени в гравитационном поле с другой стороны. Сама по себе процедура измерений на расстоянии может быть осуществлена только с помощью переносчика информации, например, с помощью электромагнитных колебаний. Допустим, что из некоторой точки в гравитационном поле с радиуса r_1 излучается фотон, а поле действует на него как на частицу, имеющую эффективную массу m_f . Используем формулу (122), полагая для импульса фотона и его эффективной массы следующее: $p = \frac{h\nu}{c}$, $m_f = \frac{h\nu}{c^2}$, здесь h – постоянная Планка, ν – частота фотона. Тогда (122) приобретает вид:

$$\frac{d\nu}{dt} = -\frac{\gamma M \nu}{r^2 c}, \quad \text{где } r = r_1 + ct.$$

Отсюда после интегрирования имеем:

$$\ln \nu = \frac{\gamma M}{c^2(r_1 + ct)} + const = \frac{\gamma M}{rc^2} + const.$$

Если при радиусе r_1 частота фотона ν_1 , то $\nu = \nu_1 \exp\left(\frac{\gamma M}{rc^2} - \frac{\gamma M}{r_1 c^2}\right)$. По мере удаления фотона координата r стремится в бесконечность, а частота к величине $\nu = \nu_1 \exp\left(-\frac{\gamma M}{r_1 c^2}\right)$. Перейдём к периоду колебаний $T = \frac{1}{\nu}$:

$$T_1 = T \exp\left(-\frac{\gamma M}{r_1 c^2}\right). \quad (124)$$

Полагая, что период колебаний фотона T_1 задаёт период часов $d\tau$ в гравитационном поле при радиусе r_1 , а период колебаний фотона на бесконечности T соответствует периоду часов dt , находим совпадение (119), (123) и (124).

Согласно (124) фотоны при выходе из гравитационного поля как бы «краснеют», то есть их длина волны и период колебаний увеличиваются. Для наблюдателя в инерциальной системе отсчёта СТО покраснение квантов света могло бы считаться следствием потери энергии кванта под действием гравитации как реального физического поля. Однако на самом деле совпадение (119), (123) и (124) происходит благодаря принципу эквивалентности.

Наблюдатель в неинерциальной системе отсчёта ОТО, непосредственно делая отсчёты на часах, найдёт, что часы в разных точках изменяют свой ход под действием искривления пространства-времени, а не гравитационного поля. Для этого наблюдателя свойства квантов света остаются неизменными, меняется лишь частота колебаний самих источников света в зависимости от их положения относительно гравитирующей массы.

Остановимся на различии инерциальных и неинерциальных систем отсчёта, подходов СТО и ОТО. Это различие по-видимому таково, что их результаты могут совпадать только в первом приближении, после предельного перехода. Так, из (109) следует, что $d\tau = \sqrt{1 - \frac{2\gamma M}{rc^2}} dt \approx \left(1 - \frac{\gamma M}{rc^2} - \frac{\gamma^2 M^2}{2r^2 c^4}\right) dt$, что совпадает с (119) только в отношении двух первых членов. Положение дел в ОТО, где гравитационное ускорение равно нулю, но вместо него есть искривление пространства, и в СТО, где

гравитационное ускорение есть, чем-то напоминает ситуацию с измерением времени движения тела T при перемещении с постоянной скоростью V на дистанции S и при

ускоренном движении в нерелятивистском случае: $T = \frac{S}{V}$ и $T = \frac{-V + \sqrt{V^2 + 2gS}}{g}$.

Если устремить ускорение g к нулю и совершить предельный переход, то вторая формула переходит в первую.

Описание движения свободно падающей частицы в гравитационном поле с помощью метрики

Стандартное уравнение движения свободной частицы в произвольной метрике имеет вид [43]:

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0. \quad (125)$$

Свободное движение частицы происходит по геодезической линии, при этом интервал ds можно выразить через собственное время движущейся частицы:

$$ds = c dt_0. \quad (126)$$

Если подставить (126) в выражение для метрики $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$, то получим следующее уравнение:

$$c^2 = g_{ik} \frac{dx^i}{dt_0} \frac{dx^k}{dt_0}. \quad (127)$$

Для метрического тензора (104) при $i=0$ имеются только две компоненты символа Кристоффеля, а именно: $\Gamma_{01}^0 = \Gamma_{10}^0 = \frac{B'}{2B}$. Подставляя (126) в (125), при $i=0$, $x^0 = ct$

находим: $B' = \frac{dB}{dr}$, $\frac{dB}{dt_0} = \frac{dB}{dr} \frac{dr}{dt_0}$, $\frac{d^2 x^0}{dt_0^2} + \frac{B'}{B} \frac{dx^0}{dt_0} \frac{dr}{dt_0} = 0$ или $\frac{d}{dt_0} \left(B \frac{dx^0}{dt_0} \right) = 0$,

$B \frac{dx^0}{dt_0} = const.$. Если на бесконечности скорость частицы равна нулю, то отсюда имеем:

$$dt_0 = B dt. \quad (128)$$

С другой стороны, для покоящейся в гравитационном поле с метрикой (104) частицы собственное время также выражается через g_{00} :

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dt = \sqrt{B} dt.$$

Следовательно, $dt_0 = \sqrt{B} d\tau$, и время в движущейся из бесконечности частице замедлено по отношению к такой же частице, но покоящейся в гравитационном поле.

Пусть частица падает в гравитационном поле вдоль координаты r так, что отклонения углов полярных координат $dQ, d\varphi$ равны нулю, $Q = const$, $\varphi = const$, тогда подстановка компонент g_{ik} из (104) в (127) даёт:

$$c^2 = B \left(\frac{dx^0}{dt_0} \right)^2 - K \left(\frac{dr}{dt_0} \right)^2. \quad (129)$$

Согласно (128) $\frac{dx^0}{dt_0} = c \frac{dt}{dt_0} = \frac{c}{B}$ и тогда уравнение движения как зависимость пройденного расстояния r от собственного времени частицы имеет вид:

$$\frac{dr}{dt_0} = \pm c \sqrt{\frac{1-B}{BK}}. \quad (130)$$

Если же мы хотим найти зависимость координаты r при движении частицы от времени t удалённого наблюдателя, то после подстановки (128) в (130) получим:

$$\frac{dr}{dt} = \pm c \sqrt{\frac{B(1-B)}{K}}. \quad (131)$$

Решения уравнений (130), (131) в метрике Шварцшильда (109) выглядят следующим стандартным образом:

$$t_0 = \sqrt{\frac{2}{9\gamma M}} (r_1^{1.5} - r^{1.5}), \quad (132)$$

$$t = \sqrt{\frac{2}{9\gamma M}} \left\{ r_1^{1.5} - r^{1.5} + \frac{6\gamma M}{c^2} (\sqrt{r_1} - \sqrt{r}) \right\} + \frac{2\gamma M}{c^3} \ln \frac{\left(\sqrt{r} + \sqrt{\frac{2\gamma M}{c^2}} \right) \left(\sqrt{r_1} - \sqrt{\frac{2\gamma M}{c^2}} \right)}{\left(\sqrt{r} - \sqrt{\frac{2\gamma M}{c^2}} \right) \left(\sqrt{r_1} + \sqrt{\frac{2\gamma M}{c^2}} \right)}, \quad (133)$$

где r_1 – положение частицы в нулевой момент времени,
 r – текущая координата, $r \leq r_1$.

По мере движения частицы к гравитирующему центру координата r стремится к нулю, и собственное время падения частицы (132) вполне конечно: $t_0 \approx \sqrt{\frac{2}{9\gamma M}} r_1^{1.5}$.

Однако для удалённого наблюдателя согласно (133) время падения при $r \rightarrow \frac{2\gamma M}{c^2}$ логарифмически стремится в бесконечность:

$$t \approx \frac{2\gamma M}{c^3} \ln \left(\frac{\frac{8\gamma M}{c^2}}{r - \frac{2\gamma M}{c^2}} \right).$$

Данный эффект ОТО является одним из характерных свойств чёрной дыры и предсказывает наличие особого, так называемого шварцшильдовского барьера при $r = \frac{2\gamma M}{c^2}$.

Для случая распространения света достаточно положить $ds=0$ или в (127), (129) левую часть равенств считать равной нулю. Если свет испускается из под барьера наружу вдоль координаты r , то из (129) с нулевой левой частью с учётом (128) получается:

$$\frac{dr}{dt} = \pm c \sqrt{\frac{B}{K}}. \quad (134)$$

В метрике (109) $B = 1 - \frac{2\gamma M}{rc^2}$, $K = \frac{1}{1 - \frac{2\gamma M}{rc^2}}$ и (134) даёт следующее:

$$t = \frac{2\gamma M}{c^3} \ln \left(\frac{\frac{2\gamma M}{c^2} - r_1}{\frac{2\gamma M}{c^2} - r} \right) - \frac{r - r_1}{c}, \quad (135)$$

где r_1 – координата места излучения света из под барьера,

$$r_1 < \frac{2\gamma M}{c^2},$$

r – текущая координата луча света, $r < \frac{2\gamma M}{c^2}$, $r > r_1$.

По мере приближения луча света к барьеру при $r = \frac{2\gamma M}{c^2}$ время t в (135)

логарифмически стремится в бесконечность, то есть свет не может выйти из барьера. Как уже обсуждалось в начале этой статьи, описанные эффекты ОТО являются кажущимися и присущи лишь координатам Шварцшильда, для которых и находилась метрика вида (109).

В связи с этим возникает вопрос – возможно ли в принципе корректно описать эффекты вблизи массивных гравитирующих тел с точки зрения удалённого наблюдателя в гравитационном поле? По-видимому, это сделать нельзя так же, как увидеть поверхность тела, находясь внутри тела. Тем не менее положительный ответ на поставленный вопрос возможен, нужно лишь отказаться от представления гравитации как искривления пространства. В этом случае мы получаем метрику вида (104) с метрическими коэффициентами (116) – (118), при этом отличие от метрики Минковского (110) возникает под действием физически реального гравитационного поля. Подстановка B и K из (116), (117) в (130), (131), (134) даёт соответственно:

$$t_0 \approx \sqrt{\frac{2}{9\gamma M}} (r_1^{1.5} - r^{1.5}) + \frac{1}{c^2} \sqrt{\frac{\gamma M}{2}} (\sqrt{r_1} - \sqrt{r}). \quad (136)$$

$$t \approx -\frac{1}{c} \int \frac{\sqrt{1 - \frac{5\gamma^2 M^2}{2r^2 c^4}} \exp\left(\frac{2\gamma M}{rc^2}\right) dr}{\sqrt{1 - \exp\left(-\frac{2\gamma M}{rc^2}\right)}} \approx \quad (137)$$

$$\approx \sqrt{\frac{2}{9\gamma M}} (r_1^{1.5} - r^{1.5}) + \frac{5}{c^2} \sqrt{\frac{\gamma M}{2}} (\sqrt{r_1} - \sqrt{r}).$$

$$t \approx \frac{2\gamma M}{c^3} \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) + \frac{r - r_1}{c}. \quad (138)$$

В (136) t_0 есть время падения частицы от начальной координаты r_1 до текущей координаты r по собственным часам частицы, в (137) t означает также время падения, но по часам удалённого наблюдателя, находящегося в инерциальной системе отсчёта СТО. Время t в (138) равно времени перехода луча света из положения с координатой r_1 в положение с координатой r ($r > r_1$), то есть свет удаляется от

гравитирующей массы. Ни в (137), ни в (138) мы не находим особенностей наподобие шварцшильдовского барьера при $r = \frac{2\gamma M}{c^2}$. Правда, этот результат был получен при использовании только первых членов разложения коэффициентов B и K из (116), (117), так что (137) и (138) будут справедливы лишь при больших расстояниях от гравитирующего тела. С математической точки зрения представление B и K в виде конечных рядов не может привести к сингулярности, и мы пока не можем однозначно гарантировать отсутствие чёрных дыр как невидимых объектов. Однако, применяя итерационную процедуру, описанную в конце раздела после (119), мы будем всё более точно вычислять величины B и K и сможем точнее предсказывать явления вблизи самой чёрной дыры. На каждом шаге итерации мы будем вновь убеждаться в отсутствии расходимости, характерной для чёрной дыры.

Имеется ещё ряд аргументов против существования чёрных дыр. Примем в качестве исходной точки наших рассуждений, что ни одно поле не может сжать вещество так, чтобы плотность энергии сжатого вещества превышала плотность энергии внешнего поля. Эволюция обычной звезды главной последовательности под действием гравитации происходит через стадию белого карлика, который может набрать массу из окружающей среды и затем превратиться в нейтронную звезду. Если звезда главной последовательности достаточно массивна, она может превратиться сразу в нейтронную звезду через сверхновую. Видно, что состояние вещества звезды в ходе её эволюции меняется: в обычной звезде тяготению противодействует давление от термически ионизированного водородного газа, в белых карликах – давление вырожденного электронного газа, в нейтронных звёздах – давление вырожденного нейтронного газа. Мы знаем, что протоны практически вечны – время их жизни по оценкам достигает 10^{21} лет. Существование протонов связывается с ядерными силами, с ядерной гравитацией, сжимающей вещество протонов. Протоны стабильны, хотя на них может падать вещество, увеличивая их массу. Аналогично следует предположить и существование стабильных вырожденных звёзд, вещество которых находится в равновесии с гравитационным полем и окружающей средой. Такое равновесие возможно, так как плотность энергии гравитонов в гравитационном поле имеет конечную величину, а чем вырожденнее звезда, тем большими электромагнитными полями и вращением она обладает. Это позволяет ограничивать массу звезды от падающего извне вещества, поскольку часть энергии падающего вещества уносится электромагнитным и гравитационным излучениями уже в процессе падения, а другая часть переходит в излучение поля и вещества после падения.

Другое возражение против сингулярности – в законе сохранения момента импульса вещества и поля. Пусть нейтронная звезда имеет радиус $R = 15$ км и вращается так быстро, что её линейная скорость на экваторе V стремится к скорости света: $V \rightarrow c$. Тогда, так как $V = \omega R = \frac{2\pi R}{T}$, то $T_{\min} = \frac{2\pi R}{c} = 3,14 \cdot 10^{-4}$ с. Однако при максимальном вращении звезды она из шара должна вытянуться в блин с радиусом более величины R . Если радиус R увеличить в два раза, то период вращения мог бы составить величину $6,28 \cdot 10^{-4}$ с. Именно такая цифра получается в [50] при наименьших периодах вращения нейтронной звезды для всех возможных уравнений состояния её вещества. Предположим теперь, что нейтронная звезда всё-таки начинает сжиматься к сингулярности. С уменьшением своего размера звезда должна увеличивать скорость вращения в силу закона сохранения момента импульса. Но как только линейная скорость вращения достигнет скорости света, уменьшение размера при неизменном моменте импульса станет невозможным. При взрыве сверхновой, когда образуется нейтронная звезда, её вращение ограничено скоростью света, поэтому сингулярность с бесконечно малым радиусом образоваться не может, если только не будет происходить потеря момента импульса. С другой стороны, нейтронные звёзды после своего образования не могут перейти в чёрные дыры, так как даже столкновения нейтронных звёзд нейтрализуются мощными электромагнитными силами в их сверхпроводящем веществе, не позволяя звёздам соединиться под действием гравитации.

Ещё одно возражение против чёрных дыр можно построить, допустив вначале их существование. Характерное свойство чёрных дыр заключается в том, что они не выпускают наружу излучение и вещество. Но на чёрную дыру падают извне вещество и потоки излучений, включая гравитационные потоки. В [33] гравитация объясняется через концепцию гравитонов, поток энергии которых достигает $S_g = 4,5 \cdot 10^{41} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$. Если поток такой энергии входит в чёрную дыру и не выходит из неё, то нетрудно подсчитать время, за которое масса быстровращающейся чёрной дыры Керра удвоится:

$$R = \frac{\gamma M}{c^2}, \quad A = 8\pi R^2, \quad E = Mc^2 = S_g t A, \quad t = \frac{M c^2}{8\pi S_g R^2},$$

здесь R, M, E – радиус, масса и энергия чёрной дыры,
 A – площадь горизонта.

При массе чёрной дыры такой же, как у нейтронных звёзд, то есть при $M = 2,8 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, время t равно 5 миллисекунд. Такого быстрого роста энергии и массы чёрной дыры представить себе невозможно, поэтому чёрные дыры, только поглощающие вещество и излучение, не должны существовать.

Сравнение результатов общей и специальной теорий относительности

Как было показано выше, явления в гравитационном поле оказываются возможным описывать и с позиции инерциального наблюдателя, для чего в уравнения Эйнштейна для метрики мы вводили тензор энергии-импульса гравитационного поля. Теперь на одни и те же вопросы теории можно ответить с двух точек зрения:

1. Системы отсчёта и метрика. В ОТО наблюдатель находится в неинерциальной системе отсчёта, пространство-время искривлено, эталоны длины и времени в каждой точке пространства разные и зависят от гравитационного потенциала в этой точке. Свойства фотонов при распространении света остаются неизменными, так что наблюдатель при измерении отклонения частоты или длины волны фотона от стандартного значения трактует это как изменение темпа течения времени источника, испустившего фотон. Особенностью решения десяти уравнений Эйнштейна (105) является то, что лишь шесть из них являются независимыми. Тем самым компоненты метрического тензора определяются с точностью до четырёх произвольных функций, что позволяет находить g_{ik} в произвольно заданных координатах (с учётом граничных условий, когда на больших расстояниях метрика переходит в метрику со слабым гравитационным полем, а на бесконечности – в метрику СТО). При этом следует иметь в виду, что каждая система координат предполагает и свой собственный способ измерения этих координат.

В СТО наблюдатель использует инерциальную систему отсчёта с плоским псевдоевклидовым пространством-временем. При проведении измерений в статическом гравитационном поле он обнаруживает отклонение метрики от метрики СТО, эталоны длины и времени отличаются от стандартных величин, являясь функцией гравитационного потенциала. В соответствии с уравнениями Эйнштейна наблюдатель приписывает данное отклонение метрики действию энергии-импульса реального гравитационного поля от массивного источника. Количественное совпадение для эффекта замедления отдельных интервалов времени в поле можно получить также, предположив, что фотоны при движении на бесконечность как будто бы теряют свою энергию под действием гравитационного поля. Такое совпадение возможно благодаря принципу эквивалентности гравитации и ускоренного движения и соответственно эквивалентности разности потенциалов поля потерям энергии при движении фотона. Однако эксперимент с достаточно долгим «опусканием» часов в гравитационное поле показывает, что изменение хода часов накапливается со временем и необратимо. Что же касается выбора систем отсчёта, то в рамках СТО согласно [49] также можно

сформулировать обобщённый принцип относительности: для любой неинерциальной системы отсчёта можно указать бесконечный набор других неинерциальных систем отсчёта, в которых метрика имеет одну и ту же функциональную форму, в результате чего все уравнения физики в этих системах отсчёта форминвариантны.

Обычно СТО приписывается два недостатка: 1. Она рассматривает только соотношения между инерциальными системами. 2. В СТО не учитывается гравитация. Теперь мы видим, каким образом данные недостатки могут быть преодолены. Более того, именно в СТО гравитация может быть описана наиболее простым и доступным способом.

2. Законы движения. В неинерциальных системах, а тем более в ОТО, кажется, что материя порождает геометрию, а последняя определяет законы движения тел. В СТО, наоборот, исходная геометрия задана как метрика плоского мира Минковского, а законы движения тел определяются непосредственно материей. Однако при переходе от инерциальных систем отсчёта к неинерциальным с помощью преобразования координат или принципа эквивалентности для случая гравитации изменяется метрика пространства-времени, так что в уравнениях движения появляются и геометрические параметры. В данном случае влияние геометрии объясняется тем, что силы инерции и гравитация влияют на результаты любых пространственно-временных измерений.

Наблюдатель в ОТО полагает, что законы природы нужно понимать как соотношения между гравитационным потенциалом и остальными физическими величинами. Эти законы должны быть ковариантными относительно группы преобразований, для которой гравитационный потенциал также соответственно преобразуется. Точно также наблюдатель во вращающейся системе отсчёта склонен рассматривать законы природы как связь между радиусом и скоростью вращения с остальными физическими величинами. Тем самым ОТО можно считать частным случаем преобразования от инерциальных систем отсчёта СТО к неинерциальным системам отсчёта различного типа. В свою очередь, благодаря повсеместному распространению гравитационных объектов, СТО является предельным случаем для ОТО.

3. Гравитационное поле и излучение волн. С точки зрения ОТО гравитационное поле есть так называемое метрическое поле. При этом 10 неповторяющихся компонент метрического тензора g_{ik} играют роль скалярного потенциала поля, а образуемые из их производных символы Кристоффеля Γ_{rs}^i определяют величину силы тяготения [40]. Тогда уравнения Эйнштейна (105) для метрики рассматриваются как уравнения метрического поля, а колебания метрики под действием материи считаются гравитационными волнами. Полная энергия этих колебаний, излучаемая по всем направлениям в единицу времени, в простейшем случае имеет квадрупольный вид, пропорциональна квадрату третьей производной по времени от момента инерции излучающей системы и весьма мала. Для случая слабого поля метрический тензор можно разбить на 2 части: $g_{ik} = \eta_{ik} + h_{ik}$, где η_{ik} – метрический тензор СТО, его ненулевые компоненты для декартовых координат имеют вид: $g_{00} = 1$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$, h_{ik} – малые поправки относительно η_{ik} . Для величин h_{ik} уравнения (105) приводят к волновым уравнениям, которые решаются методом запаздывающих потенциалов. Появление скорости света в решениях волновых уравнений считается основанием для того, чтобы скорость распространения метрической волны приравнять скорости света.

Для наблюдателя СТО ситуация выглядит несколько по-другому. Для него реально лишь само гравитационное поле, изменение которого распространяется с большой скоростью. Будем считать вслед за Пуанкаре, что скорость распространения гравитации равна скорости света. Под влиянием материи и гравитационных волн изменяется и геометрия пространства-времени, его метрика, однако регистрируемая наблюдателем скорость изменения метрики может и не совпадать со скоростью распространения гравитации. Для примера возьмём ёлочную гирлянду и будем следить за последовательным включением в ней лампочек, которое происходит со скоростью распространения электромагнитной волны в линии. Если гирлянда длинная и

находится достаточно далеко, то поворачивая её концом к наблюдателю, можно добиться того, что наблюдаемая скорость включения лампочек существенно превышает скорость света. Таким образом, изменение метрики должно быть вторичным по отношению к изменению гравитационного поля.

В СТО гравитация связана с массами так же, как электромагнетизм связан с зарядами. Если в инерциальной системе отсчёта фиксируется гравитационная сила, то в другой инерциальной системе она должна трансформироваться согласно преобразованиям Лоренца. Соответственно, кроме скалярного потенциала появляется и векторный потенциал поля, зависящий от скорости движения массы относительно выбранной системы отсчёта. Лоренц-инвариантная теория гравитационного поля представлена в [33], она оказывается очень близкой к теории электромагнетизма Максвелла. Тем самым делается ещё один шаг в сторону единой теории поля, которая должна иметь самый простой вид именно в инерциальных системах отсчёта. Так же, как и в электромагнетизме, мощность излучения гравитационных волн может иметь дипольный вид, что приблизительно в $\frac{c^2}{V^2}$ раз больше квадрупольной составляющей мощности энергии метрического поля (здесь c – скорость света, V – скорость движения массы).

Ещё Эйнштейн отмечал следующую особенность ОТО – метрическое поле отличается от других полей тем, что оно возможно без других полей (например, без электромагнитного поля), но другие поля невозможно представить в отсутствие метрического поля. Таким образом имеется фундаментальная асимметрия, несовместимая с единым рассмотрением Вселенной. В СТО подобная асимметрия исчезает, поскольку метрическое поле само по себе считается следствием действия гравитационного поля на процедуру пространственно-временных измерений. Если определить всемирное тяготение как взаимодействие между телами на расстоянии вообще, то можно считать, что оно есть суммарный результат от действия гравитационного, электромагнитного и других полей.

4. Калибровка системы отсчёта (координатные условия). Для случая слабого гравитационного поля существенного упрощения уравнений (105) для метрики в ОТО можно добиться, если выбрать подходящую систему координат. Так, для гармонических координат, удовлетворяющих условию изометричности $g^{ik} \Gamma_{ik}^s = 0$, тензор Риччи приобретает симметричный вид оператора Д'Аламбера: $R_{ik} = \frac{1}{2} \square h_{ik}$. Другая форма записи гармонического условия называется условием Де Дондера: $\partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu}) = 0$. Связь обеих форм гармонического условия вытекает из равенства нулю ковариантной производной от метрического тензора: $\nabla_\lambda g^{\mu\nu} = 0$. После умножения этого равенства на корень из детерминанта метрического тензора $\sqrt{-g}$ получим:

$$\begin{aligned} 0 &= \sqrt{-g} \nabla_\lambda g^{\mu\nu} = \nabla_\lambda (\sqrt{-g} g^{\mu\nu}) = \\ &= \partial_\lambda (\sqrt{-g} g^{\mu\nu}) + \sqrt{-g} \Gamma_{\lambda\rho}^\mu g^{\rho\nu} + \sqrt{-g} \Gamma_{\lambda\rho}^\nu g^{\mu\rho} - \sqrt{-g} \Gamma_{\rho\lambda}^\rho g^{\mu\nu}. \end{aligned}$$

При $\lambda = \mu$ второй и четвёртый члены последнего равенства сокращаются и видно, что если выполняется условие изометричности, то выполняется и условие Де Дондера.

В СТО правильный выбор системы координат также существенно упрощает решение соответствующих уравнений. В частности, при вычислении метрики в гравитационном поле с точки зрения инерциального наблюдателя предполагалось, что наблюдатель неподвижен относительно гравитирующей массы, а его часы синхронизированы с часами в гравитационном поле. В этом случае тензор энергии-импульса гравитационного поля приобретает простейший вид, поскольку нет необходимости использовать запаздывающие потенциалы для передвигающегося поля.

5. Энергия поля. В ОТО до сих пор не стихают споры об определении энергии

гравитации, эта проблема всё ещё остаётся до конца не решённой. Традиционно энергию поля в ОТО вводят с помощью выражения: $\partial_\mu (\mathbf{T}_i^k + \boldsymbol{\tau}_i^k) = 0$, где $\mathbf{T}_i^k = \sqrt{-g} T_i^k$ – тензорная плотность энергии-импульса материи, $\boldsymbol{\tau}_i^k$ – тензорная плотность энергии-импульса метрического поля, которое в ОТО отождествляется с гравитационным. Величина $\boldsymbol{\tau}_i^k$ может быть построена из метрического тензора g_{ik} и его производных. Существенно однако то, что $\boldsymbol{\tau}_i^k$ – не настоящий тензор, а псевдотензор, который не может преобразовываться в произвольную систему координат, хотя и существует в каждой такой системе. Одно из названий величины $\boldsymbol{\tau}_i^k$ – эйнштейновский энергетический комплекс. Для замкнутой системы справедливы законы сохранения в виде:

$$\int (\mathbf{T}_i^0 + \boldsymbol{\tau}_i^0) dx^1 dx^2 dx^3 = const,$$

здесь компоненты $\mathbf{T}_i^0 = \mathbf{t}_i^0 + \mathbf{W}_i^0$ могут быть суммой временных компонент тензорных плотностей энергии-импульса вещества и электромагнитного поля соответственно.

Как можно понять возникновение псевдотензора $\boldsymbol{\tau}_i^k$ в СТО? Очевидно, что если в ОТО изгоняется гравитационное поле, а на его место ставится геометрия, то $\boldsymbol{\tau}_i^k$ по своей природе должен быть геометрическим объектом, ограничивающим поведение вещества. Поясним это следующим примером. Пусть имеется установившееся течение несжимаемой жидкости с постоянным её расходом сквозь трубку с переменным сечением S в отсутствие массовых сил. Если ρ – плотность жидкости, V – средняя скорость течения, то будет справедлива формула: $\rho V S = const = C$. При изменении сечения меняется скорость движения жидкости и плотность её кинетической энергии

E_k в данном сечении: $E_k = \frac{\rho V^2}{2} = \frac{C^2}{2\rho S^2}$. Значит, здесь кинетическая энергия

неразрывно связана с геометрией, и мы можем записать закон сохранения энергии: $E_k + f(S) = const$, где $f(S)$ – некоторая геометрическая функция от сечения S , которая в общем случае может произвольно зависеть от внешних условий, влияющих на S . С другой стороны, геометрию можно и не использовать, а рассматривать потенциальную энергию давления в жидкости, тогда сумма кинетической и потенциальной энергий будет сохраняться независимо от S : $E_k + p = const$, здесь p – давление. Поэтому проблема с псевдотензором энергии поля возникает в ОТО именно из-за того, что там роль энергии исполняют геометрические величины. Естественно, что восстанавливая гравитационное поле в СТО как настоящее поле, мы тем самым можем использовать его энергию, записанную в ковариантном виде, и тогда рассматриваемая проблема энергии не возникает.

GRAVITATION AND BLACK HOLES IN SPECIAL THEORY OF RELATIVITY

With use of formalism of the general theory of relativity the metrics of space - time is found from the point of view of the observer on infinity, on a condition of readout taking place in inertial system. For the given observer exists nonzero tensor energy - impulse of gravitational field outside of a massive body, near to which the metrics is defined. It is revealed, that the inertial observer has additional amendments to Schwarzschild metrics. Some arguments against existence of black holes as invisible objects with singularity are offered. The new approach also allows to illuminate on other the various problems arising in the general theory of relativity.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Принципы, используемые физикой для построения теорий, являются абсолютными лишь в своей области применения, и становятся относительными за её пределами. В квантовой механике имеется принцип неопределённостей, означающий фундаментальное ограничение на точность измерений, производимых приборами, масса и другие характеристики которые сравнимы или больше массы элементарных частиц. Если бы в нашем распоряжении были более миниатюрные приборы, то теоретически мы могли бы измерять точнее. В специальной теории относительности скорость света часто полагают предельной скоростью передачи взаимодействий. Однако надо понимать, что это лишь гипотеза, а на самом деле скорость света есть предел только для скорости электромагнитной волны. Нетрудно представить себе мельчайшие частицы, из которых с помощью ядерных сил построены известные элементарные частицы. Поскольку ядерные силы много мощнее, чем электромагнитные, то для ядерного взаимодействия можно допустить скорость передачи, существенно превышающую скорость света. В общей теории относительности гравитацию объясняют через геометрию, но это несколько не исключает объяснения через гравитоны. В связи с этим проблема эфира предстаёт перед нами более широко – здесь не только скрыта разгадка свойств таинственной среды, переносящей электромагнитные волны и создающей гравитацию, но и среды как нового уровня материи, на базе которой построены нуклоны и другие частицы. На очереди стоит задача создания электромеханической модели эфира. Конечно, мы не можем полностью объяснить поле через вещество, да это и невозможно также, например, как если бы мы ждали от биохимии объяснения сущности жизни. Тем не менее, биохимия смогла и качественно и количественно показать одну сторону феномена жизни.

В макропроцессах механика прекрасно сочетается не только с электродинамикой, но и со всеми остальными теориями. Переход от обычной механики к квантовой в своё время сопровождался использованием статистического, вероятностного подхода, принесшего быстрый результат при описании вероятностей событий в совокупностях множества одинаковых квантовых частиц. Но это не означает полного исчезновения обычной механики в описании микрочастиц. Наоборот, к эфиру следует применить весь арсенал физических методов исследования. Все теоретические подходы физики – и динамический, и вероятностный, и энергетический – могут быть использованы для моделирования эфира, его структуры. Это позволит приблизиться к ответу на вопрос, что же скрывается под понятиями электромагнитного и гравитационного полей. При определённой сумме знаний у человечества появится шанс преодолеть тяготение не только с помощью ракетных, но и экономичных антигравитационных двигателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барри Дж. Шаровая молния и чёточная молния. – М.: Мир, 1983 – 288 с.
2. Смирнов Б.М. Проблема шаровой молнии. – М.: Наука, 1988 – 208 с.
3. Сингер С. Природа шаровой молнии. – М.: Мир, 1973 – 239 с.
4. Стаханов И.П. Физическая природа шаровой молнии. – М.: Атомиздат, 1979 – 240 с.
5. Rayle W.D. Ball lightning characteristics // NASA. Tech. Note / NASA–TN–D–3188, 1966.
6. Silberg P.A. // J. Geophys. Res., 1962, V. 67, No. 12, P. 4941.
7. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. – М.: Энергоатомиздат, 1985 – 209 с.
8. Nauer H. Wie Entsteht ein Kugelblitz? // Umschau, 1956, V. 56, P. 75.
9. Андрианов А.М., Сеницын В.И. Использование эрозионного разряда для моделирования одного из возможных видов шаровой молнии // ЖТФ, 1977, Т. 47, С. 2318.
10. Powell J.R., Finkelstein D. Ball Lightning // American Scientist, 1970, V. 58, P. 262.
11. Григорьев А.И., Григорьева И.Д. // Труды III Всесоюзного симпозиума по атмосферному электричеству. – Тарту: Изд. Тарт. гос. ун-та, 1986, С. 228.
12. Neugebauer T. Zu dem Problem des Kugelblitzes // Zeit.Phys., 1937, V. 106, No. 7-8, P. 474.
13. Hildebrandsson H.H. Foudre Globulaire // Meteorologie, 1885, V. 31, P. 364.
14. Barry J.D. Fireball, Ball Lightning and St.Elmo's Fire // Weatherm, 1968b, V. 23, P. 180.
15. Александров В.Я., Голубев Е.М., Подмошенский И.В. // ЖТФ, 1982, Т. 52, С. 1987.
16. Саранин В.А. Пузырьковая модель шаровой молнии // Исследования электрических разрядов в атмосфере. Сб. научных трудов. – ЯрГУ, 1991, С. 100.
17. Месеняшин А.И. Об электростатической и пузырьковой природе шаровой молнии // Исследования электрических разрядов в атмосфере. Сб. научных трудов. – ЯрГУ, 1991, С. 110.
18. Новиков А.А. Оценка и сравнение параметров шаровых молний и положительно заряженного коронирующего плазмоида в свободной атмосфере // Исследования электрических разрядов в атмосфере. Сб. научных трудов. – ЯрГУ, 1991, С. 117.
19. Wooding E.R. Ball Lightning. // Nature, 1963, V. 199, No. 4890, P. 272.
20. Johnson P.O. Ball Lightning and Self-containing Electromagnetic Fields // American Journal of Physics, 1965, V. 33, No 2, P. 119.
21. Шафранов В.Д. О равновесных магнитогидродинамических конфигурациях // ЖЭТФ, 1957, Т. 33, Вып. 3, С. 710.
22. Капица П.Л. О природе шаровой молнии // ДАН СССР, 1955, Т. 101, № 2, С. 245.
23. Капица П.Л. Свободный плазменный шнур в высокочастотном поле при высоком давлении // ЖЭТФ, 1969, Т. 57, Вып. 6, С. 1801.
24. Finkelstein D., Rubinstein J. Ball Lightning // Phys. Rev., 1964, V. 135, No. 2A, P. 390.
25. Дмитриев М.Т. Природа шаровой молнии // Природа, 1967, № 6, С. 98.
26. Зверев Е.А., Кринберг И.А. Нагрев токового шнура и образование перетяжек в импульсном вакуумном разряде // Письма в ЖТФ, 1998, Т. 24, № 18, С. 50.
27. Брагинский С.И. О поведении полностью ионизованной плазмы в магнитном поле // ЖЭТФ, 1957, Т. 33, Вып. 3, С. 645.
28. Jones A.T. A Laboratory Illustration of Ball Lightning // Science, 1910, V. 31, P. 114.
29. Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. – М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1991 – 133 с.
30. Имянитов И., Тихий Д. За гранью закона. – Ленинград: Гидрометеоздат, 1967 – 143 с.
31. Араго Ф. Гром и молния: Пер. с фр. – Спб.: 1859.

32. Lee W.R. // *Lightning* / Ed. R. H. Golde.– London: Acad. Press, 1977, P. 521.
33. Федосин С.Г. Физика и философия подобия от преонов до метagalactic. – г. Пермь: Стиль-МГ, 1999 – 544 с.
34. Аллен К. У. *Астрофизические величины*. – М.: Мир, 1977 – 446 с.
35. Мартынов Д. Я. *Курс общей астрофизики*. – М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988 – 640 с.
36. Ахиезер А. И. *Атомная физика. Справочное пособие*. – Киев: Наукова думка, 1988 – 267 с.
37. Cox J., Salpeter E. E. Equilibrium models for helium-burning star. III. Semi-degenerate stars of small mass // *Astrophys. J.*, 1964, V. 140, P. 485 – 498.
38. Эйнштейн А. *Собрание научных трудов*, Т. 1. – М.: Наука, 1965.
39. Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А. // в кн. *Астрофизика и космическая физика* – М.: Наука, 1982.
40. Паули В. *Теория относительности*. – М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983 – 336 с.
41. Эйхенвальд А.А. *О магнитном действии тел, движущихся в электростатическом поле*. – М., 1904.
42. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике*. Том 6. – М.: Мир, 1977. – 348 с.
43. Ландау Л. Д. , Лифшиц Е. М. *Теоретическая физика*. Т.2. *Теория поля*. – М.: Наука, 1988.
44. Хофштадтер Р. // *Сб.: Физика атомного ядра*. – М.: ГИФМЛ, 1962. – С.72–86.
45. Барашенков В.С. *Сечения взаимодействия элементарных частиц*. – М.: Наука, 1966. –531 с.
46. Логунов А.А., Мествиришвили М.А. *Основы релятивистской теории гравитации*. – М.: МГУ, 1986.
47. Утияма Р. *Теория относительности*. – М.: Атомиздат, 1979.
48. Kruskal M.D.// *Phys. Rev.*, 1960, V. 119, P. 1743.
49. Логунов А.А. *Лекции по теории относительности и гравитации: Современный анализ проблем*. – М.: Наука, 1987.
50. Friedman J.L., Iperser J.R., Parker L. *Rapidly rotating neutron star models*. // *APJ*, 1986, V. 304, P. 115 – 139.

ОГЛАВЛЕНИЕ

<i>А.С. Ким.</i> Предисловие.....	3
§1. Свойства и строение шаровой молнии.....	5
§2. О квантовании и дискретности некоторых параметров у планет и звёзд.....	22
§3. Эфир в теории относительности: за и против.....	28
§4. Нужен ли постулат о постоянстве скорости света в специальной теории относительности?	37
§5. Аксиомы теории относительности, формула сложения скоростей для произвольно движущегося тела и скорость волны в инерциальных системах отсчёта.....	50
§6. Уравнения гравитационного поля в теории относительности.....	67
§7. Момент импульса и радиус протона.....	73
§8. Гравитация и чёрные дыры в специальной теории относительности.....	79
Заключение.....	95
Литература.....	96