

А.В. Боровский

# **ОБЩАЯ ФИЗИКА**

## **Часть 2**

### **Релятивистская и ядерная физика**

Учебное пособие

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Байкальский государственный университет

А.В. Боровский

## **ОБЩАЯ ФИЗИКА**

### **Часть 2** **Релятивистская и ядерная физика**

Учебное пособие

Иркутск  
Издательство БГУ  
2019

УДК 531/534(075.8)  
ББК 22.2я7  
Б83

Печатается по решению редакционно-издательского совета  
Байкальского государственного университета

Рецензенты      д-р физ.-мат. наук, проф. В.А. Пархомов  
                         канд. физ.-мат. наук, доц. Т.И. Белых

Боровский А.В.

Б83      Общая физика [Электронный ресурс] : учеб. пособие / А.В. Боровский. –  
Иркутск : Изд-во БГУ, 2019. – Ч. 2 : Релятивистская и ядерная физика. –  
64 с. – Режим доступа: <http://lib-catalog.bgu.ru>.

Пособие включает следующие разделы: введение в релятивистскую механику, преобразования Лоренца, физические эффекты специальной теории относительности, которые включают сжатие пространства, замедление времени, релятивистское сложение скоростей, зависимость массы от скорости, эквивалентность массы и энергии, наличие массы и импульса у электромагнитного излучения. Рассмотрены основы ядерной физики, которые привели к созданию атомной энергетики. Описана термоядерная энергетика будущего. Рассказано о термоядерном горении звезд. Изложение чередуется показательным решением физических задач. Издание иллюстрировано рисунками, что делает изложение более наглядным для студентов.

Для студентов бакалавриата, обучающихся по экономическим специальностям.

УДК 531/534(075.8)  
ББК 22.2я7

© Боровский А.В., 2019  
© Издательство БГУ, 2019

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
Глава 1. Введение в релятивистскую механику.....	6
Глава 2. Преобразования Гендрика Лоренца.....	18
Глава 3. Физические эффекты СТО. Кинематика.....	26
Глава 4. Физические эффекты СТО. Динамика.....	32
Глава 5. Ядерная физика. Деление ядер.....	39
Глава 6. Термоядерный синтез.....	51

## ВВЕДЕНИЕ

В Байкальском государственном университете имеются различные формы обучения студентов. В частности, физика преподается студентам бакалавриата, а также студентам, обучающимся по заочной и ускоренной форме обучения. Данный курс необходим студентам для расширения кругозора и формирования инновационного мышления.

Студенты-ускоренники являются лицами, получающими второе образование. Опрос студентов этой формы обучения касательно их уровня подготовки по физике показал, что большая часть студентов закончили технические вузы и уже слушали годовой курс физики. В БГУ они пришли для получения экономических знаний. Таким студентам не интересно повторно изучать обычную механику, слушать лекции про законы Ньютона и закон Всемирного тяготения. Поэтому целесообразно прочитать им краткий курс инновационной физики. Этот курс дает современные знания об окружающем нас мире. К счастью, релятивистскую механику можно изложить в картинках и объяснить на пальцах, поэтому от читателя не требуется серьезная теоретическая подготовка.

## ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В РЕЛЯТИВИСТСКУЮ МЕХАНИКУ

В 70-х гг. XIX в. блестящий британский физик-теоретик Джеймс Максвелл, шотландец по происхождению, написал свои знаменитые «уравнения Максвелла». Эти уравнения описывали пространственно-временную динамику электрического и магнитного полей. Напомним читателю, что *полями в физике называют скалярные, векторные или более сложные функции положения в пространстве и времени, удовлетворяющие уравнениям динамики поля*. В 1892 г. голландский физик-теоретик Гендрик Антон Лоренц обнаружил, что уравнения Максвелла не меняют своего вида при совершении над координатами, временем и самими полями некоторых специальных преобразований, которые вскоре получили имя Лоренца. Смысл этих преобразований не был осознан сразу. Их рассматривали скорее как математический курьез. Преобразования Лоренца изучали выдающиеся физики и математики конца XIX в. – Фойгт, Абрагам, Лармор, Пуанкаре. Наконец, в 1905 г. Альберт Эйнштейн предложил физическую интерпретацию преобразованиям Лоренца. В 1905–1907 гг. математик, проживавший на территории Германии (родом с польско-белорусских земель Российской империи) по фамилии Минковский, опираясь на принципы Эйнштейна, разработал теорию, которую позже назвали «специальной теорией относительности» (кратко – СТО).

На протяжении практически всего XIX в. в среде физиков рассматривалась идея существования эфира. Ученые считали, что космическое пространство заполнено материальной субстанцией, которую они называли – эфир. Все космические тела движутся через эфир, т.е. имеют некоторую скорость по отношению к нему. Свет и впоследствии электромагнитные волны считались колебаниями эфира. Ни у кого не вызывало сомнений, что скорость света на Земле, измеренная вдоль и против движения Земли по своей орбите вокруг Солнца, описывается формулой  $c^* = c \mp v_{03}$ , где  $c$  – скорость света в эфире, а  $v_{03}$  – орбитальная скорость движения Земли. Ученые не сомневались в справедливости закона сложения скоростей Галилея, имевшего место в ньютоновской механике.

Однако, в 1880 г. американский физик-экспериментатор Альберт Майкельсон (происхождением с польских территорий Пруссии) провел ряд экспериментов, с оптическим интерферометром собственного изобретения, в которых измерил скорость света вдоль, поперек и против движения Земли по своей орбите вокруг Солнца. Майкельсон даже осуществил экспедицию в Африку, где провел измерения на разных широтах и на вершине горы, высотой в 3 км. Эксперименты Майкельсона показали, что скорость света в различных точках пространства и во всех направлениях одинакова и равна

$$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с.} \quad (1.1)$$

После этого наступил 25-летний временной период, который историки науки называли «крушением основ физики». Эксперименты Майкельсона показали, что эфира в понимании физиков того времени не существует. В то же время никто не мог предложить адекватное объяснение экспериментам по измерению скорости света.

В конце XIX в. появились и другие эксперименты, из области ядерной физики, которые показывали, что для частиц, движущихся с около световыми скоростями, законы ньютоновской механики не работают.

Выход из положения нашел Альберт Эйнштейн в 1905 г. Рассмотрим предложение Эйнштейна. Повторим некоторые определения.

**Система отсчета** – это система координат  $Oxuz$  и время  $t$  (часы).

**Инерциальные системы отсчета** – существуют системы отсчета, в которых свободное движение тел при отсутствии действия на них сил происходит с постоянной скоростью по прямой. Такие системы отсчета носят название инерциальных.

**Инерция** – способность физического тела в отсутствие действия на него сил сохранять равномерное прямолинейное движение.

Еще до Альберта Эйнштейна французский математик Анри Пуанкаре сформулировал принцип инвариантности законов природы при переходах между инерциальными системами отсчета.

**Инвариантность** – сохранение математического вида уравнения при совершении преобразований координат и времени, связанных с переходом наблюдателя из одной системы отсчета в другую.

**Принцип инвариантности законов Природы (Анри Пуанкаре).** Все законы природы одинаковы во всех инерциальных системах отсчета. Уравнения, выражающие законы природы, инвариантны по отношению к преобразованиям координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. В литературе принцип инвариантности иногда называют принципом относительности.

В механике Ньютона для системы  $n$  частиц выписывают уравнения динамики в виде

$$\mathbf{F}_i = m_i \mathbf{a}_i, i = 1, 2 \dots n, \quad (1.2)$$

где  $\mathbf{F}_i$  – сила, действующая на частицу с номером  $i$ ,  $\mathbf{a}_i$  – ускорение,  $m_i$  – масса этой частицы. Для консервативных систем (замкнутые системы, на которые не действуют внешние силы) силу  $\mathbf{F}_i$  можно представить в виде градиента (пространственной производной) от потенциальной энергии

$$\mathbf{F}_i = -\nabla_i U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots \mathbf{r}_n), \quad (1.3)$$

здесь  $\mathbf{r}_i$  – положение в пространстве частицы с номером  $i$ . Что произойдет, если внезапно изменить положение частицы с номером 1? А произойдет следующее, мгновенно изменятся все силы, действующие на другие частицы. То есть в ньютоновской механике взаимодействие между частицами распространяется мгновенно. Классическая механика построена на принципе дальнего действия, скорость сигнала равна бесконечности  $c = \infty$ .

Ниже будем называть распространение взаимодействия – **сигналом**.

**Принцип постоянства скорости света.** Скорость распространения сигнала фигурирует в некоторых законах природы, вернее, в уравнениях, представляющих эти законы. Например, скорость света фигурирует в уравнениях Максвелла и в волновом уравнении. Эйнштейн обратил внимание физиков на то, что

эти уравнения должны быть инвариантны относительно замен переменных, связанных с переходами между различными инерциальными системами координат и времени. Поэтому скорость света должна быть мировой константой. Она не должна меняться при таких переходах. Во всех инерциальных системах отсчета скорость света должна быть одинаковой. Таким образом, Эйнштейн дополнил принцип инвариантности законов природы принципом сохранения скорости распространения сигнала во всех инерциальных системах отсчета. Эйнштейн предложил также считать, что скорость света является предельной скоростью распространения любых сигналов в природе. Высказанные утверждения физики назвали **принципом относительности Эйнштейна**.

Механика, основанная на принципах Эйнштейна, получила название «**релятивистская механика**» или «**специальная теория относительности**». В этой механике скорости любых материальных объектов ограничены скоростью света  $0 \leq v \leq c$ . В этой физической теории считается, что скоростей превышающих скорость света  $v > c$  в природе не существует. В случае малых скоростей  $v \ll c$  приходим к классической механике Ньютона. В уравнениях СТО переход к классической механике (нерелятивистской) осуществляется взятием формального предела  $c \rightarrow \infty$ .

**Странности релятивистской механики. Относительность пространственной совместимости и одновременности протекания двух событий.** Рассмотрим два мысленных эксперимента, смотри рис. 1.1а, 1.1б. Пусть относительно Земли, системы отсчета  $K$ , летит самолет. Пассажир хлопает ладошкой два раза по столику. В системе отсчета, связанной с самолетом, системой отсчета  $K'$ , процесс хлопанья по столику будет происходить в одной точке пространства. В системе отсчета, связанной с Землей, этот же процесс будет происходить в разных точках пространства, так как за время между хлопками самолет пролетит некоторое расстояние.

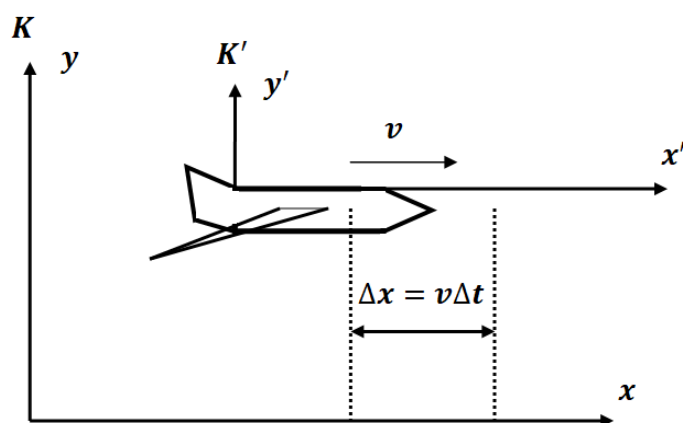


Рис. 1.1а. Иллюстрация относительности пространственных событий

Второй пример. Пусть относительно инерциальной системы отсчета  $K$  едет вагон, с которым связана другая также инерциальная система отсчета  $K'$ . Из точки  $A$ , которая находится в середине вагона, одновременно в обе стороны испускают световые сигналы. Тогда для наблюдателя, находящегося в вагоне,



т.е. в системе  $K'$ , световые сигналы достигнут торцов вагона, точек  $B$  и  $C$ , одновременно, так как исходная точка  $A$  находится посередине вагона, и сигналы проходят одинаковые расстояния до его торцов. В то же время для наблюдателя, находящегося вне вагона, т.е. в системе  $K$ , световой сигнал достигнет точки  $B$  быстрее, чем второй сигнал попадет в точку  $A$ , так как стенка вагона с точкой  $B$  приближается, а с точкой  $C$  удаляется от места испускания сигнала.

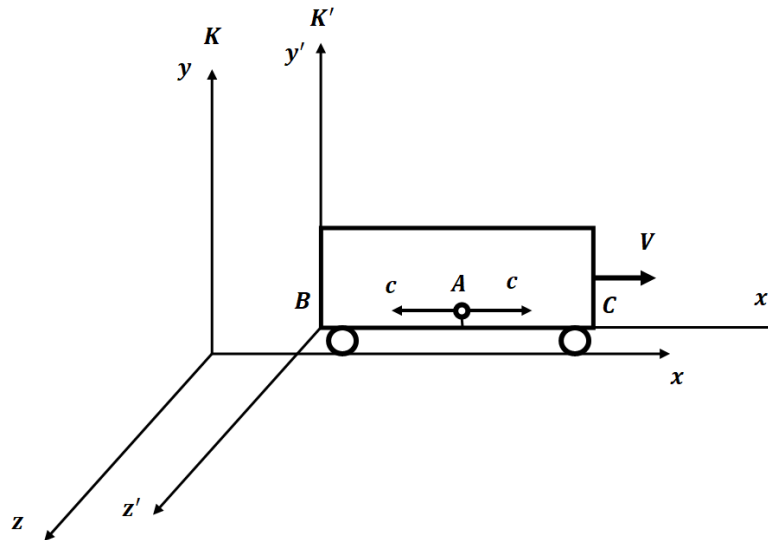


Рис. 1.1б. Иллюстрация относительности временных событий

Из этих двух мысленных экспериментов вытекает, что пространственно-временные процессы привязаны к конкретной системе отсчета. В противном случае, говорить о них становится бессмысленным. Являются относительными, т.е. привязанными к конкретной системе отсчета, такие утверждения как одновременность двух событий, а также то, что два события произошли в одной точке пространства. Мы должны говорить – события произошли одновременно относительно системы отсчета  $K$  (или  $K'$ ). А также – события произошли в одной точке пространства относительно системы отсчета  $K$  (или  $K'$ ).

В чем же причина такого положения дел? Отметим, что в данном пункте мы ничего не говорим о движениях систем отсчета с субсветовыми (около световыми) скоростями. Все дело в отсутствии абсолютной системы отсчета в окружающем нас мире. Физики пытались во времена Ньютона привязать оси абсолютной системы отсчета к удаленным звездам. Астрономы вскоре выяснили, что звезды движутся относительно друг друга. В результате попытка ввести космическую абсолютную систему отсчета не удалась.

В XIX в. физики пытались посредством оптических экспериментов привязать абсолютную систему отсчета к эфиру. Вскоре обнаружили, что эфира в природе не существует. После этого в сообществе физиков наступило понимание, что абсолютная система отсчета в нашем мире отсутствует. Ее оси просто не к чему привязать. Отсутствие абсолютной системы отсчета проявляет себя в далеко идущих выводах об относительности понятий одновременности событий и возникновения событий в одной и той же точке пространства.

**Двухмерная пространственно-временная система координат.** В связи с тем, что пространство и время в новой механике проявляют себя по-разному в различных системах отсчета, является естественной идея привязать ось времени к трехмерной пространственной системе координат. Тогда придется рассматривать 4-мерную пространственно-временную систему координат. Каждой системе отсчета будет соответствовать такая 4-мерная система координат. Математики любят и умеют рассматривать  $n$ -мерные системы координат. Для людей, живущих в трехмерном мире с часами в сотовом телефоне, такие системы координат, конечно, являются математическими абстракциями. Представить их мысленно в виде кубов или пирамид затруднительно. К счастью, многие задачи механики включают одну координату и время. В этом смысле нам повезло. Мы можем изучить релятивистскую механику на плоскости, где одна ось системы координат пространственная. А вторая – временная. Таким образом, в целях наглядности вместо 4-мерной системы  $Ox_1x_2x_3x_4$  будем рассматривать двухмерную –  $Oxt$ .

Введем некоторые определения, рис. 1.2.

**Событие** – это точка  $(x, t)$  на пространственно-временной плоскости. При изменении системы координат точка остается на своем месте, а ее координаты меняются.

**Мировая линия** – это траектория движения частицы на пространственно-временной плоскости.

**Прямая мировая линия** – это траектория движения частицы на пространственно-временной плоскости с постоянной скоростью в отсутствие действия на нее сил.

**Искривленная мировая линия** – это траектория движения частицы на пространственно-временной плоскости с переменной скоростью в условиях действия на нее сил.

**Две прямые  $x = \pm ct$**  – это мировые линии световых сигналов, испущенных в момент времени  $t = 0$  из начала координат. Первый сигнал распространяется в положительном направлении оси  $Ox$ , второй – в отрицательном.

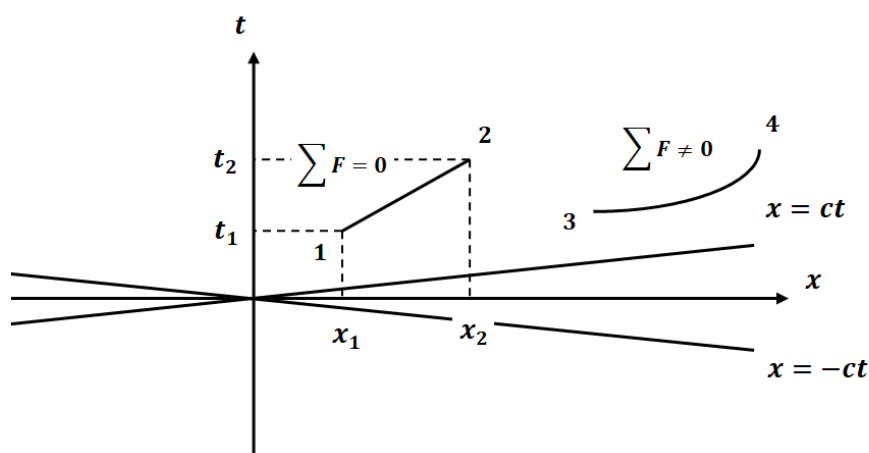


Рис. 1.2. Иллюстрация распространения оптических сигналов и движения частиц в плоскости  $(x, t)$

Учитывая большую величину скорости света, удобно ввести систему координат  $(x, ct)$ , рис. 1.3. Тогда мировые линии оптических сигналов будут составлять с осями углы  $45^\circ$ . Рисунки в плоскости  $(x, ct)$  становятся удобными для зрительного восприятия. Кроме того, размерности по обеим осям становятся одинаковыми, что также упрощает рассмотрение.

**Инвариантность (сохранение) скорости света по отношению к преобразованиям системы координат.** Определим, какие системы координат обеспечивают сохранение скорости света. Рассмотрим систему координат  $(x, ct)$  с прямым углом при вершине. Мировые линии световых сигналов, испущенных из начала координат в момент времени  $t = 0$ , являются взаимно перпендикулярными прямыми, проходящими через точку  $O$  под углами  $45^\circ$  к осям  $Ox$  и  $Oct$ . Обозначим оси этой системы координат  $(X, Y)$ . Будем называть систему координат, образованную мировыми линиями световых сигналов  $(X, Y)$  – реперной. Легко сообразить, что

$$\begin{aligned} X &= x + ct, \\ Y &= x - ct, \end{aligned} \tag{1.4}$$

поскольку уравнения (1.4) представляют собой набор прямых, параллельных реперным осям координат.

Условие постоянства скорости света в различных системах координат приводит к соотношениям

$$\begin{aligned} x &= ct, \\ x' &= ct', \\ x'' &= ct'', \\ &\dots \end{aligned} \tag{1.5}$$

Для каждого уравнения (1.5) согласно (1.4) выполняются соотношения

$$\begin{aligned} Y &= x' - ct' = 0, \\ Y &= x'' - ct'' = 0, \\ &\dots \end{aligned} \tag{1.6}$$

Дело в том, что событийные точки и, следовательно, составленные из них мировые линии на плоскости  $(x, ct)$ , при изменении системы координат, остаются на своих местах. Изменяют свое положение только оси системы координат.

Геометрическое место точек  $Y = 0$  соответствует оси  $X$  реперной системы отсчета. Причем для каждой точки  $X$  будут выполняться равенства (1.5). Если провести из точки  $X$  линии, параллельные осям координат, то они отсекут на указанных осях равные отрезки  $x$  и  $ct$ ,  $x'$  и  $ct'$ ,  $x''$  и  $ct''$ . Отсекаемая указанным образом фигура есть ромб из-за равенства отрезков на осях. Все системы координат должны иметь общее начало, иначе мы не сможем получить ромб и придем к противоречию.

Таким образом, все инерциальные системы координат, для которых выполняется принцип инвариантности скорости света, представляют собой пучок косоугольных систем координат с общим началом, симметричных относительно реперной системы  $(X, Y)$ .

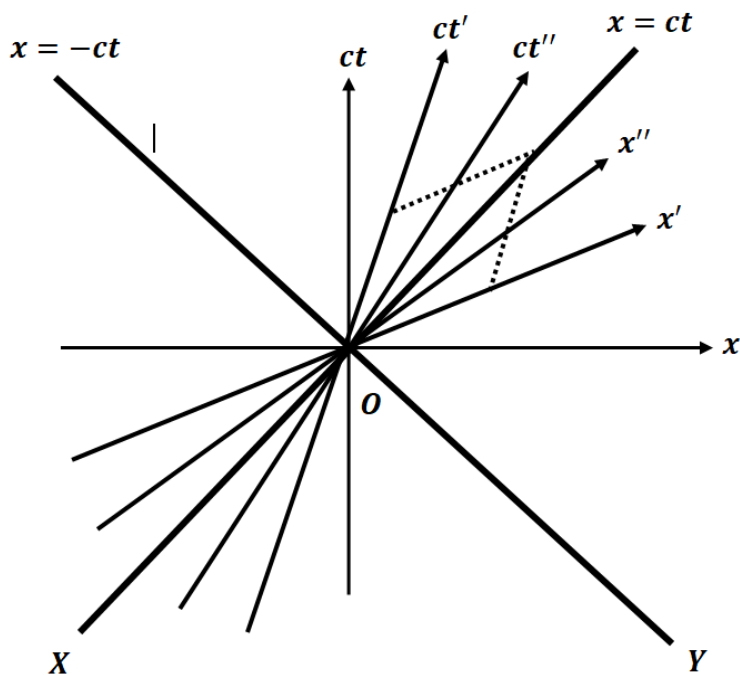


Рис. 1.3. Системы координат, удовлетворяющие принципу инвариантности скорости света

*Давайте разберемся, почему на плоскости  $(x, ct)$  движущиеся системы координат превращаются в косоугольные.*

**Линейка в СТО.** Рассмотрим линейку, которая покоится в исходной системе координат, имеющей прямой угол при вершине. В момент времени  $t = 0$  линейка представляет собой отрезок, отложенный вдоль оси  $Ox$ . Со временем этот отрезок будет смещаться вдоль оси времени. В результате линейка представит собой полосу параллельную оси  $Oct$ , рис. 1.4а.

**Часы в СТО.** Аналогично, часы, находящиеся в точке  $x = 0$  исходной системы координат, представляют собой отрезок, отложенный на оси  $Oct$ . Так как часы могут быть использованы для измерения времени в любой точке  $x \neq 0$ , то объект часы – превращается в полосу, параллельную оси  $Ox$ , рис. 1.4б. Таким образом, покоящиеся линейка и часы в специальной теории относительности представляют собой пространственно-временные континуумы – прямые полосы на плоскости  $(x, ct)$ , параллельные координатным осям.

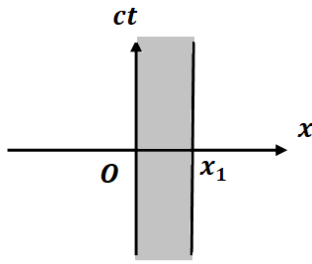


Рис. 1.4а. Линейка в СТО

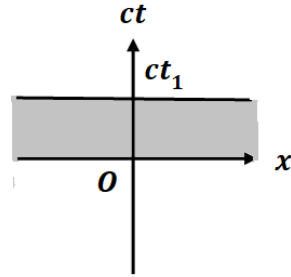


Рис. 1.4б. Часы в СТО

**Измерение длины покоящейся линейки (рис. 1.5).** Рассмотрим линейку – отрезок  $(x_1, x_2)$  в системе отсчета  $K$ . Циркулем найдем середину линейки – точку  $\frac{x_1 + x_2}{2}$ . Из этой точки в момент времени  $t = 0$  испустим два световых сигнала в противоположные стороны. Засечем время прибытия сигналов в точки  $x_1$ , и  $x_2$  – концы линейки. В эксперименте должны участвовать три экспериментатора, которые перед измерением должны собраться вместе и синхронизовать три экземпляра часов. Затем экспериментаторы должны разойтись – один на середину линейки, а другие двое на ее концы. Длина линейки составит

$$l = x_2 - x_1 = 2 \cdot ct. \quad (1.7)$$

Если отрезок слишком длинный для того, чтобы использовать циркуль, можно поступить следующим образом. Синхронизовать двое часов, затем один экспериментатор должен из точки  $x_1$  испускать сигналы, а второй из точки  $x_2$  пойдет навстречу и будет засекать моменты прибытия сигналов. Пространственная точка, для которой время сигнала в пути уменьшится вдвое, и будет серединой отрезка.

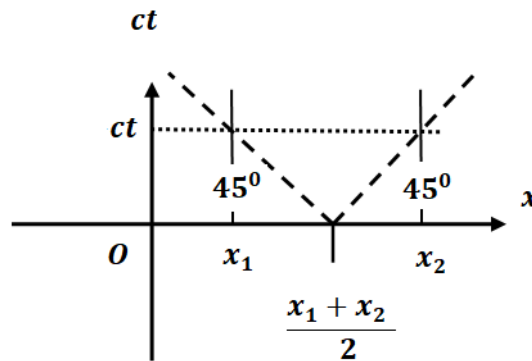


Рис. 1.5. Измерение длины покоящейся линейки

**Движение точки со скоростью  $v < c$ .** Мировая линия частицы, движущейся с постоянной скоростью  $v < c$ , представляет собой прямую линию. Если частица в момент времени  $t = 0$  находилась в начале координат, то мировая линия будет исходить из начала координат, рис. 1.6.

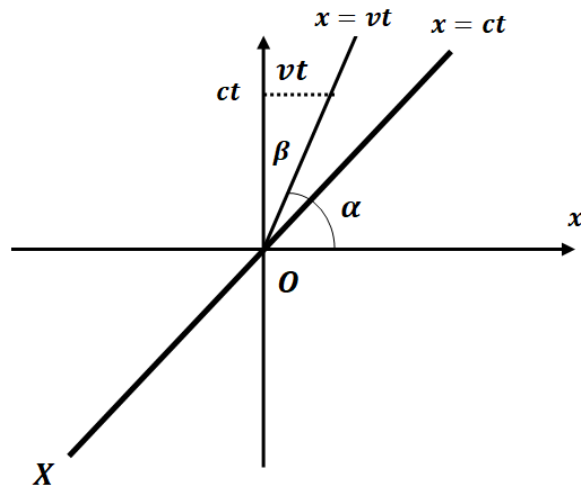


Рис. 1.6. Мировая линия частицы, движущейся со скоростью  $v < c$

Представим уравнение для мировой линии в виде

$$x = vt = \frac{v}{c} \cdot ct. \quad (1.8)$$

Или для графика, представленного на рис. 1.6

$$ct = \frac{c}{v} \cdot x. \quad (1.9)$$

Тангенс угла наклона графика равен производной по переменной  $x$ , взятой от функции (1.9)

$$tg\alpha = \frac{c}{v}. \quad (1.10)$$

Угол  $\beta$  дополняет угол  $\alpha$  до прямого

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha,$$

поэтому

$$tg\beta = ctg\alpha = \frac{1}{tg\alpha} = \frac{v}{c}. \quad (1.11)$$

**Движущаяся линейка.** Рассмотрим линейку, движущуюся со скоростью  $v < c$  относительно системы отсчета  $(x, ct)$ , рис. 1.7. Концы линейки в момент времени  $t = 0$  занимают положение  $(x_1, x_2)$ .

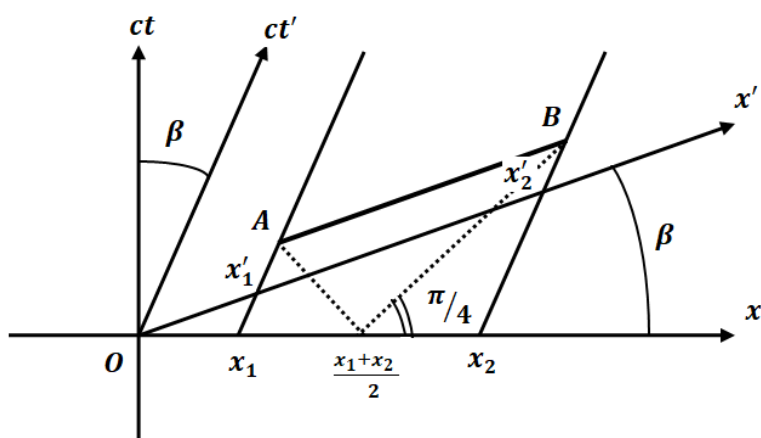


Рис. 1.7. Линейка, движущаяся с постоянной скоростью

Мировые линии концов линейки должны быть параллельны мировой линии точки, движущейся со скоростью линейки  $x = vt$ , такая линия показана на рис. 1.6. На рис. 1.7 эта линия отмечена как ось криволинейной системы координат –  $Oct'$ . Произведем измерения длины движущейся линейки. Для этого из середины отрезка  $(x_1, x_2)$ , точки  $\frac{x_1+x_2}{2}$ , испустим два сигнала в противоположные стороны. Для наблюдателя, который покоится относительно движущейся линейки, т.е. находится в системе отсчета  $(x, ct)$ , мировые линии сигналов достигнут концов линейки в точках  $A$  и  $B$ , в которых пунктирные линии сигналов пересекаются с мировыми линиями концов линейки. Через эти точки проведем наклонный отрезок  $AB$ . Определим угол наклона отрезка по отношению к оси  $Ox$ .

Точку  $A$  найдем как пересечение двух прямых на плоскости

$$\begin{aligned} x &= x_1 + \frac{v}{c}\tau, \tau = ct, \\ x &= \frac{x_1 + x_2}{2} - \tau. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Решение этих уравнений дает координаты точки  $A$

$$\tau^* = \frac{x_2 - x_1}{2\left(1 + \frac{v}{c}\right)}, x^* = \frac{x_1 + \frac{v}{2c}(x_1 + x_2)}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}. \quad (1.13)$$

Аналогично, уравнения пересечения двух прямых

$$\begin{aligned} x &= x_2 + \frac{v}{c}\tau, \tau = ct, \\ x &= \frac{x_1 + x_2}{2} + \tau, \end{aligned} \quad (1.14)$$

дают координаты точки  $B$

$$\tau^{**} = \frac{x_2 - x_1}{2\left(1 - \frac{v}{c}\right)}, x^{**} = \frac{x_2 - \frac{v}{2c}(x_1 + x_2)}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)}. \quad (1.15)$$

В результате, вектор  $\mathbf{l}$  с началом в точке  $A$  и концом в точке  $B$  обладает компонентами

$$\mathbf{l} = (x^{**} - x^*, \tau^{**} - \tau^*) = \left( \frac{x_2 - x_1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}, \frac{(x_2 - x_1)\frac{v}{c}}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \right). \quad (1.16)$$

Для угла наклона вектора  $\mathbf{l}$  по отношению к оси  $Ox$  получим

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\tau^{**} - \tau^*}{x^{**} - x^*} = \frac{v}{c}. \quad (1.17)$$

Параллельно вектору  $\mathbf{l}$  под углом  $\beta$  проведем ось  $Ox'$  косоугольной штрихованной системы координат. В системе отсчета  $(x', ct')$  линейка покоится и занимает положение  $(x_1', x_2')$ . Обе оси косоугольной (движущейся со скоростью линейки) системы координат составляют угол  $\beta$ , даваемый формулой (1.11) или (1.17), с осями покоящейся системы координат.

Отметим, что мы ненароком обнаружили эффект изменения длины движущейся линейки! Этот эффект кажется невероятным для классической механики.

Итак, в первой главе мы обсудили основы релятивистской механики Эйнштейна – Минковского. Она базируется на двух постулатах – на инвариантности уравнений, выражающих законы природы, для всех инерциальных систем отсчета и на конечности и постоянстве скорости света во всех инерциальных системах отсчета. Эти два обстоятельства приводят нас к необходимости рассматривать 4-мерное пространство и время. Уникальным обстоятельством является возможность построить релятивистскую механику на плоскости  $(x, ct)$ . Введены понятия события, мировой линии для частицы, мировых линий для световых сигналов, реперной системы отсчета. Доказана теорема о представлении всех инерциальных систем отсчета в виде пучка косоугольных систем координат, симметричных относительно реперной системы отсчета. Введены понятия линейки и часов в СТО. Рассмотрена «движущаяся линейка» и показан переход в систему координат, движущуюся вместе с линейкой.

### Вопросы к главе 1

1. Почему система координат, связанная с удаленными звездами, не является абсолютной?
2. Какие эксперименты привели к отказу от идеи эфира?
3. Какие системы отсчета являются инерциальными?
4. Что такое инвариантность уравнения?
5. Сформулируйте принцип инвариантности законов природы по отношению к переходам между инерциальными системами отсчета.
6. Какое утверждение добавил Эйнштейн к принципу инвариантности законов природы?
7. Что такое событие?
8. Что такое мировая линия?
9. Что такое мировая плоскость?



10. Как выглядит равномерное прямолинейное движение на мировой плоскости?
11. Как выглядят линейка и часы в СТО на мировой плоскости?
12. Как вводится реперная система отсчета, чему равны координаты вдоль реперных осей?
13. Какой принцип лежит в основе доказательства утверждения, что все инерциальные системы отсчета, движущиеся относительно друг друга с различными скоростями, можно представить в виде пучка косоугольных систем координат с общим центром, симметричных относительно реперной системы отсчета?
14. Какой угол составляет мировая линия частицы с осью *Oct*?
15. Объясните, как осуществляется переход в движущуюся систему координат, совмещенную с перемещающейся линейкой?

## ГЛАВА 2. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГЕНДРИКА ЛОРЕНЦА

В данной главе рассмотрим центральный результат геометрической динамики Эйнштейна – Минковского, а именно преобразования координат и времени, связанные с переходом между движущимися относительно друг друга инерциальными системами отсчета. Эти преобразования носят имя голландского физика-теоретика конца XIX в. Гендрика Антона Лоренца, который первым их обнаружил при анализе уравнений Максвелла. Вывод преобразований Лоренца из геометродинамических соображений, который мы рассмотрим ниже, принадлежит нобелевскому лауреату, выдающемуся физическому Макс Борну (выходцу из польского Вроцлава, до 1933 г. проживавшего в Германии, после прихода к власти нацистов, эмигрировавшему в Великобританию). Макс Борн известен как один из основателей специальной теории относительности, физической оптики и квантовой механики.

Термин «геометродинамика», употребленный выше, означает рассмотрение задач на плоскости  $(x, ct)$ , с использованием множества косоугольных систем координат, представленных ранее на рис. 1.3. Здесь первое слово «геометрия» относится к наличию пространственной оси  $Ox$ , а второе слово «динамика» означает присутствие оси времени  $Oct$ .

Постановку задачи иллюстрирует рис. 2.1. На мировой плоскости  $(x, ct)$  произошло событие, отмеченное точкой  $P$ , которая не изменяет своего положения. Точка  $P$  имеет координаты  $x$  и  $ct$  в исходной системе координат. В движущейся системе координат точка  $P$  обладает другими координатами  $x'$  и  $ct'$ . Требуется выразить одни координаты через другие. Так как задача преобразования координат линейная, то в общем случае решение должно иметь вид следующих соотношений

$$\begin{aligned}x' &= a \cdot (ct) + b \cdot x, \\ct' &= d \cdot (ct) + e \cdot x.\end{aligned}\tag{2.1}$$

Задача имеет единственный параметр – скорость  $v$  штрихованной системы координат по отношению к исходной. Поэтому коэффициенты преобразования  $a, b, d, e$  должны зависеть от скорости  $v$ . Приступим к их определению.

Рассмотрим прямую, параллельную оси  $ct'$ , проходящую через точку  $P$ . Уравнение этой прямой в системе  $(x, ct)$  запишем в виде

$$x - vt = \alpha_1.\tag{2.2}$$

С другой стороны, уравнение этой же прямой в системе  $(x', ct')$  имеет вид

$$x' = \alpha_2.\tag{2.3}$$

Здесь  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  параметры задачи, не зависящие от координат и времени. Поделим (2.2) на (2.3)

$$\frac{x - vt}{x'} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \equiv \alpha.\tag{2.4}$$

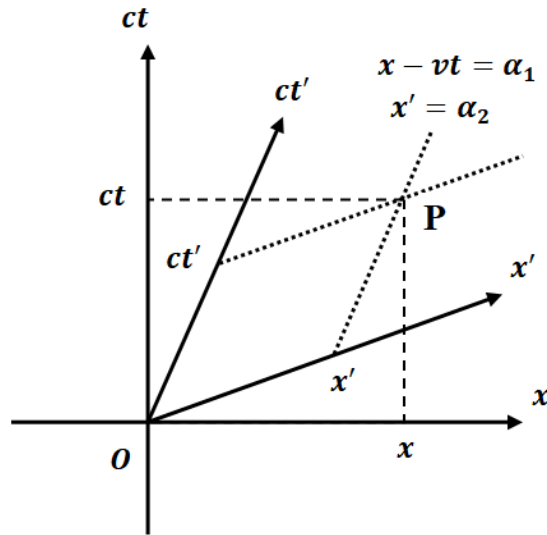


Рис. 2.1. К выводу преобразований Лоренца методом Макса Борна

Перепишем (2.4) в виде

$$\alpha x' = x - vt. \quad (2.5)$$

Соотношение (2.5) получено для наблюдателя, который находится в системе отсчета  $(x, ct)$ . Для того, чтобы получить аналогичное соотношение для наблюдателя, находящегося в системе отсчета  $(x', ct')$ , нужно штрих перебросить на нештрихованные величины и заменить скорость на противоположную  $v \rightarrow -v$

$$\alpha x = x' + vt'. \quad (2.6)$$

Используем также условие инвариантности скорости света в различных системах координат

$$\begin{aligned} x &= ct, \\ x' &= ct'. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Подставим (2.7) в соотношения (2.5) и (2.6)

$$\begin{aligned} \alpha ct' &= ct - vt = (c - v)t, \\ \alpha ct &= ct' + vt' = (c + v)t'. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Перемножим первое и второе равенства (2.8)

$$\alpha^2 c^2 t t' = (c - v)(c + v) t t' \rightarrow \alpha^2 c^2 = c^2 - v^2 \rightarrow \alpha^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}.$$

Извлекая корень, найдем математическое выражение для параметра задачи

$$\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (2.9)$$

Подставим (2.9) в (2.5)

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.10)$$

Далее (2.10) подставим в (2.6)

$$vt' = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot x - \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \rightarrow \frac{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)x - x + vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \rightarrow t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.11)$$

Выпишем полученные равенства (2.10) и (2.11) совместно

$$\begin{cases} x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ t' = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{cases} \quad (2.12)$$

Это и есть знаменитые преобразования Гендрика Лоренца.

Можно разрешить линейную систему уравнений (2.12) в другую сторону.

Для получения результата достаточно поменять местами штрихованные и нештрихованные величины и заменить скорость на противоположную  $v \rightarrow -v$

$$\begin{cases} x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \\ t = \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \end{cases} \quad (2.13)$$

На данном этапе рассмотрения СТО настало время ввести новое определение.

**Интервал.** Квадрат интервала дается выражением

$$s^2 = x^2 - c^2t^2. \quad (2.14)$$

**Теорема Минковского.** Интервал является инвариантом при переходах между различными инерциальными системами отсчета.

Доказательство. Вычислим выражение, воспользовавшись преобразованиями Лоренца (2.12)

$$x' + ct' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{ct - \frac{v}{c}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ x \left(1 - \frac{v}{c}\right) + ct \left(1 - \frac{v}{c}\right) \right\} = \quad (2.15)$$

$$= \frac{\left(1 - \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (x + ct).$$

Аналогично

$$\begin{aligned} x' - ct' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{ct - \frac{v}{c}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ x \left(1 + \frac{v}{c}\right) - ct \left(1 + \frac{v}{c}\right) \right\} = \\ &= \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (x - ct). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Перемножив (2.15) и (2.16), получим

$$s^2 = x^2 - c^2 t^2 = x'^2 - c^2 t'^2 = s'^2. \quad (2.17)$$

Таким образом, доказано, что интервал является инвариантом, т.е. сохраняется при переходах между инерциальными системами отсчета.

**Преобразование Минковского.** Напомним слушателям, что среди элементарных функций имеются гиперболические функции. Гиперболические синус и косинус комбинируются из двух экспонент

$$\operatorname{sh} z = \frac{e^z - e^{-z}}{2}, \quad \operatorname{ch} z = \frac{e^z + e^{-z}}{2}. \quad (2.18)$$

Гиперболические функции не являются периодическими в случае действительных показателей. Они приобретают периодичность только в случае комплексных показателей. Теорию функций комплексных переменных мы здесь затрагивать не будем. Графики функций (2.18) представлены на рис. 2.2.

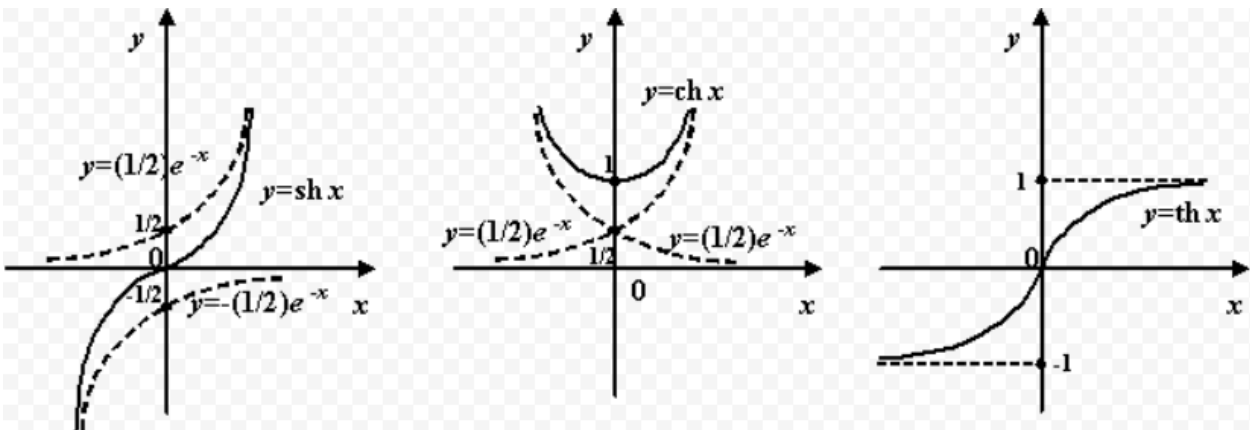


Рис. 2.2. Гиперболические функции

Функции (2.18) удовлетворяют главному тождеству

$$\operatorname{ch}^2 z - \operatorname{sh}^2 z = 1. \quad (2.19)$$

Для доказательства (2.19) разложим левую часть равенства, как разность квадратов и подставим в разложение выражения для гиперболических функций (2.18)

$$ch^2z - sh^2z = (chz - shz)(chz + shz) = \frac{1}{2}2e^{-z} \frac{1}{2}2e^z = 1.$$

В теории гиперболических функций вводится гиперболический тангенс

$$thz = \frac{shz}{chz}. \quad (2.20)$$

Берем основное тождество (2.19) и выносим в левой части  $ch^2z$

$$ch^2z(1 - th^2z) = 1.$$

Получаем в результате формулы, которые понадобятся ниже

$$\begin{aligned} chz &= \frac{1}{\sqrt{1 - th^2z}}, \\ shz &= \frac{thz}{\sqrt{1 - th^2z}}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Минковский рассмотрел преобразование, которому физики присвоили его имя

$$\begin{aligned} x &= x'ch\psi + ct'sh\psi, \\ ct &= x'sh\psi + ct'ch\psi. \end{aligned} \quad (2.22)$$

**Теорема.** Преобразование Минковского сохраняет интервал.

Доказательство сводится к цепочке алгебраических преобразований

$$\begin{aligned} s^2 &= x^2 - (ct)^2 = (x'ch\psi + ct'sh\psi)^2 - (x'sh\psi + ct'ch\psi)^2 = \\ &= x'^2ch^2\psi + 2x'ct'sh\psi ch\psi + c^2t'^2sh^2\psi - x'^2sh^2\psi - 2x'ct'sh\psi ch\psi \\ &\quad - c^2t'^2ch^2\psi = \\ &= x'^2(ch^2\psi - sh^2\psi) - (ct')^2(ch^2\psi - sh^2\psi) = x'^2 - (ct')^2. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Возвели в квадрат круглые скобки, сократили перекрестные произведения, далее использовали основное тождество (2.19) для гиперболических функций. Таким образом, преобразование Минковского аналогично преобразованию Лоренца сохраняет интервал.

Покажем, что эти два преобразования совпадают. Для этого в (2.22) следует положить нулю координату в штрихованной системе  $x' = 0$

$$\begin{aligned} x &= ct'sh\psi, \\ ct &= ct'ch\psi. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Делим первое уравнение на второе

$$\frac{x/t}{c} = th\psi \rightarrow th\psi = \frac{v}{c}. \quad (2.25)$$

Воспользовавшись соотношениями (2.21), находим

$$ch\psi = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, sh\psi = \frac{v/c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.26)$$

Подставив (2.26) в (2.22) приходим к преобразованиям Лоренца

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, ct = \frac{ct' + \frac{v}{c}x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Анализ следствий, которые вытекают из преобразований Лоренца, проведем в главе 3.

**Физический смысл интервала.** Положим  $s^2 = 1$ , тогда  $s = \pm 1$ . Запишем выражение для интервала

$$1 = x^2 - (ct)^2. \quad (2.27)$$

Переносим  $(ct)^2$  в левую часть равенства и извлекаем корень

$$x = \pm\sqrt{1 + (ct)^2}. \quad (2.28)$$

Функция (2.27) четная, поэтому решение (2.28) имеет две ветви при  $x > 0$  и  $x < 0$ . При  $(ct) = 0$  получаем  $x = \pm 1$ . Это единичные шкалы положительной и отрицательной линеек в покоящейся системе отсчета  $K$ . Если положить  $s^2 = -1$ , то  $s = \pm i$ . В этом случае получаем решение в виде

$$ct = \pm\sqrt{1 + x^2}. \quad (2.29)$$

При  $x = 0$  получим  $ct = \pm 1$ . Это есть единичные шкалы положительных и отрицательных часов в покоящейся системе отсчета  $K$ . Графики функций (2.28) и (2.29) имеют асимптотами оси реперной системы отсчета  $X, Y$ , рис. 2.3.

Выберем произвольную точку на кривой постоянного интервала  $s = 1$ , рис. 2.3. Квадрат интервала равен площади прямоугольника, построенного на осях реперной системы отсчета с вершиной в выбранной точке  $s^2 = X \cdot Y$ . Если перемещать точку по кривой единичного интервала, то прямоугольник будет изменяться, однако площадь его остается постоянной и равной единице. Проведем через начало координат и выбранную точку на кривой единичного интервала ось движущейся системы отсчета  $Ox'$ . Тогда диагональ прямоугольника окажется на этой оси. В силу инвариантности интервала длина диагонали будет равна единице. Таким образом кривая единичного интервала определяет длины единичных линеек в движущихся системах отсчета. Аналогично, кривая, на которой интервал равен мнимой единице, определит единичные шкалы часов для всех движущихся систем отсчета. Если через точку на кривой единичного интервала провести касательную, то она окажется параллельной оси времени для движущейся системы отсчета. Соответствующая наклонная полоса определит движущуюся линейку. Касательная, т.е. правая граница полосы, будет пересекать пучок осей движущихся систем отсчета левее кривой единичного интервала. Следова-

тельно, наблюдатель в движущейся системе отсчета, для которой проведена касательная, увидит эффект сжатия пространства Фицджеральда – Лоренца для всех систем отсчета движущихся относительно той, в которой находится наблюдатель. Прямоугольная система отсчета выступает в описанной картине на равных правах с любыми косоугольными системами отсчета и ничем не отличается от них. Само слово «интервал» определяет одно деление линеек и часов в движущихся СО.

Докажем в заключение, что касательная к кривой единичного интервала параллельна оси времени для движущейся системы отсчета. Выберем произвольную точку на кривой единичного интервала  $(x, ct)$ . Для нее обе координаты связаны соотношением

$$ct = \sqrt{x^2 - 1}. \quad (2.30)$$

Касательная составляет угол  $\gamma$  с осью  $Ox$ , тангенс которого равен производной от функции (2.30)

$$tg\gamma = \frac{d}{dx} \sqrt{x^2 - 1} = \frac{x}{\sqrt{x^2 - 1}}. \quad (2.31)$$

Ось  $Ox'$ , проведенная через точку (2.30) составляет угол  $\beta$  с осью  $Ox$ , тангенс которого равен

$$tg\beta = \frac{ct}{x} = \frac{\sqrt{x^2 - 1}}{x}. \quad (2.32)$$

Из соотношений (2.31) и (2.32) следует, что

$$tg\gamma = ctg\beta = tg\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right) \rightarrow \gamma + \beta = \frac{\pi}{2}. \quad (2.33)$$

Поэтому касательная параллельна второй оси  $Oct'$  движущейся системы координат, которая, как мы показали в главе 1 (рис. 1.7), составляет с осью  $Oct$  такой же угол, что и ось штрихованных координат составляет с осью  $Ox$ . Тем самым высказанное утверждение доказано.

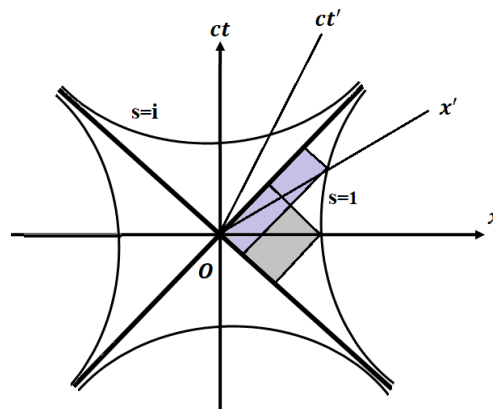


Рис. 2.3. Физическая интерпретация интервала



Итак, в главе 2 получены преобразования Лоренца методом Макса Борна, рассматривавшего геометродинамику на плоскости  $(x, ct)$ . Введено понятие интервала. Доказана теорема Минковского о сохранении интервала. Проведено ознакомление слушателей с элементарными гиперболическими функциями. Рассмотрено гиперболическое преобразование Минковского. Доказана теорема о том, что преобразование Минковского сохраняет интервал. Показана эквивалентность преобразования Минковского и преобразования Лоренца. Рассмотрена физическая интерпретация интервала как инструмента определения шкал линеек и часов во всех движущихся системах отсчета.

### Вопросы к главе 2

1. Что такое геометродинамика на плоскости?
2. Получите преобразования Лоренца методом Макса Борна.
3. Дайте определение интервала.
4. Докажите теорему Минковского о сохранении интервала.
5. Что такое гиперболические функции?
6. Выпишите преобразование Минковского.
7. Докажите теорему о том, что преобразование Минковского сохраняет интервал.
8. Покажите, что преобразование Минковского совпадает с преобразованием Лоренца.
9. Расскажите о физической интерпретации интервала.

### ГЛАВА 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ СТО. КИНЕМАТИКА

**Сжатие пространства Фицджеральда – Лоренца.** Пусть в системе отсчета  $K$  покоится линейка, расположенная вдоль оси  $Ox$ . Длина линейки составляет

$$l_0 = \Delta x = x_2 - x_1. \quad (3.1)$$

Пусть система отсчета  $K'$  движется с постоянной скоростью  $v$  относительно системы отсчета  $K$ . Найдем длину линейки в системе  $K'$ . Применим для этого преобразование Лоренца для левого и правого концов линейки, записанное в виде

$$x_2 = \frac{x_2' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, x_1 = \frac{x_1' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3.2)$$

Вычитаем из первого уравнения второе

$$l_0 = \Delta x = x_2 - x_1 = \frac{\Delta x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{l'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3.3)$$

Окончательно получим

$$l' = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (3.4)$$

Для наблюдателя, который находится в движущейся системе координат, линейка укоротилась. Это означает, что для движущегося объекта пространство перед ним сжимается. Эффект носит название «сжатие пространства Фицджеральда – Лоренца». Этот эффект сжатия пространства наблюдается экспериментально в космических лучах. Некоторые элементарные частицы космических лучей в верхних слоях атмосферы, испытывая столкновения с молекулами воздуха, участвуют в ядерных реакциях. В результате этих реакций образуются высокоэнергичные быстрораспадающиеся мюоны. Из-за малости времени распада в классической механике мюоны не должны долетать до поверхности Земли. Однако, из-за сжатия пространства перед собой они прекрасно наблюдаются на поверхности планеты. Энергии мюонов таковы, что вместо 100 км атмосферы им приходится преодолевать всего лишь 10 см.

Отметим, что координаты линейки  $x_1'$  и  $x_2'$  должны измеряться в один и тот же момент времени  $t'$ . Координаты концов линейки в геометродинамике нельзя измерять в разные моменты времени  $t_1, t_2$ , так как за отрезок времени  $\Delta t = t_2 - t_1$  концы линейки изменят свое положение на мировой плоскости.

**Замедление времени Эйнштейна – Минковского.**

Допустим, что наблюдатель находится в системе отсчета  $K$ . Наблюдатель синхронизовал двое часов. Затем одни часы отдал космонавту, а вторые оставил

у себя. Космонавт стартовал в ракете, которая вышла в открытый космос и движется со скоростью  $v$  относительно Земли. С ракетой связана система отсчета  $K'$ . Допустим, что в ракете, т.е. в одной точке пространства системы отсчета  $K'$ , происходят два события с интервалом времени

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1. \quad (3.5)$$

Найдем интервал времени между этими событиями в системе  $K$

$$\Delta t = t_2 - t_1. \quad (3.6)$$

Воспользуемся для этого преобразованием Лоренца для времени

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, t_2 = \frac{t'_2 + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3.7)$$

Вычитаем из второго уравнения (3.7) первое, в результате получим

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \rightarrow \Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (3.8)$$

Как видим, время в движущейся системе отсчета замедляется.

Если ракета движется с переменной скоростью, то следует записать

$$dt' = \left( \sqrt{1 - \frac{v(t)^2}{c^2}} \right) dt.$$

Далее берем интеграл между моментами времени  $t_1$  и  $t_2$

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1 = \int_{t_1}^{t_2} \left( \sqrt{1 - \frac{v(t)^2}{c^2}} \right) dt. \quad (3.9)$$

Не следует думать, что все сказанное не имеет отношения к реальному миру. Как раз наоборот. Классическая механика ограничена в своем применении малыми скоростями материальных тел.

**Экспериментальная проверка эффекта Эйнштейна – Минковского.** Точность формулы (3.9) неоднократно проверена на элементарных частицах, атомах и даже макроскопических часах. Первый эксперимент по измерению релятивистского замедления времени был выполнен Айвсом и Стилвеллом в 1938 г. с помощью пучка молекулярных ионов водорода, движущихся со скоростью около 0,005 с. Относительная погрешность в этом опыте составляла около 1 %. Эксперименты такого типа неоднократно повторялись, и на 2018 г. их относительная погрешность достигает  $10^{-9}$ .

Выполнялись эксперименты и с перемещением макроскопических атомных часов (см. Эксперимент Хафеле – Китинга). В этом случае одновременный вклад

в наблюдаемый эффект вносят как релятивистское замедление времени, даваемое формулой (3.9), так и гравитационное замедление времени в гравитационном поле Земли, если траектории сравниваемых часов проходят в областях с разным гравитационным потенциалом (эффект общей теории относительности). Эффект релятивистского замедления времени учитывается в часах спутниковых навигационных систем (GPS-Navstar, «ГЛОНАСС», и др.), поэтому корректная работа таких систем является его экспериментальным подтверждением.

Например, для спутников GPS релятивистский уход бортовых часов от земных часов в относительных единицах складывается из замедления бортовых часов на  $2,5046 \cdot 10^{-10}$ , вызванного движением спутника относительно поверхности Земли (эффект СТО), и их ускорения на  $6,9693 \cdot 10^{-10}$ , вызванного более высоким положением спутника в гравитационной потенциальной яме (эффект ОТО). В целом эти два эффекта вызывают ускорение часов спутника GPS по отношению к земным часам на  $4,4647 \cdot 10^{-10}$ . Поэтому, бортовой синтезатор частоты спутников GPS изначально настроен на релятивистски смещенную частоту. (URL: [https://ru.wikipedia.org/wiki/Релятивистское\\_замедление\\_времени](https://ru.wikipedia.org/wiki/Релятивистское_замедление_времени)).

**Замедление времени и интервал.** Теорема Минковского (2.17) доказана для случая, когда взят отрезок мировой линии на мировой плоскости, один конец которого находится в начале координат, а второй конец в произвольной точке мировой плоскости. В общем случае можно начало координат сместить в другую точку мировой плоскости, а мировой отрезок взять бесконечно малым. Тогда приходим к теореме Минковского для бесконечно малого интервала

$$ds^2 = (cdt)^2 - dx^2 = (cdt')^2 - dx'^2 = ds'^2. \quad (3.10)$$

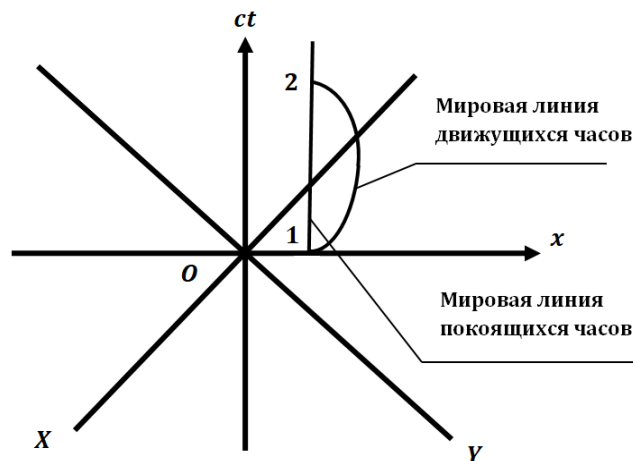


Рис. 3.1. Мировые линии покоящихся и движущихся часов

Вернувшись к рассмотрению задачи о замедлении времени в летящей ракете, следует положить  $dx' = 0$ . Тогда приходим к формуле

$$dt' = \frac{ds}{c} \rightarrow \Delta t' = t'_2 - t'_1 = \frac{1}{c} \int_{t_1}^{t_2} ds. \quad (3.11)$$

Таким образом, чтобы подсчитать время, протекшее на космическом корабле, нужно взять интеграл по интервалу вдоль мировой линии, по которой перемещается космический корабль. Такой интеграл будет максимальным при интегрировании по вертикальной прямой мировой линии, отвечающей покоящимся часам, рис. 3.1.

**Сложение скоростей в СТО.** Преобразование Лоренца (2.13) можно продифференцировать

$$\begin{aligned} dx &= \frac{dx' + V dt'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}, \\ dt &= \frac{dt' + \frac{V}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Заметим, что в системах  $K$  и  $K'$  скорости материальных объектов равны:

$$v = \frac{dx}{dt}, \quad v' = \frac{dx'}{dt'}. \quad (3.13)$$

Поделим первое равенство (3.12) на второе

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + V dt'}{dt' + \frac{V}{c^2} dx'}. \quad (3.14)$$

Далее числитель и знаменатель в правой части (3.14) поделим на  $dt'$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + V}{1 + \frac{V}{c^2} \frac{dx'}{dt'}}. \quad (3.15)$$

Наконец заменим производные на значки скоростей

$$v = \frac{v' + V}{1 + \frac{Vv'}{c^2}}. \quad (3.16)$$

Мы получили знаменитую формулу Эйнштейна – Минковского, описывающую сложение скоростей при переходе наблюдателя в движущуюся систему координат. Если в системе отсчета  $K$  скорость частицы была  $v$ , то при переходе наблюдателя в систему отсчета  $K'$ , имеющую скорость  $V$  по отношению к системе  $K$ , наблюдатель обнаружит скорость частицы равной  $v'$ .

При малых скоростях (3.16) переходит в закон сложения скоростей Галилея

$$v = v' + V. \quad (3.17)$$

Формула Галилея (3.17) получается формальным переходом  $c \rightarrow \infty$ .

Уравнение (3.16) можно разрешить в обратную сторону. Для этого нужно поменять местами штрихованные и нештрихованные скорости  $v \leftrightarrow v'$  и заменить скорость движения системы отсчета  $K'$  на противоположную  $V \rightarrow -V$

$$v' = \frac{v - V}{1 - \frac{Vv}{c^2}}. \quad (3.18)$$

Докажем, что обе скорости  $v$  и  $v'$  меньше скорости света. Для этого рассмотрим неравенство

$$v = \frac{v' + V}{1 + \frac{Vv'}{c^2}} < c. \quad (3.19)$$

Поскольку знаменатель положительный, то обе части неравенства можно умножить на него. От этого знак неравенства не изменится

$$v' + V < c + \frac{Vv'}{c}.$$

Перекидываем штрихованное слагаемое налево и нештрихованное направо

$$v' - \frac{Vv'}{c} < c - V.$$

Выносим за скобку  $v'$  в левой части

$$v' \frac{(c - V)}{c} < c - V.$$

Слагаемое  $c - V > 0$ , поэтому его можно сократить без изменения знака неравенства

$$\frac{v'}{c} < 1 \rightarrow v' < c. \quad (3.20)$$

Как видим, формула (3.16) Эйнштейна – Минковского обеспечивает величину скорости частицы при переходе в движущиеся системы отсчета меньше скорости света.

Таким образом, в данной главе мы рассмотрели три физических эффекта, к которым приводит специальная теория относительности Эйнштейна – Минковского. Это сжатие пространства перед субрелятивистской частицей. Это замедление времени в движущейся системе отсчета (летающей ракете). Это сложение скоростей, которое всегда оставляет скорость частицы меньшей скорости света. Рассмотрены также некоторые эксперименты, подтверждающие справедливость специальной теории относительности.

### Вопросы к главе 3

1. Используя преобразование Лоренца, получите формулу для сжатия пространства, наблюдаемого из движущейся системы отсчета.

2. Используя преобразование Лоренца, получите формулу для замедления часов в движущейся системе отсчета.
3. Получите релятивистскую формулу сложения скоростей вместо правила сложения скоростей Галилея в классической механике.
4. Какие эксперименты подтверждают специальную теорию относительности Эйнштейна – Минковского?

## ГЛАВА 4. ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ СТО. ДИНАМИКА

**Зависимость массы от скорости.** Зависимость массы частицы от ее скорости вполне понятный и естественный вывод специальной теории относительности Эйнштейна – Минковского. Этот вывод является следствием законов сохранения массы и импульса и формулы релятивистского сложения скоростей. Рассмотрим его подробнее в виде, предложенном нобелевским лауреатом Максом Борном. Этот вывод не привлекает аппарат высшей математики и доступен для понимания любому школьнику старших классов.

Рассмотрим неупругое столкновение двух одинаковых частиц. Первая частица налетает на вторую со скоростью  $u$ . Вторая частица до столкновения покоится. В процессе удара частицы слипаются и после столкновения летят как единое целое со скоростью  $U$ . Процесс такого столкновения в классической механике показан на рис. 4.1.



Рис. 4.1. Неупругое столкновение двух одинаковых частиц в классической механике

В классической механике для неупругого столкновения выполняется закон сохранения импульса в виде

$$mu = 2mU, \quad (4.1)$$

который дает для скорости слипшихся частиц

$$U = \frac{u}{2}. \quad (4.2)$$

Массы частиц являются постоянными величинами.

Кинетическая энергия налетающей частицы составляет

$$W_0 = \frac{1}{2}mu^2. \quad (4.3)$$

Кинетическая энергия слипшихся частиц равна

$$W = \frac{1}{2}2m\left(\frac{u}{2}\right)^2 = \frac{1}{4}mu^2. \quad (4.4)$$

Половина начальной кинетической энергии при слипании частиц переходит в тепло

$$\Delta W = \frac{1}{2}mu^2 - \frac{1}{4}mu^2 = \frac{1}{4}mu^2 = \frac{1}{2}W_0. \quad (4.5)$$

В релятивистской теории неупругое столкновение двух частиц происходит совершенно по-другому.



Выберем систему отсчета, в которой одна из сталкивающихся частиц покоится, рис. 4.2а. Тогда картина столкновения будет похожа на ту, которая изображена на рис. 4.1, за исключением масс. Масса покоящейся частицы известна и равна  $m(0)$ . В релятивистской физике она так и называется – **масса покоя**. Массы налетающей частицы  $m(u)$  и образовавшейся  $M(U)$  неизвестны, так как они зависят от скорости. В релятивистской физике выполняется закон сохранения массы

$$m(u) + m(0) = M(U). \quad (4.6)$$

Он же является законом сохранения энергии, так как масса – это энергия, затраченная на ее создание (По представлениям Эйнштейна  $E = mc^2$ ).

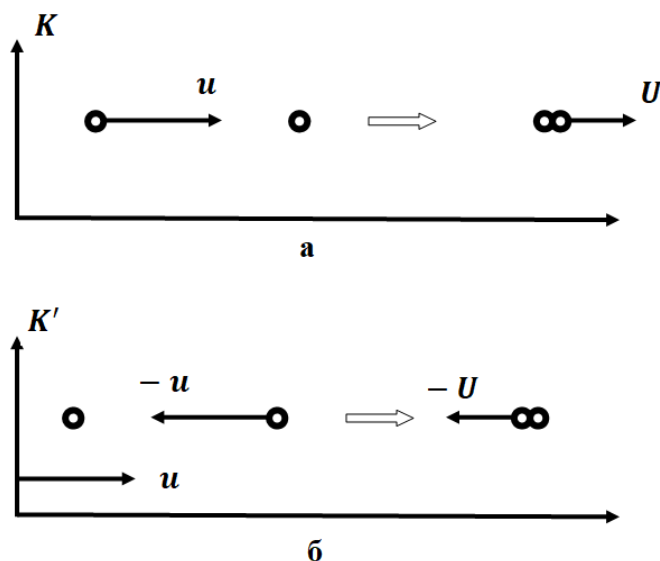


Рис. 4.2. Неупругое столкновение двух частиц в системе отсчета  $K$  и  $K'$

В релятивистской физике также выполняется закон сохранения импульса

$$m(u) \cdot u = M(U) \cdot U. \quad (4.7)$$

Перейдем в систему отсчета, которая движется со скоростью  $u$ . В ней первая частица покоится, а вторая налетает на нее с отрицательной скоростью, равной  $-u$ . Слипшиеся частицы движутся с отрицательной скоростью  $-U$ . Воспользуемся формулой сложения скоростей (3.16)

$$v = \frac{v' + V}{1 + \frac{Vv'}{c^2}}$$

Для слипшихся частиц  $v = U$ ,  $v' = -U$ ,  $V = u$  получим следующую связь между скоростями

$$U = \frac{-U + u}{1 - \frac{uU}{c^2}} \quad (4.8)$$

Разрешим формулу (4.8) относительно скорости  $u$

$$u = \frac{2U}{1 + \frac{U^2}{c^2}}. \quad (4.9)$$

Отметим, что при  $c \rightarrow \infty$  (4.9) переходит в формулу классической механики  $U = u/2$ .

Формулы (4.6), (4.7) и (4.9) представляют собой систему уравнений, из которой легко определяется зависимость массы частицы от ее скорости. Выпишем эту систему уравнений еще раз

$$\begin{aligned} m(u) + m(0) &= M(U), \\ m(u) \cdot u &= M(U) \cdot U, \\ u &= \frac{2U}{1 + \frac{U^2}{c^2}}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Подставим  $M(U)$  из первого во второе уравнение

$$m(u) \cdot u = (m(u) + m(0)) \cdot U.$$

Выразим  $m(u)$

$$m(u) = m(0) \frac{U}{u - U}. \quad (4.11)$$

Далее из уравнения для скорости найдем зависимость  $U(u)$  и подставим в (4.11)

$$u \left( 1 + \frac{U^2}{c^2} \right) - 2U = 0 \rightarrow U^2 - 2 \frac{c^2}{u} U + c^2 = 0$$

Решение квадратного уравнения имеет следующий вид

$$U = \frac{c^2}{u} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right).$$

Для рассматриваемой задачи следует выбрать знак минус, так как он обеспечивает правильный переход к классическому пределу  $U = u/2$  при  $c \rightarrow \infty$ . Поэтому

$$U = \frac{c^2}{u} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right). \quad (4.12)$$

Подставляем (4.12) в (4.11)

$$\frac{U}{u - U} = \frac{\frac{c^2}{u} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right)}{u - \frac{c^2}{u} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right)} = \frac{\left( 1 - \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right)}{\frac{u^2}{c^2} - 1 + \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} = \frac{\left( 1 - \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right)}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \right)} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

Окончательный результат следующий

$$m(u) = \frac{m(0)}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad (4.13)$$

Таким образом, масса частицы с увеличением скорости возрастает. Это является причиной того, что частицу невозможно разогнать до скоростей, превышающих скорость света.

Как показано выше, формула (4.13) является следствием законов сохранения массы (энергии), импульса и формулы релятивистского сложения скоростей.

**Эквивалентность массы и энергии.** Разложим функцию (4.13) в ряд и ограничимся двумя слагаемыми

$$m(u) = m(0) + \frac{1}{c^2} \left( \frac{1}{2} m(0) u^2 \right) = m(0) + \frac{W}{c^2}, \quad (4.14)$$

здесь  $W$  – кинетическая энергия частицы. Формула (4.14) позволяет связать кинетическую энергию с приращением массы релятивистской частицы

$$W = \Delta m \cdot c^2. \quad (4.15)$$

Рассмотрим неупругое столкновение двух частиц в системах отсчета  $K$  и  $K''$  (рис. 4.3).

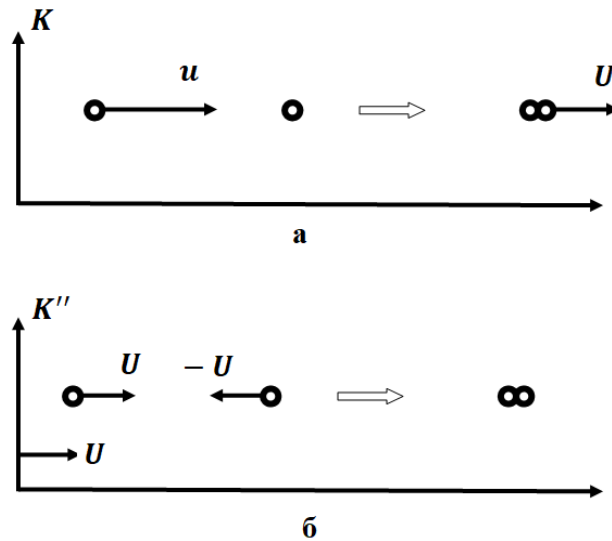


Рис. 4.3. Неупругое столкновение двух частиц в системах отсчета  $K$  и  $K''$

В любой системе отсчета масса сохраняется. Поэтому в системе  $K''$

$$m(U) + m(-U) = M_0 \rightarrow 2m(U) = M_0 \rightarrow \frac{2m_0}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}} = M_0$$

или

$$M_0 = 2m_0 \left(1 + \frac{1}{2}U^2\right) = 2m_0 + 2\frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{2}m_0u^2\right) = 2m_0 + \frac{2W}{c^2}. \quad (4.16)$$

При неупругом столкновении в системе  $K''$  две кинетические энергии переходят в тепло. Поэтому

$$Q = 2W = \Delta m \cdot c^2. \quad (4.17)$$

Приведенные два примера показывают, что часть массы сталкивающихся частиц превращается в энергию в соответствии с формулами (4.15) и (4.17). Эти формулы являются подсказками, но не более того. Альберт Эйнштейн распространил эти подсказки на любую массу. Он постулировал, что масса эквивалентна энергии, затраченной на создание этой массы

$$E = m(u)c^2. \quad (4.18)$$

Формулу (4.18) невозможно вывести строго из первых принципов, как например, формулу (4.13). Эквивалентность массы и энергии, открытую Эйнштейном, следует рассматривать как независимый постулат релятивистской физики.

**Свет обладает импульсом и массой.** Экспериментальные исследования давления света на твердые и газообразные физические тела первым провел русский ученый Петр Николаевич Лебедев в Московском государственном университете с 1899 по 1907 г. Именем П.Н. Лебедева назван физический институт академии наук России в г. Москве, который функционирует и в настоящее время. Лебедев опытным путем установил, что свет обладает импульсом

$$p = \frac{E}{c}, \quad (4.19)$$

где  $E$  – энергия света.

Эйнштейн путем логических рассуждений показал, что формулы Лебедева (4.19) достаточно, чтобы свет также обладал массой. Рассмотрим мысленный эксперимент Эйнштейна, рис. 4.4.

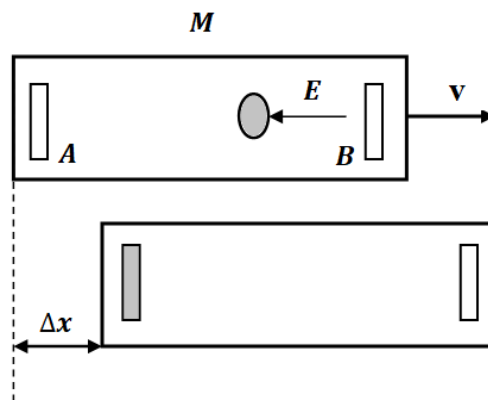


Рис. 4.4. Мысленное рассуждение Эйнштейна, доказывающее, что свет обладает массой

Пусть в торцах вагона длины  $l$  и массы  $M$  имеются излучатель и приемник света. Допустим, что излучатель испустил свет, энергия которого  $E$ . Тогда в силу закона сохранения импульса и формулы Лебедева вагон приобретет скорость  $v$

$$Mv = \frac{E}{c} \rightarrow v = \frac{E}{Mc}. \quad (4.20)$$

За время преодоления светом длины вагона, сам вагон сместится на расстояние  $\Delta x$

$$t = \frac{l}{c} \rightarrow \Delta x = vt = \frac{E}{Mc} \cdot \frac{l}{c} = \frac{El}{Mc^2}. \quad (4.21)$$

Если допустить, что свет обладает массой  $m$ , то закон сохранения импульса можно записать в виде

$$M \cdot \frac{\Delta x}{t} = m \cdot \frac{l}{t} \rightarrow \Delta x = \frac{ml}{M}. \quad (4.22)$$

Далее можно приравнять выражения для  $\Delta x$  (4.21) и (4.22)

$$\Delta x = \frac{El}{Mc^2} = \frac{ml}{M}.$$

В результате для массы света получается формула

$$m = \frac{E}{c^2}. \quad (4.23)$$

Формула (4.23) идентична выражению (4.18) в пункте об эквивалентности массы и энергии.

Таким образом, свет обладает массой, импульсом и энергией, т.е. является материальным объектом. В настоящее время физики разобрались, что свет представляет собой электромагнитное поле, «размазанное» по пространству и перемещающееся со скоростью света. Такое поле называют по-другому – *электромагнитными волнами*. Любые волны колеблются с некоторой *частотой*  $\omega$ . Минимальную порцию электромагнитных волн называют *квантом* электромагнитного поля или полевой частицей – *фотоном*. Энергия фотона описывается формулой немецкого физика XIX–XX столетия – Макса Планка

$$E = \hbar\omega = mc^2. \quad (4.24)$$

Постоянная Планка  $\hbar = 1,05457 \cdot 10^{-27}$  эрг · с. Импульс фотона согласно Лебедеву составляет

$$p = \frac{E}{c} = mc = \frac{\hbar\omega}{c}. \quad (4.25)$$

**Энергия и импульс частицы.** Согласно Эйнштейну, импульс и энергия релятивистской частицы составляют

$$p = m(u) \cdot u, E = m(u) \cdot c^2. \quad (4.26)$$

Рассмотрим выражение

$$p^2 - \left(\frac{E}{c}\right)^2 = m^2(u)(u^2 - c^2) = m_0^2 \frac{(u^2 - c^2)}{1 - \frac{u^2}{c^2}} = -m_0^2 c^2.$$

Перекидывая слагаемое  $-m_0^2 c^2$  в левую часть равенства, а  $\left(\frac{E}{c}\right)^2$  в правую, и извлекая корень, приходим к формуле Эйнштейна

$$E = c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}. \quad (4.27)$$

Для очень больших импульсов, или если масса покоя частицы равна нулю  $m_0 = 0$ , формула (4.27) сводится к формуле (4.25). Отметим, что масса покоя фотона равна нулю.

В современной физике фундаментальную роль играет масса покоя элементарных частиц, которая является инвариантом при переходах между любыми инерциальными системами отсчета. Остальная часть релятивистской массы является переменной и зависит от выбора системы отсчета. Эта часть массы определяет инертные свойства частицы в выбранной системе отсчета и не носит фундаментального характера. Некоторые физики называют массой только массу покоя частицы. Оставшуюся часть массы называют кинетической энергией.

В данной главе мы рассмотрели ряд эффектов релятивистской физики. К их числу относятся: зависимость массы частицы от скорости, эквивалентность массы и энергии, обладание светом массой, импульсом и энергией, формулу Планка для энергии кванта электромагнитного поля, формулу Эйнштейна, связывающую энергию с импульсом и массой покоя релятивистской частицы.

#### Вопросы к главе 4

1. Получите формулу для массы релятивистской частицы в зависимости от ее скорости.
2. Выпишите формулу Эйнштейна, описывающую эквивалентность массы и энергии.
3. Опишите мысленный эксперимент Эйнштейна, доказывающий наличие массы у светового излучения.
4. Выведите формулу Эйнштейна для энергии релятивистской частицы.
5. Выпишите формулу П.Н. Лебедева для импульса светового излучения.

## ГЛАВА 5. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Основными кирпичиками строения вещества являются атомы. Атомы состоят из положительно заряженных ядер, имеющих размер  $10^{-13} - 10^{-12}$  см, и электронов, которые вращаются вокруг атома на удалении  $10^{-8}$  см и также имеют размер  $10^{-13}$  см. По своим относительным размерам атом похож на солнечную систему. Отношение радиуса электронов к размеру орбит составляет  $10^5$  относительных единиц. Таким же является отношение радиуса Земли к радиусу ее орбиты вокруг Солнца. По существу атом является пустым образованием. Электроны несут отрицательный заряд и поэтому расталкиваются. Они не могут занимать произвольные орбиты, и определенным образом упорядочены внутри атома. Так как скорости электронов велики, а размеры атомов малы, то не имеет смысла отслеживать их траектории. В связи с этим говорят об электронных облаках вокруг ядра атома.

**Атомная единица массы.** Ядра атомов образованы из тяжелых элементарных частиц – **протонов и нейтронов**. И те, и другие называют **нуклонами**. Протон несет положительный заряд, нейтрон – нейтральное образование. Протон и нейтрон обладают практически одинаковой массой, которая в 1 840 раз больше массы электрона. Масса протона составляет  $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$  кг, масса нейтрона  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$  кг. В атомной и ядерной физике вводится некоторая эталонная масса  $m_a = 1,66 \cdot 10^{-27}$  кг, в которой измеряют все остальные массы атомов и их ядер. Она называется атомной единицей массы (а. е. м.). Масса протона и нейтрона составляют  $m_p = 1,007$  а. е. м.,  $m_n = 1,009$  а. е. м.

Атомная единица массы определяется как  $1/12$  массы свободного покоящегося атома углерода  $^{12}\text{C}$ , находящегося в основном состоянии. Атомная единица массы не является единицей Международной системы единиц (СИ), но Международный комитет мер и весов относит ее к единицам, допустимым к применению наравне с единицами СИ. В Российской Федерации она допущена для использования в качестве внесистемной единицы с областью применения «атомная физика».

**Таблица химических элементов Д.И. Менделеева.** Атомы упорядочены в таблицу Менделеева, замечательного русского химика, изобретателя чемодана и сорокоградусной водки. В таблице указано наименование атома, заряд его ядра, равный числу протонов в ядре, и соответственно количеству электронов в электронном облаке вокруг ядра. Указана масса атома в атомных единицах. Указано также атомное число, равное количеству протонов и нейтронов в ядре атома. Если из атомной массы вычесть заряд ядра, то получится число нейтронов в ядре. Таблица Менделеева разбита на строчки по числу валентных электронов, т.е. электронов в верхней электронной оболочке атома. Структура валентной оболочки определяется правилами квантовой механики, которую здесь обсуждать не будем.

**Ядерные реакции.** С ядрами атомов могут происходить всевозможные превращения. Например



В реакции (5.1) верхние индексы означают количество нуклонов в ядре атома. Напомним, что нуклоны – это протоны и нейтроны. Сумма нуклонов в левой части реакции должна совпадать с суммой нуклонов в правой части. В случае реакции (5.1)  $14 + 4 = 17 + 1 = 18$ . Нижние индексы в записи реакции означают заряды ядер. Суммарный заряд при протекании реакции должен сохраняться. В рассматриваемом случае  $7 + 2 = 8 + 1 = 9$ . Вместо  $H_1^1$  часто пишут  $p$  – что означает протон. Число нуклонов и заряд для протона обычно не пишут, но их нужно иметь в виду. Ядро атома гелия  $He_2^4$  в ядерной физике называют  $\alpha$  – частицей. В реакции (5.1) ядро атома азота, состоящее из 7 протонов и 7 нейтронов, сталкивается с  $\alpha$  – частицей. В результате неупругого столкновения образуется ядро атома кислорода, содержащее 8 протонов и 9 нейтронов и свободный протон.

**Современная периодическая система элементов Д.И.Менделеева**

© Р.С.Сайфуллин, А.Р.Сайфуллин, 2004  
© R.S.Saifullin, A.R.Saifullin, 2004

Рис. 5.1. Таблица Д.И. Менделеева

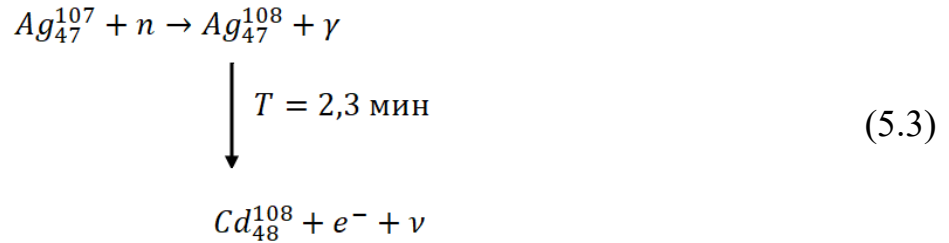
Рассмотрим другую реакцию



Здесь ядро атома бериллия, состоящее из 4 протонов и 5 нейтронов, поглощает  $\alpha$  – частицу и распадается на ядро атома углерода, содержащее 6 протонов и 6 нейтронов, и свободный нейтрон.

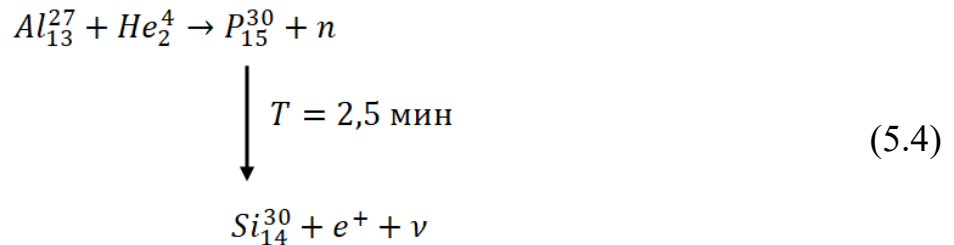


Рассмотрим более сложную реакцию



В этой реакции ядро серебра, содержащее 47 протонов и 60 нейтронов, поглощает нейтрон, при этом испускается  $\gamma$  – квант. Затем, получившееся ядро изотопа серебра со временем полураспада  $T = 2,3$  мин. испускает электрон и нейтрино и превращается в ядро атома кадмия, содержащее 48 протонов и 60 нейтронов.

Рассмотрим еще одну реакцию



Ядро алюминия, содержащее 13 протонов и 14 нейтронов, поглощает  $\alpha$  – частицу, при этом образуется ядро изотопа фосфора  $P_{15}^{30}$  и нейтрон. Образовавшееся ядро со временем полураспада 2,5 минуты испускает позитрон и нейтрино, после чего превращается в ядро кремния, содержащее 14 протонов и 16 нейтронов.

**Время полураспада** – это статистический параметр, характеризующий распад половины частиц за указанное время. Уравнение полураспада имеет следующий вид

$$N(t) = N_0 2^{-\frac{t}{T_2}}. \quad (5.5)$$

Уравнение (5.5) означает следующее. Если в начальный момент времени  $t = 0$  было  $N_0$  частиц определенного типа, то в момент времени  $t = T_2$  их останется в два раза меньше

$$N(T_2) = N_0 2^{-1} = \frac{N_0}{2}.$$

Чаще используют формулу для **экспоненциального распада**

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{T_{exp}}}. \quad (5.6)$$

Согласно (5.6) через время  $T_{exp}$  останется

$$N(T_{exp}) = \frac{N_0}{e}$$

частиц определенного вида, где  $e = 2,72$ . Время экспоненциального распада связано со временем полураспада соотношением

$$T_2 = T_{exp} \ln 2. \quad (5.7)$$

**Аннигиляция** – процесс исчезновения частицы и античастицы и возникновения полевой материи. Примером является аннигиляция электрона и позитрона с образованием двух  $\gamma$  – квантов, разлетающихся в противоположных направлениях



При протекании реакции (5.8) образуются жесткие  $\gamma$  – кванты с энергией превышающей 0,51 Мэв каждый. Реакция аннигиляции частиц вещества показывает, что частицы вещества образованы посредством неизвестного механизма удержания из полевой материи. По-видимому, частица вещества – это сжатая (сконденсированная) полевая материя. При некоторых реакциях эта полевая материя высвобождается (испаряется), а частица вещества исчезает. Закон сохранения энергии для реакции (5.8) выглядит следующим образом

$$2m_e c^2 + W_k = 2\hbar\omega, \quad (5.9)$$

здесь  $m_e$  – масса покоя электрона и позитрона,  $W_k$  – суммарная кинетическая энергия налетающих частиц,  $\hbar\omega$  – энергия  $\gamma$  – кванта в соответствии с формулой Планка (4.24). Описанием реакций с участием электронов и позитронов занимается специальная наука, которая называется **квантовая электродинамика**.

**Электрон-вольт (эВ)** – внесистемная единица энергии, используемая в атомной и ядерной физике, в физике элементарных частиц и в родственных областях науки. Один электрон-вольт равен энергии, необходимой для переноса элементарного заряда в электростатическом поле между точками с разницей потенциалов в 1 В. Так как работа при переносе заряда  $q$  равна  $qU$  (где  $U$  – разность потенциалов), а элементарный заряд составляет  $1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл, то:

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

В физике элементарных частиц в электрон-вольтах обычно выражается не только энергия  $E$ , но и масса  $m$  элементарных частиц. Основанием для этого служит тот факт, что в силу эквивалентности массы и энергии, выполняется соотношение  $E = mc^2$ , где  $c$  – скорость света. В единицах массы  $1 \text{ эВ} = 1,782 \cdot 10^{-36}$  кг, и напротив,  $1 \text{ кг} = 5,609 \cdot 10^{35}$  эВ. Атомная единица массы близка по значению к  $1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$  (с точностью около 7 %):

$$1 \text{ а. е. м.} = 931,494 \text{ МэВ}, \quad 1 \text{ ГэВ} = 1,073 \text{ а. е. м.}$$

**Деление ядер** – процесс расщепления атомного ядра на два (реже три) ядра с близкими массами, называемых осколками деления. В результате деления могут возникать и другие продукты реакции: легкие ядра (в основном альфа-частицы), нейтроны и гамма-кванты. Деление бывает спонтанным (самопроизвольным) и вынужденным (в результате взаимодействия с другими частицами, прежде всего, с нейтронами). При делении тяжелых ядер высвобождается большое количество

кинетической энергии продуктов реакции, а также излучения. Деление ядер служит источником энергии в ядерных реакторах и ядерном оружии.

После открытия нейтрона в 1932 г. Джеймсом Чедвиком начались исследования взаимодействия нейтронов с ядрами. В этом же году американский физик Эрнст Лоуренс запустил первый циклотрон, а британцы Джон Кокрофт и Эрнст Уолтон построили первый ускоритель протонов, способный расщеплять ядра.

В те же годы датчанином Нильсом Бором, советским ученым Яковом Френкелем и американцем Джоном Уиллером были разработаны важнейшие теоретические модели – капельная модель ядра и составное ядро, которые вплотную приблизили ученых к открытию деления. В 1934 г. супругами Кюри была открыта искусственная радиоактивность. В это же время Энрико Ферми с сотрудниками подвергали облучению пучком нейтронов различные химические элементы. Среди этих элементов был и уран – самый тяжелый из существующих в природе элементов. В 1938 г. сотрудники Института химии в Германии Отто Хан, Лиза Мейтнер и Фриц Штрассман открыли процесс деления ядер. Их открытие, опубликовано в статье «О доказательстве возникновения щелочноземельных металлов при облучении урана нейтронами и их свойствах». Немцы сделали революционное заключение, что облучение ядра урана нейтронами может привести к образованию ядер с массой примерно в два раза меньше первоначальной.

Нильс Бор на конференции по теоретической физике в Вашингтоне 26 января 1939 г. сообщил об открытии деления урана. Летом 1939 г. Бор и Уиллер представили статью «Механизм деления ядер», в которой было дано объяснение механизма деления ядра на основе капельной модели.

**Капельная модель деления ядер.** В спокойном состоянии ядро существует как единое целое, что говорит о существовании энергетического барьера, который необходимо преодолеть, чтобы ядро разделилось. Для деления тяжелое ядро должно получить энергию извне, превышающую значение барьера удержания. После присоединения нейтрона ядро переходит в возбужденное состояние с интенсивными колебаниями. Ядерные силы стремятся удержать нуклоны в ядре. Против них работают электростатические силы расталкивания протонов. В процессе кинетических колебаний ядра его форма отклоняется от сферической. Максимальная деформация увеличивается с ростом энергии возбуждения и при некотором ее значении может превысить критическое значение, что приведет к разрыву исходной капли и образованию двух новых. (Ситуация аналогична делению капли воды, когда силы поверхностного натяжения стремятся удержать каплю как целое, а механические колебания – разрывают каплю.)

**Спонтанное деление ядер.** Делению ядер, находящихся в основном состоянии, препятствует *энергетический барьер*, удерживающий нуклоны в ядре, которое является, таким образом, энергетической потенциальной ямой. Движение нуклонов в ядре описывается законами квантовой механики, которая допускает с некоторой вероятностью проницаемость энергетического барьера. Частица, находящаяся первоначально внутри потенциальной ямы, может в процессе колебаний преодолеть энергетический барьер и оказаться снаружи ядра. Процесс пре-

одоления энергетического барьера называется *туннельным эффектом*. Вероятность такого процесса мала, однако она увеличивается с размерами ядра и становится обнаружимой экспериментально для тяжелых ядер. Спонтанное деление ядер ответственно за *естественную радиоактивность* тяжелых элементов, таких как изотопы урана и плутония.

Ядро	$T_2$ лет
$^{235}\text{U}$	$(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{19}$
$^{238}\text{U}$	$(8,2 \pm 0,1) \cdot 10^{15}$
$^{239}\text{Pu}$	$(8 \pm 2) \cdot 10^{15}$
$^{240}\text{Pu}$	$(1,151 \pm 0,04) \cdot 10^9$
$^{246}\text{Cm}$	$(1,82 \pm 0,02) \cdot 10^7$
$^{252}\text{Cf}$	$86 \pm 1$

Данные взяты из: Norman E. Holden and Darleane C. Hoffman. Spontaneous fission half-lives for ground-state nuclide (Technical report) // Pure and Applied Chemistry. – 2000. – Т. 72, № 8. – С. 1525–1562.

**Делящиеся ядра.** Сравним значения для высоты  $W$  барьера, удерживающего нуклоны в тяжелых ядрах и энергии связи  $\varepsilon$  нейтрона в тяжелых ядрах

Ядро	$W$ , МэВ	Ядро	$\varepsilon$ , МэВ
$^{232}\text{Th}$	5,9	$^{233}\text{Th}$	4,79
$^{233}\text{U}$	5,5	$^{234}\text{U}$	6,84
$^{235}\text{U}$	5,75	$^{236}\text{U}$	6,55
$^{238}\text{U}$	5,85	$^{239}\text{U}$	4,80
$^{239}\text{Pu}$	5,5	$^{240}\text{Pu}$	6,53

Анализ таблицы показывает, что для разных ядер:

– деление возможно нейтронами с любой сколь угодно малой кинетической энергией. К этой группе относятся ядра с нечетным числом нейтронов (присоединяемый нейтрон – четный):  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , которые принято называть **делящимися**;

– деление возможно лишь нейтронами с кинетической энергией, превышающей некое пороговое значение. К этой группе относятся ядра с четным числом нейтронов (присоединяемый нейтрон – нечетный):  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ , которые называют **пороговыми**. Значение пороговых энергий примерно равны 1,2 МэВ для  $^{232}\text{Th}$  и 1 МэВ для  $^{238}\text{U}$ .

Для других не указанных в таблице ядер ситуация аналогичная. Ядра, содержащие нечетное число нейтронов, являются делящимися, четное – пороговые. Пороговые ядра не могут служить основой цепной ядерной реакции деления.

Из пяти рассмотренных выше ядер только три имеются в природе:  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ . Природный уран содержит примерно 99,3 %  $^{238}\text{U}$  и лишь 0,7 %  $^{235}\text{U}$ . Другие делящиеся ядра,  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , могут быть получены искусственным путем.

Практические способы их получения основаны на облучении пороговых ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  нейтронами по следующим схемам:

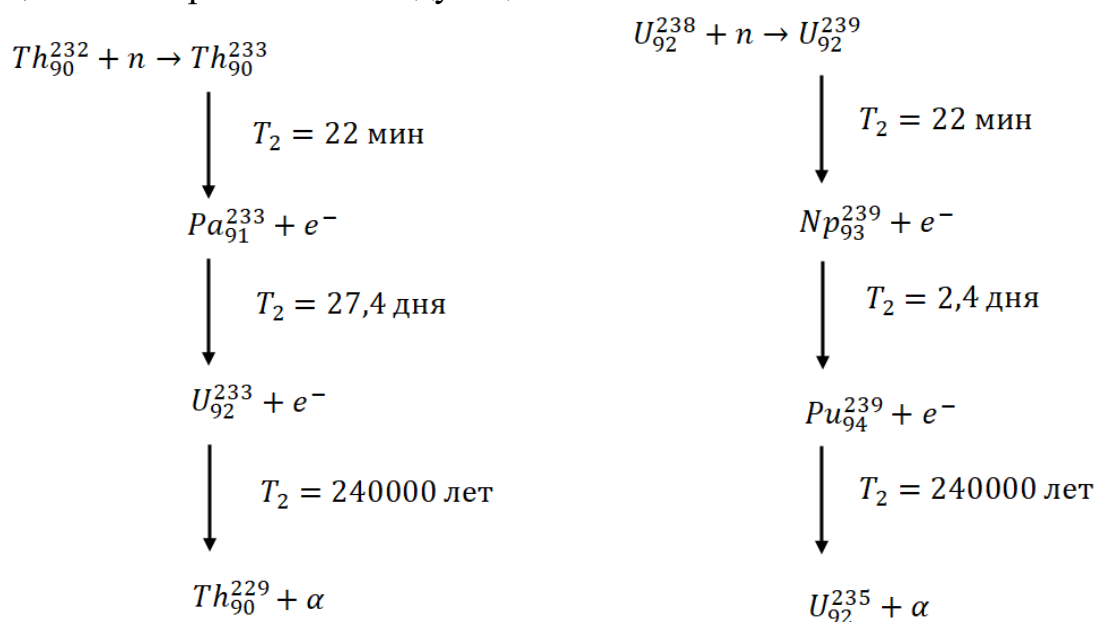


Рис. 5.2. Ядерные реакции, приводящие к образованию делящихся ядер из воспроизводимых

В обоих случаях процесс захвата нейтронов приводит к образованию радиоактивных ядер. После двух последовательных  $e^{-}$  – распадов образуются делящиеся нуклиды. Промежуточные ядра имеют достаточно малые периоды полураспада, что позволяет использовать эти способы на практике. Образовавшиеся делящиеся ядра также радиоактивны, но их периоды полураспада настолько велики, что ядра можно рассматривать как стабильные при использовании в ядерных реакторах.

В связи с возможностью получения делящихся ядер из пороговых, встречающихся в природе,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$ , последние принято называть **воспроизводимыми**. Современные знания о нуклидах позволяют предполагать, что будущее ядерной энергетики связано именно с превращением воспроизводимых материалов в делящиеся.

**Дефект массы атомного ядра** – разность между суммой масс покоя свободных нуклонов, составляющих ядро данного нуклида, и массой покоя атомного ядра

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}}, \quad (5.10)$$

где  $Z$  – количество протонов,  $N$  – количество нейтронов,  $m_p$  – масса протона,  $m_n$  – масса нейтрона,  $m_{\text{я}}$  – масса ядра. Согласно соотношению Эйнштейна, энергия связи нуклонов в ядре пропорциональна дефекту массы

$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2, \quad (5.11)$$

где  $\Delta m$  – дефект массы, а  $c$  скорость света в вакууме.

Рассчитаем в качестве примера дефект массы для ядра урана  $^{235}_{92}\text{U}$

$$\begin{aligned}\Delta m &= 92 \cdot 1,007276 + 143 \cdot 1,008665 - 235,04392 = 1,8646 \text{ а. е. м.} = \\ &= 1,8646 \text{ а. е. м.} \cdot 931,5 \frac{\text{МэВ}}{\text{а. е. м.}} = 1736,84 \text{ МэВ.}\end{aligned}$$

В расчете на один нуклон энергия связи составит

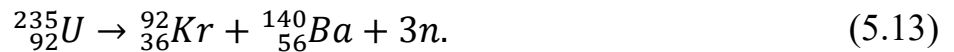
$$\varepsilon = \frac{E_{\text{св}}}{Z+N} = \frac{1736,84 \text{ МэВ}}{235} = 7,39 \text{ МэВ.}$$

**Дефект массы для ядерной реакции** – разность между суммой масс ядер, исходных участников реакции, и суммой масс ядер, получившихся в результате реакции.

$$\Delta m = \sum_{\text{до реакции}} m_{\text{я}} - \sum_{\text{после реакции}} m_{\text{я}}. \quad (5.12)$$

При этом, если  $\Delta m > 0$ , то реакция идет с выделением энергии, а если  $\Delta m < 0$ , то реакция идет с поглощением энергии. В первом случае дефект массы будет равен энергии, выделившейся в процессе протекания ядерной реакции.

Рассчитаем дефект массы при делении ядра  ${}^{235}_{92}\text{U}$  на  ${}^{92}_{36}\text{Kr}$ ,  ${}^{140}_{56}\text{Ba}$ , и три нейтрона.



Результат расчета по формуле (5.12) дает

$$\begin{aligned}\Delta m &= 235,04392 - (91,9262 + 139,9106 + 3 \cdot 1,008665) = 0,181 \text{ а. е. м.} = \\ &= 168,7 \text{ МэВ.}\end{aligned}$$

**Виды энергии, выделяющейся при делении ядер.** При делении ядра  ${}^{235}\text{U}$  выделяется примерно 204 МэВ энергии. Порядка 81,2 % составляет кинетическая энергия осколков деления. Оставшаяся часть энергии распределяется между нейтронами (2,4 %), жестким электромагнитным излучением (7 %), электронами (4,4 %) и нейтрино (5 %). При этом соотношение между отдельными составляющими энергии слабо зависит от атомного номера делящегося ядра и от энергии нейтрона, вызвавшего процесс деления.

Превращающаяся в тепло энергия на один акт деления, в перерасчете на 1 г прореагировавшего  ${}^{235}\text{U}$  дает:

$$5 \cdot 10^{23} \text{ МэВ} = 22,5 \text{ МВт} \cdot \text{ч} \approx 1 \text{ МВт} \cdot \text{сут.}$$

Существенно, что около 5 % всей энергии деления уносится с нейтрино и не может быть использовано.

Энергия осколков деления, жестких гамма-квантов и нейтронов превращается в тепло практически мгновенно. Энергия электронов, составляющая примерно 4,4 % всей энергии деления, выделяется постепенно в течение длительного времени, так как появление электронов происходит значительно позже момента деления ядра. Это запаздывание приводит к остаточному энерговыделению в остановленном ядерном реакторе, которое настолько велико, что необходимо принимать меры для охлаждения реактора. Причем вначале остаточное энерговыделение уменьшается довольно быстро: треть за 1 минуту, около 75 %

за 1 сутки. Затем выделение энергии выходит практически на постоянный многолетний уровень. В результате такое топливо требует длительной выдержки в специальных бассейнах с охлаждением.

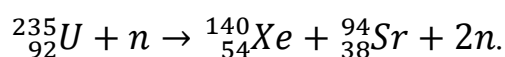
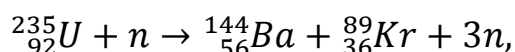
Представляет интерес сравнить сжигание ядерного топлива и угля.

$$1 \text{ г } {}^{235}_{92}\text{U} = 20 \text{ т угля.}$$

$$3 \text{ г } {}^{235}_{92}\text{U} = 1 \text{ вагон (60 т) угля.}$$

$$150 \text{ г (спичечный коробок) } {}^{235}_{92}\text{U} = 1 \text{ ж.-д. состав угля (50 вагонов)}$$

**Цепная ядерная реакция** – самоподдерживающаяся реакция деления тяжелых ядер, в которой непрерывно воспроизводятся нейтроны, делящие все новые и новые ядра. Участвовать в цепной реакции могут только делящиеся ядра. Например: ядро  ${}^{235}_{92}\text{U}$  под действием нейтрона делится на два радиоактивных осколка неравной массы, разлетающихся с большими скоростями в разные стороны, и два–три нейтрона



Высвободившиеся нейтроны, вылетающие из ядра, могут вызвать реакцию деления соседних ядер  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , которые испускают следующие нейтроны, способные вызвать дальнейшее деление. В результате число делящихся ядер урана быстро растет, возникает цепная реакция.

Скорость нарастания цепной ядерной реакции характеризуют величиной, называемой *коэффициентом размножения нейтронов*

$$k = N_i / N_{i-1},$$

где  $N_i$  – число нейтронов в  $i$ -поколении,  $N_{i-1}$  – число нейтронов в предыдущем поколении. Необходимое условие протекания цепной ядерной реакции может быть выражено следующим образом  $k \geq 1$ . При  $k = 1$  число нейтронов, участвующих в делении ядер, остается неизменным, реакция протекает стационарно, имеет управляемый характер. При  $k > 1$  число нейтронов увеличивается, интенсивность реакции возрастает и при  $k > 1,006$  может принять неуправляемый характер; при  $k = 1,01$  происходит взрыв.

**Критическая масса** – наименьшая масса делящегося вещества, при которой может протекать цепная реакция. При этом  $k = 1$ : число нейтронов, потерянных вследствие захвата ядрами без деления и утечки, равно числу нейтронов, полученных в процессе деления. Для чистого (без замедлителя)  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , имеющего форму шара, Л.Д. Ландау еще в 1946 г. вычислил, что критическая масса равна 50 кг, а радиус шара – примерно 9 см. Применяя замедлитель нейтронов и отражающую нейтроны оболочку из бериллия, удалось снизить критическую массу до 250 г. ([sfiz.ru/materials/kvantfiz/125](http://sfiz.ru/materials/kvantfiz/125))

**Ядерный реактор** – устройство, в котором осуществляется управляемая цепная ядерная реакция. Главной частью ядерного реактора является активная зона с блоками ядерного топлива. Управление протеканием ядерной реакции осуществляется с помощью регулирующих стержней (кадмий, карбид бора и

др.). Для увеличения коэффициента размножения нейтронов активную зону окружают отражатели нейтронов. Так как ядерный реактор является мощным источником нейтронов и  $\gamma$ -излучения, в нем предусмотрена радиационная защита. Для отвода тепла применяется вода, жидкий натрий и др. Для замедления нейтронов в ядерных реакторах используется специальный замедлитель (тяжелая вода или графит).

**Атомная энергетика** ([https://ru.wikipedia.org/wiki/Атомная\\_электростанция](https://ru.wikipedia.org/wiki/Атомная_электростанция)). Попытки использовать управляемую ядерную реакцию для производства электричества начались в 1940-х гг. в нескольких странах. В СССР во второй половине 40-х гг., еще до окончания работ по созданию первой советской атомной бомбы (ее испытание состоялось 29 августа 1949 г.), советские ученые приступили к разработке первых проектов мирного использования атомной энергии, генеральным направлением которого стала электроэнергетика. В 1948 г. по предложению И.В. Курчатова и в соответствии с заданием руководства СССР начались первые работы по практическому применению энергии атома для получения электроэнергии.

3 сентября 1948 г. впервые удалось запитать электроприборы с помощью электричества, полученного на графитовом реакторе X-10 (США). В мае 1950 г. в городе Обнинске, расположенном в Калужской области, началось строительство Обнинской АЭС. В том же 1950 г. в США был создан реактор EBR-I недалеко от города Арко, штат Айдахо. Данный реактор 20 декабря 1951 г. в ходе эксперимента выработал пригодное для использования электричество мощностью 800 Вт. После этого мощность реактора была повышена для обеспечения электроэнергией станции, на которой находился реактор. Это дает право называть данную станцию первой экспериментальной АЭС, но при этом она не была подключена к энергетической сети.

Обнинская АЭС мощностью 5 МВт была запущена 27 июня 1954 г. в СССР. Она стала первой в мире атомной электростанцией, подключенной к общей электрической сети, хотя и производила электричество не в промышленных масштабах. В 1958 г. была введена в эксплуатацию 1-я очередь Сибирской АЭС мощностью 100 МВт, впоследствии полная проектная мощность была доведена до 600 МВт. В том же году развернулось строительство Белоярской промышленной АЭС, а 26 апреля 1964 г. генератор 1-й очереди дал ток потребителям. В сентябре 1964 г. был пущен 1-й блок Нововоронежской АЭС мощностью 210 МВт. Второй блок мощностью 365 МВт запущен в декабре 1969 г. В 1973 г. запущен первый блок Ленинградской АЭС.

За пределами СССР первая АЭС промышленного назначения мощностью 46 МВт была введена в эксплуатацию в 1956 г. в Колдер-Холле (Великобритания). Через год в США вступила в строй АЭС Шиппингпорт мощностью 60 МВт. В 1959 г. свою первую АЭС запустила Франция, в 1961 г. – Германия, в 1962 г. – Канада, в 1964 г. – Швеция, в 1966 г. – Япония.

В 1979 г. произошла серьезная авария на АЭС Три-Майл-Айленд, после чего США постепенно прекратили строительство атомных реакторов. К идее введения новых ядерных мощностей вернулась администрация Джорджа Буша



младшего в начале 2000-х гг. Существовали планы серийного строительства реакторов третьего поколения, получившие неофициальное название «атомного ренессанса».

В 1984 и 1985 гг. рекордное число реакторов было введено в эксплуатацию, 33 ед. в каждом году. В 1986 г. – масштабная катастрофа на Чернобыльской АЭС, которая, помимо непосредственных последствий, серьезно отразилась на всей ядерной энергетике в целом. Она вынудила специалистов всего мира пересмотреть проблему безопасности АЭС и задуматься о необходимости международного сотрудничества в целях повышения безопасности АЭС. Под влиянием чернобыльской катастрофы Италия провела референдум, на котором большинство высказалось за закрытие АЭС страны. В результате, в 1990-х гг. Италия прекратила эксплуатировать атомные станции.

К концу 80-х гг. темпы строительства атомных станций существенно замедлились. Тем не менее, в 1996 г. доля атомной энергетики во всемирной генерации электричества достигла своего пика – 17,6 %.

Большое влияние на атомную энергетику оказала катастрофа на АЭС Фукусима-1, произошедшая в марте 2011 г. в Японии. Она возникла в результате воздействия на АЭС сильного землетрясения и последовавшего за ним цунами.

Мировыми лидерами в производстве ядерной электроэнергии на 2016 г. являлись:

- США (805,3 млрд кВт·ч/год), работает 99 атомных реакторов (19,7 % от вырабатываемой электроэнергии).
- Франция (384,0 млрд кВт·ч/год), 58 реакторов (72,3 % от вырабатываемой электроэнергии).
- КНР (210,5 млрд кВт·ч/год), 36 реакторов (3,6 % от вырабатываемой электроэнергии).
- Россия (179,7 млрд кВт·ч/год), 37 реакторов (17,1 % от вырабатываемой электроэнергии).

## Вопросы к главе 5

1. Как устроены ядра атомов?
2. Как определяется атомная единица массы?
3. Чему равны массы нейтрона и протона?
4. Какова структура таблицы Д.И. Менделеева?
5. Приведите пример ядерной реакции. Каким законам сохранения подчиняются ядерные реакции.
6. Как определяется время полураспада и время экспоненциального распада?
7. Как определяется один электрон-вольт?
8. Расскажите об истории открытия деления ядер.
9. Что Вы знаете о капельной модели деления ядер? Кто ее обосновал?
10. Какова причина естественной радиоактивности тяжелых ядер?
11. Разъясните понятия – «делящиеся ядра», «воспроизводимые ядра». Ядра, каких элементов относятся к тем и другим?

12. Что такое дефект массы атомного ядра и ядерной реакции. Дайте определения?
13. Чему равен дефект массы при делении ядра урана 235?
14. Какая энергия, и в каких формах выделяется при делении тяжелых ядер?
15. Что такое цепная реакция деления, каковы условия ее возникновения?
16. Что такое критическая масса?
17. Как работает ядерный реактор. Расскажите об истории его изобретения?
18. Расскажите об истории атомной энергетики.

## ГЛАВА 6. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

Наряду с делением тяжелых ядер физики ядерщики обнаружили, что при столкновениях легких ядер, обладающих большой кинетической энергией, происходят реакции синтеза. Ядра сливаются, образуя более тяжелые. При этом выделяется колоссальная энергия.

Первые идеи по удержанию плазмы и реализации управляемого термоядерного синтеза высказали советские физики Виталий Гинзбург в 1948–1949 гг., Олег Лаврентьев, в 1950 г., Андрей Сахаров и Игорь Тамм в 1951 г., а также Лев Арцимович, возглавлявший советскую программу по управляемому термоядерному синтезу с 1950 г. Игорь Курчатов в 1956 г. высказал предложение о сотрудничестве ученых-атомщиков разных стран в решении этой научной проблемы.

Нуклоны в ядре удерживает вместе сильное взаимодействие. При этом энергия связи каждого нуклона с другими зависит от атомного номера ядра. У легких ядер с увеличением количества нуклонов энергия связи растет, а у тяжелых падает. Если добавлять нуклоны в легкие ядра или удалять нуклоны из тяжелых атомов, то разница в энергии связи будет выделяться в виде различных форм энергии. Освободившаяся энергия в значительной степени переходит в тепловое движение частиц окружающего вещества. Изменение состава ядра называется **ядерной реакцией**. Если реакция сопровождается увеличением количества нуклонов в ядре, то она называется **ядерным синтезом**. Ядерную реакцию с уменьшением количества нуклонов в ядре именуют **делением ядра**.

Протоны в ядре имеют электрический заряд, а значит, испытывают кулоновское отталкивание. Последнее компенсируется сильным взаимодействием, удерживающим нуклоны вместе. Но сильное взаимодействие имеет радиус действия гораздо меньший кулоновского отталкивания. Поэтому для слияния двух ядер, требуется их сблизить, преодолевая кулоновское отталкивание. Сближение ядер в недрах звезд осуществляют гравитационные силы. В ускорителях сближение происходит за счет кинетической энергии ядер или элементарных частиц. В термоядерных реакторах ядра сближаются за счет энергии собственного теплового движения. В наше время гравитационные силы не подконтрольны человеку. Ускорение частиц требует слишком больших затрат энергии. И только тепловой метод выглядит пригодным для управляемого термоядерного синтеза с положительным выходом энергии.

Реакция синтеза заключается в следующем: два относительно легких атомных ядра в результате теплового движения сближаются настолько, что короткодействующее сильное взаимодействие начинает преобладать над силами кулоновского отталкивания между заряженными ядрами, в результате образуются ядра более тяжелых элементов. Система нуклонов теряет часть своей массы, равной энергии связи в более тяжелом ядре. Атомные ядра, имеющие единичный электрический заряд, легче свести на нужное расстояние, поэтому тяжелые изотопы водорода являются наилучшим видом топлива для управляемой реакции синтеза.

Смесь двух изотопов водорода, дейтерия и трития, с единичными зарядами ядер требует наименьших затрат энергии для осуществления реакции синтеза. Однако, эта смесь не является единственным видом термоядерного горючего. Другие смеси могут быть дешевле в производстве. Особый интерес вызывают реакции без образования нейтронов. Использование такого горючего означает отсутствие радиоактивного загрязнения материалов и конструкции реактора. Это могло бы положительно повлиять на общую стоимость эксплуатации реактора, уменьшив затраты на вывод из эксплуатации и утилизацию радиоактивного оборудования. Проблемой является то, что реакцию синтеза с использованием альтернативных видов горючего намного сложнее поддерживать, поэтому реакция D-T считается предпочтительной.

#### **Реакция дейтерий + тритий**

**Дейтерий** (от греч. «второй»), **тяжелый водород**, обозначается символами **D** и  ${}^2\text{H}$  – стабильный изотоп водорода с атомным номером 2. Ядро состоит из одного протона и одного нейтрона. Природное содержание 1,15 % от общего количества водорода. Открыт в 1932 г. американским химиком Гарольдом Юри. Мировое производство дейтерия оценивается в 30 тыс. т в год. Крупнейшими производителями тяжелой воды в мире являются США, Россия, Индия, Китай и Иран. Дейтерий используется в химических производствах, в нейтронных генераторах, в ядерных реакторах в качестве поглотителя нейтронов, а также в термоядерном оружии.

**Тритий** (от греч. «третий»), **сверхтяжелый водород**, обозначается символами **T** и  ${}^3\text{H}$  – радиоактивный изотоп водорода. Ядро трития состоит из протона и двух нейтронов. В природе тритий образуется в верхних слоях атмосферы при соударении частиц космического излучения с ядрами атомов, например, азота. В процессе распада *третий* превращается в  ${}^3\text{He}$  с испусканием электрона и антинейтрино, период полураспада 12 лет. Тритий был открыт в лаборатории английского ученого Эрнеста Резерфорда в 1934 г.

Тритий используется в биологии и химии как радиоактивная метка, в экспериментах по исследованию свойств нейтрино, в термоядерном оружии как источник нейтронов и одновременно термоядерное горючее, в геологии для датирования природных вод. Промышленный тритий получают облучением лития-6 нейтронами в ядерных реакторах.

В США с 1955 по 1996 г. было произведено около 225 кг трития. Из-за распада и использования, от них к настоящему времени сохранилось не более 75 кг. Мировая коммерческая потребность в тритии составляет ежегодно около 500 г, и еще порядка 7 кг требуется для поддержания ядерного арсенала всех мировых военных потребителей. Большие количества трития потребуются для термоядерной энергетики: например, для запуска термоядерного реактора потребуется как минимум около 3 кг трития. Гипотетический тритиевый реактор потреблял бы 56 кг трития в год на производство 1 ГВт·года электроэнергии.

В реакции синтеза дейтерия и трития образуется  $\alpha$  – частица с кинетической энергией 4,5 МэВ и нейтрон с энергией 13 МэВ.



Реакция (6.1), осуществляется при наиболее низкой температуре, так как для ее протекания нужно сблизить только два единичных кулоновских заряда. Потенциал кулоновского заряда составляет

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{r_0}, \quad (6.2)$$

где  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона,  $\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11}$  ф/м – электрическая постоянная,  $r_0 = \sqrt{\sigma_{DT}/\pi} = 3 \cdot 10^{-12}$  см – радиус захвата при протекании  $D + T$  реакции. Энергию, необходимую для сближения дейтерия и трития при их сближении до величины  $r_0$ , следует оценить как

$$E = Ue. \quad (6.3)$$

Приравняем (6.3) средней тепловой энергии плазмы в расчете на две частицы, участвующие в столкновении

$$Ue = 3kT \rightarrow T = \frac{Ue}{3k} = \frac{1}{12\pi\epsilon_0 k} \frac{e^2}{r_0} = 16 \text{ КэВ} = 180,57 \text{ млн К}^0. \quad (6.4)$$

В (6.4)  $k$  – константа Больцмана, при помощи которой осуществляется перевод между единицами измерения температуры. В формулу (6.4) следует подставить значения

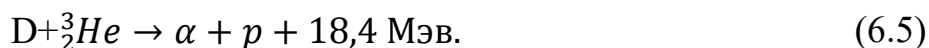
$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, r_0 = 3 \cdot 10^{-14} \text{ м}, k = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ}.$$

1 КэВ соответствует температуре  $1000 \text{ эВ}/0,8617 \cdot 10^{-4} (\text{эВ/К}) = 1,16 \cdot 10^7 \text{ К} = 11,6 \text{ 57 млн К}^0$ . Как видим, измерять температуру в задачах термоядерного синтеза в градусах Кельвина неудобно, поскольку это слишком мелкая шкала температур. Поэтому в качестве единицы для измерения температуры принято использовать 1 КэВ (см. выше).

Реакция дает значительный выход энергии. Недостатки – высокая цена трития (1 кг трития стоит 30 млн \$) и наличие нейтронной радиации.

### **Реакция дейтерий + гелий-3**

Гелий-3 открыли Луис Альварес и Роберт Корног в 1939 г. Гелий-3 можно сжигать в соответствии с реакцией синтеза



Гелий-3 является редким и чрезвычайно дорогим изотопом. Природная изотопная распространенность гелия-3 в атмосфере Земли составляет 0,000137 %. Общее количество гелия-3 в атмосфере Земли оценивается в 35 000 т. Оба изотопа гелия постоянно улетучиваются из атмосферы в космос, однако убыль гелия-4 на Земле восполняется за счет альфа-распада урана, тория и их дочерних нуклидов. В отличие от более тяжелого изотопа, гелий-3 не появляется в процессах радиоактивного распада. Большая часть гелия-3 на Земле сохранилась со времен образования планеты. Изотоп растворен в мантии и постепенно поступает в атмосферу планеты через вулканы и разломы в коре в объеме несколько килограммов в год. Некоторая часть гелия-3 возникает при распаде трития, а также заносится вместе с солнечным ветром. На Солнце и в атмосферах

планет-гигантов первичного гелия-3 значительно больше, чем в атмосфере Земли.

В настоящее время гелий-3 создается при распаде искусственно полученного трития. Последний производится отдельными государствами в ядерных реакторах как компонент для термоядерного оружия. Несколько сотен тысяч литров гелия-3 были наработаны в США в рамках оружейных ядерных программ, однако эти запасы недостаточны для существующего спроса на Гелий-3. Около 8 тыс. л гелия-3 в год получают из распада запасов трития в США.

Много гелия-3 содержится на Луне. В поверхностном слое лунной пыли гелий-3 постепенно накапливался в течение миллиардов лет облучения солнечным ветром. В результате тонна лунного грунта содержит порядка 0,01 г гелия-3 и 28 г гелия-4. Это изотопное соотношение (~0,043 %) в 400 раз выше, чем в земной атмосфере. Луна, у которой нет атмосферы, сохраняет значительные количества гелия-3, по отдельным оценкам не менее 2,5 млн т.

При термоядерном синтезе, когда в реакцию вступает 1 т гелия-3 с 0,67 т дейтерия, высвобождается энергия, эквивалентная сгоранию 15 млн т нефти. Следовательно, населению нашей планеты лунного ресурса гелия-3 могло бы хватить примерно на пять тысячелетий.

В январе 2006 г. глава РКК «Энергия» Николай Севастьянов заявил, что Россия планирует создать постоянную базу на Луне и отработать транспортную схему по доставке на Землю Гелия-3. В ноябре 2018 г. глава Роскосмоса Дмитрий Рогозин вновь подтвердил возможность использования гелия-3 как основы для ракетного топлива.

Реакция (6.5) имеет ряд преимуществ по сравнению с наиболее достижимой в земных условиях  $D + T$  реакцией (6.1). К этим преимуществам относятся:

1. В десятки раз более низкий поток нейтронов из зоны реакции, что резко уменьшает наведенную радиоактивность и деградацию конструкционных материалов реактора.

2. Получаемые протоны, в отличие от нейтронов, легко улавливаются и могут быть использованы для дополнительной генерации электроэнергии.

3. Исходные материалы для синтеза неактивны и их хранение не требует особых мер предосторожности.

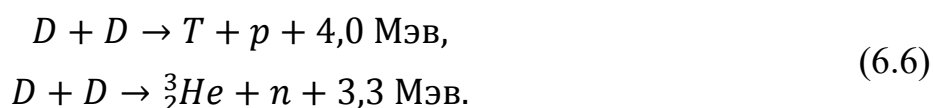
4. При аварии реактора с разгерметизацией активной зоны радиоактивность выброса близка к нулю.

Недостатком гелий – дейтериевой реакции следует считать слишком высокие температуры порядка  $10^9$  К в зоне реакции. Сложность проведения термоядерной реакции можно характеризовать критерием Лоусона (6.17) (смотри ниже). По этому параметру реакция (6.5) сложнее, чем  $D-T$ .

#### **Реакция между ядрами дейтерия**

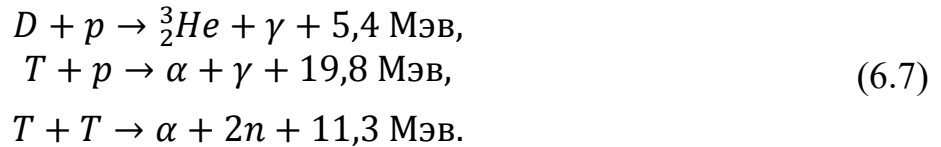
Реакции между ядрами дейтерия протекают по схемам:

( $Z - Z = 1 - 1$ ) реакции:

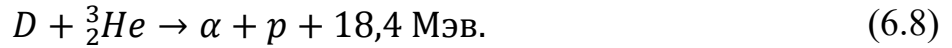


В дополнение к основной реакции в  $D + D$  – плазме также происходят

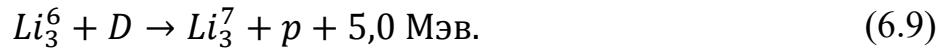
$(Z - Z = 1 - 1)$  реакции:



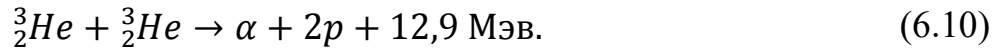
$(Z - Z = 1 - 2)$  реакции:



$(Z - Z = 1 - 3)$  реакции:



$(Z - Z = 2 - 2)$  реакции:



Здесь обозначение  $Z - Z$  описывает зарядность ядер, вступающих в реакцию. В соответствие с критерием (6.4), который был получен для  $Z - Z = 1 - 1$  реакции, в случае  $Z - Z = 1 - 2$  критерий (6.4) нужно умножить на коэффициент 2. В случае  $Z - Z = 2 - 2$  критерий (6.4) умножается на 4. Поэтому реакции синтеза (6.8)–(6.10) протекают при существенно более высоких температурах. Реакции (6.7) протекают параллельно с основными реакциями (6.6), а образующиеся тритий и гелий-3 немедленно реагируют с дейтерием.

**Другие типы реакций.** Возможны и некоторые другие типы реакций, например, не кулоновские реакции. Выбор топлива зависит от множества факторов – его доступности и дешевизны, энергетического выхода, легкости достижения требующихся для реакции термоядерного синтеза условий (в первую очередь, температуры), необходимых конструктивных характеристик реактора и т.д.



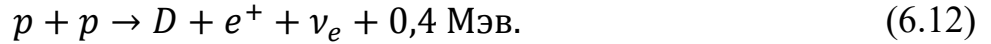
В природе встречаются два стабильных изотопа лития:  ${}^6\text{Li}$  (7,5 %) и  ${}^7\text{Li}$  (92,5 %). Неустойчивый искусственный изотоп  ${}^8\text{Li}$  имеет период полураспада 0,84 с и в природе отсутствует. Изотопы  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  возникли при первичном нуклеосинтезе (то есть в период от 1 секунды до 3 минут после Большого Взрыва) в количествах не более  $10^{-13}$  и  $10^{-9}$  от всех элементов. Примерно в десять раз больше  ${}^7\text{Li}$  образовалось при горении звезд. Наблюдаемые отношения концентраций  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  не сходятся с предсказанием стандартной теоретической модели Большого Взрыва. Природное процентное содержание  ${}^6\text{Li}$  примерно в тысячу раз больше, чем предсказывает теория. Данное расхождение известно как «**проблема изначального лития**» ([https://oko-planet.su/science/science\\_hypothesis/19178-litievaya-problema-povod-dlya-peresmotra-teorii.html](https://oko-planet.su/science/science_hypothesis/19178-litievaya-problema-povod-dlya-peresmotra-teorii.html)). Каким образом образовался избыточный природный литий, астрофизикам неясно.

В настоящее время функционирующими мощностями по разделению изотопов лития обладают лишь Россия и Китай.

**Реакции без выхода нейтронов.** Весьма перспективны реакции без образования нейтронов, так как порождаемый термоядерным синтезом нейтронный

поток (например, в реакции дейтерий-третий) уносит значительную часть мощности и порождает наведенную радиоактивность в конструкции реактора. К таким вариантам относится первая реакция (6.6), первая и вторая реакции (6.7), а также (6.8)–(6.11).

**Реакции на легком водороде.** Стоит отметить, что протон – протонные реакции синтеза, идущие в звездах, не рассматриваются как перспективные для управляемого термоядерного синтеза. Протон – протонные реакции идут через слабое взаимодействие с излучением нейтрино, и по этой причине требуют астрономических размеров реактора для сколь-нибудь заметного выделения энергии.



**Критерий Лоусона.** Рассмотрим условие, при котором выделение энергии при протекании термоядерных реакций в плазме равно потерям тепловой энергии. Это условие получено американским физиком Лоусоном в 1957 г. Рассмотрим  $D - T$  плазму. При осуществлении реакции (6.1) образуются  $\alpha$  – частица с энергией  $E_\alpha = 4,5$  МэВ и нейтрон с энергией  $E_n = 13$  МэВ. Энергия  $\alpha$  – частицы в результате кулоновских столкновений преобразуется в тепловое движение частиц плазмы. Нейтрон не обладает электрическим зарядом, поэтому не участвует в кулоновских столкновениях, и практически без столкновений покидает плазменную зону. Какую-то часть энергии нейтрон может оставить в слое замедлителя вокруг реактора. Можно, или нет, часть этой энергии вернуть в зону реакции – большой вопрос. Допустим, что некоторую часть – можно. Обозначим ее  $\delta \cdot E_n$ .

Количество реакций  $D + T$  в единице объема за единицу времени оценивается как

$$\frac{dN}{dt} = \langle \sigma v \rangle \frac{n^2}{4}, \quad (6.13)$$

здесь  $\sigma \cdot v \cdot \frac{n}{2}$  – число ударов по одной частице мишени за 1 с (частота столкновений). Эта величина во много раз меньше единицы, учитывая малость сечения реакции  $\sigma \sim 10^{-24} \text{ см}^2$ . Частоту столкновений умножаем на количество мишеней в единице объема –  $n/2$ . Скобки в (6.13) означают усреднение по фактическому распределению частиц по скоростям. Скорость нагрева плазмы составляет

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)^+ = \langle \sigma v \rangle \frac{n^2}{4} \Delta E, \Delta E = (E_\alpha + \delta \cdot E_n). \quad (6.14)$$

Скорость потерь энергии оценим следующим образом

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)^- = \frac{3}{2} kT \cdot 2n \cdot \frac{1}{\tau}, \quad (6.15)$$

здесь  $\frac{3}{2} kT$  – тепловая энергия в расчете на одну частицу,  $2n$  – число ядер и электронов в единице объема,  $\tau^{-1}$  – скорость потерь энергии, описывающая, какую долю от полной тепловой энергии плазма теряет за одну секунду.



Положительный выход термоядерной реакции начинается при выполнении условия

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)^+ > \left(\frac{dE}{dt}\right)^-, \quad (6.16)$$

что приводит к критерию Лоусона

$$\langle\sigma v\rangle \frac{n^2}{4} \Delta E > \frac{3}{2} kT \cdot 2n \cdot \frac{1}{\tau} \rightarrow n\tau > \frac{12kT}{\Delta E \langle\sigma v\rangle}. \quad (6.17)$$

Выражение  $\frac{T}{\langle\sigma v\rangle}$  зависит только от температуры и имеет ярко выраженный минимум. Анализ этого минимума, проведенный Лоусоном, а также другими авторами применительно к  $D - T$  плазме дает

$$n\tau > 2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

### **Типы термоядерных реакторов**

**Токамак** (тороидальная камера с магнитными катушками). В установке плазма имеет форму тороидального бублика, по которому пропускается электрический ток. Плазма удерживается магнитным полем, которое создает этот ток и внешние кольцевые магниты. Ток используется для начального разогрева плазмы до температуры около 30 млн К<sup>0</sup>. Дальнейший разогрев производится другими устройствами. Токамак работает в импульсном режиме.

Теоретическая схема Токамака была предложена в 1951 г. советскими физиками Андреем Сахаровым и Игорем Таммом, и в 1954 г. в СССР была построена первая установка. Из-за проблем с удержанием плазмы к середине 1960-х гг. в мире сложилось убеждение, что управляемый термоядерный синтез на основе токамака невозможен.

Еще через три года на установке Т-3 в Институте атомной энергии имени Курчатова под руководством Льва Арцимовича удалось нагреть плазму до температуры более пяти миллионов градусов Цельсия и ненадолго удержать ее. К настоящему времени в мире в различных лабораториях работает порядка 30 Токамаков. С 2014 г. во Франции началась реализация международного проекта под названием ITER, International Thermonuclear Experimental Reactor – Международный термоядерный экспериментальный реактор

ИТЭР – проект термоядерного реактора, позволяющий продемонстрировать и исследовать термоядерные технологии для их дальнейшего использования в мирных и коммерческих целях. Создатели проекта считают, что управляемый термоядерный синтез может стать энергетикой будущего и служить альтернативой современным газу, нефти и углю. Исследователи отмечают безопасность, экологичность и доступность технологии ИТЭР по сравнению с обычной энергетикой. По сложности проект сравним с Большим адронным коллайдером. Установка реактора включает в себя более 10 млн конструктивных элементов.

Для тороидальных магнитов токамака необходимо 80 тыс. км сверхпроводящих нитей; общий их вес достигает 400 т. Сам реактор будет весить около

23 тыс. т. Объем плазмы в токамаке будет достигать  $840 \text{ м}^3$ , тогда как в крупнейшем действующем на Западе реакторе такого типа – JET – объем равен  $100 \text{ м}^3$ .

Высота установки составит 73 м, Основная платформа реактора будет занимать площадь, сопоставимую с площадью 60 футбольных полей. Температура в плазме токамака будет достигать 150 млн градусов Кельвина, что в 10 раз выше температуры в центре Солнца.

Общие затраты на проектные и строительные работы оцениваются в 13 млрд евро. Эти деньги предоставили 35 участников научного консорциума. Стоимость Большого адронного коллайдера почти в два раза меньше, а строительство и поддержание работоспособности Международной космической станции обходится почти в полтора раза дороже.

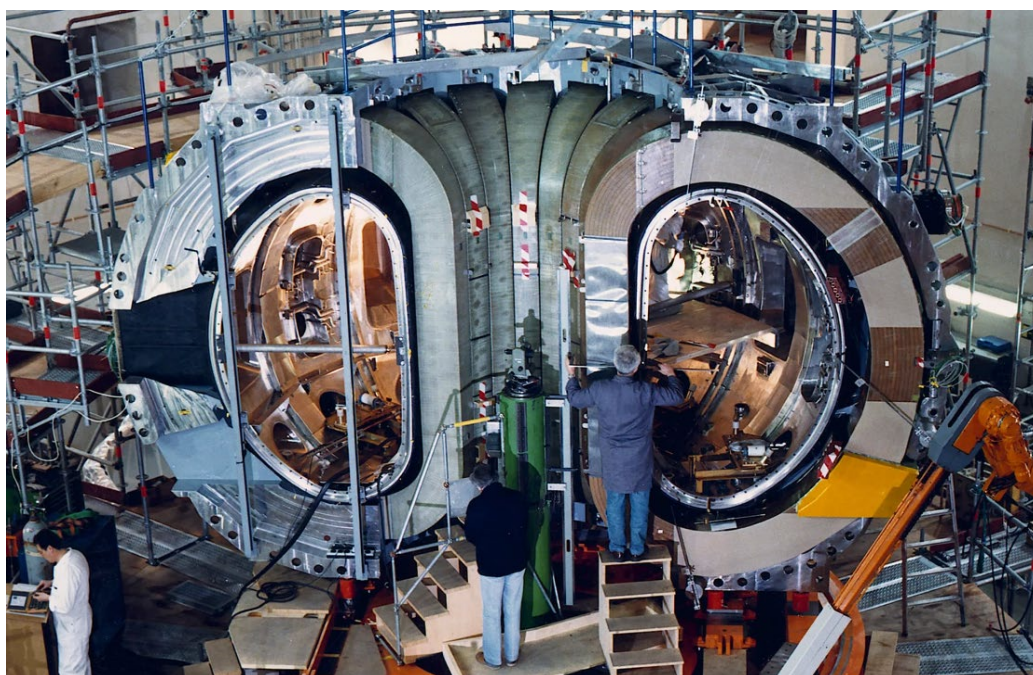


Рис. 6.1. Токамак

Источник: <https://yandex.ru/images/search?p=1&text=%D1%82%D0%BE%D0%BA%D0%B0%D0%BC%D0%B0%D0%BA&lr=63>.

**Стелларатор.** Тип реактора для осуществления управляемого термоядерного синтеза. Название происходит от лат. *stella* – звезда, что должно указывать на схожесть процессов, происходящих в стеллараторе и внутри звезд. Изобретен американским астрофизиком Лайманом Спитцером в 1950 г. Первый образец построен под его руководством в 1951 г. в рамках секретного проекта.

Стелларатор – замкнутая магнитная ловушка для удержания высокотемпературной плазмы. Принципиальное отличие стелларатора от токамака заключается в том, что магнитное поле для изоляции плазмы от внутренних стенок тороидальной камеры полностью создается внешними катушками, что позволяет использовать его в непрерывном режиме.

В 1976 г. была оформлена заявка на получение авторского свидетельства СССР на вариант стелларатора под названием *Торсатрон*. Конфигурация типа «торсатрон» была далеко не совершенна и имела множество факторов, на прак-

тике значительно сокращавших теоретическое время удержания плазмы. Существенный прогресс в развитии стеллараторов был достигнут в начале 2000-х гг. в связи с мощным развитием компьютерных вычислений и, в частности, компьютерных графических программ. С их помощью была полностью оптимизирована магнитная система стелларатора.

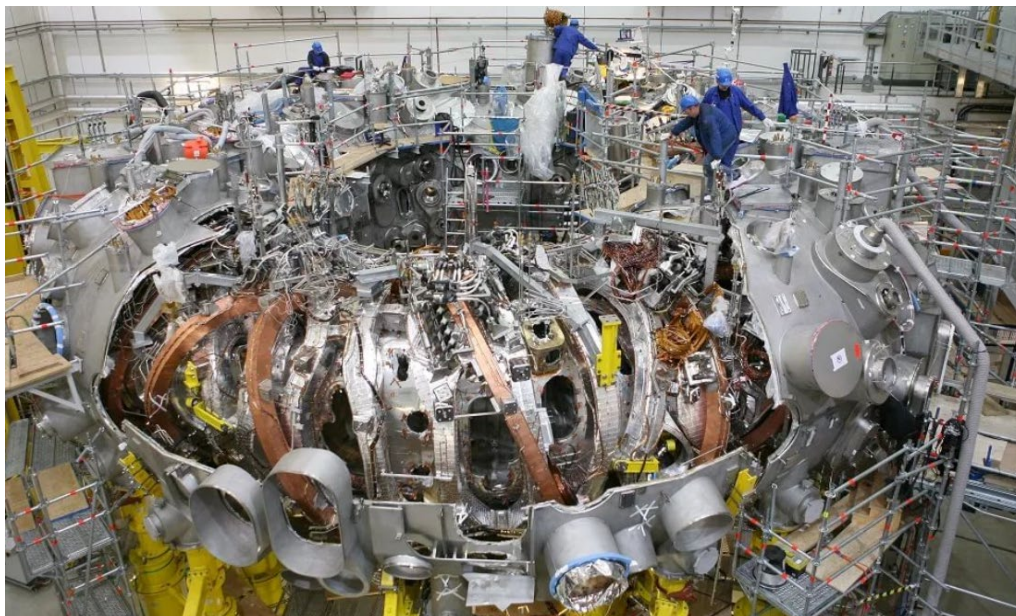


Рис. 6.2. Стелларатор

Источник: <https://yandex.ru/images/search?text=%D1%81%D1%82%D0%B5%D0%BB%D0%BB%D0%B0%D1%80%D0%B0%D1%82%D0%BE%D1%80&lr=63>.

***Лазерный термоядерный синтез*** (*profbeckman.narod.ru/NIL28a.pdf*). Появление лазеров с большой мощностью и острой фокусировкой излучения открыло путь к нагреву термоядерной мишени лазерным излучением. В 1964 г. Н.Г. Басов и О.Н. Крохин опубликовали идею прямого нагрева сферической мишени лазерным излучением. Следующее существенное предложение высказал Э. Теллер в 1973 г. Он полагал, что лазерное излучение, сконцентрированное на мишени, приводит к испарению ее внешнего слоя и сжатию под действием импульса отдачи оставшегося вещества. Высокие плотности вещества в конечном состоянии достигаются при профилированном импульсе излучения и безударном сжатии холодного вещества. Анализ предложений выявил сильное влияние неустойчивостей лазерной плазмы как на начальной стадии сжатия горючего, так и на заключительной. Энергия лазерного импульса превысила 1 МДж для мишеней с коэффициентом усиления больше 1. Рассматривались две схемы: прямое и не прямое облучение. В первом случае излучение лазера симметрично фокусируется на мишень, однако на практике этого трудно добиться. При не прямом облучении энергия выделяется внутри внешней оболочки, окружающей мишень, и нагревает ее. Далее оболочка взрывается и обеспечивает симметричное воздействие на мишень. Эксперименты с использованием созданных мощных лазерных установок показали, что степень линейного сжатия лазерной мишени ограничена величиной 10–20, а неоднородность выделения энергии не должна превышать

1 %. При непрямом облучении мишени однородность сжатия достигается гораздо проще благодаря лучистой теплопроводности. Однако не прямое облучение требует в несколько раз большей энергии для поджига, что служит платой за однородность. Сегодня лазер – неоспоримый лидер в работах по инерционному удержанию. Это преимущество обусловлено возможностью фокусировки излучения на удаленную мишень. Серьезным техническим недостатком инерциального лазерного синтеза для реактора является низкая эффективность преобразования первичной электрической энергии в лазерное излучение (~2–5 %). Новые типы лазеров, изменение способов накачки активной среды вселяют надежду на возрастание КПД установки.

В мире построены три крупные лазерные установки, способные по энергетике обеспечить термоядерную вспышку. Эти установки находятся в США, Франции и России. Проектированием, строительством и работой российской установки руководил нынешний Президент РАН Александр Михайлович Сергеев, избранный в 2018 г. Большой вклад в исследования по управляемому лазерному синтезу внесли академики Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и А.М. Сергеев с коллективами институтов: ФИАН (физический институт академии наук), ИОФРАН (институт общей физики российской академии наук), ИПФРАН (институт прикладной физики РАН, РФЯЦ-ВНИИЭФ (российский федеральный ядерный центр – всероссийский научно исследовательский институт экспериментальной физики).

**Термоядерные реакции в звездах.** Окружающая нас вселенная с множеством галактик, звезд, планет, астероидов, метеоритов и, наконец, космических пыли и газов образовалась в результате Большого Взрыва и последующего формирования Всемирным Тяготением и термоядерного горения звезд. Вселенная хранит много тайн. Почему произошел Большой Взрыв, наука не знает, однако, его последствия видит. К примеру, свет, который приходит от удаленных космических объектов обладает красным смещением спектральных линий. Это означает, что космические объекты, испустившие свет, удаляются от нас. Вселенная расширяется. Это последствия Большого Взрыва. Результатом БВ является также элементный состав газопылевых облаков в межзвездном пространстве, который измерили экспериментально. Другим результатом БВ является реликтовое радиоизлучение, обнаруженное при помощи мощных радиотелескопов.

По представлениям астрофизиков в результате Большого Взрыва образовалась вселенная, заполненная газовыми облаками, состоящими из атомов водорода с небольшой примесью гелия и еще меньшей лития. Какие-то не очень понятные причины привели к возникновению первичных крупномасштабных неоднородностей в водородной вселенной. Всемирное тяготение образовало из этих неоднородностей скопления галактик, галактики и скопления звезд. Мелкомасштабные неоднородности водородной вселенной позволили тяготению сформировать звезды. Первоначально последние представляли собой газовые шары из первичного водорода, которые сжимало тяготение. По мере сжатия температура и давление внутри водородного шара возрастали. При некоторой температуре порядка  $T = 10$  эВ произошла полная ионизация водорода и образовалась

плазма, состоящая из свободных протонов и электронов. При дальнейшем сжатии протон – электронного шара температура возросла до нескольких миллионов градусов. Внутри звезды начались протон – протонные термоядерные реакции синтеза, которые шли с образованием дейтерия и позитрона (6.12). Позитроны немедленно аннигилировали при столкновениях с электронами. Дейтерий при столкновениях с протоном превращался в ядро гелия-3 и далее в Гелий-4. Так внутри звезды началось образование ядер Гелия.

Продолжительность нестационарной начальной стадии формирования звезды определяется ее массой. Для звезд типа Солнца она длится около 1 млн лет, для звезды массой  $10 M_{\odot}$  примерно в 1 000 раз меньше, а для звезды массой  $0,1 M_{\odot}$  в тысячи раз больше.

Звезда стационарно светит за счет выделения энергии при протекании термоядерных реакций превращения ядер водорода в ядра гелия. Запас водорода обеспечивает светимость звезды массой  $1 M_{\odot}$  примерно в течение  $10^{10}$  лет. Звезды большей массы расходуют водород быстрее: так, звезда массой в  $10 M_{\odot}$  израсходует водород за  $10^7$  лет.

Эволюция звезд большой массы ( $>1,5 M_{\odot}$ ) определяется условиями горения термоядерного горючего в недрах звезды. По мере выгорания водорода выделение энергии уменьшается, и звезда начинает сжиматься. Этот процесс не позволяет понижаться температуре и давлению в недрах звезды.

Далее в ядре звезды начинает идти тройная гелиевая реакция с образованием углерода и одновременно реакция образования кислорода. В то же время на поверхности гелиевого ядра начинает догорать водород. Появляется первый слоевой источник термоядерной энергии.

Запас гелия исчерпывается очень быстро, так как в описанных реакциях в каждом элементарном акте выделяется сравнительно немного энергии. Картина сжатия звезды повторяется, и в ее недрах появляются уже два слоевых источника, а в ядре начинается реакция, когда из двух ядер углерода образуется магний.

Эволюция звезды оказывается очень сложной. В недрах звезды образуются элементы таблицы Менделеева вплоть до железа. В конце эволюции звезда большой массы имеет очень сложное строение. В каждом слое свой химический состав, в нескольких слоевых источниках протекают термоядерные реакции, а в центре образуется железное ядро.

Термоядерные реакции между ядрами железа не происходят, так как они требуют затраты (а не выделения) энергии. Поэтому железное ядро быстро сжимается, температура и плотность в нем увеличиваются, достигая фантастических величин –  $10^9$  К и  $10^9$  кг/м<sup>2</sup>. В некоторый момент начинаются два взрывных процесса, идущие в ядре звезды одновременно и очень быстро (по-видимому, за минуты). Первый заключается в распаде ядер железа на 14 атомов гелия, второй – в том, что электроны «вдавливаются» в протоны, образуя нейтроны. Оба процесса связаны с поглощением энергии, и поэтому температура в ядре звезды практически мгновенно падает. Начинается быстрое сжатие звезды тяготением.

Падение внешних слоев к центру звезды приводит к резкому повышению температуры в них. Начинают гореть водород, гелий, углерод. Это сопровождается мощным потоком нейтронов, который идет из центрального ядра. В результате происходит мощнейший термоядерный взрыв космических масштабов, сбрасывающий внешние слои звезды, уже содержащие все тяжелые элементы, вплоть до калифорния. По современным воззрениям все атомы тяжелых химических элементов (т.е. более тяжелых, чем железо) образовались во Вселенной именно во вспышках сверхновых. Также поток нейтронов, возникающий при вспышке сверхновой, меняет элементный состав звезды до железа. На месте взорвавшейся *сверхновой* остается в зависимости от массы первоначальной звезды либо *нейтронная звезда*, либо *черная дыра*. Последняя представляет собой ту же нейтронную звезду, массы которой достаточно, чтобы удерживать свет и не давать ему выходить наружу.

Нейтронная звезда представляет собой как бы атомное ядро гигантских масштабов, состоящее из нуклонов, удерживаемых вместе гравитацией.

Звезды малой и средней массы эволюционируют без взрыва сверхновой. Горение таких звезд прекращается на некотором раннем этапе образования таблицы Менделеева. Тяготение уравнивается давлением электронного газа внутри звезды. Звезда превращается в газообразную, жидкую или твердую планету. Газовая оболочка как правило улетучивается в космическое пространство.

По представлениям астрофизиков планеты солнечной системы образовались из протопланетного облака одновременно с солнцем. Облако, из которого образовалась солнечная система, содержало первичный водород и остатки взрыва сверхновой. Первоначально все планеты представляли собой газовые шары с примесью более тяжелого вещества. Состав всех планет был примерно одинаков. Затем под действием тяготения тяжелые остатки взрыва сверхновой опустились в центр планет, где образовали твердое ядро с большим содержанием железа. Вокруг такого ядра образовалась жидкая оболочка из воды, аммиака и других жидкостей. Над планетами сформировалась атмосфера из различных газов. Затем прошел процесс дифференциации планет под воздействием солнечного излучения. Планеты, которые находились ближе к солнцу (Меркурий, Венера, Земля, Марс) нагревались солнцем и потеряли свою газовую и жидкую оболочки. Основная часть легких газов (водород, гелий, вода и другие молекулярные газы) испарилась в космическое пространство. Венера и Земля имеют остаточную атмосферу, которая образовалась из газов, диффундирующих из недр этих планет. Молекулярный состав атмосферы Земли сформировали живые микроорганизмы. Планеты Юпитер и Сатурн, которые находились на значительном удалении от солнца, сохранили свои первоначальные газовые и жидкостные оболочки. Последние располагаются над ядром из тяжелых элементов с радиусом, примерно равным радиусу Земли. Удаленные планеты Уран и Нептун замерзли. Их газовая и жидкостная оболочки превратились в лед. Теперь эти планеты имеют твердое ядро, вокруг которого расположен слой льда из застывших жидкости и газов.

Как видим, термоядерные реакции синтеза играют исключительную роль в эволюции космических объектов. Их освоение и реализация в земных условиях обеспечат людям доступ к неисчерпаемому источнику энергии.

**Задача 1.** Определить дефект массы при образовании дейтерия.

**Решение.** Массы протона, нейтрона и ядра дейтерия составляют

$$m_p = 1,6724 \cdot 10^{-24} \text{ г}, \quad m_n = 1,6747 \cdot 10^{-24} \text{ г}, \quad m_D = 3,3433 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

$$\Delta m = m_p + m_n - m_D = 0,0038 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 2,136 \text{ МэВ} \sim 4m_e$$

Напомним, что масса электрона составляет  $m_e = 0,00091093 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 0,512 \text{ МэВ}$ .

**Задача 2.** Определить дефект массы при образовании альфа-частицы.

**Решение.** Альфа-частица содержит два протона и два нейтрона. Масса альфа-частицы составляет  $m_\alpha = 4,001506 \text{ а. е. м.}$ , масса протона  $m_p = 1,007276 \text{ а. е. м.}$ , масса нейтрона  $m_n = 1,008665 \text{ а. е. м.}$

$$\Delta m = 2m_p + 2m_n - m_\alpha = 0,030376 \text{ а. е. м.} = 28,295 \text{ МэВ}$$

### Вопросы к главе 6

1. Что такое реакции синтеза ядер? Приведите примеры.
2. До каких температур требуется греть плазму, чтобы в ней начались реакции синтеза ядер?
3. Какие реакции можно использовать в управляемом термоядерном синтезе? Как их классифицируют?
4. Получите критерий Лоусона для управляемого термоядерного синтеза.
5. На каком принципе основаны реакторы для управляемого термоядерного синтеза? Как они называются?
6. Расскажите о программе ITER.
7. Что такое лазерный термоядерный синтез?
8. Расскажите о термоядерном горении звезд

Учебное издание

**Боровский** Андрей Викторович

## **ОБЩАЯ ФИЗИКА**

### **Часть 2**

### **Релятивистская и ядерная физика**

Учебное пособие

Издается в авторской редакции

ИД № 06318 от 26.11.01.

Подписано в пользование 05.04.19.

Издательство Байкальского государственного университета.  
664003, г. Иркутск, ул. Ленина, 11.

<http://bgu.ru>.