

ЛЕПТОНЫ

Фундаментальные частицы Стандартной Модели

e^-

μ^-

τ^-

ν_e

ν_μ

ν_τ

u

c

t

d

s

b

$8g, \gamma, W^+, W^-, Z$

H - бозон Хиггса

Лептоны

$$J = 1/2$$

$$e^{-}$$

0,511 МэВ

$$\mu^{-}$$

105,7 МэВ

$$\tau^{-}$$

1777 МэВ

$$\nu_e$$

< 3 эВ

$$\nu_\mu$$

< 0,19 МэВ

$$\nu_\tau$$

< 18,2 МэВ

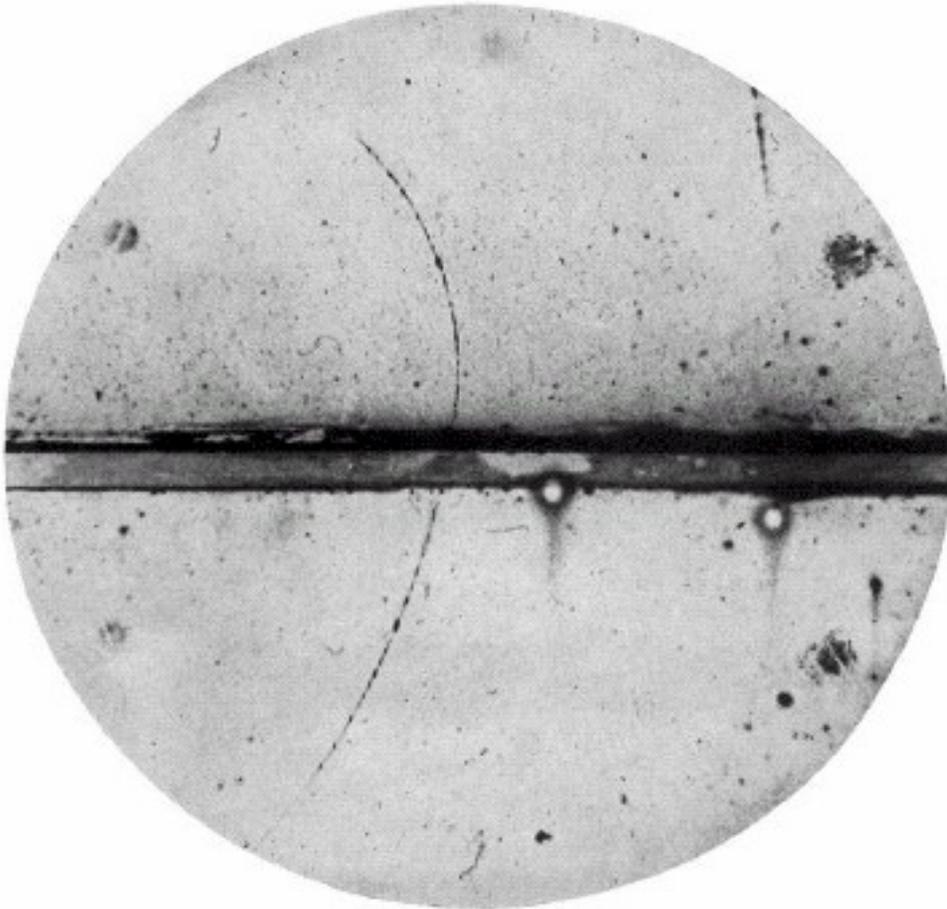
Лептоны – класс фундаментальных частиц Стандартной Модели, не участвующих в сильных взаимодействиях. Заряженные лептоны участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Нейтрино — только в слабых.

Все лептоны обладают полуцелым спином $J = 1/2$ и в соответствии с этим являются фермионами.

1897 г. Дж. Томсон. Открытие электрона

Характеристика	Численное значение
Спин J	1/2
Масса $m_e c^2$, МэВ	$0.51099892 \pm 0.000000004$
Электрический заряд, Кулон	$-(1.60217653 \pm 0.000000014) \cdot 10^{-19}$
Магнитный момент, $e\hbar/2m_e c$	$1.001159652187 \pm 0.000000000000004$
Время жизни τ , лет	$> 4.6 \cdot 10^{26}$
Лептонное число L_e	+1
Лептонные числа L_μ, L_τ	0

1932 г. Открытие позитрона



К. Андерсон
(1905 – 1991)

Позитрон, зарегистрированный
в камере Вильсона,
помещенной в магнитное поле.

Нобелевская премия по физике

1936 г. – К. Андерсон.

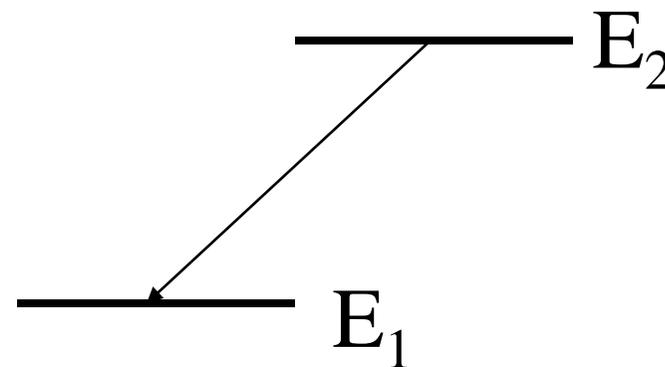
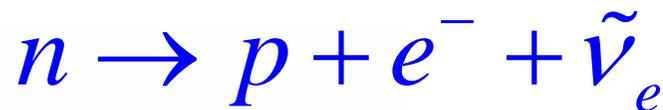
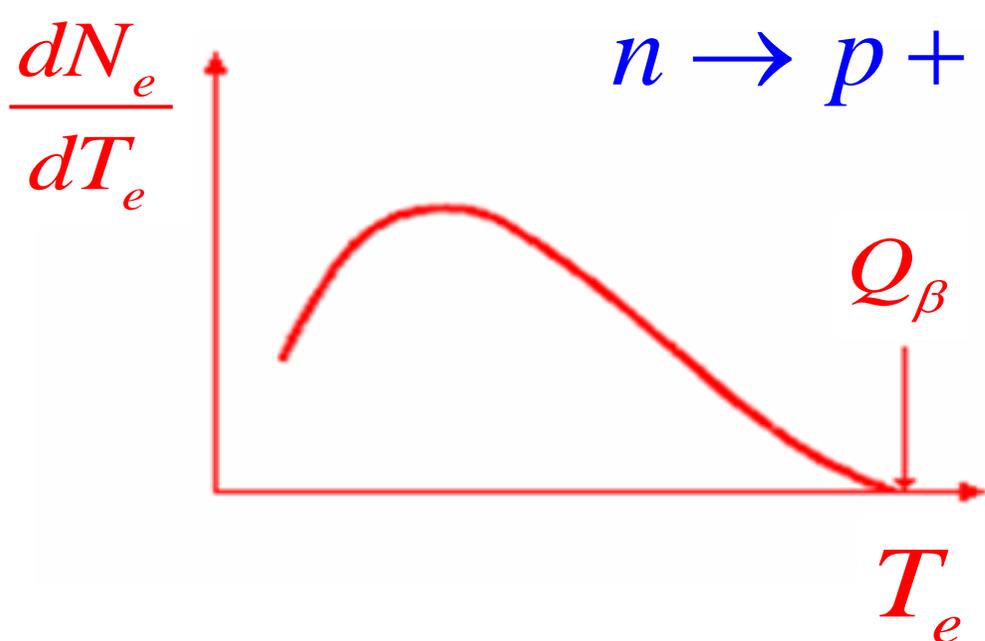
За открытие позитрона

Нейтрино ν

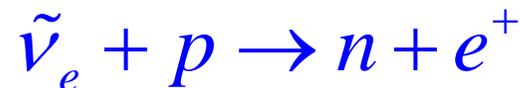
1931 г. В. Паули выдвинул гипотезу о существовании нейтрино для объяснения спектра электронов β -распада



В. Паули
(1900–1958)



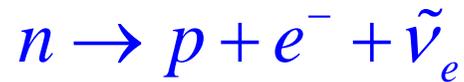
Алгебра частиц-античастиц



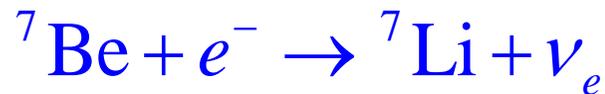
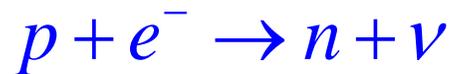
1956 г. Ф. Райнес, К. Козн зарегистрировали антинейтрино.

Электронное антинейтрино

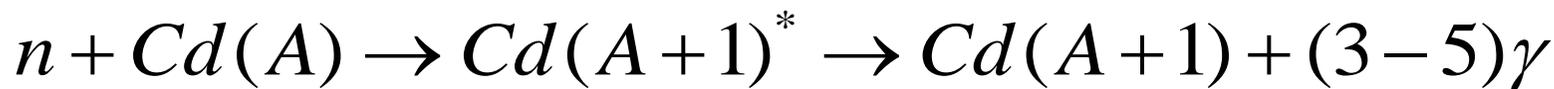
1953–1956. Ф. Райнес, К. Коэн



Первое свидетельство существования нейтрино

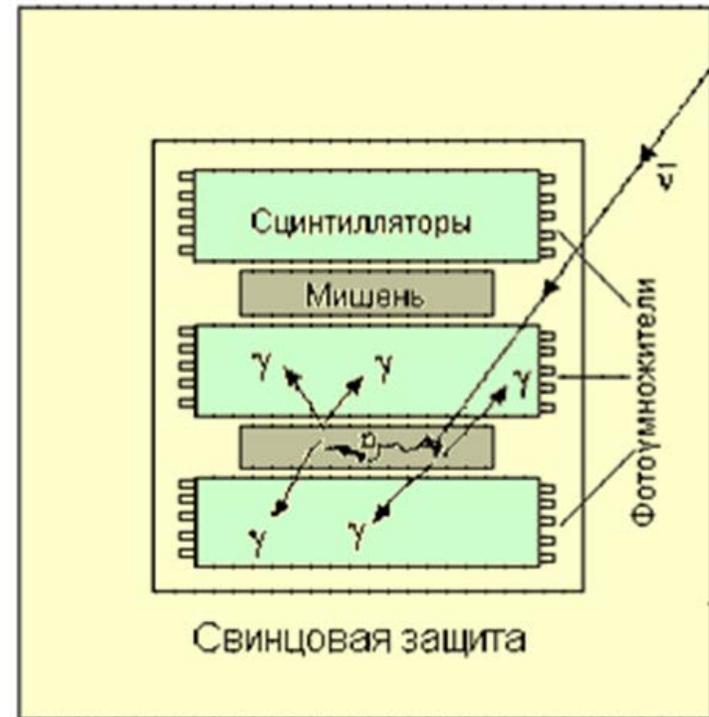


Источник антинейтрино – ядерный реактор



$$\sigma(\tilde{\nu} p) = 10^{-43} \text{ см}^2$$

$$t = 200 \text{ часов. } N = 567. \text{ Фон} = 209$$



Нобелевская премия по физике

1995 г. – Ф. Райнес.

За детектирование нейтрино

Пример

Определить длину L и время t свободного пробега реакторного нейтрино в воде, $\sigma \approx 10^{-43}$ см².

Число нейтрино прошедших через слой вещества толщиной x ,

$$N(x) = N(0) \exp(-n\sigma x),$$

n — количество ядер вещества в единице объема.

L — длина, на которой поток антинейтрино уменьшается в e раз, то есть $L = 1/n\sigma$.

$n = \rho N_A / A$, N_A — число Авогадро, ρ — плотность вещества, A — молярная масса.

Для воды $\rho = 1$ г/см³, $A(\text{H}_2\text{O}) = 18$.

$$L = \frac{1}{n\sigma} = \frac{A}{\rho N_A \sigma} = \frac{18}{1 \text{ г/см}^3 \times 6 \cdot 10^{23} \times 10^{-43} \text{ см}^2} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см} = 3 \cdot 10^{15} \text{ км}$$

$$t = \frac{L}{c} = \frac{3 \cdot 10^{15} \text{ км}}{3 \cdot 10^5 \text{ км/с}} = 10^{10} \text{ с} \approx 320 \text{ лет},$$

(1 год $\approx 3,156 \cdot 10^7$ с).

Тождественны ли ν_e и $\tilde{\nu}_e$?

Если ν_e и $\bar{\nu}_e$ являются тождественными частицами, то должна наблюдаться реакция



Это следует из того, что наблюдается реакция



Обе реакции ((*) и (**)) при тождественности ν_e и $\bar{\nu}_e$ должны иметь одинаковые, характерные для нейтрино (антинейтрино) сечения $\approx 10^{-43}$ см².



Если процесс (*) возможен, то под действием потока антинейтрино от реактора один из нейтронов, входящих в состав ядра ${}^{37}\text{Cl}$, должен превращаться в протон, что приводит к образованию радиоактивного изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ с периодом полураспада 35.04 суток. Регистрируя радиоактивность изотопа ${}^{37}\text{Ar}$, можно судить о возможности протекания реакции (*).

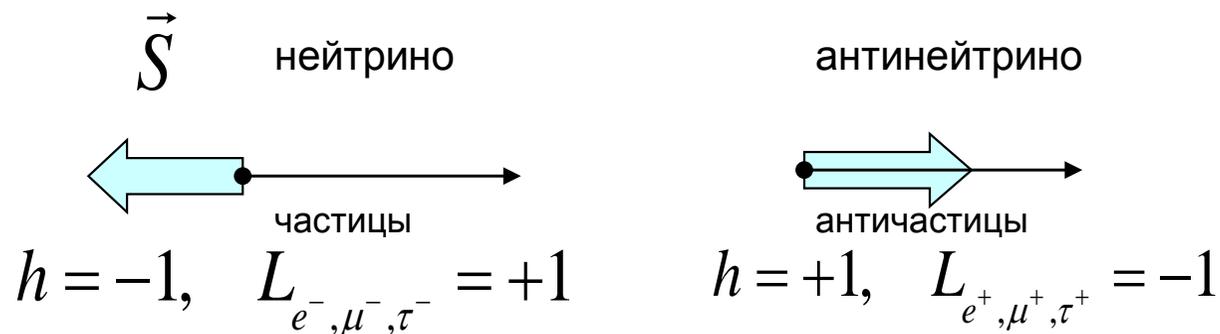
Образование изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ не было обнаружено.

$\sigma < 2 \cdot 10^{-45}$ см². M (детектор) = 4000 литров

Спиральность. Киральность

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{S}| \cdot |\vec{p}|}.$$

Правополяризованная частица имеет положительную спиральность ($h = +1$), левополяризованная — отрицательную ($h = -1$).



Экспериментально показано, что спиральность нейтрино всегда отрицательна ($h_\nu = -1$), а спиральность антинейтрино всегда положительна ($h_{\bar{\nu}} = +1$). Нейтрино рождаются только в процессах слабого взаимодействия. Во всех наблюдаемых в природе слабых процессах с участием нейтрино участвуют только левополяризованные нейтрино. Правополяризованные нейтрино в наблюдаемых процессах не проявляются. Появление частиц с определенным значением поляризации обусловлено природой слабого взаимодействия.

Пример

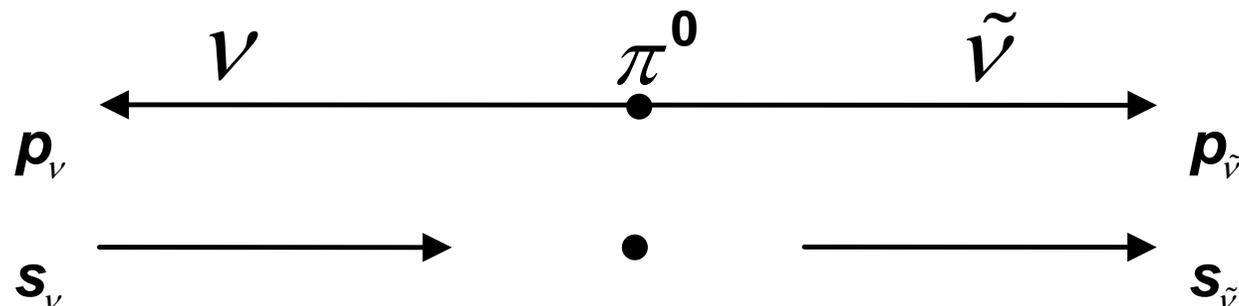
Возможен ли распад $\pi^0 \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$ для нейтрино с нулевой массой?

Нейтрино всегда имеет отрицательную спиральность, а антинейтрино всегда имеет положительную спиральность.

Спин нейтрино s_ν равен $1/2$, и направление его вектора противоположно направлению движения частицы. Спин антинейтрино $s_{\bar{\nu}}$ также равен $1/2$, направление его вектора совпадает с направлением движения частицы.

При распаде, исходя из закона сохранения импульса, нейтрино должны разлетаться строго в противоположные стороны. Момент количества движения ν_e и $\bar{\nu}_e$ $\vec{J} = \vec{s}_\nu + \vec{s}_{\bar{\nu}} = \vec{1}$. Однако, спин π^0 -мезона равен 0, то есть данный распад невозможен из-за нарушения закона сохранения момента количества движения

$$J_i = J_\pi = 0, \quad J_f = \vec{s}_\nu + \vec{s}_{\bar{\nu}} = 1$$



1937 г. Открытие мюона

Характеристика	Численное значение
Спин J	1/2
Масса $m_\mu c^2$, МэВ	$105.6583692 \pm 0.00000094$
Электрический заряд	Равен заряду электрона
Магнитный момент, $e\hbar/2m_\mu c$	$1.0011659203 \pm 0.00000000007$
Время жизни, сек	$(2.19703 \pm 0.000004) \cdot 10^{-6}$
Лептонное число L_μ	+1
Лептонные числа L_e, L_τ	0

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

μ^- и μ^+ соответственно частица и античастица

Мюон

Мюон имеет полное сходство с электроном, за исключением его массы. Мюон имеет массу в 200 раз больше массы электрона.

Отрицательно заряженный мюон может образовывать связанные состояния с протоном. При этом образуется связанная система подобная атому водорода - **мезоатом**.

Энергия связи в мезоатоме оказывается в 200 раз больше, а радиус основного состояния такого атома в 200 раз меньше.

В тяжёлых ядрах радиус мезоатома сравним с радиусом ядра.

Измерения спектров мезоатомов позволяют получить информацию о форме атомного ядра.

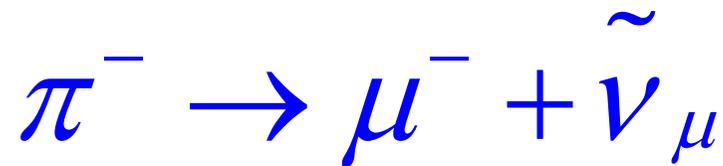
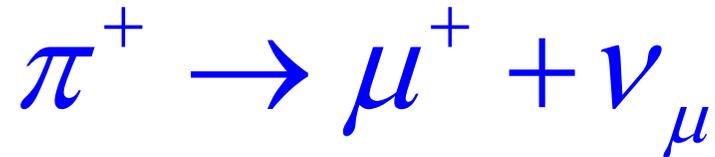
Мезоводород может присоединить ещё один протон и образовать мюонный положительный ион молекулы водорода.

В этой молекуле ядра водорода находятся столь близко друг к другу, что может произойти реакция синтеза (мюонный катализ).

Однако практическая реализация этой возможности сильно ограничена малым временем жизни мюона ($\approx 10^{-6} \text{ c}$)

1962 г. Открытие мюонного нейтрино

Мюонное нейтрино отличается от электронного нейтрино.

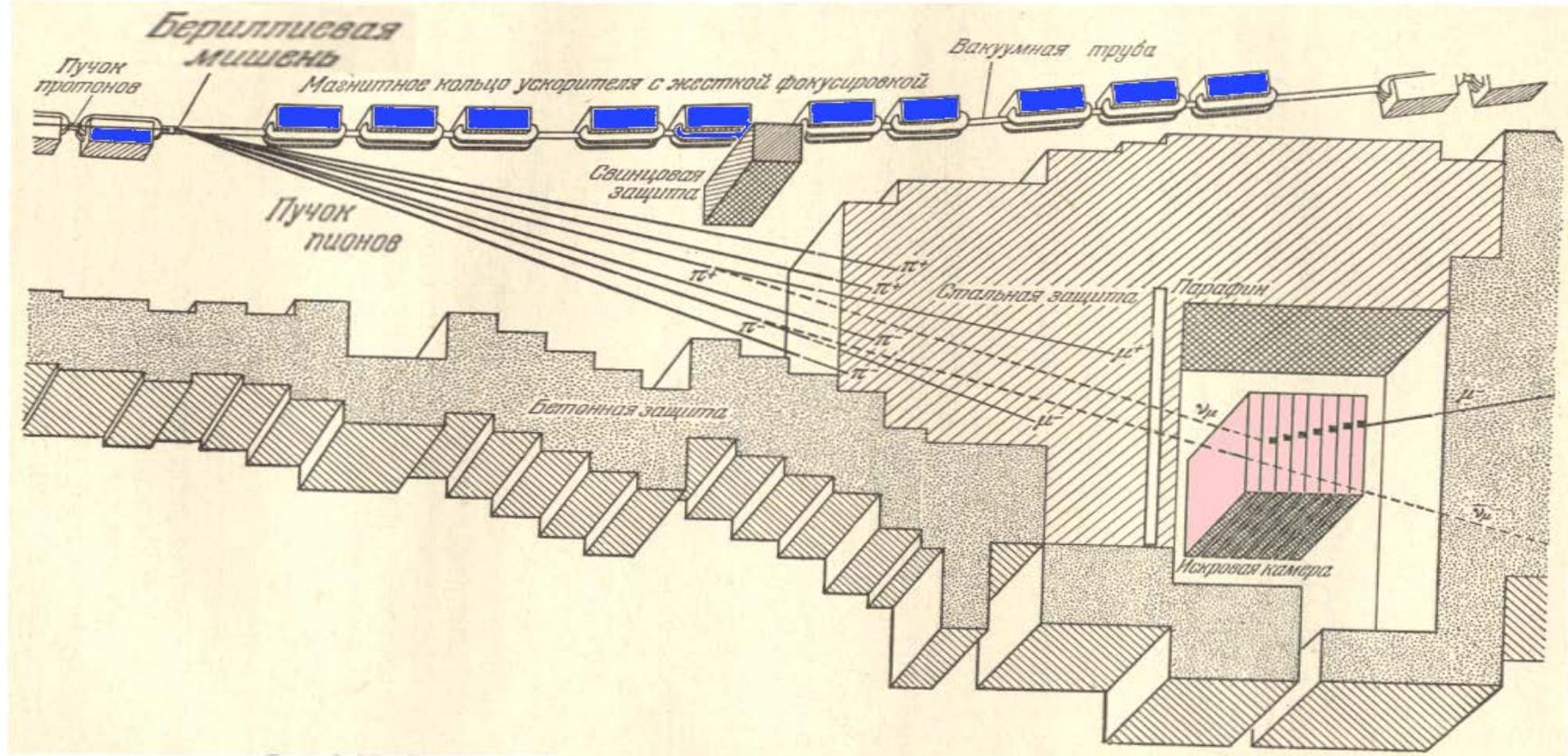


$$\nu_\mu \neq \nu_e \quad \tilde{\nu}_\mu \neq \tilde{\nu}_e$$

Нобелевская премия по физике

1988 г. – Л. Ледерман, М. Шварц, Дж. Стейнбергер.

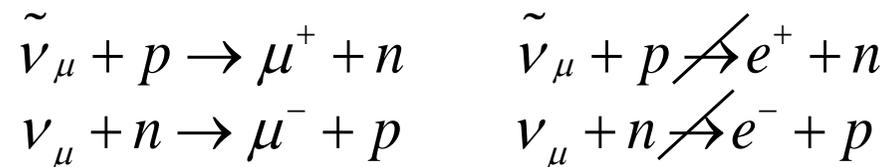
За метод нейтринного пучка и демонстрацию дублетной структуры лептонов через открытие мюонного нейтрино



Мюонные нейтрино образовывались в результате распада π^+ , π^- - мезонов.



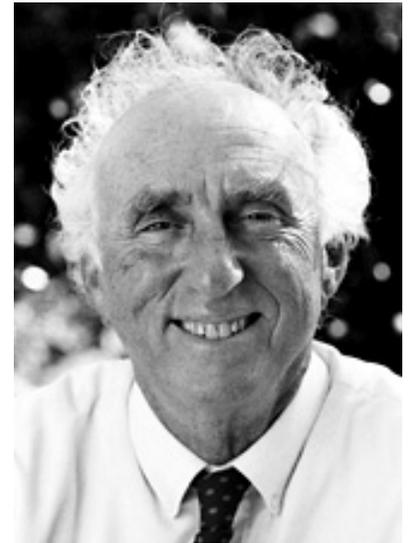
Мюонные нейтрино детектировались в искровых камерах по результатам их взаимодействия с протонами и нейтронами вещества искровых камер.



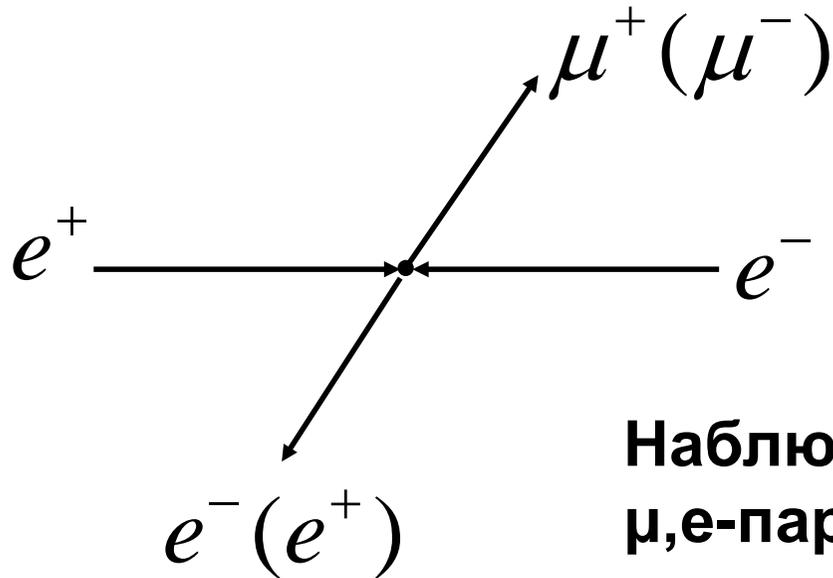
В искровых камерах наблюдались только положительно и отрицательно заряженные мюоны. Не было зарегистрировано ни одного случая образования электронов или позитронов.

1975 г. Открытие τ -лептона

τ -лептон и τ -нейтрино образуют третье поколение лептонов



М. Перл
(1927–2014)



Наблюдались события образования μ, e -пары с противоположными знаками заряженных частиц

Нобелевская премия по физике

1995 г. – М. Перл.

За открытие тау-лептона

Наблюдение τ -лептона

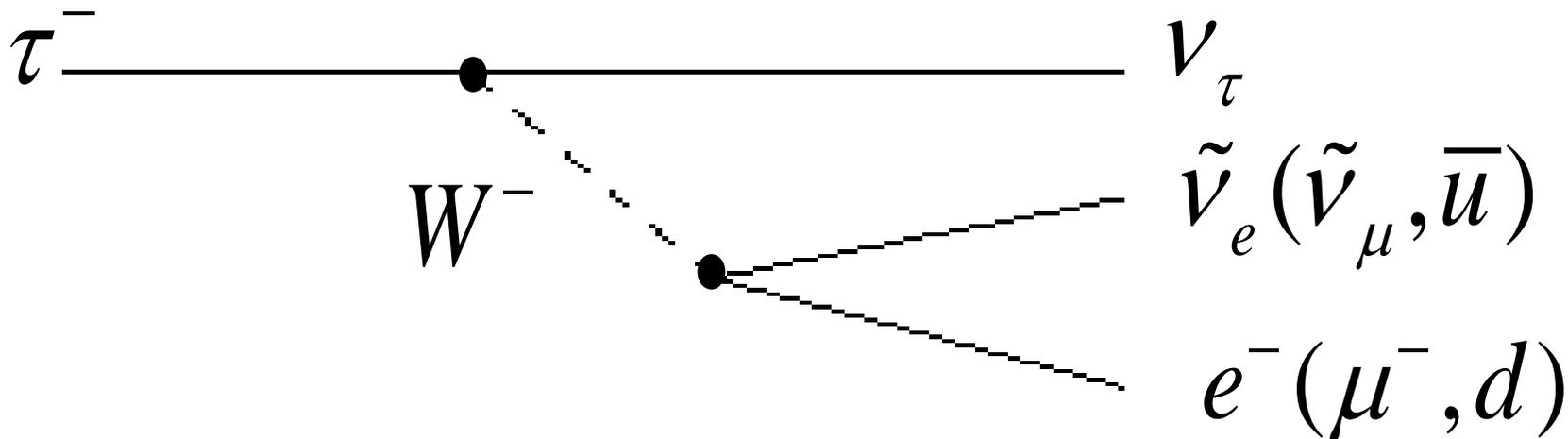
τ^- -лептон имеет время жизни $\tau \approx 2.9 \cdot 10^{-13}$ с и поэтому, как правило, регистрируется по каналам его распада.

τ^- -лептоны наблюдались в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$.

$$e^+ + e^- \rightarrow \begin{cases} \tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau & \text{или} & \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \\ \tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau & \text{или} & \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \end{cases} \quad (*)$$

$e\mu$ -пары, имеющие противоположные электрические заряды, являются наиболее подходящими для наблюдения τ -лептонов, так как в этом случае не образуются адроны, которые трудно регистрировать и интерпретировать. Нейтрино и антинейтрино, образующиеся в реакции (*), непосредственно не регистрируются.

Распад τ -лептона



τ^- -лептон в результате слабого взаимодействия, которое происходит под действием W^- -бозона, превращается в τ -нейтрино ν_τ . W^- -бозон затем распадается, превращаясь в одну из следующих пар частиц:

- электрон e^- , электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$,
- отрицательно заряженный мюон μ^- , мюонное антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$,
- кварк d , антикварк \bar{u} .

τ -ЛЕПТОН

Характеристика	Численное значение
Спин J	1/2
Масса $m_\tau c^2$, МэВ	1776.99±0.28
Электрический заряд	Равен заряду электрона
Магнитный момент, $e\hbar/2m_\tau c$	1±0.06
Время жизни, сек	$(2.906\pm0.011)\cdot 10^{-13}$
Лептонное число L_τ	+1
Лептонные числа L_e, L_μ	0

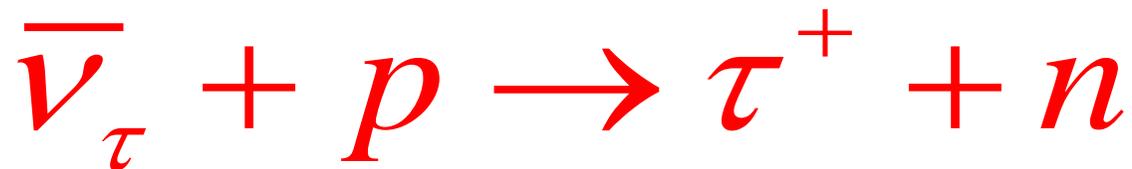
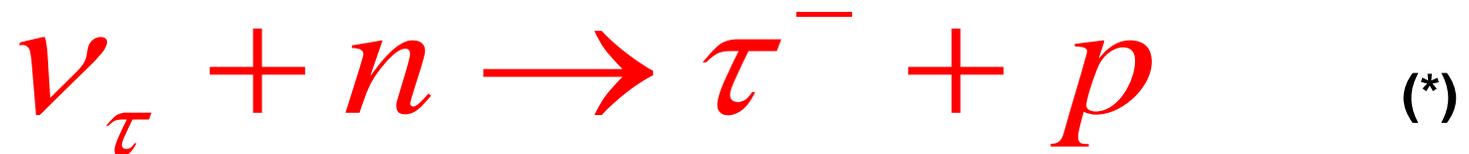
$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \quad 17.84\%$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \quad 17.36\%$$

$$\tau^- \rightarrow \text{адроны} + \nu_\tau \quad 63\%$$

τ -нейтрино

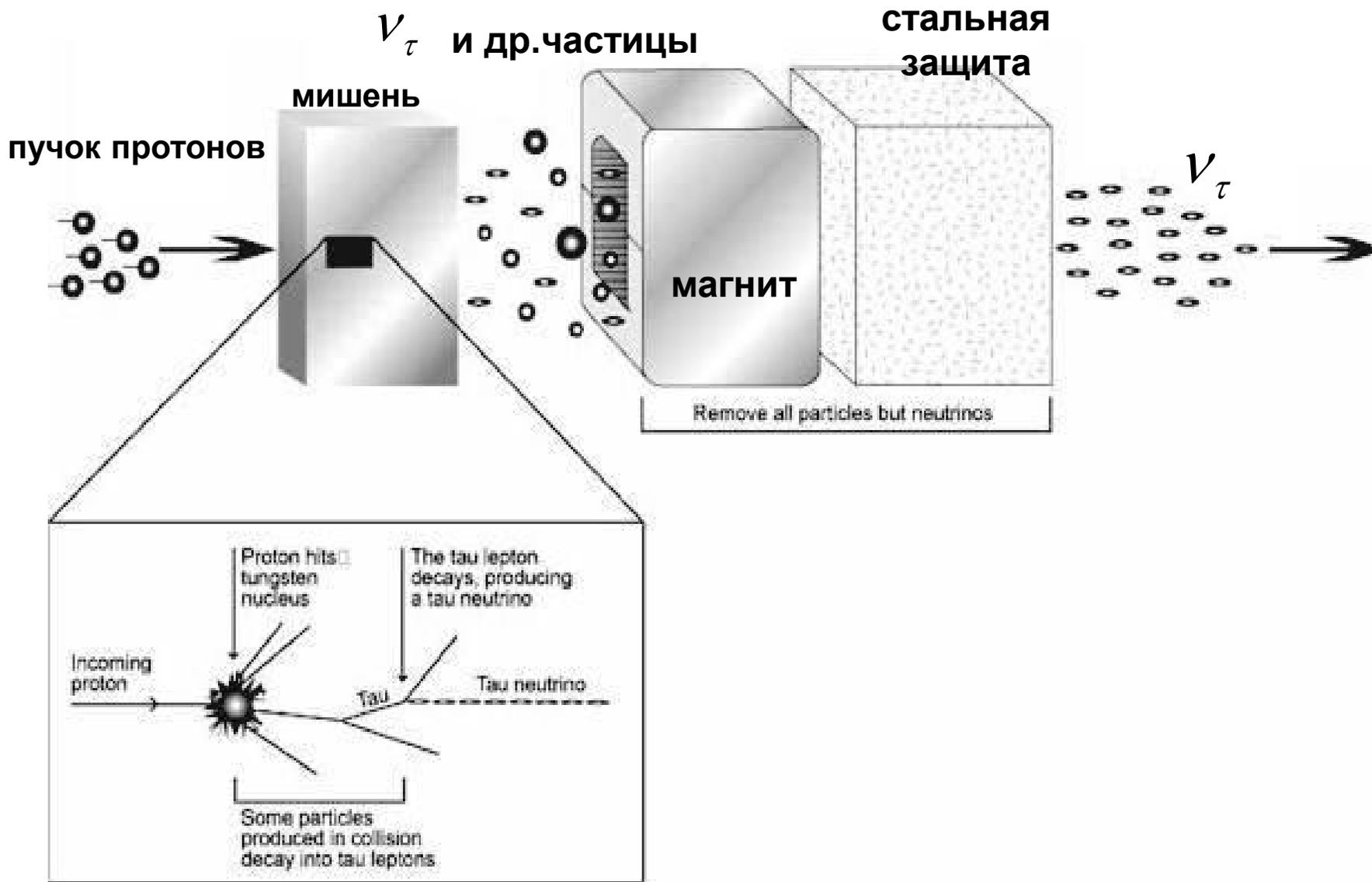
Тау-нейтрино и тау-антинейтрино были впервые зарегистрированы в 2000 г. на нейтринном детекторе DONUT (Direct Observation of the NU Tau) в реакциях:



Нейтринный детектор DONUT состоял из железных пластин, между которыми располагались слои фотоэмульсии.

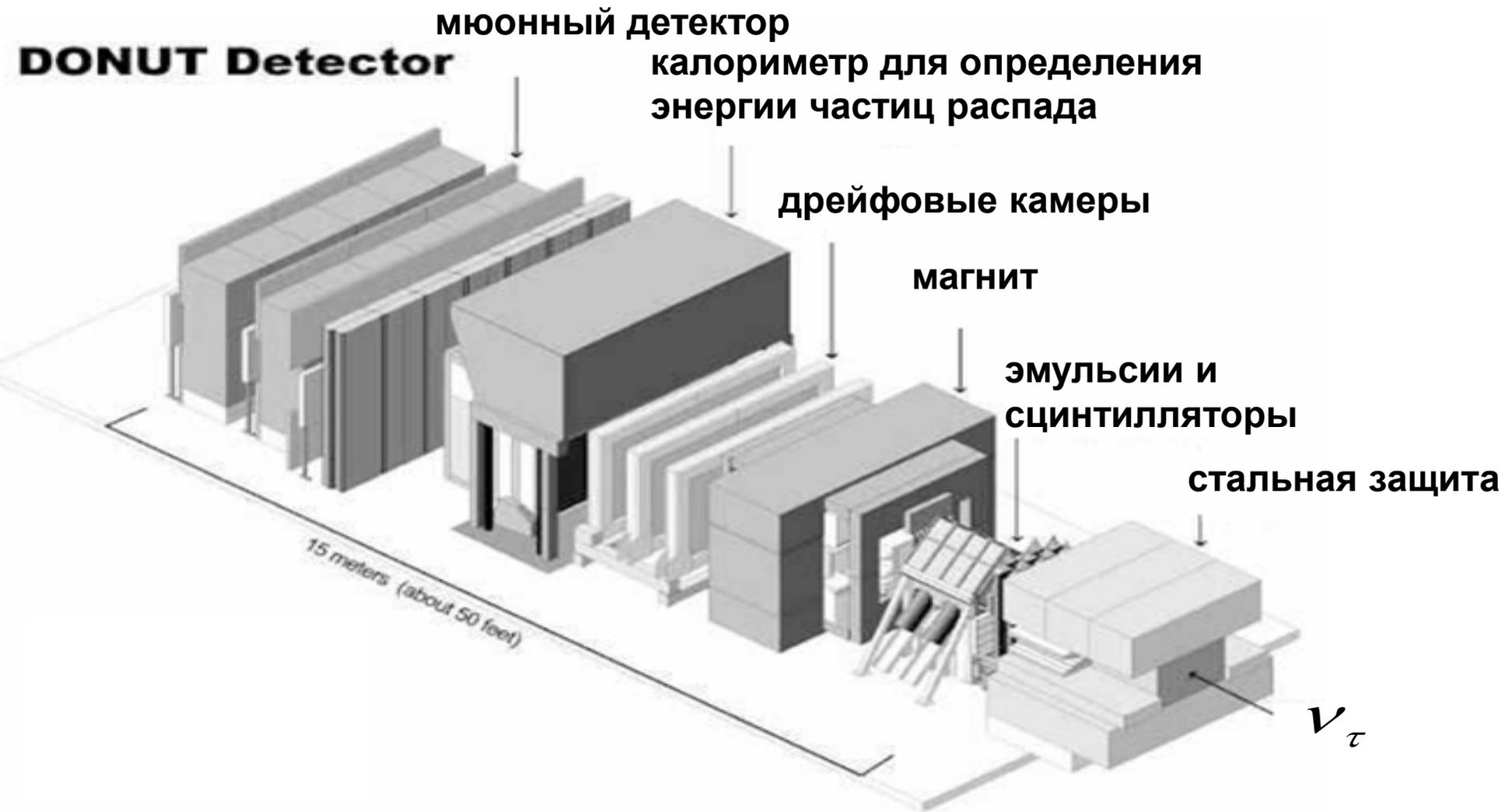
τ -нейтрино

DONUT (Direct Observation of the NU Tau)

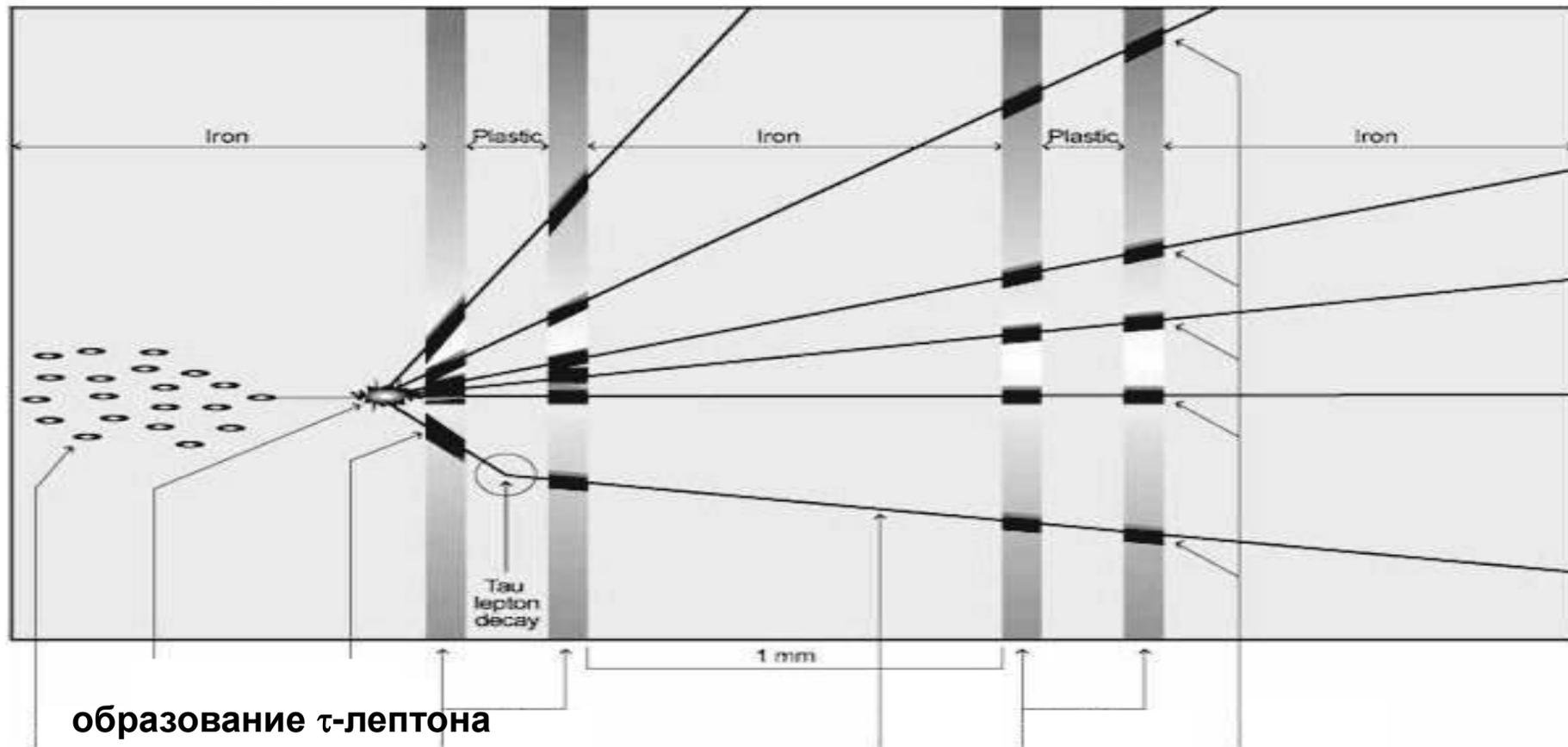


τ -нейтрино

DONUT (Direct Observation of the ν Tau)



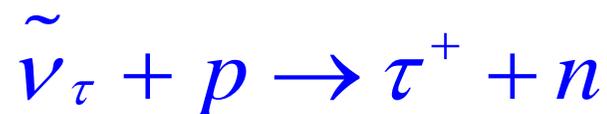
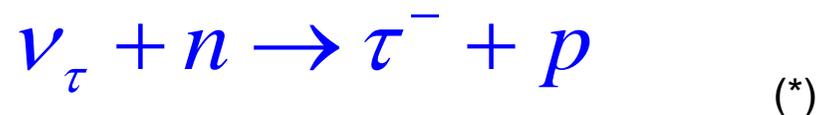
Detecting a Tau Neutrino



пучок τ -нейтрино

след τ -лептона в эмульсии

В результате взаимодействия ν_τ с железом образовывались τ -лептоны, которые оставляли следы в фотоэмульсии



В результате анализа 10^7 событий было надёжно зарегистрировано 4 события (*).

τ -нейтрино

Основные характеристики тау-нейтрино

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_{\nu_\tau} c^2$, МэВ	< 18.2
Электрический заряд	0
Магнитный момент, $e\hbar/2m_e c$	$< 3.9 \cdot 10^{-7}$
Время жизни	не измерено
Лептонное число L_τ	+1
Лептонные числа L_e, L_μ	0

Лептонные числа

	L_e	L_μ	L_τ		L_e	L_μ	L_τ		L_e	L_μ	L_τ
e^-	+1	0	0	μ^-	0	+1	0	τ^-	0	0	+1
ν_e	+1	0	0	ν_μ	0	+1	0	ν_τ	0	0	+1
e^+	-1	0	0	μ^+	0	-1	0	τ^+	0	0	-1
$\tilde{\nu}_e$	-1	0	0	$\tilde{\nu}_\mu$	0	-1	0	$\tilde{\nu}_\tau$	0	0	-1

Почему e^- и e^+ являются стабильными частицами?

Это следует из закона сохранения электрического заряда.

Лептонные числа

Каждому поколению лептонов следует приписать свой лептонный заряд, соответственно L_e , L_μ , L_τ . Этот заряд, как и обычный электрический заряд, является **сохраняющимся** и **аддитивным**, т. е. заряд системы лептонов равняется сумме лептонных зарядов отдельных лептонов и должен быть одинаковым до и после завершения любого процесса.

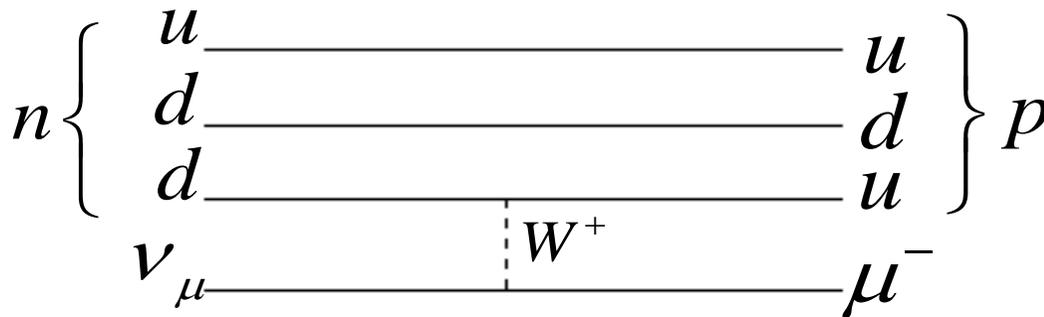
Закон сохранения L_e , L_μ , L_τ

В процессах, происходящих в замкнутой системе в результате сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий, каждое лептонное число L_e , L_μ , L_τ сохраняется порознь.

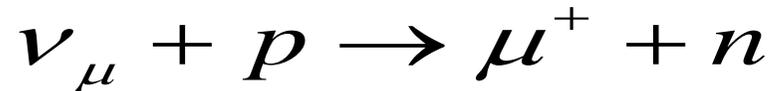
Пример



L_e	0	0	0	0
L_{μ}	+1	0	+1	0
L_{τ}	0	0	0	0



Процесс разрешён



L_e	0	0	0	0
L_{μ}	+1	0	-1	0
L_{τ}	0	0	0	0

Процесс **запрещён**

Лептонные числа L_e, L_μ, L_τ

Во всех процессах происходящих в замкнутой системе в результате сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий лептонные числа L_e, L_μ, L_τ сохраняются порознь. Поэтому

наблюдаются процессы

$$\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

не наблюдаются процессы

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$$

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$$

$$w(\mu^- \rightarrow e^- + \gamma)/w(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) < 10^{-11},$$

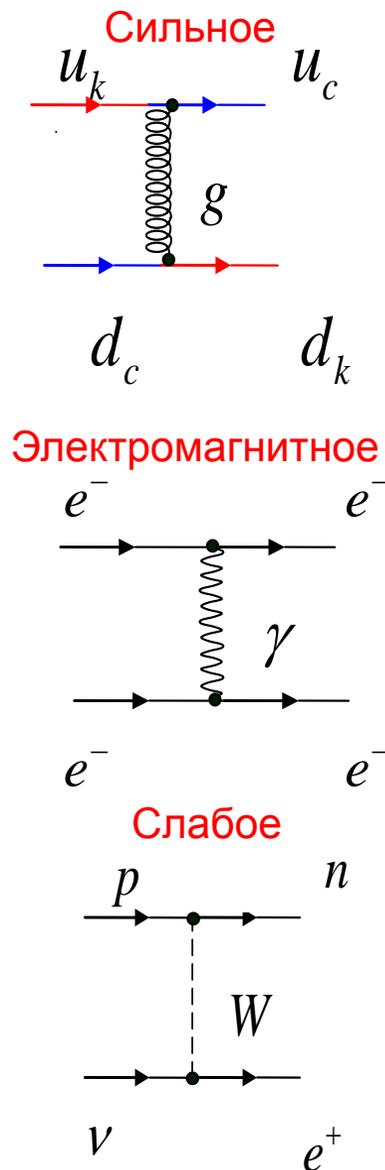
$$w(\mu^- \rightarrow e^- + e^- + e^+ \gamma)/w(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) < 10^{-12},$$

$$w(\tau^- \rightarrow e^- + \gamma)/w(\tau^- \rightarrow \text{все моды распада}) < 3 \cdot 10^{-6},$$

$$w(\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma)/w(\tau^- \rightarrow \text{все моды распада}) < 10^{-6}.$$

Фундаментальные взаимодействия. Калибровочные бозоны

Взаимодействие	На какие частицы действует	Калибровочные бозоны
Сильное	Все цветные частицы	8 безмассовых глюонов, спин $J = 1$
Электромагнитное	Все электрически заряженные частицы	Безмассовый фотон, спин $J = 1$
Слабое	Кварки, лептоны, калибровочные бозоны W^{\pm}, Z	Массивные бозоны W^+, W^-, Z , спин $J = 1$, $m_W c^2 \approx 80 \text{ ГэВ}$, $m_Z c^2 \approx 91 \text{ ГэВ}$
Гравитационное	Все частицы	Безмассовый гравитон, спин $J = 2$



Источником калибровочных бозонов являются заряды соответствующих фундаментальных взаимодействий.

Механизм взаимодействия частиц

Из соотношений неопределенности

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$$

следует, что если частица существует в течение короткого промежутка времени Δt , то ее энергия может флюктуировать на величину $\hbar / \Delta t$, а если она находится в области размером Δx , то ее импульс флюктурует на величину $\hbar / \Delta x$. В течение малых промежутков времени Δt и на малых расстояниях Δx может нарушаться соотношение между импульсом и энергией частицы.

$$E \neq (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}$$

Такие частицы называются виртуальными. Говорят, что они находятся вне массовой поверхности. В виртуальных процессах действуют законы сохранения зарядов — электрического, барионного, лептонных.

В квантовой теории взаимодействия происходят в результате обмена виртуальными частицами — переносчиками этих взаимодействий. Масса виртуальной частицы m и расстояние R , на которое она переносит взаимодействие связаны соотношением

$$R = \hbar / mc .$$

Чем больше масса виртуальной частицы, тем меньше радиус действия сил, обусловленных обменом этой частицей. Электромагнитное взаимодействие происходит с помощью обмена фотонами. Радиус электромагнитного взаимодействия бесконечен.

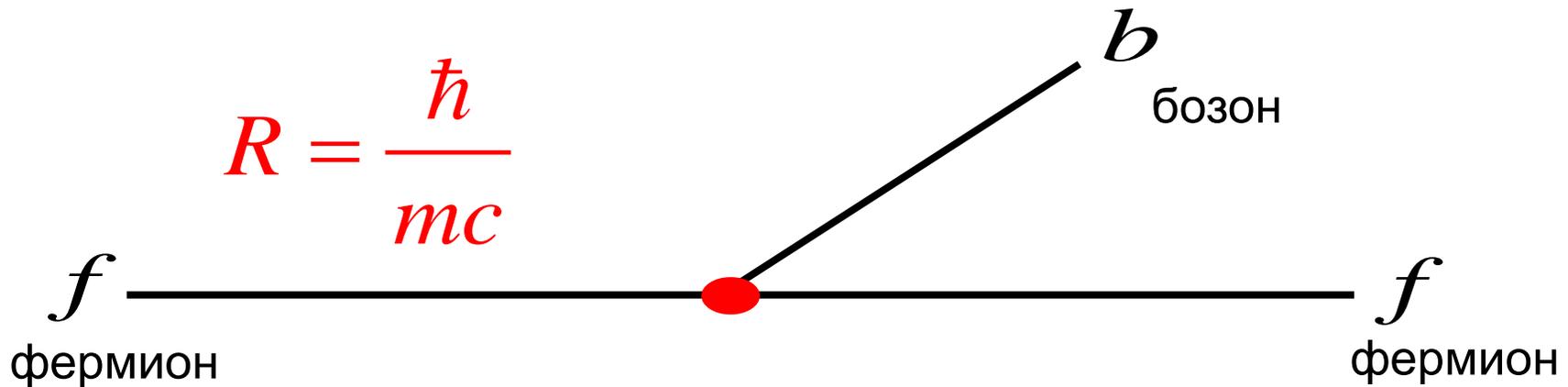
Взаимодействие. Квантовая физика

Локальное взаимодействие в точке Виртуальные частицы

$$\Delta E \cdot \Delta T \approx \hbar$$

$$mc^2 \cdot T \approx \hbar$$

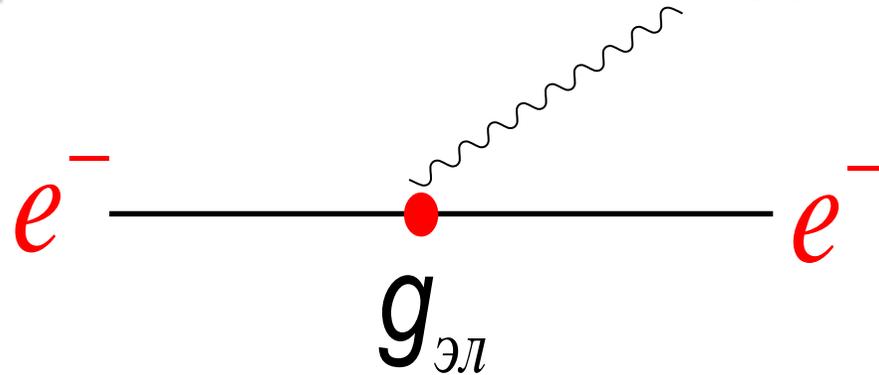
$$R = \frac{\hbar}{mc}$$



Фундаментальная вершина описывающая локальное взаимодействие в квантовой теории.

Фундаментальный фермион (кварк, лептон) испускает или поглощает виртуальный бозон – переносчик взаимодействия (фотон, глюон, промежуточный бозон).

Электромагнитное взаимодействие



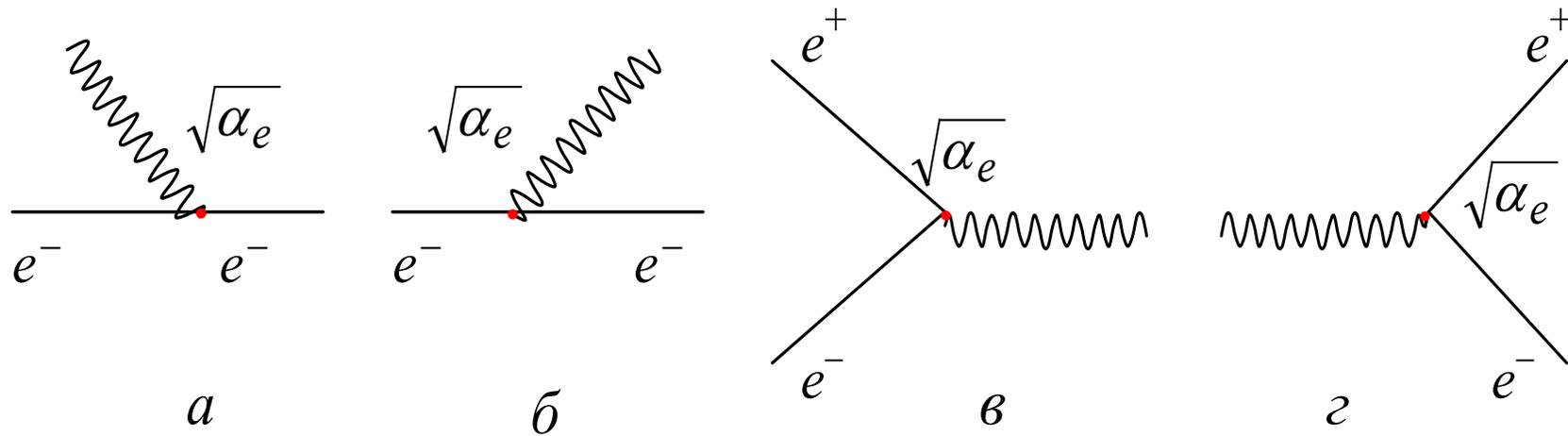
Постоянная тонкой структуры

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

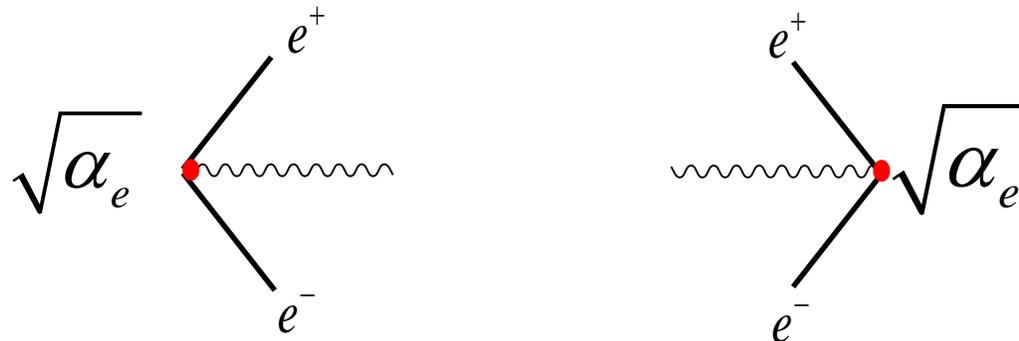
Амплитуда вероятности испускания или поглощения частицы, которое происходит в результате электромагнитного взаимодействия, пропорциональна константе связи $g_{эл}$.

$$g_{эл} = (e^2 / \hbar c)^{1/2} = (1/137)^{1/2}.$$

Вершины электромагнитного взаимодействия

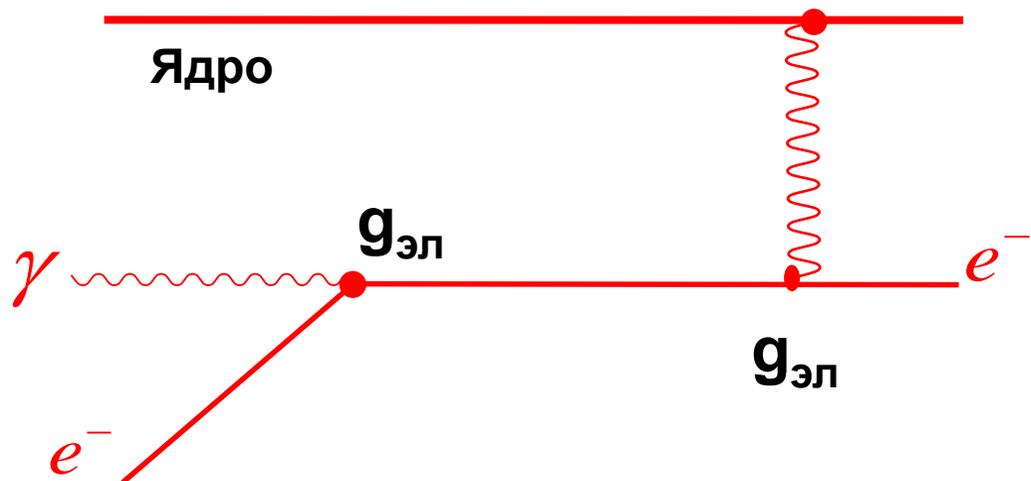
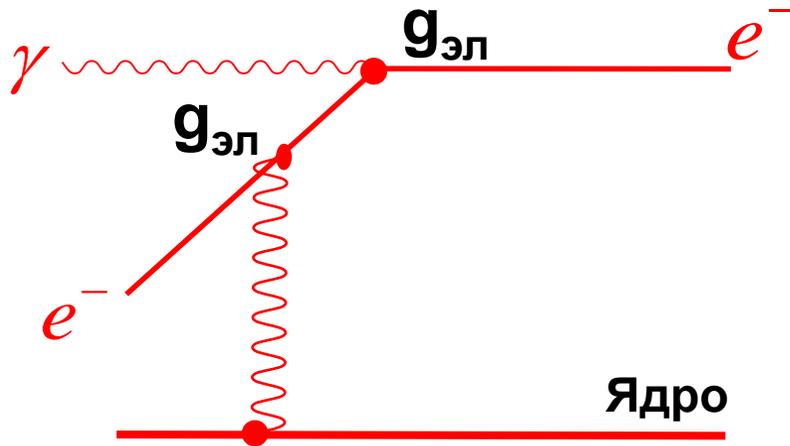


Все вершины диаграмм, получающиеся одна из другой изменением ориентаций образующих вершину линий частиц, характеризуются одной и той же константой связи $g_{эл}$. Этой же константой описываются процессы рождения или поглощения трёх частиц в вакууме.



Пример. Фотоэффект

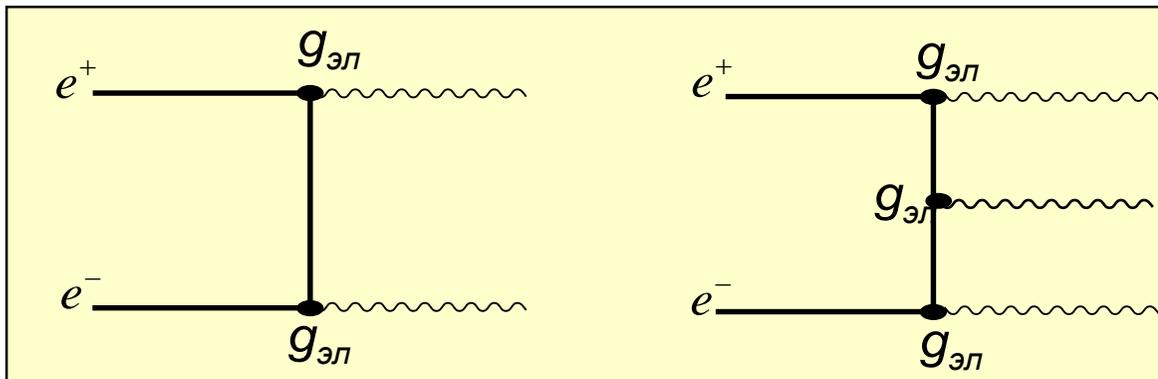
Поглощение γ -кванта атомом с вылетом одного из атомных электронов e^- .



Двух- и трёх- фотонная e^+e^- аннигиляция

Амплитуда процесса A пропорциональна произведению констант связи, описывающих каждый узел. Поэтому амплитуда электромагнитных процессов, описываемых с помощью n узлов, будет пропорциональна $g_{эл}^n$

Сравнивая количество узлов диаграмм Фейнмана для двух- и трехфотонной аннигиляции легко получить, что сечение двухфотонной e^+e^- аннигиляции приблизительно в 100 раз больше сечения трехфотонной аннигиляции.



$$\frac{A(2g_{эл})}{A(3g_{эл})} \sim \frac{1}{g_{эл}}$$

$$\sigma \approx A^2$$

$$\frac{\sigma(2\gamma)}{\sigma(3\gamma)} \approx \frac{1}{g_{эл}^2} \approx 100$$