

Распад протона

Мошарев П. А.

Таблица частиц

Группа		Название частицы	Символ		Заряд, ед. e	Масса покоя, ед. m_e	Спин, ед. \hbar	Изоспин I	Лептонное число L	Барьонное число B	Странность S	Приблизи- тельное время жизни, с
			частицы	анти- частицы								
ФОТОНЫ		Фотон	γ		0	0	1	—	0	0	0	Стабилен
ЛЕПТОНЫ		Электрон	e^-	e^+	1	1	$1/2$	—	+1	0	0	Стабилен
		Электронное нейтрино	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	$1/2$	—	+1	0	0	Стабильно
		Мюон	μ^-	μ^+	1	206,8	$1/2$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-6}$
		Мюонное нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$1/2$	—	+1	0	0	Стабильно
		Таон	τ^-	τ^+	1	3487	$1/2$	—	+1	0	0	$\approx 10^{-12}$
		Таонное нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0	$1/2$	—	+1	0	0	?
	Мезоны	Пионы	$\left\{ \begin{array}{l} \pi^0 \\ \pi^+ \quad \pi^- \end{array} \right.$		$\begin{array}{l} 0 \\ 1 \end{array}$	$\begin{array}{l} 264,1 \\ 273,1 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} 1 \\ 1 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} \approx 10^{-16} \\ \approx 10^{-8} \end{array}$
		Каоны	$\left\{ \begin{array}{l} K^0 \quad \bar{K}^0 \\ K^+ \quad K^- \end{array} \right.$		$\begin{array}{l} 0 \\ 1 \end{array}$	$\begin{array}{l} 974,0 \\ 966,2 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} 1/2 \\ 1/2 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array}$	$\begin{array}{l} +1 \\ +1 \end{array}$	$\begin{array}{l} 10^{-10} - 10^{-8} \\ \approx 10^{-8} \end{array}$
		Эта-мезон	η^0		1	1074	0	—	0	0	0	$\approx 10^{-19}$
Адроны	Барьоны	Протон	p	\bar{p}	1	1836,2	$1/2$	$1/2$	0	+1	0	Стабилен
		Нейтрон	n	\bar{n}	0	1838,7	$1/2$	$1/2$	0	+1	0	$\approx 10^3$
		Гипероны: лямбда	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	0	2183	$1/2$	0	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		сигма	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	0	2334	$1/2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-20}$
			Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1	2328	$1/2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
			Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1	2343	$1/2$	1	0	+1	-1	$\approx 10^{-10}$
		кси	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	0	2573	$1/2$	$1/2$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$
			Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1	2586	$1/2$	$1/2$	0	+1	-2	$\approx 10^{-10}$
			омега	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1	3273	$3/2$	0	0	+1	-3

Частицы распадаются: более тяжелые на менее тяжелые, если это не запрещено законами сохранения.

Есть ли закон сохранения, запрещающий распад протона?

Барионы

IV. Стабильные и квазистабильные барионы ($J^P = 1/2^+$, $L = 0$, $B = +1$)

Частица	Кварковый состав	S	C	T	T_3	Масса, МэВ	Время жизни, с	Основные каналы распада
p	uud	0	0	1/2	+1/2	938,279	$> 10^{32}$ лет	
n	udd	0	0	1/2	-1/2	939,573	925 ± 11	$p e^- \bar{\nu}_e$ (100 %)
Λ^0	uds	-1	0	0	0	1115,6	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$p \pi^-$ (64 %) $n \pi^0$ (36 %)
Σ^+	uus	-1	0	1	+1	1189,4	$0,80 \cdot 10^{-10}$	$p \pi^0$ (52 %) $n \pi^+$ (48 %)
Σ^0	uds	-1	0	1	0	1192,5	$5 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda \gamma$ (100 %)
Σ^-	dds	-1	0	1	-1	1197,3	$1,48 \cdot 10^{-10}$	$n \pi^-$ (100 %)
Ξ^0	uss	-2	0	1/2	+1/2	1315	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \pi^0$ (100 %)
Ξ^-	dss	-2	0	1/2	-1/2	1321,3	$1,64 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \pi^-$ (100 %)
Ω^-	sss	-3	0	0	0	1672,5	$0,8 \cdot 10^{-10}$	ΛK^- (69 %) $\Xi^0 \pi^-$ (29 %) $\Xi^- \pi^0$ (8 %)
Λ_c^+	udc	0	+1	0	0	2282	$(1-2) \cdot 10^{-13}$	Наблюдалось 12 типов распадов
Λ_b^0	udb	0	0			~ 5400		

В любой цепочке распадов в итоге оказывается протон. Всё выглядит так, будто бы барионы обладают некоторой сохраняющейся величиной — барионным числом $B = 1$.

Существует ли барионный заряд

- Электрический заряд, в отличие от барионного, связан с электромагнитным взаимодействием и может быть независимо измерен.
- Попытки зарегистрировать баритропическое взаимодействие основаны на двух идеях:
 - 1) Земной шар содержит около $4 \cdot 10^{51}$ барионов, и их взаимодействие, отличное от гравитационного, должно приводить к видимому различию между гравитационной и инертной массой.
 - 2) Благодаря дефекту масс ядер и разнице между массами нейтрона и протона два образца разных веществ, содержащие одинаковое число нуклонов, могут иметь массы, отличающиеся почти на 1%. Поэтому можно пытаться зарегистрировать баритропические эффекты на фоне гравитационных.
- В результате этих экспериментов установлено, что баритропическое взаимодействие, как минимум, на 10 порядков слабее гравитационного.

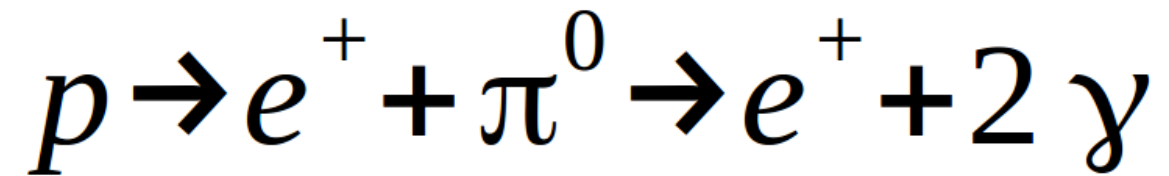
Существует ли барионный заряд

- Еще одно отличие барионного заряда от электрического — барионная асимметрия Вселенной. Вселенная электрически нейтральна, но, в то же время, в ней есть барионы и нет антибарионов.

- Оценка асимметрии

$$(\text{BAU}) = \frac{n_B}{n_\gamma} \sim 10^{-9}$$

- Распад протона, запущенный назад, делает из античастиц частицы



Эксперименты по поиску распада протона до 1980 года предпринимались, в основном, исходя из соображений, заставлявших сомневаться в сохранении барионного заряда.

Закономерности распадов

- Так как мы сомневаемся в существовании барионного заряда, можно предположить, что стабильность протона обусловлена не законом сохранения, а закономерностями распадов.
- Каждый барион состоит из трех кварков. Процесс с несохранением барионного числа на этом уровне требует перехода кварка либо в антикварк, либо в лептон.

Распады в электромагнитном взаимодействии

- Лагранжиан КЭД

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^\mu (\partial_\mu + ie A_\mu) \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

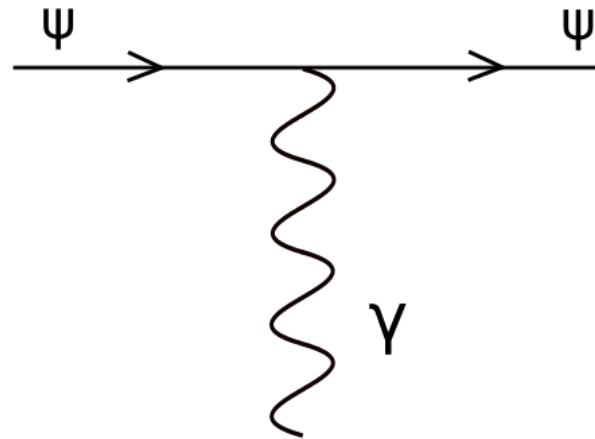
симметричен относительно калибровочного преобразования, описываемого группой U(1).

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-i\alpha(x)} \psi(x)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$

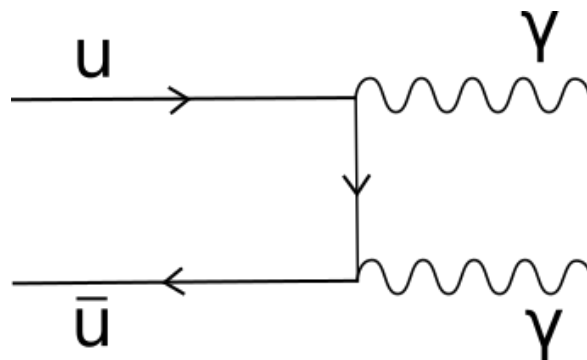
Распады в электромагнитном взаимодействии

- Переносчик взаимодействия — фотон, который взаимодействует с фермионами посредством вершины



- Не меняется аромат и цвет кварков, сохраняется лептонное и барионное число.
- Пример распада — распад нейтрального пи-мезона:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$



Распады в слабом взаимодействии

- Фундаментальные фермионы объединяются в дублеты $\psi_l = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, $\psi_q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$
- Лагранжиан

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} + \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi,$$

$$F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g \epsilon^{ijk} A_\mu^j A_\nu^k,$$

$$D_\mu \psi = \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau A_\mu}{2} \right) \psi.$$

где

$$\begin{aligned} \tau A_\mu &= A_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + A_2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + A_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \\ &= W^+ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + W^- \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + A_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

линейная комбинация матриц Паули — генераторов группы SU(2) — описывает переносчики взаимодействия.

Распады в слабом взаимодействии

- Фотон можно включить в эту теорию, добавив в лагранжиан слагаемое с единичной матрицей, умноженное на константу связи электромагнитного взаимодействия

$$g \cdot \left(W^+ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + W^- \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + A_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right) + g' \cdot B \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Волновые функции фотона и Z-бозона будут описываться линейными комбинациями A_3 и B :

$$\gamma = B \cos(\theta_W) + A_3 \sin(\theta_W)$$

$$Z = -B \sin(\theta_W) + A_3 \cos(\theta_W)$$

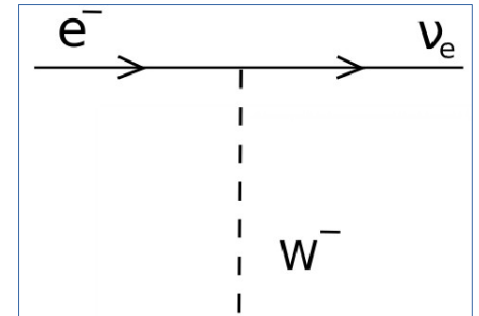
где θ_W — угол Вайнберга. Он отражает различие констант связи слабого и электромагнитного взаимодействий.

- Таким образом мы получаем единую теорию электрослабого взаимодействия, в которой уже нельзя отделить друг от друга вклад групп $SU(2)$ и $U(1)$.

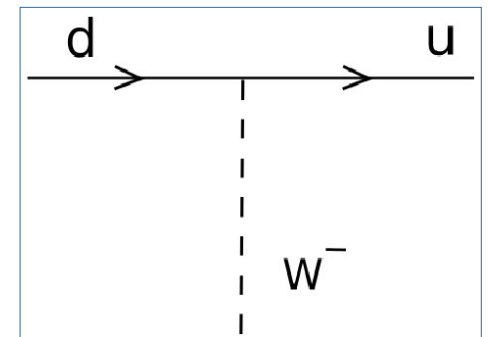
Распады в слабом взаимодействии

- Благодаря наличию недиагональных матриц среди генераторов SU(2) возможны процессы с переходом одного лептона в другой и одного кварка в другой в рамках одного поколения, например:

$$(\nu_e, e) \cdot W^- \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} = e W^- \nu_e$$



$$(u, d) \cdot W^- \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = d W^- u$$



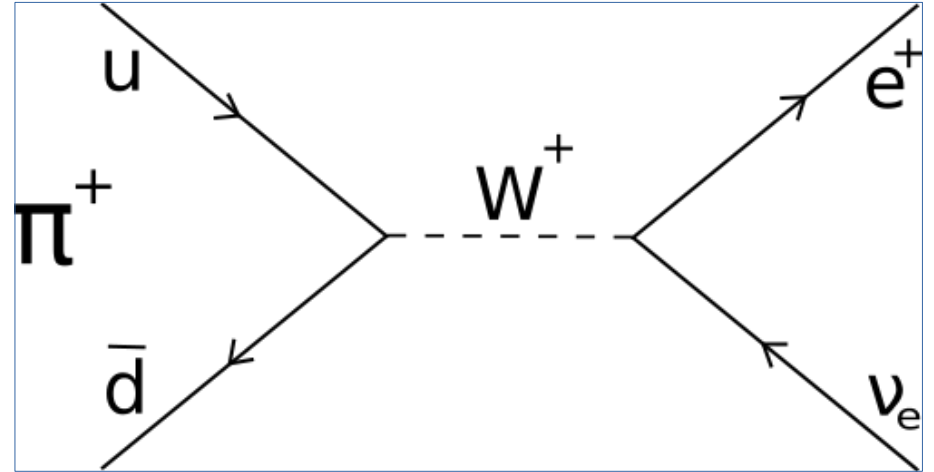
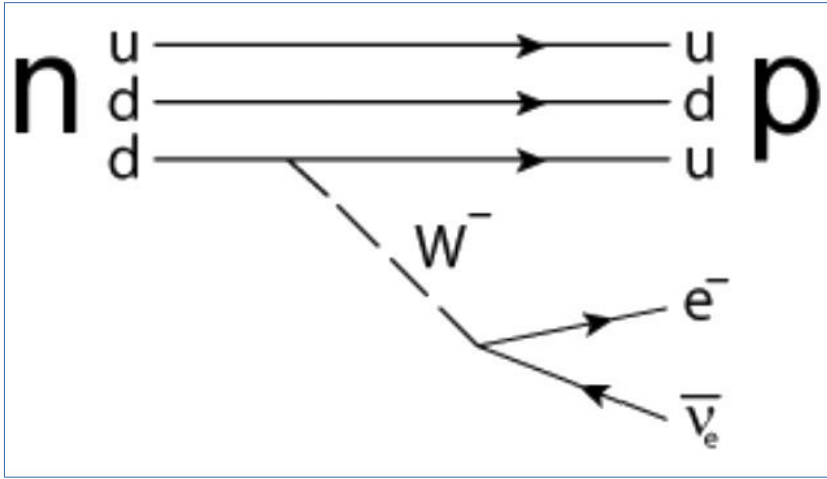
- Для описания распадов странных частиц нижнюю компоненту кваркового дублета представляют в виде линейной комбинации d и s кварков:

$$d \rightarrow d' = d \cos(\theta_c) + s \sin(\theta_c)$$

θ_c — угол Кабиббо, определяющий степень смешивания кварков.

Распады в слабом взаимодействии

- Пример — бета-распад нейтрона или заряженного пи-мезона:



Слабое взаимодействие не может:

- Превращать кварки в антикварки.
- Превращать кварки в лептоны и наоборот.

Следовательно, в слабом взаимодействии сохраняются барионный и лептонный заряды: $\Delta B=0$, $\Delta L=0$.

Распады в сильном взаимодействии

- Лептоны в сильном взаимодействии не участвуют. Кварки входят в лагранжиан в виде триплетов по цвету — особому квантовому числу, которое проявляется только в сильном взаимодействии.

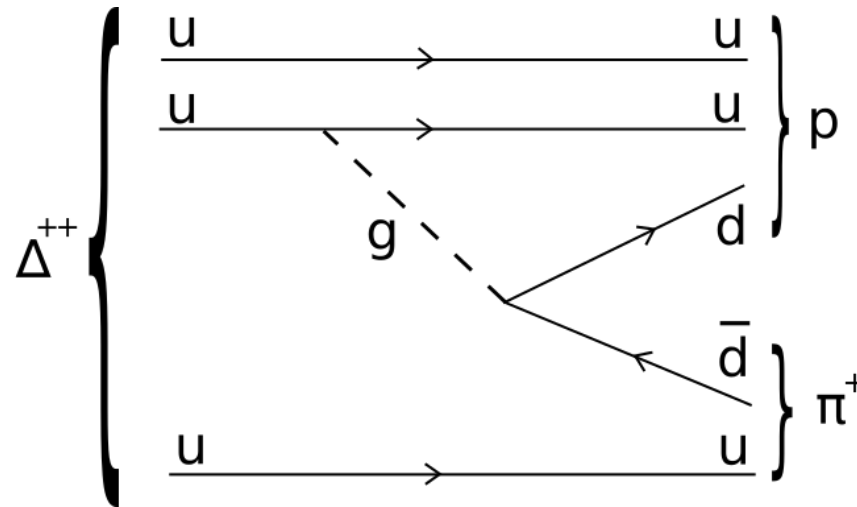
$$u = \begin{pmatrix} u_r \\ u_g \\ u_b \end{pmatrix} \quad d = \begin{pmatrix} d_r \\ d_g \\ d_b \end{pmatrix}$$

- Переносчики взаимодействия — глюоны — описываются линейной комбинацией генераторов группы SU(3), матриц Гелл-Манна.

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Распады в сильном взаимодействии

- Глюоны, соответствующие недиагональным матрицам, могут менять цвет кварков — и только. Возможности сильного взаимодействия по распаду частиц очень ограничены.
- Пример распада — распад нуклонного резонанса.



- Фотон можно включить в это описание, умножив его на единичную матрицу 3×3 , а слабое взаимодействие описать единым образом с сильным не получится. Объединить взаимодействия в рамках единой теории возможно на основе группы симметрии, включающей в себя в качестве подгруппы прямое произведение групп $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Причем подойдет не любая группа достаточной размерности, а такая, в рамках которой сильное и слабое взаимодействие могут быть описаны отдельно.

Модель SU(5)

- Минимальная группа, удовлетворяющая этим требованиям — SU(5). Линейная комбинация 24 её генераторов, представляющих переносчики взаимодействий, может быть записана следующим образом:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{ccc|cc} & & & X_{1\mu}^C & Y_{1\mu}^C \\ & & & X_{2\mu}^C & Y_{2\mu}^C \\ & & & X_{3\mu}^C & Y_{3\mu}^C \\ \hline & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_a G_\mu^a \lambda_a & & & \\ \hline X_{1\mu} & X_{2\mu} & X_{3\mu} & \frac{W_\mu^3}{\sqrt{2}} & W_\mu^+ \\ Y_{1\mu} & Y_{2\mu} & Y_{3\mu} & W_\mu^- & -\frac{W_\mu^3}{\sqrt{2}} \end{array} \right) +$$

Здесь мы видим в левом верхнем углу матрицу глюонов, в правом нижнем — переносчики слабого взаимодействия, «электромагнитный» бозон В отдельно и 12 разных цветовых и зарядовых состояний X и Y бозонов.

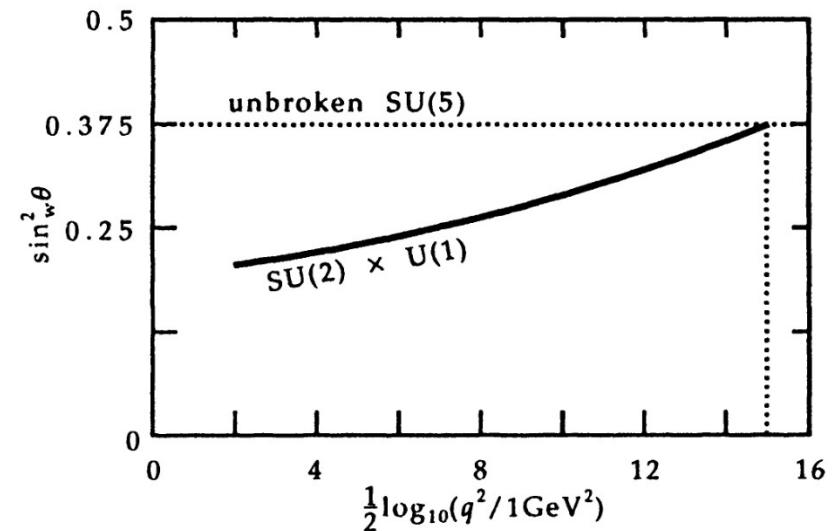
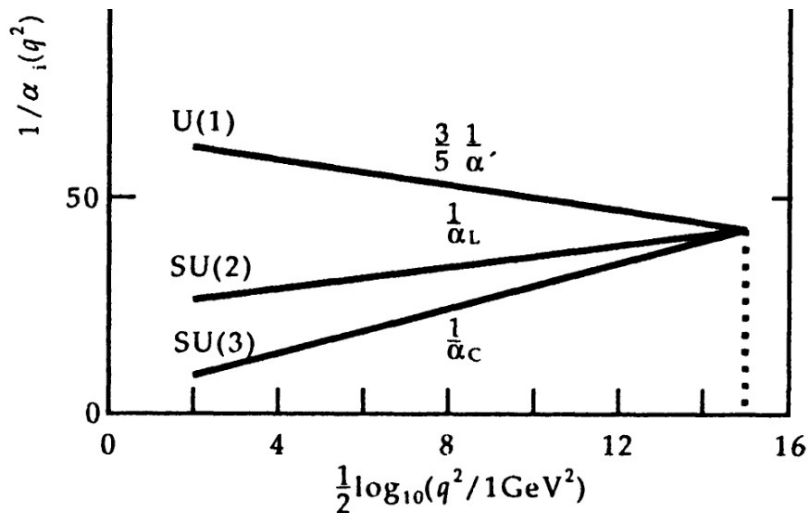
$$+ \frac{B_\mu}{2\sqrt{15}} \left(\begin{array}{ccccc} -2 & & & & \\ & -2 & & & \\ & & -2 & & \\ & & & 3 & \\ & & & & 3 \end{array} \right)$$

Модель SU(5)

- Уже на этом этапе из модели SU(5) можно вывести одно экспериментальное следствие, а именно, вычислить угол Вайнберга, определяющий смешивание фотона и Z-бозона. В случае чистой, ненарушенной SU(5) $\sin^2(\theta_w) = \frac{3}{8} = 0.375$

Это значение отличается от измеренного в эксперименте $\sin^2 \theta_w^{\text{exp}} \approx 0.23$

из-за нарушения симметрии и расхождения констант связи фундаментальных взаимодействий при низких энергиях.



- На этих диаграммах видно, что энергия объединения, соответствующая массам X и Y бозонов, равна примерно $10^{15} - 10^{16}$ ГэВ.

Модель SU(5)

- Фермионы входят в лагранжиан в составе квинтуплета и декуплета

$$\begin{pmatrix} d_r \\ d_g \\ d_b \\ e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^g & -u_r & -d_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}_r & -u_g & -d_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_g & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix}$$

- Объединение кварков и лептонов в единые мультиплеты естественным образом приводит к квантованию электрического заряда и возможности выразить его через заряд электрона.
- Также отсюда следует, что в каждом поколении должно быть 4 частицы: 2 кварка и 2 лептона.
- Прямой проверкой можно убедиться, что взаимодействие с глюонами, W и Z бозонами даёт уже знакомые нам вершины сильного и слабого взаимодействий.

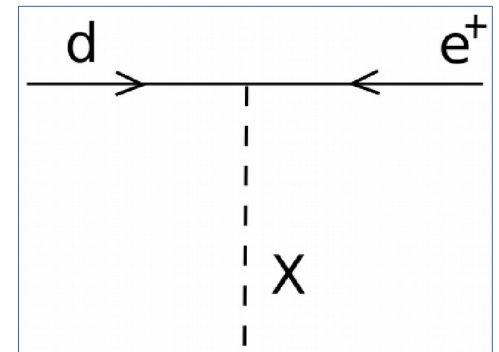
Модель SU(5)

- Рассмотрим взаимодействие с X-бозоном, для чего выберем одно из цветовых состояний:

$$X_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Подставляя в лагранжиан, видим, что взаимодействие описывает вершину, в которой «красный» d-кварк переходит в позитрон.

$$\begin{pmatrix} d_r & d_g & d_b & e^+ & \bar{\nu}_e \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d_r \\ d_g \\ d_b \\ e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} = d_r \cdot X_1 \cdot e^+$$



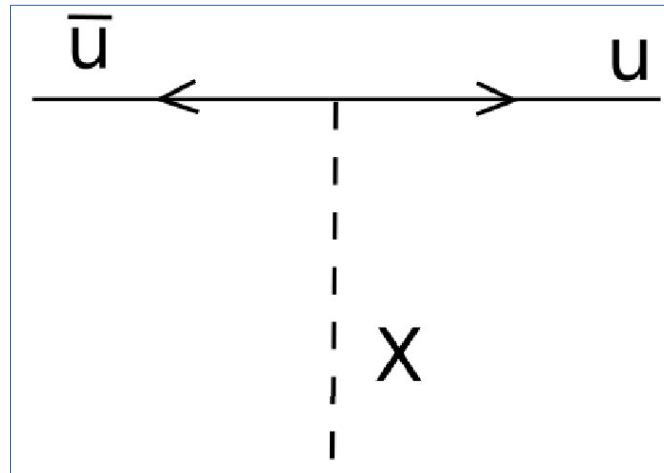
X-бозон уносит красный цветовой заряд и электрический заряд -4/3.

Модель SU(5)

- При взаимодействии частиц декуплета в лагранжиан войдет след матрицы, полученной при умножении матрицы переносчиков слева и справа на матрицу фермионов

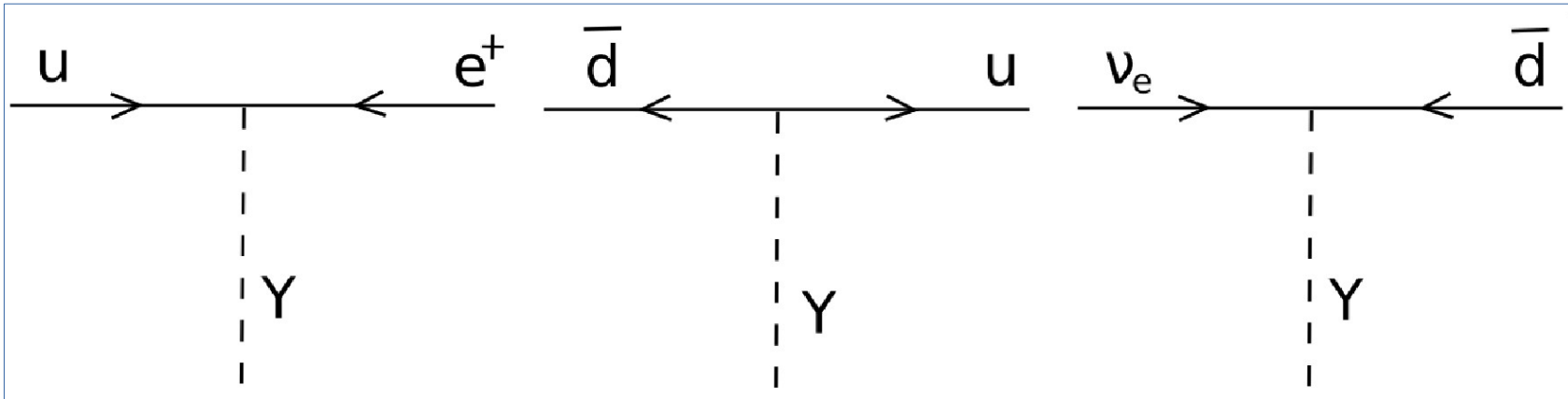
$$\text{Tr} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^g & -u_r & -d_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}_r & -u_g & -d_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_g & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^g & -u_r & -d_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}_r & -u_g & -d_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_g & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix} = \bar{u}^b \cdot X_1 \cdot u_g - \bar{u}^g \cdot X_1 \cdot u_b + d_r \cdot X_1 \cdot e^+$$

В результате видим, кроме предыдущей вершины, вершину с переходом антикварка в кварк.

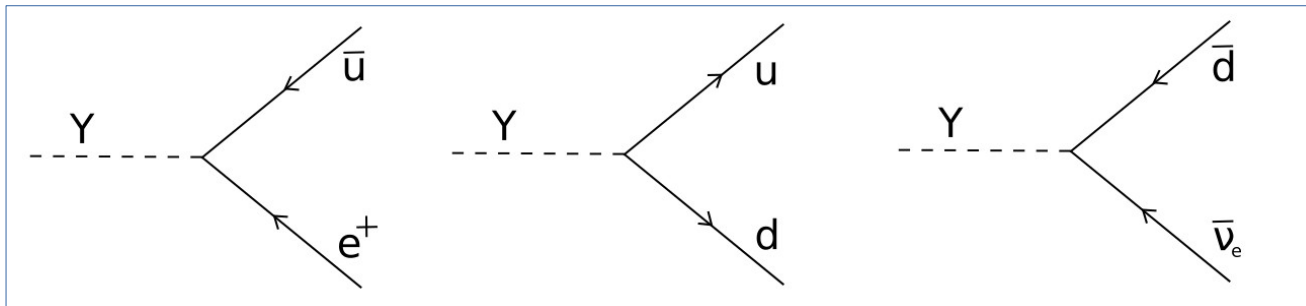
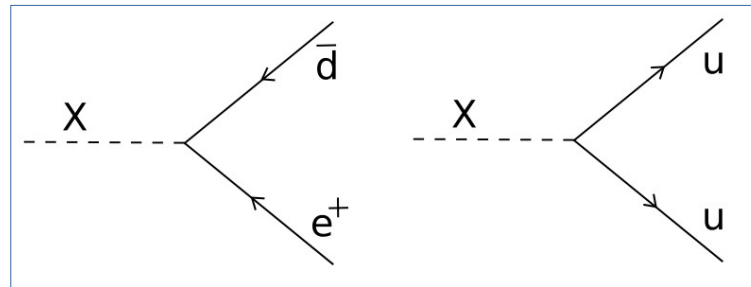


Модель SU(5)

- Аналогично можно описать взаимодействия Y -бозона и других цветовых состояний X -бозона.

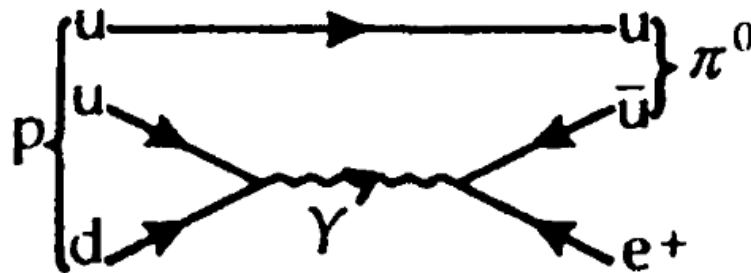
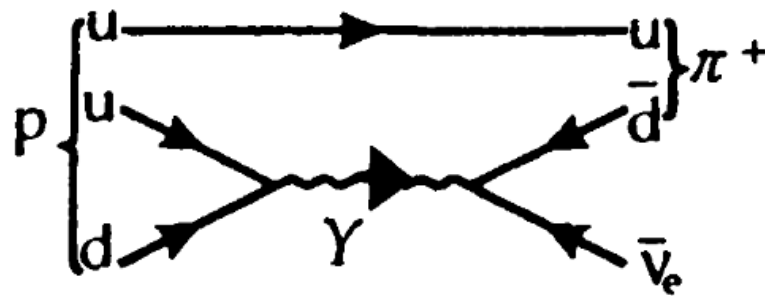
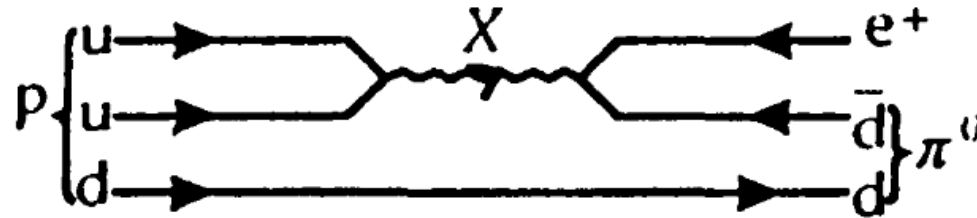


- Диаграммы с другим направлением времени, отвечающие за распад протона:



Диаграммы распада протона в $SU(5)$

- Возможные диаграммы распада протона посредством обмена X и Y бозонами:



- В модели $SU(5)$ нарушается сохранение барионного и лептонного зарядов, но величина $B-L$ остаётся сохраняющейся. Регистрация процессов, не сохраняющих $B-L$, будет говорить о принципиально другой теории.

Замечания о модели SU(5)

- Предсказанное время жизни протона $\sim 10^{31}$ лет на три порядка меньше, чем предел чувствительности современных экспериментов, то есть, следствия теории противоречат наблюдениям.
- Фермионы входят в теорию по поколениям, модель не даёт естественного описания распадам странных частиц.
- Однако, данный вариант теории наиболее прост для изучения и позволяет понять основные черты теорий Великого объединения.
- Модели, основанные на группах большей размерности, например, SO(10), не обладают привлекательным свойством «минимальности», хотя и бурно обсуждаются. Гипотетическая модель, которая могла бы включить единым образом фермионы сразу всех поколений, оказывается слишком сложна для практического применения.

Эксперименты по распаду протона

М. Гольдхабер:

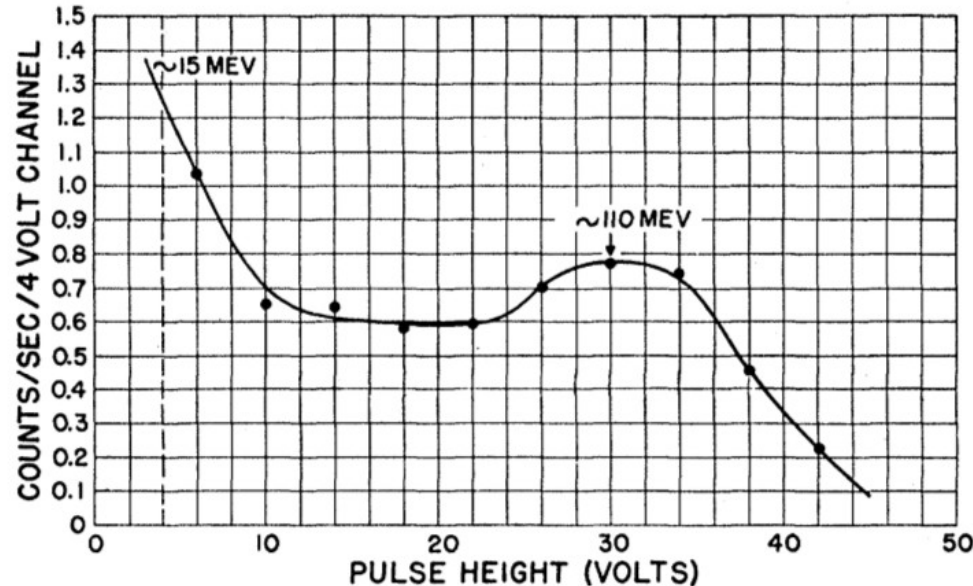
- «Мы своими костями чувствуем, что время жизни протона больше, чем 10^{16} лет, иначе из-за внутреннего облучения продуктами распада мы представляли бы угрозу своему собственному здоровью».
- «Сейчас все уже привыкли к тому, что так называемые «элементарные частицы» могут распадаться, но я еще помню шок, который испытал в 1934 году, узнав, что свободный нейтрон весит тяжелее, чем атом водорода, а значит, должен испытывать бета-распад с периодом около получаса...»



Историю экспериментов по поиску распада протона можно разделить на два периода: 1954-1980 и 1980-н.в. Переход между ними произошел с созданием теории, предсказавшей конкретные каналы распада в середине 1970-х годов.

Эксперимент Райнеса и Коуэна

- Первый эксперимент был предпринят в 1954 году Райнесом, Коуэном и Гольдхабером.
- Оборудование, созданное для регистрации нейтрино: детектор, содержащий 300 литров жидкого сцинтиллятора, около $3 \cdot 10^{28}$ протонов.
- 30 метров под землей для снижения космического фона.
- 6.6 события с энергией >15 МэВ в секунду, ограничение на время жизни протона 10^{22} лет после вычета мюонного фона и с учетом связанных нуклонов.



Спектр, полученный за 1000 секунд работы установки. Пик соответствует вертикально падающим космическим мюонам.

Эксперимент Флерова

- Эксперимент был проведен в 1957 году в НИФИ-2 МГУ (сейчас это НИИЯФ).
- Идея: распад нуклона на внутренней оболочке ядра будет оставлять его в состоянии возбуждения. Для тяжелых ядер наиболее вероятный канал снятия возбуждения — деление. Поэтому нижняя граница периода спонтанного деления связана с нижней границей периода распада нуклона.
- Регистрировались осколки деления Th-232 при помощи пропорциональных счетчиков.
- При чувствительности 7000 грамм*час ограничение на спонтанное деление тория 10^{21} лет, что с учетом количества нуклонов в ядре даёт ограничение на распад протона $2 \cdot 10^{23}$ лет.
- Эксперимент позволял установить нижнюю границу, но не позволял зарегистрировать распад протона.
- Интересный факт: результаты Флерова были актуальны до 1995 года, когда было открыто спонтанное деление Th-232 с периодом $1.22 \cdot 10^{21}$ лет.

Радиохимические и геохимические эксперименты

- В 1960-х — 1970-х годах поиск распада протона проводился в нескольких экспериментах, «паразитных» по отношению к нейтринным и экспериментам по поиску двойного бета-распада.
- Среди продуктов двойного бета-распада теллура-130 искали продукты, образовавшиеся после распада нуклона в ядрах этого изотопа:

Двойной бета-распад $Te^{130} \rightarrow Xe^{130} + 2e^{-} + 2\bar{\nu}_e$

Распад нейтрона (гипотеза) $Te^{130} - n \rightarrow Te^{129*} \rightarrow I^{129} \rightarrow Xe^{129}$

- Из массы калия-39 выделялся аргон-37 по методике, разработанной Дэвисом для хлор-аргонового метода регистрации солнечных нейтрино.
- В образцах древних минералов производился поиск продуктов распада ядер из-за распада нуклонов и поиск треков продуктов распада нуклона.
- Преимущество «ядерных» методов — возможность регистрировать «невидимые» распады, например, распад нейтрона на три нейтрино.
- Достигнутая точность около 10^{26} лет.

Радиохимические и геохимические эксперименты

- В 1960-х — 1970-х годах поиск распада протона проводился в нескольких экспериментах, «паразитных» по отношению к нейтринным и экспериментам по поиску двойного бета-распада.
- Среди продуктов двойного бета-распада теллура-130 искали продукты, образовавшиеся после распада нуклона в ядрах этого изотопа:

Двойной бета-распад $Te^{130} \rightarrow Xe^{130} + 2e^{-} + 2\bar{\nu}_e$

Распад нейтрона (гипотеза) $Te^{130} - n \rightarrow Te^{129*} \rightarrow I^{129} \rightarrow Xe^{129}$

- Из массы калия-39 выделялся аргон-37 по методике, разработанной Дэвисом для хлор-аргонового метода регистрации солнечных нейтрино.
- В образцах древних минералов производился поиск продуктов распада ядер из-за распада нуклонов и поиск треков продуктов распада нуклона.
- Преимущество «ядерных» методов — возможность регистрировать «невидимые» распады, например, распад нейтрона на три нейтрино.
- Достигнутая точность около 10^{26} лет.

Эксперименты после 1980 года

- Когда появились конкретные предсказания, понадобилось создать детекторы, способные надежно регистрировать распад нуклона и различать каналы распада.

Два типа детекторов:

Калориметры

Регистрируются треки продуктов распада путем считывания ионизации газа в объеме детектора.

Достоинства: Большое разрешение, меньший энергетический порог.

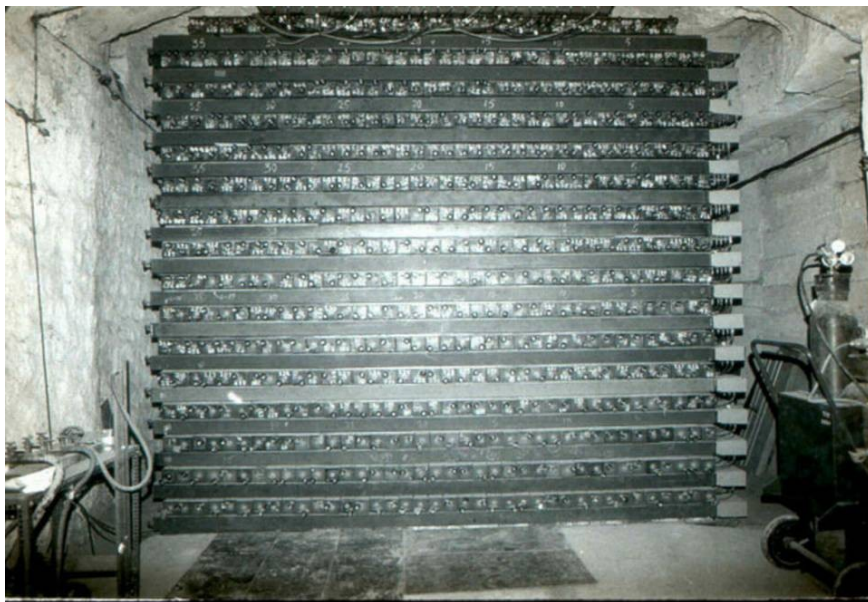
Черенковские счетчики

Регистрируется черенковское излучение продуктов распада.

Достоинства: Дешевизна материалов, меньшая сложность электроники.

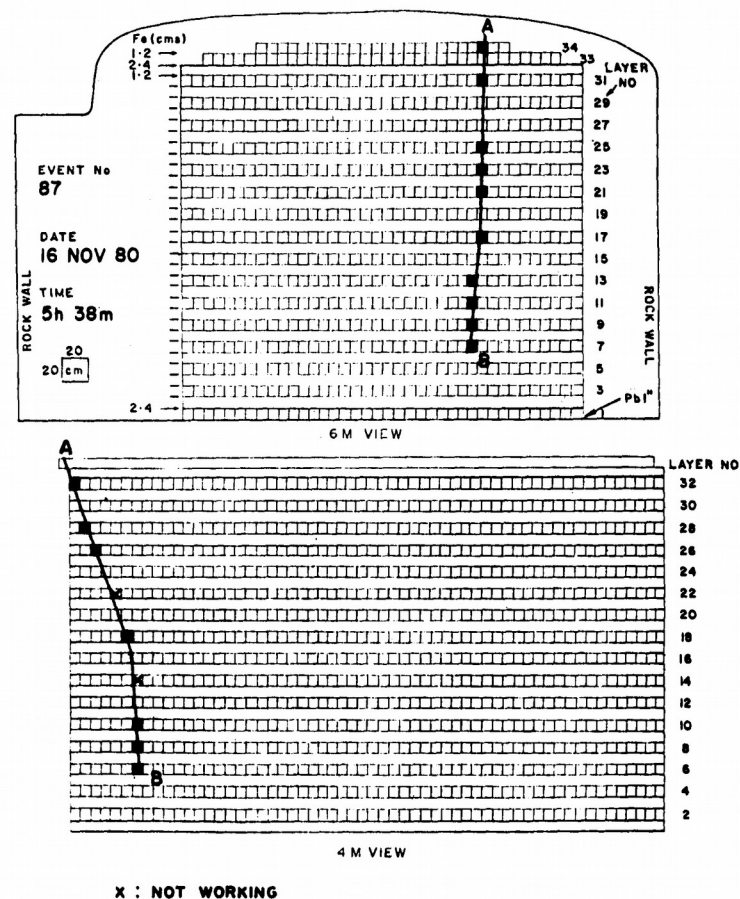
Эксперимент Kolar Gold Fields

- Золотая шахта на юге Индии, 1980 - 1992 год.
- Калориметр из 1600 пропорциональных счетчиков поперечным сечением 10x10 сантиметров и длиной 4 и 6 метров, образующих 34 слоя.
- Источник нуклонов — железные листы между слоями счетчиков.



Было сообщено о регистрации двух десятков событий распада протона, время жизни $(1.4 \pm 0.5) \cdot 10^{31}$ лет. Результаты не подтвердились.

Также сообщалось о наблюдении необъясненных событий — возможных кандидатов на распад тёмной материи, «Kolar events».



Пример регистрации события в двух проекциях

Эксперимент Nusex

- Автомобильный туннель под Монбланом, 1982-1984 год.
- Калориметр из 134 слоев пластиковых стримерных трубок диаметром 9 миллиметров и длиной 3.5 метра, отделенных друг от друга листами железа толщиной 1 см.
- Чувствительность 207 тонн*год.



decay mode	nr. of candidates	lifetime/branching ratio ($\text{yr} \cdot 10^{31}$) 90% C.L.
$N \rightarrow e^{\pm} \pi^0$	≤ 1	> 1.8
$N \rightarrow \mu^{\pm} \pi^0$	0	> 1.14
$p \rightarrow \bar{\nu} \pi^+$	≤ 6	> 0.2
$n \rightarrow \bar{\nu} \pi^0$	0	> 1.1
$p \rightarrow \bar{\nu} K^*$	0	> 0.49
$n \rightarrow \bar{\nu} K^0$	0	> 0.87
$p \rightarrow \mu^+ K^0$	1	> 0.86

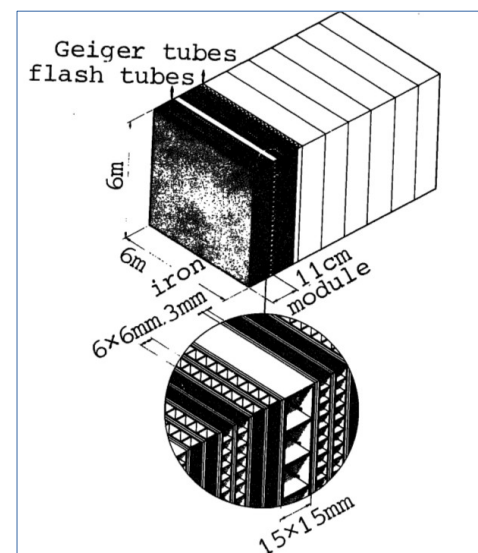
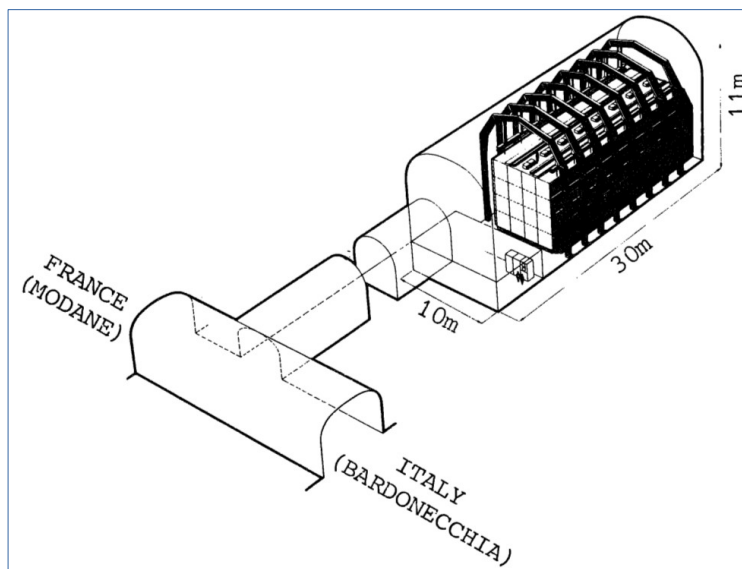
Результаты по каналам

18 событий с треками внутри объема детектора (fully-contained events). Все, кроме одного, могут быть вызваны нейтрино.

Фоновые нейтринные события симулировались специальным пучком нейтрино из ЦЕРН.

Эксперимент Frejus

- Автомобильный туннель под Альпами, 1984-1988 год.
- Калориметр из 114 модулей, каждый из которых имел 8 слоев взаимно перпендикулярных разрядных камер и один слой счетчиков Гейгера. Общие размеры 6х6х12.3 метра и масса 912 тонн.
- Чувствительность 2.5 килотонны*год.



Ограничение на время жизни нуклона по разным каналам установлено на уровне 10^{31} - $1.5 \cdot 10^{32}$ лет.

Точность детектора позволила установить ограничения также на некоторые распады с трехчастичными конечными состояниями и распады с несохранением числа B-L.

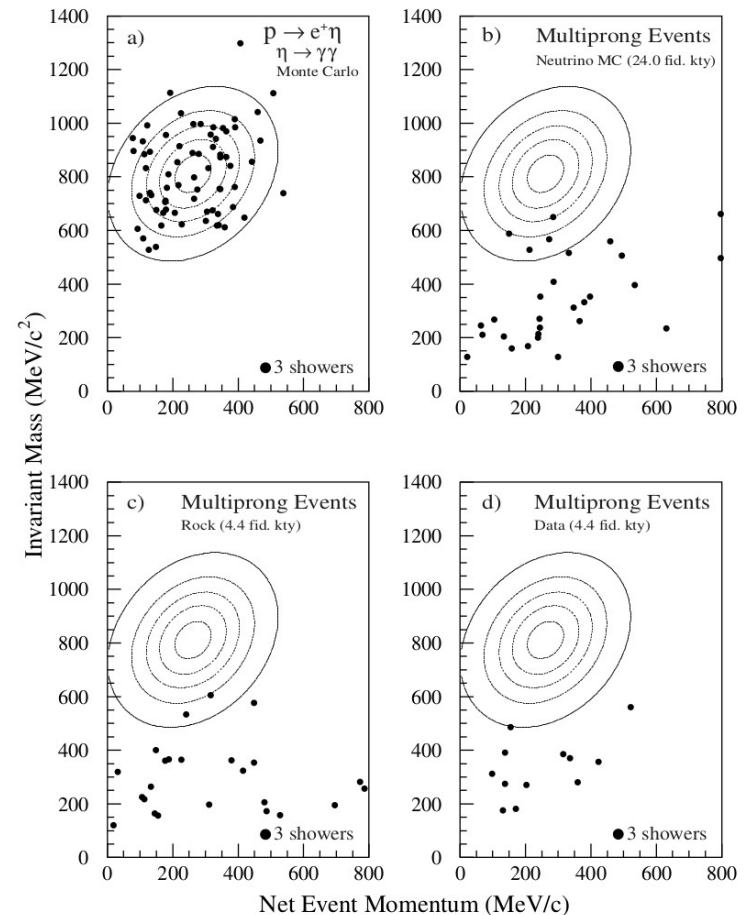
Эксперимент Soudan

- Железная шахта, США, 1981-2001 год.
- Калориметр из 213 модулей по 240 слоев пластиковых дрейфовых трубок длиной 1 метр и диаметром 2 см в ячейках из гофрированного железа. Размер модуля 1x1x2.5 метра, масса 4.2 тонны. Первые 3 года работал прототип массой 30 тонн.
- Имел внешнюю активную защиту
- Общая чувствительность 5.5 килотонн*год.

Decay Mode	Final State	$\epsilon \times \text{B.R.}$	Background			Data	N_{90}	$\tau/B \times 10^{30} y$
			ν	Rock	Total			
$p \rightarrow \mu^+ \eta$	$\gamma\gamma$	0.07	0.9(1.1)	0.1	1.0	0	2.3	89
$p \rightarrow \mu^+ \eta$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.06	0.5(0.6)	< 0.06	0.6	0		
$p \rightarrow e^+ \eta$	$\gamma\gamma$	0.08	0.7	0.1	0.9	1	2.9	81
$p \rightarrow e^+ \eta$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.07	0.6	0.2	0.8	0		
$n \rightarrow \bar{\nu} \eta$	$\gamma\gamma$	0.07	1.5	0.2	1.7	0	2.9	71
$n \rightarrow \bar{\nu} \eta$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.05	1.5	0.6	2.0	2		
$n \rightarrow \bar{\nu} \pi^0$	$\gamma\gamma$	0.11	2.9	0.9	3.8	4	4.8	39
$p \rightarrow \bar{\nu} \pi^+$	π^+	0.05	5.0(8.8)	1.7	7.7	6	4.0	16

Установлены ограничения на время жизни протона по разным каналам на уровне 10^{31} — 10^{32} лет. Правда, на конец работы эксперимент уже проигрывал по чувствительности черенковским детекторам.

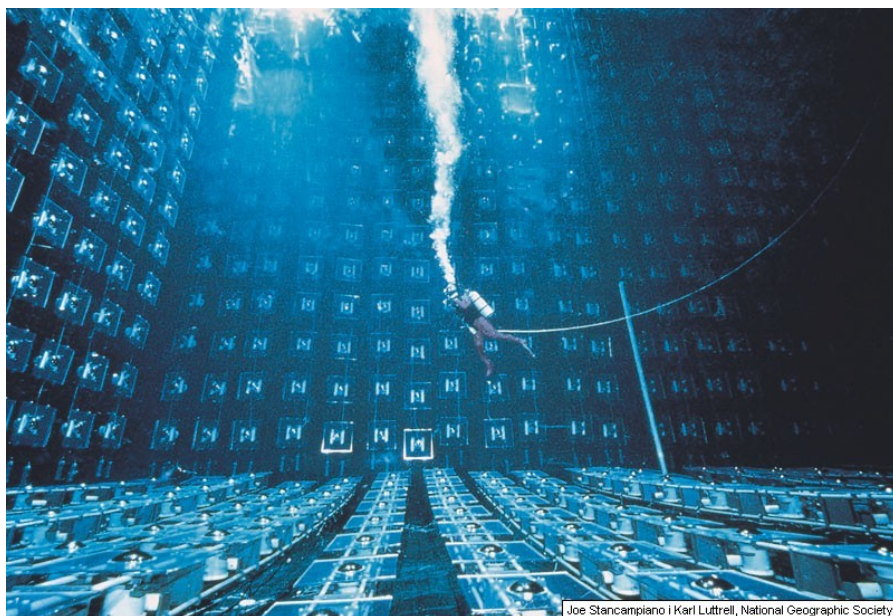
Пространственное разрешение было столь высоким, что позволило наблюдать тень Луны в потоке высокоэнергетических космических лучей.



Статистическая обработка событий

Эксперимент IMB

- Солевая шахта, США, 1982-1991 год.
- Черенковский детектор: бак размером 22.5x17x18 метров с 8000 тонн воды, 2048 фотоэлектронных умножителей на стенках.
- На протяжении времени существования несколько раз совершенствовался.
- Общая чувствительность 7.6 килотонн*год, 44 изучаемых канала распада.



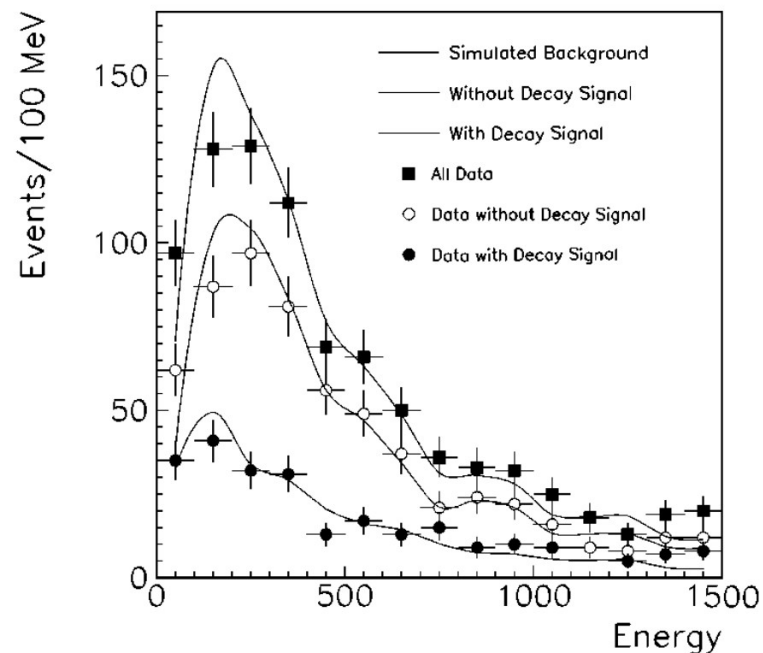
Зарегистрировано 935 событий-кандидатов, что согласуется с ожидаемым фоном.

Ограничение на время жизни протона от 10^{31} до 10^{33} лет по отдельным каналам.

Надежно исключена теория SU(5).

Один из результатов — наблюдение нейтрино от сверхновой SN 1987A

Contained Events



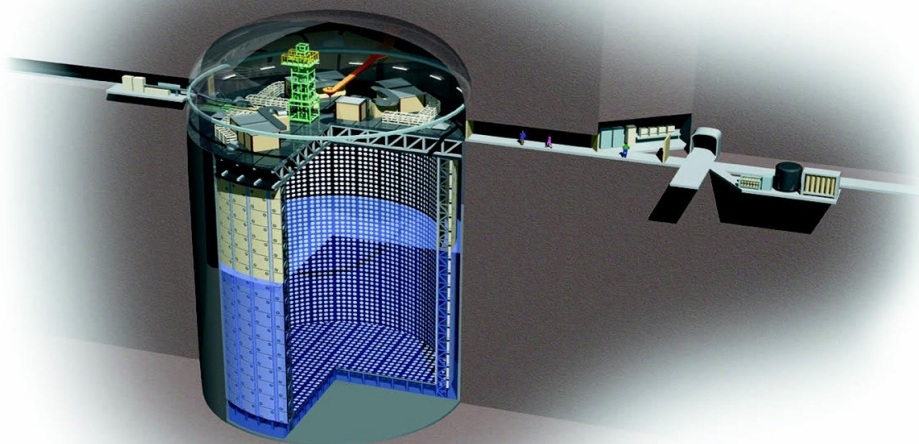
Сравнение событий и модельного фона: Общий результат и отдельно события, имеющие и не имеющие сигнала от распада мюона.

Эксперимент Kamiokande I-II

- Шахта на севере Японии, 1983-1995 год.
- Черенковский детектор: стальной цилиндрический бак диаметром 15 и высотой 16 метров, 3000 тонн воды, 1000 фотоэлектронных умножителей на стенках.
- В 1985 году установлена активная защита, улучшена система очистки воды (стадия II).
- Большая, чем у IMB, чувствительность фотоумножителей и большее число каналов распада.
- Меньший энергетический порог, чем у IMB, позволил наблюдать солнечные нейтрино.

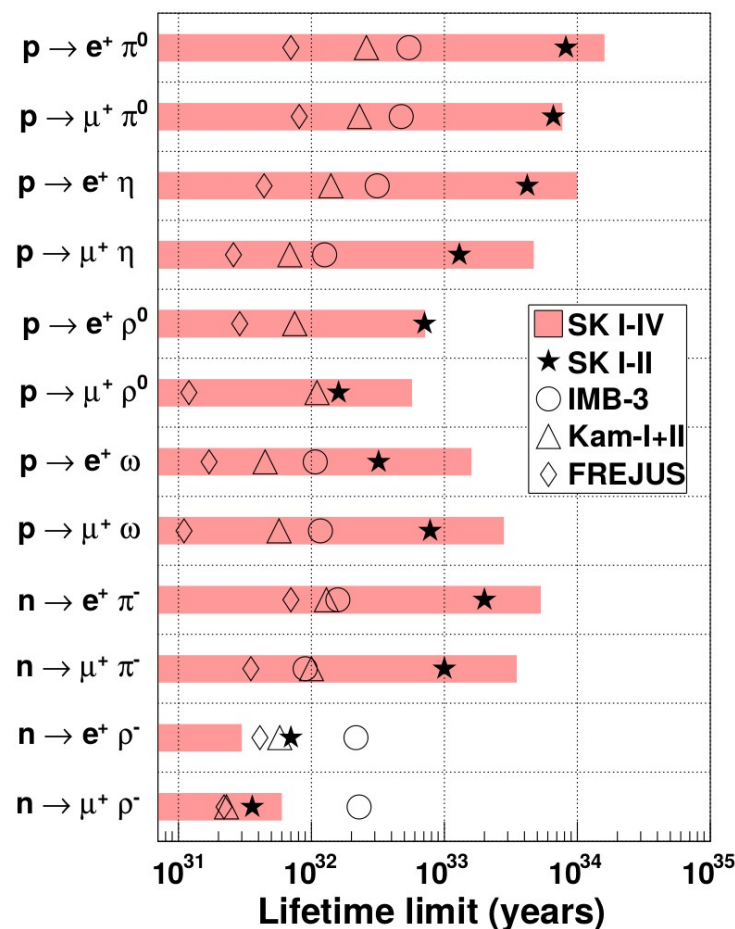
Эксперимент Super-Kamiokande

- Шахта на севере Японии, 1996 год — н. в.
- Черенковский детектор: стальной цилиндрический бак диаметром 39 и высотой 41 метр, 50 килотонн воды, 11000 фотоэлектронных умножителей внутреннего детектора и 1600 — внешний детектор (активная защита).
- Самый чувствительный эксперимент по распаду протона, чувствительность 315 килотонн*год.



Нейтринный фон был понижен благодаря регистрации гамма-квантов энергией 2.2 МэВ от захвата протоном вторичного нейтрона.

Ограничения на время жизни протона 10^{33} - 10^{34} лет для наиболее вероятных каналов распада.

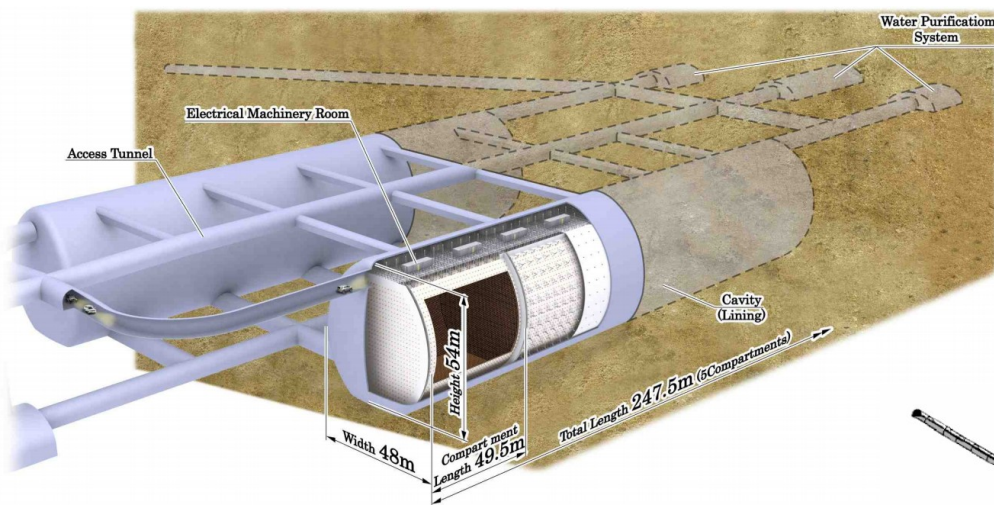


Результаты Super-Kamiokande и других экспериментов

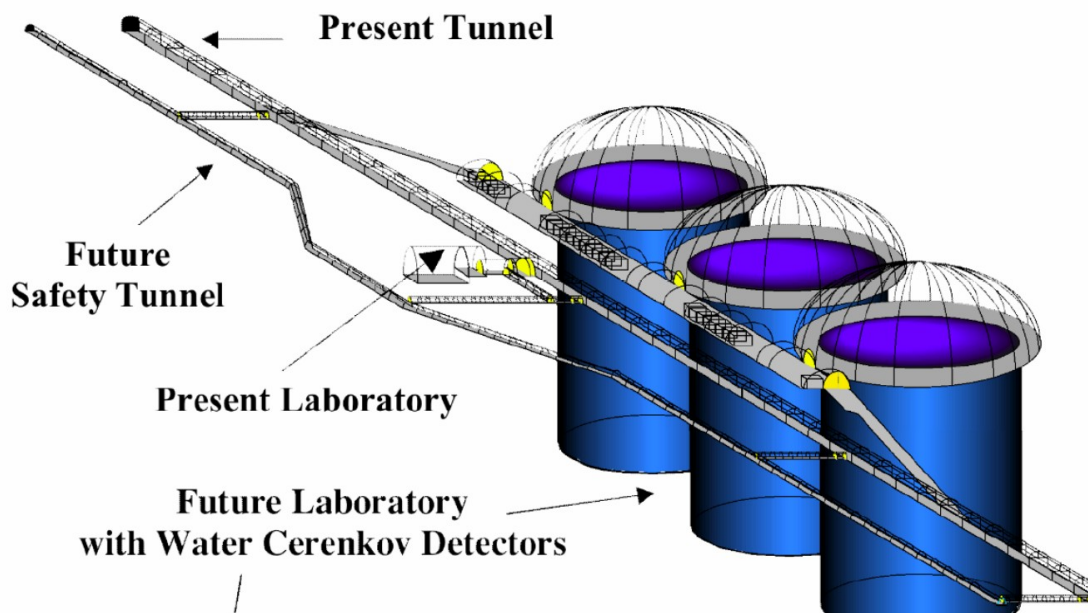
Перспективные эксперименты

- Черенковские: MEMPHYS, Hyper-Kamiokande, UNO. Массы 0.5 — 1 мегатонна.

Размер черенковского детектора ограничен прозрачностью воды, прочностью горных выработок и фотоэлектронных умножителей, что дает сходные предельные размеры 70-80 метров. Поэтому перспективные детекторы будут модульными.



Hyper-Kamiokande



MEMPHYS

Перспективные эксперименты

- Жидко-аргоновые: DUNE, GLACIER.

Идея основана на способности ионизационных треков заряженных частиц дрейфовать в жидком аргоне на большие расстояния и благодаря этому считываться с хорошей точностью. Считывание треков дополняется регистрацией фотонов, излучаемых аргонном при взаимодействии с продуктами распада.

- В 2001 году создан прототип ICARUS из двух модулей, содержавших в сумме 600 тонн жидкого аргона.

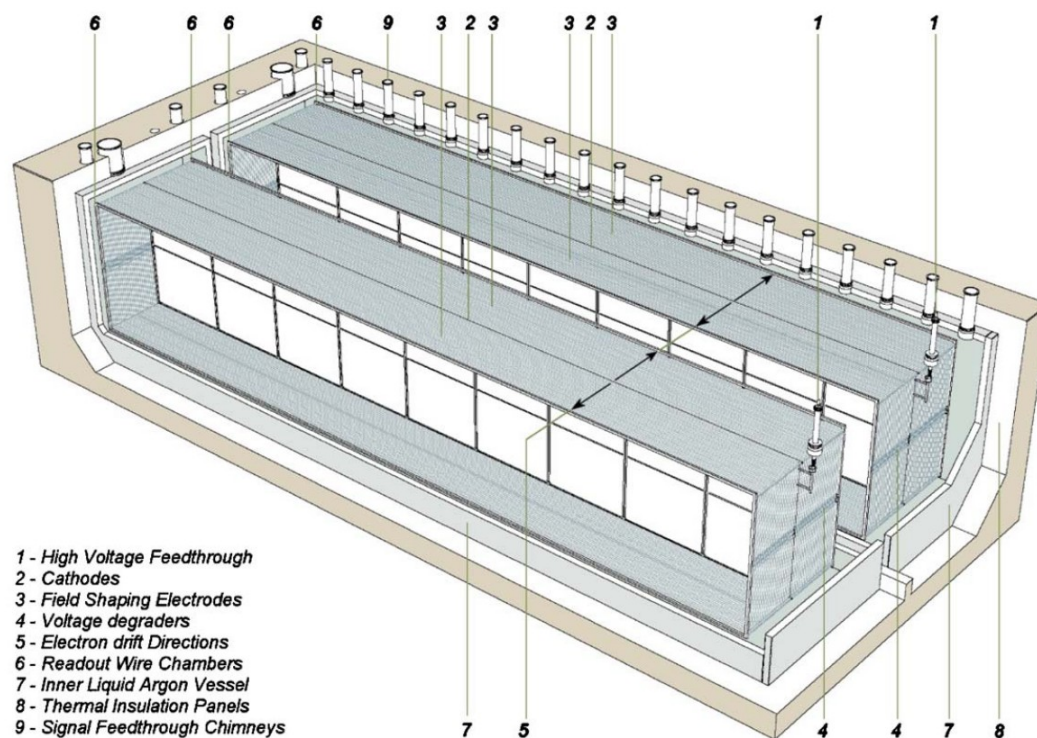


Схема детектора ICARUS.

Выводы

- Распад протона ожидается как из общих соображений (отсутствие взаимодействия, связанного с барионным зарядом, барионная асимметрия Вселенной), так и предсказывается в самых привлекательных теориях Великого объединения взаимодействий.
- На текущий момент распад протона не зарегистрирован, ограничение на время жизни по наиболее вероятным каналам установлено на уровне 10^{33} — 10^{34} лет.
- Отсутствие наблюдения распада протона исключает пока только некоторые, пусть самые простые и привлекательные, теории, и поэтому не является фатальным.
- Регистрация распада протона по какому-либо экзотическому каналу при подавлении наиболее естественных каналов будет говорить о необходимости принятия принципиально новой, экзотической теории элементарных частиц. В некоторых предлагаемых теориях такого рода предсказываются новые частицы с массой всего 10^4 ГэВ и особыми свойствами.