

$$\sigma(\nu_e e^-)/\mathcal{E}_\nu = (1,9 \pm 0,4 \pm 0,04) \cdot 10^{-42} \text{см}^2/\text{ГэВ},$$

$$\sigma(\tilde{\nu}_e e^-)/\mathcal{E}_\nu = (1,5 \pm 0,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-42} \text{см}^2/\text{ГэВ},$$

где первая из указанных ошибок — статистическая, а вторая — систематическая. В теории ВГС при $\sin^2 \theta_w = 0,22$ соотношения между сечениями для др. типов ν следующие:

$$\sigma(\nu_e e) : \sigma(\tilde{\nu}_e e) : \sigma(\nu_e e) \approx 5,9 : 2,4 : 1.$$

Сечения глубоко неупругого рассеяния N . ($\mathcal{E}_\nu > 10$ ГэВ) на мишени (ядре), содержащей равное число протонов и нейтронов, в расчёте на один нуклон равны:

$$\sigma(\nu_e N \rightarrow \mu^- X)/\mathcal{E}_\nu = 0,62(2) \cdot 10^{-38} \text{см}^2/\text{ГэВ},$$

$$\sigma(\tilde{\nu}_e N \rightarrow \mu^+ X)/\mathcal{E}_\nu = 0,30(2) \cdot 10^{-38} \text{см}^2/\text{ГэВ}.$$

Отношение сечений нейтральных токов к сечениям заряд. токов

$$R_\nu \equiv \sigma(\nu_e N \rightarrow \nu_e X)/\sigma(\nu_e N \rightarrow \mu^- X) = 0,309(3),$$

$$R_{\tilde{\nu}} \equiv \sigma(\tilde{\nu}_e N \rightarrow \tilde{\nu}_e X)/\sigma(\tilde{\nu}_e N \rightarrow \mu^+ X) = 0,390(14).$$

Электромагнитные свойства N . Взаимодействие N . с эл.-магн. полем обусловлено либо *радиационными поправками* (N . переходит в виртуальное состояние, содержащее заряд. частицы, напр. $t^+ + W^-$), либо возможной составной структурой самих N . Т. о., у N . возникает магн. момент (μ_ν) и распределение электрич. заряда, характеризуемое эл.-магн. радиусом $\langle r_{эм} \rangle$.

Ограничение на μ_ν следует из данных по νe^- -рассеянию при низких энергиях. Дополнит. вклад в сечение этого процесса, к-рый мог бы быть обусловлен обменом фотоном, взаимодействующим с μ_ν , не обнаружен. Отсюда получено: $\mu(\tilde{\nu}_e) \lesssim 2 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (рассеяние реакторных N .) и $\mu(\nu_e) \lesssim 10^{-9} \mu_B$ (ν_e от ускорителей), где μ_B — магнетон Бора. Астрофиз. и космологич. ограничения оказываются более строгими. Эл.-магн. взаимодействие N .: 1) приводит к быстрому остыванию *белых карликов*; отсюда $\mu_\nu < (0,8-1,0) \cdot 10^{-11} \mu_B$ для всех типов N . с $m \lesssim 1$ кэВ; 2) влияет на первичный нуклеосинтез, и это даёт $\mu_\nu < 0,5 \cdot 10^{-10} \mu_B$; 3) приводит к генерации потоков высокоэнергичных N . от гравит. коллапсов — из данных по SN 1987A $\mu_\nu < (10^{-12} - 10^{-13}) \mu_B$. Данные по солнечным N . позволяют исследовать диапазон μ_ν до $\approx 10^{-13} \mu_B$.

В теории ВГС дираковские N . имеют магн. момент, пропорц. массе N .:

$$\mu_\nu = 3eGm_\nu/8\sqrt{2}\pi^2 = 10^{-19} (m_\nu/1 \text{ эВ})\mu_B.$$

С учётом существующих ограничений на m_ν предсказания μ_ν оказываются значительно меньше верхних экспериментальных пределов. В моделях, содержащих правые заряд. токи и/или заряд. хиггсовы бозоны, μ_ν пропорц. массе заряж. лептона и может оказаться на 4—5 порядков больше. У майорановских N . $\mu_\nu = 0$, но в этом случае возможны т. н. недиагональные, или переходные, магн. моменты, для к-рых начальное и конечное нейтринные состояния соответствуют разным майорановским частицам. Для эл.-магн. радиуса N . в теории ВГС предсказывается

$$\langle r_{эм} \rangle^2 \approx g^2/16\pi^2 \cdot m_w^{-2} \ln(m_w^2/m_l^2) \approx \text{неск. ед.} \cdot 10^{-33} \text{см}^2.$$

Взаимодействия N . вне рамок теории Вайнберга — Глэшоу — Салама. N . могут иметь дополнит. взаимодействия с новыми пока гипотетич. частицами, в т. ч. с правыми заряд. бозонами W_R , переводящими правые компоненты ν_R в l_R , со скалярными бозонами (H) как нейтральными, так и заряженными, причём константы связи ν с H не обязательно подавлены фактором m_ν/m_{W_ν} . Не исключено существование скалярных нейтральных безмассовых (или очень лёгких) частиц, взаимодействующих преим. с N . (*голдстоуновских бозонов*, т. н.

майоранов). Все эти взаимодействия N . экспериментально пока не обнаружены.

Класс новых взаимодействий возникает в связи с дальнейшим развитием идеи объединения частиц и взаимодействий. В суперсимметричных моделях у N . появляются связи типа $(g/\sqrt{2})\tilde{\nu}se\tilde{W}$, $(g/2)\tilde{\nu}sv\tilde{Z}$, где se , sv , \tilde{W} , \tilde{Z} — соответственно суперсимметричные скалярные партнёры электрона и N . (т. н. селектроны и снейтрино) и суперсимметричные спиновые партнёры W - и Z -бозонов (т. н. вино и зино; см. *Суперсимметрия*).

В моделях *великого объединения* N . образуют единые мультиплеты с кварками, что отражает общую природу этих частиц. У N . при этом возникают калибровочные и юкавские взаимодействия со сверхтяжёлыми бозонами $Y^{1/2}$, $H^{1/2}$, напр. $(g/\sqrt{2})\tilde{d}^c \nu Y_\mu$ (где \tilde{d}^c — зарядово-сопряжённое кварку d состояние, ν^u , $\mu = 0,1,2,3$ — *Дирака матрицы*). Эти взаимодействия нарушают сохранение *барионного числа*, приводя к распадам протона, в частности с испусканием N .: $p \rightarrow \tilde{\nu}l^+$. Нейтринные моды $p \rightarrow \tilde{\nu}K^+$ доминируют в суперсимметричных обобщениях моделей великого объединения.

Смешивание и массы N .

В предположении о существовании масс у N . и о смешивании N . предсказываются ν -осцилляции, распады N . и др. Эксперим. поиски этих эффектов являются методами поиска масс и смешивания N .

Смешивание N . Собств. состояния гамильтониана слабого взаимодействия $|\nu_{eL}\rangle$, $|\nu_{\mu L}\rangle$, $|\nu_{\tau L}\rangle$ (и также стерильные состояния $|\nu_{eR}\rangle$, $|\nu_{\mu R}\rangle$, $|\nu_{\tau R}\rangle$) могут быть когерентными комбинациями (смесью) неск. состояний с определ. массами $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$... При этом массы самих ν_e , ν_μ и т. д. не определены. В простейшем случае смешивания двух N . ν_e и ν_μ :

$$|\nu_e\rangle = |\nu_1\rangle \cos\theta + |\nu_2\rangle \sin\theta,$$

$$|\nu_\mu\rangle = |\nu_2\rangle \cos\theta - |\nu_1\rangle \sin\theta,$$

где θ — т. н. угол смешивания; т. е. $|\nu_e\rangle$ и $|\nu_\mu\rangle$ смешиваются, если они являются ортогональными комбинациями одних и тех же состояний $|\nu_1\rangle$ и $|\nu_2\rangle$. Смешивание обусловлено недиагональными членами лагранжиана $m\tilde{\nu}_\nu \nu_e + \text{с.с.}$, переводящими ν_e в $\tilde{\nu}_\mu$ и наоборот. При этом нарушаются лептонные числа, соответствующие ν_e и $\tilde{\nu}_\mu$. Если N . массивны, то их смешивание вполне вероятно, во-первых, в силу кварк-лептонной симметрии и наличия смешивания у кварков (дополнит. аргумент при этом дают модели великого объединения), во-вторых, из-за отсутствия *локальной симметрии*, к-рая могла бы быть ответственна за сохранение лептонного числа. Смешивание и величины масс связаны между собой. Поскольку у N . допускаются майорановские массовые члены и кроме этого справедливо неравенство (9) [тогда как у кварков $m(u) \approx \approx m(d)$], смешивание лептонов и кварков может оказаться различным.

Смешивание N . и распады с участием N . Смешивание означает, что в конкретном распаде вместе с одним и тем же лептоном должны рождаться N ., ν_1 , ν_2 . имеющие разные массы m_i , $i = 1, 2$. Для двухчастичных распадов следствием этого являются дополнит. пики в распределениях по импульсам лептонов, напр. мюона в распадах $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ или $K \rightarrow \mu \nu_\mu$. У трёхчастичных распадов ($^{35}\text{S} \rightarrow ^{35}\text{Cl} + e^- + \tilde{\nu}_e$ и др.) смешивание приводит к появлению изгибов (или скачков) на кривых Кёри. Положение скачка определяется энергией $\mathcal{E}_e \approx Q - m_i$, а его высота пропорц. величине смешивания (точнее, $\text{tg}^2\theta$). Отрицат. результаты поисков таких пигов и скачков дают ограничения сверху на параметры смешивания в зависимости от m_ν .

Осцилляции N . [13]. Осцилляциями N . наз. процесс периодич. изменения свойств нейтринного пучка — превращения одного типа N . в другой (другие). Гипо-