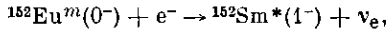
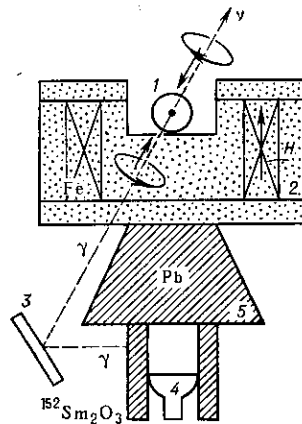


Первый эксперимент по измерению спиральности Н. был проведён в 1958 в Брукхейвене М. Голдхабером (M. Goldhaber), Л. Гродзинсом (L. Grodzins) и Э. У. Суньяром (A. W. Sunyar) (рис. 2). Он состоял в изучении К-захвата метастабильным ядром европия-152:

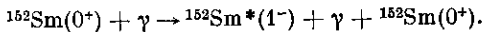


с образованием возбуждённого ядра  $\text{Sm}^*$ . Последнее испускает  $\gamma$ -квант при переходе  $^{152}\text{Sm}^*(1^-) \rightarrow ^{152}\text{Sm}(0^+)$  [в скобках указаны спин и чётность ядер].

Рис. 2. Схема эксперимента М. Голдхабера, Л. Гродзинса, Э. У. Суньяра: 1 — радиоактивный препарат  $^{152}\text{Eu}$ ; 2 — магнитный анализатор (намагниченное железо) для определения поляризации  $\gamma$ -кванта (рассеяние  $\gamma$  зависит от относительной поляризации  $\gamma$  и Fe); 3 — мишень, содержащая  $^{152}\text{Sm}$  (резонансное рассеяние происходит в том случае, если  $\nu$  и  $\gamma$  испускаются в противоположных направлениях); 4 — детектор; 5 — свинцовая защита.



Отбирались события, в которых спиральность  $\nu_e$  и поляризация  $\gamma$ -кванта ( $\lambda_\gamma$ ) были однозначно связаны. Для этого использовали резонансное рассеяние  $\gamma$  на ядрах самария:



Измерения поляризации  $\gamma$ -квантов проводили с помощью их рассеяния на намагнич. железе. По измеренной  $\lambda_\gamma$  была найдена спиральность Н.  $\lambda_\nu$ . Результат эксперимента:  $\lambda_\nu \approx -1/2$  в своё время явился решающим аргументом в пользу векторного, (V-A), а не тензорного варианта теории.

Определение спиральности мюонного Н. основано на измерении спиральности мюона в распаде (5):  $\lambda(\nu_\mu) = \lambda(\mu^+)$ . Результаты с высокой точностью подтверждают значение  $\lambda_\nu = -1/2$ :  $1 \geq 2 |\lambda_\nu| \geq 0.9966$ .

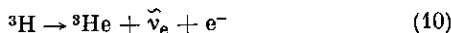
Массы Н. каждого типа много меньше масс соответствующих заряд. лептонов (l):

$$m(\nu_l) \ll m(l), \quad (9)$$

$l = e, \mu, \tau$ . При этом не исключено, что все Н. или часть из них — безмассовы. Пока эксперим. поиски дают определённо лишь верхние ограничения на  $m_\nu$ . Неравенство (9) означает выделенность Н. по массам: Н. значительно легче всех остальных частиц, принадлежащих данному поколению фермионов [массы кварков и заряд. лептона в одном поколении близки или имеют расщепление, много меньшее, чем в (9)].

Прямые измерения масс состоят в исследовании кинематики процессов с участием Н. Наличие у Н. ненулевой массы изменяет фазовые объёмы реакций, модифицирует форму энергетич. спектров частиц, рождающихся вместе с Н., в частности сдвигает их граничные точки Q и уменьшает импульсы сопутствующих Н. частиц.

Электронные Н. Наиболее чувствит. методом является измерение энергетич. спектра электронов [т. н. кривой Кёри,  $F(\mathcal{E}_e)$ ] для  $\beta$ -распада трития:



(рис. 3). Массивность Н. должна проявиться в уменьшении числа распадов с энергиями электронов  $\mathcal{E}_e$ , лежащими вблизи граничной точки,  $\mathcal{E}_e \approx Q = 18,6$  эВ. В 1980 группой сов. физиков (В. А. Любимов и др.)

Ит-та теоретич. и эксперим. физики (ИТЭФ, Москва) были получены указания на то, что  $m_\nu \neq 0$ . В эксперименте использовались молекулы органич. соединения — валина, в котором часть атомов водорода была замещена атомами трития; энергии электронов измерялись с помощью магн. спектрометра (рис. 4). Данные (экспе-

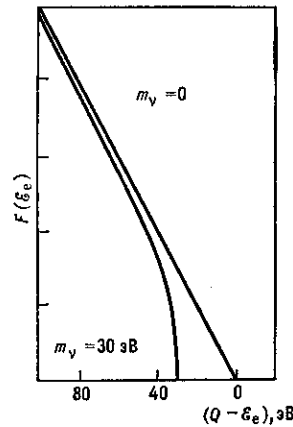
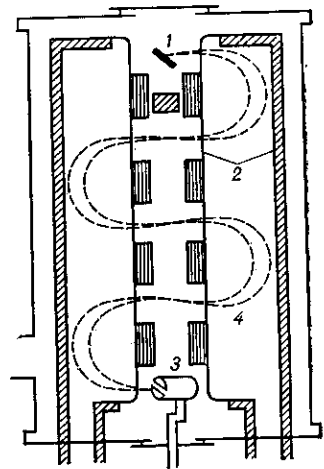


Рис. 3. График Кёри вблизи измерения массы нейтрино: 1 — граничной точки без учёта фо-источник; 2 — витки магнитного на и конечной разрешающей спектрометра; 3 — ФЭУ; 4 — способности детектора.



рим. кривая Кёри) подгонялись двумя параметрами: массой  $m_\nu$  и граничной точкой спектра Q. Наилучшая подгонка соответствовала  $m_\nu = 26(2)$  эВ. Неопределённости результата ИТЭФ, связанные с учётом сложного молекулярного спектра в конечном состоянии (для описания к-рого используются модельные представления), а также с потерями энергии вылетающих электронов, дают  $m_\nu$  в диапазоне (17—40) эВ. В 1985—90 были опубликованы результаты новых экспериментов с тритием, к-рые не подтвердили вывода группы ИТЭФ. Получены ограничения:  $m_\nu < 15,4$  эВ с уровнем достоверности (у. д.) 95% (Цюрих),  $m_\nu < 12,5$  эВ с у. д. 95% (Лос-Аламос),  $m_\nu < 11$  эВ с у. д. 95% (Токио).

В 1967 Г. Т. Зацепин высказал идею ограничения  $m(\nu_e)$  из наблюдений нейтринного сигнала от гравитац. коллапса звезды. Поскольку массивные Н. с разными энергиями имеют разные скорости, в процессе распространения от звезды к Земле должно происходить увеличение протяжённости  $\nu$ -сигнала и «выстраивание» Н. по энергиям: первыми на установку должны приходить Н. с наиб. энергиями и т. д. Нейтринный сигнал, зарегистрированный от сверхновой SN 1987A, не обнаружил таких эффектов, что позволило поставить верхний предел  $m_\nu < (10-20)$  эВ.

Мюо н и е Н. Наиб. строгие ограничения на массу  $m(\nu_\mu)$  даёт исследование распада пиона (5). В случае покоящегося л масса  $\nu_\mu$  однозначно связана законами сохранения энергии-импульса с массой пиона и импульсом мюона  $p_\mu$ . Измерения  $p_\mu$  с помощью магн. спектрометра на мезонной фабрике SIN (Швейцария) позволили поставить ограничение  $m(\nu_\mu) < 0,25$  МэВ с у. д. 90%.

т-н-е-й-т-р-и-н-о. Лучшие ограничения на массу  $\nu_\tau$  получены при исследовании мод распада  $\tau$ -лептона с подавленным фазовым объёмом:  $\tau \rightarrow K K \nu_\tau, 5 \nu_\tau, 6 \nu_\tau$ . Массивность  $\nu_\tau$  должна проявиться в искажении спектра инвариантных масс адронов,  $M_h$ , в частности в сдвиге граничной точки спектра к меньшим  $M_h$ . Такие эффекты не обнаружены, поставлен верхний предел  $m(\nu_\tau) < 35$  МэВ (с у. д. 95%).