

Алгоритмы расчета дозы. Алгоритмы расчета дозы в протонной терапии обычно разделяют на 3 класса:

- Аналитические алгоритмы;
- Методы тонкого луча;
- Метод Монте-Карло.

В настоящее время используется метод Монте-Карло, который находит все большее распространение в протонной терапии, благодаря которому можно рассчитывать не только дозу внутри тела пациента, но и пространственные, энергетические и угловые распределения потока протонов (флюенс) в падающем на пациента пучке.

Заключение. Основное преимущество протонной терапии перед фотонной заключается в том, что эта технология позволяет резко снизить облучение здоровых тканей и тем самым дает возможность повысить вероятность контроля над опухолью за счет повышения дозы в опухоли до уровней, не достижимых с помощью фотонной терапии.

Особое внимание следует уделить вопросам совершенствования физического планирования протонной терапии, в частности, разработке новых технологий подведения дозы, уменьшению неопределенностей в определении пробегов, развитию «ошибкоустойчивых» алгоритмов оптимизации протонной терапии, разработке методов и приборов для высокоточной дозиметрии.

Список использованных источников

1. Zabelin MV, Klimanov VA, Galyautdinova JJ, Samoylov AS, Lebedev AO, Shelyhina EV. Proton radiation therapy: clinical application opportunities and research prospects // Research'n Practical Medicine Journal. 2018. № 5(1), P.82-95, DOI: org/10.17709/2409-2231-2018-5-1-10. (Russian).
2. Klimanov VA, Zabelin MV, Galyautdinova JJ. Proton radiotherapy: current status and future prospects // Medical Physics. 2017, P.89-121. (Russian).
3. Zhykova A. Rays of life // Review proton therapy. Thematical Annex to «Kommersant» Magazine. 2017, № 97, P.8-9. (Russian).

УДК 53.01, 539.12

ВЗГЛЯД НА ПРОБЛЕМЫ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Көшекен Азамат Жамантайұлы

koshekenazamat@gmail.com

Студент 5-го курса по специальности «Ядерная физика» ЕНУ им. Л.Н.Гумилева,
Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель – Шаханова Г.А.

Некоторые проблемы стандартной модели элементарных частиц изучаются в основном с помощью феноменологического подхода.

Показано, что дираковская или майорановская природа нейтрино может быть изучена путем поиска различий в рассеянии ν -электронов, если учитывать поляризацию нейтрино. Абсолютный масштаб массы нейтрино может быть установлен, если для лептонов рассматривается матричная текстура с четырьмя нулевыми массами. Установлено, что $m_{\nu 3} \sim 0,05$ эВ.

Показано, что в определенном классе из двух расширений модели Хиггса стандартной модели возможно устранить квадратичные расхождения с массой физического бозона Хиггса.

Удобная модель. Луи де Бройль как-то предположил, что если кто-то попытается суммировать основные характеристики физики в трех словах, это будут следующие слова: корпускулярное, релятивистское и квантовое [1]. Позднее, в том столетии, понятие

корпускулярного было вытеснено идеей полей. Эти два понятия, поля и квант были объединены в единую теорию, которая теперь называется теорией квантового поля (КТП). Таким образом, мы можем сказать, перефразируя де Бройля, что сущность физики может быть охвачена КТП. Естественно, что фундаментальные вопросы, такие как: «из чего состоит вселенная?» или «каковы фундаментальные взаимодействия природы?» должны решаться в рамках КТП формализма. И ведь действительно, Стандартная модель элементарных частиц (СМ), современная теория, содержащая в себе фундаментальные строительные блоки обычной материи, является, по сути, калибровочной квантовой теорией поля. Внутренняя симметрия, которая определяется Стандартной моделью, - это локальная калибровочная симметрия $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ и самый основной лагранжиан, описывающий динамику полей, включает только 19 параметров. Последний из этих параметров был окончательно измерен Большим адронным коллайдером (БАК) и был объявлен 4 июля 2012 года: масса бозона Хиггса составляет 125,3 ГэВ [2][3]. Другие 18 параметров: 6 масс кварков, 3 массы заряженных лептонов, 3 угла смешения в секторе кварков и одна фаза CP нарушения, 3 константы связи, ожидаемое значение вакуума и Θ_{QCD} .

Почти невероятно, что только с этими 19 параметрами и в рамках формализма КТП можно вычислить огромное количество процессов с участием элементарных частиц. Эти процессы охватывают энергии от нескольких МэВ до самых высоких энергий, достигаемых в ускорителях частиц: искусственных или астрофизических. Все эти реакции могут быть вычислены, и как только числовые значения этих параметров введены, и все теоретические предсказания соответствуют экспериментальным значениям в пределах одной сигма-ошибки, за исключением нескольких аномалий, которые в настоящее время изучаются.

Нейтринная СМ. Первая предпосылка на то, что СМ нуждается в расширении, пришла от Солнца. Ее назвали «Солнечной проблемой нейтрино» и она состояла в определении разницы между ожидаемым числом нейтрино и измеренным числом событий на наземных детекторах. На самом деле, отношение измеренных нейтрино к ожидаемому количеству нейтрино, предсказанное солнечной стандартной моделью (ССМ), всегда отличалось от 1 во всех экспериментах, предназначенных для измерения нейтрино, приходящих с Солнца. Подобные явления наблюдались также в нейтрино, находящихся в атмосфере, и в нейтрино из реакторных экспериментов. Потребовалось более 30 лет, чтобы понять происхождение такого недостатка. Текущее решение проблемы назвали механизмом осцилляции нейтрино. Это означает, что нейтрино изменяют свой аромат из-за того, что они массивны, а их ароматические состояния представляют собой смесь их массовых состояний, т.е. $| \nu_\alpha \rangle = \sum U_{\alpha a}^* | \nu_a \rangle$, $a = 1, 2, 3$, $\alpha = e, \mu, \tau$.

Здесь матрица U_{PMNS} является матрицей смешения между состояниями вкуса, а PMNS является аббревиатурой для Понтекорво-Маки-Накагава-Саката, поскольку эта матрица была введена Джиро Маки, Масами Накагава и Шоичи Саката [4] для объяснения осцилляций нейтрино, а так же потому, что феномен осцилляции нейтрино был первым предсказан Бруно Понтекорво в 1957 году. Эти две гипотезы о секторе нейтрино подразумевают, что СМ должна включать:

- Три нейтрино с (по меньшей мере с двумя неисчезающими) массами m_1, m_2, m_3 и
- тремя углами смешения $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ и, по меньшей мере, одной CP-нарушающей фазой δ .

Таким образом, мы должны от 19 параметров перейти к, как минимум, 26 параметрам. Многие из них до сих пор неизвестны и не изучены. Вероятность того, что нейтрино изменят свою идентичность, является функцией этих новых параметров: $P(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta, \Delta m_{12}^2, \Delta m_{13}^2)$. Соответственно, P не является функцией абсолютных масс нейтрино m_i , а функцией разностей $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$. Существует экспериментальная программа, направленная на определение этих параметров с максимальной точностью. Она включает в себя обнаружение нейтрино, образующегося в реакторе, ускорителях или астрофизических источниках, таких как Солнце, а так же активных ядер галактик или остатков сверхновых, производящих нейтрино сверхвысокой энергии. Таким образом, лептонный сектор после обнаружения нейтринных осцилляций поставил некоторые вопросы, на которые еще предстоит ответить:

- Какова абсолютная шкала масс нейтрино? Поскольку данные о колебаниях нейтрино позволяют узнать только разницу масс Δm_{ij}^2 , абсолютные значения $m_{\nu 1}$, $m_{\nu 2}$, $m_{\nu 3}$ остаются нерешенной загадкой.
- Какова иерархия масс в секторе нейтрино? По данным нейтрино невозможно определить знак в Δm_{ij}^2 , то есть имеют место быть возможности m_1 , большие или меньшие, чем m_2 .
- Является ли нейтрино частицей Дирака или Майорана?

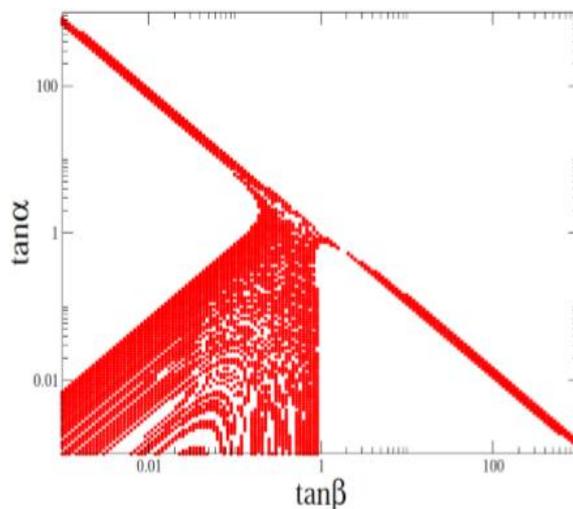


Рис.1 Некоторые значения $\tan\alpha$ и $\tan\beta$, удовлетворяющие условиям Ньютона-Ву для разумных масс скалярных частиц и устанавливающие в качестве одного из этих скаляров массу частицы, найденную с помощью БАК $m_1 = 125,3$ ГэВ

Проблема иерархии. Эстетическим критерием удовлетворительной теории является то, что безразмерные отношения между свободными параметрами лагранжиана должны принимать значения порядка единицы. Этот критерий называется естественностью теории. Это не относится к стандартной модели частиц.

Параметры, которые появляются в фундаментальном лагранжиане, варьируются на порядки величин между ними. Некоторые из проблем естественности стандартной модели:

- Массы нейтрино слишком малы по сравнению с массой верхнего кварка.
- Хиггсовская масса слишком мала по сравнению с планковской массой.

Масса нейтрино предположительно будет порядка нескольких электронвольт. При этом масса верхнего кварка составляет ~ 174 ГэВ. В СМ есть только один скаляр, бозон Хиггса, который дает массу всем фермионам. Таким образом, юкава связь нейтрино должна быть примерно на 12 порядков меньше, чем юкава верхнего кварка. Чтобы уменьшить эту проблему тонкой настройки, в 1973 году Т. Д. Ли представил одно из простейших и экономичных расширений СМ: ввести еще один дублет Φ_2 .

Есть много возможностей реализации дублетной модели Хиггса. В одном из них Φ_2 задает массу для «более тяжелых» кварков u, c, t и Φ_1 для d, s, b и лептонов. Таким образом, снижается проблема естественности в иерархии юкавских связей. Можно ли найти решение для устранения квадратичных расхождений массы Хиггса в дублетной модели Хиггса? Это возможно. В 1994 г. Ньютон и Ву вычислили квадратичные расходимости в двухстороннем расширении СМ. Они нашли квадратичные расходимости как функции калибровки юкавских и квартичных скалярных связей и условий между массами фермионов, бозонов и бозонов Хиггса для отмены квадратичных расходимостей. Они были условно названы условиями Ньютона-Ву. Условия Ньютона-Ву должны быть, как можно скорее, реализованы для получения необходимой информации.

Как видно из вышеизложенного, хотя СМ - прекрасная модель с высокой предсказательной способностью, в ней преобладает немало проблем, требующих решения.

Большинство проблем находится в лептонном секторе и, в частности, в нейтринном секторе. Одним из них является определение абсолютного масштаба массы нейтрино или природы нейтрино, будь то дираковская или майорановская частица. Другими проблемами СМ можно считать эстетические проблемы: «почему Θ_{QCD} так мала?», «почему юкавская связь нейтрино так мала по сравнению с юкавской связью верхнего кварка?» Тем не менее, эти вопросы могут быть связаны с другими проблемами, такими как устранение квадратичных расходимостей, в коррекции природы вакуума, массы бозона Хиггса. В самом деле, расширение модели Хиггса для СМ может уменьшить проблему иерархии и устранить квадратичные расходимости в классе двух дублетных моделей Хиггса.

Список использованных источников

1. de Broglie, El papel de las matemáticas en el desarrollo de la física teórica contemporánea. Antología de Matemáticas 2. UNAM 1971.
2. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 1 (2012)
3. S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 30 (2012)
4. Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962). doi:10.1143/PTP.28.870

УДК 539.172.17

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ГРАНИЦА НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ?

Н.М.Кульжанов, Е.К.Сайлаубеков, Н.М.Рысбеков

Kulzhanov.Nurzhan@list.ru

Магистранты специальности «Ядерная физика» ЕНУ им Л.Н.Гумилева

Нур-Султан, Казахстан,

Научные руководители – А.К.Морзабаев, Ф.У.Абуова

В настоящее время одним из основных направлений исследований в ядерной физике является свойства необычных ядерных систем с избытком нейтронов (экзотических ядер). Известно 2000-3000 экспериментально-определенных нуклидов и предполагается порядка 5000-6500 ядерно-стабильные изотопы. Атомные ядра могут существовать только в ограниченной области значений A (массовый номер элемента) и Z (порядковый номер элемента) со временем жизни много больше характерного ядерного времени, равного времени прохождения нуклона через атомное ядро (10^{-22} с.), эти ядра можно рассматривать как стабильные. Соответственно долине стабильности у стабильных ядер отношение числа нейтронов N к числу протонов Z меняется от $N/Z=1,0$ (для ядер $A<40$) до $N/Z=1,6$ (для ядер $A<250$). Чем больше нуклонов добавляется к более массивным ядрам, тем больше становится среднее расстояния между нуклонами. Поэтому дальнедействующее кулоновское отталкивание становится более эффективным, чем близкодействующее ядерное притяжение. В таком случае к массивным ядрам энергетически выгодно добавлять нейтроны, чем протоны. Отдаление от долины стабильности приводит к уменьшению стабильности ядер. Такие менее стабильные массивные ядра переходят в устойчивое состояние путем радиоактивного распада, испуская бета-минус β^- для (нейтроноизбыточных) или бета-плюс β^+ (для протоноизбыточных) частицы. Для более массивных ядер возможен α -распад, и некоторые из них, стремясь к стабильности, самопроизвольно делятся [4; 70].

Ближе всего к границам стабильности удалось подойти в области нейтроноизбыточных легких ядер, и с помощью реакции фрагментации тяжелых ионов были получены ядерно-стабильные изотопы – бор-19 (^{19}B), углерод-22 (^{22}C), азот-23, фосфор-31 (^{31}P), оксид-24 (^{24}O) и т.д [4; 71].

Чтобы достичь границы нейтронной стабильности, необходимо синтезировать огромное число ядер, за исключением области самых легких ядер с $Z<10$, где уже