

P1-2022-62

М. Х. Аникина, В. А. Никитин, В. С. Рихвицкий

ПОИСК НОВОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ
В ИНТЕРВАЛЕ МАССЫ 2–100 МэВ

Аникина М. Х., Никитин В. А., Рихвицкий В. С.

P1-2022-62

Поиск новой заряженной частицы в интервале массы 2–100 МэВ

Предлагается закономерность распределения масс лептонов e , μ , τ , указывающая на возможность существования нового состояния («тяжелого» электрона) с массой ~ 8 МэВ. Для его поиска просмотрено ~ 55 тыс. стереофотографий с двухметровой пропановой пузырьковой камеры. Камера экспонирована в пучке протонов 10 ГэВ на синхрофазотроне ОИЯИ. Анализируются события конверсии γ -кванта в пару заряженных частиц. Найдены 47 аномальных событий, в которых одна частица пары останавливается в объеме камеры, имеет в конце пробега повышенную плотность трека и при идентификации обнаруживает массу ~ 8 МэВ. При этом среднее значение массы новой частицы составляет $(8,6 \pm 3,0)$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2022

Anikina M. Ch., Nikitin V. A., Rikhvitskiy V. S.

P1-2022-62

Search for New Charged Particle in Mass Interval 2–100 MeV

The regularity of the e , μ , τ lepton mass distribution is proposed, indicating the possibility of the existence of a new state (“heavy” electron) with a mass of ~ 8 MeV. To search for it, ~ 55 thousand stereo photos from the 2-m propane bubble chamber were scanned. The chamber is exposed in a 10-GeV proton beam at the JINR Synchrophasotron. The events of the γ -quantum conversion into a pair of charged particles are analyzed. 47 anomalous events were found in which one particle of the pair stops in the volume of the chamber, has an increased track density at the end of the range and, upon identification, detects a mass of ~ 8 MeV. The average value of the mass of the new particle is (8.6 ± 3.0) MeV.

The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2022

ВВЕДЕНИЕ

В теории электрослабых взаимодействий отсутствует запрет на существование частиц с массой, отличной от массы электрона, мюона и тауона. В период 1960–1972 гг. в разных лабораториях был выполнен поиск неизвестных заряженных частиц [1–6].

В работе [1] описывается эксперимент, проведенный с целью выяснения, генерируют ли γ -кванты частицы с массой от 6 до 25 электронных масс. Исследование выполнено на синхротроне ФИАН (Москва) на пучке γ с максимальной энергией 265 МэВ. Заряженные частицы образовывались в свинцовой мишени в реакции конверсии $\gamma \rightarrow l^- + l^+$. Импульс частиц определялся в магнитном спектрометре, где также измерялась их скорость по времени пролета между сцинтилляционными счетчиками. По измеренному импульсу и скорости вычислялась масса частицы. Искомые частицы не обнаружены. Например, для массы $m = 10m_e$ приводится результат: расчетное теоретическое значение сечения $\sigma_{\text{theor}} = 110$ мб, измеренная верхняя граница сечения составляет 4 мб. Аналогичный результат, но полученный по другой технике, приводится в работе [2]. Измерения выполнялись при энергии заряженных частиц 93 МэВ. Сообщается результат поиска: искомая масса $10m_e$, расчетное сечение $\sigma_{\text{theor}} = 40$ мб, измеренная верхняя граница сечения $\sigma_{\text{exp}} = 0,7$ мб. Работа [3] выполнена в Стэнфорде на линейном электронном ускорителе также на пучке тормозных фотонов. Магнитный спектрометр формировал пучок конверсионных заряженных частиц с импульсом $p = 300$ МэВ/с. Частицы из спектрометра направлялись в сцинтилляционный телескоп из 6 счетчиков, прослоенных свинцовыми пластинами. Мюоны имели пробег 154 г/см². В области пробега $L \geq 154$ г/см² могли появляться только частицы с массой меньше массы мюона. Измерение показало, что счет в области $L \geq 154$ г/см² на 2–3 порядка ниже, чем в области $L \leq 154$ г/см². Авторы делают вывод: эксперимент исключает существование частиц с массами в интервале 5–175 m_e и с сечением рождения, следующим из электромагнитной теории. Допустимая верхняя граница сечения рождения аномального лептона не указывается.

В работах [4–6] поиск выполнялся в области выше массы мюона. Результат также отрицательный.

1. ЗАКОНОМЕРНОСТЬ СПЕКТРА МАССЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ

Неоднократно отмечалось, что спектр массы фундаментальных фермионов (кварков и лептонов) занимает диапазон ~ 14 порядков величины и не обнаруживает определенной закономерности. Однако для тройки за-

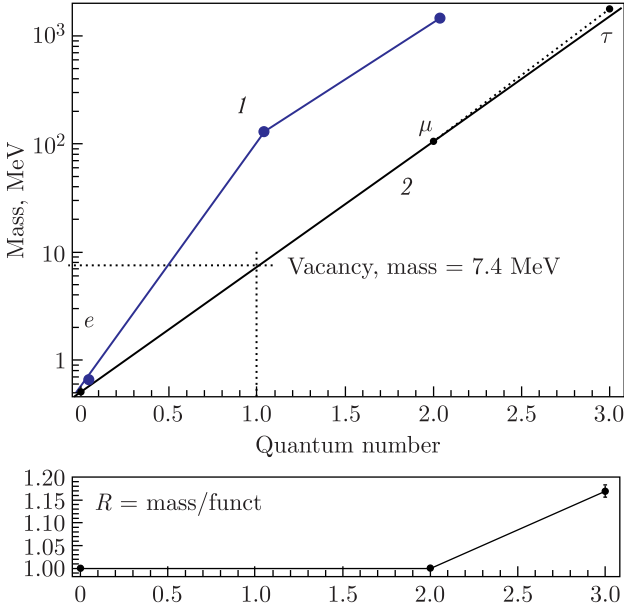


Рис. 1. Спектр масс лептонов e , μ , τ : 1 — график функции (1), $n = 0, 1, 2$; 2 — график функции (1), $n = 0, 2, 3$

ряженных лептонов e , μ , τ мы предлагаем использовать закономерность

$$m(n) = C \cdot \exp(n \cdot b), \quad (1)$$

где $m(n)$ — массы лептонов с номером n . *Вариант 1.* Целым числам n присваиваем значения 0, 1, 2, соответствующие лептонам e , μ , τ . *Вариант 2.* Целым числам n присваиваем значения 0, 2, 3. В этом случае закономерность (1) — прямая линия в логарифмическом масштабе — выполняется с точностью 15%. Графики функции $m(n)$ показаны на рис. 1. В массовом распределении имеется вакансия при $n = 1$. Масса неизвестной (гипотетической) частицы составляет $m_{\text{vacancy}} = 7,35$ МэВ. (Здесь и ниже принимаем скорость света $c = 1$.) Для варианта 1, как явствует из рис. 1, функция (1) не подходит. Требуется добавить квадратичный член в аргумент функции. Согласно принципу простоты (Оккама) мы предпочитаем далее работать с вариантом 2.

2. ПОИСК НОВОЙ ЧАСТИЦЫ

Таким образом, массовое распределение частиц e , μ , τ указывает на возможное существование нового (аномального) состояния. Это может быть новый (четвертый) лептон, но он не может быть связан с новым (четвертым) нейтрино, так как количество (ароматов) нейтрино установлено с высокой достоверностью: $2,98 \pm 0,006$ [8].

Поиск новой частицы выполнен на фотоматериале двухметровой пропановой пузырьковой камеры. В 1960-е гг. камера была облучена на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ протонами с энергией 10 ГэВ. Размер области пузырьковой камеры, доступный наблюдению в стереолупу и на просмотрном столе, составляет $105 \times 60 \times 40$ см. Камера находится в магнитном поле напряженностью $B \approx 1,5$ Тл. Плотность жидкого пропана $0,43$ г/см³. Радиационная длина пропана $\lambda_{\text{rad}} = 104$ см. Пучковый протон взаимодействует с нуклонами молекулы пропана. В результате реализуется множественное рождение частиц. В основном это нуклоны и пионы. Нейтральные пионы распадаются на γ -кванты, которые конвертируют в пропане пару заряженных частиц. В основном это пары e^+ , e^- . При просмотре фотоматериала отбираются события рождения пар частиц γ -квантами: $\gamma \rightarrow l^- + l^+$, в которых хотя бы одна частица останавливается в просматриваемом объеме и имеет повышенную оптическую плотность (почернение) вблизи последней видимой точки. На рис. 2–5 показаны четыре таких типичных события. Трек частицы вблизи последней точки обнаруживает видимую

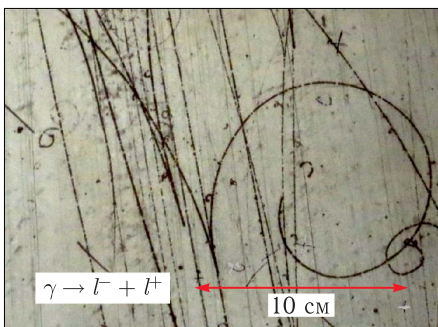


Рис. 2. Положительная частица

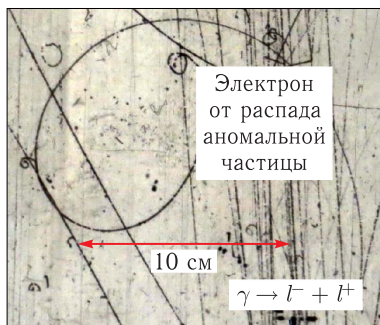


Рис. 3. Отрицательная частица с распадом

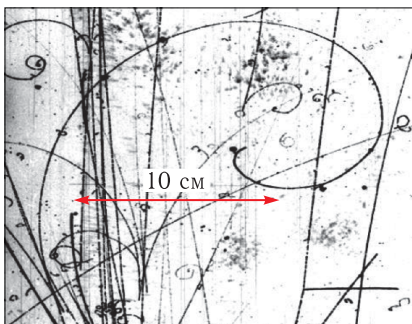


Рис. 4. Положительная частица

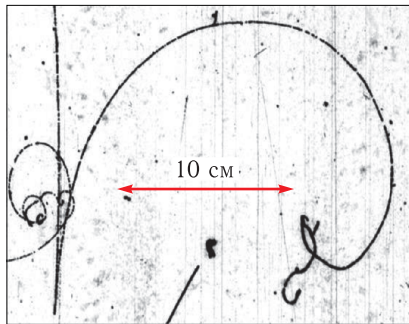


Рис. 5. Положительная частица с распадом

повышенную плотность, что свидетельствует об увеличении ионизации частицы в конце пробега.

Трек медленной частицы оцифровывается на трех фотоснимках. На нем измеряются координаты ~ 40 точек. Траектория восстанавливается в трехмерном пространстве [7]. Она делится на несколько интервалов. Длина интервала задается числом измеренных на нем точек. Это может быть 5, 7 или 9 точек. На каждом интервале кривизна траектории вычисляется по трем точкам многократно при всевозможных комбинациях троек точек. Полученный набор радиусов кривизны аппроксимируется полиномом. В результате в каждой точке вычисляется радиус кривизны $R_{\text{exp}}(l)$ в плоскости, нормальной к вектору магнитного поля (плоскости камеры). Здесь l — остаточный пробег — расстояние от конца трека до данной точки в трехмерном пространстве. На рис. 6 приведены данные для типичного трека. Как видим, измеренный радиус кривизны траектории испытывает значительные флуктуации из-за рассеяния частицы на пропане. Поэтому для вычисления импульса используется полуэмпирическая функция $R(l)$ (сплошная красная линия на рис. 6, в), аппроксимирующая экспериментальные данные $R_{\text{exp}}(l)$. Кроме того, для увеличения точности определения радиуса варьируется число точек на интервале (5, 7 или 9).

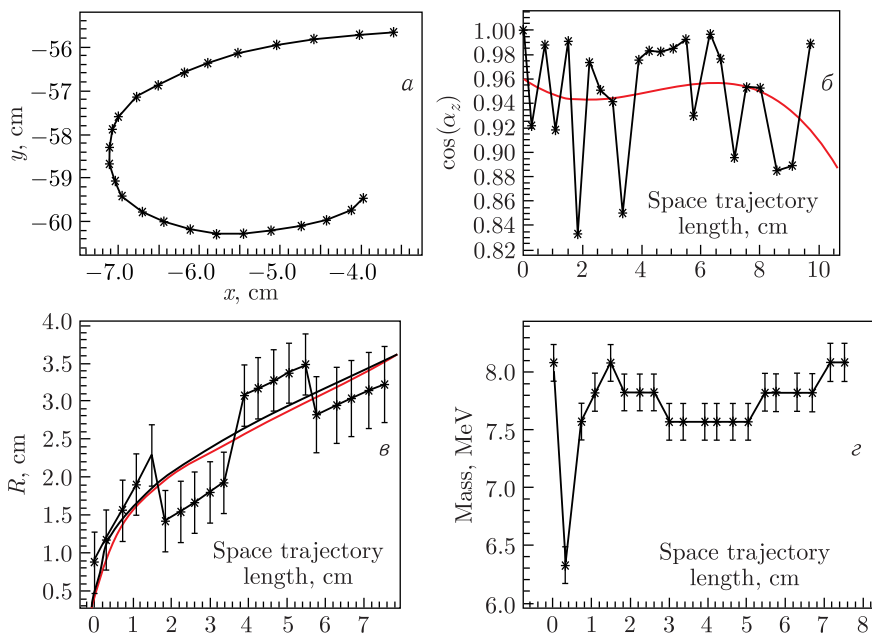


Рис. 6. Характеристики аномальной отрицательной частицы (масса частицы $(7,7 \pm 0,2)$ МэВ, длина траектории 27 см): а) траектория частицы; б) косинус глубинного угла $\cos(\alpha_z)$; в) радиус кривизны траектории; г) масса частицы, вычисленная в каждой точке траектории

Если на рис. 6, в видна выпадающая из средней закономерности группа точек (что говорит об искажении траектории из-за рассеяния), то этой группе приписываются увеличенные ошибки и счет повторяется. Модуль импульса частицы вычисляется по формуле $p = k \cdot B \cdot R(l) / \cos(\alpha)$, где α — угол между вектором, касательным к треку, и плоскостью камеры (глубинный угол), B — вертикальная проекция магнитного поля в пределах измеренного участка трека (B — кГс, R — см, $k = 0,3$). Масса частицы m вычисляется в каждой точке траектории путем решения уравнения

$$T = \sqrt{p^2 + m^2} - m. \quad (2)$$

Здесь T — кинетическая энергия, определяемая по пробегу l :

$$l(T, m) = c1 \frac{T^2}{Tc^2 + m}. \quad (3)$$

Полуэмпирическая функция (3) выводится путем интегрирования функции ионизационных потерь $dT/dl(l)$. Параметр $c1$ определяется известной величиной минимального значения ионизации: $c1 \approx (1,15 + 0,006m) = 1/(dT/dl)_{\min}$. В такой форме формула (3) применима для анализа частиц с массами от электрона до пиона. Параметр $c2 = 1,08$ приблизительно учитывает релятивистский рост ионизации с ростом энергии (пробега) частицы.

Характеристики аномальной отрицательной частицы приведены на рис. 6. Масса частицы определена как средневзвешенное значение вдоль траектории на рис. 6, з. Систематическая ошибка следует из вариации величины $m(l)$ вдоль трека частицы. Обычно она варьируется в пределах 1,5–2,5 МэВ. Для каждой частицы получается несколько оценок массы при разных наборах точек. Окончательно масса вычисляется как среднеарифметическое значение из всех оценок.

Алгоритм определения массы частиц проверяется на событиях электронов, дельта-электронов, позитронов, мюонов и моделированных событи-

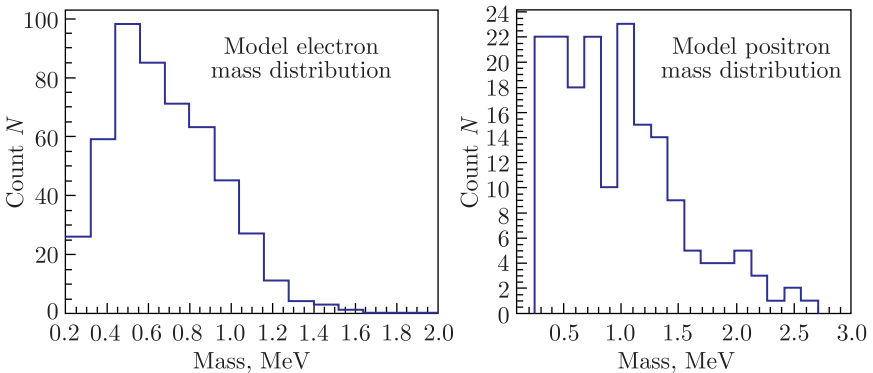


Рис. 7. Спектры масс электронов и позитронов, моделированные программой Geant-4

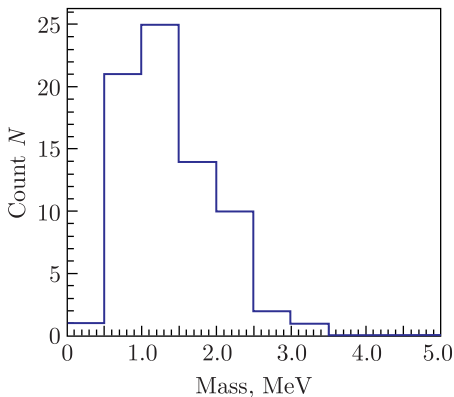


Рис. 8. Спектр массы измеренных электронов и позитронов

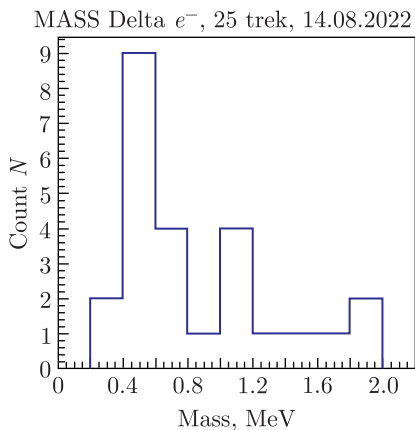


Рис. 9. Спектр массы измеренных дельта-электронов

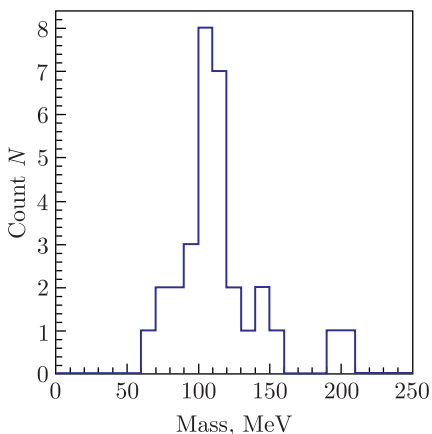


Рис. 10. Спектр массы измеренных мюонов

ях электронов и позитронов. Массы этих контрольных частиц хорошо известны (рис. 7–10). Электроны и мюоны легко идентифицируются визуально: траектории электрона и позитрона на всей длине обнаруживают минимальную ионизацию, а на конце, как правило, имеют петли, мюон визуально находится по распаду на электрон. Позитрон, распространяясь в пропане, может аннигилировать на электроне. В этом случае его видимая траектория в результате аннигиляции укорочена. Вычисленная масса позитрона в таком событии оказывается завышенной. И это приводит к опасной систематической погрешности в определении массы искомой частицы.

Электрон тоже может сократить длину траектории за счет эмиссии тормозных фотонов. В спектре массы электронов и позитронов наблюдается избыток событий в области 1–2 МэВ (хвост вправо). Очевидно, это связано с отмеченными выше потерями энергии, аннигиляцией или большим многократным рассеянием легких частиц на пропане, а существующий алгоритм определения массы некорректно обрабатывает малый конечный участок траектории с большой и варибельной кривизной.

В некоторых случаях в конце трека наблюдается электрон или позитрон, что свидетельствует о распаде аномальной частицы. Энергия электрона в событии рис. 3 составляет $\sim 1,5$ МэВ. Время чувствительности камеры ~ 10 мс. Часть аномальных частиц успевает распасться за это время. Это

позволяет дать оценку времени жизни аномальной частицы: $\sim 10\text{--}30$ мс. С учетом того, что масса частицы ~ 8 МэВ, наблюдаемый канал распада свидетельствует о наличии одной или нескольких нейтральных частиц среди продуктов распада.

3. КРИТЕРИИ ОТБОРА АНОМАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Просмотрено ~ 55 тыс. стереофотографий. Отбирались события рождения пар частиц γ -квантами: $\gamma \rightarrow l + l$, в которых хотя бы одна частица останавливалась в просматриваемом объеме. При этом она имела кривизну, большую, чем у мюона или пиона, и меньшую, чем у электрона.

Далее к остановившимся частицам предьявлялся ряд критериев отбора. Интерес представляли частицы с массой ~ 8 МэВ. У таких частиц ионизация возрастает в $\sim 1,5\text{--}1,7$ раза в конце пробега на расстоянии 2–3 см и менее от точки остановки. Для сравнения: у электрона такой рост ионизации наблюдается на расстоянии от точки остановки 2 мм и менее, т. е. электрон остается частицей с минимальной ионизацией (МИЧ) практически на всей видимой траектории. Отбирались треки, у которых на конце исчезли просветы, пузырьки слились вместе. Причиной этого могла быть повышенная ионизация частицы. Другая причина — положение трека в разных условиях освещенности на разных проекциях. Это учитывалось при просмотре. На каждом участке трека измерялся глубинный угол траектории, т. е. угол между касательной к треку и плоскостью камеры (верхнее стекло камеры). Большой глубинный угол также увеличивает видимую плотность трека. Отбирались треки с углом менее 40° . Поэтому мы полагаем, что геометрический фактор увеличения видимой ионизации не приводит к значительной систематической погрешности при отборе искомых частиц по критерию ионизации.

Имеется метод количественного определения величины ионизации. Он заключается в следующем. Оцифрованные стереопроекции дают доступ к отдельным пикселям изображений. Поэтому можно оперировать с прозрачностью отдельного пиксела. Прозрачность характеризуется числом в диапазоне 0–255. Появляется возможность определить почернение трека в его каждом малом интервале. Почернение вычисляется на фотопроекции, где траектория трека свободна от фона. Почернение характеризует ионизацию частицы [7, 8]. Характерное поведение почернения вдоль траектории аномальной частицы показано на рис. 11. Представлена расчетная функция ионизации. Эта процедура демонстрирует принципиальную возможность измерения ионизации частиц на снимках пузырьковых камер. Однако она трудоемка и часто затруднена большим фоном (наложениями) треков посторонних частиц. Поэтому в данной работе мы ограничиваемся качественной (визуальной) оценкой степени ионизации. На конечном участке пробега частицы пузырьки сливаются, их счет невозможен, а след становится черным. Но этого качественного критерия достаточно, чтобы отличить искомую тяжелую частицу от МИЧ. Препятствием для такого анализа может оказаться зависимость степени почернения трека от его

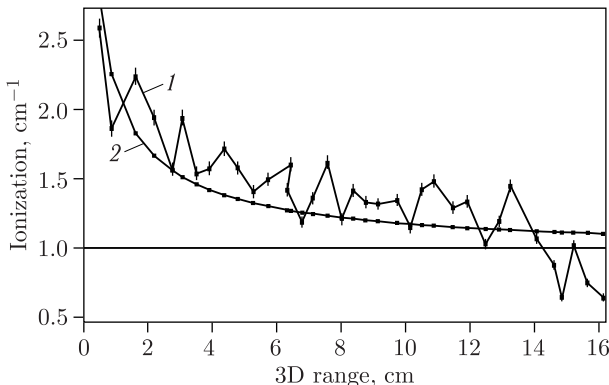


Рис. 11. 1 — Ионизация частицы с измеренной массой 7,5 МэВ и малым глубинным углом; 2 — расчет относительных ионизационных потерь энергии для частицы с массой 8 МэВ. Вертикальная координата начала и конца траектории $Z = 8-17$ см

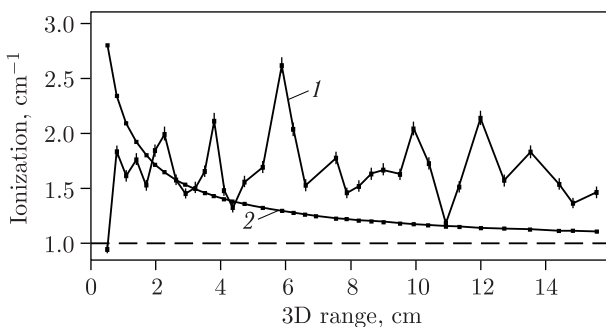


Рис. 12. 1 — Измеренное значение ионизации МИЧ, входящей в стекло; 2 — расчетное значение ионизации частицы с массой 8 МэВ. Вертикальная координата начала и конца траектории $Z = 0-7$ см

положения по вертикальной координате z . Для решения этого вопроса измерено почернение нескольких релятивистских треков, лежащих на разной глубине.

Заметной зависимости почернения от вертикальной координаты в интервале $z < 23$ см не обнаружено. На рис. 12 показано, что МИЧ, уходящая в верхнее стекло камеры, не обнаруживает роста почернения на своей траектории. Это оправдывает возможность включать в статистику кандидатов в аномалоны частиц с повышенной ионизацией и уходящих в стекло.

Повышенное почернение трека говорит о близости точки останова. Для определения массы частицы используется кривизна траектории и длина пробега. Ушедшие в стекло треки с повышенным почернением около последней точки позволяют оценить пробег с малой погрешностью. Для проверки этого предположения исследованы 25 треков, остановившихся

в камере. Массы соответствующих частиц измерены в двух вариантах: на полной видимой траектории и на траектории с обрезанным концом. Длина обрезанного конца составляет 2–4 см. Показано, что масса при обрезании конца превышает правильную массу на 0,5–3 МэВ, что попадает в предел статистических и систематических ошибок. И только при обрезании 10 см масса превышает правильную на 4 МэВ. Этот тест оправдывает включение треков с остановкой в стекле в статистику искомых событий.

4. ПРИРОДА АНОМАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

Как отмечено выше, количество типов (ароматов) нейтрино установлено с большой достоверностью путем измерения ширины распада бозона электрослабого взаимодействия Z_0 : $n = 2,982 \pm 0,013$ [8]. Следовательно, частица, обсуждаемая в данной работе, не связана с новым (четвертым) нейтрино. На рис. 13 показаны примеры событий, в которых обе частицы пары остановились в камере. Одна из частиц — это e^- или e^+ . Мы предполагаем, что пара конвертирована γ -квантом, ароматическое число которого 0. Следовательно, частица L имеет ароматическое число электрона (с обратным знаком). В остальном природа частицы L неизвестна.

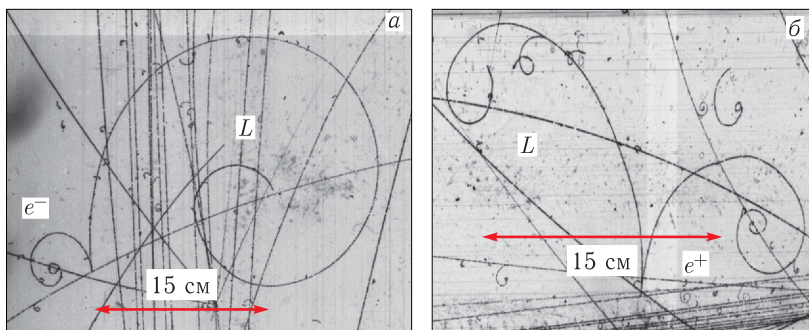


Рис. 13. События, где обе частицы остановились в камере

5. СПЕКТР МАССЫ АНОМАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Обнаружено 47 событий, в которых остановившиеся частицы удовлетворяют следующим правилам отбора (признаки аномальной частицы):

а) на конце трека (3–4 см от последней видимой точки или точки остановки) частица проявляет повышенную ионизацию, т. е. пузырьки сливаются в сплошную линию (см. рис. 2–5);

б) глубинный угол траектории не превышает 40° и остается постоянным на полной длине траектории 10–20 см;

в) радиус кривизны на конечном участке траектории заметно больше, чем у останавливающегося электрона.

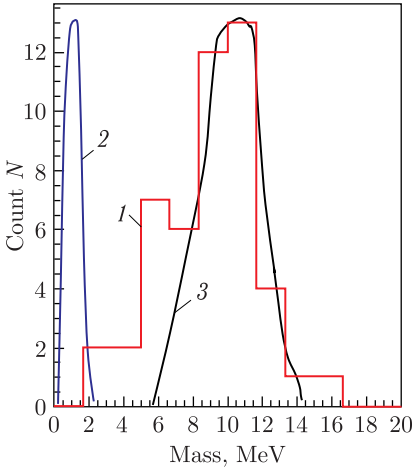


Рис. 14. 1 — спектр массы частиц, отобранных по критериям «аномальные частицы»; 2 — копия спектра массы электронов и позитронов (рис. 7, 8); 3 — копия спектра массы моделированных аномальных частиц (рис. 15)

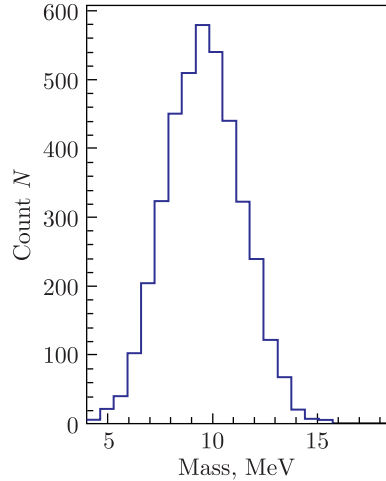


Рис. 15. Спектр массы моделированных аномальных частиц

Спектр массы частиц, отобранных по критериям «аномальные частицы», приведен на рис. 14 (1).

Следует отметить, что правила отбора а) и в) являются качественными.

Спектр массы на рис. 14 (1) может содержать некоторое количество фоновых частиц. Это могут быть позитроны, аннигилировавшие на электронах среды. Они имеют сокращенную длину видимой траектории и при вычислении выдают завышенную массу. Такая частица должна еще рассеяться близко к концу и за счет повышенного глубинного угла обнаружить увеличенное почернение. Но критерий постоянства глубинного угла дискриминирует такие треки. Поэтому есть надежда, что фон в нашем конечном результате (распределении на рис. 14 (1)) пренебрежимо мал.

Среднее значение массы частицы, представленной распределением на рис. 14 (1), составляет $(8,6 \pm 3,0)$ МэВ.

6. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

Сделаем оценку важной величины — сечения рождения аномальной частицы в реакции $\gamma \rightarrow l^+ + l^-$ на нуклонах молекулы пропана (C_3H_8). Мы можем оценить только нижнее значение сечения, так как видим только те частицы, которые остановились в камере. Число нуклонов на длине камеры $N_N = 2,6 \cdot 10^{24}$ см⁻². Число первичных протонов, попавших в камеру на всем просмотренном фотоматериале, $I = 5,5 \cdot 10^5$. Число идентифицированных аномальных частиц $N_{\text{apart}} = 47$ в интервале импульса 20–120 МэВ/с.

Эффективность регистрации аномальной частицы оцениваем, принимая три параметра: глубинный угол траектории частицы $\alpha \leq 40^\circ$, среднюю длину траектории фотона в камере $L_\gamma = 60$ см, радиационную длину пропана $L_{\text{rad}} = 104$ см. Получаем оценку эффективности регистрации аномалона $f = (2 \cdot \theta/\pi)(1 - \exp(-L_\gamma/L_{\text{rad}})) = 0,4 \cdot 0,42 = 0,17$. Искомую нижнюю границу сечения σ_{alpart} вычисляем, используя формулу $N_{\text{alpart}} = I \cdot N_N \times \times f \cdot \sigma_{\text{alpart}}$. Результат: $\sigma_{\text{alpart}} = (0,19 \pm 0,03)$ мб. Эта величина лежит ниже ранее опубликованных значений верхней границы сечения рождения аномальной частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В стандартной модели частиц отсутствует запрет на существование лептонов с массой, отличной от массы электрона, мюона и тауона. В данной работе выполнен поиск частицы с массой в интервале 2–100 МэВ на фотоматериале двухметровой пропановой пузырьковой камеры. В 1960-е гг. камера была облучена на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ протонами с энергией 10 ГэВ. Для решения поставленной задачи просмотрено ~ 55 тыс. стереофотографий. Отобранные фотоснимки переведены в цифровой формат путем сканирования. Усовершенствована программа получения пространственных координат точек на траектории частицы. Написаны программы для измерения на компьютере траекторий и ионизации частиц и программа вычисления массы остановившихся частиц с использованием кривизны и пробега в каждой точке траектории. Выполнено моделирование программой GEANT-4 распространения в пропане электронов, позитронов, мюонов и аномальных частиц.

Анализируются события конверсии γ -кванта в пару заряженных частиц. Найдено 47 аномальных событий, в которых одна компонента пары останавливается в объеме камеры и при идентификации обнаруживает массу ~ 8 МэВ. Среднее значение массы новой частицы составляет $(8,6 \pm 3,0)$ МэВ. Камера позволяет наблюдать искомые частицы в интервале импульса 20–120 МэВ/с. Часть остановившихся в пропане частиц на фотоснимке обнаруживают распад на электрон или позитрон. Время жизни новых частиц должно быть сравнимо с временем чувствительности пузырьковой камеры, т. е. около 10–30 мс. Определена нижняя граница эффективного сечения образования аномальной частицы в протон-нуклонных взаимодействиях. Она составляет $(0,19 \pm 0,03)$ мб. Эта величина лежит ниже ранее опубликованных значений верхней границы сечения рождения аномальной частицы.

Таким образом, данное исследование указывает на существование ранее неизвестной частицы.

Авторы благодарны А. А. Балдину и А. Ю. Трояну за предоставленную возможность работать с фотоматериалом пропановой камеры, А. В. Белобродову — за организацию и ведение базы данных оцифрованных пленок, А. В. Беляеву — за содействие и помощь в работе, за анализ оцифрованных изображений искомых событий и восстановление пространственных

координат точек на треке частицы. А. В. Беляев также создал программу измерения почернения треков. Авторы признательны П. В. Номоконову и Ю. П. Петухову за выполнение моделирования процессов распространения частиц в пропане с помощью программы GEANT-4. Лаборанты Асмик Григорян, Елена Дмитриева и Татьяна Борисова просмотрели большой объем фотоматериала, отбирая искомые события. Они также выполнили сканирование отобранных в просмотре кадров, за что авторы им весьма признательны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов А. С. и др. Поиск частиц с массами от 6 до 25 электронных масс // ЖЭТФ. 1959. Т. 37, вып. 6(12). С. 1613.
2. Gorbunov A. N. et al. On the Existence of Particles of Mass $2-25m_e$ // Sov. Phys. JETP. 1960. V. 11, No. 1. P. 51.
3. Coward D. H. et al. Search for Charged Particles with Rest Mass between That of the Electron and Muon // Phys. Rev. 1963. V. 131, No. 4. P. 1783.
4. Barna A. et al. Search for New Particles Produced by High-Energy Photons // Phys. Rev. 1968. V. 173, No. 5.
5. Головкин С. В. и др. Поиск тяжелых квазистабильных лептонов, образующихся в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Препринт ИФВЭ СЭФ 72-58. Серпухов, 1972.
6. Бушин Ю. Б. и др. Поиск тяжелых квазистабильных лептонов. Препринт ИФВЭ СЭФ 72-116. Серпухов, 1972.
7. Балдин А. А., Беляев А. В. и др. Измерительный комплекс VGF — VisualGeoFit (в печати).
8. Hagiwara K. et al. Particle Data Group // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 010001(R).

Получено 22 декабря 2022 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 9.02.2023.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 0,9. Уч.-изд. л. 1,3. Тираж 115 экз. Заказ № 60604.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/