

ЗАХВАТ μ -МЕЗОНОВ ЯДРАМИ И СТРОЕНИЕ ВНУТРИЯДЕРНЫХ НУКЛЕОННЫХ ОБОЛОЧЕК

В ряде опытов, выполненных в 1947—1948 гг. 1, было подробно исследовано поведение медленных μ -мезонов космического излучения, попадающих в поглотители с различным атомным номером и тормозящихся в них. Эти опыты, в принципе, заключались в следующем: выделенный с помощью магнитного поля пучок положительно или отрицательно заряженных μ -мезонов попадал в поглотитель Π (рис. 1), пройдя предварительно через счётчики M . Нижний ряд счётчиков P регистрировал электроны, возникающие в поглотителе Π при распаде μ -мезонов. Измеряя, для большого числа случаев, интервалы времени между попаданием в поглотитель μ -мезона (срабатывание счётчика M) и вылетом из него распадной частицы (срабатывание счётчика P), можно было определить среднее время жизни τ_+ - или τ_- -мезонов в поглотителях с различным Z . Такие опыты показали, что среднее время жизни τ_+ положительно заряженных μ^+ -мезонов не зависит от атомного номера поглотителя и равно $\tau_+ = 2,2$ мксек.

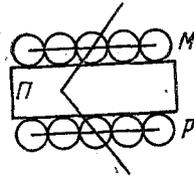


Рис. 1.

Этот результат был совершенно понятен, так как медленные μ^+ -мезоны, отталкивающиеся кулоновским полем ядер, не могут подойти к ним на расстоянии, где начинают действовать ядерные силы, и диффундируют в веществе, пока не распадутся. Отсюда следует, что среднее время жизни $\tau_+ = 2,2 \text{ мксек}$ равно среднему времени жизни положительно или отрицательно заряженных мезонов в пустоте, где на них не действуют ядерные силы. Для отрицательно заряженных μ^- -мезонов был получен неожиданный результат: измерения среднего времени жизни этих частиц показали, что τ_- сравнимо с τ_+ хотя и меньше его, и быстро уменьшается с увеличением Z . Прежде чем объяснить неожиданность этого результата, заметим, что μ^- -мезон, затормозившийся в поглотителе, может исчезнуть по двум причинам: 1) он может распасться и 2) он может быть захвачен ядром. Вероятность распада равна $1/\tau_+$; вероятность захвата обозначим через Λ . Тогда полная вероятность исчезновения μ^- -мезона в поглотителе будет равна:

$$\frac{1}{\tau_-} = \Lambda + \frac{1}{\tau_+}, \quad (1)$$

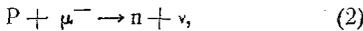
где τ_- — среднее время жизни отрицательно заряженного мезона, измеряемое в опытах, подобных изображенному на рис. 1. Если бы μ -мезоны сильно взаимодействовали с ядрами, то вероятность захвата Λ , в согласии с любым вариантом мезонной теории, должна была бы быть неизмеримо

большой по сравнению с $\frac{\Lambda}{\tau_+}$, и при поглощении μ^- -мезонов электроны

распада вообще не возникали бы: все μ^- -мезоны в течение чрезвычайно короткого времени ($< 10^{-20}$ сек.) поглощались бы ядром, и такое время жизни, разумеется, вообще не могло бы быть измерено в опыте, изображенном на рис. 1. Из того факта, что τ_- , измеренное для веществ с $Z \leq 16$, оказалось сравнимым с τ_+ , следовал неожиданный для 1947—1948 гг. вывод о том, что вероятность захвата μ^- -мезонов ядрами мала и сравнима с вероятностью распада $1/\tau_+$. Это означало, что медленные μ -мезоны очень слабо взаимодействуют с ядрами. Как известно, этот вывод был подтвержден открытием π -мезонов. Оказалось, что именно эти частицы сильно взаимодействуют с ядрами, а μ -мезоны являются вторичными по отношению к π -мезонам и возникают при их распаде.

Измерения, произведенные в течение 1947—1948 гг. для веществ с малым Z ($4 \leq Z \leq 16$) показали, что при $Z \sim 10$ вероятность захвата μ^- -мезона приблизительно равна вероятности его распада. Поэтому (см. формулу (1)) среднее время жизни отрицательно заряженного мезона, поглощенного в веществе с $Z \sim 10$, равно не $2,2 \text{ мксек}$, а близко к 1 мксек . При увеличении Z вероятность захвата Λ быстро возрастает пропорционально четвертой степени Z . Такая зависимость Λ от Z , подтвержденная также и теоретическими расчетами², легко может быть качественно понята из следующих соображений. μ^- -мезон до захвата ядром обычно находится около ядра на своей K -орбите. Поэтому вероятность захвата обратно пропорциональна объему, ограниченному K -орбитой. Это даёт пропорциональность Z^3 , так как радиус орбиты пропорционален $1/Z$, а объём — $1/Z^3$. Кроме того, вероятность захвата пропорциональна числу протонов в ядре Z , которые могут захватить μ^- -мезон, находящийся на K -орбите, и таким образом получается, что $\Lambda \sim Z^4$. Столь резкая зависимость Λ от Z приводит к тому, что у μ^- -мезонов, за-

тормозившихся в сере ($Z = 16$), среднее время жизни оказывается равным приблизительно $0,5 \text{ мк сек}$, т. е. близко к тому пределу, который вообще может быть измерен с помощью счётчиков Гейгера. При дальнейшем увеличении Z среднее время жизни τ_{-} становится настолько малым, что для его измерения необходимы счётчики, позволяющие осуществлять измерения в миллимикросекундной области времён. Как известно, таким требованиям удовлетворяют сцинтилляционные счётчики из некоторых органических веществ, обладающие весьма малым временем высвечивания порядка $10^{-8} - 10^{-9}$ сек. Реферируемая работа ³ и посвящена измерению вероятности захвата медленных μ^{-} -мезонов в веществах с большим Z , произведённому с помощью сцинтилляционных счётчиков. Применение таких счётчиков для исследования космического излучения ещё недавно было ограничено невозможностью получить прозрачные кристаллы сцинтиллирующих веществ с достаточно большой поверхностью и объёмом, необходимыми для исследования редких явлений космического излучения. Для рассматриваемых опытов были использованы жидкие сцинтилляционные счётчики (раствор терфенила в толуене $3,5 \text{ г}$ на литр), обладающие большой прозрачностью для своего излучения флуоресценции. Поверхность и объём таких счётчиков могут быть сделаны поэтому достаточно большими, а так как время высвечивания этих счётчиков близко к $3 \cdot 10^{-9}$ сек., то с их помощью оказывается вполне возможным измерять средние времена жизни порядка десятков миллимикросекунд. Прежде чем рассмотреть схему производившихся опытов, напомним, что μ^{-} -мезон, поглотившийся в веществе, может быть обнаружен по двум признакам: по возникновению электрона распада и по нейтронам, возникающим при его захвате ядром. Так как μ^{-} -мезоны слабо взаимодействуют с ядрами, их проникновение в ядро не приводит, как известно, к образованию заметных звёзд, характерных для поглощения ядром π^{-} -мезона. Большая часть энергии возбуждения (100 Мэв), вносимой в ядро μ^{-} -мезоном, уносится нейтрино, а на долю ядра при этом остаётся небольшая часть энергии, около 15 Мэв , которая в случае тяжёлых ядер с большим кулоновским барьером недостаточна для испускания из ядра протона. Поэтому захват отрицательно заряженного μ^{-} -мезона ядром приводит в большинстве случаев к вылету нейтрона. Сам процесс взаимодействия между μ^{-} -мезоном, попавшим в ядро, и внутриядерным протоном описывается схемой



где ν — нейтрино, а p — нейтрон.

Из сказанного следует, что захват μ -мезона ядром может быть обнаружен по вылету из ядра нейтрона. Именно этот способ детектирования поглощения μ^{-} -мезонов был использован в реферируемой работе. Его преимущества перед методом регистрации электронов распада очевидны: при больших Z , когда вероятность захвата Λ значительно больше вероятности распада $1/\tau_{+}$, большая часть μ^{-} -мезонов захватывается, а не распадается и поэтому измерение Λ может быть произведено со значительно большей статистической точностью по нейтронам, возникающим при захвате, чем по электронам распада. Схема произведённых опытов приведена на рис. 2. Здесь T — поглотитель, служивший для торможения медленных μ -мезонов, S_1 и S_2 — сцинтилляционные счётчики. Счётчик S_1 имел размеры $30 \times 30 \times 2,5 \text{ см}^3$, счётчик S_2 — $30 \times 7,5 \times 7,5 \text{ см}^3$. Счётчик

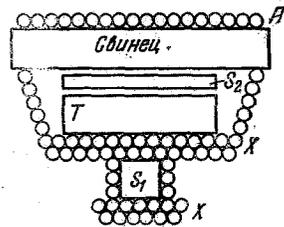


Рис. 2.

S_1 регистрировал попадание в поглотитель медленного мезона. Для регистрации вышедших из поглотителя T нейтронов захвата служил второй сцинтилляционный счётчик S_2 . Радиотехническая схема, соединённая с этой системой счётчиков, состояла из двух частей. Первая часть схемы выделяла с достаточно большим разрешающим временем совпадения, вызывавшиеся исследуемым явлением: такими совпадениями служили совпадения разрядов в гейгеровских счётчиках A и обоих сцинтилляционных счётчиков $S_1 S_2$, не сопровождавшиеся разрядом в счётчиках антисовпадений (ряд X). Очевидно, что такие случаи соответствовали попаданию в поглотитель медленного мезона и вылету из него неионизирующей частицы, не вызвавшей срабатывания счётчиков антисовпадений X . Вторая часть схемы была предназначена для измерения интервалов времени между срабатыванием счётчиков S_1 и S_2 в случаях, выделенных первой частью схемы. Измерения интервала времени производились с помощью схемы, известной под названием «хронотрона». Измерения в этой схеме принцип измерения времени между появлением двух импульсов заключается в том, что импульсы от счётчиков S_1 и S_2 поступают на начало и конец задерживающей линии, которой обычно служит высокочастотный кабель. Если

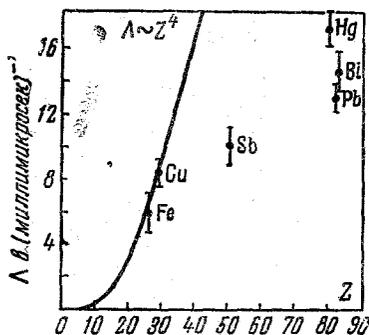


Рис. 3.

импульсы от S_1 и S_2 возникли одновременно, они встретятся посередине кабеля. В остальных случаях сложение импульсов произойдет в точке кабеля, расположенной ближе к тому концу, куда был введен запоздавший импульс. Размещая вдоль кабеля достаточное число нелинейных приёмников импульсов, чувствующих сложенные импульсы $S_1 + S_2$ и нечувствительных к одиночным импульсам S_1 или S_2 , можно осуществить измерение времени $\tau_{\text{с}}$ с точностью, определяемой отношением времени прохождения импульса по кабелю к числу размещённых вдоль кабеля приёмников импульсов. Не вдаваясь в детали этого метода, заслуживающего специального рассмотрения, приведём окончательные результаты измерений. Авторами были получены кривые распада и измерено время жизни $\tau_{\text{с}}$ мезонов в шести элементах: Fe, Cu, Sb, Hg, Pb и Bi. Соответствующие значения $\tau_{\text{с}}$ равны 163 ± 27 ; 116 ± 9 ; 99 ± 11 ; 58 ± 4 ; 76 ± 4 и 68 ± 5 миллимикросекунд. Зная величину $\tau_{\text{с}}$, можно по (1) вычислить вероятность захвата Λ . Соответствующие значения Λ приведены на рис. 3, по оси абсцисс которого отложен заряд ядра элемента Z , а по оси ординат — вероятность захвата Λ . Кривая соответствует теоретической зависимости $\Lambda = Z^4$. Мы видим, что в случае веществ с небольшим Z (Fe, Cu) величина Λ находится в согласии с предсказаниями теории. Заметим, что значения Λ для элементов с $Z \leq 16$, измеренные в работах², также хорошо ложатся на эту кривую. В случае элементов с большим Z наблюдается резкое расхождение с законом $\Lambda \sim Z^4$. В объяснении этого расхождения и заключается основной интерес рассматриваемой работы. В основе вычислений², которые привели к закону $\Lambda \sim Z^4$, лежат простейшие гипотезы о строении ядра: предполагалось, что нуклоны в ядре образуют фермиевский газ, и что число протонов в ядре равно числу нейтронов. Это приближение оказалось достаточным для лёгких ядер. Наблюдаемое при больших Z отступление от закона $\Lambda \sim Z^4$ объясняется тем, что при выводе этого закона не учтён сложный характер ядра, нуклоны которого образуют

как известно, замкнутые оболочки. Вычисления, учитывающие избыток нейтронов в тяжёлых ядрах, и влияние наличия замкнутых нуклеонных оболочек на поглощение μ^- -мезонов произведено в работе⁴. Эти расчёты показали, что вероятность захвата в случае тяжёлых ядер действительно должна быть значительно меньше, чем это следует из закона $\Lambda \sim Z^4$. Рассматривая рис. 3, мы видим, что Λ для ртути ($Z = 80$) значительно больше, чем для свинца ($Z = 82$). Этот результат, полученный с большой статистической точностью, кажется непонятным, но он находит полное объяснение с точки зрения теории нуклеонных оболочек. Действительно, оболочки в Hg имеют менее законченное строение, чем оболочки в Pb, и большее значение Λ для Hg отражает тот факт, что в ядре Hg имеются дополнительные, по сравнению со свинцом, конечные состояния для нейтрона, возникающего в результате реакции (2). Таким образом, из рассмотренных работ следует, что исследование вероятностей поглощения медленных μ^- -мезонов различными ядрами является новым способом анализа строения внутриядерных нуклеонных оболочек. Интересно отметить, что μ^- -мезоны, именно в силу своего слабого взаимодействия с ядром, являются достаточно «деликатным» агентом, который позволяет, может быть, получить новые данные о внутриядерных оболочках.

А. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Conversi, Pancini, Piccioni, Phys. Rev., 71, 209 (1947); Ticho, Phys. Rev., 74, 1337 (1948).
2. Wheeler, Rev. Mod. Phys., 21, 133 (1949).
3. Keuffel, Harrison и др., Phys. Rev., 87, 942 (1952).
4. Kennedy, Phys. Rev., 87, 953 (1952).

О ПРИСУТСТВИИ ЯДЕР ЛИТИЯ, БЕРИЛЛИЯ И БОРА В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Первые подъёмы чувствительных фотопластинок на высоты 25—30 км, произведённые в 1947—1948 гг.¹, показали, что кроме протонов, составляющих основную долю первичного космического излучения (п. к. и.), в нём содержатся ядра более тяжёлых элементов, начиная от гелия, до элементов с $Z = 27 - 28$ (никель, железо). Авторы первых работ утверждали, что относительная распространённость ядер Li, Be и B в п. к. и. весьма невелика. Так например, по данным² на геомагнитной широте $\lambda = 30^\circ N$ и на глубине атмосферы, соответствующей давлению 20 гсм^{-2} , поток ядер Be, Li и B составляет только около 20% от потока ядер C, N, O. Этот факт связывался авторами с хорошо известной из астрофизических данных малой распространённостью Be, Li и B в веществе звёзд. Очевидно, что этот вопрос имеет большое значение для проблемы происхождения п. к. и. и превращений, испытываемых им до того, как оно попадает в земную атмосферу. Допустим, например, что вследствие малой распространённости ядер Be, Li и B они не участвуют в создании п. к. и., происходящем где-то во вселенной в неизвестных нам ускорительных процессах. В этом случае эти ядра всё же могут появиться в составе п. к. и., наблюдаемого в опытах на границе земной атмосферы.