

ЯДЕРНЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ μ -МЕЗОНАМИ

Как известно, ещё в 1947 г., почти одновременно с открытием π -мезонов, были произведены опыты по ядерному захвату остановившихся μ -мезонов, результаты которых резко противоречили предположению о сильном ядерном взаимодействии μ -мезонов. В целях дальнейшего изучения ядерных взаимодействий μ -мезонов естественно было перейти к опытам на больших глубинах, где все ядерно-активные частицы (нуклеоны, π -мезоны) практически целиком поглощены и уже не могут создавать сколько-нибудь заметного «фона» ядерных процессов.

Прямые указания на ядерные расщепления под действием быстрых μ -мезонов (средняя энергия $\sim 10^{10}$ эв) были впервые получены в 1950 г. методом фотопластинок¹ на глубинах до 60 м водяного эквивалента. Значительная часть «звёзд» в этих опытах могла быть объяснена за счёт непосредственного взаимодействия релятивистского μ -мезона с ядром, а остальные — за счёт нуклеонов и, частично, фотонов, идущих в равновесии с μ -мезонами. Наличие определённого количества нуклеонов, а также остановившихся в фотоэмульсии π -мезонов, оказалось возможным связать с вылетом этих ядерно-активных частиц в «звёздах», непосредственно создаваемых μ -мезонами. Авторы дают также приближённое объяснение наблюдаемой величине эффективного сечения для генерации «звёзд» μ -мезонами ($\sim 10^{-20}$ см²), исходя из разложения электромагнитного поля движущегося μ -мезона в спектр виртуальных фотонов и величины эффективного сечения для генерации π -мезонов фотонами.

При этом весь процесс рассматривается как внутриядерная конверсия π -мезона, рождённого виртуальным γ -квантом в том же луче.

В опубликованной недавно работе Коккони и Тонджиорджи² тот же самый процесс с участием быстрых μ -мезонов исследуется уже совсем другим методом. Пользуясь системой нейтронных счётчиков со специальным отбором совпадений, авторы регистрировали (с эффективностью $\sim 5\%$) рождение групп нейтронов в толстом слое вещества (Pb или Al), и это значительно повысило статистическую точность наблюдений по сравнению с методом фотопластинок (где используется лишь тонкий слой фотоэмульсии).

Вид установки (спереди) показан на рис. 1: 12 нейтронных счётчиков *НС* были соединены в параллель и давали импульсы на специальную радиосхему с девятью каналами. Каждый канал срабатывал при наличии определённого числа (*m*) импульсов, идущих один за другим с промежутком времени не свыше 160 мксек^{*}). Такая система позволяла регистрировать рождение групп нейтронов с хорошей статистикой при малом числе случайных совпадений (~ 10 «полезных» случаев в час на глубине 20 м Н₂О для $m=2$ при «фоне» случайных совпадений 0,1% даже на глубине 1 м Н₂О). При опускании всей установки в воду озера на раз-

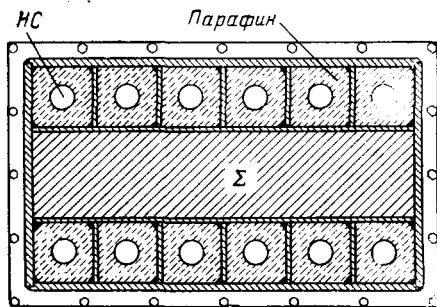


Рис. 1.

^{*}) Это время соответствует среднему времени торможения нейтронов с энергией порядка нескольких Мэв.

личные глубины вплоть до 60,5 м *) авторы получили изображённые на рис. 2 кривые для зависимости числа совпадений различной кратности $F(m)$ от глубины наблюдения. Кривые поглощения здесь приведены только для того случая, когда нейтроны рождались в 10-см свинцовом блоке, однако аналогичные результаты получены и для фильтра из 10 см Al. На том же рис. 2 приведены соответствующие кривые погло-

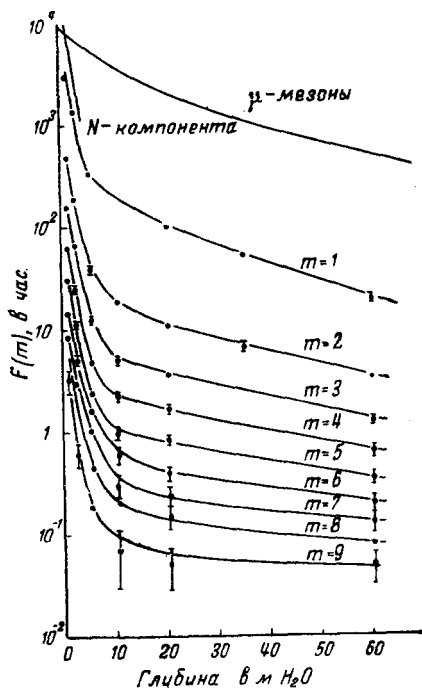


Рис. 2.

(γ , n) или захвата остановившихся μ -мезонов ядрами (хотя совпадения с малой кратностью, $m=1-2$, в подавляющем большинстве случаев обусловлены именно этими «тривиальными» процессами). С уменьшением толщины свинцового фильтра Σ , так же как и при переходе от свинца к алюминию, средняя кратность генерации нейтронов резко уменьшается; это находит естественное объяснение³ в том, что для ядерных расщеплений под действием μ -мезонов, ведущих к генерации нейтронов, ядерно-каскадный процесс как вне ядра, так и внутри него играет ту же роль, что и для обычных расщеплений.

Для того чтобы определить эффективное сечение для ядерных расщеплений, вызываемых μ -мезонами, необходимо вычистить из общего эффекта, регистрируемого на глубине 20 м H_2O , «фон», связанный с реакцией (γ , n) и с захватом медленных мезонов (этот «фон» составляет

поглощения ядерно-активной компоненты (N-компонента), имеющей пробег ~ 160 г/см² H_2O и одиночных μ -мезонов, пробег которых составляет ~ 4000 г/см² (для 10 м H_2O). Совместный анализ всех кривых показывает, что регистрируемые установкой группы нейтронов на глубине в несколько метров воды убывают в числе параллельно с ходом поглощения N-компоненты, но, начиная примерно с глубины 10 м H_2O , они уже целиком обусловлены быстрыми μ -мезонами.

Кроме того, в работе получены кривые распределения числа совпадений по кратности m как для различных толщин свинца Σ на воздухе, так и для толстых фильтров (10 см Pb и 10 см Al) на больших глубинах. При этом оказалось, что для случая $\Sigma=10$ см Pb распределение $F(m)$ на всех глубинах имеет примерно одинаковую форму, плавно спадающую с увеличением m и соответствует средней кратности процесса 16–20 нейтронов в одном акте. Этот факт означает, что наблюдаемое на больших глубинах явление ни в коей мере нельзя свести к «тривиальным» эффектам рождения нейтронов за счёт реакции типа

*) Нулевая точка была получена в лаборатории при всестороннем окружении установки парафином толщиной 15 см.

соответственно $1,5 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ и $1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{нуклон}$ в расчёте на один μ -мезон), причём получается эффективное сечение $\sigma_{\mu} = 1,7 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{нуклон}$. Вводя также некоторую поправку, учитывающую влияние ядерноактивной компоненты, рождённой μ -мезонами вне установки (в воде), авторы получают окончательный результат $\sigma_{\mu} = (1 \pm 0,5) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{нуклон}$; это относится к средней энергии μ -мезонов, равной $6 \cdot 10^9 \text{ эв}$.

Подробный анализ всего изложенного выше экспериментального материала был сделан в теоретической работе Хаякава³. Автор также приходит к выводу о том, что механизм процесса состоит во внутриядерной конверсии π -мезонов, рождённых виртуальными фотонами электромагнитного поля быстрого μ -мезона. Таким образом, нет необходимости привлекать к рассмотрению чисто ядерное взаимодействие μ -мезонов со сравнительно большим эффективным сечением*) или допускать существование каких-либо неизвестных ещё частиц в составе проникающей компоненты космических лучей под землёй.

Следует добавить, что наличие внутриядерного каскадного процесса в данном случае, повидимому, может привести также к рождению ливней из π -мезонов, наблюдавшихся на больших глубинах¹. Кроме того, естественным следствием рассматриваемого процесса должно быть как заметное аномальное рассеяние достаточно быстрых μ -мезонов, так и наличие дополнительных (помимо ионизационных и радиационных) потерь энергии, которые следует учитывать при анализе кривой поглощения космических лучей на больших глубинах. Процессы аномального рассеяния проникающих частиц и рождения проникающих ливней (в свинце) наблюдались недавно⁴ на глубине 61 м H_2O с помощью годоскопической установки. Впрочем, эффективные сечения обоих процессов оказались примерно на порядок величины больше, чем следовало ожидать, что заставляет усомниться в надёжности полученных данных.

Г. Б. Жданов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. P. George, J. Evans, Proc. Phys. Soc. A **63**, 1248 (1950).
2. G. Cocconi, V. Cocconi-Tongiorgi, Phys. Rev. **84**, 29 (1951).
3. S. Hayakawa, Phys. Rev. **84**, 37 (1951).
4. E. P. George, P. T. Trent, Proc. Phys. Soc. A **64**, 1134 (1951).