

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ВЫПОЛНЕННЫЕ НА КОСМОТРОНЕ

В 1952 г. вступил в строй протонный синхротрон в Брукхавене (США) ускоряющий протоны до энергии 2300 Мэв. Этот ускоритель, дающий возможность искусственного получения частиц с энергиями свыше биллиона электрон-вольт (Бэв), т. е. с энергиями порядка космических, получил название космотрона.

За последние месяцы в литературе появилось несколько сообщений о первых физических экспериментах, выполненных на космотроне. С помощью диффузионной камеры Вильсона диаметром 40 см, помещённой в импульсное магнитное поле с индукцией 11 000 гауссов, было проведено предварительное исследование заряженных частиц, испускаемых ядрами бериллия и алюминия под углом 57° к бомбардирующему пучку протонов с энергией 2,3 Бэв¹. Было найдено, что около 90% из числа таких частиц с импульсами, превышающими 200 Мэв/с, являются положительными. Положительно заряженные частицы обладают широким импульсным распределением с максимумом вблизи значения 900 Мэв/с, что отвечает импульсу, ожидаемому для упругого рассеяния протонов нуклеонами под лабораторным углом 57° .

Отрицательные частицы — в основном, видимо, π^- -мезоны — характеризуются максимумом импульсного распределения вблизи 350 Мэв/с. Для этих частиц значения 900 Мэв/с отвечают верхней границе импульсного распределения. При относительно малых импульсах (< 550 Мэв/с) протоны можно было отличить от других положительных частиц по плотности ионизации. Таким образом, можно было оценить количество лёгких положительных частиц с импульсами от 200 до 550 Мэв/с — в основном, видимо, π^+ -мезонов, которых оказалось в $1,8 \pm 0,5$ раз больше, чем π^- -мезонов. В предположении, что в области > 550 Мэв/с спектр π^+ -мезонов подобен спектру π^- -мезонов, оказывается, что протоны составляют около 85% от выхода всех положительных заряженных частиц, причём в спектре протонов область больших энергий представлена сильнее, чем в спектре мезонов.

Таким образом, в работе¹ показано, что и при энергиях около 2 Бэв упругое рр- и рп-рассеяние играет большую роль в общей картине ядерного взаимодействия. Заметим, что этот факт не связан с выбором угла наблюдения, ибо лабораторному углу 57° отвечает угол 133° в системе центра тяжести, дифференциальное сечение для которого при энергиях 350—400 Мэв не превышает среднего значения как для рр-рассеяния, почти изотропного в системе центра тяжести, так и для рп-рассеяния. Напомним, что согласно недавней работе Ферми², где рассчитывались вероятности множественного рождения π -мезонов (в предположении, что эффек-

тивный объём, в котором выделяется энергия сталкивающихся нуклеонов

$\Omega_0 = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^3$, где μ — масса π -мезона), получаются следующие вероятности для различных процессов взаимодействия нуклеон — нуклеон при энергии 2,3 Бэв:

Число рождающихся мезонов	0 (упругое рассеяние)	1	2	3	4	$N_{\text{ср}} = 1,2$
Относительная вероятность (%)	9	57	30	4	0,2	

Очевидно, что результаты работы¹ говорят о неожиданно большой доле упругого рассеяния по сравнению с рождением π -мезонов. Было бы конечно, преждевременно делать какие-либо количественные заключения. Возможно, что значительная часть рождающихся мезонов погибает, не выйдя из ядра, с образованием звёзд. Такой вывод можно, в частности, сделать на основании работы³, в которой исследовались продукты ядерных реакций в свинце и меди под действием протонов с энергией 2 Бэв. Как известно, при энергии бомбардирующих свинец частиц порядка 300—400 Мэв среди продуктов расщепления, по мере возрастания их Z и A , сперва наблюдается характерный максимум выхода за счёт осколков деления ($Z \approx 40$; $A \approx 100$), затем резкое уменьшение выхода и, наконец, новое его возрастание (при $Z > 75$, $A > 190$) за счёт процессов глубокого отщепления. При бомбардировке же свинца протонами с энергией 2 Бэв наблюдается весьма большой выход редкоземельных элементов, расположенных в «провале» между продуктами деления глубокого отщепления при 300—400 Мэв. При этом преобладают изотопы с недостатком нейтронов. При средней интенсивности пучка 10^3 — 10^9 протонов/сек. насыщенная активность некоторых продуктов реакции составляла 10^6 — 10^7 распадов в минуту на грамм.

В случае меди при энергии протонов 2 Бэв сравнимы выходы Ni^{57} , Co^{58} , Fe^{59} , K^{42} , Na^{24} и Na^{23} , тогда как при 300—400 Мэв выход трёх последних изотопов примерно в 50 раз меньше выходов Fe, Co и Ni. Очевидно, что при энергии 2 Бэв процессы глубокого отщепления представлены значительно сильнее, чем при 300—400 Мэв, т. е. из бомбардируемых ядер испускается гораздо больше тяжёлых вторичных частиц (n , p , d , α). Именно такие факты должны были бы наблюдаться при поглощении в ядре рождающихся мезонов.

Результаты работы³ согласуются с прямым наблюдением звёзд, образованных протонами с энергией 2,2 Бэв в фотоэмульсиях Иلفорд G-5, толщиной 400 микронов⁴. Всего наблюдалось 294 таких звезды, следующим образом распределённых по числу лучей:

Число лучей: 3—6	7—10	11—14	15—18	18	$*N_{\text{ср}} = 9,2$
Число звёзд: 103	82	68	35	6	

Очевидно, что среднее число лучей почти втрое выше, чем при энергии бомбардирующих частиц 300—400 Мэв.

Для 130 звёзд лучи классифицировались по удельной ионизации, причём исследовалось угловое распределение светлых (ионизация $I < 1,2$ минимальной) и серых ($I = 1,2$ —3 минимальной) следов. Из числа этих звёзд 55% имело по крайней мере один светлый след и 77% — один серый след. Среднее число светлых следов оказалось 0,7, серых следов — 1,3 и чёрных следов ($I > 3$, минимальной) — 7,6. Отношение направленностей в переднюю и заднюю полусферу было 16:1 для светлых и 10:1 для серых следов. Поскольку, однако, в⁴ нельзя было различить светлые следы протонов и мезонов, невозможно и заключить, какая доля серых следов была связана с рассеянием, а какая — с рождением мезонов. В этом смысле

более показательны результаты работы⁵, в которой определялся пробег взаимодействия протонов с энергией 2,2 Бэв с ядерными фотоэмульсиями. Пластины Илфорд G-5 вводились внутрь камеры космострона и экспонировались в течение одного импульса в таких условиях, когда на 1 см² эмульсии попадало около $3 \cdot 10^4$ протонов. Для экспонирования пластинок требовалось уменьшить обычную интенсивность (порядка 10^8 — 10^9 протонов/импульс) на несколько порядков. Поэтому в камеру космострона выпускалась незначительная часть инжектируемого генератором Ван-Граафа пучка. Уменьшение фона достигалось с помощью специального пневматического устройства, вводившего пластины из укрытия в камеру и спустя несколько миллисекунд выключавшего высокую частоту. Эта операция проводилась уже после прохождения максимума магнитного поля и поэтому после снятия высокой частоты протоны, продолжая раскручиваться по спирали, попадали на пластинки.

Были просмотрены следы протонов в эмульсии общей длиной около 10 м. Пробег взаимодействия оказался равным $\lambda = 33 \pm 6$ см, что соответствует $\sigma \approx 0,8 \sigma_{\text{геом}}$. Около 30% всех случаев оказалось несомненно упругим рассеянием — наблюдался одиночный след минимальной ионизации, а иногда и короткий (< 10 микронов) след ядра отдачи. Таким образом, пробег для упругого рассеяния составляет около 110 см, а пробег для неупругих столкновений — около 47 см.

Отметим, что, исходя из величин эффективных ядерных сечений для нуклонов с энергией 300—400 Мэв, оба эти пробега примерно равны и составляют около 50 см.

Таким образом, сечение упругого рассеяния убывает от 300 Мэв до 2 Бэв всего в 2 раза, а сечение неупругих столкновений остаётся практически постоянным, хотя характер этих столкновений сильно меняется в связи с сильным возрастанием сечений мезообразования и появлением множественного образования мезонов, а также рождения других частиц. Оба последних процесса уже наблюдались на космостроне^{6,7}.

Для наблюдения множественного рождения π -мезонов⁶ и возникновения V^0 -частиц⁷ использовалась диффузионная камера Вильсона, помещённая в импульсном магнитном поле с индукцией 11 000 гауссов, наполненная водородом (давление 18 атм) и работавшая на парах метилового спирта. В эту камеру направлялись нейтроны, образующиеся в космостроне на 3,2-см или 6,4-см графитовой мишени и выпускавшиеся через коллиматор (размером $2,5 \times 5$ см) в окружавшей космострон защитной стене примерно под углом 0° к исходному направлению протонов. Нейтронный пучок проходил через зазор между полюсами постоянного очистительного магнита, отклонявшего заряженные частицы, через свинцовый фильтр толщиной 3,8—5,6 см и попадал в камеру. Число нейтронов, попадавших в камеру, пока не удалось оценить достаточно надёжно. Известен и спектр этих нейтронов, за исключением верхней границы 2,2 Бэв, равной энергии исходных протонов. Поэтому полученные данные имеют чисто качественный характер.

В работе⁶ было сфотографировано более 100 случаев образования π -мезонов при взаимодействии в диффузионной камере. Два таких случая схематически воспроизводятся здесь с приведённых в⁶ стереоскопических фотоснимков (случай А — на рис. 1 и случай Б — на рис. 2). Следы частиц идентифицировались по импульсу и плотности ионизации. Следы частиц с минимальной ионизацией показаны на рис. 1 и 2 пунктиром.

Сводка данных для случая А и Б приводится в таблице I.

Для обоих случаев грубая оценка масс частиц a (—) и b (+) приводит к выводу, что эти частицы скорее всего π -мезоны (в случае А масса a $m_a \leq 400 m_e$, масса b $m_b \leq 240 m_e$; в случае Б масса b $m_b \leq 450 m_e$). Тяжёлая частица c в случае А является протоном, в случае Б импульс и плотность ионизации для этой частицы совместимы лишь с предположением, что

Таблица I

Данные о парах $\pi^+ - \pi^-$, изображённых на рис. 1 и 2

	Случай А (рис. 1)	Случай Б (рис. 2)
След a (—) { импульс (Мэв/с) плотность ионизации	474 ± 50 $1 \times \text{миним.}$	980 ± 70 $1 \times \text{миним.}$
След b (—) { импульс (Мэв/с) плотность ионизации	286 ± 20 $1 \times \text{миним.}$	550 ± 40 $1 \times \text{миним.}$
След c (—) { импульс (Мэв/с) плотность ионизации	835 ± 50 $1,5-2 \times \text{миним.}$	1260 ± 200 $2-3 \times \text{миним.}$
Боковой результирующий импульс $P_{\perp}$ (Мэв/с)	268 ± 20	50 ± 60
Суммарный импульс вперёд P_z (Мэв/с)	1260	2770
Сумма энергий заряженных частиц a , b и c : E_m (Мэв)	1140	1950
Энергия исходного нейтрона E_n (Мэв)	$2060 \begin{cases} +140 \\ -250 \end{cases}$	1980 ± 250

частица c — дейтрон. Таким образом, случай А является, видимо, процессом $n + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n + p$, а случай Б — $n + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + d$. Такие предположения подтверждаются и данными о суммарных импульсах в на-

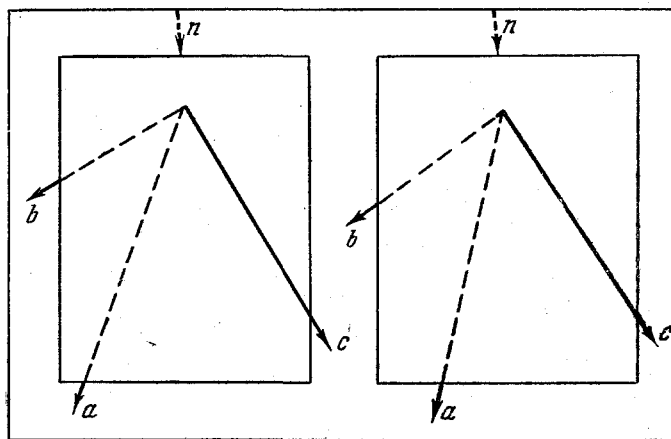


Рис. 1.

правлении исходного нейтрона вперёд (P_z) и перпендикулярно этому направлению — в бок ($P_{\perp}$).

Благодаря стереофотографированию авторы⁶ измерили 6 углов между следами частиц a , b , c и направлением исходного нейтрона и определили

P_z и $P_{\perp}$. Как явствует из табл. I, в случае А импульс $P_{\perp} \neq 0$, что возможно только при наличии ещё по крайней мере одной нейтральной частицы, не видимой на снимке. Зная величины $P_{\perp}$ и P_z , а также сумму энергий частиц a , b и c , авторы⁶ рассчитали энергию исходного нейтрона E_n , приведённую в таблице I. В случае Б, как видно из таблицы II, $P_{\perp} \approx 0$, что свидетельствует об отсутствии нейтральных частиц. В этом случае P_z равняется, очевидно, импульсу исходного нейтрона, и вычисленная из величины P_z энергия исходного нейтрона E_n практически совпадает с суммой энергии заряженных частиц E_m .

При кинетической энергии бомбардирующего нейтрона E_n и неподвижном в лабораторной системе протоне-мишени полная энергия обоих нуклеонов в системе центра тяжести равняется, очевидно,

$$W = \sqrt{2mc^2(E_n + mc^2)},$$

где m — масса нуклеона. Таким образом, на рождение мезонов при протонно-нейтронном столкновении может пойти кинетическая энергия

$$T = \sqrt{2mc^2(E_n + mc^2)} - 2mc^2$$

(в системе центра тяжести), равная 830 Мэв в случае А и 810 Мэв в случае Б.

Зная величины и направление импульсов π^+ - и π^- -мезонов в лабораторной системе, авторы⁶ определили их полную энергию в системе центра тяжести, равную в случае А соответственно 320 и 300 Мэв. Таким образом, в случае А мезоны получили около 75% всей избыточной энергии сталкивающихся нуклеонов. В случае Б мезоны получили ещё больше — около 90%, причём в системе центра тяжести оба мезона вылетели вперёд, а дейтерон — почти строго назад. Это доказывает наличие очень

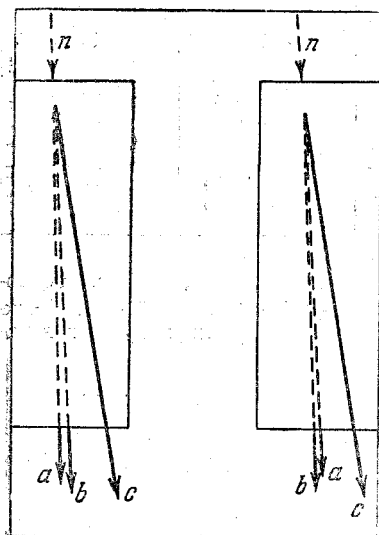


Рис. 2.

сильно возбуждённого состояния после столкновения нуклеонов.

Из общего числа 24 трёхлучевых звёзд, подробно проанализированных авторами⁶, было найдено 10 случаев $\pi^+ + \pi^-$, 5 случаев или $\pi^+ + \pi^-$ или $\pi^0 + \pi^-$, 1 случай $\pi^0 + \pi^-$ (установленный по балансу импульсов двух протонов и π^- -мезона), 2 случая: $p + p \rightarrow p + p + \pi^-$, 4 недостоверных таких случая и 2 случая, не идентифицированных достаточно надёжно. Таким образом, среди указанных случаев было не менее $2/3$ таких, когда образовывались пары π -мезонов. Авторы не наблюдали случаев образования трёх или четырёх мезонов, например, пятилучевых звёзд типа: $p + p \rightarrow p + p + \pi^- + \pi^+ + \pi^+$, хотя энергия нуклеонов была достаточной для таких процессов. Надо, однако, отметить, что общее число наблюдаемых случаев пар π -мезонов было недостаточным для того, чтобы сделать определённый вывод о несогласии экспериментальных данных о вероятности рождения различного числа π -мезонов с вышеприведёнными цифрами, основанными на теории Ферми² (см. также¹¹).

В работе⁷ указывается, что среди 4000 сделанных фотографий наблюдалось несколько случаев рождения V^0 -частиц, причём подробно проана-

лизированы два случая рождения V^0 -частиц, распавшихся затем в газе в диффузионной камере. Напомним, что недавно, в ⁸ было показано, что при взаимодействии с ядрами протонов с энергией 450 Мэв не удаётся заметить образования V^0 -частиц (если искать их по последующему распаду типа $V_1^0 \rightarrow p + \pi^0$). Идентификация V^0 -частиц при пр-взаимодействии нейтронов с энергией до 2,2 Бэв производилась на основании анализа импульсов и плотности ионизации следов, образующихся при распаде V^0 -частицы на две заряженные частицы.

Задача идентификации упрощалась благодаря тому, что все процессы пр-взаимодействия типа рассеяния или рождения мезонов могут дать лишь звёзды с нечётным числом лучей, тогда как при распаде V^0 наблюдается два луча. Стереоскопические фотографии наблюдаемых в ⁷ случаев распада V^0 -частиц воспроизводятся схематически на рис. 3 (случай А)

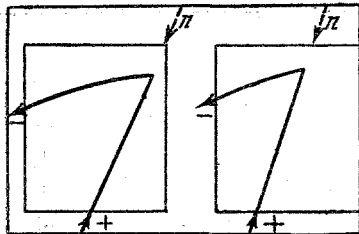


Рис. 3.

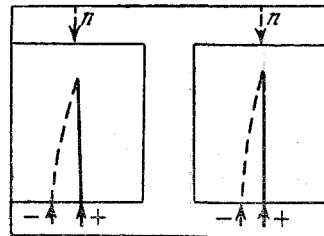


Рис. 4.

и рис. 4 (случай Б). В обоих случаях из наблюдений импульсов и плотности ионизации следовало, что отрицательная частица значительно легче протона и, скорее всего, является π^- -мезоном. Идентификация положительных частиц была менее достоверна, хотя удельная ионизация в следах этих частиц и превышала минимальную. Расчёты энергии связи V^0 -частицы Q проводились в предположении, что положительная частица является либо протоном ($V_1^0 \rightarrow p + \pi^- + Q_1$), либо π^+ -мезоном ($V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q$). Предельные значения времени жизни V^0 -частиц τ вычислялись в предположении, что рождение происходило в свинцовом фильтре, стоящем перед камерой, или в стальной стенке камеры. Все данные относительно случаев А и Б приведены в таблице II.

На основании наблюдений V^0 -частиц в составе космического излучения в литературе принимается для V_1^0 : $Q = 35-40$ Мэв, $\tau_{\text{ср}} = 3 \cdot 10^{-10}$ сек., для V_2^0 : $Q = 190$ Мэв, $\tau_{\text{ср}} = 10^{-10}$ сек. Значения характеризующих эти частицы параметров α приведены в таблице II.

Сопоставляя результаты наблюдений с литературными данными, авторы ⁷ пришли к выводу, что в обоих случаях имел место распад V_1^0 -частицы. Хотя время жизни τ при этом оказывается больше известного из литературы $\tau_{\text{ср}}$ (как, впрочем, и в предположении о распаде V_2^0), но в пользу идентификации V^0 , как V_1^0 , говорит согласие значений Q и α с литературными, а также тот факт, что ионизация положительных частиц при распаде V^0 была больше минимальной.

При взаимодействии нейтрона с энергией 2,2 Бэв с покоящимся протоном кинетическая энергия двух нуклеонов в системе центра тяжести равняется около 870 Мэв. Эта энергия может, однако, существенно повыситься или понизиться, если бомбардируемый протон не покоится в лабо-

Данные о V^0 -частицах

	Случай А	Случай Б
$+$ частица $\left\{ \begin{array}{l} \text{импульс } P_+ \text{ (Мэв/с)} \dots\dots\dots \\ \text{плотность ионизации} \dots\dots\dots \end{array} \right.$	910 ± 230 $> 1 (?)$, но $< 2 \times$ миним.	1200 ± 180 $> 1 (?)$, но $< 2 \times$ миним.
$-$ частица $\left\{ \begin{array}{l} \text{импульс } P_- \text{ (Мэв/с)} \dots\dots\dots \\ \text{плотность ионизации} \dots\dots\dots \end{array} \right.$	72 ± 3 $3 \times$ миним.	270 ± 30 $1 \times$ миним.
Угол между P_+ и P_- $\dots\dots\dots$	$61,5 \pm 1^\circ$	$26 \pm 1^\circ$
Импульс V^0 -частицы P_0 (Мэв/с) $\dots\dots\dots$	940 ± 240	1450 ± 210
Параметр $\alpha = (P_+^2 - P_-^2)/P_0^2$ $\dots\dots\dots$	0,92	0,65
Если частица $V^0 = V_1^0$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{энергия связи } Q_1 \text{ (Мэв)} \dots\dots\dots \\ \text{время жизни } \tau (\times 10^{10} \text{ сек.}) \dots\dots\dots \\ \text{интервал возможных значений пара-} \\ \text{метра } \alpha \dots\dots\dots \end{array} \right.$	39 ± 16 $8 < \tau < 12$ 0,40—0,98	37 ± 8 $5 < \tau < 8$ 0,45—0,93
Если частица $V^0 = V_2^0$ $\left\{ \begin{array}{l} \text{энергия связи } Q_2 \text{ (Мэв)} \dots\dots\dots \\ \text{время жизни } \tau (\times 10^{10} \text{ сек.}) \dots\dots\dots \\ \text{интервал возможных значений пара-} \\ \text{метра } \alpha \dots\dots\dots \end{array} \right.$	236 ± 55 $3 < \tau < 5$ $(-0,90) - (+0,90)$	157 ± 30 $2 < \tau < 3$ $(-0,85) - (+0,85)$

раторной системе, а движется в ядре-мишени. Если его полная энергия в лабораторной системе равняется $\bar{W}_p$, а импульс — $\mathbf{P}_p$, то переносная скорость системы центра тяжести относительно лабораторной системы

$$u = \frac{\mathbf{P}_n + \mathbf{P}_p}{\bar{W}_n + \bar{W}_p} c^2,$$

а скорость каждого из нуклеонов в системе центра тяжести

$$V = \frac{v_0 - u}{1 - (v_0 u / c^2)},$$

где v_0 — скорость бомбардирующего нейтрона в лабораторной системе. Тогда кинетическая энергия двух нуклеонов в системе центра тяжести

$$T = 2mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right).$$

Если энергия протона в ядре-мишени составляет всего 20 Мэв, т. е. менее 1% от энергии бомбардирующего нейтрона, и протон движется в том же направлении, что и нейтрон, суммарная кинетическая энергия в системе центра тяжести убывает от 870 Мэв до 700 Мэв. Если же протон движется навстречу нейтрону, то суммарная кинетическая энергия возрастает до 1110 Мэв. Этой энергии было бы достаточно для рождения V_1^0 -частицы в процессе $p + p \rightarrow p + p + V_1^0$. Однако при этом кинетическая энергия V_1^0 -частицы в лабораторной системе не могла бы превысить

значения $T_{V_1^0} = M_{V_1^0} c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - u^2/c^2}} - 1 \right) \cong 400$ Мэв. Опыт дал для энергий

V_1^0 -частицы значения 349 ± 140 Мэв (А) и 714 ± 150 Мэв (Б). Таким образом, высокая кинетическая энергия V_1^0 -частицы в случае Б указывает на невозможность образования этой частицы сверх участвовавших в столкновении нуклеонов. Отметим в связи с этим, что недавно Я. Б. Зельдович⁹ указывал, что V_1^0 -частицам должен быть приписан ядерный заряд, равный ядерному заряду нуклеона, и что сохранение ядерного заряда исключает образование V_1^0 -частицы иначе, чем за счёт участвовавших в столкновении нуклеонов.

В последней из реферируемых работ рассмотрены случаи образования V_1^0 -частиц в водороде под действием π^- -мезонов с энергией около 1,5 Бэв¹⁰. Методика этой работы была такой же, как в^{6, 7}.

Один из двух наблюдавшихся случаев рождения V_1^0 изображён на рис. 5 схемой двух стереофотографий, на которых след a отвечает первичному π^- -мезону, след b — протону, след c — вторичному π^- -мезону, образовавшемуся при распаде V_1^0 . Поскольку след a довольно короткий, импульс первичного

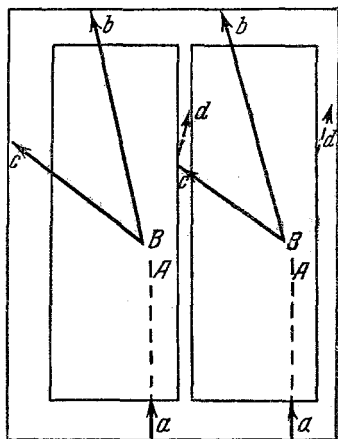


Рис. 5.

π^- -мезона мог быть лишь приближённо оценён как $1,63 \text{ Бэв/с}$, что согласуется с энергией направленных на диффузионную камеру π^- -мезонов. Направление этого следа также совпадает с направлением других следов первичных π^- -мезонов. Если обозначить конец первичного следа π^- -мезона буквой A , а вершину угла, образованного следами b и c буквой B , то расстояние $AB = 0,65 \text{ см}$, а угол между AB и направлением a близок к 26° . Все три следа a , b и c были компланарными, что говорит о связи этих следов, достаточным доказательством которой являлось бы даже более мягкое условие компланарности A и следов b и c . Вдобавок векторная сумма компонент импульсов b и c в направлении, перпендикулярном AB , оказалась равной нулю. Угол между a и b равен 16° , импульс протона b был определён равным $480 \pm 80 \text{ Мэв/с}$, а плотность ионизации $I = 3 \times$ минимальную. Угол между b и c равен 37° , для отрицательной частицы c импульс равнялся $210 \pm 70 \text{ Мэв/с}$, а плотность ионизации $I < 1,5 \times$ минимальную. Масса этой частицы оказалась $\leq 410 m_e$, что подтверждает идентификацию частицы c , как π^- -мезона. Из перечисленных данных для распада $V_1^0 \rightarrow p + \pi^- + Q_1$ была определена энергия связи $Q_1 = 51 \text{ Мэв}$. Если принять для Q_1 приводимое в литературе значение $Q_1 = 37 \text{ Мэв}$, то импульсы частиц $b(p)$ и $c(\pi^-)$ для наблюдаемых углов разлёта оказываются равными: $P_b = 460 \text{ Мэв/с}$ и $P_c = 180 \text{ Мэв/с}$. Оба этих значения в пределах точности измерений совпадают с вышеприведённым прямым определением импульсов, и авторы¹⁰ использовали их для дальнейших расчётов. Полная энергия V_1^0 из приведённых цифр определяется равной $1,26 \text{ Бэв}$, а импульс $P_{V_1^0} = 610 \text{ Мэв/с}$. Для выполнения законов сохранения требуется предположить, что в точке A , кроме V_1^0 , рождается ещё по крайней мере одна нейтральная частица. Если это действительно одна частица, то её полная энергия должна равняться $1,31 \text{ Бэв}$, а импульс $1,11 \text{ Бэв/с}$. При кинетической энергии исходного π^- -мезона, равной $1,5 \text{ Бэв}$, масса этой частицы оказывается равной $1350 \pm 70 m_e$. Если предположить, что энергия исходного π^- -мезона равнялась $1,2 \text{ Бэв}$ (что авторы¹⁰ считают уже наверняка ниже возможных энергий первичных π^- -мезонов), то масса дополнительной нейтральной частицы оказывается $1150 m_e$. Таким образом, если, кроме V_1^0 , образуется только одна нейтральная частица, то это, видимо, тяжёлый мезон. Направление его вылета показано на рис. 5 стрелкой d . Время жизни этого мезона должно быть $< 4 \cdot 10^{-10}$ сек., ибо в камере на протяжении 23 см не наблюдалось его распада. В рассмотренном случае для рождения, кроме V_1^0 -частицы (с наблюдаемой кинетической энергией), ещё одного нейтрального тяжёлого мезона требовалось, чтобы суммарная кинетическая энергия первичного мезона и протона в системе центра тяжести была не менее 870 Мэв . Фактически, при энергии π^- -мезона в лабораторной системе $1,5 \text{ Бэв}$ указанная энергия составляла $1,06 \text{ Бэв}$. Время жизни V_1^0 -частицы, наблюдаемой в рассмотренном случае, равнялось $4 \cdot 10^{-11}$ сек., т. е. почти в 10 раз меньше среднего значения, принятого в литературе на основании наблюдений V_1^0 в составе космического излучения.

Авторы¹⁰ указывают, что они наблюдали ещё один, сходный с вышеописанным, случай рождения V_1^0 при взаимодействии π^- -мезонов с водородом. В этом случае полная энергия V_1^0 равнялась $1,33 \text{ Бэв}$, импульс 745 Мэв/с , время жизни $3 \cdot 10^{-11}$ сек. Угол между AB и направлением

первичного π^- -мезона равнялся 30° . Принимая, что и здесь, кроме V_1^0 , рождается ещё одна нейтральная частица, авторы¹⁰ нашли для этой частицы массу $1280 \pm 80 m_e$ (при энергии π^- -мезона $1,5 \text{ Бэв}$) и время жизни $\tau \cong 3 \cdot 10^{-10}$ сек. Конечно, вместо одной тяжёлой частицы могло родиться несколько более лёгких (например, два π^0 -мезона или π^0 -мезон и V_2^0 -частица), однако описанные случаи совместимы с предположением о рождении V_1^0 -частицы одновременно с другой тяжёлой нестабильной частицей. Если это так, то из упомянутых выше соображений⁹ этой другой частице должен быть приписан ядерный заряд, равный нулю.

В. Г.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Fowler, R. Shutt и др. Bull. Am. Phys. Soc. 28, № 3, 1 (1953).
 2. Э. Ферми, УФН 46, 71 (1952).
 3. J. Miller a. G. Friedlander, Bull. Am. Phys. Soc. 28, № 3. UA4 (1953).
 4. M. Widgoff, C. Leavitt и др., Bull. Am. Phys. Soc. 28, № 4, J2 (1953).
 5. L. Smith, C. Leavitt и др., Bull. Am. Phys. Soc. 28, № 4, J1 (1953).
 6. W. B. Fowler, R. Shutt и др., Phys. Rev. 91, 758 (1953).
 7. W. B. Fowler, R. Shutt и др., Phys. Rev. 90, 1126 (1953).
 8. R. Garwin, Phys. Rev. 90, 274 (1953).
 9. Я. Б. Зельдович, ДАН 86, 505 (1952).
 10. W. B. Fowler, R. Shutt и др., Phys. Rev. 91, 1287 (1953).
 11. E. Fermi, Phys. Rev. 92, № 2 (1953).
-