

Член-корреспондент АН СССР А. АЛИХАНИЯ, академик А. АЛИХАНОВ,
В. МОРОЗОВ, Г. МУСХЕЛИШВИЛИ и А. ХРИМЯН

СПЕКТР МАСС ВАРИТРОНОВ

В заметках и статье Аликхания, Аликханова и Вайсенберга (1-4) сообщалось, что в результате магнитного анализа состава космического излучения на высоте 3250 м были обнаружены новые частицы, обладающие массой большей, чем масса мезотрона. В этой же статье (3) в специальном письме (5) авторы привели данные, показывающие, что в космическом излучении имеются также частицы положительного и отрицательного знака, масса которых превышает массу протона. Эту новую группу элементарных частиц авторы назвали варитронами.

В работе С. Никитина (6) было также показано существование

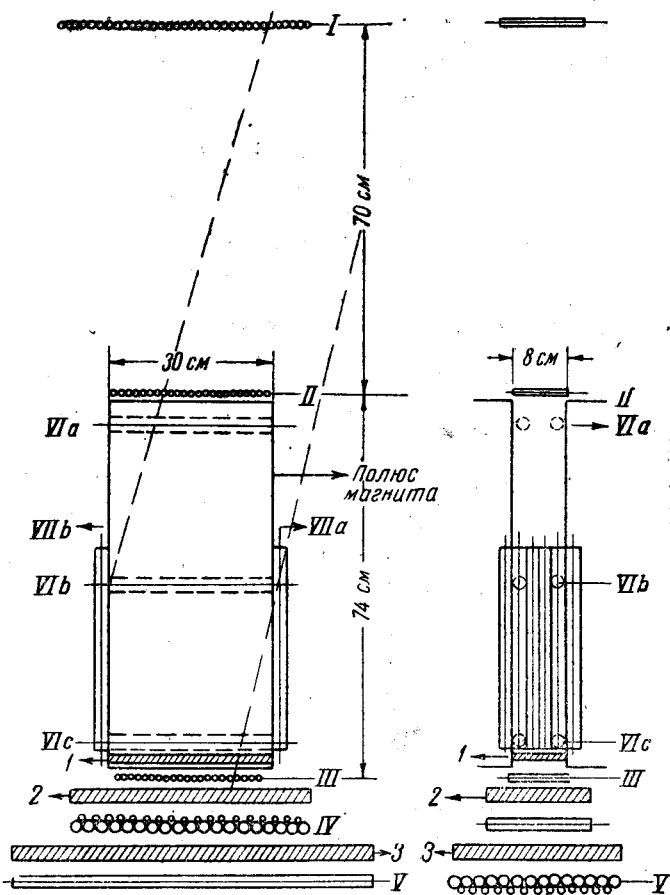


Рис. 1. Схема установки. В I, II, III рядах счетчики диаметром 7,6 мм, все остальные счетчики — диаметром 20 мм

варитронов, причем это было сделано на основании анализа ионизирующей способности частиц и одновременного определения их пробега. «Масс-спектрограф», который ранее применялся нами для определения массы варитронов, обладал недостаточно высокой разрешающей способностью для того, чтобы четко разделить частицы одной массы от

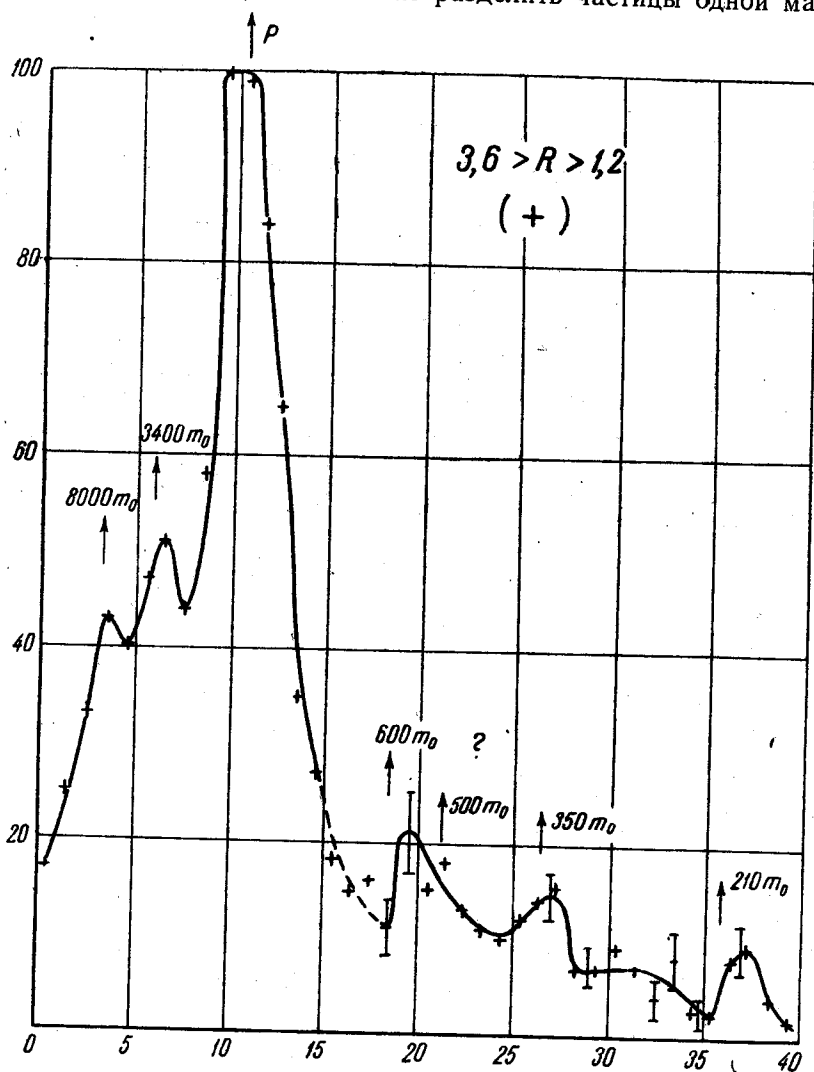


Рис. 2

других. Первая модель нашего «масс-спектрографа» позволила установить, что существуют по крайней мере три группы частиц более тяжелых, чем мезотрон.

В настоящей работе был использован прибор, разрешающая способность которого в 3 с лишним раза превышала разрешающую способность первой модели. Был применен постоянный магнит с длиной полюсов 70 см, шириной 30 см и полем в зазоре, достигающим 7800 эрстед. Установка схематично представлена на рис. 1. Принцип метода был уже полно описан в упомянутых работах (1-3).

Установка, примененная в настоящей работе, представляет дальнейшее усовершенствование первой установки. Вся система срабатывала только тогда, когда происходило тройное совпадение разрезов в I, II и III рядах счетчиков. Каждый счетчик I, II, III и IV рядов был соеди-

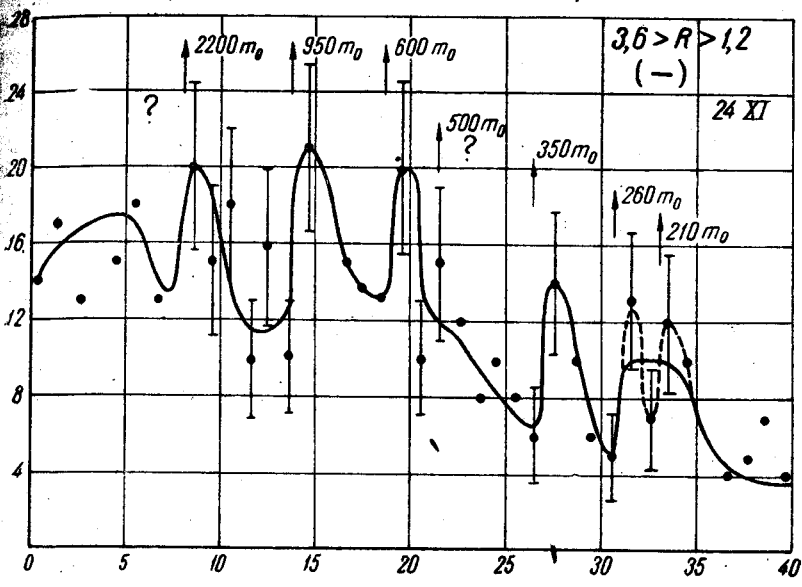


Рис. 3

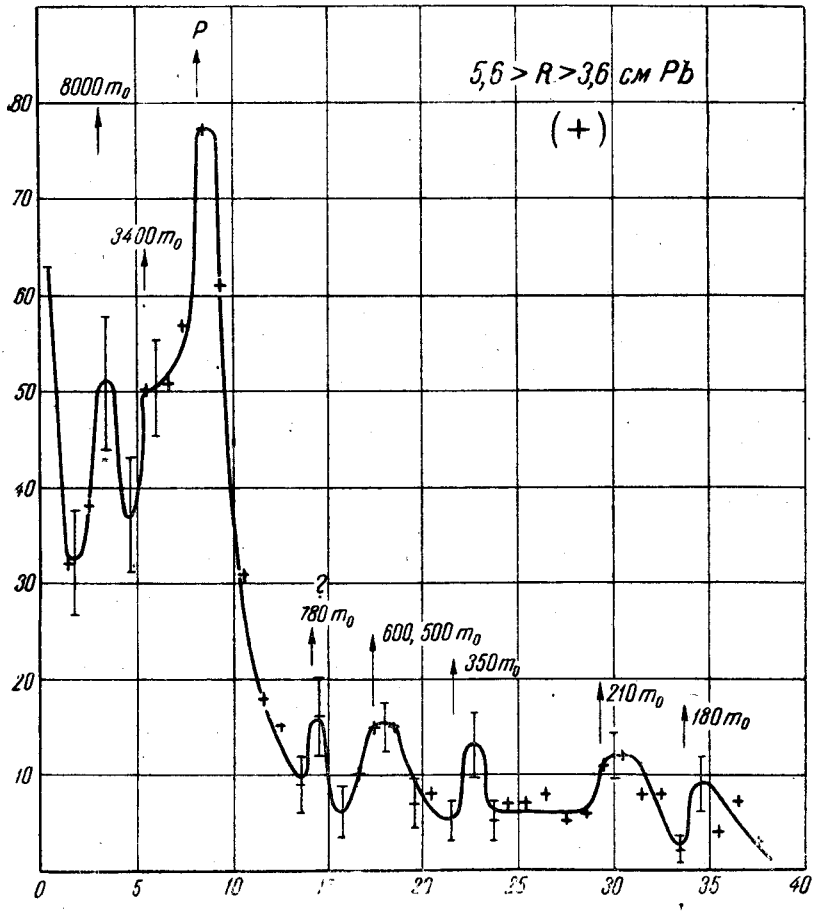


Рис. 4

нен с неоновой лампочкой и таким образом для каждой частицы, прошедшей через магнитное поле и вызвавшей тройное совпадение (I, II,

III), фиксировались координаты в 4 точках траектории. Счетчики V ряда были соединены параллельно и к ним была присоединена одна неоновая лампочка, вспышка которой отмечала попадание частицы в V ряд. Расположение свинцовых фильтров видно из рис. 1, причем фильтр 1 был толщиной 1,2 см, фильтр 2 — 2,4 см и фильтр 3 — 2 см. Как и в первом приборе, на каждом полюсе магнита были расположены по три счетчика, обозначенные VIa, VIb и VIc, соединенные с одной неоновой лампочкой. Частицы, прошедшие близко от полюсов магнита или претерпевшие рассеяние в веществе полюсов, неизбежно

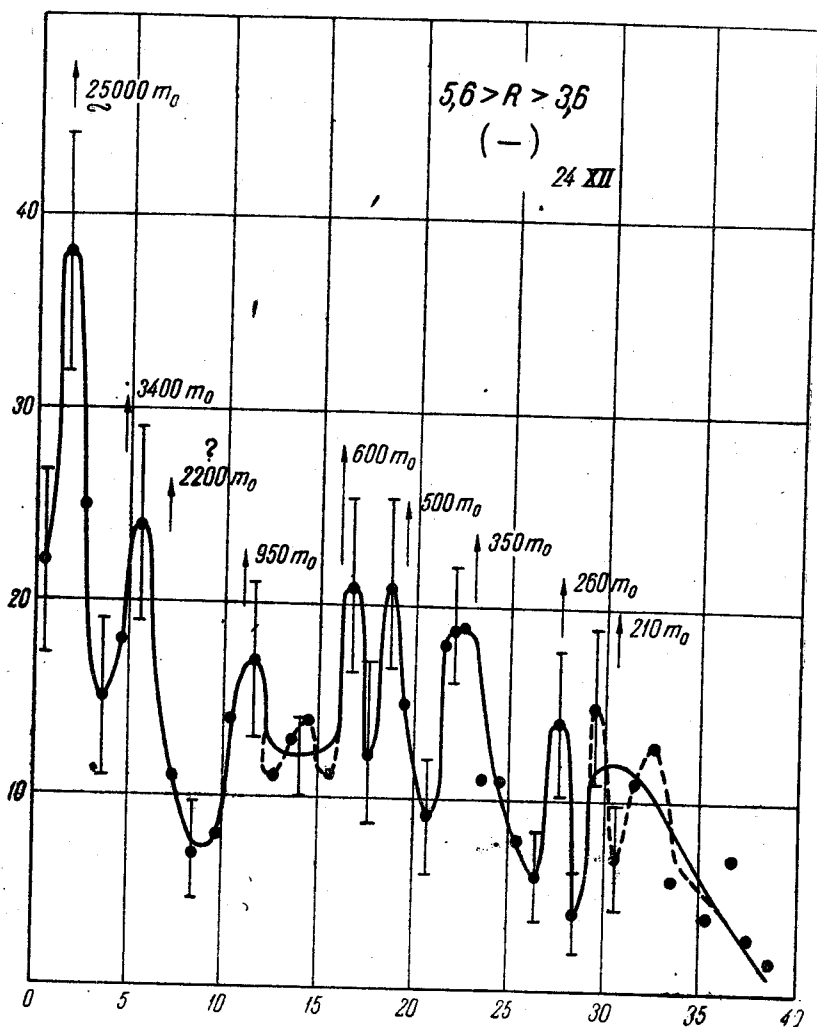


Рис. 5

давали вспышку этой неоновой лампочке и могли быть исключены из рассмотрения. Кроме того, вдоль полюсов магнита были расположены счетчики VII, соединенные параллельно и также связанные с одной неоновой лампочкой. Эти счетчики закрывали сбоку зазор магнита с обеих сторон и позволяли исключать такие траектории, которые сопровождалась частицей, попадающей в III группу сбоку, т. е. идущей вне выделяемого телескопом I—II—III телесного угла.

Вспышки неоновых ламп, управляемые «мастерным импульсом» совпадений I, II, III, фотографировались на киноленте и давали возможность сопоставить 4 точки траектории проходящей частицы. Импульс частицы определялся из величины отклонения, которое испытывала

проходя через магнитное поле. В нашем приборе электроны, имеющие кинетической энергией 100 MeV, отклонялись на 50 см и деление определялось с максимальной погрешностью 1,5 см. Директории частиц мы разделили на три группы. В первой группе относились частицы, имеющие пробег больше, чем 5,6 см Pb, но меньше чем 3,6 см Pb, т. е. те частицы, которые дали отсчет только в I, II и III рядах. Во второй группе относились частицы, у которых пробег R лежал в пределах $5,6 > R > 3,6$ см свинца, т. е. частицы, давшие отсчетки в II, III и IV рядах счетчиков. Наконец, к последней группе мы относили частицы с пробегом $R > 5,6$ см Pb, давшие отсчетку во всех пяти рядах счетчиков. В дальнейшем эта группа частиц будет нами именоваться жесткой.

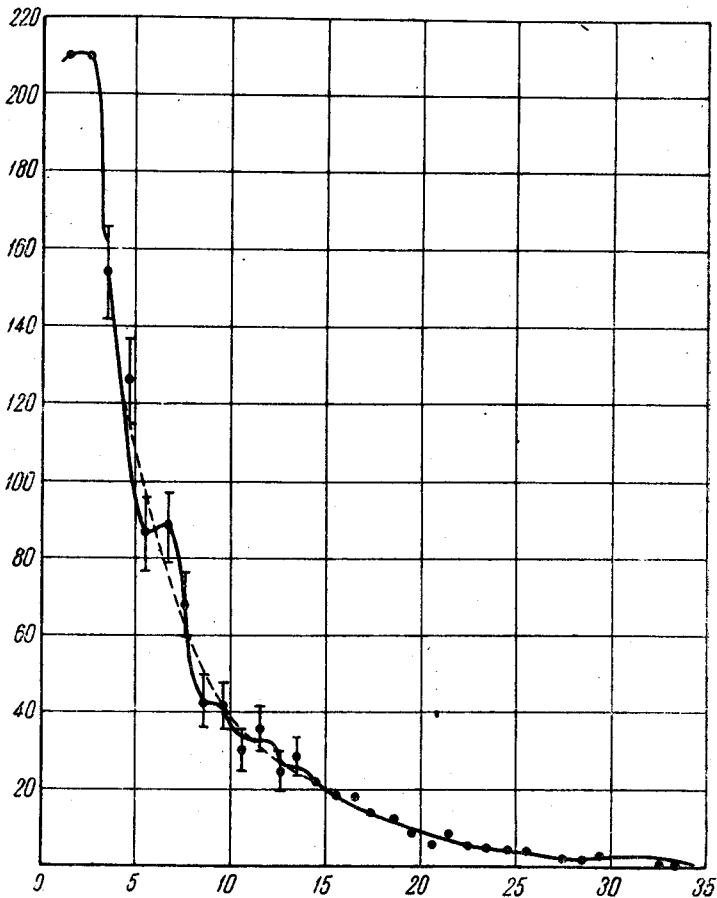


Рис. 6

Каждая группа частиц, в свою очередь, подразделялась на две, соответственно положительному или отрицательному знаку частиц. На рис. 2, 3, 4, 5, 6 и 7 приведено распределение частиц по величине отклонения, которое они испытали в магнитном поле для каждой группы частиц и отдельно для положительного и отрицательного знака.

Общее количество частиц, использованных при построении спектров частиц, застрявших в фильтре 1 или в фильтрах 1 и 2, равно приблизительно 2700. Полное количество частиц как застрявших в фильтрах 1 и 2, так и давших отсчетку в V группе, составляло около 35000.

На рис. 2, 3, 4 и 5 обращает на себя внимание большое число четких максимумов. Эти максимумы отвечают частицам различных масс (ва-

ритронам). Рассмотрим сначала спектр положительных частиц. Здесь обращает на себя внимание высокий максимум, который лежит при отклонении $\delta = 10$ см на рис. 2 и $\delta = 9$ см на рис. 4. Зная напряженность магнитного поля H , длину пути l в магнитном поле и пробег, можно оценить массу этих частиц. При этом нужно учесть также магнитное поле вне зазора. Оценка приводит нас к величине $M \cong 2000 m_0$. Естественно считать, что эти высокие максимумы обусловлены протонами, т. е. частицами с массой $1840 m_0$. В этом мы лишней раз убеждаемся, обращаясь к спектру отрицательных частиц, где этого большого максимума нет. Таким образом, основной максимум мы приписываем протонам. Градуирование всего прибора нами было произведено по положению этого максимума. Массы остальных частиц определялись по отношению к массе протона.

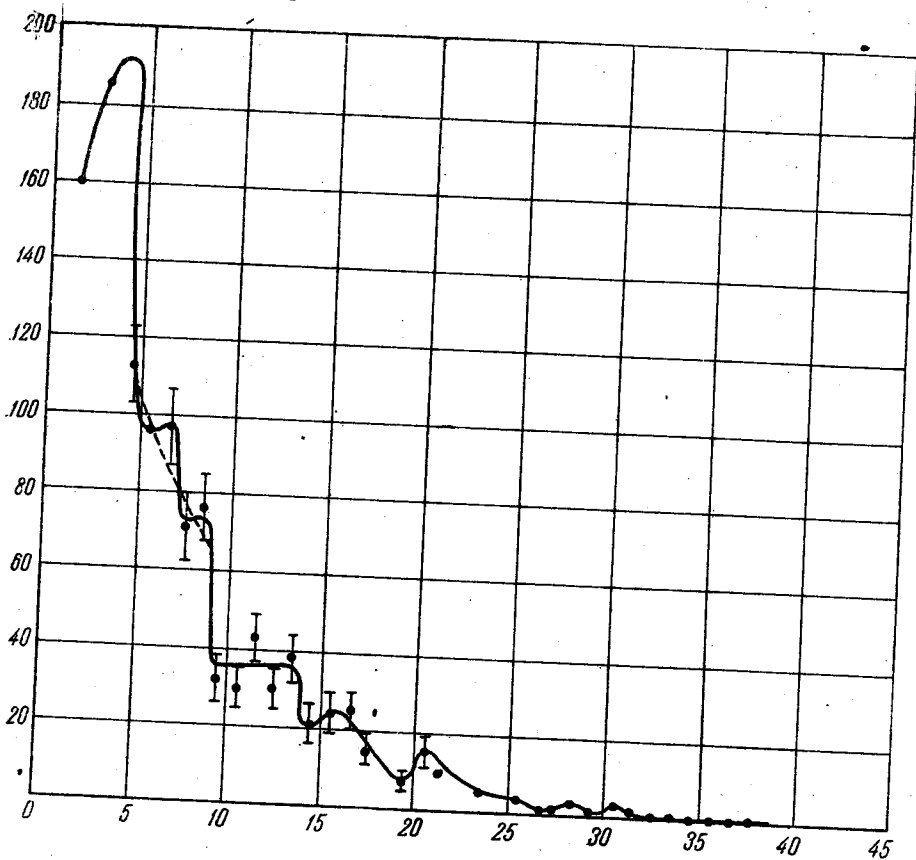


Рис. 7

Здесь мы приводим спектры варитронов так, как они были непосредственно получены на опыте. На самом деле эти спектры нуждаются в существенном пересчете, связанном с поправкой на светосилу, которая мала при больших отклонениях и равна единице на малых отклонениях. Наконец, необходимо эти спектры пересчитать на равные интервалы импульсов. Если ввести эти исправления, то наиболее интенсивным будет максимум, отвечающий массе $200 m_0$, а максимум, отвечающий протонам, окажется в десятки раз меньше.

Определение массы производилось по левому краю максимума. Очевидно, что обрывы со стороны малых отклонений соответствуют частицам с максимальным пробегом. Так например, левый край линии $1840 m_0$ на рис. 2 соответствует $3,6$ см Рб, а правый край $1,2$ см Рб. Погрешность в определении массы связана с тем, насколько резко линии

аются. Ширина отдельных линий масс связана с неточностью измерения импульса частицы и с конечной толщиной употребляемых фильтров, которые выделяют из спектра скоростей варитронов некую часть.

Вычисление массы и значение импульса частицы и ее пробега в свинце было нами сделано на основании данных, помещенных в известной статье России и Грайзена (7).

В полном согласии с нашим первым сообщением наблюдаются частицы, масса которых превышает массу известного мезотрона. Также в согласии с нашими первыми данными наблюдаются частицы, масса которых значительно превышает массу протона. Обращает на себя внимание, что эти «сверхтяжелые» варитроны обладают как положительным, так и отрицательным знаком заряда и уже поэтому не могут быть идентифицированы с ядрами атомов. В работах, цитированных выше, предполагалось, что наблюдаются, по крайней мере, три сорта варитронов, различающихся друг от друга значением массы. Применяв прибор с большей разрешающей способностью, мы установили существование большего разнообразия масс варитронов. Таким образом, мы пришли к выводу о существовании целой системы элементарных частиц — варитронов с дискретным спектром масс.

С экспериментальной стороны одним из важных вопросов является сопоставление значения масс варитронов, полученных из разных кривых, отвечающих двум упомянутым выше интервалам пробегов варитронов. Представляет также интерес сопоставление масс, наблюдающихся в интервале положительных и отрицательных варитронов. Оказывается, что для большинства масс имеется хорошее соответствие в положении левых и правых максимумов на всех четырех кривых. Вместе с тем есть случаи, когда это соответствие, в особенности для больших масс, менее удовлетворительно. Однако последнему обстоятельству не следует удивляться. Как уже говорилось выше, при определении массы частицы существенное влияние оказывает форма спектральной линии. Ширина и форма спектральной линии существенно зависят от первоначального распределения варитронов по импульсам. Опытные данные, приведенные на рис. 3, 4, 5, говорят о том, что в некоторых случаях наблюдаемая ширина линий меньше той, которая задается толщиной применяемого фильтра.

Таблица 1

3,6 > R > 1,2 см Pb		5,6 > R > 3,6 см Pb		Массы, наиболее достоверно установленные
+	-	+	-	
		180	200	
200	200	200	260	200
350	350	350	350	350
500?	500?	600	500	500—600
—	950	—	950	950
2000 (1840)	—	2000 (1840)	—	2000
—	2200?	—	—	
3400	—	3400	3400	3400
8000	—	8000	—	8000
—	—	—	~20000	~20000

то может иметь место в таком специальном случае, когда распределение варитронов по импульсам ограничено не поглощением в фильтре, а

какими-нибудь другими причинами. Второе обстоятельство, влияющее на форму линий, связано с судьбой варитрона, в частности такого, который полностью затормозился в первом фильтре. Поскольку варитронов в веществе мы не наблюдаем, есть все основания полагать, что они неустойчивы и распадаются. Повидимому, для положительных варитронов, замедленных в веществе, это является единственно возможным концом существования, в то время как отрицательные могут быть захвачены ядрами с последующим распадом ядра. Продукты распада варитронов могут проникнуть в следующий фильтр и тем самым изменить истинный первоначальный «пробег» варитронов. Это обстоятельство способно заметно сместить положение обрыва спектральной линии, особенно в спектре положительных частиц.

Наиболее вероятные значения масс варитронов, которые можно получить из наших данных, сведены в табл. 1.

Существование варитронов, т. е. целой системы элементарных частиц, заставляет по-новому смотреть на многие явления в космических лучах и, в частности, в корне меняет взгляды на природу жесткой компоненты и механизмы ее генерации. Из кривых рис. 6, 7 видно, что распределение по отклонениям жестких частиц имеет резкие изломы, обрывы и, возможно, максимумы. Это означает, что в жесткой компоненте варитроны составляют заметную долю и что представление о жесткой компоненте как об однородной компоненте — неверно. Очень возможно, что механизм образования обычных мезотронов — хотя сейчас трудно сказать, какие именно частицы являются обычными мезотронами — заключается в постепенном превращении тяжелых варитронов в более легкие. Узкие ливни в воздухе, обнаруженные и исследованные Алиханяном и его сотрудниками, по всей вероятности и представляют собой такие акты превращения варитронов.

Существование варитронов заставляет также пересмотреть взгляды на природу ядерных сил, которые не могли быть получены в рамках мезонной теории.

Недавнюю попытку Маршака и Бете ⁽⁸⁾ построить двухмезонную теорию ядерных сил уже после того, как была опубликована наша первая работа, следует рассматривать как совершенно несостоятельную и не представляющую интереса. В самом деле, в цитированной работе мы уже тогда указывали на существование варитронов нескольких масс, в том числе более тяжелых, чем протон. Однако Маршак и Бете ограничились только двумя массами мезонов.

В заключение мы приносим благодарность нашим сотрудникам Г. Акопяну и Т. Бураняну, принимавшим весьма большое участие в этой работе. Мы также приносим свою искреннюю благодарность А. Блещунову и Н. Кочаряну за помощь в организации и проведении этой работы.

Физический институт
Академии Наук Арм. ССР

Поступило
27 XI 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, Докл. АН Арм. ССР, 5, № 5, 129 (1946). ² А. Alichanian, A. Alichanow and A. Weissenberg, J. of Phys., 11, 97 (1947). ³ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, Вестн. АН СССР, № 5, 15 (1947). ⁴ А. Алиханян, А. Алиханов и А. Вайсенберг, ДАН, 55, № 8 (1947). ⁵ А. Alichanian, A. Alichanow and A. Weissenberg, J. of Phys., 11, 199 (1947). ⁶ S. Nikitin, *ibid.*, 11, 196 (1947). ⁷ B. Rossi and K. Greisen, Rev. Mod. Phys., 13 (1941). ⁸ R. Marshak and H. Bethe, Phys. Rev., 72, 6, 506 (1947).