

В теоретической части отмечалось, что следует ожидать именно такой картины, вследствие большей вероятности отрицательного сдвига фаз.

Интересен тот факт, что различные изотопы могут иметь разные знаки амплитуд рассеяния. Экспериментами, например, было установлено, что Li^7 имеет отрицательную, а Li^6 положительную амплитуду рассеяния. Такое же замечание можно сделать для случая разных ориентировок спинов ядра и нейтрона.

VII. ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ДИФФРАКЦИИ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ ЛАУЭ

В методе Лауэ используются монохроматические пучки нейтронов; казалось бы, он должен быть легко осуществим. Однако в этом случае неприменим счётчик, а требуется фотографический метод регистрации в описанном выше варианте. При этом регистрируются не отдельные нейтроны, а их пучки, и чувствительность метода поэтому чрезвычайно мала. Тем не менее было получено несколько лауэвских снимков. Экспозиция при этом была более 10 часов. Из этого можно заключить, что в нейтронографии основная роль будет принадлежать методу кристаллических порошков.

Проделанные к настоящему времени эксперименты надо рассматривать как начало основной работы в этой области. Они показали огромные возможности нейтронографии и подтверждают лежащую в её основе теорию взаимодействия нейтронов с кристаллами, молекулами и ядрами.

Однако нельзя считать, что с возникновением нейтронографии полностью утратил своё значение рентгеноструктурный анализ. Наоборот, эти два метода в разумном сочетании являются мощным орудием в руках исследователя при изучении любых кристаллических структур.

Р. П. Озеров.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. O. Wollan and C. G. Shull, *Nucleonics* 3, № 1, 2 (1948).
2. R. B. Sawyer, E. O. Wollan, S. Bernstein and K. C. Peterson, *Phys. Rev.* 72, 109 (1947).
3. C. G. Shull, E. O. Wollan, G. A. Morton, W. L. Davidson, *Phys. Rev.* 73, 842 (1948).
4. E. O. Wollan, C. G. Shull, *Phys. Rev.* 73, 830 (1948).
5. E. Fermi, W. J. Sturm, R. G. Sachs, *Phys. Rev.* 71, 589 (1947).
6. E. Fermi, L. Marshall, *Phys. Rev.* 71, 666 (1947).
7. W. H. Zipp, *Phys. Rev.* 71, 752 (1947).

ТЯЖЁЛЫЕ ЯДРА В СОСТАВЕ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время считается общепризнанным, что первичное космическое излучение, падающее из мирового пространства на границу атмосферы, представляет собой протоны. Первые сведения о природе первичного космического излучения, полученные на основании изучения геомагнитных эффектов, показали, что оно состоит из положительно заряженных частиц. Непосредственное изучение состава космического излучения в стратосфере, производившееся с помощью аппаратуры (телескопические системы из счётчиков Гейгера-Мюллера или ионизационные камеры), проводившейся на шарах-пилотах, показало, что на высотах около 25 км

электроны большой энергии (10^9 — 10^{11} eV), создающие каскадные ливни в свинце, практически отсутствуют. Этот результат совместно с результатами, полученными на основании изучения геомагнитных эффектов, придает большую достоверность гипотезе о протонной природе первичного космического излучения. Присутствие значительного количества протонов большой энергии в составе космического излучения, даже на небольших высотах, было впервые непосредственно показано в опытах по магнитному анализу космического излучения, производившихся А. И. Алиханяном, А. И. Алихановым и их сотрудниками на горе Алагез (3250 м) в 1946 и в 1947 гг.¹ Эти опыты показали, что на высоте 3250 м число быстрых протонов составляет около 5% всей интенсивности космического излучения.

В 1947 году Адамс, Андерсен и др.², применив камеру Вильсона, помещенную между полюсами мощного электромагнита, обнаружили, что на высотах около 10 км быстрых протонов в несколько раз больше, чем на высоте Алагеза. Можно думать, что обнаруженные быстрые протоны являются остатками первичного протонного космического излучения, дошедшими до умеренных высот.

Авторам реферируемых работ³ удалось показать, что в составе первичного космического излучения, наблюдаемого в стратосфере, кроме протонов имеются α -частицы и ядра, атомные номера которых заключены в пределах от $Z=6$ (углерод) до $Z=41$ (ниобий). Кинетическая энергия этих частиц пропорциональна заряду ядра и равна примерно 1—2 Bev на одну ядерную частицу. Этот результат проливает некоторый свет на вопрос о происхождении космических лучей, который до последнего времени не имел почти никакого экспериментального основания. Действительно, если кинетическая энергия первичных частиц пропорциональна их заряду Z , — отсюда следует, что эти частицы, освобожденные от электронной оболочки, прежде чем попасть в атмосферу земли, ускорятся в одном и том же электрическом поле. Такой пропорциональности между Z и E нельзя было бы ожидать в том случае, если бы космическое излучение рождалось в результате таких «катастрофических» процессов, как ядерные взрывы или аннигиляция ядер.

Реферируемые работы были выполнены с помощью фотопластинок и автоматически действующей камеры Вильсона, поднятых в стратосферу на воздушных шарах.

Аппаратура помещалась внутри герметически закрытой алюминиевой сферы диаметром 75 см, внутри которой во время полета поддерживалась постоянная температура.

Две килы фотопластинок, по 12 пластинок в каждой киле, помещались под и над камерой Вильсона. Эмульсия располагалась в вертикальной плоскости. В камере Вильсона помещались 4 свинцовые пластинки, толщиной 8 мм каждая.

Прежде чем изложить полученные результаты, рассмотрим, каким образом можно определить заряд Z и энергию E частиц, следы которых наблюдаются в фотоземлюльсии.

Пусть E , Z , K и R , соответственно, кинетическая энергия, заряд, удельная потеря энергии и пробег частицы, след которой обнаружен в слое фотоземлюльсии. Легко показать, что, зная две из этих величин, можно определить остальные две величины, в частности, зная K и R даёт возможность определить E и Z . Для лёгких и средних ядер можно положить $M=2Z$, где M — масса ядра. Поэтому величина

$$\frac{E}{M} = \frac{E}{2Z} = \frac{v^2}{2} \quad (1)$$

непосредственно определяет скорость частицы.

Далее, хорошо известно, что в первом приближении, вплоть до полурелятивистских значений энергии, величина удельной потери энергии зависит только от скорости v и заряда Z частицы:

$$-\frac{dE}{dx} = K = a \frac{Z^2}{v^3}, \quad (2)$$

где a не зависит ни от Z , ни от v .

Отсюда следует, что величина

$$\frac{K}{Z^2} = \frac{a}{v^3} \quad (3)$$

вполне определяется скоростью частицы.

Из (2) следует, что величина RZ , равная

$$RZ = Z \int_0^R dx = -Z \int_E^0 \frac{dE}{K} = Z \int_0^E \frac{v^3 dE}{aZ^2} = \frac{v^4}{2a}, \quad (4)$$

также зависит только от скорости частицы.

Таким образом, три величины $\frac{E}{2Z}$, $\frac{K}{Z^2}$ и RZ зависят только от скорости частицы. Исключая v из (1), (3) и (4), получим два уравнения, связывающие между собой величины E , K , Z и R . Отсюда ясно, что, зная R и K можно определить E и Z . Для определения величины K необходимо иметь в качестве градуировочных фотоэмульсий фотоэмульсии, облучённые частицами, масса, заряд и энергия которых известны. Сравнительная плотность зёрен в следе исследуемой многозарядной частицы с плотностью зёрен в следе частицы с известной энергией, массой и зарядом, можно определить K . Такими частицами, использовавшимися для «градуировки» применявшихся фотоэмульсий, служили α -частицы, дейтроны и протоны, ускоренные на большом берклевском синхротронотроне. Максимальное значение потери энергии, которое удавалось определять в конце пробега в применявшихся фотоэмульсиях, равнялось 0,9 MeV на $\mu/\text{см}^2$.

Другим методом определения заряда, применявшимся авторами, является определение Z по пробегу R и числу δ -электронов n , созданных частицей на единице длины своего следа.

В случае тяжёлых частиц этот метод позволяет определять F с точностью, значительно превышающей точность, достижимую предыдущим методом. Число δ -электронов, энергия которых лежит между w_1 и w_2 , созданных частицей на единице длины своего пути, определяется формулой

$$n = A \left[\frac{m_e c^3}{w_1} - \frac{m_e c^3}{w_2} \right] \frac{Z^2}{\beta^3} = b \frac{Z^2}{\beta^3}, \quad (5)$$

где A — постоянная, а m_e — масса электрона.

Величина минимальной энергии w_1 электронов, подлежащих счёту, определяется величиной фона в пластинках. Величина максимальной энергии w_2 определяется чувствительностью пластинок к электронам. Например, с помощью пластинок Истмен NTB можно обнаруживать электроны, энергия которых лежит между 10 и 30 KeV. Для того чтобы формула (5) могла дать непосредственно величину Z^2/β^3 , необходимо было определить значение коэффициента пропорциональности b .

С этой целью различные типы применявшихся пластин облучались ускоренными на синхроциклотроне α -частицами, энергия которых была известна. Подсчитав число δ -электронов вдоль траекторий этих α -частиц, можно было определить величину b . Величина b определялась для частиц различной энергии и при этом оставалась практически неизменной. В работе Бредта и Петерса указано, что для эмульсии типа Истмен NTB $b = 0,03$ δ -электронов на 100μ траектории.

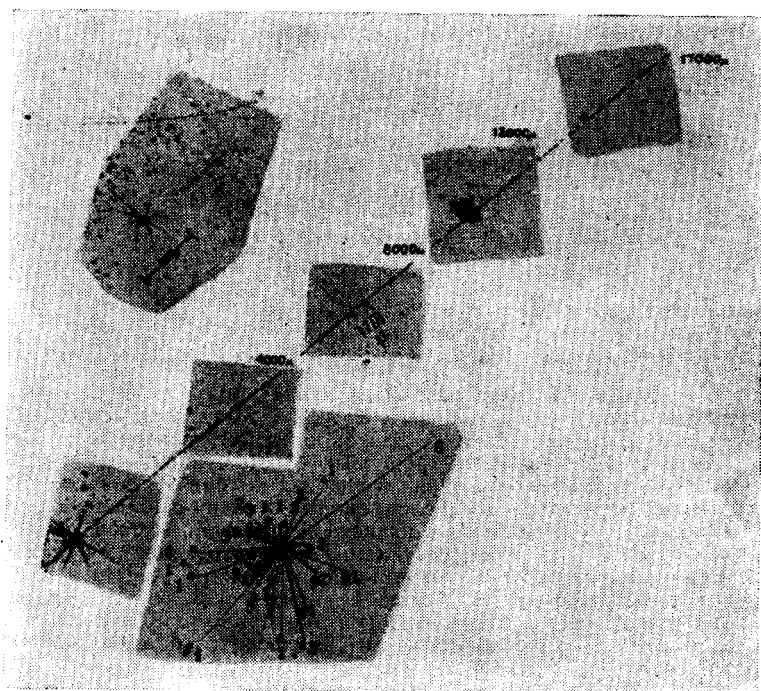


Рис. 1.

Для того чтобы из (5), зная b , определить Z , необходимо знать скорость частицы. Мы видели выше, что величина RZ определяет скорость частицы. Таким образом, зная пробег R и число δ -частиц на единицу пути, мы можем определить Z . В качестве примера применения обоих рассмотренных методов определения Z и E рассмотрим траекторию частицы, приведённую на рис. 1. Частица прошла почти вертикально через слой эмульсии и вызвала в конце своего пробега образование большой звезды, состоящей из 22 частиц. Длина наблюдаемого пробега равна $17\,000 \mu$ ($1,7 \text{ см}$). Плотность зёрен, не обнаруживающая никакого заметного изменения вдоль всей траектории, как указывают авторы, одинакова с плотностью зёрен, создаваемой α -частицей с остаточным пробегом $800\text{--}1000 \mu$. Такая плотность зёрен соответствует удельным потерям энергии, лежащим в пределах

$$0,11 < K < 0,125 \text{ MeV на } m_2/\text{см}^2.$$

На основании (2) мы можем записать:

$$\frac{Z^2}{\beta^2} = \frac{4}{\beta_\alpha^2},$$

где Z и β — заряд и скорость наблюдаемой частицы, а β_α — скорость α -частицы с остаточным пробегом 800—1000 μ . Далее, на основании выведенной ранее формулы (4) для пробега частицы, получаем:

$$\frac{\beta^2}{\beta_\alpha^2} = \sqrt{\frac{Z^2 R}{2 R_\alpha}},$$

откуда для $R_\alpha = 1000 \mu$ и $R = 17\,000 \mu$ получаем $Z = 6$.

Полученное значение Z является, очевидно, нижним пределом, так как действительный пробег частицы был больше 17 000 μ . Для получения верхнего предела Z авторы замечают, что наблюдаемое постоянно потерь энергии вдоль следа указывает на то, что частица находится в минимуме своей кривой ионизационных потерь. Для протона минимальные потери энергии равны 0,00166 MeV на mg/cm^2 .

Поэтому получаем

$$Z^2 \cdot 0,00166 < 0,125,$$

откуда

$$Z < 9.$$

Таблица I

Z	Элемент	Энергия в начале и в конце пробега в BeV
6	Углерод	2,6—3,6
7	Азот	5,1—6,5
8	Кислород	11—19

Таким образом, заряд частицы, след которой виден на рис. 1, равен либо 6 (углерод), либо 7 (азот), либо 8 (кислород).

В таблице I дано предполагаемое значение Z и величина энергии частицы в начале её пробега и в конце пробега вблизи образованной ею звезды.

Рассмотрим теперь определение Z по плотности δ -частиц n . Для употреблявшихся в этом случае пластинок коэффициент b в формуле (5) равен 0,03.

$$n = \frac{0,03Z^2}{\beta^2}. \quad (6)$$

Измерения показывают, что n незначительно меняется вдоль следа, и среднее значение n равно

$$n = (2,8 \pm 0,5) \delta\text{-частиц}/100 \mu.$$

Неизменность величины плотности n δ -электронов вдоль следа является дополнительным подтверждением того, что частица находится в минимуме своей ионизационной кривой. Минимум ионизационной кривой соответствует $\beta = 0,96$. Подставляя в (6) $n = 2,8/100 \mu$ и $\beta = 0,96$, получаем $Z = 9$, что находится в согласии с предыдущим определением Z по пробегу и удельным потерям энергии.

Рассматриваемая нами фотография (рис. 1) представляет особенный интерес благодаря звезде, состоящей из 22 заряженных частиц, обнаруживаемой в конце следа многозарядной частицы. Эта звезда, повидимому, вызвана проникновением частицы в ядро. Каждой частице, образующей звезду, можно приписать, зная её пробег и плотность зёрен в следе или толщину следа, свой заряд. Общий заряд, уносимый всеми

частицами, равен 37. Нужно иметь в виду, что очень быстрые протоны, возможно, ускользают от регистрации. Таким образом, можно предполагать, что звезда рис. 1 обязана своим происхождением взрыву ядра серебра ($Z=47$). Общая энергия, уносимая всеми частицами звезды, оказывается равной 3—4 BeV, что находится в согласии с величиной энергии первичной частицы. Авторы указывают, что, повидимому, ядерные процессы, вызываемые столкновениями многозарядных частиц с ядрами, весьма редки. Общая длина всех траекторий, оканчивающихся в эмульсии, равнялась 29 см. При этом обнаружены только 2 звезды, одна из которых и приведена на рис. 1. Сечение для образования звезды, определенное по этим данным, оказывается несколько меньше геометрического сечения ядра.

Наконец, третьим методом, с помощью которого авторы реферируемых работ определяли заряд Z -частиц, является измерение «длины утончения». Если многозарядная частица тормозится в веществе, то тогда, когда скорость её движения станет сравнимой со скоростью движения электрона на её K -оболочке, она захватит электрон и будет двигаться дальше, обладая эффективным зарядом $Z-1$. По мере уменьшения своей скорости она будет заполнять электронами свои остальные оболочки, и её заряд будет всё время уменьшаться. Уменьшение заряда вызовет уменьшение ионизации. Таким образом, плотность зёрен в следе многозарядной частицы в фотоэмульсии, сначала, по мере уменьшения скорости частицы, увеличивается (по закону $1/v^3$), затем, после того, как плотность зёрен станет наибольшей, частица начнет терять заряд, её ионизация будет ослабевать, и плотность зёрен в следе частицы будет постепенно уменьшаться. Описанный эффект «утончения» следа наблюдался авторами впервые. Они замечают, что этот эффект не наблюдается при регистрации фотопластинками многозарядных осколков, получающихся при делении только потому, что пробег этих осколков очень невелик. Исходя из боровской модели атома и из предположения, что захват электрона на соответствующую оболочку происходит тогда, когда скорость частицы становится равной скорости электрона на этой оболочке, авторы получили зависимость «длины утончения» от Z . На рис. 2 приведён характерный след многозарядной частицы, на котором ясно видно утончение, происходящее на длине около 200 микрон. Заряд этой частицы, определённый по пробегу и плотности δ -электронов, равен 15. Утончение происходит на длине в 200 микрон, что соответствует, согласно полученной авторами зависимости Z от длины утончения, значению $Z=17$. Таким образом, оба определения находятся в хорошем согласии.

После этих примеров рассмотрим результаты, полученные авторами.

1. Спектр атомных номеров и угловое распределение. В работах³ произведено 48 определений заряда частиц, обнаруженных в фотоэмульсиях. На рис. 3 приведён спектр атомных номеров от $Z>10$, построенный по этим 48 траекториям. Мы видим, что спектр падает к большим Z и простирается до $Z=41$ (ниобий). На рис. 4 показано угловое распределение многозарядных частиц, полученное на высоте 31 км (остаточное давление 15 г/см²). Из рис. 4 видно, что угловое распределение обнаруживает резкую анизотропию; интенсивность быстро спадает по мере перехода к большим углам. Анизотропия углового распределения является дополнительным указанием на то, что многозарядные частицы не образуются в атмосфере, а приходят из мирового пространства: частицы, приходящие под большими углами к вертикали, проходят большие толщ вещества и сильнее поглощаются. Если предположить, что вероятность фиксации частиц, попадающих в фотопластинки, равна единице, и что пластинок достигают все частицы, приходящие на границу атмосферы, в направлении близком к вертикальному, то из

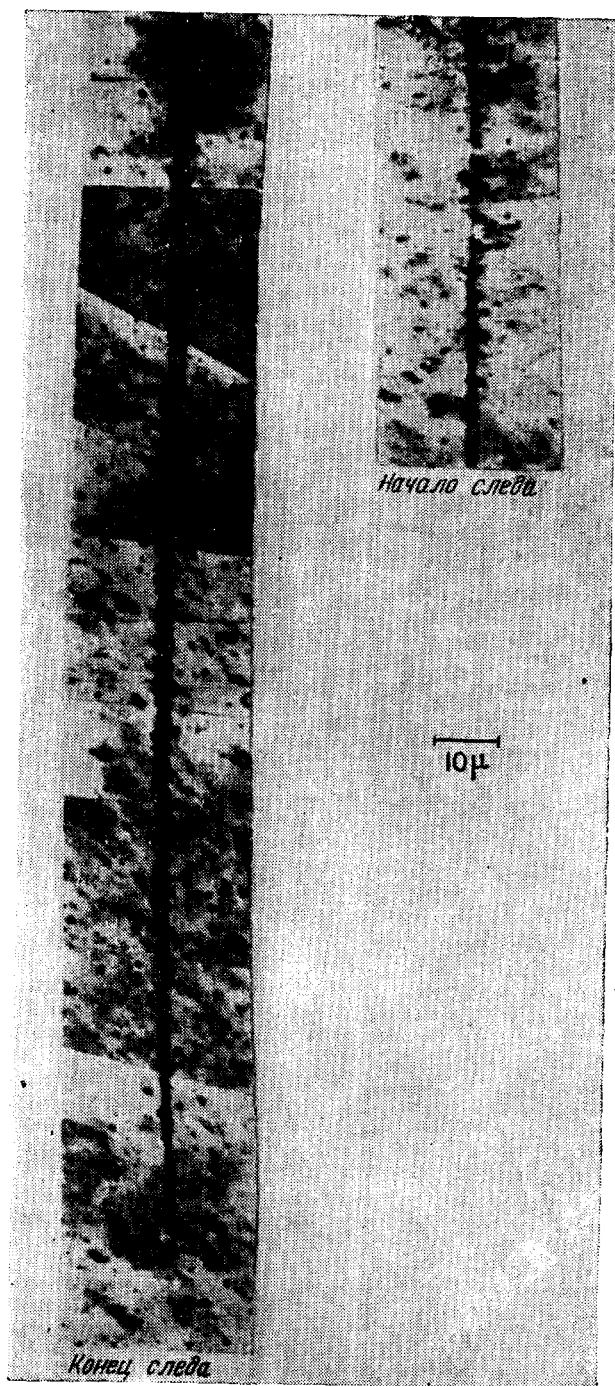


Рис. 2.

рис. 4 можно определить интенсивность первичного излучения I для $Z > 10$. Используя данные для углов $0-20^\circ$, авторы получают для I значение $I = 3,2 \cdot 10^{-4}$ частиц на $см^2$ в секунду в единице телесного угла. Общий поток первичных частиц равен $12 \cdot 10^{-2}$ частиц на $см^2$ в секунду в единице телесного угла. Таким образом, интенсивность потока многозарядных частиц составляет около $1/400$ общей интенсивности потока первичных частиц. Ординаты для водорода и гелия на рис. 3 нанесены в соответствии с этим отношением обеих интенсивностей. Отношение интенсивностей водород/гелий было измерено в камере Вильсона.

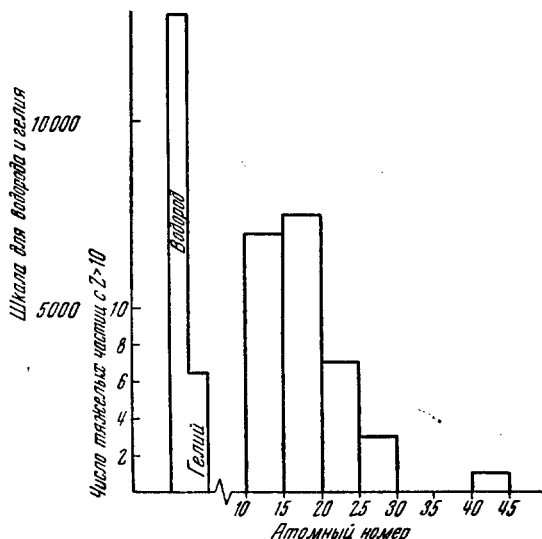


Рис. 3.

2. Отношение интенсивностей водород/гелий. Используя камеру Вильсона, авторы получили значительное число фотографий траекторий многозарядных частиц, четыре из которых приводятся в реферируемых статьях. Эти фотографии являются независимым подтверждением существования многозарядных частиц, обнаруженных в фотоэмульсии. Так как фотопластинки не регистрируют быстрые протоны, определение отношения водород/гелий производилось по данным, полученным в камере Вильсона. Всего было получено 74 фотографии: 44 на высоте 29 км (остаточное атмосферное давление 17 г/см^2) и 30 на высотах 25—26 км (остаточное атмосферное давление 25 г/см^2). При этом рассматривались частицы, прошедшие не менее чем через 3 пластины свинца и рассеявшиеся при этом не более чем на 2% (предел, определяющийся вихревыми потоками в камере). Это обстоятельство, а также большая высота наблюдения обеспечили исключение из рассмотрения мезонов. Полученные фотографии были разбиты на две группы, соответствующие минимальной ионизации (протоны) и четырёхкратной ионизации (α -частицы). В первой группе имеется 19 траекторий, во второй 5, откуда для отношения интенсивностей водород/гелий получается значение, равное 4. Полученное значение находится в качественном согласии с астрофизическими определениями. Действительно, величина этого отношения, определённая

с помощью астрофизических методов, равна 4 для Солнца и 10 для планетарных туманностей.

Авторы указывают, что фотопластинки оказались исключительно удобным средством для регистрации ядер, присутствующих в первичном космическом излучении. То, что кинетическая энергия этих ядер оказывается пропорциональной их заряду Z и равной примерно 1 BeV на ядерную частицу, позволяет предполагать, что своим происхождением первичное космическое излучение обязано ускорению в сильных электрических полях, создающихся в некоторых местах вселенной. Один из возможных источников таких электрических полей был указан Терлецким⁴, который показал, что при несовпадении магнитных и географических полюсов вращающегося космического тела (такое несовпадение, как известно, имеет место у Земли и у Солнца и нет оснований думать, что оно отсутствует у других тел) могут индуцироваться потоки заряженных частиц, энергия которых имеет величину, достаточную для объяснения происхождения космических лучей.

Интенсивность, с которой представлены различные Z в спектре рис. 3, совпадает с относительной распространённостью элементов во вселенной, полученной по астрофизическим данным.

Заметим, что Li, B, Be, малая распространённость которых известна астрофизикам, не представлены также и в спектре рис. 3.

А. В.

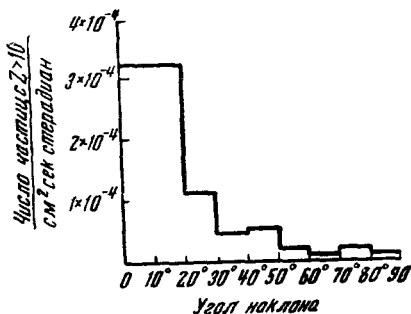


Рис. 4.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, В. М. Морозов, А. В. Христьян, ДАН 61, 35 (1948).
2. C. D. Anderson, R. V. Adams, и др., Rev. of Modern Phys. 20, № 1, (1948).
3. P. Freier, E. Loifgren, E. Ney, F. Oppenheimer, Phys. Rev. 74, № 12, 1818 (1948).
4. H. Bradt and B. Peters, Phys. Rev. 74, № 12, 1828 (1948).
5. Я. Терлецкий, ЖЭТФ, т. 16, 1948 г., вып. 5, стр. 403.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ ОБМЕННЫХ ЯДЕРНЫХ СИЛ

I

По утверждению авторов реферируемых работ^{1,2}, одним из наиболее существенных экспериментов, выполненных на 184-дюймовом фазотроне³ за всё время его работы, является исследование рассеяния нейтронов на протонах при энергии 90 и 40 MeV.

Изучение рассеяния элементарных частиц (протон — нейтрон, протон — протон, нейтрон — дейтерон, протон — дейтерон) при энергиях от нескольких сот KeV до 15 MeV позволило с достаточной точностью определить