

Г. С. Саакян

Прохождение нуклонной компоненты через атмосферу

§ 1. Введение

За последние десять лет физика космических лучей пережила период бурного развития и крупнейших открытий. Была выяснена природа первичного излучения. В этом вопросе большой вклад был сделан группой физиков, работающих под руководством С. Н. Вершова. Были открыты электронно-ядерные ливни и ядерно-каскадные процессы в космических лучах [1—7]. В обзорной статье [7] были подытожены результаты многочисленных работ, проводимых сотрудниками лаборатории космических лучей Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР в период 1945—1948 гг. и была обрисована общая картина прохождения космического излучения через атмосферу.

Мощным орудием в руках физиков явилось открытие и широкое применение в экспериментальной технике физики космического излучения методики ядерной фотоэмульсии. Открытие фотоэмульсии, чувствительной для фиксации траекторий релятивистских заряженных частиц, дало возможность выяснить многие важные черты сложных явлений, происходящих при взаимодействии космического излучения с веществом [27—33]. Эта новая методика позволила произвести сравнительно точное изучение химического состава первичного излучения, изучение ядерных взаимодействий нуклонов, природу и ядерные взаимодействия вторичных частиц, возникающих в ядерных звездах, открытие ряда новых нестабильных частиц и т. д.

На основании накопившегося экспериментального материала одновременно производилось теоретическое исследование развития ядерно-каскадного процесса в воздухе. В 1949 г. Гайтлером и Яноши [8] была предложена теория ядерно-каскадного процесса в воздухе. В этой теории предполагалось, что падающий нуклон до выхода из ядра претерпевает несколько столкновений нуклон-нуклонного характера и в каждом соударении испускает один мезон, который выходит из ядра без взаимодействия. Для акта нуклон-нуклон столкновения предполагалось, что дифференциальное поперечное сечение является однородной функцией от энергии первичной и вторичной частиц. В дальнейшем эта теория развивалась в работах Яноши [9], а также в работах Яноши и Мессель [10]. В этих новых вариантах теории учитывались также взаимодействия мезонов с нуклонами ядра.

Основные идеи, выдвинутые в работе [8], а именно, что единичный акт взаимодействия носит характер нуклон-нуклонного столкновения и что дифференциальное поперечное сечение зависит лишь от отношения энергий первичного и вторичного нуклонов, легли в основу многочисленных работ Месселя [11], Грина, Месселя и других авторов [12—21]. Основные результаты, полученные Месселем и сотрудниками, изложены в работе [22].

Теория ядерно-каскадного процесса была развита и в работах [23—25]. Эти работы базировались в основном на экспериментальных основах и содержали меньшее число специальных предположений, еще не подтвержденных экспериментом. Зацепиным был предложен метод решения каскадных уравнений, названный им методом последовательных поколений [24]. В работах Зацепина и Розенталя были получены объяснения основных явлений, наблюдаемых в широких атмосферных ливнях.

В работе [23] метод последовательных поколений был развит для случая, когда спектр вторичных частиц, рождаемых в акте столкновения, является моноэнергетическим. В работе [36] было показано, что этот метод может быть обобщен на случай произвольного вида энергетического спектра частиц, образованных при ядерных столкновениях.

Будини и Молиер [26] построили каскадную теорию в атмосфере, предполагая, что спектры рождения вторичных протонов и мезонов выражаются функцией вида

$$f(u)du = \frac{\alpha}{\gamma!} \ln^{\gamma} \left(\frac{1}{u} \right) du.$$

где u — отношение энергии вторичной частицы к энергии первичной, γ и α — параметры, численные значения которых подбирались так, чтобы получалось согласие с экспериментом. Здесь α имеет смысл средней доли энергии, переданной данному сорту частиц $\int_0^1 u f(u) du = \alpha$. Для π -мезонов принималось $\gamma = 2,5$ и $\alpha = 0,2$, а для вторичных протонов $\gamma = 1,3$ и $\alpha = 0,8$.

Несмотря на такое большое число теоретических работ, посвященных изучению ядерно-каскадного процесса в воздухе, этот вопрос в настоящее время нельзя считать окончательно решенным. Для полного и правильного решения этой проблемы необходимо знать энергетическое и угловое распределение вторичных нуклонов и мезонов, образованных в ядерных взаимодействиях нуклонов высоких энергий с ядрами воздуха. Величина некоторых важных характеристик ядерных процессов при больших энергиях, а именно полное поперечное сечение взаимодействия нуклонов с ядрами воздуха и средняя доля энергии, теряемой частицей в ядерных взаимодействиях в воздухе, приблизительно известны. Поэтому теория, в основном опираясь на знание этих величин, должна дать объяснение наблюдаемых явлений и, далее,

путем сравнения результатов расчета с экспериментальными результатами, должна уточнить численное значение полного поперечного сечения ядерного взаимодействия и степень неупругости этого взаимодействия, а также получить другие сведения о свойствах ядерных взаимодействий в области больших энергий, пока недостижимых в лабораторных условиях.

В предлагаемой работе развивается феноменологическая теория ядерно-каскадного процесса в воздухе. Теория базируется на представлениях, развиваемых авторами работы [34]. Согласно этим представлениям, в акте ядерного взаимодействия нуклонов высоких энергий с ядрами воздуха первичная частица в среднем около $1/3$ своей энергии теряет на образование мезонов, δ -нуклонов, ядерных осколков и на возбуждение ядра, а остальные $2/3$ энергии уносит с собою один быстрый нуклон. Ранее этот результат был получен в работах [24, 35]. При этом в работе [25] показано, что энергия, теряемая первичным нуклоном, в основном идет на образование мезонов, тогда как на образование δ -нуклонов, осколков и на возбуждение ядра расходуется сравнительно небольшая энергия, равная около 400 Mev в случае воздуха.

Предлагаемая теория довольно проста, позволяет, путем алгебраических действий, без громоздких вычислений, исходя из первичного энергетического спектра нуклонов, получить энергетический спектр, угловое распределение, пробег поглощения, и ряд других характеристик нуклонной компоненты на различных глубинах в атмосфере. В расчетах фигурируют два параметра, а именно средний пробег ядерного взаимодействия (или полное поперечное сечение) нуклонов в воздухе и средняя доля энергии, теряемой нуклоном при взаимодействиях с ядрами воздуха.

В работе учтены ионизационные потери энергии протонов, которые являются существенными при энергиях $E \lesssim 10$ Bev. Подробно рассмотрена также роль ядерного многократного рассеяния. Явление ядерного многократного рассеяния является существенным при энергиях нуклонов $E \lesssim 100$ Bev, наблюдаемых на заданной атмосферной глубине. При вычислении интенсивности нуклонов на различных глубинах в атмосфере влияние π -мезонов пренебрегается, т. е. предполагается, что значительная часть π -мезонов распадается на пути своего следования и не успевает претерпеть ядерные взаимодействия. Убедиться в правильности этого предположения не трудно. Действительно, лишь при энергиях $E \gtrsim 9 \frac{\rho_0}{\rho(z)}$ Bev, где ρ_0 — плотность воздуха на уровне моря, а $\rho(z)$ — плотность на атмосферной глубине z г/см³, средний пробег для распада π -мезонов может быть больше их среднего пробега ядерного взаимодействия, который предполагается равным 65 г/см². На атмосферных глубинах $z = 700, 300$ и 100 г/см²

отношение $\rho_0/\rho_z \approx 1,5; 3,5$ и 10 . Следовательно, для того, чтобы π -мезон успел провзаимодействовать до того, как распадется, его энергия на глубинах $z=700, 300$ и 100 г/см² должна быть, соответственно, больше 14, 30 и 90 Bev. Если допустить, что в каждом акте взаимодействия нуклонов рождается только один мезон, то энергия нуклонов, способных рождать мезоны таких энергий, должна быть больше 50, 100, 300 Bev. Однако известно, что при таких энергиях нуклонов имеет место множественное образование мезонов, причем, согласно статистической теории Ферми—Ландау, выделяемая при столкновении частиц энергия приблизительно делится поровну между мезонами [37, 38], число которых порядка $E^{0,25}$, где E —энергия первичного нуклона. Из последних замечаний следует, что энергия нуклонов, способных рождать мезоны с энергиями 14, 30, 90 Bev, будет около 110, 310 и 1350 Bev. А для нуклонов с энергиями 14, 30 и 90 Bev энергии первичных частиц, рождающих их, должны быть, соответственно, 2, 43 и 128 Bev. Из приведенного сравнения, а также из того обстоятельства, что энергетический спектр нуклонов в атмосфере является убывающей функцией энергии, следует, что энергия, передаваемая мезонам, в основном теряется необратимым образом, и участие π -мезонов в дальнейших ядерных процессах незначительно.

§ 2. Интенсивность потока нуклонов на различных глубинах в атмосфере

Поставим перед собой задачу вычисления энергетического спектра нуклонов на различных глубинах в атмосфере, исходя из их спектра на границе атмосферы. Повидимому, в настоящее время можно считать интенсивность первичного излучения хорошо известной. Интенсивность первичной компоненты космического излучения для различных энергий определялась в работах [39—53] и в ряде других. Первичное излучение в основном состоит из протонов и небольшого числа нейтронов, входящих в состав ядер, имеющих в составе первичного излучения. Согласно [49], энергия, приносимая первичным излучением, распределена между его различными составными частями следующим образом: 66% энергии принадлежит потоку протонов, 26%—потоку ядер гелия, 5%—потоку ядер углерода, азота и кислорода, и 3%—потоку ядер с $Z > 10$. Угловое распределение первичного излучения изотропно.

Полный энергетический спектр первичных частиц приведен в обзорах М. И. Фрадкина [54], Б. Петерса [55] и Неера [56]. В работах [55, 56, 50] предлагаются различные эмпирические формулы, хорошо аппроксимирующие существующие экспериментальные данные. Однако они имеют сложный вид и неудобны для расчетов.

В работе [26] энергетический спектр первичного излучения аппроксимирован следующей эмпирической формулой:

$$N(E)dE = a_0(E_0 + E)^{-1} dE, \quad (1)$$

где $\gamma=2,8$, a_0 и E_0 — постоянные, E — кинетическая энергия нуклонов, измеренная в единицах Bev. Если речь идет об интенсивности протонов, то следует в формулу (1) подставить $a_0=8,8$ и $E_0=6,94$ Bev, а если нас интересует интенсивность нуклонов, то $a_0=11$ и $E_0=6,34$ Bev. Формула (1) имеет сравнительно простой вид, удобна для расчетов и хорошо аппроксимирует эксперименты [39—51], а также эмпирические формулы, приведенные в работах [50, 55, 56].

Согласно Вернову и сотрудникам [45], дифференциальный спектр энергии первичных частиц в области энергии $2 < E < 20$ Bev описывается степенным законом $E^{-\gamma}$ с показателем $\gamma=2$. Этот результат не противоречит вышеприведенному, так как функцию $(E_0 + E)^{-\gamma}$ можно интерполировать степенной функцией $E^{-\gamma}$, где γ уже не постоянна, а является монотонно возрастающей функцией от энергии частиц, причем в области энергий $2 < E < 20$ Bev этот показатель будет иметь значение, приблизительно равное 2, а при энергиях $E > 100$ Bev, $\gamma=2,8$. Интенсивность первичных частиц, найденная в работе [45] для геомагнитных широт 2° , 31° и 51° , также в пределах ошибок экспериментов согласуется с интенсивностью частиц, получаемой по формуле (1) для соответствующих областей энергий. Ниже, нас будет интересовать только общее число нуклонов в первичном излучении, поэтому в формуле (1) принимаем $a_0=11$ и $E_0=6,34$ Bev.

Пусть на глубине z г/см², в атмосфере измеряется интенсивность нуклонов с кинетической энергией E , движущихся под углом θ относительно вертикального направления. Далее, пусть эти нуклоны до места наблюдения претерпели n ядерных столкновений. Тогда среднее расстояние между двумя столкновениями будет равно $\frac{z}{(n+1)\cos\theta}$. После

каждого ядерного столкновения нуклон может оказаться как в протонном, так и в нейтронном состоянии. Обозначим через Q вероятность того, что на данном отрезке пути между двумя столкновениями нуклон является протоном. Предположим, что после каждого ядерного столкновения, независимо от начального зарядового состояния нуклона, он с равной вероятностью может оказаться в нейтронном и протонном состояниях, т. е. $Q=0,5$. Следовательно, ионизационные потери энергии на каждом отрезке пути приблизительно равны

$$\frac{zQ\chi}{(n+1)\cos\theta},$$

где $\chi \approx 0,002$ Bev — средние ионизационные потери энергии релятивистских частиц на 1 г/см² пути в воздухе.

Энергия нуклона непосредственно после последнего ядерного столкновения равна

$$E + \frac{zQ\chi}{(n+1)\cos\theta}.$$

А перед этим же столкновением энергия нуклона равнялась

$$E_1 = \frac{E}{\alpha} + \frac{zQ_1\gamma}{\alpha(n+1)\cos\theta},$$

где α — средняя доля энергии, остающаяся за нуклоном после каждого ядерного столкновения. Согласно цитированным работам [34, 35], при энергиях $E \geq 3$ Bev, величина α приблизительно постоянна и равна около 0,7. Итак, совместно с авторами цитированных работ пока что будем предполагать, что зависимость α от энергии слабая, а численное значение уточним дальше. Продолжая приведенные рассуждения получаем, что энергия нуклона непосредственно перед первым ядерным столкновением была

$$Ez^{-n} + \frac{zQ_1\gamma}{(n+1)\cos\theta} \sum_{i=1}^n \alpha^{-i}.$$

Чтобы получить энергию первичной частицы на самой границе атмосферы, необходимо добавить ионизационные потери энергии первичного нуклона до первого ядерного столкновения:

$$\frac{zQ_1\gamma}{(n+1)\cos\theta},$$

где Q_1 — вероятность того, что первичная частица является протоном. Таким образом, энергия первичного нуклона равна

$$E_n = Ez^{-n} + \frac{zQ_1\gamma}{(n+1)\cos\theta} \left(\sum_{i=1}^n \alpha^{-i} + k \right),$$

где $k = \frac{Q_1}{Q}$. Произведя суммирование, получаем

$$E_n = Ez^{-n} \left[1 - \frac{zQ_1\gamma}{E(n+1)\cos\theta} (c_1 - c_2 z^n) \right]. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения:

$$c_1 = \frac{1}{1-\alpha}, \quad c_2 = c_1 - k. \quad (2')$$

В первичном спектре интенсивность нуклонов, рассчитанная на единицу телесного угла согласно (1), равна

$$a_0(E_0 + E_n)^{-1} dE_n = a_0 E^{-1} z^{n\tau} \left[1 + \frac{zQ_1\gamma c_1}{E(n+1)\cos\theta} + \right. \\ \left. + \frac{E_0}{E} \left(1 - \frac{c_2 z^n \gamma}{E_0(n+1)\cos\theta} \right) z^n \right] dE_n. \quad (3)$$

Для получения интенсивности нуклонов на глубине z , движущихся под углом θ относительно вертикали, необходимо умножить (3)

на вероятность того, что наблюдаемый нуклон является n -м потомком первичного нуклона, и просуммировать по всем возможным значениям числа n . Эта вероятность, как вероятность редкого и случайного события, определяется распределением Пуассона

$$W_n(z) = \frac{1}{n!} \left(\frac{z}{\lambda \cos \vartheta} \right)^n e^{-\frac{z}{\lambda \cos \vartheta}}, \quad (4)$$

где λ — длина среднего свободного пробега ядерного взаимодействия нуклона в воздухе и $\frac{z}{\lambda \cos \vartheta}$ — среднее число столкновений, претерпеваемых нуклонами в заданном направлении ϑ . Ниже принимается, что величина λ постоянна.

Итак, интенсивность нуклонов заданной энергии E и заданного направления движения ϑ на глубине z равна

$$N(z, \vartheta, E) dE = a_0 E^{-1} e^{-\frac{z}{\lambda} \sec \vartheta} dE \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 + \frac{A_n}{E} \right)^{-1} \frac{u^n}{n!}, \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A_n = \frac{c_3 - c_4 z^n}{n+1} + E_0 z^n; \quad \frac{z \alpha^{1-1}}{\lambda} \sec \vartheta = u \\ c_3 = c_1 z Q_L \sec \vartheta; \quad c_4 = c_2 z Q_L \sec \vartheta, \quad (6)$$

С ростом числа n , A_n быстро убывает, поэтому при $n \gg \nu$, где ν некоторое достаточно большое число, можно написать $1 + \frac{A_n}{E} \approx 1$, и тогда

ряд в формуле (5) совпадает с разложением функции e^u . Так, для вертикального направления на глубине $z = 700 \text{ г/см}^2$, при $E = 1,5 \text{ Bev}$ оказывается достаточным принять $\nu = 15$. Таким образом, для достаточно большого ν можно суммирование в (5) выполнить следующим образом:

$$\sum_0^{\infty} \left(1 + \frac{A_n}{E} \right)^{-1} \frac{u^n}{n!} \approx \sum_0^{\nu} \left(1 + \frac{A_n}{E} \right)^{-1} \frac{u^n}{n!} + \sum_{\nu}^{\infty} \frac{u^n}{n!} = \\ = e^u - \sum \left[1 - \left(1 + \frac{A_n}{E} \right)^{-1} \right] \frac{u^n}{n!}.$$

С учетом последнего, формулу (5) можно переписать так:

$$N_i(z, \vartheta, E) dE d\Omega = a_0 E^{-1} e^{-\frac{z}{\lambda} \sec \vartheta} S(z, E, \vartheta), \quad (7)$$

где

$$S \approx 1 - e^{-u} \sum_0^{\nu} \left[1 - \left(1 + \frac{A_n}{E} \right)^{-1} \right] \frac{u^n}{n!}; \quad \nu \gg 1, \quad (8)$$

$$l = \frac{\lambda}{1 - z^{\gamma-1}}; \quad (9)$$

$d\Omega$ — телесный угол, под которым ведется наблюдение.

Из (7) видно, что, вообще говоря, вид энергетического спектра нуклонов с изменением глубины и направления изменяется.

Изменение вида спектра нуклонов обусловлено двумя причинами, а именно тем, что первичный спектр нуклонов не является точно степенным, и ионизационными потерями энергии. Ионизационные потери энергии существенны при энергиях $E < 10$ Bev, и на больших глубинах они привели бы к заметному искажению вида спектра в указанной области энергии. Ионизационные потери энергии не приведут к изменению вида энергетического спектра нуклонов только в том случае, если первичный спектр является строго степенным ($E_0 \approx 0$).

При энергиях $E \lesssim 100$ Bev отклонение вида первичного энергетического спектра от степенного закона становится несущественным, и функция S принимает постоянное значение, равное единице (при $z=0$ и $E_0=0$; $S=1$). Имеет место также и $\lim_{z \rightarrow 0} S = \left(1 + \frac{E_0}{E}\right)^{-\gamma}$. При этом поглощение интенсивности нуклонной компоненты с глубиной происходит по экспоненциальному закону, с коэффициентом поглощения равным $\frac{1}{l}$, и вид энергетического спектра нуклонов не будет зависеть от глубины и направления наблюдения.

Из (5) очевидно, что

$$P_n(z, E, \theta) = B \left(1 + \frac{A_n}{E}\right)^{-\gamma} \frac{u^n}{n!} \quad (10)$$

представляет собою вероятность того, что на глубине z нуклон с энергией E , наблюдаемый под углом θ , происходит от первичного нуклона с энергией E_n , где E_n определяется формулой (2). Здесь B — коэффициент нормировки. При энергиях $E \gtrsim 30$ Bev имеем

$P_n \approx \frac{u^n}{n!} e^{-u}$. Об этой вероятности подробно речь будет идти позже.

Вследствие отклоняющегося действия магнитного поля земли первичный спектр частиц при низких импульсах обрывается. В этом вопросе мы будем пренебрегать малой долей ядер в первичном излучении считая, что весь поток частиц состоит из протонов, и понятие минимального импульса, который является функцией геомагнитной широты, заменим понятием минимальной энергии протонов E_m . При энергиях в несколько Bev и ниже этот эффект скажется также на интенсивности нуклонов при малых глубинах атмосферы.

Так, если на глубине z в атмосфере в спектре нуклонов нас интересуют энергии $E < E_m$, то на числа столкновений n должно быть наложено ограничение

$$E_n \geq E_m,$$

так как энергии $E_n < E_m$ в первичном спектре частиц отсутствуют. Это неравенство означает, что в формулах (5) и (8) суммирование должно начинаться не с нуля, а с некоторого числа n_1 , где n_1 — округленный корень трансцендентного уравнения

$$\frac{zQ\gamma}{(n+1)\cos\vartheta}(c_1 - c_2 z^n) = E_m z^n - E, \quad (11)$$

где c_1 и c_2 имеют тот же смысл, что и в (2').

§ 3. Подбор численных значений параметров

Для вычисления интенсивности нуклонной компоненты космического излучения на различных глубинах в атмосфере необходимо задать численные значения параметров, входящих в формулу (7). Интенсивность нуклонов определяется двумя основными параметрами, а именно, пробегом ядерного взаимодействия λ и долей энергии α , остающейся за нуклоном после ядерного взаимодействия.

Многочисленные экспериментальные работы приводят к выводу, что в области высоких энергий, недоступных еще в ускорительной технике, λ , повидимому, не зависит от энергии и для воздуха имеет значение около 65 г/см^2 . Зацепин [24], на основании ряда экспериментальных работ, приходит к выводу, что $\lambda = 65 \pm 5 \text{ г/см}^2$. Это значение пробега взаимодействия, повидимому, относится к области энергий $E \gtrsim 10 \text{ Bev}$. Опыты, выполненные на бевотронах, показывают, что полное поперечное сечение неупругого взаимодействия нуклонов с атомными ядрами с ростом энергии растет, приближаясь к геометрическому поперечному сечению. Упругое или так называемое дифракционное рассеяние для нас не представляет интереса, так как в этом процессе нуклон не теряет энергии и рассеивается на сравнительно малые углы порядка $\frac{\lambda}{2\pi R}$, где λ — длина волны де-Бройля для

падающих нуклонов и R — радиус ядра мишени. Так, в работе [57] найдено, что поперечное сечение взаимодействия протонов с энергией $E = 0,87 \text{ Bev}$ с ядрами углерода равно $\sigma = 0,25 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \approx 0,78 \tau_0$, где $\tau_0 = \pi (1,4 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/2})^2 \approx 0,32 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ — геометрическое поперечное сечение. В работе [58], для поперечного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода при энергии $E = 1,4 \text{ Bev}$, найдено $\sigma = 0,231 \times 10^{-24} \text{ см}^2 = 0,72 \tau_0$, а в работе [59], для того же поперечного сечения нейтронов с той же энергией, найдено $\sigma = 0,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 0,63 \tau_0$. Далее, при энергиях протонов в $2,2 \text{ Bev}$ в работах [60, 61] установлено, что поперечное сечение для ядерной эмульсии и меди равно $\sigma = 0,8 \tau_0$.

В перечисленных работах речь идет о полном поперечном сечении неупругого взаимодействия, так как измерения производились в условиях плохой геометрии, исключающих из рассмотрения дифракционное рассеяние при взятых энергиях.

Сотрудниками лаборатории малого электромагнита Физического

института АН Армянской ССР, производившими свои эксперименты с протонами, генерированными нейтронами космического излучения, также установлено, что полное поперечное сечение взаимодействия протонов с ядрами меди, с ростом энергии растет [62]. Так, при энергиях $2,4 < E < 5,5$ Bev поперечное сечение равно приблизительно $0,8 \sigma_0$, а при $E > 5,5$ Bev оно равно геометрическому поперечному сечению σ_0 .

Этот вывод согласуется с результатом Вернова и сотрудников [45], согласно которым поперечное сечение для взаимодействия протонов с энергией около 5 Bev с ядрами азота и свинца равно геометрическому.

Ниже, мы будем распространять наши расчеты до энергии нуклонов равной 1,5 Bev. При таких сравнительно малых энергиях поперечное сечение неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами воздуха в последних двух столкновениях будет иметь значение чуть меньше σ_0 . В результате, и среднее поперечное сечение для всего поколения нуклонов с конечной энергией $E=1,5$ Bev окажется чуть ниже геометрического поперечного сечения σ_0 .

При энергиях $E \gg MA^{1/2}$, где M — энергия покоя нуклона, следует ожидать дальнейшее, сравнительно малое возрастание поперечного сечения за счет механизма дифракционного образования мезонов на ядрах [63]. В работе [63] была произведена оценка величины поперечного сечения дифракционного образования мезонов на ядрах. Для воздуха оно порядка одного-двух процентов от геометрического поперечного сечения.

В качестве первого шага для подбора численного значения параметра α будем исходить из формулы (9), связывающей параметры α , λ и пробег ядерного поглощения l . Как уже отмечалось, в области энергий $E \gg 10$ Bev в формуле (7) функция $S=1$ и поглощение нуклонной компоненты происходит по экспоненциальному закону с коэффициентом поглощения $\frac{1}{l} = \frac{1}{\lambda} (1 - \alpha^{\gamma-1})$, и поэтому знание вели-

чин λ и l в этой области энергии нам непосредственно даст величину α . По данным Рыжковой и Сарычевой [24], при энергиях $E \sim 1000$ Bev, $l = (112 \pm 6)$ г/см². Этот результат был подтвержден в последней работе этих авторов [64]. Для энергий порядка 1000 Bev они нашли $l = 116 \pm 9$ г/см².

В работе Каплана и сотрудников [65] при той же энергии найдено $l = 120$ г/см. Ошибки измерения не указаны. Принимая $l = (112 \pm 6)$ г/см², $\lambda = (65 \pm 5)$ г/см², из (9) находим $\alpha^{\gamma-1} = 0,42 \pm 0,08$ и при $\gamma = 2,8$ получаем $\alpha = 0,62 \pm 0,07$ [24]. Может оказаться, что в других областях энергии величина α окажется отличной от найденного значения. Правда, в работе [24] показано, что величина α слабо зависит от энергии. Однако интенсивность нуклонов на больших глубинах атмосферы весьма чувствительна к малым изменениям величины α . Ниже, величина α

будет уточнена и подобрана так, чтобы вычисленный из первичного спектра нуклонов спектр этих частиц на высоте 3200 м над ур. моря наилучшим образом согласовывался с экспериментом.

Перейдем к определению численных значений остальных параметров, входящих в (5). Из (1) находим, что отношение чисел протонов и нуклонов в первичном излучении приблизительно равно $8,8:11=0,8$. Отсюда следует, что вероятность $Q_1 \approx 0,8$. Далее, предполагая $Q=0,5$, находим $k = \frac{Q_1}{Q} = 1,6$. Принимая $\alpha=0,62$, из (2') находим $c_1=2,63$ и $c_2=1,03$.

§ 4. Многократное ядерное рассеяние нуклонов

Формула (7) выведена в предположении, что вторичные нуклоны строго сохраняют направление первичных вплоть до места наблюдения. На самом деле это предположение неверно. При энергиях $E \lesssim 100$ Bev ядерное рассеяние частиц играет существенную роль в процессе прохождения нуклонной компоненты через атмосферу. Это особенно относится к большим атмосферным глубинам, где ядерное многократное рассеяние приводит к заметному удлинению путей частиц и, следовательно, сильно уменьшает интенсивность нуклонов. Что касается многократного кулоновского рассеяния, то, при рассмотренных здесь энергиях, оно ничтожно мало по сравнению с ядерным рассеянием и не играет никакой роли при прохождении нуклонной компоненты высокой энергии через атмосферу. Наоборот, при энергиях $E < 1$ Bev оно является важным.

Точное решение вопроса удлинения пути нуклона из-за ядерного многократного рассеяния в настоящее время не представляется возможным, поскольку нам пока не известна зависимость дифференциального сечения, нуклон-нуклон или нуклон-ядро столкновений от энергии и угла рассеяния при энергиях выше нескольких Bev. Однако, исходя из совершенно общих соображений, основанных на свойствах преобразований Лоренца, можно установить картину этого явления и произвести оценку удлинения пути нуклона при его прохождении через атмосферу.

Пусть ε_0 и \vec{p}_0 — полная энергия и импульс нуклона до столкновения, ε , \vec{p} и ω — полная энергия, импульс и угол рассеяния наиболее быстрого нуклона, унесшего основную часть энергии α в лабораторной системе координат после ядерного столкновения, далее, ε' , \vec{p}' и ω' — полная энергия, импульс и угол рассеяния того же нуклона в системе центра инерции. Из преобразований Лоренца имеем:

$$p_x = \frac{p'_x + \beta_s \varepsilon'}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} ; \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon' + \beta_s p'_x}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} \quad (12)$$

$$\cos \omega = \frac{\beta_s}{\beta} + \sqrt{1 - \beta_s^2} \frac{\sin \omega'}{\operatorname{tg} \omega'} \quad (13)$$

где $\beta = \frac{cp}{\varepsilon}$ — скорость наиболее быстрого нуклона после столкновения в лабораторной системе, в единицах скорости света, а β_s — скорость центра инерции относительно лабораторной системы, опять в единицах скорости света.

При рассматриваемых здесь энергиях частиц длина волны де-Бройля для падающего нуклона намного меньше радиуса ядра, а также радиуса действия ядерных сил; по этой причине будет справедливо предполагать, что падающий нуклон в каждом акте взаимодействия эффективно сталкивается лишь с одним нуклоном ядра. В этом случае

$$\beta_s = \frac{P_0}{\varepsilon_0 + M} \quad (14)$$

где M — энергия покоя нуклона.

Если допустить, что в каждом акте взаимодействия в соударении с налетающей частицей участвует больше чем один нуклон ядра мишени, то получим

$$\beta_s = \frac{P_0}{\varepsilon_0 + M_1} \quad (14')$$

где M_1 — суммарная энергия покоя нуклонов ядра, принимающих эффективное участие в процессе соударения. Если предположить, что столкновение имеет место в ядре с трубкой радиусом основания $\frac{h}{mc}$, где m — масса покоя π -мезона со средней высотой $\frac{4}{3} \frac{h}{mc} A^{1/3}$, то для воздуха, принимая $A=14$, получим $M_1 \approx 2,4 A$.

Ниже мы будем предполагать, что при столкновении нуклонов с энергией, большей нескольких Bev , с ядрами воздуха имеет место нуклон-нуклон столкновение, и соответственно с этим для скорости центра инерции β_s будем пользоваться формулой (14).

При энергиях частиц выше нескольких Bev величины β_s , β и, следовательно, их отношение мало отличаются от единицы. Величина же второго члена в (13) во много раз меньше по сравнению с единицей. Действительно, $\sqrt{1 - \beta_s^2} \ll 1$ и в любых условиях $\left| \frac{\sin \omega'}{\operatorname{tg} \omega'} \right| < 1$. Поэтому в (13) можно пренебречь вторым членом по сравнению с первым и написать

$$\cos \omega = \frac{\beta_s}{\beta} \quad (15)$$

Из (13) получаем, что формула (15) справедлива, если имеет место

$$\operatorname{tg}^2 \omega' \gg 1 - \beta_s^2 \approx \frac{2M}{\varepsilon_0} \quad (16)$$

Это же условие согласно (12) можно написать так:

$$\rho' \overline{\cos \omega'} \ll \beta_s \varepsilon', \quad (16')$$

где $\cos \omega'$ — средний косинус угла рассеяния нуклона в системе центра инерции. В этом случае получается $\overline{\cos \omega} = \frac{\beta_s}{\beta}$.

Вообще $\beta > \beta_s$ и при энергиях налетающего нуклона $E \gg 10 \text{ Beu}$ имеет место $\cos \omega \approx \beta_s$. Разумеется, при этих энергиях и значение β_s мало отличается от единицы.

Перейдем к вопросу об удлинении пути частиц в атмосфере, обусловленному ядерным рассеянием.

Пусть на глубине $z \text{ г/см}^2$ нуклон с энергией E получен в результате n ядерных столкновений. Обозначим энергию первичного и последующих поколений нуклонов соответственно $E_n, E_{n-1} \dots E_1, E$, а средние углы рассеяния после каждого неупругого ядерного столкновения соответственно $\omega_n^{(1)}, \omega_n^{(2)} \dots \omega_n^{(n)}$.

Верхние индексы при углах пронумерованы в обратном порядке по сравнению с нумерацией индексов при энергиях. Так, $\omega_n^{(1)}$ относится к первому ядерному столкновению, а $\omega_n^{(n)}$ — к последнему столкновению, в результате чего появляется нуклон с энергией E , если не учесть ионизационные потери энергии на последнем участке пути следования нуклона до места его наблюдения.

Углы отсчитываются относительно направления движения предыдущего нуклона.

Согласно (15), имеем:

$$\cos \omega_n^{(k)} = \frac{\beta_{sn}^{(n-k+1)}}{\beta_n^{(n-k)}}, \quad (15')$$

где $\beta_{sn}^{(n-k+1)}$ — скорость центра инерции в k -м столкновении относительно лабораторной системы в случае, когда до места наблюдения нуклон претерпевает n столкновений. В случае нуклон-нуклон столкновения

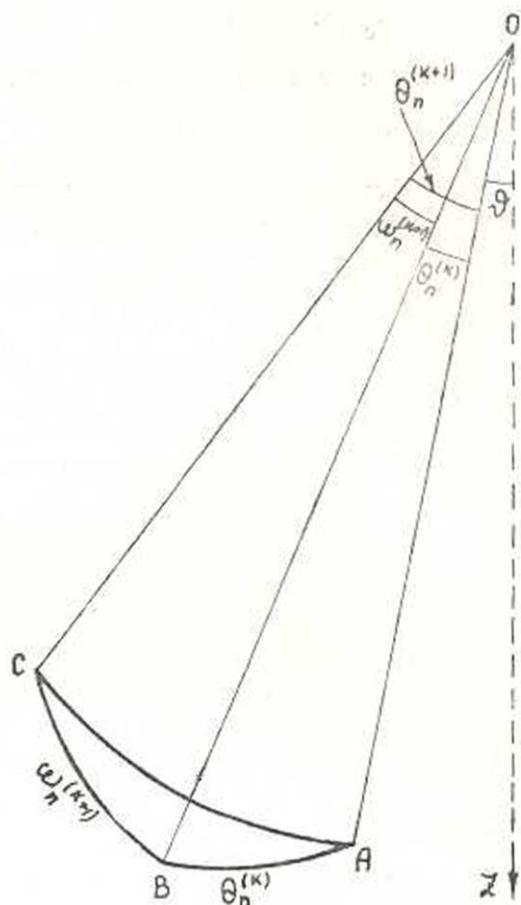
$\beta_{sn}^{(k)} = \sqrt{\frac{E_k}{E_k + 2M}}$, где E_k — кинетическая энергия перед этим столкновением, $\beta_n^{(n-k)}$ — скорость частицы в единицах скорости света в лабораторной системе после этого же столкновения.

Из фиг. 1 имеем

$$\cos \theta_n^{(k+1)} = \cos \omega_n^{(k+1)} \cdot \cos \theta_n^{(k)} + \sin \omega_n^{(k+1)} \cdot \sin \theta_n^{(k)} \cdot \cos \varphi_k, \quad (17)$$

где $\theta_n^{(k)}$ — угол между направлением движения нуклона после k -го столкновения и направлением наблюдения θ , $\theta_n^{(k-1)}$ — то же самое для $(k+1)$ -го столкновения и φ_k — угол между плоскостью АОВ, образо-

важной направлениями наблюдения OA и движения k -го нуклона OB с плоскостью BOC , образованной направлениями движения k -го и $(k+1)$ -го нуклонов. При измерениях интенсивности нуклонов имеют



Фиг. 1. К расчету угла ядерного многократного рассеяния нуклонов в атмосфере. OZ — вертикальное направление, OA — направление наблюдения, OB — направление движения нуклона после k -го столкновения и OC — направление движения нуклона после $(k+1)$ -го столкновения.

дело со многими частицами; в этих вопросах имеет смысл говорить только о средних углах отклонений. Поэтому в (17) мы имеем право произвести усреднение по всем возможным расположениям плоскости BOC относительно плоскости AOB , т. е. усреднить по углу φ_k . Учитывая, что $\overline{\cos \varphi_k} = 0$, из (17) получаем

$$\overline{\cos \theta_n^{(k+1)}} = \overline{\cos \theta_n^{(k+1)}} \cdot \overline{\cos \theta_n^{(k)}}. \quad (18)$$

Таким образом, получается рекуррентная формула между средними направлениями движения частиц в двух соседних столкновениях. Из (18), очевидно, получим:

$$\cos \theta_n^{(k+1)} = \prod_{i=1}^{k+1} \cos \theta_n^{(i)} = \prod_{i=1}^{k+1} \frac{3_{2n}^{(n-i+1)}}{2_{2n}^{(n-i)}} \quad (19)$$

(19) представляет собой средний косинус угла, образованного между направлением наблюдения OA и направлением движения частиц после $(k+1)$ -го столкновения.

Введем понятие среднего направления движения нуклона по всему пути его следования. При этом целесообразно усреднить не $\overline{\cos \theta_n^{(k)}}$, а соответствующие им $\overline{\sec \theta_n^{(k)}}$. Это можно мотивировать тем, что среднее расстояние при n -столкновениях равно

$$\frac{z}{(n+1)\cos \theta} \left(1 + \frac{1}{\cos \theta_n^{(1)}} + \frac{1}{\cos \theta_n^{(2)}} + \dots + \frac{1}{\cos \theta_n^{(n)}} \right) = z \sec \theta \cdot \overline{\sec \theta_n}$$

Итак, при n -столкновениях средний секанс для всего пути следования частицы равен

$$\overline{\sec \theta_n} = \frac{1}{n+1} \sum_{k=0}^n \overline{\sec \theta_n^{(k)}} \quad (20)$$

Таким образом, при n ядерных столкновениях в среднем нуклон до места наблюдения проходит расстояние $z \sec \theta \cdot \overline{\sec \theta_n}$ вместо $z \sec \theta$ при пренебрежении рассеяния.

Чтобы найти среднее расстояние, пройденное нуклоном с энергией E , наблюдаемой на глубине z , нам остается только произвести усреднение $\overline{\sec \theta_n}$ по всем возможным значениям чисел столкновений n

$$\overline{\sec \Phi} = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \overline{\sec \theta_n} \quad (21)$$

где $P_n(z, \theta, E)$ — вероятность того, что наблюдаемый нуклон с энергией E является n -м потомком первичной частицы. Эта вероятность выражается формулой (10). Следовательно, реальное расстояние, пройденное нуклоном до места его наблюдения, равно около $z \sec \theta \overline{\sec \Phi}$.

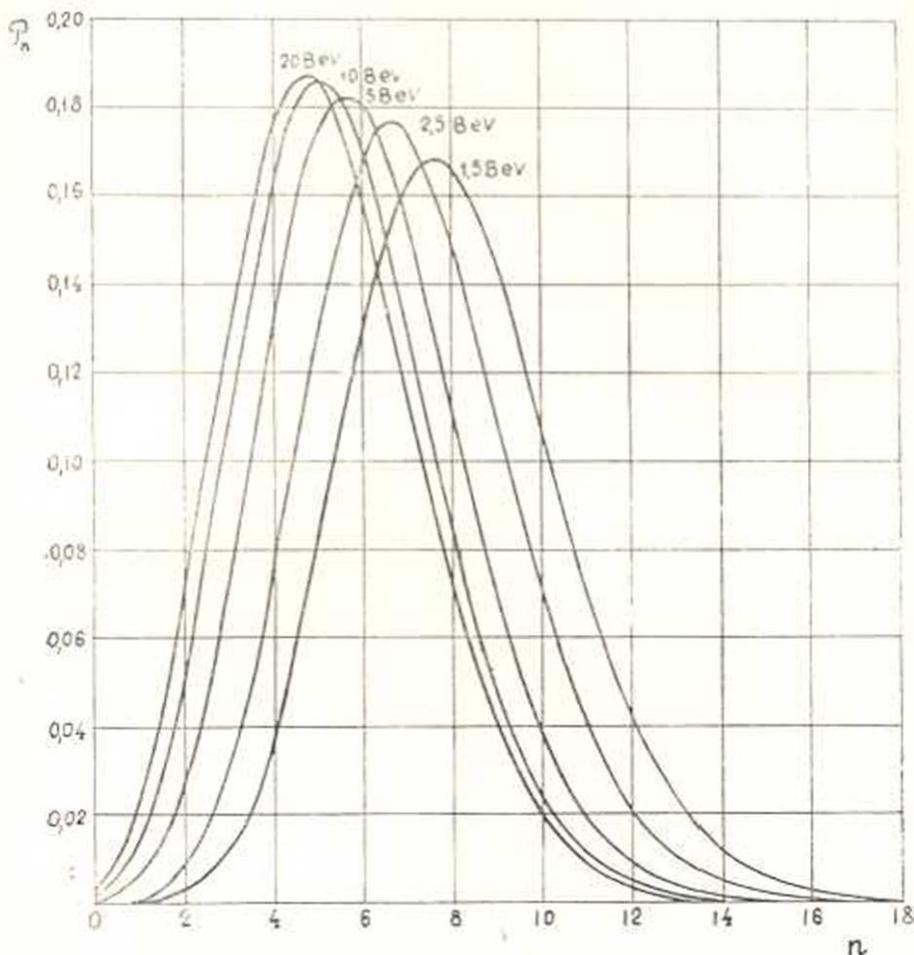
Это означает, что при вычислениях интенсивности нуклонов на различных глубинах в атмосфере в формуле (7) z следует заменить $z \sec \Phi$.

Угол Φ не является углом многократного ядерного рассеяния в обычном смысле этого слова. Величина среднего угла многократного рассеяния определяется из уравнения

$$\cos \Psi = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \cos \theta_n^{(n)} \quad (22)$$

(22) означает, что последний нуклон в среднем отклоняется на угол Ψ относительно направления движения первичного нуклона.

На фиг. 2 изображена вероятность $P_n(E, z)$ для $\theta=0$, $z=710 \text{ г/см}^2$ (высота Арагацской высокогорной станции) и для энергий наблюдаемых нуклонов $E=1,5, 2,5, 5, 10$ и 20 Bev . При вычислении вероятности $P_n(E, z)$ учитывалось и удлинение путей частиц из-за ядерного



Фиг. 2. По оси абсцисс отложены числа ядерных столкновений нуклона, а по оси ординат вероятность P_n того, что нуклон с заданной кинетической энергией (энергии указаны на кривых), наблюдаемый на атмосферной глубине 710 г/см^2 , в вертикальном направлении является n -м потоком первичной частицы.

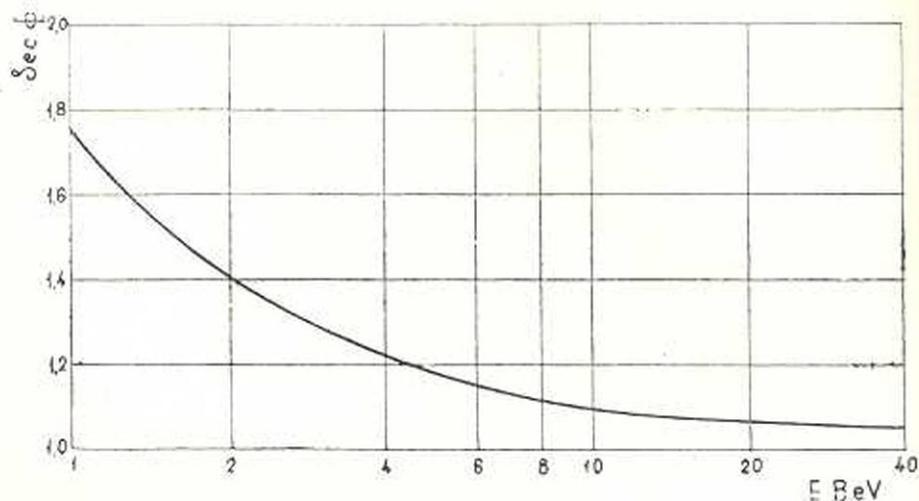
многократного рассеяния. Правда, величина пути z окончательно вычисляется после того как известна $P_n(E, z)$, однако приближенное значение z уже становится известным при вычислении $\sec \theta_n$ по формуле (20). Действительно, кривая функции $P_n(E, z)$ приблизительно имеет симметричный вид относительно наименее вероятного числа столкновений n_0 , поэтому $\sec \Phi \approx \sec \theta_{n_0}$ (при $E \gg 10 \text{ Bev}$, P_n — совпадает с распределением Пуассона). Следовательно, в первом приближении при вычислении $P_n(E, z)$ мы можем в качестве значения z принять вели-

чвну $z=710 \text{ sec } \theta_{\text{по}}$, а потом произвести соответствующее уточнение.

Распределения $P_n(E, z)$ при $E=1,5, 2,5, 5, 10$ и 20 Bev имеют максимум соответственно при значениях чисел столкновений нуклонов $p_0=7,7, 6,7, 5,7, 5,1$ и $4,7$. Среднее число столкновений \bar{n} при этих же энергиях соответственно равно $8,07, 7,11, 6,09, 5,47, 5,15$, а энергии первичного нуклона, соответствующие этим числам столкновений равны приблизительно $67, 77, 98, 140, 238 \text{ Bev}$. Отсюда ни в коем случае нельзя сделать вывод о том, что нуклоны с кинетической энергией $1,5, 2,5, 5, 11$ и 20 Bev , наблюдаемые по вертикальному направлению на глубине 710 г/см^2 , в основном происходят за счет первичных нуклонов с энергиями, равными $77, 98, 140, 238 \text{ Bev}$. В самом деле распределения P_n имеют широкий вид и флуктуации чисел столкновений $n-\bar{n}$ большие. Из фиг. 2 видно, что лишь $15-20\%$ частиц рассмотренных энергий происходят за счет первичных нуклонов, претерпевших до атмосферной глубины 710 г/см^2 \bar{n} ядерных столкновений. Здесь следует подчеркнуть коренное отличие числа \bar{n} от числа $\frac{z}{\lambda}$. Последнее представляет собой среднее число ядерных столкновений для одного определенного нуклона на расстоянии z ; для $z=710 \text{ г/см}^2$ это число равно около 11. \bar{n} является средним числом ядерных столкновений с учетом существующего вида энергетического распределения первичных частиц. Дело в том, что нуклоны заданной энергии, наблюдаемые на глубине z , происходят от первичных нуклонов, имевших различные энергии, но претерпевшие разные числа столкновений. Вследствие того, что первичный спектр — быстро убывающий, получается так, что первичные частицы сравнительно малых энергий, претерпевшие сравнительно малое число столкновений $p < \frac{z}{\lambda}$ в спектре, наблюдаемых на глубине z нуклонов, представлены с такими же статистическими весами, как и частицы больших энергий, но претерпевшие наивероятное число столкновений $\frac{z}{\lambda}$. Вероятность того, что частица с энергией E является p -м потоком первичного нуклона, согласно (10) пропорциональна произведению ординат распределения Пуассона и энергетического спектра первичных частиц. Разница между числами \bar{n} и $\frac{z}{\lambda}$ не была бы лишь в том бы случае, если распределение первичных частиц по их энергиям было бы равномерным. Рассмотренный здесь вопрос о взаимосвязи и отличии между средним числом ядерных столкновений $\frac{z}{\lambda}$ и наивероятным номером поколения p_0 впервые был рассмотрен Зацепиным [24].

На фиг. 3 приводится зависимость $\text{sec } \Phi$ от энергии вертикального

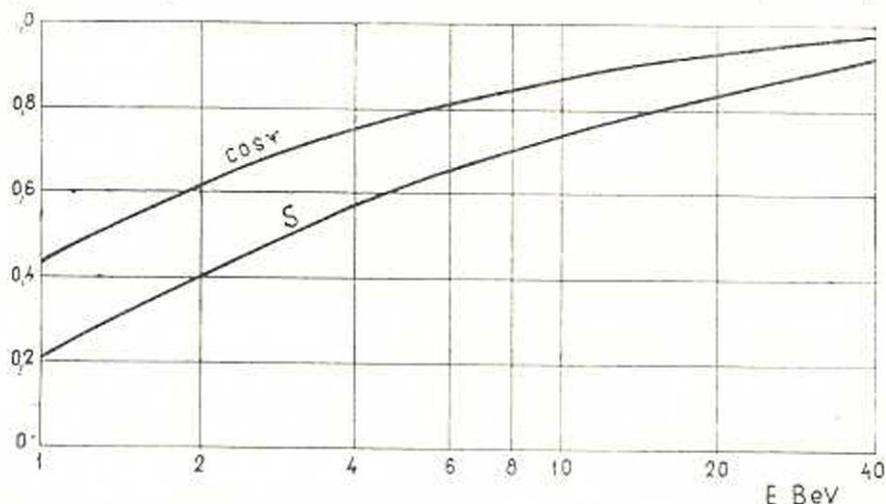
потока нуклонов, наблюдаемых на атмосферной глубине 710 г/см^2 . Для кинетических энергий нуклонов, равных 1, 1,5, 2,5, 5, 10, 20 и 40 BeV, среднее количество вещества, пройденного нуклонами, от верхней границы атмосферы до глубины 710 г/см^2 , равно приблизительно $710 \cdot \sec \psi = 1240, 1080, 945, 837, 780, 760$ и 745 г/см^2 .



Фиг. 3. Зависимость функции $\sec \psi$ от кинетической энергии вертикального потока нуклонов, наблюдаемых на атмосферной глубине 710 г/см^2 . Среднее расстояние, пройденное частицей от границы атмосферы до указанной глубины, равно $710 \text{ sec} \psi$.

Из приведенных чисел видно, насколько важна роль ядерного многократного рассеяния при прохождении нуклонной компоненты через вещество.

На фиг. 4 изображена зависимость среднего косинуса угла многократного ядерного рассеяния $\cos \Psi$ от кинетической энергии верти-



Фиг. 4. Верхняя кривая представляет зависимость косинуса угла ядерного многократного рассеяния, а нижняя кривая — зависимость функции $S(E, z)$ от кинетической энергии вертикального потока нуклонов, наблюдаемых на атмосферной глубине 710 г/см^2 .

кального потока нуклонов для той же высоты (верхняя кривая). Нижняя кривая на той же фигуре дает зависимость функции $S(710, E)$ от энергии нуклонов.

Вычисление $\sec \Phi$ требует знания величин параметров α и λ . Ниже мы увидим, что наилучшее согласие со спектром нуклонов на глубине 710 г/см^2 можно получить, если предположить, что для наблюдаемых частиц с $E=1,5$ и $2,5 \text{ Вев}$, α равна, соответственно, $0,64$ и $0,63$, а λ равна 72 и 68 г/см^2 . При энергиях же $E > 5 \text{ Вев}$ принималось $\alpha=0,62$ и $\lambda=65 \text{ г/см}^2$. При $E=1,5 \text{ Вев}$ средняя энергия первичной частицы равна около 67 Вев , среднее число столкновений $\bar{n} \approx 8,1$. В трех последних столкновениях энергия нуклона равна $2,6, 4,4$ и $7,2 \text{ Вев}$.

Эксперименты показывают (см. предыдущий параграф), что при энергиях $2 \sim 3 \text{ Вев}$ полное поперечное сечение неупругого взаимодействия нуклонов равно около $0,7 \sigma_0$. Если допустить, что лишь при $E > 10 \text{ Вев}$ поперечное сечение достигает геометрического значения σ_0 , то усредненный пробег $\bar{\lambda}$ будет иметь значение чуть больше 65 г/см^2 , соответствующего σ_0 . Так, например, если принять, что при энергиях $E=2,6, 4,4, 7,2 \text{ Вев}$ поперечное сечение σ равно около $0,7 \sigma_0, 0,8 \sigma_0, 0,9 \sigma_0$ и далее ввести понятие эффективных поперечных сечений σ' и σ'_0 для случая с числом столкновений $\bar{n}=8$, то очевидно, что

$$\sigma' = \frac{0,7 + 0,8 + 0,9 + 5}{8} \sigma'_0 = 0,9 \sigma'_0.$$

Отсюда находим, что при $E=1,5 \text{ Вев}$ $\bar{\lambda} \approx \frac{\lambda}{0,9} = 72 \text{ г/см}^2$.

В настоящее время в лаборатории малого электромагнита Физического института АН Армянской ССР производятся эксперименты по определению величины ядерного пробега взаимодействия с ядрами графита протонов до энергий 20 Вев , и, повидимому, затронутый здесь вопрос о величине λ будет разрешен.

Существует еще одно явление, могущее привести к удлинению путей частиц при их прохождении через атмосферу; это диффракционное рассеяние нуклонов на ядрах воздуха. Угол диффракционного рассеяния нуклонов для ядер воздуха порядка $\theta \sim \frac{\lambda}{2\pi R} \approx \frac{0,057}{p}$, где p — им-

пульс частицы, измеренный в единицах $\frac{\text{Вев}}{c}$, а $\lambda = \frac{h}{p}$ — длина де-

Бройловской волны. Отсюда ясно, что при рассмотренных здесь энергиях нуклонов углы диффракционного рассеяния очень малы по сравнению с углами неупругого ядерного рассеяния.

Диффракционное рассеяние будет иметь существенное значение при энергиях $E < 1 \text{ Вев}$, т. е. как раз в той области энергии, где выступает в игру и кулоновское многократное рассеяние.

§ 5. Энергетический спектр нуклонов на высоте 3200 м над уровнем моря

После того, как было получено среднее расстояние $z=710$ секФ, пройденное нуклонами от границы атмосферы до глубины 710 г/см², мы, исходя из первичного спектра (1), по формуле (7) вычислили спектр вертикального потока нуклонов для этой глубины. При этом под z подразумевалась величина 710 секФ. Определялись пять точек спектра нуклонов, а именно ординаты дифференциального спектра для $E=1.5, 2.5, 5, 10$ и 20 Bev. Точка с $E=1.5$ Bev была получена в предположении, что $\alpha=0,64$ и $\lambda=72$ г/см². Для второй точки предполагалось $\alpha=0,63$ и $\lambda=68$ г/см², а для остальных точек с $E \gg 5$ Bev было взято $\alpha=0,62$ и $\lambda=65$ г/см².

Полученное распределение нуклонов по их энергиям изображено на фиг. 5 (сплошная линия). По оси абсцисс отложена кинетическая энергия нуклонов по логарифмической шкале, а по оси ординат — логарифмы интенсивностей нуклонов на интервал энергии 1 Bev.

Если этот спектр попытаться аппроксимировать степенным законом вида $E^{-1} dE$, то, как видно из фиг. 5, показатель (т. е. наклон кривой) не является постоянной величиной. При энергиях $1 < E < 2$ Bev, $\gamma \approx 1,4$, в области $2 < E < 4$ Bev, $\gamma \approx 1,65$, в области $10 < E < 20$ Bev, $\gamma \approx 2,3$ и т. д. Так, с ростом энергии нуклонов показатель γ растет и при $E > 100$ Bev достигает значения, равного 2,8. При этих энергиях ординаты дифференциального спектра нуклонов отличаются от ординат первичного спектра частиц множителем $e^{-\frac{z}{l}}$, где $z \approx 710$ г/см² и $l=112$ г/см² (функция $S(E, z)$ при этих энергиях по своей величине мало отличается от единицы).

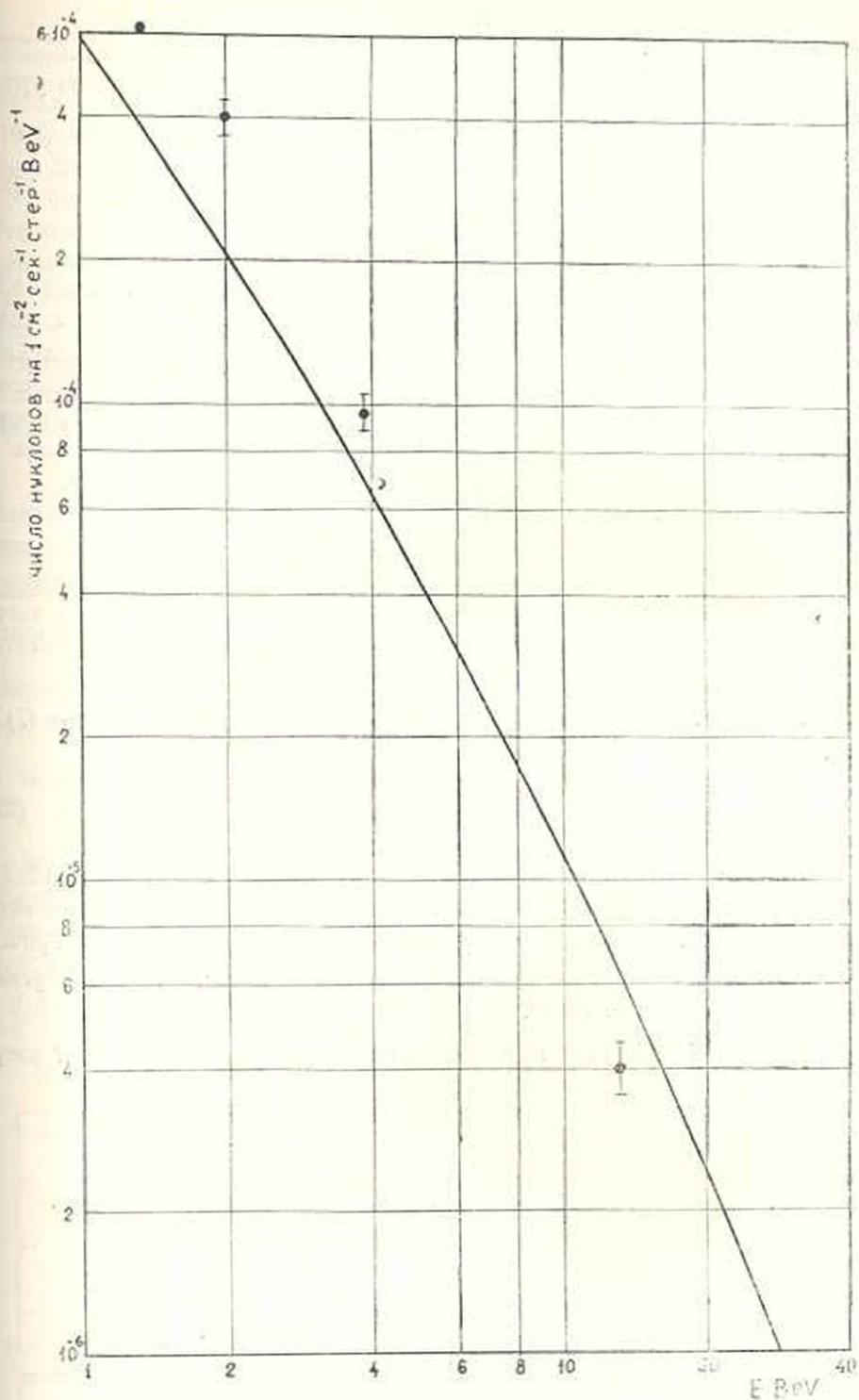
На этой же фигуре для сравнения приведены экспериментальные данные. Точки с указанием ошибок представляют данные Кочаряна и сотрудников. Здесь предполагалось, что вплоть до энергии 1.5 Bev числа протонов и нейтронов равны. Кружки представляют собой измерения Алиханяна — Алиханова [66].

На больших глубинах в атмосфере ординаты дифференциального спектра протонов весьма чувствительны к значениям параметров α и λ . Поэтому, если ординаты дифференциального спектра нуклонов и значение одного из приведенных параметров определены с достаточной точностью, то значение второго параметра можно получить с большой точностью.

Поэтому определение ординат энергетического спектра протонов в области энергий $E > 5$ Bev на высотах гор представляет собой большой научный интерес.

§ 6. Пробег поглощения и угловое распределение

Обратная величина коэффициента поглощения потока нуклонов с энергией, большей заданной, называется ядерным пробегом погло-



Фиг. 5. Дифференциальный энергетический спектр вертикального потока мюонов на атмосферной глубине 710 г/см^2 (высота Арагацской лаборатории). Сплошная кривая представляет теоретический спектр, рассчитанный из первичного спектра мюонов. Точки с указанием ошибок представляют эксперимент. Кружки изображают данные Алиханяна и Алиханова [6]. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия частиц в единицах Вев.

щения. Обозначим эту величину через L . Она определяется из уравнения

$$L = \frac{z \sec \vartheta}{\ln \frac{N_0(E)}{N(E, z, \vartheta)}} \quad (23)$$

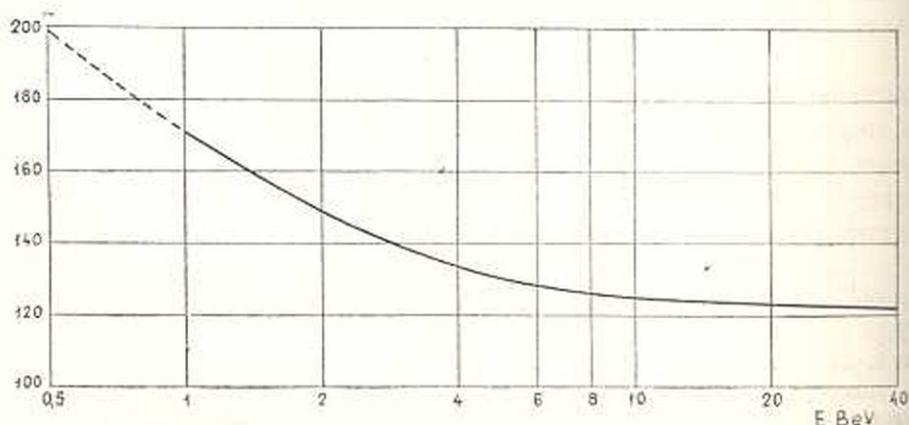
где $N_0(E)$ — интенсивность первичных нуклонов с энергией, большей E , $N(E, z, \vartheta)$ — та же самая интенсивность нуклонов на глубине $z/\sec \Phi$, движущихся под углом ϑ относительно вертикали. $\sec \Phi$ определяет удлинение пути и дается формулой (21). Из изложенного в предыдущих параграфах материала понятно, что величина пробега L , кроме энергии, зависит также от z и направления движения нуклонов ϑ . Конечно, зависимость L от энергии более существенна.

Согласно (7), зависимость пробега L от глубины z и направления наблюдения ϑ целиком обусловлена функцией $S(z, E, \vartheta)$. Появление этой функции в свою очередь обусловлено ионизационными потерями энергии, а также о. ступлением вида первичного спектра от степенного закона. Поэтому при энергиях $E \gtrsim 100$ Bev, когда $S \approx 1$ (эта энергетическая граница зависит также от z и ϑ ; она тем выше, чем больше z и ϑ), зависимость пробега L от ϑ и z исчезает, и мы, согласно (7) и (9), имеем:

$$L(E) = l = \frac{\lambda}{1 - \alpha^{-1}} \quad (23')$$

При этих энергиях пробег L будет зависеть от энергии, если λ и α являются функциями энергии. В области высоких энергий нами предполагалось, что λ и α являются постоянными величинами, причем $\lambda = 65$ г/см², а $\alpha = 0,62$ ($\alpha^{-1} = 0,42$). Следовательно, при энергиях $E \gtrsim 100$ Bev $L = l = 114$ г/см².

На фиг. 6 изображена зависимость пробега поглощения от энер-



Фиг. 6. Зависимость ядерного пробега поглощения вертикального потока нуклонов от их кинетической энергии.

гии для вертикального потока нуклонов на атмосферной глубине 710 г/см^2 . С уменьшением энергии частиц величина L растет и при $E=1 \text{ Bev}$ достигает значения, равного 170 г/см^2 .

Теперь перейдем к вопросу об угловом распределении нуклонов. Угловое распределение нуклонов, заданной энергии выражается формулой (7). Для получения конкретных результатов необходимо вычислить функцию $S(z, E, \vartheta)$ для разных значений переменных z , E и ϑ . Это у нас не сделано. Однако, исходя из знания интенсивности вертикального потока нуклонов, можно установить закономерность в угловом распределении потока нуклонов с энергией, больше заданной. Имеем

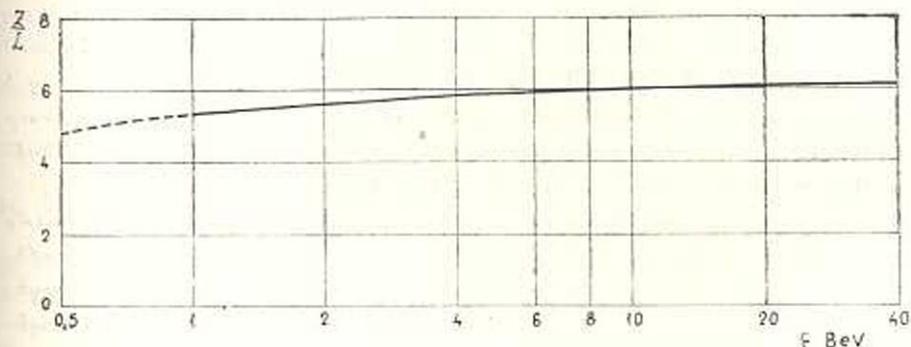
$$N(E, z, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = N_0(E) e^{-\frac{z}{L} \sec \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta, \quad (24)$$

где $N_0(E)$ и $N(E, z, \vartheta)$ имеют тот же смысл, что и в формуле (23). Известно, что при малых зенитных углах $\vartheta \lesssim 40^\circ$ (24) можно аппроксимировать формулой

$$N(E, z, \vartheta) \approx N(E, z) \cos^m \vartheta, \quad (24')$$

где $N(E, z) = N_0(E) e^{-m}$ — вертикальная интенсивность потока нуклонов с энергией, больше E на глубине z , а $m = \frac{z}{L}$.

Величины z и L для атмосферной глубины 710 г/см^2 нам уже известны, поэтому мы можем определить показатель для этой высоты. На фиг. 7 приведена зависимость показателя m от энергии нуклонов. При энергиях $E > 100 \text{ Bev}$ число m имеет постоянное значение, равное 6,34. С уменьшением энергии частиц m медленно убывает. Наши



Фиг. 7. Зависимость показателя косинуса m в угловом распределении $\cos^m \vartheta \cdot \sin \vartheta d\vartheta$ потока нуклонов от их кинетической энергии на атмосферной глубине 710 г/см^2 .

расчеты, повидимому, верны до энергии нуклонов 1 Bev . При 1 Bev из фиг. 7 имеем $m=5,3$. Очевидно, что, при дальнейшем уменьшении энергии частиц, m монотонно будет убывать. При энергиях $E < 1 \text{ Bev}$ важную роль будет играть также ядерное дифракционное и кулоновское многократное рассеяние. Кулоновское многократное рассеяние включается

в игру лишь после последнего ядерного столкновения, которое при энергиях $E < 0,5$ Bev приводит к сильному размазыванию углового распределения протонов.

Вполне возможно, что приведенные выше вычисления удлинения путей нуклонов в атмосфере дают завышенные значения. Однако, на основании приведенных выше результатов, повидимому, можно сделать заключение, что параметр α , строго говоря, не является постоянной величиной, а с ростом энергии нуклонов медленно убывает (см. фиг. 5).

В заключение выражаю благодарность Н. М. Кочаряну, Г. Т. Зацепину и М. Л. Тер-Микавяну за обсуждение настоящей работы.

Институт физики
Академии наук Армянской ССР

Поступило 16 XI 1955

Գ. Ս. Սահակյան

ՆՈՒՎԼՈՆԱՅԻՆ ԿՈՄՊՈՆԵՆՏԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ՄՔՆՈԼՈՐՏՈՎ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Աշխատության մեջ առաջադրված է օգտիմ ընթացող միջուկա-կապակային պրոցեսի ֆենամենալոգիկ տեսություն: Տեսությունը սարքունակում է երկու անկախ պարամետրներ՝ λ և α : λ -ն հանդիսանում է միջուկային փոխազդեցությունների միջին վաղժի երկարությունը, իսկ α -ն միջին էներգիայի այն մասն է, որը միջուկային փոխազդեցություններից հետո իր հետ տանում է ամենաարագ նուկլոնը: Համաձայն Վերնոյի, Ջաջեդինի և Գրիգորովի՝ մի քանի Bev-ից ավելի էներգիա ունեցող նուկլոնների համար α պարամետրը հաստատուն է և մոտավորապես հավասար է $2/3$: Բազմաթիվ փորձերը բերում են այն եզրակացության, որ հիշյալ էներգիաների տիրույթում λ -ն նույնպես հաստատուն է և օրի գնալով հավասար է 65 գ/աճ²: Ելնելով α և λ պարամետրների այդ արժեքներից և առաջնային նուկլոնների էներգետիկ սպեկտրից, արտածված է բնդհանուր քանակ (7) միջնորոտի կամավոր խորությունում նուկլոնների ինտենսիվության բաշխման համար բոտ էներգիայի և զենիթային անկյունների:

Հաշված է պրոտոնների ուղղաձիգ հոսանքի էներգետիկ բաշխումը Արագածի բարձրության (3200 մ) համար: Ստացված արդյունքը համեմատված է Քոչարյանի և Նրա աշխատակիցների կողմից չափված էներգետիկ սպեկտրի հետ: Փորձի սխալների սահմաններում տեսական և էքսպերիմենտալ սպեկտրները չեն հակասում իրար:

Աշխատանքում քննված է նաև միջուկային պատիկ ցրման հարցը: Յույց է արված, որ 100 Bev-ից պակաս էներգիաների համար միջուկային ցրման երևույթը բերում է նուկլոնների անցած ճանապարհի երկարացմանը միջնորոտում և կարևոր նշանակություն ունի նուկլոնների ինտենսիվության թուլացման հարցում:

Հաշված է նուկլոնների հոսքի կլանման գործակիցը և պրոտոնների ինտենսիվության անկյունային բաշխումը ծովի մակարդակից 3200 մ

արձրութեան նամարը Սոսցիալ արդյունքները չեն նախատես փորձնական ավարտներին:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жданов Г. Б. и Любимов Е. Л. ДАН СССР, 55, 119, 1947.
2. Векслер В. И., Курносова Л. В. и Любимов А. Л. ЖЭТФ, 17, 1026, 1947.
3. Алексеева К. И. и Вернов С. Н. ДАН СССР, 62, 199, 1948.
4. Вернов С. Н. и Чарухчян Т. Н. ДАН СССР, 62, 319, 1948.
5. Зацепин Г. Т. ДАН СССР, 67, 993, 1949.
6. Вернов С. Н. ЖЭТФ, 19, 621, 1949.
7. Биргер Н. Г., Векслер В. И., Добротин Н. А., Зацепин Г. Т., Курносова Л. В., Любимов А. Л., Розенталь И. Л. и Эйбус Л. Х. ЖЭТФ, 19, 826, 1949.
8. Heitler W. and Janossy L. Proc. Phys. Soc. A62, 374, 1949; Helv. Phys. Acta. 23, 417, 1950.
9. Janossy L. Proc. Roy. Irish. Acad. A53, 181, 1950; Proc. Phys. Soc., A63, 241, 1950.
10. Janossy L. and Nessel H. Proc. Phys. Soc. A63, 1101, 1950; Proc. Roy. Irish. Acad. A54, 245, 1951.
11. Messel H. Proc. Phys. Soc., A64, 726, 1951; Proc. Roy. Irish. Acad., A54, 125, 1951; Comm. Dublin institute for Advanced Studies, series A, № 7, 1951; Phys. Rev., 83, 26, 1951; Phys. Rev., 83, 21, 1951; Proc. Phys. Soc., A65, 465, 1952.
12. Messel H. and Ritson D. M., Proc. Phys. Soc., A63, 1359, 1950.
13. Messel H. and Gardnier J. W. Phys. Rev., 84, 1256, 1951.
14. Thompson G. and Hodgson P. E. Phil. Mag., 42, 978, 1951.
15. Clementel E. and Puppi G. Nuovo Cim., 8, 936, 1951.
16. Caldirola P., Fieschi R. and Gulmanelli P. Nuovo Cim., 9, 5, 1952.
17. Messel H. and Potts R. B. Proc. Phys. Soc., A65, 854, 1952; Proc. Phys. Soc. A65, 473, 1952.
18. McCusker C. B. A. and Messel H. Proc. Phys. Soc., A64, 948, 1951.
19. Ferreaux C. Helv. Phys. Acta, 24, 551, 1951.
20. Green H. S. and Messel H. Phys. Rev., 83, 842, 1951; Proc. Phys. Soc., A64, 1083, 1951; Phys. Rev., 85, 679, 1952; Proc. Phys. Soc. A65, 689, 1952.
21. Messel H. and Green H. S. Phys. Rev., 83, 1279, 1951; Proc. Phys. Soc., A65, 245, 1952; Phys. Rev., 87, 738, 1952.
22. Messel H. The development of a nucleon cascade. Progress in cosmic ray physics, vol II. Edited by I. G. Wilson, 1954.
23. Розенталь И. Л. ДАН СССР, 80, 731, 1951; Изв. АН СССР, серия физ., 17, 65, 1951; ЖЭТФ, 23, 440, 1952.
24. Зацепин Г. Т. Докторская диссертация. ФИАН СССР, 1954. См. также ЖЭТФ, 19, 1104, 1949.
25. Григорьев Н. Л. Докторская диссертация. ФИАН СССР, 1954.
26. Budini P. and Moliere G. Das Zusammenspiel der Komponenten. Vorträge über Kosmische Strahlung. Herausgegeben von W. Heisenberg. S. 365 — 412, 1953.
27. Miss, Brown R. H., Camerini U., Fowler P. H., Heitler H., King D. T. and Powell C. F. Phil. Mag., 40, 862, 1949.
28. Camerini U., Coor I., Davies J. H., Fowler P. H., Lock W. O., Muirhead H. and Tobin N. Phil. Mag., 40, 1073, 1949.
29. Fowler P. H. Phil. Mag. 41, 163, 1950.
30. Camerini U., Fowler P. H., Lock W. O., Muirhead H. Phil. Mag. 41, 413, 1950.
31. Carlson A. G., Hooper J. E., Kong D. T. Phil. Mag. 41, 701, 1950.
32. Lock W. O. and Yekutieli G. Phil. Mag., 43, 231, 1952.
33. Daniel R. R., Davies J. H., Mulvey J. H. and Perkins D. H. Phil. Mag., 43, 753, 1952.

34. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Зацепин Г. Т. и Чудаков А. Е. Изв. АН СССР, серия физ., 19, 4 3, 1955.
35. Григоров Н. Л. ДАН СССР, 94, 835, 1954.
36. Зацепин Г. Т. и Розенталь И. Л. ДАН СССР, 99, 369, 1954.
37. Fermi E. Prog. Theor. Phys., 5, 570, 1950; Phys. Rev., 81, 683, 1951.
38. Landau L. D. Изв. АН СССР, серия физ., 17, 51, 1953.
39. Hierarchy N. Phys. Rev. 60 7, 1941.
40. Winchler J. R., Stix T., Dwight K. and Sabin R. Phys. Rev., 79, 656, 1950.
41. Winchler J. R., Stroud W. G. Phys. Rev., 76, 1012, 1949.
42. Van Allen J. A. and Singer S. F. Phys. Rev., 78, 819, 1950; Phys. Rev., 80, 116, 1950; Nature 170, 62, 1952.
43. Poterantz M. A. Phys. Rev., 75, 67, 1949; 77, 830, 1950.
44. Poterantz M. A. and McClure G. W. Phys. Rev., 86, 536, 1952; 86, 588, 1952.
45. Вернов С. Н., Куликов А. М. и Чарахчян А. Н. Изв. АН СССР, серия физ., 17, 13, 1953.
46. Вернов С. Н. и Чарахчян А. Н. ДАН СССР, 91, 487, 1953.
47. Singer S. F. Phys. Rev., 77, 729, 1950.
48. Montgomery D. J. X. Cosmic Ray Physics, 131, Princeton Univ. Press, 1949.
49. Perlom G. J., Davis L. R., Kissinger C. W., Shipman J. D. Phys. Rev., 83, 321, 1952.
50. Lal D. Proc. Indian Acad. Sci., A38, 93, 1953.
51. Lal D., Yash P., Kipton M. F. and Peters B. Phys. Rev., 86, 569, 1952.
52. Engler A., Haber-Schaim U. Phys. Rev., 95, 1700, 1954.
53. Meredith L. H., Van Allen J. A. and Cottlieb M. B. Phys. Rev., 99, 198, 1955.
54. Фрадкин М. И. УФН, 53, 305, 1954.
55. Peters B. The nature of primary cosmic Radiation. Progress in cosmic ray Physics. Edited by Wilson J. G. Amsterdam, 1952.
56. Neher H. V. Recent data on Geomagnetic effects. Progress in cosmic ray Physics. Edited by Wilson J. G. Amsterdam, 1952.
57. Chew F. F., Leavitt C. P. and Shapiro A. M. Bull. Amer. Phys. Soc., 29, 47, 1954.
58. Snow G. A., Coor T., Hill D. A., Harnyak W. F. and Smith L. W. Bull. Amer. Phys. Soc., 29, 54, 1954.
59. Coor T., Hill D. A., Harnyak W. F., Smith L. W. and Snow G. Phys. Rev., 98, 1369, 1955.
60. Smith L. W., Leavit C. P., Shapiro A. M., Swartz C. E. and Widgoff M. Bull. Amer. Phys. Soc., 28, 15, 1953.
61. Friedlander G., Miller I. M., Wolfgang R., Hudis J. and Baker E. Phys. Rev., 94, 727, 1954.
62. Кочарян Н. М., Саакян Г. С., Айвазян М. Т., Киракосян З. А. и Александян А. С. ДАН СССР, 107, 668, 1956.
63. Померанчук И. Я. и Фейнберг Е. Л. ДАН СССР, 93, 439, 1953.
64. Рыжкова К. П. и Сарычева Л. И. ЖЭТФ, 28, 618, 1955.
65. Karlon M. F., Klose J. Z., Ritson D. M. and Walker W. D. Phys. Rev., 91, 1573, 1953.
66. Алиханян А. И., Алиханов А. И. и Вайсенберг А. ЖЭТФ, 18, 301, 1948.