

В. А. Туманян

Возможный метод исследования ядерных взаимодействий большой энергии

§ 1. Введение

Как известно, попытки непосредственной идентификации частиц, рождающихся при ядерных взаимодействиях большой энергии, сталкиваются с серьезными затруднениями. Даже ограниченную задачу выявления состава частиц, рождающихся при ядерных столкновениях ускоренных частиц, удается решить далеко не полностью. В связи с этим тормозится решение таких интересных проблем, как, например, определение частоты генерации странных частиц всех известных типов, их энергетических и угловых распределений, зависимости этих характеристик от величины энергии E_0 первичного взаимодействия.

Поскольку идентификация частиц с энергиями более 1 Бэв становится довольно неопределенной, существующие экспериментальные данные относятся в основном к рождению странных частиц с малыми значениями энергии E_{2k} . Такое ограничение существенно затрудняет исследование столкновений большой энергии, поскольку с увеличением E_0 все меньшая доля вторичных частиц обладает энергиями E_{2k} , допускающими их достоверную идентификацию. Поскольку нет больших оснований надеяться на то, что экспериментальные трудности с непосредственной идентификацией частиц с большими E_{2k} будут преодолены в ближайшее время, имеет смысл рассмотреть иные возможности для получения информации по упомянутым физическим вопросам. В настоящей работе предлагается новый подход к изучению ядерных взаимодействий большой энергии, позволяющий статистическим путем получить сведения о таких физических характеристиках этих процессов, о которых пока имеются довольно скудные и неопределенные данные.

§ 2. Релятивистское увеличение времени жизни и вовлечение странных частиц в ядерные взаимодействия

Как известно, время жизни τ движущейся нестабильной частицы с массой M и полной энергией E выражается следующим образом:

$$\tau = \tau_0 \frac{E}{Mc^2}, \quad (2.1)$$

где τ_0 — время жизни в покое. При сравнительно больших энергиях первичного взаимодействия, значительная часть (или даже большинство) образующихся вторичных частиц будет иметь энергии $E_{2k} > 1 \text{ Бэв}$. Это приводит к тому, что даже для наиболее тяжелых странных частиц-гиперонов будет наблюдаться существенное увеличение времени жизни. При этом, средний пробег до распада — λ_p , даже для наиболее короткоживущих странных частиц ($\tau_0 \approx 10^{-10} \text{ сек}$), станет более сантиметров, а для частиц с $\tau_0 \approx 10^{-8} \text{ сек}$ он превысит метры. При отсутствии конкурирующего процесса, все образующиеся странные частицы в конечном счете распадутся на обычные.

Однако, при больших E_{2k} , из-за релятивистского увеличения λ_p , последний становится сравнимым с средним свободным пробегом при ядерном взаимодействии λ_n , если образованные странные частицы пролетают в достаточно плотной среде. Действительно, λ_n для обычных, сильно взаимодействующих, частиц, при $E = 1,5 - 10 \text{ Бэв}$, примерно равняется 10 и 35 см, когда средой являются, например, свинец и ядерная эмульсия. Эти значения сравнимы с λ_p для частиц с $\tau_0 \approx 10^{-10} \text{ сек}$ и гораздо меньше λ_p , соответствующих $\tau_0 \approx 10^{-8} \text{ сек}$.

О ядерном взаимодействии (здесь и далее везде имеются в виду неупругие взаимодействия) странных частиц в этой области энергии, где становится заметным релятивистское увеличение времени жизни, имеется сравнительно мало сведений. Экспериментальные данные [1], полученные при изучении K -мезонов с энергиями до $2,5 \text{ Бэв}$ показывают, что λ_n для них примерно на одну треть больше чем для нуклонов и π -мезонов. Что касается последних, то имеющиеся экспериментальные данные [1] не противоречат равенству λ_n для протонов и π -мезонов с энергиями $E > 2 \text{ Бэв}$.

Представляется разумным (до уточнения и расширения экспериментальных данных о взаимодействиях странных частиц) полагать, что поперечные сечения ядерного взаимодействия для странных и обычных частиц при $E > 5 \text{ Бэв}$ примерно равны и постоянны. (В работе [2] показано, что при этих энергиях для K^+ и K^- -мезонов λ_n примерно сравниваются).

Итак, предполагается, что λ_n равны для всех сильно взаимодействующих частиц, когда энергия последних $> 5 \text{ Бэв}$. Заметим, что это предположение, сделанное ради удобства, не является решающим для дальнейшего. Если окажется, что λ_n для обычных и странных частиц отличаются, то это обстоятельство можно учесть, что приведет к уточнению количественных выводов экспериментов. Таким образом, если рождающиеся в первичном столкновении частицы пролетают в достаточно плотной среде, то релятивистское увеличение времени жизни приводит к тому, что заметное число странных частиц, не успев распасться, будет вовлечено в ядерные взаимодействия.

Отношение числа распадающихся и взаимодействующих странных частиц при фиксированном E_{2k} на расстояниях l , малых сравнительно с λ_{pi} и λ_n , от места рождения, будет

$$\frac{N_p}{N_a} \approx \frac{\sum N_i \frac{\lambda_a}{\lambda_{pi}}}{\sum N_i} \quad (2.2)$$

Например, при $E_{2k} = 7,5$ Бэв это отношение (при $\lambda_a = 35$ см) менее процента для группы K -мезонов ($\tau_0 \approx 10^{-8}$ сек) и ≈ 1 для Λ и Σ гиперонов ($\tau_0 \approx 1,8 \cdot 10^{-10}$ сек). Поэтому, если частицы обеих групп образуются в равном числе, то большинство ($\approx 75\%$) странных частиц включается в ядерные взаимодействия.

Продукты этой части вторичных ядерных взаимодействий будут, вообще говоря, обогащены странными частицами по сравнению со столкновениями таких же энергий, вызванных обычными частицами. Действительно, в первом случае, в силу закона сохранения странности, среди продуктов столкновения обязательно должна присутствовать странная частица, если даже не происходит парного образования странных частиц. При столкновениях же, вызванных обычными частицами, генерация странных происходит лишь путем парного образования. Если частота парной генерации одинакова для взаимодействий равной энергии, независимо от странности вызывающих их частиц (это обстоятельство можно, по-видимому, теоретически уточнить), то, очевидно, что участие странных частиц в возбуждении вторичных ядерных взаимодействий приведет к увеличению выхода странных частиц. Таким образом, если исследовать частоту выхода странных частиц из вторичных ядерных взаимодействий (следующих вслед за столкновением большой энергии) и сравнить с соответствующим выходом из взаимодействий равной энергии, вызванных ускоренными протонами и π -мезонами, то можно получить информацию о генерации странных частиц в первичном взаимодействии большой энергии. Так как сечение парной генерации странных частиц при энергиях столкновения E_{2k} зависит от порогов рождения, то оно может заметно отличаться для взаимодействий, вызванных π -мезонами и протонами. Поэтому, для каждого E_{2k} , по-видимому следует измерить выход странных частиц во вспомогательных столкновениях, вызванных как протонами, так и π -мезонами, причем число взаимодействий каждого типа должно выбираться в соответствии с экспериментально известным соотношением [3], в котором образуются π -мезоны и нуклоны при ядерном взаимодействии с энергией E_0 .

Идентификация странных частиц в обоих указанных группах столкновений дает возможность получить суммарную положительную S_{2k}^+ и отрицательную S_{2k}^- странности, образованные во вторичных взаимодействиях с энергиями E_{2k} и соответствующие S_{0k}^+ и S_{0k}^- для столкновений таких же энергий, вызванных ускоренными частицами. Тогда величины, которые назовем избыточными странностями

$$S_{1k}^+ = S_{2k}^+ - S_{0k}^+, \quad S_{1k}^- = S_{2k}^- - S_{0k}^-, \quad (2.3)$$

характеризуют положительную и отрицательную странность образующихся в первичном взаимодействии частиц, успевших включиться в ядерные взаимодействия до распада.

§ 3. Избыточные странности и анализ первичного ядерного взаимодействия большой энергии

Избыточные странности S_{1k}^+ и S_{1k}^- пропорциональны числу рождающихся в первичном столкновении странных частиц, если допустить, что с заметной интенсивностью могут рождаться лишь известные странные частицы. Поэтому величина

$$S_1 = \sum (S_{1k}^+ + |S_{1k}^-|) \quad (3.1)$$

и ее зависимость от E_0 дают представление о поведении поперечного сечения генерации странных частиц. Пропорциональность S_1 числу рождающихся странных частиц может быть нарушена интенсивным образованием Ξ и $\bar{\Xi}$ гиперонов при некоторых E_0 . В этом случае рост S_1 может быть обусловлен не только изменением сечения генерации странных частиц, но и относительным увеличением выхода каскадных гиперонов, обладающих странностью ∓ 2 .

Впрочем, в этом, как и в другом возможном случае, когда при столкновениях большой энергии могут также интенсивно возникать частицы со странностями 2, 3 (существование которых допускается схемой Гелла-Манна-Нишиджима), указанием на такое обстоятельство может служить величина флуктуаций в S_1 . Действительно, если, например, принять, что число рождающихся странных частиц распределяется по Пуассону, то распределение в S_1 для частиц со странностью ± 1 будет также пуассоновское со стандартным отклонением $\sqrt{S_1}$. Если же рождаются частицы со странностями 2, 3, то для S_1 снова имеет пуассоновское распределение, но со стандартными отклонениями $2\sqrt{S_1}$ и $3\sqrt{S_1}$. Поэтому статистический анализ достаточного экспериментального материала может дать указание об интенсивной генерации странных частиц со странностью отличной от единицы. Однако, влияние этого обстоятельства должно быть мало из-за относительно редкой генерации каскадных гиперонов, и может привести максимум к коэффициенту 2 в оценке S_1 в том маловероятном случае, когда все рождающиеся странные частицы являются Ξ и $\bar{\Xi}$ гиперонами.

Итак, зависимость S_1 от E_0 дает информацию об энергетической зависимости поперечного сечения образования странных частиц со значительными E_{2k} .

Для получения S_1^+ требуется сравнение S_2^+ и S_0^+ при одинаковой энергии столкновения E_{2k} . Поскольку вторичные ядерные взаи-

модействия вызываются частицами с различными E_{2k} соответственно энергетическому спектру вторичных частиц, то это означает, что S_2^+ , S_0^+ и следовательно S_1^+ должны оцениваться в различных энергетических интервалах E_{2k} .

Для получения сведений о сечении рождения странных частиц, избыточную странность S_{1k} следует просуммировать по интервалам энергии E_{2k} согласно формуле (3.1). При этом, число вторичных взаимодействий в каждом энергетическом интервале, будет представлено соответственно энергетическому спектру в первичном столкновении, благодаря практическому постоянству $\lambda_{\text{ш}}$ при $E \gtrsim 5 \text{ Бэв}$ (если в эксперименте искусственно не создается дискриминации по E_{2k}). Однако, легко видеть, что располагая величинами S_{1k}^- при разных энергиях вторичных частиц E_{2k} мы фактически имеем энергетический спектр рождающихся странных частиц. Поскольку S_1 пропорционально числу странных частиц, набор его значений в зависимости от энергии вторичных частиц представляет требуемый энергетический спектр, т. е.

$$S_{1k} = S_{1k}^+ + |S_{1k}^-| \sim N_k = f(E_k) \Delta E_k. \quad (3.2)$$

Можно попытаться также получить сведения об угловом распределении странных частиц. Для вторичных частиц, вызывающих взаимодействия с энергией E_{2k} , можно измерить углы Θ и получить некоторый средний для этих взаимодействий угол Θ_k относительно направления первичной частицы с энергией E_0 . Тогда, поскольку вторичные частицы с разными E_{2k} должны иметь отличающиеся Θ_k , то зависимость S_1 от Θ_k даст сведения об угловых характеристиках странных частиц, рождающихся в первичном столкновении.

Все вышесказанное относилось к полной совокупности странных частиц, т. е. K -мезонам и гиперонам. Представляет интерес попытка разделения информации отдельно по различным группам странных частиц. С этой точки зрения, рассмотрим избыточные странности S_{1k}^+ и S_{1k}^- . Вклад в S_{1k}^+ могут дать лишь антигипероны, K^+ , $\bar{K}^0$ -мезоны, а в S_{1k}^- — гипероны, K^- и K^0 -мезоны. Поскольку рождение антигиперонов является сравнительно редким событием, что подтверждается экспериментальными данными при всех изученных E_0 , то вкладом антигиперонов в S_{1k}^+ по сравнению с долей вносимой K^+ и $\bar{K}^0$ мезонами, можно пренебречь.

Итак, можно считать, что S_{1k}^+ образуется, в основном, за счет K^+ и $\bar{K}^0$ -мезонов, вовлеченных в ядерные взаимодействия. Тогда S_{1k}^+ и $S_1^+ = \sum S_{1k}^+$ дают для этих мезонов (как и ранее S_1 для полной совокупности странных частиц) необходимые сведения о частоте генерации и об энергетическом и угловом распределении. Если бы все странные частицы, рожденные в первичном столкновении (где суммарная странность равняется нулю), участвовали бы в возбуждении вторичных ядерных взаимодействий, то мы должны были иметь в пределах статистических флуктуаций

$$S_{1\bar{k}}^+ + S_{1\bar{k}}^- = 0, \quad S_1^+ + S_1^- = 0. \quad (3.3)$$

В $S_{1\bar{k}}$ значительный вклад вносят гипероны, у которых λ_p и λ_n сравнимы и поэтому их заметная доля распадется до вовлечения в ядерные взаимодействия. Поэтому разность между абсолютными значениями положительной и отрицательной избыточных странностей в (3.3) должна равняться странности распавшихся гиперонов. Зная избыточную странность распавшихся гиперонов, можно легко оценить ее для гиперонов, вовлеченных во взаимодействия, и таким образом получить полную избыточную отрицательную странность, образованную гиперонами. Оценив долю, вносимую в S_1^- и $S_{1\bar{k}}^-$ гиперонами, вступившими во взаимодействия, можно сразу получить другую ее долю, возникшую при вовлечении во взаимодействия K^- -мезонов. Таким образом, выделив в S_1^+ , S_1^- соответствующие вклады K^+ , $\bar{K}^0$ -мезонов, гиперонов и K^- и K^0 -мезонов, можно, как это рассматривалось выше, получить сведения об энергетической зависимости сечения рождения этих групп частиц и об их энергетическом и угловом распределении. Разумеется, что если удастся независимым способом получить указания о характеристиках генерации одной из этих групп странных частиц, например K^- -мезонов, то после исключения их вклада в S_1^+ и S_1^- получим непосредственные сведения о рождении гиперонов и антигиперонов. Из сказанного также ясно, что абсолютную избыточную странность, образованных в первичном взаимодействии частиц, следует оценивать по соотношению

$$S_1 = 2S_1^+. \quad (3.4)$$

Поскольку в эксперименте могут идентифицироваться не все частицы, образованные во вторичных ядерных взаимодействиях, то S_1 не равняется полной абсолютной странности частиц, рожденных в первичном взаимодействии. Однако, можно заметить, что отношение S_1/S_0 дает отношение частот генераций при столкновениях с энергиями E_0 и $E_{2\kappa}$. Поэтому, зная сечение рождения при меньшей энергии $E_{2\kappa}$, можно оценить его в первичном столкновении с энергией E_0 .

Поскольку в результате осуществления подобной программы оказывается возможным оценить частоту рождения странных частиц, а также их энергетическое и угловое распределение, то при изучении ядерных взаимодействий большой энергии, исключив вклад образованных π -мезонов (что можно сделать исследуя фотонную компоненту), можно получить сведения о рождении нуклонов.

Предлагаемый подход к изучению столкновений большой энергии, по-видимому, скорее всего может быть реализован в экспериментах с ускоренными частицами, создающими первичные столкновения. После получения необходимых результатов по выходу странных частиц, во вспомогательных столкновениях энергии $E_{2\kappa}$ (эти эксперименты наиболее рационально выполнить также с помощью уско-

ренных пучков частиц) можно в том же духе подойти к изучению взаимодействий большой энергии, вызываемых частицами космического излучения. Конечно, частица космического излучения, вызывающая столкновение, не обязана быть протоном или π -мезоном. Вообще говоря она может оказаться и странной частицей.

Поэтому, вклад в конечную информацию вносят и столкновения более высоких энергий, где также рождаются странные частицы. Однако, влияние этого усложняющего обстоятельства мало, в чем легко убедиться, если учесть, что частицы космического излучения, до проникновения в регистрирующее устройство, пролетают в воздухе. В воздухе λ_p остается без изменения, тогда как λ_s увеличивается на несколько порядков. Это означает, что подавляющее большинство странных частиц, рожденных в столкновениях более высоких энергий, чем исследуемые, распадется, не успев провзаимодействовать. Отсюда следует, что все ядерные взаимодействия, регистрируемые при прохождении космических лучей, будут вызваны обычными частицами, в основном, — протонами.

По этой причине исследование ядерных столкновений частиц космического излучения можно также выполнить изложенным выше способом. Эти исследования можно выполнить вплоть до таких E_0 , для которых в сопутствующих вторичных ядерных взаимодействиях еще удается идентифицировать достаточную долю образующихся в них странных частиц. Осуществление подобных экспериментов позволит исследовать ядерные взаимодействия с $E_0 \approx 100 - 500$ Бэв.

В принципе, можно попытаться продвинуться в область больших E_0 путем аналогичного статистического исследования третичных ядерных столкновений.

Конечно, в число странных частиц, образованных в третичных столкновениях, будет вносить вклад не только само первичное взаимодействие, но и вторичные ядерные столкновения, в которых также генерируются странные частицы. Однако, эти вторичные ядерные взаимодействия будут находиться в ранее изученном диапазоне энергий и поэтому, учтя их вклад в избыточные странности, можно получить сведения об образовании странных частиц непосредственно в первичном столкновении высокой энергии. Действительно, сравнивая выход странных частиц из третичных столкновений S_3 и старых вспомогательных взаимодействий S_0 и вычтя отсюда избыточную странность вторичных столкновений S_2 , получим избыточную странность частиц, рождаемых в первичном соударении

$$\begin{aligned} S_1^+ &= S_3^+ - S_0^+ - S_2^+, \\ S_1^- &= S_3^- - S_0^- - S_2^-. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Статистическое исследование третичных ядерных соударений, по всей вероятности, позволит получить необходимые сведения о ядерных взаимодействиях с $E_0 \approx 10^4$ Бэв.

§ 4. Статистическая достоверность результатов и экспериментальные возможности

Очевидно, что при реализации предлагаемых экспериментов весьма существенен вопрос о статистической определенности возможных результатов. Необходимо иметь достаточно точные данные в первую очередь для полной избыточной странности S_1 . Рассмотрим ошибки, возникающие при определении S_1 в том случае, когда с этой целью анализируются только вторичные ядерные столкновения. Поскольку в этом случае

$$S_1 = S_2 - S_0, \quad (4.1)$$

где $S_2 = \Sigma (S_{2k}^+ + |S_{2k}^-|)$ и $S_0 = \Sigma (S_{0k}^+ + |S_{0k}^-|)$, то относительная ошибка определения S_1 при условии, что число рождающихся странных частиц распределяется по закону Пуассона, будет равна

$$\delta(S_1) = \frac{\sqrt{S_2 + S_0 k^{-1}}}{S_2 - S_0}. \quad (4.2)$$

Разумеется, S_0 должно нормироваться таким образом, чтобы числа взаимодействий, при изучении которых получены S_2 и S_0 , были бы равны. Величина k является коэффициентом такой нормировки.

Из (4.2) видно, что величина δ существенно зависит от характера изменения поперечного сечения образования странных частиц при возрастании энергии ядерного взаимодействия от E_{2k} до E_0 . Пусть величина сечения при энергии столкновения E_0 выражается через сечение при энергии E_{2k} некоторой общей формулой

$$\sigma(E_0) = \sigma(E_{2k}) \left(\frac{E_0}{E_{2k}} \right)^\gamma, \quad (4.3)$$

где γ — произвольное число ≥ 0 . Тогда, для величины δ имеем

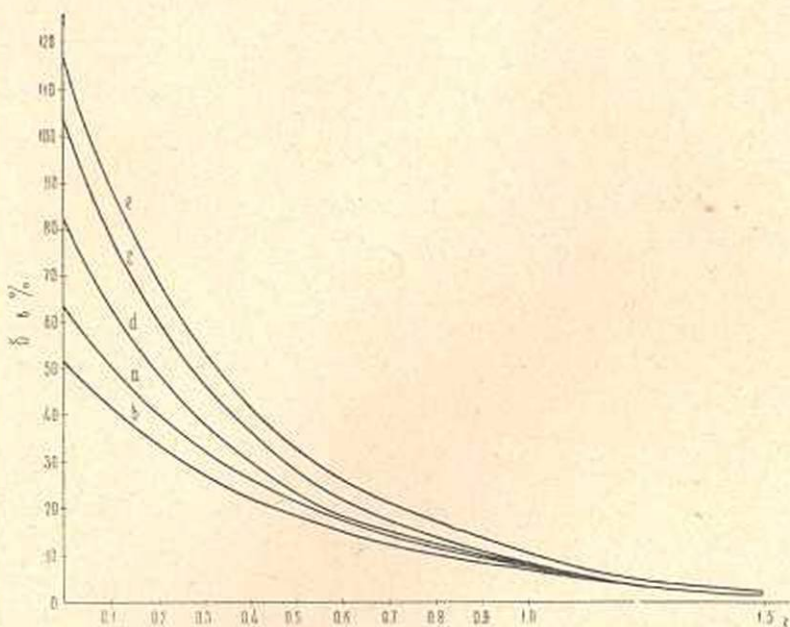
$$\delta(S_1) = \frac{\sqrt{n_2(1+k^{-1}) + (E_0/E_{2k})^\gamma}}{\sqrt{S_0/n_2} \left(\frac{E_0}{E_{2k}} \right)^\gamma}, \quad (4.4)$$

где n_2 — среднее число частиц, образующихся в первичном взаимодействии.

Представляет интерес рассмотрение величины относительной погрешности в различных случаях. Пусть, например, исследуются ядерные взаимодействия с $E_0 \approx 30$ Бэв (максимальная энергия ускоряемых в настоящее время протонов) и допустим, что исследуется генерация лишь заряженных странных частиц. Значение n_2 в этом случае известно [4], а отношение E_0/E_{2k} можно принять ≈ 10 . Для этого случая, при $S_0 = 200$ на фиг. 1 кривые a и b показывают зависимость δ от величины γ в случаях, когда соответственно $k = 1; 4$. Если изучаются столкновения с $E_0 \approx 100$ Бэв, то для оценки δ следует соот-

ответствующим образом изменить n_2 [5] и E_0/E_{2k} , что и сделано на кривых c , d , и e , причем в последнем случае принято $S_0 = 100$.

Как видно из фиг. 1, относительная ошибка в определении S_1 при $S_0 = 200$ (или даже 100) во всей области изменения γ , за исключением лишь его весьма малых значений, имеет вполне приемлемую



Фиг. 1. Зависимость относительной ошибки δ от γ согласно (4.4). Кривые проведены при следующих значениях n_2 , E_0 , S_0 , k :

- $a - 6; 10; 200; 1$
- $b - 6; 10; 200; 4$
- $c - 10; 15; 200; 1$
- $d - 10; 15; 200; 4$
- $e - 10; 15; 100; 4$

величину. Значение $S_0 = 100 \div 200$ соответствует $\approx 100 \div 200$ идентифицированных странных частиц в экспериментах с определенным числом исследованных вспомогательных столкновений. Кроме того следует учесть, что необходимо исследование такого же числа вторичных ядерных столкновений.

Отсюда можно заключить, что для выполнения экспериментов такого типа необходимое число идентифицируемых странных частиц не существенно превышает тот объем статистического материала, который имеется в уже выполненных (с иной целью) работах [6]. Стоит также заметить, что при оценке δ неучтена неупругость соударения. Если это обстоятельство принять во внимание, то отношение E_0/E_{2k} значительно увеличится, что приведет к меньшим значениям δ при неизменном γ . Наконец, следует иметь в виду, что если в действительности γ не очень мало, то это приводит к снижению требований на необходимый объем статистики.

Теперь рассмотрим тот случай, когда оценка производится при помощи исследования третичных ядерных соударений. В этом случае при тех же предположениях, которые были сделаны в предыдущем случае, имеем

$$\delta(S_1) = \frac{\sqrt{S_3 + 2S_2 + S_0 k^{-1}}}{S_3 - S_2 - S_0}. \quad (4.5)$$

Величину S_2 можно получить из результатов тех экспериментов, в которых изучаются только вторичные столкновения. Поскольку S_2 будет известно с какой-то погрешностью, то попытаемся грубо учесть возникающую при этом неопределенность коэффициентом 2 при S_2 . При тех же предположениях об энергетической зависимости величины, поперечного сечения образования странных частиц, для δ имеем

$$\delta(S_1) = \frac{\sqrt{(E_0/E_{3k})^2 + 3n_2 \left(\frac{E_{2k}}{E_{3k}}\right)^2 + n_2 n_3 (1 + k^{-1})}}{\sqrt{\frac{S_0}{n_2 n_3} \left(\frac{E_0}{E_{2k}}\right)^2}}. \quad (4.6)$$

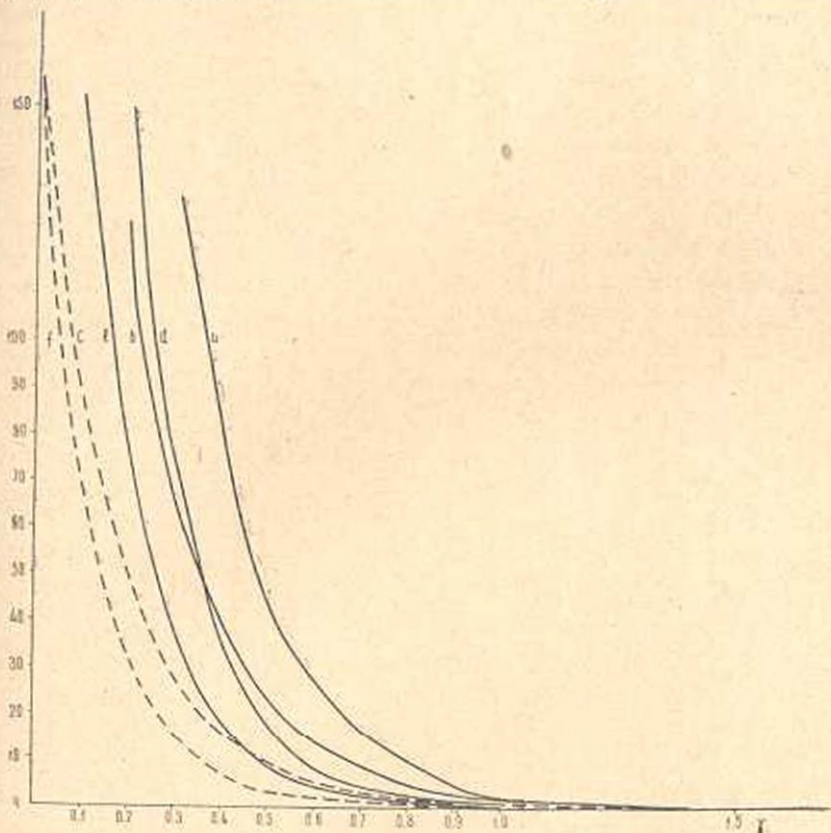
Здесь n_2 — число частиц, возникающих в первичном взаимодействии, а n_3 — во вторичных столкновениях. На фиг. 2 показана зависимость δ от γ при n_2 и n_3 соответственно равных 20 и 10 при разных S_0 . Для кривых *a, b, c* коэффициент неупругости первичных и вторичных столкновений принят равным единице, а для остальных кривых — 0,3. Как и следовало ожидать, в этом случае приемлемые значения δ получаются при статистике на порядок больший, чем в случае изучения рождения странных столкновений. Требования на объем статистического материала могут существенно снизиться лишь в случае, когда реализуется $\gamma \approx 1$.

Таким образом, можно констатировать, что предлагаемые исследования находятся в пределах возможностей современного эксперимента. При исследовании третичных соударений ставится задача получения соответствующих данных о ядерных столкновениях с $E_0 \approx 10^4$ Бэв. Вторичные частицы, возникающие в таких столкновениях, обладают энергиями ≈ 100 Бэв. Данные об избыточных странностях при этих энергиях могут быть получены только после выполнения экспериментов с исследованием вторичных взаимодействий.

По этой причине, эксперименты с изучением третичных соударений могут ставиться лишь спустя определенное время. Можно надеяться, что развитие экспериментальной техники к этому времени позволит эффективно решить эту задачу.

Предлагаемый подход к изучению ядерных взаимодействий требует, чтобы образовавшиеся в них частицы пролетали в достаточно плотной среде. Поэтому, любая экспериментальная установка, в которой обеспечивается условие $\lambda_p \gtrsim \lambda_n$, может быть использована для

решения указанных задач. Этому условию, в частности, удовлетворяют ядерные эмульсии, камеры Вильсона с металлическими пластинками и в меньшей мере — пузырьковые камеры. В последнем случае группа странных частиц с $\tau_0 \approx 10^{-8}$ сек практически полностью вовлекается в ядерные взаимодействия, в то время, как для частиц



Фиг. 2. Зависимость относительной ошибки δ от γ согласно (4.0). Кривые проведены при следующих значениях (для всех кривых принято $k=4$) n_1 ,

$n_2, E_0/E_{zk}, E_{2k}/E_{zk}, S_0$:

- a — 20; 10; 450; 15; 1000;
- b — 20; 10; 450; 15; 4000;
- c — 20; 10; 450; 15; 15000;
- d — 20; 10; 5000; 50; 1000;
- e — 20; 10; 5000; 50; 4000;
- f — 20; 10; 5000; 50; 25000.

с $\tau_0 \approx 10^{-10}$ сек будет преобладание распадов. Однако, это обстоятельство может компенсироваться известными преимуществами работы на пузырьковых камерах при наличии пучков ускоренных частиц.

Наиболее трудоемкой частью предлагаемых экспериментов, вероятно, будет исследование вторичных взаимодействий. В этом случае требуется измерение энергии частиц, вызывающих эти взаимодействия. При изучении вспомогательных столкновений такой проб-

лемы не возникает, поскольку они возбуждаются ускоренными частицами известных энергий. Поэтому здесь основная экспериментальная задача сводится к идентификации рождающихся частиц.

Необходимость измерения энергий частиц, вызывающих вторичные взаимодействия в случае камерных установок, помещенных в магнитное поле, вряд ли может привести к серьезным трудностям, если работать в области, где $E \approx pc$. Наибольшие трудности в этом отношении могут возникнуть при использовании ядерных эмульсий. Однако и здесь задача может быть облегчена применением мощных импульсных магнитных полей, которые уже использовались в ряде экспериментов. Наличие таких магнитных полей облегчает также решение второй части экспериментальной задачи — идентификации рождающихся частиц. При этом может производиться знаковый анализ, как частиц, вызывающих вторичные взаимодействия, так и идентифицируемых частиц без наблюдения распадных явлений. Заметим также, что задача идентификации частиц, рождающихся во вспомогательных и вторичных взаимодействиях в ядерных эмульсиях, может быть существенно облегчена благодаря использованию систем автоматического слежения и измерений [7].

Наконец, стоит также отметить, что если отказаться от получения данных об энергетическом и угловом распределении странных частиц, то можно обойтись без трудоемких измерений энергий вторичных взаимодействий. В этом случае, достаточно знать энергетический спектр частиц, образующихся в первичном соударении. Тогда определяется суммарный выход странных частиц из всех изученных вторичных взаимодействий и сравнивается с соответствующим выходом из равного числа вспомогательных соударений. При этом число вспомогательных столкновений разных энергий подбирается соответственно известному энергетическому спектру.

§ 5. В ы в о д ы

а) Изучение избыточных странностей может дать информацию о частоте генерации странных частиц, об их энергетическом и угловом распределении, а также отдельные данные о рождении K -мезонов и гиперонов.

б) При изучении вторичных ядерных взаимодействий можно получить упомянутую информацию вплоть до $E_0 \approx 100 - 500$ Бэв. При исследовании третичных соударений величина E_0 будет ограничиваться по существу экспериментальными возможностями регистрации взаимодействий максимально высоких энергий.

в) Для получения достоверных данных при изучении избыточных странностей во вторичных ядерных соударениях необходима значительная экспериментальная статистика, но она сравнима с объемом уже выполненных работ.

Չ. 2. Թումանյան

ՆՈՐ ՄՈՏԵՑՈՒՄ ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ
ՓՈՒԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Առաջարկվում է նոր մոտեցում մեծ էներգիայի միջուկային փոխազդեցություններին: Մնացորդային տարրինակության փորձնական գնահատումը հնարավորություն է տալիս ինֆորմացիա ստանալու առաջնային ընդհարման ժամանակ առաջացած տարրինակ մասնիկների ֆիզիկական հատկությունների մասին, ընդհուպ մինչև ամենամեծ էներգիաները: Վնասարկվում են առաջարկվող փորձերի իրականացման հնարավորությունները: Ցույց է տրվում, որ ալդպիսի ծրագրի իրականացումը դաժնում է ժամանակակից փորձի հնարավորության սահմաններում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Барашенков В. С. Сечения взаимодействия частиц при больших энергиях „УФН“ 72, 53, 1960.
2. Von Dardel G., Frisch D. H., Mermod R., Milburn R. H., Piroué P. A., Vivargent M., Weber G. and Winter K. Total cross sections for P , P , K and π^- on hydrogen between 3 and 10 Бэв/с . „Phys. Rev. Letters“, 5, 333, 1960.
3. Powell C. F., Fowler P. H. and Perkins D. H. The study of elementary particles by the photographic method. London, Pergamon press, 1959, p. 534.
4. Вандерхаге Г. Предварительные результаты изучения ядерных взаимодействий, образованных ускоренными частицами с энергиями 15—25 Бэв . Доклад на международном совещании по ядерной фотографии в Москве, 1960.
5. Боос Э. Т., Такибаев Ж. С. Труды международной конференции по космическим лучам. Изд. АН СССР, М., 1960.
6. Джанелидзе Л. П., Мандрицкая К. В., Шахулашвили О. А., Копылова Д. К., Корелевич Ю. Б., Петухова Н. И., Тувтендорж Д., Чжен-Пу-Ли, Костанашвили Н. И. Об угловом распределении продуктов распада $\Sigma^\pm$ гиперонов, образованных протонами в фотоэмульсии. „ЖЭТФ“, 38, 1004, 1960.
7. Воронков А. Е., Мурин И. Д., Сухов Л. В., Штраших И. В. Прибор для автоматического просмотра ядерных эмульсий методом телевизионного раstra. Доклад на международном совещании по ядерной фотографии в Москве, 1960.