



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3666/2-80

4/8-80

P1-80-331

С.В.Джмухадзе, Е.Н.Кладницкая, В.М.Попова,
Г.П.Тонеева, Ю.М.Шабельский

РОЖДЕНИЕ ДВУХ Λ -ГИПЕРОНОВ
В π^{-12} C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Всевозможные процессы, происходящие при неупругих соударениях адронов высокой энергии с ядрами, могут быть разделены на две группы. К первой относятся квазинуклонные взаимодействия, в которых быстрая частица сталкивается как бы со свободным нуклоном ядра, присутствие же остальных нуклонов никак не сказывается. Такие события происходят преимущественно на периферии ядра. Вторая группа включает в себя взаимодействия первичной или вторичных частиц с двумя и более ядерными нуклонами.

При сравнении процессов множественного рождения на ядерной и на нуклонной мишенях события первой группы являются по сути дела фоном, уменьшающим проявление ядерных эффектов, поэтому для более внимательного изучения многонуклонных взаимодействий важно уметь экспериментально их выделять. Как указывалось в работе^{1/}, одним из способов выделения многонуклонных взаимодействий является отбор событий с рождением двух Λ -гиперонов, так как вероятность образования их на одном нуклоне при умеренно высоких энергиях практически равна нулю. В случае π^- -мезонного пучка Λ -гипероны рождаются преимущественно от фрагментации мишени, поэтому изучение генерации их на ядрах дает информацию о такого рода процессах.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные о многонуклонных $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях, выделенных по присутствию двух Λ -гиперонов. Проводится сравнение полученных результатов со средними характеристиками пион-углеродных и пион-нуклонных соударений и с предсказаниями кварковой модели.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальные данные получены с помощью 2-метровой пропановой камеры, облученной π^- -мезонами с $p = 40$ ГэВ/с на серпуховском ускорителе. Было обработано около 33000 событий, из которых 14491 относятся к π^-p -взаимодействиям, 5107 - к π^-p и 13565 - к неквазинуклонным ядерным взаимодействиям. Последние события в дальнейшем будут обозначаться π^-C .

Среди π^-C -взаимодействий оказалось 17 событий с двумя Λ -гиперонами, 3 - с 2Λ и $1K_S^0$, и одно событие - с 2Λ и $2K_S^0$ -мезонами. После введения всех поправок эти данные соответст-



вуют 93 событиям с 2Λ -гиперонами. Если предположить, что все Λ -гипероны в событиях образовались в паре с K -мезонами, и при этом равновероятно с K^0 и K^+ , то из полного числа 93 четверок ($\Lambda K^0 K^0$, $\Lambda K^+ K^+$ и $\Lambda K^0 K^+$) в нашем эксперименте должны наблюдаться 17 событий с 2Λ , 4 - с 2Λ и K_S^0 и 0,4 событий с 2Λ и $2K_S^0$. Число экспериментально наблюдаемых событий согласуется с ожидаемым, что говорит о правильной интерпретации V^0 -событий.

Характеристики π^-C -событий с двумя Λ -гиперонами приведены в табл.1 вместе с характеристиками π^-C , $\pi^-^{12}C$ и π^-N -взаимодействий с рождением одной Λ -частицы и всех неупругих взаимодействий указанных типов. Для сравнения в табл.1 приведены также множественности заряженных частиц в многонуклонных $\pi^-(pN)$ взаимодействиях, полученные в работах^[2,3] с помощью отбора по электрическому заряду релятивистских частиц. Видно, что наличие Λ -гиперона практически не меняет множественность вторичных частиц в $\pi^-N^{(*)}$ столкновениях. В π^-C и $\pi^-^{12}C$ взаимодействиях значения $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle n_{\pm} \rangle$, $\langle n_{\pm} \rangle$ и $\langle n_{p_0} \rangle$ в присутствии Λ -гиперона несколько увеличиваются. Характеристики многонуклонных взаимодействий с рождением двух Λ -гиперонов в пределах ошибок не отличаются от соответствующих величин для всех π^-C -взаимодействий и для группы π^-C событий с рождением одной Λ -частицы.

3. СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЯМИ

При интерпретации полученных данных будем исходить из представления о составной кварковой структуре адронов, согласно которому π -мезон состоит из двух пространственно разделенных кварков. В пион-нуклонных соударениях, как правило, взаимодействует один из кварков налетающего пиона, а второй остается спектатором. В столкновениях с ядрами с небольшой вероятностью взаимодействуют оба кварка^[4-9]. В работах^[6,7] показано, что такие вероятности, как функции атомного веса ядра мишени, определяют выходы вторичных частиц в области фрагментации налетающего адрона, а также отношение множественностей вторичных частиц для пионного и протонного пучков в центральной области. Однако вопрос о механизме кварк-ядерного взаимодействия остается открытым, и в настоящее время на этот счет существует два мнения^[1,10]. В работах^[4,5,9] считалось /вариант А/, что в кварк-ядерном соударении вторичные частицы рождаются

^{*} Данные для π^-N -взаимодействий получены путем статистического усреднения значений для π^-p и π^-n -столкновений.

Таблица 1

Множественности вторичных частиц, $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle n_{\pm} \rangle$, $\langle n_{\pm} \rangle$, $\langle n_{p_0} \rangle$, $\langle n_{\Lambda} \rangle$, вероятности рождения двух Λ , $W_{\Lambda\Lambda}$, и средние импульсы Λ -гиперонов, $\langle P_{\parallel} \rangle$, $\langle P_{\perp} \rangle$, $\langle P_{\perp} \rangle$ /в ГэВ/с/, в различных группах событий

Величина	π^-C с двумя Λ		π^-C с Λ		$\pi^-^{12}C$ с Λ		$\pi^-^{12}C$ все		π^-N все		π^- (mN)
	$\langle n_{ch} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle$	$\langle n_{p_0} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	$\langle n_{\Lambda} \rangle$	
$\langle n_{ch} \rangle$	8,66±0,61	9,52±0,13	8,82±0,07	8,16±0,10	7,22±0,06	5,50±0,15	5,35±0,03	7,88±0,08	5,21±0,03	5,21±0,03	7,88±0,08
$\langle n_{\pm} \rangle$	7,58±0,60	8,00±0,10	7,36±0,05	7,24±0,10	6,32±0,06	5,48±0,15	5,21±0,03	7,88±0,08	5,21±0,03	5,21±0,03	7,88±0,08
$\langle n_{\pm} \rangle$	3,44±0,27	3,67±0,06	3,54±0,02	3,44±0,06	3,24±0,03	2,92±0,08	2,92±0,02	3,69±0,04	2,92±0,02	2,92±0,02	3,69±0,04
$\langle n_{p_0} \rangle$	3,4 ± 0,6	3,51±0,18	3,25±0,05	3,23±0,15	2,87±0,04	2,59±0,26	2,47±0,06	3,69±0,04	2,59±0,26	2,47±0,06	3,69±0,04
$\langle n_{\Lambda} \rangle$	2	I	0,110±0,006	I	0,066±0,005	I	0,059±0,006	0,059±0,006	I	0,059±0,006	0,059±0,006
$W_{\Lambda\Lambda}$	I	0,063±0,016	0,0069±0,0014	0,045±0,011	0,0037±0,0009	-	-	-	-	-	-
$\langle P_{\parallel} \rangle$	3,08±0,42	3,16±0,12	-	3,29±0,11	-	3,57±0,21	-	3,57±0,21	-	3,57±0,21	3,57±0,21
$\langle P_{\perp} \rangle$	0,613±0,046	0,515±0,011	-	0,496±0,010	-	0,451±0,016	-	0,451±0,016	-	0,451±0,016	0,451±0,016
$\langle P_{\perp} \rangle$	3,24±0,41	3,26±0,12	-	3,38±0,11	-	3,64±0,21	-	3,64±0,21	-	3,64±0,21	3,64±0,21

* n_{ch} - число всех заряженных частиц,

** n_{\pm} - число заряженных частиц без протонов с импульсом ≤ 700 МэВ/с.

так же, как в кварк-нуклонном; некоторое различие возможно только за счет вклада сравнительно медленных вторичных частиц, перерассеивающихся на ядерных нуклонах, т.е. за счет процессов внутриядерного каскада. Среднее число кварков, неупруго взаимодействующих с ядром в случае налетающего пиона, определяется выражением ^{7,8/}

$$\langle N_q \rangle = 2\sigma_{qA}^{prod} / \sigma_{\pi A}^{prod} \quad /1/$$

где σ^{prod} - сечение с рождением хотя бы одной вторичной частицы, а коэффициент 2 учитывает, что π^- -мезон состоит именно из двух кварков.

Другая точка зрения /вариант В/^{10/} заключается в возможности взаимодействия кварка одновременно с несколькими отдельными нуклонами /например, путем обмена несколькими реджеонами/. Среднее число нуклонов, с которыми неупруго взаимодействует кварк внутри ядра, при этом равно ^{10/}

$$\langle \nu \rangle_{qA} = A \cdot \sigma_{qN}^{in} / \sigma_{qA}^{prod} \quad /2/$$

Умножая $\langle \nu \rangle$ на среднее число взаимодействующих кварков $\langle N_q \rangle_{\pi A}$, получаем среднее число ядерных нуклонов, на которых происходит рождение вторичных частиц, в виде

$$\langle N_q \rangle_{\pi A} \cdot \langle \nu \rangle_{qA} = \frac{A \sigma_{\pi N}^{in}}{\sigma_{\pi A}^{prod}} = \langle \nu \rangle_{\pi A} \quad /3/$$

Точно такое же значение величины $\langle \nu \rangle_{\pi A}$ получается при суммировании сечений взаимодействия с данным числом ν ядерных нуклонов, которые могут быть вычислены по формулам оптической модели

$$\sigma^{(\nu)} = \frac{1}{\nu!} \int d^2b [\sigma_{\pi N}^{in} \cdot T(b)]^\nu e^{-\sigma_{\pi N}^{in} \cdot T(b)} \quad /4/$$

$$T(b) = \int \rho(b, Z) dZ, \quad /5/$$

где $\rho(b, Z)$ - распределение плотности ядерной материи. Влияние возможных каскадных перерассеяний на характеристики вторичных релятивистских частиц при этом считается пренебрежимо малым. В результате вариант В только несущественными для наших целей деталями отличается от модели многократного рассеяния ^{11,12/}.

Как показано в работе ^{10/}, совокупность данных по средним множественностям вторичных частиц на ядрах хотя и свидетельствует в пользу варианта В, но не позволяет безусловно отверг-

нуть первую гипотезу. Основная трудность заключается в том, что неизвестно, сколько вторичных частиц и какие именно рождаются в низкоэнергетическом внутриядерном каскаде. В связи с этим изучение рождения Λ -гиперонов представляет большой интерес, так как, в отличие от π -мезонов, рождение двух Λ на одном нуклоне исключительно маловероятно, и, в отличие от протонов, Λ не вылетают из ядра в качестве спектаторов за счет ферми-движения. Поэтому событие с двумя Λ -гиперонами является заведомо многонуклонным.

Как уже отмечалось, квазинуклонные взаимодействия в группе $\pi^-^{12}C$ -событий являются фоном к многонуклонным, поэтому мы будем рассматривать непосредственно π^-C -взаимодействия. Для этого при расчете следует отбросить 47% $\pi^-^{12}C$ -взаимодействий с одним взаимодействующим кварком /вариант А/ или с $\nu=1$ /вариант В/. Теоретические значения среднего числа взаимодействующих кварков, $\langle N_q \rangle_{\pi A}$ и вероятностей неупругого взаимодействия с данным числом ν -нуклонов ядра углерода, $V(\nu) = \sigma(\nu) / \sigma_{\pi A}^{prod}$ приведены в табл.2. В частности, видно, что при переходе от $\pi^-^{12}C$ к π^-C -взаимодействиям, величины $\langle N_q \rangle_{\pi A}$ и $\langle \nu \rangle$ существенно увеличиваются, приближаясь к значениям, характерным для соударения пиона с ядром железа.

Таблица 2

Расчетные значения среднего числа взаимодействующих кварков, $\langle N_q \rangle$, вероятностей неупругого взаимодействия с ν нуклонами, $V(\nu)$, в $\pi^-^{12}C$ и π^-C -событиях

	$\pi^-^{12}C$	π^-C (53% $\pi^-^{12}C$)
$\langle N_q \rangle$	1,16	1,80
$V(1)$	0,70	0,44
$V(2)$	0,20	0,38
$V(3)$	0,07	0,13
$V(4)$	0,02	0,04
$V(5)$	0,01	0,01
$\langle \nu \rangle$	1,44	1,80
$\sum C_\nu^2 \cdot V(\nu)$	0,59	1,13

Перейдем к сравнению данных опыта с двумя вариантами теории.

Вариант А

В случае варианта А множественность Λ -гиперонов в π^-C -столкновениях содержит неизвестный вклад каскадных процессов. Однако величину этого вклада можно определить из опыта. Вероятность рождения Λ -гиперона в кварк-нуклонном соударении, согласно табл. 1, равна $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N} = 0,059 \pm 0,006$. Следовательно, множественность Λ -частиц, образующихся в π^-C -событиях за счет вклада внутриядерного каскада, должна быть равна

$$\langle n \rangle_{\pi^-C}^{\text{касц.}} = \langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C} - \langle N_q \rangle_{\pi^-C} \cdot \langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N} = 0,033 \pm 0,009, \quad /6/$$

что составляет около 30% всех Λ -гиперонов, рождающихся в π^-C -взаимодействиях. Одновременно, согласно ^{10/} /с учетом отброшенных квазинуклонных событий/, за счет каскадных процессов рождается $0,9 \pm 0,4$ релятивистских заряженных частиц /в это число не входят протоны с импульсом ≤ 700 МэВ/с/.

Из /6/ нетрудно получить среднюю множественность Λ -гиперонов, рождающихся за счет каскадных перерассеяний вторичных частиц, при взаимодействии одного кварка с ядром углерода:

$$\langle n_{\Lambda} \rangle_{qC}^{\text{касц.}} = \langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C}^{\text{касц.}} / \langle N_q \rangle_{\pi^-C} = 0,025 \pm 0,007. \quad /7/$$

Вероятность взаимодействия одного и двух кварков внутри ядра равна соответственно $2 - \langle N_q \rangle_{\pi^-C}$ и $\langle N_q \rangle_{\pi^-C}^2 - 1$.

События с двумя Λ -гиперонами могут происходить либо за счет каскадного вклада при взаимодействии одного кварка с ядром с вероятностью

$$W_1 = (2 - \langle N_q \rangle_{\pi^-C}) \langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N} \cdot \langle n_{\Lambda} \rangle_{qC}^{\text{касц.}} = 0,0010 \pm 0,0003, \quad /8/$$

либо при взаимодействии обоих кварков, вероятность чего равна

$$W_2 = (\langle N_q \rangle_{\pi^-C}^2 - 1) [\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N} + \langle n_{\Lambda} \rangle_{qC}^{\text{касц.}}]^2 = 0,0021 \pm 0,0005, \quad /9/$$

В результате долю π^-C событий с двумя Λ -гиперонами получаем равной

$$W_{\Lambda\Lambda}^A = W_1 + W_2 = 0,0031 \pm 0,0006, \quad /10/$$

в то время как экспериментальное значение $W_{\Lambda\Lambda}$ равно $0,0069 \pm 0,0014$.

Среднее число взаимодействующих кварков в событиях с двумя Λ -гиперонами оказывается равным

$$\langle N_q \rangle_{\Lambda\Lambda}^A = \frac{W_1 + 2W_2}{W_1 + W_2} = 1,7, \quad /11/$$

т.е. в $-1/3$ случаев взаимодействует один кварк, и в $-2/3$ случаев - оба кварка. Поэтому отношение множественностей фрагментационных частиц с $x=1/2$ в π^-C -взаимодействиях с рождением 2Λ и в π^-N соударениях должно быть $\sim 1/3^{1/3}$. К сожалению, бедность статистики не позволяет проверить это предсказание.

В рассматриваемом варианте А кварковой модели можно также вычислить средние множественности вторичных частиц сопровождения, например, $\langle n_{-} \rangle_{\pi^-C}$, в событиях с одним и с двумя Λ -гиперонами. Следуя работе ^{10/}, будем считать, что множественность отрицательно заряженных вторичных частиц в центральной области и в области фрагментации мишени пропорциональна среднему числу взаимодействующих кварков. Учтем, что в нашем случае множественность отрицательно заряженных частиц в области фрагментации налетающего пиона $\langle n_{-}^f \rangle_{\pi^-C} \approx 1,2^{10,18/}$, тогда для различных групп событий значения $\langle n_{-} \rangle$ оказываются равными

$$\langle n_{-} \rangle_{\pi^-12C} = \langle n_{-}^f \rangle_{\pi^-12C} + \langle N_q \rangle_{\pi^-12C} [\langle n_{-} \rangle_{\pi^-N} - \langle n_{-}^f \rangle] = 3,20 \quad /12/$$

$$\langle n_{-} \rangle_{\pi^-C} = \langle n_{-}^f \rangle_{\pi^-C} + \langle N_q \rangle_{\pi^-C} [\langle n_{-} \rangle_{\pi^-N} - \langle n_{-}^f \rangle] = 3,44 \quad /13/$$

$$\langle n_{-} \rangle_{\pi^-12C}^{\Lambda} = \langle n_{-}^f \rangle_{\pi^-12C}^{\Lambda} + (2\langle N_q \rangle_{\pi^-12C} - 1) [\langle n_{-} \rangle_{\pi^-N}^{\Lambda} - \langle n_{-}^f \rangle] = 3,47 \quad /14/$$

$$\langle n_{-} \rangle_{\pi^-C}^{\Lambda} = \langle n_{-}^f \rangle_{\pi^-C}^{\Lambda} + (2\langle N_q \rangle_{\pi^-C} - 1) [\langle n_{-} \rangle_{\pi^-N}^{\Lambda} - \langle n_{-}^f \rangle] = 3,95 \quad /15/$$

$$\langle n_{-} \rangle_{\pi^-C}^{\Lambda\Lambda} = \langle n_{-}^f \rangle_{\pi^-C}^{\Lambda\Lambda} + \langle N_q \rangle_{\pi^-C}^{\Lambda\Lambda} [\langle n_{-} \rangle_{\pi^-N}^{\Lambda} - \langle n_{-}^f \rangle] = 4,10. \quad /16/$$

Из сравнения с данными табл. 1 видно, что величины $\langle n_{-} \rangle_{\pi^-12C}$ и $\langle n_{-} \rangle_{\pi^-12C}^{\Lambda}$ согласуются с опытом, однако значительного увеличения $\langle n_{-} \rangle$ в π^-C событиях с наличием Λ -гиперонов по сравнению со всеми π^-C соударениями в эксперименте при 40 ГэВ/с не наблюдается.

В оценках /12/-/16/ считалось, что каскадные перерасеяния дают пренебрежимо малый вклад в $\langle n_{\Lambda} \rangle$. Если принять, что каскадное рождение Λ -гиперонов связано с поглощением π^- -мезонов, например, в процессах типа $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, то значения $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C}$ и $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N}$ уменьшатся, однако одновременно уменьшится и величина $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C} / 13/$, которая и без того меньше, чем на опыте.

ВАРИАНТ В

В случае варианта В величины $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C}$, $W_{\Lambda\Lambda}$ и средние множественности частиц сопровождения могут быть вычислены. Среднее число Λ -гиперонов в π^-C -событиях предсказывается равным

$$\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C} = \langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N} = 0,106 \pm 0,011, \quad /17/$$

в хорошем согласии с экспериментальным результатом, равным $0,110 \pm 0,06$. При вычислении доли событий с двумя Λ -гиперонами необходимо учитывать комбинаторный множитель. Например, в случае неупругого взаимодействия с тремя нуклонами, Λ -частицы могут родиться на любой их паре, т.е. тремя способами. В результате

$$W_{\Lambda\Lambda}^{(B)} = [\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-N}]^2 \sum_{\nu=2}^A C_{\nu}^2 \cdot V(\nu) = 0,0039 \pm 0,0008, \quad /18/$$

что несколько выше, чем в случае варианта А /10/.

Средние множественности вторичных частиц во взаимодействиях с рождением двух Λ -гиперонов в варианте В также ожидаются большими, чем в среднем π^-C событии. Например, расчет по модели многократного рассеяния /11,12/ дает $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-12C} = 3,28$,

$\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C} = 3,62$, $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-12C} = 3,61$, $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C} = 3,96$, $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C} = 4,53$. Здесь, так же как и в случае варианта А, /12/-/16/, ожидается значительное увеличение $\langle n_{\Lambda} \rangle$ в событиях с присутствием Λ -гиперонов, которое на опыте не наблюдается.

Другой интересной величиной является значение среднего импульса Λ -гиперона в различных группах событий. В случае варианта А, согласно /6/, около 30% Λ -гиперонов в π^-C -взаимодействиях должны рождаться в каскадных процессах. С другой стороны, вся совокупность имеющихся данных показывает /1,14/ что в каскадных процессах могут принимать участие лишь сравнительно медленные вторичные частицы - с импульсами $\leq 3-4$ ГэВ/с,

а возможно, и еще меньше. Тогда средний продольный импульс Λ -гиперонов, образующихся в таких процессах, будет не более 1-1,5 ГэВ/с, и тридцатипроцентный вклад их в $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-C}$ приведет к уменьшению $\langle P_{\parallel}^{\Lambda} \rangle$ в π^-C -взаимодействиях на -20% по сравнению с π^-N -соударениями. В случае варианта В, в котором увеличение множественности Λ -гиперонов происходит за счет много-нуклонных взаимодействий, напротив, заметного изменения $\langle P_{\parallel}^{\Lambda} \rangle$ ожидать не следует, так как каждый нуклон мишени может фрагментировать в Λ -частицу независимо от взаимодействий с другими нуклонами. Экспериментальные данные по $\langle P_{\parallel}^{\Lambda} \rangle$, приведенные в табл.1, по-видимому, не позволяют сделать выбор между этими двумя вариантами.

Представляет интерес также возрастание $\langle P_{\perp}^{\Lambda} \rangle$ при переходе от π^-N к π^-12C , и затем к π^-C -взаимодействиям, что может быть связано с ферми-движением ядерных нуклонов. Менее понятно увеличение $\langle P_{\perp}^{\Lambda} \rangle$ в π^-C -событиях с двумя Λ по сравнению с π^-C -взаимодействиями с одним Λ -гипероном. В частности, это может указывать на упругие перерасеяния родившихся Λ -частиц внутри ядра.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, оба варианта кварковой модели дают меньшее значение $W_{\Lambda\Lambda}$, чем наблюдается на опыте, причем вариант В несколько ближе к экспериментальному значению. При этом в варианте А необходимо считать, что около 30% всех Λ -гиперонов в π^-C столкновениях рождаются за счет каскадных перерасеяний вторичных частиц. Вероятность неупругого взаимодействия вторичных мезонов в π^-C -соударениях может быть оценена по оптической модели и оказывается $\sim 0,5$. Множественность Λ -гиперонов в пион-нуклонных столкновениях при энергии в несколько ГэВ примерно вдвое меньше, чем при 40 ГэВ/с /15/. Тогда оказывается, что в каскадных перерасеяниях должны участвовать, в среднем, два вторичных мезона. Это число представляется весьма большим, если принять во внимание, что основная доля вторичных частиц, по-видимому, рождается при распаде резонансов. Было бы интересно провести здесь более детальные расчеты.

Оба варианта предсказывают значительное увеличение $\langle n_{\Lambda} \rangle$ в случае рождения одного и, тем более, двух Λ -гиперонов. С ростом атомного веса ядра мишени этот эффект должен возрастать. Так, для взаимодействий π^- -мезонов с ядрами свинца при 40 ГэВ/с в рамках варианта В ожидается $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-Pb} = 4,24$, $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-Pb} = 5,02$, $\langle n_{\Lambda} \rangle_{\pi^-Pb} = 5,78$. На опыте в π^-C -соударениях при

40 ГэВ/с такого увеличения в пределах ошибок не наблюдается. Это может означать либо то, что энергия 40 ГэВ недостаточно высока и учет законов сохранения является более существенным, чем предполагалось в расчетах, либо то, что механизм много-нуклонных соударений более сложен.

Авторы благодарят М.И.Стрикмана и В.М.Шехтера за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шабельский Ю.М. Физика элементарных частиц. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978, с.90.
2. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1977, 26, с.811.
3. Ангелов Н.С. и др. ЯФ, 1978, 28, с.999.
4. Anisovich V.V. Phys.Lett., 1975, 57B, p.87.
5. Bialas A., Czyz W., Furmanski W. Acta Physica Polonica, 1977, B8, p.585.
6. Anisovich V.V., Shabelski Yu.M., Shekhter V.M. Nucl.Phys., 1978, B133, p.477.
7. Nikolaev N.N. Phys.Lett., 1977, B70, p.95.
8. Анисович В.В., Лепехин Ф.Г., Шабельский Ю.М. ЯФ, 1978, 27, с.1639.
9. Nikolaev N.N., Ostapchuk A.Yu. Preprint TH.2575, CERN, Geneva, 1978.
10. Shabelski Yu.M., Shekhter V.M. Preprint LNPT, No.524, 1979.
11. Shabelski Yu.M. Nucl.Phys., 1978, B132, p.491.
12. Бацкович С. и др. ЯФ, 1977, 26, с.1034.
13. Шехтер В.М., Щеглова Л.М. ЯФ, 1978, 27, с.1070.
14. Aliev F.K. et al. Lett. Nuovo Cim., 1978, 23, p.212.
15. Джмухадзе С.В. и др. ОИЯИ, P1-10704, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1980 года.