

6
Б24



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

В.С. Барашенков, И. Патера

P - 1132

СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ АНТИНУКЛОНОВ
Fortschr. Phys., 1963, т. 11, № 10,
p. 469-478.

В.С. Барашенков, И. Патера

P - 1132

СВЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ АНТИНУКЛОНОВ

Направлено в УФН

Дубна 1962 год

Изучение сечений рождения антинуклонов при взаимодействиях частиц различных сортов представляет огромный интерес для построения теории неупругих взаимодействий при больших энергиях. В области ускорительных энергий рождение антинуклонов в $N-N$ и $\pi-N$ столкновениях связано в основном с взаимодействием центральных областей сталкивающихся частиц. Экспериментальные данные о сечениях рождения нуклон-антинуклонных пар позволяют в этом случае проверить и сравнить выводы различных вариантов статистических теорий. Наоборот, образование антинуклонов при неупругих $N-\bar{N}$ взаимодействиях (неупругое рассеяние антинуклонов) связано главным образом с периферическими взаимодействиями.

Особенно важны данные о генерации антинуклонов при космических энергиях $T \gg 10 \text{ Бэв}$, где теоретические модели неупругих взаимодействий в значительной степени имеют характер догадок и плохо обоснованных предположений. К сожалению, в этой области энергий в настоящее время можно получить лишь грубые верхние оценки числа рождающихся антинуклонов; величина сечений совершенно не известна. Однако и эти оценки представляют большой интерес (например, с точки зрения возможности создания интенсивных пучков античастиц в строящихся и проектируемых ускорителях).

Мы подробно рассмотрим прямые экспериментальные данные и косвенные оценки сечений рождения антинуклонов при различных энергиях; будут приведены также данные о среднем числе антинуклонов, рождающихся в одном акте неупругого взаимодействия.

Порог рождения антинуклонов в $N-N$ и $\pi-N$ взаимодействиях составляет соответственно 5,6 и 6,9 Бэв. Пороговую энергию можно значительно снизить, если в качестве мишени использовать ядра. В этом случае существенную роль играет фермиевское движение в ядре. Так, порог рождения антинуклонов в $N-N$ столкновениях всего лишь на 0,6 Бэв ниже максимальной энергии протонов в бэватроне в Беркли, однако использование бериллиевой мишени позволяет получить достаточно интенсивные пучки антипротонов с энергией вплоть до $T \sim 1,5 \text{ Бэв}^x$.

Порог неупругого рассеяния антинуклонов составляет около 300 Мэв, однако, с заметной вероятностью это рассеяние происходит лишь при энергиях $T \sim 1 \text{ Бэв}$ (см. ниже).

1. Рождение антинуклонов в $N-N$ взаимодействиях в области ускорительных энергий

Прямых измерений сечения генерации антинуклонов при столкновениях нуклонов в настоящее время еще нет. Однако величину этого сечения можно оценить, если воспользоваться экспериментальными данными по выходу антинуклонов из алюминиевой и бериллиевой мишеней. Так как число нуклонов в ядрах Be и Al сравнительно невелико, то поглощение

^{x)} Здесь и везде далее T - кинетическая энергия частиц в лабораторной системе координат.

антинуклонов в ядре и рождение их вторичными частицами можно при этом не учитывать.

Экспериментальные данные приведены в таблице 1. Как видно, величина отношения n_{p^-}/n_{π^-} мало изменяется при переходе от бериллиевой к алюминиевой мишени, хотя число нуклонов в ядре увеличивается при этом в три раза. Это подтверждает наше утверждение о том, что вторичные процессы в легких ядрах мало влияют на выход антинуклонов.

Т а б л и ц а 1

Отношение чисел антипротонов и π^- -мезонов, рождающихся при столкновениях протонов с ядрами; p - импульс рождающихся частиц; θ - угол, под которым эти частицы вылетают к направлению пучка первичных протонов;

Лабораторная система координат

Т, Бэв	Ядро	θ (град.)	P, Бэв/с	n_{p^-}/n_{π^-}
6	Be ^{/I/}	0	0,6	$(1,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-6}$
	"	"	0,7	$(2,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-6}$
	"	"	0,8	$(4,4 \pm 2,2) \cdot 10^{-6}$
	Be ^{/2/}	"	1,7	$4,5 \cdot 10^{-5}$
	"	"	2	$4,8 \cdot 10^{-5}$
	"	"	2,8	$2,9 \cdot 10^{-5}$
	Be ^{/I/}	7	0,9	$(8 \pm 4) \cdot 10^{-6}$
	C ^{/2/}	0	1,69	$4 \cdot 10^{-5}$
	Cu ^{/3/}	0	0,45	$5 \cdot 10^{-7}$
6,2	Be ^{/4/}	2,5	1,15	$(1,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$
	"	3,0	0,90	$(4 \pm 2,4) \cdot 10^{-6}$
	"	6,2	1,41	$(1,9 \pm 1,1) \cdot 10^{-5}$
	"	8,5	0,75	$(2 \pm 1,2) \cdot 10^{-6}$
9	Be ^{/46/}	0	2,8	$(1,03 \pm 0,13) \cdot 10^{-4}$
	"	7	2,8	$(1,37 \pm 0,18) \cdot 10^{-4}$
	Cu ^{/46/}	7	2,8	$(2,42 \pm 0,53) \cdot 10^{-4}$

20	Be ^{/5/}	4,75	5,4	$(5,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$
	"	"	8,1	$(3,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
	"	"	8,8	$(2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$
	"	"	10,5	$(8,8 \pm 2,3) \cdot 10^{-4}$
	"	9	4,3	$(7,2 \pm 1,9) \cdot 10^{-3}$
24	Ar ^{/6-8/}	2	11	$3 \cdot 10^{-3}$
	"	"	16	$3 \cdot 10^{-3}$
	"	6	5	$1,5 \cdot 10^{-3}$
	"	"	6	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
	"	"	8	$(7,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$
	"	"	11	$(2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$
	"	"	16	$(2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$
	"	16	2	$3 \cdot 10^{-3}$
	"	"	3	$7 \cdot 10^{-3}$
	"	"	4	$1,2 \cdot 10^{-2}$
	"	"	4,6	$1,2 \cdot 10^{-2}$
25	Be ^{/5/}	4,75	9,2	$(5,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$
	"	"	11,3	$(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$
	"	"	13,2	$(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$
30	Be ^{/5/}	4,75	8,8	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
	"	"	11,7	$(8,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$
	"	9	4,1	$(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$
	"	"	5,9	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
	"	"	8	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
	"	20	2,5	$(5,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$
	Ar ^{/5/}	4,75	6,4	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$
	"	"	7,5	$(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
	"	"	8,8	$(9,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$
	"	"	10,8	$(1,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
	"	"	11,3	$(8,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$

"	"	12,3	(5,9 ± 0,8) · 10 ⁻³	
"	"	14,3	(4,1 ± 0,4) · 10 ⁻³	
"	"	16,3	(3,9 ± 0,4) · 10 ⁻³	
"	9	5,1	(1,5 ± 0,2) · 10 ⁻²	
"	"	5,9	(1,3 ± 0,3) · 10 ⁻²	
"	"	10	(1,5 ± 0,3) · 10 ⁻²	
"	13	4,5	(1,3 ± 0,2) · 10 ⁻²	
"	"	9	(1,4 ± 0,7) · 10 ⁻²	
"	"	9	(1,3 ± 0,2) · 10 ⁻²	
<hr/>				
33	Be ^{/9/}	13,25	2,5	6,7 · 10 ⁻³
	Ae ^{/9/}	13,25	2	(4,9 ± 0,7) · 10 ⁻³
	"	"	2,5	(7,7 ± 0,1) · 10 ⁻³
	"	"	3	1,1 · 10 ⁻²
	"	"	3,5	1,5 · 10 ⁻²
<hr/>				

Из приведенных данных видно также, что выход антинуклонов очень чувствителен к энергии первичных протонов и резко уменьшается, при $T < 20$ Бэв. По-видимому, это связано с высоким порогом рождения антинуклонов.

Так как при энергиях, не превышающих нескольких десятков Бэв, в $N - N$ столкновениях рождается не более одной пары $(N + \bar{N})$ — как показывают статистические оценки, вероятность рождения двух и более пар очень мала — то среднее число рождающихся антипротонов

$$\bar{n}_{\bar{p}} = \sum_i n_{\bar{p}i} w_i = \frac{\sigma_{\bar{p}}}{\sigma_{in}} \quad (1)$$

где w_i — вероятность i -го канала неупругой реакции. Следовательно, сечение рождения антинуклонов

$$\sigma_{\bar{N}} \approx 2 \left(\frac{\bar{n}_{\bar{p}}}{\bar{n}_{\pi^-}} \right) \bar{n}_{\pi^-} \sigma_{in} \quad (2)$$

Порядок величины отношения средних чисел $(\bar{n}_{\bar{p}} / \bar{n}_{\pi^-})$ можно оценить по данным таблицы 1:

$$\left(\frac{\bar{n}_p}{\bar{n}_{\pi^-}} \right) \sim 10^{-5} - 10^{-6} \quad \text{при } T = 6 \text{ Бэв,}$$

$$" \quad \sim 10^{-4} - 10^{-5} \quad \text{при } T = 10 \text{ Бэв,}$$

$$" \quad \sim 10^{-3} - 10^{-4} \quad \text{при } T = 20 \text{ Бэв,}$$

$$" \quad \sim 10^{-2} - 10^{-3} \quad \text{при } T = 30 \text{ Бэв.}$$

В области энергий $T = 6 - 30$ Бэв $\frac{\bar{n}_p}{\bar{n}_{\pi^-}} \approx \bar{n}_{\pi^+} \approx 2 \cdot 3^{/3/}$, а $\sigma = (40 - 30) \cdot 10^{-27} \text{ см}^{2/11,12/}$ поэтому

$$\sigma_{\bar{N}} = 100 \left(\frac{\sigma_{\bar{N}}}{\sigma_{in}} \right). \quad (3)$$

Полученные таким образом сечения указаны в таблице 2. Конечно, это очень грубая оценка, так как импульсные и угловые распределения антинуклонов и π^- -мезонов значительно различаются. Однако экспериментальные значения $(\bar{n}_p / \bar{n}_{\pi^-})$ известны в широком интервале импульсов и углов, поэтому указанные выше отношения средних чисел $(\bar{n}_p / \bar{n}_{\pi^-})$, по-видимому, недалеко от истинных.

2. Рождение антинуклонов в $\pi - N$ взаимодействиях

Экспериментальная информация здесь является еще более бедной, чем в случае $N - N$ взаимодействий. Нам известна всего лишь одна работа, в которой из анализа взаимодействий π^- -мезонов с ядрами углерода в пропановой пузырьковой камере получена нижняя оценка сечения $\sigma_{\bar{N}}$ при энергии $T = 7 - 8$ Бэв^{/13/} (см. таблицу 2).

3. Образование пар $N + \bar{N}$ при неупругих взаимодействиях антинуклонов

Рождение антинуклонов при неупругих $\bar{N} - N$ столкновениях изучалось в работах^{/14-17/}. В первой из этих работ при энергии $T = 0,92$ Бэв определены сечения парциальных каналов:

$$\bar{p} + p \rightarrow \begin{cases} \bar{p} + p + \pi^0, & \sigma = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \\ \bar{p} + p + \pi^+, & \sigma = (1,16 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \\ \bar{n} + p + \pi^-, & \sigma = (0,96 \pm 0,22) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \\ \bar{p} + p + \pi^- + \pi^+, & \sigma = < 0,1 \end{cases}$$

(Измерения выполнены в водородной пузырьковой камере).

Очень близкое сечение предпоследнего канала получено также в работе^{/16/}:

Т а б л и ц а 2

Сечение рождения антинуклонов

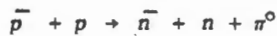
Взаимодействие	T, Бэв	$\sigma_{\bar{N}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	$(\sigma_{\bar{N}}/\sigma_{in})\%$
$N-N$	6	$\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$	$\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$
"	10	$\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$	$\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$
"	20	$\sim 0,1 \div 0,01$	$\sim 0,1 \div 0,01$
"	30	$\sim 1 \div 0,1$	$\sim 1 \div 0,1$

$\bar{p}-p$	0,47	~ 1	$\sim 1,5$
"	0,92	$5,3 \pm 1$	$9,0 \pm 2,0$

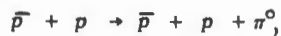
$\bar{p}-n$	0,47	~ 1	$\sim 1,5$
"	0,92	20 ± 7	31 ± 16

$\pi-N$	$7 \div 8$	$> 10^{-3}$	$> 5 \cdot 10^{-3}$

Если предположить, что сечение канала

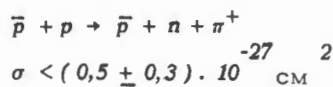


приблизительно равно сечению канала

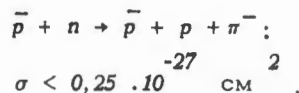


то полное сечение рождения антинуклонов при энергии $T=0,92$ Бэв $\sigma_{\bar{N}} \approx (5,3 \pm 1) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Это существенно ниже значений (20 ± 9) и $(20 \pm 7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, приведенных в обзоре Чемберлена^{/17/} и работе^{/16/} для $\bar{p}-n$ взаимодействий при этой энергии. Указанные значения $\sigma_{\bar{N}}(\bar{p}n)$ получены как разность непосредственно измеренного сечения σ_{in} и сечения аннигиляционных процессов. Вполне возможно, что сечение $\sigma_{\bar{N}}(\bar{p}n)$ завышено.

В работе^{/15/} при $T=0,47$ Бэв получена верхняя оценка сечения канала



Отсюда можно заключить, что полное сечение образования антинуклонов $\sigma_{\bar{N}}(\bar{p}p)$ при этой энергии порядка 10^{-27} см^2 . В этой же работе получена оценка сечения реакции



т.е. полное сечение рождения антинуклонов в $\bar{p}-n$ столкновении при $T=0,47$ Бэв, по-видимому, также близко к 10^{-27} см².

4. Генерация антинуклонов при очень больших энергиях

Некоторые сведения о рождении антинуклонов при очень больших энергиях $T \gg 10$ Бэв можно получить из экспериментальных данных о среднем числе тяжелых частиц (нуклонов, антинуклонов и всех странных частиц), рождающихся при неупругих взаимодействиях в этой области энергий.

На опыте обычно определяется отношение средних чисел рождающихся π^0 -мезонов и всех заряженных частиц $R = \bar{n}_{\pi^0} / \bar{n}_{\pi^\pm}$. (Подробнее см. /10/). Измерения, выполненные многими авторами, показывают, что $\bar{n}_{T^0} \approx \bar{n}_{T^\pm}^{18-20}$, кроме того $\bar{n}_{\pi^\pm} \approx 2\bar{n}_{\pi^0}^{10}$. Используя эти результаты, получим:

$$\frac{\bar{n}_{T^\pm}}{\bar{n}_{T^\pm}} = 1 - 2R ;$$

$$\frac{\bar{n}_T}{n} \approx \frac{\bar{n}_{T^0} + \bar{n}_{T^\pm}}{\bar{n}_{T^0} + \bar{n}_{T^\pm} + \bar{n}_{\pi^0} + \bar{n}_{\pi^\pm}} = \frac{4}{3} \left(\frac{\bar{n}_{T^\pm}}{\bar{n}_{T^\pm}} \right) \frac{1}{1 + 1/3 \left(\frac{\bar{n}_{T^\pm}}{\bar{n}_{T^\pm}} \right)} \approx$$

$$\approx \frac{4}{3} \left(\frac{\bar{n}_{T^\pm}}{\bar{n}_{T^\pm}} \right) \left[1 - 1/3 \left(\frac{\bar{n}_{T^\pm}}{\bar{n}_{T^\pm}} \right) \right] = \frac{8}{9} (1+R)(1-2R).$$

Значения (n_T/\bar{n}) , вычисленные по этой формуле, приведены в таблице 3^{x)}.

При $T \gg 10$ Бэв среднее значение $(\bar{n}_T/\bar{n}) \approx 0,2$. Поэтому

$$\bar{n}_T = \left(\frac{\bar{n}_T}{\bar{n}} \right) \bar{n} \approx 0,2 \bar{n}. \quad (5)$$

Если предположить, что при очень больших энергиях антинуклонов рождается значительно больше, чем странных частиц, т.е.

$$\bar{n}_T \approx 2 + 2\bar{n}_N \quad (6)$$

то в качестве верхней оценки числа рождающихся антинуклонов получим:

$$\bar{n}_N \lesssim 0,1 \bar{n} - 1. \quad (7)$$

Так как экспериментальные значения среднего числа рождающихся частиц \bar{n} хорошо аппроксимируются функцией

$$\bar{n}(T) \approx 3 \cdot T^{1/4} \quad (8)$$

(см. рис. 1), то

$$\bar{n}_N \lesssim 0,3 \cdot T^{1/4} - 1. \quad (9)$$

x)

В этой таблице использованы следующие обозначения методов измерения:

Φ - анализ взаимодействий первичных частиц в фотоэмульсии;

$KB(A)$ - камера Вильсона с пластинами из вещества A ;

$MKB(A)$ - камера Вильсона с пластинами из вещества A , помещенная в магнитное поле;

$B-ПК$ - водородная пузырьковая камера.

Таблица 3

Доля тяжелых частиц, рождающихся в неупругих $\pi - N$ -взаимодействии, при очень большой энергии

Т, Бэв	Метод	$\frac{n_T}{\bar{n}}$
22,6	$\Phi/21/$	$0,3 \pm 0,04$ *
24	B - ПК/22/	0,37 **
25,8	$\Phi/23/$	$0,29 \pm 0,02$ *
28 (10 \div 100)	КВ (Ае ²⁷)/24/	0,31
85 (20 \div 150)	КВ (С ¹²)/25/	$0,25 \pm 0,08$
100 (10 \div 10 ³)	МКВ(параф)/26/	0,21
100 (50 \div 250)	$\Phi/27/$	$0,25 \pm 0,16$
100	МКВ (С ¹²)/28,29/	

500 (50 \div 3.10 ³)	$\Phi/30/$	$0,40 \pm 0,16$
$\geq 10^3$	$\Phi/31/$	$0 \pm 0,29$
10 ³ (300 \div 5.10 ³)	КВ(Φ)/32/	$0,03 \pm 0,26$ $- 0,03$
$\sim 10^3$	МКВ (С ¹²)/28,29/	$0,17 \pm 0,07$
2.10 ³	$\Phi/33/$	$0,19 \pm 0,14$
3,5.10 ³	$\Phi/34/$	$0,30 \pm 0,06$
5.10 ³	$\Phi/35/$	$0,25 \pm 0,08$
10 ⁴ (10 ³ \div 10 ⁵)	$\Phi/36/$	$0,36 \pm 0,06$ (n \geq 22)** $0 \pm 0,08$ (n < 22)**

x) Получено в предположении, что $n_{T^+} + n_{T^-} = 2$.

+) При вычислении предполагалось $n_{T^+} = 1$.

xx) n - число частиц, рождающихся при взаимодействии.

10^4 ($10^3 \div 10^5$)	$\Phi/37/$	$0,11 \pm 0,09$ $- 0,07$
$2 \cdot 10^4$	$\Phi/38/$	$0,56 \pm 0,23$
$3 \cdot 10^4$	$\Phi/39/$	$0 \div 0,27$
$5 \cdot 10^4$	$\Phi/40/$	$0,15 \pm 0,31$ $- 0,15$

10^5	$\Phi/41/$	$0,40 \pm 0,12$
$2 \cdot 10^5$	$\Phi/42/$	$0,15 \pm 0,22$ $- 0,15$
10^6	$\Phi/43/$	$0,18 \pm 0,10$

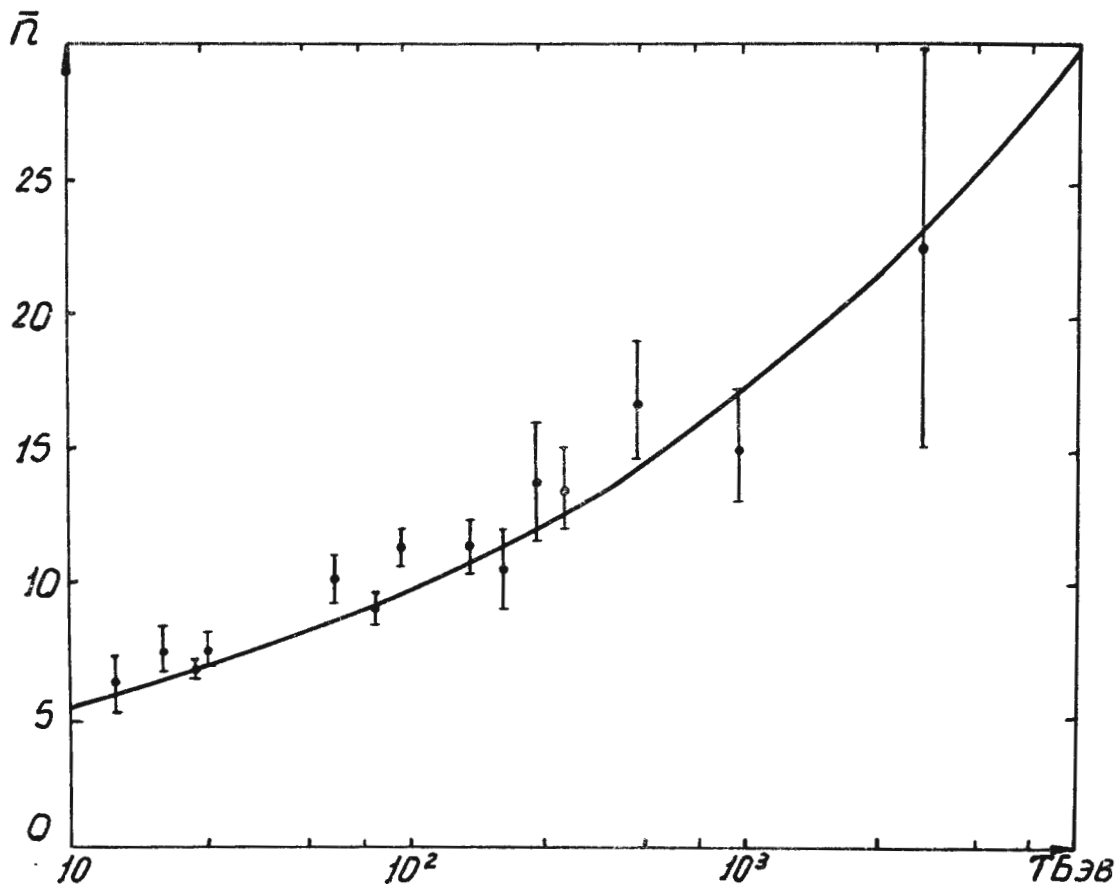


Рис. 1. Среднее число частиц, рождающихся в неупругих $N - N$ взаимодействиях при больших энергиях. (Таблицы экспериментальных данных и подробную библиографию см. в обзоре/10/).
Сплошной кривой указаны значения аппроксимирующей функции (8).

Как видно, вплоть до энергий $T \sim 500$ Бэв число рождающихся антинуклонов даже по верхней оценке не превышает 10% от числа нуклонов в конечном состоянии. Учет странных частиц еще более уменьшает величину \bar{n}_N . Так как постоянные взаимодействия π -мезонов с нуклонами и гиперонами близки по величине, то из сравнения соответствующих фазовых объемов, вычисленных методом статистической теории множественного рождения частиц, можно ожидать, что при $T \gg 10$ Бэв антигиперонов будет рождаться значительно больше, чем антинуклонов (Ср. /44, 45/).

В настоящее время нет совершенно никаких экспериментальных данных о величине сечения σ_N при энергиях $T \gg 10$ Бэв (соотношения (1)-(2) в этом случае неприменимы).

Таким образом, хотя экспериментальная информация о рождении антинуклонов в настоящее время очень бедна, можно, однако, утверждать, что даже при очень больших энергиях антинуклонов рождается намного меньше, чем π -мезонов.

Данные о сечениях σ_N имеются лишь в области ускорительных энергий, где $\sigma_N \ll \sigma_{in}$. В принципе, при $T \gg 10$ Бэв сечение σ_N может быть такого же порядка величины, как и σ_{in} , так как при этих энергиях в каждом акте неупругого взаимодействия вместе с антинуклонами может рождаться очень большое число частиц других сортов.

Л и т е р а т у р а

1. B.Cork, G.R.Lambertson, O.Piccioni, W.A.Wenzel. Phys. Rev., 107, 248 (1957).
2. H.K.Ticho. Proc. of the Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrumentation; CERN, 1959.
3. N.Horwitz, G.G.Murray, R.R.Ross, P.D.Tripp; UCRL - 8269 (1958).
4. C.A.Coombes, B.Cork, W.Galbraith, G.R.Lambertson, W.A.Wenzel; Phys. Rev., 112, 1303 (1958).
5. W.F.Baker, R.L.Cool, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, D.Luers, J.A.Niederer, S.Ozaki, A.L.Read, J.J.Russell, L.C.L.Yuan. Phys. Rev. Lett. 7, 101 (1961).
6. G.Cocconi. Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys. Rochester, 1960.
- V.T.Cocconi, T.Fazzini, G.Fidecaro, M.Legros, N.H.Lipman, A.W.Merrison; Phys. Rev. Lett., 5, 19 (1960).
8. G. von Dardel, R.M.Mermond, G.Weber, K Winter. Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys. Rochester, 1960.
9. V.L.Fitch, S.L.Meyer, P.A.Piroué. Phys. Rev. 126 1849 (1962).
10. V.S.Barashenkov, I.Patera. Fortschritte d. Phys. (в печати).
11. В.С.Барашенков. УФН, 72, 53 (1960).
12. V.S.Barashenkov, V.M.Maltsev. Fortschritte d. Phys., 9, 549 (1961).
13. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, В.Г.Иванов, Е.Н.Кладницкая, А.А.Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В.Никитин, С.З.Отвиновский, М.И.Соловьев. ЖЭТФ, 38, 1010 (1960).

14. G.R.Lynch. *Rev. Mod. Phys.* 33, 395 (1961).
15. S.Goldhaber, G.Goldhaber, W.M.Powell, R.Silberberg. *Phys. Rev.* 121, 1525 (1961).
16. C.K.Hinrichs, B.J.Moyer, J.A.Poiriez, P.M.Ogden. *Phys. Rev.* 127, 617 (1962).
17. O.Chamberlen. *Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys. Rochester, 1960,*
18. D.H.Perkins. *Proc of the Intern. Conf. on Theor Aspects of Very High-Energy Phenomena, CERN , 1961.*
19. G.F.Powell. *Proc. of the 9-th Intern. Conf. on High-energy Phys. Kiev, 1959.*
20. D.H.Perkins. *Prog. in Cosmic Ray and Elem. Particle Phys.* 5, 159 (1960).
21. G.Cvijanovich, B.Dayton, P.Egli, B.Klaiber, W.Koch, M.Nikolic, R.Schneeberger, H.Winzeler, J.C.Combe, W.M.Gibson, W.O.Lock, M.Schneeberger, G.Vanderhaeghe. *Nuovo Cimento* 20. 1012 (1961).
22. P.Dodd, M.Jobs, J.Kinson, B.Tallini, B.R.French, H.J.Sherman, I.O.Skillicorn, W.T.Davies, M.Derrick, D.Radojicic. *Proc. of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elem. Particles, 1961.*
23. Y.K.Lim. *Nuovo Cim.* (в печати).
24. E.R.T.Awunor-Renner, L.Blaskovitch, B.R.French, C.Ghesquire, I.B. de Minvielle-Devaux, W.W.Neale, C.Pelletier, R.Rivet, A.B.Sahiar, I.O.Skillicorn, *Nuovo Cim.* 17, 134 (1960).
25. S.Lal, Y.Pal, R.Garhavan. *Nucl. Phys.* 31, 415 (1962).
26. L.Montauet, J.A.Newth, G.Petrucci, R.A.Salmeron, A.Zichichi. *Nuovo Cim.* 17, 166 (1960)
27. D.Y.Lal, Y.Pal, B.Rama, *Nuovo Cim.* 12, Suppl. 347 (1954).
28. В.Б.Фреттер, Л.Ф. Хансен. Труды междунар. конференции по космическим лучам, Москва, 1, 134 (1959).
29. L. F. Hansen, W.B.Fretter. *Phys. Rev.* 118, 812 (1960).
30. R.R.Daniel, J.H.Davies, J.H.Mulvey, D.H.Perkins. *Phil. Mag.* 43, 753 (1952).
31. M.W.Kaplon, D.Ritson. *Phys. Rev.* 88, 386 (1952).
33. A.Debendetti, C.M.Garelli, L.Tallone, M.Vigone. *Nuovo Cim.* 4, 1142 (1956).
34. A.Barkow, B.Chamany, D.M.Haskin, P.L.Jain, E.Lohrmann, M.W.Tenchner, M.Schein. *Phys. Rev.* 122, 617 (1961).
35. F.A.Brisbout, C.Dahanayke, A.Engler, Y.Fujimoto, D.H.Perkins, *Phil. Mag.* 1, 605 (1956).
36. B.Edwards, B.J.Losty, K.Pinkau, D.H.Perkins, J.Reynold. *Phil. Mag.* 3, 237 (1958).
37. E.Lohrmann, M.W.Teucher. *Phys. ERev.* 112, 587 (1958).
38. J.H.Mulvey. *Proc. Roy. Soc.* 221, 367 (1954).
39. M.Kaplon, M.Koshiba. *Phys. Rev.* 97, 193 (1955).
40. P.Frier, J.Naagle. *Phys. Rev.* 92, 1086 (1953).
41. M.Kazuno. *Nuovo Cim.* 24, 10213 (1962))
42. S.Hasegawa. *Nuovo Cim.* 14, 909 (1959).
43. P.Fowler, *Proc. of the 10-th Intern. Conf. on High-Energy Phys. Rochester, 1960.*
44. V.S.Barashenkov, B.M.Barbashov, E.G.Bubelev. *Suppl., Nuovo Cim.* 7, 117 (1958).
45. V.S.Barashenkov, E.K.Mihul, Huang Tzu.tzan. *Acta Phys. Polonica* 20, 657 (1961).
46. Н.М. Впясов, А.С. Вовенко, Г.Г. Воробьев, А.Д. Кириллов, Ким Хи Ин, Б. А. Кулаков, А.Л. Любимов, Ю.А. Матуленко, И.А. Савин, Н.В. Смирнов, И.Н. Струнов, И.В. Чубило. *ЖЭТФ*, 38, 445 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1962 года.