ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2. 5

Лаборатория высоких энергий

P-302

В.Н. Зубарев, С.В. Мухин, И.Н. Семенюшкин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АНТИНУКЛОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 10 БЭВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЯДРАМИ

Дубна, 1959 год

P-302

В.Н. Зубарев, С.В. Мухин, И.Н. Семенюшкин

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АНТИНУКЛОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 10 БЭВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЯДРАМИ

ядорных исследовать БИБЛИОТЕКА

При постановке физических экспериментов с антинуклонами важно знать энергетический спектр и угловое распределение генерируемых антинуклонов. С этой целью были рассчитаны энергетические спектры антинуклонов под различными углами вылета, возникающих при взаимодействии протонов с кинетической энергией 10 Бэв с ядрами мишени. Расчет проводился на основе распределения антинуклонов по импульсам и углам в лабораторной системе, приведенного в работе /1/ . Данное распределение получено при рассмотрении взаимодействий типа N-N по статистической теории, с учетом фермиевского распределения нуклонов в ядре. Следует отметить, что приведенное в цитируемой работе распределение учитывает особенности генерации нуклонами антинуклонов вблизи порога об-При этом, упрощение в выражении для распредеразования последних. ления /пренебрежение величиной (%) по сравнению с 1, где р" -импульс антинуклона в системе центра инерции, а Рт - его максимально возможная величина/ не сказывается существенно на получаемых результатах. Однако, такое упрощение приводит к значительному искажению формы энергетического спектра антинуклонов при генерации их протонами с энергией 10 Бэв. Поэтому в данных расчетах было использовано уточненное распределение антинуклонов по им пульсам и углам, которое имеет вид:

$$S(p, M) dp dM = \frac{105}{16} \frac{p^2}{(p^{\frac{2}{4}}+1)^{\frac{1}{4}}} dp dM \int_{4}^{\infty} \frac{p(\omega)(\omega-4)}{p_m^{\frac{2}{3}}} \left[1 - \left(\frac{p^{\frac{2}{3}}}{p_m^{\frac{2}{3}}}\right)^2 \left(1 + p^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}} d\omega \right] (1/p_m^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{3}} d\omega$$

 ρ - импульс антинуклона в лабораторной системе, $M = \cos \theta / \theta$ - угол вылета антинуклона в лабораторной системе/, $\rho(\omega) d\omega$ - вероятность того, что пара сталкивающихся нуклонов в системе центра инерции имеет полную энергию в интервале $\omega - \omega + d\omega$.

$$P(\omega) = \frac{3\omega}{2B} \left\{ 1 - \left[\frac{B}{2A} - \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{\omega^2 - C}{A}} \right]^2 \right\}$$

$$A + C - B \leq \omega^2 \leq A + C + B$$

$$A = 2 T_F (T + 1)$$

$$B = 2 \left[2 T_F (T^2 + 2T) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$C = 2 (T + 2).$$

$$A = 2 T_F (T + 2)$$

Т - кинетическая энергия падающего на мишень протона в лабораторной системе.
 Т_F - максимальная кинетическая энергия нуклона ядра-мишени в лабораторной

системе (25). Импульс и энергия выражаются здесь в единицах m_pc² /938 Мэв/. р^ж - максимально-возможный импульс антинуклона в системе центра инерции, равный

$$D_{m}^{*} = \frac{1}{2\omega} \left[(\omega^{2} - 8 + 2\omega)(\omega^{2} - 8 - 2\omega) \right]^{\frac{1}{2}}.$$
(3)

(ω.-4)^ж - определяет энергетическую зависимость сечения рождения антинуклонов.

Для реакций типа:

$$P+n \longrightarrow \overline{P}+n+P+P$$

$$P+n \longrightarrow \overline{n}+P+n+n \qquad K=\frac{7}{2}$$

$$P+P \longrightarrow \overline{n}+n+P+P$$

и для реакции: $\rho + \rho \longrightarrow \overline{\rho} + \rho + \rho + \rho - \kappa = \%$, ρ^{κ} – импульс антинук-

$$p^{*2} = \frac{\left\{m(p^{2}+1)^{\frac{1}{2}}\left[(T+2)^{2}-\omega^{2}\right]^{\frac{1}{2}}-p(T+2)\right\}^{2}+(1-m^{2})\left[(T+2)^{2}-\omega^{2}\right]}{\omega^{2}}, \quad (4)$$

Границы спектра импульсов определяются выражением /5/

$$P_{1,2} = \frac{T+2}{2[(1-M^2)(T+2)^2 + M^2 \omega_m^2]} \cdot \left\{ \frac{M[(T+2)^2 - \omega_m^2]^{\frac{1}{2}}}{T+2} \cdot (\omega_m^2 - 8) \pm \frac{1}{2} \right\}$$

$$\pm \left[(\omega_m^2 - 8)^2 - 4(1-M^2)(T+2)^2 - 4M^2 \omega_m^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Предельные углы для вылета антинуклонов определяются выражением /6/

$$M_{npeg} = \frac{1}{2} \left[\frac{\omega_m^2 - 8 - 4(T+2)^2}{(T+2)^2 - \omega_m^2} \right]^{\frac{1}{2}}.$$
 (6/

Численный расчет импульсного спектра антинуклонов проводился следующим образом. Для заданного угла вылета антинуклонов в лабораторной системе из выражения /5/ определялись границы спектра импульсов. Далее задавался импульс антинуклона /в пределах границ спектра/ и численно вычислялся интеграл входящий в выражение /1/. Аналогичный расчет повторялся для следующего импульса антинуклонов и т.д.

В таблице 1 приведены граничные значения импульсов для разных углов вы-

лета антинуклонов. В таблицах 2 и 3 приведены ординаты импульсных распредеделений антинуклонов для реакций:

$$p+n \longrightarrow \overline{p}+n+p+p$$

$$p+n \longrightarrow \overline{n}+p+n+n$$

$$p+p \longrightarrow \overline{n}+n+p+p$$

$$p+p \longrightarrow \overline{p}+p+p+p$$

и реакции

соответственно.

P/mpc ²	" 0 [°]	10 [°]	15 [°]	20 ⁰			
Pmin	0,0970	0,0987	0,101	0,104			
Pmax	8,360	7,306	6,296	5,252			

Таблица 2

	S(P,M)	K = 7/2		1000
00 Me	10 [°]	15 ⁰	20 ⁰	
1,41	1,34	1,17	0,99	
5,11	4,74	4,16	3,25	
7,96	6,94	5,36	3,06	
9,45	6,98	3,85	· 1,17	
8,52	4.49	1.07	0,003	
5,39	1,20	0,05		
	⁰ ° 1,41 5,11 7,96 9,45 8,52 5,39	S(ρ, Μ) ^o ^M 0 ^o 10 ^o 1,41 1,34 5,11 4,74 7,96 6,94 9,45 6,98 8,52 4,49 5,39 1,20	$S(\rho, M) \qquad K = \frac{7}{2}$ $0^{\circ} \qquad 10^{\circ} \qquad 15^{\circ}$ $1,41 \qquad 1,34 \qquad 1,17$ $5,11 \qquad 4,74 \qquad 4,16$ $7,96 \qquad 6,94 \qquad 5,36$ $9,45 \qquad 6,98 \qquad 3,85$ $8,52 \qquad 4.49 \qquad 1.07$ $5,39 \qquad 1,20 \qquad 0,05$	$S(\rho, M) \qquad K = \frac{7}{2}$ $\stackrel{0^{\circ}}{10^{\circ}} \qquad \frac{10^{\circ}}{15^{\circ}} \qquad \frac{20^{\circ}}{20^{\circ}}$ $\stackrel{1,41}{5,11} \qquad \frac{1,34}{4,74} \qquad \frac{1,17}{4,16} \qquad \frac{0,99}{3,25}$ $7,96 \qquad 6,94 \qquad 5,36 \qquad 3,06$ $9,45 \qquad 6,98 \qquad 3,85 \qquad 1,17$ $8,52 \qquad 4.49 \qquad 1.07 \qquad 0,003$ $5,39 \qquad 1,20 \qquad 0,05$

	S(P,M)		K = 9/2		
P/mpc ²	o°	10 ⁰	15 [°]	20 ⁰	
1	1,86	1,58	1,44	1,24	
2	5,76	5,50	4,91	3,92	
3	9,24	8,08	6,39	3,83	
4	10,80	8,27	4,80	1,25	
5	10,13	5,54	1,44	0,004	
6	6,52	1,61	0,009		
7	1,97				

Таблица З

На рис. 1 и 2 приведены спектры импульсов антинуклонов, генерируемых протонами с энергией 10 Бэв при взаимодействии с ядрами. Для сравнения на рис.3 и 4 приведены спектры импульсов антинуклонов, генерируемых протонами с энергией 6,1 Бэв^{/1/}. Ординаты всех спектров выражены в одних и тех же единицах.

Из сравнений распределений, приведенных на рис.1, 2, 3, 4, и известных параметров антипротонного канала ^{/2,3/} можно оценить ожидаемую интенсивность антинуклонов для синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований.



Рис. 1 Импульсное распределение антинуклонов под различными углами вылета при генерации протонами с энергией 10 Бэв

- 7 -



Рис. 2 Импульсное распределение антинуклонов под различными углами вылета при генерации протонами с энергией 10 Бэв



Рис. 3 Импульсное распределение антинуклонов под различными углами вылета при генерации протонами с энергией 6.15эв

- 9 -



Рис. 4 Импульсное распределение антинуклонов под различными углами вылета при генерации протонами с энергией 6.1 Бэв

Работа поступила в издательский отдел 10 февраля 1959 года

Литература

- I. O.Chamberlain et al. "On the observation of an antiproton star in emulsion exposed at the bewatron." Nuovo Cimento 3,447,1956.
- O.Chamberlain et al. "Observation of antiprotons." Phys. Rev. 100,947,1955.
- 3. L.E.Agnew et al. "Experiments on antiprotons: cross sections of complex nuclei." Phys.Rev.I08, 1545, 1957.