

ШАХОБАЗЯН Б. А. и др.

+

Б1-1-8397.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С 346 56
Ш-31

75/75

Б1-1-8397

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 74

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Б.А. Шахбазян, В.В. Миллер, Ю.А. Троян

Б1-1-8387

ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОБНАРУЖЕНИЮ

$\bar{\Lambda}$ -ГИПЕРОНА

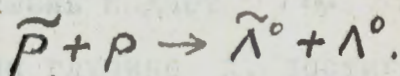
Рукопись поступила

21 ноября 1956 г.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна, ноябрь 1956 г. 9

Идея опыта



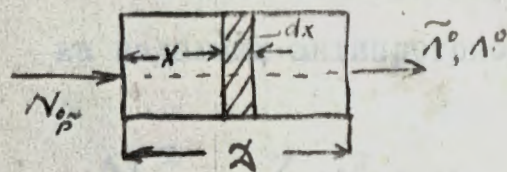
Используется угол симметричного разлета $\tilde{\Lambda}^0$ и Λ^0 . При малых pc антипротона можно отделиться от эффекта $\bar{p} + p \rightarrow n$ для определенной геометрии опыта (см. I-ое расположение на стр. 8).

Вторая мишень

Подсчитаем отношение выходящих из мишени пар частиц $\tilde{\Lambda}^0$ и Λ^0 в реакции $\bar{p} + \text{ядро} \rightarrow \tilde{\Lambda}^0 + \Lambda^0 + \text{ядро}$ к числу падающих на мишень антипротонов.

Рассмотрим сначала случай, когда рожденные на всей длине частицы идут по направлению первичного пучка антипротонов.

Пусть толщина мишени равна 2 — оптимальному размеру для данного вещества. Его величину мы подсчитаем позже.



Для сечения взаимодействия антипротона с ядром Al примем величину $1,58 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Для сечения взаимодействия $\tilde{\Lambda}^0$ примем ту же величину, а для сечения взаимодействия Λ^0 — величину в 2 раза меньшую. Расп

ный пробег для $\tilde{\Lambda}^0, \Lambda^0$, имеющих $pc=1,11 \text{ Bev}$, равен $11,1 \text{ c}$

Пусть на мишень падает $N_0 \bar{p}$ антипротонов. Слой dx расположенного на глубине x , достигает $N_x = N_0 e^{-x(n\sigma)_{\bar{p}}}$ антипротонов.

В слое dx они рожают $N_{\bar{\Lambda}\Lambda}^{dx} = N_0 e^{-x(n\sigma)_{\bar{p}}} dx (n\sigma)_{\bar{\Lambda}\Lambda}$ пар $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0 . σ' - сечение рождения пары $\bar{\Lambda}^0, \Lambda^0$. Мы принимаем его равным 0,01 от геометрического сечения ядра меди. Тогда :

$$n\sigma' = \frac{Z}{A} 6 \cdot 10^{-26} \cdot 16 \cdot \frac{6 \cdot 10^{23}}{64} \cdot 8,6 = 0,806 \cdot 10^{-3} \frac{Z}{A}$$

Частицы, рожденные в dx распадаются и взаимодействуют в оставшемся слое $D-x$.

Число частиц, рожденных в dx и вышедших из мишени:

$$N_{\bar{\Lambda}\Lambda}^{dx} = N_0 \bar{p} e^{-(n\sigma)_{\bar{p}} x} dx \cdot 0,806 \cdot 10^{-3} e^{-2 \frac{D-x}{11} - 1,5 \frac{D-x}{44}}$$

А полное число пар, вышедших из мишени в направлении пучка падающих антипротонов:

$$\begin{aligned} N_{\bar{\Lambda}\Lambda}^D &= \frac{Z}{A} N_0 \bar{p} 0,806 \cdot 10^{-3} \int_0^D e^{-(n\sigma)_{\bar{p}} x} e^{-2 \frac{D-x}{11} - 1,5 \frac{D-x}{44}} dx \\ &= \frac{Z}{A} N_0 \bar{p} 0,806 \cdot 10^{-3} e^{-5 \left(\frac{2}{11} + 1,5 \frac{(n\sigma)_{\bar{p}}}{44} \right)} \int_0^D e^{0,5x (n\sigma)_{\bar{p}} + \frac{x}{11}} dx \end{aligned}$$

Введем обозначения:

$$\frac{2}{11} + 1,5 (n\sigma)_{6p} = \beta$$

$$\frac{2}{11} + 0,5 (n\sigma)_{4p} = \alpha$$

$$K = \frac{N_{\lambda\lambda}}{N_0^p} = 0,806 \cdot 10^{-3} e^{-\beta D} \int_0^D e^{\alpha x} dx = 0,806 \cdot 10^{-3} \frac{e^{-\beta D}}{\alpha} (e^{\alpha D} - 1)$$

Определим отсюда оптимальную толщину мишени.

$$\frac{dK}{dD} = (\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta) D} + \beta e^{-\beta D} = 0$$

$$D = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\beta}{\beta - \alpha}$$

$(n\sigma)_{6p}$ мы приняли равным $1,58 \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-1}$.

Тогда

$$\beta = 0,373$$

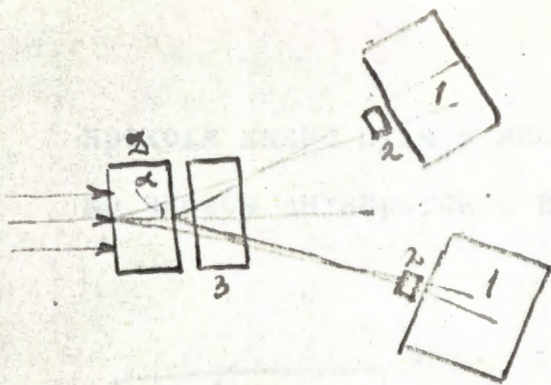
$$\alpha = 0,245$$

$$D = 4,3 \text{ см}$$

$$K = \frac{N_{\lambda\lambda}}{N_0^p} = 1,22 \cdot 10^{-3} \frac{2}{-1} = 1,22 \cdot 0,453 \cdot 10^{-3} = 0,552 \cdot 10^{-3}$$

Таким образом на один падающий антипротон выход пары из мишени толщиной 4,3 см составляет $\frac{2}{-1} 1,22 \cdot 10^{-3} = 0,122\% \frac{2}{-1} = 0,052\%$

В работе предполагается использовать угол симметричного разлета $\bar{\Lambda}^\circ$ и Λ (см. кинематику), который для \bar{p} с $p \approx 2$ Вэв, составляет величину 26° . Схема установки примерно такова:



В таком расположении 1,2 - счетчики для счета протонов и антипротонов распада $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0
 3 - антисовпадающий счетчик
 2 - мишень.

Видно, что в счетчики попадают антипротоны и протоны распада от частиц, идущих под углом, близким к углу симметричного разлета, относительно первоначального направления антипротонов (протоны и антипротоны распада летят в узком конусе, ось которого совпадает с направлением полета рожденных $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0

Из всего этого ясно, что путь $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0 в мишени будет длиннее по сравнению с разобранным случаем на множитель

$$\frac{1}{\cos \alpha}$$

. Это даст еще некоторое уменьшение выхода пар из

мишени.

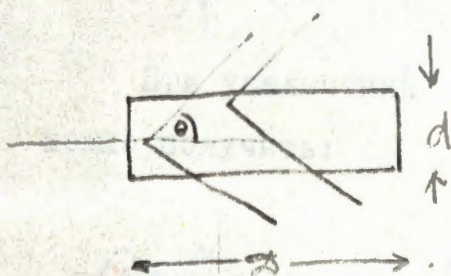
Если считать, что сечение взаимодействия антипротонов, $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0 равны не $1,58 \cdot 10^{-24}$, а $0,8 \cdot 10^{-24}$ для данных ρ с, то получим

$$\Delta = 6,33 \text{ см.} \quad \text{и} \quad K = 1,72 \cdot 10^{-3}, \quad 0,453 = 0,78 \cdot 10^{-3}.$$

Можно увеличить выход пар $\bar{\Lambda}^0, \Lambda^0$ под симметричными углами, применив мишени другого вида и изменив регистрирующую систему.

Если взять длинную, но малого диаметра мишень, то $\bar{\Lambda}^0$ и Λ^0 частицы будут выходить через ее боковые поверхности

проходя малые пути в мишени. Их выход будет определяться то-
ко числом антипротонов в данном месте мишени.



$$\frac{N_{\lambda\lambda}}{N_0} = \int_0^L e^{-x(n\sigma)_{\text{впр}}} \cdot (n\sigma)_{\text{проц}} dx =$$

$$\cdot e^{-\frac{d}{\sin\theta} \frac{1}{L_{\text{протон}}}} e^{-\frac{d}{\sin\theta} (n\sigma)_{\text{впр}}}$$

$$\frac{N_{\lambda\lambda}}{N_0} = \frac{\sigma_{\text{проц}} \cdot \lambda}{\sigma_{\text{впр}}} (1 - e^{-2(n\sigma)_{\text{впр}}}) e^{-\frac{d}{\sin\theta} \frac{1}{L_{\text{протон}}}} e^{-\frac{d}{\sin\theta} (n\sigma)_{\text{впр}}}$$

если принять, что $\sigma_{\text{вэл}} = \sigma_{\text{эл}} \pi$

Пусть $\sigma_{\text{впр}} = \sigma_{\text{эл}} \pi = 0,8 \cdot 10^{-24}$

Для Си $n\sigma_{\text{впр}} = \frac{6 \cdot 10^{23}}{64} \cdot 8,6 \cdot 0,8 \cdot 10^{-24} = \frac{6 \cdot 8,6}{800} = 0,0645$

Для угла 26° $\sin\theta = 0,438$

$$\frac{N_{\lambda\lambda}}{N_0} = \frac{\sigma_{\text{проц}} \cdot \lambda}{\sigma_{\text{впр}}} (1 - e^{-2 \cdot 0,0645}) e^{-\frac{d}{0,438 \cdot 11}} e^{-\frac{d \cdot 0,0645}{0,438}}$$

Оптимальной толщины L не существует.

Поэтому возьмем ее равной 10 см. Пусть $d = 3$ см.

Тогда:

$$\frac{N_{\lambda\lambda}}{N_0} = \frac{\sigma_{\text{проц}} \cdot \lambda}{\sigma_{\text{впр}}} (1 - e^{-0,12}) e^{-\frac{3}{0,438 \cdot 11}} e^{-\frac{3 \cdot 0,0645}{0,438}} =$$

$$= \frac{\sigma_{\text{проц}} \cdot \lambda}{\sigma_{\text{впр}}} \cdot 0,162$$

$$\frac{\sigma_{\text{проц}} \cdot \lambda}{\sigma_{\text{впр}}} = 0,0187$$

Если принять отношение сечений $= 0,01$, получим:

$$1,37 \cdot 10^{-4} \frac{Z}{A} \quad \frac{N_{\Lambda\tilde{\Lambda}}}{N_0^P} = 1,6 \cdot 10^{-3} \frac{Z}{A} = 1,6 \cdot 0,453 \cdot 10^{-3} = 0,726 \cdot 10^{-3}$$

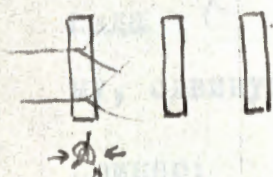
При увеличении Z и уменьшении A : $Z \rightarrow \infty, A \rightarrow 0$
можно получить:

$$\lim_{\substack{d \rightarrow 0 \\ Z \rightarrow \infty}} \frac{N_{\Lambda\tilde{\Lambda}}}{N_0^P} = \frac{0,01 \cdot 1,6}{0,01} \frac{Z}{A} = 1,6 \frac{Z}{A} = 4,53 \cdot 10^{-3}$$

Таким образом эта мишень требует хорошей коллимации пучка \tilde{p} , падающих на мишень.

Такая мишень лучше "выпускает" большие углы Θ . Таким образом лучше работать с ней на больших импульсах падающих \tilde{p} .

Другая мишень представляет ряд тонких, но большого диаметра дисков. Такая мишень имеет:



$$\lim_{\substack{Z \rightarrow 0 \\ A \rightarrow \infty}} \frac{N_{\Lambda\tilde{\Lambda}}}{N_0^P} = 4,53 \cdot 10^{-3}$$

Такая мишень не требует сильной коллимации и лучше "выпускает" малые углы $\Lambda\Lambda$.

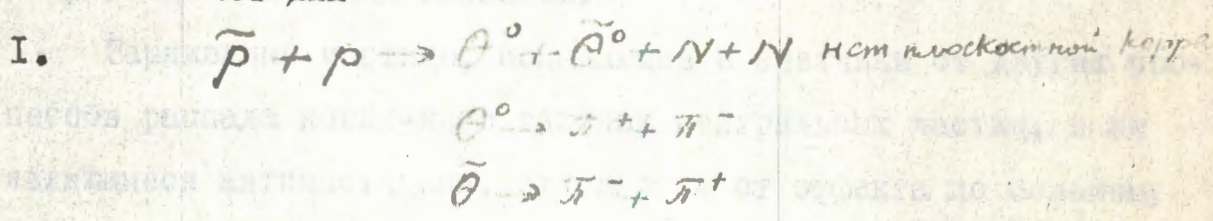
Такие мишени позволяют увеличить выход частиц из мишени в 3 + 5 раз.

П о р о г

Кинетическая энергия, соответствующая порогу рождения на $\bar{\Lambda}$, на протонах равна $0,752 \cdot 10^9$ эв, на ядрах $0,470 \cdot 10^9$

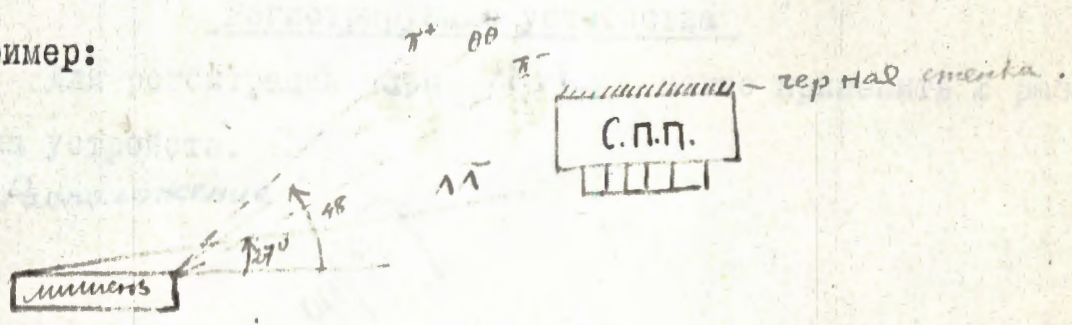
Другие процессы и дискриминация

от них



Для $pc = 2$ Вэв угол симметричного разлета для пары $\bar{\Lambda}^0 \Lambda^0 = 27^\circ$, а для пары $\theta^0 \bar{\theta}^0$ угол симметричного разлета $= 47^\circ 50'$. Поэтому в "шатровой" конструкции пионы разпада θ^0 и $\bar{\theta}^0$ просто не попадают в регистрирующую систему, сдвинутую относительно мишени.

Пример:



Правда, некоторая часть π - мезонов распада $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ может попасть в счетчики. Есть тогда другая возможность - сделать заднюю стенку счетчика полного поглощения черной, которая поглощала бы черенковский свет частиц, летящих вперед, т.е. регистрировались бы лишь частицы аннигиляции, летящие назад.

Повидимому задняя черная стенка счетчика полного поглощения - удовлетворительная дискриминация от всех эффектов, не сопровождающихся аннигиляцией.

Заряженные частицы, попадающие в счетчики от других процессов распада каких-либо тяжелых нейтральных частиц, и не являющиеся античастицами, отделяются от эффекта по большому аннигиляционному импульсу эффекта.

Этими способами можно отделиться от всех "мешающих" эффектов совершенно.

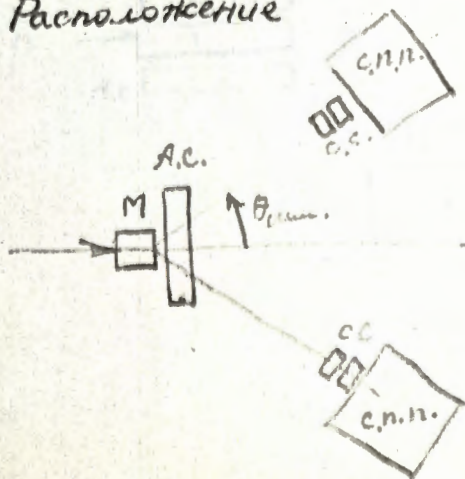
Таким образом остается одна реакция

$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ с дальнейшей перезарядкой $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ и с его аннигиляцией. Об этом эффекте - в другом месте.

Регистрирующие устройства

Для регистрации пары $\pi^+ \pi^-$ можно применить 2 разных типа устройств.

1. Расположение

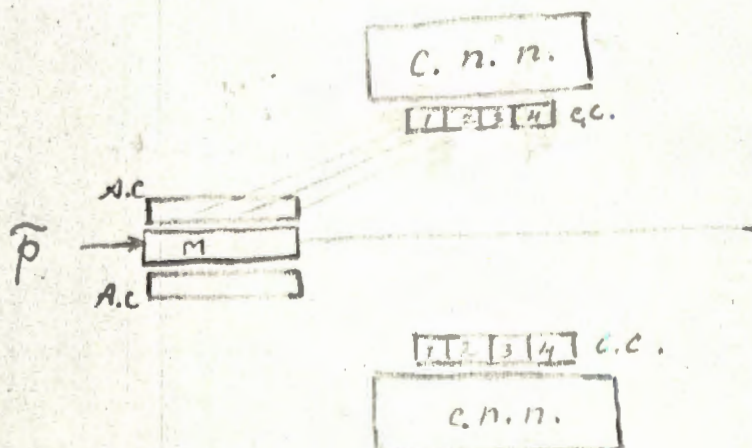


Мишень М "прикрыта" антисовпадательным счетчиком А.С. 2 совпадательных счетчика С.С. выделяют направление полета антинейтрона и протона распада. Λ -мезоны распада летят под большими (около 30°) углами к направлению полета антипротона и протона распада и счетчиками не регистрируются.

Дальше антипротон распада аннигилирует в счетчике полного поглощения (С.П.П.). Совпадение 6 счетчиков и антисовпадений в А.С. дает импульс эффекта. Вся система выполнена в виде тор. Если задняя стенка С.П.П. - черная, то - 2 антисовп. и 5 совп. Таким образом С.П.П. должен быть включен в 2 схемы - А.С. С.С., имеющих разные пороги срабатывания.

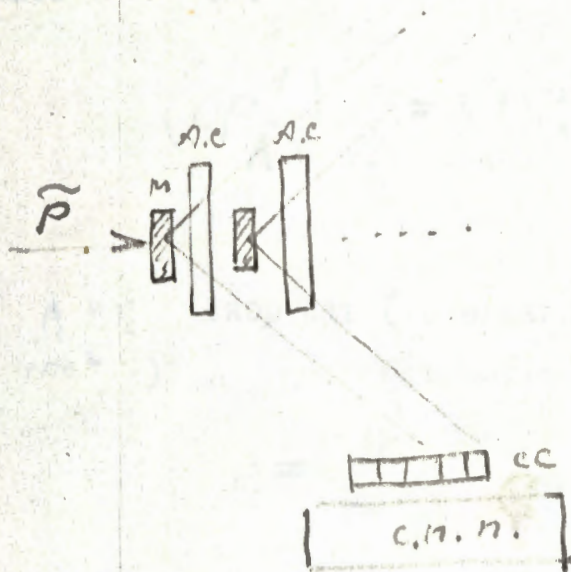
2. "Шатровая конструкция."

Для мишеней устройства 2 (см. стр. 9) можно применить



Пара $\bar{\Lambda} \Lambda$ из мишени проходят антисовпадательные счетчики А.С., распадаются на \bar{p} и p , которые дают импульсы совпадения в счетчиках 1-1, или 2-2, или 3-3 и т.д. Далее \bar{p} дает аннигиляционный импульс в С.П.П. Таким образом 3 - совпадения и 3 антисовпадения дают импульс эффекта как и в первом случае.

Все то же в случае "слоистой" мишени.



Кинематика реакции

Интенсивность пар $\tilde{\Lambda}^0, \Lambda^0$, вылетающих под углом симметричного разлета определялась графическим методом, для чего была рассчитана кинематика реакции для $ср = 1,556; 1,8 \text{ Бэв}; 2 \text{ Бэв}; 2,2 \text{ Бэв}; 2,8 \text{ Бэв}$. Параметры эллипса лоренцовского преобразования импульса вычислялись следующим образом. Величины в лабораторной системе координат отмечаются индексом "Л", в системе центра масс - "с".

$$\left(ср_{\tilde{\Lambda}}\right)_{\substack{\text{max} \\ \text{min}}} = \pm \gamma_c ср_{\tilde{\Lambda}}^c + \gamma_c \beta_c U_{\tilde{\Lambda}}^c$$

где β_c и γ_c скорость (в единицах c) и энергия (в единицах mc^2) центра масс системы

$$\beta_c = \frac{ср_p^c}{U_{pp}^c};$$

$$\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}}$$

$$U_{pp}^c = \sqrt{(ср_p^c)^2 + (m_p c^2)^2} + m_p c^2;$$

$$U_{\tilde{\Lambda}}^c = \frac{U_{pp}^c}{2} = \frac{U_{pp}^c}{2} = \frac{U_{pp}^c}{2\gamma_c};$$

$$ср_{\tilde{\Lambda}}^c = \sqrt{(U_{\tilde{\Lambda}}^c)^2 - (m_{\tilde{\Lambda}} c^2)^2};$$

$$\text{tg } \theta_{\text{сим}} = \frac{ср_{\tilde{\Lambda}}^c}{\gamma_c \beta_c} = 2 \frac{ср_{\tilde{\Lambda}}^c}{ср_p^c}$$

Центр эллипса отстоит от начала координат на $OO' = \gamma_c \beta_c \frac{U_c}{\lambda}$
 малая полуось эллипса равна $b = c p_{\lambda}^c$ большая полуось равна
 $a = \gamma_c c p_{\lambda}^c$. Результаты вычислений сведены в таблицу I.

Таблица I

$c p_{\lambda}^c (B \rightarrow b)$	$U_{pp}^c (B \rightarrow b)$	β_c	γ_c	$U_{\lambda}^c (B \rightarrow b)$	$c p_{\lambda}^c (B \rightarrow b)$	$\gamma_c c p_{\lambda}^c (B \rightarrow b)$	$\gamma_c \beta_c \frac{U_c}{\lambda} (B \rightarrow b)$	
1,5	2,708	0,554	1,20	1,126	0,2	0,24	0,75	15°
1,8	2,968	0,607	1,255	1,183	0,413	0,519	0,903	24°
2,0	3,148	0,639	1,3	1,21	0,48	0,625	1,005	26°
2,2	3,328	0,661	1,34	1,245	0,566	0,76	1,083	27°
2,5	3,608	0,689	1,382	1,296	0,655	0,905	1,235	27°
2,8	3,888	0,72	1,445	1,34	0,76	1,1	1,39	28°
3,0	4,078	0,735	1,48	1,38	0,824	1,22	1,50	28°

Учет влияния движения нуклонов в ядрах мишени.

Движение нуклонов в ядрах мишени приводит к размытию углов вылета $\chi_n \chi$, величина которого зависит от энергии налетающего антипротона и угла α между импульсами антипротона и нуклона. Очевидно, что максимум этой величины имеет место при $\alpha = \pi/2$. Примем кинетическую энергию движения нуклона равной $T_p = 0,025$ Бэв - по Ферми. Тогда

$$p_f = 0,221;$$

$$v_f = 0,96;$$

$$c_p = 0,219$$

Максимальная величина угла размытия определяется из соотношения

$$\tan \theta_{\text{max}} = \frac{c_{p_f}}{c_{p_r}}$$

Значения θ_f для различных значений c_{p_r} приведены в таблице II.

Таблица II

c_{p_r} (Бэв)	1,5	2,0	2,2	2,5	2,8	3,0
θ_f	$8^{\circ}18'$	$6^{\circ}15'$	$5^{\circ}41'$	5°	$4^{\circ}36'$	$4^{\circ}10'$

Кинематика распада $\Lambda^c \rightarrow \tilde{p} + \pi^+$

Из условия $c_{p_r}^c = c_{p_n}^c$

Найдем $U_{\tilde{p}}^c$:

$$U_{\tilde{p}}^c = \frac{1}{2M_{\Lambda^c} c^2} \left\{ (M_{\Lambda^c} c^2)^2 - (M_{\pi} c^2)^2 + (m_{\tilde{p}} c^2)^2 \right\}$$

$$U_{\tilde{p}}^c = 0,943 \text{ Бэв.}$$

$$c_{p_r}^c = 0,0805 \text{ Бэв.}$$

$$U_p^c = 0,943 \text{ Бэв}$$

$$c p_p^c = 0,0895 \text{ Бэв}$$

Все остальные величины вычисляются для $\tilde{\Lambda}^{\circ}$, вылетающих под углом симметричного разлета. Величина $(c p_p^c)_{\text{сим}}$ берется из соответствующего графика для угла $\theta_{\text{сим}}$. Попрежнему пользуемся формулами:

$$\beta_c = \frac{(c p_p^c)_{\text{сим}}}{(U_p^c)_{\text{сим}}};$$

$$\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_c^2}};$$

$$a = \gamma_c c p_p^c;$$

$$b = c p_p^c;$$

$$c p_p^c = \gamma_c \beta_c U_p^c$$

В таблице III приводятся результаты расчетов.

Таблица III.

$CP_p^0(B, b)$	$CP_p^1(B, b)$	$2/\bar{\lambda}$	R	R_c	a	b	$00'$	$\theta_{сим}$
1,8	0,975	1,48	0,656	1,328	0,124	0,0895	0,828	7°
2,0	1,11	1,57	0,708	1,41	0,126	0,0895	0,942	6°
2,2	1,232	1,663	0,742	1,49	0,133	0,0895	1,040	$5^\circ 30'$
2,5	1,4	1,79	0,781	1,605	0,150	0,0895	1,189	5°
2,8	1,580	1,930	0,819	1,74	0,157	0,0895	1,342	$4^\circ 30'$
3,0	1,71	1,955	0,822	1,76	0,165	0,0895	1,368	4°

Таким образом, при расчете телесных углов, захватываемых телескопами счетчиков, необходимо учесть как предельные углы распада $\bar{\Lambda} \rightarrow p + \pi^+$, так и размытие углов из-за движения нуклонов.

Интенсивность $\bar{\Lambda}^0 \Lambda^0$ под углом симметричного разлета

Вычислена интенсивность пар $\bar{\Lambda}^0, \Lambda^0$, летящих под углами симметричного разлета и интенсивность одной из компонент ($\bar{\Lambda}$ или Λ) летящей под произвольным углом к направлению в данном интервале линейного угла $d\theta$, для $CP_p = 2\text{Бэв}$ и $2,5\text{ Бэв}$. Для $CP_p = 2,5\text{ Бэв}$ построена гистограмма.

Предполагается, что угловое распределение пар $\bar{\Lambda}\Lambda$ в с.ц. масс - изотропно. Тогда интенсивность пар в опеределении

телесном угле в с.ц.м., пропорциональна величине телесного угла.

Расчет велся следующим образом. Выбраны интервалы $d\theta_1 = \pm 2,5^\circ$ и $\pm 3^\circ$. На соответствующих графиках эллипсов преобразований, по $\theta_1 + d\theta_1$ и $\theta_1 - d\theta_1$ находились соответствующие им в с.ц.м. углы θ_1 и θ_2 . Телесный угол, ограниченный двумя конусами с углами растворов θ_1 и θ_2 равен

$$\Omega = \Omega_1 - \Omega_2 = 2\pi \int_0^{\theta_1} \sin\theta d\theta - 2\pi \int_0^{\theta_2} \sin\theta d\theta$$

$$\Omega = 2\pi (\cos\theta_2 - \cos\theta_1)$$

Число частиц, летящих в Ω составляет от общего числа частиц величину:

$$\frac{J_{\Lambda}(\theta_1 \pm d\theta_1)}{J_{\Lambda}(4\pi)} = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} (\cos\theta_2 - \cos\theta_1)$$

Кроме Λ, Λ летящих в с.ц.м. вперед, в рассматриваемые интервалы углов будут попадать Λ, Λ , вылетающих в с.ц. масс назад.

Д/ симметричного угла разлета ($\theta_c \pm 3^\circ$) при $\epsilon_{\rho} = 2,5$ Бэв вклады этих слагаемых составляют 17% и 2.6% соответственно. В случае $\epsilon_{\rho} = 2.5$ Бэв под углом ($\theta_c \pm 2,5^\circ$) летит 20% всех частиц.

Необходимо заметить, что при аксиальной симметрии регистрирующей системы число совпадений Λ, Λ под углом симметричного разлета составляет 17% и 18% для $\epsilon_{\rho} = 2$ Бэв и 2.5 Бэв.

Действительно, если симметричные относительно направления импульса \vec{p} счетчики включены в схемы совпадений, то интегрирование по азимуту следует выполнить в руслах от 0 до π . Вследствие удвоения вероятности регистрации необходимо интегрирование удвоить или, что то же - проинтегрировать от 0 до 2π .

В заключение приведем спектр $\tilde{\Lambda}, \Lambda$, попадающих в телесный угол, ограничиваемый предельными направлениями импульсов, определяемым фермиевским движением нуклонов. Так, при $cp_p = 3\text{Бэ}$ в пределах фермиевского угла размытия летят $\tilde{\Lambda}$ с $cp_{\tilde{\Lambda}} = 1,39 - 2,00$ Бэв. Спектр cp_p распадных ρ заключен в пределах 1,15- 1,533 Бэв.

Процесс $\vec{p} + p \rightarrow \vec{n} + n$

Наибольшую опасность в смысле имитации процесса $\vec{p} + p \rightarrow \vec{n} + n$ представляет процесс перезарядки антипротона в антинейтрон $\vec{p} + p \rightarrow \vec{n} + n$. Действительно, антинейтрон перезарядки пройдет через антисовпадательный счетчик, не дав импульс. Существует определенная вероятность перезарядки антинейтрона в антипротон в тонком слое сцинтиллятора антисовпадательного счетчика или в его арматуре или в следующем совпадательном счетчике. Антипротон перезарядки дает в счетчике полного поглощения импульс который невозможно будет отличить от импульса аннигиляции $\tilde{\Lambda}$. Представляет интерес возможность разделения этих двух эффектов основанная на различной величине углов симметричного разлета $\tilde{\Lambda}, \Lambda$ и \vec{n}, n . Исследована кинематика

реакции $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ для $c_{p\bar{p}} = 1,8; 2,0; 2,5; 2,8; 3,0$ Бэв. Графики построены для $c_{p\bar{p}} = 1,8$ Бэв и 3,0 Бэв.

Результаты вычислений сведены в таблицу IV.

Таблица IV

$c_{p\bar{p}}^1(Бэв)$	$U_{p\bar{p}}^1(Бэв)$	β_c	γ_c	$U_{n\bar{n}}^c(Бэв)$	$c_{n\bar{n}}^c(Бэв)$	$\gamma_c \beta_c U_{n\bar{n}}^c(Бэв)$	$\theta_{сим}$
1,8	2,968	0,607	1,255	1,18	0,711	0,893	38°
2,0	3,143	0,637	1,3	1,208	0,742	0,965	37°
2,2	3,328	0,661	1,34	1,245		1,1	36°
2,5	3,598	0,695	1,4	1,285	0,878	1,25	35°
2,8		0,72	1,445	1,34	0,955	1,39	34°
3,0		0,735	1,48	1,38	1,1	1,50	33°

Рассмотрим поведение угла симметричного разлета в зависимости от $c_{p\bar{p}}$

$$\text{tg } \theta_{сим} = \frac{1}{\gamma_c \beta_c \sqrt{1 + \left(\frac{m c^2}{c p c}\right)^2}}$$

При $c_{p\bar{p}} \rightarrow 0$ $\text{tg } \theta_{сим} \rightarrow 0$ и $\theta_{сим} \rightarrow 0$.

При $\gamma_c \rightarrow \infty$ $\beta_c \rightarrow 1$ $c_{p\bar{p}} \rightarrow \infty$ $\text{tg } \theta_{сим} \rightarrow 0$ и $\theta_{сим} \rightarrow 0$

Таким образом функция имеет нулевые производные в нуле и в бесконечности. Нетрудно показать, что максимум функции наступает при $ср_p = 3,24$ Бэв.

Графики функции $\Theta_{\Lambda\Lambda} = f(ср_p)$ $\Theta_{\Lambda\Lambda}^{(\bar{n})} = F(ср_p)$

приведен. на фиг. Как не трудно видеть достаточное разделение может быть достигнуто при $ср_p < 1,5$ Бэв.

Определим вероятность двойной перезарядки антинейтрона нейтрона. Примем, что $A=12$, толщ. счсчика 2 см. *Эффективная площадь взаимодействия нейтрона $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-26}$ см²*

$n \rightarrow p$
 $\frac{6 \cdot 10^{23}}{12} \cdot 1 \cdot 2,5 \cdot 10^{-26} \cdot 4 = 10^{-2}$

$\bar{n} \rightarrow \bar{p}$
 $\frac{6 \cdot 10^{23}}{12} \cdot 1 \cdot 6 \cdot 10^{-28} \cdot 4 \cdot 2 = 2,4 \cdot 10^{-4}$

Здесь для перезарядки $\bar{n} \rightarrow \bar{p}$ принято $\sigma_{\bar{n}\bar{p}} \approx \sigma_{\Lambda\Lambda}$; это можно показать на основании статистич. теории рождения ч-Ферми. Если считать, что матричные эл-ты приблизительно равны, то

$\frac{\sigma_{\Lambda\Lambda}}{\sigma_{\bar{n}\bar{p}}} = \frac{P_{\Lambda\Lambda} E_{\Lambda\Lambda}}{P_{\bar{n}\bar{p}} E_{\bar{n}\bar{p}}} \approx 1$ мы приняли $\sigma_{\Lambda\Lambda} \approx 0,016$ бзсм.

Вероятность совместности этих двух процессов равна произведению вероятностей их $- 2,4 \cdot 10^{-6}$.

Число регистрируемых пар $\bar{A}^0 A^0$

Если взять антисовпадающий счетчик толщины 3 см., сечение взаимодействий $\bar{A}^0 A^0$ равное геометрическому, то пары, претерпевшие взаимод. в а.с. счетчике составляют 90% от попадающих в него пар.

В счетчики совпадений из-за фермиевского размытия попадает 0,5 всех пар $\bar{A}^0 A^0$.

Если считать, что вероятность нейтрального распада на нейтрон и π^0 мезон равна 0,5, то число заряженных распадов, регистрируемых аппаратурой составляет 0,25 от всех распадов (заряж. и нейтр.).

Распадается в а.с. сч. 0,5 всех пар.

Таким образом эффективность регистрации пар равна:

$$0,9 \cdot 0,5 \cdot 0,25 \cdot 0,58$$

Если учесть, что число пар, разлетающихся под симметричными углами составляет 20% всех пар и что из мишени выходит $(1 + 8) \cdot 10^{-3}$ пар, то число регистрируемых пар на 1 падающий антипротон равно. (Учет распада в 3 см. а.с. счетчика дает коэффициент 0,58.)

$$0,58 \cdot 0,9 \cdot 0,5 \cdot 0,25 \cdot 0,2 (1+8) \cdot 10^{-3} = \begin{cases} 1,3 \cdot 10^{-5} \\ 0,5 \cdot 10^{-5} \end{cases}$$

Если иметь $20 = 10^5$ в "плевков" машины и считать, что в I час происходит 300 "плевков", то для получения одного отсчета нужно:

$$\frac{1,54 \cdot 10^5}{20 \cdot 300} = \frac{100 \cdot 1,5}{6} = 2,57 \text{ часа}$$

(minimum)

или $\frac{7,7 \cdot 10^4}{20 \cdot 300} = 12,8 \text{ часа}$ (maximum)

Имеется возможность повышения числа отсчетов в I час применением не одного, а нескольких магнитов и линз на входе антипротонного канала.