

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## АНТИЧАСТИЦЫ \*)

Э. Амальди

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно просьбе Организационного комитета Конгресса \*\*), я должен сделать общий обзор состояния наших знаний об античастицах. В действительности содержание моего сообщения более ограничено, так как я удовлетворюсь лишь изложением материала, относящегося к антибарионам или к тяжелым античастицам, поскольку дискуссия о легких частицах и их античастицах относится к совершенно особой области физики элементарных частиц.

Наши знания об антинуклонах на 1958 г. обобщены Сегре<sup>1</sup>. Впоследствии много работ было опубликовано или представлено на различные конгрессы, в особенности на IX и X Международные конференции по физике высоких энергий, из которых одна состоялась в Киеве, на Украине, в июле 1959 г.<sup>2</sup>, другая — в Рочестере, Нью-Йорк, в конце августа 1960 г.<sup>3</sup>.

Большая часть экспериментальных работ, выполняемых на беватроне на 6,3 Бэв Радиационной лаборатории в Беркли (США), все еще находится в стадии эксперимента; некоторые результаты получены также на синхротроне на 10 Бэв в Дубне (СССР). Запуск в ноябре 1959 г. протонного синхротрона на 25 Бэв в ЦЕРНе, Женева, открыл новые большие возможности, использование которых ограничивается лишь тем, что экспериментаторы имели в своем распоряжении весьма ограниченное время. Новые возможности, открывшиеся в ЦЕРНе, относятся не только к большому интервалу энергии, но также к значительной интенсивности антипротонов при энергии, приближающейся к энергии двух вышеупомянутых машин. И, наконец, можно ожидать, что также и ускоритель на 30 Бэв, запущенный в Брукхэйвене в принципе уже летом 1961 г., через несколько месяцев будет находиться в условиях, сходных с условиями Женеvской машины.

## 2. ОБЩИЙ ОБЗОР ИЗУЧЕНИЯ АНТИБАРИОНОВ

Для того чтобы включить последние результаты изучения антибарионов в общую схему описания элементарных частиц, общепринятую в настоящее время, нужно вспомнить некоторые принципы, на которых построена эта схема. Первым и, возможно, наиболее важным для наших проблем является так называемая теорема *CPT*<sup>4, 5</sup>, которая справедлива для всех теорий поля современного типа. Она утверждает, что для любой

---

\*) E. A m a l d i, Le antiparticelle, Nuovo cimento, suppl. al vol. 19 (2), 101 (1961). Перевод с итальянского Л. С. Рябовой, под редакцией Р. М. Лебедева.

\*\*) VI Национальный конгресс Итальянского физического общества.

частицы существует античастица, которая может быть или не быть идентичной самой частице. Более точно, для каждого состояния  $\psi$  системы частиц существует возможное состояние  $\psi'$  системы соответствующих античастиц, которое равно состоянию  $\psi$  с инверсией времени и обратными пространственными переменными. Та же теорема говорит, что современные теории полей (квантовые и релятивистские) являются инвариантными относительно комплексного применения трех операций  $CPT$ :  $C$  является операцией сопряжения заряда, перемена знака которого переводит частицы в соответствующие античастицы,  $P$  — операция четности, которая меняет знак пространственных координат, и  $T$  — операция инверсии времени.

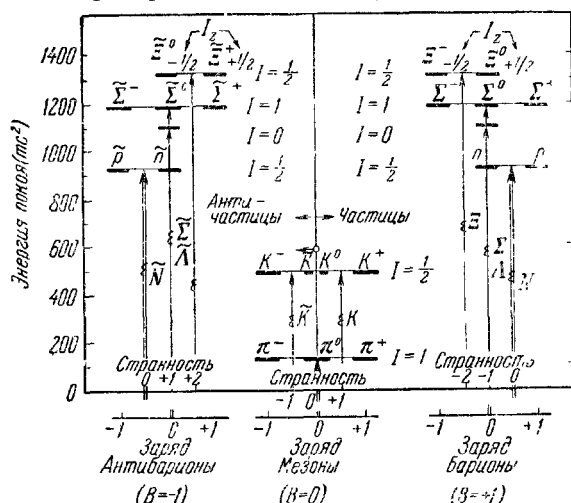


Рис. 1. Схема частиц с сильным взаимодействием по Гелл-Манну и Нишиджиме.

Непосредственно из этой теоремы следует, что частица и античастица имеют обязательно одинаковую массу (инерциальную) и тот же самый спин; если они неустойчивые — одинаковый средний период жизни; если имеют электрический заряд и магнитный момент, то электрические заряды и магнитные моменты равны и имеют противоположные знаки.

В настоящее время известно, что с определением значений перечисленных выше величин (масса, спин, электрический заряд и т. д.) не исчерпываются все свойства частиц.

Другие характеристические параметры были открыты при попытке обобщить экспериментальный материал с точки зрения зарядовой мультиплетности, стабильности и поведения частиц в разных реакциях.

Общепринятой в настоящее время схемой является схема Гелл-Манна и Нишиджимы<sup>5</sup>; некоторые ее наиболее значительные аспекты иллюстрируются диаграммой рис. 1, которая относится лишь ко всем частицам с сильным взаимодействием; определение «частицы с сильным взаимодействием» обозначает, что среди них нет частиц, обладающих только электромагнитным взаимодействием, т. е. слабым взаимодействием, а именно мюонов, электронов и нейтрино. Из рис. 1 видно, что в соответствии с теоремой  $CPT$  антибарионы следуют в точности схеме барионов, но с противоположным знаком заряда. Из рис. 1 видно также, что при переходе от барионов к антибарионам меняют знак также третья компонента  $I$  изотопического спина  $I$ , странность  $S$  и барионное число  $B$ .

Введение этих новых величин объясняется тем, что известные в настоящее время экспериментальные результаты показывают тенденцию каждого из них сохранять свои значения, т. е. удовлетворять принципам сохранения.

Так, например, барионное число, которое характеризует группу барионов по отношению к другим частицам, подчиняется принципу, называемому принципом сохранения барионного заряда, который подобен принципу сохранения электрического заряда и обладает, кроме этого, более общим свойством. Он утверждает, что алгебраическая сумма барионных чисел всех частиц системы всегда сохраняется.

Среди наиболее важных следствий этого принципа вспомним стабильность ядер и отсюда всей материи и тот факт, что рождение или уничтожение бариона может произойти лишь в том случае, если сопровождается рождением или уничтожением антибариона.

Изотопический спин  $I$  связывается с понятием массового мультиплета: две или более частицы приблизительно одинаковой массы, но обладающие различным электрическим зарядом, составляют массовый мультиплет, характеризуемый хорошо определенным значением изотопического спина  $I$ . Различные частицы, являющиеся компонентами единого мультиплета, отличаются соответствующим значением проекции  $I_z$  изотопического спина  $I$ :  $I_z$  связано со значением электрического заряда  $q$  частицы соотношением

$$\frac{q}{e} = I_z + \frac{1}{2} M,$$

где

$$M = \frac{\sum q}{e}$$

является средним значением заряда рассматриваемого массового мультиплета.

Изотопический спин  $I$ , кажется, подчиняется принципу сохранения, выполняющемуся лишь для процессов, в которых происходят сильные взаимодействия и который нарушается как в электромагнитных, так и в слабых взаимодействиях. Этот принцип, известный как принцип зарядовой независимости<sup>5</sup>, можно изложить так: полный изотопический спин системы всегда сохраняется в тех процессах, в которых происходят только сильные взаимодействия. Как отмечено, этот принцип нашел полное подтверждение в пион-нуклонных взаимодействиях и, кажется, не был опровергнут ни одним из экспериментальных фактов, относящихся к сильным взаимодействиям между другими частицами.

Третья компонента  $I_z$  изотопического спина, наоборот, сохраняется во всех процессах, где происходят только сильные и электромагнитные взаимодействия, но не слабые.

Странность  $S$  введена в связи с ассоциированным рождением гиперонов и тяжелых мезонов, она связана также с другими выше определенными величинами соотношением

$$S = 2M - B$$

и удовлетворяет принципу сохранения, который, насколько известно, всегда соблюдается в процессах, где происходят лишь сильные и электромагнитные взаимодействия, но не соблюдается при слабых взаимодействиях.

Теорема  $CPT$ , о которой мы говорили, в определенном смысле заменяет принцип сохранения четности, который, как считалось еще несколько лет назад, имеет общее значение; сейчас известно, что в процессах со слабым взаимодействием сохранение четности нарушается. Наоборот, ни в одном из известных экспериментальных фактов этот принцип не нарушается, если мы ограничимся рассмотрением процессов, в которых происходят лишь сильные и электромагнитные взаимодействия. В этих пределах сейчас имеет смысл определить внутреннюю относительную четность пары частиц. Из общих соображений теории поля следует, что если мы имеем систему, состоящую из частицы и ее античастицы, то внутренняя четность является отрицательной, если речь идет о фермионах, и положительной, если речь идет о бозонах.

Это обстоятельство нашло до сих пор свое экспериментальное подтверждение лишь в случае позитрон — электрон <sup>1</sup>. Оно должно быть справедливым также и в случае различных возможных пар барионов — антибарионов. Это предположение будет очевидным, пока его не опровергнут какие-либо опыты.

О четности других частиц при сильных взаимодействиях известно очень мало или вообще ничего не известно <sup>6</sup>; лишь недавно Блок, Пуппи и др.<sup>7</sup> получили некоторые интересные сведения об относительной четности  $K^-$  и  $\Lambda^0$ .

Наконец, надо вспомнить, что попытка создать единую теорию элементарных частиц подсказала другие свойства симметрии, каждое из которых ведет к уменьшению числа констант связей, которые вводятся а priori для описания полевого взаимодействия между отдельными частицами.

В связи с этим нужно вспомнить глобальную симметрию <sup>8</sup>, исходящую из того факта, что взаимодействие между  $K$ -мезонами и барионами значительно слабее, чем взаимодействие между пионами и барионами, введенную для оправдания грубого приближения, при котором пренебрегают взаимодействием барионов и  $K$ -мезонов. Если еще принять гипотезу о том, что если бы взаимодействие между  $K$ -мезонами и барионами не существовало, то все барионы имели бы одинаковую массу и одинаковое взаимодействие с пионами, тогда гамильтониан взаимодействия можно записать без учета взаимодействия  $K$ -мезонов. Для этого воспользуемся тем, что — в принятой гипотезе — четыре гиперона  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$  имеют все одинаковую массу, и будем интерпретировать их не как состояние изотопического синглета и одного триплета (см. рис. 1), а как два состояния дублета изотопического сингла, например  $Y$  и  $Z$ , имеющих структуру, во всем подобную структуре нуклона и  $\Xi$ :

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \quad Y = \begin{pmatrix} \Sigma^+ \\ Y^0 \end{pmatrix}, \quad Z = \begin{pmatrix} Z^0 \\ \Sigma^- \end{pmatrix}, \quad \Xi = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix},$$

где

$$Y^0 = \frac{\Sigma^0 + \Lambda^0}{\sqrt{2}}, \quad Z^0 = \frac{\Sigma^0 - \Lambda^0}{\sqrt{2}}.$$

Свойством симметрии менее общего характера и в какой-то степени содержащимся в глобальной симметрии является так называемая *ограниченная симметрия* <sup>6,9</sup>, которая утверждает, что при отсутствии взаимодействий с  $K$ -мезонами существует одинаковость масс и взаимодействий  $\Lambda^0$  и  $\Sigma^0$  с пионами.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СВОЙСТВ АНТИБАРИОНОВ, ПРЕДСКАЗАННЫХ НА ОСНОВЕ ОБЩИХ ПРИНЦИПОВ СИММЕТРИИ

Перейдем теперь к изучению более поздних экспериментальных данных, начиная с тех, которые относятся к проверке общих вышеперечисленных принципов.

После, теперь уже классических, открытий антипротона и антинейтрона существование античастицы для каждой частицы являлось общепризнанным фактом, всеобщая обязательность которого требовала, однако, экспериментальной проверки.

В 1958 г. Балдо-Цеолин и Проуз <sup>10</sup> наблюдали первый пример  $\tilde{\Lambda}^0$  в стопке ядерных эмульсий, облученных пучком  $\pi^-$  с энергией 6,4 Бэв от беватрона Беркли. Впоследствии группа Альвареца наблюдала различные другие примеры  $\tilde{\Lambda}^0$  при помощи водородной пузырьковой камеры в Бер-

кли. Среди них нужно вспомнить один или два случая, когда наблюдались как  $\Lambda^0$ , так и  $\bar{\Lambda}^0$ , полученные в том же самом процессе в соответствии с принципами сохранения барионного заряда.

В течение 1960 г. группа исследователей в Дубне <sup>11</sup> заметила в пропановой пузырьковой камере событие, произведенное отрицательным пионом при 8,3 Бэв, имеющее все характеристики  $\bar{\Sigma}^-$ , а немного спустя Римская группа <sup>12</sup> заметила в стопке эмульсий, облученных пучком  $\bar{p}$  с энергией 2 Бэв/с беватрона Беркли, событие со всеми характеристиками  $\bar{\Sigma}^+$ . До сих пор больше не было никаких наблюдений, которые говорили бы в пользу существования других антигиперонов, но это и не удивительно, если учесть трудности детектирования античастиц, которые обладают столь коротким средним временем жизни, что могут быть получены лишь при достаточно высоких энергиях.

Можно предположить, что детальное изучение антигиперонов станет возможным в ближайшем будущем с помощью машин ЦЕРНа и Брукхэйвена. Это изучение позволит проверить большую или меньшую очевидность специфических гипотез, таких, как глобальная симметрия и ограниченная симметрия, о которых упоминалось в конце предыдущего параграфа.

По этому поводу, может быть, было бы полезно вспомнить, что экспериментальное значение отношения частот, с которыми образуются  $\Sigma^+$  и  $\Sigma^-$  во взаимодействиях  $K^-$ -мезонов с протонами <sup>13</sup>, кажется несовместимым с гипотезой глобальной симметрии <sup>14</sup>, и в то же время находится в соответствии с теми выводами, которые можно сделать на основе ограниченной симметрии <sup>15</sup>.

Кроме нескольких вышеперечисленных фактов, нам неизвестны в настоящее время какие-либо экспериментальные результаты, относящиеся к свойствам антигиперонов, и поэтому в дальнейшем мы будем заниматься исключительно антинуклонами, и в особенности антипротонами.

3.1. Из м е р е н и е м а с с ы  $\bar{p}$ . Измерения массы антипротона значительно улучшились по сравнению с 1958 г. Из сравнения значений остаточных пробегов в ядерной эмульсии антипротонов и протонов, образованных в упругих столкновениях, Римская группа нашла <sup>16</sup>

$$\frac{m_{\bar{p}}}{m_p} = 0,998 \pm 0,015. \quad (1a)$$

Совсем недавно группа ЦЕРНа <sup>17</sup> нашла

$$\frac{m_{\bar{p}}}{m_p} = 1,008 \pm 0,005. \quad (1b)$$

Эта величина найдена из сопоставления времени пролета протонов и антипротонов с одинаковым импульсом на базе 27 м. Группа надеется улучшить точность определения импульса, чтобы в ближайшем будущем повысить точность измерения отношения масс приблизительно до одной тысячной.

3.2. Из м е р е н и е м а г н и т н о г о м о м е н т а  $\bar{p}$ . Недавно группе Беркли <sup>18</sup> удалось сделать первое определение магнитного момента антипротона с результатом

$$\mu = -1,9 \pm 1,4 \text{ яд. магнетона}. \quad (2)$$

Это неплохо согласуется со значением, предсказанным на основании теоремы *CPT*:  $\mu = -2,78$ . Кроме знака, также и порядок величины является правильным; поэтому можно ожидать, что в ближайшем будущем

удастся улучшить точность измерений и будет возможно сопоставить абсолютные значения магнитных моментов  $p$  и  $\tilde{p}$ . В начале п. 4.1 я очень коротко останавлиюсь на методе, применяемом для определения магнитного момента, который сейчас, хотя и недостаточно точно, но, несомненно, представляет значительный интерес и является к тому же экспериментальным аргументом в пользу того, что спин антипротона равен  $\frac{1}{2}$ .

#### 4. ЯДЕРНЫЕ СВОЙСТВА АНТИПРОТОНОВ

Перехожу теперь к обзору наиболее важных результатов, относящихся к изучению взаимодействий антинуклонов с нуклонами, свойства которых при нынешнем состоянии наших знаний могут быть выведены только из специально поставленных для этой цели экспериментов.

Прежде чем дать этот обзор, полезно вспомнить наиболее значительный факт, установленный ранее в этой области. Уже из первых опытов<sup>1</sup> стало известно, что при энергии в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен миллионов электрон-вольт полное сечение столкновения антипротонов с ядрами, и в особенности с протонами, приблизительно в два раза больше сечений столкновения  $p-p$  или  $n-p$  при такой же энергии.

Этот результат с первого взгляда заслуживает большого внимания, и некоторые авторы даже утверждают, что для его интерпретации необходимо ввести какие-либо специальные гипотезы об антинуклон-нуклонном взаимодействии. Но очень скоро Чу и Болл<sup>19</sup> показали, что это не являлось необходимым: беря, например, взаимодействие (полуфеноменологически) нуклон—нуклон Гартенхауза, Сингела и Маршака, которое в достаточной степени учитывает экспериментальные данные ниже 200 Мэв, и изменяя его следующим образом: а) переменяя знак соответствующих  $\pi$ -мезонов, б) заменив «центральный отталкивающий керн» на «сильно притягивающий», — получили взаимодействие, где значения  $\sigma_{\text{полн}}$ ,  $\sigma_{\text{элр}}$  и  $d\sigma_{\text{элр}}/d\Omega$ <sup>20</sup> находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментальными результатами.

Эта теория, однако, применима лишь для энергий от 50 до 250 Мэв, и поэтому не может быть использована для значительно больших энергий, к которым относятся почти все экспериментальные результаты, приводимые мною далее. В этой области не существует до сегодняшнего дня какой-либо теоретической количественной, а также полуквантитативной схемы, которую можно было бы сравнить с опытом.

4.1. В з а и м о д е й с т в и е  $\tilde{p}-p$ . Экспериментом этой категории, который я хочу привести в первую очередь, является эксперимент, проведенный группой Беркли<sup>18</sup> по определению поляризации в двойном рассеянии на протонах.

Пучок  $\tilde{p}$  с импульсом 1,61 Бэв/с ( $T_{\tilde{p}} = 960$  Мэв) пропускаться через жидководородную пузырьковую камеру размером 72 дюйма группы Альвареса: изучались все события, в которых  $\tilde{p}$  испытывал два последовательных упругих столкновения с протоном. Таким образом удалось установить среднее значение право-левоасимметричной асимметрии

$$e = \frac{\sum_A |\cos \varphi| - \sum_B |\cos \varphi|}{\sum_{A+B} |\cos \varphi|}, \quad (3)$$

где  $\varphi$  представляет угол между плоскостями рассеяния в первом и во втором столкновениях,  $A$  — указывает категорию событий типа направо направо — направо — налево ( $A = DD, \dots, SS$ ),  $B$  — указывает категорию

событий ( $DS + SD$ ) (направо — налево + налево — направо). Так как потеря энергии между двумя последовательными столкновениями является небольшой, действует с хорошим приближением соотношение

$$P = \sqrt{e}, \quad (4)$$

где  $P$  представляет поляризацию протонов после первого столкновения. Из этих измерений Маглик и его сотрудники нашли

$$\begin{aligned} \text{из } 197 \text{ событий с } 6^\circ < \nu < 25^\circ : P &= \pm (0,49 \pm 0,08), \\ \text{из } 99 \text{ событий с } 3^\circ < \nu < 6^\circ : P &= \pm (0,05 \pm 0,19). \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, показано, что в столкновениях  $\bar{p}p$  антипротоны сильно поляризуются (во всяком случае, при такой энергии и для не слишком малых углов).

Это означает, что между  $\bar{p}$  и  $p$ , кроме сил центрального типа, действуют так же, как и в случае нуклон — нуклон, силы с п и н-орбитального типа.

Измерение магнитного момента, о котором было сказано выше, основано на определении деполяризации вызванной магнитным полем, содержащим компоненту, нормальную к спину  $\bar{p}$ , между первым и вторым столкновениями.

Измерения полного сечения, сечений неупругого, упругого столкновений и перезарядки выполнены при низких энергиях ( $T_p$  между 133 и 333 Мэв) Кумбсом и др.<sup>21</sup> и при высоких энергиях — Вейцелем и др.<sup>22, 23</sup>.

Техника эксперимента состоит в том, чтобы выделить сначала  $\bar{p}$  по времени пролета на заданной пролетной базе; затем фотоскоп из сцинтилляционных счетчиков, расположенных вокруг тонкостенного цилиндра, наполненного жидким водородом, позволяет определить вторичные продукты от взаимодействия  $\bar{p}$  в водороде. Этот метод не позволяет отличить процессы

аннигиляции от процессов рождения пионов, в которых  $\bar{p}$  не аннигилирует. Поэтому при низких энергиях ( $T_p \leq 300$  Мэв)  $\sigma_{\text{неупр}}$  отождествляется с  $\sigma_{\text{анн}}$ , в то время как при более высоких энергиях сечение будет рассматриваться как сумма сечений двух неупругих процессов:

$$\sigma_{\text{неупр}} = \sigma_{\text{анн}} + \sigma_{\text{рожд. п.}} \quad (6)$$

Рис. 2 показывает результаты Кумбса и др.<sup>21</sup>, обозначенные пустыми кружками; черные кружки представляют результаты Корка и др.<sup>24</sup>; черный треугольник — результат, полученный в ядерной эмульсии Гольдхабер и др.<sup>25</sup>, и черный квадрат — результат, полученный при помощи пропановой пузырьковой камеры Огнью и др.<sup>26</sup>. Полное сечение взаимодействия имеет ход, обратно пропорциональный скорости в изучаемом интервале энергии; сечение неупругого столкновения равняется приблизительно половине, а перезарядки — приблизительно 7%  $\sigma_{\text{полн}}$ . Как

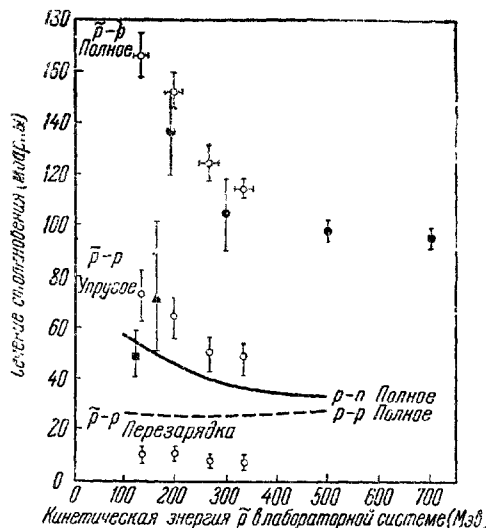


Рис. 2. Сечение столкновения антипротон — протон (Кумбс и др.<sup>21</sup>).

общий ход, так и значение  $\sigma_{\text{полн}}$  в достаточной степени согласуются с предсказаниями Болла и Чу, которые, однако, предсказали некоторое число нерегулярностей между 50 и 200 Мэв. Величина нерегулярностей слишком мала, чтобы их можно было обнаружить измерениями такого типа, которые использовались до настоящего времени. Слишком мала разрешающая способность по  $T_{\tilde{p}}$ , и слишком велики ошибки в определении  $\sigma_{\text{полн}}$ .

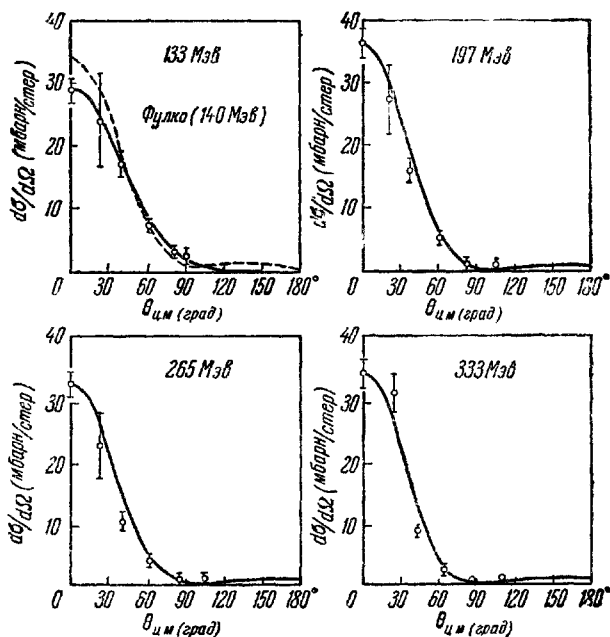


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого столкновения для различных значений кинетической энергии  $\tilde{p}$  (Кумбс и др.<sup>21</sup>).

Сечение аннигиляции антипротона в водороде с энергией между 75 и 200 Мэв измерено при помощи 30-дюймовой пропановой пузырьковой камеры Эгню и др.<sup>27</sup>, которые нашли

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{анн}} &= (112 \pm 23) \text{ мбарн для } 75 \leq T_{\tilde{p}} \leq 137,5 \text{ Мэв,} \\ \sigma_{\text{анн}} &= (60 \pm 18) \text{ мбарн для } 137,5 \leq T_{\tilde{p}} \leq 200 \text{ Мэв.} \end{aligned} \quad (7)$$

Эти результаты также находятся в удовлетворительном согласии с предсказаниями Болла и Чу.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния, полученное для четырех энергий антипротонов Кумбсом и др.<sup>21</sup>, показано на рис. 3; пунктирная кривая представляет теоретическое предсказание Фулко<sup>22</sup>; сплошные кривые получены по классической оптической модели с «черной сферой», согласно которой имеем

$$\frac{d\sigma_{\text{упр}}}{d\Omega} = k^2 R^2 \left[ \frac{J_1 \left( 2kR \sin \frac{\theta}{2} \right)}{2kR \sin \frac{\theta}{2}} \right]^2, \quad (8a)$$

где  $R$  — определено равенством

$$2\pi R^2 = \sigma_{\text{полн}}. \quad (8b)$$



Авторы не намереваются приписать этой модели какой-либо значительный физический смысл; они только хотят отметить, что любая (или почти любая) модель, которая позволяет определить  $\sigma_{\text{полн}}$  и  $\sigma_{\text{анн}}$ , автоматически определяет также в достаточной степени  $d\sigma_{\text{упр}}/d\Omega$ .

Эта величина измерена при приблизительно одинаковой энергии с помощью пропановой пузырьковой камеры и с помощью эмульсий. Значение  $\sigma_{\text{упр}}$ , полученное с пропановой камерой путем интегрирования  $d\sigma_{\text{упр}}/d\Omega$  по телесному углу, было первоначально несколько

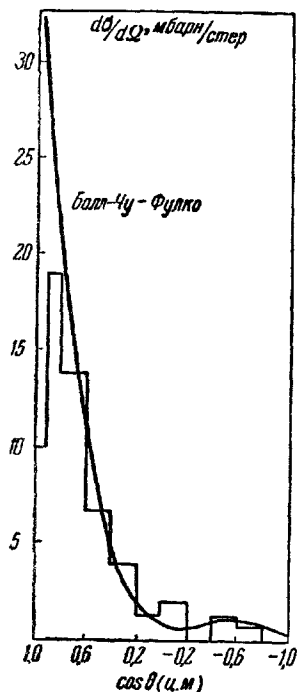


Рис. 4. Дифференциальное сечение упругого столкновения  $\bar{p}-p$ , полученное при соединении данных пузырьковых камер и ядерных эмульсий:  $75 \leq T_{\bar{p}} \leq 200 \text{ Мэв}$ .

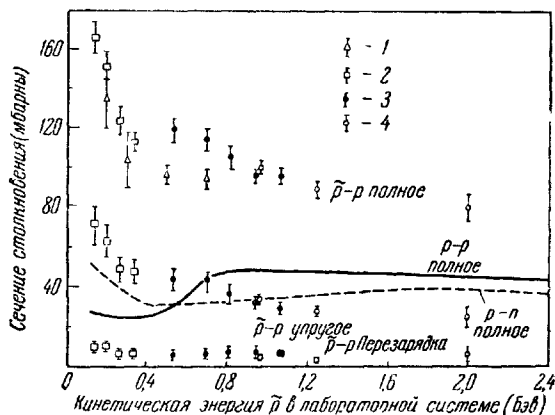


Рис. 5. Сечение столкновения антипротон—протон <sup>22,23</sup>.

1 — Корк и др. <sup>24</sup>; 2 — Кумбс и др. <sup>21</sup>; 3 — Энлофф и др. <sup>34</sup>; 4 — Венцель и др. <sup>22,23</sup>

занижено ( $(45,2 \pm 11)$  мбарн: см. черный квадрат на рис. 2). Во второй раз те же самые авторы получили <sup>27</sup>

$$\sigma_{\text{упр}}(\bar{p}-p) = \begin{cases} (66 \pm 17) \text{ мбарн} & \text{для } 75 \leq T_{\bar{p}} \leq 137,5 \text{ Мэв,} \\ (56 \pm 14) \text{ мбарн} & \text{для } 137,5 \leq T_{\bar{p}} \leq 200 \text{ Мэв,} \end{cases} \quad (9)$$

значения, достаточно хорошо согласующиеся как с частичными, так и с общими результатами, полученными группами, работающими с пластинками <sup>25, 28, 30</sup>, измерения которых относятся к средней кинетической энергии 140 Мэв. Суммируя результаты всех этих авторов, получаем

$$\sigma_{\text{упр}}(\bar{p}-p) = (58 \pm 10) \text{ мбарн} \text{ для } \langle T_{\bar{p}} \rangle = 140 \text{ Мэв,} \quad (10)$$

в то время как

$$\sigma_{\text{упр}}(p-p) = (62 \pm 12) \text{ мбарн} \text{ для } \langle T_p \rangle = 125 \text{ Мэв,} \quad (11)$$

которое получается по результатам (9).

На рис. 4 сравниваются экспериментальные результаты, полученные при учете всех измерений, произведенных как на пропановой пузырьковой камере, так и на ядерных эмульсиях, с кривой, вычисленной Фулко <sup>2, 30</sup>.

Переходя к более высоким энергиям падающих  $\bar{p}$ , рассмотрим рис. 5, где показаны результаты, полученные Венцелем и др. <sup>22, 23</sup> совместно

с результатами предыдущих авторов. Те же результаты Венцеля и др. для  $\sigma_{\text{полн}}$  вместе с результатами, полученными группой ЦЕРНа<sup>31</sup>, которая продолжила измерения до 10,7 Бэв, представлены на рис. 6. В опыте ЦЕРНа антипротоны отделены от фона других частиц, имеющих такой же импульс, при помощи газового черенковского счетчика, который отбирает  $\Delta\beta/\beta = 1/1000$ .

Сопоставление  $\sigma_{\text{полн}}$  для  $\bar{p} - p$  с  $\sigma_{\text{полн}}$  для  $pp$ -столкновений является достаточно интересным, так как согласно теореме, выдвинутой первоначально

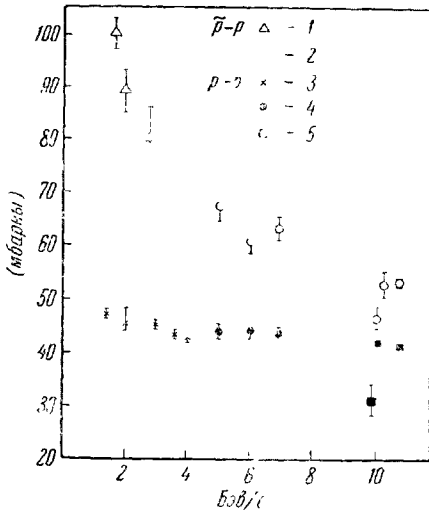


Рис. 6. Сравнение между  $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}-p)$  и  $\sigma_{\text{полн}}(p-p)$ .

1 - Армистерос и др.<sup>22</sup>, 2 - Фон Дардел и др.<sup>31</sup>, 3 - Лонге и др.<sup>1</sup>, 4 - Фон Дардел и др.<sup>31</sup>, 5 - Богачев и др.

дополнительных каналов. Экспериментальные данные, относящиеся к процессам  $\pi^- - p$  и  $\pi^+ - p$ , согласуются с этим предсказанием: действительно, в этом случае предельное значение, предусматриваемое теоремой, будет достигнуто немного выше 2 Бэв\*). Развивая аналогию, можно было бы ожидать, что также в случае процессов  $\bar{p} - p$  и  $p - p$  предельные условия, предусмотренные теоремой, должны уже быть удовлетворительными для падающих частиц с энергией немного больше 2 Бэв, при условии, что в этом случае энергия в системе центра масс является уже большой по отношению к энергии покоя нуклона.

Тот факт, что экспериментальные данные опровергают это предсказание, очевидно, происходит оттого, что при этой энергии еще играет большую роль процесс аннигиляции; предел Померанчука, очевидно, будет достигнут лишь при таких высоких энергиях, когда  $\sigma_{\text{анн}}$  будет настолько мало, что им можно будет пренебречь по сравнению с  $\sigma_{\text{несупр}}$ ; если это так, то разница между  $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p} - p)$  и  $\sigma_{\text{полн}}(p - p) = (10 \div 15)$  мбарн, наблюдавшаяся при 10 Бэв, целиком происходит от  $\sigma_{\text{анн}}$ .

\*) В последнее время в Дубне и Брукхейвене получены данные по поведению сечения  $\pi^+$ -мезонов при энергиях выше 2 Бэв. Наблюдается сближение сечений, хотя при достигнутых энергиях их разность еще не обращается в нуль.

По-видимому, также ни одно из сечений пока не достигает предела Померанчука, так как наблюдается их медленное убывание (см. препринт ОИЯИ Р-805; Phys. Rev. Lett. 7(9), 352 (1961)). (Прим. ред.)

по Померанчуком и затем уточненной Аматти, Фирцем и Глейзером<sup>32</sup>,  $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p}-p)$  и  $\sigma_{\text{полн}}(p-p)$  должны стремиться к постоянному значению с увеличением энергии (совпадать на бесконечности)<sup>33</sup>, если ядро-мишень имеет конечный радиус  $R$ , так что рассеяние происходит только в состоянии с угловым моментом  $l < L \sim R/\lambda$ . Это постоянное значение должно быть одинаковым в обоих случаях. Из примера на рис. 6 видно, что при 10,7 Бэв теорема еще далеко не выполняется, так как  $\sigma_{\text{полн}}(\bar{p} - p)$  отличается от  $\sigma_{\text{полн}}(p - p)$  на  $(10 \div 15)$  мбарн.

Чтобы было особо рассмотрено Леви<sup>1</sup>, который отметил, что характеристическая энергия, выше которой указанная теорема должна иметь силу, должна быть такой, чтобы многие каналы для неупругих процессов были уже открыты. Положение не должно значительно измениться от открытия

Леви<sup>3 34</sup> обратил также внимание на то, что возможно определить радиус  $q$  области аннигиляции, используя теорему максимума, согласно которой должно существовать неравенство

$$\frac{[\sigma_{\text{полн}}]^2}{\sigma_{\text{упр}}} \leq 4\pi\lambda^2(L+1)^2,$$

где  $L+1$  представляет максимальное число парциальных волн, которые участвуют в процессе. Считая, что  $q \sim (L+1)\lambda$ , он получает из сравнения с опытом значение

$$q > 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

которое также не изменяется в значительной мере, если учесть тот факт, что область аннигиляции окружена зоной, где действует реальный потенциал, искривляющий траекторию частиц и затягивающий их в зону аннигиляции. Таким образом можно объяснить увеличение соответствующего сечения столкновения.

Это повышенное значение  $q$  представляет значительную трудность, так как все доказательства, основанные на мезонной теории, учитывают, что  $q$  должно быть порядка двух комптоновских длин нуклона, а не порядка комптоновской длины пиона.

Вернемся на минуту к рис. 5 и заметим, что:

1) сечение рассеяния с перезарядкой во всем изучаемом интервале энергий поддерживается приблизительно равным 5 мбарн;

2) при 2 Бэв сечение упругого столкновения равняется приблизительно трети полного сечения, в то время как при более низких энергиях  $\sigma_{\text{упр}}$  равняется приблизительно половине  $\sigma_{\text{неупр}}$  в соответствии с теоремой Чу и Болла.

Это означает, что при возрастании энергии  $\sigma_{\text{неупр}}$  значительно возрастает; считают, что это происходит из-за все более значительного влияния соответствующих каналов рождения пионов. Вспомним, что при 2 Бэв сечение столкновения для рождения пионов в нуклон-нуклонном столкновении равно приблизительно (20 : 25) мбарн; если ввести это самое значение для рождения пионов в рассмотрение столкновения  $\tilde{p} - p$ , то можно прийти к заключению, что  $\sigma_{\text{рожд.}\pi}$  является еще очень значительным при этой энергии (более точно, порядка (20 : 30) мбарн).

Это положение еще сильнее проявляется для значений кинетической энергии начального  $\tilde{p}$  приблизительно около 1 Бэв, измерение сечения рождения пионов выполнено группой Альвареса при 1,61 Бэв/с ( $T_p = 960 \text{ Мэв}$ ) при помощи жидководородной пузырьковой камеры<sup>31</sup>. Они находят

$$\sigma_{\text{рожд.}\pi}(\tilde{p} - p) = (5,1 \pm 1) \text{ мбарн} \quad (12)$$

из сопоставления с

$$\begin{aligned} (21 \pm 1) \text{ мбарн для } p \rightarrow p - \begin{cases} p + p \rightarrow \pi^0, \\ p + n \rightarrow \pi^+, \end{cases} \\ (24 \pm 4) \text{ мбарн для } n \rightarrow p - \begin{cases} n + p \rightarrow \pi^0, \\ n + n \rightarrow \pi^-, \\ p + p \rightarrow \pi^-. \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

Значение для  $\sigma_{\text{рожд.}\pi}(\tilde{p} - n)$  может быть выведено, как мы увидим далее, при помощи разности других измерений: результат

$$\sigma_{\text{рожд.}\pi}(\tilde{p} - n) = (20 \pm 9) \text{ мбарн} \quad (14)$$

кажется значительно большим, чем значение (12). Как заявил Линденбаум<sup>36</sup> при обсуждении на конференции в Рочестере, точное установление

существования такой разницы весьма интересно, так как состояние  $\bar{p}n$  является чистым состоянием изотопического спина  $T = 1$ , в то время как состояние  $\bar{p}p$  является смешанным состоянием изотопического спина  $T = 1$  и  $T = 0$ ; сейчас эти соображения о рождении пионов (без аннигиляции) в столкновении антинуклон—нуклон естественно сопоставляются с хорошо известными соображениями о столкновении нуклон—нуклон с рождением пионов, которые показывают также четкую разницу в поведении состояний различного изотопического спина (например, небольшое рождение лишь

одного пиона в состоянии двух нуклонов  $T = 0$ , большое рождение  $\sigma \approx 30$  мбарн, в состоянии двух нуклонов  $T = 1$ ).

Соединив данные (12) с измерением  $\sigma_{\text{неупр}}$ , произведенным Элиоффом и др.<sup>37</sup> при такой же энергии находим

$$\sigma_{\text{анн}} = (52 \pm 3) \text{ мбарн} \quad \text{для } T_p = 960 \text{ Мэв.} \quad (15)$$

Грунна Корка, Венцеля и др. уже упомянутая выше<sup>22, 23</sup>, измерила также дифференциальное сечение упругого столкновения  $\bar{p} - p$  при 1.0; 1.25 и 2.0 Бэв.

В качестве примера приведем на рис. 7 результаты, полученные этими авторами при 1.25 Бэв. Кривые получены с применением оптической модели, в которой ядро считается полупрозрачным диском; сплошная кривая соответствует серому диску с радиусом  $R$  и прозрачностью, постоянной для  $q < R_0$ ; пунктирная кривая



Рис. 7. Сечение упругого столкновения  $\bar{p} - p$  при 1.25 Бэв (Венцель и др.<sup>23</sup>).

Сплошная кривая — однородный диск, пунктирная кривая — неоднородный диск

соответствует прозрачности  $a(q) = 0$  для  $q < R_0$  и  $a(q) = 1 - \exp[-(q^2 - R_0^2)/q_0^2]$  для  $q > R_0$ . В каждой из этих моделей два параметра определены путем наилучшего согласования экспериментальных данных. Интересно вспомнить, что указанные кривые соответствуют следующим значениям параметров<sup>22</sup>:

однородный серый диск	неоднородный серый диск
$T_p = 1.25 \text{ Бэв.}$	$T_p = 1.25 \text{ Бэв.}$
$a_0 = (0.37 \pm 0.16) \text{ ферми,}$	$q_0 = (1.92 \pm 0.11) \text{ ферми,}$
$R_0 = (1.50 \pm 0.02) \text{ ферми,}$	$R_0 = (1.51 \pm 0.08) \text{ ферми.}$

Подтверждение этих моделей, и особенно второй, мы находим в достаточном успехе попытки Брауна<sup>38</sup> анализировать  $\bar{p} - p$ -рассеяние при энергиях порядка нескольких Бэв с моделью, в которой «центральный непроницаемый керн» заменен «сильно поглощающим ядром», окруженным зоной, где взаимодействие проявляется умеренно.

4.2. В а н н о д е й с т в и е  $\bar{p} - n$ . Грунна Сегре<sup>39</sup> произвела серию измерений, используя технические средства, сходные с примененными Венцелем и др., для определения сечения упругого ( $\bar{p} - n$ )-рассеяния при кинетической энергии падающих  $\bar{p}$  между 500 и 1100 Мэв. Результаты получены разностным методом по измерениям с жидким  $D_2$  и жидким  $H_2$ .

учитывая поправку Глаубера, возникающую оттого, что два нуклона дейтерия частично затемняют друг друга <sup>40</sup>. Интересным результатом является то, что в изучаемом интервале энергии сечения столкновения для упругого и для неупругого рассеяний в случае  $(\tilde{p} - n)$  равны в пределах ошибок соответствующим сечениям столкновений  $(\tilde{p} - p)$ . Это обстоятельство является сильным аргументом в пользу гипотезы изотопинвариантности взаимодействия антинуклон — нуклон в этом интервале энергии.

4.3. Взаимодействие  $\tilde{n} - p$ . В изучении антинейтронов также заметен некоторый прогресс.

Объединенные группы Мойера и Альвареца <sup>23</sup> изучили при помощи 72-дюймовой жидководородной камеры рождение  $\tilde{n}$  за счет перезарядки  $\tilde{p}$  при 940 Мэв. Они нашли

$$\sigma_c(\tilde{p}p \rightarrow \tilde{n}n) = (8 \pm 1) \text{ мбарн} \\ \text{для } T_{\tilde{p}} = 940 \text{ Мэв.} \quad (16)$$

Этим же авторам удалось определить импульсное и угловое распределение полученных  $\tilde{n}$ . Оно получается направленным вперед (рис. 8), впрочем менее сильно,

чем в том случае, если бы это было сечение упругого рассеяния  $\tilde{p}p$  (рис. 7).

Предварительное значение сечения столкновения аннигиляции при 900 Мэв

$$\sigma_{\text{анн}}(\tilde{n}p) = (44 \pm 6) \text{ мбарн} \quad (17)$$

можно сопоставить с  $\sigma_{\text{неупр}}(\tilde{p}n)$ , которое обязательно должно равняться  $\sigma_{\text{неупр}}(\tilde{n}p)$ ; по разнице этих двух значений выводится сечение столкновения (14) и рождения пионов без аннигиляции, которое мы перед этим обсудили.

## 5. ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА АННИГИЛЯЦИИ АНТИНУКЛОН — НУКЛОН

Прежде чем обобщить более поздние результаты, я считаю уместным напомнить, что аннигиляции двух нуклонов  $\tilde{p}p$ ,  $\tilde{p}n$  и  $\tilde{n}p$  происходят с испусканием пионов и в небольшом количестве случаев пар тяжелых мезонов  $K\bar{K}$ . Наиболее важными сторонами этого процесса являются:

а) большая множественность, с которой рождаются пионы; их энергетический спектр зависит от величины энергии начального антинуклона;

б) процентное содержание испускания пар  $K\bar{K}$  и их энергетический спектр не зависят от энергии начального антинуклона.

Результаты, полученные различными авторами при низких энергиях, собраны в табл. I: как мы видим, соответствие является достаточно хорошим и показывает, что полная множественность пионов трех знаков  $\langle N_\pi \rangle$  приближается к 5, более точно, для  $T_{\tilde{p}} = 0$  она равна приблизительно 4,8.

Измерения в водородной пузырьковой камере являются, конечно, более точными <sup>41</sup>; к сожалению, статистика очень небогата, особенно

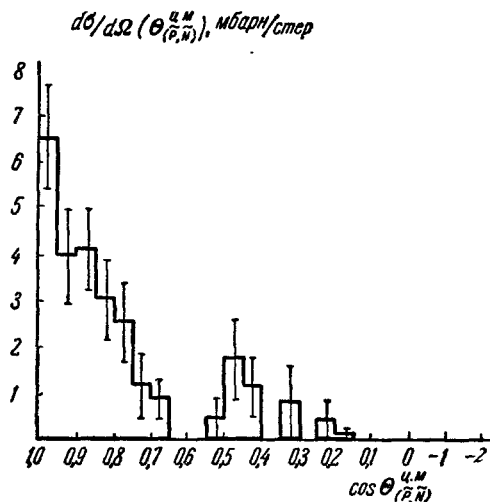


Рис. 8. Дифференциальное сечение столкновения с перезарядкой  $\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{n} + n$ .

Основные характеристики процесса аннигиляции антипротонов на нуклонах

$\langle T_{\tilde{p}} \rangle, \text{ Мэв}$	Процесс	Использованная техника	$\langle N_{\pi} \rangle$	$\langle E'_{\pi} \rangle, \text{ Мэв}$	$\langle N_{K\tilde{K}} \rangle, \%$	$\langle E'_{K\tilde{K}} \rangle, \text{ Мэв/процесс}$	Авторы
$<65$	$\tilde{p}-p$	Пузырьковая камера, $\text{H}_2$	$4,94 \pm 0,31$	$380 \pm 12$	$<20\%$		41
$<65$	$\tilde{p}-N$	Пузырьковая камера, $\text{D}_2$	$5,03 \pm 0,44$	—	—	—	41
100	$\tilde{p}-p$	Пузырьковая пропановая камера	$\begin{matrix} (-) 1,53 \pm 0,08 \\ (+) 1,53 \pm 0,08 \\ (0) 1,60 \pm 0,50 \\ \hline 4,7 \pm 0,5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 402 \pm 21 \\ 379 \pm 19 \\ 356 \pm 110 \end{matrix}$	$4,0 \pm 1$		27
		Пузырьковая пропановая камера	$4,88 \pm 0,18$	$390 \pm 14$			27
$O(T_{\tilde{p}} < 10)$	$\tilde{p}-N$	Ядра эмульсии	$4,77 \pm 0,09$	$380 \pm 7$	$5,4 \pm 1,0$	$54 \pm 11$	По результатам эмульсионных работ <sup>42</sup> , табл. III
154	$\tilde{p}-N$	Ядра эмульсии	$5,12 \pm 0,15$	$384 \pm 11$			

$\langle N_{\pi} \rangle$  — среднее число пионов трех знаков, рожденных в процессе аннигиляции;  
 $\langle E'_{\pi} \rangle$  — общая средняя энергия пионов, рожденных при аннигиляции;  
 $\langle N_{K\tilde{K}} \rangle$  — процент аннигиляций, в которых рождаются пары  $K\tilde{K}$ ;  
 $\langle E'_{K\tilde{K}} \rangle$  — средняя энергия пар  $K\tilde{K}$ , рожденных при аннигиляции.

для измерений в дейтерии, которые при сравнении с измерениями в водороде могли бы дать прямую информацию об аннигиляции  $\tilde{p}$  с протонами и нейтронами; мы еще вернемся к этому вопросу в п. 6.

Измерения в пропановой пузырьковой камере <sup>27</sup> имеют то преимущество, по сравнению со всеми прочими, что в них множественность и энергия  $\pi^0$  измерялись непосредственно. При другой технике измерялась лишь множественность заряженных пионов, из которых потом выводится  $\langle N_\pi \rangle$ , при предположении о справедливости гипотезы зарядовой независимости. Энергетический баланс процесса аннигиляции в ядерной эмульсии показывает справедливость этой гипотезы; результаты, полученные с пропановой пузырьковой камерой, приведенные в табл. I, также свидетельствуют о справедливости этого принципа. Если принять эту гипотезу и пересмотреть результаты, полученные с пропановой камерой, исключая недостаточно точные результаты, полученные для  $\pi^0$ , то будем иметь

$$\langle N_\pi \rangle = 4,88 \pm 0,18 \quad (18)$$

вместо

$$\langle N_\pi \rangle = 4,7 \pm 0,5.$$

Результаты, полученные с ядерными эмульсиями, содержат поправку, достаточно значительную и, очевидно, точную, которая учитывает поглощение и неупругое рассеяние пионов на нуклонах, находящихся в самом ядре, в котором происходит аннигиляция.

Последние измерения аннигиляции антинейтронов с протонами дали значение множественности, достаточно близкое к значению, полученному для случая  $\tilde{p}p$  <sup>23</sup>.

С самого начала исследований <sup>1</sup> пробовали объяснить характеристики процесса аннигиляции при помощи статистической теории, введенной Ферми для объяснения рождения пионов при высоких энергиях. Было установлено, что для получения значения  $\langle N_\pi \rangle$ , близкого к 5, необходимо ввести в теорию Ферми фазовый объем  $\Omega_\pi$ , равный десятикратному объему  $\Omega_0$  и имеющий радиус, равный комптоновской длине волны пиона. Положение не изменится <sup>42,43,35</sup> также, если использовать так называемое фазовое пространство, инвариантное по отношению к преобразованию Лоренца <sup>44</sup>, и если также учитывать хорошо известные правила отбора по отношению к процессу аннигиляции <sup>45</sup>.

Это означает в действительности, что теория Ферми неприменима к процессу аннигиляции, по крайней мере в наиболее простой форме. Это заключение подтверждается также тем фактом, что если вычислить процентное содержание пар  $K\bar{K}$ , рождающихся в процессе аннигиляции, используя при этом значение  $\Omega_\pi$ , которое дает правильное значение  $\langle N_\pi \rangle$ , то получится результат, в 4 или 5 раз больший экспериментальных данных. Правильное значение  $\langle N_{\bar{K}K} \rangle$  можно получить, лишь беря для рождения  $K\bar{K}$  объем  $\Omega_K$ , равный приблизительно  $1/10 \Omega_\pi$ .

По этим причинам различные авторы предлагают модели, подходящие для объяснения завышенных характеристик процесса аннигиляции. Среди них вспомним модель Куба и Такеда <sup>46</sup>, которые допускают, что пионы рождаются двумя путями: с одной стороны, виртуальные мезоны, находящиеся в мезонном облаке, которое окружает две аннигилирующие частицы, так сказать, освобождаются (и дают, таким образом,  $2,6 \pi$ ); с другой стороны, «кernы» (с радиусом, равным  $2/3 (\hbar/m_\pi c)$ ) двух аннигилирующих частиц испускают еще  $2,2$  пиона при помощи механизма, подобного механизму статистической теории Ферми.

В основе модели лежит идея о том, что характеристические времена движения пионов в мезонном облаке велики по сравнению с характеристическим временем процесса аннигиляции «кернов».

Модель дает теперь значение  $\langle N_\pi \rangle$ , равное 4,8, но последние расчеты Фраучи <sup>47</sup> показывают, что процентное содержание  $K\bar{K}$  и в этой модели также еще слишком велико.

Другая точка зрения, которой придерживаются различные авторы <sup>48</sup>, состоит во введении взаимодействия  $\pi - \pi$ , которое дает начало связанному состоянию в двух пионах и, таким образом, вызывает повышение множественности.

Это направление развито Серулюсом <sup>49</sup>, который ввел состояние  $\sigma$ , приписав ему  $J = 1$ ,  $T = 1$  и  $m_\sigma \simeq 3 m_\pi$ .

Гольдхабер, Пауэлл и др. <sup>50,23</sup> изучили недавно при помощи 30-дюймовой пропановой пузырьковой камеры Беркли процесс аннигиляции на водороде при 1,05 Бэв/с ( $T_p = 450$  Мэв). Они нашли

$$\langle N_\pi \rangle = 5,0 \pm 0,2, \quad (19)$$

т. е. значение, очень близкое к значению, найденному при низких энергиях. Согласно статистической модели  $\langle N_\pi \rangle$  должно было бы увеличиваться приблизительно на 0,4; экспериментальные ошибки являются слишком большими для того, чтобы можно было сделать из этих результатов окончательные выводы; но если бы это подтверждалось, то результат больше согласовался бы с моделью типа модели Куба и Такеда, которая предусматривает сравнительно небольшое увеличение  $\langle N_\pi \rangle$  (0,03) при возрастании энергии начального  $\bar{p}$ .

Те же самые авторы определили процентное содержание рожденных пар  $K\bar{K}$

$$\langle N_{K\bar{K}} \rangle = (8 \pm 1)\% \text{ при } \langle T_{\bar{p}} \rangle = 450 \text{ Мэв}, \quad (20)$$

т. е. почти в два раза больше по сравнению с тем, что получается при низких энергиях (см. табл. I). При этой же энергии они находят также, что средняя множественность пионов, наблюдаемых в процессах аннигиляции, где испускаются пары  $K\bar{K}$ , равняется

$$\langle N_\pi \rangle_{K\bar{K}} = 2,4 \pm 0,5. \quad (21)$$

Экспериментальные результаты (20) и (21) соответствуют предсказаниям статистической модели, если только брать  $\Omega_K \simeq \frac{1}{10} \Omega_\pi$ .

Те же авторы наблюдали угловую корреляцию пар пионов различных знаков, излученных во время процесса аннигиляции, что может быть объяснено в рамках статистической модели при учете того факта, что пионы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна <sup>51</sup>.

Проблема существования возможных корреляций между пионами, излученными во время процесса аннигиляции, обсуждалась Пинским и др. <sup>52</sup> с различных теоретических точек зрения. Эти авторы допускают существование резонансного состояния двух вышеупомянутых пионов, которое вводится при помощи ковариантной аналогии с теоремой Брейта и Вигнера в статистической теории, где используется так называемое пространство инвариантных фаз относительно преобразований Лоренца <sup>45</sup>. Вместо того, чтобы вычислять угловые корреляции между всеми парами пионов  $i$  и  $k$ , излученных во время процесса аннигиляции, авторы вычисляют распределение, которое должно наблюдаться для значений эффективной массы  $m_\sigma$ , являющейся релятивистски инвариантной и имею-



щей то преимущество, что она легко выводится из значений энергий  $E_i$  и  $E_k$  и из импульсов  $p_i$  и  $p_k$  излученных пионов:

$$m_\sigma^2 = (E_i + E_k)^2 - (p_i + p_k)^2.$$

В ряду различных численных примеров, которые отличаются значениями параметров, характеризующих резонансное состояние, они находят, что если одно состояние этого типа должно существовать, то его легко можно узнать по анализу экспериментальных данных, особенно в случае пары пионов с различным знаком. Анализы этого типа до сих пор еще не проводились. Теперь можно, однако, сказать, что статистическая модель, хотя и критикуется с принципиальной точки зрения, представляет до сих пор удобный способ для описания экспериментальных данных, если брать  $\Omega_\pi \simeq 10 \Omega_0$ ,  $\Omega_K \simeq 0,1 \Omega_\pi$ .

В частности, наблюдаемый до сих пор спектр  $\pi$ -мезонов достаточно удовлетворительным образом описывается теорией Ферми с  $\Omega_\pi = 10 \Omega_0$ . И наоборот, кажется нелегким согласовать экспериментальные данные с моделью Коба и Такеда, которые предполагают, что спектр состоит из двух частей, одна из которых очень сильно смещена к высоким энергиям. Модель Серулюса может также быть поставлена в зависимость от ее проверки с помощью детального изучения спектра пионов. Действительно, согласно этой модели должен наблюдаться пик, расположенный вблизи верхнего предела непрерывного спектра пионов, описываемого любой статистической моделью; этот пик должен соответствовать процессам

$$\tilde{p} + p \rightarrow \sigma^\pm + \pi^\mp, \quad (22a)$$

$$\sigma^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0. \quad (22b)$$

Ясно, что процесс (22a) дает пик, положение которого определено массой  $\sigma$ .

Такой максимум не наблюдается ни в одном из спектров пионов, измерившихся до настоящего времени. Особенно он разыскивался группой Альвареца<sup>35</sup> при помощи водородной пузырьковой камеры; результаты, хотя и бедные с точки зрения статистики, никоим образом не подтверждают предсказаний Серулюса.

Эта же группа попыталась прояснить вопрос о существовании процессов, в которых  $\tilde{p}$  аннигилирует с  $p$ , испуская только две частицы (заряженные и поэтому легко наблюдаемые):

$$\tilde{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad (23)$$

$$\tilde{p} + p \rightarrow K^+ + K^-. \quad (24)$$

Проблема представляет большой интерес в связи с детальным<sup>53</sup> изучением процесса аннигиляции  $\tilde{p} - p$ , к которому мы вернемся немного позже; зная значения квантовых чисел, характеризующих начальное состояние системы  $\tilde{p} - p$ , и измеряя частоту, с которой излучаются в процессе аннигиляции  $\tilde{p} - p$  2; 4; 6 пионов, и соответствующие распределения по зарядам, можно сделать прямую проверку правила отбора, предлагаемого различными авторами, и дополнить таким образом некоторые наиболее важные свойства  $\tilde{p}$ .

Исследования, проведенные на 10 000 взаимодействий при 1,61 Бэв/с ( $T_{\tilde{p}} = 960$  Мэв), позволили авторам<sup>54</sup> определить, что процент процессов типа (23) равен 1/400 против 1/700 ÷ 1/1000, предсказанных на основе статистической теории, и приблизительно 1/1000 для процессов типа (24). Можно сделать заключение, что при нынешнем уровне знаний совершенно

не очевидно, что процессы аннигиляции не происходят на две частицы, как это утверждалось некоторыми авторами.

В связи с этим, а также с другими проблемами, касающимися детального изучения квантового процесса аннигиляции  $\tilde{p}$ , очень важно уточнить изменения, которым антипротоны подвергаются после ионизационного торможения до остановки в веществе. Эта проблема, уже обсуждавшаяся несколько лет тому назад Бете и Гамильтоном <sup>55</sup>, изучалась Деэаем <sup>56</sup> на основе последних результатов, полученных при изучении захвата  $\tilde{K}$  в покое <sup>57</sup>.

Более легким и лучше изученным случаем является случай  $\tilde{p}$  (или  $\tilde{K}$ ), останавливающегося в водороде, например в жидководородной пузырьковой камере. Антипротон захватывается протоном на атомную орбиту с радиусом, равным приблизительно радиусу первой орбиты Бора ( $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$ ); на больших расстояниях орбитальный электрон экранирует электрическое поле протона. Таким путем образуется атом протония в состоянии с большим  $l$  и главным квантовым числом  $n$  порядка  $(m_p/2m_e)^{1/2} \sim 30$ ,двигающийся через среду с тепловой скоростью порядка  $10^5 \text{ см/сек}$ . Как показали Бете и Гамильтон, вероятность радиационного перехода протония ко всем состояниям с более низкими  $n$  и  $l$  является большей, чем вероятность аннигиляции для всех начальных состояний, за исключением состояний  $s$ . Если для данного  $n$  (скажем,  $n = 30$ ) допустить, что совокупность атомов протония распределяется между состояниями с различным  $l$  пропорционально соответствующему статистическому весу, то можно сделать вывод, что протоний является относительно стабильной системой, поскольку, начиная с состояний с большим  $n$ , лишь небольшая часть (гораздо меньше 10%) подвергается процессу аннигиляции. Если бы не происходило других процессов, почти все протонии должны были бы переходить в состояния с низким  $n$  и  $l$ ; согласно Бете и Гамильтону <sup>55</sup> вероятностью аннигиляции протония можно пренебречь в состоянии  $3d$ , но она становится вполне вероятной в состоянии  $2p$ .

Существование другого явления, значительно меняющего положение, выявлено Деэем и др. <sup>57</sup>.

Когда размеры протония становятся меньше  $a_0$ , при столкновении с молекулой  $H_2$  он может пройти рядом с протоном столкнувшейся молекулы на расстоянии, меньшем чем первая орбита Бора, и подвергнуться, таким образом, эффекту Штарка в соответствующем электрическом поле.

Это возмущение вызывает переходы между состояниями с различными угловыми моментами  $l$ , но одного основного квантового номера, вызывая, таким образом, равномерное распределение атомов протония между состояниями  $ns, np, nd, \dots$ . Но в состоянии  $ns$  вероятность аннигиляции (которая может быть вычислена, например, на основе теории Болла и Чу <sup>56</sup>) до такой степени велика, что делает этот процесс немедленным. Другие атомы протония, которые остались от этого первого столкновения, при ближайшем же молекулярном столкновении благодаря эффекту Штарка перераспределяются между всеми состояниями  $s, p, d, \dots$ , совместимыми со значениями  $n$ , и, таким образом, часть из них аннигилирует, переходя еще раз в состояние  $s$ .

Конечно, какое-то сомнение именно в такой последовательности процесса остается, поскольку в принципе, когда будут происходить эти молекулярные столкновения, значительная часть атомов протония может аннигилировать непосредственно из  $p$ -состояния; обсуждение, проведенное Деэаем, привело к выводу, что благодаря эффекту Штарка превалирующим процессом всегда является аннигиляция, начиная с  $s$ -состояния.

Все другие случаи, связанные с  $p$ , являются более сложными. В случае с пропаном <sup>27</sup> число столкновений при эффекте Штарка быстрых атомов водорода с протонием равно  $21 \cdot 10^{11}$ , и, однако, вероятность аннигиляции из-за эффекта Штарка от состояния с  $n = 30$  равняется

$$\frac{21 \cdot 10^{11}}{n} = \frac{21 \cdot 10^{11}}{30} = 0,7 \cdot 10^{11} \text{сек}^{-1}.$$

Присутствие атомов углерода изменяет участь большей части антипротонов.

Объем протония гораздо больше неэкранированной зоны атомов углерода, и, однако, лишь протон или антипротон достаточно часто находятся в этой зоне. В этих условиях становится важным другой процесс, заключающийся в перехвате антипротона от протония к углероду. Можно считать, что число столкновений, в которых происходит такой перехват, равно приблизительно  $1 \cdot 10^{11} \text{сек}^{-1}$ , т. е. того же порядка, что и столкновения с атомами Н при эффекте Штарка. Если учесть тот факт, что многие антипротоны в самом начале захватываются углеродом, то мы придем к заключению, что в пропановой среде аннигиляция в углероде должна происходить гораздо чаще, чем аннигиляция в водороде.

Эгню и др. находят, что отношение между аннигиляцией в С и в Н равно 2 для  $T_{\bar{p}} > 75 \text{ Мэв}$ , 6 для  $T_{\bar{p}} < 50 \text{ Мэв}$  и 12 для 71 антипротона, имеющих более длительный пролет. Итак, эти результаты подтверждают теоретические предположения.

В случае взаимодействия с ядерной эмульсией обсуждение может продолжаться еще долгое время; выводы делать довольно сложно, так как структура этого материала неоднородна.

## 6. ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АНТИПРОТОН—НУКЛОН

В литературе можно встретить различные измерения, касающиеся столкновений антипротонов с нуклонами. Мы ограничимся здесь приведением лишь наиболее последних данных, учитывая, что предыдущие результаты обобщены Сегре в 1958 г.<sup>1</sup>

Сечение столкновения аннигиляции в С измерено Эгню и др. при помощи пропановой пузырьковой камеры со следующими результатами:

$$\sigma_{\text{анн}}(\bar{p}-\text{C}) = \left\{ \begin{array}{l} (474 \pm 76) \text{ мбарн}, 75 < T_{\bar{p}} < 137,5 \text{ Мэв} \\ (360 \pm 65) \text{ мбарн}, 137,5 < T_{\bar{p}} < 200 \text{ Мэв}. \end{array} \right\} \quad (23')$$

Некоторые измерения сечения столкновения с Ве и С произведены Корком <sup>23</sup> с использованием такой же техники, что и в предыдущих случаях <sup>21</sup>. Результаты приведены в табл. II.

Таблица II

$\sigma_{\text{полн.}}$ мбарн	$\sigma_{\text{упр.}}$ $5^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$ мбарн	$\sigma_{\text{упр}}^*)$ $0^\circ \leq \theta \leq 38^\circ$ мбарн	$\sigma_{\text{с.}}$ мбарн
Ве $670 \pm 30$	$170 \pm 10$	$270 \pm 23$	$11^{+4}_{-5}$
С $730 \pm 40$	$172 \pm 22$	$297 \pm 40$	$10^{+6}_{-7}$

\*) Данные в этом столбце рассчитываются из данных предыдущего столбца с учетом поправок на рассеяние вперед.

На рис. 9 показано сечение дифференциального упругого столкновения  $d\sigma_{\text{упр}}/d\Omega$  с С; аналогичные результаты получены для Ве. Кривая, помеченная «ядерное», представляет результаты, полученные Бьеркундом и Фернбахом<sup>58</sup> с оптической моделью, в которую вводятся — методом Розенфельда и Ватсона<sup>59</sup> — фазы Болла и Чу.

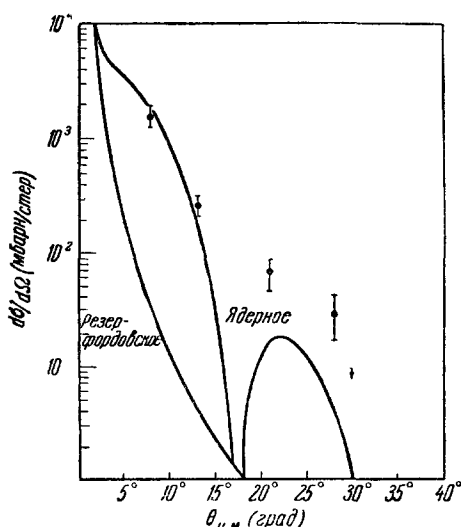


Рис. 9. Сечение упругого столкновения  $\bar{p} - C$ :  $T_{\bar{p}} = 320$  Мэв (Корк и др.<sup>23</sup>).

Точка при  $0^\circ$  получена из полного сечения столкновения при помощи оптической теоремы. Отсутствие минимума, предсказанного теорией, может происходить от недостаточной разрешающей способности.

Аналогичное измерение, проведенное с пропановой пузырьковой камерой, для  $30 < T_{\bar{p}} < 200$  Мэв<sup>60</sup> дало результат, находящийся в соответствии с вышеуказанными вычислениями.

Подобное сопоставление теории<sup>58</sup> и опыта проведено также для ядерных эмульсий<sup>61,62</sup> при  $\langle T_{\bar{p}} \rangle = 150$  Мэв. В то время как экспериментальные результаты двух групп находятся в хорошем соответствии между

собой, угловое распределение, полученное при их комбинации, довольно значительно отличается от теоретических расчетов. Сопоставление результатов аналогичного расчета для дифракционного рассеяния протонов при 125 Мэв<sup>58</sup> с результатами измерений, проведенных до сих пор в ядерной эмульсии, показывает также достаточно большие отклонения от результатов, наблюдавшихся для случая  $\bar{p}$ <sup>62</sup>.

## 7. ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА АННИГИЛЯЦИИ $\bar{p}$ СО СВЯЗАННЫМИ НУКЛОНАМИ В ЯДРЕ

При аннигиляции антипротона со связанным нуклоном в ядре происходят различные вторичные процессы, наиболее важным из которых является поглощение (или рассеяние) вторичных нуклонов,  $\pi$ -мезонов (а иногда и  $K$ -мезонов), излученных во время первичного процесса. Посредством этих процессов часть энергии, освобожденной во время процесса аннигиляции, переходит к выбитым нуклонам и идет на возбуждения ядра. Из них лишь заряженные частицы (протоны, дейтоны, тритоны,  $\alpha$ -частицы) могут наблюдаться непосредственно; нейтроны, наоборот, не наблюдаются и уносят часть энергии, которая может быть определена по известной энергии протонной компоненты.

Тот факт, что энергия нуклонной компоненты представляет часть общей энергии, освобожденной во время процесса аннигиляции, возрастающей при возрастании энергии начального  $\bar{p}$ , в сочетании с большим значением сечения столкновения ( $\bar{p} - n$ ) привел с самого начала к мысли, что аннигиляция является процессом, происходящим на поверхности ядра.

Феноменологическое описание процесса можно дать, когда длина волны де-Бройля  $\lambda$  начального  $\bar{p}$  становится малой по сравнению с радиусом

$H$  ядра. В этом случае начальный антипротон может быть локализован в объеме размером порядка  $\lambda$  и тем не менее может быть описан, по крайней мере приблизительно, с использованием классических понятий: он достигает поверхности ядра и проникает внутрь на небольшую глубину из-за большой величины сечения столкновения; но чем больше его энергия, тем глубже он проникает в ядро до того, как произойдет аннигиляция. С другой стороны, когда аннигиляция происходит в точке, расположенной на достаточной глубине внутри ядра, возможность поглощения пионов окружающими нуклонами становится довольно значительной, и поэтому повышается также энергия, наблюдаемая в нуклонной компоненте.

На основе соображений такого типа можно <sup>63-65</sup> из данной энергии начального  $\tilde{p}$  вычислить его средний свободный пробег до аннигиляции в ядерной материи  $l_{\text{анн}}$ ; для  $\langle T_{\tilde{p}} \rangle = 150 \text{ Мэв}$  находим

$$l_{\text{анн}} = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{25} \text{ нукл/см}^2 = (0,80 \pm 0,15) 10^{-13} \text{ см}, \quad (24')$$

где для перехода от  $\text{нукл/см}^2$  к  $\text{см}$  использована плотность нуклонов в ядре, равная

$$\rho_0 = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} \text{ при } r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (25)$$

Значение (24') достаточно хорошо согласуется с результатом, полученным Фулко ( $0,70 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  <sup>66 \*</sup>) на основе теории Болла и Чу.

Описанный выше способ определения  $l_{\text{анн}}$  имеет недостатки, так как при вычислении доли пионов, взаимодействующих с нуклонами ядра, на поверхности которого происходит аннигиляция, не учитывается, что при возрастании энергии начального  $\tilde{p}$  уменьшается среднее значение угла излучения пионов в лабораторной системе.

С самого начала утверждалось, что также и в случае антипротона в покое аннигиляция происходит на поверхности ядра. Однако в этом случае аннигиляция происходит при состоянии, в котором  $\tilde{p}$  связан в атомной орбите; тем не менее можно говорить о поверхностном поглощении лишь в том случае, если аннигиляция происходит на орбите с большим  $l$ : для больших  $l$  орбитальная атомная волновая функция антипротона накладывается, с достаточно большими значениями, лишь на поверхностную зону ядра.

Это описание действительно в случае с атомами с большим  $Z$  и, вполне вероятно, является правильным также для  $C$  <sup>65</sup>.

Табл. III объединяет результаты, полученные наиболее значительными группами, работавшими с ядерными эмульсиями. В последней колонке мы даем данные, полученные группой Уппсалы, с обобщением результатов всех предыдущих авторов. Средняя кинетическая энергия  $\langle T_{\tilde{p}} \rangle$  относится к аннигиляции на лету. Определение аннигиляции в покое равно обыкновенно  $\langle T_{\tilde{p}} \rangle = 10 \text{ Мэв}$ . Кроме величин  $\langle N_{\pi} \rangle$ ,  $\langle E'_{\pi} \rangle$ ,  $\langle N_{K\bar{K}} \rangle$  и  $\langle E_{K\bar{K}} \rangle$ , уже обсуждавшихся ранее (см. табл. I), табл. III содержит числа пионов, которые взаимодействуют в среднем ядре эмульсии: 25%

\*) В действительности данные Фулко относятся к полному среднему свободному пробегу, а не к пробегу аннигиляции; однако разница равна лишь нескольким процентам, и ею можно пренебречь при сравнении с экспериментальными ошибками в связи с сильной направленностью вперед дифференциального сечения упругого столкновения.

Таблица III \*)

## Аннигиляция антипротонов в ядерных эмульсиях

	Беркли 63	Оксфорд 67	Рим 65	Саклэ 68	Уппсала 42	Суммарные результаты 42
Число случаев $\begin{cases} \text{В покое} \\ \text{На лету} \end{cases}$	126 95	(175) ** (202)	394 304	104 101	175 183	754 683
$\langle T_{\tilde{p}} \rangle$ (Мэв)	141		150	156	166	
$\langle N_{\pi} \rangle$ $\begin{cases} \text{В покое} \\ \text{На лету} \end{cases}$	$5,39 \pm 0,34$ $5,33 \pm 0,40$		$4,60 \pm 0,15$ $5,10 \pm 0,24$	$5,59 \pm 0,30$ $5,70 \pm 0,35$	$4,68 \pm 0,12$ $5,11 \pm 0,12$	$4,77 \pm 0,09$ $5,12 \pm 0,15$
$\langle E'_{\pi} \rangle$ (Мэв) $\begin{cases} \text{В покое} \\ \text{На лету} \end{cases}$	$324 \pm 21$ $361 \pm 30$		$379 \pm 12$ $370 \pm 24$	$366 \pm 21$ $324 \pm 24$	$391 \pm 10$ $390 \pm 9$	$380 \pm 7$ $384 \pm 11$
$\langle N_{K\tilde{K}} \rangle$ %	$3,5 \pm 1,5$	$8 \pm 3$	$4 \pm 2$	$4,6 \pm 0,5$	$3,0 \pm 2,0$	$5,4 \pm 1,0$
$\langle E_{K\tilde{K}} \rangle \left( \frac{\text{Мэв}}{\text{случай}} \right)$	$50 \pm 25$	$111 \pm 44$	$55 \pm 28$	$68 \pm 23$	$33 \pm 23$	$54 \pm 11$
$\nu$ $\begin{cases} \text{В покое} \\ \text{На лету} \end{cases}$	$1,32 \pm 0,14$ $1,93 \pm 0,14$		$1,34 \pm 0,14$ $2,24 \pm 0,14$	$1,29 \pm 0,13$ $2,26 \pm 0,14$	$1,13 \pm 0,13$ $2,19 \pm 0,17$	$1,16 \pm 0,08$ $2,01 \pm 0,14$
$V$ $\begin{cases} \text{В покое} \\ \text{На лету} \end{cases}$ (Мэв/случай)	$390 \pm 45$ $596 \pm 70$		$330 \pm 27$ $470 \pm 60$	$364 \pm 34$ $684 \pm 70$	$386 \pm 34$ $750 \pm 42$	$385 \pm 19$ $675 \pm 41$

\*) Данные, приведенные в этой таблице, опубликованы соответствующими группами, за исключением данных последнего столбца, полученных группой Уппсалы 42 при совместной обработке данных всех групп.

\*\*) Данные группы Оксфорда включены только в общее обсуждение ( $K\tilde{K}$ ).

из них подвергается неупругому рассеянию, в то время как оставшиеся 75% поглощаются сопутствующими нуклонами.  $U$  является энергией, идущей во вторичный нуклонный компонент. Как мы видим, соответствие между различными авторами очень хорошее. Для антипротонов в покое число пионов, поглощенных в среднем ядре эмульсии, равно приблизительно 0,9 на процесс, в то время как в случае с  $C$  оно равно 0,5<sup>27</sup>.

Проблемой, имеющей определенный интерес, является проблема установления относительной возможности аннигиляции  $\tilde{p}$  в ядре, на протонах и на нейтронах. Подобный анализ можно проделать, измеряя частоту, с которой излучается четное или нечетное число заряженных пионов (или  $K$ -мезонов): четные значения возможны лишь в аннигиляции  $\tilde{p} - p$ , нечетные значения — лишь в аннигиляции  $\tilde{p} - n$ .

Экспериментальные данные, конечно, корректируются с учетом перезарядки и поглощения в ядре. Анализ такого типа произведен Римской группой<sup>67</sup> над процессами аннигиляции останавливающихся  $\tilde{p}$ . Они получили

$$\xi = \frac{\Sigma_n}{\Sigma_p} = 0,64 \pm 0,26,$$

из собственных экспериментальных данных, и  $\xi = 0,55 \pm 0,27$ , применяя тот же анализ к данным Беркли. Проблема рассматривалась недавно группой Уинсала<sup>42</sup>, которая подтверждает этот результат и, анализируя вновь все данные Беркли, Рима и Уинсала вместе, нашла

$$\xi = 0,73 \pm 0,09. \quad (26)$$

Эта величина значительно меньше среднего значения отношения нейтрон — протон в ядерной эмульсии<sup>65</sup>  $((A - Z)/Z)_{\text{средн}} = 1,2$ , а также значения 1,32, полученного на основе статистической теории Ферми, примененной к процессу аннигиляции с  $\Omega_\pi = 10 \Omega_0$ <sup>42</sup>.

Первое предположение, которое следует из этого факта, состоит в том, что система  $\tilde{p} - n$  является чистым состоянием изотопического спина  $T = 1$ , в то время как система  $\tilde{p} - p$  является пятидесятипроцентной смесью состояний  $T = 1$  и  $T = 0$ ; для объяснения экспериментального результата достаточно допустить, что матричный элемент, относящийся к процессу аннигиляции, будет большим в состоянии с  $T = 0$ , чем в состоянии с  $T = 1$ <sup>65,42</sup>.

Можно, однако, заметить, что, по всей вероятности, нет необходимости вводить такую сомнительную гипотезу. Наблюдаемое явление может быть следствием и того факта, что  $\tilde{p}$  в атомной орбите и нуклон в ядерном уровне аннигилируют в основном согласно теории Чу и Болла в состояниях с маленьким угловым моментом их относительного движения (состояния  $s$  и  $p$ ) и что для этих состояний обыкновенные правила отбора<sup>45</sup> в соединении с разумным (или же с более или менее подходящим) распределением значений вероятности аннигиляции в 2,3,4, ... пионов могут также значительно благоприятствовать конечным состояниям с  $T = 0$  по сравнению с состояниями с  $T = 1$ <sup>65</sup>.

Опыты по изучению аннигиляции в легких элементах и в особенности в  $D$  могли бы прояснить ситуацию; данные для  $D_2$ , имеющиеся сейчас в распоряжении, кажется, указывают на значение  $\xi$  порядка половины, но статистические ошибки слишком велики для того, чтобы придавать этому результату серьезное значение.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. Segré, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **8**, 127 (1958).
2. E. Segré, *Antinucleons and Their Interactions* (Киев, 1959).
3. *Proceedings of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics at Rochester* (Rochester, 1960), доклад О. Чемберлена, Нуклон-нуклонные и нуклон-анти-нуклонные взаимодействия, стр. 653; М. Леви, Нуклонные и антинуклонные процессы, стр. 663.
4. J. Schwinger, *Phys. Rev.* **82**, 914 (1951); R. Lüders, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.* **28**, No. 5 (1954); W. Pauli, в сб. Niels Bohr and the Development of Physics, London, 1955, стр. 30.
5. См., например, M. Gell-Mann, A. H. Rosenfeld, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **4**, 407 (1957).
6. D. Amati, B. Vitale, *Fortschr. Phys.* **7**, 375 (1959).
7. M. M. Block, E. B. Brucker, C. C. Chang, R. Gessaroli, J. Kikuchi, A. Kovacs, C. M. Meltzer, A. Pevsner, P. Schlein, R. Strand, H. O. Kohn, E. M. Harth, J. Leitner, L. Lendinara and G. Puppi, см. стр.<sup>3</sup>, 419.
8. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **106**, 1296 (1956); J. Schwinger, *Ann. Phys.* **2**, 407 (1957); см. также<sup>6</sup> и лекцию: J. M. Jauch, CERN, 59—35, 1958—59.
9. D. Amati, B. Vitale, *Nuovo cimento* **9**, 895 (1958).
10. M. Baldo-Ceolin, J. L. Prowse, *Nuovo cimento* **10**, 635 (1958).
11. Ван Ган-чан и др., Препринт ОИЯИ, Д-508, 1960.
12. E. Amaldi, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, M. Muchnik, V. Rossi, M. Severi, *Nuovo cimento* **16**, 392, (1960).
13. L. W. Alvarez, Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, июль 1959 г.).
14. A. Salam, Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, июль 1959 г.); P. T. Matthews, A. Salam, *Nuovo cimento*, **13**, 381 (1959), UCRL-9354 (1960).
15. M. L. Gupta, *Nuovo cimento* **16**, 737 (1960).
16. G. Baroni, G. Bellettini, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, *Nuovo cimento* **12**, 564 (1959).
17. V. T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidicaro, M. Legros, N. H. Lipman, A. V. Morrison, Предварительный доклад ЦЕРН.
18. B. C. Maglic, UCRL-9336 (1960); J. Button, J. Lanutti, G. Lynch, B. C. Maglic, M. L. Stevenson, Nguyenh-Xuong, UCRL-9337 (1960); Доклад Л. Альвареса на X Международной конференции по физике высоких энергий, см.<sup>3</sup>, стр. 159.
19. J. S. Ball, F. G. Chew, *Phys. Rev.* **109**, 1385 (1958).
20. J. R. Fulco, *Phys. Rev.* **110**, 784 (1958); J. S. Ball, J. R. Fulco, *Phys. Rev.* **113**, 647 (1959).
21. C. A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lamberston, A. W. Wentzel, *Phys. Rev.* **112**, 1303 (1958).
22. R. Armenteros, C. A. Coombes, B. Cork, G. R. Lamberston, W. A. Wentzel, *Phys. Rev.* **119**, 2068 (1960).
23. W. A. Wentzel, Доклад на X Международной конференции по физике высоких энергий, см.<sup>3</sup>, стр. 151.
24. B. Cork, G. R. Lamberston, O. Piccioni and W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **107**, 248 (1957).
25. G. Goldhaber, T. Kalogeropoulos and S. Silberberg, *Phys. Rev.* **110**, 1474 (1958).
26. L. Agnew, T. Elioff, W. B. Fowler, L. Gilly, R. Lander, L. Oswald, W. M. Powell, E. Segré, H. Steiner, H. White, C. Wiegand and T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **110**, 994 (1958).
27. L. Agnew, T. Elioff, W. B. Fowler, R. L. Langer, W. M. Powell, E. Segré, H. Steiner, H. White, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **118**, 1371 (1960).
28. G. Baroni, G. Bellettini, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, *Nuovo cimento* **12**, 564 (1959).
29. A. G. Expong and B. E. Ronne, *Nuovo cimento* **13**, 27 (1959).
30. R. Silberberg, UCRL-9183, 11—4 (1960).
31. G. Von Dardel, D. H. Frisch, R. Mermod, R. H. Milburn, P. A. Piroué, M. Vivargent, G. Weber, K. Winter, CERN, International Report SC-60-8; *Phys. Rev. Letts.* **5**, 333 (1960); G. Von Dardel, Доклад на X Международной конференции по физике высоких энергий, см.<sup>3</sup>, стр. 149.
32. И Померанчук, *ЖЭТФ* **34**, 725 (1958); D. Amati, M. Fierz, R. Glaser, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 89 (1960).



33. На конференции в Рочестере Вайнберг отметил, что теорема действительно при более общих условиях: достаточно допустить, что разность сечений не меняет знака неограниченное число раз при возрастании энергии \*).
34. M. Levy, *Phys. Rev. Letts.* **5**, 380 (1960).
35. J. Button, P. Eberhard, G. R. Kalbfleisch, J. Lanuti, S. Limentani, G. Linch, B. Maglic, M. L. Stevenson, Nguyenh-Xuong, Доклад Ф. Солмица на X Международной конференции по физике высоких энергий, см.<sup>3</sup>, стр. 164.
36. S. J. Lindenbaum, см.<sup>3</sup>, стр. 673.
37. T. Elioff, L. Angew, O. Chamberlain, H. Steiner, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 385 (1959).
38. G. B. Brown, *Phys. Rev.* **111**, 1178 (1958).
39. Э. Серпе и др., см.<sup>23</sup>.
40. R. Glauber, *Phys. Rev.* **100**, 242 (1955); J. S. Blair, *Nucl. Phys.* **6**, 348 (1958).
41. N. Horwitz, D. Miller, J. Murray, R. Trip, *Phys. Rev.* **115**, 472 (1959).
42. A. G. Expong, A. Frisk, S. Wilson, B. E. Ronne, будет опубликовано в *Nuovo cimento*.
43. B. R. Desai, *Phys. Rev.* **119**, 1390 (1960).
44. M. Neuman, UCRL-3767 (1957); P. P. Scrivastava, G. Sudarshan, *Phys. Rev.* **110**, 765 (1958).
45. T. D. Lee, C. N. Yang, *Nuovo cimento* **3**, 749 (1956).
46. Z. Koba, G. Takeda, *Progr. Theor. Phys. (Japan)* **19**, 269 (1958).
47. S. C. Frautschi, *Progr. Theor. Phys. (Japan)* **19**, 268 (1958).
48. E. Eberle, *Nuovo cimento* **8**, 610 (1958); T. Goto, *Nuovo cimento* **8**, 625 (1958); И. Померанчук, ДАН СССР **22**, 15 (1959).
49. F. Cerulus, *Nuovo cimento* **14**, 827 (1959).
50. G. Goldhaber, W. B. Fowler, S. Goldhaber, T. F. Hoang, T. E. Kalogeropoulos, W. M. Powell, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 181 (1959); G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. M. Powell, S. Silberberg, UCRL-9319 (1960).
51. G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, A. Pais, UCRL-9169 (1960); *Phys. Rev.* **120**, 300 (1960).
52. G. Pinski, E. G. S. Sudarshan, K. T. Manhantappa, см.<sup>3</sup>, стр. 173.
53. Э. О. Оконов, ОИЯИ, Д-534 (1960).
54. J. Button, P. Eberhard, G. R. Kalbfleisch, J. Lanuti, G. R. Linch, B. Maglic, M. L. Stevenson, UCRL-9359 (1960).
55. H. A. Bethe, J. Hamilton **4**, 1 (1956).
56. B. R. Desai, *Phys. Rev.* **119**, 1385 (1960).
57. T. B. Day, G. A. Snow, J. Sucher, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 61 (1959).
58. G. Bjorklund, S. Fernbach, частное сообщение.
59. W. B. Riesenfeld, K. M. Watson, *Phys. Rev.* **104**, 492 (1956).
60. L. E. Agnew, Jr., T. Elioff, W. B. Fowler, L. Gilly, R. Lander, L. Oswald, W. M. Powell, E. Segré, H. M. Steiner, H. S. White, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev. Letts.* **1**, 27 (1958).
61. G. Goldhaber, J. Sandweiss, *Phys. Rev.* **110**, 1476 (1958).
62. G. Baroni, G. Bellettini, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, *Nuovo cimento* **15**, 1 (1960).
63. O. Chamberlain, G. Goldhaber, L. Jauneau, T. Kalogeropoulos, E. Segré, J. Silberberg, *Phys. Rev.* **113**, 1615 (1957).
64. T. Kalogeropoulos, UCRL-8677 (1959).
65. E. Amaldi, G. Baroni, G. Bellettini, A. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, *Nuovo cimento* **14**, 977 (1959).
66. J. R. Fulco, *Phys. Rev.* **114**, 374 (1959).
67. G. B. Chadwick, P. B. Jones, *Phil. Mag.* **3**, 1189 (1958); A. Engler, P. B. Jones, J. H. Mulvees, *Proc. Roy. Soc.* **A254**, 425 (1960).
68. A. Berthelot, C. Chognet, A. Daudain, C. Goussu, F. Levy, *Nucl. Phys.* **14**, 545 (1960).

---

\*) Вайнберг отметил, что этого допущения достаточно при условии, что силы действуют на конечном расстоянии. (Прим. ред.).