

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

АНТИНУКЛОНЫ *)

Э. Сегре

ВВЕДЕНИЕ

Идея античастиц, как это хорошо известно, была высказана Дираком, который при установлении релятивистских уравнений для электрона заметил, что, помимо решений, соответствующих обычным электронам, имелись также «лишние решения», соответствующие частицам с массой электрона, но зарядом $+e$, вместо заряда $-e$ ¹². Открытие позитрона Андерсоном ¹⁰ представило блестящее экспериментальное подтверждение предсказания Дирака и дало первый образец «античастицы».

Можно было бы думать о применении теории Дирака, развитой для электрона, без каких-либо изменений к протону (исключая различие в массах); однако такой подход оказался непригодным ни для протона, магнитный момент которого не равен ядерному магнетону, ни для нейтрона, который в этом смысле похож на протон. Однако, хотя такое буквальное распространение теории Дирака на нуклоны невозможно, ее особенность давать системы решений, представляющих «зарядово-сопряженные» частицы, сохраняется во всех теориях элементарных частиц. В частности, появление аномального магнитного момента у протона связано с пионным облаком, окружающим протон, а взаимодействие между π -мезонами и нуклонами является «сильным» взаимодействием, которое инвариантно относительно зарядового сопряжения ¹¹. Мы будем рассматривать только фермионы со спином $1/2$. В этом случае частица и «зарядово-сопряженная» ей связаны рядом свойств, приведенных в таблице I.

Таблица I
Соотношения частица-античастица

	Частица		Античастица
Заряд	q		$-q$
Масса	m		m
Спин		одинаковый	
Магнитный момент . .	μ		$-\mu$
Среднее время жизни		одинаковое	
Рождение		парами	
Аннигиляция		парами	

*) University of California, Radiation Laboratory, Berkeley. Перевод С. С. Герштейна.

Свойства 1—5 включительно установлены на основе весьма общих соображений и требуют инвариантности относительно произведения зарядового сопряжения C , отражения пространства P и обращения времени T (CPT -теорема); они строго справедливы, даже если инвариантность относительно одного зарядового сопряжения не выполняется (см. W^1 .)

Первоначально свойства 1—4 выводились из принципа инвариантности относительно зарядового сопряжения, который может быть сформулирован следующим образом: возможное физическое состояние при изменении знака всех электрических зарядов преобразуется в другое возможное физическое состояние. Так как этот принцип нарушается в слабых взаимодействиях, важно отметить, что он не является необходимым для установления свойств, перечисленных выше, а что достаточно более слабого требования инвариантности относительно преобразования $CPT^{1,1,2}$.

Свойства 5 и 6 являются в случае ядер следствием закона сохранения нуклонов: при определении нуклонного числа системы число антинуклонов должно быть вычтено из числа нуклонов.

ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ДИРАКОВСКИХ СВОЙСТВ АНТИПРОТОНА

После того как позитрон был обнаружен в космических лучах, было естественно ожидать, что там же могут быть найдены антинуклоны; и действительно, до 1955 г. процессы, в которых имеющиеся энергии были достаточны для создания пары нуклон-антинуклон, встречались только в космических лучах. В космических лучах были наблюдаемы несколько случаев, S^2 , B^{11} , B^{12} , A^5 в камере Вильсона и в фотоэмульсиях, которые приписывались антипротонам. Однако ни в одном из этих случаев не было получено во время наблюдения достаточно данных для того, чтобы с уверенностью отождествить встречающиеся частицы с антипротоном.

С появлением ускорителей, достаточно мощных для того, чтобы получать антинуклоны в лаборатории, стало возможным систематически исследовать антипротоны и антинейтроны и без всяких сомнений распознавать их. Первое успешное исследование было выполнено Чемберленом, Сегре, Вигендом и Юсилантисом на беватроне Беркли осенью 1955 г. c^8, c^9 . Первыми установленными свойствами антипротона были его заряд, масса и стабильность по отношению к спонтанному распаду.

Основной задачей было нахождение частиц с зарядом $-e$ и массой, равной массе протона. Это было достигнуто определением знака и величины заряда, и измерением импульса и скорости частицы. Тогда из соотношения

$$p = mc\beta\gamma \quad (1)$$

находилась масса. Здесь p — импульс, m — масса покоя, c — скорость света, V — скорость частицы и $\beta = v/c$, $\gamma = \beta(1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Использованная аппаратура показана на рис. 1. Если известны заряд и магнитные поля, то по траектории частиц определяется их импульс. Заряд и магнитные поля измеряются непосредственно, а траектория проверяется методом проволоочной орбиты: гибкая проволока с электрическим током i , подвергнутая механическому натяжению T , в магнитном поле принимает в точности форму орбиты частицы с зарядом e и импульсом p , если

$$\frac{T}{i} = \frac{p}{e}. \quad (2)$$

Частицы при прохождении через сцинтилляционные счетчики $S1$, $S2$, $S3$ дают импульсы, обладающие такой же амплитудой, как и импульсы, вызываемые протонами с тем же самым моментом; это указывает на то, что величина заряда e , а не $2e$ или больше. По траектории определяют, что знак заряда отрицательный, а также устанавливают импульс p . Измерение скорости является наиболее трудной частью эксперимента, особенно вследствие того, что антипротоны сопровождаются сильным фоном пионов, смешанных с некоторым количеством электронов и μ -мезонов (порядка 50 000 пионов на 1 антипротон). Определение скорости достигается измерением времени пролета между сцинтилляторами $S1$ и $S2$ и подтверждается сигналом специального счетчика $C10, W2$ Черенкова $C1$, который реагирует только на частицы с $0,75 < \beta < 0,78$. Счетчик Черенкова $C2$ находится в антисовпадении и реагирует на частицы с $\beta > 0,79$. Сцинтиллятор $S3$ гарантирует то, что частица находится в совпадении и прошла через всю установку.

Импульс частицы, проходящей через прибор, был $1,19 \text{ Бэв/с}$. Скорость антипротона с таким импульсом равна $0,78 c$, в то время как скорость мезона с таким же импульсом $V=0,99 c$. Время их пролета между $S1$ и $S2$ было соответственно 51 и 40 миллимикросекунд. Время пролета и срабатывание $C2$ осуществляют независимые измерения скорости, а в комбинации с другими счетчиками описанной выше системы это позволяет идентифицировать частицу с антипротоном и измерить его массу с точностью до 5%. В этой установке к $S3$ поступают, несомненно, антипротоны, т. е. установка обеспечивает то, что при появлении ожидаемых электронных сигналов антипротон прошел через нее и появился в $S3$.

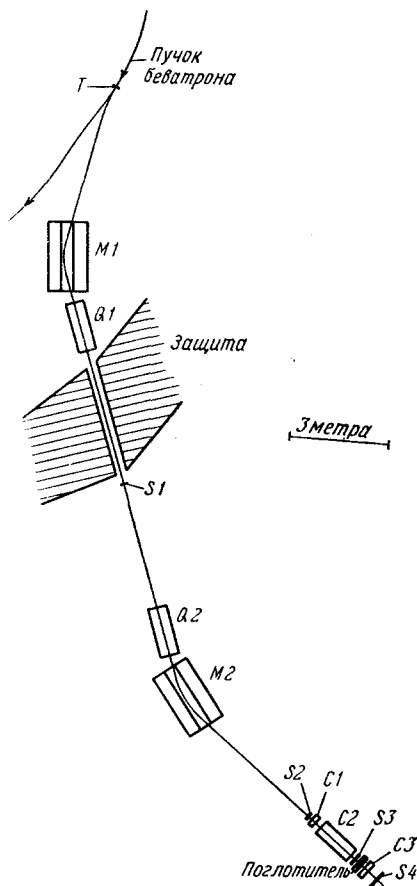


Рис. 1. Оригинальный масс-спектрограф Чемберлена, Сегре, Вигенда и Юпсилантиса. Характеристики частей прибора см. в таблице II.

Таблица II

Характеристики частей аппаратуры

$S1, S2$	Пластические сцинтилляционные счетчики диаметром 57 мм и толщиной 15,7 мм
$C1$	Флуорохимический счетчик Черенкова 0-75. ($C_8F_{16}O$); $\mu_D=1,276$; $\rho=1,76 \text{ г.см}^{-3}$. Диаметр 76,2 мм, толщина 50,8 мм
$C2$	Счетчик Черенкова из плавленного кварца. $\mu_D=1,458$; $\rho=2,2 \text{ г.см}^{-3}$. Диаметр 60,5 мм, длина 63,5 мм
$Q1, Q2$	Квадрупольные фокусирующие магниты. Фокусное расстояние 3020 мм, апертура 102 мм
$M1, M2$	Отклоняющие магниты 1520 мм длиной. Апертура $304 \times 102 \text{ мм}^2$, $B=13\,700 \text{ гаусс}$

Более «светосильный» вариант установки, которая дает в 80 раз большее количество антипротонов, чем установка, описанная выше, описан в А². При 6,2 Бэв эта последняя установка дает по порядку величины для практических целей один прошедший через установку антипротон с импульсом 1,19 Бэв/с на каждые $2 \cdot 10^{10}$ протонов, ударяющихся в углеродную мишень толщиной 15,24 см. Только около 3% антипротонов, которые входят в установку, проходят через нее. Остальные аннигилируют в счетчиках, рассеиваются или теряются каким-либо иным образом.

Спектрограф, использующий повторные измерения времени пролета без счетчиков Черенкова, был создан Горком и соавторами С¹²; его характеристики подобны характеристикам спектрографа, описанного в А², но он более пригоден в случае более низких импульсов, когда неудобно использовать счетчики Черенкова.

Обсудим, насколько подтвердились свойства, указанные в табл. I.

З а р я д

Знак заряда был определен по кривизне траектории, а его величина — по величине импульса в опытах со счетчиками и по плотности зерен в фотоэмульсиях. Исключая возможность дробных значений заряда, заряд антипротона равен $-e$, т. е. тождествен заряду электрона С⁹.

М а с с а С⁹, С³, В³.

Первый опыт с антипротоном определил массу с точностью до 5%. Наиболее точное значение отношения массы антипротона к массе протона получено путем использования совместного измерения импульса методом проволоки и пробега в фотоэмульсиях. Для этого отношения получено значение $1,010 \pm 0,006$; однако указанная ошибка не включает в себя возможные систематические ошибки при определении импульса, которые по весьма грубым оценкам могут вызвать ошибку в массе около 3%.

Было интересно измерить массу антипротона, используя только одни фотоэмульсии, без отдельного измерения импульса. Это достигалось (1) одновременным измерением ионизации и остаточного пробега или (2) одновременным измерением ионизации и многократного рассеяния. Ионизация измерялась по плотности зерен или по средней толщине следа. Эмульсии были откалиброваны непосредственным использованием протонов и дейтронов. В этой работе получено для отношения масс, измеренного по методу (1), значение $1,009 \pm 0,027$ и по методу (2), $0,999 \pm 0,043$. Опять принимались во внимание только статистические ошибки. Возможные систематические ошибки могут быть порядка 3% В³.

В заключение можно сказать, что тождественность массы протона и антипротона была подтверждена экспериментально с точностью около 2%.

С п и н и м а г н и т н ы й м о м е н т

В настоящее время не имеется непосредственных наблюдений этих величин для антипротона. Возможным методом измерения мог бы быть следующий. Антипротоны, рождающиеся с импульсом, составляющим некоторый угол с моментом частицы, падающей на мишень, по всей вероятности, должны быть поляризованы). Если это так, то поляризация имеет место в направлении, перпендикулярном плоскости, определяемой двумя упомянутыми выше импульсами. (Если антипротоны не поляризованы при рождении, то они могут быть поляризованы при рассеянии, но это очень резко повысило бы требования к опыту). Предположим, что антипротоны поляри-

зованы, и пропустим их через магнитное поле H , параллельное импульсу. Вектор поляризации поворачивается на угол

$$2 \frac{\mu H d}{\hbar c \gamma} = \alpha, \quad (3)$$

где μ — магнитный момент, d — расстояние, на котором действует поле, и \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π . Угол α может быть непосредственно измерен при рассеянии антипротонов на мишени путем наблюдения азимутальной асимметрии рассеяния. Все другие величины, за исключением μ , могут быть легко измерены. Такой эксперимент представляется выполнимым при современной технике sta , H^3 . Спин антипротона можно будет рассматривать как непосредственно экспериментально установленный, если только магнитный момент антипротона окажется равным по величине, как это ожидается, магнитному моменту протона. Действительно, множитель 2 в равенстве (3) обусловлен тем, что спин антипротона $\frac{1}{2}$ и, строго говоря, указанный выше опыт определит только гиромагнитное отношение для антипротона.

А н н и г и л я ц и я

В таблице I указывается, что пара нуклон — антинуклон в покое будет аннигилировать, освобождая энергию $2mc^2$. Однако нет никаких данных о том, в каком виде освобождается эта энергия. В действительности в случае пары электрон-позитрон испускаются гамма-кванты, в то время как в случае пары нуклон-антинуклон преобладающим способом аннигиляции является рождение пионов. При аннигиляции пары нуклон-антинуклон могут получиться положительные, отрицательные или нейтральные пионы, причем последние распадаются в течение 10^{-15} сек на гамма-кванты. Заряженные пионы также распадаются на μ -мезоны и нейтрино, а μ -мезоны в свою очередь распадаются на электроны, позитроны и нейтрино, причем в веществе позитроны аннигилируют с электронами. Таким образом, в течение микросекунд вся масса покоя переходит в формы энергии с нулевой массой покоя, за исключением случая аннигиляции пары антипротон-нейтрон, когда остается электрон. Даже если не вдаваться в детали процесса аннигиляции, ясно, что в фотоэмпульсии невозможно проследить все продукты аннигиляции, за исключением только заряженных, так как только заряженные частицы оставляют след в фотоэмпульсиях. Однако если в точке остановки антипротона наблюдается выделение энергии большей, чем mc^2 , то следует заключить, что антипротон аннигилировал с другим нуклоном, так как уже наблюдаемой энергии выделяется больше, чем энергии покоя антипротона. Первое наблюдение этого явления приводится в c^2 .

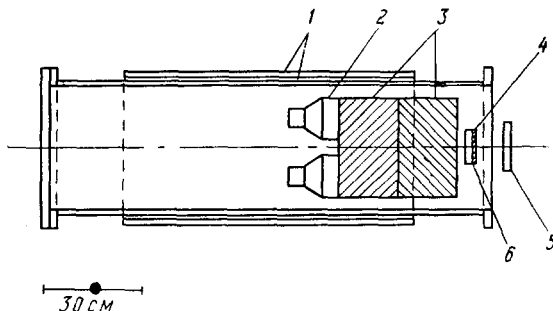


Рис. 2. Схематическое устройство спектрометра; показаны стеклянные диски (3), трубки фотоумножителей (2) и магнитное поле, а также счетчик в схеме антисовпадений, свинец и счетчики в схеме совпадений. Эти два спинтилляционных счетчика обеспечивают то, что электронные ливни, амплитуда импульсов которых анализируется, начинаются в 0,25-дюймовом свинцовом конвертере (4) у передней поверхности стекла и концентрируются в стекле.

Другие методы обнаружения аннигиляции антипротона основываются на наблюдении излучения Черенкова или сцинтилляций, производимых заряженными частицами, которые рождаются прямо или косвенно в процессе аннигиляции.

Два типичных прибора, использующих соответственно излучение Черенкова и сцинтилляции, показаны на рис. 2 и 3. На рис. 2 излучатель

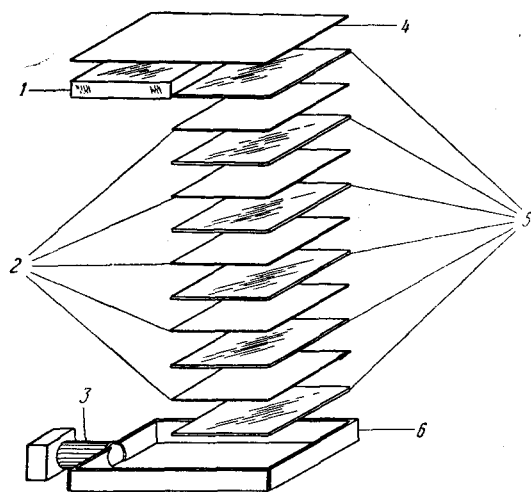


Рис. 3а. Части аннигиляционного детектора.

представляет собой большой стеклянный блок с показателем преломления 1,649 для *D*-линий натрия и радиационной длиной 2,77 см. Излучение наблюдается с помощью системы фотомножителей. Наблюдаемый свет представляет собой излучение Черенкова, обусловленное ливнями, производимыми нейтральными пионами или непосредственно заряженными пионами π^{10} . На рис. 3 излучатель представляет собой слоистый сцинтиллятор из свинца и пластика со средней плотностью 3,84 г/см³, средней радиационной длиной 1,7 см и толщиной, соответствующей трем длинам свободного пробега. Общие раз-

меры такого слоистого сцинтиллятора приблизительно 60×60×60 см. Оба прибора имеют низкую разрешающую способность, и аннигиляция антипротона создает импульсы, которые сильно меняются по величи-

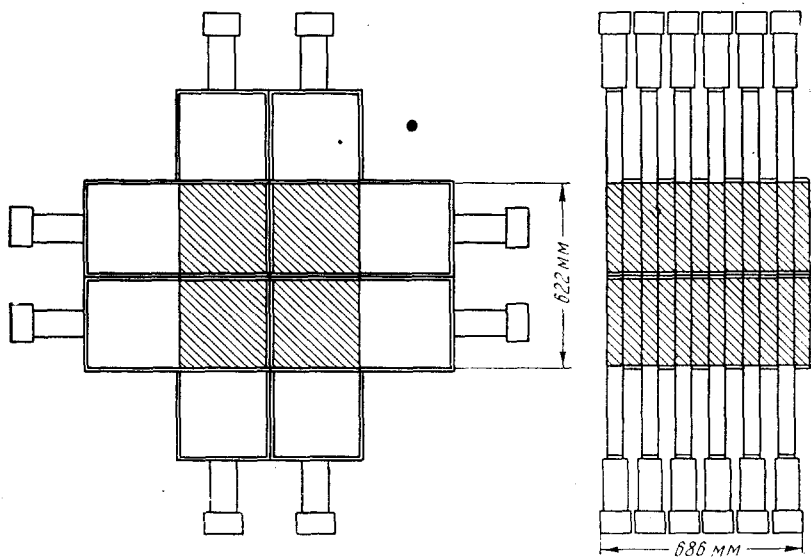


Рис. 3б. Собранный аннигиляционный детектор.

не, как показано на рисунках. Тем не менее аппаратура, подобная той, которая изображена на рис. 2, была использована для наблюдения больших импульсов аннигиляции, когда антипротоны, отобран-

ные спектрографом C^9 , посылались на кусок стекла. Полученные результаты «не противоречили ожидаемому поведению антипротонов», а самые большие освобождающиеся энергии, которые наблюдались в виде излучения Черенкова, соответствовали 0,9 Бэ В8, В9.

Рождение парами

Доказательство того, что рождение происходит парами, вытекает из функции возбуждения. Данные пока очень ограничены, но тот факт, что никаких антипротонов не наблюдалось при энергии пучка беватрона ниже 4,0 Бэ, указывает на рождение парами C^9 .

Пороги рождения пар для различных процессов даются в таблице III. Мы знаем очень мало об эффективных сечениях рождения и их зависимости от энергии (см. раздел «Рождение»), но если рождение происходило бы не в виде пар, то процесс (1) с покоящимися протонами имел бы, например, порог всего 2,35 Бэ, а другие процессы соответственно еще меньше. Наблюдаемые факты представляются несовместимыми с подобной гипотезой.

Таблица III

Пороги рождения пар нуклон—антинуклон (кинетическая энергия в Бэ в лабораторной системе координат)

Реакция	Покоящаяся мишень	Мишень с энергией Ферми 25 Мэв
1) $p + p \rightarrow 3p + \bar{p}$	5,63	4,30
2) $\pi + p \rightarrow 2p + \bar{p}$	3,60	2,85
3) $p + p \rightarrow p + p + \pi$	$(T_\pi = 3,60) \cdot 4,06 *$	$(T_\pi = 2,85) \cdot 3,08 *$
<p>p обозначает протон или нейтрон. Естественно, что электрический заряд должен сохраняться в реакции.</p> <p>*) Минимальная энергия, требуемая для получения пионов с энергией T_π.</p>		

Постоянная распада

Антипротоны в вакууме должны быть стабильны. Антинейтроны должны распадаться со средним временем жизни 1040 сек. В различных экспериментах, выполненных до сих пор, времена пролета достигали значений вплоть до 10^{-7} сек. Постоянная распада не может быть много меньше, чем время пролета, в противном случае антипротоны не наблюдались бы. Таким образом, мы получаем нижний предел для среднего времени жизни 10^{-7} сек.

Таким образом, мы можем сказать, что свойства, указанные в табл. I, в основном подтверждаются.

Ядерные свойства антипротона

Полный изотопический спин T антинуклона, естественно, равен $\frac{1}{2}$, и формула для заряда имеет вид

$$\frac{q}{e} = T_3 + \frac{N}{2},$$

где N — число нуклонов, и предполагается, что антифотону приписывается $T_3 = -1/2$ и антинейтрону $T_3 = 1/2$. Таким образом, пара протон—

антипротон имеет $T_3=0$, а T равно 1 или 0, в то время как пара протон—antineйтрон или антипротон—нейтрон имеет $T=1$.

Внутренняя четность антипротона и антинейтрона равна -1 , если внутренняя четность протона и нейтрона предполагается равной $+1$.

Такое приписывание внутренней четности античастицам оправдывается теорией Дирака. Теория Дирака предсказывает, что пара электрон—позитрон в 1S_0 -состоянии аннигилирует с испусканием двух квантов, причем оба кванта поляризованы взаимно перпендикулярно соответственно псевдоскалярному матричному элементу $(\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \times \mathbf{p})/p$ ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ — единичные векторы, указывающие поляризацию квантов, p — относительный импульс). Это предсказание было подтверждено экспериментально и требует, чтобы электрон и позитрон обладали противоположной четностью (см. ¹¹). Предполагается, что то же самое имеет место для пары протон—антипротон и нейтрон—антинейтрон.

Суммируем эти свойства в таблице IV^{M1, N1, W1}.

Таблица IV

Спин, четность, изотопический спин нуклонов
и антинуклонов

	протон	антипротон	нейтрон	антинейтрон
Спин	$1/2$	$1/2$	$1/2$	$1/2$
Изотопический спин	$1/2$	$1/2$	$1/2$	$1/2$
3-я компонента изотопического спина	$1/2$	$-1/2$	$-1/2$	$1/2$
Четность	$+$	$-$	$+$	$-$

Перейдем теперь к свойствам, которые нельзя было предсказать на основе зарядового сопряжения. Эти свойства являются наименее известными, и изучение их только начинается. Мы рассмотрим эффективные сечения столкновений, способы аннигиляции и рождения.

Эффективные сечения рассеяния

Столкновения антипротонов с ядрами могут привести к упругому рассеянию, неупругому рассеянию, аннигиляции или перезарядке. Обозначим соответствующие эффективные сечения $\sigma_p, \sigma_i, \sigma_a, \sigma_c$. Рассмотрим также эффективное сечение реакции $\sigma_r = \sigma_i + \sigma_a + \sigma_c$ и полное эффективное сечение $\sigma_t = \sigma_i + \sigma_e$.

Экспериментальные данные, полученные до сих пор, несколько поверхностны. Будем рассматривать отдельно случай рассеяния антипротона на нуклонах и случай рассеяния на сложных ядрах.

Типичная аппаратура, использованная в экспериментах, показана на рис. 4. Частица, достоверно идентифицированная как антипротон, падает на мишень, которая помещена в отверстиях C^* , и если антипротон аннигилирует, то это вызывает излучение Черенкова, которое может быть обнаружено с помощью фотоумножителей. Если антипротон проходит мишень, не аннигилируя, и попадает внутрь конуса с полуапертурой 14° или 20° , то он обнаруживается круговыми сцинтилляторами. Если антипротон рассеивается на угол $\theta \geq 20^\circ$, он уже не обнаруживается ни сцинтилляторами, ни оболочкой мишени. С помощью этой аппаратуры изме-

ряют отдельно σ_a и σ_e (20°), последний символ означает, что упругое рассеяние имеет место на углах, большие чем 20° . Устройство с «хорошей геометрией», измеряющее σ_t , показано на рис. 5^{C13}. Данные, полученные этим и другими методами, сведены в таблицы V и VI, в которых указаны только статистические ошибки. Весь вопрос находится на ранней стадии развития, и картина, которая имеется в настоящее время, очень схематична. Кроме того, в экспериментальных результатах, полученных до сих пор, наблюдаются некоторые особенности, которые кажутся подозрительными; в частности, должно быть заново исследовано отношение между сечением рассеяния и полным эффективным сечением в водороде.

Следует заметить, что данные по бериллию и углероду включают в себя значительную часть дифракционного рассеяния. А именно, если вычислить $\sigma_e(\theta)$ для $\theta=0$, что включает всю дифракцию, то эффективные сечения увеличатся приблизительно на 10%. В данные по кислороду, меди, серебру и свинцу дифракционное рассеяние практически не входит, так как $\theta \geq 14^\circ$.

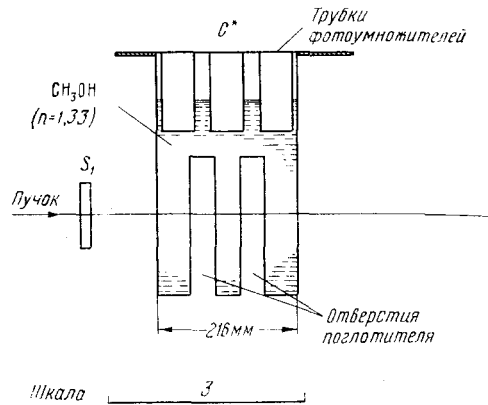


Рис. 4. Устройство для измерения эффективного сечения аннигиляции и $\sigma_t(\theta)$ из Cs .

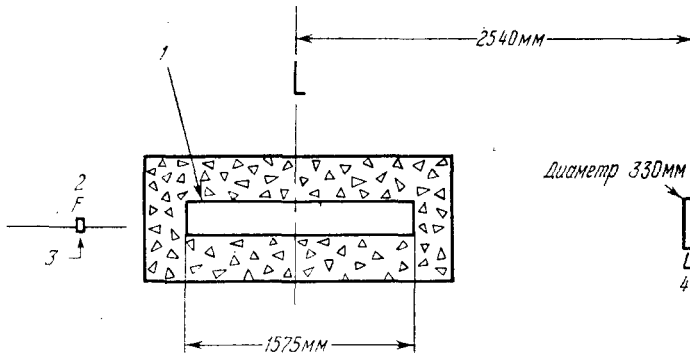


Рис. 5. Устройство с хорошей геометрией для измерения полных эффективных сечений $p-p$ (из C^{13}).

В таблице VI данные при 450 Мэв были получены при исследовании H_2O и D_2O и жидкого кислорода после соответствующего вычитания. Это делается по той причине, что жидкий водород обладает показателем преломления слишком малым для того, чтобы его можно было использовать в счетчике Черенкова для обнаружения аннигиляции. Значения «N» получены простым вычитанием данных для D_2O и H_2O . Однако, чтобы принять во внимание экранирование нейтрона протоном в дейтроне, необходима большая «поправка Глаубера»^{G5}. Величина этой поправки несколько неопределенна^{G5, B7a}.

Данные по водороду дают противоречивые результаты. Если мы сравним данные при хорошей геометрии с данными при 450 Мэв, которые соответствуют плохой геометрии, то в эффективном сечении не будет никакой

Таблица V

Эффективные сечения нуклона в миллибарнах

	T Мэв	θ в градусах	$\sigma_e(\theta)$	σ_a	σ_c	$\sigma_t(\theta)$	σ_t протон*)	σ_t нейтрон**)	Источники
H	20—230	5	71 ± 25	86 ± 45					G7
	120	7,5	41^{+10}_{-7}						A3
	133	0	78 ± 12		10^{+8}_{-4}	170 ± 12	28	54	C11
	190	0				135 ± 16	25	45	C13
	197	0	69 ± 9		11^{+9}_{-5}	156 ± 9	25	44	C11
	265	0			8^{+6}_{-3}	127 ± 12	24	37	C11
	300	0	58 ± 9			104 ± 14	23		C13
	333	0	53 ± 5		8^{+6}_{-3}	117 ± 6	23	35	C11
	450	14	15 ± 12	89 ± 7	10 ± 6	104 ± 8	(25)	34	C6
	450	20	17 ± 12			102 ± 8	(24)	33	C6
	500	0				97 ± 4	30	33	C13
	700	0				94 ± 4	45	35	C13
	450	14		135 ± 7		174 ± 8	(54 ± 2)	35	C6
	450	20				172 ± 8	(45 ± 2)	—	C6
«N»	450	14		46 ± 8		70 ± 8	(29 ± 1)	—	C6
	450	20				70 ± 8	(21 ± 1)	—	C6
N	450	14		74		113			C6
	450	20		74		113			C6

*) Взято из работы Беретта, Вилли и Феррари, Nuovo cimento, 12, suppl. 499 (1954).

**) Взято из работы В. П. Дзелепова и Б. М. Повтекорво, Атомная энергия 3, 413 (1957).

Числа в скобках измерены непосредственно, см. $\sigma_t(\theta) = \sigma_a + \sigma_c + \sigma_e(\theta) + \sigma_i$; для углов $\theta = 14^\circ$ или больше основная часть дифракционного рассеяния не содержится в $\sigma_t(\theta)$.

разницы, которая должна была возникнуть из-за дифракционного рассеяния. Этот вопрос нуждается в дальнейших экспериментальных исследованиях.

Наиболее примечательным фактом, выявленным во всех этих наблюдениях, являются большие эффективные сечения, полученные во всех процессах, включающих антипротоны \bar{p} .

Интерпретации эффективного сечения антипротонов был посвящен целый ряд теоретических статей. В настоящее время наиболее обещающим подходом к интерпретации экспериментальных результатов является, по-видимому, теория Болла и Чу B^2 (см. также Y^2), которая объясняет большие эффективные сечения pp и $n\bar{p}$. Сочетание результатов Болла и Чу для рассеяния нуклон—antinуклон с оптической моделью может объяснить эффективные сечения антипротона на сложных ядрах.

Модель Болла и Чу исходит из аналогии с pp -рассеянием. Принимается модель с твердой сердцевиной радиусом $\frac{1}{3}(\hbar/m_\pi c)$, окруженной π -мезонным облаком; как показано Гартенхаузом G^1 и Сигнеллом и Маршаком S^3 , эта модель дает довольно хорошее согласие с экспериментом. Природа непроницаемой сердцевины непонятна с точки зрения теории

Таблица VI

Эффективное сечение антипротонов на сложных ядрах (в миллибарнах)

Ми- шень	T Мэв, лаб.	θ	p^-			p^+	$\sigma_r \bar{p} / \sigma_r p^+$	Источ- ники
			$\sigma_r (\theta)$	σ_a	$\sigma_t (\theta)$	$\sigma_r (\theta)$		
Be	500	2,57			460			C13
	500	0			484 ± 60			C13
	700	3,65			367			C13
	700	1,90			416			C13
	700	0			425 ± 50			C13
C	700	25,0	436 ± 19					C13
	700	2,64			575 ± 59			C13
	700	0			657 ± 79			C13
	300	3,55	568 ± 102		618 ± 111			C13
	300	0			655 ± 130			C13
O	457	14	556 ± 10	453 ± 9		292 ± 2		A2
	457	20	517 ± 10			246 ± 2		A2
	457	0	590 ± 12			340 ± 4	$1,74 \pm 0,04$	A2
Cu	411	14	1240 ± 82	1040 ± 61		719 ± 5		A2
	411	20	1220 ± 88			640 ± 4		A2
	411	0	1260 ± 91			880 ± 10	$1,44 \pm 0,11$	A2
Ag	431	14	1630 ± 170	1500 ± 157		1052 ± 6		A2
	431	20	1640 ± 183			924 ± 6		A2
	431	0	1635 ± 188			1170 ± 12	$1,39 \pm 0,16$	A2
Pb	436	14	2850 ± 225	2010 ± 182		1662 ± 36		A2
	436	20	2680 ± 254			1461 ± 10		A2
	436	0	3005 ± 275			1845 ± 40	$1,62 \pm 0,16$	A2
	650			2330 ± 285				C13

π -мезонов и должна рассматриваться как феноменологическая гипотеза, в то время как облако пионов может быть рассмотрено с точки зрения взаимодействия Юкавы с надлежащей его обработкой. Для $p\bar{p}$ -системы непроницаемая сердцевина заменяется поглощающей сердцевиной. Это мотивируется теорией и подтверждается большим экспериментальным эффективным сечением аннигиляции. Любой антипротон, который даже незначительно перекрывается с сердцевиной, по-видимому, испытывает аннигиляцию. Сердцевина антипротона окружена мезонным облаком, зарядово-сопряженным мезонному облаку, окружающему протон. Взаимодействие между протоном и антипротоном может быть рассчитано теми же методами, что и протон-протонное эффективное сечение, причем необходимо учитывать, что «мезонные заряды» антипротона и протона противоположны. Таким образом, силы, обусловленные обменом четного числа пионов, имеют одинаковый знак в обоих случаях, а обусловленные обменом нечетного числа пионов имеют противоположные знаки в обоих случаях. Эта программа осуществляется введением энергии взаимодействия

$$V_C + V_{LS}(L \cdot S) + V_T S_{12}, \quad (5)$$

содержащей центральную, спин-орбитальную и тензорную части. Отсюда получают «эквивалентный потенциал» для собственных состояний

полного углового момента, включая центробежное отталкивание:

$$V \begin{cases} l = I + 1 \\ l = I - 1 \end{cases} = V_C - \frac{3}{2} V_{LS} - V_T + \frac{I(I+1)}{Mr^2} \pm \left[\left(\frac{2I+1}{Mr^2} - \frac{2I+1}{2} V_{LS} - \frac{3}{2I+1} V_T \right)^2 + \frac{36I(I+1)}{(2I+1)^2} V_T^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$V(l=I) = V_C - V_{LS} + 2V_T + \frac{I(I+1)}{Mr^2}. \quad (7)$$

С помощью этих потенциалов получают фазовые сдвиги и коэффициенты проницаемости для парциальных волн. V_C , V_{LS} , V_T выбираются согласно Гартенхаузу⁶¹, Сигнеллу и Маршаку⁵³ для V_{LS} части, но при этом вводится изменение знака, обусловленное изменением знака энергии взаимодействия, соответствующей обмену одним пионом. Расчет Болла и Чу ограничен s -, p - и d -волнами, т. е. энергиями, меньшими 150 Мэв, но

даже в таком виде он дает очень интересные результаты, как показано в таблице VII.

Теоретические эффективные сечения пуклон-антипуклонного взаимодействия в миллибарнах в лабораторной системе координат согласно В17

	рр	пр	рр	пр
Рассеяние . .	72	69		
Поглощение .	96	79	29	60
Перезарядка				

Ограничение на энергию в настоящих расчетах проистекает, во-первых, из-за того, что применяются нерелятивистские приближения (как, например, использование потенциала), и, во-вторых, из-за того, что при распространении теории на более высокие энергии становится существенным детальное поведение вблизи границ черной зоны, которое неизвестно. Причиной этого является то, что потенциал, окружающий сердцевину, состоит из

центробежной части и части, обусловленной ядерными силами. Их сумма образует очень широкий и плоский у вершины барьер. Этот барьер может быть достаточно хорошо рассмотрен методом Вентцеля — Крамерса — Бриллюэна и для s -, или p -, или d -парциальных волн обычно дает или полную прозрачность, или частичную непрозрачность достаточно независимо от любого разумного радиуса сердцевин. Для более высоких угловых моментов подобной ситуации не возникает.

Модель Болла—Чу может быть также использована для расчета угловых распределений при упругом рассеянии. Они были вычислены Фулко⁶⁶ и дают пик вперед (рис. 6), что весьма отличается от углового распределения пр. Экспериментальные результаты, хотя они еще и не очень обширны, по-видимому, подтверждают эту особенность модели, обусловленную в основном дифракционным рассеянием, связанным с аннигиляцией^{А3}.

В духе тех же идей Куба и Такеда^{К2} пришли к выводу, что при очень больших энергиях ($\lambda \ll a$) $\sigma_a = \sigma_e = \pi a^2$, где a — радиус черной сердцевин, а при более низких энергиях $\sigma_a = \pi(a + \lambda)^2$. Даже при рассмотрении волн с высоким угловым моментом l отношение между эффективными сечениями аннигиляции и рассеяния ограничено неравенством

$$\sigma_l^{(l)} \leq \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \frac{\sigma_e^{(l)}}{\sigma_l^{(l)}}, \quad (8)$$

где $\sigma_l^{(l)}$ — эффективное сечение l -й парциальной волны. Таким образом, для данного полного эффективного сечения при больших значениях l может получиться малое отношение упругого эффективного сечения к полному.

Необходима дальнейшая экспериментальная проверка предсказаний такого типа; однако в настоящее время эта модель кажется многообещающей для объяснения целого ряда фактов.

Другие расчеты тех же процессов были выполнены Леви¹⁵. В некоторых отношениях эти расчеты напоминают работу Болла и Чу, но в них сделана попытка принять во внимание члены, учитывающие не только один или два, а много пионов. Эта попытка получила дальнейшее развитие в работе Гурдина и соавторов¹¹.

Неупругие столкновения, в которых рождаются пионы без аннигиляции антинуклона, были рассмотрены Баршасом¹⁴. Он установил правила отбора и угловые распределения, которые следует ожидать при подобных столкновениях.

В дополнение к детальным рассмотрением, обсуждавшимся выше, имеются некоторые соотношения между упругими эффективными сечениями, которые не зависят от принятых моделей и требуют только зарядовой независимости ядерных сил. Так, например, A^9 , K^9 , P^1 , M^1 , S^1

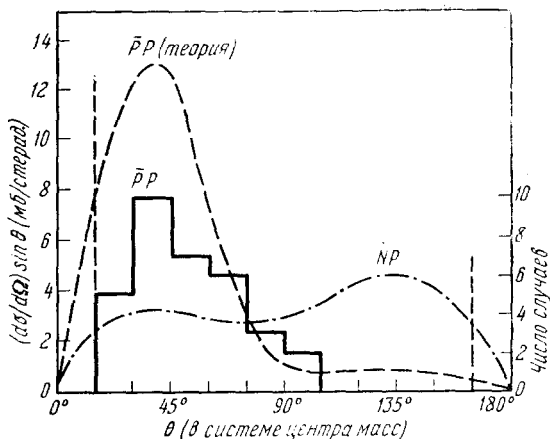


Рис. 6. Угловое распределение в рассеянии $\bar{p}p$. Теоретическая кривая взята из^{F6} при 140 Мэв. Экспериментальные результаты — из A^3 .

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(0^\circ)_{\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}} \geq \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 \{\sigma_t(\bar{p}n) - \sigma_t(\bar{p}p)\}^2, \quad (9)$$

где под $\sigma_{\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}}$ подразумевается эффективное сечение рассеяния перезарядки:

$$\sigma_e(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p) + \sigma_e(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}) \geq \frac{1}{2} \sigma_e(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n), \quad (10)$$

$$\sigma_e(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p) = \frac{1}{4} |a_{if}^{(0)} + a_{if}^{(1)}|^2 = \sigma_e(n\bar{n} \rightarrow n\bar{n}), \quad (11)$$

$$\sigma_e(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}) = \frac{1}{4} |a_{if}^{(0)} - a_{if}^{(1)}|^2,$$

$$\sigma_e(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n) = |a_{if}^{(1)}|^2 = \sigma_e(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n),$$

где $a_{if}^{(1)}$ и $a_{if}^{(0)}$ — амплитуды рассеяния из начального состояния в конечное при $T=1$ (триплет) и $T=0$ (синглет) соответственно.

Из соотношения (11) вытекают неравенства треугольника:

$$|\{\sigma(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n})\}^{1/2} - \{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n)\}^{1/2}| \leq \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p)\}^{1/2} \leq \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n})\}^{1/2} + \{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n)\}^{1/2}, \quad (12)$$

$$|\{\sigma(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n})\}^{1/2} - \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p)\}^{1/2}| \leq \{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n)\}^{1/2} \leq \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n})\}^{1/2} + \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p)\}^{1/2}, \quad (13)$$

$$|\{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n)\}^{1/2} - \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p)\}^{1/2}| \leq \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow n\bar{n})\}^{1/2} \leq \{\sigma(\bar{p}n \rightarrow \bar{p}n)\}^{1/2} + \{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p)\}^{1/2}. \quad (14)$$

Эти соотношения справедливы как для дифференциальных, так и для полных эффективных сечений.

Имеющиеся в настоящее время данные недостаточны для оценки амплитуд рассеяния. Померанчук^{Р1} отметил, что при высоких энергиях можно ожидать

$$|a_{if}^{(1)} - a_{if}^{(0)}| \ll |a_{if}^{(1)}|, \quad (15)$$

$$|a_{if}^{(1)} - a_{if}^{(0)}| \ll |a_{if}^{(0)}|. \quad (16)$$

Эти интересные неравенства подтверждаются следующим образом: для каждого начального состояния i с определенным угловым моментом и изотопическим спином матрица рассеяния в данное конечное состояние f подчиняется правилу суммы

$$\sum_f |S_{fi}|^2 = 1. \quad (17)$$

Амплитуды упругого рассеяния в состояниях $T=0$ или $T=1$ будут $a_{ii}^{(0)} = (S_{ii}^{(0)} - 1)$ или $a_{ii}^{(1)} = (S_{ii}^{(1)} - 1)$, в то время как все другие амплитуды будут S_{fi} для $f \neq i$. При высоких энергиях существует много каналов, и в силу правила суммы каждое отдельное S_{fi} будет малым, в то время как амплитуды упругого рассеяния останутся сравнимыми с единицей, потому что они равны $S_{ii} - 1$. Вследствие этого амплитуды упругого рассеяния $a_{ii}^{(1)}$ и $a_{ii}^{(0)}$ стремятся каждая в отдельности к -1 , в то время как их разность стремится к нулю.

Переходя от процессов нуклон—нуклон к процессам нуклон—ядро, отметим раннюю работу К. А. Джонсона^{J1}, в которой в нулевом приближении теории возмущений предсказано, что упругое эффективное сечение составляет приблизительно 0,1 геометрического. Дуер, М. Х. Джонсон и Теллер^{J2, D4} на основе специальной нелинейной теории ядерных сил предсказали, что полное эффективное сечение будет того же порядка, что и геометрическое, или даже больше. Это теория выглядит теперь несостоятельной^{D3}, но она сумела предвидеть экспериментальные результаты.

Наиболее успешное рассмотрение нуклон-ядерных взаимодействий было получено с помощью оптической модели N2, G4, A2, N4, M2. В простейшем случае ядерной материи приписывают плотность распределения, взятую, например, из данных по электронному рассеянию. Кроме того, ядерная материя обладает коэффициентами поглощения и рассеяния, которые могут быть связаны с нуклон-антинуклонным рассеянием и аннигиляцией. С помощью подобной ядерной модели, используя геометрическую оптику, рассчитывают рассеяние и поглощение ядрами.

Плотность распределения обычно представляется в виде

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (18)$$

Параметры были выбраны в A² следующими:

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,08 A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad a = 0,57 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (19)$$

В этих предположениях Сербер и соавторы^{FJ}, формально используя геометрическую оптику, дали для эффективного поперечного сечения

реакции на ядрах выражение

$$\sigma_r = 2\pi \int_0^R (1 - e^{-ks}) b db = 2\pi \int_0^R (1 - e^{-ks}) s ds, \quad (20)$$

где $s^2 = R^2 - b^2$, b — прицельное расстояние по отношению к центру ядра, а коэффициент поглощения k дается формулой

$$k = \frac{3A\bar{\sigma}}{4\pi R^2}, \quad (21)$$

где A — массовое число и $\bar{\sigma}$ — усредненное полное нуклон-антинуклонное эффективное сечение. Простое уточнение этого приближения заключается в учете конечной области взаимодействия и распределения ядерной плотности путем замены ks на

$$\bar{\sigma} \int_{-V\sqrt{R^2-b^2}}^{+V\sqrt{R^2-b^2}} \rho(r) ds.$$

Это дает хорошее согласие с экспериментом.

Подобным же образом можно ввести комплексный потенциал G^4

$$V(r) = \frac{V + iW}{1 + \exp\left(\frac{R-r}{a}\right)} \quad (22)$$

и рассчитать эффективные сечения. Глазгольд получил хорошее согласие с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными, задавая потенциал в такой форме и взяв $a = 0,65 \cdot 10^{-13}$ см, $R = 1,30 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Он точно рассчитал три случая, соответствующие протонам и антипротонам (см. таблицу VIII).

Т а б л и ц а VIII

Потенциалы оптической модели G^4 .
Для всех трех случаев $r_0 = 1,30$ и
 $a = 0,65 \cdot 10^{-13}$ см.

Бомбардирующие частицы	V (Мэв)	W (Мэв)
p	— 15	— 12,5
\bar{p}	— 15	— 50
\bar{p}'	— 528	— 50

Расчеты с глубокой потенциальной ямой \bar{p}' , которая требуется согласно гипотезе Дуэра и Теллера, по-видимому, с трудом совместимы с экспериментальными результатами.

Упругие столкновения с малыми отклонениями приводят к интересным интерференционным явлениям между кулоновским и ядерным рассеянием. Эти явления наблюдались в фотоэмульсиях Гольдгабером и Сэндвейсом G^8 . Они рассмотрели рассеяние вплоть до угла $1,5^\circ$ и сравнили полученный результат с результатом расчета для черной сферы радиуса R и кулоновского поля. Радиус R был принят равным $1,64 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, что соответствует эффективному сечению аннигиляции. Получается хорошее согласие с экспериментом. Подобные расчеты, выполненные с потенциалами, использованными Глазгольдом, тоже согласуются с экспериментом и представляют лишний аргумент в пользу его выбора \bar{p} -параметров,

отличающихся от выбора \bar{p}' . Более фундаментальный метод определения параметров оптической модели заключается в том, чтобы связать их с нуклон-нуклонным потенциалом, как это указано Ризенфельдом и Ватсоном¹. В особом случае антипротонов может быть использован нуклон-антинуклонный потенциал Болла и Чу. Некоторые успешные шаги в этом направлении были указаны в³.

Процесс аннигиляции

Данные относительно процессов аннигиляции получены главным образом из аннигиляций в фотоэмульсиях и пузырьковых камерах S^4 , C^3 , S^5 , B^3 , H^4 , A^6 , A^3 . С технической стороны наиболее важным достижением для наблюдения аннигиляции в фотоэмульсиях явилось создание пучков, в которых отношение числа антипротонов к числу нежелательных частиц повышено по сравнению с величиной, которая получается в результате простого отбора по импульсам и направлениям от мишени беватрона. Назовем такой улучшенный пучок «очищенным». В неочищенном пучке отношение пионов к антипротонам в зависимости от выбранного импульса всегда заключено в пределах $5 \cdot 10^5$ — $5 \cdot 10^4$. Для того чтобы треки антипротонов были легко отличимы от минимальных треков на входе в пачку фотоэмульсий, необходимо сохранять импульс приблизительно ниже 700 Мэв/с . При таком импульсе отношение π/\bar{p} около $5 \cdot 10^5$. Увеличение момента на входе нежелательно не только по причине, изложенной выше, но и потому, что в этом случае трудно сохранить умеренной длину пачки.

Попытки очистить пучок были сделаны на первых порах Сторком с сотрудниками⁸⁴, но они были недостаточно успешны вследствие того, что большое эффективное сечение поглощения антипротонов, которое не было известно в то время, портило работу прибора.

Позднее был разработан метод, посредством которого пучок, отобранный по импульсам, проходил через бериллиевые поглотители, из которых различные частицы выходили с различными импульсами. Второй селектор по импульсам фокусировал частицы с различными массами в различные места. Антипротоны сопровождаются фоном посторонних частиц порядка $5 \cdot 10^4$ на один антипротон, т. е. отношение антипротонов к фону увеличивается в 10 раз. Кроме того, фон состоит почти целиком из электронов и μ -мезонов, получившихся в результате распада π -мезонов, а π -мезонов сохраняется всего несколько процентов. Эти частицы слабо взаимодействуют в пластинках и гораздо меньше мешают, чем фон первоначальных пионов.

С проблемой очищения пучка встречаются также при использовании пузырьковых камер. Для очищения было использовано устройство^{А3}, в котором очищение, подобное тому, которое описано в S^5 , сочетается с электронным управлением, обеспечивающим вспышки света в пузырьковой камере только для тех случаев, когда детектор антипротонов сигнализирует о входе антипротона в пузырьковую камеру.

Проблему очищения пытались также разрешить комбинацией электрического и магнитного полей в фильтре Вина. Этот селектор скоростей использовался в сочетании с анализаторами момента для того, чтобы разделить частицы различных масс. В настоящее время имеются два варианта таких разделителей^{M7, C11}, на которые возлагаются большие надежды.

Рассмотрим сначала такие аннигиляции, в которых антипротон достигает конца пробега и останавливается. В действительности при современной технике фотоэмульсий это означает, что кинетическая энергия антипротона меньше 10 Мэв .

Вплоть до настоящего времени не представлялось возможным достаточно эффективно распознавать партнеров аннигиляции в фотоэмульсиях. Было наблюдеено некоторое количество звезд без нуклонов и с четным числом мезонных лучей, которые могли бы быть приписаны $p\bar{p}$ -аннигиляции, однако сделать это с достоверностью пока невозможно. К моменту написания настоящей работы было наблюдеено и проанализировано приблизительно 220 аннигиляционных звезд в фотоэмульсиях. Имсеется также около 500 звезд в пропане A^3 и 50 в водороде H^4 , но их анализ еще неполный. В фотоэмульсиях наблюдалось сто двадцать семь аннигиляций

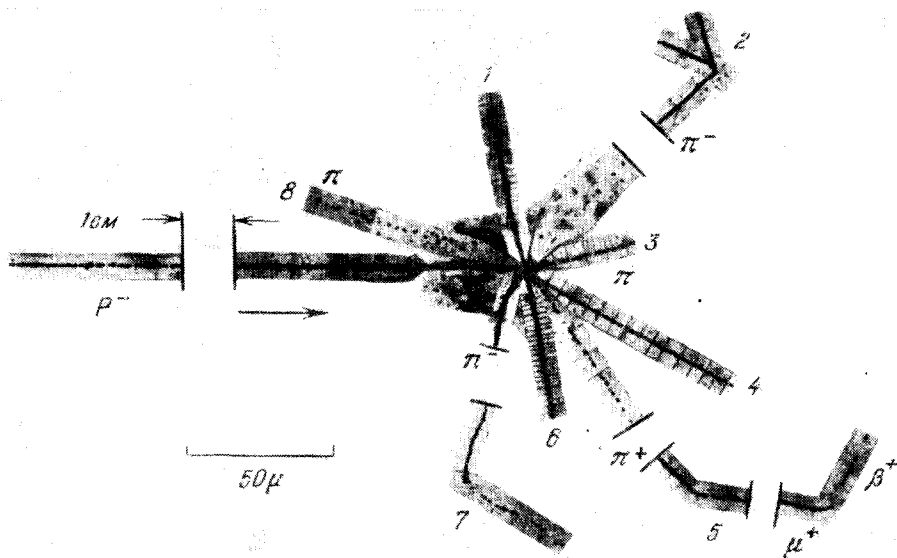


Рис. 7. Аннигиляционная звезда C^6 , в которой обнаруживаются следующие частицы:

№	1	2	3	4	5	6	7	8
Вид частицы	$p^?$	π^-	$\pi^?$	p	π^+	$H^3(?)$	π^-	π
T (Мэв)	40	43	175	70	30	82	34	125

Полная видимая энергия 1300 Мэв. Полное выделение энергии больше 1400 Мэв.

в покое и 93 на лету. Типичная звезда показана на рис. 7. Наблюдаемыми фрагментами были π -мезоны, протоны, легкие ядра, такие, как дейтроны и альфа-частицы, и иногда, хотя и редко, K -мезоны. Максимальное число заряженных пионов, наблюдавшееся до сих пор в звезде, равно 6, а максимальное число заряженных ядерных частиц 16. Распределение числа заряженных пионов показано на рис. 8.

Обсудим теперь экспериментальные данные о видимом выделении энергии. Выделяющаяся энергия равна $2mc^2 + T - B = W$, где T — кинетическая энергия в системе центра масс и B — малая (8 Мэв) энергия связи аннигилирующего нуклона. Чтобы ориентироваться в распределении энергии W , отошлем к рис. 9 и 10, где указана часть видимой энергии, перешедшей в пионы, нуклоны и легкие ядра. Из этого рисунка исключено несколько случаев, в которых с достоверностью наблюдались K -мезоны.

При более детальном рассмотрении можно найти спектр энергии пионов, как на рис. 9, со средним $T_\pi = 182$ Мэв. Для пионов, остановившихся в пачке ($T_\pi < 100$ Мэв), также возможно определить знак заряда

и найти отношение π^+ к π^- . Оно оказывается порядка $0,36 \pm 0,1$ ^{С5}. Это число меньше, чем можно было бы ожидать, если придерживаться наивной точки зрения на процесс аннигиляции, принимающей в рассмотрение отношение n/p в ядре и сохранение изотопического спина $^{B3}, N^3$. Однако можно ожидать, что на это отношение влияет область малых энергий, которой ограничены наблюдения.

На данном этапе мы можем попытаться оценить отношение энергии, уносимой заряженными пионами, к энергии, уносимой нейтральными пионами. Рис. 10 и 11 дают для отношения энергии, уносимой всеми заряженными частицами, к энергии, уносимой всеми нейтральными частицами, значение один к одному. Известно, что нейтроны во вторичных процессах уносят приблизительно вдвое больше энергии, чем заряженные ядерные фрагменты. Кроме того, эффективность обнаружения заряженных пионов оценивается приблизительно 0,9. При учете этих факторов наилучшая

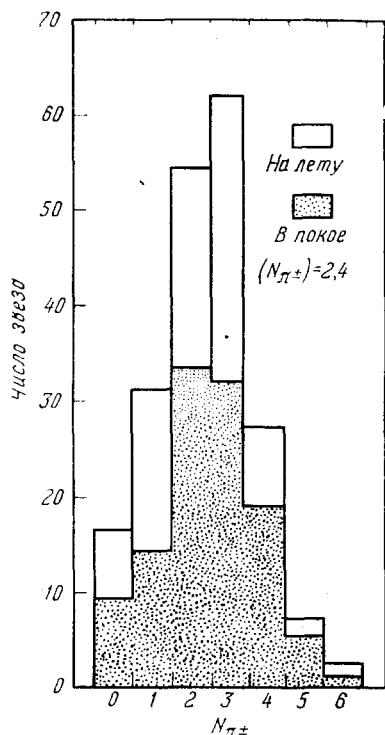


Рис. 8. Число заряженных пионов на одну аннигиляционную звезду в фотоэмульсиях. Звезды, образованные на лету, дают $\langle N_{\pi^{\pm}} \rangle = 2,29 \pm 0,16$. Звезды, образованные после остановки, дают $\langle N_{\pi^{\pm}} \rangle = 2,50 \pm 0,15$. Эти числа не содержат поправку, учитывающую неэффективность регистрации (см. текст); взято из ^{С5}.

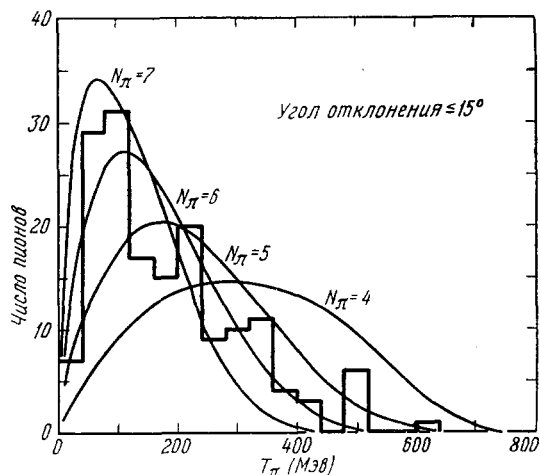
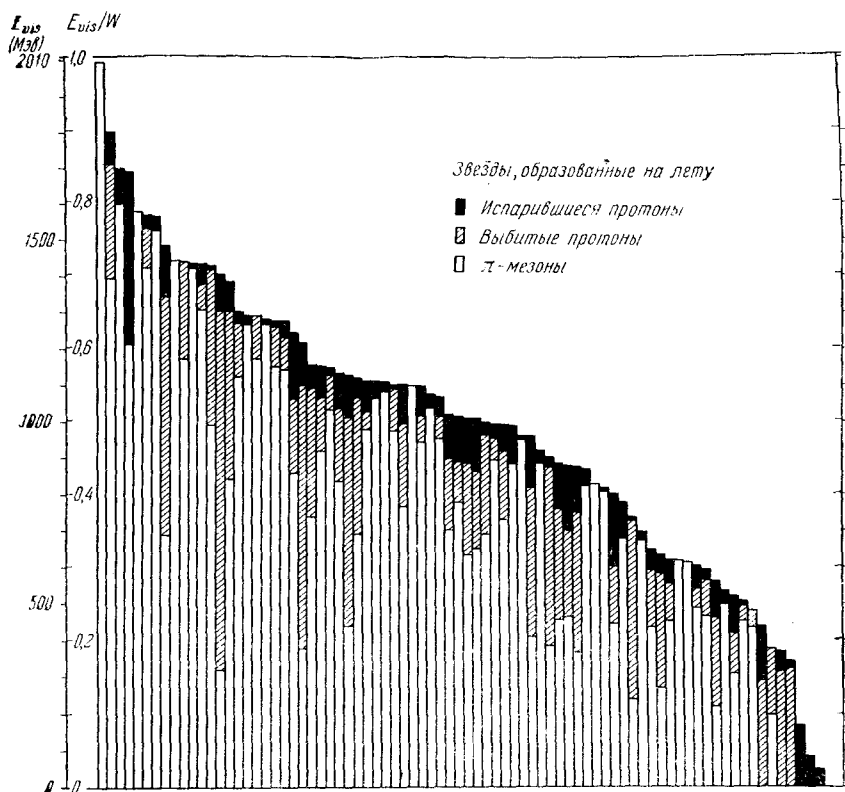


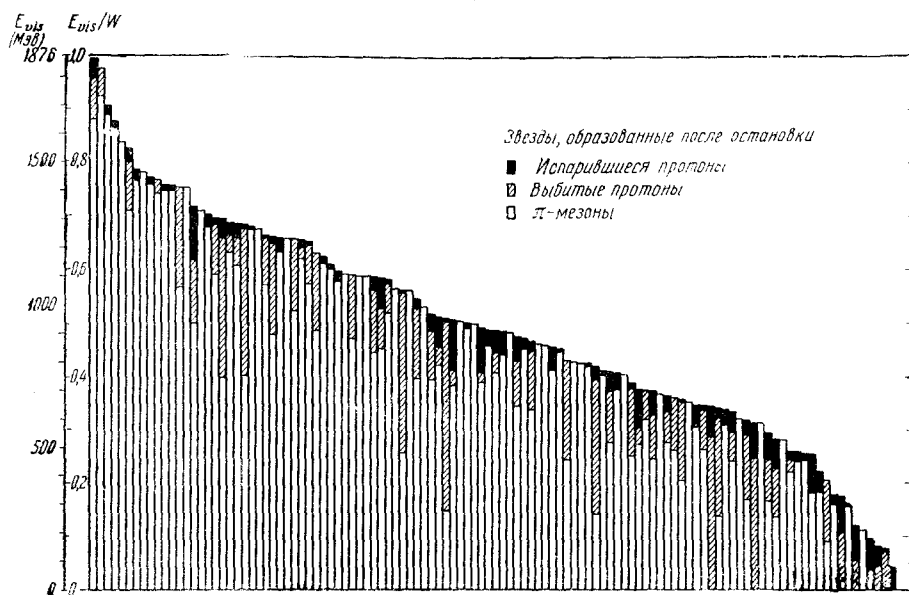
Рис. 9. Распределение кинетической энергии заряженных пионов, испускаемых аннигиляционными звездами в фотоэмульсиях. Кривые, отмеченные как $N_{\pi}=4$, $N_{\pi}=5$ и так далее, представляют энергетические распределения, полученные статистическим методом на основании гипотезы, что среднее число испускаемых пионов равно 4, 5 и т. д. Заметим, что экспериментальные результаты согласуются с предположением, что среднее число испускаемых пионов заключено между 6 и 7 ^{С5}.

оценка дает для отношения энергии, уносимой заряженными пионами, к энергии, уносимой нейтральными пионами, значение 1,8.

Возможно также рассчитать среднее число пионов, испускаемых при аннигиляции. В звездах без K -мезонов в среднем наблюдается $2,7 \pm 0,2$ пиона на звезду. Эти цифры заключают в себе поправку 10% на неэффективность регистрации. Если предположить, что в процессе аннигиляции рождается одинаковое число пионов различных знаков, то общее число испускаемых пионов должно быть $\frac{3}{2} \cdot (2,7 \pm 0,2)$ или $4,0 \pm 0,3$. К этому значению мы должны прибавить пионы, поглощенные ядрами, в которых имела место аннигиляция. Их энергия проявляется в ядерных фрагментах.



а)



б)

Рис. 10. Видимая энергия аннигиляционных звезд в фотоэмульсиях. Испаряющиеся протоны имеют по определению $T < 30$ Мэв. Выбитые протоны имеют по определению $T > 30$ Мэв. W — полная энергия антипротона при аннигиляции. Заметим, что звезды, образованные на лету, содержат по сравнению со звездами, образованными после остановки, большую часть энергии в нуклонах.

Мы назовем их «конвертированными пионами». Число конвертированных пионов приблизительно 1,3, как это можно заключить из того факта, что ядерные фрагменты уносят энергию, соответствующую 1,3 средней полной энергии пиона. При этой оценке мы умножаем энергию, уносимую видимыми ядерными фрагментами, на множитель 2,6, для того чтобы принять во внимание энергию, уносимую нейтронами. Таким образом, с помощью этого метода мы приходим к оценке среднего числа пионов, освобождаемых при аннигиляции; \bar{N}_π равно $5,3 \pm 0,4$.

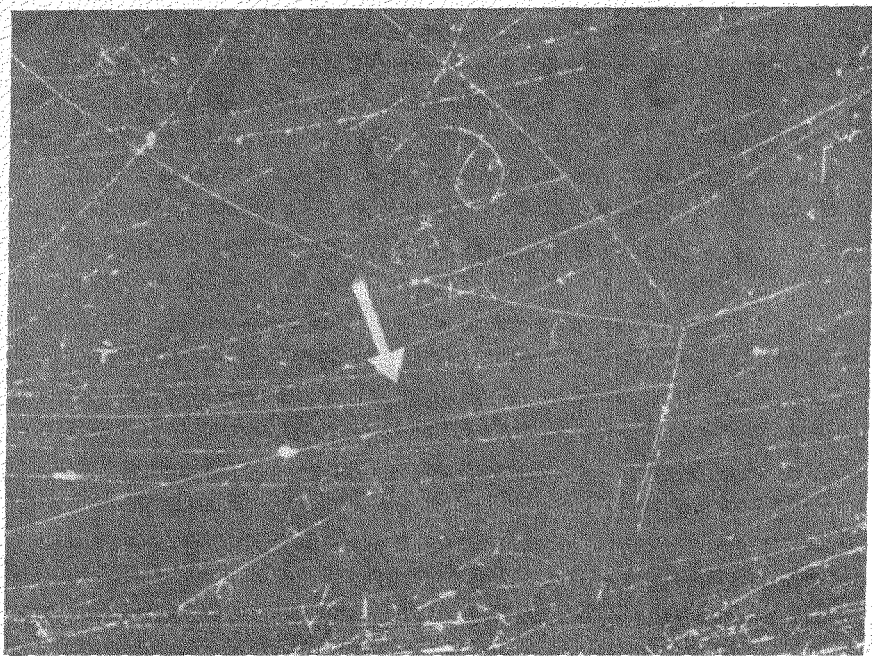


Рис. 11. Антипротон входит в пропановую пузырьковую камеру и в точке, отмеченной стрелкой, испытывает перезарядку. Антинейтрон порождает аннигиляционную звезду. Плотность пропана $\rho = 0,42 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. Расстояние между точкой перезарядки и возникающей звездой 9,5 см; T_p при перезарядке $\sim 50 \text{ Мэв}$. Видимая энергия звезды $\geq 1500 \text{ Мэв}$.

Мы приходим к тому же результату, если предположим, что нейтральные пионы при аннигиляции имеют тот же спектр энергии, как и заряженные пионы. Деля полную энергию, соответствующую аннигиляции, на среднюю энергию одного пиона (равную, согласно наблюдениям, 322 Мэв), получим для числа пионов $6,1 \pm 0,3$. Это следует рассматривать как верхний предел, так как пионы теряют некоторое количество энергии прежде, чем вылетят из ядра. Лучшая оценка получается, если для каждого пиона брать среднюю энергию при его образовании, равную 360 Мэв , а также учитывать среднюю энергию, перешедшую к K -мезонам. С этими поправками получается $\bar{N}_\pi = 5,3 \pm 0,5$.

Подавляющее большинство аннигиляций в фотоэмульсиях происходит на сложных ядрах, и если бы аннигиляция имела место глубоко внутри ядра, то вылетевшие частицы должны были бы проходить через ядро. Средняя длина пробега пионов с энергией 180 Мэв в ядерной материи оценивается по порядку величины как 10^{-13} см^{-1} (см., например, ¹⁶), т. е. она мала по сравнению с радиусом ядра, и вылетающие пионы были бы «конвер-

тированы» в нуклоны. Тот факт, что конвертировано только около одной шестой части пионов, наводит на мысль, что аннигиляция происходит в периферических частях ядер и что большинство результирующих пионов вылетает, не пронизывая ядро. При такой интерпретации становятся понятными большие ядерные эффективные сечения. Дополнительный довод в пользу этой интерпретации вытекает из того факта, что при аннигиляциях антипротонов на лету число конвертированных пионов приблизительно на единицу больше, чем при аннигиляциях после остановки, как это видно из рис. 10, *а* и *б*. Этот эффект, по нашему мнению, обусловлен более глубоким проникновением летящих антипротонов в ядро по сравнению с антипротонами в покое. Оценка порядка величины среднего времени жизни антипротона в ядерной материи, основанная на изложенных соображениях, приводит к величине $\sim 2 \cdot 10^{-24}$ сек.

До сих пор не наблюдались угловые корреляции пионов, испускаемых при аннигиляции, хотя можно было бы ожидать, что ядро создаст экранировку и, таким образом, пионы могут иметь тенденцию находиться в полусфере. Однако пион-пионное взаимодействие может уравнивать этот эффект, и выяснение этих вопросов, возможно, будет получено из изучения *p*-аннигиляции в водороде, где экранирующий эффект, очевидно, отсутствует.

До настоящего времени мы не производили разделения случаев аннигиляций для различных веществ, за исключением непроанализированных звезд в водороде. По крайней мере, некоторые из звезд, безусловно, происходят от сложных ядер, так как среди их фрагментов обнаруживаются нуклоны или они имеют суммарный баланс заряда, отличный от нуля. Некоторые из звезд могут быть обусловлены $\bar{p}p$ -аннигиляцией, но нет никаких доказательств, что это именно так. Для звезд, вызываемых остановившимися антипротонами, имеет место избирательный захват частью ядер, отличных от водорода, подобно тому, как это имеет место при захвате пионов. Замедление и захват антипротонов рассмотрены теоретически Бете и Гамильтоном^{В7}.

Интересно рассмотреть возможность «безлучевых» звезд^{Р2}. Они могут получиться при перезарядке, когда антипротон сталкивается с протоном и превращается в пару нейтрон—антинейтрон или когда антипротон аннигилирует только в нейтральные пионы. Оба процесса редки и предеталены в фотоэммульсиях менее чем в одном проценте случаев.

С теоретической стороны мы кратко рассмотрим электромагнитную аннигиляцию; она подобна электрон-позитронной аннигиляции^{В1}, но до сих пор не была наблюденa. Это неудивительно так как она очень мала по сравнению с конкурирующей мезонной аннигиляцией. Например, Браун и Пешкин^{В13} рассчитали эффективное сечение для аннигиляции на лету в нерелятивистском случае:

$$\sigma = \pi \left(\frac{e^2}{Mc^2} \right) \frac{c}{v} (\lambda) \cong 3 \cdot 10^{-30} \frac{c}{v} \text{ см}^2 \quad (23)$$

(множитель (λ) учитывает аномальный магнитный момент протона и имеет численное значение 38,5, в то время как эффективное сечение мезонной аннигиляции порядка 10^{-25} . Смешанная аннигиляция в гамма-лучи и мезоны также маловероятна. Она была рассмотрена Мишелем^{М4}).

Для практически наиболее важного случая чисто мезонной аннигиляции много авторов^{А1, G3, G6, A8, B7, L3, A7, I1} установили правила отбора основанные на сохранении углового момента, четности, зарядового сопряжения и изотопического спина. Возможен анализ явлений с различной степенью детальности. В качестве примера приведем таблицу, которая согласно Ли и Янгу содержит основные результаты (см. таблицу IX). Вообще говоря,

Таблица IX

Правила отбора для реакций $\bar{p} + p \rightarrow m\pi$ или $\bar{n} + n \rightarrow m\pi$

Состояние	Четность по спину	C	T	G	$2\pi^0$	$\pi^+ + \pi^-$	$3\pi^0$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$4\pi^0$	$\pi^+ + \pi^- + 2\pi^0$	$2\pi^+ + 2\pi^-$	$5\pi^0$	$\pi^+ + \pi^- + 3\pi^0$	$2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^0$
1S_0	0—	+	0 1	+ —	× ×	× ×	—	—		—	—	—	—	—
2S_1	1—	—	0 —	— +	× ×	—	× ×	—	× ×	—	—	× ×	—	—
1P_1	1+	—	0 1	— +	× ×	× ×	× ×	—	× ×	—	—	× ×	—	—
2P_0	0+	+	0 1	+ —	—	—	× ×	× ×	—	—	—	—	—	—
3P_1	1+	+	0 1	+ —	× ×	× ×	—	—	—	—	—	—	—	—
3P_3	2+	+	0 1	+ —	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

× — означает строгий запрет, — означает запрет в той степени, в какой изотопический спин является хорошим квантовым числом. T — изотопический спин, C — оператор зарядового сопряжения, G — квантовое число, особо интересное в случае нуклонного числа, равного нулю. Оно соответствует оператору $Ce^{i\pi T_2}$ и для числа нуклонов, равного нулю, имеет собственные значения ± 1 , как указано в таблице.

Таблица X

Правила отбора для реакции $\bar{p} + n \rightarrow m\pi$

Состояние	Четность по спину	T	G	$\pi^- + \pi^0$	$2\pi^- + \pi^+$	$\pi^- + 2\pi^0$	$2\pi^- + \pi^+ + \pi^0$	$\pi^- + 3\pi^0$	$3\pi^- + 2\pi^+$	$2\pi^- + \pi^+ + 2\pi^0$	$\pi^- + 4\pi^0$
1S_0	0—	1	—	×	—	—	—	—	—	—	—
2S_1	1—	1	+	—	—	—	—	—	—	—	—
1P_2	1+	1	+	×	—	—	—	—	—	—	—
3P_0	0+	1	—	—	×	×	—	—	—	—	—
3P_1	1+	1	—	×	—	—	—	—	—	—	—
3P_2	2+	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—

× означает строгий запрет. — означает запрет в той степени, в какой изотопический спин является хорошим квантовым числом

данное состояние может дать различное число пионов, однако все эти числа должны быть или все четными, или все нечетными. Так, состояния со спином единица дают только четное число пионов. Представляет интерес точное следствие зарядовой независимости, касающееся среднего числа пионов, полученных при аннигиляции антипротона на протоне и на нейтроне. Оно, например, могло бы иметь место при аннигиляции на ядрах, содержащих одинаковое число нейтронов и протонов G^2 . В этом случае имеем

$$\langle N(\pi^+) \rangle + \langle N(\pi^-) \rangle = 2\langle N(\pi^0) \rangle. \quad (24)$$

Правила отбора для испускания K -частиц при аннигиляции также были рассмотрены Гобелем G^6 и Гатто G^3 , а правила отбора для образования пионов в безаннигиляционных столкновениях антипротонов с ядрами были даны Баршаем B^4 , как упоминалось выше.

Помимо правил отбора, неоднократно делались попытки применить статистическую теорию Ферми F^2, B^5, S^5, B^3 к нуклон-antinуклонной аннигиляции. Используя теорию в ее простейшей форме и пренебрегая сохранением углового момента и рождением K -мезонов, получают в результате число мезонов, данное в таблице XI.

Таблица XI

Распределение числа пионов согласно модели Ферми для различных объемов взаимодействия (пренебрегается рождением K -мезонов)

N_π	Вероятности аннигиляции с испусканием N_π пионов (в %)		
	$\Omega=1$	$\Omega=10$	$\Omega=15$
2	6,4	0,1	0,0
3	63,7	5,6	2,3
4	24,6	21,7	13,4
5	5,0	44,0	40,6
6	0,3	23,7	33,1
7	0,0	5,1	10,6
Среднее число пионов \bar{N}_π	3,3	5,0	10,6

Единственный произвольный параметр, введенный в расчет, — это объем взаимодействия Ω , который мы выражаем в единицах $^4/3\pi(\hbar/m_\pi c)^3$. Можно ожидать, что объем Ω должен быть близок к единице вследствие того, что область взаимодействия между нуклоном и антинуклоном, как ожидается, близка к комптоновской длине волны пиона. Нуждается в некотором объяснении тот факт, что согласие с опытом получается при Ω , близких к 10. Одна из наиболее интересных и убедительных идей была выдвинута Коба и Такеда K^2 . Они рассматривают нуклон и антинуклон, окруженные облаком пионов; аннигиляция голых нуклонов происходит очень быстро, за время порядка $\hbar/2mc^2$, давая число мезонов, соответствующее величине Ω , близкой к единице, однако мезоны облака в момент аннигиляции также освобождаются в силу того, что аннигиляция представляет собой неадиабатический процесс по отношению к периодам движений пионов в облаке, равным по порядку величины \hbar/E_π (где E_π — полная энергия пиона в облаке). По энергии пионов аннигиляции E_π оценивается приблизительно равной $350 Mэв$. Число пионов в облаке оценивается как 1,3 на нуклон или антинуклон. Считается, что при аннигиляции 2,6 пиона в среднем приходят из облака, а остальные — из сердцевины аннигиляции. Сердцевина аннигиляции рассматривается статистическим методом. Использо-

Таблица XII

Распределение числа пионов и K -мезонов для различных объемов согласно модели Ферми

N_K	Вероятность аннигиляции с испусканием N_π пионов и $N_K K$ -мезонов			
	N_w	$\Omega=1$	$\Omega=10$	$\Omega=15$
0	2	3,8	0,0	0,0
	3	37,2	4,6	2,0
	4	14,4	17,9	11,8
	5	3,3	36,1	35,7
	6	0,2	19,5	28,9
	7	0,0	4,2	9,2
2	0	5,9	0,0	0,0
	1	26,6	3,3	1,4
	2	8,3	10,2	6,8
	3	0,3	4,1	4,1
	4	0,0	0,0	0,0
Среднее число пионов \bar{N}_π		2,4	4,5	5,0
Вероятность рождения K -мезонной пары		41,1%	17,6%	12,3%

зую для объема Ω значение s_{27} (что соответствует радиусу $(2/3)(\hbar/m_\pi c)$, согласованному с другими величинами, использованными при расчете эффективных сечений), получают 2,2 пиона в среднем из сердцевины аннигиляции. Таким образом, полное среднее число должно было бы быть 4,8, что сравнимо с экспериментальным значением $5,3 \pm 0,6$. Гипотеза развивается далее для того, чтобы получить не только среднее число пионов, но и распределение вероятности для различных чисел. Более того, число K -мезонов, присутствующих при аннигиляции, которое, по-видимому, меньше, чем было предсказано при прямом применении статистической теории, лучше согласуется с механизмом Куба — Такеда. Даже если нет идеального количественного согласия с экспериментом, мы думаем, что эта теория имеет значительные преимущества.

Другие авторы придавали особое значение многим факторам, которые могут играть роль в процессах аннигиляции и которыми пренебрегают в статистической теории: такими факторами являются пион-пионное взаимодействие G^{10} сохранение углового момента, релятивистское сохранение центра тяжести L^4 и другие правила отбора, которые могут приводить к уменьшению числа рождающихся частиц. В действительности, если учитывать чувствительность результатов к таким деталям расчета B^5, B^6 , то очевидно, что нет оснований ожидать от статистического метода количественных результатов как это подчеркивалось самим Ферми. Выбор параметра Ω может компенсировать грубость приближения.

Промежуточные теории, такие, как теории Гейзенберга и Ландау или модификации оригинальной теории Ферми, вводящие температурный параметр $K^{4, Y1}$, также пытались улучшить согласие с опытом.

Сохранение I -спина в сочетании со статистической теорией также дает предсказания отношений $\pi^- : \pi^+ : \pi^0$ N^3 .

В случаях малого числа рождающихся частиц Бете и Гамильтон B^7 произвели подробный анализ захвата в легких элементах, установив,

из каких состояний должен происходить захват, чтобы дать определенные результаты. Они рассмотрели также «ядерный эффект Оже». Антипротон захватывается в легких элементах с атомной орбиты и, переходя на ядерную орбиту, передает энергию протону ядра, который выбрасывается из ядра, подобно электронам Оже в явлениях с рентгеновыми лучами. Сомнительно, чтобы этот эффект имел место в сколько-нибудь заметной степени, так как аннигиляция, вероятно, происходит гораздо быстрее и наступает прежде, чем произойдет переход Оже.

Остроумное применение множественного рождения K -частиц для измерения спина K -мезона было сделано Сэндвейсом⁸¹. В формуле для среднего числа рождающихся K -частиц появляется статистический вес K -мезона $(2I_K + 1)$, и представляется возможность отличить значения $I_K = 0$ от $I_K = 1$ или больших. Среднее число K -мезонов на аннигиляцию известно весьма недостоверно; оно лежит в пределах от 1 до 4%. В любом случае это указывает на спин 0 для K -мезона.

Р о ж д е н и е

Наиболее вероятными столкновениями, в которых рождаются антипротоны, являются столкновения типа $p + p \rightarrow 3p + \bar{p}$ или $\pi^- + p \rightarrow n + p + \bar{p}$ и все их варианты, совместимые с сохранением заряда. Вплоть до настоящего времени из наблюдений неизвестно, какой из этих двух процессов более эффективен. Имеются только весьма неопределенные экспериментальные данные: некоторые измерения дают $38 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2 \cdot \text{стерад}^{-1} (\text{Бэв}/c)$ на одно ядро меди для рождения вперед с импульсом p , равным $1,2 \text{ Бэв}/c$, в случае, когда мишень бомбардируется протонами с энергией $6,1 \text{ Бэв}$.

Сопоставление данных, полученных с различными мишенями, показывает, что в одних и тех же условиях протоны почти так же эффективны для рождения антипротонов, как ядра углерода. Учитывая, что момент Ферми должен заметно повышать рождение в углероде, мы должны заключить, что нуклоны в ядрах углерода весьма неэффективны для рождения антипротонов. Наиболее естественным объяснением этому является большая вероятность поглощения антипротонов, образованных внутри ядра.

Некоторые расчеты, учитывающие в основном фазовый объем в столкновениях протон — ядро, при которых рождаются антинуклоны, приведены в ^{F2}; они дают $\sigma = 7 \cdot 10^{-26} (\varepsilon/Mc^2)^{7/2}$. Вблизи порога выход антипротонов должен расти, как $\varepsilon^{7/2}$ (где ε — энергия над порогом в системе центра масс), если они образуются в p -столкновениях, или как $\varepsilon^{9/2}$, если они образуются в pp -столкновениях. Дополнительный множитель ε происходит в этом случае вследствие необходимости одному из выходящих протонов находиться в p -состоянии.

Были сделаны попытки получить эффективное сечение рождения вблизи порога из мезонной теории. Торн ^{T3} получил для реакций

$$(1) \quad p + p \rightarrow \bar{p} + 3p \text{ эффективное сечение } 1,4 \cdot 10^{-29} (f^2/4\pi)^4 (\varepsilon/m)^{9/2} \text{ см}^2, \\ \text{а для}$$

$$(2) \quad p + n \rightarrow n + 2p + \bar{p} \text{ эффективное сечение } 5,4 \cdot 10^{-29} (f^2/4\pi) (\varepsilon/m)^{7/2} \text{ см}^2$$

с $f^2/4\pi = 15$. Подобные расчеты Фокса ^{F3} и Мак-Конелла ^{M3} основывались на маловероятной связи. Расчеты таких характеристик рождения, как энергия и угловое распределение, основанные только на рассмотрении фазового объема, приведены в ^{C3}.

Совсем недавно Барашенков с сотрудниками ^{B2a} рассмотрели вопрос о рождении антинуклонов статистическим методом, следуя идее Беленького, который рассматривал виртуальную частицу, соответствующую пиону и нуклону в состоянии $I = 3/2$, $T = 3/2$. Они ввели также два объема

Ферми, соответствующие комптоновской длине волны пиона или K -мезона, и предположили, что эти объемы при рассмотрении рождения различны для различных частиц. Сделав эти гипотезы, они рассчитали вероятности образования групп частиц и античастиц при энергиях 7 и 10 $B\bar{e}$.

А н т и н е й т р о н ы

Наиболее удобным и до настоящего времени единственным практическим способом наблюдения антинейтронов является получение их из антипротонов при перезарядке и обнаружение их по аннигиляции. Этот прием был указан сразу же после открытия антипротона c^8 и впервые был продемонстрирован экспериментально Горком, Ламбертсоном, Пиччони и Вентцелем c^{12} методом счетчика, при котором антипротон отбирался из луча, входящего в поглотитель. Из поглотителя не вылетали заряженные частицы, однако счетчик аннигиляции (описанного выше типа) показывал импульсы аннигиляции. Подобные эксперименты описаны в B^{17} . На рис. 11 приведена фотография этого явления, полученная в пропановой пузырьковой камере A^3 . Трек, принадлежащий антипротону (что определяется кривизной трека и плотностью зерен) неожиданно обрывается вследствие того, что антипротон при столкновении с протоном теряет свой заряд, рождая пару нейтрон—антинейтрон. Антинейтрон аннигилирует в точке, которую легко заметить по типичной аннигиляционной звезде.

Было бы очень желательно уметь обнаруживать антинейтроны, образованные на мишени беватрона, вместо того чтобы получать вначале антипротоны, а затем производить их перезарядку. Основная трудность заключается в обнаружении антинейтронов в нейтральном пучке, испускаемом от беватрона. Остроумная попытка в этом направлении была сделана Мейером V^3 и сотрудниками, пытавшимися использовать антинейтроны, образующиеся в реакции

$$p + p = p + \bar{n} + p + n,$$

в которой три нуклона в правой части уходят, соединившись в He^3 . Таким образом, эта реакция представляет собой реакцию двух тел, и кинематика ее такова, что обнаружение He^3 в некотором угле относительно исходящего пучка гарантирует присутствие \bar{n} в другом определенном угле. Тогда система совпадений, по возможности улучшенная измерениями времени пролета, должна единственным образом локализовать место нахождения антинейтрона. К сожалению, вероятность образования He^3 из трех нуклонов мала. Экспериментальных результатов в этом направлении до сих пор нет.

Грубо измеренные эффективные сечения перезарядки приведены в таблице V. В действительности было измерено $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_c$ в направлении вперед для $\theta \leq 17^\circ$; для $p\bar{p}$ B^{17} получено $10,9 \pm 5,8 \frac{\text{миллибарн}}{\text{стерад}}$. Большая часть столкновений с перезарядкой будет давать антинейтроны в узком конусе в направлении вперед в лабораторной системе координат, как это имеет место и для $p\bar{p}$ -перезарядки. Подробные теоретические расчеты, основанные на модели Болла — Чу, даны в F^6 .

Для более тяжелых ядер также наблюдалась перезарядка, и имеются указания B^{17} , что при 500 $M\bar{e}v$ перезарядка на одно ядро не будет сильно изменяться с изменением A . Это, конечно, означает, что тяжелые ядра весьма малоэффективны для перезарядок. Многие из этих результатов могут быть объяснены большим эффективным сечением нуклон-антинуклонной аннигиляции, которое препятствует прохождению антипротонов

сквозь ядра и обуславливает экранирующий эффект мишени. Таким образом, антинейтроны образуются только при скользящих столкновениях с краем мишени. Если нейтроны сконцентрированы на поверхности ядра, как это иногда предполагается, что имеется другая причина для ослабления перезарядки в тяжелых ядрах. Действительно, при $\bar{p}p$ -столкновениях антинейтроны могут образовываться только в том случае, если одновременно испускаются отрицательные пионы; это условие, конечно, понижает эффективное сечение.

Антигипероны

Должны существовать также антигипероны; в таблице XIII указан порог их рождения при столкновениях пион—нуклон и нуклон—нуклон ^{B4a}.

Балдо-Сеолин и Провзе сообщили о случае, который может быть интерпретирован как $\bar{\Lambda}_0^{B1}$, образованный отрицательным пионом с энергией 4,5 Бэв на ядре. (Наиболее благоприятным случаем является реакция в два этапа с образованием на первом этапе пиона ^{F1} и с учетом энергии Ферми.)

Антипротоны в космических лучах

Как уже упоминалось выше ^{A6, B11, B12, S2, T2}, в космических лучах было найдено некоторое количество частиц, возможно являющихся антипротонами. В ^{H1, H2} описана звезда, наблюдавшаяся от беватрона, которая весьма напоминает по внешнему виду звезды, связанные с космическими лучами.

Таблица XIII

Столкновения	$\bar{\Lambda}^0$	$\bar{\Sigma}$	$\bar{\Xi}$
πp	7,10	7,43	8,9
πp	4,73	5,24	6,21
В наиболее благоприятном случае	4,0	4,2	5,1

Амальди обсуждал вопрос о частоте наблюдения антипротонов в эмульсиях, экспонированных в космических лучах. Его выводы заключались в том, что в космических лучах антипротонов, возможно, в 1000 раз больше, чем можно было бы ожидать из оценок, базиру-

ющихся на экстраполяции беватронных данных ^{A4}.

Фрадкин ^{F5} рассматривал вероятность присутствия антипротонов в первичной космической радиации и ее влияние на восточно-западную асимметрию. Он пришел к выводу, что в первичной радиации присутствует менее чем 0,17% антипротона.

Мак-Конелл ^{M3} оценил возможное количество антипротонов в космических лучах на основе мезонной теории.

Для объяснения звезды Шайна с высокой энергией привлекалась также нуклон-антинуклонная аннигиляция ^{M3}.

Космологические рассуждения

С космологической и астрономической точек зрения, никакие непосредственные телескопические наблюдения не могут обнаружить антиматерии. Существуют некоторые малореальные способы, основанные на наблюдении спиральности нейтрино, которые могли бы в принципе служить для этой цели, однако в настоящее время эти способы практически неосуществимы.

Бёрбидж и Хоил ^{B14, B15} подсчитали, что отношение антиматерии к материи для нашей Галактики составляет максимум 10^{-7} . Они приняли

среднюю плотность материи $1 \text{ атом} \cdot \text{см}^{-3}$ и показали, что наличие антиматерии с концентрацией, в среднем большей чем 10^{-7} , привело бы к большим значениям кинетической и магнитной энергий облаков межзвездного газа, чем это наблюдается. То же самое имело бы место для интенсивности космического излучения. Они подсчитали также верхний предел для возможной добавки антинуклонов к нашей Галактике и нашли, что он порядка $q = 3 \cdot 10^{-22} \text{ нуклон} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. Действительно, антинуклоны аннигилировали бы со средним временем жизни $3 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$, и около 0,1 аннигиляционной энергии переходило бы к электронам. Верхний предел q может быть получен, если энергию турбулентных движений облаков приписать этим электронам.

Максимальное значение q может быть достигнуто или захватом из межгалактической среды, или стационарным рождением в расширяющейся вселенной. Если концентрация достигает верхнего предела ($10^{-7} \text{ нуклон} \cdot \text{см}^{-3}$), то радиопумы Крабовидной туманности в нашей Галактике могут быть объяснены аннигиляцией.

Вне нашей Галактики сильное радиоизлучение Лебедя А и М 87 также могло бы быть обусловлено аннигиляционными процессами. Бёрбидж и Хоил указали на некоторые количественные совпадения между излучаемой энергией и энергией, которую можно было бы ожидать от аннигиляции, а также на тот факт, что могло бы быть единое объяснение для энергии перемешивания межзвездного газа в нашей Галактике, для радиоизлучения Крабовидной туманности и двух внегалактических источников — Лебедя А и М 87.

В большинстве космологических рассуждений как стационарных, так и нестационарных состояний сохранение нуклонов и лептонов требовало бы одновременного создания материи и антиматерии в равных количествах. Это приводит к серьезным трудностям в понимании механизма разделения материи и антиматерии; например, такой механизм давался бы «антигравитацией». Как пример космогонического рассмотрения, где антиматерия играет преобладающую роль, упомянем «универсон» М. Гольдгабера ⁶⁹.

Вопрос гравитационного поведения антиматерии может, в конце концов, быть разрешен только с помощью эксперимента. Если принцип эквивалентности общей теории относительности строго применим, тогда античастицы подвержены тем же действиям сил тяготения, как и частицы с такой же самой инерциальной массой. Инерциальная масса античастиц равна также и по знаку массе соответствующих частиц, что показано с помощью законов электродинамики методом, используемым для выделения античастиц; этот метод непосредственно измеряет e/m , а по сохранению заряда устанавливает знак e .

Даже если мы хотим отказаться от принципа эквивалентности и желаем допустить «антигравитацию», т. е. принять гипотезу, что античастица в гравитационном поле будет подвергаться силам, противоположным тем силам, которые испытывают частицы, мы встретимся с затруднением в объяснении поведения самосопряженной частицы, такой, как фотон, который, как известно, подвержен тяготению.

Принцип эквивалентности мог бы быть связан с тем фактом, что все массы в нашей вселенной (Земля, Солнце, наша Галактика) состоят из обычной материи и что принцип эквивалентности нарушается только в пределах, связанных с концентрацией антиматерии в нашей вселенной ⁶⁶. Ясно, что все эти аргументы крайне спекулятивны и что существование антигравитации нанесло бы удар современной структуре физики. Нет никаких доводов для ее предпочтения. С другой стороны, мы повторяем, что только непосредственный эксперимент может решить этот вопрос.

Похоже, что опыт типа Этвеша, сделанный более аккуратно, показали бы, обладают ли виртуальные позитроны, которые возникают при поляризации вакуума в кулоновском поле ядра, «антигравитацией» или нет.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- A1. Л. М. Аффрикан, ЖЭТФ 30, 734 (1956).
- A2. L. E. Agnew, O. Chamberlain, D. Keller, R. Mermod, E. Rogers, H. Steiner, C. Wiegand, Phys. Rev. 108, 1545 (1957).
- A3. L. E. Agnew, T. Elioff, W. B. Fowler, L. Gilly, R. Lander, L. Oswald, R. Powell, E. Segre, H. Steiner, H. White, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. (in press).
- A4. A. Amaldi, CERN Symposium, vol. 2, p. 111, Geneva, 1956.
- A5. E. Amaldi, C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini, Nuovo cimento 1, 492 (1955).
- A6. E. Amaldi, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, C. Franzinetti, A. Manfredini, Nuovo cimento 10, 5, 1797 (1957).
- A7. D. Amati, B. Vitale, Nuovo Cimento 2, 719 (1955).
- A8. D. Amati, B. Vitale, Nuovo cimento 3, 1411 (1956).
- A9. D. Amati, B. Vitale, Nuovo cimento 4, 145 (1956).
- A10. C. D. Anderson, Phys. Rev. 43, 491 (1933).
- B1. M. Baldo-Ceolin, D. J. Prowse, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 163 (1958).
- B2. J. S. Ball, G. F. Chew, Phys. Rev. 109, 1385 (1958).
- B2a. V. S. Barasenkoy, B. M. Barasev, E. G. Bubelev, Suppl. Nuovo cimento 7, 117 (1958).
- B3. W. H. Barkas, R. W. Birge, W. Chupp, A. G. Eksporg, G. Goldhaber, S. Goldhaber, H. H. Heckman, D. H. Perkins, J. Sandweiss, E. Segre, F. M. Smith, D. H. Stork, L. van Rossum and E. Amaldi, G. Baroni, C. Castagnoli, C. Franzinetti, A. Manfredini, Phys. Rev. 105, 1037 (1957).
- B4. S. Barshay, Phys. Rev. 109, 554 (1958).
- B4a. C. O. Beasley, W. Holladay, Suppl. Nuovo cimento 7, 77 (1958).
- B5. С. З. Беленький, В. Н. Максименко, А. И. Никитов, И. Л. Розенталь, УФН 62, 1 (1957).
- B6. С. З. Беленький, И. С. Розенталь, ЖЭТФ 30, 595 (1956).
- B7. H. Bethe, J. Hamilton, Nuovo cimento 4, 1 (1956).
- B7a. J. S. Blair, Nuclear Physics 6, 348 (1958).
- B8. J. M. Brabant, B. Cork, N. Horowitz, B. J. Moyer, J. J. Murray, R. Wallace, W. A. Wenzel, Phys. Rev. 101, 498 (1956).
- B9. J. M. Brabant, B. Cork, N. Horowitz, B. J. Moyer, J. J. Murray, R. Wallace, W. A. Wenzel, Phys. Rev. 102, 1622 (1956).
- B10. J. M. Brabant, B. J. Moyer, R. Wallace, Rev. of. Sc. Inst. 28, 421 (1957).
- B11. H. S. Bridge, D. O. Caldwell, Y. Pal, B. Rossi, Phys. Rev. 102, 930 (1956).
- B12. H. S. Bridge, H. Courant, H. Jr. De Staebler, B. Rossi, Phys. Rev. 95, 1101 (1954).
- B13. L. M. Brown, M. Peshkin, Phys. Rev. 103, 751 (1956).
- B14. G. R. Burbidge, F. Hoyle, J. Astron. 62, 9 (1957).
- B15. G. R. Burbidge, F. Hoyle, Nuovo cimento 4, 558 (1956).
- B16. G. R. Burbidge, F. Hoyle, Scientific American 198, 34 (April 1958).
- B17. J. Button, T. Elioff, E. Segre, H. Steiner, R. Weingart, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 108, 1557 (1957).
- C1. O. Chamberlain, Padova Venezia Conference (in press).
- C2. O. Chamberlain, W. W. Chupp, A. G. Eksporg, G. Goldhaber, S. Goldhaber, E. J. Lofgren, E. Segre, C. Wiegand and E. Amaldi, G. Baroni, C. Castagnoli, C. Franzinetti, A. Manfredini, Phys. Rev. 102, 921 (1956).
- C3. O. Chamberlain, W. W. Chupp, G. Goldhaber, E. Segre, C. Wiegand and E. Amaldi, G. Baroni, C. Castagnoli, C. Franzinetti, A. Manfredini, Nuovo cimento 3, 447 (1956).
- C4. O. Chamberlain, W. W. Chupp, G. Goldhaber, E. Segre, C. Wiegand and E. Amaldi, G. Baroni, C. Castagnoli, C. Franzinetti, A. Manfredini, Phys. Rev. 101, 909 (1956).
- C5. O. Chamberlain, G. Goldhaber, L. Jauneau, T. Kalogeropoulos, E. Segre, R. Silberberg, Padova Venezia Conference, Study of the Annihilation Process in a Separated Antiproton Beam (in press).

- C6. O. Chamberlain, D. V. Keller, R. Mermod, E. Segre, H. M. Steiner, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **108**, 1553 (1957).
- C7. O. Chamberlain, D. V. Keller, E. Segre, H. M. Steiner, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **102**, 1637 (1956).
- C8. O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Nature* **177**, 11 (1956).
- C9. O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **100**, 947 (1955).
- C10. O. Chamberlain, C. Wiegand, CERN Symposium Proceedings, vol. 2, p. 82, Geneva (1956).
- C11. C. Coombs, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lambertson, W. A. Wensel, *Bull. Am. Phys. Soc.* **3**, 271 (1958).
- C12. B. Cork, G. R. Lambertson, O. Piccioni, W. A. Wensel, *Phys. Rev.* **104**, 1193 (1956).
- C13. B. Cork, G. R. Lambertson, O. Piccioni, W. A. Wenzel, *Phys. Rev.* **107**, 248 (1957).
- D1. S. De Benedetti, H. C. Corben, *Annual Rev. Nuclear Sci.* **4**, 191 (1954).
- D2. П. А. М. Дирак, *Принципы квантовой механики*, Оксфорд 1947.
- D3. H. P. Duerr, *Phys. Rev.* **109**, 1347 (1958).
- D4. H. P. Duerr, E. Teller, *Phys. Rev.* **101**, 494 (1956).
- F1. G. Feldman, *Phys. Rev.* **95**, 1697 (1954).
- F2. E. Fermi, *Progr. Theor. Phys.* **5**, 570 (1950).
- F3. D. Fox, *Phys. Rev.* **94**, 499 (1954).
- F4. М. И. Фрадкин, *ЖЭТФ* **29**, 147 (1955).
- F5. G. M. Frye, A. H. Armstrong, *Bull. Am. Phys. Soc.* **3**, 163 (1958).
- F6. J. R. Fulco, *Phys. Rev.* **110**, 784 (1958).
- F7. S. Fernbach, R. Selber, T. B. Taylor, *Phys. Rev.* **75**, 1352 (1949).
- G1. S. Gartenhaus, *Phys. Rev.* **107**, 291 (1957).
- G2. R. Gatto, *Nuovo cimento* **3**, 468 (1956).
- G3. R. Gatto, *Nuovo cimento* **4**, 526 (1956).
- G4. A. E. Glassgold, *Phys. Rev.* **110**, 220 (1958).
- G5. R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **100**, 242 (1955).
- G6. C. Goebel, *Phys. Rev.* **103**, 258 (1956).
- G7. G. Goldhaber, T. Kalogeropoulos, R. Silberberg, *Phys. Rev.* (in press).
- G8. G. Goldhaber, J. Sandweiss, *Phys. Rev.* (in press).
- G9. M. Goldhaber, *Sciense* **12**, 218 (1956).
- G10. T. Goto, *Soryushiron Kenkyu* (Jap.) **15**, 176 (1957).
- G11. M. Gourdin, B. Jancovici, L. Verlet (частное сообщение).
- H1. R. D. Hill, D. Stig Johansson, F. T. Gardner, *Phys. Rev.* **101**, 907 (1956).
- H2. R. D. Hill, D. Stig Johansson, F. T. Gardner, *Phys. Rev.* **103**, 250 (1956).
- H3. P. Hillman, G. H. Stafford, C. Whitehead, *Nuovo cimento* **4**, 67 (1956).
- H4. N. Horwitz, D. Miller, J. Murray, R. Tripp, Post-deadline paper, Washington Meeting, APS, 1958.
- I1. J. Iwadare, S. Hatan, *Progr. Theor. Phys. Rev.* **15**, 185 (1956).
- J1. K. A. Johnson, *Phys. Rev.* **96**, 1659 (1954).
- J2. M. H. Johnson, E. Teller, *Phys. Rev.* **98**, 783 (1955).
- K1. Z. Koba, *Progress of Theor. Physics* **19**, 594 (1958).
- K2. Z. Koba, G. Takeda, *Progress of Theor. Physics* **19**, 269 (1958).
- K3. И. Кобзарев, И. М. Шмушкевич, *ДАН* **102**, 929 (1955).
- K4. M. Kretzschmar, *Z. Phys.* **150**, 247 (1958).
- L1. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 340 (1957).
- L2. T. D. Lee, C. N. Yang, *Elementary Particles and Weak Interactions*, Washington D. C., 1957.
- L3. T. D. Lee, C. N. Yang, *Nuovo cimento* **3**, 749 (1956).
- L4. J. V. Lepore and Neuman, *Phys. Rev.* **98**, 1484 (1955).
- L5. M. Levy, *Nuovo cimento* **8**, 92 (1958).
- L6. S. Lindenbaum, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **7**, 315 (1957).
- L7. G. Lüders, *Naturwissenschaften* **43**, 121 (1956).
- M1. B. J. Malenka, H. Primakoff, *Phys. Rev.* **105**, 338 (1957).
- M2. L. E. McCarthy, *Nucl. Phys.* **4**, 463 (1957).
- M3. J. McConnell, *Nucl. Phys.* **1**, 202 (1956).
- M4. L. Michel, *Nuovo cimento* **10**, 319 (1953).
- M5. A. N. Mitra, *Nucl. Phys.* **1**, 571 (1956).

- M6. P. Morrison, *Am. Journ. of Physics* (in press).
 M7. J. J. Murray, *Bull. Am. Phys. Soc.* 3, 175 (1958).
 N1. S. Nakai, *Progr. Theor. Phys.* 17, 139 (1957).
 N2. П. Э. Немировский, *ДАН*, 112, 411 (1957).
 N3. А. И. Никитов, *ЖЭТФ* 30, 1149 (1956).
 N4. M. Nozawa, T. Goto, N. Yajima, R. Nakashima, *Progr. Theor. Phys.* 17, 504 (1957).
 P1. И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ* 30, 423 (1956).
 P2. Б. М. Понтекоров, *ЖЭТФ* 30, 947 (1956).
 R1. W. B. Riesenfeld, K. M. Watson, *Phys. Rev.* 102, 1157 (1956).
 S1. J. Sandweiss, Thesis, AEC, Rad. Lab., W-7405-eng-48 (1956), On the Spin of K-Mesons from the Analysis of Antiproton Annihilations in Nuclear Emulsions.
 S1a. E. Segre, Padova Venezia Conference (in press).
 S2. G. S. Shrinkantia, *Nuovo cimento* 12, 807 (1954).
 S3. P. S. Signell, R. E. Marshak, *Phys. Rev.* 109, 1229 (1958).
 S4. D. H. Stork, R. W. Birge, R. P. Haddock, L. T. Kerth, J. Sandweiss, M. N. Whitehead, *Phys. Rev.* 105, 729 (1957).
 S5. G. Sudarshan, *Phys. Rev.* 103, 777 (1956). Эта статья содержит численные ошибки.
 T1. А. Тарасов, *ЖЭТФ* 30, 601 (1956).
 T2. M. Teucher, H. Winzeler, E. Lahmann, *Nuovo cimento* 3, 228 (1956).
 T3. R. N. Törn, *Phys. Rev.* 94, 501 (1954).
 W1. G. C. Wick, *Ann. Rev. of Nucl. Sci.* 8 (1958).
 W2. C. Wiegand, Transactions of the IRE, Proceedings of the 6th Scintillation Counter, Symposium, Washington D C, 1958.
 V1. N. Yajima, K. Kobayakawa, *Progr. Theor. Phys.* 19, 192 (1958).
 Y2. Y. Yamaguchi, *Progr. Theor. Phys.* 17, 612 (1957).
 Y3. B. Youtz, *Am. Journ. of Physics* 26, 202 (1958).