

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.125

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕДЛЕННЫХ АНТИНУКЛОНОВ С НУКЛОНАМИ  
И ЯДРАМИ

И. С. Шапиро

## СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                             |     |
|-----------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1. Введение . . . . .                                                       | 431 |
| 2. Потенциалы взаимодействий $NN$ и $N\bar{N}$ . . . . .                    | 431 |
| 3. Аннигиляция . . . . .                                                    | 436 |
| 4. Квазидерные мезоны . . . . .                                             | 439 |
| 5. Генерация квазидерных мезонов на пучках медленных антинуклонов . . . . . | 446 |
| 6. Заключение . . . . .                                                     | 452 |
| Цитированная литература . . . . .                                           | 453 |

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящем обзоре рассматриваются столкновения нерелятивистских антинуклонов ( $\bar{N}$ ) с нуклонами ( $N$ ). Ограничение малыми энергиями позволяет, несмотря на аннигиляцию, применить потенциальный подход к взаимодействию  $N\bar{N}$ . Последний в свою очередь дает возможность теоретически выяснить некоторые свойства систем, содержащих нуклоны и антинуклоны. Особый интерес в этом аспекте вызывает вопрос о существовании связанных квазидерных состояний  $N\bar{N}$ . Как будет показано, следует ожидать, что таких состояний должно быть много (около двадцати) именно потому, что в системе двух нуклонов силы притяжения сравнительно слабы и существует лишь одно связанное состояние — дейтрон.

2. ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  $NN$  И  $N\bar{N}$ 

Хорошо известна связь между электромагнитными взаимодействиями электрон — электрон ( $e^-e^-$ ) и электрон — позитрон ( $e^-e^+$ ): они отличаются знаком. Это является следствием того факта, что фотон, которым обмениваются частицы при электромагнитном взаимодействии (рис. 1), обладает зарядовой четностью  $C = -1$ . Отталкивание же одноименных зарядов обусловлено векторным характером электромагнитного поля, т. е. тем, что спин и пространственная четность фотона  $J^P = 1^-$ , а также его нейтральностью \*). Таким образом, полный набор квантовых чисел фотона определяет знаки взаимодействий  $e^-e^-$  и  $e^-e^+$ .

\*) В формализме теории квантовые числа фотона (векторность и нейтральность электромагнитного поля) сказываются на знаке потенциала взаимодействия одинаковых нерелятивистских частиц через *пропэгатор* (функцию Грина) свободного поля (штриховая линия на рис. 1). Например, существенные в рассматриваемом прибли-

Ядерное взаимодействие нуклонов происходит за счет обмена мезонами (рис. 2), и потому знак взаимодействия в каналах  $NN$  и  $N\bar{N}$  определяется квантовыми числами этих мезонов. Однако ядерное взаимодействие отличается от электромагнитного в интересующем нас аспекте в трех пунктах. Во-первых, можно считать установленным, что в создании сил  $NN$  участвуют мезоны с разными квантовыми числами. Во-вторых, поскольку ядерное взаимодействие намного сильнее электромагнитного, в ядерный потенциал могут давать заметный вклад многомезонные

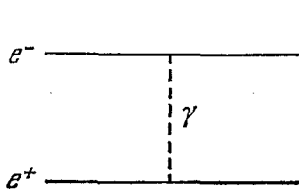


Рис. 1. Обмен фотоном — электромагнитное взаимодействие между электронами.

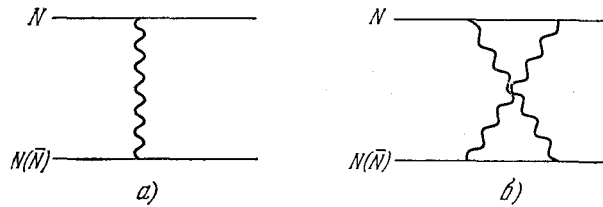


Рис. 2. Ядерное взаимодействие  $NN$  и  $N\bar{N}$  — одномезонный (а) и двухмезонный (б) обмены.

обмены (двухмезонный обмен показан на диаграмме рис. 2, б). В-третьих, взаимодействующие нуклоны обмениваются не только нейтральными, но и заряженными мезонами, поэтому связь между потенциалами  $NN$  и  $N\bar{N}$  определяется не зарядовой четностью, а так называемой  $G$ -четностью, указывающей, как меняется знак мезонного поля при совместном действии двух преобразований — зарядовом сопряжении (перевод частицы в античастицу, например,  $\pi^+$ -мезона в  $\pi^-$ -мезон) и изотопическом повороте на  $180^\circ$  (например,  $\pi^+ \rightleftharpoons -\pi^-$ ,  $\pi^0 \rightarrow -\pi^0$ ). Для нейтральных частиц с изоспином  $I$   $G$ - и  $C$ -четности связаны соотношением

$$G = (-1)^I C.$$

$G$ -четность системы из нескольких мезонов равна произведению  $G$ -четностей отдельных мезонов, поэтому  $G$ -четность потенциала, отвечающего обмену фиксированным числом мезонов, так же хорошо определена, как и при одномезонном обмене. Если взаимодействие обусловлено обменом какой-то совокупностью мезонов  $X$  с  $G$ -четностью  $G_X$ , то связь между соответствующими этому обмену частями потенциалов  $V_X$  и  $\bar{V}_X$  для взаимодействий  $NN$  и  $N\bar{N}$  выражается равенством \*)

$$\bar{V}_X = G_X V_X. \quad (1)$$

жений части пропагаторов кулоновского поля и какой-либо скалярной частицы (квантовые числа  $0^+$ ) или гравитона ( $2^+$ ) противоположны по знаку. Поэтому противоположны и знаки взаимодействий одинаковых частиц, обусловленных обменом фотоном (отталкивание) и скалярной частицей или гравитоном (притяжение). Физическая причина отрицательной зарядовой четности фотона (и любого нейтрального векторного поля) кроется в том, что источником поля является плотность тока, которая пропорциональна разности чисел частиц и античастиц в каждой точке пространства. При замене частиц на античастицы знак источника поля меняется, а потому меняется и знак самого поля. Источники же скалярного или гравитационного поля ( $C = +1$ ) пропорциональны сумме чисел частиц и античастиц. При зарядовом сопряжении эти суммы не меняются, вследствие чего неизменным остается и знак поля.

\*) Подчеркнем, что в соотношении (1)  $G$ -четность (а не зарядовая  $C$ -четность) входит по той причине, что это равенство связывает между собой взаимодействия  $NN$  и  $N\bar{N}$  в состояниях с одинаковым изоспином. Именно последнее заставляет наряду с зарядовым сопряжением ( $N \rightarrow \bar{N}$ ) производить также изотопический поворот на  $180^\circ$ . Например, дейтрон ( $I = 0$ ) при замене нейтрона ( $n$ ) антинейтроном ( $\bar{n}$ ) перейдет в со-

Основным экспериментальным материалом, используемым для установления потенциала  $V$ , являются данные об упругом рассеянии  $NN$  при нерелятивистских энергиях и свойства дейтрона. В настоящее время для рассеяния протонов на протонах и нейтронах вплоть до кинетических энергий в лабораторной системе  $E_L = 300 \text{ Мэв}$  выполнен «полный опыт»: измерены все необходимые угловые и спиновые корреляции, теоретически позволяющие найти амплитуду рассеяния как функцию кинематических переменных — энергии сталкивающихся частиц и переданного импульса (см. <sup>1</sup>) \*). В принципе, по такого рода данным, если бы они были очень точны, можно было бы однозначно восстановить потенциал (обратная задача теории рассеяния). К сожалению, решение обратной задачи неустойчиво — существует множество потенциалов, которые дают амплитуду рассеяния, совпадающую с экспериментальной в пределах ошибок реально выполненных опытов (перечень таких потенциалов см. в обзорах <sup>1, 3</sup>). Большинство этих потенциалов построено путем формальной (подгоночной) параметризации инвариантного нерелятивистского гамильтониана взаимодействия двух тождественных частиц со спинами и изоспинами, равными  $1/2$ . Такие потенциалы, разумеется, не могут быть использованы для перехода в канал  $N\bar{N}$ , так как неизвестны  $G$ -четности входящих в них членов.

От этого недостатка свободны потенциалы, отвечающие обмену реальными существующими мезонами. Практически рассматривают одномезонные обмены. Радиус действия сил за счет обмена мезоном с массой  $\mu_X$  равен, как известно,  $1/\mu_X$  (считаем  $\hbar = c = 1$ ). Что же касается многомезонного обмена, то здесь руководствуются следующими соображениями. Обмену  $n$  мезонами соответствует радиус  $1/n\mu_X$ . Так как, с другой стороны, очень малые расстояния (меньше  $1/m$ , где  $m$  — масса нуклона) в нерелятивистском приближении рассматривать бессмысленно, обычно ограничиваются учетом двух и трех мезонных обменов легчайшими мезонами — пионами ( $\mu_\pi \equiv \mu = 140 \text{ Мэв}$ ). Для простоты, двух- и трехпионные силы аппроксимируют одномезонными обменами фиктивными частицами  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  (массы этих «мезонов» и константы связи их с нуклонами являются варьируемыми параметрами, подбираемыми так, чтобы получить наилучшее согласие теоретически вычисляемой амплитуды рассеяния с экспериментальными данными). Что же касается  $G$ -четностей  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$ , то они равны, очевидно,  $G$ -четностям систем из двух и трех пионов. Так как  $G_\pi = -1$ , то  $G_{\sigma_0} = 1$ ,  $G_{\sigma_1} = -1$ . Спины и четности  $\sigma_0$ - и  $\sigma_1$ -мезонов принимают равными  $0^+$ , а изоспины — соответственно 0 и 1. Остальные частицы, дающие вклад в потенциал одномезонного обмена, существуют в свободном состоянии, и их характеристики (квантовые числа, массы) известны из независимых экспериментов, не связанных с рассеянием  $NN$ . Обычно, кроме упомянутых фиктивных частиц  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$ , в потенциале взаимодействия нерелятивистских нуклонов учитывают обмен мезонами  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$  и  $\omega$ . Часть потенциала, отвечающая обмену скалярным мезоном ( $X = \sigma_0, \sigma_1$ ), имеет вид

$$V_S = -g_X^2 \left[ \left( 1 - \frac{\mu_X^2}{4m^2} \right) - LS \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \right] \frac{e^{-\mu_X r}}{r}; \quad (2)$$

стояние  $N\bar{N}$  с изоспином  $I = 1$  (так как проекции изоспинов антинейтрона и протона ( $p$ ) равны  $1/2$  и, следовательно, проекция полного изоспина равна 1). Чтобы получить систему  $N\bar{N}$  с  $I = 0$  из дейтрона, нужно заменить нейтрон на антипротон ( $\bar{p}$ ), а это как раз и достигается  $G$ -преобразованием (зарядовое сопряжение:  $n \rightarrow \bar{n}$ , изотопический поворот:  $\bar{n} \rightarrow -\bar{p}$ ).

\*) Менее определенные данные об амплитуде рассеяния  $NN$  в нерелятивистской области имеются также и для больших энергий, превышающих порог неупругих процессов (рождение пионов) <sup>2</sup>.

здесь  $g_X$  — константа взаимодействия мезона  $X$  с нуклонами, соответствующая полювому лагранжиану

$$\mathcal{L} = g_X (4\pi)^{-1/2} (\bar{N}N) X,$$

$r$  — расстояние между нуклонами,  $\mathbf{L}$  — оператор орбитального момента относительного движения нуклонов,  $\mathbf{S}$  — оператор спина:

$$\mathbf{S} = (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)/2,$$

где  $\boldsymbol{\sigma}_1$  и  $\boldsymbol{\sigma}_2$  — матрицы Паули, действующие на спинорные переменные каждого из нуклонов. Аналогичным образом для псевдоскалярных мезонов ( $X = \pi, \eta$ ) имеем

$$V_X = g_X^2 \left( \frac{\mu_X}{2m} \right)^2 \left\{ \frac{1}{3} \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 \left[ \frac{1}{3} + \frac{1}{\mu_X r} + \left( \frac{1}{\mu_X r} \right)^2 \right] S_{12} \right\} \frac{e^{-\mu_X r}}{r},$$

$$\mathcal{L} = (g_X / \sqrt{4\pi}) (\bar{N} \gamma_5 N) X. \quad (3)$$

В этой формуле  $S_{12}$  — известный тензорный оператор

$$S_{12} = 3 (\boldsymbol{\sigma}_1 \hat{\mathbf{r}}) (\boldsymbol{\sigma}_2 \hat{\mathbf{r}}) - \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2, \quad \hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r.$$

Для векторных мезонов ( $X = \rho, \omega$ ) лагранжиан и потенциал выглядят так:

$$\mathcal{L} = \frac{g_X}{\sqrt{4\pi}} (\bar{N} \gamma_\mu N) X_\mu + \frac{f_X}{4m \sqrt{4\pi}} (\bar{N} \sigma_{\mu\nu} N) (\partial_\nu X_\mu - \partial_\mu X_\nu),$$

$$\sigma_{\mu\nu} = i (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2,$$

$$V_X = g_X^2 \left\{ 1 + \left( 1 + \frac{f_X}{g_X} \right) \frac{\mu_X^2}{2m^2} + \left( 1 + \frac{f_X}{g_X} \right)^2 \frac{\mu_X^2}{6m^2} \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + \right.$$

$$\left. + \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{f_X}{g_X} \right) \frac{1}{6m^2} \mathbf{L} \mathbf{S} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} - \left( 1 + \frac{f_X}{g_X} \right)^2 \times \right.$$

$$\left. \times \left[ \frac{1}{3} + \frac{1}{\mu_X r} + \left( \frac{1}{\mu_X r} \right)^2 \right] S_{12} \right\} \frac{e^{-\mu_X r}}{r}. \quad (4)$$

В формулах (2) — (4) для краткости были опущены изоспиновые операторы нуклонов и изотопические индексы мезонного поля. Если их внести, то потенциал взаимодействия  $NN$ , учитывающий все одномезонные обмены, можно записать в следующем виде:

$$V = U_0 + \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 U_1; \quad (5)$$

здесь  $\boldsymbol{\tau}_1/2$  и  $\boldsymbol{\tau}_2/2$  — операторы изоспинов нуклонов, а  $U_0$  и  $U_1$  представляют собой суммы потенциалов (2) — (4) соответственно для изоскалярных ( $\eta, \sigma_0, \omega$ ) и изовекторных ( $\pi, \sigma_1, \rho$ ) мезонов. Информация о константах взаимодействия  $g_X$  и  $f_X$  для мезонов  $\pi, \eta, \rho$  и  $\omega$  может быть получена не только из данных о рассеянии  $NN$ , но также и из других экспериментов. Возможные наборы значений этих констант, удовлетворительно описывающие рассеяние нерелятивистских нуклонов и не противоречащие другим опытным фактам, приведены в табл. I (в ней указан также радиус обрезания  $r_0$  сингулярных членов  $\propto r^{-3}$  \*). Переход от потенциала (5) к потенциалу взаимодействия  $\bar{V}$  осуществляется согласно уравнению (1) с учетом  $G$ -четностей участвующих в процессе мезонов ( $G_\eta = G_{\sigma_0} = G_\rho = +1$ ,  $G_\pi = G_{\sigma_1} = G_\omega = -1$ ).

\*) Отметим, что наименее точно описывается в потенциальном приближении  $NN$ -рассеяние в  $s$ -волне (орбитальный момент  $l = 0$ ). Потенциал одномезонного обмена в этом отношении не составляет исключения. Физическая причина состоит в том, что в  $s$ -состоянии (из-за отсутствия центробежного барьера) сильнее сказываются детали взаимодействия на малых расстояниях.

Среди перечисленных мезонов особую роль во взаимодействии нуклонов играет  $\omega$ -мезон из-за большой константы связи  $g_{\omega}^2 \approx 20$  (стоит подчеркнуть, что, в отличие от псевдоскалярных мезонов, эта константа

Т а б л и ц а I

Параметры ОВЕР \*)

| Мезон      | Параметры       | По 4 | По 23        |
|------------|-----------------|------|--------------|
| $\pi$      | $g^2$           | 11,7 | 14,4         |
| $\eta$     | $g^2$           | 7,0  | 2,0—9,9      |
| $0^+(0^+)$ | $M, M_{\pi\pi}$ | 560  | 400; 700     |
| $\sigma_0$ | $g^2$           | 9,4  | 1,4; 5,7—7,0 |
| $\sigma_1$ | $g^2$           | 6,1  | —            |
| $1^-(0^+)$ | $M, M_{\pi\pi}$ | 770  | —            |
| $\rho$     | $g^2$           | 0,68 | 0,6—0,75     |
|            | $f/g$           | 4,4  | 4,4—5,0      |
| $\omega$   | $g^2$           | 21,5 | 8,2—9,0      |
|            | $f/g$           | 0    | 0,1          |
|            | $r_0, \phi$     | 0,6  | 0,2          |

\*) ОВЕР — сокращение от английского One Boson Exchange Potential — потенциал однобозонного обмена.

входит в потенциал без малого множителя  $(\mu_X/2m)^2$ ). Этот мезон имеет такие же квантовые числа, как и фотон, и потому в канале  $NN$  дает сильное отталкивание, которое на расстояниях меньше  $0,5 \phi$  не компенсируется другими членами в потенциале. На больших расстояниях суммарное взаимодействие становится притягивательным, но это притяжение оказывается все же сравнительно слабым — его едва хватает для создания одного дискретного уровня. Отталкивание на малых расстояниях экспериментально наиболее отчетливо проявляется в энергетической зависимости фаз  $s$ -волн в рассеянии  $NN$ ; грубо говоря, они ведут себя так, как если бы эти волны испытывали дифракцию на непроницаемом отталкивательном барьере (фаза  $\delta_s \approx -ka$ , где  $k$  — волновое число,  $a$  — радиус барьера). Отметим также, что знакопеременный (с ростом расстояния) ход потенциала взаимодействия  $NN$  требуется и для объяснения другого фундаментального факта — насыщения ядерных сил (т. е. приблизительного постоянства удельной энергии связи ядер, см. <sup>3</sup>).

Существование отталкивания нуклонов на расстояниях масштаба  $0,5 \phi$  в настоящее время вряд ли может подвергаться сомнению. Это отталкивание в рассмотренном выше потенциале обеспечивается главным образом обменом  $\omega$ -мезоном. Но тогда в канале  $N\bar{N}$  (по крайней мере на тех же расстояниях) должно быть сильное притяжение. В действительности притяжение в системе  $N\bar{N}$  за счет совокупного действия всех мезонных обменов для большинства  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -состояний имеет место вплоть до расстояний порядка  $1-2 \phi$ . По указанной причине эффективная потенциальная яма для взаимодействия  $N\bar{N}$  оказывается (при том же радиусе) значительно (примерно в 5 раз) глубже, чем для системы  $NN$ . Следует ожидать поэтому, что спектр связанных состояний  $N\bar{N}$  должен быть гораздо богаче, чем у двух нуклонов.

Потенциал однобозонного (или, как пишут, однобозонного) обмена (ОВЕР) рассматривали несколько авторов (см. <sup>5-8</sup>), и, как видно, в част-

ности, из табл. I, однозначного набора констант при существующих в настоящее время экспериментальных ошибках предложить нельзя. В действительности допускаемые опытными данными значения параметров ОВЕР, если иметь в виду учет членов, содержащих квадрат импульса, еще шире. В соответствии с этим энергетические спектры состояний систем  $N\bar{N}$ , вычисленные с разными вариантами ОВЕР, будут отличаться друг от друга \*). Отсюда ясно, что рассчитывать на точное предсказание положения уровней  $N\bar{N}$  в настоящее время нельзя. Однако число состояний, квантовые числа и их кратность могут быть определены. Главное же качественное предсказание ОВЕР — связь между сильным притяжением и отталкиванием в системах  $N\bar{N}$  и  $NN$ . Оно основано на простой физической гипотезе — предположении о значительном вкладе во взаимодействие обмена реально существующим векторным мезоном с квантовыми числами фотона. Иными словами, если эта гипотеза верна, то притяжение и отталкивание  $N\bar{N}$  и  $NN$  связаны друг с другом в основном так же, как знаки взаимодействий  $e^-e^+$  и  $e^-e^-$ . Как было отмечено ранее, это означает, что в системе  $N\bar{N}$  следует ожидать наличия спектра уровней, в известном смысле именно потому, что у двух нуклонов есть только одно связанное состояние — дейтрон.

Как уже отмечалось, ОВЕР достаточно хорошо описывает экспериментальные данные о рассеянии нерелятивистских нуклонов друг на друге. Этот потенциал вместе с тем отличается от множества других тем, что он опирается на вполне отчетливые физические представления. Поэтому его использование для изучения свойств системы  $N\bar{N}$  является вполне оправданным, во всяком случае с эвристической целью. Однако, кроме потенциального взаимодействия, нуклон и антинуклон с большой вероятностью аннигилируют, превращаясь в пионы или другие мезоны. Аннигиляция, несомненно, должна сказываться как на упругом рассеянии, так и на спектре дискретных состояний, если они могут возникать за счет потенциального взаимодействия. Этот вопрос обсуждается в следующей главе.

### 3. АННИГИЛЯЦИЯ

Расстояние, характерное для аннигиляции, есть комптоновская длина аннигилирующих частиц. Поясним это, исходя из соотношения неопределенностей. В диаграмме рис. 3, а, описывающей аннигиляцию  $N\bar{N}$  на несколько пионов, обязательно содержится виртуальная однопионная аннигиляция  $N\bar{N} \rightarrow \pi$  (предшествующее виртуальное испускание пионов нуклоном или антинуклоном аннигиляцией не является).

Рассмотрим этот последний процесс в системе центра инерции (СЦИ) аннигилирующих  $N$  и  $\bar{N}$ , т. е. в системе покоя образовавшегося пиона. Его энергия в этой системе равна энергии покоя  $\mu c^2$ , в то время как суммарная энергия  $N$  и  $\bar{N}$  равна  $2(c^2 p^2 + m^2 c^4)^{1/2}$ , где  $p = p_N = p_{\bar{N}}$  — импульс каждой из аннигилирующих частиц (для большей ясности мы явно выделяем здесь  $\hbar$  и  $c$ ). Несохранение энергии в этом виртуальном процессе есть  $\Delta E = 2(c^2 p^2 + m^2 c^4)^{1/2} - \mu c^2$  (мы пренебрегаем величинами порядка  $\mu/m \ll 1$ ). Следовательно, по соотношению неопределенностей между энергией и временем, рассматриваемая виртуальная аннигиляция должна происходить за короткое время  $\Delta t = \hbar/\Delta E$ , не превосходящее  $\hbar/2mc^2$ . Определяемое этим временем характерное расстояние будет

\*) Сдвиг уровней (в относительной мере) не превосходит, однако, изменения фаз рассеяния. В этом смысле задача устойчива и использование потенциалов, определенных по данным рассеяния, для отыскания спектра уровней имеет смысл.

меньше или порядка  $r_a = c \Delta t = \hbar/2mc$  (или  $1/2m$  в принятых в этой статье единицах). К этому же выводу можно прийти и более формальным путем, если рассмотреть рассеяние  $N\bar{N}$  за счет аннигиляционного взаимодействия (т. е. за счет виртуального перехода  $N\bar{N}$  в пионы и последующей реаннигиляции в  $N\bar{N}$ ; см. диаграмму рис. 3, б). «Порог» по квадрату передаваемого импульса для этой диаграммы лежит при  $4m^2$ , что отвечает радиусу

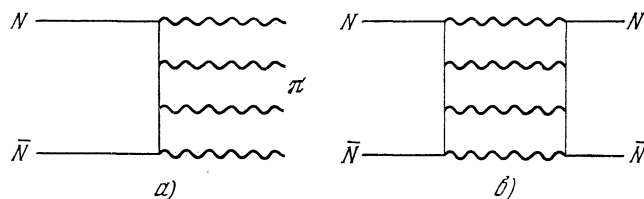


Рис. 3. Аннигиляционное взаимодействие  $NN$  — аннигиляция (а) и упругое рассеяние за счет виртуальной аннигиляции (б).

взаимодействия  $\sim 1/2m$ . Таким образом, аннигиляционное взаимодействие, будучи столь же сильным, как и обычное потенциальное (т. е. отвечающее диаграммам рис. 2), сосредоточено на значительно меньших расстояниях. Поэтому, если потенциальное взаимодействие достаточно сильно для создания связанного или резонансного состояния, «орбита» относительного движения частиц будет лежать вне пределов аннигиляционной области (более точно, относительная вероятность нахождения частиц в аннигиляционной области должна быть мала). Рис. 4 иллюстрирует сказанное. Здесь показаны аннигиляционная область и зависимость квадрата модуля радиальной части волновой функции системы  $N\bar{N}$  от радиуса для двух состояний (связанного и резонансного), возникающих в числе других в рассмотренной выше схеме ОВЕР. Как видно из рисунка, на долю аннигиляционной области приходится малая часть нормировочного интеграла от волновой функции. Если основываться на изложенном, можно думать, что аннигиляция не должна существенно влиять на формирование связанных и резонансных состояний, хотя она и будет целиком определять их ширину. Количественные оценки подтверждают это (см. гл. 4).

Экспериментальные данные об аннигиляции медленных антинуклонов,

упругом рассеянии  $\bar{p}p$  и перезарядке  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  согласуются с теоретическими представлениями. Из-за малости аннигиляционного радиуса сечение рассеяния ( $\sigma_e$ ) оказывается меньше сечения аннигиляции ( $\sigma_a$ ), в то время как в случае «черного» шарика (т. е. равномерно распределенного по области взаимодействия сильного поглощения) эти сечения равны друг другу. Для пояснения сказанного полезно рассмотреть поглощение и рассеяние на чисто мнимой прямоугольной яме. Предварительно

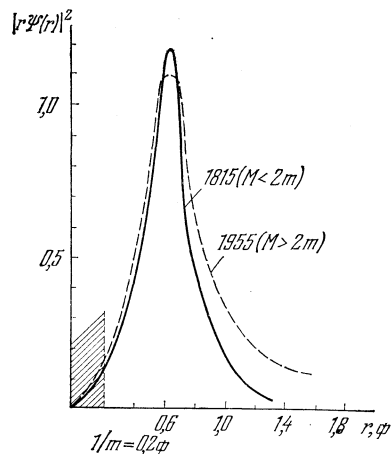


Рис. 4. Плотность частиц как функция расстояния между  $N$  и  $\bar{N}$  в квазидерном связанном (сплошная кривая) и резонансном (штриховая) состояниях.

Кривые получены в результате численного решения уравнения Шрёдингера<sup>26</sup> с гамильтонианом типа ОВЕР. Штриховкой показана аннигиляционная область.

заметим, что из общеизвестных выражений

$$\sigma_e = \pi \lambda^2 \sum_l \sigma_e^{(l)}, \quad \sigma_a = \pi \lambda^2 \sum_l \sigma_a^{(l)}, \quad (6)$$

где

$$\sigma_e^{(l)} = (2l+1) |1 - S_e|^2, \quad \sigma_a^{(l)} = (2l+1) (1 - |S_e|^2), \quad (7)$$

$\lambda$  — длина волны в СЦИ, деленная на  $2\pi$ , и

$$S_e = \eta_e e^{2i\delta_e} \quad (\delta_e = \delta_e^*, \quad 0 \leq \eta_e \leq 1), \quad (8)$$

следует

$$\sigma_a^{(l)}/\sigma_e^{(l)} = 1 - \eta_e^2/(1 + \eta_e^2 - 4\eta_e \sin^2 \delta_e). \quad (9)$$

Если  $\sigma_a^{(l)}/\sigma_e^{(l)} > 1$ , то согласно (9) должно быть

$$\sin^2 \delta_e < (1 - \eta_e)/2. \quad (10)$$

По данным эксперимента для энергий от 50 до 300 Мэв в лабораторной системе (ЛС) и для  $l < 3$

$$0,32 < \sin^2 \delta_e < 0,40 \quad (11)$$

(при этом  $\sigma_a/\sigma_e \approx 1,5$ ). Чтобы обеспечить требуемую неравенствами (10) и (11) малость  $\delta_e$ , необходим малый радиус поглощающей области. Для  $s$ -волны в случае рассеяния на чисто мнимой прямоугольной яме имеем

$$\delta_0 = -kr_a + \delta_0^*, \quad (12)$$

где

$$\operatorname{tg} 2\delta_0^* = k^2 \operatorname{Re} L / (|L|^2 - k^2), \quad (13)$$

и логарифмическая производная  $L$  волновой функции на границе ямы определяется равенствами

$$\operatorname{Re}_L L \approx \operatorname{Im} L \approx -K/2, \quad K = (mW/2)^{1/2}; \quad (14)$$

здесь  $r_a$  — радиус ямы,  $W$  — ее глубина,  $k$  — волновое число частицы в СЦИ, причем принято  $Kr \gg 1$ ,  $k^2 \ll mW$ . Из (13) и (14) видно, что всегда  $\delta_0' < 0$ , и потому, как это следует из (12), для получения достаточно малой фазы  $\delta_0$  необходим и малый радиус  $r_a$  поглощающей (аннигиляционной) области. Иными словами, сильное поглощение сказывается на действительной части фазы рассеяния как отталкивание и для уменьшения рассеяния нужно уменьшить радиус этой эффективной отражающей сферы.

В малом радиусе аннигиляционной области практически убедились при попытках описать экспериментальные данные о взаимодействии нерелятивистских антипротонов с протонами с помощью оптического потенциала. В качестве действительной части этого потенциала использовалась либо модель с параметрами, подобранными специально для описания данных о взаимодействии  $p\bar{p}$  (как, например, в работе <sup>10</sup>), либо ОВЕР<sup>4</sup>. Мнимая же часть потенциала, призванная учесть аннигиляцию во всех подобного рода работах, находилась подгонкой какой-либо экспоненциально падающей с расстоянием функции. В работе <sup>10</sup> мнимая часть потенциала аппроксимировалась выражением

$$W = -W_0 e^{-(r/r_a)^4}.$$

При этом для согласования теоретических расчетов с экспериментальными данными приходилось принимать

$$r_a = 0,27 \text{ ф.}$$



Аналогичный результат получен в работе<sup>4</sup> для мнимой части в форме потенциала Вудса — Саксона:

$$W = -W_0/(1 + e^{r/r_a}). \quad (15)$$

В этом варианте наилучшее значение радиуса аннигиляционной области  $r_a = 0,17 \text{ ф}$ . Все эти числа по порядку величины совпадают с теоретическим предсказыванием  $r_a = 1/2m \approx 0,1 \text{ ф}$ . Подробные обзоры результатов использования оптической модели для взаимодействия  $N\bar{N}$  содержатся в работах<sup>11, 12</sup>. Они в основном не устарели до сих пор, и, не желая повторяться, мы лишь укажем здесь, что ОВЕР с добавлением не зависящего от спинов и изоспинов мнимого потенциала (15) удовлетворительно описывает данные о полном, упругом и дифференциальном упругом сечениях, а также о перезарядке  $pp \rightarrow pn$ . К сожалению, поляризационные эксперименты с нерелятивистскими антинуклонами единичны и пока недостаточно точны для эффективного сравнения с теоретическими расчетами (см.<sup>13</sup>). Кроме того, вплоть до последнего времени аннигиляция  $\bar{p}$  с энергиями  $E_L < 100 \text{ Мэв}$  также оставалась исследованной очень приблизительно. Совсем недавно в этой области получен ряд новых экспериментальных результатов, еще не отраженных в обзорной литературе. Эти результаты, представляющие значительный интерес для рассматриваемых нами вопросов и, как мы полагаем, свидетельствующие в пользу существования квазядерных состояний  $N\bar{N}$ , будут рассмотрены в гл. 5. Здесь же мы отметим лишь, что зависимость сечения аннигиляции от энергии нерелятивистских антинуклонов не проста. В частности, для медленных частиц сечение аннигиляции не подчиняется закону  $1/v$ . Тем не менее, для грубых оценок можно принять, что в интервале  $50\text{—}300 \text{ Мэв}$  полное сечение аннигиляции  $N\bar{N}$  в каждом из возможных спиновых и изоспиновых состояний дается равенством

$$(k/m) \sigma_a \approx 50 \text{ мбн}. \quad (16)$$

Эта цифра получена из экспериментальных данных об аннигиляции  $p\bar{p}$  и  $\bar{p}n$  в предположении, что  $\sigma_a$  не зависит от спиновых и изоспиновых переменных. Экспериментальные ошибки в измерении полных сечений аннигиляции нерелятивистских  $\bar{p}$  в среднем составляют  $5\text{—}10 \text{ мбн}$ <sup>12</sup>.

#### 4. КВАЗИЯДЕРНЫЕ МЕЗОНЫ

Приведенные в предыдущих главах данные о взаимодействии нерелятивистских антинуклонов с нуклонами позволяют теоретически рассмотреть вопрос о связанных и резонансных состояниях  $N\bar{N}$ . При этом имеются в виду нерелятивистские состояния, т. е. такие, для которых выполнены условия:

$$R \gg 1/m, \quad (17)$$

$$|M - 2m| \ll m; \quad (18)$$

здесь  $R$  — радиус системы (среднее расстояние между частицами) и  $M$  — ее масса. Неравенство (17) означает, что частицы движутся с нерелятивистскими скоростями (так как средний импульс  $\bar{k} \approx 1/R$ ). Неравенство (18) есть необходимое условие применимости квантовомеханического потенциального приближения, вне которого теряет смысл само понятие составной системы. Условия (17) и (18) выполняются для адронных атомов (т. е. атомов с отрицательным адроном — мезоном или барионом — вместо электрона), ядер и гиперядер. Поскольку нас будут интересовать

состояния  $N\bar{N}$ , возникающие за счет ядерного взаимодействия, мы будем называть их *квазидерными*. Так как барионный заряд (число барионов минус число антибарионов) для систем  $N\bar{N}$  равен нулю, квазидерные состояния  $N\bar{N}$  должны проявляться в различного рода экспериментах как тяжелые (с массой, близкой к двум нуклонным) мезоны, которые мы также будем называть квазидерными \*).

Все квазидерные состояния нестабильны из-за возможности аннигиляции  $N$  и  $\bar{N}$ . Время жизни, или обратную ему величину — ширину квазидерного состояния, — можно по порядку величины вычислить, исходя из того факта, что согласно условию (17) среднее расстояние между частицами  $R$  много больше «радиуса аннигиляции»  $r_a \lesssim 1/2m$  (см. гл. 3). Тогда в наинизшем порядке по малому параметру  $r_a/R$  ширину  $\Gamma$  для распада квазидерного мезона по аннигиляционным каналам можно оценить по хорошо известной формуле (см., например, <sup>18, 19</sup>).

$$\Gamma \approx (k/m) \tilde{\sigma}_a \rho, \quad \rho = |\overline{\Psi(0)}|^2 \quad (19)$$

здесь  $k$  — среднее значение импульса,  $\tilde{\sigma}_a$  — сечение аннигиляции в отсутствие потенциального взаимодействия между частицами. Эту ненаблюдаемую величину мы заменим, для оценки, экспериментальным значением (16). Наибольшая неопределенность в вычислении по формуле (19) обусловлена величиной  $\rho$  — средним значением плотности частиц в области аннигиляции ( $\Psi$  — волновая функция квазидерного состояния). Волновая функция квазидерной системы на расстояниях порядка  $1/m$  не может быть хорошо известна — она сильно зависит от деталей взаимодействия, которое на этих расстояниях не может быть правильно передано ОВЕР или какой-либо другой потенциальной моделью из-за существенной роли аннигиляционных процессов (подчеркнем, что последние приводят не только к поглощению, но и к дополнительному притяжению или отталкиванию, обусловленному действительной частью аннигиляционных диаграмм типа рис. 3, б). Если на малых расстояниях ( $r \lesssim r_a$ ) имеет место притяжение, возрастающее не быстрее чем  $r^{-2}$  при  $r \rightarrow 0$ , то для  $s$ -состояний должно быть

$$\rho \approx 3/4\pi R^3. \quad (20)$$

Положив  $R^3 \approx 1/\mu = 1,37 \text{ ф}$  и подставив (20) и (16) в формулу (19), получим

$$\Gamma_s \approx 100 \text{ Мэв}. \quad (21)$$

\*) Вопрос о существовании мезонов, состоящих из нуклона и антинуклона, имеет довольно длительную историю, восходящую к известной статье Ферми и Янга <sup>14</sup>. В этой работе, положившей начало различного рода составным моделям элементарных частиц, пион рассматривался как связанное состояние  $N$  и  $\bar{N}$ . Ближе к концепции, обсуждающейся в настоящем обзоре (использование потенциального приближения *только* для нерелятивистских состояний с малым дефектом масс), работы Африкьяна <sup>15</sup> и Бете и Гамильтона <sup>16</sup>. В работе <sup>15</sup> ставился вопрос о существовании связанного состояния, аналогичного дейтрону. Схожие соображения высказывались в работе <sup>16</sup>. Наконец, надо упомянуть о работе Болла и др. <sup>17</sup>, получивших спектр тяжелых мезонов в процессе исследования уравнений типа бутстрапа (совокупность самосогласованных интегральных уравнений, долженствующих, по идее, дать в качестве связанных состояний  $N\bar{N}$  те же самые мезоны, что и передающие взаимодействия в канале  $NN$ ). В цитируемой работе эта идея реализована не была (исходными были легкие мезоны, а получены тяжелые). Фактически, написанные в работе <sup>17</sup> уравнения отвечают квантовомеханическому потенциальному подходу. Заметим еще, что в перечисленных работах вопрос о влиянии сильной аннигиляции на формирование связанных и резонансных состояний  $N\bar{N}$  не рассматривался (в них нет упоминания о малости радиуса аннигиляции — основного обстоятельства, без которого вся схема вряд ли могла бы иметь физический смысл).

Это значение  $\Gamma$  (при тех же предположениях о взаимодействии) заметно понизится для состояний с отличным от нуля орбитальным моментом из-за центробежного барьера, препятствующего проникновению частиц в аннигиляционную область. Для грубой оценки можно принять в этом случае

$$\rho_l \approx \{ (Kr_a)^{2l} / [(2l+1)!!]^2 \} \rho_s, \quad (22)$$

где  $K = (m U_0)^{1/2}$  — волновое число в эффективной потенциальной яме  $U_0$  (мы считаем  $U_0 \gg |2m - M|$ ). Соотношение (22) справедливо при  $Kr_a \lesssim 1$  (при больших  $Kr_a$   $\rho_l$  по порядку величины не отличается от  $\rho_s$ ). Учитывая это, получаем следующую оценку:

$$\Gamma_l \approx 100 / [(2l+1)!!]^2 \text{ Мэв}. \quad (23)$$

Отсюда следует, что уже для  $p$ - и  $d$ -состояний аннигиляционные ширины  $\Gamma_l$  могут быть сравнительно малы — порядка  $10-1 \text{ Мэв}$ . Сделанные оценки весьма существенны для объяснения приведенных в следующей главе 5 экспериментальных данных об аннигиляции  $p\bar{p}$ . Эти данные могут быть объяснены наличием достаточно острых резонансов в системе  $N\bar{N}$ . Острота резонанса характеризуется отношением  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$ , где  $\Gamma_{N\bar{N}}$  — ширина распада по упругому каналу,  $\Gamma$  — аннигиляционная ширина. Величина  $\Gamma_{N\bar{N}}$  для квазядерного  $s$ -состояния может быть оценена по порядку величины с помощью хорошо известного соотношения \*)

$$\Gamma_{N\bar{N}}^{(s)} = 1/mR^2. \quad (24)$$

Для  $R \approx 1/\mu$  получаем из (24)

$$\Gamma_{N\bar{N}}^{(s)} \approx \mu^2/m \approx 20 \text{ Мэв}.$$

Сравнивая эту цифру с  $\Gamma_s$ , находим

$$\Gamma_{N\bar{N}}^{(s)}/\Gamma_s \approx 10^{-1}.$$

Тот же и даже больший порядок величины отношения  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$  будет иметь место и для  $l \neq 0$ , поскольку фактор проницаемости внешнего центробежного барьера в упругой ширине  $\Gamma_{N\bar{N}}$  компенсируется уже обсуждавшимся выше аналогичным множителем в  $\Gamma$ , уменьшающим вероятность проникновения частиц в аннигиляционную область. Для некоторых резонансов фактор проницаемости внешнего барьера может быть близок или равен 1 (если  $kR \lesssim l$ ), тогда как подавление плотности частиц в аннигиляционной области при  $l \neq 0$  и не слишком сингулярных в нуле потенциалах всегда будет иметь место. Поэтому в общем случае для квазядерных мезонов должно быть

$$\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma \approx 10^{-1} - 1. \quad (25)$$

Сравнительно большая вероятность распада (реального или виртуального) квазядерного мезона по каналу  $N\bar{N}$  является отличительной особенностью этих частиц (состоящих из нуклонов и антинуклонов), не свойственной тяжелым мезонам другой природы. Для последних распад на нуклон и антинуклон ничем не выделен среди других двухчастичных распадов. Грубую оценку  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$  для таких мезонов можно получить путем

\*) Напомним, что эта формула получается из простого подсчета вероятности вылета частицы из области радиуса  $R$  в единицу времени: скорость частицы  $v = \hbar/mR$ , вероятность вылета в секунду в отсутствие барьера  $\lambda = v/R = \hbar/mR^2$ , ширина  $\Gamma_{N\bar{N}} = \hbar \lambda = \hbar^2/mR^2$ .

сравнения фазовых объемов двухчастичных и многоперионных каналов распада. Для мезона с массой  $M \approx 2m$  отношение фазовых объемов (обезразмеренных одной и той же длиной) дает, например (см. <sup>20</sup>),

$$\Gamma_{2\pi}/\Gamma \approx 10^{-3}.$$

Ясно поэтому, что для распада тяжелого мезона неквазидерной природы по каналу  $N\bar{N}$  следует ожидать

$$\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma \ll 10^{-3},$$

т. е. величины на 2—3 порядка меньше ожидаемого значения для квазидерных мезонов.

Полученные выше оценки  $\Gamma$  показывают, что ширины квазидерных состояний, во всяком случае, не больше (а скорее всего меньше) ширины хорошо известных бозонных резонансов.

Спектр масс и волновые функции квазидерных мезонов могут быть получены путем решения уравнения Шрёдингера с ОВЕР в качестве гамильтониана взаимодействия между частицами. При этом, разумеется, влияние аннигиляционных эффектов на положение уровней не будет учтено. В наинизшем порядке по  $r_a/R$  это влияние может быть оценено по формуле, аналогичной (19). Для аннигиляционного сдвига уровня  $\Delta E$  имеет место соотношение

$$\Delta E = (2\pi/m) \operatorname{Re} \tilde{f}_a \rho; \quad (26)$$

здесь  $\tilde{f}_a$  — амплитуда рассеяния за счет чисто аннигиляционных диаграмм. Используя оптическую теорему, мы можем написать

$$\operatorname{Im} \tilde{f}_a = (k\tilde{\sigma}_a)_{k \rightarrow 0} / 4\pi. \quad (27)$$

Выражая далее  $\rho$  через  $\Gamma$  с помощью (19) и используя (27), мы можем переписать (26) в следующем виде:

$$\Delta E = (\operatorname{Re} \tilde{f}_a / \operatorname{Im} \tilde{f}_a) \Gamma / 2. \quad (28)$$

Из (28) следует, что  $\Delta E$  по порядку величины не должно превосходить  $\Gamma$ . Эта оценка подтверждается в тех случаях, когда аннигиляционный сдвиг может быть вычислен более точно (например, для одномезонных аннигиляционных диаграмм). Все приводимые ниже результаты о спектре масс квазидерных мезонов могут быть верны с точностью до аннигиляционного сдвига (28), т. е. до поправки порядка ширины уровня.

В табл. II приведены результаты численных расчетов <sup>21–25</sup> спектра масс связанных ( $M < 2m$ ) квазидерных состояний  $N\bar{N}$ . Эти результаты впервые получены в работах <sup>21, 22</sup> с вариантом ОВЕР, параметры которого указаны в табл. I. Аналогичные результаты были получены позже в работе <sup>23</sup>. Эта работа отличается от предыдущих выбором варианта ОВЕР, радиусом (меньшим) обрезания сингулярных членов и заменой уравнения Шрёдингера уравнением Дирака. Авторы использовали четыре различных набора параметров ОВЕР. Согласие результатов указанных независимых расчетов оказалось в целом лучше, чем можно было ожидать, если иметь в виду и грубость вычислительной модели, и довольно сильное различие использованных вариантов ОВЕР. Хотя положения  $s$ -уровней, полученных в этих работах, различаются довольно сильно (последние в работе <sup>23</sup> получились «пересвязанными», иногда даже с  $M < 0$ ), массы других 11 уровней с  $l \neq 0$  (из общего числа 13) различаются

Таблица II

 Связанные состояния  $N\bar{N}$  ( $M < 2m$ )

| Спектроскопический символ | $IG (JP)$  | Масса, Мэв   |              | Ширина, Мэв 21, 22 |
|---------------------------|------------|--------------|--------------|--------------------|
|                           |            | По 21, 22    | По 23 *)     |                    |
| $^1S_0$                   | $1^-(0^-)$ | 1722         | 240          | 93                 |
|                           | $0^+(0^-)$ | 1690         | 220          | 89                 |
| $^3S_1 - ^3d_1$           | $1^+(1^-)$ | 1727; 1855   | $< 0$ ; 1850 | 94; 117            |
|                           | $0^-(1^-)$ | 1414; 1382   | $< 0$ ; 940  | 71; 63             |
| $^1P_1$                   | $1^+(1^+)$ | 1814         | 1250         | 104                |
|                           | $0^-(1^+)$ | 1777         | 1150         | 100                |
| $^3P_0$                   | $1^-(0^+)$ | 1724         | 1600         | 105                |
|                           | $0^+(0^+)$ | 1289         | 1480         | 57                 |
| $^3P_1$                   | $1^-(1^+)$ | 1771         | 1500         | 107                |
|                           | $0^+(1^+)$ | 1410         | $> 2m$       | 68                 |
| $^3P_2 - ^3f_2$           | $1^-(2^+)$ | 1850; $> 2m$ | 1380; $> 2m$ | 88                 |
|                           | $0^+(2^+)$ | 1620; 1572   | 1475; 1740   | 107; 88            |
| $^3d_2$                   | $1^+(2^-)$ | 1925; $> 2m$ | 1820         |                    |
|                           | $0^-(2^-)$ | 1608         | 1700         | 99                 |
| $^3g_3$                   | $1^+(3^-)$ | $> 2m$       | $> 2m$       |                    |
|                           | $0^-(3^-)$ | 1839         | $> 2m$       | 148                |

\*) Вариант, дающий лучшее приближение к массе пиона для состояния  $^1S_0$  с квантовыми числами  $1^-(0^-)$ .

не более чем на 100—150 Мэв \*). Кроме масс, в табл. II указаны орбитальные моменты и квантовые числа квазидерных мезонов. В связи с этим отметим, что  $P$ - и  $G$ -четности состояний системы  $N\bar{N}$  следующим образом связаны с другими квантовыми числами:

$$P = (-1)^{l+1}, G = (-1)^{l+S+l};$$

здесь  $S$  — суммарное спиновое число  $N$  и  $\bar{N}$ , являющееся интегралом движения, так же как и для системы из двух нуклонов. Орбитальный момент из-за наличия тензорных сил, которые дает ОВЕР (см. гл. 2), не сохраняется. Однако, как показывают оценки, вклад тензорных сил в энергию триплетных состояний сравнительно невелик (порядка или меньше 15—20 %) и поэтому из-за грубости модели в целом может быть опущен (учет тензорных сил приводит к неоправданному в данном случае усложнению численных расчетов).

В табл. II приведены также верхние границы для ширин уровней. Для состояний с  $l \neq 0$  эти величины получены путем обрезания центробежного барьера на расстояниях меньше 0,6 ф. При восстановлении центробежного барьера аннигиляционные ширины уменьшаются в соответствии с формулой (23). Положение самих уровней меняется при этом не существенно (10—50 Мэв). Последнее указывает на то, что основную роль в формировании связанных состояний системы  $N\bar{N}$  играет потенциальное взаимодействие на больших расстояниях — порядка 1—1,5 ф.

\*) Сказанное относится к наиболее близким результатам цитированных работ. В статье <sup>23</sup>, как упомянуто выше, рассмотрено несколько вариантов ОВЕР. В табл. II для сравнения приведены данные, отвечающие варианту, в котором получено наилучшее приближение к массе пиона для состояния  $^1S_0$  с квантовыми числами  $1^-(0^-)$ . В рассматриваемом случае 7 (или, быть может, 8) уровней с  $l \neq 0$  совпадают (с указанной точностью) с данными работ <sup>21,22</sup>. Характерная для спектра уровней  $N\bar{N}$  общая закономерность — большое число нерелятивистских связанных состояний с  $l \neq 0$  — проявляется и в этом варианте.

Всем перечисленным в табл. II связанным состояниям отвечают волновые функции без радиальных узлов. Это означает, что состояния с  $l \neq 0$  возникают за счет сильного спин-орбитального взаимодействия. Как уже отмечалось в гл. 2, наличие такого взаимодействия является одной из характерных особенностей ОВЕР. Таким образом, рассматриваемая модель взаимодействия  $N\bar{N}$  приводит к следующим качественным результатам для спектра связанных состояний:

а) в системе  $N\bar{N}$  должны существовать не одно, как в системе  $pn$ , а несколько связанных состояний;

б) среди состояний, близких к верхней границе спектра, нет  $s$ -состояний.

Эти качественные особенности спектра связанных состояний системы  $N\bar{N}$  остаются неизменными при варьировании параметров ОВЕР и обусловлены вполне отчетливой физической причиной — существенным вкладом во взаимодействия  $NN$  и  $N\bar{N}$  процессов обмена векторными мезонами. Поскольку притяжение в системе  $N\bar{N}$  является настолько сильным, что приводит к возникновению целого спектра связанных состояний, оно должно также приводить к образованию квазидерных резонансных уровней ( $M > 2m$ ). Численное решение волнового уравнения подтверждает это<sup>26</sup>. Резонансные уровни в системе  $N\bar{N}$ , полученные с тем же гамильтонианом взаимодействия, что и связанные состояния, перечислены в табл. III. В ней приведены также ширины  $\Gamma_{N\bar{N}}$  для распада по каналу  $N\bar{N}$ . Как видно из табл. III, расчет подтверждает оценки  $\Gamma_{N\bar{N}}$ , сделанные выше.

Таблица III

Резонансные состояния  $N\bar{N}$  ( $M > 2m$ )

| Спектроскопический символ |            | $M, M_{\pi\pi}$ | $\Gamma_{N\bar{N}}, M_{\pi\pi}$ | Спектроскопический символ |            | $M, M_{\pi\pi}$ | $\Gamma_{N\bar{N}}, M_{\pi\pi}$ |
|---------------------------|------------|-----------------|---------------------------------|---------------------------|------------|-----------------|---------------------------------|
| $1d_2$                    | $1^-(2^-)$ | 1955            | 28                              | $3d_3$                    | $1^+(3^-)$ | 2025            | 122                             |
|                           | $0^+(2^-)$ | 1930            | 15                              |                           | $0^-(3^-)$ | 1880            | 0,0                             |
| $3d_2$                    | $1^+(2^-)$ | 1925            | 10                              | $3f_3$                    | $1^-(3^+)$ | 2165            | 76                              |
|                           | $0^-(2^-)$ | $< 2m$          | —                               |                           | $0^+(3^+)$ | 1880            | 0,0                             |

Содержащиеся в табл. III результаты по резонансным состояниям системы  $N\bar{N}$  были получены в работе<sup>26</sup> путем вычисления траекторий Редже, т. е. функции  $J(E)$ , выражающей зависимость углового момента системы от ее энергии (см. <sup>27</sup>). Эта функция при  $E < 0$  действительная, и физическим (наблюдаемым на опыте) состояниям отвечают целочисленные значения  $J$ . При  $E > 0$  величина  $J(E)$  комплексная, причем  $\text{Im } J(E) > 0$ . В этом случае физическим состояниям отвечают целочисленные значения  $\text{Re } J$ . Эти состояния квазистационарны за счет возможности распада по каналу  $N\bar{N}$ , и ширина  $\Gamma_{N\bar{N}}$  определяется величиной  $\text{Im } J$  (см., например, <sup>27</sup>):

$$\Gamma_{N\bar{N}} = 2 \text{Im } J [d \text{Re } J / dE]^{-1}. \quad (29)$$

Ширины  $\Gamma_{N\bar{N}}$ , указанные в табл. III, вычислены по формуле (29). Траектории Редже вычисляются путем решения уравнения Шрёдингера. Задача состоит в отыскании такого комплексного значения  $J$ , которое при данном произвольном  $E$  удовлетворяет уравнению. Если траектория  $J(E)$ ,

известна, то по целочисленным значениям  $\text{Re } J(E)$  находятся положения уровней, а по формуле (29) их ширины  $\Gamma_{N\bar{N}}$ . Как уже упоминалось, суммарный спин  $S = 0, 1$  в системе  $N\bar{N}$  является интегралом движения. Поэтому  $S$  сохраняется вдоль траектории Редже. Сохраняется, кроме того, число  $S' = J - l = 0 \pm 1$  для триплетных термов ( $S = 1$ ) и изоспин системы  $I^*$ ). Не меняется вдоль траектории и число радиальных узлов волновой функции. Отметим, что в нерелятивистском приближении пространственная четность и  $G$ -четность меняются вдоль траектории. Это не имеет места в релятивистской теории, в которой из-за кроссинг-симметрии (т. е. в данном случае из-за учета аннигиляционного взаимодействия) аналитическое продолжение орбитального момента  $l(E)$  в комплексную область производится раздельно для четных и нечетных значений  $l$ . Таким образом, при учете релятивистских поправок каждая из реджевских траекторий для квазидерных мезонов расщепится на две (с противоположными  $P$ - и  $G$ -четностями).

Одна из реджевских траекторий для квазидерных мезонов воспроизведена на рис. 5 (на нем по оси абсцисс отложен вместо энергии квадрат массы мезона). Как видно из рисунка,  $\text{Re } J$  растет с ростом массы, в то время как  $\text{Im } J$ , достигнув максимума, стремится затем к нулю. Такой ход траектории обусловлен упоминавшимся выше обрезанием центростремительного потенциала. Поведение  $J(M)$  при больших  $M$  не представляет интереса для нашего рассмотрения, так как по мере роста  $M$  и  $\text{Re } J$  увеличивается относительная вероятность пребывания  $N$  и  $\bar{N}$  на малых расстояниях, что сказывается на возрастании  $\rho$ . Это обстоятельство и ограничивает сверху спектр масс квазидерных мезонов, который может быть теоретически исследован в рамках квантовомеханического потенциального подхода.

Спектр резонансных квазидерных состояний системы  $N\bar{N}$ , как видно из табл. III, содержит лишь состояния с  $l \neq 0$ . Таким образом, теория предсказывает наличие вблизипороговых резонансов с ненулевыми орбитальными моментами. Этот результат, а также наличие большого числа подпороговых (связанных) состояний с  $l \neq 0$ , согласуется с рассматриваемыми в гл. 5 данными последних экспериментов об аннигиляции  $N\bar{N}$  (появившимися после опубликования цитированных теоретических работ).

Теоретически предсказываемый спектр связанных состояний и резонансов может быть сопоставлен с экспериментальными данными о мезонных резонансах<sup>28</sup>. К сожалению, экспериментальное исследование тяжелых мезонных резонансов находится пока в начальной стадии. В настоящее время имеются указания на то, что в этой области масс (1400—2400  $M\epsilon$ ) существует несколько резонансов, которые могли бы быть отождествлены с квазидерными состояниями  $N\bar{N}$ . Однако квантовые числа большинства этих резонансов не установлены и пока нет

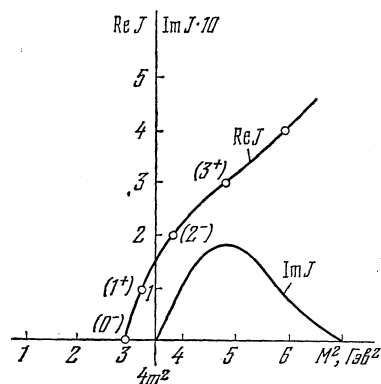


Рис. 5. Реджевская траектория семейства квазидерных мезонов с изоспином  $I = 1$  и суммарным спином  $S = 0$ <sup>28</sup>.

Точками на кривой отмечены физические состояния (целочисленные значения  $\text{Re } J$ ).

\*) Сохранение  $S'$  связано с тем, что фактически в комплексную область аналитически продолжается орбитальный момент  $l(E)$  и через него — полный момент  $J = l + S$ .

количественных данных о генерации тяжелых мезонов в столкновениях антинуклонов с нуклонами и ядрами \*). Исключение составляют несколько недавних экспериментов. Сопоставление их результатов с данными теории мы рассмотрим в следующем разделе.

#### 5. ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИЯДЕРНЫХ МЕЗОНОВ НА ПУЧКАХ МЕДЛЕННЫХ АНТИНУКЛОНОВ

В экспериментах последних лет установлено, что в аннигиляцию медленных антипротонов большой вклад дают волны с ненулевыми орбитальными моментами. Из условия унитарности следует, что полное сечение взаимодействия

$$\sigma_t = \sigma_e + \sigma_a$$

и сечение упругого рассеяния  $\sigma_e$  должны удовлетворять неравенству Рариты — Шведа <sup>29</sup>

$$\sigma_t^2 / \sigma_e \leq 4\pi\lambda^2 (L+1)^2, \quad (29')$$

где  $L$  — минимальный орбитальный момент, вносящий вклад во взаимодействие. На рис. 6 воспроизведены результаты одной из последних экспериментальных работ <sup>30</sup>. На рис. 6, а показан ход сечения аннигиляции  $\sigma_a$

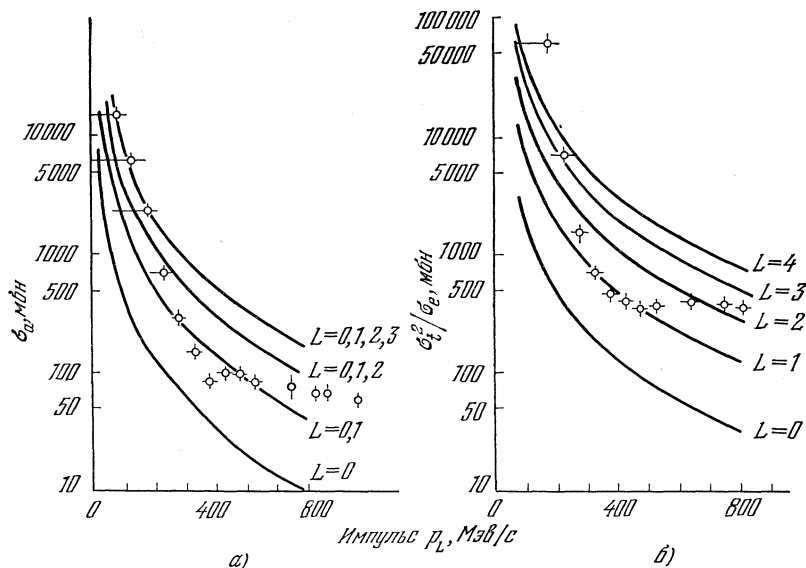


Рис. 6. Аннигиляция медленных антипротонов в водороде (по данным работы <sup>30</sup>).

а) Зависимость  $\sigma$  от импульса  $p_L$  в ЛС (сплошные кривые — максимально возможные сечения  $\sigma_a = \pi\lambda^2 (2L+1)^2$ ); б) зависимость параметра Рариты — Шведа  $\sigma_t^2 / \sigma_e$  от импульса  $p_L$  (сплошные кривые — ход величины  $4\pi\lambda^2 (L+1)^2$ ).

как функции  $p_L$ . Максимально возможное значение  $\sigma_a$ , как это следует из общих формул (6) и (7), равно  $\pi\lambda^2 (L+1)^2$ . По оси ординат на рис. 6, б отложена величина  $\sigma_t^2 / \sigma_e$  для столкновений  $\bar{p}p$ , стоящая в левой части неравенства (29'), по оси абсцисс — импульс антипротона  $p_L$  в ЛС; сплошные кривые отвечают величине  $4\pi\lambda^2 (L+1)^2$  (правая часть неравенства (29')) для разных  $L$ . Как видно из рис. 6, б, даже при малых импуль-

\*) Согласно имеющимся данным (см. <sup>28</sup>) в упругом рассеянии  $N\bar{N}$  назад (на большие углы) проявляются резонансы с массами 1925 и 1970 Мэв. Кроме того, наблюдается резонансная структура полного сечения в районе масс 2190; 2345 и 2380 Мэв.



сах  $p_L = 100\text{--}200$  Мэв/с существенный вклад во взаимодействие  $\bar{p}p$  вносят парциальные волны с  $l = 3$ . Из рис. 6, а видно также, что в аннигиляции медленных  $\bar{p}$  принимают участие орбитальные моменты вплоть до  $l = 3$ . Легко убедиться, что такие значения момента аномально высоки для короткодействующих сил с радиусом  $r \lesssim 1$  ф. В самом деле, импульсу в ЛС  $p_L = 200$  Мэв/с отвечает импульс в СЦИ  $k = p_L/2 = 100$  Мэв/с, т. е.  $L \approx kr \lesssim 0,5$ .

На большую роль ненулевых орбитальных моментов в аннигиляции медленных антипротонов непосредственно указывают также результаты другого эксперимента, в котором измерена относительная вероятность аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ . Аннигиляция на  $2\pi^0$  из  $s$ -состояния запрещена из-за сохранения четности: для системы  $N\bar{N}$  в  $s$ -состоянии  $P = -1$ , в то время как для двух тождественных бозонов с нулевым спином возможны только состояния с  $P = +1$ . Таким образом, аннигиляция на  $2\pi^0$  является индикатором участия во взаимодействии  $\bar{p}p$  при малых энергиях парциальных волн с  $l \neq 0$ . С другой стороны, аннигиляция на заряженную пару  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  может идти и из  $s$ -состояния. Измеренное отношение вероятностей процессов  $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^0$ ,  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  для медленных антипротонов ( $p_L \lesssim 150$  Мэв/с) показывает, что около 30% всех случаев двухпионной аннигиляции на заряженные пионы идет из состояний с нечетным (и, значит, заведомо ненулевым) орбитальным моментом<sup>31</sup>.

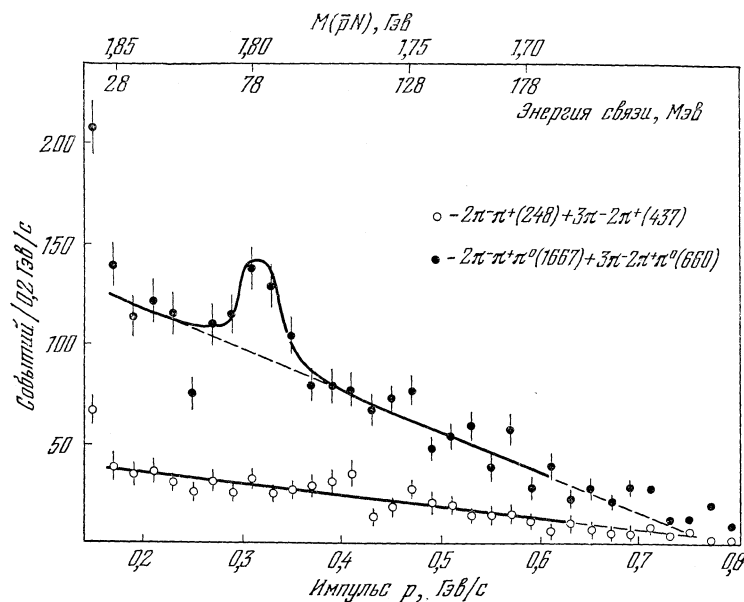


Рис. 7. Спектр импульсов протонов отдачи в реакции  $\bar{p} + d \rightarrow X^- + p$ ,  $X^- \rightarrow \pi\pi$ <sup>32</sup>. Верхняя кривая — четные  $n$ , нижняя — нечетные.

Большой вклад парциальных волн с ненулевыми орбитальными моментами в аннигиляцию медленных антипротонов может быть объяснен наличием вблизипороговых (т. е. с массой, близкой к двум нуклонным) связанных или резонансных состояний  $N\bar{N}$  с отличными от нуля орбитальными моментами. Приведенные выше экспериментальные данные из работ<sup>30, 31</sup> свидетельствуют о существовании целого ряда подобного рода состояний системы  $\bar{p}p$ . Это косвенное свидетельство подтверждается и прямыми опытами по обнаружению связанных и резонансных состояний. На рис. 7

показан полученный в одной из последних работ <sup>32</sup> спектр импульсов отдачи протонов при аннигиляции «остановившихся» антипротонов ( $p_L \lesssim 150 \text{ Мэв/с}$ ) в дейтерии:



Имеющийся в спектре пик отвечает, по интерпретации авторов, связанному состоянию системы ( $\bar{p}n$ ) с изоспином и  $G$ -четностью  $I^G = 1^+$  и с массой около  $1800 \text{ Мэв}$ .

Главный пункт, на который мы хотели бы в связи с данным экспериментом обратить внимание, состоит в том, что из-за сравнительно больших аннигиляционных ширин уровней вид этого спектра, в частности, местоположение и протя-

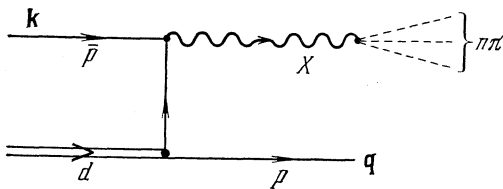


Рис. 8. Диаграмма механизма подхвата для реакции  $\bar{N} + d \rightarrow X + N$ .

женность максимумов в нем, определяются не только законами сохранения и массами связанных состояний, но и их квантовыми числами, прежде всего орбитальными моментами. Реакцию (30) мы рассматриваем исходя из хорошо известного в ядерной физике механизма подхвата (рис. 8). Заметим, что

выбор конкретного механизма периферийного процесса несуществен для излагаемых ниже основных выводов, хотя некоторый сдвиг максимума исследуемого спектра при переходе, например, от подхвата к реакции может иметь место.

Дифференциальное сечение реакции (30), отвечающее подхвату, можно записать в следующей форме:

$$\frac{k}{m} \frac{d\sigma}{dq d\Omega} = \frac{2J+1}{2\pi} \frac{q^2 (q^2 + \alpha^2)^2 F_d^2(q) F_{NN}^2(s) \Gamma}{(q^2 + \alpha^2 - s^2 - \kappa^2) + (\Gamma^2 m^2/4)}; \quad (31)$$

здесь  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{q}$  — импульсы антипротона и протона отдачи,  $d\Omega$  — элемент телесного угла в направлении  $\mathbf{q}$ ,  $s = (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2/4$ ,  $J$ ,  $\kappa^2/m$  и  $\Gamma$  — соответственно угловой момент, энергия связи и аннигиляционная ширина рассматриваемого состояния системы  $N\bar{N}$ ,  $\alpha^2/m$  — энергия связи дейтрона,  $m$  — масса нуклона и  $F(a)$  — фурье-компоненты радиальных волновых функций:

$$F(a) = \int_0^\infty \chi_l(r) j_l(ar) r dr$$

( $l$  — орбитальный момент относительного движения частиц). В частности, для хьюльеновской волновой функции дейтрона и остановившихся антипротонов ( $k = 0$ ) имеем

$$\frac{k}{m} \frac{d\sigma}{dq} = \frac{4(2J+1) \alpha \beta (\alpha + \beta)^3 q^2 F_{NN}^2(q/2) \Gamma}{(q^2 + \beta^2)^2 \{[(3q^2/4) + \alpha^2 - \kappa^2]^2 + (\Gamma^2 m^2/4)\}}, \quad (32)$$

где  $\beta = 250 \text{ Мэв/с}$  — параметр Хьюльена. В области  $q < 2l/R$  ( $R$  — радиус орбиты) функция  $q^2 F_{NN}^2(q/2)$ , по очевидным соображениям, ведет себя как  $(qR)^{2l+2} [(q^2/4) + \kappa^2]^{-2}$ , т. е. возрастает при достаточно малых  $q$ . Поскольку в выражении (32) содержится также монотонно убывающий хьюльеновский фактор,  $d\sigma/dq$  (как функция  $q$ ) может иметь на участке  $0 \leq q \lesssim 2l/R$  максимум (мы называем его в дальнейшем *кинематическим*)

Таблица IV

Положение кинематического и брейт-вигнеровского максимумов в спектре импульсов нуклонов отдачи в реакции подхвата для остановившихся антипротонов

| Изоспин и G-четность $I^G$ | Спин и четность $J^P$ | Спектроскопический символ | Масса связанного состояния, $M_{\text{эв}}$ | Кинематический максимум $q_m$ , $M_{\text{эв}}/c$ | Брейт-вигнеровский максимум $q_r$ , $M_{\text{эв}}/c$ | Аннигиляционная ширина $\Gamma$ , $M_{\text{эв}}$ |
|----------------------------|-----------------------|---------------------------|---------------------------------------------|---------------------------------------------------|-------------------------------------------------------|---------------------------------------------------|
| $1^+$                      | $1^-$                 | $^3s_1$                   | 1727                                        | 40                                                | 450                                                   | 94                                                |
|                            | $1^+$                 | $^3p_1$                   | 1814                                        | 130                                               | 290                                                   | 104                                               |
|                            | $1^-$                 | $^3d_1$                   | 1855                                        | 310                                               | 175                                                   | 117                                               |
| $1^-$                      | $0^-$                 | $^1s_0$                   | 1722                                        | 40                                                | 450                                                   | 93                                                |
|                            | $0^+$                 | $^3p_0$                   | 1724                                        | 120                                               | 450                                                   | 105                                               |
|                            | $1^+$                 | $^3p_1$                   | 1771                                        | 130                                               | 360                                                   | 107                                               |
|                            | $2^+$                 | $^3p_2$                   | 1850                                        | 130                                               | 190                                                   | 88                                                |
| $0^+$                      | $0^-$                 | $^1s_0$                   | 1690                                        | 40                                                | 520                                                   | 89                                                |
|                            | $0^+$                 | $^3p_0$                   | 1289                                        | 130                                               | 900                                                   | 57                                                |
|                            | $1^+$                 | $^3p_1$                   | 1410                                        | 120                                               | 790                                                   | 68                                                |
|                            | $2^+$                 | $^3p_2$                   | 1620                                        | 120                                               | 570                                                   | 188                                               |
|                            | $2^+$                 | $^3f_2$                   | 1572                                        | 620                                               | 630                                                   | 107                                               |
| $0^-$                      | $1^-$                 | $^3s_1$                   | 1414                                        | 40                                                | 780                                                   | 63                                                |
|                            | $1^+$                 | $^1p_1$                   | 1717                                        | 130                                               | 350                                                   | 100                                               |
|                            | $1^-$                 | $^3d_1$                   | 1382                                        | 760                                               | 815                                                   | 71                                                |
|                            | $2^-$                 | $^3d_2$                   | 1608                                        | 560                                               | 580                                                   | 99                                                |
|                            | $3^-$                 | $^3g_3$                   | 1839                                        | 750                                               | 230                                                   | 148                                               |

даже в том случае, когда резонансный знаменатель (фигурные скобки в формуле (32)) меняется в указанном интервале слабо из-за сравнительно большой аннигиляционной ширины. Положение кинематического максимума, таким образом, практически не зависит от массы связанного состояния  $N\bar{N}$  и определяется преимущественно его орбитальным моментом и радиусом. Это подтверждается табл. IV, в которой приведены положения кинематических максимумов для всех теоретически предсказываемых

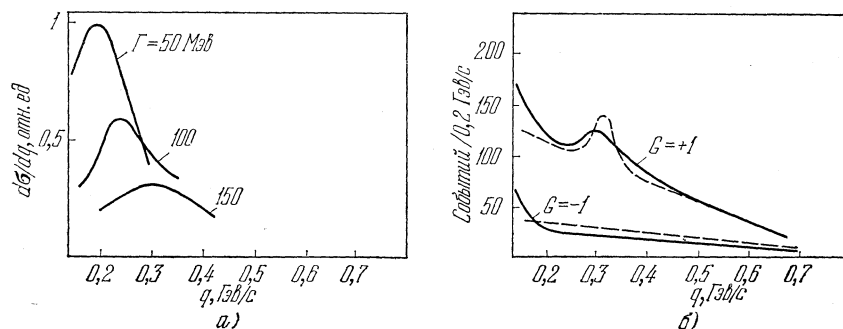


Рис. 9. а) Форма и положение максимума, отвечающего состоянию  $^3d_1$  системы  $n\bar{p}$  с массой 1855  $M_{\text{эв}}$  при разных значениях аннигиляционной ширины  $\Gamma$ ; б) сравнение теоретических <sup>32</sup> и экспериментальных <sup>34</sup> результатов для аннигиляции остановившихся антипротонов в дейтерии.

Сплошные кривые — теория, штриховые — эксперимент.

в работах <sup>21, 22</sup> связанных состояний. Разумеется, кинематический максимум может проявляться лишь тогда, когда его ширина существенно меньше аннигиляционной. В противном случае ход кривой  $d\sigma/dq$  будет определяться также резонансным множителем в формуле (32), и при достаточно малой величине  $\Gamma$  брейт-вигнеровский пик в спектре импульсов протонов отдачи должен оказаться доминирующим. На рис. 9, а показаны форма

и положение максимума, отвечающего  ${}^3d_1$ -состоянию  $n\bar{p}$  с массой  $1855 \text{ Мэв}$  при разных значениях  $\Gamma$ . Можно видеть, что при  $\Gamma = 50 \text{ Мэв}$  положение пика очень близко к брейт-вигнеровскому максимуму ( $q_r = 175 \text{ Мэв/с}$ ; см. табл. IV), в то время как при  $\Gamma = 150 \text{ Мэв}$  проявляется кинематический максимум ( $q_m = 310 \text{ Мэв/с}$ ).

Из сказанного следует, что наличие максимумов в спектре импульсов протонов отдачи свидетельствует по меньшей мере о значительном вкладе в аннигиляцию остановившихся антипротонов на дейтроне определенных ненулевых орбитальных моментов относительного движения нейтрона и антипротона. Этот факт трудно объяснить иначе, чем существованием в системе  $N\bar{N}$  вблизи пороговых состояний с  $l \neq 0$ . Как показывает, однако, проведенный выше анализ, положения и ширины наблюдаемых максимумов не всегда непосредственно связаны с массами и аннигиляционными ширинами этих состояний.

Сравнение рассчитанного по формуле (32) (на основе работ <sup>21, 22</sup>) и наблюдаемого в эксперименте <sup>32</sup> спектров импульсов протонов отдачи в реакции (30) для остановившихся антипротонов показано на рис. 9, б (теоретические кривые нормированы по ординате на экспериментальные числа событий в точке  $q = 0,29 \text{ Гэв/с}$ ). Кривая для положительной  $G$ -четности имеет кинематический максимум, отвечающий упомянутому ранее состоянию  ${}^3d_1$  (квантовые числа  $J^{PG} = 1^{-+}$ ) с аннигиляционной шириной  $\Gamma = 150 \text{ Мэв}$ . Положение этого максимума, как видно из рисунка, совпадает с экспериментальным пиком. Отметим, что из семи связанных состояний с изоспином 1, указанных в табл. IV,

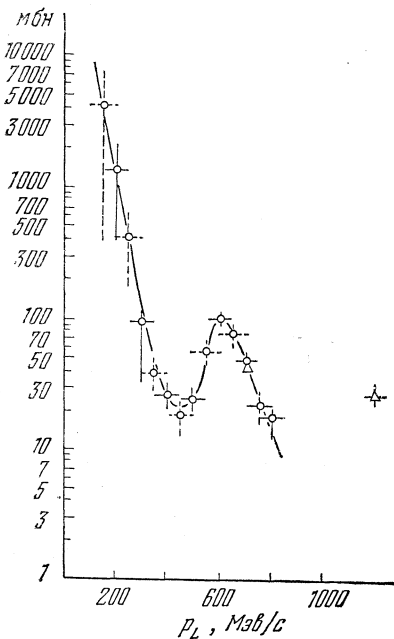


Рис. 10. Импульсный ход сечения процесса  $\bar{p}p \rightarrow K_L K_S$ .

Резонансный максимум отвечает состоянию системы  $\bar{p}p$  с массой  $1970 \text{ Мэв}$  и полной шириной  $\Gamma_t = 35 \text{ Мэв}$ .

в условиях эксперимента <sup>32</sup> могло проявиться лишь одно: кинематические максимумы, обусловленные другими состояниями, лежат вне пределов исследованного в этом опыте участка спектра ( $q \geq 150 \text{ Мэв/с}$ ).

Из сказанного выше можно заключить, что имеющиеся экспериментальные данные согласуются с теоретическим предсказанием. Вместе с тем были бы желательны эксперименты по исследованию реакции (30) при разных энергиях антипротонов. Это позволило бы, во-первых, выяснить природу наблюдаемых максимумов (легко увидеть из формулы (31), что с изменением  $s$  брейт-вигнеровские и кинематические пики будут перемещаться по-разному) и, во-вторых, дало бы возможность получить более полную информацию о спектре состояний системы  $n\bar{p}$ . Теория реакции (30) была дана в работах <sup>33-35</sup>.

Как уже отмечалось в предыдущей главе, отличительной особенностью квазядерных резонансов являются сравнительно большие ширины  $\Gamma_{N\bar{N}}$  для распада на  $N$  и  $\bar{N}$ . Непосредственное измерение  $\Gamma_{N\bar{N}}$  для наблюдаемых тяжелых мезонов (с массой  $M > 2m$ ) представляет поэтому большой интерес. До сих пор, однако, прямых и уверенных (даже по порядку величины) измерений  $\Gamma_{N\bar{N}}$  нет. Тем не менее из опубликованных в послед-

нее время данных можно оценить вероятное значение  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$  для резонанса с массой  $1970 \text{ Мэв}$ , упомянутого в гл. 4. Резонанс  $N\bar{N}$  (1970) наблюдался<sup>36</sup> при аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow K_L K_S$  и еще раньше (но менее отчетливо) в упругом рассеянии  $\bar{p}p$ <sup>37</sup>. В аннигиляционном эксперименте<sup>36</sup> измерено абсолютное значение эффективного сечения аннигиляции по каналу  $K_L K_S$ . Из энергетического хода сечения (рис. 10) следует, что он может быть описан суммой резонансного (брейт-вигнеровского) и нерезонансного вкладов. Экспериментальное значение резонансного вклада  $\sigma_{KK}^{(r)}$  при импульсе  $p_L = 600 \text{ Мэв/с}$ , отвечающего массе  $1970 \text{ Мэв}$ , равно  $(75 \pm \pm 20) \text{ мкбн}$ . С другой стороны,  $\sigma_{KK}^{(r)}$  связано с  $\Gamma_{N\bar{N}}$  формулой

$$\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t = (\Gamma_t/\Gamma_{KK}) k^2 \sigma_{KK}^{(r)}/\pi (2J+1), \quad (33)$$

где  $\Gamma_t = \Gamma + \Gamma_{N\bar{N}}$  — полная ширина резонанса,  $k = 300 \text{ Мэв/с}$  — импульс  $\bar{p}$  в СЦИ. Из этого соотношения можно определить  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$ , если известны  $\Gamma_{KK}/\Gamma_t$  и спин резонанса  $J$ . Величина  $\Gamma_{KK}/\Gamma_t = \sigma_{KK}/\sigma_t$  (где  $\sigma_{KK}$  — сечение аннигиляции на два  $K$ -мезона,  $\sigma_t$  — полное сечение взаимодействия  $\bar{p}p$ ) в районе резонанса непосредственно не измерялась. Так как, однако, отношение сечений не содержит резонансных множителей и потому должно быть сравнительно гладкой функцией энергии, можно по порядку величины оценить  $\Gamma_{KK}/\Gamma_t$  по значению  $\sigma_{KK}/\sigma_t$  при нерезонансных энергиях. Для аннигиляции «покоящихся» антипротонов ( $p_L \ll \ll 150 \text{ Мэв/с}$ )  $\sigma_{KK}/\sigma_t = (0,61 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$  (см. <sup>20</sup>). Известно также, что в широком интервале импульсов ( $0-400 \text{ Мэв/с}$ )  $\sigma_{KK}/\sigma_{2\pi}$  постоянно и равно примерно  $1/3$  и при  $p_L = 600 \text{ Мэв/с}$   $\sigma_{2\pi}/\sigma_t = 2 \cdot 10^{-3}$  \*). Полагая, что отношение  $\sigma_{KK}/\sigma_{2\pi}$  при  $600 \text{ Мэв/с}$  остается приблизительно тем же, что и при меньших энергиях, мы находим

$$\sigma_{KK}/\sigma_t (600 \text{ Мэв/с}) \approx 0,66 \cdot 10^{-3}.$$

Эта цифра совпадает с результатом непосредственных измерений  $\sigma_{KK}/\sigma_t$  для остановившихся антипротонов и подтверждает высказанное выше соображение о слабой зависимости  $\sigma_{KK}/\sigma_t$  от энергии. Мы можем поэтому положить

$$\Gamma_{KK}/\Gamma_t = \sigma_{KK}/\sigma_t = (0,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}.$$

Из формулы (33) и значения  $\sigma_{KK}^{(r)}$  следует тогда

$$\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t = (8 \pm 3)/(2J+1). \quad (34)$$

Квантовые числа рассматриваемого резонанса, за исключением зарядовой четности  $C = -1$ , неизвестны. Отрицательная зарядовая четность  $C = (-1)^{l+S}$  и сохранение пространственной четности и углового момента в процессе аннигиляции исключают синглетные состояния ( $S = 0$ ), а также все состояния, в которых  $J \neq l \pm 1$ . Таким образом, возможными значениями  $J^P$  являются

$$J^P = 1^-, 3^-, \dots$$

Первое из этих значений отвечает квазядерным состояниям  $^3s_1$ ,  $^3d_1$ , второе —  $^3d_3$ . Участие больших орбитальных моментов в аннигиляции  $\bar{p}p$  при  $p_L = 600 \text{ Мэв/с}$  представляется менее вероятным (см. рис. 6). Для  $J = 3,1$  мы получаем из (34) соответственно  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t = 1,2 \pm 0,4$  и  $3 \pm 1$ . В обоих случаях  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t$  по порядку величины равно единице, т. е. совпадает с тем значением, которое ожидается для квазядерных мезонов.

\*)  $\sigma_{2\pi} = 300 \text{ мкбн}$  <sup>20</sup>,  $\sigma_t = 150 \text{ мбн}$  <sup>30</sup>.

Так как  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t$  должно быть, по определению, меньше единицы, из приведенных выше цифр можно заключить, что значение  $J = 3$  предпочтительнее. Заметим, что результаты выполненных в работе <sup>38</sup> измерений угловых распределений не противоречат такому заключению (см. <sup>38</sup>), но слишком большие ошибки опыта не позволяют с определенностью установить  $J$ .

Как уже упоминалось, резонанс  $N\bar{N}$  (1970) проявляется также и в упругом рассеянии назад. Теоретическая обработка экспериментальных данных <sup>37</sup>, выполненная в работе <sup>38</sup>, приводит к следующим значениям  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t$ :

$$\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma_t = 0,8 \pm 0,1; \quad 0,4 \pm 0,1; \quad 0,22 \pm 0,05$$

для состояний  $^3s_1$ ,  $^3d_1$  и  $^3d_3$  соответственно. Таким образом, и эта независимая оценка  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$  для резонанса  $N\bar{N}$  (1970) приводит к результату, совпадающему по порядку величины с предыдущим. Все изложенное свидетельствует в пользу квазядерной природы резонанса  $N\bar{N}$  (1970). В соответствии с табл. III этот резонанс должен иметь квантовые числа  $J^{PC} = 3^{--}$  и изоспин  $I$ , равный 0 ( $G = -1$ ) или 1 ( $G = +1$ ). Дальнейшие эксперименты, которые могут подтвердить или опровергнуть эти предсказания, весьма существенны для рассмотренного круга проблем.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предсказываемые потенциальной моделью уровни могут, очевидно, испытывать определенные сдвиги при допустимых вариациях потенциала. Весьма чувствительны к ним аннигиляционные ширины (меняя потенциал на расстояниях меньше  $0,5 \text{ ф}$ , мы получали, сохраняя все характерные особенности энергетического спектра, значения ширин от 5 до  $150 \text{ Мэв}$ ). Важно, однако, подчеркнуть, что во всех случаях неизменным остается один существенный факт — наличие нескольких вблизипороговых состояний с ненулевыми орбитальными моментами. Это обстоятельство, которое прежде всего хотелось бы подвергнуть экспериментальной проверке, является качественным следствием вполне вероятных современных гипотез о природе взаимодействия нуклонов при нерелятивистских энергиях и объясняется большой ролью спин-орбитальных сил в формировании спектра состояний системы  $N\bar{N}$ . Другим важным качественным предсказанием теории квазядерных систем  $N\bar{N}$  является, как уже подчеркивалось выше, сравнительно большое значение величины  $\Gamma_{N\bar{N}}/\Gamma$ . Непосредственным следствием этого факта является возможность наблюдения квазядерных резонансов  $N\bar{N}$  в энергетическом ходе сечений аннигиляционных процессов и упругого рассеяния. Для связанных состояний сравнительно велика амплитуда виртуального распада на  $N\bar{N}$ . Поэтому соответствующие квазядерные мезоны должны проявляться в различных прямых реакциях в антинуклонных пучках на ядерных мишенях.

Хотелось бы подчеркнуть, что выяснение вопросов, относящихся к взаимодействию нерелятивистских антинуклонов с нуклонами, представляет непосредственный интерес не только для установления физической природы тяжелых мезонных резонансов — одной из проблем современной физики элементарных частиц, — но и для теории обычных ядер, т. е. для ядерной физики в традиционном смысле слова. В самом деле, мы видели, что между взаимодействиями  $N\bar{N}$  и  $NN$  имеется однозначная связь и, следовательно, основные свойства малонуклонных ядер и квазядерных мезонов должны быть в конечном счете описаны одним и тем же

набором физических констант, определяющих «элементарное» взаимодействие нерелятивистских частиц. Это означает прежде всего, что для установления вида потенциального взаимодействия нуклонов, которое, как сейчас надеются многие, является необходимым отправным пунктом построения последовательной теории, по крайней мере малонуклонных ядер, экспериментальное и теоретическое изучение процессов столкновения медленных антинуклонов с нуклонами, а также спектра и свойств тяжелых мезонных резонансов, имеет первостепенное значение. Последнее обусловлено тем, что спектр дискретных состояний системы  $N\bar{N}$  гораздо богаче спектра не только двухнуклонной системы, но и других легчайших ядер. Если учесть, что, кроме квазядерных мезонов, состоящих из двух частиц  $N\bar{N}$ , возможны, как показывают предварительные расчеты (см.<sup>39, 40</sup>), также и трехчастичные барионные квазядерные резонансы ( $NN\bar{N}$ ), то становится очевидным, как сильно расширяется многообразие явлений, которые должны быть поняты на основе единых исходных положений.

Таким образом, весьма вероятно, что, с одной стороны, методы ядерной физики помогут разобраться в свойствах и спектре тяжелых «элементарных» частиц-резонансов, а с другой, — антинуклонные пучки помогут ответить на некоторые «проклятые» вопросы ядерной физики.

Автор признателен Л. Н. Богдановой, О. Д. Далькарову и Б. О. Кербикову за многочисленные обсуждения и помощь в подготовке данного обзора, а также Л. Б. Окуню за конструктивные критические замечания.

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. E. Green, T. Savada, Rev. Mod. Phys. **39**, 594 (1967).
2. Р. Я. Зилькарян, А. М. Розанова, ЖЭТФ **59**, 1444 (1970).
3. F. Salogero, сборник «Проблемы современной ядерной физики», М., «Наука», 1971.
4. R. A. Bryan, R. J. M. Phillips, Nucl. Phys. **B5**, 201 (1968).
5. N. Hochizake, I. Lin, S. Machida, Progr. Theor. Phys. **26**, 680 (1961).
6. D. Y. Wong, Nucl. Phys. **55**, 212 (1964).
7. A. E. S. Green, S. P. Sharma, Phys. Rev. Lett. **14**, 380 (1965).
8. R. A. Bryan, B. L. Scott, Phys. Rev. **164**, 1215 (1967).
9. A. Martin, *ibid.* **124**, 614 (1961).
10. П. Э. Немировский, Ю. Ф. Строков, ЖЭТФ **46**, 1379 (1964).
11. R. J. M. Phillips, Rev. Mod. Phys. **39**, 681 (1967).
12. D. Cline, Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Argonne, Ill., 1968, p. 79.
13. M. Ceschia, Phys. Rev. **D2**, 2555 (1970).
14. E. Fermi, C. N. Yang, *ibid.* **89**, 1256 (1949).
15. А. М. Африкян, ЖЭТФ **30**, 734 (1956).
16. H. Bethe, R. Hamilton, Nuovo Cimento **4**, 1 (1956).
17. J. S. Ball, A. Scotti, D. Y. Wang, Phys. Rev. **142**, 1000 (1966).
18. M. L. Goldberger, K. M. Watson, Collision Theory, New York—London—Sydney, J. Wiley and Sons, Inc., 1964.
19. А. М. Бадалян, Ю. А. Симонов, ЯФ **11**, 1112 (1970).
20. Т. Е. Kalogeropoulos, D. Cline, сборник<sup>12</sup>, p. 17.
21. О. Д. Далькаров, V. B. Mandelzweig, I. S. Shapiro, Nucl. Phys. **B21**, 88 (1970).
22. О. Д. Далькаров, В. Б. Мандельцвейг, И. С. Шапиро, ЖЭТФ **59**, 889 (1970).
23. G. Schierholz, S. Wagner, Nucl. Phys. **B32**, 306 (1971).
24. О. Д. Далькаров, В. Б. Мандельцвейг, И. С. Шапиро, Письма ЖЭТФ **10**, 402 (1969).
25. О. Д. Далькаров, В. Б. Мандельцвейг, И. С. Шапиро, ЯФ **11**, 889 (1970).

26. Л. Н. Богданова, О. Д. Далькаров, В. Б. Мандельцвейг, И. С. Шапиро, ЖЭТФ 61, 2242 (1971).
  27. В. Д. Альфаро, Т. Редже, Потенциальное рассеяние, М., «Мир», 1966.
  28. Particle Data, ed by A. H. Rosenfeld, Rev. Mod. Phys. Suppl. 12 (1971).
  29. W. Rarita, P. Schwed, Phys. Rev. 112, 271 (1958).
  30. D. Cline, J. English, D. Reeder, Phys. Rev. Lett. 27, 71 (1971).
  31. S. Devons, P. Nemethy, S. Shapiro, N. Horwitz, T. Kalogeropoulos, J. Skelly, R. Smith, H. Oto, *ibid.*, p. 1614.
  32. L. Gray, P. Hagerty, T. Kalogeropoulos, *ibid.* 26, 1491.
  33. L. N. Bogdanova, O. D. Dal'karov, I. S. Shapiro, *ibid.* 28, 1418 (1972).
  34. О. Д. Далькаров, В. Б. Мандельцвейг, И. С. Шапиро, ЯФ 13, 332 (1971).
  35. Л. Н. Богданова, О. Д. Далькаров, И. С. Шапиро, Письма ЖЭТФ 15, 748 (1972).
  36. A. Benvenuti, D. Cline, R. Rutz, D. D. Reeder, V. R. Scherer, Phys. Rev. Lett. 27, 283 (1971).
  37. D. Cline, J. English, D. D. Reeder, S. Terrell, P. Twitty, *ibid.* 21, 1268 (1968).
  38. О. Д. Далькаров, Б. О. Кербиков, И. С. Шапиро, Письма ЖЭТФ 15, 430 (1972).
  39. О. Д. Далькаров, Б. О. Кербиков, В. Б. Мандельцвейг, И. С. Шапиро, *ibid.* 14, 191 (1971).
  40. И. С. Шапиро, Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 7—11 сентября 1971 г.), Дубна, ОИЯИ, 1972.
-