

## ВОЗМОЖНАЯ МОДЕЛЬ НОВЫХ АДРОНОВ

А.Д.Долов

Обсуждаются свойства новых типов элементарных частиц в модели, в которой потенциал взаимодействия кварков имеет два минимума. В рамках этой модели  $\psi$ -бозоны могут быть построены из кварков обычного типа.

Большинство моделей описания недавно открытого семейства элементарных частиц<sup>1)</sup> основано на введении тяжелых кварков нового типа (например, [2]). В настоящей статье делается попытка провести более консервативную точку зрения: построить модель новых бозонов, используя только "старые" ( $p, n, \lambda$ )-кварки. Основное предположение заключается в том, что потенциал взаимодействия кварков как функция  $r$  имеет два минимума. При этом новые бозоны локализованы в области первого минимума при  $r = 0$ , а обычные адроны в области второго минимума при  $r = R_h \approx 1 \text{ Гэв}^{-1}$ . Заметим, что потенциалы подобного типа используются для объяснения некоторых форм изомерии атомных

---

<sup>1)</sup> Исчерпывающий список литературы по июнь 1975 г. можно найти в обзоре [1]. Более поздние данные приведены на Стэнфордской конференции по электронным и фотонным взаимодействиям (США, август 1975 г.)

ядер, поэтому было бы естественно называть новые бозоны частицами-изомерами.

В настоящей заметке мы обсудим свойства, которыми должен обладать потенциал, чтобы возникла непротиворечивая картина, и сформулируем качественные следствия, к которым приводит подобная модель.

Для определенности мы предположим, что справедлива нерелятивистская модель тяжелых цветных кварков. Основная часть межкваркового потенциала связана с обменом цветовыми глюонами, а мелкая структура потенциала — его немонотонный ход — с обменом нонетом белых частиц. Потенциал, связанный с цветовым обменом и возможность нерелятивистского приближения обсуждались в работе [3].

Кажется естественным, что те качественные результаты, которые обсуждаются ниже, не зависят от деталей предположений и, в частности, от предположения о нерелятивистском характере системы. Учет релятивистских эффектов, а также расчеты для конкретных форм потенциала будут проведены в другой работе.

В рассматриваемой модели уровни, которые находятся ниже горба потенциала и локализованы при малых  $r$ , должны быть узкими из-за малости перекрытия их  $\Psi$ -функций с  $\Psi$ -функциями обычных адронов, локализованных при  $r \approx R_h$ . Однако этого недостаточно. Для новых бозонов мог бы быть существенен также аннигиляционный механизм распада, т.е. по схеме:  $q\bar{q} \rightarrow$  глюоны  $\rightarrow$  адроны. Для его подавления необходимо предположить, что эффективная масса кварка ( $m_{eff}$ ) в новых бозонах больше, чем  $m_{eff}$ , например, в  $\rho$ -мезоне. Последнее возможно, если потенциал зависит не только от расстояния между кварками, но и от их энергии, что довольно естественно в релятивистских теориях. Теперь, если имеет место асимптотически свободная теория, то адронные ширины частиц-изомеров за счет аннигиляционного механизма могут быть на требуемом уровне  $\sim 100$  кэв [4].

Заметим, что малость распада  $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$  по сравнению с  $\rho' \rightarrow \rho\pi\pi$  может быть объяснена отчасти гипотезой РСАС [5] и отчасти тем, что  $\psi$ -бозоны локализованы на малых расстояниях по сравнению с расстояниями, характерными для сильного взаимодействия:

$$A(\psi' \rightarrow \psi\pi\pi) \sim \int \Psi^* H \Psi' d^3r \approx H(0) \int \Psi^* \Psi' d^3r = 0. \quad (1)$$

Так как выше потенциального горба ширина ямы резко возрастает, то вблизи максимума потенциала должен существовать уровень, причем его ширина должна быть большой. В рассматриваемой модели должны существовать три широких векторных уровня: два изосинглетных и один изовекторный. Положение уровней зависит от положения максимума потенциала для  $SU_3$ -октетного состояния кварков с  $T = 0$  и  $T = 1$  и для  $SU_3$ -синглетного состояния. Естественно отождествить  $\psi(4,1)$  и  $\psi(4,4)$  с двумя из этих уровней. Третий уровень следует ожидать в этой же области энергий. Различие ширин  $\psi(4,1)$  и  $\psi(4,4)$ , вероятно, связано со случайным обстоятельством — расстоянием соответствующего уровня от максимума потенциала и, следовательно, степенью пространственной локализации волновой функции вблизи этого миниму-

ма. Более высокие уровни, которые также должны существовать, наблюдать в  $ee$ -аннигиляции будет заметно труднее, т. к. их полная ширина должна возрасти, а лептонная упасть (см. ниже).

Рассмотрим теперь лептонные распады векторных мезонов. Вероятность распада в лептонную пару равна

$$\Gamma(V \rightarrow ee) = 16\pi a^2 \langle Q \rangle^2 |\Psi(0)|^2, \quad (2)$$

где  $\langle Q \rangle$  — средний по  $\Psi$ -функции заряд кварка. Для компоненты октета с  $T = 1$   $\langle Q \rangle^2 = 1/2$ , а для суперпозиции октета и синглета и  $T = 0$   $\cos\beta|1\rangle + \sin\beta|8\rangle$   $\langle Q \rangle^2 = \sin^2\beta/6$ .

Экспериментально  $\Gamma(\rho \rightarrow ee) = 7 \text{ кэв}$ ,  $\Gamma(\psi(3,1) \rightarrow ee) = 5 \text{ кэв}$  и  $\Gamma(\psi(3,7) \rightarrow ee) = 2,5 \text{ кэв}$ . Так как согласно опыту  $\psi(3,1)$  и  $\psi(3,7)$  являются в основном синглетами ( $\sin\beta \lesssim 1/3$ ), то совпадение лептонных ширин  $\rho$  и  $\psi$  указывает на малость отношения  $|\Psi_\rho(0) : \Psi_\psi(0)| \lesssim 0,2$ , что качественно согласуется с моделью. Столь сильная примесь  $\rho$ -мезона при  $r = 0$  не приведет к большим адронным распадам  $\psi \rightarrow \rho + \dots$ , так как, как отмечалось выше, сильное взаимодействие происходит на больших расстояниях. Что касается примеси  $\psi$ -бозонов на адронных расстояниях, то она должна быть малой:  $|\Psi_\psi(R_h) : \Psi_\rho(R_h)| \lesssim 1/30$ . Подобная несимметрия распределения  $\psi$  и  $\rho$  может быть объяснена отмеченной выше зависимостью потенциала от энергии.

Величина  $\Gamma(\psi(4,1) \rightarrow ee) = 4 \text{ кэв}$ , учитывая малость  $\Psi(0)$  для  $\psi(4,1)$  по сравнению с  $\psi(3,1)$ , может быть согласована с моделью, если  $\psi(4,1)$ -компонента октета с  $T = 1$ . Что касается  $\psi(4,4)$ , то экспериментально его лептонная ширина в 5 – 10 раз меньше лептонной ширины  $\psi(4,1)$ , поэтому  $\psi(4,4)$  может быть изотопическим синглетом.

На опыте других изовекторных состояний, кроме  $\psi(4,1)$  (?), в районе 3 – 4 Гэв не обнаружено. Поэтому приходится предположить, что октетный потенциал существенно уже синглетного, так что либо  $\psi(4,1)$  единственный уровень в нем, либо, что более интересно, более глубокие уровни существуют, но расщепление между уровнями велико. Очень привлекательна возможность, что новые резонансы с массами в районе 2,3 – 2,4 Гэв, слухи о которых недавно появились, принадлежат этому семейству. Ширина этих резонансов зависит от потенциального барьера при данной энергии и может быть от нескольких кэв до нескольких Мэв. Если оптимистически относиться к данной модели, то можно надеяться, что существует целое новое семейство частиц-изомеров с различными квантовыми числами.

Заметим, что следует ожидать аномально большой вероятности распада частиц-изомеров в лептонные пары из-за величины  $\Psi(0)$ . Поэтому, если полная ширина частиц-изомеров окажется достаточно малой, то относительная вероятность их слабых распадов может стать значительной. Не исключено, что частицы подобного типа наблюдаются в нейтринном опыте [6].

Довольно естественной выглядит в этой модели подавленность радиационных распадов. Распады типа "синглет  $\rightarrow$  синглет + фотон" запрещены по  $S U_3$ , а распады типа "синглет  $\rightarrow$  октет + фотон" подавлены в силу малого перекрытия волновых функций октета и синглета.

Помимо рассмотренной здесь модели пространственной изомерии, существует другая возможность, указанная автору Л.Б.Окунем, когда кварки локализованы в пространстве в виде сферического слоя, причем радиус слоя для  $\psi$ -бозонов существенно меньше радиуса обычных адронов. Подобного типа пространственные конфигурации обсуждались в работах, посвященных невылетанию кварков [7].

Резюмируя, отметим, что рассмотренная модель качественно довольно хорошо описывает имеющуюся ситуацию. С феноменологической точки зрения отличие приведенной схемы от модели четырех кварков заключается, главным образом, в классификации адронов. Прежде всего должны отсутствовать очарованные частицы. В этом смысле критическим является вопрос о свойствах состояний с  $m \approx 2,3 - 2,4 \text{ Гэв}$ . В данной модели эти уровни должны образовывать обычный октет. Далее, предсказывается существование заряженных партнеров  $\psi(4,1)$ , а также целого ряда широких уровней с различными квантовыми числами в районе  $4,5 \text{ Гэв}$ . Заметим также, что рассмотрение распада  $\chi(3,5) \rightarrow \rho + \chi(2,4)$  заставляет предположить, что  $\chi(4,5)$  является компонентой октета с  $J^{PC} = 0^{-+}$ .

Я глубоко благодарен В.И.Захарову, Л.Б.Окуню, М.В.Терентьеву, В.А.Хозе и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
4 декабря 1975 г.

### Литература

- [1] G. J. Feldman, M. L. Perl. Phys. Repts. **19**, 233, 1975.
- [2] В.И.Захаров, Б.Л.Иоффе, Л.Б.Окунь. УФН, **117**, 227, 1975.
- [3] A.D.Dolgov, L.V.Okun, V.I.Zakharov. Phys. Lett., **49B**, 455, 1973.
- [4] S.L.Glashow, A.De Rújula. Phys. Rev. Lett., **34**, 46, 1975.
- [5] М.Б.Володин. Письма в ЖЭТФ, **21**, 733, 1975.
- [6] A.Benvenuti, D.Cline, W.T.Ford et al.Phys. Rev. Lett., **34**, 419, 1975.
- [7] P.Vinciarelli Lett. Nuov. Cim. **4**, 905, 1972. W.A.Bardeen, M.S.Chanowitz, S.D.Drell et al.Phys. Rev. **11D**, 1094, 1975.