

## О НАБЛЮДЕНИИ $A_1$ -МЕЗОНА

Ю. Н. Кафеев, В. В. Серебряков

Исследуется проблема существования  $A_1$ -мезона и поисков его в фото- и электророждении. Обсуждается отсутствие  $A_1$ -мезона в фоторождении и оценивается сечение его рождения в электророждении.

После конференции в Батавии в 1972 году ситуация с существованием  $A_1$ -мезона стала исключительно запутанной. Как хорошо известно, в различных теоретических подходах, например, в алгебре токов, модели кварков и др. установлена необходимость существования мезона с квантовыми числами  $J^P = 1^+$ ,  $G = 1^-$ . Уверенность в этом возросла после обнаружения  $SU(3)$ -партнера  $A_1$ -  $D$ -мезона [2]. Вместе с тем, до сих пор  $A_1$ -мезон экспериментально не обнаружен. В последнее время были предприняты попытки на основе большой статистики найти  $A_1$  в дифракционном рождении  $\pi N \rightarrow A_1 N$ . Изучение  $3\pi$ -состояния методом Асколи [1] в  $A$ -области ( $m_{3\pi} = 1000 + 1400 \text{ Мэв}$ ) показало, что в области предполагаемого нахождения  $A_1$ -мезона ( $\sim 1070 \text{ Мэв}$ ), фаза  $\rho\pi$ -состояния не проходит через  $90^\circ$  и вообще не показывает быстрого изменения, в то время как в районе  $A_2$ -мезона явно видно быстрое изменение фазы, указывающее на наличие резонанса. Поскольку в  $\pi N \rightarrow 3\pi N$  в  $A$ -области велик вклад фонового процесса – эффекта Дека [3], то результаты [1] означают, что если  $A_1$ -мезон и существует, то сечение его рождения мало по сравнению с фоновым. Поэтому дифракционное рождение  $A_1$ -мезона является неудобным для его поисков [2].

Казалось бы,  $A_1$ -мезон можно наблюдать в фоторождении, поскольку при малых  $t$  однопионный механизм приводит к рождению его с достаточно большим сечением  $\sim 1 \text{ мкб}$ . В этом случае, зависимость амплитуды рождения от фазы  $\rho\pi$ -состояния по теории Ватсона [2] имеет вид  $e^{i\delta} \sin \delta$  (где  $\delta$  – фаза упругого  $\pi\rho$ -рассеяния), в отличие от зависимости типа  $e^{i\delta}$  в дифракционном рождении. Зависимость  $e^{i\delta} \sin \delta$  должна приводить к гораздо более резкому пику в спектре масс, чем в дифракционном рождении, что наблюдается экспериментально при рождении  $\rho$ ,  $B$ ,  $\omega$  и др. Однако и в фоторождении  $3\pi$ -состояния в области  $A_1$ -мезона отсутствует какое-либо усиление в спектре масс [4]. Этот факт может быть объяснен в рамках модели, основанной на пропорциональности вычетов померанчуковской и  $f$ -мезонной траекторий и связи  $f$ -мезона с сохраняющимся током (тензорным) [5], которая успешно объясняет многие черты дифракционного рождения. В этой модели амплитуда дифракционной диссоциации пиона в  $A_1$ -мезон пропорциональна  $(t/m_A^2) g_{f\pi A_1}$ , где  $t$  – нуклонная передача, что объясняет малость сечения рождения  $A_1$  по сравнению с дековским фоном. С другой стороны, обменное  $\rho - f$  вырождение в вершине  $\pi \rightarrow A_1$  приводит к тому, что вычет  $A_1\pi$  в электророждении имеет вид  $(q^2/m_A^2) g_{\rho\pi A_1}$  (здесь  $\sqrt{q^2}$  – масса фотона). Таким образом, согласно этой модели

в фоторождении  $A_1$ -мезона нет (в однопионном приближении), однако она дает возможность оценить сечение при  $q^2 \neq 0$ .

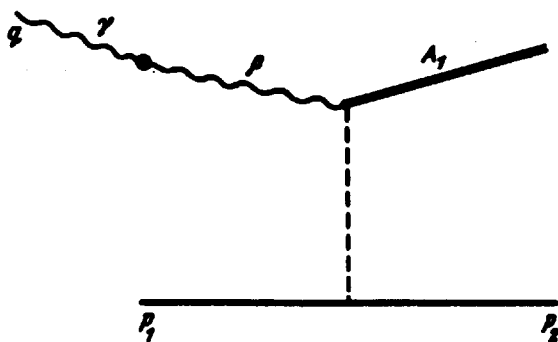
Для оценок при не очень больших  $q^2$  мы можем воспользоваться моделью векторной доминантности. В однопионном приближении (рисунок) амплитуда запишется в виде

$$M = \frac{1}{(2\pi)^2} g_{\pi NN} \bar{u}(p_2) \gamma_5 u(p_1) \frac{q^2 m_\rho^2}{q^2 - m_\rho^2} \frac{g_{\rho\pi A_1} \xi_\rho^\mu \epsilon_\mu(A_1) e}{(t - m_\pi^2) m_{A_1}^2 f_\rho} \quad (1)$$

Обозначения очевидны. Для сечения получаем

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left( \frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \right) \left( \frac{e^2}{4\pi} \frac{4\pi}{f_\rho^2} \right) \left( \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - q^2} \right)^2 \left( \frac{q^2}{m_{A_1}^2} \right)^2 \frac{|t|}{(t - m_\pi^2)^2} \times \\ \times \frac{4}{3} g_{\rho\pi A_1}^2 \frac{1}{8|t|(s, q^2)} ; \quad (2)$$

(для оценок мы пренебрегли зависимостью вершины  $A_1\rho\pi$  от  $q^2$ ).  $t$ -инвариант Меллера. В качестве ширины  $A_1$ -мезона возьмем среднее значение:  $\Gamma(A_1 \rightarrow \rho\pi) = 60 + 70 \text{ Мэв}$ . Оценим сечение при  $\sqrt{(p_1 + q)^2} = \sqrt{s} = 3 \text{ Гэв}$ , при значениях  $|q^2| = 0,15; 0,5; 1 \text{ Гэв}^2$ . Выражение (2) непригодно для оценок сечения, так как хорошо известно, что формулы однопионного приближения дают сильно завышенные значения. Поэтому в (2) необходимо учесть абсорбцию. В простейшем приближении это можно сделать, заменив в (2)  $|t| \rightarrow m_\pi^2$ .



После чего получаем значения, данные в таблице. Здесь для сравнения приведены сечения рождения  $A_2$ , взятые из работы [6]. Зависимость сечения рождения  $A_2$ -мезона от  $q^2$  также учитывается в приближении векторной доминантности.

$q^2$	$A_1, \text{ мкб}$	$A_2, \text{ мкб}$
0,15	0,02	0,52
0,5	0,04	0,25
1	0,08	0,11

В настоящее время сечения  $\sim 0,1$  мкб на SLAC являются в принципе измеримыми, однако для лучшего изучения  $A$ -области в электро рождении  $3\pi$ -состояния необходима большая статистика.

Модель тензорной доминантности [5] с  $\rho$ - $f$  обменным вырождением объясняет отсутствие  $A_1$ -мезона в фоторождении и при малых  $q^2$  в электро рождении [7]. При  $q^2 \sim -1$  Гэв<sup>2</sup> она предсказывает расщепление наблюдаемого усиления в  $A$ -области [7] на два близлежащих пика приблизительно одинаковой интенсивности. Во всяком случае, изучение  $3\pi$ -состояния в  $\mu^-(e^-)p \rightarrow \mu^-(e^-)p + 3\pi$  представляет большой интерес и вместе с предложенными недифракционными реакциями [2]  $Kp \rightarrow A_1 \Lambda$  и  $\pi N \rightarrow NA_1$  (назад может служить удобным процессом для обнаружения  $A_1$ -мезона. Общим для большинства реакций с образованием  $A_1$  является подавленность сечения из-за сохранения тока: векторного [2, 8] или тензорного [5], так как  $A_1$ -мезон связан с пионом посредством редже - траекторий (частиц) с натуральной четностью.

Что касается фоторождения роуперовского резонанса  $\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow N\pi$  [9], то вследствие обменного  $\omega$ - $f$  вырождения тензорная доминантность приводит к обращению в нуль изоскалярного перехода  $N^*(1470) \rightarrow N + \omega$ . Однако о величине изовекторного перехода  $N^*(1470) \rightarrow N\rho$  мы не можем сделать отсюда каких-либо заключений; возможно, что он мал феноменологически.

Институт математики  
Сибирское отделение  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 мая 1973 г.

### Литература

- [1] G. Ascoli. Report at Batavia Conf. based on CERN and Serpukhov data
- [2] G. Fox. Inv. Talk at 1972 Philadelphia Conf., CALT, 68, 361, 1972.
- [3] G. Wolf. Phys. Rev., 182, 1538, 1969.
- [4] A. Silverman. Proc. Of the 4-th Int. Symp. on Elect. and Photon Int., Liverpool, 1969.
- [5] Yu. N. Kafiev, V. V. Serebryakov. Nucl. Phys., 52B, 141, 1973.
- [6] J. Eisenberg et al. Phys. Rev., 6D, 16, 1972.
- [7] J. Ballam et al Preprint SLAC - PUB - 1163, 1972.
- [8] M. Kislinger. CALT, 68, 341, 1971 unpubl.
- [9] R. L. Walker. Proc. of the 4-th Int. Conf. on Electron and Photon Int. Liverpool, 1969.