

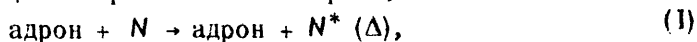
## ВИРТУАЛЬНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ НУКЛОННЫХ ИЗОБАР В ЯДРАХ И РЕАКЦИИ КВАЗИУПРУГОГО "ВЫБИВАНИЯ" ИЗОБАР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С.Б. Герасимов

Роль нуклонных резонансов (изобар) в описании ядерных свойств и взаимодействий обсуждалась ранее в связи с вычислением нуклон-нуклонного потенциала [ 1, 2], энергии связи ядер [ 3], электромагнитных [ 4] и слабых [ 5] констант связи, а также в связи с описанием некоторых ядерных реакций [ 6, 7].

Цель настоящей статьи – предложить новый способ экспериментальной проверки существования изобар в ядрах на основе изучения образования изобар в реакциях взаимодействия адронов высоких энергий с ядрами.

Перечислим сначала некоторые экспериментальные факты, которые относятся к реакциям образования изобар [ 8, 9]



и будут составлять основу нашего дальнейшего рассмотрения.

1. Сечения образования  $N^*$ -изобар с изоспином  $I = 1/2$  ( $N^*(1420)$ ,  $N^*(1520)$  и  $N^*(1690)$ ) в  $\pi N$ -,  $NN$ -реакциях типа (1) медленно меняются с ростом энергии, а сечение образования  $\Delta$  (1238) с изоспином  $I = 3/2$  быстро убывает (приблизительно как  $E_{\text{лаб}}^{-1}$ , где  $E$  – энергия налетающей частицы).

2. Сечения образования  $N^*$ -изобар под нулевым углом малы по сравнению с сечением упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma(N(\pi) + N \rightarrow N(\pi) + N^*)}{d\sigma(N(\pi) + N \rightarrow N(\pi) + N)} \approx 10^{-2}, \quad (2)$$

### 3. Наклоны дифракционного конуса

$$B = \frac{d}{dt} \left( \ln \frac{d\sigma}{dt} \right) \Big|_{t=0}$$

для  $\pi N^*$ ,  $NN$ -реакций типа (1) удовлетворяют соотношению

$$B(N^*(1420), \Delta(1238)) : B_{e\ell} : B(N^*(1520), N^*(1690)) = 2 : 1 : 0,6. \quad (3)$$

Рассмотрим теперь образование изобар при взаимодействии адронов с ядрами.

Можно ожидать, что с некоторой вероятностью в связанном состоянии ядра будет происходить процесс виртуального возбуждения изобар, т. е. нуклоны и нуклонные резонансы можно будет рассматривать как "партоны", составляющие ядро. Взаимодействие налетающего адрона с ядром определяется взаимодействием со всеми "партонами" ядра. Очевидно, что в полное сечение образования изобар будет давать вклад механизм квазиупругого "выбивания" изобар из ядер.

Исходя из аддитивной модели кварков, предположим, что амплитуды упругого рассеяния адрона на нуклоне и на изобаре в области дифракционного пика приблизительно равны между собой:

$$T(\text{адрон} + N \rightarrow \text{адрон} + N) \approx T(\text{адрон} + N^*(\Delta) \rightarrow \text{адрон} + N^*(\Delta)). \quad (4)$$

Если вероятность существования нуклонных изобар в дейтоне будет составлять около 1% (величину такого порядка дают оценки [4, 7] для  $\Delta\Delta$ -конфигурации), то получаем следующие экспериментально проверяемые следствия: 1) отношение сечения образования двух  $\Delta$ -резонансов на дейтоне

$$\text{адрон} + d \rightarrow \text{адрон} + \Delta^{++(0)} + \Delta^{-(+)} \quad (5)$$

к сечению упругого рассеяния данного адрона на нуклоне будет приблизительно одинаковым при всех энергиях и переданных импульсах. При достаточно больших энергиях ( $E_{\text{лаб}} \gtrsim 15 \text{ Гэв}$ ) сечение (5) будет превосходить сечение рождения одной изобары:

$$\text{адрон} + d \rightarrow \text{адрон} + \Delta^{+(0)} + n(p). \quad (6)$$

2) В силу соотношений (2) и (4) сечение образования  $N^*$ -изобар на дейтоне должно превышать ожидаемое сечение образования на квазисвободном нуклоне, вычисленное с учетом поправок на многократное рассеяние. 3) В силу соотношения (3) с увеличением переданного импульса  $|t|$  отличие полного сечения образования  $\Delta(1238)$  и  $N^*(1420)$  от предсказываемого обычным механизмом рождения на квазисвободных нуклонах (т. е. в пренебрежении вкладом от реакции "выбивания") должно увеличиваться, а для  $N^*(1520)$  и  $N^*(1690)$  — напротив, уменьшаться. 4) Эффекты усреднения по импульсам фермиевского движения

(например, эффективное уширение и сглаживание резонансных кривых) должны проявляться более заметно для механизма "выбивания" изобар из ядер, так как характерные импульсы конфигурации  $d \leftarrow N + N^*$ ;  $\Delta + \Delta$  существенно больше среднего импульса обычной конфигурации  $d \leftarrow N + N$ . 5) Механизму "выбивания" могут быть присущи некоторые особенности спиновой зависимости процессов упругого рассеяния в высокоэнергетической области – например, сохранение спиральности в прямом канале реакции [10]. В этом случае угловые распределения продуктов распада нуклонных резонансов не будут зависеть от азимутального угла в системе центра масс прямого канала.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
28 июля 1971 г.

### Литература

- [1] H.Sugawara, F.von Hippel. Phys. Rev., 172, 1754, 1968.
- [2] D.O.Riska, G.E.Brown. Nucl. Phys., A153, 8, 1970.
- [3] A.M.Green. Phys. Lett., 34B, 451, 1971.
- [4] H.Arenhovel, M.Danos, H.T.Williams. Nucl. Phys., A162, 12, 1971.
- [5] J.Blomqvist. Phys. Lett., 32B, 1, 1970.
- [6] A.K.Kerman, L.S.Kisslinger. Phys. Rev., 180, 1483, 1969.
- [7] N.R.Nath, H.J.Weber, P.K.Kabir. Phys. Rev. Lett., 26, 1404, 1971.
- [8] E.W.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 16, 855, 1966; I.M.Blair et al. Phys. Rev. Lett., 17, 789, 1966; U.Amaldi et al. Phys Lett., 34B, 435, 1970.
- [9] J.K.Foley et al. Phys. Rev. Lett., 19, 397, 1967; E.W.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 25, 699, 1970.
- [10] F.J.Gilman et al. Phys. Lett., 31B, 307, 1970.