

КОГЕРЕНТНОЕ ФОТОРОЖДЕНИЕ η -МЕЗОНОВ
НА ДЕЙТОНАХ

Ю. Н. Кременцова, А. И. Лебедев

УДК 539.12; 539.172.3

В импульсном приближении рассматривается процесс $\gamma + d \rightarrow \eta + d$ с учетом движения нуклонов внутри дейтона. Показано, что изучение этого процесса может дать сведения об амплитудах фоторождения η -мезонов на нуклонах.

Существенную информацию о структуре адронов дает изучение их электромагнитных взаимодействий. Так, определение относительной роли изовекторных и изоскалярных переходов при фотовозбуждении барионных резонансов представляет интерес для проверки предсказаний кварковых моделей строения адронов. Например, согласно простейшей кварковой модели /1/ возбуждение протона фотоном в резонансное состояние $S_{11}(1535)$ должно носить преимущественно изовекторный характер. Анализ данных по фоторождению η -мезонов на нуклонах подтверждает /2,3/ это предсказание. Однако изучение процессов

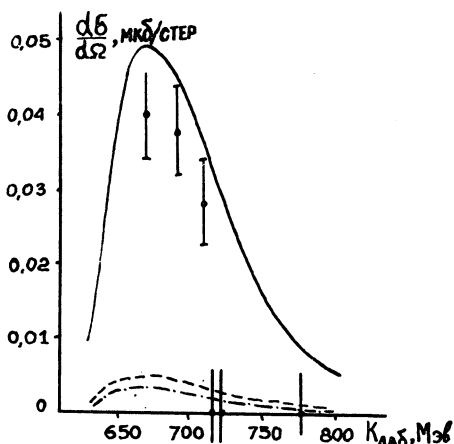
$$\gamma + p \rightarrow \eta + p \quad (1)$$

$$\gamma + d \rightarrow \eta + d, \quad (2)$$

в которых резонанс $S_{11}(1535)$ проявляется значительно ярче, чем при фотообразовании η -мезонов, привело к заключению об изоскалярном характере фотовозбуждения этого резонанса /1,4/. Это противоречит следствиям кварковой модели вывод базируется на анализе результатов измерения дифференциального сечения процесса когерентного фоторождения (2) для больших значений переданного дейтону импульса ($Q = 0,5 - 0,65$ Гэв/с). Поскольку при таких Q существенны детали строения ядра дейтерия, то необходимо было выяснить, не может ли учет новых сведений о волновой функции дейтерия φ изменить заключение об изоструктуре фотовозбуждения резонанса S_{11} .

Дифференциальное сечение процесса $\gamma + d \rightarrow \eta + d$ вычислялось в импульсном приближении, согласно которому амплитуда записывается в виде

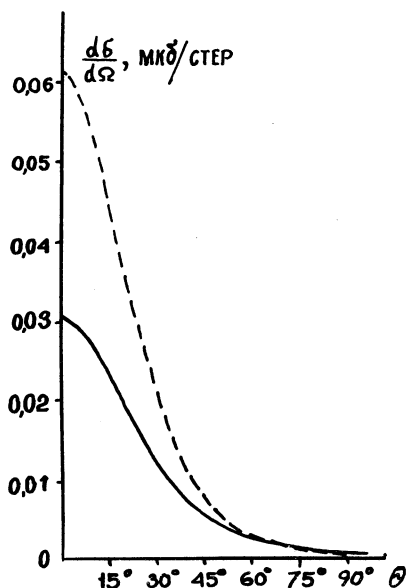
$$T_d = 2 \int d\vec{p} \varphi^*(\vec{p}) T^0 \varphi \left(\vec{p} - \frac{M\vec{v}}{2} \right), \quad (3)$$



P и с. I. Зависимость от энергии фотона k дифференциального сечения процесса $\gamma + d \rightarrow \eta + d$ для угла вылета мезона в системе центра масс 90° . Сплошная кривая - результаты вычисления сечения с учетом примеси D -состояния в дейтоне в предположении о чисто изоскалярном характере фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$. Пунктирная и штрихпунктирная кривые - результаты вычисления в предположении $T^0 = 0,35T^P$ с учетом и без учета примеси D -состояния, соответственно. Экспериментальные точки взяты из работы /4/

где T^0 - изоскалярная часть амплитуды фоторождения η -мезона на свободном нуклоне, \vec{p} - импульс нуклона в дейтоне. Для описания T^0 использовались результаты изобарного анализа фоторождения η -мезонов на протоне /5/ и таблицы /6/, при этом изоскалярная часть амплитуды фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ варьировалась в пределах от 35% до 100% от протонной амплитуды и вычисления проводились с решениями А-2 и В-2 /5/ для амплитуд процес-

са (1). Входящие в выражение для дифференциального сечения процесса (2) факторы дейтона (см. /7/) были взяты из наиболее надежной аппроксимации сечения рd-рассеяния /8/ (примесь D-состояния в ψ составляла 6,5%).

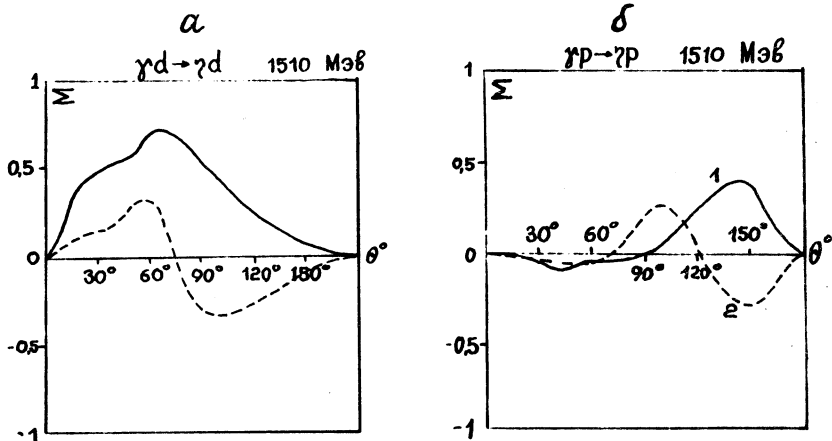


Р и с. 2. Угловое распределение мезонов в процессе $\gamma + d \rightarrow \pi + d$ для энергии фотонов $k_{\text{лаб}} = 800$ Мэв. Сплошная и пунктирные кривые получены соответственно с использованием амплитуд В-2 и А-2 работы /5/

При расчетах учитывалось движение нуклонов внутри дейтона, которое приводит к сдвигу эффективной энергии фотона в сторону меньших значений по отношению к фоторождению на свободном протоне.

Как видно из рис. 1, дифференциальное сечение, вычисленное в предположении о преимущественно изовекторном характере фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ ($T^0 \approx 0,35T^P$), слишком мало, чтобы объяснить экспериментальные данные /4/. Учет примеси γ -состояния в волновой функции дейтона увеличивает сечение про-

цесса (2) лишь на 30%. Следует отметить, что использованные при расчетах формфакторы дейтона хорошо описывают экспериментальные данные по когерентному фоторождению η -мезонов при соответствующих значениях передаваемых импульсов Q . Сечения, вычислен-



Р и с.3. Асимметрия рождения η -мезонов поляризованными фотонами $\Sigma = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$ на дейтоне (а) и на протоне (б) для энергии $k_{\text{лаб}} = 1510$ Мэв, полученная с использованием амплитуд В-2 (сплошная линия) и А-2 (пунктирная линия) работы /5/

ные с использованием протонной амплитуды (это соответствует предположению о чисто изоскалярном характере амплитуды фоторождения η -мезонов), удовлетворительно согласуются с данными опыта.

Наилучшее согласие достигается при $T^{\circ} = 0,84T^{\text{P}}$. Таким образом, вывод о преимущественно изоскалярном характере фотовозбуждения резонанса $S_{11}(1535)$ при фоторождении η -мезонов не меняется и при учете деталей строения ядра дейтерия.

Интересно отметить, что дифференциальные сечения процесса (2), вычисленные с использованием решений А-2 и В-2 для амплитуд процесса (1) заметно различаются между собой для малых углов вылета η -мезонов при энергиях $k > 0,8$ Гэв (см. рис.2). Еще большее отличие имеет место для асимметрии фоторождения поляризо-

ванными фотонами на дейтонах (рис.3а) $\Sigma = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$; σ_{\perp} и σ_{\parallel} - сечения для фотонов, поляризованных перпендикулярно и параллельно плоскости рождения. Все это указывает на возможность использования реакции (2) для отбора единственного решения в описании однонуклонного процесса (I).

Необходимо также подчеркнуть, что решения А-2 и В-2 приводят к существенному различию асимметрии в процессе (I) при больших энергиях ($k > 1500$ Мэв) (см. рис.3б). При энергиях ниже 950 Мэв, где доминирует S_{11} - резонанс, асимметрия фоторождения на протоне мала (менее 15%); асимметрия же рождения на дейтоне из-за влияния примеси D-состояния в волновой функции ядра остается заметной ($\sim 40\%$), но она чувствительна к способу выбора эффективного сдвига энергий.

Поскольку информация, которую можно получить при изучении когерентного фоторождения η -мезонов, важна для физики адронов, то весьма желательно провести детальное экспериментальное исследование этого процесса (к настоящему времени выполнена лишь одна работа /4/ по измерению дифференциального сечения процесса (2)).

Поступила в редакцию
27 октября 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. Faiman, A. W. Hendry. Phys. Rev., 180, 1572 (1969).
2. R. L. Walker. Proceed.4 Intern. Symp. on El. Phot. Inter., 1969, p. 23.
3. R. G. Moorhause, H. Oberlack, A. N. Rosenfeld. Phys. Rev., D9, 1 (1974).
4. R. L. Anderson, R. Prepost. Phys. Rev. Lett., 23, 46 (1969).
5. H. R. Hicks, S. R. Deans, D. T. Jacobs, P. W. Lyons, D. L. Montgomery. Phys. Rev., D7, 2614 (1973).
6. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 45, N 2, part II (1973).
7. F. H. Hadjoannou. Phys. Rev., 125, 1414 (1962).
8. J. Alberi, L. Bertocchi, J. Bialkowski. Nucl. Phys., B17, 621 (1970).