

С 346.3

Б-20

17.2.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Н.М. Кабачник, Р.А. Эрамжян

P-1530

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ
ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ^- -МЕЗОНОВ КИСЛОРОДОМ

Phys. Lett., 1964, v 9, n 2, p. 168-170.

В.В. Балашов, В.В. Беляев, Н.М. Кабачник, Р.А. Эрамжян

P-1530

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ
ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ μ^- -МЕЗОНОВ КИСЛОРОДОМ

2270/3 49

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1964

В предыдущей работе^{/1/} была отмечена важная роль резонансного механизма испускания нейтронов при μ^- -захвате, связанного с образованием и распадом высоко возбужденных квазистационарных состояний ядра. Конкретные расчеты, проведенные для реакции $Ca^{40} + \mu \rightarrow K^{39} + n + \nu$, показали, что отношение вклада резонансных нейтронов с $E_n > 3$ Мэв, отвечающих только переходам первого запрета, к соответствующему интегральному выходу всех прямых нейтронов, полученному в рамках одночастичного (оптического) расчета^{/2/}, оказывается равным 5. Даже при отборе нейтронов с большей энергией резонансные эффекты остаются по-прежнему очень существенными: при $E > 6$ Мэв указанное отношение равно 2,5.

Такая картина не является исключительной особенностью какого-нибудь отдельного ядра. Ниже приводятся результаты аналогичного расчета для реакции $O^{16} + \mu^- \rightarrow N^{15} + n + \nu$. Учет правил отбора при μ^- -захвате^{/3,4/} приводит к тому, что в данном случае наиболее интенсивными оказываются переходы первого запрета, соответствующие "частично-дырочным" возбуждениям типа $(1p)^{-1}(1d, 2s)$ с $J = 0, 1, 2^-$ ("разрешенные" переходы типа $(1s) \rightarrow (2s)$ и $(1p) \rightarrow (2p)$, соответствующие высокому возбуждению ядра, ослаблены в силу правила отбора по главному квантовому числу; вклад переходов более высокого порядка запрета оказывается также значительно меньшим^{х)}). Поэтому для сравнения роли резонансного и прямого механизмов и суждения о надежности оптических расчетов достаточно ограничиться рассмотрением только переходов первого запрета; во всяком случае, тем самым можно оценить нижнюю границу вклада резонансного механизма.

Положение и волновые функции состояний $0^-, 1^-, 2^-$ ядра N^{16} рассчитаны в рамках обычного "частично-дырочного" подхода, используемого при расчете состояний дипольного и спиново-волнового возбуждения. Уровни "нулевого приближения" определены по экспериментальным данным об уровнях соседних ядер; параметры остаточного взаимодействия между нуклонами выбраны такими же, как в^{/6/}, что не сильно отличается от соответствующих значений Эллиотта и Флауэрса^{/7/}. Распад квазистационарных состояний ядра N^{16} на "дырочные" уровни N^{15} с $J = \frac{1}{2}^-$ (основное состояние) и $J = 3/2^-$ ($E^* = 6,33$ Мэв) рассчитывается в рамках обычного формализма приведенных ширин.

х) Проведенные недавно эксперименты^{/5/} по изучению переходов на отдельные связанные состояния в реакции $O^{16}(\mu^-, \nu)N^{16}$ непосредственно подтверждают правила отбора по порядку запрета; вероятность перехода на уровень 3^- ядра N^{16} пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью переходов на уровни $0^-, 1^-, 2^-$.

Полный нейтронный спектр, полученный наложением отдельных нейтронных групп (рис. 1), показан на рис. 2 (энергетический разброс всех групп выбран одинаковым: $\Delta E_n = 2$ Мэв). Как и следовало ожидать, резонансный механизм дает большой вклад в жесткую часть спектра. Это находится в полном соответствии с результатом, полученным ранее при анализе распада дипольных состояний ^{7,8/}: жесткая часть спектра фотонейтронов и фотопротонов, соответствующих "гигантскому резонансу", обязана в основном не прямому механизму фоторасщепления, а распаду дипольных состояний на низко лежащие "дырочные" состояния остаточного ядра; этот эффект обусловлен смешиванием оболочечных конфигураций и полностью исчезает в одночастичной (в частности, оптической) модели, используемой для расчета "прямого" фотоэффекта.

Сравним полученный результат с предсказаниями оптической модели ^{12/}. Рассчитанный в ^{12/} спектр показан на рис. 2. При $E_n > 3$ Мэв и даже при $E_n > 6$ Мэв отношение вклада резонансного механизма (соответствующего только переходам первого запрета) к интегральному вкладу всех прямых нейтронов значительно превышает единицу.

Полученные результаты подтверждают сделанные ранее выводы о ненадежности использования оптической модели для интерпретации данных по μ^- -захвату, по крайней мере, при $E_n < 10$ Мэв, а следовательно, и для суждения о μ^- -мезонных константах слабого взаимодействия. В частности, это относится к расчетам коэффициента асимметрии углового распределения нейтронов при захвате поляризованных μ^- -мезонов. Что касается резонансного подхода, то, хотя здесь, разумеется, есть принципиальная возможность расчета коэффициента асимметрии (путем учета интерференции переходов первого запрета с "разрешенными" и двукратно запрещенными переходами), такой расчет также не может быть проведен с требуемой для определения констант точностью. Тем самым приходится сделать вывод о том, что нейтронные эксперименты по изучению μ^- -захвата, если только в них не делается очень большая (> 10 Мэв) отсечка нейтронов, вообще не эффективны для определения констант (μp) взаимодействия. Что же касается использования самой жесткой части спектра нейтронов с $E_n > 10$ Мэв, то прежде надо выяснить вопрос, не сказываются ли здесь эффекты "кластерного" поглощения мезона, связанные с образованием в ядрах различных нуклонных структур.

Нам представляется, что для того, чтобы можно было с уверенностью извлекать мюонные константы из нейтронных экспериментов, следует предварительно поставить ряд специальных опытов по изучению самого механизма захвата с испусканием нейтронов, в частности, исследование энергетического спектра и абсолютного выхода нейтронов с энергией выше 3-4 Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. Н.М. Кабачник. Дипломная работа, МГУ, 1962.
В.В. Балашов, Н.М. Кабачник, Р.А. Эрамжян. Nucl. Phys. (в печати).
2. Э.И. Долинский, Л.Д. Блохинцев. ЖЭТФ, **35**, 1488 (1958).
3. M. Morita, A. Fujii. Phys. Rev., **118**, 606 (1960).
4. J.R. Luyten, H.P.C. Rood, H.A. Tolhoek. Nucl. Phys., **41**, 136 (1963).
5. R.C. Cohen, S. Devons, A.D. Kanaris. Phys. Rev. Lett., **11**, 134 (1963).
6. В.В. Балашов, В.Б. Беляев, Р.А. Эрамжян. Препринт ОИЯИ, Р-887, Дубна, 1962.
7. J.P. Elliott, V.M. Flowers. Proc. Roy. Soc. A242, 57 (1957).
8. В.В. Балашов, В.Г. Шевченко, Н.П. Юдин. Nucl. Phys., **27**, 323 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1964 г.

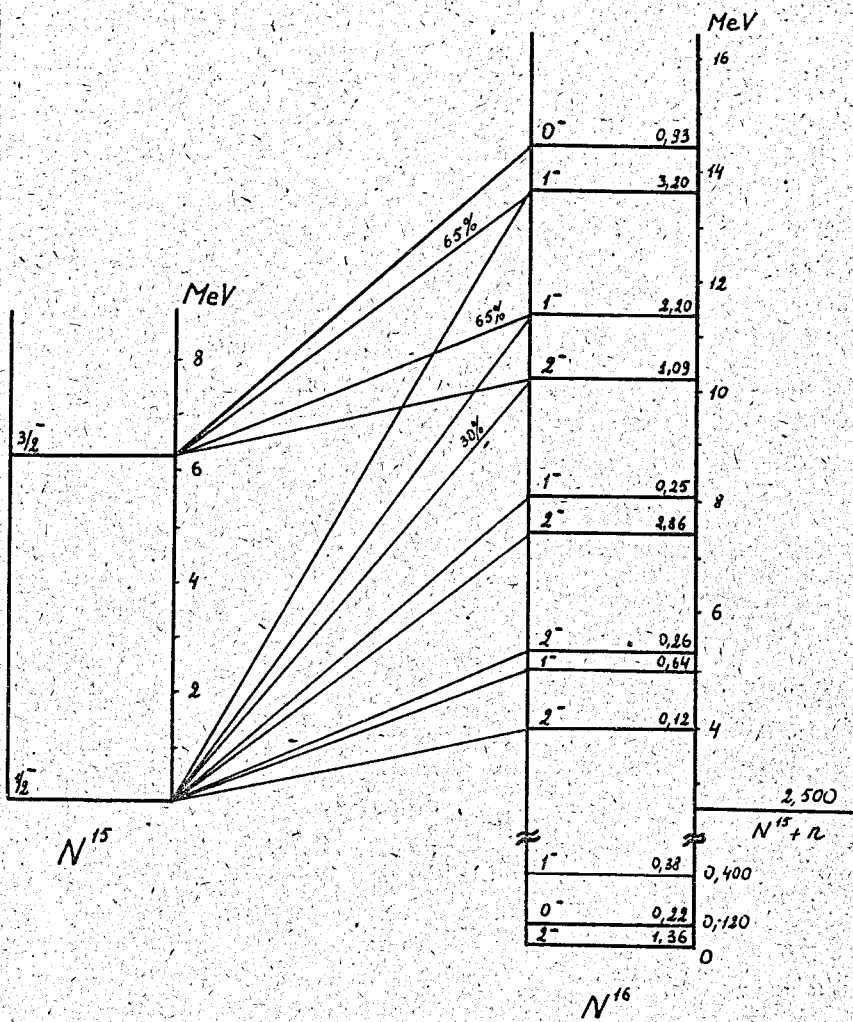


Рис. 1. Схема возбуждения уровней $J=0^-, 1^-, 2^-$ N^{16} при захвате μ^- -мезонов ядром O^{16} и каналы распада на различные уровни ядра N^{15} . Цифры, приведенные после каждого уровня, - вероятности соответствующих парциальных переходов в единицах 10^4 сек^{-1} .

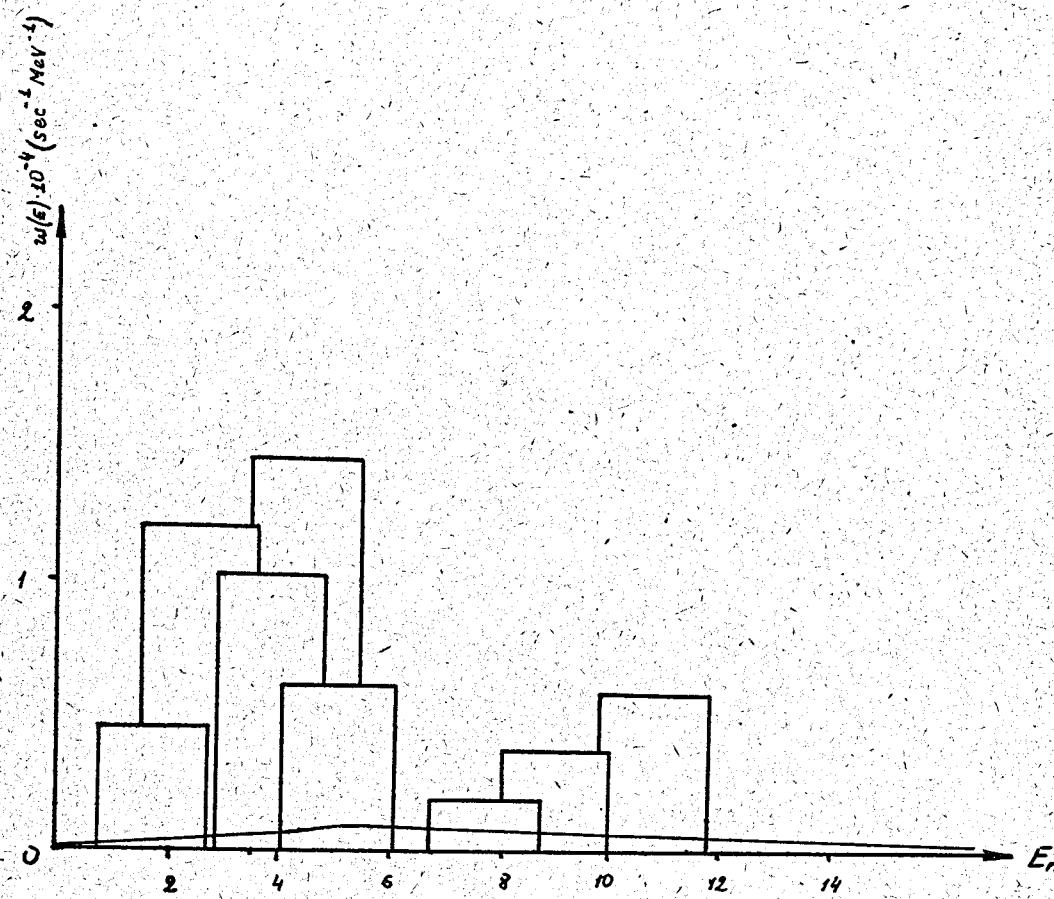


Рис. 2. Полный нейтронный спектр, полученный наложением отдельных нейтронных групп. Сплошной линией показан спектр, рассчитанный в $^{1/2}$ согласно оптической модели.