

Бечварж Ф. и др.

С 343ГЗ

Б-568

+

4311/82



Б-1-3-82-453.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-3-82-453

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1982

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория нейтронной физики

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралик, Нгуен Данг Нюан,
Т.Стадни́ков, С.А.Тележников

Б1-3-82-453

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ В ИЗОЛИРОВАННЫХ
РЕЗОНАНСАХ

*Направлено в архив "Ядерная
физика".*

14. 06. 82.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1982

Аннотация

На реакторе ИБР-30 измерялись спектр γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов ядрами ^{185}Re в изолированных резонансах. Получена новая информация о спине и четности ряда уровней ядра ^{186}Re и о спине резонансов ядра ^{185}Re . Обсуждается вопрос двухквазичастичной структуры уровней ^{186}Re . Обнаружена статистически достоверная корреляция между парциальными радиационными ширинами и приведенными нейтронными ширинами резонансов. Наблюдаемая корреляция качественно объясняется в рамках квазичастично-фононной модели.

Abstract

Spectra of the γ -rays accompanying the neutron capture in ^{185}Re at isolated resonances were measured at the IBR-30 reactor. New information on the spin and parity of the ^{186}Re levels was obtained, as well as the information concerning the spin of resonances. A quasi-particle structure of the ^{186}Re levels is discussed. A statistically significant correlation between the partial radiation widths and the reduced neutron widths of the resonances was observed. This correlation is qualitatively accounted for in the frame of the quasiparticle-phonon model.

1. Введение

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию статистической корреляции между парциальными радиационными ширинами и приведенными нейтронными ширинами ν -резонансов в реакции $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ и анализу этой корреляции в рамках квазичастично-фононной модели ядра^{/1/}. Предварительные результаты по данному вопросу в этой реакции приведены в обзорной работе^{/2/}.

Изучение реакции (n,γ) на Z -нечетном ядре представляет с точки зрения модели^{/1/} отдельный интерес, так как в этом случае модель дает свои специфические предсказания относительно корреляции ширин.

Реакция $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ была выбрана по следующим причинам. Во-первых, ядро-мишень ^{185}Re обладает низковольтными нейтронными резонансами с большими значениями отношения $\Gamma_{\lambda n}^0 / \langle D \rangle$, где $\Gamma_{\lambda n}^0$ - приведенная нейтронная ширина резонанса и $\langle D \rangle$ - среднее расстояние между резонансами, что является необходимым условием для обнаружения эффектов корреляции на мешающем фоне, вызванном флуктуациями парциальных ширин. Во-вторых, на основании результатов предыдущих работ^{/3,4/} в значительной мере известна структура низколежащих уровней ядра ^{186}Re , что позволяет проводить анализ корреляций в рамках модели^{/1/} более однозначно.

Составной частью настоящей работы является определение спинов резонансов, а также спинов и четностей низколежащих уровней ядра ^{186}Re . Необходимо в этой связи отметить, что накопленные здесь данные об уровнях ядра ^{186}Re позволили увеличить надежность прежних выводов^{/3,4/} о структуре этих уровней.

2. Измерения и первичная обработка данных

Измерения проводились в двух отдельных циклах на импульсном быстром реакторе ИБР-30, работающем в качестве бустера в сочетании с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40.

Образец весом 57,9 г из металлического рения, обогащенного до 93,6% по изотопу ^{185}Re в виде пластинки размером 6,5 x 9,0 см² находился в пучке нейтронов на расстоянии 50 м от активной зоны реактора.

Гамма-кванты регистрировались коаксиальным Ge(Li)-детектором с чувствительным объемом 20 см³. Для уменьшения фона от рассеянных нейтронов между образцом и детектором находился фильтр из $^6\text{LiCo}_3$.

Энергия захватившихся нейтронов определялась методом времени пролета с разрешением 70 нс/м.

В первом цикле измерений двумерная информация об энергии γ -квантов и о времени пролета захватившихся нейтронов поступала в многомерный анализатор^{/5/}, а во втором цикле - в ЭВМ PDP-11/20^{/6/}. Накопленная информация записывалась в обоих циклах

на магнитные ленты в виде 24-разрядных слов, содержащих коды времени пролета и энергии γ -квантов.

В результате сортировки накопленной информации были получены γ -спектры для 26 изолированных нейтронных резонансов ядра-мишени ^{185}Re с энергиями в интервале 2 ± 110 эВ. Методика сортировки описана в [7,8].

Степень, с какой при данном разрешении отдельные резонансы изолированы друг от друга, проиллюстрирована на рис.1, на котором изображен время-пролетный спектр выхода γ -квантов с энергией $E > 4300$ кэВ. Примеры жестких частей γ -спектров для резонансов показаны на рис.2 и 3.

Отдельные γ -спектры обрабатывались с помощью методики, описанной в [9] с использованием программы LINFIT [10]. В результате обработки спектров были в общей сложности получены данные об относительных интенсивностях 141 первичного перехода в изучаемой реакции $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$, а также данные об интенсивностях некоторых вторичных переходов.

3. Спектроскопические результаты

3.1. Спины резонансов ядра ^{185}Re

Предполагается, что все изучаемые резонансы являются s-резонансами. Так как спин и четность ядра-мишени имеют значение $I^\pi = 5/2^+$, резонансам должны принадлежать значения $J^\pi = 2^+$ или $J^\pi = 3^+$.

Спин резонансов J определяется двумя методами. Основой первого является зависимость заселенности низколежащих уровней ядра-продукта от спина резонансов. В результате этого при подходящем выборе пары вторичных переходов отношение их интенсивностей может служить в качестве величины, чувствительной к спину резонансов. Такой парой оказались вторичные переходы с энергиями 316,47 и 214,62 кэВ. Значения отношения $I(316,47)/I(214,62)$ для отдельных резонансов показаны на рис.4. Несмотря на определенный разброс значений, который можно в основном объяснить ограниченным разрешением по времени пролета, видно, что значения $I(316,47)/I(214,62)$ разделяются на две группы. Согласно оценкам по модели каскадного заселения [11] верхней и нижней группам следует приписать, соответственно, значения $J=2$ и $J=3$.

Второй метод основан на наблюдении интенсивных переходов на уровни ядра ^{186}Re с $J^\pi = 1^-$ и $J^\pi = 4^-$. При этом предполагается, что интенсивные переходы из резонансов имеют исключительно дипольный характер. Анализировались переходы на следующие уровни: а) основное состояние и уровень 316,47 кэВ, имеющие $J^\pi = 1^-$; б) уровни 173,93 и 273,63 кэВ, имеющие $J^\pi = 4^-$. Аргументы в пользу значений J^π для этих уровней даны в [3,4], а также в следующем разделе 3.2. Линии, принадлежащие первичным переходам на уровни 0, 173,93, 273,63 и 316,47 кэВ, имеют на

рис.2 и 3, соответственно, номера 1,5,8 и 9.

Результаты определения спинов резонансов обоими методами представлены в таблице 1. Необходимо отметить, что из резонанса в районе 41,6 эВ идут интенсивные переходы как на уровни с $J^\pi = 1^-$, так и на уровни с $J^\pi = 4^-$. Это можно объяснить дублетным характером данного резонанса, на что указывают также результаты работы /14/.

3.2. Спин, четность и структура низколежащих уровней ядра ^{186}Re

Имеющийся набор спектров для резонансов с известными значениями J^π позволил провести анализ, в результате которого были наложены существенные ограничения на значения J^π для большого числа низколежащих уровней ядра ^{186}Re , причем в ряде случаев значения J^π удалось определить однозначно. В этом анализе в качестве исходной информации служил набор относительных интенсивностей первичных переходов из отдельных резонансов на отдельные уровни, а также два набора интенсивностей, усредненных, соответственно, по резонансам с $J^\pi = 2^+$ и $J^\pi = 3^+$. При анализе учитывались корректным образом флюктуационные свойства интенсивностей. Детали анализа описаны в работе /16/, где представлены результаты нашего определения J^π для 121 уровня ядра ^{186}Re . В настоящей работе мы рассматриваем лишь часть этих результатов, которая приведена в столбце 3 таблицы 2.

В работе /3/, включающей данные по реакциям (d,p) и (d,t), а также по реакциям (n, γ) и (n, e^-) на тепловых нейтронах, была накоплена богатая информация о значениях J^π уровней ^{186}Re в области возбуждений до 500 кэВ. Дополнительная информация была получена в измерениях $\gamma\gamma$ -совпадений в реакции (n, γ) /4/. Вся эта информация о значениях J^π приведена в столбце 2 таблицы 2.

При анализе свойств корреляции ширин в рамках квазичастично-фононной модели /1/ необходимо включать лишь те парциальные радиационные ширины, которые соответствуют первичным переходам на уровни с известной квазичастичной структурой. Целесообразно при этом ограничиться только E1-переходами, так как, в отличие от переходов других мультипольностей, их интенсивности можно считать достаточно большими для анализа корреляций. В этом смысле подходящими уровнями являются те, которые в предыдущих работах /3,4/ идентифицированы как члены вращательных полос, построенных над двухквазичастичными состояниями $p402\uparrow \pm n512\downarrow$, $p402\uparrow \pm n510\downarrow$, $p402\uparrow - n503\downarrow$ и $p402\uparrow - n505\downarrow$ (см. столбцы 5 и 6 таблицы 2).

Для идентификации уровней с указанной структурой в работах /3,4/ использованы следующие основания: (а) экспериментальные значения J^π этих уровней; (б) учет систематики положений отдельных нильсоновских одночастичных орбиталей в соседних по массовому числу нечетных ядрах; (в) применение правила Галахера-Мошковского /17/;

(Г) некоторые допущения о систематических свойствах вероятностей E1-, M1- и E2-переходов (см. /3/).

Очевидно, что основания (Б), (в) и (Г) имеют лишь полуэмпирический характер. Что касается основания (а), совпадение экспериментального значения J данного члена соответствующей полосы является строго необходимым условием безошибочной идентификации каждого из уровней. Отметим в этой связи, что, несмотря на большой объем информации в /3,4/, спины уровней здесь не удалось во многих случаях определить однозначно.

Как видно из таблицы 2, объединение данных настоящей работы с данными работ /3,4/ приводит для 9 уровней к сужению прежнего диапазона экспериментальных значений J^π или даже к однозначному определению J^π, причем во всех этих случаях объединенные значения J^π вполне совместимы со значениями, требуемыми соответствующей структурой каждого из уровней.

Таким образом, данные настоящей работы по спину и четности уровней ¹⁸⁶Re в существенной мере подтверждают правильность выводов работ /3,4/ об уровнях со структурой p402↑±n512↓, p402↑±n510↑, p402↑-n503↑ и p402↑-n505↓.

4. Корреляция ширин

4.1. Экспериментальные результаты

Парциальную радиационную ширину, соответствующую первичному переходу из резонанса λ на уровень f ядра-продукта, обозначим как Γ_{λγf}.

Для конкретного набора резонансов и конечных уровней количественной мерой корреляции между Γ_{λn}^o и Γ_{λγf} будем считать взвешенный средний коэффициент корреляции R, имеющей следующий вид:

$$R = \frac{\sum_J \sum_{f=1}^{F_J} \Lambda_J r_{J,f}}{\sum_{J'} F_{J'} \Lambda_{J'}} \quad (1)$$

Здесь J, J' - спины резонансов, Λ_J - число резонансов с данным значением J и F_J - число уровней, входящих в набор, которые заселяются первичными переходами из этих резонансов. Величина r_{J,f} - выборочный коэффициент линейной корреляции между Γ_{λn}^o и Γ_{λγf} для фиксированных J и f. Размер выборки равен Λ_J.

В виду нечувствительности величин r_{J,f} к шкале ширин Γ_{λγf}, при вычислении значений r_{J,f} ширины Γ_{λγf} можно заменить соответствующими интенсивностями переходов I_{λf}. Под интенсивностью I_{λf} здесь подразумевается отношение числа зарегистрированных γ-квантов от перехода λ → f к числу захваченных нейтронов.

В наших расчетах экспериментальных значений R в качестве меры числа захваченных нейтронов брался суммарный выход γ -квантов от большого числа первичных переходов. Для резонансов с $J^\pi=2^+$ этот выход определялся вкладом 65 по энергии достаточно разрешенных линий в каждом из γ -спектров, а для резонансов с $J^\pi=3^+$ - вкладом 71 линии. Вклад от первичных переходов, идущих на уровни ядра ^{186}Re с известной квазичастичной структурой, при этом не учитывался.

Экспериментальные значения коэффициентов R для ряда наборов конечных уровней приведены в таблице 3. Эти значения вычислялись для набора 10 резонансов с $J^\pi=2^+$ и 14 резонансов с $J^\pi=3^+$. Значения энергии и J^π этих резонансов приведены в таблице 1. В этот набор не входят сильные дублетные резонансы с энергиями 41,6 и 106,9 эВ. С другой стороны, набор резонансов включает слабые дублетные резонансы с энергиями 81,0 и 87,1 эВ, в которых преобладают компоненты с $J^\pi=1^+$. Согласно ^{/15/}, примесным компонентам этих двух дублетов принадлежат значения $\Gamma_{\lambda\pi}^0$, которые существенно ниже среднего значения $\langle \Gamma_{\lambda\pi}^0 \rangle_\lambda$. Можно поэтому считать, что включение указанных дублетов не будет приводить к заметной систематической ошибке при анализе корреляции. Что касается отдельных наборов конечных уровней, они исчерпывают общую совокупность всех уровней с $J^\pi=1^- \div 4^-$, для которых известна квазичастичная структура, см. таблицу 2. При расчете коэффициентов R значения $\Gamma_{\lambda\pi}^0$ брались из ^{/12/}.

Методом Монте Карло, описанным в ^{/18/}, для каждого случая вычислялась статистическая достоверность P , с какой можно на основании данного конкретного значения R отбросить гипотезу некоррелированных ширин (см. таблицу 3). При вычислении P учитывались корректным образом как экспериментальная погрешность интенсивностей, так и их полные Портер-Томасовские флуктуации. Было также учтено влияние "нетипичности" значений $\Gamma_{\lambda\pi}^0$ для конкретной выборки резонансов, см. ^{/18/}.

Для отдельных случаев вычислялись оценки коэффициента линейной корреляции ρ для генеральной совокупности, т.е. для бесконечного числа резонансов (см. таблицу 3). При этом предполагалось, что для данного конкретного набора конечных уровней величина ρ не зависит от J и π . Метод расчета ρ изложен в ^{/19/}.

4.2. Выводы квазичастично-фононной модели

Волновая функция резонансного состояния ядра содержит огромное число различных компонент ($10^5 \div 10^6$). Однако, согласно квазичастично-фононной модели ^{/1/} за распад s -резонанса с испусканием нейтрона в случае нечетно-нечетного ядра-продукта отвечает лишь ограниченное число двухквазичастичных компонент. Это компоненты типа $(r_o \sigma_o s'o)$, где $r_o \sigma_o$ - набор всех квантовых характеристик протонной квазичастицы ядра-мишени, находящегося в основном состоянии, и $s'o$ - характеристики любой нейтронной квазичастицы, при условии, что для нее $K^\pi=1/2^+$. Символы σ_o и σ обозначают знаки проекции полного момента количества движения соответствующих квазичастиц на ось симметрии

ядра. Разумеется, что число различных состояний в сильно ограничено доступными состояниями с $K^\pi = 1/2^+$, находящимися в районе нейтронного порога ядра-продукта.

Квазичастично-фононная модель^{/1/} накладывает дополнительные условия на относительные знаки проекций σ_0 и σ в компонентах $(r_0 \sigma_0, s\sigma)$. Опираясь на экспериментальные данные^{/20/}, можно предположить, что полное квантовое число K ядра-продукта, находящегося в резонансном состоянии, не является хорошим квантовым числом. В таком случае, согласно^{/1/}, для s -резонансов со спином J должны выполняться следующие условия относительно σ_0 и σ :

$$\sigma = \begin{cases} +\sigma_0 & \text{для } J = I + 1/2, \\ -\sigma_0 & \text{для } J = I - 1/2, \end{cases} \quad (2)$$

причем для $J = I + 1/2$ знаки отдельных компонент $(r_0 \sigma_0, s\sigma)$, отвечающих за распад данного s -резонанса с испусканием нейтрона, могут отличаться.

Величина I в выражении (2) обозначает спин ядра-мишени.

Из модели^{/1/} вытекает, что необходимым условием существования корреляции между $\Gamma_{\lambda n}^0$ и $\Gamma_{\lambda \gamma f}$ является возможность разрешенного радиационного перехода из компонент $(r_0 \sigma_0, s\sigma)$, которые отвечают за испускание нейтрона, на данное состояние f , т.е. возможность перехода $(r_0 \sigma_0, s\sigma) \rightarrow f$.

Для ядра-мишени ^{185}Re имеется $r_0 = p402\uparrow$. С точки зрения общего квазичастичного правила отбора очевидно, что компоненты $(r_0 \sigma_0, s\sigma)$ могут распадаться на любое из ранее перечисленных состояний со структурой $p402\uparrow \pm n512\downarrow$, $p402\uparrow \pm n510\downarrow$, $p402\uparrow - n503\uparrow$ и $p402\uparrow - n505\downarrow$, так как положение квазичастицы $p402\uparrow$ остается при таком распаде неизменным. Однако, если учесть правило отбора по квантовому числу Ω "активной" квазичастицы^{/21/}, тогда на распад компонент $(r_0 \sigma_0, s\sigma)$ накладывается дополнительный запрет*). Для $E1$ -переходов должно выполняться условие $|\Omega| = 0, 1$.

При учете условий (2) для относительных знаков σ_0, σ в результате запрета по квантовому числу Ω корреляцию между $\Gamma_{\lambda n}^0$ и $\Gamma_{\lambda \gamma f}$ можно ожидать лишь для переходов из резонансов с $J^\pi = 2^+, 3^+$ на уровни со структурой $p402\uparrow - n512\downarrow$ и $p402\uparrow \pm n510\downarrow$ и для переходов из резонансов с $J^\pi = 3^+$ на уровни со структурой $p402\uparrow \pm n512\downarrow$. С другой стороны, корреляцию ширин не следует ожидать для переходов из резонансов с

*) В случае начального состояния $(r_0 \sigma_0, s\sigma)$ под Ω подразумевается квантовое число K данной квазичастицы, снабженное знаком, равным $\sigma_0 \sigma$. Аналогичным образом определено Ω конечного уровня f .

$J^{\pi} = 2^{+}, 3^{+}$ на уровни со структурой $p402\uparrow - n503\uparrow$ и $p402\uparrow - n505\downarrow$. Необходимо еще раз подчеркнуть, что речь идет исключительно только о первичных $E1$ -переходах на уровни ^{186}Re с известной двухквартичной структурой.

4.3. Обсуждение результатов

Согласно сформулированным выше предсказаниям квазичастично-фононной модели ^{/1/} корреляцию между $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ и $\Gamma_{\lambda \gamma f}$ можно ожидать в основном для наборов № 3, 4, 5 и 6 таблицы 3, и не следует ее ожидать для наборов № 9 и 10.

Сразу же можно констатировать, что в последних двух случаях (набора № 9 и 10) экспериментальные значения R вполне совместимы с предложением об отсутствии корреляции.

Что касается наборов № 3 ÷ 6, лишь в одном случае (для набора № 3) наблюдается с высокой достоверностью корреляция. Интересно отметить, что эффект корреляции для переходов на уровни со структурой $p402\uparrow + n510\uparrow$ проявляется в одинаковой мере в обеих спиновых группах резонансов. Несмотря на то, что для оставшихся наборов № 4 ÷ 6 достоверных эффектов не наблюдается, нельзя исключить возможность, что эффект корреляции здесь достигает значений $\rho \approx 0,1 \pm 0,4$.

В рамках справедливости нулевой гипотезы некоррелированных ширин значения величины R в таблице 3 для наборов № 3 ÷ 6 должны вести себя как случайная выборка четырех чисел, равномерно распределенных на интервале $(0,1)$. Как видно, одно из значений ($R = 0,997$) оказывается очень близким к краю этого интервала. На основании простых статистических соображений можно оценить, что в условиях справедливости нулевой гипотезы все четыре числа должны быть меньше значения $0,997$ с вероятностью $98,8\%$.

Таким образом, результат $R=0,502$ для набора №3 позволяет утверждать, что среди наборов № 3 ÷ 6 существует с достоверностью $98,9\%$ хотя бы один, для которого ширины $\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ и $\Gamma_{\lambda \gamma f}$ коррелированы.

В случае переходов на уровни со структурой $p402\uparrow + n510\uparrow$ для параметра ρ получено значение $\rho = 0,625^{+0,117}_{-0,185}$. Наблюдение такого высокого значения позволяет сделать вывод о том, что число общих компонент типа (τ, σ, ν) , участвующих одновременно в распаде с испусканием нейтрона и в γ -распаде, исключительно низкое. Согласно грубой оценке, предложенной в работе ^{/22/}, эффективное число общих компонент $n_{\text{эфф}} \approx 1/\rho$, т.е. в случае переходов на уровни со структурой $p402\uparrow + n510\uparrow$ оно составляет $n_{\text{эфф}} \approx 2$.

Можно сделать вывод, что в рамках точности данного эксперимента настоящие данные в целом совместимы с качественными предсказаниями квазичастично-фононной модели ядра ^{/1/}. Таким образом, реакцию $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ можно присоединить к

другим случаям в деформированной области ядер, для которых наблюдаются с высокой достоверностью эффекты корреляции ширин - к реакциям $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)$ $^{174}\text{Yb}/2,18/$, $^{167}\text{Er}(n,\gamma)$ $^{168}\text{Er}/2,23/$ и $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)$ $^{155}\text{Gd}/2,19/$.

Авторы выражают свою признательность П.Земану за создание математического обеспечения графического вывода информации из ЭВМ, а также А.Б.Попову за его ценные замечания при подготовке рукописи настоящей работы.

Земан
Кубица
Телегин
Климан

Таблица 2. Значения энергии и J^π для уровней ядра ^{186}Re , которые приписываются вращательным полосам, построенным над двухквантовыми состояниями с отрицательной четностью. Включены лишь уровни с $J^\pi = 1^- \div 5^-$.

E_f (кэВ)	Экспериментальные значения J^π					Структура б)
	Предыдущие работы б)	Настоящая работа в)	Заключение	J^π	Конфигурация	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	
0	1 ⁻	1 ⁻	1 ⁻	1 ⁻	1 ⁻	
59,2	2 ⁻	2 ⁻ , 3 ⁻	2 ⁻	2 ⁻	2 ⁻	
146,3	3 ⁻	2 ⁻ , 3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	p402†-n512†
268,8	4 ⁻ (1,2,3) ⁻	4 ⁻ (2,3) ⁻	4 ⁻ (2,3) ⁻	4 ⁻ (2,3) ⁻	4 ⁻	
417,8	(5) ⁻	(д)	(5) ⁻	(5) ⁻	5 ⁻	
99,4	3 ⁻	2 ⁻ , 3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	3 ⁻	
273,6	4 ⁻	4 ⁻	4 ⁻	4 ⁻	4 ⁻	p402†+n510†
463,0	3 ⁻ , 4 ⁻ , 5 ⁻	≠2 ⁻ , 3 ⁻ , 4 ⁻	5 ⁻	5 ⁻	5 ⁻	
173,9	4 ⁻ (2,3) ⁻ Г	4 ⁻	4 ⁻	4 ⁻	4 ⁻	
317,8	3 ⁻ , 4 ⁻ , 5 ⁻	≠2 ⁻ , 3 ⁻ , 4 ⁻	5 ⁻	5 ⁻	5 ⁻	p402 +n512†

210,7	2̄	2̄, 3̄	2̄	2̄	
322,4	3̄, 4̄ (2) -Г	2̄, 3̄	3̄ (2) -	3̄	p4021-n510†
469,8	4̄ (3) -	e)	4̄ (3) -	4̄	
646,3		д)		5̄	
316,5	1̄ (2) -Г	1̄	1̄	1̄	
378,4	2̄	2̄, 3̄	2̄	2̄	
470,5	(3) -	e)	(3) -	3̄	p4021-n503†
588,7		4̄ (2,3) -	4̄ (2,3) -	4̄	
736,1		д)		5̄	
577,7	1̄, 2̄	2̄, 3̄	2̄	2̄	
686,0	2̄, 3̄	2̄, 3̄, 4̄	2̄, 3̄	3̄	
826,1	1̄, 2̄, 3̄, 4̄	4̄ (2,3) -	4̄ (2,3) -	4̄	p4021-n505‡

а) Работа /3/

б) Работы /3, 4/

в) Значения J, взятые в скобки, опровергаются на уровне достоверности 99%. Значения J, которые для данного уровня не приводятся, а также значения после символа ≠ опровергаются на уровне достоверности 99,9%.

г) В работе /4/ дается однозначное значение J^π, совпадающее со значением в колонке №5, однако, аргументы в пользу такого определения J^π не приводятся.

д) Переходы из резонансов на данный уровень не наблюдаются.

е) Настоящие данные совместимы с существованием дублета уровней с J^π = 3⁻ и J^π = 4⁻ в районе энергии ≈ 470 кэВ.

Таблица 3. Результаты анализа корреляции между ширинами $\Gamma_{\lambda n}^0$ и $\Gamma_{\lambda \gamma f}$ в реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$.

№ набора	Набор конечных уровней а)	Число ширин	R	P (%)	ρ
1	p402↑+n510↑	10 ^{б)}	0,554	92,2	$0,766^{+0,085}_{-0,402}$
2	p402↑+n510↑	28 ^{в)}	0,483	98,1	$0,547^{+0,147}_{-0,237}$
3	p402↑+n510↑	38	0,502	99,7	$0,625^{+0,117}_{-0,185}$
4	p402↑-n510↑	48	0,054	68,9	< 0,370
5	p402↑+n512↓	14 ^{б)}	-0,194	28,5	< 0,125
6	p402↑-n512↓	72	0,074	72,2	< 0,332
7	p402↑-n512↓	30 ^{б)}	0,075	65,2	< 0,450
8	p402↑-n512↓	42 ^{в)}	0,073	70,5	< 0,410
9	p402↑-n503↑	48	-0,039	42,0	< 0,215
10	p402↑-n505↓	62	-0,099	25,0	< 0,045

а) Указана их структура

б) Включены ширины только для резонансов с $J^\pi = 2^+$

в) Включены ширины только для резонансов с $J^\pi = 3^+$

Литература

1. Соловьев В.Г., ЭЧАЯ, 1972, 3, с.770
2. Бечварж Ф. и др., ЯФ, 1981, 33, с.3.
3. Lanier R.G. et al., Phys. Rev., 1969, 178, p.1919.
4. Glatz J., Z.Physik, 1973, 265, p.335.
5. Дуда Ф. и др., ОИЯИ, 10-3780, Дубна, 1968.
6. Бечварж Ф. и др., ОИЯИ, Б1-13-11351, Дубна, 1977.
7. Бечварж Ф. и др., ОИЯИ, Б1-13-11352, Дубна, 1977.
8. Večvář F., Nucl. Instr. Meth., 1979, 63, p.591.
9. Тележников С.А., ОИЯИ, Р10-81-358, Дубна, 1981.
10. Večvář F., Chrien R.E., Wasson O.A., Nucl. Phys., 1974, A236, p.198.
11. Huizenga J.R., Vanderbosch R., Phys. Rev., 1960, 120, p.1305.
12. Mughabghab S.F., Garber D.I., Neutron Cross Sections, vol.1, Resonance Parameters. BNL-325, 3rd Ed., Brookhaven Nat. Lab., Upton, 1973.
13. Stolovy A., Phys. Rev. 1967, 155, p.1330.
14. Попов А.Б., Тшецак К., Хван чер Гу, ОИЯИ, РЗ-11995, Дубна, 1978.
15. Попов А.Б., Файков Х., Хван чер Гу, ОИЯИ, РЗ-10377, Дубна, 1977.
16. Бечварж Ф. и др., Нейтронная физика, Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г., Москва, ^{И.Н.Ци.Атоминформ} 1980, часть 2, с.224.
17. Gallagher C.J., Moszkowski S.A., Phys. Rev., 1958, 111, p.1282.
18. Aldea L. et al., Czech. J. Phys., 1977, B27, p.1002.
19. Бечварж Ф. и др., ЯФ, 1981, 34, с.1158.
20. Бечварж Ф., Труды международной школы по нейтронной физике, ОИЯИ, ДЗ-7991, Дубна, 1974, с.294.
21. Andreeff A. et al., Nucl. Phys., 1967, A102, p.241.
22. Lane A.M., Phys. Lett., 1970, 31B, p.344.
23. Алдея Л. и др., Избранные вопросы структуры ядра, т.1, ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, с.116.

Подписи к рисункам

Рис.1 Спектр по времени пролета нейтронов для выхода γ -лучей с энергией $E_\gamma < 4300$ кэВ. Приведены энергии резонансов в эВ. Обозначены резонансы ядра-мишени ^{187}Re .

Рис.2 Примеры спектров γ -лучей для изолированных резонансов с $J^\pi = 2^+$. Нумерация отдельных линий относится к полному набсру подряд идущих первичных переходов, наблюдаемых в реакции $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$.

Рис.3 Примеры спектров γ -лучей для изолированных резонансов с $J^\pi = 3^+$. См. подпись к рис.2.

Рис.4 Значения отношения интенсивностей вторичных переходов $I(316,47)/I(214,62)$ для отдельных резонансов. Точки в виде крестов относятся к дублетным резонансам.

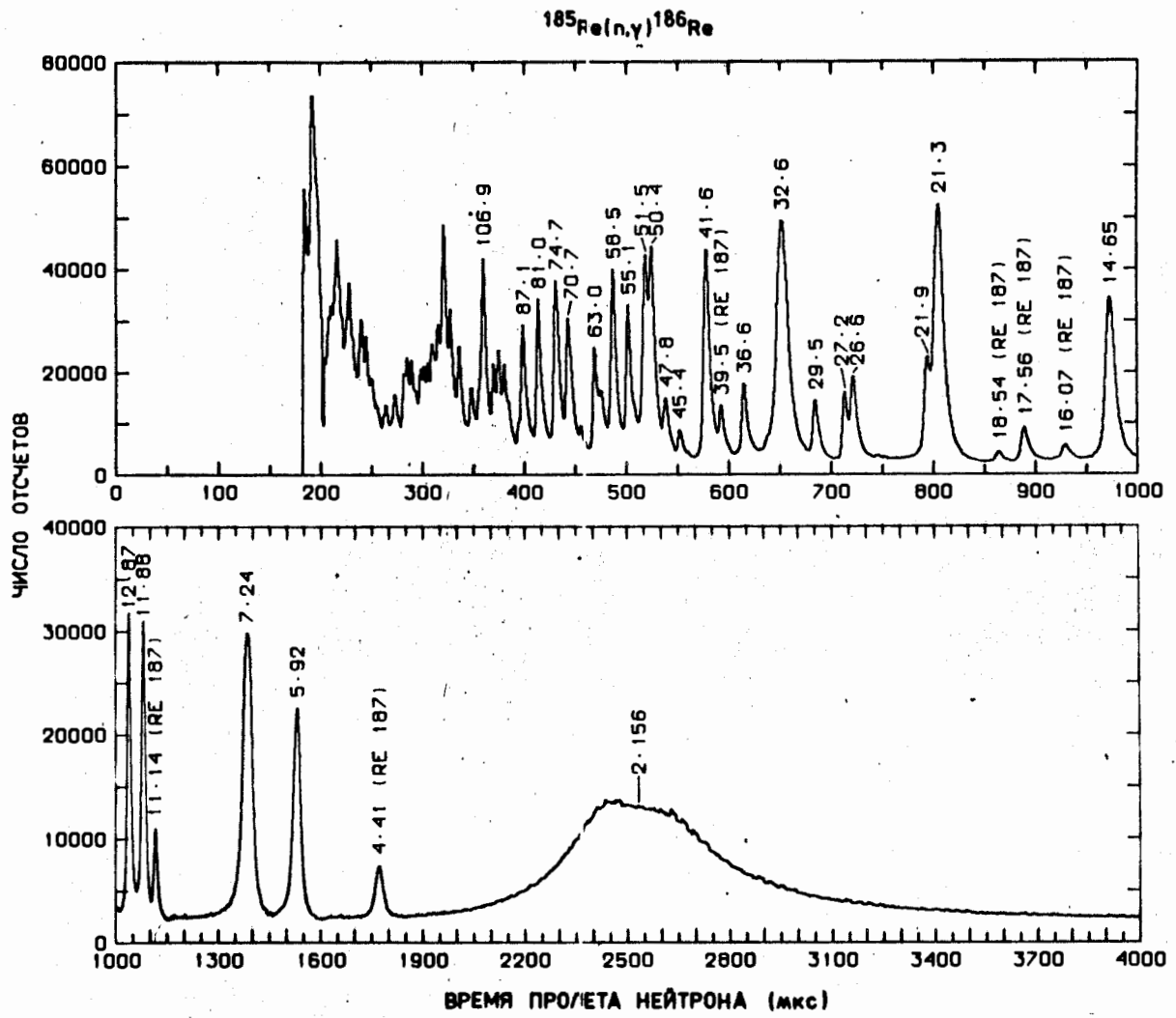


FIG. 1

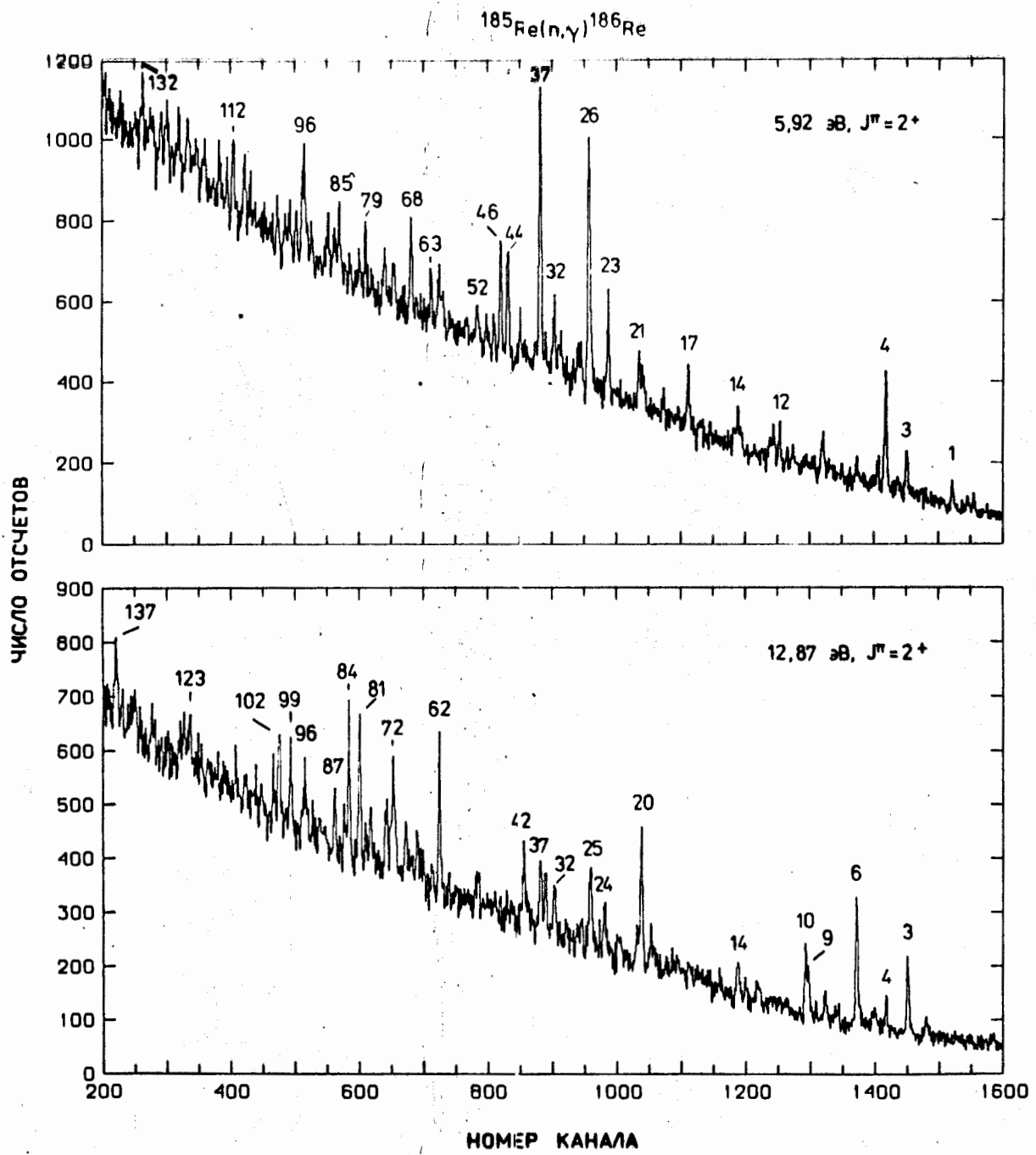


FIG. 2

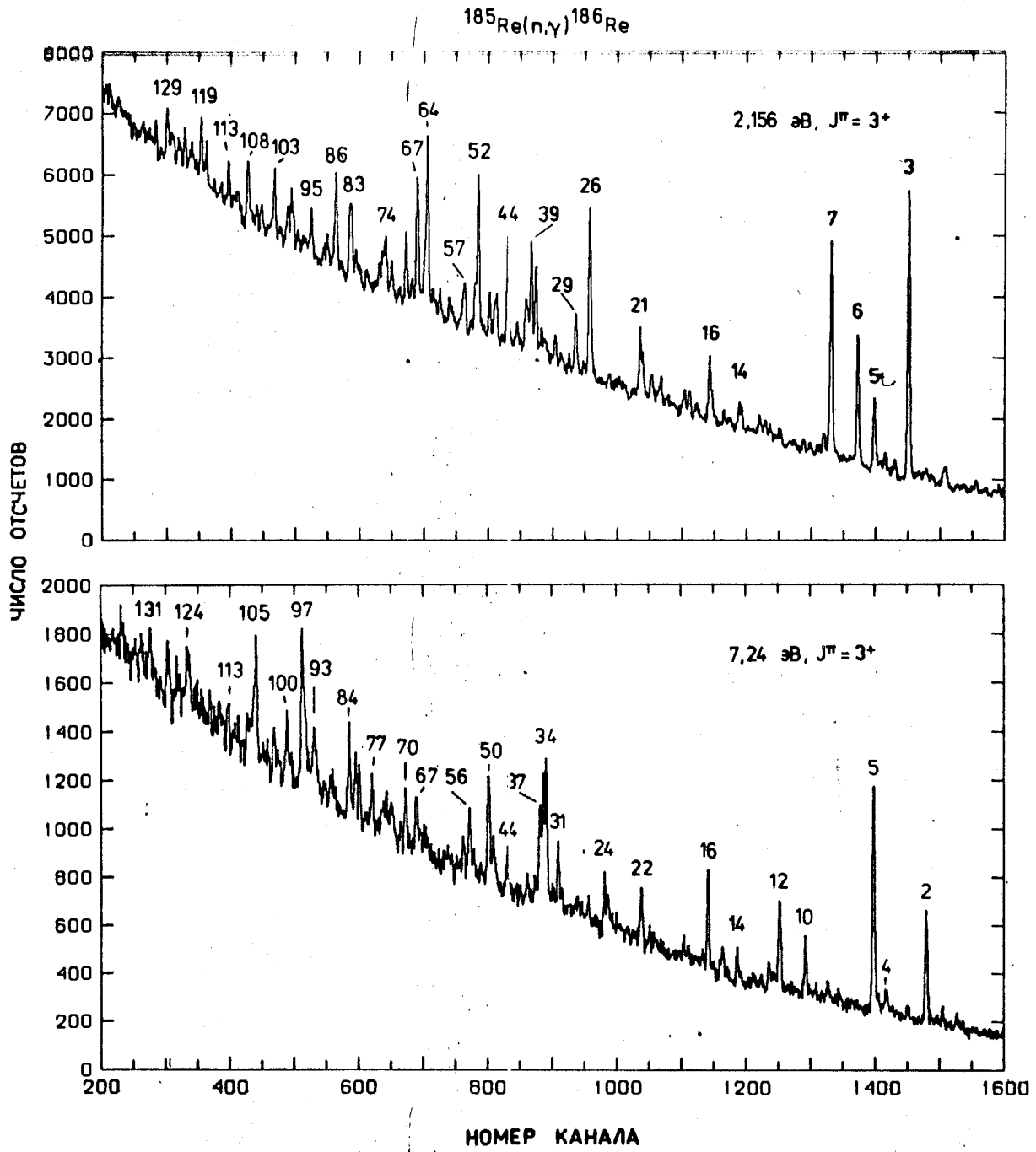


FIG. 3

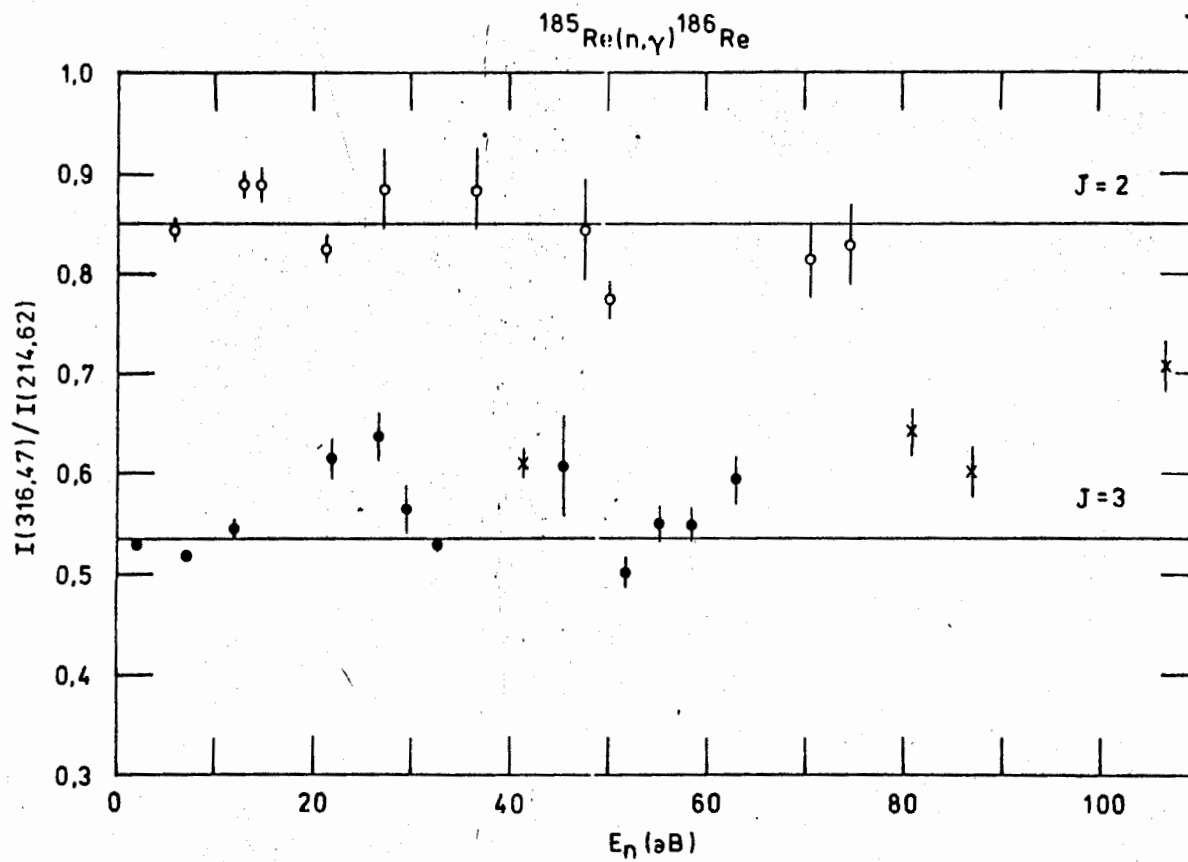


FIG. 4