

К-228

ЯФ, 1968, т. 7, в. 2, с. 225-238

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 3097



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвицкий

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

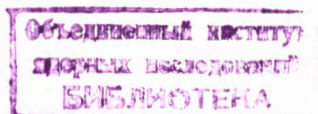
1967.

РЗ - 3097

Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвицкий

НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Направлено в ЯФ



4813/3 нр.

В в е д е н и е

В данной работе, являющейся продолжением проводимых в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ исследований резонансов атомных ядер в области редкоземельных элементов /1-3/, были изучены резонансы изотопов эрбия ^{164}Er , ^{166}Er , ^{167}Er , ^{168}Er , ^{170}Er . Ранее были опубликованы сведения о положении резонансов эрбия в области до $100\text{ эВ}^{/4/}$ и об изотопической принадлежности нескольких уровней в этой области $^{/5/}$. В последнее время появились сообщения об исследованиях резонансов изотопов эрбия в Колумбийском университете $^{/6/}$ и Брукхейвенской лаборатории $^{/7/}$, однако данные о параметрах резонансов в сообщениях $^{/6}$ и $^{/7/}$ не приводились.

Эксперимент и обработка данных

Были измерены кривые пропускания и кривые выхода γ -лучей радиационного захвата нейтронов для образцов из естественного эрбия и образцов из эрбия, обогащенного изотопами ^{164}Er , ^{166}Er , ^{167}Er , ^{168}Er , ^{170}Er . Кроме перечисленных изотопов, в естественном эрбии содержится 0,13% изотопа ^{162}Er . Однако измерений с ^{162}Er не проводилось, т.к. у нас не было достаточного количества этого изотопа. Все образцы были изготовлены из окиси Er_2O_3 . Обогащенные образцы имели вес от 5 (^{164}Er) до 65 (^{166}Er) граммов и обогащение от 65% (^{164}Er) до 95% (остальные изотопы). Было проведено несколько серий измерений при разрешении от 80 нсек/м до 6 нсек/м. Данные об образцах и типах измерений приведены в табл. 1.

В измерениях пропускания использовался жидкостный сцинтилляционный детектор с метилборатом, имеющий площадь 800 см^2 . Детектор работал на 2 фотоэлектронных умножителях ФЭУ-48. Принцип действия и детали устройства детектора аналогичны описанным нами в работе ^{/8/} для детектора площадью 500 см^2 . Радиационный захват изучался с помощью 400-литрового сцинтилляционного (α , γ) -детектора ^{/8/}.

Методы измерений и обработка данных подробно описывались в предыдущих работах ^{/1-3/}. В данной работе был изменен метод вычисления кривых пропускания: пропускание каналов в области резонансов вычислялось как отношение числа отсчетов канала анализатора к значению, полученному интерполяцией на область резонансов отсчетов каналов, находящихся вдали от резонансов. Интерполяция проводилась по параболическому закону с помощью метода наименьших квадратов. Обычно проводилась одна парабола для нескольких сотен каналов. В качестве опорных для проведения параболы выбирались несколько участков (по несколько десятков каналов в каждом), на которых заведомо не должно было сказываться влияние резонансов.

При вычислениях пропускания учитывались поправки на фон. Уровень фона определялся по показаниям анализатора в области резонанса 330 эв Mn или 132 эв Co . "Черные" в резонансе марганцевый или кобальтовый фильтр находились в пучке в течение всех измерений. Временной ход фона изучался в отдельных измерениях с помощью других резонансных фильтров. В условиях измерения изотопов Er величина фона не зависела от времени пролета.

Описанный метод определения пропускания не позволяет определить эффективное сечение потенциального рассеяния, т.к. дает только резонансную часть пропускания, однако он привлекателен тем, что автоматически исключает влияние дрейфа аппаратуры и не требует мониторинга пучка.

Возможность применения этого метода, не требующего использования данных, полученных из измерений с открытым пучком, следовала из следующих фактов:

1. Измерения, проводившиеся ранее и в данной работе, свидетельствовали о том, что спектр нейтронов открытого пучка в исследованной области энергий очень гладкий. Имеющиеся небольшие неравномерности в районах 330 эв , 1 кэВ и 2 кэВ , связанные с наличием в пучке материалов, содержащих Mn и Fe , не могут повлиять на данные о резонансах эрбия.

2. Сравнение спектров открытого пучка и пучка с образцом, проведенное путем наложения одного спектра на другой при нормировке по участкам без резонансов, показало тождественность обоих спектров во всей энергетической области, кроме участков, занятых резонансами.

Следует заметить, что при неудачном выборе участков каналов для проведения параболы пропускание в области крыльев резонансов может оказаться неправильно вычисленным, и это скажется на значении площади резонанса. Однако сравнение кривых пропускания в области крыльев одного из самых сильных резонансов – экспериментальной и вычисленной по найденным значениям Γ и Γ_n с учетом интерференции резонансного и потенциального рассеяния – показывает, что возможное расхождение в области крыльев резонанса значительно меньше 2–4% – той ошибки в неопределенности единичного уровня, которая учитывалась при вычислении ошибок площадей резонансов. Ошибка в неопределенности единичного уровня бралась равной статистической ошибке пропускания отдельной точки вблизи резонанса. Эта ошибка не была снижена усреднением по интервалу каналов, лежащих в области единичного пропускания, поскольку для нас остался нерешенным вопрос об учете систематической ошибки, связанной с неточностью знания зависимости фона от времени пролета.

Изотопическая идентификация резонансов производилась по наличию резонансов на кривых радиационного захвата и пропускания для одних изотопов и по отсутствию на кривых для других изотопов.

В отдельных случаях, когда при одних и тех же энергиях резонансные пики обнаруживались на кривых для нескольких изотопов, изотопическая принадлежность резонансов определялась сравнением площадей резонансов на соответствующих кривых. Масс-спектроскопические данные об имеющихся обогащенных образцах эрбия указывали, что в них если и присутствовал изотоп ^{162}Er , то в незначительных количествах. Согласно работе ^{/7/} в области от 6 до 90 эв ^{162}Er имеет резонансы при энергиях 14,6; 46 и 57 эв (параметры резонансов в работе ^{/7/} не приведены). В наших измерениях проявились только резонансы 14,6 и 46 эв и притом лишь на кривых радиационного захвата для наиболее толстого естественного образца. Во всех других случаях и эти резонансы не были замечены. Все это указывает на то, что отсутствие измерений с ^{162}Er не повлияло на достоверность изотопической идентификации. Все обнаруженные резонансы были приписаны какому-либо изотопу. Только

один из резонансов, а именно, слабый резонанс при 7,2 эв, заметный на кривых радиационного захвата для ^{164}Er , ^{166}Er и ^{167}Er и отсутствующий на других кривых, не удалось отнести ни к одному из изотопов, в том числе и к ^{162}Er . Примесями других элементов этот резонанс объяснить также нельзя.

На основе проведенной изотопической идентификации параметры резонансов определялись методом площадей $^{1/3, 9/}$. Поправки на интерференцию резонансного и потенциального рассеяния не учитывались, т.к. они были пренебрежимо малы даже в случае наиболее сильных из исследованных резонансов, для которых $a/\lambda < 0,1$. Если удовлетворительная точность определения площади резонанса была получена только для одного из образцов, то значение Γ_n этого резонанса определялось в предположении, что его радиационная ширина равна средней радиационной ширине резонансов данного изотопа или же (как это имело место для ^{164}Er) средней радиационной ширине соседних изотопов эрбия ($\Gamma_y = 90$ Мэв). В данной области атомных весов это вполне естественные предположения, т.к. здесь нет ни заметных флюктуаций полных радиационных ширин от резонанса к резонансу для одного изотопа, ни существенных различий средних радиационных ширин разных изотопов и разных элементов. Это подтверждают, например, приведенные ниже данные о резонансах Er , а также имеющиеся сведения о средних радиационных ширинах других редкоземельных элементов.

Результаты

Данные о параметрах нейтронных резонансов эрбия представлены в табл. 2 - 6. Указанные в них погрешности полных, нейтронных и радиационных ширин резонансов вычислены при учете только одних статистических погрешностей площадей резонансов. Погрешности, связанные с неточностью знания Γ_y , которые дополнительно возникали в тех случаях, когда нейтронные ширины определялись только по одному значению площади резонанса, в таблицах не указаны. Можно полагать, что такие погрешности значительно меньше приведенных в таблицах, т.к. для изотопов эрбия, как было сказано в предыдущем разделе, не ожидаются большие флюктуации полных радиационных ширин.

Э р б и й-164. В интервале от 7 до 600 эв ^{164}Er приписано 14 резонансов. 12 из них отсутствуют на кривых для других изотопов. Два резонанса (302 и 317 эв) наблюдаются также на экспериментальных кривых для ^{166}Er . В образце ^{166}Er отсутствует изотоп ^{164}Er , и, несомненно, резонансы при 302 и 317 эв должны принадлежать ^{166}Er . Однако анализ отношений площадей этих резонансов к площади резонанса 171,8 эв, который принадлежит только изотопу ^{166}Er , приводит к выводу, что резонансы 302 и 317 эв имеются также и у ^{164}Er . По-видимому, мы имеем здесь случай близкого совпадения энергий резонансов 2 изотопов. Так как в естественной смеси изотопов содержится малое количество ^{164}Er (1,5%) и т.к. из имевшегося количества изотопа ^{164}Er мог быть изготовлен только один образец для измерений, определение нейтронных ширин проведено в предположении $\Gamma_{\gamma} = 90$ Мэв.

Э р б и й - 166. В интервале от 15 до 1400 эв изотопу ^{166}Er приписано 24 резонанса. Значения радиационных ширин резонансов найдены из соотношения $\Gamma_{\gamma} = \Gamma - \Gamma_n$. В случае ядер-мишеней со спином $I = 0$ статистический фактор $g = 1$, поэтому анализ методом площадей дает значения полной ширины Γ и непосредственно нейтронной ширины Γ_n . По данным о первых трех резонансах, для которых Γ_{γ} известны достаточно точно, найдено среднее значение радиационной ширины ^{166}Er

$$\Gamma_{\gamma} = 87 \pm 13 \text{ мэв.}$$

Э р б и й - 168. Этот изотоп исследован в области до 4500 эв, однако параметры резонансов определены только до 1500 эв. Дело в том, что с увеличением энергии нейтронов сильно уменьшаются площади резонансов (из-за уменьшения $\sigma_0 \approx \frac{1}{E}$) и погрешности в определении площадей становятся большими, что не позволяет найти достоверных значений нейтронных ширин. А для изготовления более толстого образца для измерений в киловольтной области не было достаточного количества изотопа.

Радиационная ширина с хорошей точностью определена только для резонанса 80 эв. Ее значение (81 ± 10 мэв) близко к средним радиационным ширинам ^{166}Er и ^{167}Er .

Э р б и й - 170. ^{170}Er , как и ^{168}Er , исследован в области до 4500 эв. Поскольку у резонансов ^{170}Er $\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma}$, определить радиационную ширину

не удалось, и поэтому в случаях, когда параметры резонансов определялись по данным о площади резонанса только для одного образца, предполагалось, что $\Gamma_{\gamma} = 90$ мэв.

Э р б и й - 167. Среди изотопов эрбия ^{167}Er - единственный четно-нечетный изотоп. Именно он в основном определяет резонансную структуру нейтронных эффективных сечений естественного эрбия. Из-за большой плотности уровней эрбия-167 удалось исследовать область только до 300 эв, где ^{167}Er приписано около 60 резонансов. Совместная обработка данных о пропускании и резонансном захвате нейтронов позволила определить также спины резонансов при 26,3 и 53,6 эв, $J = 3$ и 4 соответственно.

На рис. 1 изображен график числа зарегистрированных резонансов ^{167}Er в функции энергии нейтронов. Обращает на себя внимание, что на интервале $90 \div 160$ эв, где обнаружено 8 резонансов, рост числа резонансов идет медленнее, чем в области ниже 90 эв и в области выше 160 эв. Средние расстояния между резонансами в областях $5 \div 90$ эв, $90 \div 160$ эв и $160 \div 320$ эв равны соответственно $3,7 \pm 0,7$; $7,6 \pm 2,2$ и $5,5 \pm 1,0$ эв (погрешности вычислены в предположении справедливости экспоненциального распределения расстояний). Значение $3,7 \pm 0,7$ эв хорошо согласуется с данными работы ^{17/}, полученными для области ниже 100 эв. На участке $90 \div 160$ эв аппаратурное разрешение было достаточно хорошим ($0,3 \div 0,8$ эв), число резонансов других изотопов здесь невелико (5 резонансов), при этом их изотопическая идентификация не вызывает никаких сомнений, таким образом, падение наблюдаемой плотности резонансов на этом участке нельзя объяснить аппаратурными причинами. Очевидно, здесь имеет место сильная флюктуация истинной плотности уровней, которая и приводит к различию значений для средних расстояний на соседних участках, выходящему за пределы статистической ошибки. Хотя такое различие не исключено законами статистики и трудно судить о том, скрыта ли за ним какая-либо физическая причина, все же интересно более внимательно рассмотреть свойства резонансов ^{167}Er на разных энергетических интервалах. В табл. 7 приведено сравнение средних параметров резонансов на 3 энергетических интервалах. Можно отметить, что средняя нейтронная ширина резонансов на участке $90 \div 160$ эв в 1,5 раза больше, чем на остальных. Значения силовой функции одинаковы на всех участках.

Изучение распределений приведенных нейтронных ширин резонансов ^{167}Er

приводит к следующим результатам. При энергиях ниже 80 эв, где имеется около 20 резонансов, экспериментальное распределение расходится с законом Портера-Томаса в области нейтронных ширин средней величины. Восемь значений приведенных нейтронных ширин на участке $90 \div 160$ эв распределены по закону Портера-Томаса. В энергетическом интервале $5 \div 200$ эв, охватывающем оба предыдущих участка, распределение приведенных нейтронных ширин хорошо согласуется с законом Портера-Томаса, если предположить, что на этом интервале пропущено 3-4 резонанса (см. рис. 2).

Распределение 40 расстояний между резонансами в области $5 \div 200$ эв (рис. 3) аппроксимируется экспоненциальным законом, который дает ту же оценку для числа пропущенных резонансов, что и распределение приведенных нейтронных ширин (т.е. 3-4 резонанса). Из-за наличия флуктуаций плотности резонансов ¹⁸⁷Fg представляется, что более корректно - определить среднее расстояние между уровнями не по наклону графика нарастания числа резонансов, а основываясь на общей статистической формуле для среднего значения величины \bar{x} , распределенной с плотностью вероятности $W(x)$:

$$\bar{x} = \int x W(x) dx .$$

Если распределение $W(x)$, где $x = \frac{D_1}{D}$, экспоненциальное, то $\bar{x} = 1$, т.е. среднее расстояние равно параметру распределения, значение которого можно получить из сравнения интегрального экспериментального распределения расстояний между резонансами с теоретическим (рис. 3). По энергетическому интервалу $5 \div 200$ эв, на котором разрешение было вполне удовлетворительным ($\Delta E < 0,8$ эв) и пропуск значительного числа резонансов маловероятен, получается значение $D = 4,6 \pm 0,7$ эв, которое отличается от значения $3,7 \pm 0,7$, полученного по интервалу $5 \div 90$ эв. Как ясно из предыдущего изложения, значение 4,6 эв следует считать более достоверным.

Пример ¹⁸⁷Fg показывает, что при определении средних значений параметров резонансов необходимо изучать законы распределения. Поскольку в настоящее время, по-видимому, нет оснований сомневаться в справедливости закона Портера-Томаса для приведенных нейтронных ширин и экспоненциального закона для расстояний между резонансами (для мишеней со спином $I \neq 0$), экспериментальные значения средних величин D , Γ_n , S можно считать вполне достоверными лишь тогда, когда имеется согласие экспериментальных распределений с указанными выше законами.

На рис. 4 приведена гистограмма нарастающей суммы $\Sigma 2g\Gamma_n^0$ в зависимости от энергии нейтронов. Нижняя кривая соответствует случаю, когда при суммировании пропущен очень сильный резонанс 26,3 эв. По наклону кривых определяется силовая функция ^{167}Er :

$$S_0 = (1,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$$

(погрешность S_0 вычислена в предположении справедливости распределения Портера-Томаса для Γ_n^0 и случайного распределения для расстояний между резонансами). Это значение находится в согласии с S_0 , полученным из усредненных сечений в Брукхейвенской лаборатории $(1,6 \pm 0,14) \cdot 10^{-4} / 18/$.

Следует еще заметить, что оценка силовой функции ^{167}Er по резонансам, лежащим ниже 60 эв ^{/5/}, среди которых находится очень сильный уровень 26,3 эв, приводит к значению в 2 раза большему получаемого по интервалу 0 ÷ 300 эв. Вероятность появления резонанса 26,3 эв ($\Gamma_n^0 = 18,7$) согласно распределению Портера-Томаса $\approx 0,5\%$ (у нас 1/60), т.е. появление такого резонанса не противоречит представлению о распределении ширины. Этот случай лишней раз указывает на ненадежность оценок силовой функции по малому числу уровней, особенно когда присутствует сильный резонанс.

Поскольку у ^{167}Er $I = 7/2$ и g близко к $1/2$, то разность $\Gamma - 2g\Gamma_n$ (для $\Gamma_n < \Gamma_y$) по существу определяет значение радиационной ширины уровня. Значения Γ_y получены для 15 резонансов ^{167}Er . Радиационные ширины в пределах ошибок постоянны, и их среднее значение равно $\Gamma_y = 82 \pm 3$ мэв.

Полученные данные о параметрах нейтронных резонансов изотопов эрбия дают возможность определить средние параметры D и S_0 , для каждого изотопа. Для четно-четных изотопов среднее расстояние между уровнями находилось по наклону линейного участка графика зависимости числа обнаруженных резонансов от энергии нейтронов. Погрешности в значениях для четных изотопов вычислялись в предположении вигнеровского распределения расстояний между уровнями

$$\Delta D = D \sqrt{\frac{4-\pi}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{n}} .$$

Силовые функции четных изотопов определялись методом наибольшего правдоподобия ^{/10/}. В вычислениях принимались во внимание резонансы, расположенные на линейных участках зависимости числа резонансов от энергии нейтронов, где пропуск уровней незначителен.

Следует заметить, что значения S_0 , вычисленные методом наибольшего правдоподобия и обычным методом — по графику суммы приведенных нейтронных ширин резонансов в функции энергии нейтронов, для всех четных изотопов хорошо согласуются между собой.

Средние параметры изотопов E_r представлены в табл. 8.

Обсуждение результатов

Четыре из исследованных изотопов эрбия являются четно-четными, и, следовательно, при взаимодействии с нейтронами у них проявляется одна система уровней со спином $J = 1/2$. На рис. 5 показано интегральное распределение расстояний между резонансами четно-четных изотопов эрбия. Принято во внимание 51 расстояние между резонансами, расположенными в линейных областях зависимости числа зарегистрированных резонансов от энергии. Видно, что экспериментальное распределение удовлетворительно согласуется (критерий Колмогорова равен 70%) с распределением Вигнера $W(x) = \frac{\pi x}{2} \exp(-\frac{\pi x}{4})$, где $x = \frac{n-1}{n}$. С экспоненциальным распределением имеется сильное расхождение (вероятность согласия по Колмогорову только 0,5%). Распределение приведенных нейтронных ширин резонансов четно-четных ядер показано на рис. 6. Согласие с распределением Портера-Томаса не очень хорошее (35%). Однако оно улучшится, если допустить пропуск слабых уровней, что в действительности должно иметь место.

Интересно сравнить плотности уровней различных изотопов эрбия. Известно, что для модели ферми-газа плотность уровней определяется формулой Гете

$$\rho(u, J) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{au})(2J+1)\exp[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}]}{a^{1/4} u^{5/4} 2\sqrt{2\pi} \sigma^3},$$

где в качестве энергии возбуждения u принято использовать величину ^{11/}

$$u = E - P(N) - P(Z)$$

(E — энергия связи нейтрона, а $P(N)$ и $P(Z)$ — энергии спаривания нейтрона и протона соответственно).

Если полагать, что параметр a мало меняется с A в рассматриваемой области атомных весов, далекой от замкнутых оболочек, то у четно-четных ядер—мишеней плотность уровней должна описываться уравнением

$$\rho(u) = \text{const} \frac{\exp(2\sqrt{au})}{u^{5/4}} \quad (*)$$

На рис. 7 при постоянном значении a показана плотность уровней четно-четных изотопов эрбия в функции u . Там же нанесено значение плотности уровней ^{162}Er по данным работы /7/. При вычислении u использовались значения $P(N)$ и $P(Z)$, приведенные в /11/, и значения E из работ /16,17/. Сплошной кривой показана зависимость плотности уровней от u , вычисленная по приведенному выше уравнению (*). Нормировка сделана по ^{166}Er . Наклон кривой почти не изменяется при изменении a от 15 до 20 I /Мэв. Из рис. 7 видно, что если плотности уровней трех тяжелых изотопов могут быть описаны уравнением (*) с постоянным значением a , то плотности уровней ^{164}Er и ^{162}Er явно отклоняются от указанной кривой. Возможно, это указывает на влияние оболочечных эффектов. Наблюдаемая плотность уровней изотопов Er соответствует увеличению параметра a у ^{164}Er на 8% и у ^{162}Er — на 12% по сравнению со значениями a для остальных четных изотопов. Полагая, что $\sigma^2 = 0,0888 \text{ ат } A^{2/3}$, где $t = \sqrt{\frac{u}{a}}$ — термодинамическая температура ядра (см. /11/), можно вычислить параметр a , удовлетворяющий экспериментальному значению плотности уровней. Полученные значения параметра приведены в табл. 8, они находятся в хорошем согласии со значениями для соседних ядер.

Проанализируем ход силовой функции с атомным весом в области редкоземельных ядер. Расчеты силовой функции по оптической модели с учетом деформации ядер /12,13/ приводят к появлению двух максимумов в области редкоземельных ядер при $A \approx 140$ и $A \approx 180$. Наличие этих максимумов хорошо объясняется и концепцией входных состояний с учетом коллективных возбуждений в процессе образования составного ядра. В настоящее время считается, что экспериментальные данные подтверждают такую зависимость S_0 от A .

Однако в работе Немировского с сотрудниками^{/14/} обращалось внимание на то, что учет совместно с деформацией спин-орбитального взаимодействия приводит к появлению дополнительного пика в S_0 при $A \approx 160$. На рис. 8 представлены известные значения силовой функции в области $130 < A < 200$. Используются данные из^{/17,18/} и недавние результаты из усредненных сечений^{/15/}, а также значения S_0 , полученные нами по данным о параметрах резонансов (на рис. 8 - треугольники).

Хотя ошибки значений в большинстве случаев велики, тем не менее видно, что в области ≈ 165 имеется максимум, подтверждающий предсказания работы^{/14/} о существовании пика S_0 в районе $A = 160$. Обращает на себя внимание тот факт, что в этой области экспериментальные значения S_0 систематически лежат выше, чем это предсказывается оптической моделью или моделью входных состояний с учетом взаимодействий фолон-частицы.

В заключение отметим, что найденные радиационные ширины изотопов E_{γ} близки к значениям средних радиационных ширин соседних ядер ^{166}Ho , ^{171}Yb , ^{178}Yb ($70 < \Gamma_{\gamma} < 90$ мэв).

Авторы выражают свою признательность И.И. Шелонцеву, И.Ю. Широковой за помощь в обработке экспериментальных данных. Мы благодарим также В.С. Золотарева и его сотрудников за предоставление обогащенных изотопов.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Най-янь, И. Илиеску, Э.Н. Каржавина, Ким Хи Сан, А.Б. Попов, Л.Б. Пикельнер, Т. Стадников, Э.И. Шаратов, Ю.С. Язвигкий, ЖЭТФ, 47, 43 (1964).
2. Ван Най-янь, Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвигкий, Яо Чи-чуань. ЯФ, 3, 48 (1966).
3. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвигкий, В.Н. Ефимов, И.Ю. Широкова. Препринт ОИЯИ, Р-2593, Дубна, 1966. (Направлено в ЯФ).
4. Neutron Cross Section, BNL - 325; BNL - 325, Sp 1.
5. V.P. Vertebny, M.F. Vlasov, A.L. Kiriljuk et al. International conference on the study of nuclear structure with neutrons. Antwerp, Belgium, 1965.
6. J. Rainwater, W. Havens. BAPS, 10, 575 (1965).
7. R. Chrien, S. Mughabghab. BAPS, 11, 334 (1966).
8. И. Визи, Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин и др. Nuclear Electronics, 1, 27, IAEA, Vienna, 1962.

9. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, И.И. Шелонцев, Ю.С. Язвickий. Преприят ОИЯИ, Р-2188, Дубна, 1965.
10. H.V.Muraduan, Yu.V.Adamchuk. Report 180, International conference on the study of nuclear structure with neutrons. Antwerp, Belgium, 1965.
11. A.Gilbert, A.Cameron. Canad. J. Phys 43, 1446 (1965).
12. B.Margolis, E.Troubetzkoy. Phys. Rev. 106, 105 (1957).
13. D. Chase. Phys. Rev. 110, 1080 (1958).
14. Ю. Елагин, В. Люлька, П. Немировский. ЖЭТФ, 41, 959 (1961).
15. R.Chrien, S.Mughabghab. International conference on the study of nuclear structure with neutrons. Antwerp, Belgium, 1965, Report 69.
16. Л.В. Грошев, А.М. Демидов и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата, Москва, 1958.
17. И.В. Гордеев, Д.А. Кардашев, А.В. Малышев, Ядерно-физические константы, Госатомиздат, 1963.
18. D.Hughes. R.Chrien, R.Zimmerman. Phys. Rev. Lett., 1, 461 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 января 1967 г.

Т а б л и ц а 1
Характеристика образцов и проведенные измерения

Образец	Диаметр, мм	Вес, окисл, г	Содержание изотопов в образце, %					Тип измерения	Разрешение, эв	Интервал энергий, эв	Время измерения, нед, час
			^{162}Er	^{164}Er	^{166}Er	^{167}Er	^{168}Er				
^{164}Er	50	5,14	—	65,0	21,3	7,3	4,9	1,5	3-100	3-100	4
^{166}Er	50	65,51	—	—	94,7	3,7	1,2	0,4	(n, γ) пропускание	50-1400	14
^{167}Er	50	25,29	—	—	1,6	95,3	2,8	0,3	(n, γ) пропускание	3-100	7
^{168}Er	50	25,17	—	—	1,0	1,7	96,3	1,0	(n, γ) пропускание	3-100	6
^{170}Er	50	31,88	—	—	0,6	0,4	1,1	97,9	(n, γ) пропускание	3-100	13
^{170}Er естеств.	90	300,0	0,136	1,56	33,41	22,94	27,07	14,88	(n, γ) пропускание	3-100 50-1400 100-5000	10

Образец	Диаметр, мм	Вес окиси, г	Содержание плотонов в образце, %					Тип замере- ния	Размере- ние, мм/м	Интервал электрич. нап.	Время помере- ния, мин
			E_{r162}	E_{r164}	E_{r166}	E_{r167}	E_{r168}				
E_r естеств.	180	218,8	0,136	1,56	33,41	22,94	27,57	14,88	(н, δ) продувание 60	10-500 3-100	15 10
E_r естеств.	180	517	0,136	1,56	33,41	22,94	27,57	14,88	продувание 10	10-300	13
E_r естеств.	180	100	0,136	1,56	33,41	22,94	27,57	14,88	продувание 10	10-300	15

Т а б л и ц а 2
П а р а м е т р ы р е з о н а н с о в E_r^{164}

№№ пп	$E_{0,эн}$	$\Gamma_{n, мЭВ}$	$\Gamma_{n^0, мЭВ}$
1.	7,80±0,05	0,6±0,1	0,21±0,04
2.	30,5±0,1	3,4±0,3	0,62±0,05
3.	49,5±0,2	2,9±0,5	0,41±0,07
4.	56,8±0,2	6,0±0,6	0,81±0,08
5.	109,0±0,4	50±10	5±1
6.	131±0,5	100±30	9±3
7.	137±0,5	20±5	1,7±0,4
8.	161,5±0,7	60±20	4,7±1,6
9.	195,5±0,9	80±25	5,7±1,8
10.	226±1	85±15	5,6±1,0
11.	302±2	170±70	9,8±4,0
12.	317±2	240±80	13,6±4,5
13.	422±2,5	250±70	12±3
14.	606±3,5	300±100	12±4

Т а б л и ц а 3 166
 Параметры нейтронных резонансов E_{Γ}

№№ пп	$E_{0, \text{эВ}}$	$\Gamma, \text{мэВ}$	$\Gamma_n, \text{мэВ}$	$\Gamma_{\gamma}, \text{мэВ}$	$\Gamma_n^0, \text{мэВ}$
1.	15,6±0,1	108±11	1,9±0,1	106±11	0,48±0,02
2.	73,9±0,3	155±11	85±5	70±12	9,9±0,6
3.	82,0±0,3	80±20	10±1	70±20	1,1±0,1
4.	154,9±0,6		7±1		0,56±0,08
5.	171,8±0,8	750±150	470±70	280±160	36±5
6.	302±2	300±100	230±40	70±110	13±2
7.	317±2		270±40		15±2
8.	354±2		55±10		2,9±0,5
9.	389±2,5		320±80		16±4
10.	511±3		66±22		2,9±0,9
11.	537±3		46±11		2,0±0,5
12.	598±3		800±150		33±6
13.	644±3,5		180±80		7±3
14.	751±4		130±40		4,9±1,6
15.	776±4		52±15		1,9±0,5
16.	800±4		70±16		2,5±0,6
17.	852±5		1000±150		35±5
18.	911±5,5		670±140		22±5
19.	1030±6		170±50		5,3±1,5
20.	1060±6		200±60		6±2
21.	1176±7		250±70		7±2
22.	1190±7		300±80		9±2
23.	1260±8		320±100		9±3
24.	1370±9		1000±200		27±6

Т а б л и ц а 4
 Параметры резонансов $E_{r^{168}}$

№№ п/п	E_0 , эВ	Γ , МэВ	Γ_{n^0} , МэВ	Γ_{γ^+} , МэВ	Γ_{n^0} , МэВ
1.	7,31±0,05		0,01±0,002		0,004±0,0008
2.	80,0±0,3	137±9	56±3	81±10	6,2±0,3
3.	189,3±0,9	154±55	78±10	76±55	5,7±0,7
4.	245±1	800±150	550±60	250±160	55±4
5.	314±2		155±30		9±2
6.	529±5	1000±200	900±100	100±250	39±4
7.	764±4		86±28		3±1
8.	831±5		1100±330		38±11
9.	1009±6		600±200		19±6
10.	1098±7		1150±350		34±10
11.	1135±7				< 5
12.	1355±8		550±200		15±5
13.	1455±9		1500±500		39±13
14.	1620±12				
15.	1905±12				
16.	1950±12				
17.	2210±13				
18.	2380±14				
19.	2690±16				
20.	3120±19				
21.	3320±20				
22.	3715±22				
23.	4150±25				
24.	4360±34				

Т а б л и ц а 5 170
 Параметры резонансов E_{Γ}

№№ пл	E_{σ} , эВ	Γ , МэВ	Γ_n , МэВ	Γ_n° , МэВ
I.	7,40 \pm 0,05		0,007 \pm 0,001	0,0026 \pm 0,0004
2.	95,3 \pm 0,4	1000 \pm 200	800 \pm 100	82 \pm 10
3.	285 \pm 1,5	800 \pm 300	800 \pm 200	47 \pm 12
4.	498 \pm 3		600 \pm 150	27 \pm 7
5.	750 \pm 4		120 \pm 50	4,4 \pm 1,8
6.	939 \pm 5		1600 \pm 300	52 \pm 10
7.	1098 \pm 6		700 \pm 200	21 \pm 6
8.	1224 \pm 7			< 2
9.	1390 \pm 8		1400 \pm 500	37 \pm 13
10.	1534 \pm 10			< 2
II.	2010 \pm 12		720 \pm 200	16 \pm 4
I2.	2103 \pm 13		930 \pm 300	20 \pm 7
I3.	2250 \pm 13		1400 \pm 500	29 \pm 10
I4.	2380 \pm 14		680 \pm 230	14 \pm 5
I5.	2840 \pm 17		3000 \pm 1000	56 \pm 18
I6.	3315 \pm 20			
I7.	3890 \pm 23			
I8.	4200 \pm 25			
I9.	4730 \pm 30			

Т а б л и ц а 6
 Параметры нейтронных резонансов E_{Γ}

№№ пл	$E_{0\gamma}$, эВ	Γ , мэВ	$g\Gamma_n$, мэВ	Γ_γ , мэВ	$2g\Gamma_n^\circ$, мэВ
I.	5,96±0,05	I08±I0	7,5±0,6	93±II	6,1±0,5
2.	7,90±0,05		0,07±0,0I		0,050±0,007
3.	9,33±0,08	83±II	3,5±0,3	76±II	2,3±0,2
4.	20,2±0,1	I00±I0	2,3±0,1	96±I0	I,02±0,04
5.	26,3±0,1	I87±6	4I,8±I,6	92±7 $J=3$	I8,7±0,8
6.	27,4±0,1	I00±30	7,0±0,5	85±30	2,7±0,2
7.	32,9±0,1	95±I7	3,7±0,2	88±I7	I,29±0,07
8.	37,7±0,2	90±I7	3,7±0,3	83±I7	I,2±0,1
9.	39,5±0,2	II0±24	3,7±0,3	I03±24	I,18±0,09
IO.	42,2±0,2	I97±I60	I,5±0,2		0,46±0,06
II.	50,3±0,2	II0±30	4,2±0,3	I00±30	I,18±0,08
I2.	53,6±0,2	I60±I2	25,6±I,6	II4±I3 $J=4$	6,3±0,4
I3.	60,1±0,2	I03±2I	6,1±0,4	9I±2I	I,6±0,1
I4.	6I,1±0,2		(0,10)		(0,02)
I5.	62,2±0,2		2,9±0,3		0,74±0,08
I6.	62,9±0,2		3,1±0,3		0,78±0,08
I7.	69,6±0,3		I,4±0,2		0,34±0,05
I8.	74,7±0,3		3,7±0,3		0,86±0,07
I9.	76,0±0,3		0,73±0,14		0,17±0,03
20.	79,4±0,3		5,9±0,5		I,3±0,1
2I.	85,4±0,3		I,5±0,2		0,32±0,04
22.	9I,6±0,4		2,0±0,2		0,42±0,04
23.	97,9±0,4		(0,5)		(0,1)
24.	I08,0±0,4	I07±50	28±3	50±50	5,4±0,6
25.	II3,3±0,4		I,0±0,3		0,19±0,06
26.	II5,8±0,5		I,9±0,4		0,35±0,06
27.	I32,0±0,5	250±50	80±I0	90±50	I4,0±I,7
28.	I42,9±0,5		9±I		I,5±0,2
29.	I58,0±0,6	I74±80	27±3	I20±80	4,3±0,5
30.	I59,7±0,7		2,7±0,8		0,43±0,13
3I.	I62,7±0,7		I2±I,6		I,9±0,2
32.	I65,8±0,7		(9,5)		(I,5)
33.	I67,5±0,7		(I8)		(2,8)

№№ п/п	$E_{0, \text{ЭВ}}$	$\Gamma, \text{МЭВ}$	$g\Gamma_{n, \text{МЭВ}}$	$\bar{y}, \text{МЭВ}$	$2g\Gamma_{n, \text{МЭВ}}$
34.	169,0±0,8		(15)		(2,3)
35.	177,5±0,9		3,5±0,5		0,53±0,07
36.	179,0±0,9		14±2		2,1±0,3
37.	185,2±0,9		7±1		1,0±0,15
38.	192,1±0,9		12±2		1,7±0,3
39.	196,7±0,9		34±5		4,8±0,7
40.	204±1		0,25±0,09		0,03±0,01
41.	211±1	120±20	18±2	84±20	2,5±0,3
42.	218±1		5,1±1,7		0,7±0,2
43.	224±1		2,6±0,9		0,35±0,12
44.	230±1		21±4		2,8±0,5
45.	231±1				< 0,03
46.	236±1,5		16±3		2,1±0,4
47.	238±1,5-		17±3		2,2±0,4
48.	248±1,5		(8,2)		(1,0)
49.	250±1,5		(6,5)		(0,8)
50.	259±1,5		28±4		3,5±0,5
51.	264±1,5		13±2		1,6±0,2
52.	275±1,5		9±2		1,1±0,2
53.	281±1,5		40±4		4,8±0,5
54.	284±1,5		42±4		5,0±0,5
55.	290±1,5		4±1		0,5±0,1
56.	311±2		10±2		1,1±0,2
57.	321±2		14±2		1,6±0,4

Т а б л и ц а 7
Сравнение значений параметров резонансов ^{167}Er
при усреднении по различным энергетическим
интервалам

Интервал, ΔE , эВ	Число резонансов на интервале	Средняя нейтронная ширина, $2q\Gamma_n$, мэВ	Наблюдаемое расстояние на интервале D набл., эВ	$S_0 = \frac{2q\Gamma_n}{2, D_{\text{набл.}}} \times 10^{-4}$
5 - 320	57	2,0	5,0 \pm 0,7	2,0 \pm 0,4
5 - 90	21	2,3	3,7 \pm 0,7	3,2 \pm 1,0
90-160	8	3,3	7,6 \pm 2,2	2,2 \pm 1,1
160-320	28	1,8	5,5 \pm 1,0	1,6 \pm 0,4

Таблица 8

Ядро миллионь	Сила миллионь	E , МэВ	$P(Z)$, МэВ	$P(N)$, МэВ	U , МэВ	$2f_{\text{набл. МэВ}} \cdot \gamma$	σ	a I/МэВ
Er^{164}	0	6,60	0,62	0	5,98	$(8,7 \pm 1,5) \cdot 10^4$	5,46	$20,8 \pm 0,4$
Er^{166}	0	6,46	0,62	0	5,84	$(3,84 \pm 0,44) \cdot 10^4$	5,37	$19,6 \pm 0,4$
Er^{167}	7/2	7,76	0,62	0,61	6,53	$(4,4 \pm 0,6) \cdot 10^5$	5,48	$18,9 \pm 0,4$
Er^{168}	0	5,97	0,62	0	5,35	$(1,81 \pm 0,26) \cdot 10^4$	5,25	$19,6 \pm 0,4$
Er^{170}	0	5,70	0,62	0	5,08	$(1,20 \pm 0,16) \cdot 10^4$	5,23	$19,6 \pm 0,4$

Таблица 9
Средние параметры изотопов Er

Изотоп	D , эВ	$S_0 \cdot 10^{-4}$	Γ_γ , МэВ
Er^{164}	23 ± 4	$1,2 \pm 0,9$ $-0,4$	
Er^{166}	52 ± 7	$1,8 \pm 0,9$ $-0,4$	87 ± 13
Er^{167}	$4,6 \pm 0,7$	$1,8 \pm 0,4$	92 ± 3
Er^{168}	110 ± 16	$1,5 \pm 1,0$ $-0,5$	81 ± 10
Er^{170}	170 ± 24	$1,3 \pm 0,8$ $-0,5$	

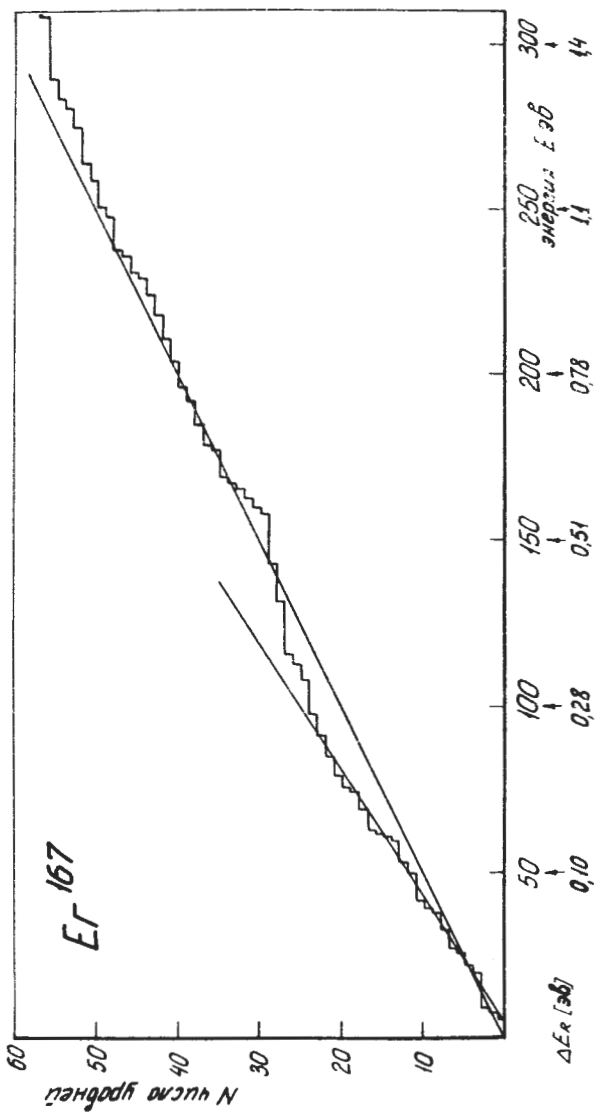


Рис. 1. Зависимость числа зарегистрированных резонансов ^{167}Er от энергии нейтронов. На оси абсцисс при некоторых энергиях указано энергетическое разрешение.

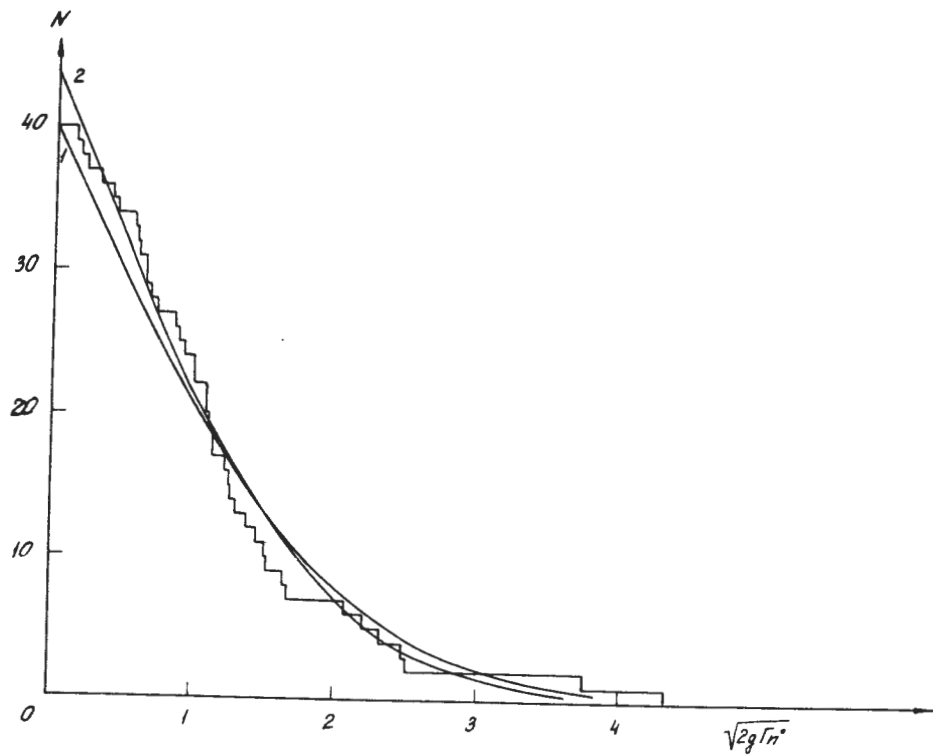


Рис. 2. Интегральное распределение приведенных нейтронных ширин резонансов ^{167}Er , лежащих в интервале 5 ; 200 эв. Плавные кривые - распределение Портера-Томаса; 1 - нормированное на полное число уровней, равное 40 ($\Gamma_n^0 = 2,35$ мэв); 2 - нормированное на полное число уровней 44 ($\Gamma_n^0 = 2,10$ мэв).

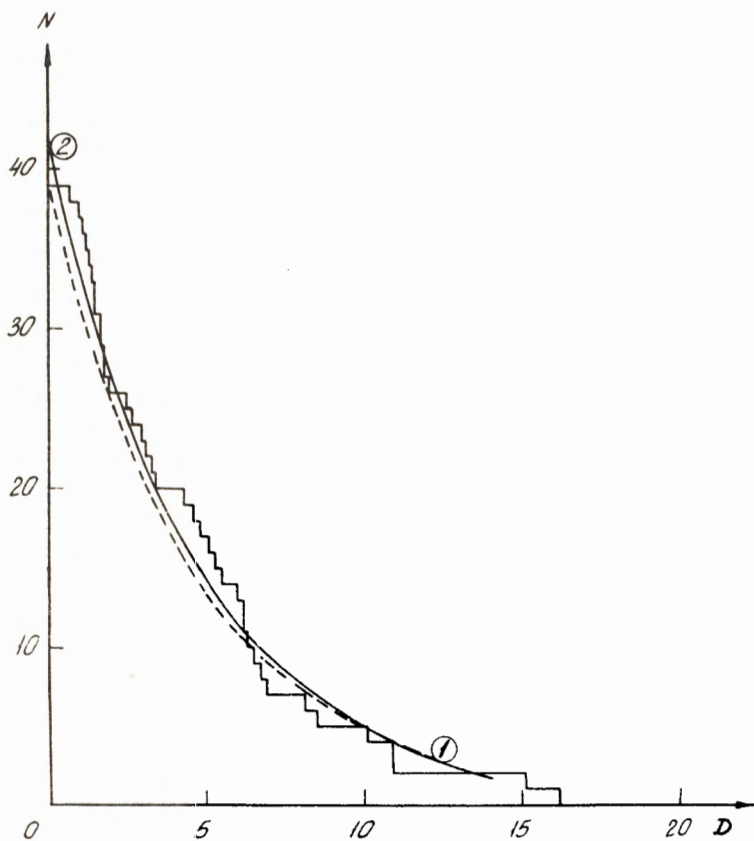


Рис. 3. Интегральное распределение расстояний между уровнями ^{167}Er , расположенными ниже 200 эв. Плавные кривые 1 и 2 соответствуют случайному распределению расстояний, нормированному на число промежутков между уровнями 39 и 42 соответственно. (Для кривой 1 $D = 5$ эв, для кривой 2 $D = 4,6$ эв).

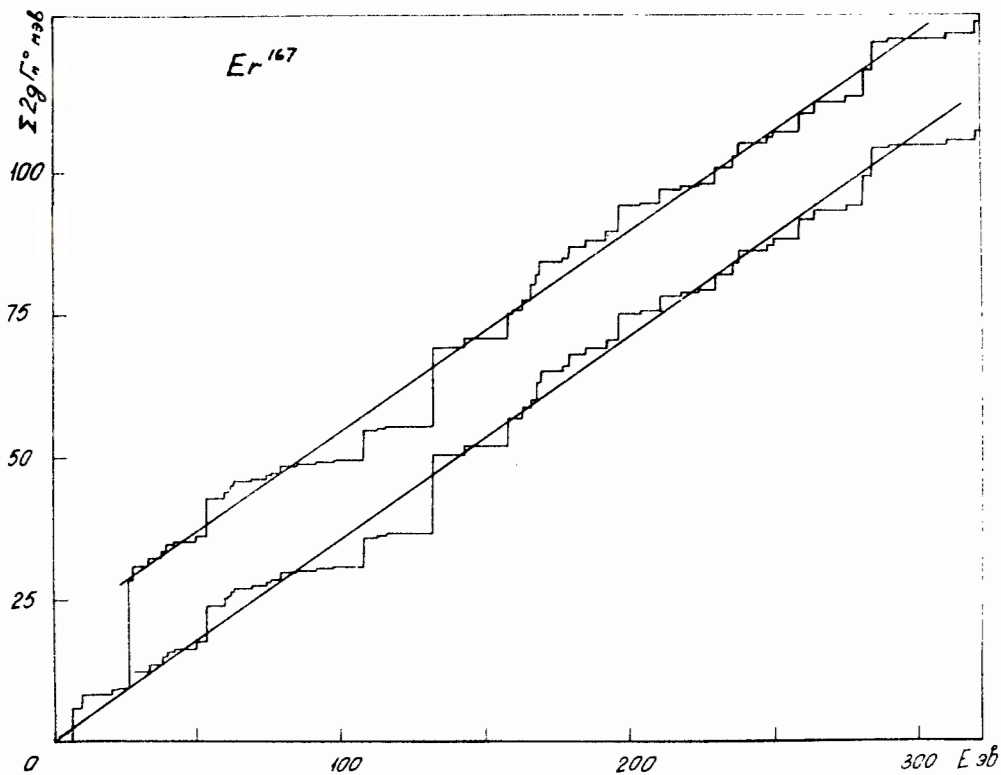


Рис. 4. Зависимость суммы $\Sigma 2g\Gamma_n^0 {}^{167}\text{Ft}$ от энергии нейтронов. Нижняя кривая соответствует случаю, когда при суммировании пропущен сильный уровень 26,3 эв.

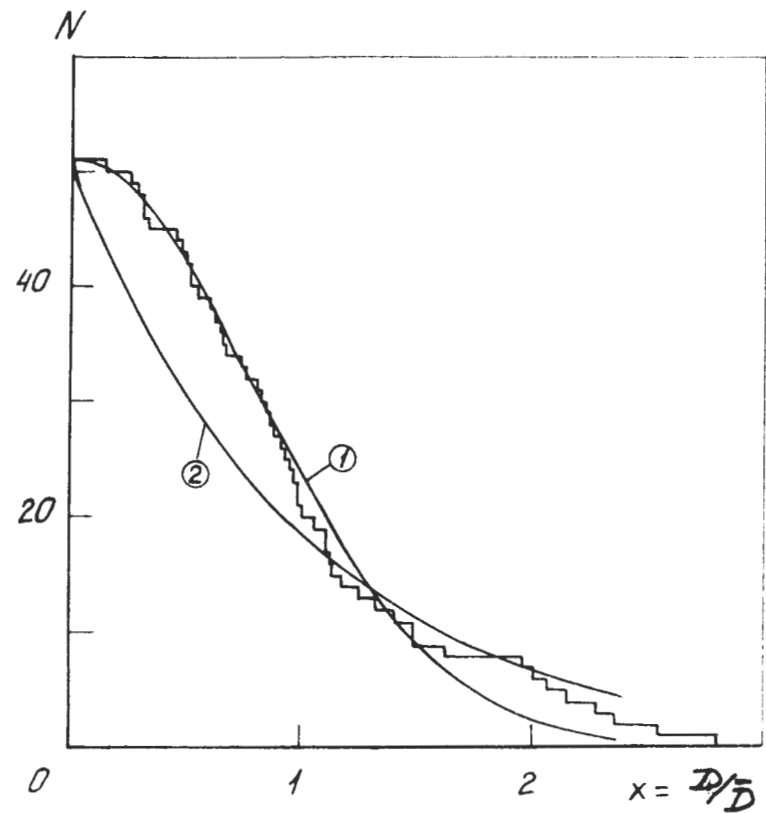


Рис. 5. Интегральное распределение расстояний между уровнями четно-четных изотопов эрбия -164, -166, -168, -170. Кривая 1 - распределение Вигнера, кривая 2 - случайное распределение.

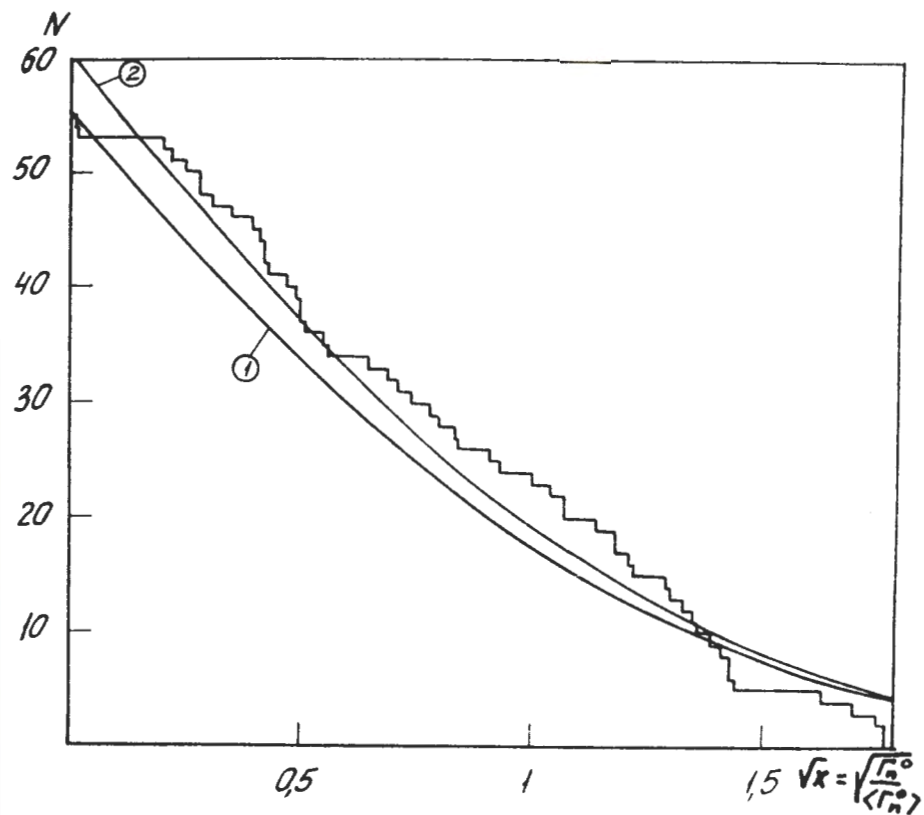


Рис. 6. Интегральное распределение приведенных нейтронных ширины четно-четных изотопов эрбия - 164, -166, -168, -170. Кривые 1 и 2 - распределение Портера-Томаса, нормированное на число уровней 55 и 60 соответственно. Вероятность согласия кривой 2 с экспериментальным распределением по критерию Колмогорова-80%.

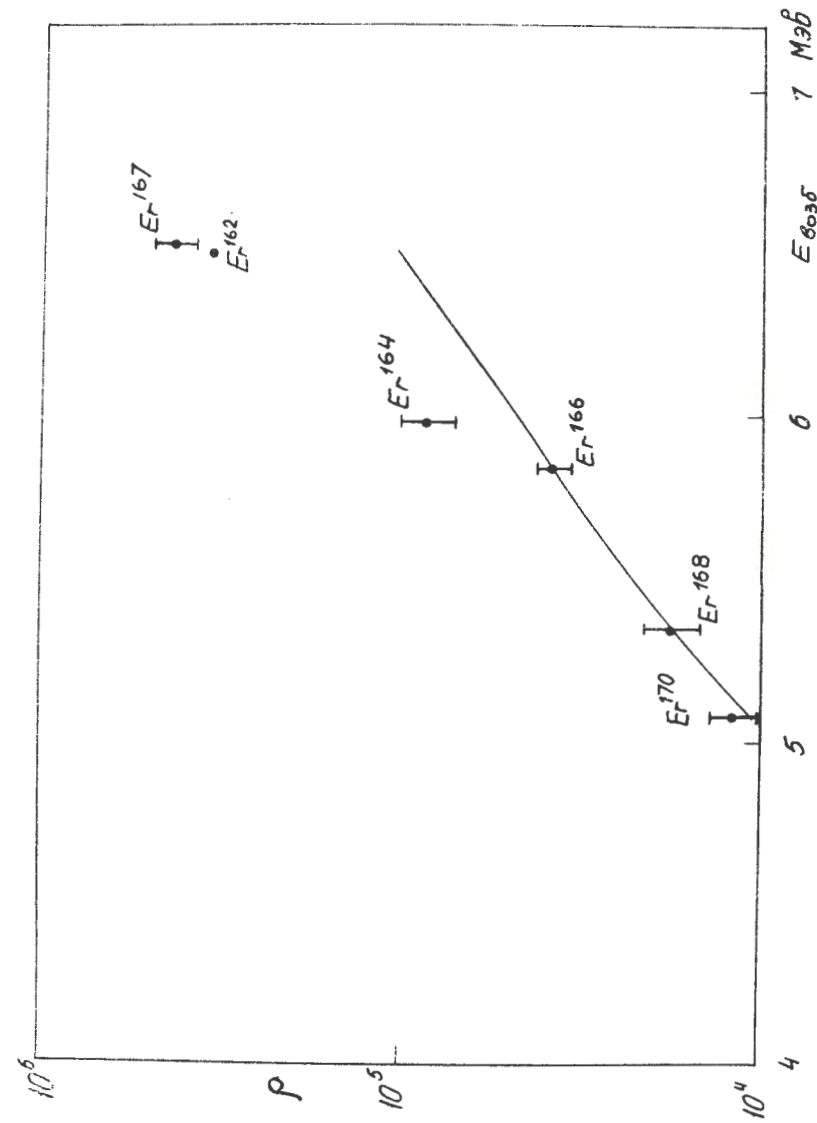


Рис. 7. График зависимости плотности уровней изотопов эрбия от энергии возбуждения составного ядра. Значение для ^{162}Er взято из [1].

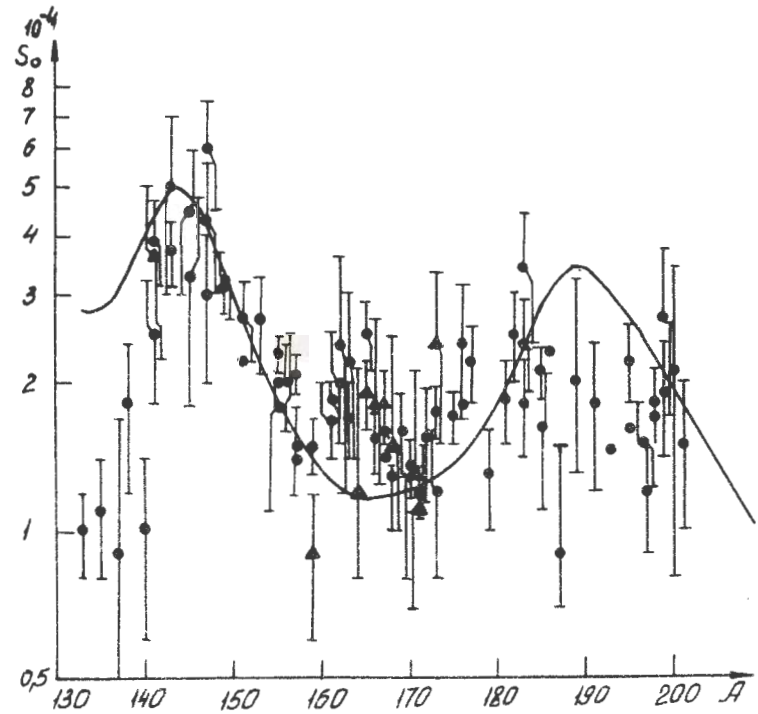


Рис. 8. Зависимость силовой функции S_0 для s -нейтронов от атомного веса в области деформированных ядер. ● - данные из [15, 17, 18]. ▲ - данные авторов.