

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P3-86-338

А.Б.Попов, Г.С.Самосват

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
КИЛОЭЛЕКТРОНВОЛЬТНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ
С НЕЧЕТНЫМИ А

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1986

ВВЕДЕНИЕ

В работах /1-3/ был развит метод анализа усреднённых дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов чётно-нечётными ядрами в области неперекрывающихся резонансов. Анализ экспериментальных данных в области нейтронных энергий 2-250 кэВ для 22 ядер в диапазоне масс $48 < A < 128$ позволил получить новую информацию о взаимодействии с ядрами р-нейтронов: радиусы р-рассеяния R_1' , определяющие фазовые сдвиги δ_1 , потенциального рассеяния, и компоненты нейтронной силовой функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, относящиеся, соответственно, к $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -нейтронам. При этом впервые были подтверждены давно известные предсказания теории: острые минимум и максимум δ_1 при A около 90 и 120 и спин-орбитальное расщепление максимума силовой функции в районе $A \sim 100$.

Успех этих исследований определяется простой структурой выражения среднего сечения рассеяния. Оно представляется в виде трёх членов разложения по полиномам Лежандра:

$$\overline{\sigma}(\vartheta) = \overline{B}_0 + \overline{B}_1 \cos \vartheta + \overline{B}_2 P_2(\cos \vartheta), \quad (1)$$

где ϑ - угол рассеяния нейтрона в системе центра масс, а коэффициенты \overline{B}_i нетрудно найти /1/ путём усреднения одноуровневых выражений, полученных на основе /4/, по s- и p-резонансам. Подобно полному сечению, величина $4\pi \overline{B}_0$, являющаяся интегральным сечением рассеяния, содержит в качестве основных вклад потенциального s-рассеяния $4\pi k^{-2} \sin^2 \delta_0 \approx 4\pi R_0'^2$ и исправленные на радиационный захват вклады s-резонансов $\sim E^{-1/2} S^0$ и p-резонансов $\sim E^{1/2} S^1$, где E и k - энергия и волновое число нейтронов, а S^0 и $S^1 = (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1)/3$ - соответствующие нейтронные силовые функции. Главная составляющая коэффициента \overline{B}_1 определяется интерференцией s- и p-волн потенциального рассеяния и равна $6k^{-2} \sin \delta_0 \sin \delta_1 \cos(\delta_0 - \delta_1) \sim ER_0' R_1'$. В коэффициенте \overline{B}_2 до энергии ~ 50 кэВ содержится почти исключительно вклад p-резонансов со спином $J = 3/2 \sim E^{1/2} S_{3/2}^1$, к которому при более высоких энергиях добавляется потенциальный член $6k^{-2} \sin^2 \delta_1 \sim E^2 R_1'^2$.

Для ядер-мишеней с отличным от нуля спином I существенно усложняется выражение \overline{B}_2 , в котором появляется не только вклад компоненты $S_{1/2}^1$ силовой функции p-нейтронов, но и неопределённость, связанная с тем, что у p-резонансов с $J = I \pm 1/2$ упругий канал является смесью пары каналов, характеризующихся значениями спина канала $S = I \pm 1/2$ или полного момента нейтрона $j = I/2$ и $3/2$. Поэтому анализ экспериментов по рассеянию нейтронов ядрами с

нечётными A оказывается более сложным и менее однозначным. Тем не менее этот анализ представляет интерес, так как, кроме пополнения данных о средних нейтронных параметрах ядер, он позволяет высказать некоторые суждения о спиновой зависимости этих параметров и о корреляции ширины в спиновых каналах.

ТЕОРИЯ

Чтобы в результате усреднения по резонансам в сечении $\overline{\sigma(\varphi)}$ появились силовые функции S_j^1 для двух значений полного момента p -нейтронов j , исходные выражения сечений для изолированных резонансов должны быть получены в j -представлении (вместо широко используемого представления спина канала S , в том числе, и в $1/4$). В j -представлении фигурируют компоненты ширины Γ_{nj} , из которых складываются полные нейтронные ширины p -резонансов:

$$\Gamma_n = \Gamma_{n1/2} \quad \text{для } J = 1/2 \text{ при } I = 0 \text{ и } J = 0 \text{ при } I = 1/2, \quad (2)$$

$$\Gamma_n = \Gamma_{n3/2} \quad \text{для } J = I \pm 3/2, \quad (3)$$

$$\Gamma_n = \Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2} \quad \text{для } J = I \pm 1/2 > 1/2. \quad (4)$$

Формулы для сечений были получены на основе выражения (4.19) из [5] и облегчающего многократные суммирования упрощения (24.6) из [6] при учете орбитальных волн только с $\ell = 0$ и 1 . Мы приведем здесь только резонансную часть коэффициента B_2 неусредненного сечения $\sigma(\varphi)$, так как в остальном отличия от случая $I = 0$ не столь существенны. У p -резонансов, имеющих Γ_n согласно (2), $B_2^{рез.} = 0$ (как и у s -резонансов). Одноканальные p -резонансы с Γ_n по (3) имеют

$$B_2^{рез.} = \frac{r}{k^2} \frac{g \Gamma_{n3/2}^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad J = I + 3/2, \quad (5)$$

где E_0 - резонансная энергия, Γ - полная ширина резонанса,

$$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}, \quad r = \frac{(3J-I+3/2)(3J-I+1/2)}{20(I+J+3/2)(I+J+1/2)}. \quad (6)$$

Формула (5) относится, в частности, к резонансам с $J = 3/2$ на чётно-нечётных мишенях, а также к резонансам с $J = 0$ при $I = 3/2$; у последних, однако, $B_2^{рез.} = 0$, т.к. $r = 0$.

Новое свойство вносится в $\overline{\sigma(\varphi)}$ двухканальными резонансами (см. соотношение (4)), у которых

$$B_2^{рез.} = \frac{P}{k^2} \frac{g}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} \left[q \Gamma_{n3/2} \pm \cos(\delta_{1/2} - \delta_{3/2}) \sqrt{\Gamma_{n1/2} \Gamma_{n3/2}} \right]^2, \quad J = I \pm 1/2 > 1/2, \quad (7)$$

где

$$P = \frac{2(2J+1)(6J-4I+1)}{5(I+J+3/2)(I+J+1/2)}, \quad q = \frac{(I-J)(10I-8J+1)}{\sqrt{2(I+J-1/2)(I+J+3/2)}}. \quad (8)$$

Знак второго слагаемого в квадратных скобках (7) неизвестен, так как в него входит произведение амплитуд ширины; косинус от разности сдвигов фаз для p -волн потенциального рассеяния с разными значениями j можно заменить единицей, так как даже в максимуме по A (около $A=120$) при $E = 250$ кэВ $|\delta_{1j}|$ не превышает $0,2$, а их разность и того меньше.

При фиксированной сумме $\Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2}$, определяющей "силу" резонанса в полном сечении, величина (7) зависит от соотношения слагаемых, за меру которого возьмём $\beta_j = \Gamma_{n1/2} / (\Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2})$: $B_2^{рез.}$ меняется от нуля (при $\beta_j = 1$ и любом знаке $\sqrt{\Gamma_{n1/2}}$ и при $\beta_j = q^2/(1+q^2)$ и отрицательном знаке $\sqrt{\Gamma_{n1/2} \Gamma_{n3/2}}$) до некоторого максимального значения при некотором β_j между 0 и 1 и положительном знаке произведения амплитуд. Максимум $B_2^{рез.}$ легко найти, воспользовавшись записью $B_2^{рез.}$ в S -представлении [7]. В таблице I даны максимальные значения $B_2^{рез.}/B_0^{рез.}$, где

$$B_0^{рез.} = \frac{1}{4k^2} \frac{g(\Gamma_{n1/2} + \Gamma_{n3/2})^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (9)$$

Максимальные значения $B_2^{рез.}/B_0^{рез.}$ Таблица I

I	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2				
J	1	1	2	2	3	3	4	4	5
$B_2^{рез.}/B_0^{рез.}$	2	0,500	0,700	0,700	0,750	0,750	0,770	0,770	0,780

Усреднение $\sigma(\varphi)$ легко выполняется при следующих предположениях:

1) ширины резонансов Γ , расстояния между ними D и интервалы усреднения ΔE удовлетворяют неравенствам

$$\Gamma \ll D \ll \Delta E \ll E,$$

где E - средняя энергия интервала ΔE ;

* В формуле (4) работы [7] опечатка; выражение в фигурных скобках нужно возвести в квадрат.

2) флуктуации приведенных нейтронных ширин $\Gamma_n^{(l)}$ подчиняются распределению Портера-Томаса, а у радиационных ширин Γ_γ^l они пренебрежимо малы;

3) плотность уровней с данным спином J пропорциональна $2J+1$;

4) ни нейтронные силовые функции S_j^k , ни радиационные ширины Γ_γ^l для данного ядра от J не зависят.

Коэффициенты разложения (I) принимают вид:

$$\kappa^2 \bar{B}_0 = \sin^2 \delta_0 + \sin^2 \delta_{1/2} + 2 \sin^2 \delta_{3/2} - f_0 \sin^2 \delta_0 - f_{1/2} \sin^2 \delta_{1/2} - 2 f_{3/2} \sin^2 \delta_{3/2} +$$

$$\begin{cases} \left(\frac{1}{2} f_0 F(a_0) + \frac{1}{2} f_{1/2} F(a_{1/2}) + f_{3/2} F(a_{3/2}) \right) & \text{для } I=0 \\ \frac{1}{2} f_0 \sum_{j=I \pm 1/2} g F(a_j^0) + \frac{1}{2} f_{1/2} \sum_{j=I \pm 1/2} g F(a_j^{1/2}) + \frac{1}{2} f_{3/2} \sum_{j=I \pm 1/2} g G(\rho, a_j^{3/2}) & \text{для } I > 1/2 \\ \left(\frac{1}{2} f_0 \sum_{j=0,1} g F(a_j^0) + \frac{1}{8} f_{1/2} F(a_{1/2}^0) + \frac{5}{8} f_{3/2} F(a_{3/2}^0) + \frac{3}{8} f_{3/2} G(\rho, a_{3/2}^1) \right) & \text{для } I=1/2, (10) \end{cases}$$

$$\kappa^2 \bar{B}_1 = 2 \sin \delta_0 [\sin \delta_{1/2} \cos(\delta_0 - \delta_{1/2}) + 2 \sin \delta_{3/2} \cos(\delta_0 - \delta_{3/2})] -$$

$$- f_0 [\sin \delta_{1/2} \sin(2\delta_0 - \delta_{1/2}) + 2 \sin \delta_{3/2} \sin(2\delta_0 - \delta_{3/2})] -$$

$$- \sin \delta_0 \left[f_{1/2} \sin(2\delta_{1/2} - \delta_0) + 2 f_{3/2} \sin(2\delta_{3/2} - \delta_0) \right] \quad \text{для всех } I, (11)$$

$$\kappa^2 \bar{B}_2 = 2 \sin^2 \delta_{3/2} + 4 \sin \delta_{1/2} \sin \delta_{3/2} \cos(\delta_{3/2} - \delta_{1/2}) + 10 \sin \delta_0 \sin \delta_{3/2} \cos(\delta_0 - \delta_{3/2}) -$$

$$- 2 f_{1/2} \sin \delta_{3/2} \sin(2\delta_{3/2} - \delta_{1/2}) - 2 f_{3/2} [\sin^2 \delta_{3/2} + \sin \delta_{1/2} \sin(2\delta_{3/2} - \delta_{1/2})] +$$

$$\begin{cases} f_{3/2} F(a_{3/2}) & \text{для } I=0 \\ 2 f_{3/2} \sum_{j=I \pm 3/2} g F(a_j^0) + 2 f_{3/2} \sum_{j=I \pm 1/2} p g H(q, \rho, a_j^0) & \text{для } I > 1/2 \\ \frac{5}{2} f_{3/2} F(a_{3/2}^0) + \frac{3}{2} p f_{3/2} H(q, \rho, a_{3/2}^1) & \text{для } I=1/2, (12) \end{cases}$$

где для краткости наборы квантовых чисел l_j^j $0, 1/2, 1, 3/2$ обозначены индексами 0, $1/2$ и $3/2$, соответственно, а отношения средних $\ln \Gamma_n / \bar{D}$ для каждого набора - буквой f с соответствующим индексом. Функции F , G и H , являющиеся результатом усреднения выражений типа (5), (9) и (7), соответственно, имеют в качестве аргументов величину $a = \Gamma_\gamma^l / \Gamma_n$, зависящую от l , j и J , и величину $\rho = \Gamma_{n1/2} / \Gamma_{n3/2}$, относящуюся только к p -резонансам с $J = I \pm 1/2$; в силу независимости $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ от спина J

$$\rho = S_{1/2}^1 / S_{3/2}^1. \quad (13)$$

Используя далее R -матричную параметризацию при выбранных ранее граничных условиях $^{1/3}$, близких к обычно используемым $\delta_0 = 0$ и $\delta_1 = -[1 + (\kappa R)^2]^{-1}$, имеем:

$$\delta_0 = -\kappa R + \arcsin(\kappa R R_0^\infty), \quad \delta_{1/2, 3/2} = -\kappa R + \arctg(\kappa R) + \arcsin \frac{(\kappa R)^3 R_{1/2, 3/2}^\infty}{1 + (\kappa R)^2}, \quad (14)$$

$$f_0 = \pi \sqrt{E} S^0, \quad f_{1/2, 3/2} = \pi \sqrt{E} \frac{(\kappa R)^2}{1 + (\kappa R)^2} S_{1/2, 3/2}^1, \quad (15)$$

где $R_{1/2, 3/2}^\infty$ - элементы R -матрицы, учитывающей вклад далеких уровней (вне интервала ΔE), $R = I, 35 A^{1/3}$ фм - радиус канала, а E выражено в эВ. При всевозможных I , l , j и J величина a выражается так:

$$a_0 = \frac{\pi S_\gamma^0}{f_0}, \quad a_{1/2} = \frac{\pi S_\gamma^1}{3 f_{1/2}}, \quad a_{3/2} = \frac{2 \pi S_\gamma^1}{3 f_{3/2}},$$

$$a_{1/2}^0 = \frac{\pi S_\gamma^1}{9 f_{1/2}}, \quad a_{3/2}^1 = \frac{\pi S_\gamma^1}{3 f_{3/2}}, \quad a_{3/2}^2 = \frac{5 \pi S_\gamma^1}{9 f_{3/2}},$$

$$a_0^J = \frac{\pi g S_\gamma^0}{f_0}, \quad a_{3/2}^J = \frac{\pi g S_\gamma^1}{2 f_{3/2}}, \quad (16)$$

где $S_\gamma^l = \Gamma_\gamma^l / \bar{D}_l$ (\bar{D}_l - средние межрезонансные расстояния для совокупностей всех s - и p -резонансов) нетрудно оценить по имеющимся данным. Верхний индекс у a обозначает спин резонансов; для $I=0$ он опущен, а для p -резонансов ядер с $I=1/2$ выражения a даны для каждого J .

Выражение (12) для \bar{B}_2 содержит поправку на интерференцию s -волн с d -волной, в которой

$$\delta_2 = -z + \arctg \frac{3z}{3-z^2} + \arcsin \frac{z^5 R_0^\infty}{z^4 + 3z^2 + 9}, \quad z = \kappa R. \quad (17)$$

Эта растущая квадратично с E поправка не превышает 10% при $E = 400$ кэВ для большинства ядер и только в области $60 < A < 80$, где малы $|\delta_1|$ и невелики $S_{3/2}^1$, она может достигать десятков процентов.

Для завершения параметризации $\sigma(\varphi)$ остается конкретизировать вид функций F , G и H . Лишь первая из них определяется однозначно:

$$F(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \frac{x \sqrt{x}}{x+a} e^{-x/2} dx. \quad (18)$$

Две же другие можно вычислить, только зная функцию совместного распределения двух случайных величин $\Gamma_{n1/2}$ и $\Gamma_{n3/2}$. Рассмотрим крайние возможности. Если обе величины флуктуируют от резонанса к резонансу

независимо, как должно быть по статистической модели ядра, то мы имеем дело с произведением двух независимых распределений Портера-Томаса, и этой гипотезе отвечают такие G и H :

$$G(\rho, a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{(px+y)^2}{px+y+a} \cdot \frac{e^{-\frac{1}{2}(x+y)}}{\sqrt{xy}} dx dy, \quad (19a)$$

$$H(\rho, a) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{q^2 y^2 + \rho xy}{px+y+a} \cdot \frac{e^{-\frac{1}{2}(x+y)}}{\sqrt{xy}} dx dy, \quad (20a)$$

где в числителе первого сомножителя под интегралами (20a) опущен член вида $2qy\sqrt{pxy}$, который из-за хаотичности знаков амплитуд должен зануляться.

Другая возможность состоит в том, что две ширины полностью скоррелированы и подчиняются одному и тому же распределению Портера-Томаса, но с разными средними $\Gamma_{n/2}$ и $\Gamma_{n/2}$. Тогда обе функции сводятся к функции F :

$$G(\rho, a) = (1+\rho) F\left(\frac{a}{1+\rho}\right), \quad (19b)$$

$$H(\rho, a) = \frac{q^2 + \rho \pm 2q\sqrt{\rho}}{1+\rho} F\left(\frac{a}{1+\rho}\right). \quad (20b)$$

Вопрос о корреляциях между смешивающимися спиновыми каналами обсуждается давно [7-10], но так как смеси каналов определены всего для 17 резонансов 5 ядер, он до сих пор остаётся открытым. Заметим, что огромная по сравнению с этой информация о спиновых каналах протонных резонансов сравнительно лёгких ядер привела к целому ряду важных и неожиданных результатов [11].

ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились по методу времени пролёта на реакторе ИБР-30 с разрешением 25 нс/м с помощью аппаратуры, описанной в [12]. Нейтроны, рассеиваемые плоским образцом толщиной от 0,008 до 0,022 σ^{-1} , регистрировались под углами 45, 90 и 135° подвижным ^3He -детектором объёмом ~ 8 л при давлении газа ~ 10 атм.

После вычитания фона, введения необходимых поправок [13] и калибровки на углеродный образец определялось усреднённое сечение (I) в виде трёх параметров:

$$\sigma_s = 4\pi \bar{B}_0, \quad \omega_1 = \bar{B}_1 / \bar{B}_0, \quad \omega_2 = \bar{B}_2 / \bar{B}_0, \quad (21)$$

отнесенных к 18 энергетическим интервалам со средней энергией от 1,8 до 253 кэВ. На рис. I показаны в качестве примера экспериментальные результаты для индия. У точек σ_s указаны систематические ошибки (статистические ошибки пренебрежимо малы); у точек ω_1 и ω_2 указаны статистические ошибки (систематические малы).

Формулы (6), (8), (10)-(21) позволяют описывать экспериментальные значения σ_s , ω_1 и ω_2 (совместно с $\sum q_i \Gamma_i / \Delta E$, см. [2]) с помощью 8 параметров: S^0 , $S_{1/2}^1$, $S_{3/2}^1$, R_0^∞ , $R_{1/2}^\infty$, $R_{3/2}^\infty$, S_8^1 , S_8^1 , для извлечения которых была разработана программа для ЭВМ РДР-II/70, использующая стандартную процедуру подгонки по методу наименьших квадратов FUMILI [14]. Реально при анализе экспериментальных данных возникает сильная корреляция между $R_{1/2}^\infty$ и $R_{3/2}^\infty$; величины же S_8^1 и S_8^1 слабо влияют на значения остальных параметров. Имеется некоторая корреляция R_0^∞ с S^0 и $S_{1/2}^1$, и только $S_{3/2}^1$ и $R_1^\infty \approx (R_{1/2}^\infty + 2R_{3/2}^\infty)/3$ устойчивы к различным вариантам подгонок.

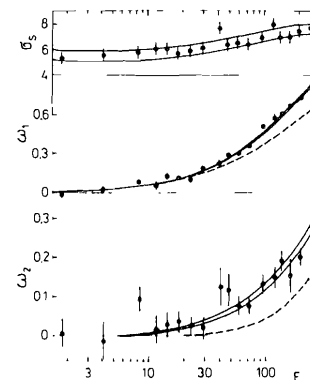


Рис. I. Параметры дифференциального сечения для индия, σ_s - в барнах, E - в кэВ. Точки - эксперимент, сплошные линии - коридор ошибок теоретической подгонки. Штриховая линия для ω_1 - вклад потенциального рассеяния, а для ω_2 - сумма всех членов, кроме резонансных.

Поэтому во втором выражении (I4) полагалось, что обе фазы $\delta_{1/2}$ и $\delta_{3/2}$ определяются одной и той же величиной R_1^∞ , а S_8^1 и S_8^1 при расчётах оставались фиксированными и оценивались по данным [15]. Таким образом в подгонке определялось пять параметров: S^0 , $S_{1/2}^1$, $S_{3/2}^1$, R_0^∞ и R_1^∞ .

Необходимо отметить, что изменения в формулах (10) и (12), возникающие от учёта того или иного значения спина I , оказались незначительными с точки зрения качества описания эксперимента. То же самое относится и к различным вариантам вида функции G и H , и они не могут быть выбраны, например, по критерию χ^2 . С другой стороны, нечувствительность подгоночных кривых к указанным вариациям формул позволяет использовать эти кривые в подходе, предложенном в [16].

для определения степени корреляции в двух спиновых каналах.

Такие кривые показаны на рис. 1 в виде коридоров ошибок, определяемых программой FUMILI. Очевидно, что значения и ошибки σ_s , ω_1 и ω_2 , взятые по этим кривым, надёжнее, т.к. они лучше соответствуют своему местоположению на энергетической шкале, чем значения и ошибки отдельных экспериментальных точек, подверженных большим флуктуациям. На рис. 2 представлены такие сглаженные параметры сечений всех исследованных ядер для энергии $E = 48$ кэВ, при которой вклад резонансного члена в B_2 составляет 80% и более. Сравнительно небольшой разброс точек на рисунке позволяет утверждать следующее: как и ожидалось, ни σ_s , ни ω_1 не обнаруживают существенной зависимости от спина ядра-мишени (кроме, быть может, случая ^{89}Y), а значения ω_2 для семи из девяти нечётных ядер заметно меньше, чем для соседних бесспиновых чётно-чётных. Экспериментальные величины последнего эффекта

$$\alpha = \omega_2^{I \neq 0} / \omega_2^{I=0} \approx \bar{B}_2^{I \neq 0} / \bar{B}_2^{I=0}, \quad (22)$$

полученные с учётом разброса точек для чётно-чётных ядер, даны в третьем столбце таблицы 2.

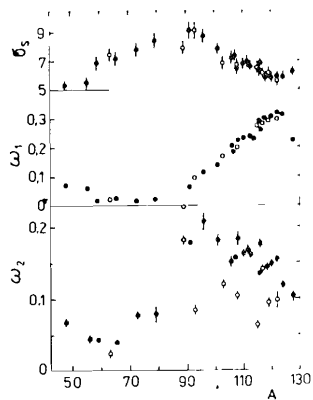


Рис. 2. Параметры дифференциальных сечений при энергии 48 кэВ, полученные в результате подгонки по всей области энергий 2-250 кэВ. σ_s - в барнах; тёмные точки - для чётно-чётных мишеней, светлые - для нечётных.

О КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИН В СПИНОВЫХ КАНАЛАХ

Для сопоставления экспериментальных результатов с теорией надо знать для каждого ядра с $I \neq 0$ величину параметра ρ (см. его определение (13)), зависящего от силы спин-орбитального расщепления.

Таблица 2

Сравнение $\alpha_{\text{эксп.}}$ с $\alpha_{\text{теор.}}$

Ядро	I	$\alpha_{\text{эксп.}}$	ρ	$S_j^1/f_{1/2}$	$\alpha_{\text{теор.}}$		
					+	-	(20a)
$^{63,65}\text{Cu}$	3/2	$0,56 \pm 0,21$	$0,76 \pm 0,22$	0,37	0,62	0,49	0,38
^{89}Y	1/2	$1,07 \pm 0,09$	$0,71 \pm 0,12$	0,007	1,68	0,64	0,89
^{93}Nb	9/2	$0,44 \pm 0,06$	$0,80 \pm 0,14$	0,39	0,49	0,45	0,32
^{103}Rh	1/2	$0,67 \pm 0,06$	$1,28 \pm 0,13$	0,39	1,61	0,67	0,80
$^{107,109}\text{Ag}$	1/2	$0,64 \pm 0,05$	$1,62 \pm 0,13$	0,89	1,47	0,63	0,70
$^{113,115}\text{In}$	9/2	$0,41 \pm 0,05$	$2,03 \pm 0,13$	1,02	0,59	0,56	0,36
^{117}Sn	1/2	$1,01 \pm 0,08$	$2,06 \pm 0,15$	0,07	1,94	0,97	1,03
^{119}Sn	1/2	$0,70 \pm 0,09$	$2,15 \pm 0,15$	0,06	1,95	0,98	1,04
$^{121,123}\text{Sb}$	5/2, 7/2	$0,75 \pm 0,12$	$2,24 \pm 0,20$	0,60	0,68	0,63	0,42

Значения ρ можно найти из наших данных $^{13/}$ по $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, изображённых на рис. 3. Показанные здесь результаты для нечётных ядер были получены, как для чётно-чётных, т.е. без учёта I , и, следовательно, пока "незаконны". Кривые на рисунке получены подгонкой по методу наименьших квадратов к тёмным точкам трёх параметров выражения

$$S_j^1 = \frac{c_1}{c_2 + (A^{2/3} - c_3)^2}.$$

Ординаты этих кривых, соответствующие массовым числам нечётных ядер, с учётом коридора ошибок и позволили найти ρ , содержащиеся в четвёртом столбце табл. 2.

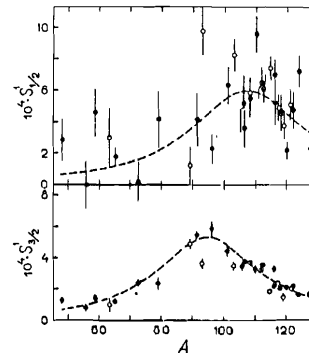


Рис. 3: Экспериментальные значения силовых функций для чётно-чётных (тёмные точки) и нечётных (светлые точки) ядер. Линии изображают результат подгонки по тёмным точкам.

Возможные теоретические варианты поведения отношения (22) в приближении отсутствия радиационного захвата (все $\alpha = 0$) изображены на рис. 4 линиями в зависимости от параметра ρ . Горизонтальными прямыми со штриховкой вниз показаны минимально возможные \mathcal{E} , когда вклад (5) в \bar{B}_2 у нечётного ядра даёт только одноканальные резонансы ($J = I \pm 3/2$), а у двухканальных ($J = I \pm 1/2$) все B_2^{res} (см. (7)) равны нулю. Реализация такого \mathcal{E} в интервале ΔE , содержащем хотя бы по несколько резонансов каждого спина, крайне маловероятна. Ведь для этого требуется, чтобы ширины $\Gamma_{n1/2}$ и $\Gamma_{n3/2}$, флуктуируя каждая около своего среднего, у всех двухканальных резонансов в ΔE приняли значения, annullирующие выражение (7). По аналогичной причине маловероятна и противоположная ситуация, когда все резонансы с $J = I \pm 1/2$ имеют максимальные значения B_2^{res} (см. табл. I). Эти \mathcal{E} показаны наклонными прямыми со штриховкой вверх. Таким образом, реальные значения \mathcal{E} должны лежать где-то между рассмотренными предельными, не слишком приближаясь к ним.

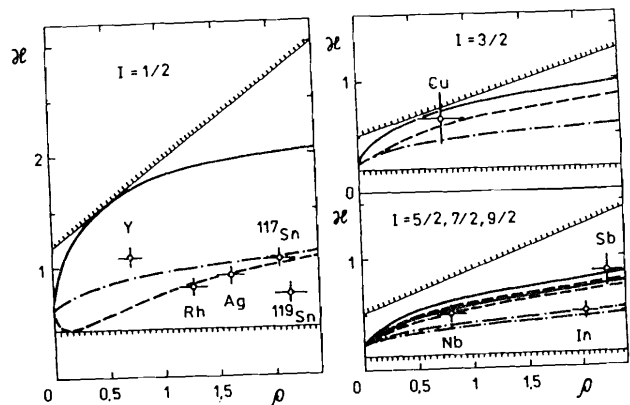


Рис. 4. Различные варианты поведения \mathcal{E} в зависимости от ρ , вычисленные в предположении, что все $\alpha = 0$; см. текст.

Более реалистические предсказания отношения \mathcal{E} опять в приближении $\alpha = 0$ получаются путём деления друг на друга резонансных частей \bar{B}_2 для $I \neq 0$ и $I = 0$ (после фигурной скобки в (12)) с интегрированием в H в варианте (20a) и со всеми $F(0)=1$. Для независимых флуктуаций ширин это показано на рис. 4 штрихпунктирными линиями, а для 100-процентной корреляции — сплошными линиями (при одинаковых знаках амплитуд ширин) и штриховыми (при разных знаках). Рассматри-

вая эти кривые, можно сказать, что наиболее информативны ядра со спином $1/2$ при $\rho \lesssim 1$; особенно сильно выделен у них случай полной корреляции с одинаковыми знаками. С ростом I две кривые для 100-процентной корреляции ширин сближаются, зато кривая для случая отсутствия корреляций опускается и хорошо отделена от них при $\rho \gtrsim 1$. Заметим, что предельные прямые для больших спинов практически совпадают при разных I , а кривые показаны для $I = 5/2$ (выше) и $I = 9/2$ (ниже). Заметим также, что у ядер с $I = 1/2$ при полной корреляции каналов кривые кажутся прямыми; это связано с тем, что при $I = 1/2$ смеси каналов есть только у резонансов с $J = 1$, которые при соответствующих ρ дают экстремальные вклады в \bar{B}_2 .

Для лучшей точности сравнения с экспериментом надо отказаться от пренебрежения радиационным захватом и рассчитать отношения резонансных частей в (12) с учётом функций F и H . В пятом столбце табл. 2 приведены значения отношения $S_1^1/f_{3/2}$ при энергии 48 кэВ, по которым с помощью формул (16) находились нужные α , а в последующих столбцах — теоретические значения $\mathcal{E}_{теор.}$ для трёх вариантов функции H (как и кривые на рис. 4). Обозначения столбцов +, - и (20a) отвечают знаку в числителе формулы (20б) и формуле (20a). Сравнение $\mathcal{E}_{теор.}$ из таблицы с соответствующими ординатами соответствующих кривых на рис. 4 показывает, что значения $\mathcal{E}_{теор.}$ заметно меньше и составляют от $\sim 97\%$ (у изотопов слова) до $\sim 70\%$ (у Ag) значений ординат. Лишь у магического по нейтронам ^{89}Y разница менее 1% за счёт больших \bar{D} ($\Gamma_{\delta} \ll \Gamma_n$), как и у ядер с $I = 0$.

Чтобы судить о том, в пользу какой из гипотез о корреляциях говорит эксперимент, надо сравнить числа $\mathcal{E}_{эксп.}$ с числами $\mathcal{E}_{теор.}$ в табл. 2. Можно, однако, получить и более наглядное сравнение, если обратить внимание на то, что у каждого ядра учёт захвата понижает \mathcal{E} для всех трёх гипотез примерно одинаково. Это и позволяет "привести" $\mathcal{E}_{эксп.}$ к случаю $\alpha = 0$, т.е. к кривым на рис. 4. Экспериментальные точки на этом рисунке есть $\mathcal{E}_{эксп.} \cdot (\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_{теор.})$, где \mathcal{E}_0 — приближение без учёта захвата (ординаты кривых), а черта — усреднение по трём вариантам.

Расположение точек на рис. 4 позволяет констатировать следующее:

- 1) у всех ядер значения \mathcal{E} лежат внутри допустимого интервала;
- 2) ни у одного из пяти ядер с $I = 1/2$ нет сильной корреляции ширин при одинаковых знаках амплитуд;
- 3) весьма вероятна сильная корреляция у Sb (но с неизвестными

знаками) и вероятно у Rh и Ag с разными знаками *);

4) у ядер Y и In корреляции, по-видимому, нет;

5) для Sm и, пожалуй, Nb нет явно предпочтительных вариантов функции H;

6) только точка для ^{119}Sn несколько удалена от реалистических вариантов в сторону минимума.

О КОМПОНЕНТАХ p-СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Как уже говорилось, компоненты силовой функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для нечётных ядер, изображённые на рис. 3 светлыми точками, были получены по формулам для чётно-чётных ядер. Казалось бы, светлые точки $S_{3/2}^1$ должны выпасть вниз точно так же, как светлые точки ω_2 на рис. 2. Но этого практически не произошло по той причине, что в резонансном члене \bar{B}_2 величина $f_{3/2}$ умножается на $F(\alpha_{3/2}) < 1$, которое из-за больших $S_{3/2}^1$ у нечётных ядер (в 5 - 50 раз) почти скомпенсировало ожидавшийся эффект.

Строго говоря, истинные значения S_j^1 для нечётных ядер получить невозможно, если неизвестна функция распределения ширин в смешивающихся каналах. Поэтому полезные результаты можно получить лишь в двух случаях: либо когда получаемые значения S_j^1 слабо зависят от этой функции (т.е. конкретного вида H), либо когда их зависимость от неё столь велика, что, делая различные гипотезы о ней, можно выбрать наиболее подходящую гипотезу (аналогично тому, как это делалось с \mathcal{E} в предыдущем разделе). В последнем случае за критерий правильности той или иной гипотезы можно взять совпадение S_j^1 для близких по массе ядер с $I = 0$ и $I \neq 0$, т.е. предположить спиновую независимость S_j^1 для разных ядер с разными спинами.

Как и следовало ожидать, параметры потенциального рассеяния R_0^∞ , R_1^∞ и s-волновая силовая функция S^0 для всех 9 нечётных ядер оказались практически одинаковыми для всех трёх вариантов распределения $\Gamma_{n1/2}$ и $\Gamma_{n3/2}$. Поведение же $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для разных вариантов показано на рис. 5: светлыми точками - для двух независимых распределений Портера-Томаса, тёмными точками - для общего распределения Портера-Томаса с амплитудами ширин одинаковых знаков, а крестиками - для такого же распределения с амплитудами противоположных знаков (где нет светлых точек и крестиков, они совпадают с тёмными точками). Линиями показан коридор ошибок кривых Лоренца, проведенных на рис. 3.

* В работе /15/ относительно Ag сделан такой же вывод.

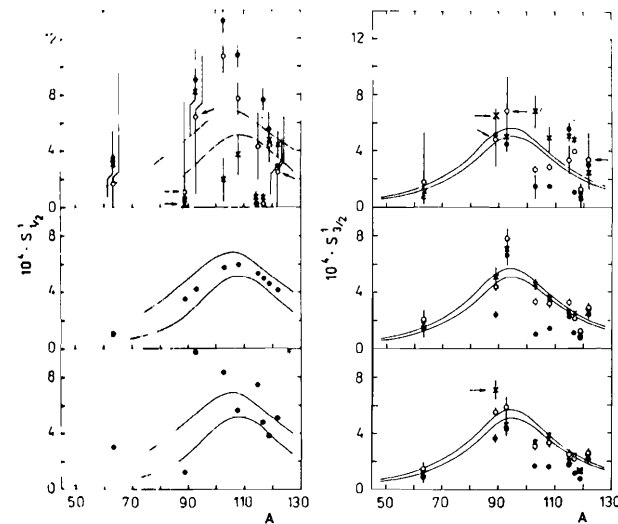


Рис. 5. Различные варианты подгонок S_j^1 . Стрелками отмечены подгонки, итерации в которых сходились плохо и χ^2 остались больше, чем в других подгонках к тем же экспериментальным точкам. Линии - коридор ошибок кривых на рис. 3.

Верхняя пара диаграмм на рис. 5 изображает результаты подгонки $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ при варьировании всех пяти параметров. Приравнивая точки на этих диаграммах со светлыми точками на рис. 3 бросается в глаза прежде всего то, что учёт спинов мишеней приводит к увеличению разброса и ошибок получаемых значений силовых функций. Это является следствием возникновения корреляции между $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$. Тем не менее, с учётом ошибок, по крайней мере для варианта независимых флуктуаций ширин в каналах, значения силовых функций, кроме $S_{1/2}^1$ для ^{117}Sn и $S_{3/2}^1$ для ^{103}Rh , не далеки от соответствующих кривых, полученных с чётно-чётными ядрами.

Чтобы исключить влияние корреляции на значения $S_{3/2}^1$, которые лучше других параметров определяются в этих экспериментах, и высказать суждения о предпочтительности того или иного варианта распределения ширин в смешивающихся каналах, следовало бы провести подгонку с фиксированными значениями $S_{1/2}^1$, равными "истинным" значениям. В качестве приближения к этому мы взяли сначала значения $S_{1/2}^1$ прямо с гладкой кривой на рис. 3 результаты этой подгонки показаны на средней паре диаграмм рис. 5. Далее, имея в виду, что даже истинные значе-

ния $S_{1/2}^1$ подвержены статистическим флуктуациям и не могут точно лежать на гладкой кривой, мы взяли как другое приближение значения $S_{1/2}^1$, полученные при подгонке без учёта спина (светлые точки на рис. 3), и это привело к результатам, изображённым парой нижних диаграмм рисунка. Несмотря на заметное отличие $S_{1/2}^1$ в этих приближениях, значения $S_{3/2}^1$ получились довольно близкими, и наша цель — исключить влияние корреляций на $S_{3/2}^1$ — по-видимому, достигнута.

Анализируя значения $S_{3/2}^1$ на рис. 5 и придавая больший вес двум нижним диаграммам, нетрудно убедиться, что все выводы предыдущего раздела о предпочтительности того или иного варианта корреляции ширин (выводы 2-5) подтверждаются и здесь степенью близости соответствующих точек к кривым.

Обратимся теперь к выбору значений силовых функций. Этот выбор, неизбежно допуская некоторый произвол, можно сделать следующим образом. Во-первых, надо учесть, что сильная корреляция с одинаковыми знаками амплитуд отвергнута результатами для всех пяти ядер со спином $1/2$, а во-вторых — что разница между S_j^1 для двух других вариантов и других ядер сравнительно невелика. Так, на верхней диаграмме для $S_{1/2}^1$ (рис. 5) разбросанные из-за корреляций светлые точки и крестики в среднем явно тяготеют к линиям и точкам на нижней диаграмме (кроме точки ^{117}Sn), что и придаёт "законность" светлым точкам

$S_{1/2}^1$ на рис. 3, полученным без учёта спина I (как для чётно-чётных ядер). Этот выбор обоснован также тем, что учёт I практически не меняет величины E_0 , существенно определяющей $S_{1/2}^1$.

Выбрав в качестве $S_{1/2}^1$ светлые точки на рис. 3 (т.е. тёмные на рис. 5 внизу), естественно остановиться для выбора $S_{3/2}^1$ на правой диаграмме внизу рис. 5, тем более, что большинство точек на ней почти совпадают с точками на диаграмме над ней. Выбор же между крестиками и светлыми точками, где он что-то значит, следует сделать по "рекомендациям" 3) и 4) в конце предыдущего раздела, т.е. взять крестики для Rh , Ag , Sb и светлые точки для Y и In .

Выбранные значения S_j^1 вместе со значениями других параметров для нечётных ядер собраны в табл. 3, где радиусы рассеяния определены выражениями

$$R'_0 = R(1 - R_0^\infty), \quad R'_1 = R(1 - 3R_1^\infty),$$

а звёздочкой помечены S -волновые силовые функции, которые явно занижены из-за блокировки сильных резонансов.

Таблица 3

Средние нейтронные параметры нечётных ядер

Ядро	$10^4 S_0^1$	$10^4 S_1^1$	$R'_0, \text{Фм}$	$R'_1, \text{Фм}$	$S^0 \cdot 10^4$	$S_{1/2}^1 \cdot 10^4$	$S_{3/2}^1 \cdot 10^4$
Cu	13	16	$6,7 \pm 0,3$	$0,2 \pm 1,0$	$1,0 \pm 0,1^*$	$3,0 \pm 1,8$	$1,1 \pm 0,6$
Y	0,3	1,7	$7,2 \pm 0,2$	$-3,4 \pm 0,7$	$0,00 \pm 0,08^*$	$1,2 \pm 1,2$	$5,5 \pm 0,5$
Nb	38	86	$7,5 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,6$	$0,23 \pm 0,05^*$	$9,8 \pm 1,5$	$4,4 \pm 0,5$
Rh	35	80	$5,9 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,5$	$0,47 \pm 0,06$	$8,3 \pm 1,1$	$3,1 \pm 0,4$
Ag	90	200	$6,6 \pm 0,2$	$7,4 \pm 0,4$	$0,53 \pm 0,08$	$5,8 \pm 1,0$	$3,8 \pm 0,4$
In	82	120	$6,3 \pm 0,15$	$10,3 \pm 0,2$	$0,23 \pm 0,03$	$7,4 \pm 0,9$	$2,5 \pm 0,3$
^{117}Sn	7	10	$5,9 \pm 0,15$	$11,0 \pm 0,4$	$0,15 \pm 0,03$	$4,7 \pm 0,9$	$2,3 \pm 0,3$
^{119}Sn	4	6	$6,3 \pm 0,15$	$11,0 \pm 0,3$	$0,05 \pm 0,03$	$3,8 \pm 0,9$	$1,3 \pm 0,2$
Sb	40	80	$5,6 \pm 0,2$	$11,5 \pm 0,6$	$0,41 \pm 0,06$	$5,1 \pm 1,0$	$2,2 \pm 0,3$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе выражений для усреднённого по энергии дифференциального сечения, полученных с учётом спина ядра-мишени для трёх вариантов корреляции нейтронных ширин p -резонансов со смесями каналов $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$, выполнен анализ проведенных экспериментов по упругому рассеянию нейтронов на 9 ядрах с нечётными A в области энергий $\sim I - 300$ кэВ. Результаты этого анализа позволяют сделать следующие выводы.

1. Параметры потенциального рассеяния для s - и p -волн и силовые функции для S -нейтронов не обнаруживают зависимости от спина ядра-мишени.

2. По результатам для пяти ядер со спином $1/2$ сильная корреляция ширин при одинаковых знаках их амплитуд должна быть отвергнута, а два других варианта — сильная корреляция при разных знаках амплитуд и отсутствие корреляции — приводят к близким результатам и в среднем равновероятны (есть случаи предпочтительности и того, и другого). Заметим, что различные степени корреляций в разных ядрах наблюдались и для протонных резонансов $^{II}/$.

3. Так как все выводы о вероятности того или иного варианта корреляций следуют из сравнения для чётно-чётных и нечётных ядер в равной мере как непосредственно анизотропий рассеяния, так и получаемых значений силовых функций p -нейтронов, то можно говорить о наблюдении независимости от спина ядра-мишени и p -нейтронных силовых функций (и их j -компонент).

4. Ошибки всех параметров, полученных ранее /3/ для элементов с чётными Z , связанные с примесями нечётных изотопов к чётно-чётным, пренебрежимо малы.

Авторы благодарны принимавшим участие в начале этих исследований Зо Ин Ок и В.Г.Николенко, а также И.М.Ли де Ла Сьерра за помощь в расчётах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. In book: Nuclear Data for Science and Technology. Proc.Int.Conf., Antwerp, 6-10 Sept. 1982, p.781; препринт ОИЯИ РЗ-82-436, Дубна, 1982.
2. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-ой Всесоюзной конф. по нейтр. физике, Киев, 2-6 окт. 1983 г., т.3, с.343, М., ЦНИИатоминформ, 1984. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.304.
3. Popov A.B., Samosvat G.S. Preprint JINR, E3-85-226, Dubna, 1985.
4. Blatt J.M., Biedenharn L.C. Rev. Mod. Phys., 1952, v.24, p.258.
5. Гольдфарб Л. В кн.: Ядерные реакции, Атомиздат, М., 1962, т.1.
6. Devons S., Goldfarb L. In book: Handbuch der Physik, Springer-Verlag, 1957, Band XLII.
7. Николенко В.Г., Самосват Г.С. ЯФ, 1976, т.23, с.1159.
8. Шапиро Ф.Л. В кн.: Сборник лекций Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях, 3-19 июля 1966 г., Обнинск, ФЭИ, 1967, с.239.
9. Chrien R.E., Bhat M.R., Cole G.W. Phys. Rev., 1973, v.88, p.336.
10. Nikolenko V.G., Samosvat G.S. In book: Neutron Induced Reactions. Proc. of Eur. Topical Conf., June 21-25, 1982, Smolence, p.373; в кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-ой Всесоюзной конф. по нейтр. физике, Киев, 15-19 сент. 1980 г., М., ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.178.
11. Mitchell G.E., Bilpuch E.C., Shriner J.F., Jr., Lane A.M. Phys. Rep., 1985, v.117, p.2.
12. Вагов В.А., Ермаков В.А., Зимин Г.Н., Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Сообщение ОИЯИ РЗ-82-770, Дубна, 1982.
13. Гребнев А.В., Кириллик А.Л., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Сообщение ОИЯИ РЗ-82-514, Дубна, 1982.
14. Силли И.Н. В кн.: Статистические методы в экспериментальной физике, М., Атомиздат, 1976, с.319.
15. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections. Academic Press, 1981, v.1.
16. Николенко В.Г. Препринт ОИЯИ Р4-82-604, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1986 года.

Попов А.Б., Самосват Г.С.

РЗ-86-338

Дифференциальные сечения упругого рассеяния
килоэлектронвольтных нейтронов ядрами с нечетными A

В приближении неперекрывающихся резонансов получено выражение среднего дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах с учетом спинов и для разных вариантов корреляций ширины в смешивающихся каналах $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. Измерены сечения на 9 ядрах с нечетными A от 63 до 123 при энергиях до ~300 кэВ. Определены нейтронные силовые функции и радиусы рассеяния для s - и p -нейтронов. Сделан вывод о независимости всех параметров от спина мишени. Для некоторых исследованных ядер получены указания о предпочтительности того или иного варианта корреляций каналов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Popov A.B., Samosvat G.S.

РЗ-86-338

Differential keV Neutron Elastic Scattering
Cross Sections on Nuclei with Odd A

In the approximation of nonoverlapping levels, an expression of the average differential neutron elastic scattering cross section on nuclei is obtained with account of spins and for different variants of the width correlations in mixing channels $p_{1/2}$ and $p_{3/2}$. The cross sections are measured for 9 nuclei with odd A from 63 to 123 at energies up to ~300 keV. The neutron strength functions and scattering radii are defined for s - and p -wave neutrons. The conclusion is made about independence of all parameters of the spin of a target. Indications whether this or that variant of width correlations is preferable are obtained for some investigated nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986