

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2508 / 83

16/5-83

P4-83-128

В.Г.Николенко

РАДИУСЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ  
 $s$ - И  $p$ -НЕЙТРОНОВ И ПРИНЦИП ПАУЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983



Цель настоящей работы - привлечь внимание к измерениям дифференциальных сечений  $\sigma(\theta)$  рассеяния нейтронов при энергиях  $E$ , меньших нескольких сотен кэВ. Здесь анализ экспериментального  $\sigma(\theta)$  значительно упрощается /в сравнении с ситуацией при большей  $E$  /, т.к. можно учитывать только малые орбитальные моменты  $l$  и т.к. мала роль неупругого рассеяния. Традиционное в нейтронной спектроскопии малых энергий получение из полных сечений параметров отдельных  $p$ -резонансов затруднено в рассматриваемой области недостаточным разрешением и трудностью идентификации  $p$ -резонансов. Хотя в последнее время появились работы /1/, в которых для идентификации по спину и четности привлекаются дифференциальные сечения рассеяния, полученные с высоким разрешением /  $E \leq 1$  МэВ /, однако доля таких работ пока невелика. А для получения информации о  $v$ - и  $p$ -рассеянии можно ориентироваться и на усредненные по энергии сечения  $\sigma(\theta)$ . Анализ  $\sigma(\theta)$  /2/ предоставляет значительно больше возможностей в выделении  $p$ -рассеяния, чем анализ  $\sigma_t$  /3/. Это подчеркивалось в работе /4/, но в ней не приведены необходимые соотношения.

Бедность данных по  $\sigma(\theta)$  отчасти объясняется большими методическими трудностями в сравнении с измерениями полных сечений  $\sigma_t$ . С другой стороны, даже существующие для многих элементов /до  $E = 1,5$  МэВ / данные /5/ о  $\sigma(\theta)$  не обработаны с целью получения параметров  $v$ ,  $p$  и  $d$ -рассеяния /силовых функций  $S_{lj}$  и фаз потенциального рассеяния  $\delta_{lj}$  /.

## 1. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ

Выражения для  $\sigma$  обычно даются в представлении спина канала /6/, т.к. при отсутствии поляризации спина нет интерференции между каналами. Но в нашем случае лучше работать в представлении полного момента рассеиваемого нейтрона  $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$ , т.к. в случае сферических ядер для  $S_{lj}$  имеют место пики в зависимости от массового числа  $A$  /или энергии  $E$  /, соответствующие одночастичным состояниям /ОС/ с квантовым числом  $j$ . Если нейтроны и ядра не поляризованы, то сечение рассеяния в  $j$ -представлении имеет вид /7/:

$$\sigma(\theta) = \frac{\pi^2}{8a^2} \sum A_K(l_1 l_1' j_1 j_1'; abb') A_K(l_2 l_2' j_2 j_2'; abb') \times \\ \times \text{Re} \left[ \left( \delta_{j_1 j_2} \delta_{l_1 l_2} - S_{j_2 j_1}^l \right)^* \left( \delta_{j_1' j_2'} \delta_{l_1' l_2'} - S_{j_2' j_1'}^{l'} \right) \right] P_K(\cos \theta),$$



$$A_K = \hat{b} \hat{b}' \hat{l} \hat{l}' \hat{j} \hat{j}' (-1)^{a-b-c-s} \times$$

$$\times (\ell_0 \ell'_0 | K_0) W(\ell \ell' j j'; K_B) W(b b' j j'; K_A)$$

$$\hat{x} = \sqrt{2x+1}.$$

Здесь квантовые числа с нижними индексами 1 и 2 относятся соответственно к входному и выходному каналам, штрихованные и нештрихованные параметры относятся к интерферирующим амплитудам,  $W$  - коэффициенты Рака,  $P_K$  - полином Лежандра,  $a$  - спин мишени,  $\hat{b} = \hat{a} + \hat{j}$ ,  $S$  - матрица рассеяния.

При  $\ell < 2$  сложность  $\sigma(\theta)$  ограничивается  $K \leq 2$ . Члены с  $K = 1$  возникают из-за интерференции  $s$ - и  $p$ -волн. Резонансные члены  $\ell = \ell'$ , четность сохраняется/ входят при  $K = 0, 2$ . Для наших целей рассмотрим случай мишеней со спином  $a = 0$ . В одноуровневом приближении для усредненного по энергии  $\sigma(\theta)$  при  $\ell < 2$  получаем:

$$\sigma(\theta) = B_0 + B_1 P_1(\theta) + B_2 P_2(\theta)$$

$$k^2 B_0 = \sum_j \frac{2j+1}{2} \left\{ \sin^2 \delta_{\ell j} + \frac{\pi}{2} \sqrt{E} \left[ S'_{\ell j} \frac{v \ell}{d_{\ell j}} (F_{\ell j} - 2 \sin^2 \delta_{\ell j}) \right] \right\},$$

$$k^2 B_1 = \sum_{j \neq j'} \frac{(2j+1)(2j'+1)}{4} \left[ \sin \delta_{\ell j} \sin \delta_{\ell' j'} \cos(\delta_{\ell j} - \delta_{\ell' j'}) - \right.$$

$$\left. - \pi \sqrt{E} S'_{\ell j} \frac{v \ell}{d_{\ell j}} \sin(2\delta_{\ell j} - \delta_{\ell' j'}) \sin \delta_{\ell' j'} \right], \quad /2/$$

$$k^2 B_2 = \sum_j \left[ \frac{8}{2j+1} \sin \delta_{1 \frac{3}{2}} \sin \delta_{1j} \cos(\delta_{1 \frac{3}{2}} - \delta_{1j}) + \right.$$

$$\left. + \pi \sqrt{E} \frac{2j-1}{2} S'_{1j} \frac{v_1}{d_{1j}} (F_{1j} - 2 \sin^2 \delta_{1j}) \right] -$$

$$- 2 \sum_{j \neq j'} \pi \sqrt{E} S'_{1j} \frac{v_1}{d_{1j}} \sin \delta_{1j'} \sin(2\delta_{1j} - \delta_{1j'}).$$

$$\delta_{\ell j} = \arctg \frac{p_{\ell} R_{\ell j}^{\infty}}{1 - s_{\ell} R_{\ell j}^{\infty}} - \phi_{\ell}.$$

Здесь  $\delta$  - сдвиги фаз потенциального рассеяния,  $\phi$  - сдвиги фаз рассеяния на непроницаемой сфере,  $p_{\ell}$  и  $s_{\ell}$  - факторы проницаемости и сдвига<sup>8,9/</sup>,  $v_{\ell} k R = p_{\ell}$ ,  $R$  - радиус канала. Выражение для множителей  $F$ , учитывающих  $(n, \gamma)$ -реакцию в резонансах, можно найти в работе /2/. Множитель  $d_{\ell j} = (1 - s_{\ell} R_{\ell j}^{\infty})^2 + (p_{\ell} R_{\ell j}^{\infty})^2$  должен появляться в операции приведения нейтронных ширин, когда  $R_{\ell j}^{\infty} \neq 0$ . Он учи-

тывает влияние далеких уровней на ширины. Но из-за незнания  $R_{\ell j}^{\infty}$  эта поправка не делается. Поэтому обычно используемая силовая функция  $S$  связана с используемой в /2/ - соотношением  $S'_{\ell j} = S_{\ell j} d_{\ell j}$ .

Наибольшая энергия, до которой можно пользоваться соотношениями /2/, определяется такими условиями: ширины резонансов должны быть значительно меньше расстояний между резонансами и вклад волн с  $\ell > 1$  должен быть пренебрежимо мал. При  $E < 500$  кэВ вклад квадратов амплитуды  $d$ -волны в  $\sigma(\theta)$  еще пренебрежимо мал, но доля в  $B_2$  интерференционного члена между  $s$ - и  $d$ -волнами может быть немалой /10-30%/ и при  $E > 100$  кэВ. Последний член имеет вид:

$$k^2 B_2(s, d) = \sum_{j=\frac{3}{2}, \frac{5}{2}} (2j+1) \left\{ \sin \delta_0 \sin \delta_{2j} \cos(\delta_0 - \delta_{2j}) - \right.$$

$$\left. - \frac{\pi}{2} \sqrt{E} \left[ S'_0 \frac{1}{d_0} \sin \delta_{2j} \sin(2\delta_0 - \delta_{2j}) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + S'_{2j} \frac{v_2}{d_{2j}} \sin \delta_0 \sin(2\delta_{2j} - \delta_0) \right] \right\}. \quad /2a/$$

Следующий по величине член, описывающий интерференцию  $p$ - и  $d$ -волн ( $B_3$ ), становится заметным даже у самых тяжелых ядер только при  $E > 500$  /5/. Таким образом, соотношения /2 и 2a/ могут описывать упругое сечение рассеяния  $\sigma(\theta)$  вплоть до 400-500 кэВ, позволяя получать информацию о  $S'$  и  $R_{\ell j}^{\infty}$  для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн. Однако в такой сравнительно широкой энергетической области /по отношению к ширине пика  $S'$ / эти параметры не могут считаться постоянными. Расширение энергетической области до 400-500 кэВ значительно увеличивает число параметров, что может приводить к неоднозначности подгоняемых параметров. Однако, когда энергия нейтронов  $E$  близка к энергии  $p$ -ОС, т.е.  $S'_1$  и  $R_{1j}^{\infty}$  велики, а  $S'_0$ ,  $R_{0j}^{\infty}$ ,  $S'_2$ ,  $R_{2j}^{\infty}$  малы,  $d$ -волну можно учитывать как поправку, беря параметры  $S'_2$  и  $R_{2j}^{\infty}$  такими же, как и для  $s$ -волны /т.к.  $s$ - и  $d$ -одночастичные состояния близки по энергии/. Учет множителя  $d$  особенно существен для  $\ell \neq 0$  при выборе нулевых граничных условий  $\frac{d\psi}{dr} /_{r=R} = 0$ .

Ниже мы будем интересоваться величинами  $R_{\ell j}^{\infty}$ , обусловленными вкладом далеких резонансов и определяющими вместе с  $R$  потенциальное рассеяние. Заметим, что параметры  $R_{\ell j}^{\infty}$  через множители  $d_{\ell j}$  существенно входят и в члены, учитывающие резонансное рассеяние в /2/.



## 2. РАДИУСЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

При  $\delta_\ell \ll 1$  интегральное потенциальное сечение имеет вид:

$$\sigma_\ell^{\text{pot}} = \frac{(kR)^4}{(2\ell+1)^2 [1 \cdot 3 \dots (2\ell-1)]^4} \sum_{j=\ell \pm \frac{1}{2}} \frac{2j+1}{2} 4\pi (R'_{\ell j})^2, \quad /3/$$

что дает основание говорить о радиусах потенциального рассеяния

$$R'_{\ell \pm} = R \left[ 1 - \frac{(2\ell+1) R_{\ell \pm}^\infty}{\ell + R_{\ell \pm}^\infty} \right], \quad /4/$$

здесь + и - соответствуют:  $j = \ell + \frac{1}{2}$  и  $j = \ell - \frac{1}{2}$ . Ниже мы будем касаться только значений радиусов  $s$ - и  $p$ -потенциального рассеяния ( $R'_0, R'_\pm$ ), поскольку в настоящее время только для них существует экспериментальная информация.

В работе <sup>/11/</sup> для  $\ell = 1$  вводится величина  $R'_1 = \frac{1}{2\ell+1} [\ell R'_- + (\ell+1) R'_+]$ , с помощью которой просто выражаются значения коэффициентов анизотропии потенциального рассеяния  $\omega_1 = B_1/B_0$ , измеряемых при низких энергиях /в этом случае можно поправиться на небольшой вклад в  $\omega_1$  резонансного рассеяния/.

$$\omega_1 = 2(kR)^2 \frac{R'_1}{R'_0}, \quad \gamma = \frac{\omega_1}{E_{\text{МэВ}}} = 8,8 \cdot 10^{-2} A^{2/3} \frac{R'_1}{R'_0}. \quad /5/$$

Через величины  $R^\infty$  учитывается дополнительное /в сравнении с рассеянием на непроницаемой сфере/ потенциальное сечение, появляющееся из-за вклада резонансов, удаленных от данного энергетического интервала.

$$R^\infty = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{E_{\lambda} - E} = \frac{0,23}{10^9 R} \int \frac{S'(E_{\lambda})}{E_{\lambda} - E} dE_{\lambda}. \quad /6/$$

Вклады в  $R^\infty$  резонансов ( $\lambda$ ), расположенных слева и справа от  $E$ , имеют противоположный знак, значит,  $R^\infty = 0$  при симметричной относительно  $E$  энергетической зависимости  $S'$ . Но из-за пиков силовой функции величина  $R^\infty(E)$  довольно резко меняется вблизи соответствующего ОС /перепад в пределах ширины пика  $S'$ - от максимального значения  $R^\infty \approx 0,4$  до минимального  $R^\infty = -0,4$ /. Поведение  $R^\infty(A)$  с изменением массового числа  $A$  сходно с поведением  $R^\infty(E)$ , т.к. при увеличении радиуса ядра /с ростом  $A$ / одночастичные состояния "опускаются" по энергии.

Если разным / $i$ -ым/ ОС с данным  $\ell$  и  $j$  соответствуют лоренцевские пики для силовой функции  $S'$ , а  $R^\infty$  получены согласно /6/, то

$$S' = \frac{10^9 R}{0,23\pi} \sum_i \frac{2\Gamma_i}{W} \frac{1}{1+x_i^2}, \quad R^\infty = \sum_i \frac{2\Gamma_i}{W} \frac{x_i}{1+x_i^2}, \quad x_i = 2 \frac{E_i - E}{W}. \quad /7/$$

Если здесь одночастичные ширины  $\Gamma_i$ , ширину пика  $W$  на полувысоте  $S'$  и положение ОС  $E_i$  взяты в соответствии с оптическими расчетами, то расчет  $S'$  и  $R^\infty$ , согласно /7/, будет эквивалентен оптическому <sup>/8/</sup>. Как видно из /7/, для разных  $\ell$  и  $j$  величины  $R_{\ell j}^\infty$  имеют подобное поведение в зависимости от  $(E_{\ell j} - E)$ , но при этом  $R_{\ell j}^\infty$  для больших  $\ell$  имеют более резкую энергетическую зависимость, чем для меньших  $\ell$  /см. /4//. Поэтому зависимости  $R^\infty(E)$  и  $R^\infty(A)$  резко проявляются в  $p$ -рассеянии, чем в  $s$ -рассеянии.

Заметим, что отличие  $R_+^\infty$  от  $R_-^\infty$  /при реалистическом спин-орбитальном расщеплении  $3p_+, 3p_-$  ОС/ значительно, и пренебрегать им, особенно в районе ОС, нельзя /см. рис.1/. С другой стороны, самому резкому изменению  $R^\infty$  с энергией соответствует приращение, равное приблизительно 0,03 на 200 кэВ, т.е., за редким исключением,  $\sigma(\theta)$  до 200 кэВ можно описать с постоянными значениями параметров  $R_0^\infty$  и  $R_\pm^\infty$ .

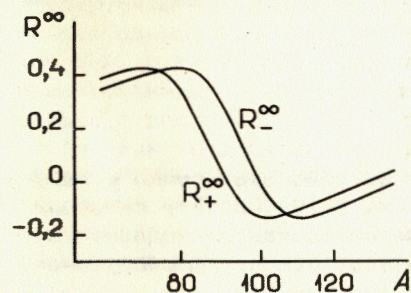


Рис.1

Экспериментальные значения  $R'$  /а значит, и  $R^\infty$ / известны <sup>/10/</sup> только для  $\ell = 0$ . Для величин же  $R'_\pm$  и  $R_\pm^\infty$  ( $\ell = 1$ ) экспериментальных данных совсем нет. Известны только значения  $R'_1 = \frac{2}{3} R'_+ + \frac{1}{3} R'_-$  для 10 элементов и 5 изотопов олова, полученные <sup>/2,11/</sup> из  $\sigma(\theta)$  при  $E < 200$  кэВ. Но известны <sup>/11,12/</sup> для многих элементов величины  $\omega_1$ , из которых можно получить отношения  $R'_1/R'_0$  /из  $\gamma$  в /5//. И по этим отношениям можно судить о зависимости  $R'_1(A)$ .

Основные черты поведения  $R'_0(A)$ , как известно, удовлетворительно описываются оптической моделью. Что же касается величины  $\gamma$ , то работа <sup>/12/</sup>, где сравнивались экспериментальные и теоретическая зависимости  $\gamma$  от  $A$ , демонстрирует, что оптика передает резкий подъем  $\gamma / A \approx 90 \pm 10\%$ , существование его максимума ( $\gamma_{\text{max}}$ ) при  $A \approx 100-120$  и минимумов ( $\gamma_{\text{min}}$ ) при  $A \approx 60-90$  и  $180-210$  /см. рис.2, который взят из этой работы/. Как видно из рис.2, параметры, соответствующие кривой 1, лучше описывают экспериментальные точки в районе максимума  $\gamma$  /но при этих параметрах значение  $S$  в максимуме ( $S_{\text{max}}$ ) равно всего лишь  $2,5 \cdot 10^{-4}$  /, а пара-



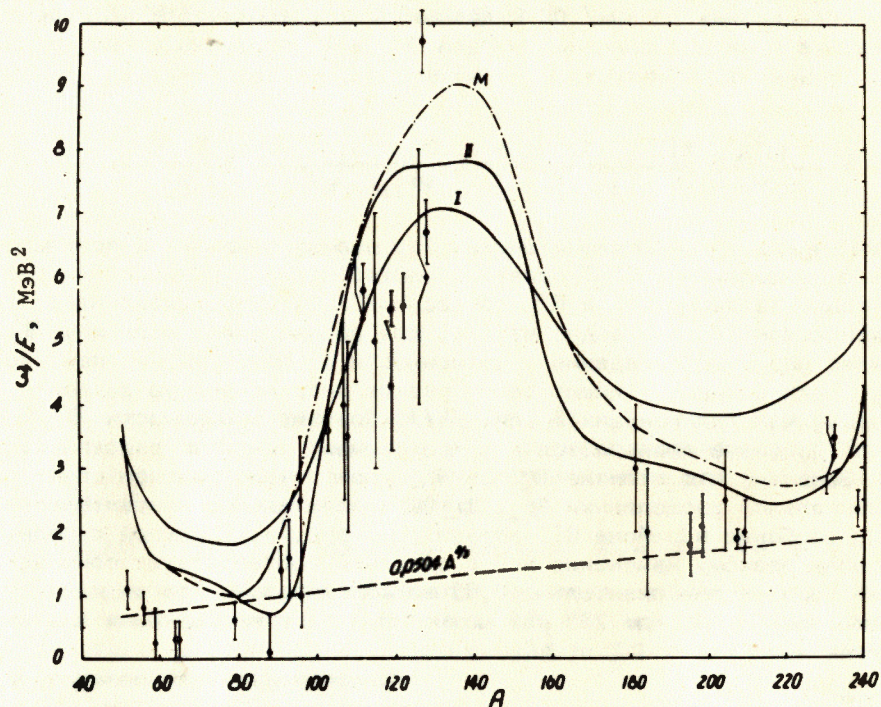


Рис. 2

метры, соответствующие кривой 2, лучше описывают точки в районе минимума /для этих параметров  $S_{max} = 4,2 \cdot 10^{-4}$  /. Эту ситуацию в оптических расчетах величины  $\Gamma$  легко понять, исходя из соотношений /7/. В самом деле,  $R^\infty$  слева от ОС ( $E_i - E \approx W/2$ ) имеет максимум ( $R_{max}^\infty \approx \Gamma/W$ ), а справа ( $E - E_i \approx W/2$ ) минимум ( $R_{min}^\infty \approx -\Gamma/W$ ). Это соответствует минимуму и максимуму  $R'/\text{см.}/4//$ . Значит,  $\Gamma$  будет иметь минимум слева и максимум справа от ОС. Существенно, что  $\Gamma_{max}$  тем больше, а  $\Gamma_{min}$  тем меньше, чем больше пиковое значение  $S_{max}$ , т.к.  $S_{max} \approx \Gamma/W$ . После этого понятно поведение кривых 1 и 2 на рис.1: чтобы лучше описать  $\Gamma_{max}$  /"опустить" кривые при  $A \approx 120-140/$ , нужно уменьшить  $\Gamma/W$  (а значит, уменьшить  $S_{max}$ , и без того неудовлетворительно низкое для кривой 1), при этом еще хуже будет описан  $\Gamma_{min}$ .

Таким образом, рассмотренный оптический расчет может только весьма грубо описать поведение  $\Gamma(A)$ , но вместе с тем оптика удовлетворительно описывает поведение  $R'_0(A)$ . Это можно объяснить более резким характером зависимости  $R'_\pm$  от  $R^\infty_\pm$  в сравнении с зависимостью  $R'_0$  от  $R^\infty_0$  /см. /4//.

### 3. ВЛИЯНИЕ ПРИНЦИПА ПАУЛИ НА РАСЧЕТ $R'_0$ И $R'_1$

Описанная выше ситуация с  $\Gamma(A)$  внешне и по существу похожа на поведение  $S_0(A)$  в минимуме, при  $A \approx 120$  /где оптический расчет проходит в несколько раз выше экспериментальных значений, не передавая изотопного хода  $S_0$  /. Последнее может быть объяснено, как было показано в работе /13/, тем, что оптическая модель не учитывает принципа Паули. В ней обращалось внимание на то, что эффекты, связанные с принципом Паули, могут проявляться при не очень большой энергии  $E$  в  $\sigma(\theta)$ , если некоторое ОС, существенно участвующее в процессе, находится вблизи поверхности Ферми.

Рассмотрим, почему эти эффекты должны проявляться в параметрах, определяющих  $\sigma(\theta)$ :  $S_0$ ,  $S_\pm$ ,  $R^\infty_0$ ,  $R^\infty_\pm$ . Используя разложение волновой функции нейтронного резонанса внутри ядра по одночастичным состояниям нуклонов, можно получить /13/ разложение амплитуды приведенной ширины  $\gamma_\lambda$  по амплитудам одночастичных ширин  $\zeta \sim \sqrt{\Gamma}$

$$\gamma_\lambda = \sum_i c_i(\lambda) \zeta_i.$$

Учет принципа Паули и корреляций сверхпроводящего типа приводит к тому, что  $\zeta_i$  пропорциональна амплитуде вероятности найти  $i$ -ое ОС свободным, т.е. при опускании /при возрастании числа нейтронов  $N$  /  $i$ -го ОС под поверхность Ферми  $\zeta_i$  уменьшается, спадая практически до нуля, и вклад этого ОС в  $S'$  и  $R^\infty$  должен уменьшаться с ростом  $N$  и  $A$ .

Так как энергия связи нейтрона  $B_n \approx 8 \text{ МэВ} \approx (E_{i+1} - E_i)/2$ , то рассматриваемый эффект сильнее всего проявится при рассеянии медленных нейтронов, когда  $E - E_i \approx E_{i+1} - E$  /энергия нейтрона  $E$  отсчитывается от дна ямы/, и когда  $i$ -ое и  $(i+1)$ -ое ОС /если они оба свободны/ дают приблизительно одинаковый вклад ( $|c_i| \approx |c_{i+1}|$ ) в рассеяние /район минимума  $S(A)$ /. Если же  $E$  близка к  $E_{i+1}$  /район максимума  $S(A)$  или большая энергия нейтронов/, то рассматриваемый эффект будет мал из-за того, что  $|c_i \zeta_i| \ll \ll |c_{i+1} \zeta_{i+1}|$ . Поэтому в последнем случае оптическая модель должна удовлетворительно описывать экспериментальные данные.

Учет обсуждаемых эффектов, как показано в работе /13/, приводит к согласованию расчетного и экспериментального изотопного хода  $S_0$  /при  $A \approx 120/$ . И силовая функция для  $p$ -нейтронов  $S_\pm(A)$  в своем минимуме /при заполнении соответствующего ОС/ должна обнаруживать, подобно  $S_0$ , изотопный ход, но в настоящее время экспериментальных данных для  $S_\pm$  практически нет. Поэтому интереснее проследить эффекты учета принципа Паули на поведении потенциального рассеяния. На рис.3 приведены результаты соответствующих расчетов. При расчете  $R^\infty$  учитывалось в /7/ 5-6 ОС с данными  $l, j$ , симметрично расположенных относительно  $E$ . Для массо-



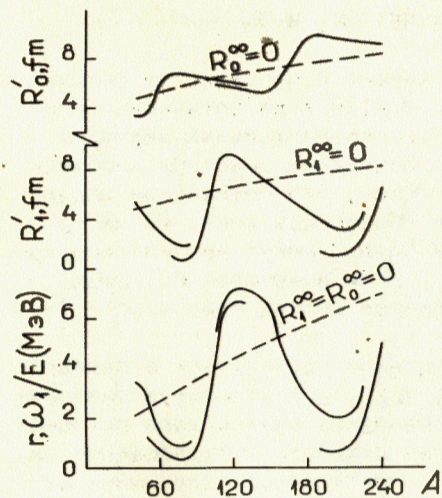


Рис.3

вых чисел, при которых происходит заполнение 3s ОС /  $A \approx 110-130$  /, 2p и 3p - ОС /  $A \approx 80-100$  и  $A \approx 180-230$  /, разные кривые рис.3 соответствуют "включенному" и "выключенному" членам в /7/ заполняемого ОС. Положения ( $E_i$ ) одночастичных состояний брались в осцилляторном потенциале. Параметры  $\Gamma/W$  и соответствие между шкалами по  $A$  и по  $E$  выбирались так, чтобы описать величины максимумов  $S / S_{\max} = 7 \cdot 10^{-4}$  / и их положения.

Как видно из рис.3, заполнение /в модели независимых частиц/ ближайшего к значению энергии нейтронов  $E$  одночастичного состояния приводит к резкому /скачкообразному/ уменьшению  $R'$  при увеличении  $N$ . Второй эффект, свя-

занный с учетом заполнения ОС /и с учетом уже заполненных ОС/, проявляется в нарушении антисимметричного /относительно  $E_i$ / поведения  $R^\infty(E)$  /см. рис.1/. В самом деле, исключение из суммы в /7/ состояний с  $E_f < E$  приводит к увеличению  $R^\infty$  /и уменьшению  $R'$  / при всех  $E$  и соответствующих им  $A$ . Поэтому при всех  $A$  величины  $\gamma(A)$  должны уменьшиться /рис.3/ в сравнении с оптическими значениями /рис.2/. При этом расчетные значения  $\gamma_{\max}$ ,  $\gamma_{\min}$  и  $S_{\max}$  хорошо согласуются с экспериментом, чего не может обеспечить обсуждаемый выше оптический расчет.

Из-за парных корреляций точки на рис.3 должны "переходить" с одной кривой на другую не скачком, а сравнительно медленно с увеличением  $N$  /или  $A$  / на 10-15 единиц. Поэтому обсуждаемый эффект легче всего заметить на изотопных цепочках. В частности, указанием на него, возможно, являются данные /10/ по  $R'_0$  для изотопов Sn и Tl /для Sn - 6,3; 6,2; 6,0; 5,7; 5,9; для Tl - 5,9; 5,9; 5,8; 5,7; 5,6; 5,5; 5,4; радиусы приведены в порядке возрастания  $N$  ошибки около 0,2/.

В совокупной зависимости  $R'_0(A)^{10}$  можно усмотреть намерение проявление "излома" в  $R'_0(A)$  при  $A \approx 27$  /заполнение 2s - ОС/ и  $A \approx 120$ . Резкого излома в этих случаях не должно наблюдаться из-за того, что у разных элементов ОС заполняются при разных  $A$ . Поэтому сравнение значений  $R'$  или  $\gamma$  для пары ядер с близкими  $A$  требует конкретного анализа положений ОС вблизи уровня Ферми. Без такого анализа можно утверждать только, что для значений  $R'$  и  $\gamma$  в указанных областях  $A$  должен наблюдаться дополнительный /в сравнении со статистическим/ разброс экспериментальных значений. Под статистическим разбросом здесь понимаем не только

ошибки опыта, но и разброс  $R^\infty$ , вызванный флуктуациями ширин и положений компаунд-уровней /соответствующие соотношения приведены в /14/, там допущена опечатка в выражении для  $\omega_1$ , см. /5//. В связи с упомянутыми флуктуациями предпочтение имеют данные, получаемые из обработки сечений в широком энергетическом интервале. К сожалению, большинство современных значений  $R'_0$  получено из обработки сечений в довольно узких энергетических областях, без поправок на вклады удаленных уровней. В этих условиях флуктуации  $R'_0$  могут достигать 100% /14/.

Надо подчеркнуть, что расчетные величины обсуждаемых "скачков" зависят от числа ОС, входящих в сумму в /7/. В расчетах, приведенных на рис.3, суммировались вклады нескольких состояний. Вообще говоря, надо учитывать все состояния, но применяемая расчетная схема не позволяет корректно учитывать состояния с  $E_i \gg E$ . Корректный же учет этих состояний мог бы, вероятно, объяснить различие нейтронных  $R = 1,35 A^{1/3}$  / и электронных  $R = 1,1 A^{1/3}$  / радиусов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, сечение  $\sigma(\theta)$  /при  $a = 0$  / для  $E < 100-200$  кэВ можно параметризовать небольшим числом величин:  $S_0$ ,  $S_{\pm}$ ,  $R_0^\infty$ ,  $R_{\pm}^\infty$ ,  $F_0$ ,  $F_{\pm}$ . При этом потенциальное сечение рассеяния характеризуется параметрами  $R_0^\infty$ ,  $R_{\pm}^\infty$  и радиусом канала  $R$ .  $R_0^\infty$  существенно отличается от  $R_{\pm}^\infty$ , когда p - ОС при росте  $A$  перестают быть связанными /район максимума  $S_1$  /, а  $R_0^\infty$  отличен от  $R_{\pm}^\infty$  при всех  $A$ . Из-за принципа Паули  $R_0^\infty$  и  $R_{\pm}^\infty$  должны /"скачкообразно" / подобно соответствующим значениям  $S$  / меняться с изменением числа нейтронов в ядрах, в которых соответствующие ОС лежат вблизи поверхности Ферми,  $2$  / их значения для всех  $A$ , измеренные при небольших энергиях нейтронов, должны быть завышены по сравнению с оптическими расчетными значениями /при одинаковых радиусах канала и оптического потенциала/. Последний эффект подтверждается экспериментальными данными для зависимости отношений  $R'_1 / R'_0$  от  $A$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Horen D.J. et al. Phys.Rev., 1980, 24C, p.1961.
2. Николенко В.Г. и др. ОИЯИ, P3-82-436, Дубна, 1982.
3. Samarda H.S. Phys.Rev., 1974, C9, p.28.
4. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. В сб.: Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. ОИЯИ, 1845, Дубна, 1964, с.89.
5. Langsdorf A. et al. Phys.Rev., 1957, 107, p.1077.
6. Blatt J.M., Biedenharn L.C.Rev.Mod.Phys., 1952, 24, p.258.



7. Гольдфарб Л. В сб.: Ядерные реакции. Атомиздат, М., 1962, с.154.
8. Томас Р., Лейн А. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960, с.190.
9. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1978.
10. Mughabhab S.F. et al. Neutron Cross Sections. Academic Press, New York, 1981, vol.1.
11. Александров Ю.А. и др. В сб.: V Конференция по нейтронной физике. Киев, 15-19 сентября 1980 г. ЦНИИАтоминформ, М., 1980, ч.2, с.163.
12. Александров Ю.А., Самосват Г.С. ОИЯИ, РЗ-4354, Дубна, 1969.
13. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-6947, Дубна, 1973.
14. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-81-351, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 марта 1983 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам, и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований



**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Николенко В.Г.  
Радиусы потенциального рассеяния  $s$ - и  $p$ -нейтронов  
и принцип Паули

P4-83-128

Рассматривается выражение для усредненного по энергии дифференциального сечения рассеяния нейтронов с энергией до нескольких сотен кэВ с целью получения из эксперимента для  $l \leq 2$  и  $j = l \pm \frac{1}{2}$  величин  $R_{lj}^{\infty}$ , которые представляют собой параметры  $R$ -матрицы, учитывающие вклад в потенциальное рассеяние далеких компаунд-уровней и определяющие радиусы потенциального рассеяния  $R_{lj}$ . Для  $l = 0$  и  $1$  рассчитываются зависимости  $R_0'(A)$  и  $R_1'(A)$  от массового числа  $A$  с учетом того, что одночастичные состояния, опускающиеся с ростом  $A$  под границу Ферми, перестают давать вклад в рассеяние из-за учета принципа Паули. Последний эффект проявляется в том, что  $R'(A)$  резко уменьшаются при заполнении соответствующего одночастичного состояния. Такой расчет отношений  $R_1'(A)/R_0'(A)$  лучше, чем оптический, согласуется с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Nikolenko V.G.  
Radii of Potential Scattering of  $s$ - and  $p$ -Neutrons  
and Pauli's Principle

P4-83-128

The expression of the differential cross section of neutron scattering is considered for obtaining  $R_{lj}^{\infty}$  values for  $l \leq 2$  and  $j = l \pm \frac{1}{2}$  these being the parameters of  $R$ -function.  $R_{lj}^{\infty}$  takes into account the contribution from far compound resonances and defines the potential scattering radii  $R'$ . For  $l = 0$  and  $1$  the dependences  $R_0'(A)$  and  $R_1'(A)$  are calculated versus mass number  $A$  due to making allowance of Pauli's principle. One-particle states which are going under the Fermi surface with increasing  $A$  stop to contribute into scattering. Therefore  $R'(A)$  diminish sharply at filling up the corresponding one-particle state. Such a calculation of the ratio  $R_1'(A)/R_0'(A)$  agrees better with experiment as compared with optical one.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.