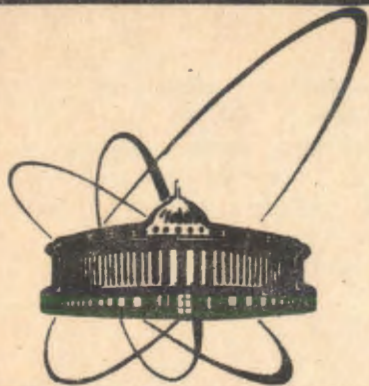


90-568



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P3-90-568

В.Г.Николенко, А.Б.Попов

РЕВИЗИЯ ОЦЕНОК АМПЛИТУДЫ (N,E)-РАССЕЯНИЯ  
И ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ НЕЙТРОНА  
ИЗ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ  $V_i$  И  $P_V$

1990

В работе [1] сообщены результаты анализа экспериментальных данных о полном сечении взаимодействия нейтронов с  $^{238}\text{U}$  и когерентной длине рассеяния для этого ядра, проведенного с целью определения амплитуды  $(n, e)$ -взаимодействия и коэффициента поляризуемости нейтрона. Используя данные гаркингской группы [2, 3] о  $\sigma_t$  для четырех энергетических точек (1,26; 5,19; 18,8 и 132 эВ) и  $a_{\text{ког}}$  для  $^{238}\text{U}$ , а также собственные значения  $\sigma_t$  в интервале 1 - 30 эВ, авторы работы [1] получили новое значение  $a_{ne}$  и оценки коэффициента поляризуемости  $\alpha_n$ . Полученное в [1] значение  $a_{ne} = (-1,59 \pm 0,04) 10^{-3}$  фм превышает по абсолютной величине все ранее известные оценки и отличается на 20% (при ошибке  $\approx 3\%$ ) от значения, полученного в [4] на основании тех же исходных данных, и соответствует отрицательному значению среднеквадратичного зарядового радиуса нейтрона. Поиски дальнейших путей улучшения оценки  $\alpha_n$  привели нас к необходимости более тщательного анализа методики извлечения в упомянутых выше работах значений  $a_{ne}$  и  $\alpha_n$  из данных о  $\sigma_t$  и  $a_{\text{ког}}$  для  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ .

Нами были проверены использованные в [1, 4] формулы, оценена роль отброшенных членов и влияние отрицательных резонансов на извлекаемые из экспериментальных данных значения  $a_{ne}$  и  $\alpha_n$ .

Полная амплитуда рассеяния нейтрона на атоме может быть представлена в виде

$$f_t(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\mu_l} - 1) P_l(\cos\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\mu_l} (S_l - 1) P_l(\cos\theta), \quad (1)$$

где  $\mu_l$  - фаза длиннодействующего рассеяния,  $S_l$  - ядерная матрица рассеяния. Полагая далее

$$\mu_l = \eta_l + \xi_l \quad \text{и} \quad S_l = e^{2i\delta_l} \left( 1 - i \sum \frac{\Gamma_n l}{E - E_{0l} + i\Gamma/2} \right)$$

(  $\eta_l, \xi_l, \delta_l$  - фазы поляризационного,  $(n, e)$ - и ядерного потенциального рассеяния ) и используя предположение, что при малых энергиях рассеяние определяется только s-волной, а сами фазы малы, мы, следуя за авторами [1], можем получить приближенное выражение для  $f_t$ . В [1] при этом считалось, что амплитуды  $(n, e)$ - и поляризационного взаимодействия могут быть взяты в борновском

приближении и являются чисто действительными величинами. В результате в мнимой части  $f_t$  (через которую затем записывается полное сечение) отсутствуют члены от  $(n, e)$ - и поляризованного рассеяния, обусловленные первой суммой выражения (1). Используя представления  $\delta_0$  через длины рассеяния  $\delta_0 = -kR'_0$ ,  $\eta_0 = -kf_p^0$ ,  $\xi_0 = -kf_{ne}^0$  при условии  $\delta_0 + \eta_0 + \xi_0 \ll 1$  и в предположении равенства радиусов рассеяния для разных спинов будем иметь

$$\text{Re}f_t = -R'_0 - \frac{1}{2k} S_1 + \frac{1}{2}(R'_0 + f_p^0 + f_{ne}^0) S_2 - f_{ne} - f_p, \quad (2a)$$

$$\text{Im}f_t = kR'_0{}^2 + 2kR'_0(f_p^0 + f_{ne}^0) + (R'_0 + f_p^0 + f_{ne}^0) S_1 + \frac{1}{4k} S_2 \quad (3a)$$

$$\text{Здесь } S_1 = \Sigma \frac{g\Gamma_n \Delta E}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4} \quad \text{и} \quad S_2 = \Sigma \frac{g\Gamma_n \Gamma}{\Delta E^2 + \Gamma^2/4}$$

Однако более последовательно пользоваться строго выражением (1) и при выделении мнимой части  $f_t$  основываться на подстановке в первую сумму фаз  $\eta_1$  и  $\xi_1$ , вычисленных в борновском приближении. Тогда, оставляя в разложении  $\sin$  и  $\cos$  первые члены, придём при  $l=0$  к несколько другим выражениям для  $\text{Re}f_t$  и  $\text{Im}f_t$ :

$$\text{Re}f_t^0 = -(R'_0 + f_p^0 + f_{ne}^0) - \frac{1}{2k} S_1 + \frac{1}{2}(R'_0 + f_p^0 + f_{ne}^0) S_2, \quad (2b)$$

$$\text{Im}f_t^0 = k(R'_0 + f_p^0 + f_{ne}^0)^2 + (R'_0 + f_p^0 + f_{ne}^0) S_1 + \frac{1}{4k} S_2. \quad (3b)$$

В отличие от (3a) в (3b) появляются квадраты  $f_p$  и  $f_{ne}$  и перекрестные члены между ними (что приводит к интерференционным членам в сечении). Имея в виду, что  $\sigma_t = \frac{4\pi \text{Im}f_t}{k}$  и  $a_{\text{КОГ}} = -\text{Re}f_t$ , следуя авторам [1], путём исключения из формул радиуса рассеяния  $R'_0$  и пренебрежением в  $\text{Re}f_t$  членом, включающим  $S_2$ , на основании (2b), (3b) напомним выражение для величины

$$Y = \frac{\sigma_t}{4\pi t} - a_{\text{КОГ}}^2, \quad (4)$$

которая использовалась для извлечения искомым  $a_{ne}$  и  $a_n$  из экспериментальных данных. Было получено выражение

$$Y(E') = \left(\frac{\pi}{3} k' R\right)^2 + (f_{ne}^{\text{oth}} - f_{ne}^0)^2 - \frac{2\pi}{3} a_{\text{КОГ}} k' R f - 2a_{\text{КОГ}} (f_{ne}^{\text{oth}} - f_{ne}^0) + [a_{\text{КОГ}} - \frac{\pi}{3} k' R f - (f_{ne}^{\text{oth}} - f_{ne}^0)] (\Sigma_1' - \Sigma_1^{\text{th}}) + \frac{2}{3} \pi k' R f (f_{ne}^{\text{oth}} - f_{ne}^0) + \frac{1}{4} (\Sigma_1^{\text{th}})^2 - \frac{1}{2} \Sigma_1' \Sigma_1^{\text{th}} + \frac{1}{4} \Sigma_2', \quad (5)$$

которое аналогично формуле, приведенной в [1]. Имеющееся различие в знаке пятого члена связано с использованием в [1] амплитуд рассеяния, а не длин, как в нашем случае. Расхождение формул для  $Y$  обусловлено приведенными выше выражениями (2) и (3), и его можно представить как

$$\Delta Y = Y_{\text{наст. раб.}} - Y_{[1]} = \left(\frac{\pi}{3} k' R f\right)^2 + (f_{ne}^0)^2 + \frac{2}{3} \pi k' R f (f_{ne}^{\text{oth}} - f_{ne}^0) + 2f_{ne}^0 f + f^2. \quad (6)$$

Значком  $^{\text{th}}$  помечены величины, относящиеся к нулевой энергии, а штрихованы значения при текущей энергии  $E'$ .

В формулах использованы обозначения  $\Sigma_1 = S_1/k$ ,  $\Sigma_2 = S_2/k^2$ ,  $f = \frac{M}{R} \left(\frac{Ze}{h}\right)^2 \alpha_n$ ,  $f_{ne}^0 = a_{ne} Z F(E)$ ,  $R = 0,135A^{1/3}$  (в единицах  $10^{-12}$  см),  $M$  - масса нейтрона,  $F(E)$  - атомный формфактор. Для поляризационных фаз в борновском приближении получены значения [5]:

$$\eta_0 \approx -fk \left[1 - \frac{\pi}{3} kR + \frac{(kR)^2}{3}\right], \quad \eta_1 \approx -fk \left[\frac{\pi}{15} kR - \frac{(kR)^2}{9}\right].$$

Нетрудно получить и старшие фазы для  $(n, e)$ -рассеяния. Но учёт для поляризационного и  $(n, e)$ -рассеяния волны с  $l=1$  приведет в (5) к пренебрежимой поправке на член  $3\left(\frac{\pi}{15} kR f + f_{ne}^1\right)^2$ .

В [1] введены обозначения

$$P_1 = \Sigma_1^{\text{th}} - \Sigma_1', \quad P_2 = \frac{1}{4} \left(\Sigma_1^{\text{th}}\right)^2 - \frac{1}{2} \Sigma_1^{\text{th}} \Sigma_1' + \frac{1}{4} \Sigma \frac{g\Gamma_n^2}{k^2 (\Delta E^2 + \Gamma^2/4)}$$

а член  $\frac{1}{4} \Sigma \frac{g\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma \sqrt{E_0/E'}}{k^2 (\Delta E'^2 + \Gamma^2/4)}$  выражен через сечение захвата

$\sigma_\gamma(E')/4\pi$ . Авторами [1] в предположении  $\Delta E \gg \Gamma$  учитывались только первые члены разложения  $P_1$  и  $P_2$  в многочлены по величинам  $E'/E_0$  и было получено, что

$$P_1 \approx \frac{E' \sigma_\gamma k'}{\pi \langle \Gamma_\gamma \rangle},$$

$$P_2 \approx \frac{1}{4} \left[ \Sigma \frac{g\Gamma_n^{o2}}{(0,002197)^2 E_0^2} - \left( \Sigma \frac{g\Gamma_n^o}{0,002197 E_0} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

(Здесь использовано представление резонансных членов через приведенные нейтронные ширины.) Такой учет резонансных членов в [1] через  $P_1$  и  $P_2$  был сделан, чтобы уменьшить неопределенность вклада в  $\Upsilon$  отрицательных резонансов. В этом приближении  $P_2$  - константа. Практически авторы [1] в обработке фиксировали  $P_2$  на разных уровнях, выбрав его равным  $-0,0023$  б/ст из условий наилучшего описания экспериментальных данных. Тем самым из МНК-подгонки был исключен параметр, коррелирующий с  $f_{ne}$ , что, несомненно, ведет к занижению ошибок извлекаемых параметров ( $\alpha_{ne}$ ,  $\alpha_n$ ). Влияние же  $P_2$  на оценки  $\alpha_{ne}$ , как показано ниже, значительно. Поэтому важно учесть  $P_1$  и  $P_2$ , не ограничиваясь использованным в [1] приближением.

Так, учет вторых членов разложения даёт поправки к  $P_1$  и  $P_2$

$$\Delta P_1 = - E' \Sigma \frac{g\Gamma_n^o}{0,002197 E_0^3},$$

$$\Delta P_2 = \frac{E'}{2} \left[ \Sigma \frac{g\Gamma_n^{o2}}{(0,002197)^2 E_0^3} - \Sigma \frac{g\Gamma_n^o}{0,002197 E_0} \Sigma \frac{g\Gamma_n^o}{0,002197 E_0} \right],$$

которые, как показали оценки, при энергиях выше 10 эВ имеют значения одного порядка с описывающим эффект поляризуемости членом  $\frac{2}{3}\pi \alpha_{\text{ког}} k' R_f$  (при ожидаемых значениях  $\alpha_n$ ).

Оценки  $P_2$  по параметрам положительных s-резонансов  $^{209}\text{Bi}$ , расположенных до 46 кэВ, из [6] дают значение  $-0,00288$  б/ст. Известное тепловое сечение захвата  $^{209}\text{Bi}$   $\sigma_\gamma = 33,8 \pm 0,7$  мб в принципе можно описать положительными резонансами, и в [6] указан нулевой вклад от отрицательных уровней. Если сделать вполне обоснованное допущение, что у  $^{209}\text{Bi}$  имеется отрицательный резонанс

и приписать ему средние параметры ( $E_0 = -3700$  эВ,  $\Gamma_n^o = 0,29$  эВ), то такой резонанс давал бы вклад в тепловое сечение захвата  $\approx 2$  мб. Это не противоречит утверждению [6] о нулевом вкладе отрицательных уровней в  $\sigma_\gamma^{\text{th}}$ , т.к. точность описания  $\sigma_\gamma^{\text{th}}$  определяется ошибками радиационных ширин (или ошибкой  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ ), которые составляют 10-20%. Существование указанного отрицательного резонанса приводило бы к  $P_2 \approx -0,00146$  б/ст. Если допустить неопределенность в положении отрицательного резонанса от  $-800$  до  $-5000$  эВ при сохранении вклада в  $\sigma_\gamma^{\text{th}}$  на уровне 2 мб, то это давало бы неопределенность в  $P_2$  от  $-0,0009$  до  $-0,00258$  б/ст. При вкладе на уровне 1 мб этот разброс составил бы от  $-0,0019$  до  $-0,0027$  б/ст. (Пример влияния неопределенности  $P_2$  на  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$  приведен в табл. 2.)

При проведении сравнительных расчетов по двум формулам для величины  $\Upsilon$  (наша формула (5) или (1) из [1]) мы использовали экспериментальные данные о  $\sigma_t$  и  $\alpha_{\text{ког}}$  гархингской группы и  $\sigma_t$  из работы [1]. Как и в работах [1] и [4], мы вводили поправки на швингеровское рассеяние и твердотельные эффекты согласно данным [4].

Определение искомым параметров  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$ , наилучшим образом удовлетворяющих экспериментальным данным, проводилось с использованием стандартной программы минимизации функции  $\chi^2$  FUMILT [7].

Вынуждены отметить, что в случае использования формулы (1) из [1] и указанных там условий мы не смогли воспроизвести результаты, полученные в [1] по экспериментальным данным гархингской группы. В табл. 1 приведены результаты анализа гархингских данных для разных вариантов описания величины  $\Upsilon$ :

- 1 - наша формула (5) с прямым учетом положительных s-резонансов по данным [6] и введением одного отрицательного уровня со средними параметрами;
- 2 - наша формула, но резонансные члены  $P_1$  и  $P_2$  взяты в приближении [1] согласно (7);
- 3 - формула (1) из [1] при использованных в этой работе условиях;
- 4 - то же, что и 1, отрицательный резонанс взят с параметрами  $E_0 = -5000$  эВ,  $\Gamma_n^o = 0,58$  эВ.

Табл. 1

Результаты анализа гархингских экспериментальных данных для  $V_i$ 

Вариант	$\alpha_{ne} (\times 10^{-16})$ см	$\alpha_n (\times 10^{-3})$ фм <sup>3</sup>
1	$-1,40 \pm 0,03$	$-21 \pm 6$
2	$-1,57 \pm 0,06$	$51 \pm 12$ $P_2 = -0,0023$
3	$-3,78 \pm 1,89$	$58 \pm 24$ $P_2 = -0,0023$
4	$-1,34 \pm 0,04$	$-22 \pm 7$

В варианте 3 проявляется сильная корреляция между искомыми  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$ , что приводит к увеличению ошибок оцениваемых параметров. С привлечением данных о  $\sigma_t$  из [1] (данные сняты с графика в статье) в интервале до 30 эВ вычисления дали результаты, представленные в табл. 2.

Табл. 2

Результаты анализа экспериментальных данных для  $V_i$  из [1] и [4]

Вариант	$\alpha_{ne}$	$\alpha_n$
1	$-1,51 \pm 0,03$	$16 \pm 16$
2	$-1,61 \pm 0,03$	$46 \pm 16$ $P_2 = -0,0023$
2	$-1,53 \pm 0,03$	$42 \pm 16$ $P_2 = -0,0014$
3	$-1,79 \pm 0,86$	$19 \pm 31$ $P_2 = -0,0023$

В табл. 3 демонстрируется влияние отрицательного уровня на оцениваемые параметры для варианта 1, если используются экспериментальные данные из [1] и [4].

Табл. 3

$\alpha_{ne}$	$\alpha_n$	$E_0/\Gamma_n^0$ отрицат. резонанса
$-1,51 \pm 0,03$	$16 \pm 16$	$-3700 / 0,29$
$-1,57 \pm 0,03$	$22 \pm 16$	$-3700 / 0,145$
$-1,67 \pm 0,03$	$40 \pm 16$	$- / 0,0$

Аналогичные смещения  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$  обнаруживаются в варианте 2, если  $P_2$  изменяется в пределах от  $-0,0014$  до  $-0,0029$ .

На рис. 1 можно видеть форму минимумов  $\chi^2$  для варианта 1 табл. 2. Взятый минимум по  $\alpha_n$  указывает на слабую чувствительность

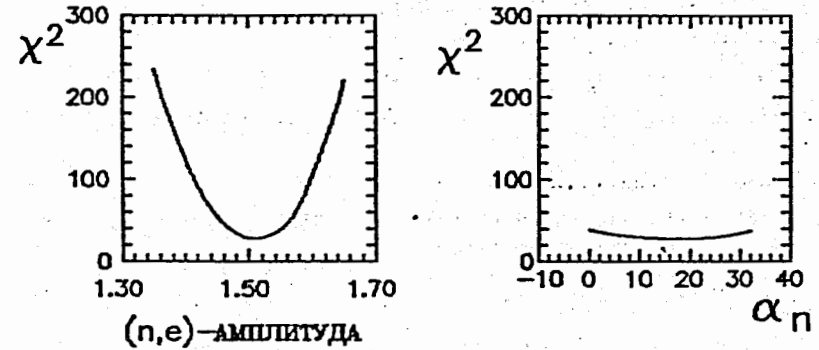


Рис. 1. Зависимость  $\chi^2$  от параметров  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$  для варианта 1 табл. 2.

описываемых экспериментальных данных к этому параметру.

Поскольку в работах [1] и [4] значения  $\alpha_{ne}$ , полученные практически из одних исходных экспериментальных данных, различаются более чем на  $10^3$  приводимых авторами [4] ошибок, нам представилось интересным и полезным внимательно изучить метод оценки  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$ , использованный и гархингской группой в [4]. Напомним, что в [4] из прецизионно измеренных значений  $\alpha_{\text{ког}}$  и полного сечения в пяти энергетических точках (до  $E=1970$  эВ) с учетом поправок на захват, некогерентное и швингеровское рассеяние, а также на твердотельные эффекты, извлекались длины когерентного ядерного рассеяния, анализ энергетической зависимости которых позволяет получить оценки  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$ . При этом в [4] предполагалось, что

$$\sigma_t = 4\pi |b'(E) - i b''(E)|^2 + \sigma_i(E) + \sigma_{LS}(E) + \sigma_{sol}(E),$$

где  $b'$  и  $b''$  — действительная и мнимая части ядерной длины рассеяния,

$\sigma_i$  — сечение некогерентного рассеяния,

$\sigma_{LS}$  — сечение швингеровского рассеяния,

$\sigma_{sol}$  — сечение твердотельных эффектов.

В понимании авторов [4]  $b''$  соответствует сечению поглощения ( $\sigma_\gamma = 4\pi b''/k$ ) и поэтому они определяли  $b'$  как

$$b'^2 = \frac{1}{4\pi} (\sigma_t - \sigma_i - \sigma_{LS} - \sigma_{sol} - \sigma_\gamma) \equiv \frac{\sigma_{\text{ког}}}{4\pi} \quad (8)$$

Для извлечения  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$  в [4] использовались величины  $b'(E=0) - b'(E_j)$ , исправленные на разность резонансных вкладов, т.е.

$b_j^* = b'(0) - b'(E_j) - [\Sigma_1(E=0) - \Sigma_1(E_j)]$ ,  
 которые записывались в виде

$$b_j^* = R' \left[ \frac{(kR')^2}{6} - \frac{(kR')^4}{120} + \dots \right] + \alpha_{ne} z [1 - F(E_j)] + \left[ \frac{\pi}{3} kR - \frac{(kR)^2}{3} \right]. \quad (9)$$

Однако описание  $\sigma_{\text{КОГ}}$  требует учета мнимой части длины рассеяния, а именно, что (для  $I=0$ )

$$\sigma_{\text{КОГ}} = 4\pi |b|^2 = 4\pi (\text{Re}^2 b + \text{Im}^2 b). \quad (10)$$

Это приводит, как легко показать для ядер с  $I \neq 0$  в случае  $R'_{I+1/2} = R'_{I-1/2}$ , к следующему выражению

$$\sigma_{\text{КОГ}} \approx 4\pi \left[ \left( V + \frac{1}{2} \Sigma_1 \right)^2 + k^2 V^4 \right], \quad (11)$$

где  $V = R' + f_{ne} + f_p$ , а член  $k^2 V^4$  - наиболее значащий остаток мнимой части  $\text{Im}^2 b$ . Это выражение при малых энергиях

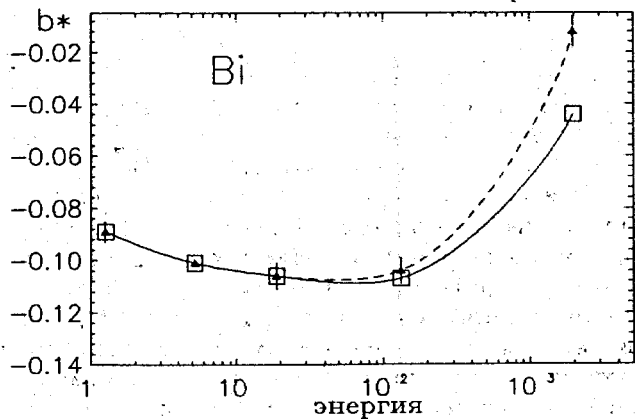


Рис. 2. Результаты подгонки данных о  $b^*$  из [4] для  $\text{Bi}$ . Квадраты - вариант 4 табл. 4, треугольники - вариант 6 табл. 4, соответствующий учету поправки на мнимую часть амплитуды рассеяния.

соответствует формуле (8), но при энергиях нейтронов  $E > 100$  эВ пренебрегать членом  $k^2 V^4$  уже нельзя. Так, оценки дают, что для  $\text{Pb}$  при  $E=1970$  эВ значение  $b^*$  изменяется с  $-0,1107$  фм на  $-0,0698$  фм.

С помощью программы FUMILI мы повторили анализ по формуле (9) численных данных о  $b_j^*$ , приведенных в [4]. Результаты для  $\text{Bi}$  и  $\text{Pb}$  представлены, соответственно, в таблицах 4 и 5 для разных вариантов учета резонансного вклада. Там же приведены оценки  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$  с учетом поправок на мнимую часть длины рассеяния (см. (11)).

Кроме того, мы выполнили оценки этих параметров (вариант 7 табл. 4) с использованием представления  $\sigma_t$  через оптическую теорему, когда

$$\sigma_t = 4\pi \left[ V^2 + V \Sigma_1 + \frac{1}{4} \Sigma \frac{g \Gamma_n^2}{k^2 (\Delta E^2 + \Gamma^2/4)} + \frac{1}{4} \Sigma \frac{g \Gamma_n \Gamma_\gamma}{k^2 (\Delta E^2 + \Gamma^2/4)} \right]. \quad (12)$$

Тогда с учетом поправок на швингеровское и некогерентное рассеяние и твердотельные эффекты будем иметь

$$\frac{1}{4\pi} (\sigma_t - \sigma_\gamma) = V^2 + V \Sigma_1 + s = W. \quad (13)$$

(Здесь  $s = \frac{1}{4} \Sigma \frac{g \Gamma_n^2}{k^2 (\Delta E^2 + \Gamma^2/4)}$ )

Откуда  $V = -\frac{1}{2} \Sigma_1 \pm \sqrt{\Sigma_1^2 - 4(s - W)}$  и

$$b' = V + \frac{1}{2} \Sigma_1 \approx \sqrt{W} \left( 1 + \frac{\Sigma_1^2 - 4s}{8W} \right). \quad (14)$$

Табл. 4  
 Результаты анализа  $b_j^*$  из [4] для  $\text{Bi}$

Вариант	$\alpha_{ne}$	$\alpha_n$	
1.	$-1,30 \pm 0,06$	$-29 \pm 27$	[4]
2.	$-1,31 \pm 0,04$	$-0,2 \pm 4$ $-2 \pm 12$	Результат нашего анализа без точки 1970 эВ согласно (9). То же, что 2, но наши $\Sigma_1$ по положительным резонансам. То же, что 3, но с учетом отрицательного резонанса. То же, что 2, но с точкой 1970 эВ. То же, что 5, но с поправкой на $k^2 V^4$ . То же, что 2, но по формуле (14).
3.	$-1,31 \pm 0,04$	$-6 \pm 12$	
4.	$-1,30 \pm 0,04$	$-12 \pm 12$	
5.	$-1,39 \pm 0,05$	$2 \pm 4$	
6.	$-1,42 \pm 0,06$	$36 \pm 6$	
7.	$-1,49 \pm 0,04$	$-14 \pm 12$	

В расчетах для  $\text{Bi}$   $R'$  полагалось равным, как принято в [4],  $9,8$  фм и фиксировалось. В вариантах 2 и 7 табл. 4 значение  $b_j^*$  для  $E=1970$  эВ не использовалось. При этой энергии резонансная поправка из-за близости к резонансу 2310 эВ  $\text{Bi}$  оказывается значительной, и возникает вопрос о корректности её учёта. На рис. 2 показаны результаты подгонки для вариантов 4 и 6 табл. 4, форма минимумов  $\chi^2$  для варианта 2 показана на рис. 3.

Для  $\text{Pb}$  в расчетах принималось  $R' = 9,85$  фм. Из-за далекого расположения резонансов изотопов свинца от границ анализируемого

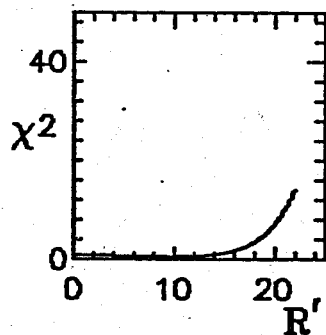
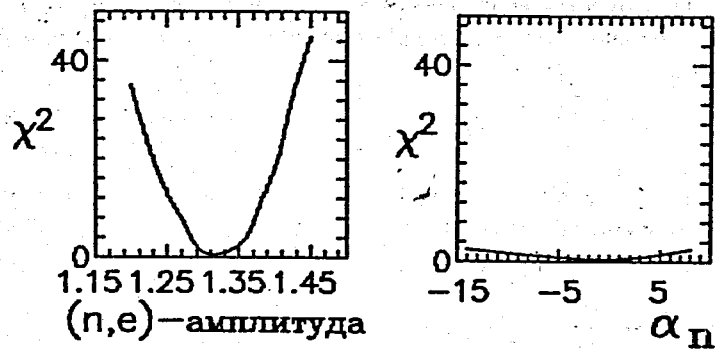


Рис. 3. Зависимость  $\chi^2$  от параметров  $\alpha_{ne}$ ,  $\alpha_n$  и  $R'$  для варианта 2 табл. 4.

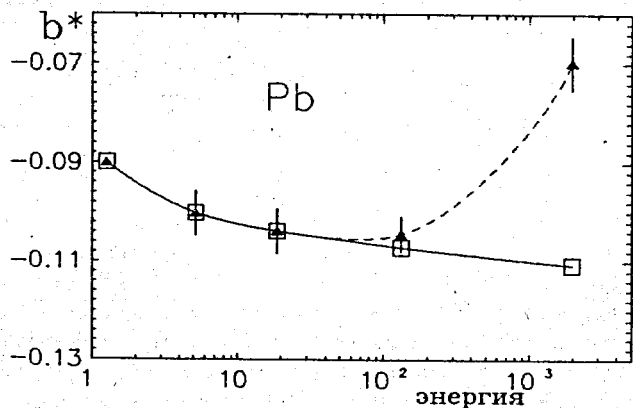


Рис. 4. Результаты подгонки данных о  $b^*$  из [4] для Рb. Квадраты - вариант 2 табл. 5, треугольники - вариант 4 табл. 5, соответствующий учету поправки на мнимую часть амплитуды рассеяния.

интервала их вклад имеет очень слабую энергетическую зависимость, поэтому процедура учета резонансов в случае Рb оказывается менее существенной. Более того, разные варианты описания  $\sigma_t$  практически не влияют на оценки  $\alpha_{ne}$ . На рис. 4 представлен результат подгонки для варианта 2 табл. 5, а на рис. 5 соответствующие ему минимумы  $\chi^2$ .

Таблица 5.  
Результаты анализа  $b_j^*$  из [4] для Рb

Вариант	$\alpha_{ne}$	$\alpha_n$	
1	$-1,32 \pm 0,04$	$0,3 \pm 3,4$	[4]
		$1 \pm 3$	
2	$-1,31 \pm 0,03$	$-8 \pm 3$	Результат нашего анализа данных [4] согласно (9)
3	$-1,32 \pm 0,03$	$-3 \pm 3$	То же, что 2, но наши резонансные поправки
4	$-1,36 \pm 0,03$	$+10 \pm 3$	То же, что 2, но поправкой на $k^2 v^4$
5	$-1,32 \pm 0,03$	$0,3 \pm 10$	То же, что 3, но без точки 1970 эВ

Несмотря на слабую зависимость  $\chi^2$  от  $R'$ , неопределенность этой величины тем не менее сказывается на оценке  $\alpha_n$ . Так, для Рb вариация  $R'$  в пределах минимума (от 8 до 11 фм) изменяет  $\alpha_n$  от -4 до -14. Результаты для Вi и Рb показывают, что данные для высокоэнергетической точки 1970 эВ существенно влияют как на саму оценку  $\alpha_n$ , так и на её ошибку.

Мы проанализировали также данные для Рb из [4] с помощью нашей формулы (5), учитывая вклад 22 нейтронных резонансов изотопов свинца на основании сведений из [6]. Были получены значения

$$\alpha_{ne} = -1,25 \pm 0,02 \quad \text{и} \quad \alpha_n = 0 \pm 1$$

которые в пределах ошибок согласуются с результатами работы [4]. Однако вариации положения и значений приведенных нейтронных ширин известных отрицательных резонансов  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{207}\text{Pb}$  или введение "разумного" отрицательного резонанса для  $^{208}\text{Pb}$  сдвигают за пределы ошибок оценки  $\alpha_{ne}$  (до 1,35) и  $\alpha_n$  (до 10).

Нами была проверена возможность извлечения  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$  непосредственно из данных по полному сечению с использованием формулы (12). Если взять все опубликованные на сегодняшний день данные о  $\sigma_t$  для Вi в интервале 1 - 130 эВ ([1,4,8], 93. точки) и

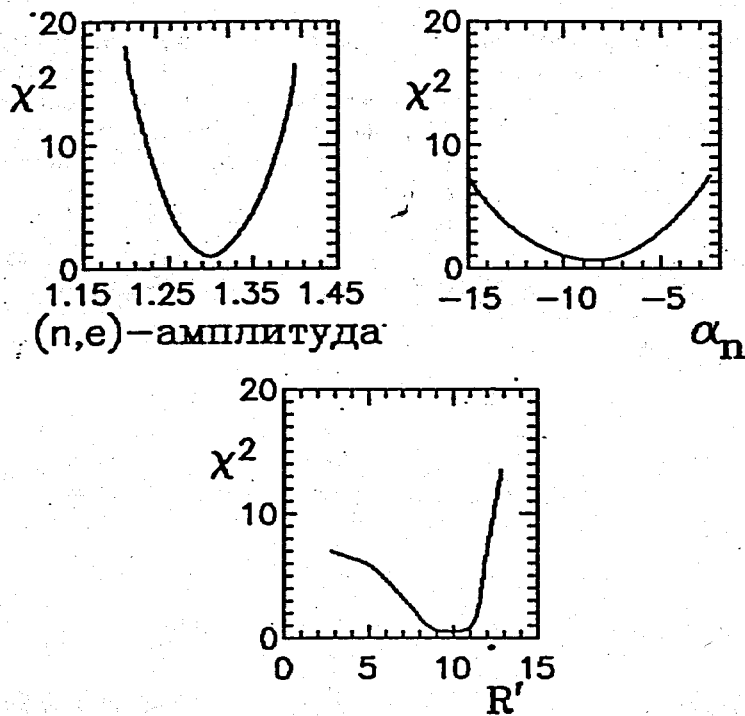


Рис. 5. Зависимость  $\chi^2$  от параметров  $\alpha_{ne}$ ,  $\alpha_n$  и  $R'$  для варианта 2 табл. 5.

воспользоваться значением  $R' = 9,36 \pm 0,05$  фм из [6], то получаются следующие оценки

$$\alpha_{ne} = -1,0 \pm 0,2 \quad \text{и} \quad \alpha_n = -3 \pm 2$$

(с учетом вариаций  $R'$  в пределах приведенных выше ошибок). Естественно, из-за того, что интервал 1 - 130 эВ оказывается "высокоэнергетическим" для влияния  $(n, e)$ -взаимодействия (т.к. вклад его в  $\sigma_t$  существенно падает с ростом энергии), описание экспериментальных данных слабо зависит от  $\alpha_{ne}$ . Для поляризуемости, наоборот, данный интервал слишком "низкоэнергетичен" для заметного проявления в энергетической зависимости  $\sigma_t$ , обусловленной поведением  $f_p(E)$ , а именно пропорциональности  $\sigma_t \approx \sqrt{E}$ . В далеком от резонансов узком энергетическом интервале

$$\sigma_t \approx (R' + f_p)^2 \approx R'^2 + 2R'f_p$$

и качество описания  $\sigma_t^{экс}$  определяется сильно скоррелированными  $R'$  и  $f_p$ . И хотя при фиксированном  $R'$  минимум по  $f_p$  оказывается острым, наличие большой корреляции между  $R'$  и  $f_p$  приводит к потере физической значимости оценки  $\alpha_n$ .

## Выводы

1. На основании нашего описания  $\sigma_t$  через ядерные параметры,  $f_{ne}$  и  $f_p$  можно получить по данным для  $Vi$  из [3,4] за счет разумного подбора параметров отрицательного резонанса значение  $\alpha_{ne} \approx -1,34$ , согласующееся с результатами [3,4]. Использование приближенного описания  $P_2$  с величиной значения  $-0,0023$  б/ст из [1] приводит к более высокому (по модулю) значению  $\alpha_{ne} = -1,57$ .

2. Привлечение дополнительных данных о  $\sigma_t$  из [1] в области до 30 эВ также дает завышенное значение  $\alpha_{ne}$  (1,51), которое подвержено дополнительным неопределенностям в зависимости от предположения о параметрах отрицательного уровня.

3. В рамках описания экспериментальных данных, используемого авторами [1], мы не повторили их результатов анализа по  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$ .

4. Непосредственное повторение анализа данных для  $Vi$  из [3,4] в рамках представления  $\sigma_t$  с помощью формул авторов этих работ и с обработкой данных по программе FUMILI подтверждает величину  $\alpha_{ne}$  из этой работы, если отброшена точка 1970 эВ и дает на 7% большее значение  $\alpha_{ne}$  с использованием этой точки.

5. Анализ данных по  $Vi$  в рамках описания [3,4], но с представлением  $\sigma_t$  через оптическую теорему приводит также к увеличению  $|\alpha_{ne}|$  на 14%.

6. Мы подтверждаем оценку  $\alpha_{ne}$  по данным для  $Pb$  авторов [3,4] в рамках их описания. Учет мнимой части длины рассеяния увеличивает  $|\alpha_{ne}|$  на 5%. Анализ данных для  $Pb$  по нашей формуле (5) с прямым учетом вклада резонансов также дает значения  $\alpha_{ne}$  и  $\alpha_n$ , согласующиеся с результатами работы [4]. Однако эти оценки чувствительны к параметрам отрицательных резонансов.

7. Таким образом, неоднозначность описания  $\sigma_t$  и учета вклада резонансов приводят к разбросу  $|\alpha_{ne}|$  из данных для  $Vi$  от 1,3 до 1,6, а для  $Pb$  от 1,25 до 1,35, выходящему значительно за пределы статистических ошибок. Следует также подчеркнуть, что учет в использованном авторами [4] формализме мнимой части длины рассеяния (см. формулу (11)) не влияет в пределах ошибок на оценки  $\alpha_{ne}$  (при неизменных условиях учета вклада резонансов).

8. Что касается коэффициента поляризуемости нейтрона, то при формально достигнутой статистической ошибке  $\Delta\alpha_n \approx 3$  (в единицах  $10^{-3}$  фм<sup>3</sup>) сами извлекаемые оценки  $\alpha_n$  имеют значительный разброс и оказываются особо чувствительными к учету вклада резонансов, мнимой части длины рассеяния и к принимаемой величине ядерного радиуса рассеяния. Поэтому мы делаем вывод, что существующим на сегодняшний день оценкам  $\alpha_n$  по данным о  $\alpha_{ког}$  и  $\sigma_t$  для  $Vi$  и  $Pb$  должны быть приписаны не статистические ошибки, а неопределенности, превышающие их в 5-10 раз.



### Л и т е р а т у р а

1. Alexandrov Yu.A. et al., JINR, E3-85-935, Dubna, 1985;  
Sov.J.Nucl.Phys., 1986, v.44, p.900.
2. Koester et al., Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, p.1021.
3. Koester L., Waschkowski W., Kluver A., Physica, v.137B, 1986, p.282.
4. Koester L., Waschkowski W., Meier J., Z.Phys.A, 1988, v.329, p.229.
5. Александров Ю. А., ОИЯИ, 3-86-335, Дубна, 1986.
6. Mughabghab S. et al., Neutron cross section, v.1, part B, Ac.Press, 1984.
7. Силин И. Н. В кн.: Статистические методы в экспериментальной физике, М., Атомиздат, 1976, с.319.
8. Popov A.B., Samosvat G.S., In: Nuclear data for basic and applied science, Proceedings of Int. Conf., Santa Fe, 13-17 may 1985, v.1, p.617.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 декабря 1990 года.