

ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ РЕАКЦИИ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА

В.Ю. Корда

*Научно-технический центр электро-
физической обработки Национальной
академии наук Украины. 310002, Харьков,
ул. Чернышевского 28, а/я 8812, Украина.*

Построена дифракционная теория инклюзивной реакции дейтронного срыва на ядрах с размытой поверхностью. Получены интегральное сечение, угловое и энергетическое распределения продуктов реакции. Показано, что общая дифракционная теория

содержит механизмы обеих моделей Р.Сербера для реакции срыва. Выяснена физическая природа модели прозрачного ядра. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Реакция срыва с участием дейтронов промежуточных энергий была впервые исследована экспериментально в [1]. Простая теория дейтронного срыва как инклюзивного процесса в области промежуточных энергий была развита Р.Сербером [2], предложившим две теоретические модели — так называемые модели непрозрачного и прозрачного ядра. Угловые и энергетические распределения освобождающихся нуклонов, рассчитанные с помощью этих моделей, оказались достаточно близкими. Однако было не понятно, где применима модель прозрачного ядра и как выбрать правильную нормировку сечения в этой модели. Более того, теория Р.Сербера не учитывает размытия ядерной поверхности, а интегральное сечение оказывается слишком малым по сравнению с экспериментально измеренным [3]. Позже А.И.Ахиезер и А.Г.Ситенко развили теорию инклюзивной реакции дейтронного срыва [4] на основе дифракционной теории дейтрон-ядерного взаимодействия [5]. Различные аспекты теории дейтронного срыва были изучены авторами работ [6-9]. В работах [10, 11] теория Р.Сербера была обобщена на случай реакции передачи нуклонов при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами. Хотя угловые и энергетические распределения частиц, освобождающихся в реакциях передачи нуклонов [10, 11], хорошо согласуются с экспериментальными данными, эти распределения, однако, имели произвольные нормировочные множители, величины которых выбирались из условия наилучшего согласия результатов расчетов с экспериментальными данными. Кроме того, в [10, 11] также не учтено размытие ядерной поверхности.

Интегральное сечение инклюзивной реакции (d, n) равно [4]

$$\sigma_{s,n} = \int d^2 b d^3 r \left[1 - |S_p(\vec{b}_p)|^2 \right] |S_n(\vec{b}_n)|^2 |\varphi_0(\vec{r})|^2, \quad (1)$$

где $\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$ — расстояние между нейтроном и протоном в дейтроне; $\vec{r}_{n,p}$ — радиус-векторы нуклонов; $\vec{b} = (\vec{b}_n + \vec{b}_p) / 2$ — прицельный параметр центра масс дейтрона; $\vec{b}_{n,p}$ — прицельные параметры нуклонов; $\varphi_0(\vec{r})$ — волновая функция основного состояния дейтрона; $S_{n,p}(\vec{b}_{n,p})$ — нуклон-ядерные матрицы рассеяния. Выберем функцию $\varphi_0(\vec{r})$ в виде

$$\varphi_0(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r}, \quad (2)$$

где $\alpha = \sqrt{m\varepsilon} / \hbar$, m — масса нуклона, ε — энергия связи дейтрона (мы пренебрегаем приречью D -волны к основному состоянию дейтрона). Волновая функция (2) нормирована на

единицу и соответствует предположению о нулевом радиусе действия ядерных сил. В пренебрежении кулоновским взаимодействием, спинами и изоспинами нуклонов величины $S_{n,p}(\bar{b}_{n,p})$ можно выбрать в форме [12]

$$S_{n,p}(b) = S(b) = \left[1 - \exp\left(\frac{R-b}{d}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где R и d — радиус ядра и величина размытия ядерной поверхности. Такой выбор нуклон-ядерной матрицы рассеяния позволил объяснить взаимодействие нуклонов с ядрами в области промежуточных энергий.

Будем проводить вычисления в приближении $R_d \ll R$, $d \ll R$, где $R_d = 1 / (2\alpha)$ — радиус дейтрона. Сечение (1) представим в виде

$$\sigma_{s,n} = \sigma_{s,n}^{(1)} + \sigma_{s,n}^{(2)}, \quad (4)$$

где $\sigma_{s,n}^{(1)}$ — сечение реакции на ядре с резкой границей поглощения ($d = 0$), а $\sigma_{s,n}^{(2)}$ — поправка к $\sigma_{s,n}^{(1)}$, учитывающая конечную величину размытия ядерной поверхности

$$\sigma_{s,n}^{(2)} = d \left(\frac{\partial}{\partial d} \sigma_{s,n} \right)_{d=0}. \quad (5)$$

Сечение $\sigma_{s,n}^{(1)}$ вычислено в [4] и совпадает с сечением в непрозрачной модели Р.Сербера [2]:

$$\sigma_{s,n}^{(1)} = \frac{1}{2} \pi R R_d. \quad (6)$$

Величину $\sigma_{s,n}^{(2)}$ вычислим следующим образом. Так как $\bar{b}_{n,p} = \bar{b} \pm \bar{s} / 2$, где \bar{s} — проекция вектора \bar{r} на плоскость, перпендикулярную направлению дейтронного пучка (ось z), то $s = |\bar{b}_n - \bar{b}_p| \approx R_d$, $b \approx R$. Поэтому в пределе $R_d \rightarrow 0$ имеем $b_n \approx b_p \approx b$ и в формуле (1) можно заменить $S_{n,p}(\bar{b}_{n,p}) \rightarrow S(b)$. Тогда для сечения $\sigma_{s,n}^{(2)}$ получаем выражение

$$\sigma_{s,n}^{(2)} = \frac{5}{3} \pi R d. \quad (7)$$

Складывая формулы (6) и (7), находим

$$\sigma_{s,n} = \frac{1}{2} \pi R R_d + \frac{5}{3} \pi R d. \quad (8)$$

Интегральное сечение реакции срыва (8) содержит два члена. Первый совпадает с сечением в непрозрачной модели Р.Сербера, а второй учитывает конечную величину размытия ядерной поверхности и увеличивает сечение почти в два раза.

В соответствии с дифракционной теорией инклюзивной реакции дейтронного срыва [4] введем две амплитуды для описания процесса (d, n) :

$$a_1(\bar{k}_n, \bar{r}_p) = \int d^3 r_n \psi_{\bar{k}_n}^*(\bar{r}_n) S_p(\bar{b}_p) S_n(\bar{b}_n) \varphi_0(\bar{r}), \quad (9)$$

$$a_2(\bar{k}_n, \bar{r}_p) = \int d^3 r_n \psi_{\bar{k}_n}^*(\bar{r}_n) S_n(\bar{b}_n) \varphi_0(\bar{r}), \quad (10)$$

где \bar{k}_n — волновой вектор освобождающегося нейтрона, а $\psi_{\bar{k}_n}(\bar{r}_n) = \exp(i\bar{k}_n \bar{r}_n)$ — его волновая функция. Амплитуда $a_1(\bar{k}_n, \bar{r}_p)$ определяет вероятность того, что нейтрон обладает волновым вектором \bar{k}_n , а протон находится в точке \bar{r}_p . Амплитуда $a_2(\bar{k}_n, \bar{r}_p)$ определяет такую же вероятность, но когда протон не взаимодействует с ядром. Интегрируя разность квадратов модулей этих амплитуд по прицельному параметру протона b_p , получаем дифференциальное сечение реакции:

$$d\sigma_{s,n} = \frac{d^3 k_n}{(2\pi)^3} \int d^2 b_p \left[|a_1(\bar{k}_n, \bar{r}_p)|^2 - |a_2(\bar{k}_n, \bar{r}_p)|^2 \right]. \quad (11)$$

Подставляя (9), (10) в (11), находим

$$d\sigma_{s,n} = \frac{d^3k_n}{(2\pi)^3} \int d^2b_p \left[1 - |S_p(\bar{b}_p)|^2 \right] \left| \int d^3r_n \exp(-i\bar{k}_n \bar{r}_n) S_n(\bar{b}_n) \varphi_0(\bar{r}) \right|^2. \quad (12)$$

В приближении $R_d \ll R$, $d \ll R$ представим величину $d\sigma_{s,n}$ в виде

$$d\sigma_{s,n} = d\sigma_{s,n}^{(1)} + d\sigma_{s,n}^{(2)}, \quad (13)$$

где $d\sigma_{s,n}^{(1)}$ — сечение на ядре с резкой границей поглощения, а $d\sigma_{s,n}^{(2)}$ — поправка к $d\sigma_{s,n}^{(1)}$, учитывающая конечную величину размытия ядерной поверхности

$$d\sigma_{s,n}^{(2)} = d \left(\frac{\partial}{\partial d} d\sigma_{s,n} \right)_{d=0}. \quad (14)$$

Сечение $d\sigma_{s,n}^{(1)}$ вычислено в [4] и совпадает с сечением в непрозрачной модели Р.Сербера [2]:

$$d\sigma_{s,n}^{(1)} = \frac{d^3k_n}{(2\pi)^3} \frac{\pi\alpha R}{\alpha^2 + k_n^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\vartheta}{(\alpha^2 + k_{n\perp}^2 \sin^2 \vartheta + k_{nz}^2)^{3/2}}, \quad (15)$$

где $k_{n\perp}^2$ и k_{nz}^2 — поперечная и продольная составляющие волнового вектора нейтрона \bar{k}_n по отношению к направлению пучка налетающих дейтронов. Для вычисления поправки $d\sigma_{s,n}^{(2)}$ поступим таким же образом, как и в случае сечения $\sigma_{s,n}^{(2)}$. В результате находим

$$d\sigma_{s,n}^{(2)} = \frac{d^3k_n}{(2\pi)^3} \sigma_{s,n}^{(2)} \left| F_{s,n}(\bar{k}_n) \right|^2, \quad (16)$$

где $F_{s,n}(\bar{k}_n)$ — преобразование Фурье волновой функции (2)

$$F_{s,n}(\bar{k}_n) = \int d^3r \exp(-i\bar{k}_n \bar{r}) \varphi_0(\bar{r}) = \frac{(8\pi\alpha)^{1/2}}{\alpha^2 + k_n^2}. \quad (17)$$

Интегрируя дифференциальное сечение (13), (15), (16) по продольной составляющей волнового вектора нейтрона k_{nz} , получаем угловое распределение освобождающихся нейтронов

$$d\sigma_{s,n} = \frac{k_0^2}{\alpha^2} \left\{ \frac{RR_d}{\pi} \left[1 - \frac{1}{2\zeta^3} \left[(1 + \zeta^2) \operatorname{arctg} \zeta - \zeta \right] \right] + \frac{5}{6} Rd \right\} \frac{d\Omega_n}{(1 + \zeta^2)^{3/2}}, \quad (18)$$

где $\zeta = k_{n\perp} / \alpha$, $k_{n\perp} = 2k_0 \sin(\theta_n / 2)$, θ_n — угол вылета освобождающегося нейтрона, $k_0 \approx (1/2)k_d$ — волновой вектор освобождающегося нейтрона, k_d — волновой вектор налетающего дейтрона, $d\Omega_n = 2\pi \sin \theta_n d\theta_n$. Угловое распределение (18) имеет максимум при $\theta_n = 0$ и плавно убывает с ростом θ_n .

Интегрируя дифференциальное сечение (13), (15), (16) по поперечной составляющей волнового вектора нейтрона $k_{n\perp}$, получаем энергетическое распределение освобождающихся нейтронов

$$d\sigma_{s,n} = \left\{ \frac{\pi RR_d}{4(1 + \xi^2)^{1/2}} + \frac{5}{3} Rd \right\} \frac{dE_n}{(\epsilon E_d)^{1/2} (1 + \xi^2)}, \quad (19)$$

где $\xi = k_{nz} / \alpha = (E_n - 1/2E_d) / (\epsilon E_d)^{1/2}$, E_d — энергия налетающего дейтрона. Энергетическое распределение (19) имеет острый максимум, когда энергия нейтрона равна примерно половине начальной энергии дейтрона $E_n \approx 1/2E_d$. Интегрирование сечений (18) и

(19) по углам и энергии соответственно дает интегральное сечение реакции срыва в форме (8). Отметим, что сечения реакции (d, p) при сделанных выше предположениях определяются теми же формулами (8), (18), (19), что и сечения реакции (d, n) .

Для того, чтобы сравнить теоретическое угловое распределение (18) с экспериментально измеренным, необходимо учесть, что в эксперименте нейтроны, освобождаемые в реакции срыва, не могут быть отделены от нейтронов, образованных в результате расщепления дейтронов в кулоновском поле ядра. Кроме того, необходимо учесть конечность радиуса действия ядерных сил, что важно для реакций, в которых дейтрон расщепляется. Поэтому вместо (2) выберем волновую функцию основного состояния дейтрона в виде

$$\varphi_0(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi(1 - \alpha r_0)}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r}, \quad (20)$$

где r_0 — радиус действия ядерных сил между нейтроном и протоном в триплетном состоянии. Функция (20) отличается от функции (2) постоянным множителем $(1 - \alpha r_0)^{-1/2}$, квадрат которого появляется теперь во всех выражениях для сечений. Сечение расщепления дейтронов промежуточных энергий в кулоновском поле ядра было вычислено в [13].

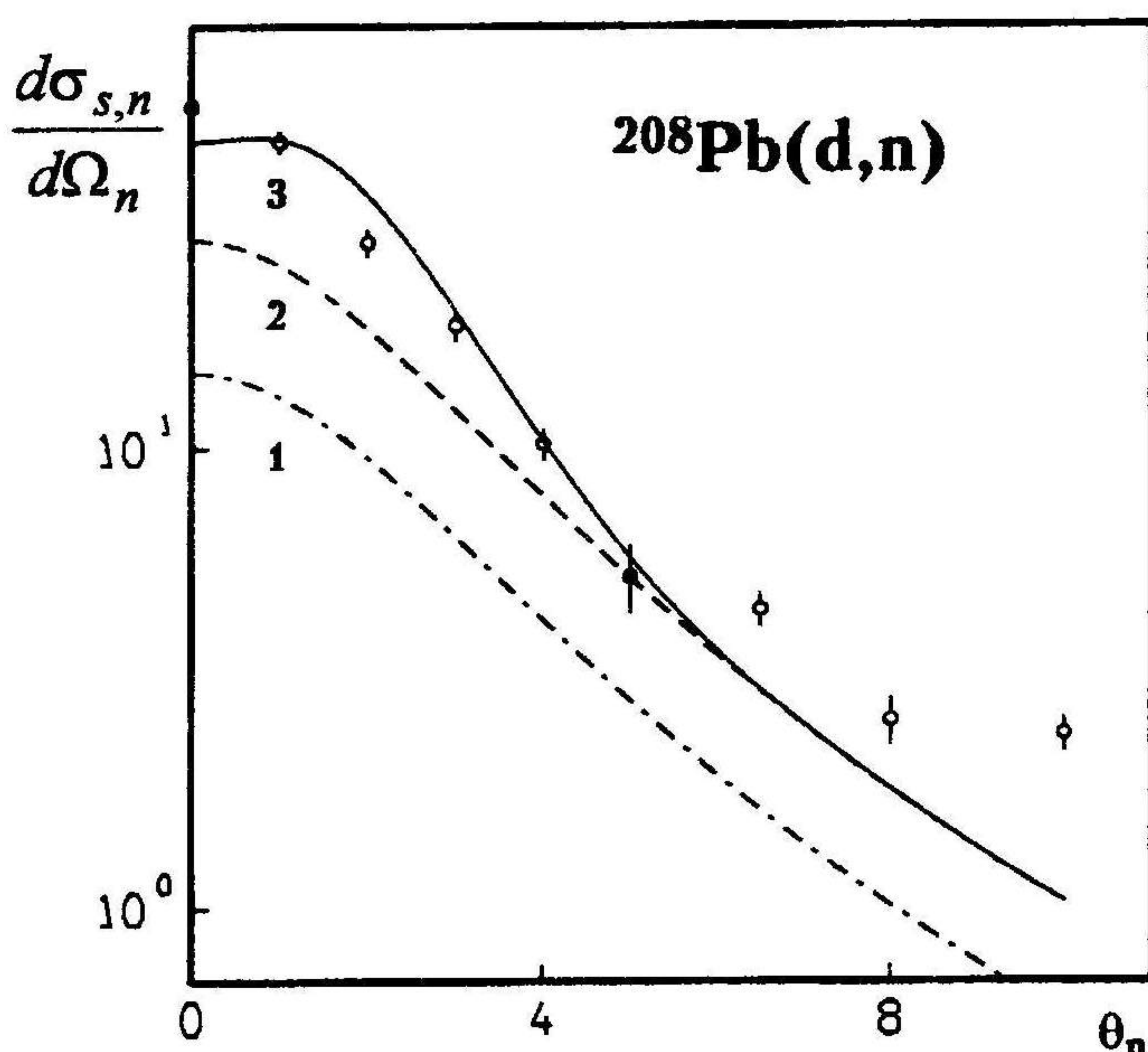


Рис. 1.

На рис. 2 показано энергетическое распределение (мбн/МэВ) нейтронов, освобождающихся срывом с энергией 650 МэВ на ядрах ^{208}Pb . Кривая 1 — расчет при $d = 0$, кривая 2 — расчет при $d \neq 0$ (кулоновское расщепление не учитывалось). Видно, что учет размытия ядерной поверхности приводит к увеличению сечения почти в полтора раза.

Распределения (18), (19) содержат два члена. Первый совпадает с сечением в непрозрачной модели Р.Сербера, а второй представляет сечение в модели прозрачного ядра Р.Сербера. В отличие от работы [2] этот член имеет независимую нормировку, $\sigma_{s,n}^{(2)}$, связанную с геометрией ядра-мишени.

Отметим, что сечения $\sigma_{s,n,p}$ не содержат величину πR^2 , то есть реакция дейтронного срыва является поверхностным процессом. Инклюзивная реакция срыва происходит частично в тонком наружном шаровом слое радиуса $\sim R$ и толщины $\sim d$, где ядерная плотность мала по сравнению с плотностью в центре ядра. В связи с большой прозрачностью этого слоя один из нуклонов дейтрона пролетает сквозь него, а другой поглощается ядром. Такой ме-

На рис. 1 показано угловое распределение (бн/ср) нейтронов, освобождающихся в инклюзивной реакции дейтронного срыва с энергией 650 МэВ на ядрах ^{208}Pb ($R = 6,5$ фм, $d = 0,52$ фм, радиус действия ядерных сил в триплетном состоянии был выбран равным $r_0 = 1,75$ фм). Кривая 1 — расчет при $d = 0$, кривая 2 — расчет при $d \neq 0$, кривая 3 — расчет с учетом кулоновского расщепления дейтронов. Экспериментальные данные — из [14]. Рис. 1 показывает, что учет размытия ядерной поверхности увеличивает угловое распределение нейтронов почти в два раза. Подчеркнем, что наши расчеты не содержат подгоночных параметров.

ханизм реакции срыва соответствует модели прозрачного ядра Р.Сербера. В более глубоком шаровом слое ядра радиуса $\sim R$ и толщины $\sim R_d$, где ядерная плотность уже сравнима с плотностью в центре ядра, основной механизм реакции срыва такой же, как и в модели непрозрачного ядра Р.Сербера: попавший в этот слой нуклон с большой вероятностью поглощается ядром, в то время как другой нуклон, пролетающий вне этого слоя, с большой вероятностью остается свободным. Таким образом, дифракционная модель содержит оба механизма реакции срыва. Их вклады в сечение срыва примерно одинаковы. Так как оба поверхностных сферических слоя, в которых происходит реакция срыва, близки друг к другу, то они генерируют близкие по величине угловые и энергетические распределения продуктов реакции. Отметим, что даже при $R_d = 0$ интегральное сечение (8) не обращается в нуль, то есть сечение срыва, связанное с механизмом модели прозрачного ядра Р.Сербера, не равно нулю даже для точечного дейтрона.

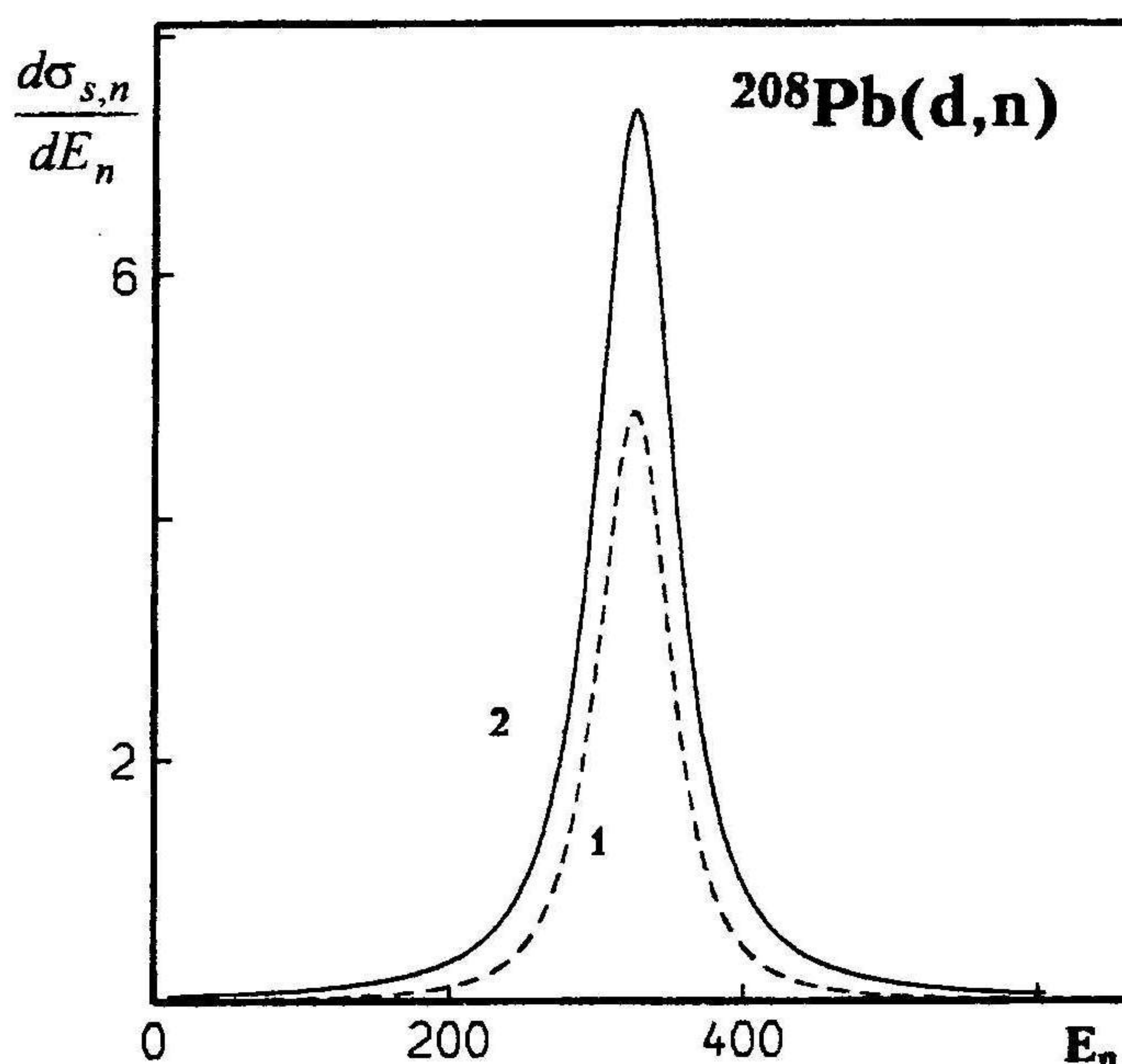


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Helmholtz A.C. et al. // Phys.Rev.-1947.-72.-p.1003.
- [2] Serber R. // Phys.Rev.-1947.-72.-p.1008.
- [3] Wu J.R. et al // Proc.Int.Conf. on nucl. struct. Tokyo, 5-10 Sept. (Int. Acad. Printing, Japan, 1977) p.572.
- [4] Ахиезер А.И., Ситенко А.Г. // ЖЭТФ.-1957.-32.-с.794.
- [5] Akhiezer A.I., Sitenko A.G. // Phys.Rev.-1957.-106.-p.1236.
- [6] Glauber R.J. // Phys.Rev.-1955.-99.-p.1515.
- [7] Strutinsky V.M. // Phys.Lett.-1973.-B44.-p.245.
- [8] Mackintosh R.S., Cooper S.G., Ioannides A.A. // Nucl.Phys.-1987.-A472.-p.85.
- [9] Frahn W.F., Sharaf M.A. // Nucl.Phys.-1969.-A132.-p.593.
- [10] Utsunomiya H. // Phys.Rev.-1985. — C32.-p.849.
- [11] Utsunomiya H., Schmitt R.P. // Nucl.Phys.-1988.-A487.-p.162.
- [12] Frahn W.F., Venter R.H. // Ann. of Phys.-1963.-24.-p.243.
- [13] Dancoff S.M. // Phys.Rev.-1947.-72.-p.101.
- [14] Dutton L.M.C et al // Nucl.Phys.-1972.-A178.-p.488.