

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С343а
Б-23

9/12-73

P4 - 6916

Е.Банг, Ф.А.Гареев, Г.Шульц, Р.М.Ямалеев

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ФОРМФАКТОРОВ СРЫВА
В ПРИБЛИЖЕНИИ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6916

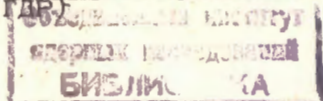
Е.Банг,¹ Ф.А.Гареев, Г.Шульц,² Р.М.Ямалеев

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ФОРМФАКТОРОВ СРЫВА
В ПРИБЛИЖЕНИИ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

Направлено в Nuclear Physics

¹ Институт Н. Бора, Копенгаген (Дания)

² Центральный институт ядерных исследований,
Россендорф (ГДР)



§ I. Введение

В настоящее время с успехом применяется метод связанных каналов в Борновском приближении (ССВА - Coupled Channel Born Approximation) для описания экспериментальных данных одно- и двухнуклонных реакций передач. В этом методе предполагается, что волновая функция входного канала содержит компоненты как упругого канала (как в методе искаженных волн - DWBA), так и неупругого, когда падающие частицы возбуждают состояния ядра-мишени до реакции передачи. Точно так же волновая функция выходного канала вычисляется с учетом взаимодействия уходящих частиц с ядром-продуктом^{/1/}. В таком методе, когда учитываются неупругие процессы в обоих каналах, необходимо принимать во внимание остаточные взаимодействия переданных нуклонов с нуклонами ядра-мишени. Учет остаточных взаимодействий улучшает волновые функции конечного ядра-продукта или, другими словами, уточняет формфактор реакции передачи, который равен интегралу перекрытия волновых функций ядра-мишени и конечного ядра, проинтегрированному по всем координатам нуклонов за исключением координат переданных частиц. Асимптотическое поведение радиальной части формфактора определяется энергией отделения нуклонов из ядра, которая просто связана с Q - значением реакции. Однако функциональное поведение формфактора внутри ядра изменяется согласно интенсивности остаточных взаимодействий, следовательно, нормировка асимптотической части формфактора зависит от своей внутренней части^{/2/}. Наиболее простой является обычно употребляемая процедура "well-depth prescription" (WDP), где формфактор заменяется одночастичной волновой функцией потенциала Саксона-Вудса с фиксированной экспериментальной энер-

гией связи, при этом остаточные взаимодействия не принимаются во внимание. Однако можно привести много примеров, когда такая процедура неприменима.

Будет естественным обобщением, если мы при вычислении формфакторов включим больше, чем один канал. Такой формфактор совместно с ССВА сможет описать более корректно экспериментальные данные. Такая процедура оказалась очень эффективной для сильнодеформированных ядер. Если использовать адиабатическое приближение для разделения вращательных и одночастичных степеней свободы, то для нахождения волновых функций переданных частиц в деформированном потенциале можно применить корректные методы, предложенные в работах^{2, 3, 4/}, тогда полученные формфакторы будут иметь правильное асимптотическое поведение и нормировку.

Для ядер, имеющих состояния колебательной природы, вышеуказанные методы непригодны, поскольку невозможно воспользоваться адиабатическим приближением и, следовательно, взаимодействие переданных частиц с коллективным вибрационным движением ядра-мишени должно быть учтено более точно.

Целью данной статьи является описание метода вычисления формфактора реакции срыва на сферических ядрах в случае, когда в сечение процесса могут дать вклад виртуальные возбуждения однофононных состояний ядра-мишени.

Основная идея состоит в том, что мы разлагаем волновую функцию состояния конечного ядра-продукта по функциям ядра-мишени плюс функции переданного нейтрона, представленные в виде суперпозиции по функциям Штурма^{3, 4/}. В этом приближении мы применяем феноменологическое взаимодействие фонов-частицы и для простоты ограничимся только функциями основного 0^+ и первого

однофононного 2^+ состояний. Для проверки нашей модели мы применим более корректный формфактор в рамках простого ССВА приближения, предполагая, что падающие дейтоны возбуждают только 2^+ однофононное состояние ядра-мишени. Тогда при расчете сечения срыва мы имеем формфактор, состоящий из двух частей. Первая часть описывает срыв на исследуемое состояние, когда ядро-мишень остается в основном состоянии, а вторая часть - когда в ядре-мишени возбуждается 2^+ состояние. Колебания ядра будут описаны чисто макроскопическим образом (см. § 3.1). Это означает, в частности, что эффекты принципа Паули и корреляций в основном состоянии ядра-мишени в амплитуде срыва пренебрегаются. Функции Штурма можно применить и в микроскопическом приближении, но довольно сложным путем. С другой стороны, обычное микроскопическое описание вибраций на языке оболочечных волновых функций будут вводить компоненты в формфакторы, асимптотическое поведение которых совершенно неправильное. Предложенный нами метод будет описан в § 2; численные результаты и их обсуждения - в § 3, а выводы - в § 4.

§ 2. Формфакторы

При извлечении спектроскопической информации из реакции срыва $A(d, p)B$ возникает вопрос о вычислении формфактора

$$F_{AB}(\vec{r}) = \int \psi_A^*(\xi) \psi_B(\xi, \vec{r}) d\xi, \quad (1)$$

где $\psi_A(\xi)$ и $\psi_B(\xi, \vec{r})$ - волновые функции ядра-мишени и конечного ядра, \vec{r} - координаты переданного нейтрона, ξ - коллективные переменные ядра-мишени.

Гамильтониан ядра B можно расписать следующим образом:

$$H_B(\xi, \vec{r}) = H_A(\xi) + T_n + V_0(r) + V_{res}(\vec{r}, \xi), \quad (2)$$

где $H_A(\xi)$ - гамильтониан ядра A , T_n - оператор кинетической энергии, $V_0(r)$ - потенциал среднего поля и $V_{res}(\vec{r}, \xi)$ - остаточные взаимодействия для переданного нейтрона. Решение $\psi_B^{JM}(\xi, \vec{r})$ уравнения Шредингера

$$H_B \psi_B^{JM} = E_J^B \psi_B^{JM} \quad (3)$$

разложим по функциям $\Phi_{I, M, \nu}$ ядра-мишени,

$$\psi_B^{JM}(\xi, \vec{r}) = \frac{1}{r} \sum_{e j \nu} R_{e j \nu}^J(r) [Y_{e j} \otimes \Phi_{I, \nu}]_M^J, \quad (4)$$

$$\text{где } Y_{e j}^m = \sum_{\sigma} (e \ 1/2 \ m \ -\sigma \ \sigma | j m) Y_{e \ m \ -\sigma} \chi_{1/2 \ \sigma}$$

- спин-угловые волновые функции, J - полный спин и его проекция M в лабораторной системе координат. Символ \otimes означает обычное векторное сложение:

$$[Y_{e j} \otimes \Phi_{I, \nu}]_M^J = \sum_{m M \nu} (j \ I \ m \ M \nu | J M) Y_{e j}^m \Phi_{I, \nu}^{\nu}. \quad (5)$$

Если мы подставим (4) в (3), умножим слева на $[Y_{e j} \otimes \Phi_{I, \nu}]_M^{J*}$ и проинтегрируем по ξ и по всем угловым переменным, то получим:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{e(e+1)}{r^2} - V_0(r) + (E_J^B - \omega_{I, \nu}^A) \right] R_{e j \nu}^J(r) = \\ & = \sum_{e' j' \nu'} R_{e' j' \nu'}^J(r) \langle [Y_{e j} \otimes \Phi_{I, \nu}]_M^J | V_{res}(\vec{r}, \xi) | [Y_{e' j'} \otimes \Phi_{I, \nu'}]_M^{J*} \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где E_J^B - энергия связи переданного нейтрона. Граничные условия для радиальных частей волновых функций определяются следующим образом:

$$R_{e j \nu}^J(0) = 0 \quad (7a)$$

$$R_{e j \nu}^J(r \rightarrow \infty) \propto \exp(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} |E_J^B - \omega_{I, \nu}^A|} r). \quad (7b)$$

Для решения бесконечной системы связанных дифференциальных уравнений второго порядка применим метод Штурма-Лиувилля, предложенный ранее в работах^{3, 5}. А именно, разложим радиальную часть функции $\psi_B^{JM}(\xi, \vec{r})$ по полному базису функций Штурма $S_{n e j}^J(r)$:

$$R_{e j \nu}^J(r) = \sum_{n=0}^{\infty} C_{n e j}^{J(\nu)} S_{n e j}^{J(\nu)}(r). \quad (8)$$

Тогда система уравнений (6) принимает вид:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{e(e+1)}{r^2} - \alpha V_0(r) + (E_J^B - \omega_{I, \nu}^A) \right] \sum_{n=0}^{\infty} C_{n e j}^{J(\nu)} S_{n e j}^{J(\nu)}(r) = \\ & = \sum_{n' e' j' \nu'} C_{n' e' j' \nu'}^{J(\nu')} S_{n' e' j' \nu'}^{J(\nu')}(r) \langle [Y_{e j} \otimes \Phi_{I, \nu}]_M^J | V_{res}(\vec{r}, \xi) | [Y_{e' j'} \otimes \Phi_{I, \nu'}]_M^{J*} \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Как видно из (9), потенциал среднего поля умножается на фактор α , который дает возможность одновременно решить две проблемы. Во-первых, мы можем считать параметры среднего поля фиксиро-

ванными ($\ell = 1$) и найти собственные значения E_J^B . Во-вторых, величины E_J^B можно брать из экспериментальных данных, считая их определенными, тогда коэффициент α будет играть роль обобщенных собственных значений. Последний метод называется *WDP*. Функции Штурма удовлетворяют уравнению:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \alpha_{nej}^{J(\nu)} V_o(r) + (E_J^B - \omega_{I\nu}^A) \right] S_{nej}^{J(\nu)}(r) = 0 \quad (10)$$

с граничными условиями:

$$S_{nej}^{J(\nu)}(r \rightarrow 0) = r^{\ell+1} \quad (11a)$$

$$S_{nej}^{J(\nu)}(r \rightarrow \infty) \propto \exp(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} |E_J^B - \omega_{I\nu}^A|} r), \quad (11b)$$

В базисном уравнении (10) $\alpha_{nej}^{J(\nu)} V_o(r) = \alpha_{nej}^{J(\nu)} V_{s.w.}(r) + V_{s.o.}(r)$,

где $V_{s.w.}(r)$ - потенциал Саксона-Вудса, а $V_{s.o.}(r)$ - спин-орбитальное взаимодействие. Если мы будем считать величины E_J^B фиксированными и воспользуемся ортогональностью функций $S_{nej}^{J(\nu)}(r)$ с весом $V_{s.w.}(r)$, т.е.

$$\int S_{nej}^{J(\nu)}(r) V_{s.w.}(r) S_{n'e'j'}^{J(\nu)}(r) dr = -\delta_{nn'}. \quad (12)$$

то, умножая уравнение (9) слева на $S_{nej}^{J(\nu)}(r)$ и проинтегрировав по r с использованием (10), получим

$$(d - \alpha_{nej}^{J(\nu)}) C_{nej}^{J(\nu)} = \sum_{n'e'j'} C_{n'e'j'}^{J(\nu)} \langle S_{nej}^{J(\nu)} | [y_e \otimes \rho_{I\nu}^A]_M | V_{res} | [y_{e'} \otimes \rho_{I\nu}^A]_M | S_{n'e'j'}^{J(\nu)} \rangle \quad (13)$$

Таким образом, вместо бесконечной системы дифференциальных уравнений второго порядка (6) мы получаем бесконечную систему алгебраических уравнений (13) для определения собственных значений α и коэффициентов смешивания $C_{nej}^{J(\nu)}$. Ясно, что решить систему алгебраических уравнений (13) гораздо легче, чем систему дифференциальных уравнений (6). Полученная система алгебраических уравнений содержит только суммирование по дискретным квантовым числам и точность нахождения волновых функций $\psi_B^{JM}(r, \vec{r})$ зависит от числа учитываемых членов в (13). Увеличение их позволяет произвести вычисление формфакторов сырья с любой желаемой степенью точности. Кроме того, применение функций Штурма дает возможность определения главных компонент результирующей волновой функции непосредственно и этот факт часто удобен в практических приложениях.

§ 3. Численные результаты расчетов формфакторов и сечений

Наши численные результаты относятся к реакции $^{52}\text{Cr}(d,p)^{53}\text{Cr}$, хотя имеются экспериментальные данные для этой реакции [6]. Мы здесь ограничимся описанием и обсуждением нашего метода, а сравнение полученных результатов с существующими экспериментальными данными будет опубликовано позднее. Прежде чем представить результаты методических расчетов формфакторов и сечений, мы выберем остаточные взаимодействия и обсудим полученные волновые функции ψ_B^{JM} для ядра ^{53}Cr .

3.1. Остаточные взаимодействия и схема уровней
для низайших возбужденных состояний ядра ^{53}Cr

Если форму поверхности ядра запишем в виде^{/7/}

$$R = R_0 (1 + \alpha_{20} Y_{20}(\theta)), \quad (14)$$

то потенциал остаточных взаимодействий $V_{res}(r, \vec{r})$ можно разложить по коллективным координатам α_{20} и получить:

$$V_{res}(r, \alpha_{20}) = - \frac{V_0 R_0 e^x}{a [1 + e^{x/2}]^2} \alpha_{20} Y_{20}(\theta) = g(x) \alpha_{20} Y_{20}(\theta), \quad (15)$$

где $x = (r - R_0)/a$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, а V_0 - параметры потенциала Саксона-Вудса. Нетрудно видеть, что матричные элементы от V_{res} диагональны по полному моменту J и четности, которые являются хорошими квантовыми числами.

Итак, в модели Бора-Моттельсона в однофононном приближении матричные элементы потенциала V_{res} равны^{/8/}:

$$\langle S_{ne j}^{J(\nu)}(r) [y_{e j} \otimes \Phi_{I_{\nu}}]_M^J | V_{res} | [y_{e j} \otimes \Phi_{I_{\nu}}]_M^J S_{n'e j}^{J(\nu)}(r) \rangle = \int S_{ne j}^{J(\nu)}(r) g(x) S_{n'e j}^{J(\nu)}(r) dr \frac{J(J+1)(-1)^{J-1/2-I_{\nu}+j+j'} (e^x - e^{-x})/2}{(4\pi)^{1/2}} \quad (16)$$

$$\times (j j' - 1/2 \ 1/2 | 20) W(j I_{\nu} j' I_{\nu}; J 2) \langle I_{\nu} || Q_2 || I_{\nu} \rangle.$$

Приведенные матричные элементы, появляющиеся в (16), содержат всю информацию динамики проблемы и становятся очень простыми для взаимодействия между основным и однофононным 2^+ состоянием:

$$\langle 0; 0 || Q_2 || 1; 1 \rangle = \delta_{2I} (-1)^I \beta_{20} \quad (17)$$

Наконец, необходимо выбрать численные значения эффективной деформации β_{20} для вибрации поверхности ядра. Значения β_{20} для ^{52}Cr были определены^{/9/} в экспериментах по неупругому рассеянию протонов ($\beta_{20} \sim 0.19 \pm 0.20$) и при измерении вероятностей E2-переходов ($\beta_{20} = 0.23$). Для более адекватного в рамках нашей модели нахождения параметра эффективной деформации β_{20} нужно вычислить схему уровней ядра ^{53}Cr . С этой целью в (9) мы положим $\alpha = 1$, потенциалы среднего поля и остаточных взаимодействий считаем фиксированными, тогда роль собственных значений будут играть величины $E_{J_c}^B$ и получим:

$$(E_{J_c}^B - E_{0j} - \omega_{I_{\nu}}^A) e^{J_c(\nu)} + \sum_{n'e j'} \delta_{e j'} \delta_{j j'} \delta_{I_{\nu} I_{\nu}} \delta_{j j'} \delta_{J_c J_c} (-1)^{J_c(\nu)} \times e^{J_c(\nu)} \int S_{ne j}^{J_c(\nu)}(r) V_0^2(r) S_{n'e j'}^{J_c(\nu)}(r) dr = - \sum_{n'e j'} e^{J_c(\nu)} \times \langle S_{n'e j'}^{J_c(\nu)}(r) [y_{e j'} \otimes \Phi_{I_{\nu}}]_M^{J_c} | V_0(r) V_{res}(r, \beta) | [y_{e j} \otimes \Phi_{I_{\nu}}]_M^J S_{n'e j}^{J_c(\nu)}(r) \rangle. \quad (18)$$

Заметим, что матрица системы (18) является существенно несимметричной и поэтому полученные собственные векторы матрицы будут неортогональными в пространстве весовой функции $\mathcal{W}(r)_{s.w.}$. Для нахождения собственных значений $E_{J_c}^B$ несимметричной матрицы был применен метод, описанный в работе^{/5/}.

На рис. I приведены собственные значения энергий $E_{J_c}^B$ для ядра ^{53}Cr в зависимости от β_{20} при значениях параметров оболочечного потенциала, приведенных в табл. I.

Видно, что при $\beta_{20} = 0,21$ воспроизводится не только экспериментальный порядок уровней ядра ^{53}Cr , но и относительные расстояния между ними до энергий возбуждений 2,5 Мэв.

Итак, значение параметра эффективной деформации β_{20} , определенные из расчетов схемы уровней ^{53}Cr и из других экспериментальных данных, хорошо согласуются между собой. Этот факт и неплохое совпадение вычисленной и экспериментальной схем уровней говорит в пользу применимости такой простой модели. Заметим, что порядок уровней и относительные расстояния между ними сильно зависят от величины β_{20} .

3.2. Формфакторы и сечения срыва

Подставляя вычисленные волновые функции $\psi_B^{JM}(\xi, \bar{r})$ в (I) и беря во внимание то обстоятельство, что учитываются только основное 0^+ и 2^+ однофононное состояния ядра-мишени, легко получить следующее выражение для формфактора:

$$F_{AB}^J(r) = \begin{cases} \sum_n c_{neJ}^J \frac{s_{neJ}^J(r)}{r} Y_{eJ}^M(\bar{r}) \\ \sum_{neJ} \bar{c}_{neJ}^J (j_2 m_0 / j_2 m) \frac{\bar{s}_{neJ}^J(r)}{r} Y_{eJ}^M(\bar{r}), \end{cases} \quad (19)$$

где первая часть формфактора входит в амплитуду срыва как в DWBA, так и в CCBA-приближениях, в то время как вторая часть принимается во внимание только в методе CCBA. Черта над коэффициентами разложения и базисными функциями введена для второй части формфактора.

В таблице 2 приведены коэффициенты разложения для нижайших состояний ядра ^{53}Cr . Видно, что сходимость коэффициентов смешивания функций Штурма очень велика. Для возбужденных состояний взаимодействие фонон-частица становится важным и приводит к увеличению коэффициентов \bar{c} . Например, для $J^\pi = 1/2^-$ состояния коэффициенты $c_{211/2}^{1/2}$ и $\bar{c}_{213/2}^{1/2}$ почти равны и на порядок больше по абсолютной величине, чем остальные коэффициенты.

Обсудим влияние различных формфакторов на сечение срыва. Расчеты проведены в приближении искаженных волн (DWBA) и методом связанных каналов (CCBA) с использованием формфакторов, полученных подгонкой глубины ямы (WDF - well depth formfactor) и вычисленных в нашем подходе (DF - derived formfactor). Оптические параметры для дейтронов и протонов взяты из работ /6/ и приведены в таблице I. Была использована модифицированная версия программы ROYLUX и вычисления в CCBA-приближении велись в предположении, что падающие дейтроны возбуждают только 2^+ однофононное состояние ядра-мишени, а в выходном канале неупругие процессы были не учтены. Прежде чем детально обсудить полученные результаты, заметим, что DWBA- и CCBA-сечения, вычисленные с одними и теми же параметрами оптического потенциала, вряд ли могут быть сопоставлены между собой. Дело в том, что около 20% потенциала поглощения в упругом канале обусловлено виртуальным возбуждением 2^+ -состояния ядра-мишени (при $\beta_{20} = 0,20$)^{4, 8/}. Поэтому в расчетах в CCBA-приближении мы уменьшили потенциал поглощения во входном канале на 20%.

Для краткости мы ввели следующие обозначения. Сечения срыва, полученные в DWBA-приближении с использованием форм-

факторов WDF или DF , назовем $DWWD$ и $DWDF$ - сечениями, соответственно. Точно так же в ССВА-методе мы используем обозначения $CCWD$ и $CCDF$. Чтобы понять основную проблему, связанную с использованием нашего формфактора в расчетах сечения срыва, достаточно ограничиться изучением реакции срыва на основное и первое возбужденное состояния ядра ^{53}Cr . Сделаем несколько замечаний относительно сечений передаточных, вычисленных в рамках ССВА и $DWBA$ с применением формфактора, полученного подгонкой глубины ямы (WDF). Угловые распределения в направлении вперед очень похожи в обоих приближениях, когда сечения срыва достигают своего максимума (см. рис. 2 и 3). Угловые распределения для задних углов в методе искаженных волн ($DWBA$) менее плавны, чем в методе связанных каналов (ССВА), в то же время относительные сечения в обоих методах возрастают на задних углах. Другими словами, амплитуда не прямых процессов частично выравнивается и несколько увеличивает сечение. Этот эффект является довольно общим, поскольку в амплитуду прямых переходов дают вклад как парциальные волны вне ядра, так и волны на его поверхности, прошедшие через эффективные барьеры. Однако в амплитуду не прямых переходов дают вклад только парциальные волны, дошедшие до поверхности ядра. Эти эффекты известны и уже были описаны в работах^{1/1}. Какую информацию может дать применение различных формфакторов? Попытаемся ответить на этот вопрос на примере реакции срыва на основное и первое возбужденное состояния ^{53}Cr .

Основное состояние $J^{\pi} = 3/2^{-}$

Как уже было сказано, только первая часть вычисленного нами формфактора (DF) входит в амплитуду срыва искаженных волн

($DWBA$) и, как видно из таблицы 2, основной компонентой в этой части является $2P_{3/2}$ с $C_{2P_{3/2}}^{3/2} = 0,9$. Следовательно, форма $DWDF$ углового распределения очень похожа на $DWWD$ -сечение, полученное с формфактором (WDF), который есть просто одночастичная волновая функция состояния $2P_{3/2}$ в потенциале Саксона-Вудса. Однако в абсолютное значение $DWDF$ -сечения дают вклад и другие компоненты формфактора ($1P_{3/2}$, $3P_{3/2}$ и т.д.), поэтому $DWDF$ -сечение не пропорционально $(C_{2P_{3/2}})^2$.

Ясно, что применение полного формфактора (DF) будет более полезным в ССВА-вычислениях. Как видно из рис. 2, отличия между двумя ССВА-сечениями немного заметнее, чем между двумя $DWBA$ -распределениями. $CCDF$ -сечение плавнее, чем $CCWD$ -сечение. Этот эффект становится отчетливее для срыва на состояние $1/2^{-}$ и объясняется дополнительным непрямым вкладом в $CCDF$ - амплитуду взаимодействия фонов-частица, которое сглаживает дифференциальное сечение перехода. Кроме того, заметим, что $CCDF$ -сечение иногда меньше сечения, предсказанного $CCWD$ -вычислением, так как в последнем приближении прямые переходы переоценены и применение более корректного формфактора ведет к уменьшению сечения. Такие эффекты будут важнее в случае, когда прямые переходы в ССВА будут подавлены. Этот случай и наблюдается при срыве на первое возбужденное состояние.

Состояние $J^{\pi} = 1/2^{-}$

До начала обсуждений вычисленных сечений стоит посмотреть на таблицу 2, где представлены коэффициенты смешивания волновых функций нижайших состояний ядра ^{53}Cr . Взаимодействие фонов-

частица для состояния $1/2^-$ является сильным и этот факт скажется в вычисленных сечениях. Из рис. 3 видно, что $DWDF$ -сечения отличаются в два раза. Это легко объяснить, потому что $DWDF$ - сечение, грубо говоря, пропорционально $(C_{2p/1/2})^2 = 0,5$ и, следовательно, $DWDF$ -сечение вдвое меньше, чем $DWWF$ - сечение. Более интересно вычисления в методе связанных каналов (ССВА). Угловые распределения в приближении ССВА показывают те же свойства, что и описанные раньше, т.е. ССВФ сечения плавнее, чем ССВФ - сечения. Заметим, что ССВФ - сечение при первом максимуме углового распределения больше на фактор 1,5, чем ССВФ - сечение. Такую картину легко понять, так как сечение при малых углах в основном обусловлено прямым переходом и, как уже было сказано, прямые переходы переоценены в случае применения формфактора WDF , если имеется сильное взаимодействие фотон-частица.

Итак, сравнивая дифференциальные сечения, приведенные на рис. 2 и 3, можно сделать следующие выводы:

1. Сечения в методе связанных каналов (ССВА) более гладкие, чем сечения в методе искаженных волн ($DWBA$). ССВА-вычисления с корректным формфактором (DF) проявляют тенденцию к выравниванию кривых углового распределения по сравнению с ССВА-расчетами, когда используются формфакторы (WDF), полученные подгонкой глубины ямы.

2. Абсолютные значения сечений, вычисленные в различных приближениях по методу ССВА, всегда больше, чем по методу искаженных волн ($DWBA$), если при этом используются в обоих случаях одинаковые формфакторы. Подобные результаты недавно были получены в работе /10/ с использованием теории возмущений в приближении обобщенных искаженных волн.

§ 4. З а к л ю ч е н и я

Таким образом, предложен метод разложения волновых функций конечного ядра по волновым функциям ядра-мишени, а в качестве полного набора по одночастичным степеням свободы использованы функции Штурма. Поэтому удалось избежать проблемы непрерывного спектра по одночастичному движению. Скорость сходимости коэффициентов разложения по функциям Штурма очень быстрая, откуда - удобство в практических приложениях. Можно сказать, что быстрая сходимость коэффициентов $C_{ne j}^{JM}$ может служить обоснованием применимости WDF - приближения. Мы ограничивались только функциями основного 0^+ и первого однофононного 2^+ состояний ядра-мишени. Эффекты, связанные со смешиванием состояний с большим числом фононов, будут исследованы в дальнейшем, хотя, как мы ожидаем, они не должны играть большую роль при изучении нижайших состояний конечного ядра. Оправданием такого утверждения является хорошее описание схем уровней нижайших возбужденных состояний ядра ^{53}Cr в рамках предложенной простой модели. Кроме того, значения параметра эффективной деформации β_{20} , определенные из расчетов схемы уровней ^{53}Cr и из других экспериментальных данных, хорошо согласуются между собой.

Применение более корректных формфакторов, полученных в рамках предложенного метода, может быть полезным при обработке экспериментальных данных, так как ССВА-сечения с такими формфакторами более гладки и больше по абсолютному значению, чем $DWBA$ -сечения.

Авторы признательны В.Е.Бунакову и В.К.Лукьянову за полезные обсуждения, один из авторов (Ш.Г.) благодарен профессору А.Бору за приглашение посетить институт Нильса Бора, где эта работа была инициирована, а (Б.Е.) благодарен профессору В.Г.Соловьеву за предоставленную возможность посетить ОИЯИ, где работа была закончена.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. S.K.Penny and G.R.Satchler, Nucl.Phys. 53 (1964) 145.
P.J.Iano and N.Austern, Phys.Rev. 151 (1966) 853.
R.H.Siemesen and J.R.Erskine, Phys.Rev. 146 (1966) 911.
B.Kozlowsky and A.de-Shalit, Nucl.Phys. 77 (1966) 215.
F.S.Levin, Phys.Rev. 147 (1966) 715.
T.Tamura, D.R.Bes, R.A.Broglia and S.Landowne, Phys.Rev. Lett. 25 (1970) 1507.
N.K.Glendenning and R.S.Mackintosh, Nucl.Phys. A168, (1971) 575.
H.Schulz, H.J.Wiebicke, R.Fülle, D.Netzband, and K.Schlott, Nucl. Phys. A159 (1970) 324.
D.Brannshweig, T.Tamura and T.Udagawa, Phys.Lett. 35B (1971) 273.
R.J.Ascuitto, C.H.King and L.J.McVay, Phys.Rev.Lett. 29 (1972) 1106. H.Schulz and H.J.Wiebicke, Phys.Lett. 29B (1969) 18.
2. E.Rost. Phys.Rev. 154 (1967) 994.
3. B.L.Andersen, J.Bang and D.Petersen, Contributions J.C.N.S. Tokyo (1967) No. 8.12.
B.L.Andersen, B.B.Back and J.Bang, Nucl.Phys. A147 (1970) 33.

4. H.Schulz, H.J.Wiebicke and F.A.Gareev, Nucl. Phys. A180 (1972) 625
Ф.А.Гареев, М.Базнат, Х.И.Вибики, Г.Шульц.
Препринт ОИЯИ, Р4-6509, Дубна (1972).
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова.
Препринт ОИЯИ, Р4-5351. Дубна (1970); ТМФ 8, № I (1971) 97
6. M.N.Rao, J.Rapaport, A.Spaduto and D.L.Smith, Nucl.Phys. A121 (1968) 1.
7. A.Bohr and B.R.Mottelson Kgl. Dan.Vid.Sel.Mat.Fys. Medd. 27, No 16 (1953).
8. T.Tamura. Rev.Mod.Phys. 37, (1965) 679.
9. B.Buck. Phys. Rev., 130 (1963) 712.
10. K.A.Gridnev, V.K.Lukyanov and V.M.Semenov.
Preprint E4-6348, Dubna (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1973 года.

Таблица 1

Значения параметров оптического потенциала и среднего поля

Частица	V (МэВ)	W _D (МэВ)	V _{s.o.} (МэВ)	r _V (fm)	r _W (fm)	r _c (fm)	a _V (fm)	a _W (fm)	β_{20}
d	114.2	9.0	-	1.00	1.37	1.3	.76	.69	.21
p	55.8	11.25	-	1.25	1.25	1.25	.65	.47	.0
n			8.60	1.28			.67		.21

Таблица 2

Коэффициенты смешивания C_{nlj} для нижайших состояний ядра ^{53}Cr при $\beta_{20} = 0.21$

I n l j	$\gamma = 3/2 (E_x = 0)$	$\gamma = 1/2 (E_x = 0.567)$	$\gamma = 5/2 (E_x = 1.01)$	$\gamma = 7/2 (E_x = 1.29)$	$\gamma = 3/2 (E_x = 2.32)$
0 ⁺ 1 1 γ	.019	.037	.015	-.011	-.021
0 ⁺ 2 1 γ	.917	.712	.106	-.081	.300
0 ⁺ 3 1 γ	.037	.075	.032	-.021	-.059
0 ⁺ 4 1 γ	.010	.022	.011	-.006	-.013
0 ⁺ 5 1 γ	.003	.006	.003	-.002	-.003
2 ⁺ 1 1 1/2	-.021	-	-.003	-	-.006
2 ⁺ 2 1 1/2	-.180	-	-.056	-	-.117
2 ⁺ 3 1 1/2	-.042	-	-.006	-	-.012
2 ⁺ 4 1 1/2	-.014	-	-.002	-	-.003
2 ⁺ 5 1 1/2	-.005	-	-	-	-
2 ⁺ 1 1 3/2	-.022	.026	.002	.004	-.006
2 ⁺ 2 1 3/2	-.341	.677	.991	.996	.944
2 ⁺ 3 1 3/2	-.045	.056	.004	.008	-.013
2 ⁺ 4 1 3/2	-.014	.015	-	.003	-.003
2 ⁺ 5 1 3/2	-.004	.005	-	.001	-

ТАБЛИЦА 2 (продолжение)

$I \pi \ell_j$	$\gamma = 3/2^-(E_x = 0)$	$\gamma = 1/2^-(E_x = 0,567)$	$\gamma = 5/2^-(E_x = 1,01)$	$\gamma = 7/2^-(E_x = 1,29)$	$\gamma = 3/2^-(E_x = 2,32)$
$2^+ 1 3 5/2$	-.012	-.023	-.003	-	-.003
$2^+ 2 3 5/2$	-.055	-.139	-.023	.003	-.021
$2^+ 3 3 5/2$	-.025	-.059	-.006	.001	-.007
$2^+ 4 3 5/2$	-.010	-.023	-.002	-	-.002
$2^+ 5 3 5/2$	-.004	-.009	-	-	-

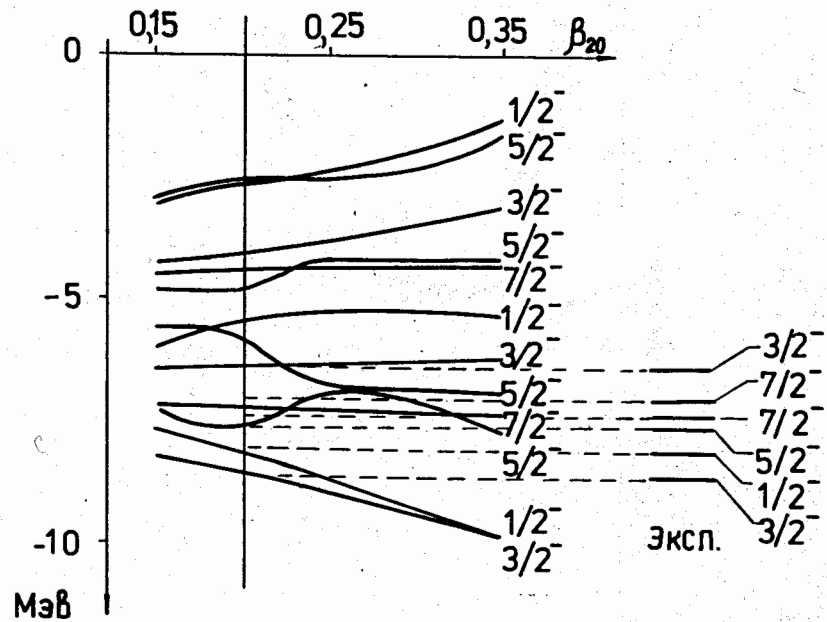


Рис. 1. Схема уровней ядра ^{53}Cr в зависимости от параметра эллипсоидальной деформации β_{20} .

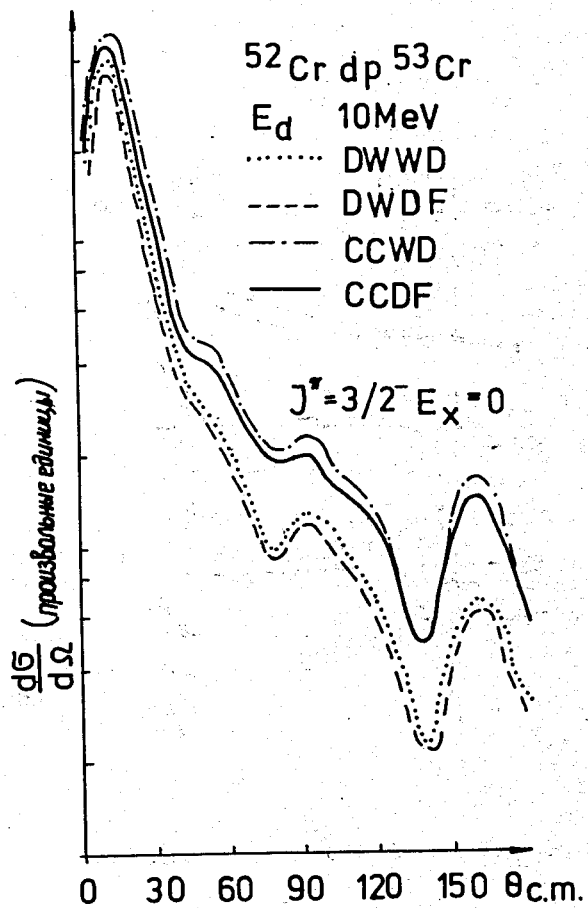


Рис. 2. ДВВА и ССВА сечения, вычисленная с корректным форм-фактором (DF) и с формфактором (WDF), полученным подгонкой глубины ямы, для реакции срыва на основное состояние ядра ^{53}Cr .

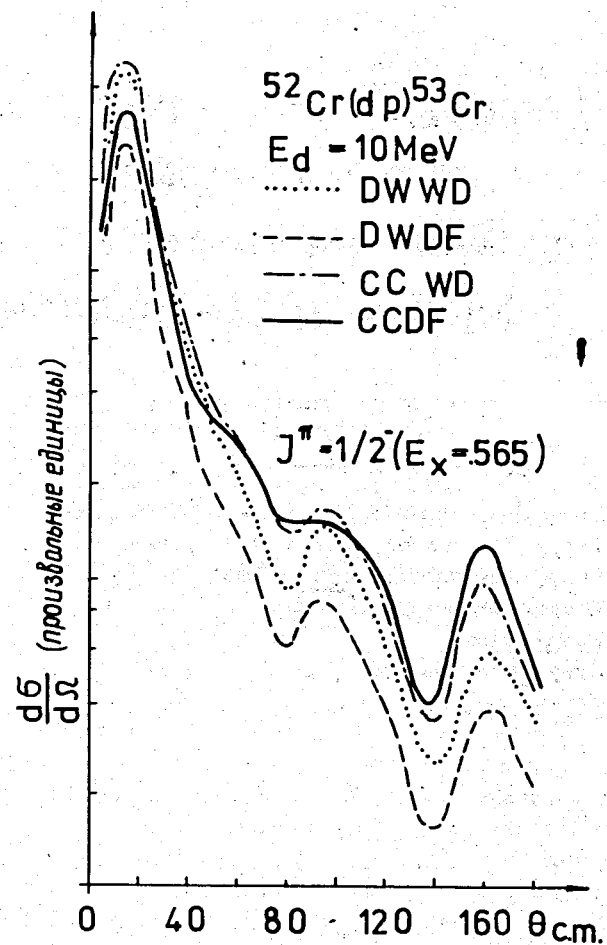


Рис. 3. Обозначения те же, что и на рис. 2, сечения вычислены для реакции срыва на первое возбужденное состояние ядра ^{53}Cr .