

конструктивных возможностей, а затем для этого  $a$  по кривой на рис. 2 найти оптимальное  $b$ .

Из вышесказанного ясно также, что расчет на оптимум возможен для определенной энергии квантов, так как учитываемые им величины  $\mu$  и  $\mu_r$  зависят от нее.

Пример. Пусть энергия квантов составляет 10 кэв, рассеиватель — бериллий, наполненные счетчики 0,9 атм. ксенона и 0,1 атм. метана. Определить  $a$  и  $b$ .

Находим  $\mu=0,95$  и  $\mu_r=0,95$  (СГС). Коэффициент пересчета в данном случае  $\mu:\mu_r=1$ , т. е. достаточно найти пересечение наших кривых и полученные координаты разделить на 0,95. Получаем  $a=1,1$  см,  $b=0,84 \approx 0,8$  см.

Выражаю большую благодарность проф. А. А. Санину и проф. М. М. Уманскому за внимание к работе и ряд ценных советов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. «Успехи физич. наук», 89, вып. 4, 549, 1966.
2. Hayakawa S., Matsuoka M., Sugimoto D. Sci. Rev., 5 (1), 109, 1966.
3. Санин А. А., Жарко А. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 3, 100, 1966.
4. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., ГИТТЛ, 1957.

Поступила в редакцию  
12. 9 1966 г.

НИИЯФ

УДК 539.17.01

Ю. В. ОРЛОВ, Ю. П. ОРЕВКОВ

## О РОЛИ НЕФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ В АМПЛИТУДЕ ПРЯМОГО ФОТОЯДЕРНОГО ЭФФЕКТА ПРИ НАЛИЧИИ РЕЗОНАНСА В АМПЛИТУДЕ РАССЕЯНИЯ ПРЯМЫХ КОНЕЧНЫХ ПРОДУКТОВ

При расчете парциальных амплитуд прямых процессов с учетом взаимодействий в начальном и конечном состояниях в рамках дисперсионного подхода [1—4] пренебрегают вкладом левых особенностей по энергии (квазиборновских особенностей), возникающих на базе особенностей борновской амплитуды и связанных с расположенными в нефизической области особенностями парциальных амплитуд рассеяния. Примеры численных расчетов амплитуд прямого фотоядерного эффекта [2—4] показывают, что это приближение в ряде случаев оправдано. В данной работе рассмотрен пример аналогичного расчета для прямой реакции  $(\gamma, n)$  с  $p$ -оболочки, когда квазиборновские особенности оказываются существенными. Поясняется причина возникновения такой ситуации и предлагается простая модификация дисперсионного метода (ДМ). Рассчитаны парциальные амплитуды, отвечающие возможным конечным  $d$ -состояниям нейтрона в дипольном переходе  $d_{3/2}$  и  $d_{5/2}$ . Были взяты параметры, отвечающие реакции  $S^{13}(\gamma, n)C^{12}$ . Ясно, что для амплитуды  $d_{5/2}$  следовало бы брать другие параметры, например, соответствующие процессу  $S^{12}(\gamma, n)C^{11}$ , так как в реакции на  $S^{13}$  состоянии  $d_{5/2}$  не возникает при дипольном поглощении ( $j_0=1/2$  для основного состояния  $S^{13}$ , т. е.  $\Delta j=2$  для  $d_{5/2}$ -состояния). Однако, имея в виду чисто методические цели расчетов, эта непоследовательность не должна смущать, поскольку изменение параметров не может изменить качественных выводов. Использовались те же приближения, что и в работе [4], где приведены результаты только для  $s$ -волны. Волновая функция конечного нейтрона при расчете по методу искаженных волн (МИВ) бралась из оптической модели с потенциалом Вудса—Саксона и разумными средними параметрами [5], которые в виду методического характера задачи не подгонялись к эксперименту, область внутри ядра в МИВ и в борновском матричном элементе не учитывалась, как и в аналогичных расчетах работы [6]. О преимущественной роли области вне ядра в рассмотренных матричных элементах говорит следующее: 1) матричные элементы вычисляются от дипольного оператора (т. е. от  $r$ ), который усиливает вклад внешней области, 2) они рассчитываются для  $d$ -волны в непрерывном спектре, 3) из-за малой энергии связи наружного  $p$ -нейтрона в  $S^{13}$  его волновая функция имеет протяженный «хвост» вне ядра и 4) волновая функция для непрерывного спектра ослабляется внутри ядра из-за наличия поглощения.

На рис. 1—2 показано сравнение парциальных амплитуд для ДМ и МИВ (в МИВ учтены квазиборновские особенности). Видно, что в случае  $d_{5/2}$ -состояния различие между соответствующими амплитудами МИВ и ДМ велико, тогда как для состояния  $d_{3/2}$  вклад квазиборновских особенностей сравнительно невелик. Ситуацию можно понять, если учесть, что вычисленная парциальная амплитуда рассеяния в состоянии  $d_{5/2}$  имеет четко выраженный резонанс при малой энергии ( $E \approx 0,35$  Мэв). Как известно, более далеким особенностям отвечают меньшие  $l$  в волновых функциях. Поэтому в случае, когда в парциальной амплитуде рассеяния имеется резонанс, вблизи которого увеличивается вероятность нахождения частицы внутри ядра, относительная роль квазиборновских членов может возрасти. Возникает вопрос, как в этом резонансном случае использовать дисперсионный подход. Имея в виду удаленность квазибор-

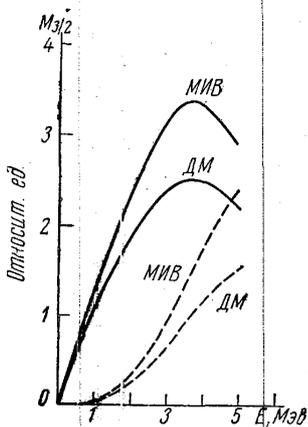


Рис. 1. Зависимость от энергии нейтрона  $E$  парциальных амплитуд  $M_{3/2}^{МИВ}$  и  $M_{3/2}^{ДМ}$ . Сплошные кривые — действительные части амплитуд, пунктирные — мнимые части

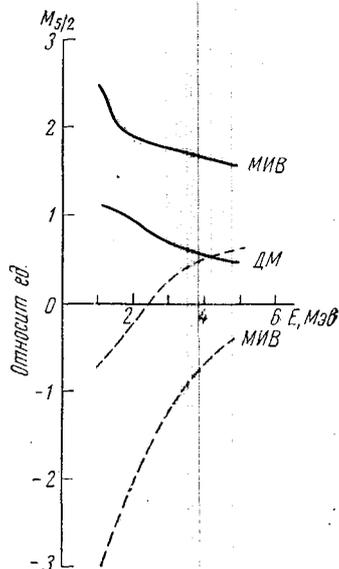


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для  $j = 5/2$

новских особенностей, можно попытаться аппроксимировать их вклад эффективной константой или полюсом (в зависимости от величины рассматриваемой энергетической области). Примером реализации такой возможности служат выполненные нами расчеты.

Учитывая факторизацию правых особенностей в парциальных амплитудах (эти особенности сами могут приводить к быстрым изменениям), посмотрим, как ведет себя разность функций  $b_j^{МИВ}(E)$  и  $b_j^{ДМ}(E)$ , входящих в парциальные амплитуды  $M_j(E)$  [1, 4]:

$$M_j^*(E) = b_j(E) E^{l/2} / F_j(q), \quad (1)$$

$j = l \pm 1/2$ ,  $l$  — орбитальный момент,  $q$  — волновое число,  $q^2 = 2\mu E / \hbar^2$ . В (1) выделен известный [1] множитель, описывающий пороговое поведение и связанный с существованием правого (унитарного) разреза на комплексной плоскости энергии  $u$  амплитуды реакции. На рис. 3—4 приведены кривые для действительных частей функций  $b_j^{МИВ}$  и  $c_j(E) = b_j^{МИВ} - b_j^{ДМ}$ . С хорошей точностью функция  $c_j(E)$  оказывается действительной величиной и близка к постоянной в рассмотренной области энергии, причем  $c_{3/2} \approx c_{5/2}$ .

Малое различие  $c_{3/2}$  и  $c_{5/2}$  означает просто, что спин-орбитальное взаимодействие слабо влияет на вклад квазиборновских особенностей. Это неудивительно, так как спин-орбитальное взаимодействие существенно лишь на поверхности ядра, оно иногда незначительно сказывается и на самих дипольных матричных элементах (см., например, [7]). Тот факт, что при расчете матричных элементов выброшена область внутри ядра, может изменить величину  $c_j$ , однако качественные результаты (постоянство  $c$ ) должны

остаться прежними, так как область внутри ядра отвечает далеким особенностям. Более непосредственно в пользу этого вывода свидетельствует численный расчет волновой функции в оптической модели, выполненный, например, в работе [8] для  $p$ -волны. В этом расчете показано, что в области одночастичного резонанса волновая функция факторизуется на два множителя, один из которых (по существу совпадающий с фак-

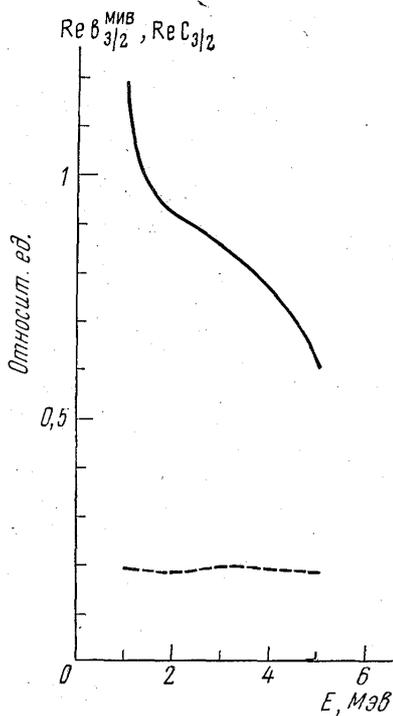


Рис. 3. Зависимость от энергии нейтрона  $E$  действительных частей функций  $b_{3/2}^{MIB}(E)$  (сплошная линия) и  $C_{3/2}$  (пунктирная)

ядра так же, как, например, величина приведенной вершинной части. Такая параметризация задачи является, на наш взгляд, более последовательной, чем расчет по методу искаженных волн, так как в настоящее время мы не можем претендовать на детальное знание волновой функции внутри ядра. Предложенная процедура может быть распространена и на другие прямые ядерные реакции.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kaminsky V. A., Orlov Yu. V. Nucl. Phys., **48**, 375, 1963.
2. Shapiro I. S., Orevkov Yu. P., Orlov Yu. V., Kaminsky V. A. Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., Paris, **2**, 993, 1964.
3. Каминский В. А., Орлов Ю. В. «Ядерная физика», **4**, 118, 1966.
4. Каминский В. А., Орлов Ю. В., Шапиро И. С. ЖЭТФ, **51**, 1236, 1966.
5. Шапиро И. С. «Успехи физич. наук», **75**, 63, 1961.
6. Francis N. C., Goldman D. T., Guth E. Phys. Rev., **120**, 2175, 1960.
7. Орлов Ю. В. ЖЭТФ, **42**, 247, 1962.
8. Балашов В. В., Долешал П., Коренман Г. Я., Коротких В. Л., Фетисов В. Н. «Ядерная физика», **2**, 643, 1965.

Поступила в редакцию  
14. 12 1966 г.

НИИЯФ