

НОВЫЕ УРОВНИ ${}^4\text{He}$ И РАЗНИЦА
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В
РЕАКЦИЯХ $D(d,n){}^3\text{He}$ И $D(d,p){}^3\text{H}$

В. А. Сергеев

В работе /1/ рассматривался вопрос о влиянии кулоновского смешивания уровней ${}^4\text{He}$ с изоспинами $T = 0$ и $T = 1$ на сечения реакций $D(d,n){}^3\text{He}$, $D(d,p){}^3\text{H}$ и рассеяния ${}^3\text{H}(p,p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}(n,n){}^3\text{He}$. Было показано, что несохранение изоспина в этих реакциях определяется отношением недиагонального кулоновского матричного элемента к произведению амплитуд ширины уровней с $T = 0$ и $T = 1$. Поэтому известные уровни ${}^4\text{He}$ с $J^\pi = 0^-, 2^-, 1^-$ и $T = 0, 1$ /2,3/, обладающие одночастичными нуклонными приведенными ширинами $\delta_0^2 = \delta_1^2 = 5,1$ Мэв, не могут обусловить наблюдаемую разницу анизотропных частей угловых распределений нейтронов и протонов в реакциях $d + d$ при низких энергиях дейтронов /4,5/.

В настоящей работе на основе теоретических соображений вводятся новые уровни ${}^4\text{He}$ с $T = 0$, имеющие малые нуклонные и одночастичные дейтронные ширины, которые дают основной вклад в анизотропию реакций $d + d$ при энергии дейтронов в с.д.м. $E_d < 2$ Мэв. Большая анизотропия углового распределения нейтронов оказывается следствием кулоновского смешивания новых и ранее известных уровней отрицательной четности.

Происхождение уровней с указанными выше свойствами можно понять с помощью расчетов задачи рассе-

ания для систем $N + (A = 3)$ и $d + d$ по методу нуклонных ассоциаций (МНА), если учесть связь между каналами $N + (A = 3)$ и $d + d$.

В работе /6/ по МНА были вычислены зарядово-инвариантные фазы рассеяния нуклонов на ядрах с $A = 3$ при отсутствии связи с каналом $d + d$. Энергетическая зависимость 3P -фазы рассеяния (N, N) с $T = 0$ соответствует наличию одночастичного ($\gamma_0^2 \approx 3\hbar^2/2\mu a^2$) нуклонного резонанса при энергии нуклонов и ядер с $A = 3$ в с.д.м. около 4 Мэв. С другой стороны в расчетах по МНА фаз рассеяния дейтронов на дейтронах /7/ не принимали во внимание связь с каналом $N + (A = 3)$, $T = 0$ и получали, что поведение 3P - фазы рассеяния (d, d) соответствует наличию одночастичного ($\gamma_d^2 \approx 3\hbar^2/2\mu_d a_d^2$) дейтронного резонанса при энергии дейтронов в с.д.м. около 2 Мэв.

Учет связи нуклонного и дейтронного каналов с $T = 0$ проводится в рамках R -матричной теории. Собственные энергии E_0', E_0'' и амплитуды $\gamma_0', \gamma_d', \gamma_0'', \gamma_d''$ приведенных ширин новых состояний определяются в результате диагонализации ядерного гамильтониана вида

$$\mathcal{H} = \begin{vmatrix} H_{00} & H_{0d} \\ H_{0d} & H_{dd} \end{vmatrix},$$

где H_{00} и H_{dd} - собственные энергии исходных нуклонного и дейтронных состояний, отвечающие граничным условиям B на границе a нуклонного канала и B_d на границе a_d дейтронного канала, H_{0d} - матричный элемент связи этих состояний. Если предположить, что исходные состояния ортогональны, то

$$E_0'(E_0'') = (H_{dd} + H_{00})/2 \mp \sqrt{(H_{dd} - H_{00})^2/4 + (H_{0d})^2}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_0' &= \alpha(1 + \alpha^2)^{-1/2} \gamma_0, & \gamma_d' &= -(1 + \alpha^2)^{-1/2} \gamma_d, \\ \gamma_0'' &= (1 + \alpha^2)^{-1/2} \gamma_0, & \gamma_d'' &= \alpha(1 + \alpha^2)^{-1/2} \gamma_d, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\alpha = (H_{od})^{-1} \left[(H_{dd} - H_{oo})/2 + \sqrt{(H_{dd} - H_{oo})^2/4 + (H_{od})^2} \right].$$

В случае слабой связи

$$1/\alpha^2 \approx (H_{od})^2 / (H_{dd} - H_{oo})^2 \ll 1, \quad (3)$$

и новое состояние с большей энергией E_0^* имеет малую нуклонную и одночастичную дейтронную ширину, в то время как состояние с меньшей энергией E_0' имеет одночастичную нуклонную и малую дейтронную ширину.

Элементы S-матрицы, описывающие все наблюдаемые процессы, получают обычным путем /8/ из элементов R-матрицы, выраженных через энергии (1) и амплитуды (2) приведенных ширин двух состояний с $T = 0$ и соответствующие величины E_1, γ_1 для состояния с $T = 1$. В частности, приближенное выражение для величин $|S_{dn}|^2$ и $|S_{dp}|^2$, в котором кулоновское взаимодействие учтено только в канале $d + d$, и которое поэтому определяется двумя перекрывающимися уровнями с $T = 0$, имеет вид

$$\begin{aligned} |S_{dp}|^2 &= |S_{dn}|^2 = \\ &= 2P_{\delta_0}^2 P_{\delta_d}^2 (H_{od})^2 \left\{ \left[P_{\delta_0}^2 P_{\delta_d}^2 (\text{ctg}\beta_0 \text{ctg}\beta_d - 1) - (H_{od})^2 \right]^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left[P_{\delta_0}^2 P_{\delta_d}^2 (\text{ctg}\beta_0 + \text{ctg}\beta_d) \right]^2 \right\}, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \text{ctg}\beta_0 &= [H_{oo} - (S - B)\delta_0^2 - E] / P_{\delta_0}^2, \\ \text{ctg}\beta_d &= [H_{dd} - (S_d - B_d)\delta_d^2 - E] / P_{\delta_d}^2. \end{aligned}$$

Помимо пренебрежения связью каналов $N + (A = 3)$ и $d+d$ в вычислениях /6,7/ по МНА содержится ряд других приближений. Поэтому в настоящей работе параметры N_{00}, N_{dd} так же как и N_{0d} извлекаются непосредственно из результатов зарядовоинвариантного фазового анализа /2,3/ данных по реакциям ${}^3\text{H}(p,p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{He}(n,n){}^3\text{He}$ и из данных /4,5/ по реакциям $D(d,n){}^3\text{He}$ и $D(d,p){}^3\text{H}$. Было принято, что анизотропия дифференциальных сечений реакций $d + d$ в основном обусловлена 3P_J -состояниями и что парциальные амплитуды реакций с $J^\pi = 0^-$ и 1^- равны амплитуде с $J^\pi = 2^-$ *). Тогда анизотропия просто связана с парциальной амплитудой S_{ab} реакции $a \rightarrow b$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega}(0^\circ) - \frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega}(90^\circ) = \frac{3}{4k_d^2} |S_{ab}|^2.$$

В результате вычислений оказывается, что данные анализа /2,3/ для состояния 2^- и средняя анизотропия в реакциях $d + d$ удовлетворительно описываются набором параметров

$$N_{00} = 2,84 \text{ Мэв}, \quad N_{dd} = 6,65 \text{ Мэв}, \quad N_{d0} = 1,2 \text{ Мэв},$$

которому соответствует $\alpha^2 = 12$. Таким образом, в четырехнуклонной системе реализуется случай слабой связи (3) нуклонного и дейтронного состояний, и нуклонная ширина нового состояния с энергией E_0^* в 12 раз меньше одночастичной величины.

Учет внутреннего кулоновского смешивания двух состояний с $T = 0$ и третьего с $T = 1$ производится методом, примененным в /1/ для случая двух состоя-

*) Предварительные расчеты показывают, что новые уровни ${}^4\text{He}$ расположены в том же порядке, что и ранее известные уровни с $T = 0$: 0^- , 2^- , 1^- .

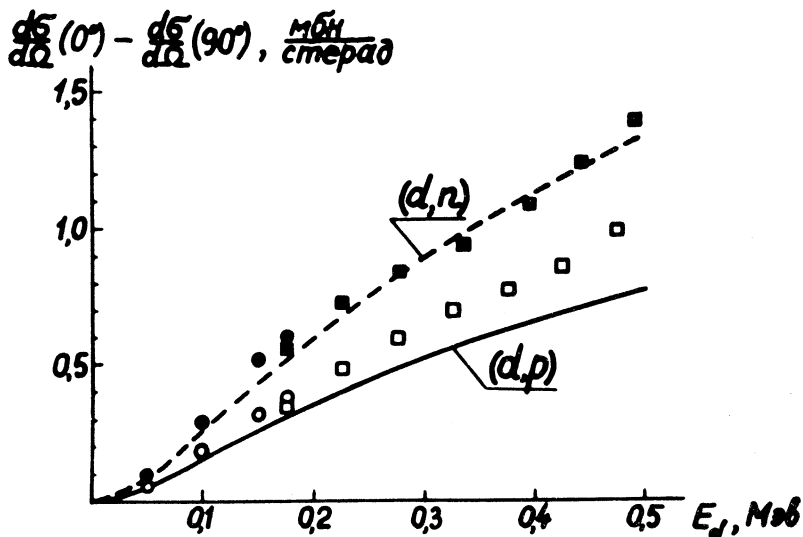
ний с различными изоспинами. В линейном приближении по недиагональным кулоновским матричным элементам V_{01} и V_{d1} и по разности $\Delta(S + iP)$ логарифмических производных внешних волновых функций отношение парциальных сечений реакций (d, n) и (d, p) имеет вид

$$|s_{dn}|^2 / |s_{dp}|^2 = 1 + \left\{ -4 \frac{\delta_0}{\delta_1} \frac{V_{d1}}{V_{0d}} (1 + \text{ctg}\beta_0 \text{ctg}\beta_1) + 2 \text{ctg}\beta_1 \left(\frac{2V_{01}}{P\delta_0\delta_1} - \frac{\Delta S}{P} \right) + \frac{\Delta P}{P} (1 - \text{ctg}^2\beta_1) \right\} / (1 + \text{ctg}^2\beta_1), \quad (5)$$

где $\text{ctg}\beta_1 = [E_1 - (S - V)\delta_1^2 - E] / P\delta_1^2$. Отношение (4) при низких энергиях дейтронов почти не зависит от энергии и для всех 3P_J -состояний составляет $\sim 1,6$, если принять как и в /1/ $V_{d1} = V_{01} = -0,14$ Мэв. Это хорошо согласуется с отношением $V_{2}^{dn}/V_{2}^{dp} \approx 1,7$ коэффициентов разложения по полиномам Лежандра экспериментальных дифференциальных сечений в реакциях (d, n) и (d, p) при $E_d < 0,2$ Мэв /4/.

На рис. 1 представлены результаты численного расчета анизотропии угловых распределений нейтронов и протонов в реакциях $d + d$ при энергиях дейтронов в с. п.м. $E_d < 0,5$ Мэв, полученные при точном учете кулоновского смешивания трех уровней, и экспериментальные значения из работ /4,5/. На рис. 2 показаны фазы и модули элементов S -матрицы с $J^{\pi} = 2^{-}$ для различных четырехнуклонных реакций в зависимости

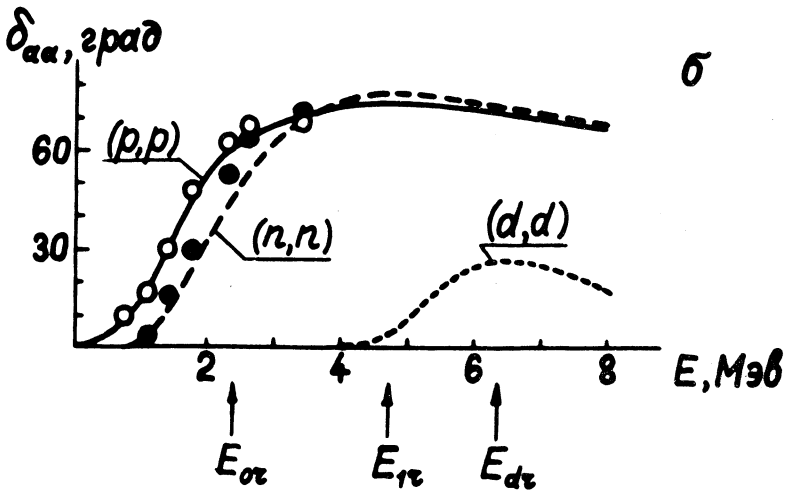
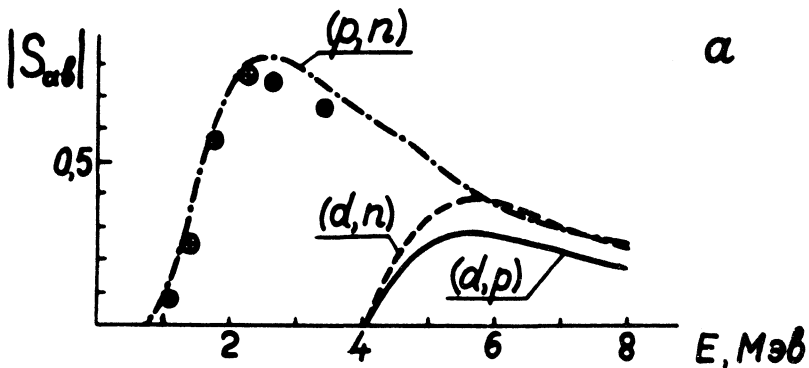
от энергии E протона и тритона в с.д.м. и соответствующие величины, полученные в анализе /3/, а также резонансные энергии трех исходных уровней.



Р и с. 1. Анизотропия дифференциальных сечений реакций $D(d,n)^3\text{He}$ и $D(d,p)^3\text{H}$. Штриховая и сплошная кривые - расчет для (d,n) и (d,p) соответственно. Темные и светлые точки - эксперимент /4,5/ для (d,n) и (d,p) .

Предположение о новых уровнях ^4He отрицательной четности с $T = 0$, обладающих малыми нуклонными и одночастичными дейтронными ширинами, подтверждается правильным описанием разницы угловых распределений нейтронов и протонов в реакциях $d + d$. В то же время новая схема уровней естественным образом включает в себя и ранее известные уровни ^4He с большими нуклонными ширинами.

Уровни ^4He нового типа должны существовать и в состояниях 0^+ и 2^+ , однако они не приводят к сильному нарушению зарядовой симметрии реакций $d + d$ ввиду отсутствия уровней положительной четности с $T = 1$.



Р и с. 2. Модули (а) и фазы (б) элементов S -матрицы с $J^\pi = 2^-$. Кривые - расчет модулей $|S_{ab}|$ для реакций ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, $D(d,n){}^3\text{He}$, $D(d,p){}^3\text{H}$ и фаз δ_{aa} для рассеяния ${}^3\text{H}(p,p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}(n,n){}^3\text{He}$, $D(d,d)D$. Точки: \bullet - $|S_{pn}|$, \circ - δ_{pp} , \bullet - δ_{nn} - из фазового анализа /3/. Вертикальными стрелками показаны резонансные энергии исходных уровней: E_{0r} и E_{1r} - нуклонных уровней с $T = 0$ и $T = 1$, E_{dr} - дейтронного уровня с $T = 0$.

В заключение автор выражает благодарность Ю. А. Симонову, указавшему на возможность существования новых уровней ${}^4\text{He}$, И. С. Шапиро за обсуждение вопроса о несохранении изоспина в ядерных реакциях и З. П. Мухиной за вычисление кулоновских функций.

Поступила в редакцию

27 июля 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Сергеев, Краткие сообщения по физике № 3, 57 (1971).
2. С. Werntz, W. E. Meyerhof. Nucl. Phys., A121, 38 (1968).
3. И. Я. Барит, В. А. Сергеев. Препринт ФИАН № 59, 1970 г.; ЯФ, 13, 1230 (1971).
4. R. V. Theus, W. I. McGarry, L. A. Beach. Nucl. Phys., 80, 273 (1966).
5. А. С. Ганеев, А. М. Говоров, Г. М. Осетинский, А. Н. Ракивненко, И. В. Сизов, В. С. Сиксин. Приложение № 5 к журналу "Атомная энергия", 1957 г., стр. 26.
6. P. Szydlík, C. Werntz. Phys. Rev., 138, B866 (1965).
7. D. R. Thompson. Nucl. Phys., A143, 304 (1970).
8. Л. Лейн, Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, 1960 г.