

2724/2-80

23/vi -80



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-80-171

Л.Вер

К ТЕОРИИ КВАЗИСВОБОДНОГО
РАССЕЯНИЯ $A(p, pd)B$
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1980

Обычный подход для вычисления сечения квазисвободного рассеяния $A(p, pa)B$ основан на предположении, что вклад в сечение дают только такие группы нуклонов ядрамишени, у которых координатная и спин-изоспиновая части волновой функции такие же, как и в выбитом ядре a ^{/1/}. В соответствии с этим, в случае рассеяния $A(p, pd)B$, при вычислении интеграла перекрытия волновая функция дейтрона проецируется на волновую функцию ядрамишени, и выражение для сечения рассеяния $A(p, pd)B$ оказывается пропорциональным сечению упругого pd -рассеяния ^{/2/}.

Существуют возражения против применения интеграла перекрытия в некоторых случаях ^{/3/}. В анализе рассеяния ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ ^{/4/} под большими углами при энергии налетающего протона $T_p = 670$ МэВ расчет с применением интеграла перекрытия приводит к значению спектроскопического фактора $S = 1,08 \pm 0,1$, которое противоречит теоретическому значению $0,5-0,6$ ^{/5/}.

Если изучается упругое рассеяние pd под большими углами при энергии падающего протона $T_p \sim 600-700$ МэВ, то известно ^{/6,7/}, что сечение процесса, вычисленное с помощью треугольной диаграммы, зависит только от короткодействующей части волновой функции дейтрона (до $\sim 1,5$ ф). Поэтому сечение рассеяния $A(p, pd)B$ при таких кинематических условиях зависит только от поведения волновой функции $\langle pn \rangle$ -пары в ядре A на малых относительных расстояниях ^{/7/}. В этом случае использование интеграла перекрытия $\int \phi^* \langle pn \rangle \phi_d dV$ может привести к неправильному результату, так как короткодействующие части волновых функций $\langle pn \rangle$ и d дадут малый вклад в интеграл.

Используя модель, предложенную в работе ^{/7/}, вычислим сечение рассеяния ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ для случая, когда остаточное ядро ${}^4\text{He}$ остается в основном состоянии. Использо-

вались экспериментальные данные работы /4/. Расчет производился при энергии падающего протона 670 МэВ, при угле вылета дейтрона $6,75^\circ$ и при угле вылета протона назад -147° , в соответствии с условием эксперимента.

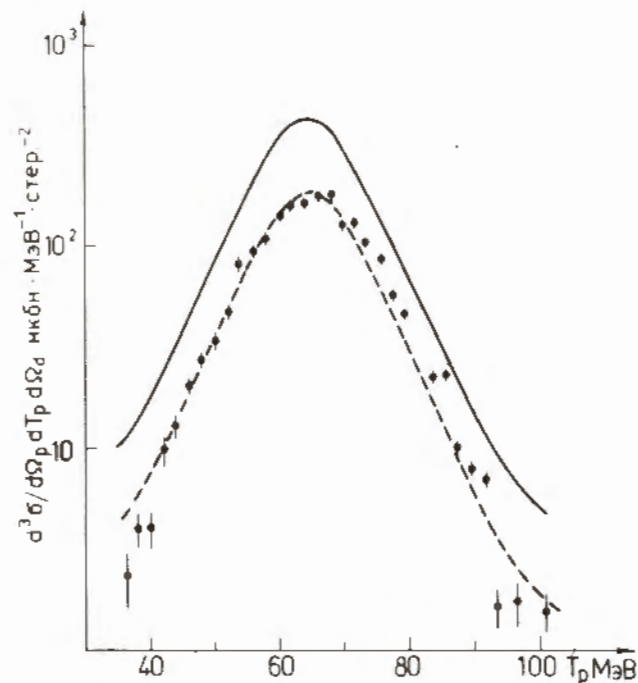
Для описания основного состояния ${}^6\text{Li}$ использована трехчастичная волновая функция работы /5/, где в системе α - p - n двухчастичные взаимодействия описываются с помощью формфакторов Ямагучи. Используя трехчастичную волновую функцию $\psi(\vec{k}, \vec{p})$, где \vec{k} - относительный импульс в системе p - n и \vec{p} - относительный импульс в $\langle pn \rangle$ -системе, для сечения получим следующее выражение /7/:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p dT_p d\Omega_d} = K \left| \int_0^\infty \exp(-\gamma r) (1 + \gamma r) j_1(p_3 r) \phi(r, p) dr \right|^2.$$

Множитель K содержит кинематические факторы, экспериментальное сечение процесса $pp \rightarrow d\pi^+$, учитывается также взаимодействие с ${}^4\text{He}$ в начальном и конечном состояниях, вычисленное в эйкональном приближении. Параметры γ и p_3 определены в работе /7/. Их значения в данной кинематической области $\gamma \sim 0,75 \Phi^{-1}$, $p_3 \sim 1,5 \Phi^{-1}$. $\phi(r, p)$ - радиальная часть волновой функции $\psi(\vec{r}, \vec{p})$ с орбитальными моментами $l = 0$ в разложении по \vec{r} и $L = 0$ в разложении по \vec{p} .

Результаты вычисления показаны на графике. Видно, что теоретическое сечение (сплошная кривая) примерно в два раза превышает экспериментальные значения /5/. Заметим, что без учета искажения волн теоретическое сечение было бы еще на 30% выше. Если иметь в виду относительно малый эффект искажения, аппроксимации при его вычислении незначительно изменяют результаты. Величина сечения меняется меньше, чем процент, если учесть компоненты с орбитальными моментами $l = 2$ или $L = 2$.

Причину расхождения можно объяснить следующим образом. Простой формфактор Ямагучи, использованный при вычислении трехчастичной волновой функции, не учитывает отталкивания в двухнуклонных системах на малых расстояниях, и значение волновой функции в этой области оказывается завышенным. Можно учесть отталки-



вание, домножив функцию $\phi(r, p)$ на корреляционную функцию $f(r)$ /8/:

$$f(r) = 0, \quad r < r_c,$$

$$f(r) = 1 - \exp[-\beta(r/r_c - 1)] \quad r \geq r_c.$$

Если параметры выбрать равными $r_c = 0,4$, $\beta = 1,5$, то сечение уменьшается в два раза (пунктирная кривая). Таким образом достигается согласие с экспериментом. Расстояние, на котором происходит отталкивание, такое же, что и в случае двухнуклонных взаимодействий с жестким ядром.

В заключение можно сказать, что имеется возможность интерпретации данных квазисвободного рассеяния $A(p, pd)$ без интеграла перекрытия с помощью трехчастичной волновой функции системы B - p - n , если принять некоторую модель для амплитуды элементарного процесса

$p \langle \pi p \rangle \rightarrow p d$. При энергии налетающего нуклона $T_p \approx 600-700$ МэВ под большими углами рассеяния есть интересная возможность для исследования короткодействующего отталкивания в двухнуклонных системах в сложных ядрах.

Автор благодарен В.В.Балашову, Л.И.Лалидусу, В.Б.Конеллиновичу и Я.Эре за полезные обсуждения и замечания.

Литература

1. Chant N.S., Roos P.G. Phys.Rev., 1977, C15, p.57.
2. Sakamoto Y. Phys.Rev., 1964, 134, B1211.
3. Balashov V.V. Proc.Conf. "Clustering Phenomena in Nuclei", Winnipeg, 1978, p.252.
4. Д. Альбрехт и др. ОИЯИ, Е1-12727, 1979.
5. Rai M., Lehman D.E., Ghovanlou A. Phys.Lett., 1975, 59B, p.327.
6. Kolybasov V.M., Smorodinskaya Y.N. Phys.Lett., 1971, 37B, p.272.
7. Véghe L. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, L121.
8. Dabrowski J. Proc.Phys.Soc., 1958, 72, p.658.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 февраля 1980 года.