сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-80-596

И.Б.Боборджанов, З.Омбоо, В.В.Ужинский,
И.У.Христова

О ВЛИЯНИИ КОРРЕЛЯЦИЙ ЦЕНТРА МАСС НА СТРУКТУРУ СЕЧЕНИЙ КВАЗИУПРУГОГО АДРОН-ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ

1980

При расчетах сечений адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния в рамках теории Глаубера-Ситенко удается получить относительно простые выражения для этих величин, предполагая полностью некоррелированное распределение нуклонов в ядрах. Математически это допущение выражается соотношением факторизации

$$|\Psi_A(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2 = \prod_{i=1}^{A} \rho(\vec{r}_i), \quad \int \rho(\vec{r}_i) d\vec{r}_i = 1, \qquad /1/$$

где $\Psi_A(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ - волновая функция основного состояния ядра, а $\rho(\vec{r})$ - одночастичная плотность, информация о которой получается в основном из анализа eA -рассеяния.

Динамические корреляции и корреляции, обусловленные тождественностью нуклонов, обычно учитываются феноменологически добавлением к правой части соотношения /1/ слагаемых вида:

$$\sum_{i \neq j} C^{(2)}(\vec{r}_i, \vec{r}_j) \prod_{k \neq i,j}^{A} \rho(\vec{r}_k) \qquad \int C^{(2)}(\vec{r}_i, \vec{r}_j) d\vec{r}_j = 0,$$

$$\sum_{i \neq j \neq k} C^{(3)}(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \vec{r}_k) \prod_{\ell \neq i,j,k}^{A} \rho(\vec{r}_\ell) \qquad \int C^{(3)}(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \vec{r}_k) d\vec{r}_k = 0. \qquad /2/$$

Вид парных $(C^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2))$, тройных $(C^{(3)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3))$ и т.д. корреляционных функций фиксируется в рамках определенных модельных представлений о структуре ядра [1-3]. Обычно роль упомянутых корреляционных эффектов незначительна, и включение их в схему расчета сечений процессов адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния осуществляется методами теории возмущения. При этом существенно используется факторизуемость квадрата модуля волновой функции ядра по координатам большинства $(A-2$ или $A-3)$ составляющих его нуклонов.

Совершенно иная ситуация возникает при попытке ввести так называемые корреляции центра масс, являющиеся следствием трансляционной инвариантности квадрата модуля волновой функции ядра, приводящей к зависимости последнего лишь от относительных координат нуклонов ядра. Простейший и общепринятый рецепт учета этих корреляций [4,5] состоит в умножении правой части соотношения /1/ на фактор $N\delta(\frac{1}{A}\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i - \vec{R})$, где $\vec{R}$ - радиус-вектор центра тяжести ядра, а N - нормировочный множитель, определяемый из условия нормировки

$$\int |\Psi_A(\vec{r}_1,...,\vec{r}_A)|^2 \prod_{i=1}^{A} d\vec{r}_i = 1. \qquad /3/$$

Наложение даже одного условия $\frac{1}{A}\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i = \vec{R}$, связывающего координаты нуклонов, резко усложняет задачу расчета характеристик адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния. Исключение с помощью δ - функции координаты одного из нуклонов нарушает симметрию и факторизуемость подынтегральных выражений по координатам остальных нуклонов, то есть именно те свойства полностью некоррелированного распределения /1/, которые позволяют существенно упростить задачу расчета характеристик адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния. Частично эти свойства удается сохранить, если для δ-функции использовать параметрическое представление

$$\delta(\frac{1}{A}\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i - \vec{R}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{\xi}\exp[-i\vec{\xi}(\frac{1}{A}\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i - \vec{R})]. \qquad /4/$$

Тогда для $|\Psi_A(\vec{r}_1,...,\vec{r}_A)|^2$ получается представление в виде "линейной комбинации" факторизованных по r_i выражений

$$|\Psi_A(\vec{r}_1,...,\vec{r}_A)|^2 = \frac{N}{(2\pi)^3}\int d\vec{\xi}\exp(-i\vec{\xi}\vec{R})\prod_{i=1}^{A}\tilde{\rho}(\vec{r}_i,\vec{\xi}),$$

$$\tilde{\rho}(\vec{r},\vec{\xi}) = \rho(\vec{r})\exp(i\vec{\xi}\vec{r}/A). \qquad /5/$$

Замена соотношений /1/ соотношениями /5/ в общем случае добавляет операцию трехкратного интегрирования в процедуру вычисления характеристик адрон-ядерного рассеяния. Однако в ряде случаев это интегрирование удается выполнить в явном виде, и учет влияния корреляций центра масс сводится к неким простым рецептам. Речь идет об использовании либо гауссовой параметризации для одночастичных плотностей, либо оболочечной модели ядра с осцилляторными волновыми функциями. В обоих случаях амплитуда упругого адрон-ядерного рассеяния, рассчитанная с учетом корреляций центра масс, получается умножением на фактор

$$\vec{K}(\vec{q}) = \exp(q^2R^2/4A) \qquad /6/$$

амплитуды, рассчитанной без учета этих корреляций.

Включение эффектов корреляций центра масс в расчет амплитуд неупругого адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяния /сопровождающегося возбуждением или развалом ядра-мишени/ не сводится к подобным простым рецептам даже в простейших моделях ядра типа упомянутых выше. Однако оказывается, что влияние корреляций центра масс на сумму сечений всевозможных возбуждений ядра, вычисляемую с помощью условия полноты системы волновых функций конечного состояния ядра-мишени, оказывается простым. А именно, те же предположения о структуре волновой функции основного состояния ядра-мишени, с помощью которых учет влияния корреляций центра масс на амплитуду упругого адрон-ядерного рассеяния удается свести к умножению на фактор $K(\vec{q})$, приводят к следующему результату: корреляции центра масс не сказываются на величине суммарного сечения.

Покажем это на примере гауссовой параметризации одночастичных плотностей $\rho(\vec{r}) = \frac{1}{(\pi a^2)^{3/2}} e^{-r^2/a^2}$. В рамках теории многократного рассеяния амплитуда упругого и сечение суммарного адрон-ядерного рассеяния даются следующими выражениями:

$$F_{el}(\vec{q}) = \frac{i}{2\pi} \int d\vec{b}\, e^{i\vec{q}\vec{b}}\, \Gamma(\vec{b}, \{\vec{s}_A\})\, |\Psi_A(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_A)|^2 \prod_{i=1}^{A} d\vec{r}_i ,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{el} = \pi |F_{el}|^2, \qquad /7/$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\Sigma} = \sum_f \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{if} = \frac{1}{4\pi} \int d\vec{b}_1\, d\vec{b}_2\, e^{i\vec{q}(\vec{b}_1 - \vec{b}_2)} \times$$

$$\times\, \Gamma(\vec{b}_1, \{\vec{s}_A\})\, \Gamma^*(\vec{b}_2, \{\vec{s}_A\})\, |\Psi_A(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_A)|^2 \prod_{i=1}^{A} d\vec{r}_i , \qquad /8/$$

$$\Gamma(\vec{b},\{\vec{s}_A\}) = 1 - \prod_{i=1}^{A}(1-\gamma(\vec{b}-\vec{s}_i)),$$

$$\gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i}\int d\vec{q}\, e^{-i\vec{q}\vec{b}} f_{hN}(\vec{q}).$$

Подставляя в /7/ и /8/ величины $|\Psi_A(\vec{r}_1,...,\vec{r}_A)|$ в виде /5/ с гауссовыми одночастичными плотностями и делая замены переменных интегрирования

$$\vec{r}\,' = \vec{r} - \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}, \qquad \vec{b}' = \vec{b} - \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A},$$

$$\vec{r}\,' = \vec{r} - \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}, \quad \vec{b}'_1 = \vec{b}_1 - \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}, \quad \vec{b}'_2 = \vec{b}_2 - \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}$$

в выражениях /7/ и /8/, после несложных преобразований получим:

$$F_{el}(\vec{q}) = I(\vec{q}) \cdot F^{\circ}_{el}(\vec{q}),$$

$$F^{\circ}_{el}(\vec{q}) = \frac{i}{2\pi}\int d\vec{b}' e^{i\vec{q}\vec{b}'}\Gamma(\vec{b}',\{\vec{s}\,'_A\})\prod_{i=1}^{A}\rho(\vec{r}\,'_i)\,d\vec{r}\,'_i,$$

$$I(\vec{q}) = N\int d\vec{\xi}\exp\left(-\frac{\vec{\xi}^2a^2}{4A} + \frac{\vec{q}\vec{\xi}a^2}{2A}\right) = N\left(\frac{4A}{\pi a^2}\right)^{3/2} K(\vec{q}), \qquad /9/$$

$$N = \left(\frac{4A}{\pi a^2}\right)^{-3/2},$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\Sigma} =$$

$$= \frac{1}{4\pi}\int d\vec{b}'_1 d\vec{b}'_2 \Gamma(\vec{b}'_1;\{\vec{s}\,'_A\})\,\Gamma^*(\vec{b}'_2,\{\vec{s}\,'_A\})\prod_{i=1}^{A}\rho(\vec{r}\,'_i)\,d\vec{r}\,'_i. \qquad /10/$$

Из /9/ и /10/ видно, что учет корреляций центра масс в упругом рассеянии сводится к умножению амплитуды, вычисленной в приближении полностью некоррелированного распределения нуклонов в ядре F^{o}_{el} на фактор $K(\vec{q})$, тогда как на суммарном сечении корреляции центра масс не сказываются вообще. В случае упругого рассеяния фактор $K(\vec{q})$ возникает в результате сдвига $\vec{b}=\vec{b}' + \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}$ в экспоненте $\exp(i\vec{q}\vec{b})$ в выражении /7/. В случае суммарного сечения множитель $\exp[i\vec{q}(\vec{b}_1-\vec{b}_2)]$ в соотношении /8/ не меняется при одновременной замене $\vec{b}_1=\vec{b}'_1 + \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}$, $\vec{b}_2=\vec{b}'_2 + \frac{i\vec{\xi}a^2}{2A}$.

При расчете сечения квазиупругого /просуммированного по всевозможным возбуждениям ядра-мишени, включая его развал/ рассеяния $(\frac{d\sigma}{dt})_{\Sigma} - (\frac{d\sigma}{dt})_{el}$ учет корреляций центра масс не столь прост, как в случае величин $(\frac{d\sigma}{dt})_{el}$ и $(\frac{d\sigma}{dt})_{\Sigma}$.

$$(\frac{d\sigma}{dt})_{q.el} = (\frac{d\sigma}{dt})^{o}_{q.el} - [K^2(q)-1](\frac{d\sigma}{dt})^{o}_{el} . \qquad /11/$$

Здесь индекс o означает, что соответствующие величины вычислены по раскоррелированному распределению. Из соотношения /11/ легко получить, что в борновском приближении в пренебрежении спиновыми и изоспиновыми эффектами сечение квазиупругого адрон-ядерного рассеяния при малых переданных импульсах пропорционально q^4, в то время как без учета корреляций центра масс оно было бы пропорционально q^2. Можно показать, что это заключение не зависит от конкретной параметризации ядерных волновых функций.

Авторы благодарят Л.И.Лапидуса, А.В.Тарасова и А.С.Пака за интерес к работе и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kofoed-Hansen O., Wilkin C. Ann. of Phys., 1971, 63, p.309.
2. Ullo J.J., Feshbach H. Ann. of Phys., 1974, 82, p.156.
3. Moniz E.J., Nixon G.D. Ann. of Phys., 1971, 67, p.58.
4. Tassie L.S., Barker F.C. Phys.Rev., 1958, 111, p.940.
5. Glauber R.J., Matthiae G. Nucl.Phys., 1970, B21, p.135.
6. Alkhazov G.D. Nucl.Phys., 1977, A280, p.330.

**Рукопись поступила в издательский отдел
4 сентября 1980 года.**