сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-91-348

З.Омбоо[1], С.Энхбат[2]

МЕТОД УЧЕТА ОБОЛОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ЯДРА В ЭЙКОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

[1] Институт физики и техники, Улаанбаатар, Монголия
[2] Монгольский государственный университет, Улаанбаатар

1991

Как известно, в настоящее время основным методом анализа процессов рассеяния адронов высокой энергии на ядрах является метод многократных рассеяний (эйкональное приближение).

При вычислении тех или иных характеристик рассеяний в эйкональном приближении обычно используются факторизованные волновые функции основного состояния гармонического осциллятора (для легких ядер), функции Саксона-Вудса (для средних и тяжелых ядер) или другие реалистические функции. В частности, в работах, посвященных исследованию принципа Паули[1], эффекта кластеризации[2], корреляции центра масс, из-за трудности вычислений авторы использовали разные феноменологические модели ядра.

Но для учета различных корреляционных эффектов необходимо учитывать оболочечную структуру ядра. В работе Кофоеда-Хансена[3] сделана грубая оценка учета оболочечной структуры ядра, а в работе Альбери и др[4]. исследовалось влияние угловой части неантисимметризованной волновой функции на сечение взаимодействия частного случая $p+^{12}C$ рассеяния.

В настоящее время отсутствует адекватный метод учета оболочечной структуры ядра в эйкональной теории. Поэтому целью настоящей работы является разработка метода учета вычисления матричных элементов профиль-оператора для случая осцилляторно-оболочечной модели.

Использование антисимметризованной волновой функции в приближении Глаубера имеет ясное и непротиворечивое физическое обоснование. Дело состоит в том, что, с одной стороны, в теории Глаубера предполагается, что элементарные рассеиватели в ядрах рассматриваются как некоррелированные в пространстве и времени частицы, а с другой стороны, в осцилляторно-оболочечной модели ядра рассматривают как систему независимых нуклонов.

Согласно принципам эйконального приближения амплитуда упругого рассеяния протонов на ядрах дается следующим выражением[5]:

$$F(q) = \frac{ip}{2\pi}\int d\varphi e^{i\vec{q}\vec{b}} < \Psi^* \mid 1 - \prod_{i=1}^{A}(1-\gamma(b-S_i)) \mid \Psi > , \qquad (1)$$

в котором b - прицельный параметр, $\gamma(b-S_i)$ - профиль-функция, S_i - прицельные координаты нуклонов ядра.

Осцилляторные волновые функции выберем в следующем стандартном виде:

$$\varphi_{nlm} = C_{nl} e^{-\frac{\alpha^2 r^2}{2}} r^l{}_1F_1(1-n, l+\frac{3}{2}, \alpha^2 r^2) Y_{lm}(\theta,\varphi) , \qquad (2)$$

где

$$Y_{lm}(\theta,\varphi) = P_l^m(cos\theta)e^{im\varphi} , \qquad (3)$$

$$C_{nl} = \frac{1}{\Gamma(l+\frac{3}{2})}\sqrt{\frac{2\Gamma(l+n+\frac{1}{2})}{\Gamma(n)}}\alpha^{l+\frac{3}{2}} . \qquad (4)$$

Если выбрать гауссову параметризацию профиль-функции:

$$\gamma(b) = \gamma_0 e^{-ab^2}, \qquad (5)$$

то матричный элемент

$$M_{nlm}^{n'l'm'} = < \varphi^*_{n'l'm'} \mid \gamma(b-S) \mid \varphi_{nlm} > \qquad (6)$$

приобретает вид

$$M_{nlm}^{n'l'm'} = \int (\alpha^2 r^2)^{n+n'+l+l'} (cos\theta)^{l-|m|+l'-|m'|} * (sin)^{|m|+|m'|} e^{-i(m-m')\varphi}\gamma(b-S)d^3r . \qquad (7)$$

Используя соотношения

$$rcos\theta = z, \qquad rsin\theta = S , \qquad (8)$$

и интегрируя (7) по z, получим

$$M_{nlm}^{n'l'm'} = \sum_{k=0}^{n+n'} \Phi(k)\int S^{2k+m+m'+1} *$$

$$* exp\left[i(m-m')\varphi_s - (a+\alpha^2)S^2 - 2abcos(\varphi_b - \varphi_s) - ab^2\right] ds d\varphi_s , \qquad (9)$$

где

$$\Phi(k) = C_{nl}^2(\alpha^2)^{n+n'}[2(n+n') - 2k + l + l' - |m| - |m'| - 1]!! \qquad (10)$$

при l+l' и m+m' четно или нечетно, 0 при всех других случаях.

Далее, интегрируя (9) по угловым переменным, получим

$$F(q) = ip \sum_{k=0}^{n+n'} \Phi(k) e^{-\frac{i(m-m')\pi}{2}} J_{|m-m'|}(qb) J_{|m-m'|}(-2iabs)*$$

$$*S^{2k+|m|+|m'|+1} e^{-(a+\alpha^2)S^2-ab^2} ds d^2b . \qquad (11)$$

С помощью формулы

$$\int_0^\infty X^\mu e^{-\alpha x^2} J_\nu(bx)dx = \frac{b^\nu \Gamma(\frac{\nu+\mu+1}{2})}{2^{\nu+1}\alpha^{\frac{\nu+\mu+1}{2}}\Gamma(\nu+1)} {}_1F_1(\frac{\nu-\mu+1}{2}, \nu+1, -\frac{b^2}{4\alpha}) e^{-\frac{b^2}{4\alpha}} \qquad (12)$$

интегрируя (11) по S, получим следующее выражение для амплитуды рассеяния:

$$F(q) = ip \sum_{k=0}^{n+n'} \Phi(k) e^{-i(m-m')\frac{\pi}{2}} \int bdb J_{|m-m'|}(qb)*$$

$$*\frac{e^{-\frac{\alpha^2+2a}{\alpha^2+a}ab^2}(-2iab)^{|m-m'|}\Gamma(\frac{2k+|m|+|m'|+|m-m'|+2}{2})}{2^{|m-m'|+1}(a+\alpha^2)^{\frac{2k+|m|+|m'|+|m-m'|+2}{2}}\Gamma(|m-m'|+1)}*$$

$$*{}_1F_1(\frac{|m-m'|-2k-|m|-|m'|}{2}, |m'-m|+1, \frac{a^2b^2}{a+\alpha^2}) . \qquad (13)$$

Теперь исследуем структуру амплитуды рассеяния в случае антисимметризованных волновых функций. В случае волновой функции Слетера амплитуда рассеяния приобретает вид:

$$F_{fi}(q) = \frac{ip}{2\pi}\int d^2b e^{iqb}\left[\delta_{fi} - Det \mid \delta_{nn'}\delta_{ll'}\delta_{mm'} - M_{nlm}^{n'l'm'} \mid\right] . \qquad (14)$$

Рассмотрим структуру матрицы:

$$A_{nlm}^{n'l'm'} = \delta_{nn'}\delta_{ll'}\delta_{mm'} - M_{nlm}^{n'l'm'} . \qquad (15)$$

В (15) из-за ортогональности осцилляторных функций недиагональные элементы равны -$M_{nlm}^{n'l'm'}$ и диагональные элементы равны 1-$M_{nlm}^{n'l'm'}$. Кроме того,

волновые функции, соответствующие различным спиновым и изоспиновым состояниям, также ортогональны, и соответствующие элементы матрицы обращаются в нуль, и матрицу $A_{nlm}^{n'l'm'}$ можно изобразить, как показано на рис.1. Условие (10) преобразует ненулевой блок матрицы $A_{nlm}^{n'l'm'}$ (рис.1) в два ненулевых блока. Инвариантность матрицы $A_{nlm}^{n'l'm'}$ при замене $m \longleftrightarrow m'$ также существенно упрощает процедуру вычисления детерминант.

Описанный выше метод вычисления амплитуды рассеяния легко обобщается на случай ядро-ядерного рассеяния.

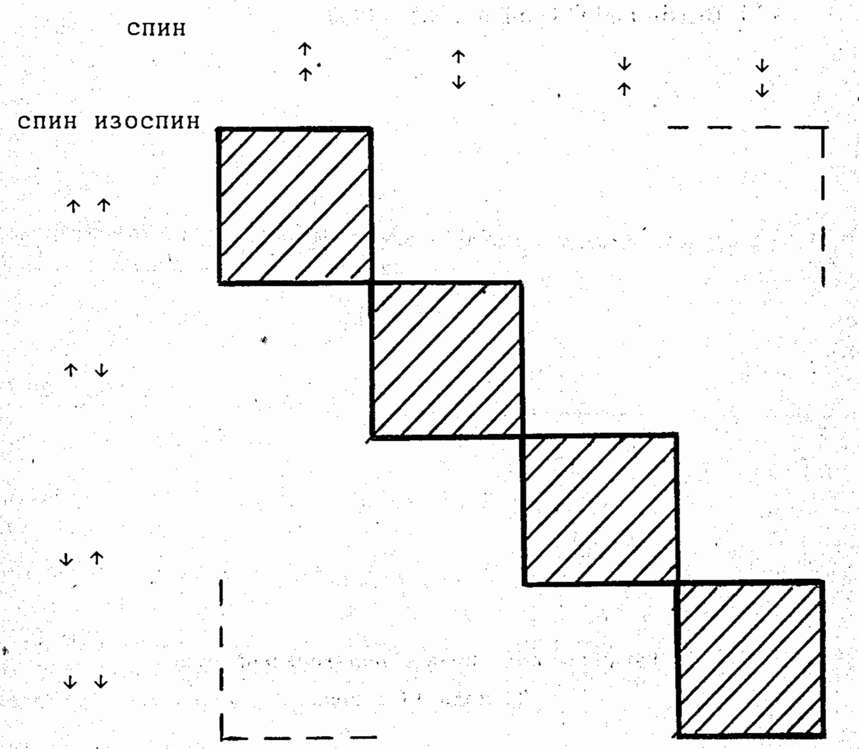

Рис.1. Заштрихованные квадраты соответствуют ненулевым блокам матрицы $A_{nlm}^{n'l'm'}$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Alkhazov G.D. NP A280, p.330, (1977)

[2] Alkhazov G.D. LNPI pref. 75(1974)

[3] Kofoed-Hansen O. NP, B54, p.42, (1973)

[4] Alberi G. and Gmitro M. Ref.TH.2178-CERN (1976)

[5] Glauber R.J. In: Lectures in Theoretical Physics, vol.1, p.315, W.E.Brittin and G.Dunham, N.Y., 1959

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1991 года.

Омбоо З., Энхбат С. Р2-91-348

Метод учета оболочечной структуры ядра в эйкональной модели

В рамках эйконального подхода рассматривается задача вычисления сечения взаимодействия частицы с ядрами. Разработан метод вычисления в случае антисимметризованной осцилляторной функции. Обнаружен ряд упрощающих условий для вычисления детерминант.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Omboo Z., Ehnkhbat S. P2-91-348

Shell Structure Calculation Method in Eikonal Theory

The problem of calculating cross-sections for particle-nucleus interactions is considered in the framework of eikonal approach. In the case of antisymmetrized oscillator functions, the method is developed. Simplifying conditions for calculation of determinants are found.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991