объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-81-335

З.Омбоо, А.С.Пак, С.Б.Саакян, А.В.Тарасов,
В.В.Ужинский

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

1981

Теория многократного рассеяния /ТМР/, развитая первоначально с целью анализа адрон-ядерных взаимодействий, в последние годы успешно применяется также при описании взаимодействий двух составных систем. При этом, помимо традиционного приложения ТМР в теории ядро-ядерного рассеяния, она все чаще используется при рассмотрении процессов адрон-адронных взаимодействий в рамках кварковой модели, согласно которой адроны трактуются как ядерно-подобные системы типа дейтрона или тритона. Если такое представление не противоречит действительности, то следует ожидать, что характеристики адрон-адронных взаимодействий будут обладать рядом черт, характерных для процессов взаимодействий легких ядер.

С этой точки зрения экспериментально обнаруженный дифракционный минимум при $t \sim 1,3 \div 1,4$ /ГэВ/с/^{2} в дифференциальном сечении упругого pp-рассеяния при энергиях FNAL и ISR обычно рассматривается как веский аргумент в пользу составной, кварковой структуры протона. Поскольку такая интерпретация все же не является однозначной, представляет интерес анализ других процессов адрон-адронных взаимодействий, на характеристиках которых заметным образом могла бы сказаться составная структура адронов. Таковыми, по-видимому, могут быть инклюзивные реакции. Действительно, теоретический анализ экспериментальных данных об импульсных спектрах релятивистских протонов и дейтронов, рассеянных на дейтериевой мишени, выполненный в рамках ТМР, показал, что обнаруженная в работах /1/ двухкомпонентная структура спектров является непосредственным следствием составной природы мишени. Сложной структурой рассеиваемого объекта /а/ обусловливается также возможность появления новых структурных элементов в сечении реакции $ad \to aX$ /2/. Следовательно, если существует некоторая аналогия между процессами ядро-ядерного и адрон-адронного взаимодействий, то можно ожидать нетривиального проявления кварковой структуры адронов в характеристиках реакций $h_1 + h_2 \to h_1 + X$. Поскольку реально экспериментальному исследованию доступны лишь процессы адрон-адронного взаимодействия, в которых по крайней мере один из адронов является нуклоном, представляет интерес рассмотрение реакций $M+N \to M+X$ и $N+N \to N+X$ или же их ядерных аналогов $d + {}^3He \to d + X$ и ${}^3He + {}^3He \to {}^3He + X$. И теоретическое, и особенно экспериментальное исследование последних по очевидным причинам намного проще. Поэтому разумно вначале изучить возможность наблюдения эффектов, связанных с составной природой сталкивающихся объектов, в реакциях ядро-ядерного взаимодействия, а затем уже попытаться обобщить полученные результаты применительно к рассмотрению адрон-адронных столкновений. С этого мы и начнем.

Хорошо известно, что техника расчета сечений реакций адрон-ядерного взаимодействия в рамках ТМР заметно упрощается, если предположить полностью некоррелированное распределение нуклонов в ядрах. Такое приближение вполне удовлетворительно для тяжелых ядер, однако для описания реакций на легких ядрах необходимо учитывать т.н. корреляции центра масс [3], проявляющиеся в следующей из трансляционной инвариантности зависимости волновых функций ядер лишь от относительных координат составляющих нуклонов. Технически эти корреляции обычно учитываются наложением условия

$$\sum_{i=1}^{A} \vec{r}_i = 0 \qquad /1/$$

на область интегрирования по координатам $\vec{r}_i$ нуклонов ядра A, что увеличивает математическую сложность задачи. Тем не менее в ряде случаев, например в оболочечной модели ядра с осцилляторными волновыми функциями, при вычислении сечений некоторых процессов адрон-ядерного и ядро-ядерных взаимодействий удается сформулировать сравнительно простые правила "раскоррелирования", позволяющие связать величины сечений, рассчитанных с учетом и без учета корреляций центра масс. Наиболее известным является соотношение между сечениями упругого рассеяния частиц на ядре с "коррелированным" /в указанном выше смысле/ и "некоррелированным" распределением ядерных нуклонов /см. [4] /.

$$\left(\frac{d\sigma^{el}}{dt}\right)_{кор.} = K^2(\vec{q})\left(\frac{d\sigma^{el}}{dt}\right)_{некор.} \quad K(\vec{q}) = e^{\frac{q^2}{4\alpha A}}. \qquad /2/$$

Здесь A – число нуклонов ядра, а α – его осцилляторный параметр. Недавно в работе [5] было показано, что сечение рассеяния частиц на ядерной мишени, просуммированное по всевозможным конечным состояниям ядра с помощью условия полноты

$$\sum_f \Psi_f^* \Psi_f = 1, \qquad /3/$$

является "инвариантным" относительно операции "включения" корреляций центра масс /в смысле учета соотношения /1//.

$$\left(\sum_f \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{кор.} = \left(\sum_f \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{некор.}; \quad \frac{d\sigma_{ii}}{dt} = \frac{d\sigma^{el}}{dt}. \qquad /4/$$

Для вычисления же сечения квазиупругого рассеяния, определяемого суммой всех сечений возбуждений и развала ядра-мишени, из /2/ и /4/ получаем нетривиальное правило "раскоррелирования":

$$\left(\frac{d\sigma^{q.el}}{dt}\right)_{кор.} = \left(\sum_{f\neq i} \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{кор.} = \left(\frac{d\sigma^{q.el}}{dt}\right)_{некор.} + (1-K^2(\vec{q}))\left(\frac{d\sigma^{el}}{dt}\right)_{некор.}.$$

Очевидно, что соответствующие правила для вычисления сечений возбуждений отдельных уровней ядра $\frac{d\sigma_{if}}{dt}$ будут выглядеть еще более сложно. Поэтому на первый взгляд трудно ожидать простого решения задачи "исключения" корреляций центра масс при расчетах импульсных спектров частиц, испытывающих всевозможные упругие и неупругие перерассеяния на нуклонах ядра-мишени. Тем не менее при некоторых упрощающих предположениях, которые будут сформулированы ниже, удается получить довольно простое правило "раскоррелирования" и в этом случае.

Рассмотрим для примера реакцию $hA \to hX$. Двойное дифференциальное сечение такого процесса, пропорциональное вероятности обнаружить частицу h, рассеянную на ядерной мишени в элемент телесного угла $\Delta\Omega$ с потерей энергии $\Delta E = E_0 - E$, дается следующим выражением:

$$\frac{d^2\sigma}{dt\,dE} = \sum_f \frac{\sigma_{if}}{dt}\delta(E_0 - E - \epsilon_f + \epsilon_i); \quad \frac{d\sigma_{if}}{dt} = \frac{1}{\pi}|\mathcal{F}_{if}|^2, \qquad /5/$$

в котором E_0, E и ϵ_i, ϵ_f – значения энергий частицы и мишени соответственно до и после рассеяния, а амплитуда перехода $\mathcal{F}_{if}$ определяется как

$$\mathcal{F}_{if}(\vec{q}) = \frac{i}{2\pi}\int d^2b\, e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle\Psi_f|\Gamma(\vec{b},\{\vec{s}\})|\Psi_i\rangle,$$

$$\Gamma(\vec{b},\{\vec{s}\}) = 1 - \prod_{j=1}^{A}(1-\gamma(\vec{b}-\vec{s}_j)), \qquad /6/$$

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

Здесь $f(\vec{q})$ – амплитуда упругого рассеяния частицы на внутриядерном нуклоне, $\vec{q}$ – поперечный переданный импульс, $\{\vec{s}\}$ – совокупность проекций координат нуклонов на плоскость прицельного параметра, Ψ_i и Ψ_f – волновые функции рассматриваемой системы из A нуклонов, составляющих ядро, соответственно до и после рассеяния. Поскольку они в точности не известны, обычно используется ряд упрощающих предположений об их виде, с одной стороны, не очень сильно искажающих физическую картину, а с другой – позволяющих значительную часть расчетов выполнить аналитически. Применительно к легким ядерным мишеням общепринятым приближением является аппроксимация волновых функций основных состояний ядер (Ψ_i) гауссовскими функциями.

Несколько сложнее обстоит дело с выбором вида функций возбужденных состояний ядра. Согласно основным принципам квантовой механики эти функции должны быть ортогональны волновой функции основного состояния и вместе с ней составлять полную систему функций, удовлетворяющую соотношению /3/. В качестве такой системы можно выбрать полную систему волновых функций гармонического осциллятора, при этом Ψ_f описывают возбужденные состояния многонуклонных систем, которые не реализуются в природе, поскольку возбуждение легких ядер в основном сводится к их развалу. Поэтому, если относительные импульсы фрагментов велики по сравнению с характерными внутриядерными импульсами, их движение с хорошей точностью можно считать свободным и в соответствии с этим выбрать волновые функции конечных состояний в виде плоских волн:

$$\Psi_f \sim \exp \sum_{j=1}^{A} \vec{k}_j \vec{r}_j . \qquad /7/$$

Такая система функций хоть и является полной, но не удовлетворяет условию ортогональности к основному состоянию. Однако выполнение этого условия важно лишь при вычислении амплитуд перехода $\mathcal{F}_{if}(\vec{q})$ в импульсном приближении при малых значениях переданного импульса q для обеспечения правильного их поведения при $q \to 0$. Для значений же $q \gg k_F$ /k_F - характерный ферми-импульс нуклонов ядра/, при которых и проявляется сложная структура импульсных спектров, в первом приближении можно пренебречь эффектами, связанными с неудовлетворением системы функций /7/ условию ортогональности Ψ_i. Оценка точности этого приближения будет приведена в дальнейшем. Пока только отметим, что расчеты спектров релятивистских протонов в реакции $pd \to pX$ с использованием гауссовских волновых функций основного состояния дейтрона и плоских волн в качестве волновых функций конечных состояний привели к блестящему описанию экспериментальных данных [1].

Попытаемся в аналогичных приближениях развить простую схему расчета импульсных спектров в реакции типа $pA \to pX$ для произвольного значения A. Будем в соответствии с требованием трансляционной инвариантности считать, что волновые функции Ψ_i и Ψ_f зависят лишь от относительных координат нуклонов, в качестве которых выберем произвольную систему координат Якоби $\vec{\xi}_\ell \, (1 \le \ell \le A-1)$, нормированную условием

$$\sum_{k=1}^{A} \vec{r}_k^{\,2} = \sum_{\ell=1}^{A-1} \vec{\xi}_\ell^{\,2} + A \cdot \vec{R}^2 , \qquad /8/$$

где $\vec{R} = \frac{1}{A} \sum_{k=1}^{A} \vec{r}_k$ - радиус-вектор центра масс ядра. Согласно основным допущениям, оговоренным выше, выберем

$$\Psi_i(\{\vec{r}\}) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{4}(A-1)} \exp\left[-\frac{\alpha}{2} \sum_{\ell=1}^{A-1} \vec{\xi}_\ell^{\,2}\right], \qquad /9/$$

$$\int |\Psi_i|^2 \prod_{\ell=1}^{A-1} d^3\xi_\ell = 1,$$

$$\Psi_f(\{\vec{r}\}) = \exp\left[i \sum_{\ell=1}^{A-1} \vec{k}_\ell \vec{\xi}_\ell\right], \qquad /10/$$

где $\{\vec{k}\}$ - совокупность относительных импульсов, сопряженных координатам Якоби. Тогда условие полноты выглядит следующим образом:

$$\sum_f \Psi_f^*(\{\vec{r}\,'\}) \Psi_f(\{\vec{r}\}) = \prod_{\ell=1}^{A-1} \delta(\vec{\xi}_\ell - \vec{\xi}\,'_\ell), \qquad \sum_f \sim \int \prod_{\ell=1}^{A-1} \frac{d^3\vec{k}_\ell}{(2\pi)^3} . \qquad /11/$$

Для простоты будем предполагать нерелятивистскую связь между энергией и импульсом нуклонов отдачи. Тогда

$$\epsilon_f - \epsilon_i = \frac{\vec{q}^{\,2}}{2mA} + \frac{1}{2m} \sum_{\ell=1}^{A-1} \vec{k}_\ell^{\,2} , \qquad /12/$$

где m - масса нуклона, а $\vec{q}$ - полный импульс, переданный ядру.

Используя следующее параметрическое представление для δ - функции в /5/, обеспечивающей закон сохранения энергии,

$$\delta\left(\Delta E - \frac{\vec{q}^{\,2}}{2mA} - \frac{1}{2m} \sum_{\ell=1}^{A-1} \vec{k}_\ell^{\,2}\right) = \frac{m}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} da \exp\left[ia\left(2m\Delta E - \frac{\vec{q}^{\,2}}{A} - \sum_{\ell=1}^{A-1} \vec{k}_\ell^{\,2}\right)\right], \qquad /13/$$

с учетом /11/ и /5/ получим

$$\sum_f \Psi_f^*(\{\vec{r}\,'\}) \delta(\Delta E - \epsilon_i - \epsilon_f) \Psi_f(\{\vec{r}\}) = \frac{m}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} da \exp[iak^2] (2\pi i a)^{-\frac{3(A-1)}{2}} \exp\left[-\frac{1}{4ia} \sum_{\ell=1}^{A-1} (\vec{\xi}_\ell - \vec{\xi}\,'_\ell)^2\right], \qquad /14/$$

$$k^2 = 2m\Delta E - \vec{q}^{\,2}/A.$$

Назовем величину

$$\frac{1}{2m} \int dk^2 \frac{d\sigma}{dt\, dE'} \exp(ik^2 a) = \Phi(a, \vec{q}^{\,2}) \qquad /15/$$

характеристической функцией.

Введем вместо совокупности координат $\{\vec{r}\}$, $\{\vec{r}\,'\}$, $(\{\vec{\xi}\}$, $\{\vec{\xi}\,'\})$ их полусуммы и полуразности

$$\vec{r}^{\,\pm} = \frac{\vec{r} \pm \vec{r}\,'}{2}, \qquad \vec{\xi}^{\,\pm} = \frac{\vec{\xi} \pm \vec{\xi}\,'}{2},$$

$$\vec{r} = \vec{r}^{\,+} + \vec{r}^{\,-}, \qquad \vec{\xi} = \vec{\xi}^{\,+} + \vec{\xi}^{\,-},$$

$\vec r' = \vec r^+ - \vec r^-$, $\vec\xi' = \vec\xi^+ - \vec\xi^-$, $d^3\xi d^3\xi' = 8 d^3\xi^+ d^3\xi^-$

и, учитывая, что

$$\Psi_i^*(\{\vec r\})\Psi_i(\{\vec r'\}) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}(A-1)} \exp\{-\alpha\sum_{\rho=1}^{A-1}[(\vec\xi_\rho^{\,+})^2+(\vec\xi_\rho^{\,-})^2]\},$$

представим характеристическую функцию $\Phi(a,\vec q^{\,2})$ в виде

$$\Phi(a,\vec q^{\,2}) = \nu(a)\int \prod_{\rho=1}^{A-1}\left(\frac{\alpha^+\alpha^-}{\pi^2}\right)^{3/2}\exp\{-[\alpha^+(\vec\xi_\rho^{\,+})^2+\alpha^-(\vec\xi_\rho^{\,-})^2]\}\times$$

$$\times\exp[i\vec q(\vec b_1-\vec b_2)]\Gamma(\vec b_1,\{\vec r^{\,+} + \vec r^{\,-}\})\Gamma^*(\vec b_2,\{\vec r^{\,+} - \vec r^{\,-}\})\times \qquad /16/$$

$$\times d^3\xi_\rho^+ d^3\xi_\rho^- d^2b_1 d^2b_2 ,$$

где

$\alpha^+=\alpha$, $\alpha^-=\alpha+\frac{1}{ia}$; $\nu(a)=(1+ia\alpha)^{\frac{3}{2}(1-A)}$.

Домножим правую часть соотношения /16/ на величину, тождественно равную единице.

$$1=\int\exp[-\alpha^+A(\vec R^+)^2-\alpha^-A(\vec R^-)^2]\delta(\vec R^+)\delta(\vec R^-)d^3\vec R^- d^3\vec R^+ ,$$

$$\vec R^\pm = \frac{1}{A}\sum_{k=1}^{A}\vec r_k^{\,\pm} .$$

Далее, учитывая /8/ и соотношение

$$d^3R\sum_{\rho=1}^{A-1}d^3\xi_\rho = A^{3/2}\prod_{k=1}^{A} d^3r_k ,$$

получим

$$\Phi(a,\vec q^{\,2})=\nu(a)A^3\int d^2b_1d^2b_2\Big(\prod_{k=1}^{A} d^3r_k^+d^3r_k^-\times$$

$$\times\left(\frac{\alpha^+\alpha^-}{\pi^2}\right)^{3/2}\exp\{-[\alpha^+(\vec r_k^{\,+})^2+\alpha^-(\vec r_k^{\,-})^2]\}\Big)\times \qquad /17/$$

$$\times\ \delta\Big(\sum_{k=1}^{A}\vec r_k^{\,+}\Big)\delta\Big(\sum_{k=1}^{A}\vec r_k^{\,-}\Big)\exp[i\vec q(\vec b_1-\vec b_2)]\Gamma(\vec b_1,\{\vec s^{\,+}+\vec s^{\,-}\})\times$$

$$\times\Gamma^*(\vec b_2,\{\vec s^{\,+}-\vec s^{\,-}\}).$$

Таким образом, мы пришли к стандартной задаче усреднения некоторых функций от нуклонных координат по закоррелированным /с помощью δ-функции/ распределениям.

Задача "раскоррелирования" решается стандартным образом. Для δ-функции используется параметрическое представление

$$\delta(\vec R^\pm)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3\eta^\pm e^{i\vec\eta\vec R^\pm} ,$$

а затем с помощью системы сдвигов

$$\vec r^{\,\pm}\to\vec r^{\,\pm}-\frac{i\vec\eta^{\,\pm}}{2\alpha^\pm A};\quad \vec b_{1(2)}\to\vec b_{1(2)}+\frac{i\vec\eta^{\,+}}{2A\alpha^+}+\frac{i\vec\eta^{\,-}}{2A\alpha^-}$$

легко доказывается, что окончательный результат представим в виде

$$\Phi(a,\vec q^{\,2})=e^{\frac{\vec q^{\,2}}{A\alpha^-}}\tilde\Phi(a,\vec q^{\,2}), \qquad /18/$$

где

$$\tilde\Phi(a,\vec q^{\,2})=\nu(a)\int d^2b_1d^2b_2e^{i\vec q(\vec b_1-\vec b_2)}\Big\{\prod_{k=1}^{A}\left(\frac{\alpha^+\alpha^-}{\pi^2}\right)\times \qquad /19/$$

$$\times\exp[-\alpha^+(\vec s_k^{\,+})^2-\alpha^-(\vec s_k^{\,-})^2]\Big\}\Gamma(\vec b_1,\{\vec s^{\,+}+\vec s^{\,-}\})\Gamma^*(\vec b_2,\{\vec s^{\,+}-\vec s^{\,-}\})\times$$

$$\times\prod_{k=1}^{A} d^2s_k^+d^2s_k^-$$

есть характеристическая функция, вычисленная с некоррелированным распределением. Замечая, что при $a=0$ $(1/\alpha^-=0)$ величина $\Phi(0,\vec q^{\,2})$ пропорциональна сечению рассеяния частицы на ядре, просуммированному по всевозможным состояниям возбуждения с помощью условия полноты, из /18/ непосредственно получаем результат работы [5] - учет корреляций центра масс не влияет на величину суммы сечений квазиупругого и упругого рассеяний частицы ядром.

Перейдем к задаче вычисления характеристических функций, которая теперь значительно упрощается, поскольку раскоррелирование интегрирований по координатам нуклонов в выражении /19/ позволяет использовать свойство факторизации профиль-операторов $\Gamma(\vec b,\{\vec s\})$

$$1-\Gamma(\vec b,\{\vec s\})=\prod_{k=1}^{A}(1-\gamma(\vec b-\vec s_k))$$

и свести задачу вычисления многомерных интегралов вида

$$\int\prod_{k=1}^{A} d^2s_k^+d^2s_k^-\mathcal F(\{\vec s^{\,+}\},\{\vec s^{\,-}\})$$

к задаче расчета более простых интегралов:

$$I_1(\vec b_1)=\int\gamma(\vec b_1-\vec s^{\,+}-\vec s^{\,-})\frac{\alpha^+\alpha^-}{\pi^2}\exp[-\alpha^+(\vec s^{\,+})^2-\alpha^-(\vec s^{\,-})^2]\times \qquad /20/$$

$$\times d^2s^+d^2s^- ,$$

$$I_2(\vec b_2) = \int \gamma^*(\vec b_2 - \vec s^{\,+} + \vec s^{\,-}) \frac{\alpha^+\alpha^-}{\pi^2} \exp[-\alpha^+(\vec s^{\,+})^2 - \alpha^-(\vec s^{\,-})^2] \times d^2s^+ d^2s^- \qquad /21/$$

$$I_3(\vec b_1, \vec b_2) = \int \gamma(\vec b_1 - \vec s^{\,+} - \vec s^{\,-}) \gamma^*(\vec b_2 - \vec s^{\,+} + \vec s^{\,-}) \frac{\alpha^+\alpha^-}{\pi^2} \exp[-\alpha^+(\vec s^{\,+})^2 - \alpha^-(\vec s^{\,-})^2] \times d^2s^+ d^2s^- . \qquad /22/$$

Если, как обычно, $\vec q$ - зависимость амплитуд NN -рассеяния считать гауссовской:

$$f(\vec q) = \frac{i\sigma(1-i\epsilon)}{4\pi} e^{-\frac{\beta \vec q^2}{2}}, \qquad /23/$$

то для величин /20/-/22/ легко получить явные, аналитические выражения

$$I_1(\vec b_1) = \frac{\sigma(1-i\epsilon)}{2\pi} \frac{\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-}{\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-} \exp(-\vec b_1^2 \frac{\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-}{\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-}),$$

$$I_2(\vec b_2) = \frac{\sigma(1-i\epsilon)}{2\pi} \frac{\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-}{\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-} \exp(-\vec b_2^2 \frac{\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-}{\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-}),$$

$$I_3(\vec b_1, \vec b_2) = \frac{\sigma^2(1+\epsilon^2)}{16\pi^2} \tilde\alpha_+\tilde\alpha_- \exp[-\tilde\alpha_+(\vec b^+)^2 - \tilde\alpha_-(\vec b^-)^2],$$

$$\vec b_\pm = \frac{1}{2}(\vec b_1 \pm \vec b_2), \quad \tilde\alpha_\pm = \frac{\alpha_\pm}{1+\beta\alpha_\pm}$$

Учитывая, наконец, что характеристические функции представляют линейные комбинации выражений вида

$$\Phi_{k,\ell,m} = \int d^2b_1 d^2b_2\, e^{i\vec q(\vec b_1 - \vec b_2)} [I_1(\vec b_1)]^k [I_2(\vec b_2)]^\ell [I_3(\vec b_1, \vec b_2)]^m, \qquad /24/$$

получим в приближении /23/, что

$$\Phi_{k,\ell,m} = \frac{2\pi^2(1-i\epsilon)^k(1+i\epsilon)^\ell(1+\epsilon^2)^m}{(\mu_- + \xi + \eta)(\mu_+ + \xi + \eta) - (\xi - \eta)^2} \qquad /25/$$

$$\times \left(\frac{\sigma}{2\pi}\right)^{k+\ell} \left(\frac{\sigma^2}{16\pi^2}\right)^m \frac{(\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-)^{k+\ell+m}}{(\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-)^{k+\ell}} \times$$

$$\times \exp[-\frac{\vec q^{\,2}(\mu_+ + \xi + \eta)}{(\mu_- + \xi + \eta)(\mu_+ + \xi + \eta) - (\xi - \eta)^2}],$$

$$\xi = k\frac{\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-}{\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-}, \quad \eta = \ell \frac{\tilde\alpha_+\tilde\alpha_-}{\tilde\alpha_+ + \tilde\alpha_-}, \quad \mu_\pm = m\tilde\alpha_\pm, \qquad /26/$$

$$\tilde\Phi(a, \vec q^{\,2}) = \nu(a) \sum_{\substack{k,\ell,m \\ (m=0,\, k^\ell \neq 0)}}^{\infty} \binom{A}{k,\ell,m} \Phi_{k,\ell,m}.$$

Точно так же можно найти явные, аналитические выражения для характеристических функций процессов $A_1 + A_2 \to A_1 + X$ с участием двух ядер, если плотность распределений нуклонов в обоих ядрах аппроксимировать гауссовскими функциями и использовать правила "раскоррелирования" /2/, /18/, из которых последнее не зависит от природы рассеиваемого объекта. Восстановление импульсных спектров по известным характеристическим функциям представляет отдельную математическую задачу, которую рассмотрим несколько позже.

Авторы благодарят Л.С.Ажгирея, Л.И.Лапидуса и А.Н.Сисакяна за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glauber R.J., Kofoed-Hansen O., Margolis B. Nucl.Phys., 1971, 1330, p. 220; Azhgirey L.S. et al. Nucl.Phys., 1978, A305, p. 397.
2. Azhgirey L.S. et al. JINR, E2-12683, Dubna, 1979.
3. Kofoed-Hansen O. Preprint CERN, TH 1860, 1974.
4. Tassie L.J., Barker F.C. Phys.Rev., 1958, 111, p. 940.
5. Бободжанов И.Б. и др. ОИЯИ, Р2-80-596, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1981 года.