сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-80-278

И.У.Христова, З.Омбоо, А.В.Тарасов,
В.В.Ужинский

О КУЛОНОВСКИХ ЭФФЕКТАХ В АДРОН-ЯДЕРНОМ РАССЕЯНИИ

1980

Хорошо известно, насколько важно аккуратно учитывать эффекты кулоновского взаимодействия при анализе экспериментальных данных об упругом рассеянии заряженных частиц (или ядер) адронами или ядрами с целью получения новой физической информации (например, о вещественных частях амплитуд ядерного рассеяния на нулевой угол). Известно также, что включение кулоновских эффектов в схему расчета амплитуд адрон-адронного, адрон-ядерного и т.д. рассеяний не сводится к простому добавлению сингулярных кулоновских амплитуд к несингулярным ядерным.

Такая упрощенная процедура учета кулоновских эффектов вступает в противоречие с условием унитарности. При рассмотрении рассеяния элементарных (точечных) частиц наиболее простой способ удовлетворить условию унитарности при включении кулоновских эффектов состоит в добавлении к фазовым сдвигам χ^{s}, индуцированным сильным (ядерным) взаимодействием, фазовых сдвигов чисто кулоновского рассеяния χ^{c}. Такой рецепт учета кулоновских эффектов находит оправдание в рамках эйконального приближения потенциальной теории рассеяния точечных частиц. В этом приближении точное разделение кулоновских и ядерных эффектов в фазовых сдвигах

$$\chi(\vec{b}) = \chi^{s}(\vec{b}) + \chi^{c}(\vec{b}) \qquad (1)$$

является следствием предполагаемой аддитивности потенциала взаимодействия

$$U(\vec{r}) = U^{s}(\vec{r}) + U^{c}(\vec{r})$$

и линейного соотношения

$$\chi(\vec{b}) = -\frac{1}{\hbar v}\int_{-\infty}^{+\infty} U(\sqrt{\vec{b}^2 + z^2})dz \tag{2}$$

между фазовыми сдвигами и потенциальной энергией в эйкональной теории. Зависимость фазовых сдвигов кулоновского рассеяния двух точечных зарядов z_1 и z_2 от прицельного параметра b дается хорошо известным выражением

$$\chi^c(b) = 2 \cdot z_1 \cdot z_2 \cdot n \cdot \ln(kb), \quad n = \alpha/v, \tag{3}$$

где v и k – скорость и импульс одной из частиц в лабораторной системе другой. Явный вид ядерной фазы $\chi^s(\vec{b})$ определяется конкретной параметризацией потенциала $U^s(\vec{r})$.

В самом общем случае непотенциального рассеяния неточечных адронов в правую часть соотношения (1) добавляется интерференционное слагаемое $\chi^I(\vec{b})$, явный вид которого, так же как и вид чисто ядерной фазы $\chi^s(\vec{b})$, определяется деталями адронной динамики (пока что недостаточно хорошо изученной). Однако некоторые свойства величины $\chi^I(\vec{b})$ могут быть установлены на основании довольно общих соображений. Очевидно, что она подобно $\chi^c(\vec{b})$ характеризуется электромагнитной малостью $-\chi^I(\vec{b}) \sim \alpha$, и подобно $\chi^s(\vec{b})$ – ядерным радиусом r_s $-\chi^I(\vec{b}) = 0$ при $b \gg r_s$. Отсюда следует, что учет интерференционного слагаемого $\chi^I(\vec{b})$ в случае адрон-адронного рассеяния сводится к численно малой (порядка α) перенормировке несингулярной ядерной фазы $\chi^s(\vec{b})$ (в эту же переномировку могут быть включены и эффекты электромагнитной структуры адронов). Поэтому справедливость аддитивного соотношения (1) для фазовых сдвигов адрон-адронного рассеяния можно считать оправданной с достаточно высокой степенью точности для любой динамической теории адрон-адронного взаимодействия. Ввиду незавершенности теории сильных взаимодействий адронов информация о ядерных фазовых сдвигах $\chi^s(\vec{b})$ (а более точно-о несингулярных фазовых сдвигах $\chi^s(\vec{b})+\chi^I(\vec{b})$) получается в основном из эксперимента либо с помощью процедуры феноменологического фазового анализа, либо других эквивалентных ей процедур. Экспериментальные данные о высокоэнергетическом адрон-адронном рассеянии совместны со следующей параметризацией несингулярных составляющих фазовых сдвигов этих процессов:

$$\begin{aligned}\gamma(b) &= 1 - \exp i(\chi^s + \chi^I) = \\ &= 1 - \exp i\chi^s + O(\alpha) = \\ &= \frac{\sigma^{tot}(1-i\epsilon)}{4\pi B} \exp - b^2/2B .\end{aligned} \qquad (4)$$

Здесь σ^{tot} -полное сечение адрон-адронного взаимодействия, ϵ - отношение вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния адронов на нулевой угол, B - параметр наклона дифференциального сечения упругого рассеяния.

Параметризация (4) особенно популярна при теоретическом анализе процессов адрон-ядерного (hA) и ядро-ядерного ($A_1 A_2$) рассеяний.

2. Общепризнанной "динамической" теорией рассеяния адронов и ядер высоких энергий ядерными мишенями является эйкональная модель Глаубера-Ситенко /1,2/, в рамках которой характеристики (hA)- и ($A_1 A_2$) -рассеяний связываются с извлекаемыми из эксперимента характеристиками (hN)- и (NN) - рассеяний и волновыми функциями начальных и конечных состояний ядер. В частности, для фазовых сдвигов упругих (hA)-

(A_1A_2) - рассеяний в приближении некоррелированного распределения нуклонов в ядрах имеем

$$\exp i\chi_{hA}(\vec{b}) = \int \prod_{k=1}^{A} \exp i\chi^{c}_{hN}(\vec{b}-\vec{s}_k)(1-\gamma_{hN}(\vec{b}-\vec{s}_k))\tau(\vec{s}_k)d\vec{s}_k,$$

$$\exp i\chi_{A_1A_2}(\vec{b}) = \int \prod_{k=1}^{A_1}\prod_{\ell=1}^{A_2} \exp i\chi^{c}_{NN}(\vec{b}-\vec{s}_k-\vec{\tilde{s}}_\ell)\times$$

$$\times(1-\gamma(\vec{b}-\vec{s}_k-\vec{\tilde{s}}_\ell))\tau_1(\vec{s}_k)\tau_2(\vec{\tilde{s}}_\ell)ds_k d\vec{\tilde{s}}_\ell, \qquad (5)$$

где $\tau(\vec{s}) = \int \rho(\sqrt{\vec{s}^2+z^2})\,dz$,
а $\rho(\vec{r})$ - так называемые одночастичные ядерные плотности.

В принципе соотношения (5) решают проблему учета как сильных, так и электромагнитных взаимодействий в процессах (hA) - и (A_1A_2) - рассеяний (разумеется, в рамках принятой динамической модели). В практических же применениях теории многократного рассеяния (ТМР) соотношения (5), как правило, используются лишь для расчета характеристик (hA) - и (A_1A_2)-рассеяний, обусловленных чисто ядерным hN- и NN - рассеянием, т.е. в пределе χ^c_{hN}, $\chi^c_{NN} = 0$.

Учет же эффектов кулоновского взаимодействия обычно производится путем добавления к рассчитанным в рамках ТМР чисто ядерным сдвигам χ^s_{hA} и $\chi^s_{A_1A_2}$ феноменологических чисто кулоновских сдвигов χ^c_{hA}, $\chi^c_{A_1A_2}$, получаемых "размазыванием" фаз кулоновского рассеяния точечных зарядов по зарядовым распределениям внутри рассеиваемых объектов.

$$\chi^c_{hA} = z\int \chi^c_0(\vec{b}-\vec{s})\tau(\vec{s})d\vec{s},$$

$$\chi^c_{A_1A_2} = z_1\cdot z_2\cdot\int \chi^c_0(\vec{b}-\vec{s}-\vec{\tilde{s}})\tau_1(\vec{s})\tau_2(\vec{\tilde{s}})d\vec{s}d\vec{\tilde{s}}, \qquad (6)$$

$$\chi^c_0(b) = 2n\cdot\ln(b\cdot k).$$

Приближенный характер такой процедуры включения кулоновских эффектов в схему теории адрон-ядерного и ядро-ядерного рассеяний очевиден. Очевидна также важность оценки точности этой процедуры, если учесть, что теория hA- и A_1A_2-рассеяний, построенная по такому смешанному рецепту, зачастую применяется к анализу экспериментальных данных с целью извлечения из них новой физической информации, в основном о малых величинах, например, разности сечений hp- и hn-взаимодействий [3], различии в параметрах, характеризующих распределение протонов и нейтронов в ядрах [4,5] и т.д.

Порядок величины некоторых слагаемых в фазовых сдвигах hA- и A_1A_2-рассеяний, не учитываемых описанной упрощенной схемой их расчета, может быть оценен на основании довольно общих соображений. Так, например, очевидно, что кулоновские фазы hA- и A_1A_2- рассеяний не могут быть чисто вещественными, а должны содержать мнимые добавки, учитывающие в соответствии с условием унитарности наличие процессов неупругого кулоновского hA- и A_1A_2-взаимодействий. В основном это процессы возбуждения и развала ядра в кулоновском поле адрона или другого ядра, сечения которых (и соответственно мнимые части кулоновских сдвигов) пропорциональны величинам $Z\alpha^2$ и $Z_1(Z_2\alpha)^2$ или $(Z_2(Z_1\alpha)^2)$.

Видно, что если в адрон-ядерном рассеянии обсуждаемые эффекты пренебрежимо малы практически для всех ядерных мишеней, то в процессах рассеяния двух ядер, одно из которых тяжелое ($Z\alpha \sim 1$), они могут быть значительными и нуждаются в аккуратном учете. Относительную роль других неучтенных слагаемых, а именно, интерференционных вкладов $\chi^{I}_{hA}(b)$ и $\chi^{I}_{A_1A_2}(b)$, оценить на основании общих соображений довольно трудно. Во всяком случае заранее нельзя исключить возможность того, что их порядок величины определяется немалыми факторами типа $Z\alpha$ или $Z_1Z_2\alpha$.

3. Точность феноменологической "аддитивной" процедуры включения кулоновских эффектов в фазовые сдвиги (и посредством их в амплитуды и сечения) процессов hA-рассеяния оценивалась в работе [3] численными методами.

Суть метода состоит в следующем: значения дифференциальных сечений hA -рассеяния, рассчитанные в рамках "строгой" ТМР, представленной соотношениями (5), сопоставлялись с результатами расчета тех же величин согласно предписаниям аддитивной процедуры. В обоих вариантах расчета использовалась гауссова параметризация одночастичных ядерных плотностей, что позволило для "точной" профиль-функции процесса hA -рассеяния получить замкнутое выражение в терминах вырожденных гипергеометрических функций. Ничтожное различие между численными значениями сечений hA -рассеяния (в среднем меньше 1%), полученными в рамках двух описанных выше вариантов расчета /3/, может служить оправданием применения "аддитивной" процедуры включения кулоновских эффектов в фазовые сдвиги (и далее-амплитуды и дифференциальные сечения) hA -рассеяния и в случае более реалистических (нежели гауссова) параметризаций ядерных плотностей. К сожалению, специфические свойства гауссовой параметризации ядерных плотностей, применение которой позволяет заметно упростить расчет "точных" значений амплитуд адрон-ядерного рассеяния, нисколько не упрощают вычисления аналогичных величин при рассмотрении ядро-ядерного рассеяния. К тому же численные методы оценки точности какого-либо приближения обладают тем недостатком, что не позволяют выяснить основные причины высокой (или низкой) точности рассматриваемого приближения.

Поэтому представляется целесообразным попытаться развить такой подход к расчету амплитуд hA - и A_1A_2-рассеяния, исходя из строгих соотношений (5) теории многократного рассеяния, который, не опираясь на специфические свойства конкретных параметризаций ядерных плотностей, тем не менее, позволял бы рассчитывать эти амплитуды с любой наперед заданной точностью. Основные идеи и технические приемы такого подхода ниже демонстрируются на примере включения кулоновских эффектов в схему расчета амплитуд адрон-ядерного рассеяния. Учитывая результаты работы /3/, эту задачу следует рассматривать исключительно как методическую.

Основная ценность получаемых при ее рассмотрении результатов состоит в том, что они допускают сравнительно простое обобщение на случай анализа процессов ядро-ядерного рассеяния.

4. Для определенности заряд рассеиваемого адрона будем считать положительным, кроме того, для простоты свойства сильного взаимодействия адрона с протонами и нейтронами будем полагать одинаковыми. Тогда соотношение (5) приобретает вид

$$\exp i\chi_{hA} = \{ \int d\vec{s} r(\vec{s}) [1 - \gamma(\vec{b}-\vec{s})] \}^{A-z} \times$$

$$\times \{ \int d^2\vec{s}\, r(\vec{s}) e^{i\chi_0^c(\vec{b}-\vec{s})} [1-\gamma(\vec{b}-\vec{s})] \}^z, \qquad (7)$$

$$\chi_0^c(b) = 2n \ln bk,$$

$$\int r(\vec{s}) d\vec{s} = 1.$$

Пренебрегая кулоновскими эффектами, в этом выражении получаем простую связь чисто ядерных фазовых сдвигов hA -рассеяния с профиль-функцией hN -рассеяния γ и т.н. функцией толщины ядра-мишени.

$$\chi^s_{hA}(\vec{b}) = -iA \ln [1 - \frac{1}{A} \int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) T(\vec{s}) d\vec{s}] =$$

$$\simeq i\int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) T(\vec{s}) d\vec{s} + O(1/A), \qquad (8)$$

$$T(\vec{s}) = A r(\vec{s}).$$

Учет только первого члена разложения по обратным степеням атомного номера принято называть переходом к оптическому пределу. Зачастую при рассмотрении рассеяния адронов на средних и тяжелых ядрах также используется т.н. приближение нулевого радиуса hN -взаимодействия ($B \ll R_A^2$), отражающее короткодействие ядерных сил.

$$\int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) T(\vec{s}) d\vec{s} = T(\vec{b}) \int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) d\vec{s} = \frac{\tilde{\sigma}}{2} T(\vec{b}), \quad \tilde{\sigma} = \sigma^{tot}(1-i\epsilon) \tag{9}$$

Использование обоих приближений приводит к простому результату:

$$\chi^{s}_{hA}(\vec{b}) = (\epsilon + i)\, \sigma^{tot}_{hN}\, T(\vec{b})/2. \tag{10}$$

С учетом кулоновских эффектов из соотношения (7), действуя чисто формально, получаем

$$\chi_{hA}(\vec{b}) = Z\tilde{\chi}^{c}(\vec{b}) - iZ \ln [1 - \frac{1}{A} \exp - i\tilde{\chi}^{c}(\vec{b}) \times$$

$$\times \int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) \exp i\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s}) T(\vec{s}) d\vec{s}] - \tag{11}$$

$$-i(A-Z)\ln(1 - \frac{1}{A} \int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) T(\vec{s}) d\vec{s}),$$

$$\exp i\tilde{\chi}^{c}(\vec{b}) = \int d\vec{s}\, \tau(\vec{s}) \exp i\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s}). \tag{12}$$

Вычисление последнего интеграла, содержащего дальнодействующую кулоновскую S -матрицу $\exp i\chi_0^c$, требует применения других методов и приближений, нежели те, что обычно используются при вычислении свертки функций толщины $T(\vec{s})$ с "короткодействующими" профиль-функциями $\gamma(\vec{b}-\vec{s})$ адрон-нуклонного рассеяния. Для частных случаев гауссовского (G) и однородного (U) распределений нуклонов в ядре

$$\rho_G(\vec{r}) = (\pi R_G)^{-3/2} \exp - r^2/R_G^2, \quad r_G(\vec{s}) = (\pi R_G^2)^{-1} \exp - s^2/R_G^2,$$

$$\rho_U(\vec{r}) = \frac{3}{4\pi R^3}\theta(R_U - r), \qquad r_U(\vec{s}) = \frac{3}{\pi R^3}\sqrt{R_U^2 - s^2}\,\theta(R_U - s),$$

результат интегрирования в (12) может быть выражен в терминах гипергеометрических функций:

$$\int d\vec{s}\, r_G(\vec{s}) \exp i\chi_0^c(\vec{b}-\vec{s}) = (R_G k)^{2in}\ \Gamma(1+in)\,\Phi(-in, 1; -b^2/R_G^2),$$

$$\int d\vec{s}\, r_U(\vec{s}) \exp i\chi_0^c(\vec{b}-\vec{s}) =$$

$$= \begin{cases} (bk)^{2in} F(-in, -in; b/2; R_U^2/b^2), & b \geq R_U; \\ \\ (R_U k)^{2in} F(-in; -in - \frac{3}{2}; 1; b^2/R_U^2), & b < R_U; \end{cases}$$

где

$$\Phi(\alpha, \gamma; x) = {}_1F_1(\alpha, \gamma; x),$$

$$F(\alpha, \beta; \gamma; x) = {}_2F_1(\alpha, \beta; \gamma; x).$$

В случае произвольного распределения $r(\vec{s})$ для вычисления (12) следует пользоваться общими правилами усреднения экспоненциальных выражений

$$\begin{gathered} <\exp\phi> = \exp \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!}\phi^{(n)}, \\ \phi^{(1)} = <\phi>, \qquad \phi^{(2)} = <(\phi - <\phi>)^2>, \\ \phi^{(3)} = <(\phi - <\phi>)^3>, \quad \phi^{(4)} = <(\phi - <\phi>)^4> - 3(\phi^{(2)})^2. \end{gathered} \tag{13}$$

Применительно к рассматриваемому случаю это приводит к представлению величины $\tilde{\chi}^c(\vec{b})$ в виде ряда

$$\tilde{\chi}^c(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \chi^{(n)}(\vec{b}), \qquad (14)$$

нечетные члены которого чисто вещественны, а четные - чисто мнимы. Из структуры выражений (14) для $\phi^{(n)}$ и пропорциональности величины χ_0^c постоянной тонкой структуры следует, что $\chi^{(n)}(\vec{b}) \sim \alpha^n$, так что в случае адрон-ядерного рассеяния можно фактически ограничиться учетом только первого слагаемого в сумме (14). При рассмотрении ядро-ядерного рассеяния эффективным параметром разложения является величина $Z_1 \alpha$, где Z_1 - заряд рассеиваемого ядра и в соответствующем разложении заметную роль могут играть слагаемые $\chi^{(n)}$ с $n \geq 2$.

Для вычисления интеграла $I(\vec{b}) = \int \gamma(\vec{b}-\vec{s}) \exp i\chi_0^c(\vec{b}-\vec{s}) T(\vec{s}) d\vec{s}$ воспользуемся приближением нулевого радиуса hN - взаимодействия и параметризацией (4) для профиль-функций γ hN -рассеяния, в результате чего получим

$$I(b) = \frac{\tilde{\sigma}}{2} \Gamma(1+in)(2Bk^2)^{in} \, T(b). \qquad (15)$$

С учетом этого результата выражение для фазы hN - рассеяния в оптическом пределе ($A \gg 1$) по атомному номеру ядра запишем в виде

$$\chi_{hA}(\vec{b}) = z\,\tilde{\chi}^c(\vec{b}) + \frac{\sigma}{2}(i+\epsilon) T(\vec{b}) \times$$
$$\left[\frac{A-z}{A} + \frac{z}{A} \Gamma(1+in)(2Bk^2)^{in} \exp - i\tilde{\chi}^c(\vec{b})\right]. \qquad (16)$$

Первое (сингулярное) слагаемое в этом выражении представляет чисто кулоновский фазовый сдвиг, а второе (регулярное) объединяет чисто ядерный, χ^{s}_{hA}, и интерференционный, χ^{I}_{hA}, вклады в эту величину. Рассмотрим сначала несколько подробнее кулоновскую часть фазы χ^{c}_{hA}. В соответствии с условием унитарности она является комплексной величиной. Ее вещественная часть представляется суммой нечетных слагаемых ряда (14) и в низшем порядке по постоянной тонкой структуры дается выражением

$$\begin{aligned} \mathrm{Re}\,\chi^{c}_{hA}(\vec{b}) &= Z\chi^{(1)}(\vec{b}) + O(\alpha^{3}) = \\ &= Z\int \chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s})\,\rho(\vec{s})\,d\vec{s} = 2Zn\ln bk + \\ &+ 4\pi Zn\int_{b}^{\infty}\ln(s/b)\,\rho(s)\,s\,ds + O(\alpha^{3}), \end{aligned} \tag{17}$$

совпадающим с феноменологическим выражением (6) для кулоновской фазы hA -рассеяния. Для мнимой части величины χ^{c}_{hA} в низшем порядке по α в соответствии с результатом (13) имеем

$$\begin{aligned} \mathrm{Im}\,\chi^{c}_{hA}(\vec{b}) &= \frac{Z}{2}\Big\{\int[\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s})]^{2}\rho(\vec{s})\,d\vec{s} - \\ &- \Big[\int\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s})\,\rho(\vec{s})\,d\vec{s}\Big]^{2}\Big\} + O(\alpha^{4}) = \\ &= \frac{Z}{2}\int\Big[\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s}) - \int\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{\tilde{s}})\,\rho(\vec{\tilde{s}})\,d\vec{\tilde{s}}\Big]^{2}\rho(\vec{s})\,d\vec{s}. \end{aligned} \tag{18}$$

Она определяет величину сечения неупругого (квазиупругого) кулоновского рассеяния адрона.

$$\begin{aligned} \sigma^{c.inel}_{hA} &= \int d\vec{b}\,[1 - \exp - 2\,\mathrm{Im}\,\chi^{c}_{hA}(\vec{b})] = \\ &= Z\int d\vec{b}\Big\{\int[\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s})]^{2}\rho(\vec{s})\,d\vec{s} - \\ &- \Big[\int\chi^{c}_{0}(\vec{b}-\vec{s})\,\rho(\vec{s})\,d\vec{s}\Big]^{2}\Big\} + O(\alpha^{4}) = \\ &= Z\int d\vec{q}\,|f(\vec{q})|^{2}\,[1 - S^{2}(\vec{q})] + O(\alpha^{4}), \end{aligned} \tag{19}$$

$$S(\vec{q}) = \int r(\vec{s}) \exp i\vec{q}\vec{s}\, d\vec{s},$$

$$f(\vec{q}) = \frac{1}{2\pi} \int \chi_0^c(\vec{b}) \exp i\vec{q}\vec{b}\, d\vec{b} = -\frac{2n}{q^2}.$$

То обстоятельство, что величина $\operatorname{Im}\chi_{hA}^c$ пропорциональна квадрату постоянной тонкой структуры α (точнее, $\operatorname{Im}\chi_{hA}^c \sim Z\alpha^2$), сводит ее влияние на характеристики адрон-ядерного рассеяния практически к нулю. Учитывая также, что другие поправки к величине пропорциональны еще более высоким степеням α, убеждаемся, что использование феноменологического выражения (6) для кулоновской фазы адрон-ядерного рассеяния действительно оправдано с высокой степенью ($\sim\alpha$) точности.

Обсудим вкратце интерференционное слагаемое $\chi_{hA}^I(\vec{b})$ в результирующем фазовом сдвиге hA -рассеяния. Разлагая несингулярную часть фазы в ряд по α и удерживая χ_{hA}^s и лишь слагаемые порядка α в χ_{hA}^I, получим

$$\chi_{hA}^s + \chi_{hA}^I = \frac{1}{2}(\epsilon + i)\sigma T(\vec{b})\{1 + \frac{inZ}{A}[\ln\frac{b^2}{2B} + C + 4\pi\int_b^\infty \ln(s/b)\, r(s)\, s\, ds]\}. \tag{20}$$

Внутри ядра ($b \le R_A$) величина, заключенная в квадратные скобки в выражении (20), достигает максимума у самой границы ядра и приближенно равна

$$\ln\frac{R_A^2}{2B} + C, \qquad C = 0{,}577. \tag{21}$$

Из (20) и (21) видно, что учет интерференционного слагаемого $\chi_{hA}^I(\vec{b})$ в основном приводит к перенормировке параметра ϵ на величину

$$\Delta\epsilon = \frac{Z}{A} n\left(\ln\frac{R_A^2}{2B} + C\right),$$

логарифмически зависящую от размеров ядра-мишени. Для релятивистских адронов ($n = \alpha$) численное значение $\Delta\epsilon$ не превышает 0,015 для самых тяжелых ядер.

Это приводит примерно к 5%-ной перенормировке исходных значений параметров ϵ, которые обычно известны (из анализа экспериментальных данных о дифференциальных сечениях hN -рассеяния) с заметно худшей точностью. Отсюда видно, что учет величин χ^{I}_{hA} при расчетах характеристик адрон-ядерного рассеяния был бы превышением точности этих расчетов.

Суммируем основные результаты проведенного анализа. Значения фазовых сдвигов hA -рассеяния,рассчитанные в рамках "строгой" ТМР и приближенной аддитивной процедуры различаются на величины порядка α или $Z\alpha^{2}$. Это обстоятельство оправдывает применение более простой в вычислительном отношении аддитивной процедуры к расчету характеристик адрон-ядерного рассеяния с высокой точностью (порядка α)для любых мишеней и любой параметризации одночастичных плотностей. Тем самым результаты проведенного нами анализа согласуются с результатами численных расчетов авторов работы /3/.

Преимущество развитого выше подхода к анализу влияния кулоновских эффектов на характеристики процессов упругого рассеяния заключается в том, что он допускает простое обобщение на случай рассмотрения процессов ядро-ядерного рассеяния. Этому вопросу будет посвящана следующая публикация.

Авторы благодарят Л.И.Лапидуса и А.С.Пака за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Glauber R.J. Lectures in Theoretical Physics, 1959, v.1, New York, p.315.
2. Ситенко А.Г. УФЖ, 1959, 4,с.152.
3. Franco V., Varma G.K. Phys.Rev., 1977, C15, p.1375.
4. Алхазов Г.Д. и др., ЯФ,1978, 27, с. 333.
5. Алхазов Г.Д. Препринт ЛИЯФ, 1979, №473.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1980 года.