индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-300(25)-78

В.М.ЖАМКОЧЯН

УЧЕТ ОТДАЧИ НУКЛОНОВ В ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

1978

© *Ереванский физический институт*, 1978

Дифракционная теория многократного рассеяния, основанная на формализме Глаубера [1÷3], продолжает оставаться эффективным методом исследования процессов взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами. Обширный экспериментальный материал, накопленный за последние годы, выявляет достаточно убедительное согласие с предсказаниями этой теории, причем в ряде случаев даже в той области энергий и переданных импульсов, где применимость теории сомнительна. В связи с этим представляет интерес корректное рассмотрение поправок, возникающих вследствие эффектов, которые не учитываются или пренебрежимо малы в глауберовской картине. Одним из таких эффектов являются потери энергии налетающей частицы, вызванные отдачей нуклонов в элементарных актах взаимодействия.

Неадиабатические поправки, в частности, поправки, обусловленные отдачей нуклонов, подробно исследовались в работах [4 -7], в которых авторы, однако, в конкретных вычислениях ограничивались рассмотрением случаев, когда ядром-мишенью является дейтрон. Цель данной работы-обобщить учет эффектов, вызванных отдачей нуклонов, на случай средних и тяжелых ядер, к которым относятся большинство экспериментальных данных.

Рассмотрим для конкретности процесс столкновения релятивистской частицы I с ядром, приводящий к образованию частицы 2 , $I+A \to 2+A'$.

Произвольный член ряда Ватсона [8] , соответствующего данному процессу, будет иметь вид:

$$F_{i,f}^{\ell,m}(\vec{K},\vec{K}') = (-1)^{\ell+m} < f,\vec{K}'|\underbrace{t_i^1\, \mathcal{G}_1 t_j^1\, \mathcal{G}_1 \ldots}\, t_K^{12}\, \mathcal{G}_2 \underbrace{t_n^2 \ldots t_3^2}|i,\vec{K} > ,$$

где $\vec{K}$ и $\vec{K}'$ - импульсы начальной и конечной частиц, а индексы i , f соответствуют начальному и конечному состояниям ядра. При этом t_i^1 , t_n^2 и t_K^{12} представляют собой операторы взаимодействия частиц с конкретными нуклонами (которые считаются свободными), соответствующие процессам упругого рассеяния I $\to$ I , 2 $\to$ 2 и переходу I $\to$ 2, $\mathcal{G}_1$ и $\mathcal{G}_2$ -свободные функции Грина для состояний I и 2. (Мы ограничиваемся импульсным приближением).

$F_{i,f}^{\ell,m}(\vec{K},\vec{K}')$ представляет собой амплитуду процесса, в котором падающая частица перерассеивается ℓ - раз, а частица 2 -m- раз. Выражение (I) может быть переписано в виде:

$$F_{i,f}^{\ell m}(\vec{K},\vec{K}') = (-1)^{\ell+m}\int \phi_i(\vec{r}_K) \prod_{\alpha=1}^{\ell} \left\{ \frac{d\vec{K}_{\alpha+1} f_{11}(\vec{K}_\alpha,\vec{K}_{\alpha+1}) e^{i(\vec{K}_\alpha-\vec{K}_{\alpha+1})\vec{r}_\alpha}}{2\pi^2(E_{\alpha+1}^2-\vec{K}_{\alpha+1}^2-m_1^2+i0)} \right\} \times$$

$$\times f_{12}(\vec{K}_{\ell+1},\vec{P}_1) e^{i(\vec{K}_{\ell+1}-\vec{P}_1)\vec{r}_{\ell+1}} \prod_{\beta=1}^{m} \left\{ \frac{d\vec{P}_\beta f_{22}(\vec{P}_\beta, P_{\beta+1}) e^{i(\vec{P}_\beta-\vec{P}_{\beta+1})\vec{r}_{\ell+\beta+1}}}{2\pi^2(E_\beta^2-\vec{P}_\beta^2-m_2^2+i0)} \right\} \times \qquad (2)$$

$$\times\ \phi_f^*(\vec{r}_K) \prod_{K=1}^{A} d\vec{r}_K ,$$

где введены обозначения: $\vec{K}_1 \equiv \vec{K}$, $\vec{P}_{m+1} \equiv \vec{K}'$, ϕ_i и ϕ_f -волновые функции начального и конечного состояний ядра.

Примем теперь, что [9] при высоких энергиях амплитуды f_{11}, f_{22}, f_{12} зависят лишь от поперечных передач импульса и существенно отличны от нуля лишь при минимальных (допускаемых кинематикой) продольных переданных импульсах. Тогда пропагаторы в выражении (2) можно записать в виде:

$$\frac{1}{E_{\alpha+1}^2-\vec{K}_{\alpha+1}^2-m_1^2+i0} = \frac{1}{\left[E(\vec{K})-\sum\limits_{\nu=1}^{\alpha}\frac{(\vec{K}_{\nu+1}\vec{K}_\nu)_\perp^2}{2m}\right]^2-\vec{K}_{\alpha+1}^2-m_1^2+i0}$$

$$\frac{1}{E_\beta^2-\vec{P}_\beta^2-m_2^2+i0} = \frac{1}{\left[E(\vec{K})-\sum\limits_{\nu=1}^{\ell}\frac{(\vec{K}_{\nu+1}-\vec{K}_\nu)_\perp^2}{2m}-\frac{(\vec{P}_1-\vec{K}_{\ell+1})_\perp^2}{2m}-\sum\limits_{\mu=1}^{\beta-1}\frac{(\vec{P}_{\mu+1}-\vec{P}_\mu)_\perp^2}{2m}\right]^2-\vec{P}_\beta^2-m_2^2+i0} \qquad (3)$$

что является лишь выражением закона сохранения энергии в элементарных актах взаимодействия. (Мы считаем импульс, передаваемый нуклону в акте взаимодействия, малым настолько, что можно пользоваться нерелятивистским выражением для энергии отдачи).

Если допустить теперь выполнение соотношений

$$<q^2>/2mK << 1 \quad , \quad \frac{<q^2>R}{2K} << 1 ,$$

где m - масса нуклона , R - радиус ядра, q - импульс, передаваемый нуклону в элементарном акте столкновения (и,как следствие, отсутствие френелевских поправок *) , то выражения (3) запишутся в виде:

---

*) Заметим, что согласно результатам работы [10] , в оптическом пределе френелевские поправки могут быть несущественны даже при значительном отклонении от геометрической оптики в пределах ядра.

$$\frac{1}{E^2_{\alpha+1}-\vec{K}^2_{\alpha+1}-m_1^2+i0} \simeq \frac{1}{2\vec{K}\left\{\vec{K}-\frac{\vec{K}}{K}\left[\sum\limits_{\nu=1}^{\alpha}\frac{(\vec{K}_{\nu+1}-\vec{K}_\nu)^2_\perp}{2m}\right]-\vec{K}_{\alpha+1}+i0\right\}}$$

$$\frac{1}{E^2_\beta-\vec{P}^2_\beta-m_2^2+i0} \simeq \frac{1}{2\vec{K}\left\{\vec{K}-\frac{\vec{K}}{K}\left[\sum\limits_{\nu=1}^{\ell}\frac{(\vec{K}_{\nu+1}-\vec{K}_\nu)^2_\perp}{2m}+\frac{(\vec{P}_1-\vec{K}_{\ell+1})^2_\perp}{2m}+\sum\limits_{\mu=1}^{\beta-1}\frac{(\vec{P}_{\mu+1}-\vec{P}_\mu)^2_\perp}{2m}+\frac{m_2^2-m_1^2}{2K}\right]-\vec{P}_\beta+i0\right\}}, \tag{4}$$

Используя (4) , можно проинтегрировать выражение (2) по продольным компонентам импульсов. В результате получим:

$$F^{\ell m}_{i,f}(\vec{K},\vec{K}')=(-1)^{\ell+m}\int\phi_i(\vec{r}_K)\prod_{\alpha=1}^{\ell}\left\{\frac{d(\vec{K}_{\alpha+1})_\perp}{(2\pi)^2K}f_{11}((\vec{K}_\alpha-\vec{K}_{\alpha+1})_\perp)e^{i(\vec{K}_\alpha-\vec{K}_{\alpha+1})\vec{S}_\alpha+\frac{i(\vec{K}_\alpha+K_{\alpha+1})^2_\perp}{2m}z_\alpha}\times\right.$$

$$\left.\times\,\theta(z_{\alpha+1}-z_\alpha)\right\}f_{12}((\vec{K}_{\ell+1}-\vec{P}_1)_\perp)e^{i(\vec{K}_{\ell+1}-\vec{P}_1)\vec{S}_{\ell+1}+i\left[\frac{m_2^2-m_1^2}{2K}+\frac{(\vec{K}_{\ell+1}-\vec{P}_1)^2_\perp}{2m}\right]z_{\ell+1}}$$

$$\times\prod_{\beta=1}^{m}\left\{\frac{d(\vec{P}_\beta)_\perp}{(2\pi)^2K}f_{22}((\vec{P}_\beta-\vec{P}_{\beta+1})_\perp)e^{i(\vec{P}_\beta-\vec{P}_{\beta+1})\vec{S}_{\ell+\beta+1}+i\frac{(\vec{K}_\beta-\vec{K}_{\beta+1})^2_\perp}{2m}z_{\ell+\beta+1}}\theta(z_{\ell+\beta+1}-z_{\ell+\beta})\right\}\times$$

$$\times\,\phi^*_f(\vec{r}_K)\prod_{K=1}^{A}d\vec{r}_K\,, \tag{5}$$

где $\vec{S}_\nu$ и z_ν – поперечные и продольные компоненты радиус-векторов $\vec{r}_\nu$.

Таким образом, учет потерь энергии на отдачу в элементарных актах соударения свелся к появлению перед каждой амплитудой фазового множителя, зависящего от продольной координаты соответствующего нуклона отдачи. Вводя теперь перенормирование функции профиля, зависящие от продольной координаты,

$$f_{xy}(\vec{\Delta})e^{\frac{i\Delta^2}{2m}z}=\frac{iK}{2\pi}\int\Gamma_{xy}(\vec{b},z)e^{i\vec{\Delta}\vec{b}}d^2b\,, \tag{6}$$

можно проинтегрировать выражение (5) по поперечным компонентам промежуточных импульсов:

$$F^{\ell,m}_{i,f}(\vec{K},\vec{K}')=(-1)^{\ell+m}\frac{iK}{2\pi}\int e^{i(\vec{K}-\vec{K}')\vec{b}}d^2b\prod_{\alpha=1}^{\ell}\left\{\Gamma_{11}(\vec{b}-\vec{S}_\alpha,z_\alpha)\theta(z_{\alpha+1}-z_\alpha)\right\}\times$$

$$\times\,\Gamma_{12}(\vec{b}-\vec{S}_{\ell+1},z_{\ell+1})e^{i\frac{m_2^2-m_1^2}{2K}z_{\ell+1}}\prod_{\beta=1}^{m}\left\{\Gamma_{22}(\vec{b}-\vec{S}_{\ell+\beta+1},z_{\ell+\beta+1})\theta(z_{\ell+\beta+1}-z_{\ell+\beta})\right\}\times$$

$$\times\,\phi^*_f(\vec{r}_K)\phi_i(\vec{r}_K)\prod_{K=1}^{A}d\vec{r}_K\,. \tag{7}$$

Выражение (7) отличается от аналогичных выражений, фигурирующих в дифракционной теории рождения частиц на ядрах [II,I2], лишь заменой

$$\Gamma_{xy}(\vec{b})=\frac{1}{2\pi iK}\int f_{xy}(\vec{\Delta})e^{-i\vec{\Delta}\vec{b}}d^2\Delta \longrightarrow \Gamma_{xy}(\vec{b},z).$$

В предположении, что плотность распределения нуклонов в ядре является факторизующейся функцией, $|\phi(\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_A)|^2=\prod\limits_{i=1}^{A}\frac{\rho(\vec{r}_i)}{A}$, и считая, что справедливо условие полноты, $\sum\limits_f\phi_f\phi_f^*=1$ воспользовавшись методикой, развитой в работах [II,I2] для дифференциального сечения процесса I+A ⟶ 2+A′ можно получить выражение, учитывающее эффект отдачи нуклонов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\int\rho(\vec{b},z)dz\,d^2b\,\Big|f_{12}(\vec{q})\exp\Big\{i\Big(\frac{m_2^2-m_1^2}{2K}+\frac{q^2}{2m}\Big)z-\frac{\sigma'_{11}}{2}\int\limits_{-\infty}^{z}\rho(\vec{b},z')dz'-$$

$$-\frac{\sigma'_{22}}{2}\int\limits_{z}^{\infty}\rho(\vec{b},z')dz'\Big\}-\frac{\sigma'_{12}}{2}\int[f_{11}(\vec{q})\theta(z_1-z)+f_{22}(\vec{q})\theta(z-z_1)]\rho(\vec{b},z_1)\times$$

$$\times\exp\Big\{i\frac{m_2^2-m_1^2}{2K}z_1+\frac{iq^2}{2m}z-\frac{\sigma'_{11}}{2}\int\limits_{-\infty}^{z_1}\rho(\vec{b},z')dz'-\frac{\sigma'_{22}}{2}\int\limits_{z_1}^{\infty}\rho(\vec{b},z')dz'\Big\}dz_1\Big|^2+$$

$$+\Big|\frac{1}{(2\pi)^2}\int f_{12}(\vec{q}')\rho(\vec{s},z)\exp\Big\{i\vec{q}'\vec{s}+i\Big(\frac{\vec{q}'^2}{2m}-\frac{m_2^2-m_1^2}{2K}\Big)z+i(\vec{q}-\vec{q}')\vec{b}-$$

$$-\frac{\sigma'_{11}}{2}\int\limits_{-\infty}^{z}\rho(\vec{b},z')\,dz' - \frac{\sigma'_{22}}{2}\int\limits_{z}^{\infty}\rho(\vec{b},z')\,dz'\Big\}\,d^2s\,dz\,d^2b\Big|^2, \quad (*) \tag{8}$$

где

$$\sigma'_{xy} = \frac{4\pi}{ik} f_{xy}(0).$$

Видно, что первое слагаемое (8), представляющее собой сечение некогерентного процесса, нечувствительно к эффектам отдачи. (С той точностью, с которой амплитуды в существенной области зависят лишь от поперечных компонентов переданных импульсов). Формально это является следствием зависимости амплитуд лишь от двух переменных, S и t и вытекающей отсюда перенормировки функций профиля (6). Физически это обусловлено следующим: если учет отдачи сводится лишь к изменению фаз амплитуд, то некогерентное сечение, которое пропорционально сумме интенсивностей волн, рассеянных отдельными нуклонами, не должно быть чувствительным к этому эффекту.

Для оценки поправки к амплитуде когерентного процесса, обусловленной отдачей нуклонов, воспользуемся борновским приближением и выберем $\rho(\vec{s},z)$ в гауссовской форме,

$$\rho(\vec{s},z) = \rho_0\, e^{-\frac{s^2+z^2}{R^2}},$$

Тогда учет эффектов отдачи приведет к поправке вида

---

*) Учет членов, соответствующих многократным "некогерентным" перерассеяниям [13], не меняет выводов о нечувствительности некогерентного сечения к эффектам отдачи нуклонов.

$$e^{-\frac{q^2R^2}{4}}\left(e^{-\frac{q^4R^2}{16m^2}} - 1\right)\cdot F(q=0).$$

Видно, что максимальная величина поправки $\sim \frac{1}{(mR)^2}$ (при $q \sim \frac{1}{R}$). Заметим, что аналогичная малость ($\sim \frac{1}{(mR)^2}$) возникала при исследовании эффекта отдачи на дейтроне [5 - 7].

Автор выражает глубокую благодарность С.Р.Геворкяну и С.Г.Матиняну за внимание к работе и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Glauber. Phys.Rev. 100, 242, 1955
2. J.Glauber, V.Franco. Phys.Rev. 142, 1195, 1966
3. J.Glauber, V.Franco. Phys.Rev. 156, 1685, 1967
4. В.М.Колыбасов. Труды IУ Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. Дубна, 27, 1971.
5. В.М.Колыбасов, Л.А.Кондратюк. ЯФ, 18, 316 , 1973.
6. G.Faldt. Nucl.Phys. B46, 460, 1972
7. Л.А.Кондратюк. Труды Международного семинара ИТЭФ,выпуск I Москва,5, 1974г.
8. K.M.Watson, Phys.Rev. 105, 1388, 1957
9. А.В.Тарасов, Ч.Цэрэн. ЯФ,12,978, 1970.
10. Л.Н.Коваль, С.Г.Матинян. ЯФ, 19,380, 1974.
11. С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов, Я.Цэрэн. Препринт ОИЯИ Р2-5604. 1971.
12. С.Р.Геворкян,О.А.Займидорога, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ Р2-6581,1972.
13. K.S.Kolbig,B.Margolis Nucl.Phys.B6, 85, 1968

Рукопись поступила 6-го февраля 1978г.

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Редактор Л.П.Мука[illegible]н
Тех.редактор А.С.[illegible]рамян

Заказ 176 ВФ-03862 Тираж [illegible]

Подписано к печати 17/У-78г. Формат издания 30х40

0,7 уч.изд.л. Ц. 5 к

Издано Отделом научно-технической информации Ереванского физического института, Ереван-36,пер.Маркаряна 2