УДК 539.171

КВАЗИУПРУГИЕ НУКЛОН-ЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

В.В.Пилипенко

Харьковский государственный университет,
310077 Харьков, пл. Свободы, 4

На основе теории многократного дифракционного рассеяния получены выражения для амплитуды неупругого p-A рассеяния с учетом спин-орбитального взаимодействия и для амплитуды реакции (p,n) с учетом вклада многократных перезарядок при строгом учете Z-упорядочения некоммутирующих операторов.

Теория многократного дифракционного рассеяния Глаубера-Ситенко (ТМДР) [1,2] является одним из наиболее популярных подходов, используемых для теоретического исследования процессов адрон-ядерного рассеяния в области промежуточных энергий, в частности, для описания столкновений протонов с энергиями в сотни МэВ различными ядрами [3]. В ТМДР p-A амплитуда выражается через нуклон-нуклонные амплитуды и волновую функцию ядра-мишени. При этом, как правило, используется ряд упрощений: а) пренебрежение различием между pp- и pn-амплитудами и между нейтронной и протонной плотностями; б) оптический предел; в) замена Z-упорядочения некоммутирующих операторов простой симметризацией совместно с (а) либо неупорядоченными выражениями; г) использование явного вида NN-амплитуды, что налагает ограничения на ее форму; д) предположение о нулевом радиусе действия ядерных сил.

В настоящее время достаточно обширная информация, полученная из фазовых анализов NN-рассеяния и из теоретических расчетов и безмодельного анализа распределения нуклонов в ядрах, позволяет проводить описание p-A рассеяния на основе ТМДР с использованием реалистических ядерных плотностей и NN-амплитуд, при котором желательно отказаться от чрезмерных упрощений модели.

В данной работе из общих выражений ТМДР получены формулы для амплитуд двух квазиупругих процессов — неупругого p-A рассеяния и реакции (p,n) — со строгим учетом Z-упорядочения и без других упомянутых выше упрощений.

Согласно ТМДР оператор амплитуды p-A взаимодействия имеет вид:

$$\hat{F} = \frac{ik}{2\pi}\int d^2b e^{i\mathbf{qb}}\left\{1-\hat{Z}\prod_{j=1}^{A} S_j(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j)\right\} . \qquad (1)$$

Здесь k — волновой вектор; $\mathbf{q}$ и $\mathbf{b}$ — переданный импульс и прицельный параметр; $\mathbf{s}_j$ — проекция радиус-вектора j-го нуклона на плоскость, перпендикулярную пучку; $\hat{Z}$ - оператор Z-упорядочения [4] матриц рассеяния на нуклонах ядра S_j, которые выражаются через NN-амплитуду $f_j(\mathbf{q})$:

$$S_j(\mathbf{b}) = 1-\frac{1}{2\pi ik}\int d^2q e^{-i\mathbf{qb}} f_j(\mathbf{q}) . \qquad (2)$$

Рассмотрим неупругое p-A рассеяние на бесспиновых ядрах с возбуждением состояний со спином I с учетом поляризационных эффектов. Оно описывается матричным элементом $\langle IM|\hat{F}|0\rangle \equiv (-1)^M F_{I,-M}$. В $f_j(\mathbf{q})$ можно оставить лишь центральную $f_c^{(j)}(q)$ и спин-орбитальную $f_s^{(j)}(q)$ части [5]: $f_j(\mathbf{q}) = f_c^{(j)}(q) + f_s^{(j)}(q)\sigma\mathbf{n}$, $\mathbf{n} = \mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f / |\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|$. Пренебрегая нуклонными корреляциями в ядре получим, что амплитуда F_{IM} определяется элементом нуклон-ядерной S-матрицы, имеющим вид:

$$S(\mathbf{b}) = \int \prod_{i=1}^{A} dz_i \sum_{n=1}^{A} \sum_{\{i\}} H_0^{(i_1)} \dots H_0^{(i_{n-1})} H_{IM}^{(i_n)} H_0^{(i_{n+1})} \dots H_0^{(i_A)} \theta(z_{i_1} - z_{i_2}) \dots \theta(z_{i_{A-1}} - z_{i_A}) \ . \quad (3)$$

Здесь $\theta(z)$ — ступенька Хевисайда, $\sum_{\{i\}}$ — означает сумму по перестановкам номеров нуклонов $i_1, \dots, i_A$, а также введены следующие обозначения:

$$H_0^{(j)} = \int d^2 s \rho_0^{(j)}(r) S_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = H_{c0}^{(j)}(b,z) + i H_{B0}^{(j)}(b,z)\sigma\mathbf{B} \ , \quad (4)$$

$$H_{IM}^{(j)} = \int d^2 s \tilde{\rho}_{IM}^{(j)}(\mathbf{r}) S_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = e^{iM\varphi_b}\left[H_{cIM}^{(j)}(b,z) + i H_{BIM}^{(j)}(b,z)\sigma\mathbf{B} + H_{bIM}^{(j)}(b,z)\sigma\hat{\mathbf{b}}\right]. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{B} = \hat{\mathbf{b}} \times \hat{\mathbf{k}}$, $\rho_0^{(j)}(r)$ — одночастичная плотность основного состояния для j-го нуклона, $\tilde{\rho}_{IM}^{(j)}(\mathbf{r}) = \rho_I^{(j)}(r) Y_{IM}(\theta, \varphi)$ — переходная плотность ($Y_{IM}(\theta, \varphi)$ — сферическая функция). Формулы (3)–(5) справедливы для возбуждения состояний естественной четности при выполнении условия квазиупругости: перестройка ядра мала, так что одночастичные плотности основного и возбужденного состояний близки. При возбуждении низколежащих коллективных состояний сферическую переходную плотность можно выбрать в виде: $\rho_I^{(j)}(r) = -\delta_I R\,(\partial\rho_0^{(j)}/\partial r)$ (R — радиус ядра).

Можем записать $S(\mathbf{b}) = -[\Omega_{1IM}(\mathrm{b}) + \Omega_{2IM}(\mathbf{b})]\exp(iM\varphi_b)$, где $\Omega_{1IM}(\mathbf{b})$ содержит только функции $H_{cIM}^{(j)}$ и $H_{BIM}^{(j)}$, а $\Omega_{2IM}(\mathbf{b})$ — функции $H_{bIM}^{(j)}$. Тогда в $\Omega_{1IM}(\mathbf{b})$ все H-операторы коммутируют, и мы получаем: $\Omega_{1IM} = i^{I-M} Y_{IM}(\pi/2,0)\left[\Omega_{1IM}^{(+)} + \Omega_{1IM}^{(-)}\sigma\mathbf{B}\right]$, где

$$\Omega_{1IM}^{(\pm)} = N\left[C_{N-1,Z}^{(\pm)} E_{IM}^{(n)} + i C_{N-1,Z}^{(\mp)} \frac{\partial}{\partial b} E_{sIM}^{(n)}\right] + Z\left[C_{N,Z-1}^{(\pm)} E_{IM}^{(p)} + i C_{N,Z-1}^{(\mp)} \frac{\partial}{\partial b} E_{sIM}^{(p)}\right] \ , \quad (6)$$

$$C_{N,Z}^{(\pm)}(b) = \frac{1}{2}\left\{\left[1 - E_0^{(n)} + i E_s^{(n)}\right]^N \left[1 - E_0^{(p)} + i E_s^{(p)}\right]^Z \pm \left[1 - E_0^{(n)} - i E_s^{(n)}\right]^N \left[1 - E_0^{(p)} - i E_s^{(p)}\right]^Z\right\}, \quad (7)$$

$$E_{0,s}^{(j)}(b) = -\frac{i}{k}\int_0^{\infty} dq q J_{0,1}(qb) f_{c,s}^{(j)}(q) Q_0^{(j)}(q) \ , \quad (8)$$

$$E_{IM}^{(j)}(b) = -\frac{i}{k}\int_0^{\infty} dq q J_M(qb) f_c^{(j)}(q) Q_I^{(j)}(q) \ , \quad (9)$$

$$E_{sIM}^{(j)}(b) = -\frac{i}{k}\int_0^{\infty} dq J_M(qb) f_s^{(j)}(q) Q_I^{(j)}(q) \ . \quad (10)$$

Здесь $Q_0^{(j)}(q)$ и $Q_I^{(j)}(q)$ — упругий и неупругий формфакторы ядра:

$$Q_{0,I}^{(j)}(q) = 4\pi \int_0^{\infty} dr r^2 j_{0,I}(qr) \rho_{0,I}^{(j)}(r) \ , \quad (11)$$

N и Z — числа нейтронов и протонов; $J_m(\mathrm{x})$ и $j_m(\mathrm{x})$ — цилиндрические и сферические функции Бесселя. Функция Ω_{1IM} отлична от нуля только при четных значениях (I+M) благодаря сферической функции $Y_{IM}(\pi/2,0)$.

Рассмотрим оператор $\Omega_{2IM}(\mathrm{b})$, содержащий некоммутирующие сомножители. Используя коммутационные соотношения для матриц Паули и свойства их собственных векторов, его можно представить в виде: $\Omega_{2IM} = -\left(\Omega_{2IM}^{(+)}\sigma\hat{\boldsymbol{b}} - i\Omega_{2IM}^{(-)}\sigma\hat{\boldsymbol{k}}\right)$, где

$$\Omega_{2IM}^{(\pm)} = \frac{1}{2}\int\prod_{i=1}^{A}dz_i\sum_{n=1}^{A}\sum_{\{i\}}\left[h_{i_1}^{-}\ldots h_{i_{n-1}}^{-}H_{bIM}^{(i_n)}h_{i_{n+1}}^{+}\ldots h_{i_A}^{+} \pm \mathbf{c.t.}\right]\theta(z_{i_1}-z_{i_2})\ldots\theta(z_{i_{A-1}}-z_{i_A}). \quad (12)$$

Здесь $h_j^{\pm} = H_{c0}^{(j)}(b,z_j) \pm iH_{B0}^{(j)}(b,z_j)$, а c.t. обозначает слагаемые, получаемые из приведенных путем замены $h_j^{+} \Leftrightarrow h_j^{-}$. Собирая при данном значении i_n слагаемые, в которых одинаковые номера нуклонов стоят в одинаковых функциях $h^{\pm}$, получим

$$\Omega_{2IM}^{(\pm)} = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty}dz\left[NH_{bIM}^{(n)}(b,z)X_{N-1,Z}^{(\pm)}(b,z) + ZH_{bIM}^{(p)}(b,z)X_{N,Z-1}^{(\pm)}(b,z)\right], \quad (13)$$

$$X_{N,Z}^{(\pm)} = \sum_{k_n=0}^{N}\sum_{k_p=0}^{Z}C_{k_n}^{N}C_{k_p}^{Z}\left[\left(\int_z^{\infty}dz'h_n^{-}\right)^{k_n}\left(\int_z^{\infty}dz'h_p^{-}\right)^{k_p}\left(\int_{-\infty}^{z}dz'h_n^{+}\right)^{N-k_n}\left(\int_{-\infty}^{z}dz'h_p^{+}\right)^{Z-k_p} \pm \mathbf{c.t.}\right]. \quad (14)$$

Здесь $C_k^N = N!/k!(N-k)!$ — биномиальные коэффициенты. Сворачивая в (14) суммы по формуле бинома Ньютона, получаем окончательное выражение для функций $X_{N,Z}^{(\pm)}(b,z)$

$$X_{N,Z}^{(\pm)} = \left[1 - E_0^{(n)} + i\varepsilon_s^{(n)}\right]^N\left[1 - E_0^{(p)} + i\varepsilon_s^{(p)}\right]^Z \pm \left[1 - E_0^{(n)} - i\varepsilon_s^{(n)}\right]^N\left[1 - E_0^{(p)} - i\varepsilon_s^{(p)}\right]^Z, \quad (15)$$

причем функции $\varepsilon_s^{(j)}(b,z)$ и $H_{bIM}^{(j)}(b,z)$, входящие в (13), (15), имеют следующий вид

$$\varepsilon_s^{(j)}(b,z) = \int_{-z}^{z}dz'H_{B0}^{(j)}(b,z') = -\frac{2i}{\pi k}\int_0^{\infty}dqqJ_1(qb)f_s^{(j)}(q)\int_0^{\infty}\frac{dt}{t}\sin tz\, Q_0^{(j)}\left(\sqrt{q^2+t^2}\right), \quad (16)$$

$$H_{bIM}^{(j)}(b,z) = i^{I-M-1}\frac{M}{2\pi kb}\int_0^{\infty}dqJ_M(qb)f_s^{(j)}(q)\int_{-\infty}^{\infty}dte^{-itz}Y_{IM}\left(\operatorname{arctg}\frac{q}{t},0\right)Q_I^{(j)}\left(\sqrt{q^2+t^2}\right). \quad (17)$$

Так как $H_{bIM}^{(j)}(b,-z) = (-1)^{I+M}H_{bIM}^{(j)}(b,z)$, функция $\Omega_{2IM}^{(+)}$ отлична от нуля только при четном $(I+M)$, а функция $\Omega_{2IM}^{(-)}$ — при нечетном $(I+M)$.

Итак, амплитуда рассматриваемого неупругого p-A рассеяния имеет вид

$$F_{IM}(\mathbf{q}) = G_{IM}(q) - \sigma_+\left[G_{BIM}^{(-)}(q) + G_{bIM}^{(-)}(q)\right] - \sigma_-\left[G_{BIM}^{(+)}(q) + G_{bIM}^{(+)}(q)\right] + \sigma_0G_{IM}^{(0)}(q). \quad (18)$$

Здесь $\sigma_{\pm} = \mp\left(\sigma_x \pm i\sigma_y\right)/\sqrt{2}$, $\sigma_0 = \sigma_z$ — циклические компоненты матриц Паули в системе ортов $\hat{\mathbf{e}}_x = \mathbf{n}\times\hat{\mathbf{k}}$, $\mathbf{e}_y = \mathbf{n}$, $\mathbf{e}_z = \hat{\mathbf{k}}$, а составляющие амплитуды равны

$$G_{IM}(q) = i^{I+1}Y_{IM}\left(\frac{\pi}{2},0\right)k\int_0^{\infty}dbbJ_M(qb)\Omega_{1IM}^{(+)}(b), \quad (19)$$

$$G_{BIM}^{(\pm)}(q) = i^{I\pm1}Y_{IM}\left(\frac{\pi}{2},0\right)\frac{k}{\sqrt{2}}\int_0^{\infty}dbbJ_{M\pm1}(qb)\Omega_{1IM}^{(-)}(b), \quad (20)$$

$$G_{bIM}^{(\pm)}(q) = \frac{i^Mk}{2\sqrt{2}}\int_0^{\infty}dbbJ_{M\pm1}(qb)\int_{-\infty}^{\infty}dz\left[NH_{bIM}^{(n)}(b,z)X_{N-1,Z}^{(+)}(b,z) + ZH_{bIM}^{(p)}(b,z)X_{N,Z-1}^{(+)}(b,z)\right], \quad (21)$$

$$G_{IM}^{(0)}(q) = -\frac{1}{2}i^Mk\int_0^{\infty}dbbJ_M(qb)\int_{-\infty}^{\infty}dz\left[NH_{bIM}^{(n)}(b,z)X_{N-1,Z}^{(-)}(b,z) + ZH_{bIM}^{(p)}(b,z)X_{N,Z-1}^{(-)}(b,z)\right]. \quad (22)$$

Здесь $\Omega_{1IM}^{(\pm)}(q)$, $H_{bIM}^{(j)}(q,z)$ и $X_{N,Z}^{(\pm)}(q,z)$ определяются согласно (6)-(11), (15)-(17). Амплитуды $G_{IM}(q)$, $G_{BIM}^{(\pm)}(q)$ и $G_{bIM}^{(\pm)}(q)$ отличны от нуля при четных $(I+M)$, а $G_{IM}^{(0)}(q)$ — при нечетных $(I+M)$.

В [6, 7] амплитуда неупругого рассеяния вычислена с помощью модели, являющейся Z-упорядоченной формой DWBA, в которой потенциал возбуждения и искажение падающей и рассеянной волн строились согласно оптическому пределу ТМДР. В [6] также использованы упрощения (а) и (д), а в [7] – упрощения (а) и (г). В [8] аналогичные выражения получены без использования оптического предела и DWBA, но амплитуды, соответствующие нашим $G_{bIM}^{(\pm)}(q)$ и $G_{IM}^{(0)}(q)$, получены с точностью до низших порядков по спин-орбитальному взаимодействию, а также использовано (а), (г). Наши выражения переходят в формулы работ [6-8] при соответствующих приближениях. Отметим, что наши формулы, будучи точными, не более сложны для численных расчетов, чем формулы из [6-8]. В [9] Z-упорядочение сводилось к простой симметризации, и использовалось (а), (г). При этом амплитуда $G_{IM}^{(0)}(q)$ обращается в нуль, а выражение для $G_{bIM}^{(\pm)}(q)$ существенно отличается от Z-упорядоченного. В [10] получены выражения, близкие к формулам [9]. Хотя формулы [9, 10] упрощают расчеты, так как не содержат интегралов по z, а их численное отличие от Z-упорядоченных во многих случаях мало [8], тем не менее возможны эксперименты, где эффекты Z-упорядочения окажутся существенными [7, 8]. Кроме того, симметризация позволяет получить простые выражения для амплитуды только в приближении (а), тогда как полученные нами формулы свободны от всех отмеченных упрощений.

Рассмотрим теперь квазиупругую реакцию перезарядки (p,n) с возбуждением изобар-аналога основного состояния ядра мишени. Возьмем NN-амплитуду в виде: $f(\mathrm{q}) = f_c(q) + f_s(q)\sigma\mathbf{n} + \left[f_{ct}(q) + f_{st}(q)\sigma\mathbf{n}\right]\mathbf{tt}_j$, где $\boldsymbol{t}$ и $\boldsymbol{t}_j$ – операторы изоспина налетающего нуклона и нуклона в ядре. При этом оператор (1) дает не только изобар-аналоговые переходы, но и переходы с изменением изоспина ядра. Однако мы будем интересоваться только первыми и пренебрегать последними. Поэтому будем искать амплитуду взаимодействия в виде $F(\mathrm{q}) = F_0(\mathrm{q}) + F_t(\mathrm{q})\mathbf{tT}$, где $\boldsymbol{T}$ – оператор изоспина ядра. Пренебрежем пространственными и спин-спиновыми корреляциями между нуклонами в ядре. Тогда матричный элемент оператора (1) между начальным $|\alpha, T, M_i\rangle$ и конечным $|\alpha, T, M_f\rangle$ состояниями ядра, принадлежащими к одному изомультиплету, примет следующий вид:

$$\langle\alpha, T, M_f|\hat{F}|\alpha, T, M_i\rangle = \langle T, M_f|\int \hat{F}\prod_{j=1}^{A}\rho_0(r_j)d^3r_j|T, M_i\rangle \equiv \langle T, M_f|\tilde{F}|T, M_i\rangle, \quad (23)$$

где одночастичная ядерная плотность равна $\rho_0(r) = \left(N\rho_0^{(n)}(r) + Z\rho_0^{(p)}(r)\right)/A$, а $|T, M_i\rangle$ и $|T, M_f\rangle$ являются уже чисто изоспиновыми векторами. Изоспиновые векторы сложной системы $|T, M\rangle$, построенные из изоспиновых векторов частиц изоспина 1/2, могут иметь различную перестановочную симметрию. Однако после пренебрежения корреляциями оператор амплитуды будет зависеть от изоспинов только через $\boldsymbol{tT}$ и будет диагонален по отношению к векторам с различной симметрией. Пренебрежение корреляциями привело к тому, что протонная и нейтронная плотности вошли в единой комбинации $\rho_0(r)$. Итак, нуклон-ядерная амплитуда определяется S-матрицей вида

$$S(\mathrm{b}) = \hat{S}\prod_{j=1}^{A}\left\{1 - E_0(b) + iE_s(b)\sigma\mathbf{B} - \left[E_t(b) - iE_{st}(b)\sigma\mathbf{B}\right]\mathbf{tt}_j\right\}. \quad (24)$$

Здесь функции $E_{0,s}(b)$ определяются согласно (8), (11), где следует убрать индекс j, а $E_t(b)$ и $E_{st}(b)$ – такими же формулами, в которых следует заменить амплитуды $f_c(q)$ и $f_s(q)$ на $f_{ct}(q)$ и $f_{st}(q)$. Благодаря пренебрежению корреляциями Z-упорядочение свелось к простой симметризации $\hat{S}$. Раскрыв произведение в (24), получим

$$S(\mathrm{b}) = \sum_{n=0}^{A} \frac{1}{n}\left[1 - E_0(b) + iE_s(b)\sigma\mathbf{B}\right]^{A-n}\left[-E_t(b) + iE_{st}(b)\sigma\mathbf{B}\right]^n \hat{A}_n , \tag{25}$$

$$\hat{A}_n = \sum_{i_1}\sum_{i_2}\cdots\sum_{i_n}(\mathbf{tt}_{i_1})(\mathbf{tt}_{i_2})\ldots(\mathbf{tt}_{i_n}) . \tag{26}$$

В (26) n номеров нуклонов $i_1 \ldots i_n$ попарно различны и пробегают значения от 1 до A. Используя свойства операторов $\boldsymbol{t}$, получим рекуррентное соотношение для $\hat{A}_n$

$$\hat{A}_n = \hat{A}_{n-1}\mathbf{tT} + \frac{1}{2}\cos^2\frac{\pi n}{2}\hat{A}_{n-1} - \frac{1}{16}(n + \cos\pi n)(A - n + 2)\hat{A}_{n-2} . \tag{27}$$

Очевидно, $\hat{A}_0 = 1$, $\hat{A}_1 = \mathbf{tT}$, а в общем случае имеем $\hat{A}_n = \sum_{i=0}^{n}\alpha_i^{(n)}(\mathbf{tT})^i$, где для α_i^n из (27) легко получить следующие формулы ($\alpha_i^{(n)} = 0$, $i > n$)

$$\alpha_0^n = \frac{(n+1)!!A!!}{4^n(A-n)!!}\cos\frac{\pi \mathrm{n}}{2} , n \geq 0 , \tag{28}$$

$$\alpha_i^{(n)} = \alpha_{i-1}^{(n-1)} + \frac{1}{2}\alpha_i^{(n-1)}\cos^2\frac{\pi n}{2} - \frac{1}{16}\alpha_i^{(n-2)}(n + \cos\pi n)(A - n + 2) , 1 \leq i \leq n . \tag{29}$$

В результате, сводя $S(b)$ к линейной по σ и $\boldsymbol{t}$ функции, получаем

$$S(\mathrm{b}) = S_0^{(+)}(b) + S_0^{(-)}(b)\sigma\mathbf{B} + \left[S_1^{(+)}(b) + S_1^{(-)}(b)\sigma\mathbf{B}\right]\mathbf{tT}, \tag{30}$$

$$S_{0,1}^{(\pm)}(b) = \sum_{n=0}^{A}\frac{1}{n!}g_{0,1}^{(n)}(T)\sum_{m=n}^{A}\frac{n!\alpha_n^{(m)}}{m!}C_m^{(\pm)}(b) , \tag{31}$$

$$C_n^{(\pm)}(b) = \frac{1}{2}\left\{\left[1 - E_0 + iE_s\right]^{A-n}\left[-E_t + iE_{st}\right]^n \pm \left[1 - E_0 - iE_s\right]^{A-n}\left[-E_t - iE_{st}\right]^n\right\} , \tag{32}$$

$$g_0^{(n)}(T) = \frac{1}{2T+1}\left[(T+1)\left(\frac{T}{2}\right)^n + T\left(-\frac{T+1}{2}\right)^n\right] , g_1^{(n)}(T) = \frac{2}{2T+1}\left[\left(\frac{T}{2}\right)^n - \left(-\frac{T+1}{2}\right)^n\right] . \tag{33}$$

Оператор амплитуды взаимодействия $\tilde{F}(\mathbf{q})$ принимает вид:

$$\tilde{F}(\mathrm{q}) = F_c(q) + F_s(q)\sigma\mathbf{n} + \left[F_t(q) + F_{st}(q)\sigma\mathbf{n}\right]\mathbf{tT}, \tag{34}$$

$$F_c(q) = ik\int_0^\infty dbbJ_0(qb)\left[1 - S_0^{(+)}(b)\right], \quad F_s(q) = k\int_0^\infty dbbJ_1(qb)S_0^{(-)}(b) , \tag{35}$$

$$F_t(q) = -ik\int_0^\infty dbbJ_0(qb)S_1^{(+)}(b) , \quad F_{st}(q) = k\int_0^\infty dbbJ_1(qb)S_1^{(-)}(b) . \tag{36}$$

При этом амплитуда квазиупругой зарядовообменной реакции (p,n) дается выражением

$$F_{ex} = \langle T, M_{i-1}|\tilde{F}(\mathrm{q})|T, M_i\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{(T + M_i)(T - M_i + 1)}\left[F_t(q) + F_{st}(q)\sigma\mathbf{n}\right]. \tag{37}$$

В (31) члены с n, $m > 1$ учитывают многократную перезарядку налетающей частицы на нуклонах ядра вплоть до кратности A. Хотя полученные формулы вполне можно использовать для численных расчетов, оценки показывают, что во второй сумме основной вклад дает $m = n$: $S_{0,1}^{(\pm)}(b) \approx \sum_{n=0}^{A} g_{0,1}^{(n)}(T)C_n^{(\pm)}(b)/n!$ и возможны дальнейшие упрощения формулы (31).

Реакция (p,n) рассматривалась в [11-13] на основе ТМДР в приближении одного неупругого соударения. Обобщение ТМДР на случай изоспиновой зависимости элементарной амплитуды проводилось, например, в [4, 15, 16]. В [4] рассмотрено взаимодействие частицы с изоспином 1/2 с дейтроном. В [15, 16] изучались реакции перезарядки пионов на легких ядрах, причем учитывались только линейные по изоспину члены для однократной перезарядки, и квадратичные для двойной.

Автор признателен проф. Ю.А.Бережному за ценное обсуждение этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] R.J.Glauber. In: Lectures in theoretical physics. Eds. W.E.Brittin, L.G.Dunham. New York, Interscience Publ. Inc. 1959, vol. 1, p.315.

[2] А.Г.Ситенко. УФЖ. 1959, **4**, с.152.

[3] G.D.Alkhazov, S.I.Belostocky, A.A.Vorobyov. Phys.Rep. 1978, **C42**, p.89.

[4] R.J.Glauber, V.Franco. Phys.Rev. 1967, **156**, p.1685.

[5] P.Osland, R.J.Glauber. Nucl.Phys. 1979, **A326**, p.255.

[6] G.Fäldt, P.Osland. Nucl.Phys. 1978, **A305**, p.247.

[7] G.Fäldt, A.Ingemarsson. Nucl.Phys. 1983, **A392**, p.249.

[8] D.R.Harrington, V.Tutunjian. Nucl.Phys. 1984, **A415**, p.432.

[9] I.Ahmad, J.P.Auger. Triest, 1981. Preprint IC/81/230, 25 p.

[10] А.П.Созник. УФЖ. 1987, **32**, с.347.

[11] Р.Глаубер. УФН. 1971, **103**, с.641.

[12] V.V.Karapetyan, V.N.Mileev, N.N.Titarenko. Nucl.Phys. 1973, **A203**, p.561.

[13] В.П.Коптев и др. ЯФ. 1980, **31**, с.1501.

[14] E.Oset. Phys.Lett. 1976, **B65**, p.46.

[15] E.Oset, D.Strottman, G.E.Brown. Phys.Lett. 1978, **B73**, p.393.