ЯДЕРНА ФІЗИКА ТА ЕНЕРГЕТИКА / NUCL. PHYS. AT. ENERGY 26 (2025) 025-030 ISSN 1818-331X

ЯДЕРНА ФІЗИКА
NUCLEAR PHYSICS

УДК 539.172 https://doi.org/10.15407/jnpae2025.01.025

В. І. Ковальчук*

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

*Відповідальний автор: sabkiev@gmail.com

ПОЛЯРИЗАЦІЯ НУКЛОНІВ У РЕАКЦІЯХ ДВОНУКЛОННОЇ ПЕРЕДАЧІ ЗА УЧАСТЮ ЛЕГКИХ ЯДЕР

У рамках ейконального наближення та моделі подвійного фолдінгу запропоновано формалізм обчислення кутових залежностей поляризацій нуклонів, що виникають у реакціях двонуклонної передачі. Описано поляризації протонів з реакцій типу (^{3}He, p) на мішенях ^{7}Li, ^{9}Be та ^{12}C із залишковими ядрами в основному стані при енергії падаючих частинок 33 МеВ. Розраховані величини поляризацій задовільно узгоджуються з відповідними експериментальними даними.

Ключові слова: інклюзивна реакція, ейкональне наближення, модель подвійного фолдінгу.

1. Вступ

Реакції прямої передачі нуклонів (зриву і підхоплення) займають особливе місце серед інших ядерних реакцій. Відносна простота механізму дала змогу створити достатньо повну теорію цих реакцій ще у 1960 - 1970-х роках. Тоді ж з'ясувалося, що реакції передачі нуклонів дають можливість доволі нескладним чином одержувати спектроскопічну інформацію щодо рівнів мішеней та залишкових ядер [1, 2].

Сплеск інтересу до цих реакцій останнім часом зумовлений інтенсивними дослідженнями радіоактивних ядер з надлишком протонів або нейтронів поблизу долини стабільності [3 - 5]. У цих реакціях, крім появи залишкового ядра у зв'язаному стані, стає ймовірним також і утворення резонансних станів. Ця обставина робить реакції передачі нуклонів унікальним інструментом для вивчення нестабільних ядер і астрофізичних реакцій типу (N, γ) і (p, α). Крім того, реакції двонуклонного переносу, індуковані легкими і важкими іонами, є ефективним інструментом для отримання інформації про ядерні парні кореляції [6]. Наприклад, експерименти з використанням радіоактивних пучків нейтронно-надлишкових іонів показали значне переважання реакцій двонейтронної передачі [7 - 9]. Такі реакції, разом із пружним розсіянням, дають змогу безпосередньо вивчати нейтронну периферію ядер, віддалених від смуги стабільності.

Зазвичай аналіз експериментальних даних з реакцій передачі нуклонів виконують у рамках DWBA методу [10] або методу зв'язаних каналів [11]. Однак у деяких випадках може бути застосовною також і дифракційна ядерна модель: загальний формалізм інклюзивної реакції дейтронного зриву [12] виявився досить гнучким [13], щоб успішно описувати кутові та енергетичні спектри частинок з реакцій однонуклонної передачі і розвалу за участю легких кластерних ядер [14, 15]. У даній роботі буде показано, що формалізм [12] є придатним також і для аналізу поляризацій частинок із реакцій двонуклонної передачі типу (^{3}He, p).

2. Формалізм

Усі нижченаведені розрахунки виконувались із застосуванням системи одиниць $\hbar = c = 1$. Кулонова взаємодія не враховувалася. Будемо розглядати снаряд ^{3}He як двокластерне ядро, що складається з дейтрона і протона. Вважатимемо, що при зіткненні ^{3}He з мішенню протон (1-й кластер) звільнюється, а дейтрон (2-й кластер) поглинається ядром мішені.

Нехай $\vec{k}_0$ – хвильовий вектор відносного руху центра мас ^{3}He, що має зіткнутися з ядром-мішенню. Амплітуда імовірності того, що протон матиме хвильовий вектор $\vec{k}_1$, а дейтрон буде знаходитись у точці $\vec{r}_2$, має вигляд [16]

$$a(\vec{k}_1, \vec{r}_2) = \int d\vec{r}_1 \exp(-i\vec{k}_1\vec{r}_1)(1-\hat{\omega}_1)\varphi(\vec{r}), \qquad (1)$$

де $\vec{r}_1$ – радіус-вектор протона; $\varphi(\vec{r})$ – хвильова функція ^{3}He, $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \{\vec{r}_\perp, (\vec{k}_0 / k_0)z\}$, причому $\vec{r}_\perp$ – складова вектора $\vec{r}$ така, що $(\vec{r}_\perp \vec{k}_0) = 0$. Вісь Z збігається з напрямком, який визначається вектором $\vec{k}_0$. Крім того, $\vec{r}_1 = \{\vec{b}_1, (\vec{k}_0 / k_0)z_1\}$, $\vec{r}_2 = \{\vec{b}_2, (\vec{k}_0 / k_0)z_2\}$, де $(\vec{b}_1\vec{k}_0) = (\vec{b}_2\vec{k}_0) = 0$, так що $\vec{r}_\perp = \vec{b}_1 - \vec{b}_2$.

Дифракційний фактор $\hat{\omega}_1$ у (1) є оператор [17]

$$\hat{\omega}_1 = \omega_1 - i\gamma_1 \exp(i\delta_1)\vec{\sigma}_1\left(\vec{\nabla}_1 \times \omega_1\vec{\nabla}_1\right), \qquad (2)$$

де γ_1 і δ_1 – відповідно стала і фаза спін-орбітальної взаємодії протона з ядром, $\vec{\nabla}_1 \equiv \partial/\partial\vec{r}_1$, $\vec{\sigma}_1$ – матриці Паулі.

Поляризація протонів визначатиметься вектором [18]

$$\vec{P}(\vec{k}_1) = \frac{\mathrm{Tr}\,\vec{\sigma}_1\rho(\vec{k}_1)}{\mathrm{Tr}\,\rho(\vec{k}_1)}, \qquad (3)$$

де $\rho(\vec{k}_1)$ – матриця густини

$$\rho(\vec{k}_1) = \int d\vec{b}_2(1 - |1-\omega_2|^2)\, a(\vec{k}_1,\vec{r}_2)\, a^{\dagger}(\vec{k}_1,\vec{r}_2). \quad (4)$$

Можливість абсорбції протона і дейтрона ядром враховується у дифракційному наближенні множниками $\omega_{1,2}$. Не обмежуючи загальності, виберемо ω_1 і ω_2 у вигляді двопараметричних гауссіанів

$$\omega_{1,2} = \alpha_{1,2}\exp(-b_{1,2}^2/\beta_{1,2}). \qquad (5)$$

Вважаємо, що радіальна залежність хвильової функції ^{3}He також описується гауссіаном

$$\varphi(\vec{r}) = \left(\frac{2}{\pi\beta_3}\right)^{3/4} \exp(-|\vec{r}|^2/\beta_3)\,. \qquad (6)$$

Уведення в (1) і (4) підінтегральних функцій $\omega_{1,2}(b_{1,2})$ і $\varphi(\vec{r})$ гауссівського типу дає змогу виконати аналітичне інтегрування і одержати сліди матриць (3) у вигляді виразів замкненої форми, що дає можливість записати

$$\vec{P}(\vec{k}_1) = \frac{G(\vec{k}_1)}{H(\vec{k}_1)}(\vec{\kappa}_1 \cdot \vec{k}_1), \qquad (7)$$

де величини $G(\vec{k}_1)$, $H(\vec{k}_1)$ визначені в Додатку А, а $\vec{\kappa}_1$ – поперечна складова імпульсу $\vec{k}_1 = \left\{\kappa_1, (\vec{k}_0/k_0)k_{1z}\right\}$. З виразу (7) випливає, що $\vec{P} \sim (\vec{\kappa}_1 \cdot \vec{k}_1)$, тобто вектор поляризації перпендикулярний площині реакції, до якої належать вектори $\vec{\kappa}_1$ і $\vec{k}_1$. Величини κ_1 і k_{1z} зв'язані з кутом вильоту протона Θ_1 в лабораторній системі відліку співвідношенням [19]

$$\kappa_1 = (k_0/3 + k_{1z})\mathrm{tg}\,\Theta_1. \qquad (8)$$

Щоб знайти залежність поляризації від кута вильоту протона, вирази для $G(\vec{k}_1)$ і $H(\vec{k}_1)$ в (7) треба проінтегрувати за *z*-компонентою вектора $\vec{k}_1$. Виражаючи $d\vec{k}_1$ у компонентах циліндричної системи координат та приймаючи до уваги (8), маємо

$$P(\Theta_1) = \frac{\bar{G}(\kappa_1)}{\bar{H}(\kappa_1)}, \qquad (9)$$

де

$$\bar{H}(\kappa_1) = \int_{-\infty}^{\infty} (k_0/3 + k_{1z})^2 H(\kappa_1, k_{1z})\,dk_{1z}, \quad (10)$$

а $\bar{G}(\kappa_1)$ одержується з (10) заміною підінтегральної функції $H(\kappa_1, k_{1z}) \to G(\kappa_1, k_{1z})$.

Зауважимо, що формула для поляризації (3) справедлива для процесів розсіяння нуклонів як на безспінових ядрах, так і на ядрах з ненульовим спіном. В останньому випадку матрицею густини буде прямий добуток матриць густин для падаючих і розсіяних частинок, проте залежність (9) поляризації від кута не зміниться [19].

3. Результати розрахунків та їх аналіз

Викладений у попередньому розділі формалізм було застосовано для опису експериментальних даних по вимірюванню поляризацій протонів, що виникають у реакціях типу (^{3}He, *p*) на мішенях ^{7}Li, ^{9}Be та ^{12}C із залишковими ядрами в основному стані при енергії падаючих частинок 33 МеВ [20].

Параметри функцій профілю (5) обчислювалися в ейкональному наближенні у спосіб, описаний у [21, 22] (Додаток Б). Наближені значення параметрів спін-орбітальної взаємодії γ_1 і δ_1 визначалися з експериментів по вимірюванню поляризації протонів при їх пружному розсіянні на ядрах ^{7}Li, ^{9}Be та ^{12}C [28, 29]. Так, з формули Фермі для поляризації нуклона [30] випливає, що фаза $\delta_1 = \arcsin\theta_{\max}$, де $\theta_{\max}$ – кут, за якого поляризація сягає максимуму. Константа спін-орбітальної взаємодії в першому наближенні теорії збурень є $\gamma_1 = (k_1^2\theta_{\max})^{-1}$ [19].

На рис. 1 представлено обчислені поляризації протонів (суцільні криві), які звільнюються в реакціях ^{7}Li(^{3}He, *p*)^{9}Be, ^{9}Be(^{3}He, *p*)^{11}B та ^{12}C(^{3}He, *p*)^{14}N при енергії снаряда 33 МеВ. Параметри нормування уявної частини протон-ядерного потенціалу подвійного фолдингу становили: $N_W^{(1)} = 0{,}8$ (див. рис. 1, *а*), $N_W^{(1)} = 0{,}35$ (див. рис. 1, *б*) та $N_W^{(1)} = 1$ (див. рис. 1, *в*). Для дейтронядерного потенціалу відповідна величина в усіх випадках дорівнювала $N_W^{(2)} = 1$. Це – єдині підгінні параметри, що використовувалися в розрахунках. Для порівняння на цьому ж рисунку наведено поляризації протонів з роботи [20], обчислені за DWBA-методом (штрихові криві): при цьому, як і у даній роботі, ядро ^{3}He розглядалося як двокластерне $(p + d)$ і також вважалося, що у досліджених реакціях відбувається передача дейтрона.

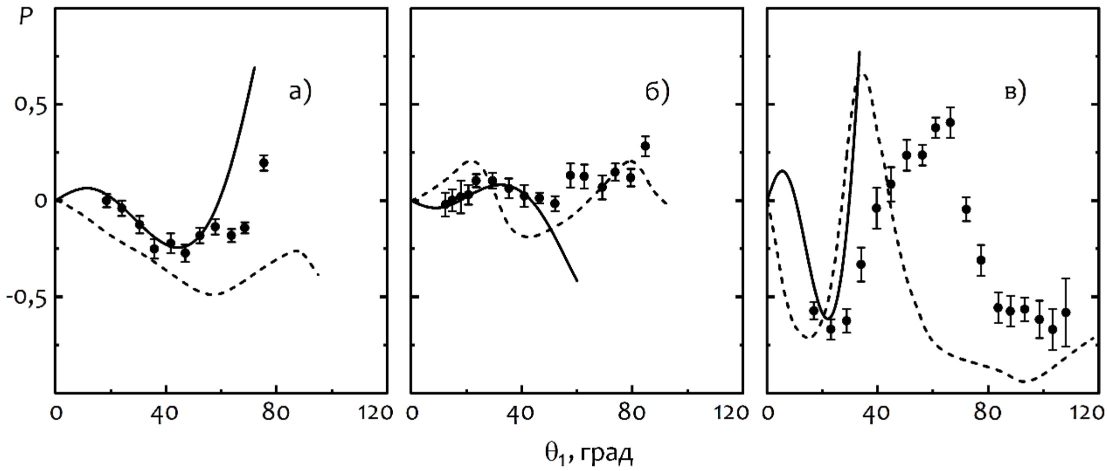

Рис. 1. Поляризація протонів, що звільнюються внаслідок реакції (^{3}He, p) на ядрах-мішенях ^{7}Li (*а*), ^{9}Be (*б*) та ^{12}C (*в*) із залишковими ядрами в основному стані при енергії падаючих частинок 33 МеВ; θ_1 – кут вильоту частинки в системі центра інерції. Пояснення типів кривих – у тексті. Експериментальні дані з [20].

З рис. 1, *а*, *б* можна бачити, що суцільні криві задовільно описують експерименти в діапазоні кутів вильоту протона $\theta_1 < 60^\circ$. Експериментальні дані на рис. 1, *в* описуються лише якісно, як і у DWBA-методі [20] (штрихова крива).

У роботі [20] відмічалося, що навіть спрощений DWBA-аналіз даних експерименту на основі розгляду реакцій ^{12}C(^{3}He, p)^{14}N, ^{9}Be(^{3}He, p)^{11}B і ^{7}Li(^{3}He, p)^{9}Be як передачі дейтрона або квазідейтронного кластера веде до задовільного опису даних (штрихові дані на рис. 1). Автори [20] вважають, що згадані реакції можуть бути описані механізмом кластерного переносу без урахування особливостей зв'язаного стану двох переданих нуклонів. Аналогічний підхід використано і в даній роботі, де формалізм дифракційної ядерної моделі дає змогу при описі експериментів одержувати дещо кращі результати, порівняно з DWBA-методом, як це випливає з аналізу рис. 1.

4. Висновки

У рамках ейконального наближення та моделі подвійного фолдінгу запропоновано метод обчислення поляризацій нуклонів, що виникають у реакціях двонуклонної передачі. Показано, що формалізм матриці густини, розвинений у дифракційному наближенні для опису поляризацій нуклонів із інклюзивної реакції дейтронного зриву, може бути також застосовним і до реакцій типу (^{3}He, p) при зіткненні снаряда з легкими мішенями.

У даній роботі для ^{3}He і ядер-мішеней використовувалися прості модельні хвильові функції у вигляді однопараметричних гауссіанів, проте формалізм може бути легко узагальнений на випадок застосування у розрахунках так званих реалістичних хвильових функцій розкладанням їх у збіжний ряд по гауссоїдальному базису.

У [31, 32] було показано, що дифракційний формалізм є справедливим при $q \ll k$ і $k^{-1} \ll R$, де q – переданий імпульс, k – імпульс падаючої частинки, R – радіус ядрамішені. Ця умова не залежить від енергії і дає таку оцінку для кута вильоту частинки: $\theta < 10^\circ$. Насправді формалізм Глаубера - Ситенка добре працює і за межами вихідних припущень моделі (див., наприклад, [33, 34]). Ця теза підтверджується аналізом результатів, одержаних і у даній роботі (див. рис. 1).

Показано, що реакція двонуклонної передачі типу (^{3}He, p) може бути джерелом поляризованих протонів, поляризація яких є наслідком існування спін-орбітальної взаємодії протона, що входить до складу ^{3}He, з ядром-мішенню. Як випливає із (7), поляризація протонів є нормальною до площини реакції і має місце лише тоді, коли колінеарна до напрямку руху падаючого ядра ^{3}He складова вектора імпульсу протона у снаряді відмінна від нуля.

Додаток А

У цьому додатку представлено результат обчислення слідів матриць у чисельнику та знаменнику виразу (3) після аналітичного інтегрування в (4) з функціями (5) і (6). Формула (3) набуватиме вигляду

$$\vec{P}(\vec{k}_1)=\frac{\mathrm{Tr}\,\vec{\sigma}_1\rho(\vec{k}_1)}{\mathrm{Tr}\,\rho(\vec{k}_1)}=\frac{G(\vec{k}_1)}{H(\vec{k}_1)}(\vec{\kappa}_1\cdot\vec{k}_1), \quad (\text{A}.1)$$

де $\vec{\kappa}_1$ – поперечна складова імпульсу вилітаючої частинки $\vec{k}_1=\{\vec{\kappa}_1,\vec{k}_{1z}\}$.

Величина $G(\vec{k}_1)$ в (А.1) визначається таким чином

$$G(\vec{k}_1)=2\gamma_1\sin\delta_1\,\beta_1\beta_3\alpha_1\{G_1(\kappa_1)-G_2(\kappa_1)\}\kappa_1 k_{1z}, \quad (\text{A}.2)$$

$$G_1(\kappa_1)=\frac{4}{(\beta_1+\beta_2+\beta_3)^2}\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{2\beta_1+2\beta_2+\beta_3}{\beta_1+\beta_2+\beta_3}\kappa_1^2\right]-$$
$$-\frac{4\alpha_2}{(2\beta_1+\beta_2+2\beta_3)^2}\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{2\beta_1+\beta_2+\beta_3}{2\beta_1+\beta_2+2\beta_3}\kappa_1^2\right], \quad (\text{A}.3)$$

$$G_2(\kappa_1)=\frac{\alpha_1\beta_1}{(\beta_1+\beta_3)^2}\left[\frac{4}{\beta_1+2\beta_2+\beta_3}-\frac{\alpha_2}{\beta_1+\beta_2+\beta_3}\right]\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{\beta_1}{\beta_1+\beta_3}\kappa_1^2\right]. \quad (\text{A}.4)$$

Для $H(\vec{k}_1)$ в (А.1) маємо вираз

$$H(\vec{k}_1)=H_1(\kappa_1)+H_2(\kappa_1)+H_3(\kappa_1)+H_4(\kappa_1,k_{1z}), \quad (\text{A}.5)$$

$$H_1(\kappa_1)=(4-\alpha_2)\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\kappa_1^2\right]-\frac{8\alpha_1\beta_1}{\beta_1+\beta_2+\beta_3}\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{2\beta_1+2\beta_2+\beta_3}{\beta_1+\beta_2+\beta_3}\kappa_1^2\right], \quad (\text{A}.6)$$

$$H_2(\kappa_1)=\frac{4\alpha_1\alpha_2\beta_1}{2\beta_1+\beta_2+2\beta_3}\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{2\beta_1+\beta_2+\beta_3}{2\beta_1+\beta_2+2\beta_3}\kappa_1^2\right], \quad (\text{A}.7)$$

$$H_3(\kappa_1)=\frac{\alpha_1^2\beta_1^2}{\beta_1+\beta_3}\left[\frac{4}{\beta_1+2\beta_2+\beta_3}-\frac{\alpha_2}{\beta_1+\beta_2+\beta_3}\right]\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{\beta_1}{\beta_1+\beta_3}\kappa_1^2\right], \quad (\text{A}.8)$$

$$H_4(\kappa_1,k_{1z})=\gamma_1^2\frac{\alpha_1^2\beta_1^2}{\beta_1+\beta_3}\left[\frac{\beta_3^2}{\beta_1+\beta_3}\kappa_1^2k_{1z}^2\left[\frac{4}{\beta_1+2\beta_2+\beta_3}-\frac{\alpha_2}{\beta_1+\beta_2+\beta_3}\right]+\right.$$
$$\left.+\beta_2(\kappa_1^2+2k_{1z}^2)\left[\frac{8}{(\beta_1+2\beta_2+\beta_3)^2}-\frac{\alpha_2}{(\beta_1+\beta_2+\beta_3)^2}\right]\right]\exp\left[-\frac{\beta_3}{2}\frac{\beta_1}{\beta_1+\beta_3}\kappa_1^2\right]. \quad (\text{A}.9)$$

Додаток Б

Параметри $\alpha_{1,2}$ та $\beta_{1,2}$ кластер-ядерних функцій профілю (5) обчислювались таким чином. Уведемо розподіли нуклонних густин [23] для кластерів снаряда і мішені

$$\rho_{1,2}(b)=\rho_{1,2}(0)\exp(-b^2/a_{1,2}^2), \quad (\text{Б}.1)$$

$$\rho_T(b)=\rho_T(0)\exp(-b^2/a_T^2), \quad (\text{Б}.2)$$

де b – параметр удару. Зважаючи на [24] і формулу (6), визначимо величини, що входять до (Б.1), (Б.2) як

$$\rho_{1,2}(0)=A_{1,2}(\sqrt{\pi}\,a_{1,2})^{-3},\ \ a_{1,2}=R_{1,2}/\sqrt{\ln 2}, \quad (\text{Б}.3)$$

$$\rho_T(0)=(\pi\beta_3/2)^{-3/2},\ \ a_T=\sqrt{\beta_3/2}, \quad (\text{Б}.4)$$

де $A_{1,2}$ – масові числа, а R_1 = 0,81 фм, R_2 = 1,956 фм – середньоквадратичні радіуси кластерів. Значення β_3 у (Б.4) вибиралося таким, щоб відтворювати середньоквадратичний радіус ядра ^{3}He [25]: $\beta_3=20,475$ фм^2.

Представимо кластер-ядерні функції профілю як [26]

$$\omega_{1,2}(b)=1-\exp(-\chi_{1,2}(b)/2), \quad (\text{Б}.5)$$

де

$$\chi_{1,2}(b)=N_W^{(1,2)}\frac{\pi^2\bar{\sigma}_{NN}^{(1,2)}\rho_{1,2}(0)\rho_T(0)a_{1,2}^3a_T^3}{a_{1,2}^2+a_T^2+R_N^2}\times$$
$$\times\exp\left(-\frac{b^2}{a_{1,2}^2+a_T^2+R_N^2}\right) \quad (\text{Б}.6)$$

– ейкональна фаза [21, 22]. Тут $N_W^{(1,2)}$ – параметр нормування уявної частини кластер-ядерного потенціалу подвійного фолдінгу, а $\bar{\sigma}_{NN}^{(1,2)}$ – усереднений за ізоспіном повний переріз нуклон-нуклонного розсіяння [23, 27], який залежить від енергії падаючої частинки, а також від кількості протонів і нейтронів у складі снаряда та мішені.

Значення параметрів $\alpha_{1,2}$ та $\beta_{1,2}$ одержували шляхом χ^2 -апроксимації функції (Б.5) залежністю (5).

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. N.K. Glendenning. Nuclear stripping reactions. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 13 (1963) 191.
2. N.K. Glendenning. Nuclear spectroscopy with two-nucleon transfer reactions. Phys. Rev. 137 (1965) B102.
3. J.E. Escher et al. One-nucleon pickup reactions and compound-nuclear decays. EPJ Web Conf. 178 (2018) 03002.
4. K. Wimmer. Nucleon transfer reactions with radioactive beams. J. Phys. G 45 (2018) 033002.
5. P. Adsley. Transfer reactions in nuclear astrophysics. EPJ Web Conf. 275 (2023) 01001.
6. A. Parmar et al. Understanding the two neutron transfer reaction mechanism in ^{206}Pb(^{18}O, ^{16}O)^{208}Pb. Nucl. Phys. A 940 (2015) 167.
7. A. Chatterjee et al. 1*n* and 2*n* transfer with the Borromean nucleus ^{6}He near the Coulomb barrier. Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 032701.
8. I. Tanihata et al. Measurement of the two-halo neutron transfer reaction ^{1}H(^{11}Li, ^{9}Li)^{3}H at 3*A* MeV. Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 192502.
9. D. Montanari et al. Neutron pair transfer in ^{60}Ni + ^{116}Sn far below the Coulomb barrier. Phys. Rev. Lett. 113 (2014) 052501.
10. M. Igarashi, K. Kubo, K. Yagi. Two-nucleon transfer reaction mechanisms. Phys. Rep. 199 (1991) 1.
11. I.J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. Comput. Phys. Rep. 7 (1988) 167.
12. A.G. Sitenko. On the theory of the stripping reaction. Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. 4 (1957) 492.
13. H. Utsunomiya. “Stripping” reaction in heavy ion projectile dissociation: Extended Serber model. Phys. Rev. C 32 (1985) 849.
14. V.I. Kovalchuk. Inclusive reactions of stripping and fragmentation involving light cluster nuclei at intermediate energies. Nucl. Phys. At. Energy 23 (2022) 20.
15. V.I. Kovalchuk. Inclusive reaction of deuteron fragmentation upon its collision with a target deuteron. Nucl. Phys. At. Energy 25 (2024) 13.
16. A.I. Akhiezer, A.G. Sitenko. Contribution to the theory of stripping at high energies. Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys. 6 (1958) 799.
17. В.К. Тартаковський. Про поляризацію нуклонів, що утворюються при дифракційному розщепленні дейтрона. Укр. фіз. журн. 6 (1961) 273. / V.K. Tartakovsky. On the polarization of nucleons produced by diffraction splitting of a deuteron. Ukrainian Journal of Physics 6 (1961) 273. (Ukr)
18. A.G. Sitenko. *Scattering Theory* (Springer Series in Nuclear and Particle Physics) (Springer-Verlag, Berlin, 2012) 312 p.
19. A.G. Sitenko. *Theory of Nuclear Reactions* (Singapore, World Scientific, 1990) 636 p.
20. P.M. Lewis et al. The (^{3}He, *p*) reaction induced by polarized ^{3}He on ^{7}Li, ^{9}Be and ^{12}C. Nucl. Phys. A 404 (1983) 205.
21. V.I. Kovalchuk. Deuteron stripping on nuclei at intermediate energies. Nucl. Phys. A 937 (2015) 59.
22. V.I. Kovalchuk. Polarized-deuteron scattering by spin-zero target nuclei at intermediate energies. Eur. Phys. J. A 60 (2024) 148.
23. S.K. Charagi, S.K. Gupta. Coulomb-modified Glauber model description of heavy-ion reaction cross section. Phys. Rev. C 41 (1990) 1610.
24. V.K. Lukyanov, E.V. Zemlyanaya, B. Słowiński. Total cross sections for nucleus-nucleus reactions within the Glauber-Sitenko approach for realistic distributions of nuclear matter. Phys. At. Nucl. 67 (2004) 1282.
25. G. Audi, A.H. Wapstra, C. Thibault. The Ame2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references. Nucl. Phys. A 729 (2003) 337.
26. В.К. Лукьянов, Е.В. Земляная, К.В. Лукьянов. Ядро-ядерное рассеяние в высокоэнергетическом приближении и оптический потенциал фолдинга. Препр. ОИЯИ, Дубна. Р4-2004-115. / V.K. Luk’yanov, E.V. Zemlyanaya, K.V. Luk’yanov. Nucleus-nucleus scattering in the high-energy approximation and the optical folding potential. Preprint JINR, Dubna. P4-2004-115.
27. P. Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies. arXiv: nucl-th/0112039.
28. L. Rosen, J.E. Brolley, L. Stewart. Elastic scattering of polarized 10-MeV protons by complex nuclei. Phys. Rev. 121 (1961) 1423.
29. L. Rosen, W.T. Leland. Elastic scattering of 14.5-MeV polarized protons by pairs of isotopes and isobars. Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 379.
30. E. Fermi. Polarization of high energy protons scattered by nuclei. Nuovo Cim. 11 (1954) 407.
31. R.J. Glauber. Cross sections in deuterium at high energies. Phys. Rev. 100 (1955) 242.
32. D.R. Harrington. Double scattering corrections to high-energy diffraction scattering from deuterons. Phys. Rev. 135 (1964) B358.
33. O.D. Dal’karov, V.A. Karmanov. Scattering of low-energy antiprotons by nuclei. Sov. Phys. JETP 62 (1985) 645.
34. V.I. Kovalchuk. Test of the Glauber formula for nucleon-deuteron scattering at intermediate energies. Phys. At. Nucl. 75 (2012) 33.

V. I. Kovalchuk*

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: sabkiev@gmail.com

NUCLEON POLARIZATION IN TWO-NUCLEON TRANSFER REACTIONS INVOLVING LIGHT NUCLEI

Within the framework of eikonal approximation and the double folding model, a formalism for calculating the angular dependencies of nucleon polarizations arising in two-nucleon transfer reactions is proposed. The polarizations of protons from (^{3}He, *p*) reactions on ^{7}Li, ^{9}Be, and ^{12}C targets with residual nuclei in the ground state at an incident particle energy of 33 MeV are described. The calculated polarization values satisfactorily fit the corresponding experimental data.

Keywords: inclusive reaction, eikonal approximation, double folding model.

Надійшла / Received 06.11.2024