

ПОЗАЕНЕРГЕТИЧНІ ЕФЕКТИ В БАГАТОРАЗОВОМУ РОЗСІЯННІ ПРОТОНІВ
ЯДРАМИ З $A = 3, 4$ ПРИ 600, 1000 MeV

В. В. Давидовський, А. Д. Фурса

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Проведено дослідження багатоцентрового ейконального наближення стосовно до розсіяння протонів високих енергій атомними ядрами. На відміну від теорії Глаубера - Ситенка новий підхід використовує тривимірну узагальнену профільну функцію нуклона, яка дає змогу врахувати поза-енергетичні ефекти в проміжних актах розсіяння. Побудований формалізм застосовується для розрахунків перерізів пружного розсіяння протонів з енергіями 600 та 1000 MeV ядрами ${}^3\text{H}$, ${}^{3,4}\text{He}$. Результати розрахунків порівнюються з експериментальними даними і з розрахунками за звичайною дифракційною теорією.

1. Вступ

При теоретичному розгляді ядерних процесів при високих енергіях з перерозподілом частинок у каналах виникає потреба у використанні деформованих хвиль, що описують рух взаємодіючих ядерних фрагментів. Деформовані хвилі звичайно одержуються за допомогою оптичних потенціалів різної структури. Проте для малонуклонних систем ($A \leq 10$) заздалегідь не очевидно, що оптичне наближення буде достатньо обґрунтованим. Крім того, стандартні методи парціальних розкладів при високих енергіях стають дуже громіздкими, бо потребують врахування сотень парціальних хвиль. Тому бажано деформовані хвилі знаходити взагалі, не використовуючи оптичних потенціалів, а пов'язати їх з вільними амплітудами NN-розсіяння подібно до того, як це було зроблено в дифракційній теорії багаторазового розсіяння (ДТБР) Глаубера - Ситенка (ГС) [1, 2] для багаточастинкового T-оператора.

Основи такої програми було закладено в [3]. Маючи за кінцеву мету застосування цих деформованих хвиль для теоретичних досліджень різноманітних ядерних реакцій, слід упевнитися в їх спроможності описувати найпростіший процес – пружне розсіяння протонів атомними ядрами. Саме це і є метою даної роботи – дослідити пружне розсіяння протонів високих енергій ядрами з невеликим числом нуклонів $A = 3, 4$. Для хвильових функцій основних станів цих ядер використовуються феноменологічні моделі, що узгоджуються з даними по зарядових формфакторах, одержаними з експериментів по розсіянню швидких електронів. Це дає змогу зафіксувати параметри модельних функцій і в подальшому використати їх для досліджень пружного розсіяння протонів цими ж ядрами, не вводячи більш ніяких додаткових структурних параметрів. У випадку задовільного узгодження розрахованих перерізів пружного розсіяння протонів з експериментальними даними можна дійти до висновку, що техніка побудови деформованих хвиль працює і її можна застосовувати для врахування взаємодій між ядерними об'єктами у вхідному та вихідному каналах конкретних ядерних реакцій.

2. Загальний вигляд деформованих хвиль

Розглянемо пружне pA -розсіяння в рамках високоенергетичного методу деформованих хвиль, що явно враховує багатонуклонну структуру розсіювача. Деформована хвильова функція протона, який розсіюється, залежить від координат ядерних нуклонів, що грають роль фіксованих центрів розсіяння, має вигляд [3]

$$\Psi_k^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \prod_{j=1}^A [1 - \omega^{(+)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)] . \tag{1}$$

Головним структурним елементом деформованих хвиль є тривимірні узагальнені профільні функції нуклона $\omega^{(+)}(\mathbf{r})$, що на відміну від профільних функцій теорії ГС містять повздовжню частину, обумовлену повздовжньою складовою переданого імпульсу q_z в NN-амплітуді.

У подальших розрахунках будемо використовувати гаусівську параметризацію NN-амплітуди, яка задовольняє оптичній теоремі й містить параметри σ, ρ, a_i, a_l , за допомогою яких можна задовільно апроксимувати експериментальні перерізи NN-розсіяння:

$$f(\mathbf{q}) = \frac{k\sigma}{4\pi}(i + \rho)\exp(-a_l q_{\perp}^2 - a_i q_z^2), \quad q_{\perp} = k \sin \theta, \quad q_z = 2k \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2)$$

Узагальнена профільна функція має вигляд

$$\omega^{(+)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\omega(b) \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2\sqrt{a_l}} \right) \right], \quad \omega(b) = \frac{\sigma(1-i\rho)}{8\pi a_i} \exp \left(-\frac{b^2}{4a_i} \right), \quad \mathbf{r} = (\mathbf{b}, z), \quad (3)$$

де поперечна частина профільної функції $\omega(b)$ відповідає стандартній ДТБР.

Енергетичну залежність параметрів pp - і pn -амплітуд було розраховано в [4] для нелокального сепарабельного потенціалу [5] з гаусівськими формфакторами. Амплітуда (2) з $a_l < a_i$ може описувати зростання перерізу на задніх кутах і тому за своїм характером не обов'язково має бути дифракційною. У цьому принципова новизна і відмінність високо енергетичного методу деформованих хвиль від ДТБР, і саме залежність амплітуди від q_z дає змогу врахувати позаенергетичні ефекти у двочастинковому акті зіткнення. При $a_l = 0$ вираз (2) є звичайною параметризацією амплітуди NN-розсіяння в дифракційному наближенні. Деформовані хвилі (1) означають розсіяння закріпленими центрами, що відповідає адиабатичному наближенню, яке добре виконується при високих енергіях. У граничному випадку $q_z = 0$ всі отримані нижче формули для перерізів пружного розсіяння переходять у добре відомі вирази стандартної ДТБР. Ефект від q_z -залежності, що з'являється в кінцевих формулах, виявляється досить важливим в області дифракційних мінімумів.

3. Розсіяння протонів S-нуклонними ядрами в найпростішій трансляційно-інваріантній моделі оболонки

3.1. Вибір моделі та електричний формфактор ядра

Для спрощення розрахунків хвильову функцію ядра виберемо спочатку в найпростішій формі, де координати нуклонів відраховуються від центра мас ядра:

$$\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = N_A \exp \left\{ -\frac{\alpha}{2} \sum_{j=1}^A (\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_A)^2 \right\}. \quad (4)$$

Нормувальна стала N_A хвильової функції визначається зі звичайної умови

$$\int \prod_{j=1}^A d\mathbf{r}_j \delta(\mathbf{R}_A) |\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 = 1, \quad N_A^2 = \left(\frac{\pi}{A\alpha} \right)^{3/2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{3A/2}.$$

У підінтегральному виразі тут і в аналогічних співвідношеннях нижче δ -функція вводиться для обмеження області інтегрування по всім координатам нуклонів і фіксує положення центра мас ядра в початку координат, виключаючи тим самим ефекти нефізичного руху центра мас для хвильових функцій, які не є трансляційно-інваріантними.

Для процесів із великими передачами імпульсу параметри хвильової функції (4) слід визначати із умови описання на їх основі електромагнітних формфакторів, вилучених із даних по розсіянню високоенергетичних електронів.

Густина розподілу заряду в ядрі визначається стандартним співвідношенням

$$\rho_{ch}(\mathbf{r}) = \frac{1}{Z} \int \prod_{j=1}^A d\mathbf{r}_j \delta(\mathbf{R}_A) |\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 \sum_{j=1}^A \left[G_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \frac{1 + \tau_{zj}}{2} + G_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \frac{1 - \tau_{zj}}{2} \right], \quad (5)$$

де $G_p(\mathbf{r})$ і $G_n(\mathbf{r})$ - густини розподілу заряду в протоні й нейтроні [6, 7] відповідно, так як нуклони вважаємо неточковими частинками. Виразимо густину (5) через одночастинкову ядерну густину точкових нуклонів, що визначається як середнє від одночастинкового оператора густини

$$\rho_A(\mathbf{r}) = \int \prod_{j=1}^A d\mathbf{r}_j \delta(\mathbf{R}_A) |\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 \frac{1}{A} \sum_{j=1}^A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \left(\frac{A\alpha}{A-1} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{A}{A-1} \alpha r^2 \right). \quad (6)$$

При $A \rightarrow 1$ цей вираз дає $\rho_A(r) = \delta(r)$, як і повинно бути для точкової частинки. Ядерний формфактор пов'язаний з одночастинковою густиною перетворенням Фур'є

$$S_A(q) = \int d\mathbf{r} \rho_A(r) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{A-1}{A} \frac{q^2}{4\alpha} \right).$$

Враховуючи симетрію хвильової функції (4) за координатами нуклонів, отримаємо

$$\rho_{ch}(r) = \int \prod_{j=1}^A d\mathbf{r}_j \delta(\mathbf{R}_A) |\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 \frac{1}{A} \sum_{j=1}^A \left[G_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) + \frac{N}{Z} G_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \right].$$

Вводячи в цей вираз одночастинкову ядерну густину (6), отримуємо шуканий зв'язок

$$\rho_{ch}(r) = \int d\mathbf{x} \left[G_p(\mathbf{r} - \mathbf{x}) + \frac{A-Z}{Z} G_n(\mathbf{r} - \mathbf{x}) \right] \rho_A(\mathbf{x}), \quad \int \rho_{ch}(x) d\mathbf{x} = 1. \quad (7)$$

Електричний формфактор пов'язаний з розподілом зарядової густини в ядрі перетворенням Фур'є

$$F_{ch}(q) = \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \rho_{ch}(r) = \left[G_p(q^2) + \frac{A-Z}{Z} G_n(q^2) \right] S_A(q). \quad (8)$$

Звідси середньоквадратичний радіус розподілу електричного заряду в ядрі

$$r_{ch}^2 = r_p^2 + \frac{A-Z}{Z} r_n^2 + \frac{3}{2\alpha} \frac{A-1}{A}. \quad (9)$$

3.2. Зарядові формфактори ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$. Визначення параметрів моделі

Модель (4) містить один параметр, який можна визначити двоюко: або з підгонки до нахилу зарядового формфактора (8) в області переданих імпульсів до першого дифракційного мінімуму, або виходячи із значення експериментального зарядового радіуса з використанням (9). Одержані нами з цих умов значення параметра α наведено в табл. 1.

На рис. 1 зображено електричні формфактори ядер, розраховані нами за формулою (8) для двох значень параметра хвильової функції. Суцільною лінією показано розрахований формфактор, узгоджений з експериментальним нахилом, а штриховою – із значенням r_{ch}^2 ,

експериментальні значення яких наведено в останній колонці табл. 1. Трикутниками позначено експериментальні дані [10, 11]. Видно, що в усіх випадках, крім ${}^3\text{He}$, обидва набори параметрів добре описують дані.

Таблиця 1. Значення параметра α в моделі (4) для основного стану ядер

Ядро	$\alpha, \text{Фм}^{-2}$ по зарядовому радіусу	$\alpha, \text{Фм}^{-2}$ по нахилу формфактора	$r_{ch}^{exp}, \text{Фм}$
${}^3\text{H}$	0,374	0,382	1,760
${}^3\text{He}$	0,304	0,456	1,976
${}^4\text{He}$	0,502	0,498	1,671

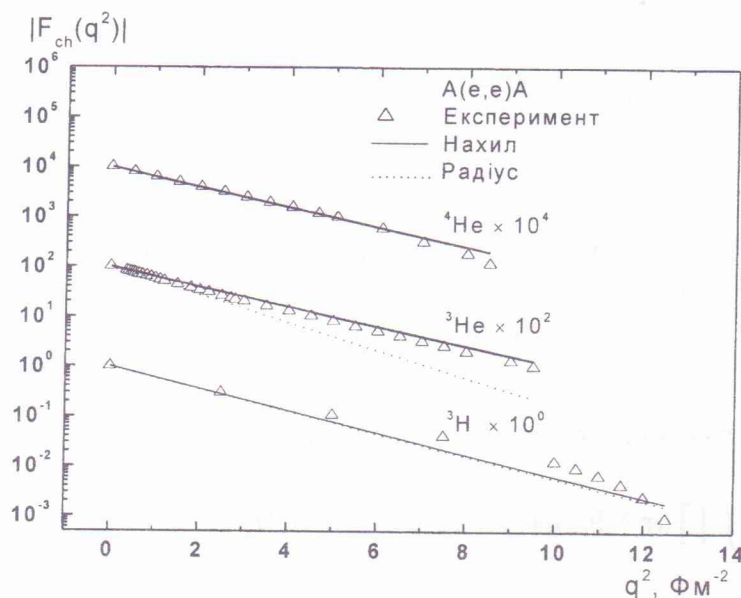


Рис. 1. Зарядові формфактори ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$.

3.3. Формалізм розсіяння протонів S-нуклонними ядрами

Відповідно до методу деформованих хвиль [3] переріз пружного розсіяння протона на ядрі в системі центра мас записується у вигляді

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\mathbf{q})|^2, \quad F(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \Omega(\mathbf{r}). \quad (10)$$

Тут k - імпульс протона в системі центра мас; \mathbf{q} - тримірний вектор повного переданого імпульсу, а узагальнений профіль (T - оператор в ейкональному наближенні) одержуємо як

$$\Omega(\mathbf{r}) = \frac{d}{dz} \int \prod_{j=1}^A d\mathbf{r}_j \delta(\mathbf{R}_A) |\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \omega^{(+)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)] \right\}. \quad (11)$$

Підставляючи в цей вираз функцію основного стану ядра (4) і проводячи інтегрування за координатами нуклонів \mathbf{r}_j , одержуємо

$$\Omega(\mathbf{r}) = N_A^2 \left(\frac{A}{2\pi} \right)^3 \frac{d}{dz} \int d\mathbf{Q} \left\{ [S(\mathcal{Q})]^A - [S(\mathcal{Q}) - G(\mathbf{r}, \mathbf{Q})]^A \right\}. \quad (12)$$

У цьому виразі

$$S(Q) = \left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{Q^2}{4\alpha}\right), \quad G(\mathbf{r}, \mathbf{Q}) = \int \omega^{(+)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \exp(-\alpha r_1^2 + i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 =$$

$$= \left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^{3/2} \frac{\sigma(1-i\rho)\beta}{4\pi} \exp\left[-\beta b^2 - a_i \frac{\beta}{\alpha} Q_i^2 - \frac{Q_i^2}{4\alpha} + i \frac{\beta}{\alpha} \mathbf{Q}_i \cdot \mathbf{b}\right] \left[1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\zeta} z - i \frac{\sqrt{\zeta}}{2\alpha} Q_i\right)\right],$$

$$\beta = \frac{\alpha}{1 + 4a_i \alpha}, \quad \zeta = \frac{\alpha}{1 + 4a_i \alpha}.$$

Розкладаючи підінтегральний вираз (12) за формулою бінома Ньютона і виконуючи інтегрування по \mathbf{Q} , запишемо профільну функцію як

$$\Omega(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda=1}^A (-1)^{\lambda+1} \binom{A}{\lambda} B_{\lambda}(b) Z_{\lambda}(z),$$

де поперечна й повздовжня частини парціального профілю кратності λ мають такий вигляд:

$$B_{\lambda}(b) = \left[\frac{\sigma(1-i\rho)\beta}{2\pi}\right]^{\lambda} \frac{1}{1 - \frac{\lambda\beta}{A\alpha}} \exp\left[-\frac{\lambda\beta b^2}{1 - \frac{\lambda\beta}{A\alpha}}\right],$$

$$Z_{\lambda}(z) = \frac{\lambda}{\pi} (A\alpha)^{1/2} \exp(-\zeta z^2) \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left[-\left(\frac{A\alpha}{\zeta} - 1\right)t^2 + 2i\sqrt{\zeta} z t\right] \left[\frac{1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\zeta} z - it\right)}{2}\right]^{\lambda-1}.$$

Як видно, тут одна лише поперечна частина профілю $B_{\lambda}(b)$ збігається з повним парціальним профілем стандартної теорії ГС. Повздовжня частина профілю $Z_{\lambda}(z)$ вносить в амплітуду розсіяння (10) принципово нову залежність від повздовжньої складової переданого імпульсу, якої нема в стандартній теорії і яка відіграє вирішальну роль у заповненні глибоких дифракційних мінімумів, притаманних звичайній дифракційній теорії.

Виконуючи перетворення Фур'є оператора $\Omega(\mathbf{r})$ згідно з (10), отримаємо остаточно

$$F(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{\lambda=1}^A (-1)^{\lambda+1} \binom{A}{\lambda} B_{\lambda}(q_{\perp}) Z_{\lambda}(q_z),$$

де поперечна і повздовжня компоненти парціальної амплітуди розсіяння кратності λ

$$B_{\lambda}(q_{\perp}) = \frac{\pi}{\beta\lambda} \exp\left(\frac{q_{\perp}^2}{4A\alpha}\right) \left[\frac{\sigma(1-i\rho)\beta}{2\pi}\right]^{\lambda} \exp\left(-\frac{q_{\perp}^2}{4\beta\lambda}\right),$$

$$Z_{\lambda}(q_z) = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{q_z^2}{4A\alpha}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left[-t^2 + i \frac{q_z t}{\sqrt{\zeta}}\right] \left[\frac{1 + \operatorname{erf}(t)}{2}\right]^{\lambda-1}.$$

Перші експоненціальні множники в цих виразах добре відомі як фактори, котрі враховують віддачу ядра і формально вводяться в амплітуди при їх розрахунках в трансляційно-неінваріантній моделі оболонок з потенціалом гармонічного осцилятора.

3.4. Наближення когерентності

Профільна функція $\Omega(\mathbf{r})$ (11) у випадку пружного розсіяння описує взаємодію налітаючого протона з ядром, яке знаходиться в основному стані до і після розсіяння. Вона враховує всі віртуальні збудження ядра в процесі перерозсіяння в проміжних станах (дисперсійні ефекти), а саме такі, під час яких ядро спочатку збуджується, а потім переходить назад в основний стан. Якщо знехтувати цими збудженнями, тобто у всіх проміжних станах залишити з повного набору А-частинних станів лише основний стан (4), то з формули (11) одержуємо профільну функцію у вигляді (позначимо її для відмінності від $\Omega(\mathbf{r})$ індексом "0")

$$\Omega_0(\mathbf{r}) = \frac{d}{dz} \left\{ 1 - [1 - G_0(\mathbf{r})]^A \right\}, \quad G_0(\mathbf{r}) = \int \omega^{(+)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \rho_A(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1. \quad (20)$$

Тут $\rho_A(\mathbf{r})$ - одночастинкова ядерна густина, котра визначається співвідношенням (6). Виконуючи у виразі (20) інтегрування за \mathbf{r}_1 , запишемо результат як

$$G_0(\mathbf{r}) = \frac{\sigma(1-i\rho)\beta_0}{4\pi} \exp(-\beta_0 b^2) \left[1 + \operatorname{erf}(\sqrt{\zeta_0} z) \right], \quad \beta_0 = \frac{\alpha_0}{1+4a_l\alpha_0}, \quad \zeta_0 = \frac{\alpha_0}{1+4a_l\alpha_0}, \quad \alpha_0 = \frac{A}{A-1} \alpha.$$

У результаті профільна функція ядра в наближенні когерентності набуває кінцевого вигляду

$$\Omega_0(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda=1}^A (-1)^{\lambda+1} \binom{A}{\lambda} B_\lambda^0(b) Z_\lambda^0(z), \quad (21)$$

де поперечна й повздовжня частини парціального профілю кратності λ мають вигляд

$$B_\lambda^0(b) = \left[\frac{\sigma(1-i\rho)\beta_0}{2\pi} \right]^\lambda \exp(-\lambda\beta_0 b^2), \quad Z_\lambda^0(z) = \lambda \left(\frac{\zeta_0}{\pi} \right)^{1/2} \exp(-\zeta_0 z^2) \left[\frac{1 + \operatorname{erf}(\sqrt{\zeta_0} z)}{2} \right]^{\lambda-1}.$$

Амплітуда пружного розсіяння в наближенні когерентності

$$F_0(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{\lambda=1}^A (-1)^{\lambda+1} \binom{A}{\lambda} B_\lambda^0(q_\perp) Z_\lambda^0(q_z), \quad (22)$$

де поперечна і повздовжня компоненти парціальної амплітуди розсіяння мають вигляд

$$B_\lambda^0(q_\perp) = \frac{\pi}{\beta_0 \lambda} \left[\frac{\sigma(1-i\rho)\beta_0}{2\pi} \right]^\lambda \exp\left(\frac{q_\perp^2}{4\beta_0 \lambda}\right), \quad Z_\lambda^0(q_z) = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left(-t^2 + i \frac{q_z t}{\sqrt{\zeta_0}}\right) \left[\frac{1 + \operatorname{erf}(t)}{2} \right]^{\lambda-1}.$$

Отримана амплітуда однократного розсіяння збігається з відповідним членом формули (17), як і повинно бути, оскільки одночастинковий оператор не може давати віртуальних збуджень. Порівняння формул (22) та (17) показує, що нехтування дисперсійними ефектами приводить, по-перше, до зникнення фактора віддачі i , по-друге, до перенормування параметра α : $\alpha \rightarrow A\alpha/(A-1)$.

3.5. Оптична границя пружного розсіяння

Амплітуду розсіяння й профільну функцію в оптичному наближенні ($A \gg 1$) будемо позначати індексом "opt":

$$F_{opt}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \Omega_{opt}(\mathbf{r}). \quad (23)$$

Використовуючи для профільної функції ядра вираз (11) без δ -функції й переходячи в ньому до границі $A \gg 1$, отримаємо оптичний ядерний профіль

$$\Omega_{opt}(\mathbf{r}) = \frac{d}{dz} \{1 - \exp[-AG(\mathbf{r})]\} = A \exp[-AG(\mathbf{r})] \frac{d}{dz} G(\mathbf{r}). \quad (24)$$

У цьому випадку амплітуда розсіяння набирає вигляду (тимчасово опускаємо фактор віддачі)

$$F_{opt}(\mathbf{q}) = ikA \int_0^\infty db b J_0(q_\perp b) \int_{-\infty}^\infty dz \exp[iq_z z - AG(\mathbf{r})] \frac{d}{dz} G(\mathbf{r}). \quad (25)$$

Якщо знехтувати у формулі (25) повздовжньою складовою переданого імпульсу q_z , виконати інтегрування по z і в результаті замінити q_\perp на q , то прийдемо до відомого виразу ДТБР ГС:

$$F_{opt}(q) = ik \int_0^\infty db b J_0(qb) \{1 - \exp[-AG(b)]\}, \quad G(b) = \frac{\sigma(1-i\rho)\beta}{2\pi} \exp(-\beta b^2). \quad (26)$$

3.6. Розрахунки розсіяння протонів ядрами при 600 і 1000 MeV

Як ілюстрація формалізму, розраховувалися диференційні перерізи пружного розсіяння протонів з енергією 600 і 1000 MeV ядрами ${}^3\text{He}$ і ${}^3\text{H}$. Розраховані значення порівнювалися з даними [12, 13]. Значення параметрів NN -амплітуд [8, 9, 14], що використовувалися в розрахунках, наведено в табл. 2.

Таблиця 2. Значення параметрів NN -амплітуд

E, MeV	$\sigma_{pp}, \text{мб}$	$\sigma_{np}, \text{мб}$	ρ_{pp}	ρ_{np}	$a_{pp}, \text{Фм}^2$	$a_{np}, \text{Фм}^2$
600	39,6	36,6	0,38	-0,21	0,05	0,05
1000	47,2	39,2	-0,09	-0,46	0,09	0,12

При проведенні розрахунків параметри з табл. 2 усереднювалися відповідно до чисел протонів Z і нейтронів N (це істотно не впливає на результати, але значно спрощує розрахунки):

$$A\sigma = Z\sigma_{pp} + N\sigma_{np}, \quad \rho = \frac{1}{A\sigma} (Z\sigma_{pp}\rho_{pp} + N\sigma_{np}\rho_{np}), \quad a_l = a_l = \frac{1}{A\sigma} (Z\sigma_{pp}a_{pp} + N\sigma_{np}a_{np}).$$

Розрахунки перерізів пружного розсіяння протонів цими ядрами при енергіях ~ 1 GeV, проведені раніше на основі ДТБР, достатньо добре описували експериментальні дані за виключенням областей мінімумів перерізів, де ця теорія давала глибокі провали (штрихові лінії на рис. 2), що аж ніяк не узгоджувалися з експериментом. Прикладалося багато безуспішних спроб для ліквідації вказаної розбіжності. Проте всі вони виявились марними. У наших розрахунках за викладеною вище теорією (суцільні криві на рис. 2, позначено як "Теорія") врахування повздовжньої складової переданого імпульсу забезпечує необхідну ступінь заповнення мінімумів з доброю стійкістю по всім параметрам теорії. Штрихові криві на рисунку відповідають розрахункам по звичайній ДТБР. Зауважимо, що з точки зору ейконального наближення врахування q_z в амплітудах NN -розсіяння означає схід з енергетичної поверхні, тобто кількісний опис областей мінімумів перерізів цілком зобов'язаний у розглянутому підході врахуванню позаенергетичних ефектів, які не враховуються в

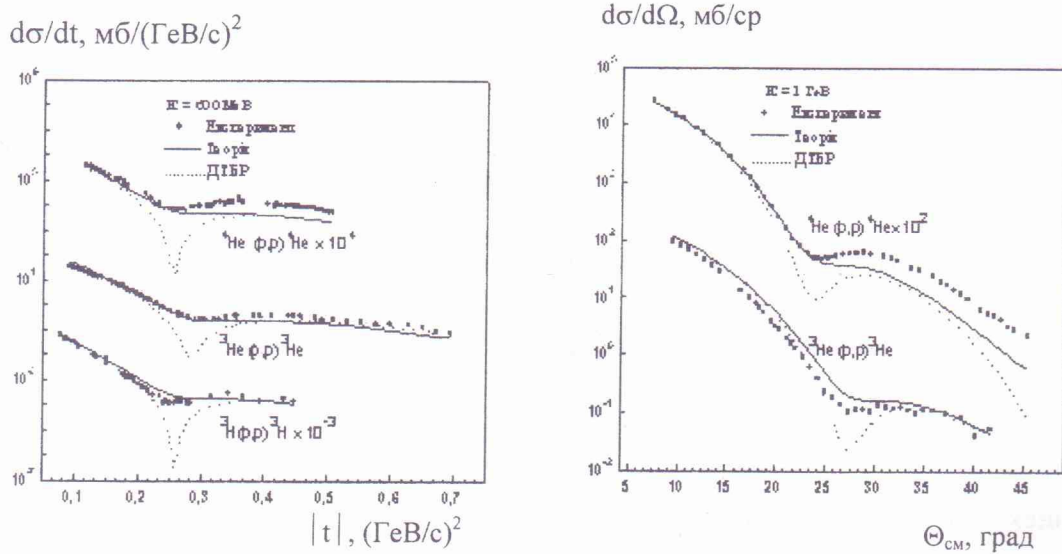


Рис. 2. Перерізи пружного розсіяння протонів ядрами при енергіях 600 і 1000 MeV.

ДТБР ГС. Розбіжність з експериментом в області другого максимуму пов'язана із занадто простими хвильовими функціями основного стану й легко виправляється при використанні більш складної її форми. Усі криві на рисунках відповідають значенню параметра α ядерної хвильової функції, узгодженому з нахилом зарядового формфактора. Для ядра ${}^3\text{He}$ значення α , знайдене по зарядовому радіусу, приводить до різкого розходження розрахункового перерізу з експериментом.

Цікаво оцінити внесок віртуальних збуджень ядра в переріз пружного розсіяння. На рис. 3 представлено результати розрахунків перерізів у наближенні когерентності (криві 2) і в оптичному наближенні (криві 3) згідно з формулою (25) для ядра ${}^4\text{He}$ порівняно з точними розрахунками.

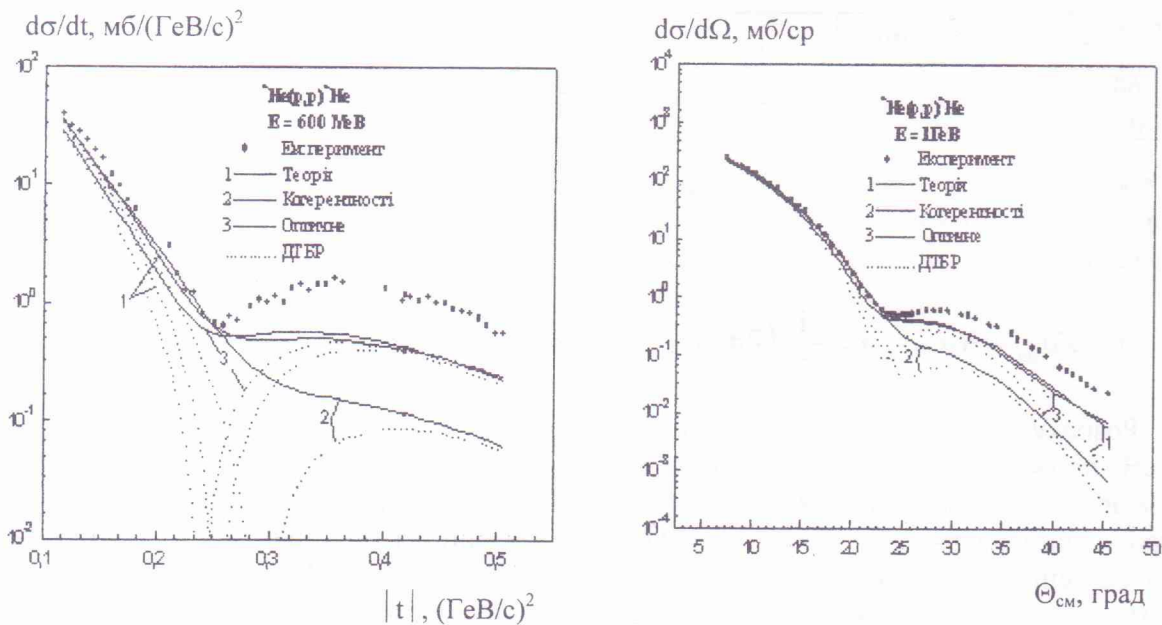


Рис. 3. Порівняння розрахункових перерізів у точному підході (криві 1) з наближенням когерентності (криві 2) і з оптичним наближенням (криві 3).

Як видно із рисунка, вклад віртуальних збуджень ядра виявляється дуже важливим в області великих переданих імпульсів. Це зв'язано з тим, що перерізи непружних процесів малі при малих q порівняно з перерізом пружного розсіяння й можуть порівнюватися з

останнім лише при великих значеннях q . Із загальних міркувань очевидно, що оптична границя повинна добре працювати для ядер із $A \gg 1$. Однак розрахунки в оптичному наближенні для ядер ${}^3\text{He}$ і ${}^3\text{H}$ практично не відрізняються від точних.

4. Висновки

З використанням багатоцентрового наближення ейконалу розвинуто підхід до побудови деформованих хвильових функцій, що описують рух ядерних частинок і враховують мікроскопічну структуру розсіювачів. У випадку найлегших ядер це дає змогу коректніше врахувати ефекти багаторазових зіткнень на відміну від оптико-модельного підходу, в якому ця мікроскопічна структура явно не віддзеркалена. Ці хвильові функції потрібні для розрахунків перерізів різноманітних ядерних процесів з перебудовою при середніх та проміжних енергіях.

У запропонованому методі оптичний потенціал не використовувався взагалі, а деформовані хвилі пов'язувалися з амплітудою вільного NN -розсіяння, параметри якої звичайно розраховуються за допомогою реалістичного потенціалу або знаходяться з експерименту. Головними складовими цих хвиль є узагальнені профільні функції, які на відміну від стандартної ДТБР ГС вміщують повздовжню частину, зумовлену явним врахуванням в MN -амплітуді розсіяння повздовжньої складової переданого імпульсу. Це відповідає врахуванню позаенергетичних ефектів у цьому розсіянні. За фізичним змістом побудовані багатоцентрові хвилі відповідають розсіянню нуклонів на системі фіксованих (закріплених) центрів, що розсіюють.

У роботі одержано нові формули для розрахунків амплітуд пружного розсіяння нуклонів ядрами у трансляційно-інваріантній моделі незалежних частинок з гаусівською координатною залежністю їх просторових функцій. Розвинутий формалізм застосовано для опису пружного розсіяння протонів з енергією 600 і 1000 МеВ ядрами ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$. Чисельними розрахунками досліджено точність наближення когерентності для S -оболонкових ядер (нехтування віртуальними збудженнями), яке виявляється хорошим лише для невеликих переданих імпульсів, де внесок непружних процесів малий порівняно з пружним розсіянням. Проаналізовано точність оптичної границі ($A \gg 1$) для S -оболонкових ядер і встановлено, що результати розрахунків у цьому наближенні практично не відрізняються від точних. Показано, що без додаткових параметрів запропоноване узагальнення дифракційної теорії дає змогу, зокрема, кількісно вирішити давню проблему глибоких дифракційних мінімумів диференціальних перерізів, яка притаманна звичайному підходу й описати експериментальні кутові розподіли пружного розсіяння протонів ядрами якісно краще, ніж звичайна ДТБР ГС.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Glauber R.J.* Lectures in theor. phys. // NY: Interscience Publ., 1959, Vol. 1. - P. 315 - 414.
2. *Ситенко А.Г.* // УФЖ. - 1959. - Т. 4, № 2. - С. 52 - 163.
3. *Левшин Е. Б., Фурса А. Д.* // ЯФ. - 1983. - Т. 38, № 12. - С. 1572 - 1581.
4. *Фурса А. Д., Волошин Н. И.* // Матеріали щорічної наукової конференції ІЯД (36. доп.). - Київ, 1997. - С. 4 - 7.
5. *Левшин Е. Б., Фурса А. Д.* // ЯФ. - 1987. - Т. 46, № 12. - С. 1614 - 1618.
6. *Salem M.* // Int. J. Mod. Phys. - 1987. - Vol. A2, No. 2. - P. 485 - 490.
7. *Betozzi W., Friar J., Heisenberg J. et al.* // Phys. Lett. - 1972. - Vol. 41B, No. 4. - P. 408 - 414.
8. *Барашенков В.С., Тонев В.Д.* Взаимодействие высокоэнергетических частиц с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.
9. *Igo G. J.* // Rev. Mod. Phys. - 1978. - Vol. 50, No. 3. - P. 523 - 560.
10. *McCarthy J.S., Sick I., Whitney R.R.* // Phys. Rev. - 1977. - Vol. C15, No. 4. - P. 1396 - 1414.
11. *Arnold R.G., Chertok B.T., Rock S. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1978. - Vol. 40, No. 27. - P. 1429 - 1432.
12. *Fain J., Gardes J., Lefort A. et al.* // Nucl. Phys. - 1976. - Vol. A262, No. 3. - P. 413 - 432.
13. *Алхазов Г.Д., Белостоцкий С.Л., Воробьев А.А. и др.* // Препр./ЛИЯФ АН СССР; ЛИЯФ-531, 1979.
14. *Ray L.* // Phys. Rev. - 1979. - Vol. C20, No. 5. - P. 1857 - 1872.

**ВНЕЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ
ЯДРАМИ С $A = 3, 4$ ПРИ 600, 1000 МэВ****В. В. Давидовский, А. Д. Фурса**

Проведено исследование многоцентрового эйконального приближения применительно к рассеянию протонов высоких энергий атомными ядрами. В отличие от теории Глаубера - Ситенко новый подход использует трехмерную обобщенную профильную функцию нуклона, которая позволяет учесть внеэнергетические эффекты в промежуточных актах рассеяния. Построенный формализм применяется для расчетов сечений упругого рассеяния протонов с энергиями 600 и 1000 МэВ ядрами ${}^3\text{H}$, ${}^3,4\text{He}$. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными и с расчетами по обычной дифракционной теории.

**OFF-SHELL EFFECTS IN MULTIPLE SCATTERING OF PROTONS
ON NUCLEI WITH $A = 3, 4$ AT 600, 1000 MeV****V. V. Davydovskyy, A. D. Foursat**

The Research of multiple center eikonal approach with regard to the scattering of high-energy protons on atomic nuclei is carried out. In contrast to the theory of Glauber - Sitenko, new approach uses three-dimensional generalized profile function of nucleon, which allows taking into account the off-shell effects in intermediate acts of scattering. The formalism that has been developed is applied for the calculations of the cross sections of elastic scattering of protons on ${}^3\text{H}$, ${}^3,4\text{He}$ nuclei at energies of 600 and 1000 MeV. The results of calculations are compared with experimental data and calculations on conventional diffraction theory.

Надійшла до редакції 15.10.03,
після доопрацювання – 30.12.03.