

**ГІПЕРЯДРА ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ В ДВО- І ТРИКЛАСТЕРНІЙ МОДЕЛЯХ:
ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ**

М. В. Євланов¹, О. М. Соколов¹, В. К. Тартаковський²

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

² *Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ*

Використовуючи формалізм дво- і трикластерної моделі, розраховано диференціальні перерізи пружного дифракційного розсіювання гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ на легких і важких ядрах з урахуванням процесів багаторазового розсіювання, розмиття краю ядра-мішені та вивчено вплив на поведінку перерізів структури гіперядер, зокрема енергії зв'язку останніх.

У цій роботі в рамках дифракційного наближення розраховуються диференціальні перерізи σ_{el} пружного розсіювання гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ легкими й важкими ядрами та вивчається вплив на розсіювання процесів багаторазового розсіювання, розмиття краю ядра мішені, структури гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$, що розглядаються як у двокластерній (${}^3_{\Lambda}H \rightarrow \Lambda + d$, ${}^6_{\Lambda}He \rightarrow n + {}^5_{\Lambda}He$), так і в трикластерній (${}^3_{\Lambda}H \rightarrow \Lambda + n + p$, ${}^6_{\Lambda}He \rightarrow n + \Lambda + {}^4He$) моделях. Теоретичний розгляд відповідних процесів зіткнення ядер є актуальним у зв'язку з плануванням експериментів (зокрема, у Дубні) по створенню пучків гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ високої енергії та взаємодії їх з різноманітними атомними ядрами [1 - 3].

Амплітуди пружного розсіювання гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ на ядрах у двокластерній моделі $F^0(\vec{q})$, де \vec{q} – переданий імпульс, і в трикластерній моделі $F(\vec{q})$ можна виразити в дифракційному наближенні через амплітуди $f_j(\vec{q})$ пружного розсіювання окремих кластерів на ядрі-мішені [4]

$$f_j(\vec{q}) \equiv ik_j u_j(\vec{q}) = \frac{ik_j}{2\pi} \int d^{(2)}\vec{\rho}_j e^{i\vec{q}\vec{\rho}_j} \omega_j(\vec{\rho}_j), \quad (1)$$

де індекс j означає j -й кластер гіперядра ($j=1,2$ або $1, 2, 3$) з імпульсом k_j , $\omega_j(\vec{\rho}_j)$ – профільна функція довільного вигляду, і через структурні формфактори

$$\Phi_0(\vec{q}) = \int d\vec{r} \varphi_0^*(\vec{r}) \varphi_0(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}}, \quad \Phi_0(0) = 1, \quad (2)$$

$$\Phi(\vec{q}) = \int d\vec{s} \varphi^*(\vec{s}) \varphi(\vec{s}) e^{-i\vec{q}\vec{s}}, \quad \Phi(0) = 1, \quad (3)$$

де $\varphi_0(\vec{r})$ – хвильова функція, що описує відносний рух 1-го кластера (Λ -гіперона в гіпертритоні та слабкозв'язаного нейтрона в ядрі ${}^6_{\Lambda}He$) і центра маси залишку (дейтрона в ${}^3_{\Lambda}H$ і ядра ${}^5_{\Lambda}He$ в ${}^6_{\Lambda}He$); $\varphi(\vec{s})$ – хвильова функція відносного руху 2-го і 3-го кластерів (нейтрона і протона в ${}^3_{\Lambda}H$ і Λ -гіперона та α -частинки в ${}^6_{\Lambda}He$). Використаємо систему

одиниць, де $\hbar = c = 1$. Ввівши позначення $b_j = \frac{m_j^0}{m_1^0 + m_2^0}$, де m_j^0 – маса j -го кластера ($j=1, 2$) у двокластерній моделі гіперядра, що падає, і

$\alpha_1 = 1 - \gamma_1$, $\gamma_1 = \frac{m_2 + m_3}{m_1 + m_2 + m_3}$, $\gamma_2 = \frac{m_2}{m_2 + m_3}$, $\gamma_3 = \frac{m_3}{m_2 + m_3}$, де m_j – маса j -го кластера ($j=1, 2, 3$) у трикластерній моделі, для дифракційних амплітуд $F^0(\vec{q})$ і $F(\vec{q})$ будемо мати такі загальні вирази:

$$F^0(\vec{q}) = ik \left[\Phi_0(b_2\vec{q})u_1(\vec{q}) + \Phi_0(-b_1\vec{q})u_2(\vec{q}) \right] - \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}\vec{q}' \Phi_0(\vec{q}' - b_1\vec{q})u_1(\vec{q}')u_2(\vec{q} - \vec{q}'), \quad (4)$$

$$F(\vec{q}) = F^{(1)}(\vec{q}) + F^{(2)}(\vec{q}) + F^{(3)}(\vec{q}), \quad (5)$$

$$F^{(1)}(\vec{q}) = ik \left[\Phi_0(\gamma_1\vec{q})u_1(\vec{q}) + \Phi_0(-\alpha_1\vec{q})\Phi(\gamma_3\vec{q})u_2(\vec{q}) + \Phi_0(-\alpha_1\vec{q})\Phi(-\gamma_2\vec{q})u_3(\vec{q}) \right],$$

$$F^{(2)}(\vec{q}) = -\frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}\vec{q}' \left[\Phi_0(\vec{q}' - \alpha_1\vec{q})\Phi(-\gamma_3(\vec{q}' - \vec{q}))u_1(\vec{q}')u_2(\vec{q} - \vec{q}') + \Phi_0(\vec{q}' - \alpha_1\vec{q})\Phi(\gamma_2(\vec{q}' - \vec{q}))u_1(\vec{q}')u_3(\vec{q} - \vec{q}') + \Phi_0(-\alpha_1\vec{q})\Phi(\vec{q}' - \gamma_2\vec{q})u_2(\vec{q}')u_3(\vec{q} - \vec{q}') \right],$$

$$F^{(3)}(\vec{q}) = \frac{ik}{(2\pi)^2} \int d^{(2)}\vec{q}' \int d^{(2)}\vec{q}'' \Phi_0(\vec{q}' - \alpha_1\vec{q})\Phi(\vec{q}'' + \gamma_2(\vec{q}' - \vec{q})) \times u_1(\vec{q}')u_2(\vec{q}'')u_3(\vec{q} - \vec{q}' - \vec{q}''),$$

де k – величина імпульсу \vec{k} гіперядра, що падає. Окремі три доданки в (5) $F^{(1)}(\vec{q})$, $F^{(2)}(\vec{q})$ і $F^{(3)}(\vec{q})$ пов'язані відповідно з імпульсним наближенням (одноразовим розсіюванням кластерів), дворазовим і триразовим розсіюванням кластерів.

При чисельних розрахунках профільні функції $\omega_j(\rho)$ залежно від прицільного параметра ρ вибиралися у вигляді

$$\omega_j(\rho) = \left(1 + \exp \frac{\rho - R_j}{\Delta} \right)^{-1}, \quad (6)$$

де Δ – параметр розмиття (дифузності) краю ядра мішені; $R_j = r_0(A_j^{1/3} + A^{1/3})$ – радіус ядерної взаємодії j -го кластера, що складається з A_j баріонів, з ядром-мішенню з масовим числом A ; $r_0 = 1,2$ Фм.

Як хвильові функції $\varphi_0(r)$ і $\varphi(s)$, що входять у формфактори (2) і (3), використовуємо хюльтенівські функції

$$\varphi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha_0\beta_0(\alpha_0 + \beta_0)}{2\pi(\beta_0 - \alpha_0)^2}} \cdot \frac{\exp(-\alpha_0 r) - \exp(-\beta_0 r)}{r}, \quad \alpha_0 = \frac{1}{\hbar} \cdot \sqrt{2\gamma_1 m_1 \varepsilon_0}, \quad (7)$$

$$\varphi(s) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha + \beta)}{2\pi(\beta - \alpha)^2}} \cdot \frac{\exp(-\alpha s) - \exp(-\beta s)}{s}, \quad \alpha = \frac{1}{\hbar} \cdot \sqrt{2\gamma_3 m_2 \varepsilon} \quad (8)$$

і ці ж функції при $\beta_0 \rightarrow \infty$ і $\beta \rightarrow \infty$ (тобто при нульових значеннях радіусів дії сил між кластерами). При розрахунках використовувалися такі найбільш ймовірні чисельні значення параметрів хвильових функцій (7) і (8):

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= 0,13 \text{ MeV} , & \varepsilon &= 2,226 \text{ MeV} , \\ \beta_0 &= 1,45 \text{ Фм}^{-1} , & \beta &= 1,2 \text{ Фм}^{-1} \end{aligned} \quad (9)$$

для гіпертритона ${}^3_{\Lambda}H$ [5, 6] і

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= 0,17 \text{ MeV} , & \varepsilon &= 3,12 \text{ MeV} , \\ \beta_0 &= 1,45 \text{ Фм}^{-1} , & \beta &= 1,15 \text{ Фм}^{-1} \end{aligned} \quad (10)$$

для гіперядра ${}^6_{\Lambda}He$ [7].

Розрахунки всіх диференціальних перерізів пружного розсіювання $\sigma_{el}(q)$ проводилися для енергії $E = 6$ ГеВ на баріон у падаючому гіперядрі, тобто для енергії $E = 18$ ГеВ гіпертритонів і $E = 36$ ГеВ гіперядер ${}^6_{\Lambda}He$. Пучки зазначених гіперядер із приблизно такими енергіями планується отримувати на прискорювачах [1 - 3].

Велике значення врахування процесів багаторазового розсіювання на поведінку перерізів $\sigma_{el}(q)$ як функції переданого імпульсу q видно з рис. 1, де наведено залежність $\sigma_{el} = |F^{(1)}(q) + F^{(2)}(q) + F^{(3)}(q)|^2$ для $\Delta = 1$ Фм при розсіюванні гіпертритонів на ядрах ${}^{27}Al$ (суцільна крива), а також залежності диференціального перерізу $\sigma_{el}^{(1)} = |F^{(1)}(q)|^2$ в імпульсному наближенні (штрихова крива) і перерізу $\sigma_{el}^{(1,2)} = |F^{(1)}(q) + F^{(2)}(q)|^2$ з урахуванням, окрім одноразового, тільки дворазового розсіювання (штрих-пунктирна крива). Бачимо, що положення максимумів (окрім першого) перерізу $\sigma_{el}(q)$ майже співпадають з положеннями мінімумів перерізу в імпульсному наближенні $\sigma_{el}^{(1)}(q)$, що не враховує процесів дво- і триразового розсіювання, тобто вплив процесів багаторазового (особливо дворазового) розсіювання на диференціальні перерізи пружного розсіювання $\sigma_{el}(q)$ є настільки важливим, що використання імпульсного наближення в даному випадку навіть для грубих оцінок є неприйнятним. Порівняння $\sigma_{el}(q)$ з $\sigma_{el}^{(1,2)}(q)$ показує, що врахування одного триразового розсіювання також важливо, через те що призводить до істотного зрушення мінімумів та вторинних максимумів і зміни величини перерізів у максимумах. Як видно з рис. 1, при $q \rightarrow 0$ величина перерізу $\sigma_{el}^{(1)}(q)$, пов'язаного з одноразовим розсіюванням, більша за величини перерізів $\sigma_{el}^{(1,2)}(q)$ і $\sigma_{el}(q)$, зумовлених поряд з одноразовим розсіюванням також дво- і триразовим розсіюванням кластерів. Однак, як видно з рисунка, із зростанням переданого імпульсу q величини перерізів $\sigma_{el}^{(1,2)}(q)$ і $\sigma_{el}(q)$ у відповідних максимумах стають більшими за величину $\sigma_{el}^{(1)}(q)$, що свідчить про зростання ролі процесів дво- і триразового розсіювання із зростанням кута вильоту гіпертритона, який пружно провзаємодіє з ядром алюмінію. Аналогічна картина впливу процесів багаторазового розсіювання спостерігається при розсіюванні гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ на різноманітних ядрах мішені як з різким ($\Delta = 0$), так і з дифузним ($\Delta \neq 0$) краєм.

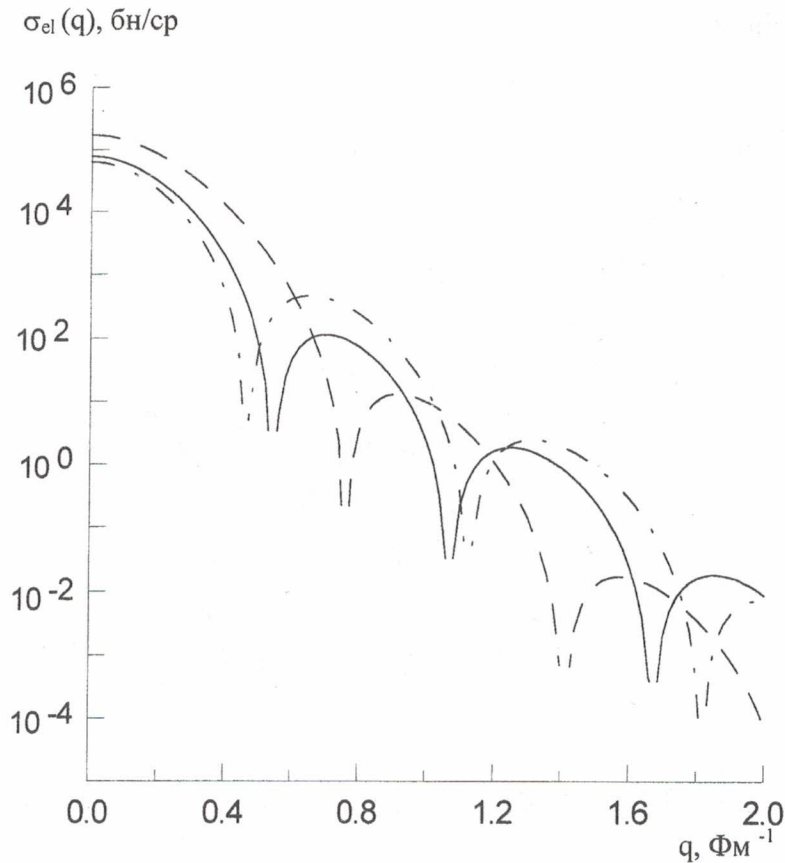


Рис. 1. Диференціальні перерізи пружного розсіювання $\sigma_{el}(q)$ (суцільна крива), в імпульсному наближенні $\sigma_{el}^{(1)}(q)$ (штрихова крива) і з нехтуванням триразовим розсіюванням $\sigma_{el}^{(1,2)}(q)$ (штрих-пунктирна крива) гіпертритонів на ядрах ${}^{27}Al$ для $\Delta = 1$ Фм.

Гіперядра ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ інколи розглядають за двокластерною моделлю, використовуючи той факт, що перші кластери - Λ -гіперон в ${}^3_{\Lambda}H$ і периферійний нейтрон в ${}^6_{\Lambda}He$ надто слабо пов'язані в цих ядрах. Однак інші кластери за цією моделлю, а саме дейтрон у гіпертритоні та гіперядро ${}^5_{\Lambda}He$ в гіперядрі ${}^6_{\Lambda}He$, також є порівняно слабкозв'язаними системами відносно розвалу на два фрагменти ($d \rightarrow n + p, {}^5_{\Lambda}He \rightarrow \Lambda + \alpha$). Тому двокластерна модель для гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ є в багатьох випадках досить грубою моделлю, що й підтверджується конкретними розрахунками. Як приклад, на рис. 2 показано розраховані залежності перерізів $\sigma_{el}(q)$ розсіювання гіперядер ${}^6_{\Lambda}He$ на ядрах ${}^{27}Al$ як у трикластерній (суцільні криві), так і двокластерній (штрихові криві) моделі для $\Delta = 0$ (криві 1) і $\Delta = 1$ Фм (криві 2). Видно, що незалежно від значення Δ мінімуми і вторинні максимуми при переході від трикластерної до двокластерної моделі помітно зсуваються в бік збільшення q , а величина перерізу $\sigma_{el}(q)$ у відповідних максимумах зменшується при переході до двокластерної моделі, причому тим швидше, чим більш Δ . Подібна картина відмінностей розрахованих диференціальних перерізів розсіювання $\sigma_{el}(q)$ у дво- і трикластерній моделях для гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ має місце при розсіюванні їх як на легких, так і важких ядрах.

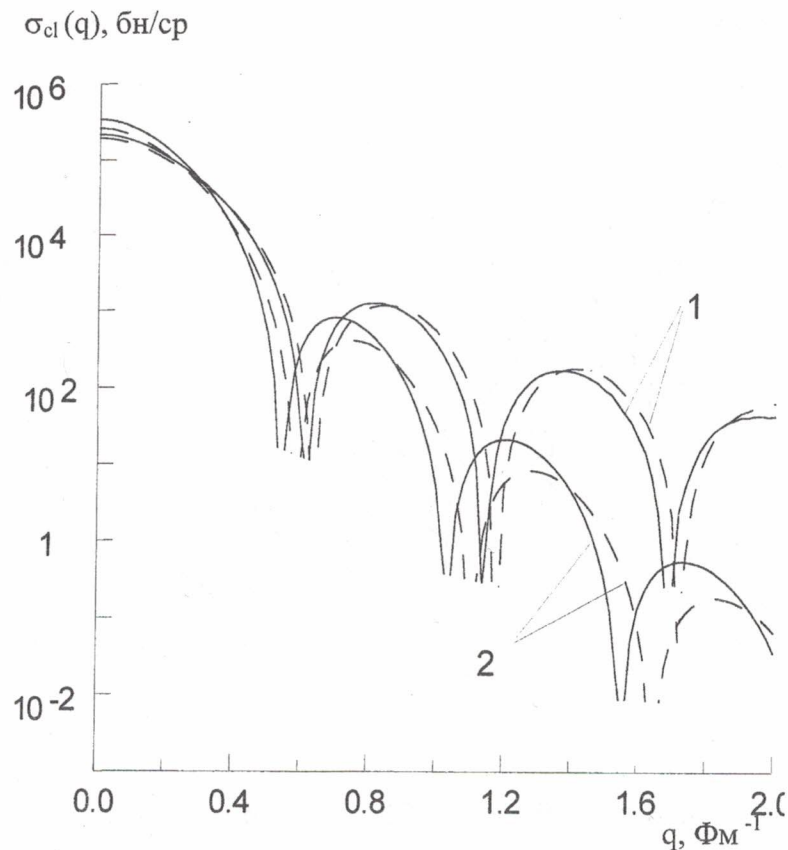


Рис. 2. Диференціальні перерізи пружного розсіювання $\sigma_{el}(q)$ гіперядра ${}^6_{\Lambda}He$ на ядрах ${}^{27}Al$ при $\Delta = 0$ (криві 1) і $\Delta = 1$ Фм. (криві 2) для трикластерної (суцільні криві) і двокластерної (штрихові криві) моделей.

У роботі також встановлено сильну залежність від параметра розмиття межі ядра-мішені Δ диференціальних перерізів пружного розсіювання $\sigma_{el}(q)$ як функцій переданого імпульсу q гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$, що падають, з різноманітними атомними ядрами як в двокластерній, так і трикластерній моделях (див. рис. 2). Із зростанням Δ значення перерізів $\sigma_{el}(q)$ у першому максимумі (при $q \rightarrow 0$) збільшуються, а у вторинних дифракційних максимумах зменшуються з одночасним зрушенням останніх у бік зменшення q , так що відповідні вимірювання $\sigma_{el}(\bar{q})$ дають змогу вивчати, зокрема, поверхневий шар різноманітних ядер мішені.

Встановлено таку залежність перерізів $\sigma_{el}(q)$ від енергій зв'язку ε_{Λ} і ε_n гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ відносно їхнього розвалу на два слабкозв'язаних фрагменти ($\Lambda + d$ і $n + {}^5_{\Lambda}He$): незалежно від значення параметра розмиття Δ із зростанням ε_{Λ} і ε_n перерізи $\sigma_{el}(q)$ зменшуються в області першого максимуму і збільшуються в області вторинних максимумів зі зрушенням їх у бік збільшення q (це проілюстровано на рис. 3). Вищевикладену обставину можна використати для більш точного визначення енергій зв'язку гіперядер, що розглядаються.

При врахуванні скінченності радіуса дії ядерних сил між двома слабкозв'язаними фрагментами в гіперядрах, що розглядаються (між Λ і d в ${}^3_{\Lambda}H$ і між n і ${}^5_{\Lambda}He$ в ${}^6_{\Lambda}He$), незалежно від значення Δ перерізи $\sigma_{el}(q)$ збільшуються в області першого максимуму й

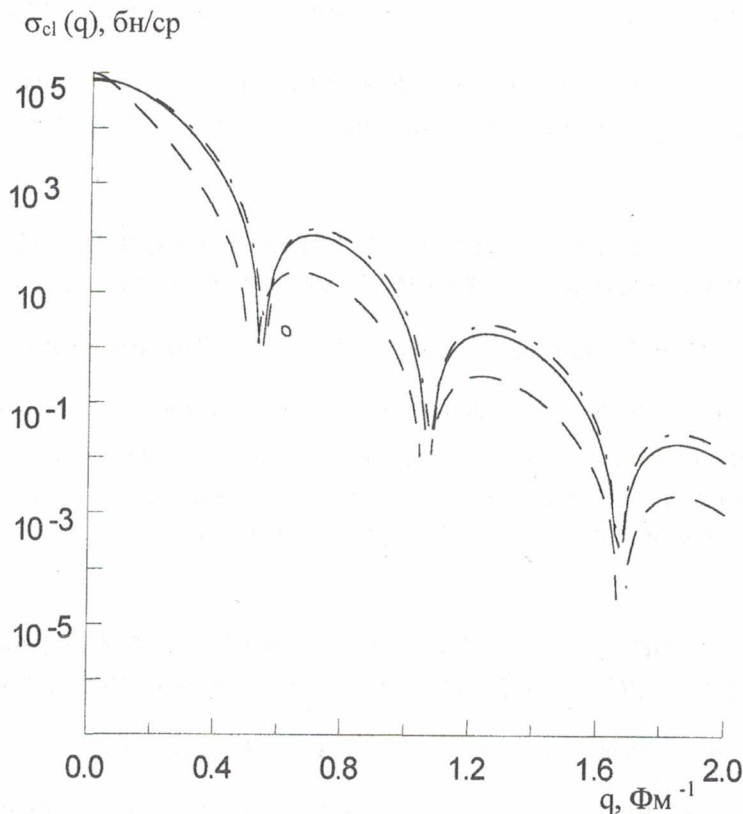


Рис. 3. Залежність диференціального перерізу пружного розсіювання гіпертритонів на ядрах ${}^{27}Al$ від переданого імпульсу. Розрахунок для ядра мішені з $\Delta = 1$ Фм. Суцільні криві - розрахунок для $\varepsilon_0 = 0,13$ МеВ; штрихові - $\varepsilon_0 = 0,01$ МеВ; штрих-пунктирні - $\varepsilon_0 = 0,25$ МеВ.

зменшуються у вторинних максимумах зі зрушенням останніх у бік зменшення q ; це дає можливість вивчати взаємодію між кластерами в гіперядрах.

Розходження в залежностях $\sigma_{el}(q)$ при розсіюванні гіперядер ${}^3_{\Lambda}H$ і ${}^6_{\Lambda}He$ на легких (${}^{27}Al$) і важких (${}^{238}U$) ядрах зводяться при нашому розгляді майже до дворазового збільшення числа максимумів (і мінімумів) на тому самому проміжку переданих імпульсів q (у нас $0 \leq q \leq 2$ Фм $^{-1}$), що, природно, пов'язано з розходженням у розмірах ядер алюмінію й урану.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Baldin A. M., Malakhov A. I. Experiments on Relativistic Nuclear Physics in Beams of Dubna Synchrotron and Nuclotron // Nucl. Physics. - 1994. - Vol. A566, No. 1. - P. 611 - 614.
2. Avramenko S. A. et al. A hypernuclear program for the Nuclotron accelerator // Nucl. Physics. - 1995. - Vol. A585, No.1, 2. - P. 91 - 94.
3. Зарубин П. И. Перспективы экспериментов на ускорительном комплексе синхрофазотрон-нуклотрон // ЭЧАЯ - 1995. - Т. 26, вып. 3. - С. 523 - 561.
4. Евланов М. В., Соколов А. М., Тартаковский В. К. Теоретическое описание дифракционного рассеяния и расщепления слабосвязанных кластерных ядер на ядрах с учетом кулонвского и спин-орбитального взаимодействий // ЯФ - 1996. - Т. 59, № 4. - С. 679 - 690.
5. Evlanov M. V., Sokolov A. M., Tartakovsky V. K. et al. Interaction of hypertritons with nuclei at high energies // Nucl. Phys. - 1998. - Vol. A632. - P. 624 - 632.

6. Евланов М. В., Соколов А. М., Тартаковский В. К. Влияние внутренней структуры гипертритона на интегральные сечения дифракционного взаимодействия с ядрами // Изв. РАН Сер. физ. - 1999. - Т. 63. - С. 212 - 217.
7. Евланов М. В., Соколов А. М., Тартаковский В. К. О ядерном и кулоновском взаимодействия гиперядер ${}^6_{\Lambda}He$ с ядрами при средних и высоких энергиях // ЯФ - 1999. - Т. 62. - С. 1410 - 1419.

**ГИПЕРЯДРА ${}^3_{\Lambda}H$ И ${}^6_{\Lambda}He$ В ДВУХ- И ТРЕХКЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛЯХ:
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ**

М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский

Используя формализм двух- и трехкластерной моделей, рассчитаны дифференциальные сечения упругого дифракционного рассеяния гиперядер ${}^3_{\Lambda}H$ и ${}^6_{\Lambda}He$ на легких и тяжелых ядрах с учетом процессов многократного рассеяния, размытия края последних и изучено влияние на поведение сечений структуры гиперядер, в частности их энергий связи.

**HYPERNUCLEI ${}^3_{\Lambda}H$ AND ${}^6_{\Lambda}He$ WITHIN TWO- AND THREE CLUSTER MODELS:
ELASTIC SCATTERING DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS**

M. V. Evlanov, A. M. Sokolov, V. K. Tartakovsky

Using the formalism of two- and three-cluster models the differential cross-sections of elastic diffractive scattering of hypernuclei ${}^3_{\Lambda}H$ and ${}^6_{\Lambda}He$ on light and heavy nuclei taking into account the multiple scattering processes and nuclear edge diffuseness are calculated. The influence of hypernuclear structure, particular the projectile binding energy on the cross-sections behavior, is studied as well.

Надійшла до редакції 06.02.02,
після доопрацювання – 10.04.02.