

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ**

На правах рукопису

**ОМЕЛЬЧЕНКО Сергій Олександрович**

УДК 539.17+530.145

**ДИСЕРТАЦІЯ  
ДОСЛІДЖЕННЯ КОГЕРЕНТНИХ І ДИНАМІЧНИХ ЕФЕКТІВ В  
ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ У РАМКАХ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВОГО  
АНАЛІЗУ**

Спеціальність 01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок  
і високих енергій

Подається на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,  
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ Омельченко С. О.

Науковий керівник:  
доктор фізико-математичних наук,  
старший науковий співробітник, завідувач  
відділу теорії ядерних процесів Інституту  
ядерних досліджень НАН України  
Давидовський Володимир Володимирович

Київ – 2021

## АНОТАЦІЯ

**Омельченко С. О. Дослідження когерентних і динамічних ефектів в ядерних реакціях у рамках просторово-часового аналізу. – На правах рукопису.**

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за фахом 01.04.16 - «Фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій». - Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, 2021.

У дисертації на базі розробленого просторово-часового аналізу запропоновано два методи-моделі: (i) - просторово-часовий метод, який при обрахунках перерізів та швидкостей співпадінь враховує наявні проміжні когерентні канали в різних класах ядерних реакцій зіткнення та (ii) - метод часових резонансів або модель резонансного розпаду (МРР) проміжної компаунд-системи в часі, яка призначена для обрахунку аномальних інклюзивних спектрів кінцевих фрагментів в деяких високоенергетичних реакціях. В межах просторово-часового аналізу запропоновано методіку розрахунків перерізів для бінарних реакцій зіткнення нуклонів з легкими та середніми ядрами, для реакцій зіткнення легких ядер, а також для непериферичних зіткнень важких іонів, при цьому всюди підкреслена важливість урахування когерентних ефектів. В межах МРР проведені обрахунки інклюзивних спектрів з нетиповою експоненціально спадаючою поведінкою з ростом енергії для деяких високоенергетичних реакцій та досліджена динаміка розпаду проміжних компаунд-систем.

Дисертаційна робота містить чотири наукові розділи.

**Перший розділ** присвячено огляду і аналізу можливостей просторово-часового опису інтерференційних ефектів, що мають місце в низькоенергетичних бінарних реакціях розсіяння нуклонів на ядрах поблизу ізольованих резонансів, спотворених нерезонансним фоном.

Розглянуто можливі два проміжні когерентні канали протікання реакції, а саме, прямий і резонансний, де утворюється проміжне компаунд-

ядро, яке розпадається після затримки. Метод використано для дослідження впливу наявності таких когерентних каналів на часи протікання та перерізи ядерних реакцій.

Введено коригуючий фазовий параметр  $\varphi$ , який описує просторово-часовий зсув між джерелами емісії частинок в лабораторній системі відліку ( $L$  - системі).

Наведено приклад застосування розробленого автором просторово-часового методу аналізу процесів зіткнення не тільки до реакцій, що супроводжуються утворенням поодинокого компаунд-резонансу, але й для випадків декількох резонансів, що перекриваються.

Проведено розрахунки перерізів, що ілюструють вплив фазових зсувів і, зокрема, фазового параметру  $\varphi$  на когерентні ефекти, що проявляються в залежності вигляду перерізів від вищезгаданих фаз для конкретних реакцій розсіяння нуклонів на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  та  $^{73}\text{Ge}$ .

Встановлено, що середній час процесів зіткнення з наявністю як поодинокого ізольованого резонансу, так і двох сусідніх резонансів, що перекриваються, при розрахунках в  $L$ -системі є тривіальною позитивною величиною, що роз'яснює парадокси затримки-випередження, що мали місце в літературі при розрахунках в системі центру мас ( $C$ -системі).

У **другому розділі** розглядаються теоретичні і практичні розробки, що використовують просторово-часовий підхід для врахування когерентних ефектів при зіткненнях легких ядер.

Розділ присвячено: (i) - аналізу ранніх робіт стаціонарної теорії, що вказували на необхідність теоретичного розгляду когерентних ефектів у процесах зіткнення легких ядер; (ii) - побудові методології застосування просторово-часового методу для таких процесів за допомогою запропонованого автором формалізму, подібного описаному в розділі 1, та, крім того, (iii) - поширенню методики розділу 1 для обрахунку перерізів та швидкостей співпадінь на більш складні реакції, що приводять до утворення 3-х частинок у вихідному каналі, дві з яких детектуються.

**Третій розділ** присвячено теоретичному аналітичному продовженню просторово-часового підходу щодо інтерференційних явищ, описаних у розділах 1 і 2 даної дисертаційної роботи, на урахування когерентних ефектів при центральних зіткненнях важких ядер, де принциповий розгляд ускладнюється множинністю виникаючих проміжних збуджених станів. Показано, що можлива перспектива застосування запропонованого підходу до оцінки швидкості співпадінь або перерізів для таких ядерних процесів, наприклад, у наближенні одно-частинкових автокореляційних функцій та випадкової фази, може бути пов'язана: (i) - з використанням методу Еріксоновських флуктуацій для добре розділених резонансів; (ii) - з параметризацією Сімоніуса для резонансів, що перекриваються та, нарешті; (iii) - з модифікованою параметризацією Сімоніуса з правками типу Любошиця для сильно перекритих резонансів.

У **четвертому розділі** розглядається розроблений на основі просторово-часової концепції досліджень перспективний метод часових резонансів або модель резонансного розпаду в часі проміжної компаунд-системи (MPP), в основі якої лежить унікальний феноменологічний зв'язок між Гамільтоніаном і оператором часу.

Розділ присвячено розгляду MPP при дослідженні нетипової поведінки енергетичних спектрів поглинання поодиноких кінцевих фрагментів у ядерних реакціях за допомогою підходу, який є вимушеною альтернативою загальноприйнятому підходу енергетичних резонансів для пояснення поширених проявів нетипової високотемпературної статистичної рівноваги при високоенергетичних центральних зіткненнях. Ці часові резонанси фізично відповідають утворенню сильно збуджених довгоживучих компаунд-систем, що неекспоненційно розпадаються з часом. Математично метод базується на введенні пар параметрів з розмірністю часу  $t_n$  і  $\tau_n$ , перший з яких по змісту відповідає власному значенню оператора часу для компаунд-системи, а другий - похибці у його визначенні. Крім того, введено

комплексний параметр  $C_n$ , відповідальний за кут вильоту кінцевого досліджуваного фрагменту реакції.

В роботі показано, що така параметризація справедлива за умови сильно перекритих резонансів (типових для зіткнень важких іонів), де легкі переходи між сильно неортогональними станами обумовлюють затримку в розвалі високозбуджених компаунд-систем.

Запропонований метод є, по суті, проміжною ланкою на енергетичній шкалі (розглядається діапазон енергій приблизно 0.1 - 10 ГеВ/нуклон), яка зшиває вже відомі методи, наприклад, файербол-моделі (менше 0.1 ГеВ/нуклон) або моделі ядерної гідродинаміки (більше 10 ГеВ/нуклон). Інакше кажучи, практичною особливістю методу є той факт, що він задовільно описує інклюзивні спектри ядерних процесів зіткнення у досить широкому проміжному діапазоні високих енергій від 0.1 ГеВ до 10 ГеВ, де модель файербола вже не дає успішних результатів, а модель ядерної гідродинаміки ще не застосовна. У такому діапазоні енергій метод працює для широкого діапазону бомбардуючих частинок (від протонів до ядер  $^{40}\text{Ar}$ ) і при дуже широкому виборі мішеней (від ядер  $^{12}\text{C}$  до ядер  $^{238}\text{U}$ ). Більш того, метод успішний і для енергій, менших за 0.1 ГеВ за умови, якщо в якості бомбардуючих частинок обирати більш важкі ядра з  $A > 40$  (наприклад, тестово розглядалося ядро-снаряд  $^{132}\text{Xe}$  з енергією 0.044 ГеВ/нуклон).

В розділі запропоновано конкретні розрахунки для різноманітних інклюзивних спектрів кінцевого фрагменту в високоенергетичних реакціях у рамках МРР, проаналізовано порівняння з експериментом, крім того, на прикладі декількох конкретних високоенергетичних реакцій запропоновано аналіз динаміки поведінки компаунд-системи при розгляді обрахованої автором функції виживання  $L_c(t)$  (вірогідності нерозпаду) збудженого проміжного компаунд-комплексу і його швидкості розпаду  $I(t)$  (в залежності від часу в наближенні виникнення декількох часових резонансів).

Уперше запропоновано формулу для обрахунку вищезазначених функцій виживання і швидкостей розпаду для довільної кількості пар часових параметрів  $t_n$  і  $\tau_n$ .

Базовою ідеєю динаміки моделі є припущення швидкого (іноді “вибухового” або “миттєвого”) розвалу компаунд-системи після її тривалого і стійкого існування після утворення із уламків бомбардуючих частинок та уламків мішені.

Показано межі застосування методу для інтерпретації експериментальних даних (тобто показана умова виникнення часових резонансів), що, як виявилось, візуально виражається в наявності в експериментально спостережуваних інклюзивних енергетичних спектрах кінцевого фрагмента експоненційно-спадаючих ділянок (з можливими легкими осциляціями).

**Ключові слова:** просторово-часовий аналіз, метод часових резонансів, когерентні ефекти, інклюзивні спектри кінцевих фрагментів.

## ABSTRACT

**Omelchenko S.O. Investigation of coherent and dynamic effects in nuclear reactions within the framework of space-time analysis.- Manuscript.**

Ph. D. degree thesis for the physical and mathematical sciences of 01.04.16 speciality - «Nuclear physics, elementary particles and high energies». - Institute for Nuclear Research NAS of Ukraine, Kiev, 2021.

In the dissertation on the basis of the developed space-time analysis two methods-models are offered: (i) - space-time method which at calculations of cross-sections and velocities of coincidences considers available intermediate coherent channels in various classes of nuclear collision reactions and (ii) - a method of time resonances or a resonant decay model (MRD) of an intermediate compound system over time, which is designed to calculate the anomalous

inclusive spectra of the final fragments in some high-energy reactions. Within the space-time analysis, the method of cross-section calculations for binary reactions of nucleon collisions with light and medium nuclei, for light nucleus collision reactions, as well as for non-peripheral collisions of heavy ions is proposed, emphasizing the importance of taking into account coherent effects. Within the MRD, calculations of inclusive spectra with atypical exponentially decreasing behavior with increasing energy for some high-energy reactions were performed, and the dynamics of decay of intermediate compound systems was studied.

The dissertation contains four scientific sections.

**The first section** is devoted to the review and analysis of the possibilities of space-time description of interference effects occurring in low-energy binary reactions of nucleon scattering on nuclei near isolated resonances distorted by a nonresonant background.

Possible two intermediate coherent reaction channels are considered, namely, direct and resonant, where an intermediate compound nucleus is formed, which decays after the delay. The method was used to study the effect of the presence of such coherent channels on the times and cross-sections of nuclear reactions.

A corrective phase parameter  $\varphi$  is introduced, which describes the space-time shift between the emission sources of particles in the laboratory reference system ( $L$  - system).

An example of application of the space-time method of collision processes developed by the author is given not only to the reactions accompanied by the formation of a single compound resonance, but also for cases of several overlapping resonances.

The calculations of cross-sections illustrating the influence of phase shifts and, in particular, the phase parameter  $\varphi$  on the coherent effects, which are manifested depending on the type of cross-sections from the above phases for specific nucleon scattering reactions on nuclei  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  and  $^{73}\text{Ge}$ .

It is established that the average time of collision processes with the presence of both a single isolated resonance and two adjacent overlapping resonances in the calculations in the  $L$  - system is a trivial positive value, which explains the paradoxes of delay-advance that took place in the literature in the calculations in the center of mass system ( $C$  - system).

**The second section** discusses theoretical and practical developments that use a space-time approach to account for coherent effects in light nucleus collisions.

The section is devoted to: (i) - analysis of the early works of stationary theory, which indicated the need for theoretical consideration of coherent effects in the processes of collision of light nuclei; (ii) - building a methodology for applying the space-time method to such processes using the author's proposed formalism similar to that described in Section 1, and (iii) extending the methodology of Section 1 to calculate cross-sections and coincidence velocities for more complex reactions, leading to the formation of 3 particles in the output channel, two of which are detected.

**The third section** is devoted to the theoretical analytical continuation of the space-time approach to interference phenomena described in sections 1 and 2 of this dissertation, taking into account the coherent effects in central collisions of heavy nuclei, where the fundamental consideration is complicated by the multiplicity of intermediate excited states. It is shown that the possible prospect of applying the proposed approach to estimating the rate of coincidences or cross-sections for such nuclear processes, for example, in the approximation of one-particle autocorrelation functions and the random phase, may be related to: (i) - using the Erickson fluctuations method for isolated resonances; (ii) - with Simonius parameterization for overlapping resonances and, finally; (iii) - with modified Simonius parameterization with Luboszyk type corrections for strongly overlapped resonances.

**The fourth section** discusses a promising method of temporal resonances based on the space-time concept of research or a model of resonant decay in time



of an intermediate compound system (MRD), which is based on a unique phenomenological relationship between the Hamiltonian and the time operator.

The section is devoted to the consideration of MRD in the study of atypical behavior of energy absorption spectra of single finite fragments in nuclear reactions using an approach that is a forced alternative to the conventional approach of energy resonances to explain common manifestations of atypical high-temperature statistical equilibrium. These time resonances physically correspond to the formation of highly excited long-lived compound systems that disintegrate non-exponentially over time. Mathematically, the method is based on the introduction of pairs of parameters with time dimensions  $t_n$  and  $\tau_n$ , the first of which in content corresponds to the eigenvalue of the time operator for the compound system, and the second - deviation from its value. In addition, a complex parameter  $C_n$ , responsible for the departure angle of the final investigated reaction fragment, was introduced.

The paper shows that such parametrization is valid under the condition of strongly overlapping resonances (typical for heavy ion collisions), where light transitions between strongly nonorthogonal states cause a delay in the collapse of highly excited compound systems.

The proposed method is essentially an intermediate link on the energy scale (energy range of about 0.1 - 10 GeV/nucleon is considered), which crosslink already known methods, such as fireball models (less than 0.1 GeV/nucleon) or nuclear hydrodynamics models (more than 10 GeV/nucleon). In other words, the practical feature of the method is the fact that it satisfactorily describes the inclusive spectra of nuclear collision processes in a fairly wide intermediate range of high energies from 0.1 GeV to 10 GeV, where the fireball model is no longer successful and the nuclear hydrodynamics model is not yet applicable. In this energy range, the method works for a wide range of bombarding particles (from protons to  $^{40}\text{Ar}$  nuclei) and with a very wide choice of targets (from  $^{12}\text{C}$  nuclei to  $^{238}\text{U}$  nuclei). Moreover, the method is successful for energies less than 0.1 GeV,

provided that heavier nuclei with  $A > 40$  are chosen as bombarding particles (for example, a  $^{132}\text{Xe}$  nucleus with an energy of 0.044 GeV/nucleon was tested).

The section offers specific calculations for various inclusive spectra of the final fragment in high-energy reactions within MRD, analyzes the comparison with the experiment, in addition, on the example of several specific high-energy reactions offers analysis of the behavior of the compound system when considering the author's survival function  $L_c(t)$  (probability of non-decay) of the excited intermediate compound complex and its decay rate  $I(t)$  (depending on the time in the approach of the occurrence of several time resonances).

For the first time, a formula for calculating the above-mentioned survival functions and decay rates for an arbitrary number of pairs of time parameters  $t_n$  and  $\tau_n$  is proposed.

The basic idea of the model dynamics is the assumption of rapid (sometimes "explosive" or "instantaneous") collapse of the compound system after its long and stable existence after the formation of bomb particles and target fragments.

The limits of application of the method for interpretation of experimental data are shown (i.e the condition of occurrence of temporal resonances is shown), which, as it turned out, is visually expressed in the presence of experimentally observed inclusive energy spectra of a finite fragment of exponentially decreasing regions (with possible slight oscillations).

**Keywords:** space-time analysis, time resonance method, coherent effects, inclusive spectra of finite fragments.

### Список публікацій здобувача

*Статті у наукових фахових виданнях, в яких опубліковані основні результати дисертації:*

1. Eremin N.V., Giardina G., Olkhovsky V.S., **Omelchenko S.A.** Temporal description of interference phenomena in nuclear reactions with two-particle channels // *Mod.Phys.Lett.* - 1994. - Vol. A9. - P. 2849 - 2856.
2. С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко.** Преторорова часовая модель опису гальмівного випромінювання при альфа-розпаді важких ядер // *Укр.фіз.ж.*, 2001, 46(12), 1243-1250.
3. С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко.** Подбарьерное тормозное излучение при  $\alpha$ -распаде тяжелых ядер // *Известия РАН. Серия Физическая*, 2002, 66(10), 1531 – 1534.
4. С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко.** Подбарьерное тормозное излучение при  $\alpha$ -распаде ядер // *Вопросы атомной науки и техники*, 2002, 1(2), 11 – 15.
5. S.P. Maidanyuk, V.S.Olkhovsky, **S.A.Omelchenko.** Subbarrier bremsstrahlung in the alpha-decay of heavy nuclei // *Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.* 66, 2026 (2002).
6. Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., **Omelchenko S.A.** The Possibility of Time Resonance (Explosion) Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions // *Central Europ. J.Phys.* - 2006. – Vol. 4(2). - P. 223 – 240.
7. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko** and M.V.Romanyuk. New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes // *Internat. J. Mod. Phys. E*, 2010, v.19, doi: N 10.1142/S02183010015692, pp. 1212 - 1219.
8. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko.** On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-resonant background, in the center-of-mass and laboratory systems // *Applied Physics Letters*, 99 (2011) 244103 (1-3), doi:10.1063/1.365.
9. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko.** On new experimental data manifesting the time resonances (or explosions) // *Central Europ. J. Phys.*, 9:N4 (2011) 1131-1133.

10. V.S.Olkhovsky, **S.A.Omelchenko**. On the space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel // The Open Nuclear and Particle Physics Journal, 4 (2011) 35 - 38.

11. В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко**. Влияние движения составного ядра на интерференцию прямой и компаунд-ядерной амплитуд при рассеянии нейтронов атомными ядрами // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17. - № 2. - С. 130 - 137.

12. **С.А. Омельченко**, В. С. Ольховский. Применение метода временных резонансов для анализа инклюзивных спектров в высоко-энергетических ядерных реакциях // Ядерна фізика та енергетика. - 2017. - Т. 18. - №3. - С. 230 - 237;

<https://doi.org/10.15407/jnpae2017.03.230>.

13. **С.О. Омельченко**, В.С. Ольховський. Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов // Ядерна фізика та енергетика. - 2019. - Т.20. - №1. - С. 18 - 25;

<https://doi.org/10.15407/jnpae2019.01.018>.

*Препринти:*

14. Н.Л. Дорошко, М.Е. Долінська, **С.О. Омельченко**, В.О. Кива. Вивчення еволюції і часових характеристик розпаду ядер  $^{14}\text{C}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  // Препринт КІЯД-00-3. - Київ. - 2000.

15. **S.A. Omelchenko**, N.L. Doroshko About new method of the analysis for the high-energy nuclear reactions spectra // Preprint KINR-00-4. - Kyiv. - 2000.

*Електронні публікації:*

16. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. Phenomena of Time Resonances Explosions for the Compound-Clot Decays in High-Energy Nuclear Reactions // arXiv:0902.2665, 2009.

17. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-

resonant background, in the center-of-mass and laboratory systems // arXiv.org>nucl-th>arXiv: 1101.5541 (submitted on 28 Jan 2011).

18. **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky. Application of resonant decay method for compound-systems at analysis inclusive spectra in high-energy nuclear reactions // arXiv: 1812.00747, 2018.

*Тези наукових доповідей:*

1. N.L. Doroshko, N.V Eremin, G. Fazio, G. Giardina, V.S. Olkhovsky, **S.A. Omelchenko**. Effects revealed in the bremsstrahlung emission and influence of the compound-nucleus motion on the interference processes in the cross-sections // Fourth International School on the Nuclear Physics, Kiev, 1994, abstract p.69.

2. Н.Л. Дорошко, В.С. Ольховський, **С.О. Омельченко**. Явище часових резонансів (вибухів) при розпаді складених ядер // Матер. щорічн. наук. конф. Инст. яд. досл. - Київ. - 1995. - С. 105.

3. Н.Л.Дорошко, **С.А.Омельченко**, В.С.Ольховский. Временной анализ интерференционных явлений в ядерных реакциях // Матер. щорічн. наук. конф. Инст. яд. досл.(зб.доп.),Київ,1995, стор. 105 - 109.

4. **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions and Possible Phenomena of Time Resonances // Proc.of Internat.Symp. on Large-Scale Collective Motion of At.Nuclei, Brolo (Messina) Italy, 15-19 Oct.1996, World Sci., 1997, p.421 - 424.

5. G.Fazio, G.Giardina, **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky. On Interference Effects in Heavy-Ion Collision with Emission of Two Particles // Proc.of Internat.Symp. on Large-Scale Collective Motion of At.Nuclei, Brolo(Messina)Italy, 15 - 19 Oct.1996, World Sci., 1997, p. 425 - 428.

6. N.L.Doroshko, **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky. On Results of the Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions // Матер. щорічн. Наук. конф. Инст.яд.досл. 21 – 27 січня 1997), Київ, 1997, стор. 43 - 46.

7. N.V. Eremin, G. Fazio, G. Giardina, A. Lamberto, S.P. Maidanyk, V.S. Olkhovsky, **S.A. Omelchenko**, R. Palamara, A.A. Paskhalov, D.A. Smirnov, A. Taccone. "High energy bremsstrahlung emission in  $\alpha$ -decay of heavy nuclei", International Conference on Nuclear Physics at Border Lines, Lipari (Messina), 2001, abstract p.27.

8. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinskaya, N.L.Doroshko, S.P.Maydanyuk, **S.A.Omelchenko**. On tunneling effects in collisions between nuclei and in nucleus decays // Proc. of Internat.Symposium New Projects and Lines of Research in Nuclear Physics (October 24-26, 2002, Messina, Italy), World Sci., 2003, pp. 319 - 326.

9. Бельчиков С. В., Майданюк С. П., Ольховский В. С., **Омельченко С. А.** Временной анализ осцилляции частицы в двухъямном симметричном потенциале // Тезисы докладов 52 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО - 2002). Москва (Россия). - 2002. - С. 126.

10. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska and **S.A.Omelchenko**. Time Resonances (Explosions) Phenomena in High- Energy Nuclear Reactions // in: Proc. of the International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Kyiv, Ukraine, May 29-June 03, 2006, part I, Kyiv 2007, pp. 346 - 351.

11. В.С. Ольховський, М. Е. Долінська, **С.О. Омельченко**. Явище часових резонансів (вибухів) при розпаді складених ядер у високоенергетичних ядерних реакціях // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2007. - С. 26.

12. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko** and M.V.Romanyuk. New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes // Abstracts of the International Conf. Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei, 5 - 9 October, 2009, Messina (Italy), p.63.

13. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. Theoretical Study of High and Low Energy Nuclear Reactions // in: Proc. of the 3-rd Internat.Conf.in

Nuclear Physics and Atomic Energy, June 7-12, 2010, Kyiv, Ukraine, pp. 353 - 357.

14. L.S. Martseniuk, **S.A. Omelchenko**. The time of simultaneous tunneling of identical particles through the rectangular quantum barrier // in: Proc. of the 3-rd Internat. Conf. in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 7-12, 2010, Kyiv, Ukraine.

15. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. **Omelchenko**. New manifestations of the time resonances (or explosions) in high-energy nuclear reactions // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2011. - С. 26.

16. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, **S.A. Omelchenko**. On the cross section and duration of the neutron-nucleus scattering with a resonance, distorted by a non-resonant background, in the center-of-mass system and laboratory system // Proceedings of the 4-th Internat. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-2012, sept. 3-7, 2012, Kyiv, Ukraine), Kyiv 2013, pp. 198 - 201.

17. **S.A. Omelchenko**. Time Resonance Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions // The 1st International Symposium on Physics of Photons (ISPP 13), sep. 27-28, 2013, Lanzhou, China.

18. **S.A. Omelchenko** Interference phenomena (the space-time description) in nuclear reactions with three particles in the final channel // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16-18, 2015, Lanzhou, China.

19. V.S. Olkhovsky, **S.A. Omelchenko** About temporal description of interference phenomena in light-ion collisions // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16 - 18, 2015, Lanzhou, China.

20. V.S. Olkhovsky, **S.A. Omelchenko**. Time resonances phenomena in nuclear reactions // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16-18, 2015, Lanzhou, China.

21. **С.А. Омельченко**, В. С. Ольховский. Использование метода временного анализа в ядерных реакциях вблизи изолированных резонансов,

искаженных нерезонансным фоном // Тези ХХІІІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, лютий 1-5, 2016, Київ, С. 39 - 40.

22. **С.О. Омельченко, В.С. Ольховський.** Метод временных резонансов для анализа инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высокоэнергетических ядерных реакциях // Тези ХХІV Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 10-13, 2017, Київ, С. 41 - 42.

23. **С.О. Омельченко, В.С. Ольховський.** Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов // Тези ХХV Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 16 - 20, 2018, Київ, С. 46 - 47.

24. **С.О. Омельченко, В.С. Ольховський.** Модель резонансного распада во времени промежуточной компаунд-системы для анализа экспериментальных инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высоко-энергетических ядерных реакциях, новые расчеты // Тези ХХVІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 8 - 12, 2019, Київ, С. 31 - 32.

25. **С.О. Омельченко.** Модель резонансного розпаду в часі для аналізу деяких центральних зіткнень на коллайдерах // Тези ХХVІІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, вересень 21-25, 2020, Київ, С. 31 - 32.

## СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

eV – електрон-вольт, одиниця енергії

keV – кілоелектрон-вольт, одиниця енергії

MeV – мегаелектрон-вольт, одиниця енергії

GeV – гігаелектрон-вольт, одиниця енергії

MPP – модель резонансного розпаду в часі проміжної високозбудженої компаунд-системи



## ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ .....	2
СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	16
ЗМІСТ .....	17
ВСТУП .....	20
<i>Розділ 1. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИЙ ОПИС ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИХ ЯВИЩ</i>	
<i>У БІНАРНИХ ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСАХ В ОБЛАСТІ ІЗОЛЬОВАНИХ</i>	
<i>РЕЗОНАНСІВ, СПОТВОРЕНИХ НЕРЕЗОНАНСНИМ ФОНОМ.....</i>	
	27
1.1. Вступ .....	27
1.2. Основна ідея підходу.....	28
1.3. Розв’язання в $L$ -системі парадоксу затримки-випередження, що мав	
місце в $C$ -системі .....	37
1.3.1. Оцінка загального часу розсіяння для бінарних реакцій з одним	
компаунд-резонансом в $L$ -системі.....	38
1.4. Розрахунки інтегральних перерізів $\sigma(E)$ в $L$ -системі.....	40
1.4.1. Розрахунки перерізів і оцінка впливу фаз у ранніх роботах .....	40
1.4.2. Розрахунки перерізів і оцінка впливу фази $\varphi$ у реальних реакціях	42
1.5. Використання розробленого підходу для розрахунків перерізів у	
процесах розсіяння з декількома сусідніми резонансами .....	52
1.5.1. Оцінка загального часу розсіяння для бінарних процесів із двома	
резонансами, що перекриваються, в $L$ -системі .....	56
1.6. Висновки до розділу 1 .....	57
<i>Розділ 2. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИЙ ПІДХІД ДО ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИХ</i>	
<i>ЯВИЩ В РЕАКЦІЯХ ЗІТКНЕННЯ ЛЕГКИХ ІОНІВ З ТРЬОМА</i>	
<i>ЧАСТИНКАМИ У ВИХІДНОМУ КАНАЛІ .....</i>	
	59
2.1. Вступ .....	59
2.2. Застосування фазового аналізу та необхідність дослідження впливу	
інтерференції в зіткненнях легких іонів із трьома частинками в кінцевому	
стані (стаціонарна модель).....	59

2.3 Узагальнення застосування просторово-часового аналізу до когерентних ефектів у реакціях зіткнення легких іонів із трьома частинками у вихідному каналі.....	69
2.3.1 Просторово-часовий опис інтерференційних явищ у зіткненнях легких іонів .....	69
2.4. Висновки до розділу 2 .....	80
<i>Розділ 3. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИЙ АНАЛІЗ ПРИ РОЗГЛЯДІ КОГЕРЕНТНИХ КАНАЛІВ РЕАКЦІЙ ЗІТКНЕННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ .....</i>	<i>82</i>
3.1. Вступ .....	82
3.2. Загальні положення й вирази.....	83
3.3. Оцінка швидкості співпадінь у наближенні випадкової фази .....	90
3.3.1. Випадок добре розділених, ізольованих резонансів.....	91
3.3.2. Випадок резонансів, що перекриваються .....	92
3.3.3. Випадок резонансів, що сильно перекриваються .....	94
3.3.4. Оцінка ефекту близького розсіяння .....	94
3.4. Висновки до розділу 3 .....	95
<i>Розділ 4. МОДЕЛЬ ЧАСОВОЇ ЕВОЛЮЦІЇ ПРОМІЖНОЇ КОМПАУНД-СИСТЕМИ ДЛЯ АНАЛІЗУ КІНЕТИКИ ДЕЯКИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ .....</i>	<i>97</i>
4.1 Вступ .....	97
4.2 Концепція часового резонансу .....	99
4.2.1 Енергетичні резонанси.....	99
4.2.2 Часові резонанси .....	105
4.3 Енергетичні й часові властивості компаунд-ядер .....	109
4.3.1 Еволюція розпаду компаунд-ядра в області часового резонансу ..	109
4.3.2. Роз'яснення часово-резонансної структури амплітуд з урахуванням результатів статистичного аналізу ядерних зіткнень із великим числом каналів в області перекритих енергетичних резонансів (межі застосування методу) .....	114
4.3.2.1. Найпростіші умови Базя-Ньютона.....	115

4.3.2.2. Більш реальні умови Любошиця .....	118
4.4. Застосування моделі часової еволюції для опису деяких експериментальних даних.....	120
4.4.1. Розрахунки перерізів з дійсними величинами кутових комплексних параметрів $C_n$ .....	121
4.4.2. Розрахунки інклюзивних енергетичних спектрів протонів і ізотопів гелію для реакцій $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p + X$ і $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^3\text{He} + X$ й аналіз поведінки функції виживання в моделі часової еволюції.....	127
4.5. Висновки до розділу 4.....	132
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ.....	134
ПОДЯКИ .....	136
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	137
ДОДАТОК 1.....	151
ДОДАТОК 2.....	157
ДОДАТОК 3.....	159

## ВСТУП

**Актуальність обраної теми.** Експериментальні й теоретичні дослідження когерентних та динамічних ефектів у процесах зіткнень малонуклонних і багатонуклонних ядер, нуклон-ядерних процесів природно тривають з середини минулого сторіччя по сьогоднішній день й будуть ще довго актуальними, крім того, завжди має сенс пошук нових моделей, бо наявні моделі можуть або не точно описувати процеси, або погано працювати у конкретному діапазоні енергій.

Когерентні ефекти в ядерних процесах завжди представляли науковий інтерес, а із введенням в дію сучасних колайдерів мають багато перспективних напрямків, наприклад, в фемтоскопічних дослідженнях зони зіткнення стосовно, наприклад, її розмірів і форми. Ці параметри можуть бути важливими при подальшому обрахуванні густини енергії при високоенергетичних зіткненнях.

Важливим в таких зіткненнях може бути також пошук динамічних ефектів, пов'язаних з нетиповою в часі поведінкою компаунд-систем, що створюються з уламків бомбардуючих частинок-снарядів та частинок-мішеней. Актуальність досліджень такої поведінки також може бути цікавою в контексті, наприклад, пошуку систем з можливим порушенням експоненційного закону розпаду Гейгера-Неттола. Більш того, для аналізу динамічних властивостей нових станів матерії, які досліджуються на колайдерах RHIC та LHC, можуть стати у нагоді і нові підходи на зразок запропонованої моделі резонансного розпаду у часі проміжної компаунд-системи.

Тому робота стосується розробки в межах просторово-часового аналізу двох напрямків/методів. По-перше, впроваджено покроковий розвиток просторово-часового методу для врахування когерентних ефектів в проміжних каналах різноманітних реакцій, а саме, спочатку (і) - бінарних реакцій розсіяння нуклонів на легких та середніх ядрах при низьких та

середніх енергіях, потім (ii) - в реакціях зіткнень легких іонів, і, нарешті, (iii) - при центральних високоенергетичних зіткненнях важких іонів. По-друге, розроблено метод часових резонансів або модель резонансного розпаду проміжної високозбудженої компаунд-системи, що утворюється після зіткнення частинки та мішені, для пояснення динаміки деяких високоенергетичних реакцій, коли є експериментальні прояви нетипової експоненційно спадаючої з ростом енергії поведінки інклюзивних спектрів кінцевих фрагментів в таких реакціях.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.**

Результати досліджень, які покладені в основу дисертації, отримані при виконанні науково-дослідних тем спочатку лабораторії часового аналізу ядерних процесів і пізніше відділу теорії ядерних процесів Інституту ядерних досліджень НАН України, у яких автор був безпосереднім виконавцем, а саме: „Аналіз впливу випромінювань і деформації ядер на еволюцію ядерних систем” (ДРН<sup>№</sup>0104U003885, 2004-2006 рр.); „Кінетика й часовий аналіз ядерних процесів” (ДРН<sup>№</sup>0106U00114112007-2011 рр.); „Методи часового аналізу у вивченні ядерних реакцій і розпадів” (ДРН<sup>№</sup>0112U004492, 2008-2012 рр.); “Методи часового аналізу у вивченні ядерних реакцій і розпадів (заключний)” (ДРН<sup>№</sup>0112U007378, 2012-2016 рр.); „Дослідження динаміки й часових характеристик процесів взаємодії ядер і елементарних частинок у широкому діапазоні енергій” (ДРН<sup>№</sup>0116U006401017-2021 рр.); „Дослідження ядерної взаємодії в різноманітних ядерних процесах за допомогою дифракційної теорії й теорії гальмового випромінювання” (ДРН<sup>№</sup>0116U008487, 2017-2021 рр.).

**Мета і завдання дослідження.** Основною метою дисертаційної роботи є розробка, узагальнення і практична перевірка на наявних експериментальних даних двох теоретичних методів-моделей, розроблених на базі просторово-часового підходу.

*Об'єкти дослідження:* бінарні процеси розсіяння нуклонів на ядрах, бінарні реакції за участю легких і важких іонів, а також реакції за участю

легких і важких іонів з трьома частинками у вихідному каналі.

*Предмети дослідження:* розподілені на дві категорії:

1 категорія - це спостережувані характеристики вихідних продуктів реакцій при моделюванні наявності проміжних когерентних каналів для:

- процесів розсіяння нуклонів на легких і середніх ядрах або реакцій, що відбуваються під час зіткнення легких іонів при низьких та середніх енергіях;

- реакцій, що відбуваються під час зіткнення важких іонів з мінімальним прицільним параметром при високих енергіях;

2 категорія - особливості експериментальних інклюзивних енергетичних спектрів окремих кінцевих фрагментів у високоенергетичних реакціях та нетипова динаміка розпаду проміжних високозбуджених компаунд-систем.

*Методи дослідження:* у дисертаційній роботі використано метод асимптотики хвильових пакетів Гольдбергера-Ватсона для побудови власного наближення просторово-часового аналізу з урахуванням моделі проміжних когерентних каналів; крім того, використовувалась власна модель резонансного розпаду в часі проміжної високозбудженої компаунд-системи.

### **Наукова новизна отриманих результатів.**

1. Вперше запропоновано розширення двох теоретичних моделей для оцінки когерентних та динамічних властивостей деяких ядерних процесів. Перша модель, побудована в рамках просторово-часового аналізу, стосується врахування проміжних когерентних каналів в ядерних реакціях. Друга модель роз'яснює нетипову поведінку експериментальних інклюзивних спектрів поодиноких продуктів реакції в вихідному каналі та динаміку розвалу проміжної високозбудженої компаунд-системи.

2. В рамках просторово-часового аналізу вперше обраховано деякі експериментальні дані для перерізів, функцій збудження або швидкостей співпадінь та проведена оцінка важливості урахування наявності проміжних когерентних каналів протікання реакцій розсіяння протонів на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$

та нейтронів на ядрах  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  з урахуванням коригуючої фази просторово-часового зсуву  $\varphi$ , яка враховує когерентність проміжних каналів реакцій, та без неї ( $\varphi \equiv 0$ ).

3. Роз'яснено досить цікавий парадокс *затримки-випередження*, що проявлявся в  $S$ -системі (системі центру мас) у вигляді від'ємного часу протікання реакції, тобто часового випередження замість часової затримки поблизу одного (або двох перекритих сусідніх), спотвореного нерезонансним фоном, ізольованого компаунд-резонансу при розсіянні нуклонів ядрами. Показано, що в  $L$ -системі (лабораторній системі) таке часове випередження компенсується часовою затримкою в розсіянні складеного ядра, що рухається від точки зіткнення до розпаду складеного ядра і середній час протікання реакції стає тривіально позитивною величиною.

4. Вперше запропоновано параметризацію амплітуди реакції, справедливу при простих умовах Базя-Ньютона та більш реалістичних Любошиця, що роз'яснює нетипову поведінку широкого класу інклюзивних спектрів кінцевих продуктів високоенергетичних реакцій зіткнення для частинок-снарядів від протонів до ядер  $^{132}\text{Xe}$  і частинок-мішеней від  $^{12}\text{C}$  до  $^{238}\text{U}$  в діапазоні енергій приблизно 0.04 - 10 ГеВ/нуклон.

**Практичне значення отриманих результатів.** У дисертації розвинено два теоретичні методи для дослідження ядерних процесів, засновані на просторово-часовому підході, які мають перспективне практичне значення при (і) дослідженнях інтерференційних ефектів в ядерних реакціях та (ii) аналізі експериментальних інклюзивних спектрів окремо обраних кінцевих продуктів високоенергетичних реакцій та при моделюванні динаміки протікання таких реакцій.

Розширення досліджень когерентних впливів, запропоноване в дисертації, буде в перспективі стосуватися, наприклад, вдосконалення фемтоскопічних досліджень зони колайдерних зіткнень на основі аналізу модифікованих кореляційних функцій за допомогою параметризації Гольдхабера.

Окремої уваги заслуговує метод резонансного розпаду в часі (або метод часових резонансів) для високозбуджених компаунд-систем, розроблений в рамках просторово-часового підходу до розгляду ядерних процесів. За допомогою цього методу можна успішно розраховувати деякі нетипові інклюзивні спектри в широкому діапазоні енергій, мішеней, бомбардуючих частинок-снарядів з мінімальною кількістю параметрів, що підбираються. Як продемонстровано в даній роботі, метод успішно роз'яснює аномальну ситуацію високотемпературної статистичної рівноваги, що має місце при зіткненнях для широкого діапазону частинок при високих енергіях.

Результати дисертаційної роботи є важливими для подальшого вивчення мало- і багато-нуклонних систем, динаміки процесів розсіяння, впливу інтерференційних ефектів у контексті розуміння внутрішніх алгоритмів їх протікання. Дуже важливим і перспективним напрямком є розширення області використання досить нестандартного методу часових резонансів в зону ультрарелятивістських зіткнень, як іноді вимушеної альтернативи стандартним розглядам, що базуються на математичному апараті стандартних енергетичних резонансів.

Ці просторово-часові методи є важливою, самодостатньою та незалежною альтернативою або базою для комбінування з різноманітними моделями розрахунків і аналізу експериментальних даних, наприклад, з моделлю фایербола, внутрішньоядерною каскадною моделлю або моделлю ядерної гідродинаміки, як в досліджуваній в даній дисертаційній роботі області 0.04 – 10 ГеВ/нуклон, так і поза нею.

**Особистий внесок здобувача.** Обрана тема дисертації базується на розробленому автором протягом певного часу просторово-часовому підході до аналізу внутрішніх механізмів ядерних процесів і, по суті, є узагальненням зроблених за цей час відповідних досліджень та опублікованих автором 43 робіт у вигляді статей, препринтів та тез доповідей на наукових конференціях.



У цих роботах автором представлено аналіз та обрахунки експериментальних даних за допомогою просторово-часового підходу для розгляду перерізів бінарних реакцій, а також реакцій з кількістю частинок більше двох у вихідному каналі при зіткненнях легких та важких іонів. Крім того, автором запропоновано новий розвиток оригінального методу часових резонансів (або інакше, моделі резонансного розпаду в часі стійкої проміжної та сильно збудженої компаунд-системи) для розрахунків деяких нетипових інклюзивних спектрів окремого кінцевого фрагменту у вихідному каналі для ядерних процесів при високих енергіях з використанням різних типів мішеней і широкого ряду бомбардуючих частинок (від протонів  $p$  до ядер  $^{132}\text{Xe}$ ).

Автор дисертації особисто брав участь на всіх етапах досліджень, а саме: у розробці теоретичного методу просторово-часового аналізу ядерних процесів; підготовці рукописів статей і доповідей до публікацій; в аналізі, пошуку експериментальних даних, що підтверджують ефективність розроблених методів. Автор особисто виконав увесь обсяг робіт по розрахунках щодо практичної перевірки розроблених методів на підставі наявних експериментальних даних.

**Апробація результатів дисертації.** Результати досліджень, викладених у дисертаційній роботі, доповідалися на міжнародних і вітчизняних конференціях, у числі яких: International Symposium on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, Brolo(Messina) Italy, 15-19 Oct. 1996; International Symposium New Projects and Lines of Research in Nuclear Physics (October 24-26, 2002, Messina, Italy); 52-га Міжнародна нарада з ядерної спектроскопії та структури атомного ядра (ЯДРО-2002, 18-22 червня 2002 р., м. Москва, РФ); III Міжнародна конференція "Актуальні проблеми ядерної фізики та атомної енергетики" (Київ, 2010); 4-th International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-2012, sept.3-7, 2012, Kyiv, Ukraine) та численні наукові щорічні конференції Інституту

ядерних досліджень НАН України (Київ, 2011, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020 роки).

**Публікації.** За темою дисертаційної роботи опубліковано 43 наукові праці, з яких 13 - у фахових журналах, 2 - у препринтах Інституту ядерних досліджень НАН України, 3 - в arXiv.org, 25 - у матеріалах наукових конференцій.

**Структура дисертації.** Дисертація складається із вступу, чотирьох розділів, висновків, трьох додатків і списку використаних джерел із 121 найменування. Дисертація містить 61 рисунок і 7 таблиць. Повний об'єм роботи – 161 сторінка, об'єм основного тексту – 116 сторінок.

# **Розділ 1. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИЙ ОПИС ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИХ ЯВИЩ У БІНАРНИХ ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСАХ В ОБЛАСТІ ІЗОЛЬОВАНИХ РЕЗОНАНСІВ, СПОТВОРЕНИХ НЕРЕЗОНАНСНИМ ФОНОМ**

## **1.1. Вступ**

Метою розділу 1 є вивчення впливу когерентних ефектів на перерізи бінарних процесів пружного розсіяння нуклонів на легких і середніх ядрах при низьких і середніх енергіях із застосуванням просторово-часового аналізу.

Групою авторів (див., наприклад, [1 - 14]) було виявлено цікавий парадокс, а саме, часове випередження протікання реакції замість часової затримки поблизу спотвореного ізольованого компаунд-резонансу в низькоенергетичному розсіянні нуклонів ядрами, що проявляється в системі центру мас (внаслідок наявності нуля  $S$ -матриці у верхній півплощині енергій  $E$ ). Роз'яснення цього парадоксу наведено в розділі 1.

Було розроблено метод фазового аналізу (див., наприклад, [15, 16]), що ґрунтується на порівнянні аналітичних результатів, отриманих в  $L$ -системі, та результатів, отриманих в  $C$ -системі. Його застосування показало, що зазначений парадокс “затримки-випередження” повністю вирішується в  $L$ -системі. Виявилось, що в  $L$ -системі часове випередження компенсується часовою затримкою в розсіянні складеного ядра, що рухається від точки зіткнення до точки розпаду складеного ядра. Крім того, виявлений тими ж авторами [1] зсув фаз за рахунок такого руху в  $L$ -системі, призводить до модифікації стандартних формул переходу від  $L$ -системи до  $C$ -системи в ядерних даних по розсіянню нуклонів.

Проведено порівняльні розрахунки функцій збудження (перерізів)  $\sigma(E)$  низькоенергетичного пружного розсіяння протонів ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  і

нейтронів ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  в області спотворених ізольованих резонансів з урахуванням зсуву фаз та без нього.

Експериментальні дані по пружному розсіянню нейтронів були взяті з роботи [17]. Експериментальні дані для розсіяння протонів на ядрах  $^{16}\text{O}$  ( $p,p$ ) і  $^{12}\text{C}$  ( $p,p$ ) були взяті з робіт [4] і [5] відповідно.

## 1.2. Основна ідея підходу

Відомо, що для каналу пружного розсіяння нуклонів сферическим ядром поблизу ізольованого резонансу протон-нуклонна амплітуда розсіяння  $F^C(E, \theta)$  в  $S$ -системі може бути записана як

$$F^C(E, \theta) = f_{dir}(E, \theta) + f_{l, res}(E, \theta), \quad (1.1)$$

де

$$f_{dir}(E, \theta) = f_{coul}(E, \theta) + (2ik)^{-1} \sum_{\lambda \neq l} (2l+1) P_{\lambda}(\cos \theta) \exp(2i\eta_{\lambda}) \times \\ \times [\exp(2i\delta_{\lambda}^b) - 1] \quad (1.1a)$$

і

$$f_{l, res}(E, \theta) = (2ik)^{-1} (2l+1) P_l(\cos \theta) \exp(2i\eta_l) \times \\ \times \left[ \exp(2i\delta_l^b) \frac{E - E_{res} - i\Gamma/2}{E - E_{res} + i\Gamma/2} - 1 \right] \quad (1.1b)$$

причому  $f_{coul}(E, \theta)$  – кулонівська амплітуда розсіяння,  $\delta_l^b$  і  $\eta_l$  – фазові зсуви  $l$ -розсіяння від фону та кулонівської взаємодії відповідно,  $k$  – хвильове число,  $\theta$  – кут розсіяння в  $S$ -системі (тут ми нехтуємо спін-орбітальною взаємодією й розглядаємо наближення важких ядер),  $E$ ,  $E_{res}$  і  $\Gamma$  – енергія збудження, енергія резонансу й ширина резонансного стану компаунд-ядра відповідно. Перепишуючи (1.1) у вигляді

$$F^C(E, \theta) = [A(E - E_{res}) + iB\Gamma/2](E - E_{res} + i\Gamma/2)^{-1}, \quad (1.1B)$$

де

$$A = f_{dir}(E, \theta) + (k)^{-1} (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp(i\delta_l^b) \sin\delta_l^b,$$

$$B = f_{dir}(E, \theta) + (ik)^{-1} (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp(i\delta_l^b) \cos\delta_l^b,$$

можна одержати такий вираз для квазімонохроматичного повного часу розсіяння  $\tau^C(E, \theta)$

$$\tau^C(E, \theta) = 2R/v + \hbar \partial \arg F / \partial E \equiv 2R/v + \Delta\tau^C(E, \theta), \quad (1.2)$$

у випадку монохроматичного пучка частинок, який має дуже малий енергетичний розкид  $\Delta E \ll \Gamma$ . У формулі (1.2)  $v = \hbar k / \mu$  – швидкість нуклона, що налітає,  $R$  – радіус взаємодії, а час затримки (випередження)  $\Delta\tau^C$  має вигляд

$$\Delta\tau^C(E, \theta) = -(\hbar Re\alpha/2)[(E - E_{res} - Im\alpha/2)^2 + (Re\alpha)^2/4]^{-1} + \tau, \quad (1.3)$$

де  $\alpha = \Gamma B / A$  і

$$\tau = (\hbar\Gamma/2)[(E - E_{res})^2 + \Gamma^2/4]^{-1}. \quad (1.4)$$

З (1.3) можна побачити, що якщо  $0 < Re\alpha < \Gamma$ , то величина  $\Delta\tau^C(E, \theta)$  стає негативною в енергетичному інтервалі  $\sim Re\alpha$  біля центру резонансу при енергії  $E_{res} + Im\alpha/2$ . При  $0 < Re\alpha/\Gamma \ll 1$  мінімальний час затримки визначається величиною  $-2\hbar/Re\alpha < 0$ . Таким чином, при  $Re\alpha \rightarrow 0^+$ , інтерференція між резонансом і фоном розсіяння може привести до істотного

часового випередження замість затримки! Така ситуація може виникати в нулі  $E_{res} + i\alpha/2$  або полюсі  $E_{res} - i\Gamma/2$  амплітуди розсіяння  $F^C(E, \theta)$  в нижній нефізичній півплощині комплексних значень енергії  $E$ . Парадокс “затримки-випередження” (тобто, перехід від часу затримки до часу випередження поблизу ізольованого резонансу багатоканального розсіяння, спотвореного нерезонансним фоном в  $S$ -системі) було виявлено в [3 - 5, 18]. Ілюстрація найпростішого прикладу розрахунків парціальних перерізів і відповідних часів протікання реакцій з роботи [18] наведена на рис. 1.1.

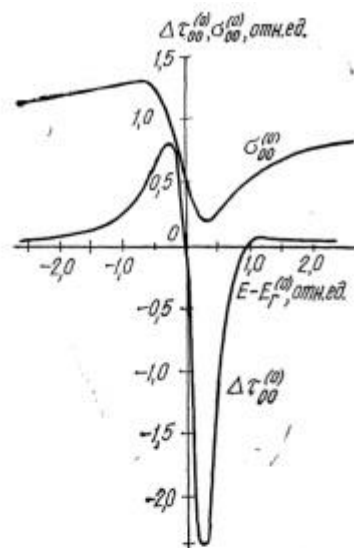


Рис. 1

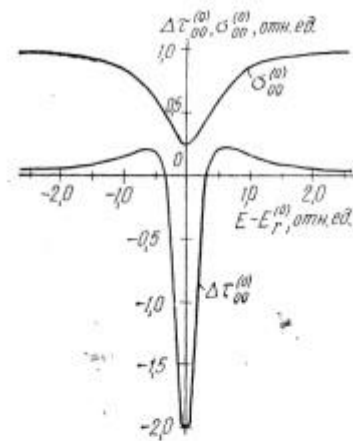


Рис. 2

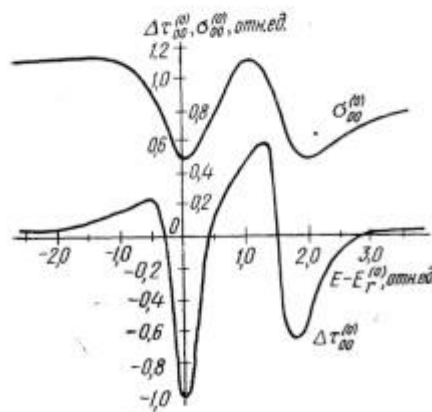


Рис. 3

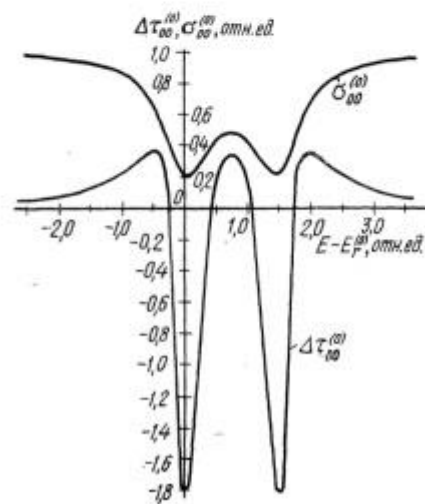


Рис. 4

Рис. 1.1. Парціальні перерізи й відповідні часові затримки при різних значеннях фазових зсувів, дані взяті з [18].

На рис. 1.1 можна спостерігати, що кожному мінімуму парціального перерізу  $\sigma_{00}^{(l)}$  відповідає глибокий мінімум для часу затримки, позначеному в роботі [18], як  $\Delta\tau_{00}^{(l)}$ . Як можна бачити, величини для таких мінімумів  $\Delta\tau_{00}^{(l)}$  мають негативні значення.

Одним з варіантів пояснення прояву такого ефекту може служити або припущення про те, що має місце відбиття від границь ефективного потенціалу, обумовленого зв'язком резонансних процесів в одних каналах з нерезонансними в інших, або припущення про прискорювальну дію такого потенціалу.

В роботі [1] це явище було розглянуто в  $L$ -системі, де, на відміну від  $C$ -системи, у формулах ураховується той факт, що складене ядро рухається на відстань  $\sim V_c\tau$  ( $V_c$  – швидкість центру мас, а  $\tau$  визначається виразом (1.4)) поки не розпадеться. Було показано, що рух компаунд-ядра спричиняє додаткову зміну фази в  $C \rightarrow L$  перетвореннях, що не враховувалося раніше.

Тепер можна проаналізувати докладніше інтерференцію між прямим і затриманим компаунд-резонансним процесами в бінарній реакції



для того, щоб показати якісну відмінність між  $C$ - і  $L$ -системами.

Діаграми на рис. 1.1а,б представляють ці два процеси в  $L$ -системі, а саме, представляють швидкий прямий і затриманий компаунд-резонансний механізми для  $y$  частинки й  $Y$  ядра, що емітуються в вихідний канал. Обидва процеси є макроскопічно нерозрізненими, хоча мікроскопічно це зовсім різні процеси.

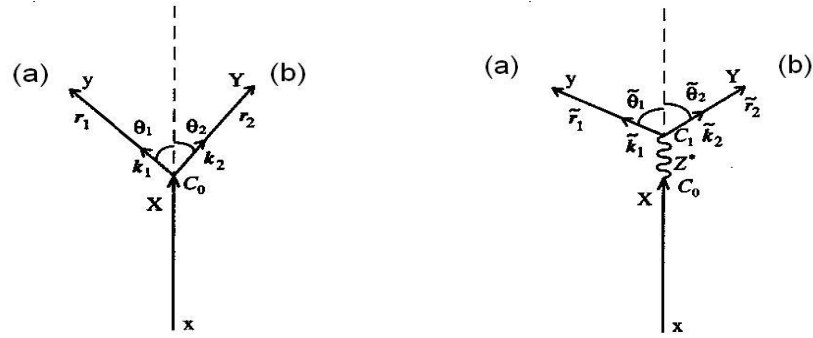


Рис. 1.1а. Діаграма прямого процесу. Рис. 1.1б. Діаграма процесу із складеним ядром.

На рис. 1.1а зображено прямий процес емісії кінцевих продуктів реакції із точки розсіяння  $C_0$ , а на рис. 1.1б представлено рух компаунд-ядра  $Z^*$  із точки  $C_0$  до точки  $C_1$ , де воно розпадається на кінцеві продукти  $y + Y$  після переміщення на відстань між точками  $C_0$  й  $C_1$  (яка дорівнює  $\sim V_C \tau$ ) перед його розпадом. Тут  $V_C$  - це швидкість центру мас і  $\tau$  з (1.4) - середній час руху ядра  $Z^*$  [1], коли розкид по енергії налітаючої частинки  $x$  є дуже малим ( $\Delta E \ll \Gamma$ ).

Для спрощення вважатимемо, що імпульси  $k_1$  і  $\tilde{k}_1$  (а також кути  $\theta_1$  і  $\tilde{\theta}_1$ ) практично співпадають, це досить гарно виконується у випадку дуже великих макроскопічних відстаней  $r_1$  (поблизу детектора кінцевої частинки  $y$ ) та доброї кутової й енергетичної роздільної здатностей ( $\Delta\theta_1 \ll \theta_1$  та  $\Delta k_1 \ll k_1$ ). І дійсно,  $\theta_1 - \tilde{\theta}_1 \sim \Delta r_1 / r_1$  і  $k_1 - \tilde{k}_1 \sim \Delta r_1 / r_1$ ,  $|\Delta r_1| = |r_1 - \tilde{r}_1|$ . В [1] для одержання виразу для перерізу використовували серію перетворень для асимптотичного хвильового пакета системи  $y + Y$  у вихідному каналі реакції (5) в  $L$ -системі:



$$\begin{aligned}
\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} = & \text{const} \int d\vec{k}_x g_i(\vec{k}_x) \\
& \int d\vec{k}_1 g_y(\vec{k}_1) \int d\vec{k}_2 \delta(E_i - E_f) \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_f) \exp(-i \frac{E_f t}{\hbar}) \times \\
& \times \left[ f_{dir}^{(L)}(E_1, E_2, \theta_1, \theta_2) \exp(ik_1 r_1 + ik_2 r_2) + \right. \\
& \left. + \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}(E_1, E_2)}{E - E_{res} + i\Gamma/2} \exp(ik_1 \tilde{r}_1 + ik_2 \tilde{r}_2) \right]
\end{aligned} \tag{1.6}$$

В цьому виразі  $g_i(\vec{k}_x)$  і  $g_y(\vec{k}_1)$  – амплітудні вагові множники, що описують потік імпульсу бомбардуючої частинки  $x$  і обмеження на потік імпульсу кінцевої частинки  $y$  при реєстрації в детекторі (b),  $J_{C \rightarrow L}$  – стандартний якобіан переходу від  $C$ -системи до  $L$ -системі (див., наприклад, [19]),  $f_{dir}^{(L)}$  – амплітуда прямого процесу в  $L$ -системі (див. нижче (1.15)),  $\gamma_{Z^*}^{(c)}$  – множник амплітуди резонансу для процесу розпаду збудженого ядра  $Z^* \rightarrow y + Y$  (див. нижче (1.16)),  $E$  – енергія відносного руху у вхідному каналі в  $C$ -системі,  $E_{res}$  і  $\Gamma$  – енергія й повна ширина резонансного стану ядра  $Z^*$ ,  $\{E_i, \vec{k}_i\}$  і  $\{E_f, \vec{k}_f\}$  – повні енергія й імпульс у вхідному й вихідному каналах відповідно,  $E_l = \hbar^2 k_l^2 / (2m_l)$  – кінетична енергія  $l$ -ої частинки з масою  $m_l$  ( $l=1,2$  відповідає частинкам  $y$  і  $Y$  відповідно),  $\{\vec{k}_l, \theta_l\}$  – хвильовий вектор і кут між хвильовим вектором  $l$ -ої частинки й хвильовим вектором  $k_x$  бомбардуючої частинки,  $\delta(E_i - E_f)$  та  $\delta(\vec{k}_i - \vec{k}_f)$  є наслідком законів збереження енергії й імпульсу. Множники виду  $r_1^{-1}, r_2^{-1}$ , а також усі внутрішні й спінові координати у виразі (1.6) для простоти опущені.

Далі виділимо у  $\exp(-E_f t / \hbar)$  два множники  $\exp(-E_1 t / \hbar)$  і  $\exp(-E_2 t / \hbar)$  й перейдемо в інтегралах виду  $\int d\vec{k}_1 g_y(\vec{k}_1) \exp(ik_1 r_1 - iE_1 t / \hbar)$  й  $\int d\vec{k}_2 \exp(ik_2 r_2 - iE_2 t / \hbar)$  від змінних  $\vec{k}_{1,2}$  до змінних  $y_{1,2} = (i\hbar t / m_{1,2})^{1/2} (k_{1,2}^0 - m_{1,2} r_{1,2} / (\hbar t))$ , (надалі будемо брати до уваги лише проекції вектора  $\vec{k}_{1,2}$  на його середнє значення  $k_{1,2}^0 \equiv \left\langle \left| \vec{k}_{1,2} \right| \right\rangle$ );  $g_y$  для простоти запишемо в Лоренцевській формі

$$g_y \approx C_1 / (E_1 - E_1^0 + i\Delta E) \quad (1.7)$$

і розглянемо дуже малі  $\Delta E$  ( $\Delta E \ll E$ ). Після розрахунків, аналогічних виконаним в [20, 21], одержимо:

$$\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} \cong 0 \text{ для } \begin{cases} t < t_i + r_1 / V_1^0 \\ t < t_i + \tau + \tilde{r}_1 / V_1^0 \end{cases} \quad (1.8)$$

та

$$\begin{aligned} \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} = & \text{const} \cdot \exp(-iE_f t / \hbar) \times \\ & \times \exp(ik_1^0 r_1 + ik_2^0 r_2) \left\{ f_{dir}^{(L)} \exp \left[ -\Delta E \left[ \left( t - t_i - r_1 / V_1^0 \right) + \left( t - t_i - r_2 / V_2^0 \right) \right] / \hbar \right] + \right. \\ & + \frac{J^{1/2}}{E - E_{res} + i\tilde{A} / 2} \exp \left[ -\Delta E \left[ \left( t - t_i - \tau - \tilde{r}_1 / V_1^0 \right) + \left( t - t_i - \tau - \tilde{r}_2 / V_2^0 \right) \right] / \hbar \right] \times \\ & \left. \times \exp(ik_1^0 \Delta r_1 + ik_2^0 \Delta r_2) \right\} \text{ для } \begin{cases} t > t_i + r_1 / V_1^0 \\ t > t_i + \tau + \tilde{r}_1 / V_1^0 \end{cases}. \quad (1.9) \end{aligned}$$

Тут  $V_{1,2}^0 = \hbar k_{1,2}^0 / m_{1,2}$ ,  $\Delta r_{1,2} = V_{\perp(1,2)} \tau$ , де  $V_{\perp(1,2)}$  - проекція швидкості ядра  $Z^*$  на напрямок  $\vec{k}_{1,2}$ . Початковий момент  $t_i$  визначається фазою вхідного амплітудного вагового множника  $g_i$  ( $t_i = \hbar \frac{\partial \arg g_i}{\partial E}$ ) (див. в (1.6)). Середнє значення  $\tau$  тривалості руху ядра  $Z^*$  в (1.9) визначається виразом (1.4) (деталі див., наприклад, [22]).

Переріз процесу визначається інтегралом за часом від величини  $\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}^* \hat{J}_1 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}$  ( $\hat{J}_1$  являє собою оператор густини потоку ймовірності для частинки у) протягом часу реєстрації (яке є набагато більшим, ніж часова довжина звичайного хвильового пакета) з одночасним інтегруванням уздовж хвильового пакета другої частинки  $Y$ , тобто

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &\sim \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_{r_{2,min}}^{r_{2,max}} dr_2 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}^* \hat{J}_1 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} \approx \\ &\approx \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_0^{V_2^0(t-t_i-r_2/V_2^0)} dr_2 |\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}|^2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

де  $t_{min}$  - мінімальна величина між  $t_i + r_1/V_1^0$  і  $t_i + \tilde{r}_1/V_1^0$ ,  $r_{2,max}$  - максимальна величина між  $V_2^0(t-t_i-r_2/V_2^0)$  і  $V_2^0(t-t_i-\tau-r_2/V_2^0)$  й  $r_{2,min} \rightarrow 0$  для звичайних, малих у порівнянні з  $r_{2,max}$ , хвильових пакетів.

Можна легко переконатися, що при стандартних експериментальних умовах для квазімонохроматичних хвильових пакетів

$$\Delta E \ll E \quad (1.10a)$$

і для ізольованих резонансів, тобто при

$$\Delta E \ll \Gamma, \quad 0 < \tau \leq 2\hbar/\Gamma \quad (1.10\text{б})$$

і, враховуючи, що абсолютні величини всіх різниць

$$\frac{r_l}{V_l^0} - \frac{r_m}{V_m^0}, \quad l \neq m = 1, 2 \quad (1.10\text{в})$$

набагато менше часу реєстрації, одержимо для диференційного перерізу розсіяння  $\sigma$  реакції (1.5) в  $L$ -системі (див. [1, 23 - 25]):

$$\sigma(E, \theta) = \sigma_0^{(incoh)}(E, \theta) + \sigma_1^{(interf)}(E, \theta), \quad (1.11)$$

де

$$\sigma_0^{(incoh)} \cong \left| f_{dir}^{(L)} \right|^2 + \frac{J_{C \rightarrow L} \left| \gamma_{Z^*}^{(C)} \right|^2}{(E - E_{res})^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.12)$$

і

$$\sigma_1^{(interf)} = 2 \left| f_{dir}^{(L)} \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}}{E - E_{res} + i\Gamma/2} \right| \cos \Phi \quad (1.13)$$

У співвідношенні (1.13) повна фаза дається виразом

$$\Phi = \delta + \beta + \varphi, \quad (1.14)$$

$$\delta = \arg(J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(L)}) - \arg(f_{dir}^{(L)}), \quad (1.14\text{а})$$

$$\beta = \arg\{(E - E_{res}) + i\Gamma/2\}^{-1}, \quad (1.14\text{б})$$

$$\varphi = k_1^0 \Delta r_1 + k_2^0 \Delta r_2 \quad (\text{див. (Д1) у Додатку 2}), \quad (1.14\text{в})$$

$$f_{dir}^{(L)}(E, \theta) = \sqrt{J_{C \rightarrow L}} f_{dir}(E, \theta), \quad (1.15)$$

$$\frac{\gamma Z^*(C)}{E - E_{res} + i\Gamma/2} = f_{l,res}(E, \theta). \quad (1.16)$$

У виразах (1.15) і (1.16)  $f_{dir}(E, \theta)$  і  $f_{l,res}(E, \theta)$  – це два внески в амплітуди розсіювання в  $C$ -системі, що визначаються за формулами (1.1а) і (1.16) відповідно.

### 1.3. Розв'язання в $L$ -системі парадоксу затримки-випередження, що мав місце в $C$ -системі

Зауважимо, що в попередніх роботах [1 - 10] аналізувалися амплітуди, перерізи й часи пружного розсіювання на базі формул (1.1) - (1.1в) в  $C$ -системі, в якій рух компаунд-ядра в  $L$ -системі не брався до уваги, а в даній роботі формули (1.11) – (1.16) для диференційного перерізу розсіювання  $\sigma(E, \theta)$  одержано з урахуванням руху компаунд-ядра, що суттєво відрізняє їх від формул, одержаних при стандартному кінематичному перетворенні виразу  $\sigma^C(E, \theta) = |F^C(E, \theta)|^2$  від  $C$ -системи до  $L$ -системи, тобто саме в (1.11) – (1.16)

враховано інтерференцію амплітуди  $f_{dir}^{(L)}$  й величини

$\frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma Z^*(C)}{E - E_{res} + i\Gamma/2} \exp(i\varphi)$ . Параметр  $\varphi$  (див. (1.14в) і (П1)), як раз і відображає

вплив руху компаунд-ядра.

Якісні доводи щодо відсутності вищезгаданого часового випередження при розсіянні протонів (або нейтронів) в  $L$ - системі можна звести до того, що величина  $\Delta\tau^L(E, \theta)$  дорівнює сумі двох величин, а саме:

1) малого позитивного часу затримки швидкого (прямого) процесу, що повністю враховується в  $S$ -системі, і

2) більшого позитивного часу затримки резонансного компаунд-процесу, який визначається

(а) амплітудою резонансного фактора та

(б) фазою  $k_1^0 \Delta r_1$  (1.14в) вихідної хвилі  $\exp(ik_1 r_1)$ . Очевидно, що такий

час  $\Delta\tau^L(E, \theta)$  виявиться позитивним.

Крім того, можна кількісно оцінити загальний час розсіяння в  $L$ -системі, враховуючи суперпозицію хвильових пакетів прямого процесу й процесу, що відбувається шляхом утворення проміжного компаунд-ядра (діаграми на рис. 1.1а і 1.1б відповідно), і використовуючи отриману раніше асимптотичну границю для хвильової функції налітаючого нуклона (1.6).

### 1.3.1. Оцінка загального часу розсіяння для бінарних реакцій з одним компаунд-резонансом в $L$ -системі

У більш ранніх роботах (наприклад, в [1, 2]) аналіз амплітуд, перерізів і тривалостей розсіяння проводився на основі формул (1.1) – (1.1в) в  $S$ -системі, у якій рух складеного ядра в  $L$ -системі до уваги не брався. Але при врахуванні руху складеного ядра, що розпадається, в  $L$ -системі вираз для амплітуди процесу, що йде з утворенням збудженого складеного ядра в області резонансу, в  $S$ - і  $L$ -системах відрізняються не лише стандартними кінематичними перетвореннями  $\{E^C, \theta^C\} \leftrightarrow \{E^L, \theta^L\}$ , але й урахуванням руху складеного ядра, що розпадається, уздовж відстані  $V_c \Delta t_{res}$ , як показано на рис. 1.1а,б. В [1, 2] формули (1.1) і (1.1а) записувалися в  $S$ -системі й

описували когерентну суму інтерферуючих членів, як для перерізу  $\sigma^C(E, \theta) = |F^C(E, \theta)|^2$ , так і для часу затримки  $\Delta\tau^C(E, \theta)$  без урахування мікроскопічного руху складеного ядра від точки  $C_0$  до точки  $C_1$ .

Можна оцінити загальну тривалість зіткнення в  $L$ -системі, використовуючи суперпозицію хвильових пакетів прямого розсіювання й розсіювання, що йде з утворенням проміжного складеного ядра (відповідно до діаграм на рис. 1а й 1б), яка була отримана нами вище (1.8) – (1.9) після всіх спрощень із урахуванням збереження енергії-імпульсу для асимптотичної області ( $r_{1,2} \rightarrow \infty$ ).

У рамках загального наближення [19, 25] знаходимо такий вираз для середнього часу розсіювання

$$\langle \tau_{general} \rangle = \frac{\int_{t_{min}}^{\infty} t \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}^* \hat{j}_1 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} dt}{\int_{t_{min}}^{\infty} \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty}^* \hat{j}_1 \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} dt} - \langle t_{initial} \rangle \approx \hbar / 2\Delta E \quad (1.17)$$

(де  $\langle t_{initial} \rangle \approx t_i$  для квазімонохроматичних частинок). Результат полягає в тому, що ми одержали тривіальний позитивний середній час затримки для  $L$ -системи без будь-якого випередження, обумовленого “віртуально нерухливим” або “замороженим” складеним ядром у  $C$ -системі.

Формули (1.11) – (1.16) є результатом самоузгодженого підходу до реалістичного аналізу експериментальних даних перерізів нуклон-ядерного розсіювання в  $L$ -системі. І на нашу думку, будь-яка спроба описати експериментальні дані перерізів нуклон-ядерного розсіювання поблизу ізольованого резонансу, спотвореного нерезонансним фоном, в  $L$ -системі спочатку на основі формули (1.1) з наступним використанням стандартних кінематичних співвідношень  $\{E^C, \theta^C\} \leftrightarrow \{E^L, \theta^L\}$  не має ніякого практичного фізичного змісту. І причина цього полягає саме в тому, що в цьому випадку нехтуємо реальним рухом складеного ядра.

## 1.4. Розрахунки інтегральних перерізів $\sigma(E)$ в $L$ -системі

### 1.4.1. Розрахунки перерізів і оцінка впливу фаз у ранніх роботах

У роботі [1] було представлено результати лише найпростіших розрахунків. На рис. 1.2 зображено перерізи у відносних одиницях для деяких типових випадків значень  $\delta_1^b$ , узятих з урахуванням інтерференційного внеску ( $\varphi \neq 0$ ) і без нього ( $\varphi = 0$ ). Порівняння результатів, представлених на рис. 1.2б з аналогічними результатами, представленими на рис. 1.2г, наочно демонструє роль фази  $\varphi$ , а порівняння рисунків 1.2б і 1.2в або рисунків 1.2г і 1.2д підкреслює роль фонового фазового зсуву  $\delta_0^b$  при певних значеннях  $\varphi$ . Зауважимо, що із зміною значення фази  $\varphi$ , значення резонансної енергії  $E_{res}$  частинки теж змінюється.

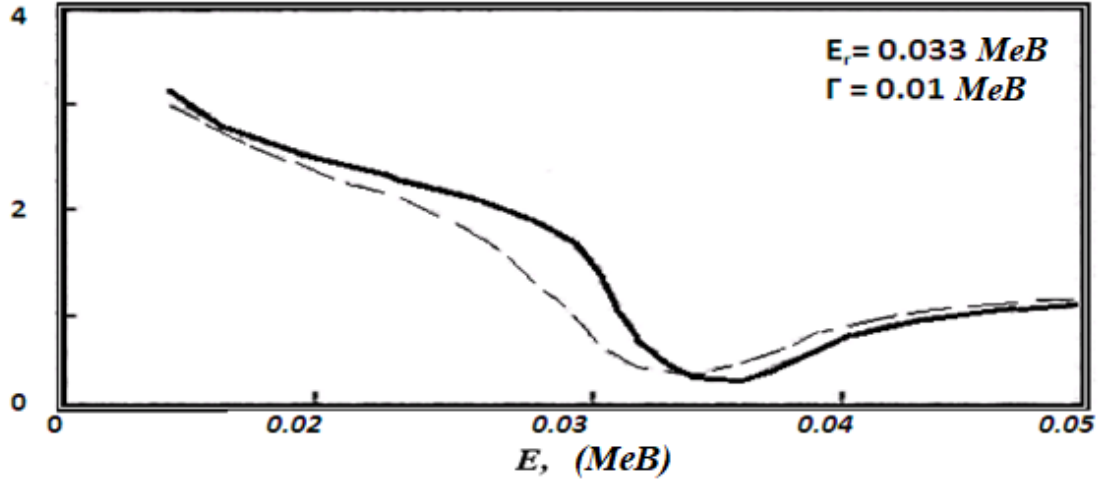
Можна зробити висновок, що для фазового зсуву фону  $\delta_0^b = 0$  й  $p$ -хвильового резонансу або для  $\delta_1^b = 0$  й  $s$ -хвильового резонансу значення перерізу не залежать від фази  $\varphi$ , як це прямо випливає з формул (1.1а) і (1.1б), у той час як для  $\delta_0^b \neq 0$  й  $p$ -хвильового резонансу або для  $\delta_1^b \neq 0$  й  $s$ -хвильового резонансу існує помітна відмінність між результатами розрахунків, одержаними відповідно до виразу (1.14в) при  $\varphi = 0$  і  $\varphi \neq 0$ . Результати розрахунків, представлені для  $p$ -хвильового резонансу з параметрами  $l = 1$ ,  $l' = 0$ ,  $\theta = 0^\circ$ , продемонстрували, що зазначена відмінність залежить від  $\delta_0^b$  і  $\varphi$ , а для великих значень  $\delta_0^b$  ( $\geq \pi/4$ ) або  $\varphi$  ( $\geq \pi/4$ ) вона стає істотною.

Отже при виборі параметра  $\varphi$  у тих випадках, коли є присутнім резонанс, обумовлений зсувом джерела вихідних хвиль для процесів розпаду відносно джерела прямих процесів, зазначену вище відмінність необхідно



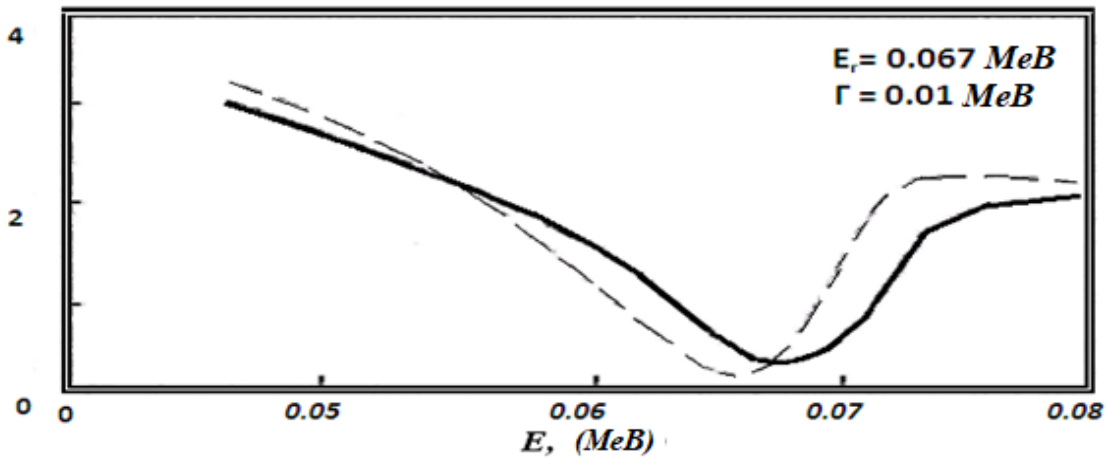
брати до уваги, щоб правильно модифікувати перетворення від  $L$ -системи до  $S$ -системи й навпаки.

*Переріз, (довільні одиниці)*



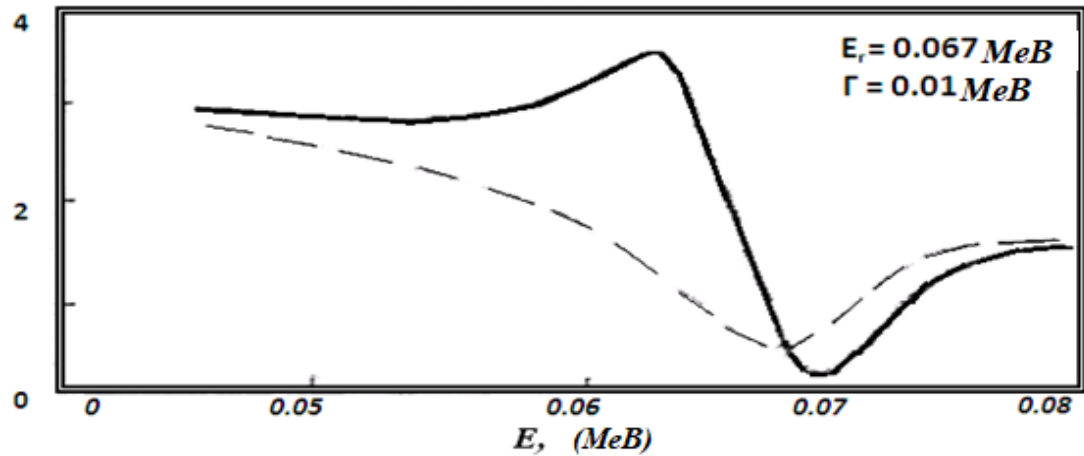
a)

*Переріз, (довільні одиниці)*



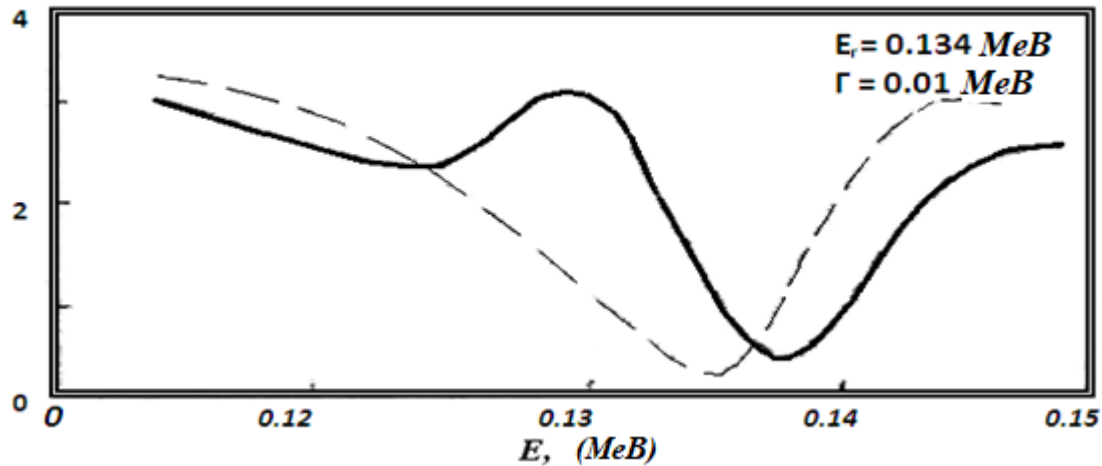
б)

*Переріз, (довільні одиниці)*



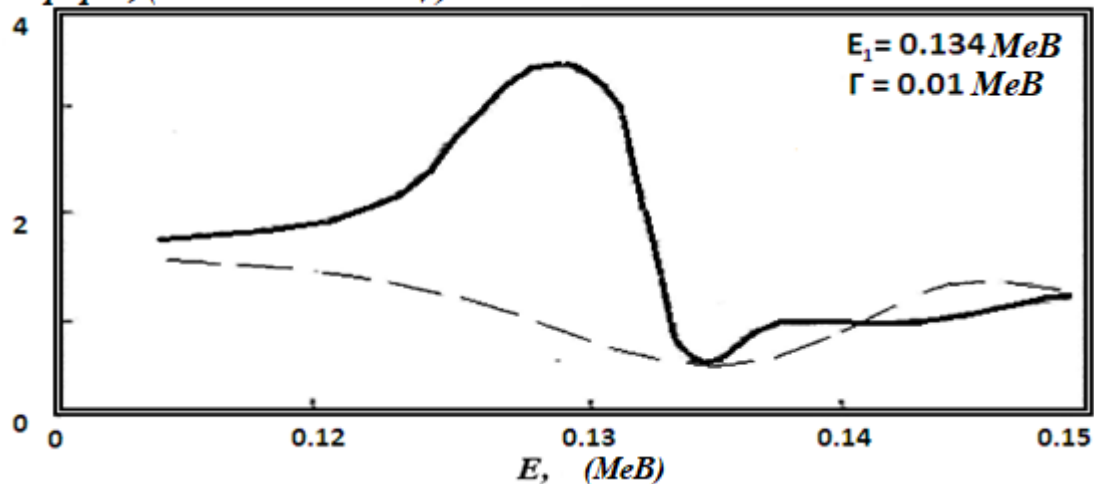
в)

Переріз, (довільні одиниці)



Г)

Переріз, (довільні одиниці)



Д)

Рис. 1.2. Залежність  $\sigma(E)$  при  $\theta=0^\circ, l=1, l'=0$  з інтерференційним внеском ( $\varphi \neq 0$ , суцільна лінія) і без нього ( $\varphi=0$ , пунктирна лінія) для деяких типових випадків фазових зсувів: а)  $\delta_0^b = \pi/2, \delta_1^b = \pi/2, \varphi = \pi/4$ ; б)  $\delta_0^b = \pi/4, \delta_1^b = \pi/2, \varphi = \pi/2$ ; в)  $\delta_0^b = \pi/2, \delta_1^b = \pi/2, \varphi = \pi/2$ ; г)  $\delta_0^b = \pi/4, \delta_1^b = \pi/2, \varphi = \pi$ ; д)  $\delta_0^b = \pi/2, \delta_1^b = \pi/2, \varphi = \pi$ .

#### 1.4.2. Розрахунки перерізів і оцінка впливу фази $\varphi$ у реальних реакціях

Доповнимо результати розрахунків, наведених у підрозділі 1.3.1, результатами наших розрахунків з різних робіт для перерізів конкретних процесів нуклон-ядерного розсіяння та порівняємо з відповідними експериментальними даними. Автором виконано розрахунки функцій

збудження  $\sigma(E)$  для низькоенергетичного пружного розсіяння протонів ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  і нейтронів ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  в області спотворених ізольованих резонансів  $E_{res}=1.7$  MeV і  $\Gamma=47$  кеВ,  $E_{res}=2.67$  MeV і  $\Gamma=14.5$  кеВ,  $E_{res}=55.67$  кеВ і  $\Gamma=0.48$  кеВ,  $E_{res}=50.54$  кеВ і  $\Gamma=1.81$  кеВ,  $E_{res}=27.92$  кеВ і  $\Gamma=0.71$  кеВ,  $E_{res}=4.4$  кеВ і  $\Gamma=0.17$  еВ,  $E_{res}=24.74$  кеВ і  $\Gamma=0.7$  кеВ,  $E_{res}=102.6$  еВ і  $\Gamma=3$  еВ відповідно. Значення параметрів амплітуд прямого й окремо резонансного розсіяння в  $S$ -системі при  $l=0$  у формулах (1.11) – (1.16) підібрані за допомогою стандартної процедури.

На рис. 1.3 - 1.10 наведено порівняння функцій збудження  $\sigma(E)$  низькоенергетичного пружного розсіяння протонів ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  з експериментальними даними з робіт [4] і [5], а також результатів розрахунків функцій збудження пружного розсіяння нейтронів ядрами  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  і  $^{73}\text{Ge}$  з даними з роботи [17], а підгінний параметр  $\chi$  був обраний рівним  $0.01\pi$ ,  $\pi$ ,  $0.68\pi$ ,  $0.948\pi$ ,  $0.956\pi$ ,  $0.7\pi$ ,  $\pi$  і  $0.67\pi$  відповідно. Видно, що врахування руху складеного ядра ( $\varphi \neq 0$ ) призводить до значного покращення опису експериментальних даних. Фази  $\varphi$  (1.14в) обчислювалися за формулою (Д1) з Додатка 2.

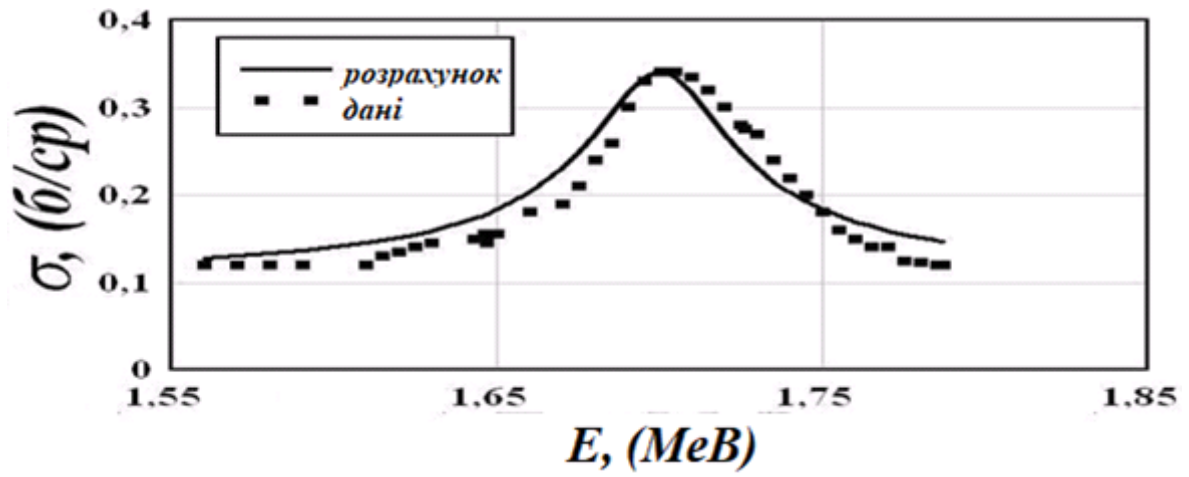


Рис. 1.3а. Функція збудження для  $^{12}\text{C}(p, p)$  при  $\varphi \neq 0$ .

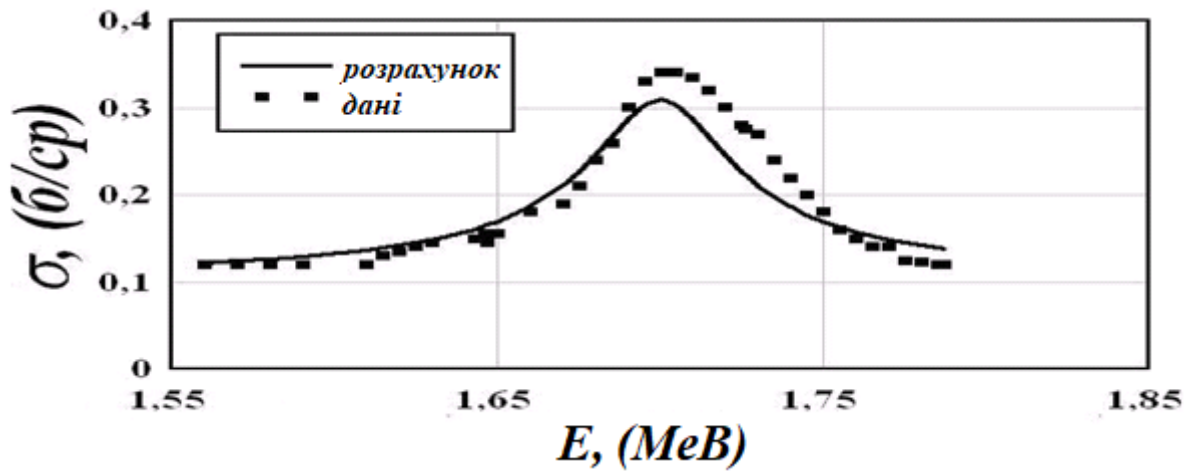


Рис. 1.3б. Функція збудження для  $^{12}\text{C}(p, p)$  при  $\varphi = 0$ .

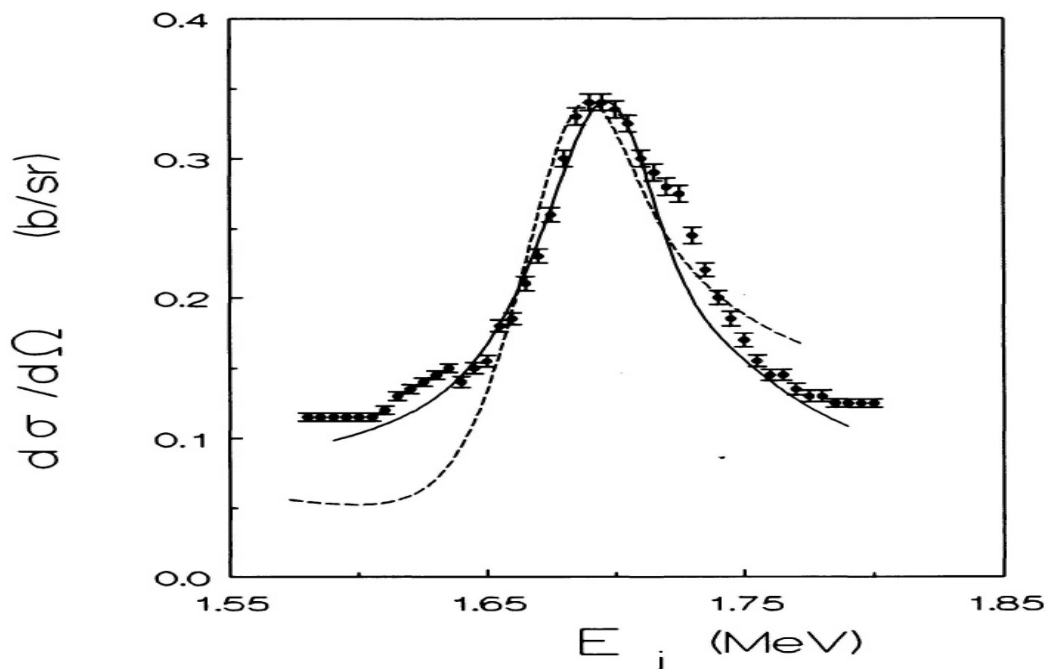


Рис. 1.3в. Скрін з вихідними даними для  $^{12}\text{C}(n, n)$  з [5].

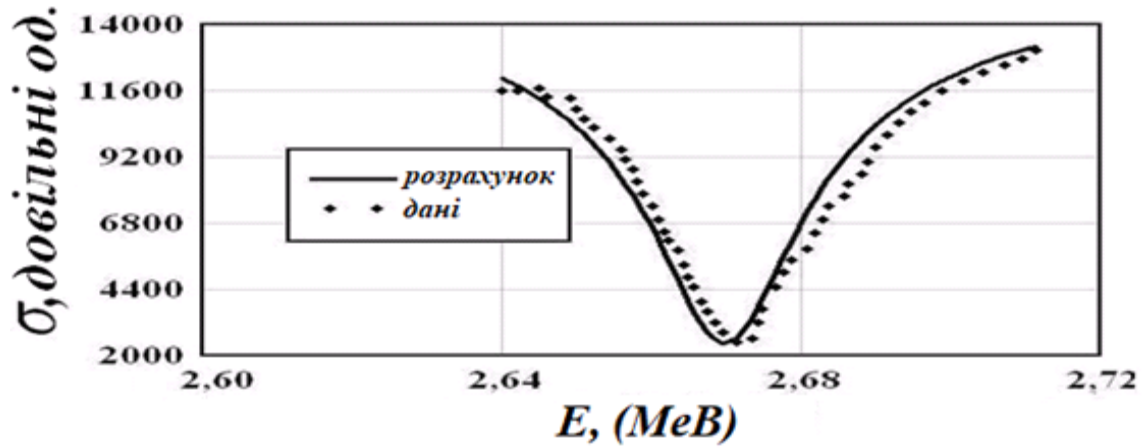


Рис. 1.4а. Функція збудження для  $^{16}\text{O}(p, p)$  при  $\varphi \neq 0$ .

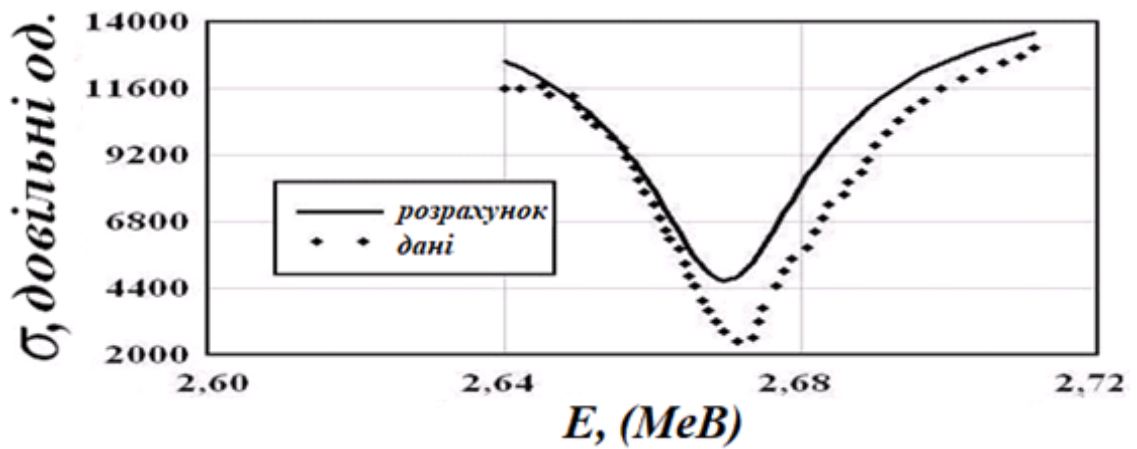


Рис. 1.4б. Функція збудження для  $^{16}\text{O}(p, p)$  при  $\varphi = 0$ .

A. D'Arrigo et al. / Bremsstrahlung study

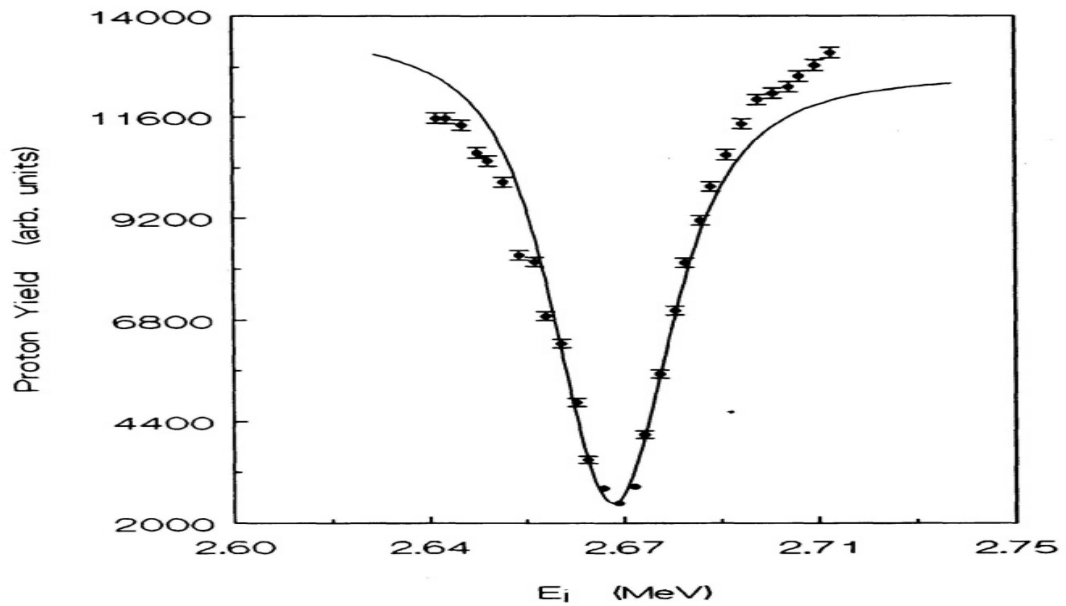


Рис. 1.4в. Скрін з вихідними даними для  $^{16}\text{O}(n, n)$  з [4].

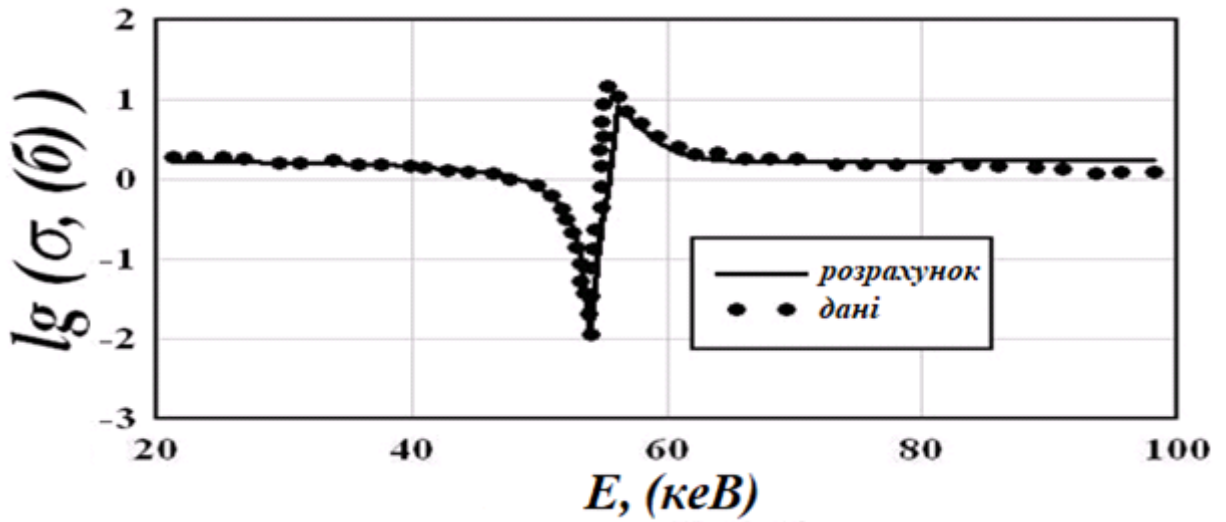


Рис. 1.5а. Функція збудження для  $^{28}\text{Si} (n, n)$  при  $\varphi \neq 0$ .

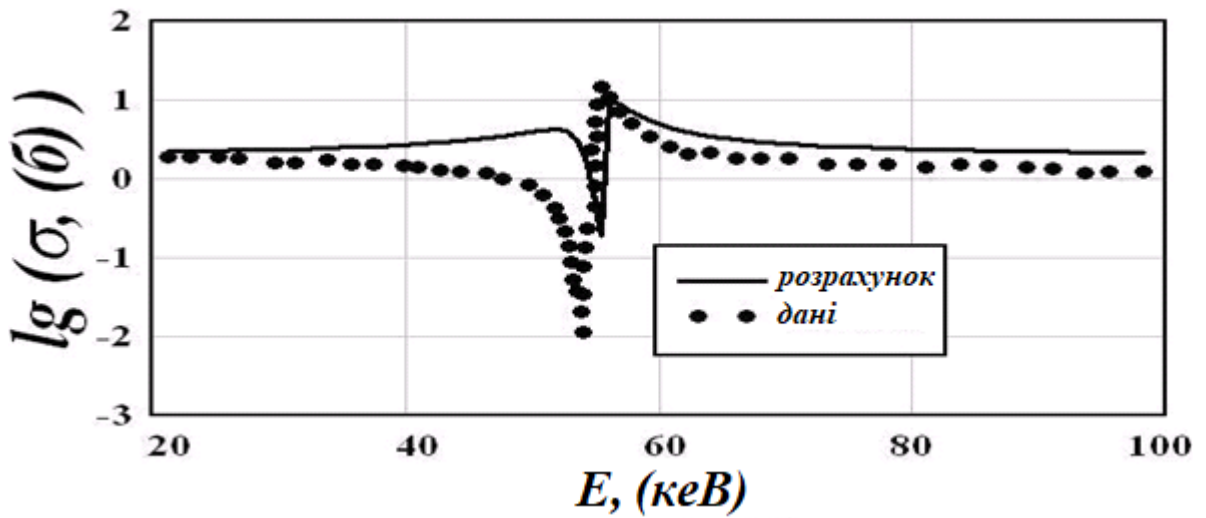


Рис. 1.5б. Функція збудження для  $^{28}\text{Si} (n, n)$  при  $\varphi = 0$ .

Incident neutron data / JEFF-3.1 / Si28 / MT=2  
: (z,z0) elastic scattering / Cross section

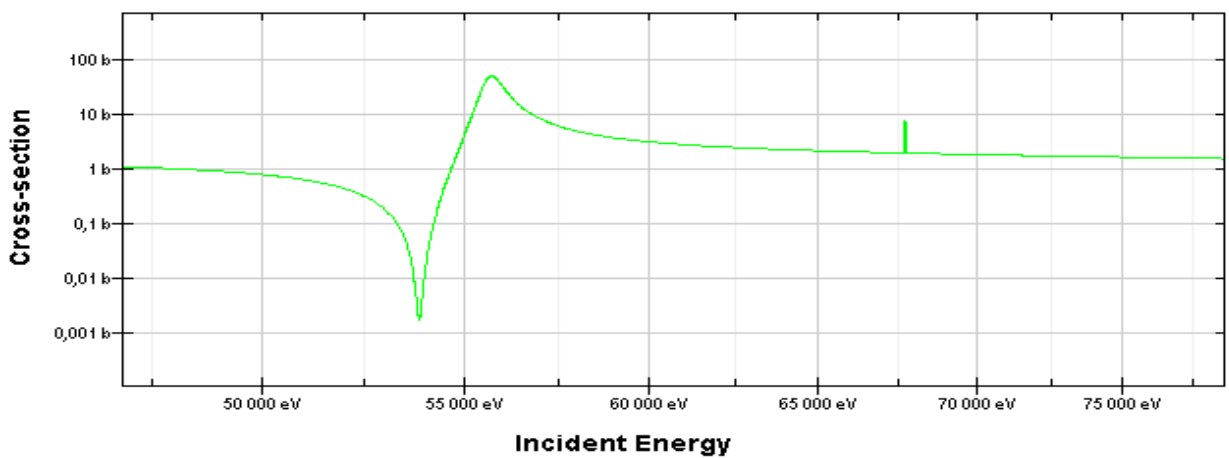


Рис. 1.5в. Скрін з вихідними даними для  $^{28}\text{Si} (n, n)$  з [17].

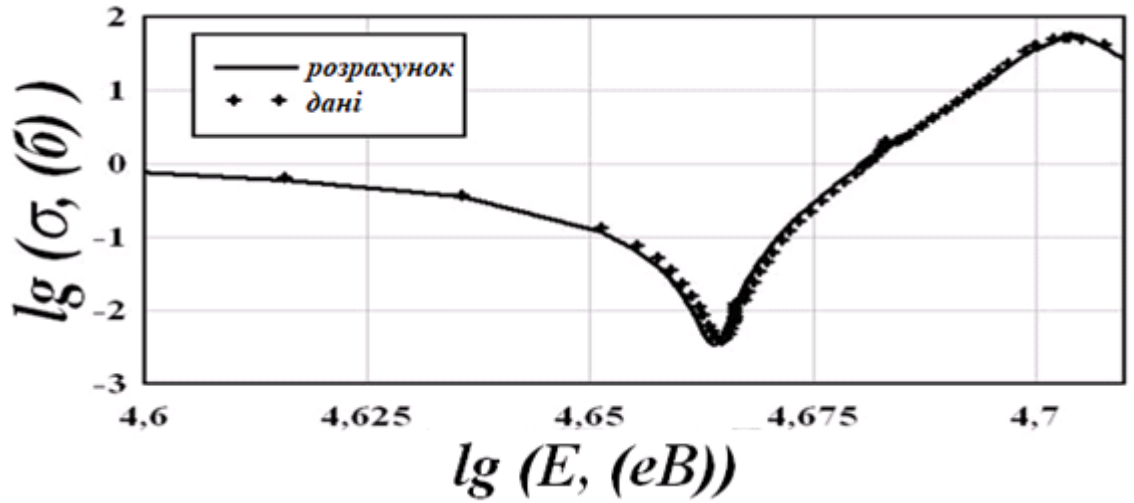


Рис. 1.6а. Функція збудження для  $^{52}\text{Cr}(n,n)$  при  $\varphi \neq 0$ .

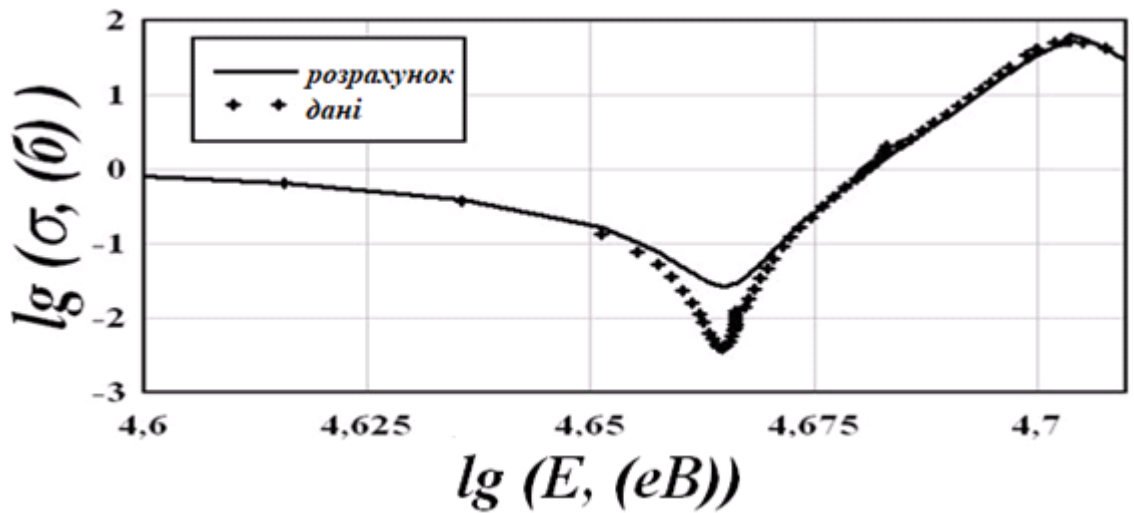


Рис. 1.6б. Функція збудження для  $^{52}\text{Cr}(n,n)$  при  $\varphi = 0$ .

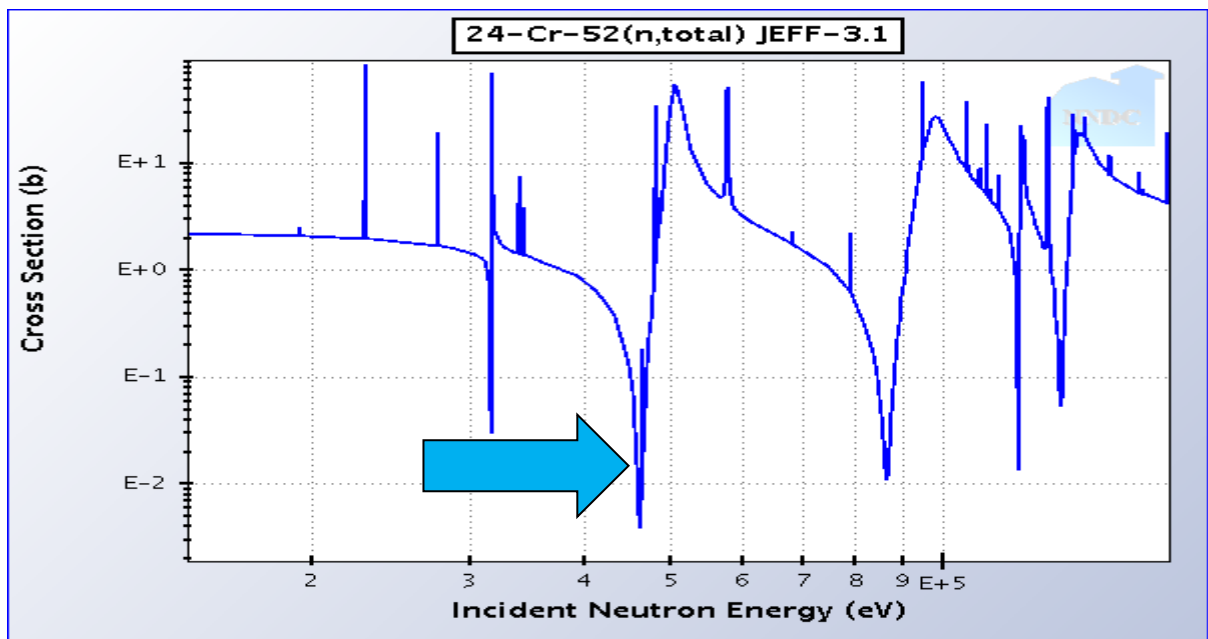


Рис. 1.6в. Скрін з вихідними даними для  $^{52}\text{Cr}(n,n)$  з [17].

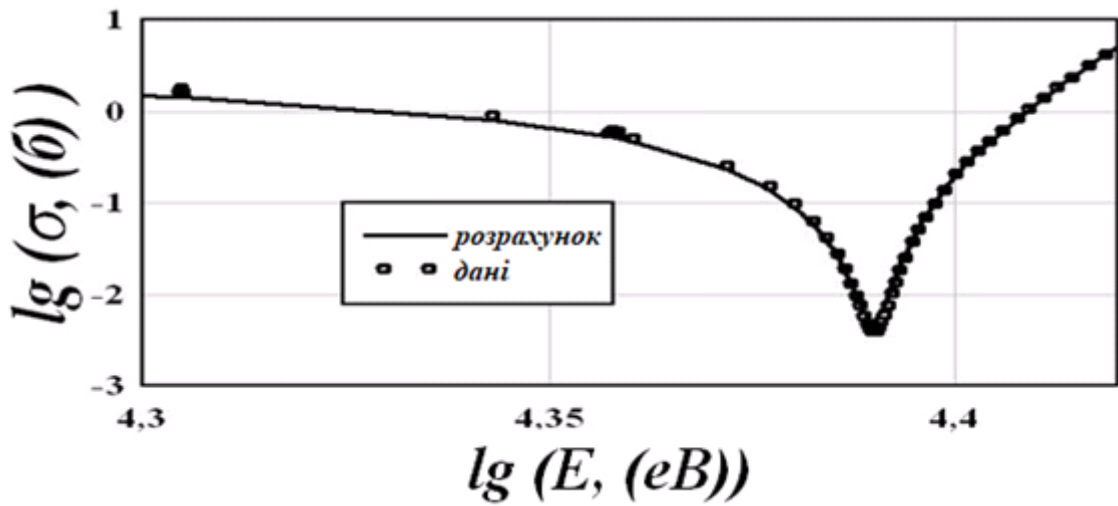


Рис. 1.7а. Функція збудження для  $^{56}\text{Fe}(n,n)$  при  $\varphi \neq 0$ .

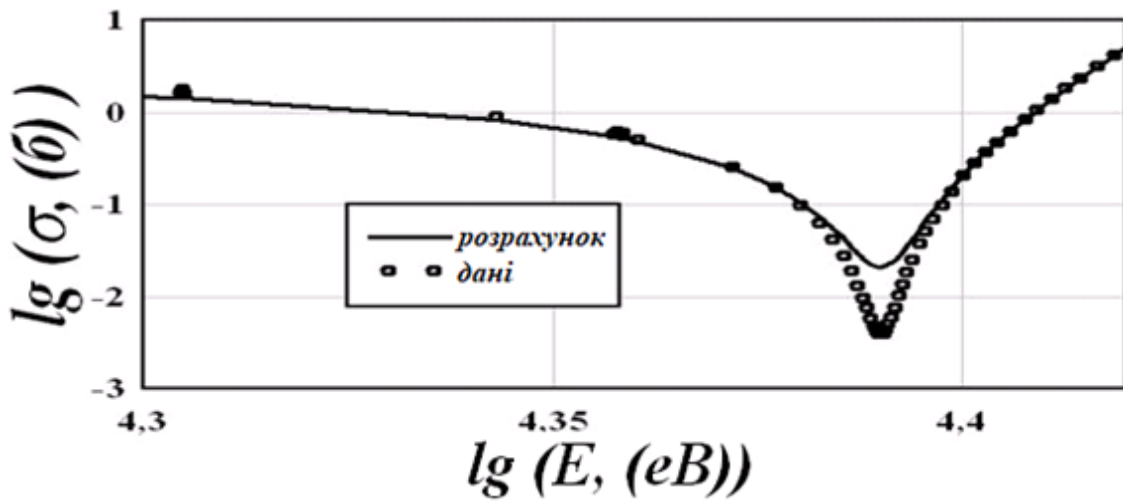


Рис. 1.7б. Функція збудження для  $^{56}\text{Fe}(n,n)$  при  $\varphi = 0$ .

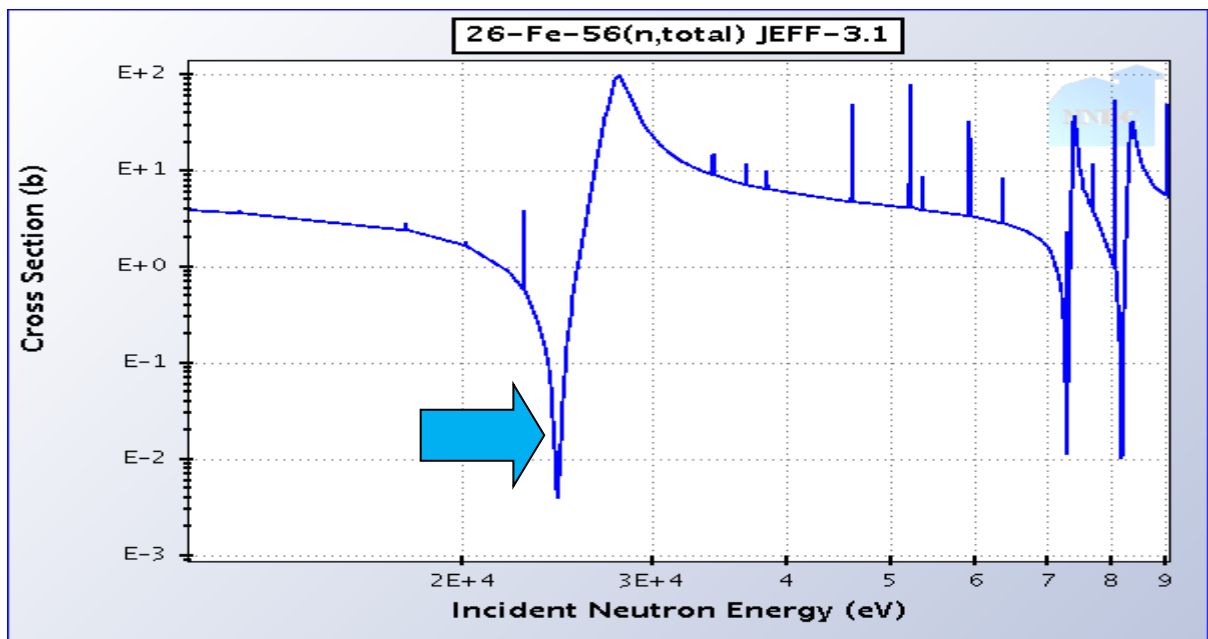


Рис. 1.7в. Скрін з вихідними даними для  $^{56}\text{Fe}(n,n)$  з [17].



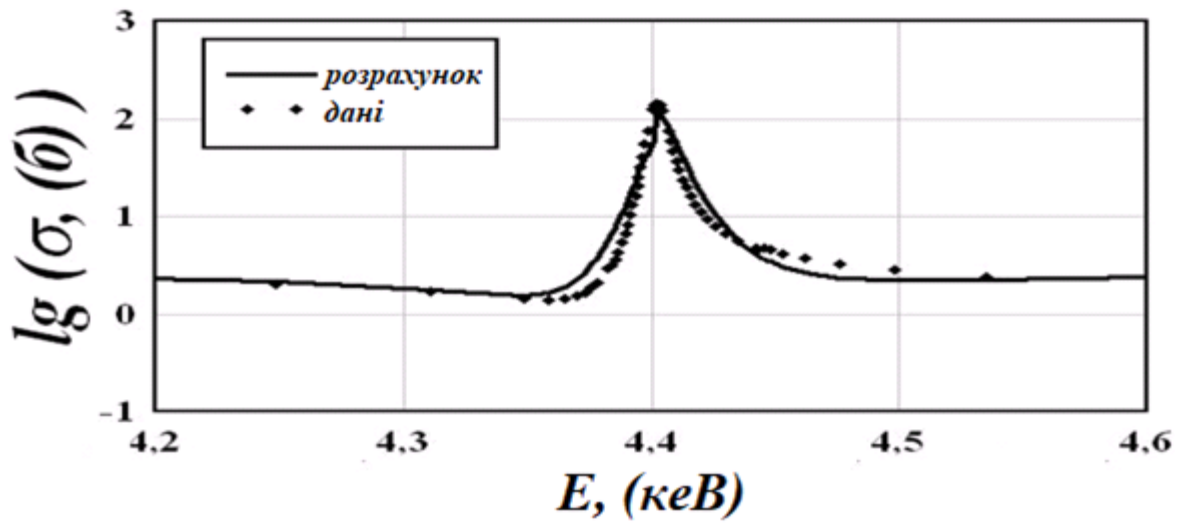


Рис. 1.8а. Функція збудження для  $^{63}\text{Cu}(n,n)$  при  $\varphi \neq 0$ .

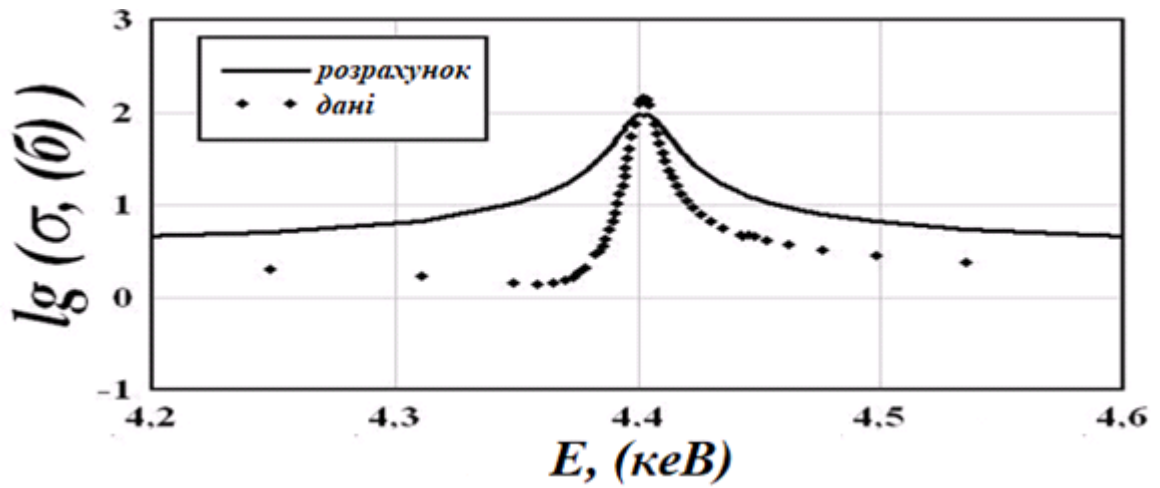


Рис. 1.8б. Функція збудження для  $^{63}\text{Cu}(n,n)$  при  $\varphi = 0$ .

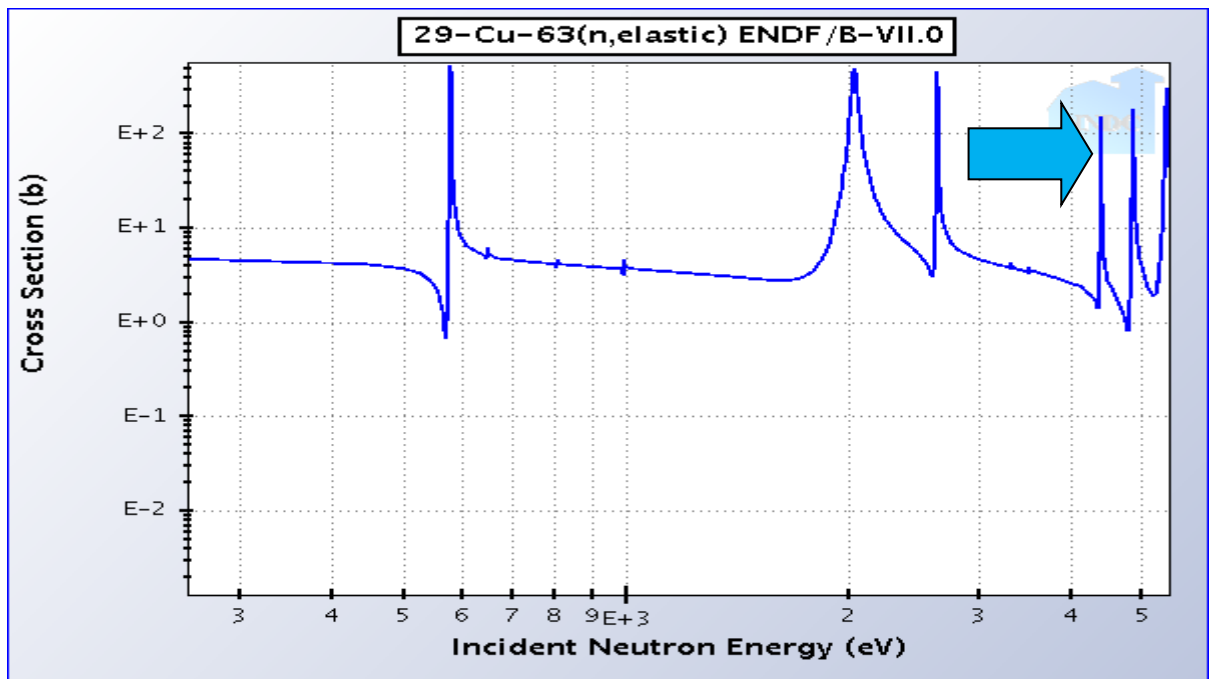


Рис. 1.8в. Скрін з вихідними даними для  $^{63}\text{Cu}(n,n)$  з [17].

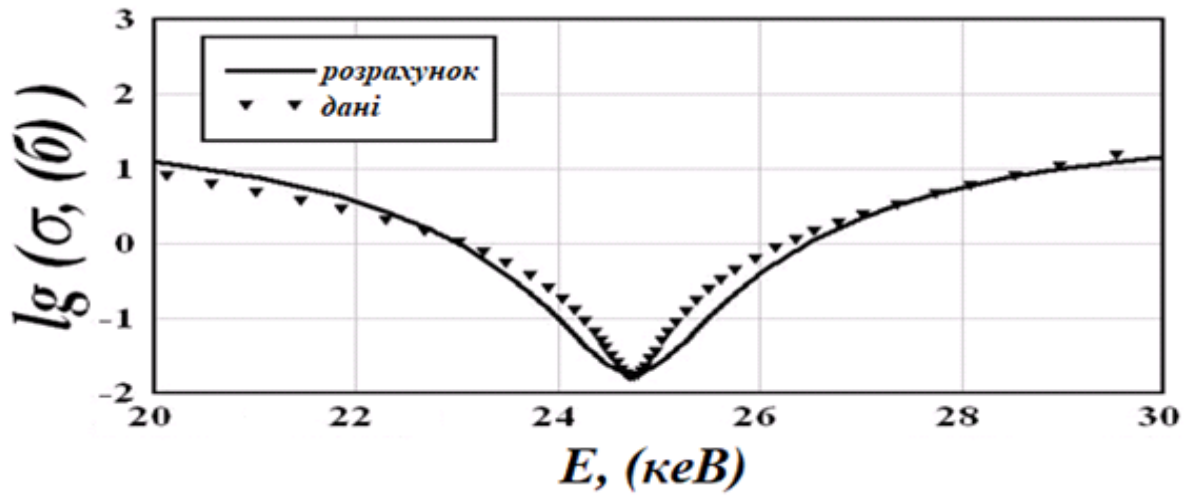


Рис. 1.9а. Функція збудження для  $^{64}\text{Ni}(n,n)$  при  $\varphi \neq 0$ .

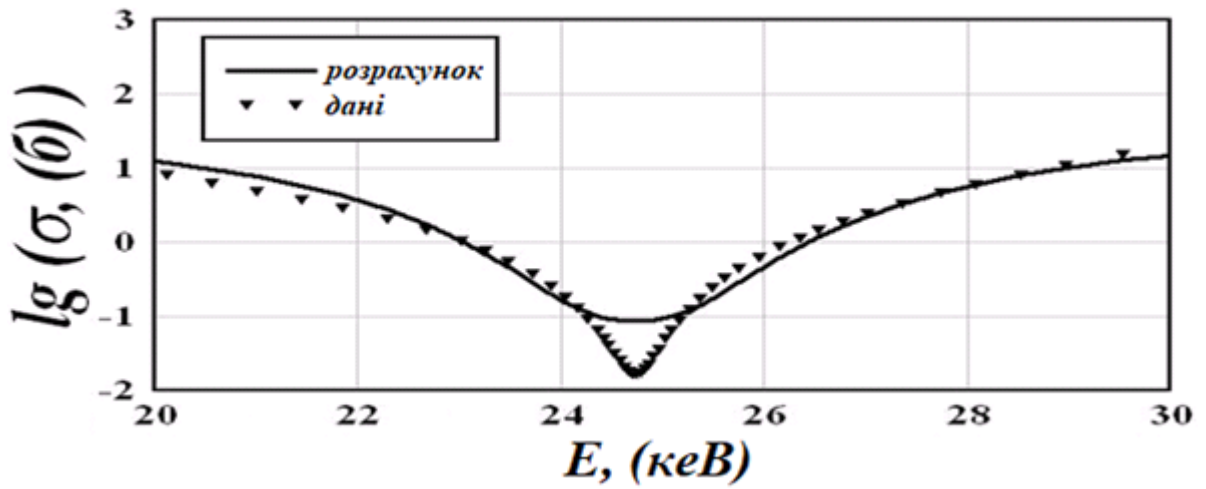


Рис. 1.9б. Функція збудження для  $^{64}\text{Ni}(n,n)$  при  $\varphi = 0$ .

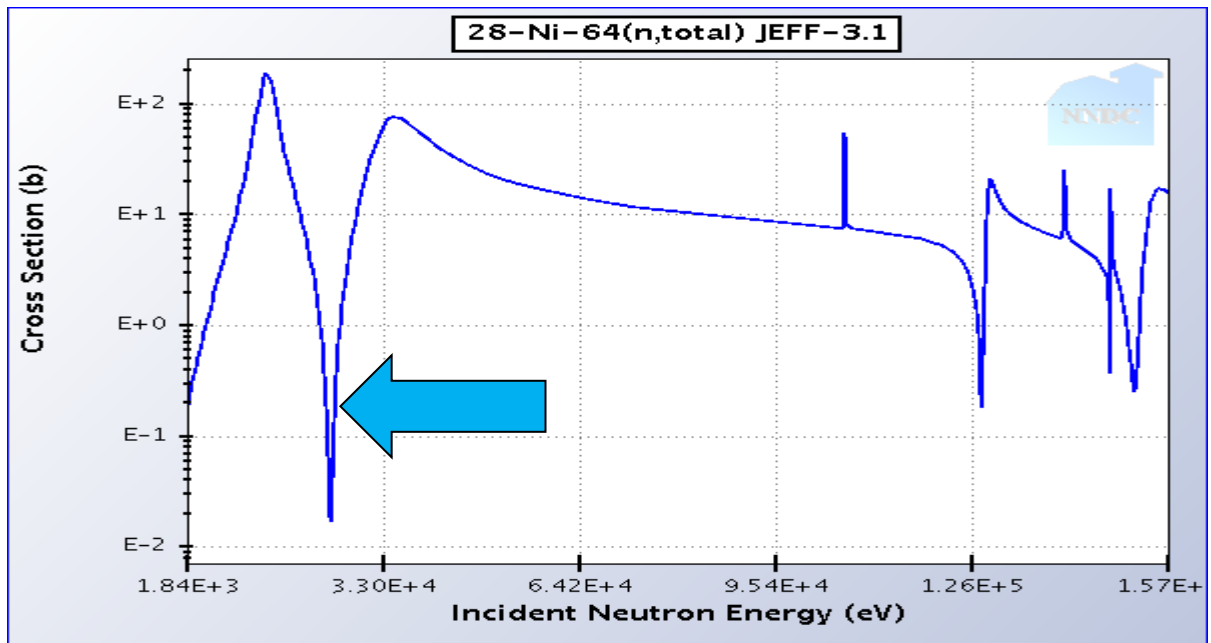


Рис. 1.9в. Скрін з вихідними даними для  $^{64}\text{Ni}(n,n)$  з [17].

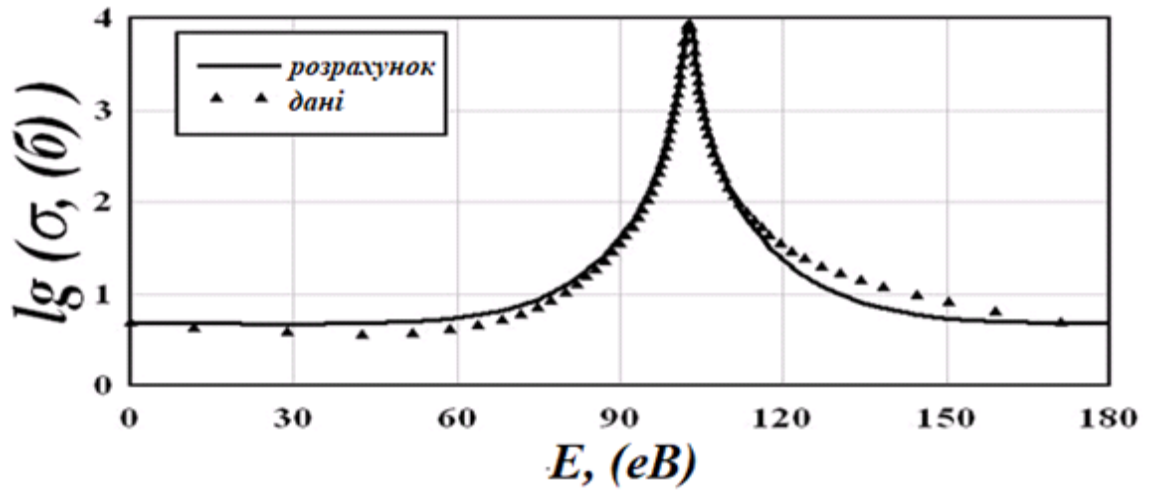


Рис. 1.10а. Функція збудження для  $^{73}\text{Ge}(n,n)$  при  $\varphi \neq 0$ .

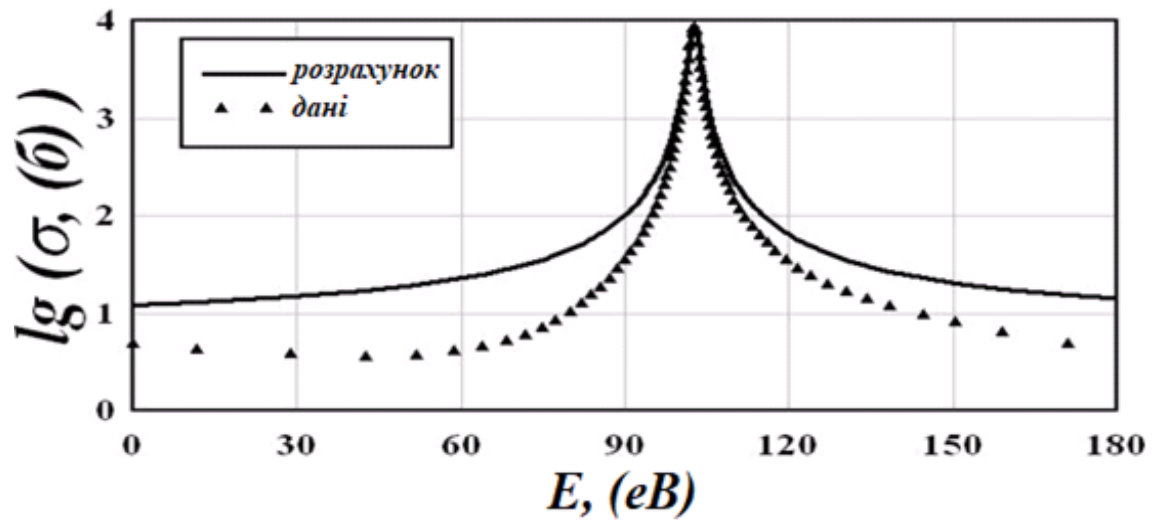


Рис. 1.10б. Функція збудження для  $^{73}\text{Ge}(n,n)$  при  $\varphi = 0$ .

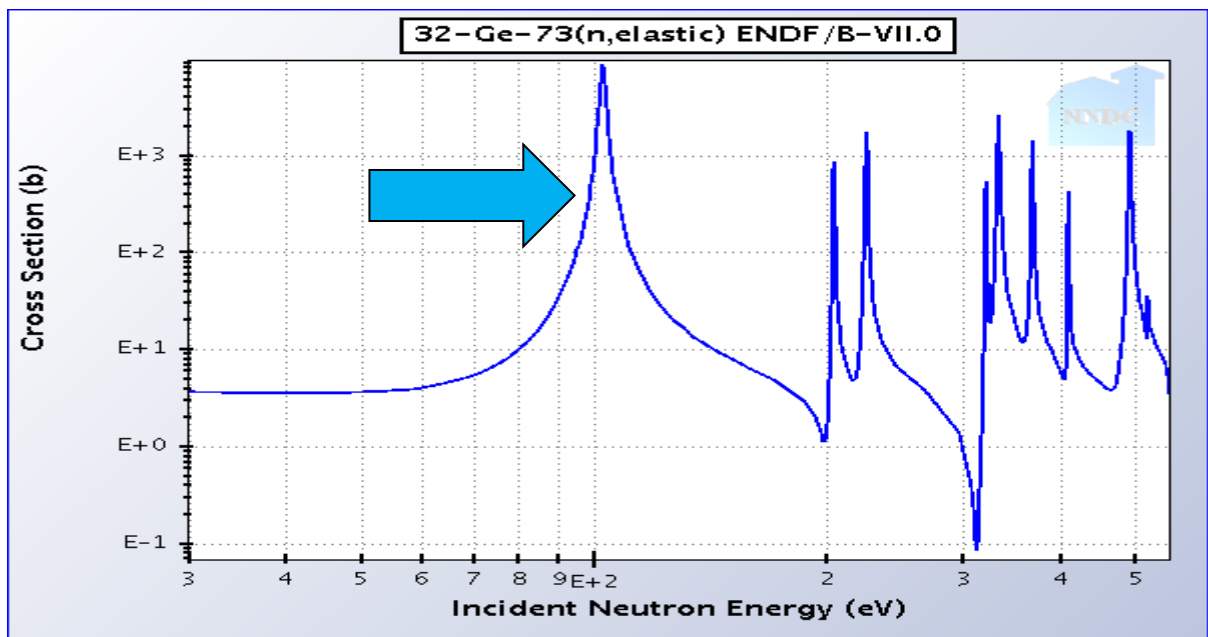


Рис. 1.10в. Скрін з вихідними даними для  $^{73}\text{Ge}(n,n)$  з [17].

### 1.5. Використання розробленого підходу для розрахунків перерізів у процесах розсіяння з декількома сусідніми резонансами

Одним з можливих розширень розробленого підходу є його застосування до просторово-часового аналізу когерентних явищ в процесах розсіяння (з урахуванням описаного вище явища просторово-часового зсуву в  $L$ -системі), під час яких збуджуються не тільки ізольовані резонанси на нерезонансному фоні, але й резонанси, що перекриваються. Наведені в цьому підрозділі результати, одержано в роботах [16, 26, 27] при застосуванні запропонованого підходу до аналізу процесу із двома сусідніми резонансами, що перекриваються.

Отже, у випадку двох резонансів, що перекриваються, аналогічно викладеному вище підходу при одержанні формул (1.11) - (1.16), були отримані формули для перерізу розсіяння:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= \int dt \int dr_2 \psi_{r_1 \rightarrow \infty}^* \hat{j}_1 \psi_{r_1 \rightarrow \infty} \approx \int dt \int dr_2 \left| \psi_{r_1 \rightarrow \infty} \right|^2, \\ &= \sigma_0(\text{incoh}) + \sigma_1(\text{interf}) \end{aligned} \quad (1.18)$$

де

$$\sigma_0 = \left| f_{dir}^{(L)} \right|^2 + \frac{J_{C \rightarrow L} \left| \gamma_{Z^*}^{(C)} \right|^2}{\left( \left( E - E_{res, Z_1} \right)^2 + \Gamma_{Z_1}^2 / 4 \right) \left( \left( E - E_{res, Z_2} \right)^2 + \Gamma_{Z_2}^2 / 4 \right)}, \quad (1.19)$$

$$\sigma_1 = 2 f_{dir}^{(L)} \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}}{\left( E - E_{res, Z_1} + i \Gamma_{Z_1} / 2 \right) \left( E - E_{res, Z_2} + i \Gamma_{Z_2} / 2 \right)} \cos \Phi, \quad (1.20)$$

при чому фазу  $\Phi$  було обчислено із використанням узагальнення формул (1.11) - (1.16) на випадок двох резонансів, що перекриваються. При цьому

$$f_{dir}^{(L)} = \sqrt{J_{C \rightarrow L}} f_{dir} = \sqrt{J_{C \rightarrow L}} f_b(E, \theta), \quad (1.21)$$

$$\frac{\gamma_{Z^*}^{(C)}}{\left(E - E_{res,Z1} + i\Gamma_{Z1}/2\right)\left(E - E_{res,Z2} + i\Gamma_{Z2}/2\right)} = f_{l,res}(E, \theta), \quad (1.22)$$

а формула для резонансного члена амплітуди реакції в  $C$ -системі (1.16) на випадок двох резонансів записується у вигляді:

$$f_{l,res}(E, \theta) = (2ik)^{-1} (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp(2i\eta_l) \times \\ \times \left[ \exp(2i\delta_\lambda^b) \left( \frac{E - E_{res,1} - i\Gamma_{Z1}/2}{E - E_{res,1} + i\Gamma_{Z1}/2} \right) \left( \frac{E - E_{res,2} - i\Gamma_{Z2}/2}{E - E_{res,2} + i\Gamma_{Z2}/2} \right) - 1 \right] \quad (1.23)$$

Тут величини  $E_{res,Z1}$ ,  $E_{res,Z2}$ ,  $\Gamma_{Z1}$  і  $\Gamma_{Z2}$  - це, відповідно, енергії й ширини двох сусідніх резонансів, що перекриваються, значення яких зазначені на рис. 1.11 і 1.11а.

В межах розробленого просторово-часового підходу з урахуванням формул (1.11) – (1.16) було розраховано функції збудження для двох пар перекритих резонансів реакції  $^{58}\text{Ni}(n,n)$  і проведено порівняння з експериментальними даними, взятими з роботи [28].

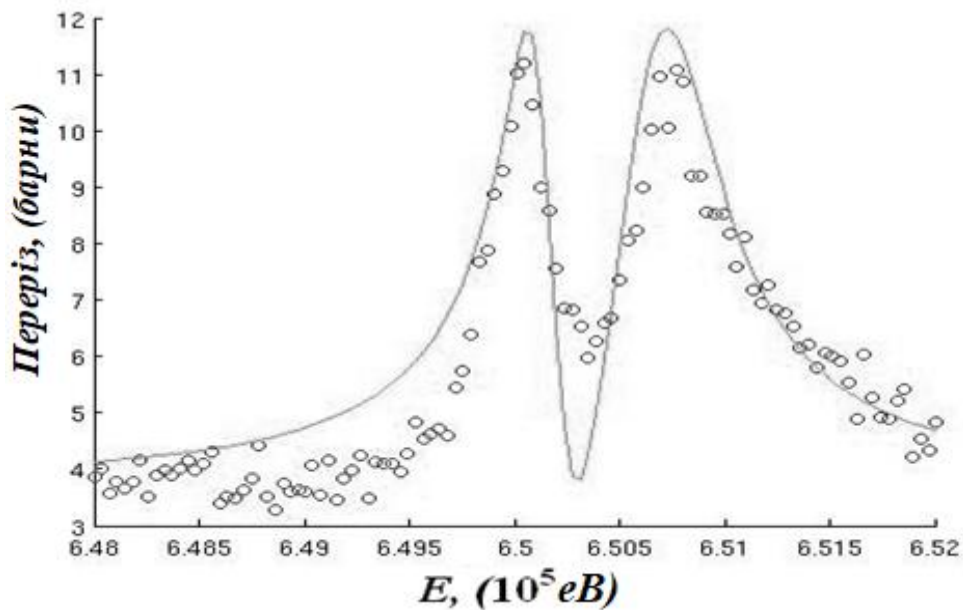


Рис. 1.11. Функція збудження для двох резонансів, що перекриваються, для  $^{58}\text{Ni}$  з  $E_1 = 649.8 \text{ кеВ}$ ,  $\Gamma_1 = 0.168 \text{ кеВ}$ ,  $E_2 = 650.6 \text{ кеВ}$ ,  $\Gamma_2 = 0.521 \text{ кеВ}$ .

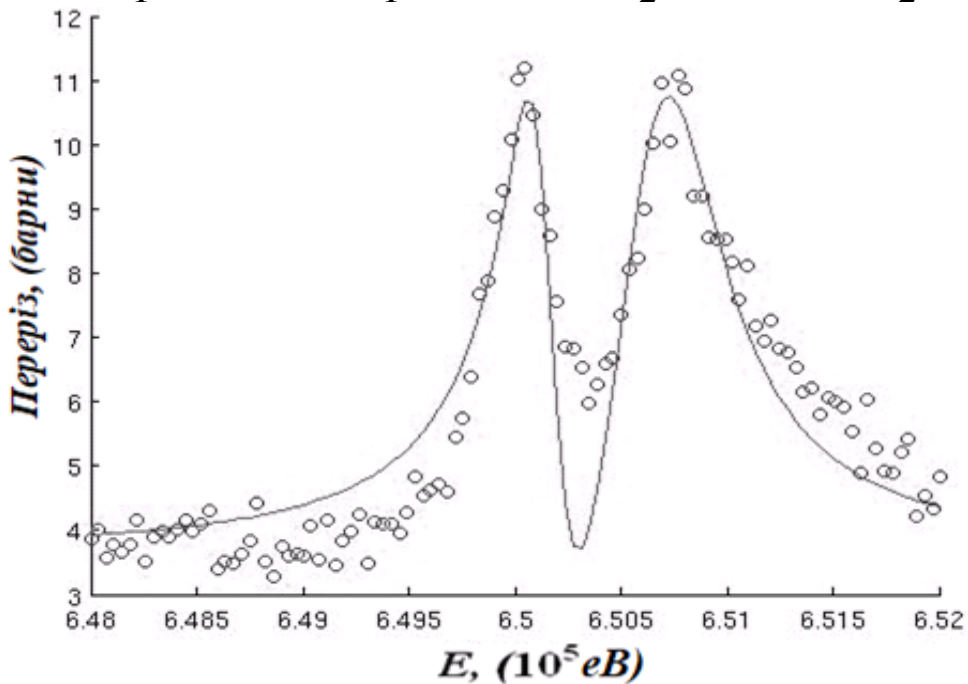


Рис. 1.11а. Функція збудження для двох резонансів, що перекриваються, для  $^{58}\text{Ni}$  з  $\varphi \equiv 0$   $E_1 = 649.8 \text{ кеВ}$ ,  $\Gamma_1 = 0.168 \text{ кеВ}$ ,  $E_2 = 650.6 \text{ кеВ}$ ,  $\Gamma_2 = 0.521 \text{ кеВ}$ .

Для побудови графіків на рисунках 1.11 і 1.11а були обрані такі значення параметрів  $\delta_l$ :  $\delta_0 = 4.39$ ,  $\delta_1 = 5.28$ ,  $\delta_2 = 3.01$ ,  $\delta_3 = 4.83$ ,  $\delta_4 = 0.37$ ,  $\delta_5 = 0.55$ ,  $\delta_6 = 3.13$ .

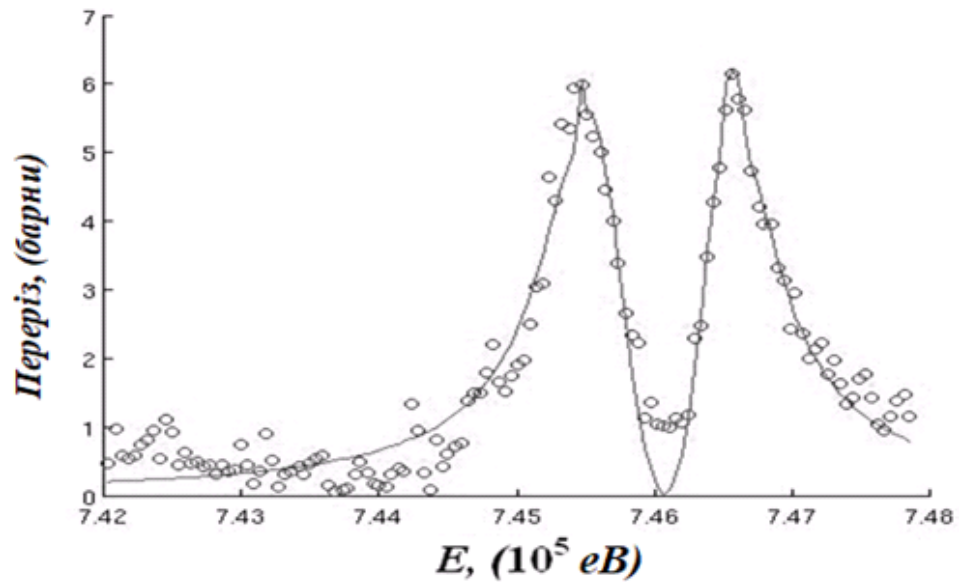


Рис. 1.12. Функція збудження поблизу двох резонансів, що перекриваються для  $^{58}\text{Ni}$  з  $E_3 = 745.6$  кеВ,  $\Gamma_3 = 0.7$  кеВ,  $E_4 = 746.5$  кеВ,  $\Gamma_4 = 0.8$  кеВ.

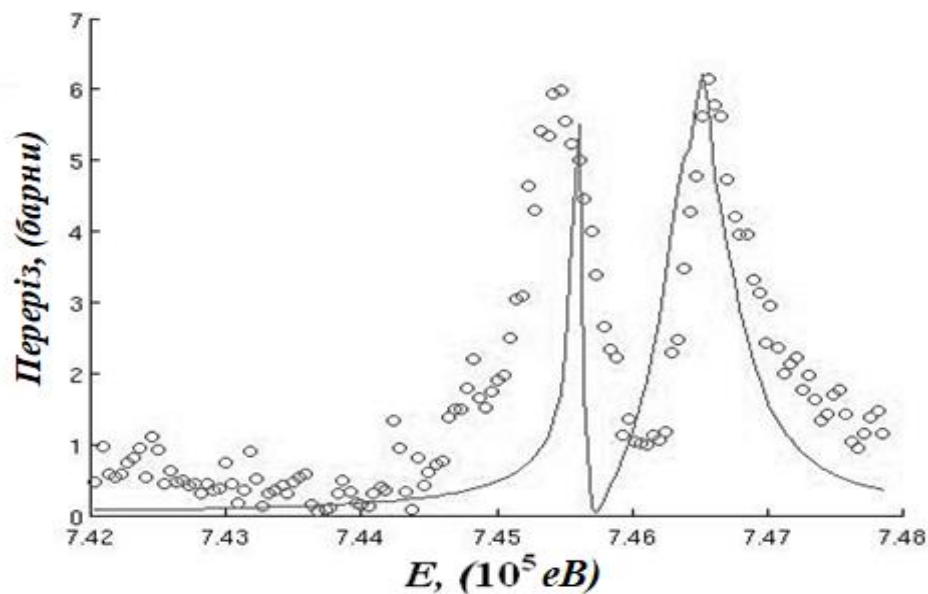


Рис. 1.12а. Функція збудження поблизу двох резонансів, що перекриваються, для  $^{58}\text{Ni}$  з  $\varphi \equiv 0$ ,  $E_3 = 745.6$  кеВ,  $\Gamma_3 = 0.7$  кеВ,  $E_4 = 746.5$  кеВ,  $\Gamma_4 = 0.8$  кеВ.

Для побудови графіків на рисунках 1.12 і 1.12а було обрано такі значення параметрів  $\delta_l$ :  $\delta_0 = 3.72$ ,  $\delta_1 = 0.51$ ,  $\delta_2 = 3.01$ ,  $\delta_3 = 3.13$ ,  $\delta_4 = 3.17$ ,  $\delta_5 = 0.43$ ,  $\delta_6 = 3.13$ .

При цьому видно, що при врахуванні  $\varphi$  зовнішні хвости резонансів, що перекриваються, на рис. 1.11 й 1.12 краще узгоджуються з експериментальними даними, ніж на відповідних рис. 1.11а і 1.12а при  $\varphi \equiv 0$ .

### 1.5.1. Оцінка загального часу розсіяння для бінарних процесів із двома резонансами, що перекриваються, в $L$ -системі

Для випадку двох резонансів, що перекриваються, ми можемо розрахувати асимптотичну функцію аналогічно описаному вище випадку поодинокого ізольованого резонансу (1.8) - (1.9):

$$\Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} \cong 0 \text{ для } \begin{cases} t < t_i + r_1 / V_1^0 \\ t < t_i + \tau + \tilde{r}_1 / V_1^0 \end{cases} \quad (1.24)$$

і

$$\begin{aligned} \Psi_{r_1, r_2 \rightarrow \infty} = & \text{const} \cdot \exp(-iE_f^0 t / \hbar) \cdot \exp(ik_1^0 r_1 + ik_2^0 r_2) \times \\ & \times \left\{ f_{dir}^{(L)} \exp \left[ -\Delta E \left[ \left( t - t_i - r_1 / V_1^0 \right) + \left( t - t_i - r_2 / V_2^0 \right) \right] / \hbar \right] + \right. \\ & \quad \left. + \frac{J_{C \rightarrow L}^{1/2} \gamma_{Z^*}^{(C)}}{\left( E - E_{res, Z_1} + i\tilde{A}_{Z_1} / 2 \right) \left( E - E_{res, Z_2} + i\tilde{A}_{Z_2} / 2 \right)} \right\} \times \\ & \times \exp \left[ -\Delta E \left[ \left( t - t_i - \tau - \tilde{r}_1 / V_1^0 \right) + \left( t - t_i - \tau - \tilde{r}_2 / V_2^0 \right) \right] / \hbar \right] \times \\ & \times \exp(ik_1^0 \Delta r_1 + ik_2^0 \Delta r_2) \} \text{ для } \begin{cases} t > t_i + r_1 / V_1^0 \\ t > t_i + \tau + \tilde{r}_1 / V_1^0 \end{cases}. \quad (1.25). \end{aligned}$$



Тут  $V_{1,2}^0 = \hbar k_{1,2}^0 / m_{1,2}$ ,  $\Delta r_{1,2} = V_{\perp(1,2)} \tau$ , де  $V_{\perp(1,2)}$  - проекція швидкості ядра  $Z^*$  на напрямок  $\vec{k}_{1,2}$ . Початковий момент  $t_i$  визначається фазою вхідного амплітудного вагового множника  $g_i$  ( $t_i = \hbar \frac{\partial \arg g_i}{\partial E}$ ) (див. (1.6)). Середнє значення  $\tau$  тривалості руху ядра  $Z^*$  в (1.25) визначається виразом (1.4) (деталі див., наприклад, у роботі [22]).

Тоді, у рамках загального наближення [19, 25] одержимо для випадку двох резонансів наступний вираз для середнього часу розпаду компаунд-ядра в  $L$ -системі (аналогічний отриманому вище виразу (1.17) у випадку одиночного ізольованого резонансу):

$$\langle \tau_{general} \rangle = \frac{\int_{t_{min}}^{\infty} t j_i dt}{\int_{t_{min}}^{\infty} j_i dt} - \langle t_{initial} \rangle \approx \hbar / 4\Delta E \quad (1.26)$$

(з  $\langle t_{initial} \rangle \approx t_i$  для квазімонохроматичних частинок).

Тут  $j_i = j_i(r_i, t) = \text{Re}(\Psi^*(r_i, t)(i\hbar/m)\partial\Psi(r_i, t)/\partial r_i)$  - потік імовірності для  $i$ -ї частинки.

## 1.6. Висновки до розділу 1

Проведене дослідження інтерференційних ефектів показало, що в  $S$ -системі джерело вихідних хвиль для обох процесів незмінне і нерухоме, а отже інтерференційна картина визначається звичайною суперпозицією амплітуд для обох процесів. В  $L$ -системі рух проміжного компаунд-ядра, що розпадається, викликає зсув джерела вихідних хвиль для процесу

резонансного розпаду відносно джерела вихідних хвиль для прямих процесів, і тому результуюча інтерференція може бути складною.

Одержані в розділі 1 результати можна коротко сформулювати так:

1. Побудовано самоузгоджений підхід для проведення просторово-часового аналізу бінарних процесів, що відбуваються за рахунок двох механізмів – прямого і через утворення проміжного компаунд-ядра, і в рамках цього підходу розраховано перерізи і часи протікання ряду ядерних процесів. При цьому одержано формули як для випадку збудження поодиноких резонансів, так і декількох резонансів, що перекриваються.

2. Побудований формалізм враховує рух компаунд-ядра в лабораторній системі і дозволяє розв'язати парадокс «затримки-випередження», що активно обговорювався в літературі.

3. Порівняння проведених розрахунків з експериментальними даними показало, що запропонований підхід значно краще описує експериментальні дані для інтегральних перерізів ряду процесів розсіяння нуклонів на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  і  $^{73}\text{Ge}$ .

Нові формули (1.11) - (1.16) можуть бути використані для покращення існуючих загальних методів аналізу ядерних даних для двочастинкових каналів у нуклон-ядерних зіткненнях в  $L$ -системі, а також можуть бути узагальнені для більш складних зіткнень, включаючи ті, які вивчалися в роботах [8 - 10, 25].

Отримані в першому розділі результати можуть бути використані як вихідний етап для аналізу підбар'єрних низькоенергетичних астрофізичних реакцій ядерного синтезу замість ВКБ (Вентцеля-Крамерса-Бріллюена) методу для 1D – тунелювання [29 - 37].

## **Розділ 2. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИЙ ПІДХІД ДО ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИХ ЯВИЩ В РЕАКЦІЯХ ЗІТКНЕННЯ ЛЕГКИХ ІОНІВ З ТРЬОМА ЧАСТИНКАМИ У ВИХІДНОМУ КАНАЛІ**

### **2.1. Вступ**

Метою розділу 2 є модифікація і застосування розглянутого в розділі 1 просторово-часового аналізу бінарних процесів розсіяння до реакцій за участю легких ядер із трьома частинками у вихідному каналі.

Спочатку, в підрозділі 2.2, в рамках стаціонарної теорії наведено оглядову ретроспективу досліджень без урахування і з урахуванням когерентності ідентичних частинок у вихідному каналі реакцій за участю легких іонів. Зокрема, розглядаються реакції, які мають три частинки у вихідному каналі, дві з яких детектуються. На прикладі аналізу перерізів або швидкостей співпадіння для конкретних реакцій продемонстровано необхідність врахування когерентних ефектів.

Далі, у підрозділі 2.3, в рамках підходу, викладеного в розділі 1, розглядається узагальнений просторово-часовий підхід для такого типу реакцій (див. нижче (2.1) і (2.2)), і як приклад застосування такого підходу наведено розрахунки швидкості співпадінь для конкретної реакції (2.2а). Висновки й перспективи просторово-часового підходу описані в підрозділі 2.4.

### **2.2. Застосування фазового аналізу та необхідність дослідження впливу інтерференції в зіткненнях легких іонів із трьома частинками в кінцевому стані (стаціонарна модель)**

У ранніх роботах стаціонарної теорії, наприклад, [39], на основі опису енергетичної залежності швидкості співпадінь було показано, що є реальна

необхідність розглядати інтерференційні ефекти, що розглядалися в розділі 1, які обумовлені просторово-часовими зсувами між джерелами емісії частинок.

Отже, представимо спосіб визначення інтерференційних ефектів, які дають внесок у двовимірний спектр тотожних частинок, коли в легко-іонних реакціях продукуються ізольовані резонанси.

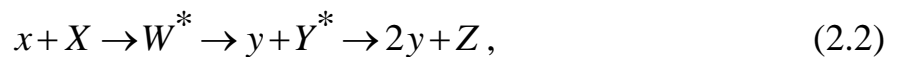
Розглянемо два добре відомі типи реакцій, які приводять до трьох частинок у вихідному каналі:

1) реакції типу



де перший етап є прямим процесом від вхідного каналу  $x + X$  до проміжного каналу  $y + Y^*$ , що характеризується появою першої кінцевої частинки  $y$  і резонансного стану ядра  $Y^*$ ; другий етап являє собою розпад компаунд-ядра  $Y^*$  з появою другої кінцевої частинки  $y$  (яка тотожна першій частинці  $y$ , що вилітає), а також залишкового ядра  $Z$ ;

2) реакції типу



механізм яких складається з дво-крокового розпаду компаунд-ядра  $W^*$  і проміжного компаунд-ядра  $Y^*$ .

В результаті ми маємо ситуацію, коли існує принаймні два типи експериментально нерозрізнених процесів, можливих у даних реакціях. Це схематично відображено на рис. 2.1(a) і 2.1(b) (у  $L$ -системі).

Перший етап реакції має місце, коли частинка  $y$  з енергією  $E_1$  або  $E_2$  випускається джерелом у точці 0 під кутом  $\theta_1$  або  $\theta_2$  (відносно напрямку бомбардуючого пучка) і реєструється детектором 3 або 4. Другий етап має місце, коли розпадається ядро  $Y^*$  (чий рух позначено хвилястими лініями 02

або 01) в точці 2 або 1 з емісією ще однієї кінцевої частинки у з енергією  $E_2$  або  $E_1$  та кутами емісії  $\theta_2$  або  $\theta_1$  відповідно. Зауважимо, що детектори 3 і 4 працюють за схемою співпадінь для вимірювання швидкості співпадінь подій.

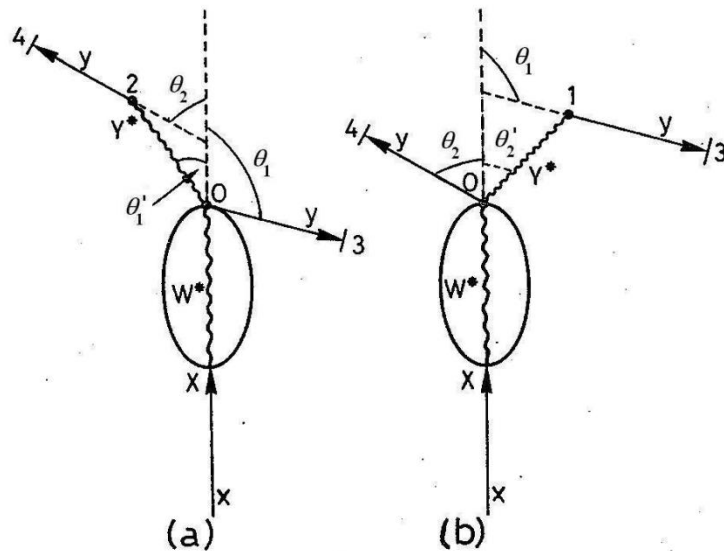
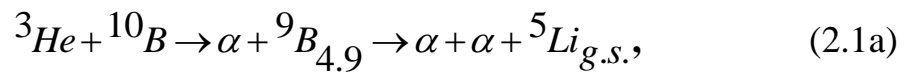


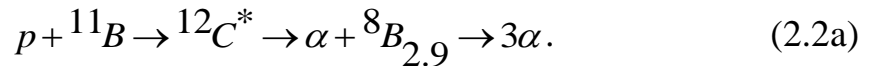
Рис. 2.1. Схеми двох нерозрізнених процесів у реакціях (1) або (2) для обраної геометрії вимірювання швидкості співпадінь.

Для реакції (2.2) вертикальні хвилясті лінії, обведені еліпсоїдальними лініями, позначають рух компаунд-ядра  $W^*$  до його розпаду в точці 0, у той час, як область, обмежена еліпсоїдальною лінією, позначає зону конфайнменту, тобто зону, де компаунд-ядро  $W^*$  не розвалюється аж до точки 0 для реакції (2.1). Оскільки величини  $E_1$ ,  $\theta_1$ ,  $E_2$  і  $\theta_2$  зв'язані співвідношенням, яке є інваріантним по відношенню до перестановки імпульсів у-частинки [40, 41], то процеси, представлені на рисунках 2.1(a) і 2.1(b) є нерозрізненими.

Реакції (2.1) вивчалися в стаціонарній теорії [42 - 49], і як приклад розглядався процес



а реакції (2.2) досліджувалися в [50 - 58], де розглядався безнейтронний процес генерації  $\alpha$ -частинок (“aneutronic fusion”)



Виявилось, що специфічною особливістю обох типів реакцій (2.1) і (2.2) є поява й зникнення мінімумів між резонансними піками у двовимірних спектрах ідентичних частинок для різних величин енергії першої частинки, що випускається й для деяких напрямків кінцевої частинки при сильній енергетичній і кутовій залежності цих спостережуваних мінімумів.

Цю ситуацію можна вважати подібною до розглянутих в розділі 1 більш простих процесів, зображених на рис. 1.2, де мали місце зсуви максимумів та мінімумів в залежності від просторово-часової фази  $\varphi$ .

Спочатку для пояснення даної особливості для реакції (2.1) була використана якісна теоретична схема [42 - 49], у якій у найпростішому випадку застосовувалося некогерентне підсумовування некогерентних швидкостей без урахування всіх інтерференційних ефектів. У цій схемі мінімуми пояснювалися як наслідок результату суперпозиції досить далеко віддалених друг від друга резонансних піків, але у випадку реакції (2.1a), як показано в [42], таке роз'яснення дає суттєво набагато більшу величину  $\Gamma$ , ніж та, яка зазначалася в літературі при описі відповідних експериментальних даних.

Для реакцій (2.2), і конкретно для реакції (2.2a), було зроблено багато спроб для пояснення вищезгаданих мінімумів у спектрах у частинок. Вони використовували моделі на основі варіації енергії й ширини збудженого стану для ядра  ${}^8\text{Be}_{2,9}$  [51], розраховувалися амплітуди розпаду компаунд-ядра  ${}^{12}\text{C}^*$  за допомогою рівнянь Фаддєєва [50, 52], розглядалася ідентичність

частинок, які детектуються [53, 54, 56, 57], і враховувалося припущення, про те, що раніше випущена  $\alpha$ -частинка може впливати на наступний розпад ядра  ${}^8\text{Be}$  [55, 59, 60]. Однак, повністю не вдавалося пояснити всю сукупність експериментальних даних.

Пізніше на основі загальних наближень, уведених в [38, 61, 62], в [39] було записано в  $L$ -системі наступний вираз для амплітуди швидкості співпадінь:

$$A = f_0(E_1, \theta_1) \exp(ik_1 r_{03}) \frac{\gamma_Y(E_2, \theta_2)}{\Delta_Y^{(1)} + i\Gamma_Y/2} \exp(ik_2 r_{04}) + \\ + f_0(E_2, \theta_2) \exp(ik_2 r_{04}) \frac{\gamma_Y(E_2, \theta_2)}{\Delta_Y^{(2)} + i\Gamma_Y/2} \exp(ik_1 r_{13}), \quad (2.3)$$

де у виразі (2.3)

$$f_0(E_k, \theta_k) = \begin{cases} f_{xy}(E_k, \theta_k) & \text{для реакцій (2.1)} \\ \gamma_{in} \frac{\gamma_W(E_k, \theta_k)}{\Delta_W^{(1)} + i\Gamma_W/2} & \text{для реакцій (2.2)} \end{cases}$$

з  $k=1,2$ ,  $\Delta_Y = \varepsilon_{Y^*(j)} - \varepsilon_Y$  і  $\Delta_W = \varepsilon_{W^*} - \varepsilon_W$ , тут  $\varepsilon_n$ ,  $\Gamma_n$  і  $\gamma_n$  - це енергія, повна й приведена ширини, відповідно, для резонансного стану ядра  $n$  ( $n=W^*, Y^*$ ), яке для реакцій (2.2) випускає  $u$ -частинку. Крім того,  $\varepsilon_{Y^*(j)}$  - це енергія збудження (вона не завжди збігається з резонансною енергією  $\varepsilon_Y$ ) ядра  $Y^*$ , утвореного одночасно з першою  $u$ -частинкою, що має енергію  $E_j$  ( $j=1,2$ );  $\varepsilon_W$  - це енергія збудження ядра  $W^*$ ,  $k_j$  - хвильове число, пов'язане з  $u$ -частинкою, що відповідає кінетичній енергії  $E_j$  ( $j=1,2$ ) і

$r_{ik} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|$ , де  $\mathbf{r}_i$  - радіус-вектор точки  $i$  ( $i, k=0, 1, 2, 3, 4$ ) у  $L$ -системі. Точки 0, 1, 2, 3 і 4 означають координати відповідних подій.

Подібно до розділу 1, амплітуда швидкості співпадінь визначається на асимптотично великих відстанях  $r_{03}$ ,  $r_{13}$ ,  $r_{13}$  і  $r_{24}$  між областю події й детекторами 3 і 4 на рис. 2.1. На таких відстанях можна знехтувати кулонівським збурюванням, оскільки воно практично повністю екрановане електронними оболонками ядер мішені.

Крім того, така геометрія розташування детекторів вибиралася для того, щоб уникнути ефектів так званого близького розсіяння між першою частинкою, що випускається, і затриманою, що випускається пізніше при розпаді ядра  $Y^*$ .

Беручи до уваги тотожність  $u$ -частинок, можна визначити швидкість співпадінь  $P$  для неполяризованих частинок, що реєструються, як суму по всіх спінових станах квадратів абсолютної величини амплітуди, подібною до (2.3). У випадку безспінових частинок (тобто,  $\alpha$ -частинок) і практично постійних величин  $f_{xy}$ ,  $\gamma_{in}$ ,  $\gamma_w$  і  $\gamma_Y$  поблизу резонансних станів для  $P$  можна записати співвідношення

$$P = |A|^2 = P_0 + P_1, \quad (2.4)$$

де  $P_0$  й  $P_1$  представлені наступними виразами:

$$P_0 = |F_{12}|^2 \{((\Delta_Y^{(1)})^2 + \Gamma_Y^2/4)^{-1} + B^2((\Delta_Y^{(2)})^2 + \Gamma_Y^2/4)^{-1}\} \quad (2.5)$$

і

$$P_1 = \frac{2|F_{12}|B}{C} \sin(\beta + \delta + \varphi). \quad (2.6)$$



В (2.5) і (2.6)  $B$  і  $C$  визначаються співвідношеннями

$$B = |F_{21} / F_{12}|, \quad (2.7)$$

$$C = \left\{ \prod_{j=1}^2 ((\Delta_Y^{(j)})^2 + \Gamma_Y^2 / 4) \right\}^{1/2}, \quad (2.8)$$

де

$$F_{ij} = f_0(E_i, \theta_i) \gamma_Y(E_j, \theta_j) \quad \text{з. } i \neq j = 1, 2 \quad (2.9)$$

Більше того, фази  $\beta$ ,  $\delta$  і  $\varphi$  визначені наступними виразами:

$$\sin \beta = \frac{\Delta_Y^{(1)} \Delta_Y^{(2)} + \Gamma_Y^2 / 4}{C} \quad \text{і} \quad \cos \beta = \frac{\Gamma_Y (\Delta_Y^{(2)} - \Delta_Y^{(1)})}{2C}, \quad (2.10)$$

$$\delta = \arg F_{12} - \arg F_{21} \quad (2.11)$$

і

$$\varphi = k_1 \Delta r_1 - k_2 \Delta r_2 = 2\pi \Delta r_1 / \lambda_1 - 2\pi \Delta r_2 / \lambda_2. \quad (2.12)$$

Тут,  $\beta$  - це фаза, пов'язана з амплітудою резонансу збудженого ядра  $Y$ , що розпадається,  $\delta$  - фаза пов'язана з амплітудою  $f_{xy}$  прямого процесу й нерезонансною  $\gamma_Y$  амплітудою, у той час як  $\varphi$  - це фаза, пов'язана із просторово-часовим зсувом між джерелами емісії частинок. У співвідношенні (2.12) величина  $\Delta r_1$  визначається різницею між  $r_{03}$  (рисунок 2.1(a)) і  $r_{13}$  (рисунок 2.1(b)), а величина  $\Delta r_2$  - це різниця між  $r_{04}$  (рисунок

2.1(b)) і  $r_{24}$  (рисунок 2.1(a)). Величина  $\Delta r_j$  визначається відмінністю між  $j$ -ми траєкторіями  $u$ -частинок (з  $E_j$  і  $\theta_j$ , де  $j=1$  або  $2$ ), що випускаються із точки  $0$  ядром  $Y^*$ , відповідно. Це значення  $\Delta r_j$  дорівнює проекції на напрямок руху ядра  $Y^*$  (утвореного після емісії частинки  $u$  з енергією  $E_k$  ( $k \neq j, k=2$  або  $1$ ) у точці  $0$ ) на напрямок руху  $j$ -ї частинки  $u$

$$\Delta r_j = v_k \tau_k \cos(\theta_j - \theta_k), \quad j \neq k = 1, 2, \quad (2.13)$$

де  $v_k$  і  $\theta_k$  є відповідно швидкістю й кутом, що характеризують напрямок руху ядра  $Y^*$ , і  $\tau_k$  - це час життя збудженого ядра. Величини  $v_k$  й  $\theta_k$  можуть легко бути розраховані, використовуючи закон збереження повного імпульсу. Значення  $\tau_k$  визначається відомим виразом [22]

$$\tau_k = \frac{\hbar \Gamma_Y / 2}{(\Delta_Y^{(k)})^2 + \Gamma_Y^2 / 4} \quad (2.14)$$

для квазімонохроматичних  $u$  частинок (не беручи до уваги нерезонансний фон).

Для наочності в таблиці 2.1 представлено розрахунки для  $\varphi$  за допомогою (2.12) для  $^{10}\text{B}(^3\text{He}, \alpha)^9\text{B}_{4,9}(\alpha)^5\text{Li}$  реакції (1a) з  $E(^3\text{He}) = 2.3$  MeV,  $\theta_1 = 60^\circ$  і  $\theta_2 = 75^\circ$  (з детекторами, розміщеними з протилежних сторін відносно напрямку пучка).

А в таблиці 2.2 показано значення  $\varphi$  для реакції (2.2a) з  $E(p) = 2.65$  MeV,  $\theta_1 = 120^\circ, \theta_2 = 40^\circ, 50^\circ$  і  $60^\circ$  (з детекторами, розміщеними з протилежних сторін відносно напрямку пучка).

Як можна помітити з таблиць 2.1 і 2.2, фаза  $\varphi$  і, отже, когерентний ефект сильно залежать від енергії  $E_1$  (або  $E_2$ ) і кута  $\theta_2$  (або  $\theta_1$ ). Таким чином, можна дійти висновку, що цей когерентний ефект повинен братися до уваги при поясненні експериментальних даних.

Таблиця 2.1.

Величини  $\varphi$  розраховані  
при  $E(^3\text{He})=2.3\text{MeV}$ ,  $\theta_1=60^\circ$  і  $\theta_2=75^\circ$  для  
реакції  $^{10}\text{B}(^3\text{He}, \alpha)^9\text{B}_{4,9}(\alpha)^5\text{Li}$ .

$E_1$ (MeV)	$\varphi$ (градуси)	$E_1$ (MeV)	$\varphi$ (градуси)
4.1	29.177	6.3	63.726
4.3	37.990	6.5	19.011
4.5	47.744	6.7	-24.166
4.7	61.405	6.9	-69.079
4.9	80.710	7.1	-108.655
5.1	107.490	7.3	-120.964
5.3	141.473	7.5	-100.583
5.5	174.300	7.7	-70.907
5.7	185.376	7.9	-47.552
5.9	160.351	8.1	-32.089
6.1	112.981	8.3	-22.201

Таблиця 2.2.

Величини  $\varphi$  розраховані  
при  $E_p=2.65\text{MeV}$  і  $\theta_1=120^\circ$  для реакції  
 $p+^{11}\text{B}\rightarrow^{12}\text{C}^*\rightarrow\alpha+^8\text{Be}^*\rightarrow 3\alpha$ .

$E_1$ (MeV)	$\theta_2=40^\circ$	$\theta_2=50^\circ$	$\theta_2=60^\circ$
	$\varphi$ (градуси)		
3.5	-7.60	-9.61	-1.76
3.7	-13.12	-16.32	-5.52
3.9	-22.44	-27.61	-12.01
4.1	-38.66	-47.21	-23.90
4.3	-66.28	-80.67	-44.46
4.5	-103.58	-126.76	-72.56
4.7	-114.75	-142.21	-81.75
4.9	-68.52	-68.16	-53.66
5.1	-34.42	8.33	-34.41
5.3	-26.88	13.81	-28.26

Виконавши розрахунки для  $P$ , як функції від  $\beta$ ,  $\varphi$  і  $V$  (де для спрощення вважалось, що величини  $|F_{ij}|$  не залежать від енергії) автори в [39] спостерігали наступні цікаві закономірності. При зміні  $V$  у межах від 0.7 до 1.3, використовуючи  $\delta=0$  і розглядаючи енергетичний діапазон близько рівня  $^9\text{B}_{4,9}$ , можна завжди спостерігати два мінімуми в спектрі  $\alpha$ -частинок, і відстань між цими мінімумами не залежить від величини  $V$ . Якщо міняти  $\delta$  у межах від  $-\pi$  до  $\pi$ , прийнявши, що  $V=1$ , побачимо зсув мінімуму й максимуму в напрямку більших енергій із зростанням  $\delta$ . Для  $\delta > \pi/2$  і  $\delta < -\pi/2$  є тільки один мінімум. Глибина низькоенергетичного мінімуму зростає й глибина високоенергетичного мінімуму спадає із зростанням  $\delta$ .

Низькоенергетичний максимум вище, ніж високоенергетичний і висоти їх спадають із ростом  $\delta$ .

На рис. 2.2 показано швидкість співпадінь як функцію від енергії  $E_1$  для випадків, коли  $\delta$ -фаза має значення  $\delta = -45^\circ$ ,  $100^\circ$  й коли ця фаза відсутня ( $\delta = 0^\circ$ ). Легко бачити, що швидкість співпадінь сильно залежить від фази  $\delta$ .

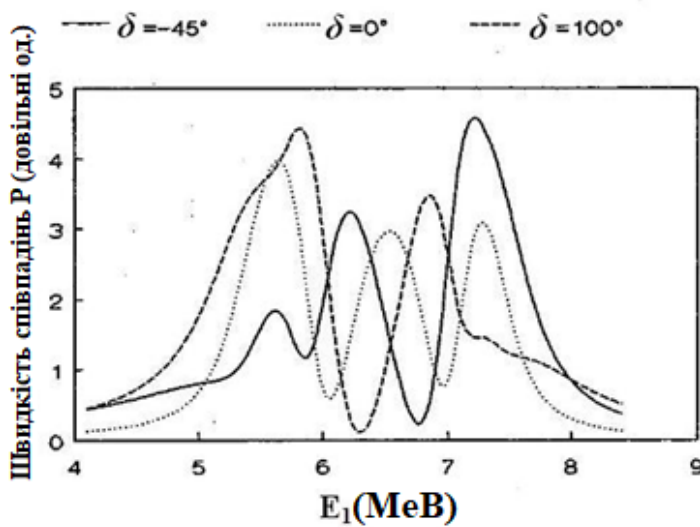


Рис. 2.2. Розрахунки швидкості співпадінь при  $\delta = -45^\circ$  (два мінімуми);  $\delta = 100^\circ$  (один мінімум) і  $\delta = 0^\circ$ .

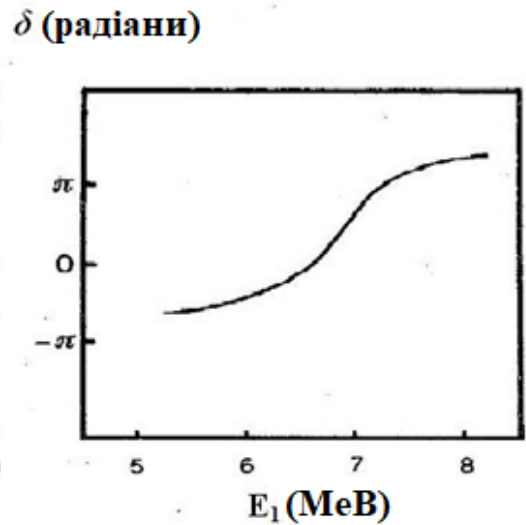


Рис. 2.3. Залежність фази  $\delta$  від енергії  $E_1$  першої  $\alpha$ -частинки.

Таким чином, розглядаючи інтерференційні ефекти від амплітуд  $F_{ij} / (\Delta_Y^{(i)} + i\Gamma_Y / 2)$  і просторово-часовий розподіл емісії тотожних частинок у реакціях (2.1) і (2.2), можна описати інтерференційні мінімуми для швидкості співпадінь у самоузгодженому підході.

На рис. 2.3 показано залежність фази  $\delta$  (викривлення нерезонансного фону) від енергії  $E_1$  в енергетичному діапазоні, в якому резонансні піки спадають. Для відповідності експериментальним даним в [42], у тому випадку, коли бралися значення  $\varphi$  з таблиці 2.1, було використано нормування постійних  $F_{12}$  на низькоенергетичний максимум і фаза  $\delta$

розглядалася як вільний параметр. Використана величина  $\Gamma = 1200$  кеВ, зазначена в роботі [63], виявилася на 25% менше ніж та, що наведена в роботі [42], де використовувалося некогерентне наближення.

Тому важливим є той факт, що для правильного врахування когерентних ефектів необхідно розглядати всі три фази  $\beta$ ,  $\delta$  і  $\varphi$ , де остання пов'язана з квантово-статистичним ефектом, подібним ефекту Хенбері-Брауна й Твісса [64, 65].

### **2.3 Узагальнення застосування просторово-часового аналізу до когерентних ефектів у реакціях зіткнення легких іонів із трьома частинками у вихідному каналі**

У продовження й розвиток результатів, отриманих у розділі 1 для бінарних реакцій, і, спираючись на результати досліджень зіткнень легких іонів, представлених у підрозділі 2.2, розглянемо узагальнення методу просторово-часового аналізу стосовно реакцій типу (2.1) і (2.2), які призводять до утворення 3-х частинок (дві з яких детектуються) у кінцевому стані. Необхідність такого узагальнення (див. також і [7]) і врахування когерентних ефектів була показана в підрозділі 2.2 для можливого роз'яснення таких аномалій, як, наприклад, поява інтерференційних мінімумів на місці очікуваних (згідно з моделлю послідовного розпаду, див., наприклад, в [66]) максимумів у спостережуваних спектрах  $\alpha$ -частинок.

#### **2.3.1 Просторово-часовий опис інтерференційних явищ у зіткненнях легких іонів**

Як уже зазначалося в розділі 2.2, у більш ранніх статтях (див., наприклад, [39], [62], [67]) застосовувалося стаціонарне наближення для розрахунків внеску в переріз або в величину швидкості співпадінь для

реакцій з інтерференцією між різними каналами розсіяння легких іонів.

Отже, інтерференційні явища, де детектуються одночасно дві частинки так, як проілюстровано нижче (див. рисунки 2.4а,б, 2.5 і відповідні реакції (2.15), (2.16)) у процесах з трьома частинками в кінцевому стані, попередньо розглядалися в стаціонарній теорії [39], [62], [67].

Оригінальна ідея була представлена Підгорецьким і Копиловим [38] для емісії (випару) двох частинок з важких ядер (ця ж ідея буде використана нижче в розділі 3 для розвитку просторово-часової моделі щодо важких іонів). У роботі [38] розглядався ефект інтерференції між прямим і затриманим процесами типу (2.15) і (2.16)



На рис. 2.4 представлено два можливі механізми для реакції (2.15).

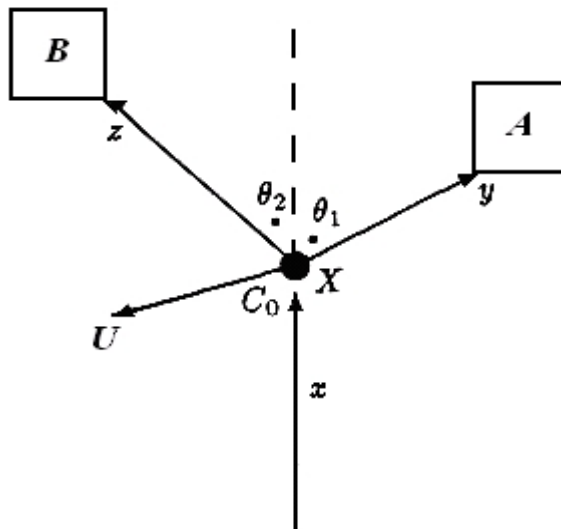


Рис. 2.4а. Канал реакції прямого процесу.

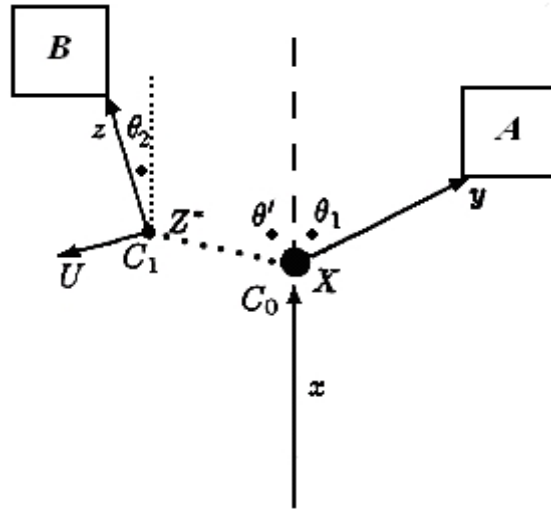


Рис. 2.4б. Канал реакції послідовного процесу.

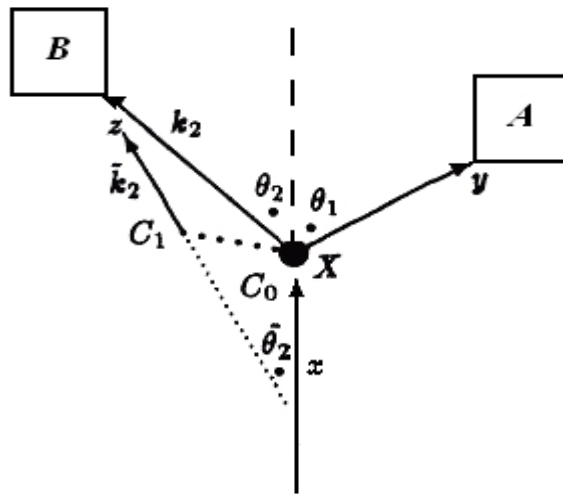


Рис. 2.5. Синхронна схема прямого й послідовного процесів.

Символи-бокси  $A$  і  $B$  позначають детектори, розташовані на макроскопічних відстанях  $r_1$  і  $r_2$  від точки розсіяння  $C_0$ . На рис. 2.4а зображено прямий процес одночасної емісії із точки  $C_0$  всіх трьох частинок. Рис. 2.4б представляє затриманий наступний процес розпаду з емісією частинки  $y$  і утворенням проміжного ядра  $Z^*$ , яке згодом розпадається на  $z$  і  $U$  у точці  $C_1$ , відповідно до реакції



На рис. 2.5 зображено суперпозицію прямого процесу й наступної емісії однієї з кінцевих частинок. Для макроскопічних відстаней від точки розсіяння до детекторів задані нижче кути  $\theta_2$  і  $\tilde{\theta}_2$  як і імпульси  $k_2$  й  $\tilde{k}_2$  можна вважати практично співпадаючими.

Асимптотичний хвильовий пакет, поблизу детекторів  $A$  і  $B$  може бути описаний виразом, подібним виразу (1.6) для бінарних реакцій розсіяння нуклонів на ядрах з розділу 1 (див. також [1], [20], [21]):

$$\Psi_{ab}(r_1, r_2 \rightarrow \infty) \rightarrow C \times \int d\vec{k}_x g_i(\vec{k}_x) \int d\vec{k}_2 g_{f,2}(\vec{k}_2) \int d\vec{k}_1 g_{f,1}(\vec{k}_1) \times \\ \times \int d\vec{k}_3 \delta(E_i - E_f) \delta(\vec{K}_i - \vec{K}_f) \left[ f_{dir}^{(L)}(E_1, E_2, E_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3) e^{i \sum_{j=1}^{j=3} ik_j r_j C_0} + \right. \\ \left. + \frac{f_{Z^*}^{(L)}(E_1, E_2, E_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3) e^{i(k_1 r_1 C_0 + \sum_{j=2}^{j=3} ik_j r_j C_1)}}{\varepsilon_{Z^*} - \varepsilon_{res,Z} + i\Gamma_Z / 2} \right] e^{-iE_f t / \hbar}. \quad (2.17)$$

У цьому виразі  $C$  – це нормувальна константа,  $g_i$ ,  $g_{f,1}$ ,  $g_{f,2}$  – амплітудні вагові множники, які описують діапазон імпульсів бомбардуючої частинки  $x$  та імовірності попадання кінцевих частинок у  $i$  і  $z$  на відповідний детектор,

$$f_{dir}^{(L)} = \sqrt{J_{C \rightarrow L}} f_{dir}^{(C)} \quad (2.18)$$

і

$$f_{Z^*}^{(L)} = \sqrt{J_{R \rightarrow C} J_{C \rightarrow L}} f_{xy}^{(C)} f_Z^{(C)} \quad (2.19)$$



є амплітудами для прямого й послідовного процесів (індекси  $L$  і  $C$  позначають лабораторну й систему центру мас відповідно),  $f_{xy}^{(C)}$  і  $f_Z^{(C)}$  - це амплітуда першого етапу прямого процесу  $x + X \rightarrow y + Z^*$  й приведена амплітуда процесу розпаду  $Z^* \rightarrow z + U$  відповідно;  $\varepsilon_Z^*$ ,  $\varepsilon_{res,Z}$  і  $\Gamma_Z$  - це енергія збудження, енергія й загальна ширина резонансного стану ядра  $Z^*$ .  $J_{R \rightarrow C}$  і  $J_{C \rightarrow L}$  - якобіани координатних перетворень від системи віддачі до системи центру мас і від системи центру мас до лабораторної відповідно;  $r_{km}$  - відстані від точок  $m$  ( $m = C_0, C_i$ ) до частинок  $k$  (з  $k = 1, 2, 3$ , що відповідає  $y, z, U$ );  $E_i, \vec{k}_i$  і  $E_f, \vec{k}_f$  - це повні енергії й імпульси у вхідному й вихідному каналах відповідно;  $E_j = \hbar^2 k_j^2 / 2m_j$  - кінетична енергія  $j$ -х частинок,  $\theta_j$  і  $k_j$  - кут руху (відносно пучка, тобто напрямку руху бомбардуючої частинки  $x$ ) і хвильовий вектор відповідно. У виразі (2.17)  $\delta(E_i - E_f)$  і  $\delta(\vec{K}_i - \vec{K}_f)$  враховують закон збереження енергії й імпульсу. Вираз (2.17) записаний на базі формалізму, описаного в [66] з застосуванням асимптотичних стаціонарних функцій, уведених в [62], [39], [67] з явним урахуванням частинки  $U$ . Для простоти  $r_{1C_0}^{-1} r_{2C_0}^{-1} r_{3C_0}^{-1}$  опущене також, як і спінові й внутрішні координати.

Множник  $e^{-iE_f t / \hbar}$  можна переписати як

$$e^{-i(E_1 + E_2 + E_3) \frac{t}{\hbar}} \times e^{-iE_f' \frac{t}{\hbar}}. \quad (2.20)$$

Перші три множники попереднього виразу можна формально представити у виразі (2.17) у такий спосіб:

$$\int d\vec{k}_1 g_{f,1i} e^{ik_1 r_{1m} - iE_1 \frac{t}{\hbar}} \dots$$

$$\int d\vec{k}_2 g_{f,2i} e^{ik_2 r_{2m} - iE_2 \frac{t}{\hbar}} \dots$$

$$\int d\vec{k}_3 g_{f,3i} e^{ik_3 r_{3m} - iE_3 \frac{t}{\hbar}} \dots$$

Для перетворення попередніх інтегралів буде корисне перетворення від змінних  $k_{1,2,3}$  до змінних

$$y_{1,2,3} = \left( \frac{i\hbar t}{m_{1,2,3}} \right)^{1/2} \left( k_{1,2,3} - \frac{m_{1,2,3} r_{1,2,3}}{\hbar t} \right) \quad (2.21)$$

Проекції  $k_{1,2,3}$  обрані як усереднення векторів  $k_{1,2,3}^0 \equiv \langle \vec{k}_{1,2,3} \rangle$ .

Множник в (2.17)  $g_{f,1(2)}$  можна записати у вигляді (див. раніше (1.7))

$$g_{f,1(2)} \approx \frac{C_{1(2)}}{E_1 - E_{1(2)}^0 + i\Delta E} \quad (2.22)$$

і  $\Delta E$  - дуже мала величина ( $\Delta E \ll \Gamma_Z$ ), оскільки це просто енергетичний розкид бомбардуючої частинки  $x$ . Використовуючи відомий результат в [20, 21] (див. також аналогічну методику при одержанні (1.8) і (1.9) для бінарних реакцій розсіяння нуклонів на ядрах) для хвильової функції, для простоти обчислень вважаємо

$$\Psi_{ab} \approx 0 \quad (2.23)$$

для діапазону

$$\begin{aligned} t < t_i + \frac{r_1 C_0}{v_1^0}, t < t_i + \frac{r_2 C_0}{v_2^0}, t < t_i + \frac{r_3 C_0}{v_3^0}, \\ t < t_i + \tau + \frac{r_2 C_1}{v_2^0}, t < t_i + \tau + \frac{r_3 C_1}{v_3^0} \end{aligned} \quad (2.24)$$

i

$$\begin{aligned} \Psi \propto C \times e^{-iE^0 t / \hbar} \times \\ \times e^{i \sum_j k_j^0 r_j C_0} \times \left[ f_{dir}^L e^{-\Delta E [(t-t_i - \frac{r_1 C_0}{v_1^0}) + (t-t_i - \frac{r_2 C_0}{v_2^0}) + (t-t_i - \frac{r_3 C_0}{v_3^0})] / \hbar} + \right. \\ \left. + \frac{f_{Z^*}^L}{\varepsilon_Z^* - \varepsilon_{res,Z} + i\Gamma_Z / 2} e^{-\Delta E [(t-t_i - \frac{r_1 C_0}{v_1^0}) + (t-t_i - \frac{r_2 C_1}{v_2^0}) + (t-t_i - \frac{r_3 C_1}{v_3^0})] / \hbar} \right] \times \\ \times e^{ik_2^0 \Delta r_2 + ik_3^0 \Delta r_3} \end{aligned} \quad (2.25)$$

для діапазону

$$\begin{aligned} t > t_i + \frac{r_1 C_0}{v_1^0}, t > t_i + \frac{r_2 C_0}{v_2^0}, t > t_i + \frac{r_3 C_0}{v_3^0}, \\ t > t_i + \tau + \frac{r_2 C_1}{v_2^0}, t > t_i + \tau + \frac{r_3 C_1}{v_3^0}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Тут  $v_{1,2,3}^0 = \hbar k_{1,2,3}^0 / m_{1,2,3}$ , а початковий час  $t_i$  визначається фазою амплітуди вагового множника  $g_i$ , середній час руху  $\tau$  для ядра  $Z^*$  перед його розпадом дається відомим виразом:

$$\tau = \frac{\hbar \Gamma_Z / 2}{(\varepsilon_Z^* - \varepsilon_{res,Z})^2 + \Gamma_Z^2 / 4} \quad (2.27)$$

і

$$\Delta r_{2,3} = V_{\perp(2,3)} \tau,$$

де  $V_{\perp(2,3)}$  - проекції швидкості ядра  $Z^*$  на напрямок  $\vec{k}_{2,3}$ . Енергетичний розкид для частинки  $U$  співвідноситься з величиною  $\Delta E$ , відповідно до закону збереження енергії-імпульсу. Інтерференційні явища можуть мати місце тільки при одночасному влученні (з урахуванням часової роздільної здатності детекторів) частинок у і z на детектори  $A$  і  $B$ .

Інтенсивність швидкості співпадінь визначається інтегруванням наступної величини

$$\Psi_{ab}^* \hat{j}_1 \hat{j}_2 \Psi_{ab}$$

$\hat{j}_{1,2}$  - оператори потоку густини імовірності для частинок у і z) по часовому інтервалу  $\Delta T$ , який є досить великим у порівнянні з часовою довжиною хвильових пакетів, і просторовим інтегруванням по координатах частинки  $U$ , тобто:

$$P \approx \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_{r_{3min}}^{r_{3max}} dr_3 \Psi_{ab}^* \hat{j}_1 \hat{j}_2 \Psi_{ab} \approx \int_{t_{min}}^{\infty} dt \int_0^{v_3^0(t-t_i - \frac{r_3 C_0}{v_3^0})} dr_3 |\Psi_{ab}|^2, \quad (2.28)$$

де  $t_{min}$  - величина, найменша з

$$t_i + \frac{r_1 C_0}{v_1^0}, t_i + \frac{r_2 C_0}{v_2^0}, t_i + \frac{r_3 C_0}{v_3^0}, t_i + \tau + \frac{r_2 C_1}{v_2^0}, t_i + \tau + \frac{r_3 C_1}{v_3^0},$$

а  $r_{3max}$  - максимум між  $v_3^0(t-t_i - (\frac{r_3 C_0}{v_3^0}))$  і  $v_3^0(t-t_i - \tau - \frac{r_3 C_1}{v_3^0})$ , а  $r_{3min} \rightarrow 0$

для звичайних малих хвильових пакетів.

При стандартних експериментальних умовах (подібних умовам (1.10а,б,в) для бінарних реакцій у розділі 1)

$$\Delta E \tau / \hbar \ll 1 \quad (2.29)$$

і за умови роботи детекторів  $A$  і  $B$  у режимі схеми співпадінь

$$\delta t = \frac{r_l}{v_l^0} - \frac{r_m}{v_m^0} \ll \Delta T, (l, m = 1, 2, 3, l \neq m) \quad (2.30)$$

( $\Delta T$  - часова роздільна здатність схеми співпадінь) можна записати (див. також подібні викладки, використані в розділі 1 і в роботах [1, 23 - 25] для бінарних реакцій розсіяння нуклонів на ядрах)

$$P = P_0 + P_1, \quad (2.31)$$

$$P_0 = \left| f_{dir}^L \right|^2 + \frac{\left| f_{Z^*}^L \right|^2}{(\varepsilon_Z^* - \varepsilon_{res,Z})^2 + \Gamma_Z^2/4} \quad (2.32)$$

i

$$P_1 = 2 \left| f_{dir}^L \frac{f_{Z^*}^L}{\varepsilon_Z^* - \varepsilon_{res,Z} + i\Gamma_Z/2} \right| \cos \Phi \quad (2.33)$$

(у довільних одиницях), де

$$\Phi = \delta + \beta + \varphi, \quad (2.34)$$

$$\delta = \arg(f_{Z^*}^L) - \arg(f_{dir}^L), \quad (2.34a)$$

$$\beta = \arg(\varepsilon_Z^* - \varepsilon_{res,Z} + i\Gamma_Z/2)^{-1}, \quad (2.34б)$$

$$\varphi = k_2^0 \Delta r_2 + k_3^0 \Delta r_3^0. \quad (2.34в)$$

Тут доцільно відмітити аналогію отриманих формул (2.34), (2.34а,б,в) з формулами стаціонарної теорії з розділу 2.2 (2.6), (2.10) – (2.12), а також з формулами (1.14), (1.14а,б,в), отриманими для бінарних реакцій, де кожна з фаз  $\delta$ ,  $\beta$  і  $\varphi$  окремо несе свій фізичний зміст, а саме,  $\delta$  - фазовий зсув, обумовлений впливом нерезонансного фону,  $\beta$  - фаза резонансної амплітуди, нарешті,  $\varphi$  - це просторово-часовий зсув між джерелами емісії, аналогічний оптичному ефекту Хенбері-Брауна й Твісса [64, 65].

Порівнюючи ці результати з тими, які були отримані в стаціонарній моделі [62], [39] і [67], можна дійти висновку, що останні витікають з самоузгодженого просторово-часового підходу за умови  $\Delta E \ll \Gamma_z$ .

Вертаючись до практичного розгляду впливу інтерференційних ефектів на результати розрахунків перерізів або швидкостей співпадінь, можна оцінити наше узагальнення просторово-часового підходу при розрахунках швидкості співпадінь (2.31) – (2.33) на одному з вищезгаданих прикладів конкретних реакцій (2.1a) або (2.2a), що розглядалися раніше в рамках стаціонарної моделі. А саме, була розрахована швидкість співпадінь для реакції (2.2a) з  $E(p) = 2.65$  MeV,  $\theta_1 = 120^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$  (з детекторами, розміщеними із протилежних сторін відносно напрямку пучка, див. рис. 2.1). Отримані результати (див. рис. 2.6) задовільно узгоджуються з даними, взятими з [62], що й використовувалися раніше в цій же роботі при розрахунках швидкості співпадінь в стаціонарній моделі.

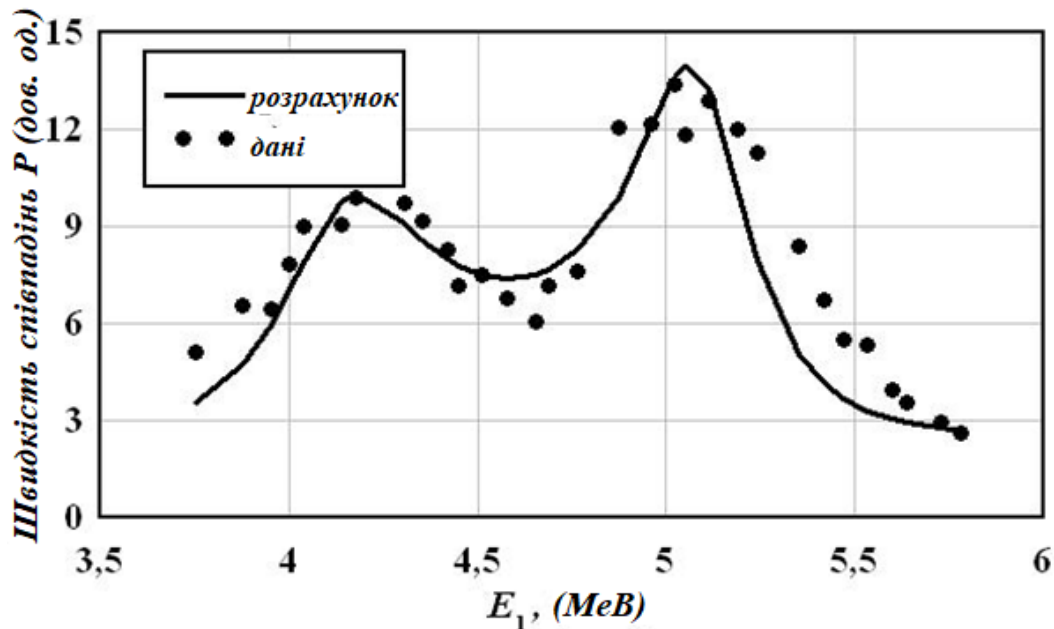


Рис. 2.6. Швидкість співпадінь для реакції  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + {}^8\text{B}_{2.9} \rightarrow 3\alpha$  як функція від  $E_1$  при  $E(p) = 2.65$  MeV,  $\theta_1 = 120^\circ$  і  $\theta_2 = 45^\circ$  (див. також рисунок 2.1 для стаціонарної моделі).

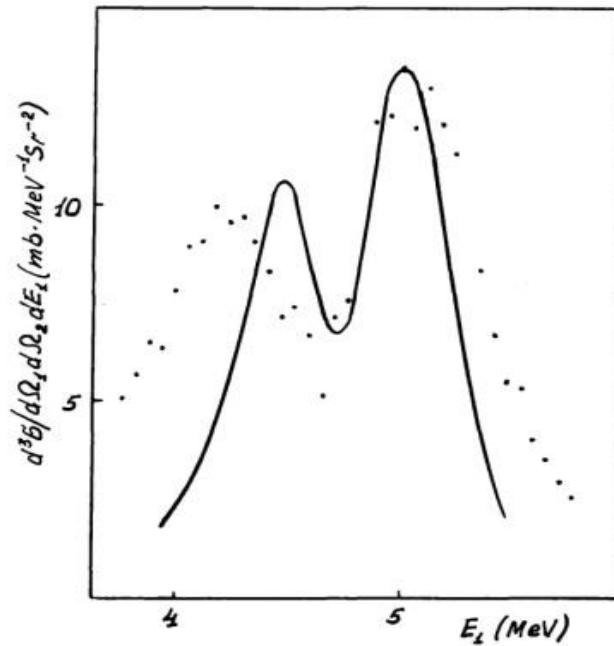


Fig. 1. Coincidence rate for the reaction  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$  at  $E_p = 2.65$  MeV as function of  $E_1$  at  $\vartheta_1 = 120^\circ$  and  $\vartheta_2 = 45^\circ$ .

Рис. 2.6а. Скрін з роботи [62] (стаціонарна теорія).

## 2.4. Висновки до розділу 2

Викладені у цьому розділі дослідження показали, що узагальнення просторово-часового аналізу на процеси за участю легких іонів із трьома частинками у вихідному каналі дозволяють вивчати ефекти інтерференції між різними механізмами протікання таких процесів. Можливість застосування просторово-часового підходу при урахуванні когерентних ефектів до великої кількості експериментальних даних розглядалася в [24].

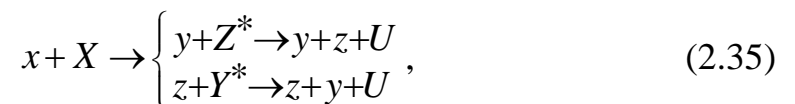
Одержані в розділі 2 результати можна коротко сформулювати так:

1. Вперше одержано формули для розрахунку швидкості співпадінь для процесів із трьома частинками у вихідному каналі, що враховують ефекти інтерференції між різними механізмами протікання процесів – прямим й послідовним затриманим, що містить етап розпаду проміжного компаунд-ядра. Вони є узагальненням підходу, викладеного у розділі 1 і застосованого до бінарних реакцій із двох-частинковим вихідним каналом.



2. Показано, що одержані формули асимптотично в границі  $\Delta E/\Gamma_z \rightarrow 0$  добре узгоджуються з відповідними результатами стаціонарних моделей.

Результати, отримані в розділі 2, можна використовувати й для випадків утворення двох (і більше) проміжних збуджених станів, тобто, наприклад, для реакцій типу



за умов  $\Delta E \ll \Gamma_y$  і  $\Delta E \ll \Gamma_Z$ . Теоретична оцінка такої ситуації буде розглянута в розділі 3 стосовно розсіяння важких іонів.

### **Розділ 3. ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИЙ АНАЛІЗ ПРИ РОЗГЛЯДІ КОГЕРЕНТНИХ КАНАЛІВ РЕАКЦІЙ ЗІТКНЕННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ**

#### **3.1. Вступ**

Метою розділу 3 є застосування наближення на основі просторово-часового аналізу, розглянутого раніше для бінарних реакцій у розділі 1 і для реакцій розсіяння легких іонів у розділі 2, до розгляду когерентних ефектів у зіткненнях важких іонів із трьома частинками в вихідному каналі, дві з яких детектуються. Крім того, буде показано, що в наближенні випадкової фази інтерференційні явища будуть мати місце тільки для ідентичних частинок у вихідному каналі реакції.

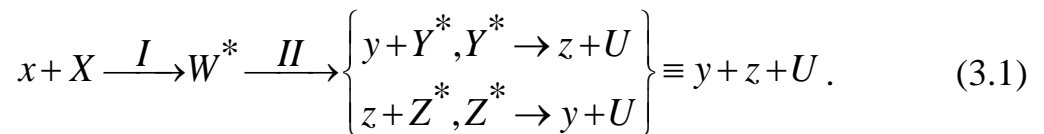
Вивчення інтерференційних ефектів у кінцевих станах реакцій для зіткнень важких іонів завжди представляло науковий інтерес (див., наприклад, [38, 61, 69, 70]).

У деяких більш ранніх роботах [39, 71, 72] було розвинено загальне наближення для дослідження інтерференційних явищ у реакціях з легкими іонами, що частково розглядалося в розділі 2. У цьому розділі ми спробуємо роз'яснити можливість поширення такого наближення для опису інтерференційних явищ у реакціях з важкими іонами із двома частинками, що детектуються в кінцевому стані.

У підрозділі 3.2 представлено загальну схему наближення для опису інтерференційних ефектів при розсіянні важких іонів в області недозволених резонансів з емісією двох частинок, що детектуються у вихідному каналі. Крім того, одержано загальні вирази для амплітуди й інтенсивності частоти співпадінь. У підрозділі 3.3 одержано спрощені вирази за деяких умов у наближенні випадкової фази. У підрозділі 3.4 сформульовано основні висновки. Результати розділу 3 були опубліковані в роботах [81, 82].

### 3.2. Загальні положення й вирази

Розглянемо процес центрального зіткнення важких іонів з утворенням компаунд-ядра з його подальшим двох-етапним розпадом з кінцевою емісією двох частинок, які детектуються схемою співпадінь. У цьому випадку інтерференційні ефекти можуть бути обумовлені експериментально нерозрізненими процесами, що протікають двома способами



Відповідні експериментально нерозрізнені процеси схематично зображено на рис. 3.1а й 3.1б (у лабораторній  $L$ -системі).

Першим етапом реакції є утворення компаунд-ядра  $W^*$  (як системи в цілому) у точці  $O$ , яке потім рухається до остаточного розпаду в точці  $C_1$  з емісією частинки  $y$  (рис. 3.1а) з енергією  $E_1$  або частинки  $z$  (рис. 3.1б) з енергією  $E_2$  під кутом  $\theta_1$  або  $\theta_2$  (відносно напрямку пучка, що бомбардує), які фіксуються детекторами  $a$  або  $b$  (які реєструють частинки  $y$  або  $z$  з енергіями  $E_1$  або  $E_2$  й імпульсами  $k_1$  або  $k_2$ , відповідно, за межами точки-джерела, розташованної в  $C_1$ ).

Другий етап характеризується рухом проміжного компаунд-ядра  $Y^*$  або  $Z^*$  із точки  $C_2$  в точку  $C_2(k_1)$  або  $C_2(k_2)$ , де вони розпадаються з емісією частинки  $z$  з енергією  $E_2$  або з емісією частинки  $y$  з енергією  $E_1$  відповідно.

Зазначені схеми є експериментально нерозрізненими, хоча мікроскопічно (і динамічно) є зовсім різними, вони також нерозрізнені в окремому випадку, якщо частинки  $y$  і  $z$  тотожні і їх енергії однакові  $E_1 \equiv E_2$ .

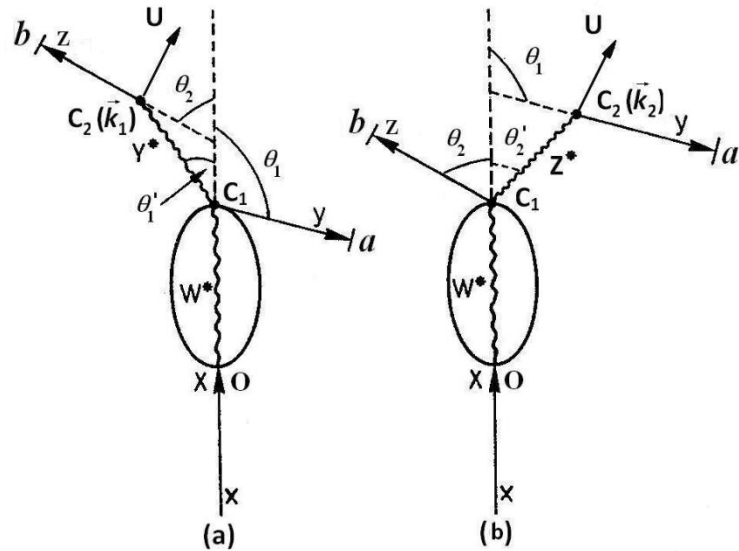


Рис. 3.1. Схеми двох нерозрізнених процесів у реакціях (3.1) для обраної геометрії вимірювання швидкості співпадінь.

Використовуючи теорію асимптотики хвильових пакетів Голдбергера - Ватсона [66] та методику, подібну розділам 1 та 2, де констатувалося, що амплітуда швидкості співпадінь  $A$  для детекторів  $a$  і  $b$  визначається асимптотичною хвильовою функцією, яка описує рух зареєстрованих кінцевих частинок, запишемо наступний вираз для  $A$  в  $L$ -системі:

$$A = \text{const} \cdot g_a(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_1) g_b(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_2) [(\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta_1) \times \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta_2)) \cdot \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{C_1 a} + i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_{C_2(k_1) b}) \pm (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_2, \theta_2) \times \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_1, \theta_1))_{ij} \cdot \exp(i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}_{C_1 b} + i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{C_2(k_2) a})] \quad (3.2)$$

де  $\hat{f}_I^{\text{comp}}$  і  $\hat{f}_{II}^{\text{comp}}$  є амплітудами (точніше амплітудними матрицями, оскільки залучено в процеси дуже багато проміжних станів) компаунд-ядерних процесів на етапі  $I$  (для  $W^*$ ) або на етапі  $II$  (для  $Y^*$ , рис. 3.1а, або для  $Z^*$ , рис. 3.1б) в  $L$ -системі;  $i$  і  $j$  – індекси станів у вхідному й вихідному каналах відповідно;  $\mathbf{k}_n$  - хвильовий вектор (імпульс), асоційований із

частинками у і z з кінетичними енергіями  $E_n$  ( $n=1,2,a,b$ );  $r_{ik} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|$ , де  $\mathbf{r}_i$  - радіус-вектор точки  $i$  ( $i, k = C_1, C_2(k_1), C_2, C_2(k_2), a, b$ ) в  $L$ -системі; функції  $g_{a,b}(\mathbf{k}_{a,b} - \mathbf{k}_{1,2})$  описують роздільну здатність детекторів  $a$  і  $b$ . Вибір знака “+” або “-” перед другим членом у дужках виразу (3.2) буде роз’яснено в підрозділі 3.3. Тут заради простоти ми не розглядаємо постійний множник, який описує вільний рух ядра  $U$ , оскільки він не є суттєвим для нашої мети. За тієї ж причини ми також опускаємо множники відповідних вихідних сферичних хвиль  $(r_{C_1 b})^{-1}$  і  $(r_{C_2 b})^{-1}$ .

Швидкість співпадінь  $P$  для неполяризованих частинок, що зіштовхуються, можна визначити за умови підсумовування величин по всіх спінових станах, кожна з яких є квадратом модуля амплітуди, подібної до (3.2); потім, ця сума повинна бути усереднена по розкидам енергії (імпульсу), більше того, необхідно підсумувати по всіх можливих кінцевих станах проміжних ядер після двох етапів розпаду.

Беручи до уваги безспінові частинки (тобто  $\alpha$ -частинки) або стани із нульовим спіном, ми можемо записати наступний вираз для  $P$ :

$$P = \sum_j \int_{\Delta E} |g_i|^2 dE \int dk_1 \int dk_2 |A|^2, \quad (3.3)$$

де підсумовування йде по всіх кінцевих станах ( $\sum_j$ ) проміжних станів ядер, а інтегрування – по початковому розкиду енергій (з ваговою функцією) і всім можливим імпульсам  $k_1$  і  $k_2$ . Тут і далі ми розглядаємо випадок недозволених резонансів ( $\Delta E \gg D = [\rho(j, s, \pi)]^{-1}$ ,  $D$  - відстань між рівнями й  $\rho(j, s, \pi)$  - щільність ядерних рівнів для компаунд-ядра на обох етапах).

Вираз (3.3) можна спростити, якщо використовувати наближення:

$$|g_a(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_1)|^2 \rightarrow \delta(\mathbf{k}_a - \mathbf{k}_1) \quad (3.4)$$

$$|g_b(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_2)|^2 \rightarrow \delta(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_2) \quad (3.5)$$

і знехтувати всіма кутовими розкидами. Таким чином, швидкість співпадінь прийме наступний вигляд:

$$\begin{aligned} P = P_0 \pm P_1 = \text{const} \cdot \int_{\Delta E} |g_i|^2 dE \sum_j [ & (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta_1) \otimes \\ & \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta_2))_{ij} |^2 + |(\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_2, \theta_2) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_1, \theta_1))_{ij} |^2 \pm \\ & \pm 2\text{Re}(\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta_1) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta_2))_{ij} (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_2, \theta_2) \otimes \\ & \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_1, \theta_1))_{ij}^* \times \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1 a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2) a}) + i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_2(k_1) b} - \mathbf{r}_{C_1 b}))] \end{aligned} \quad (3.6)$$

$P_0$  є некогерентним, а  $P_1$  – когерентним членом суми. Далі введемо перепозначення:  $a \rightarrow 1$  і  $b \rightarrow 2$ . У виразах (3.2) і (3.6) ми припускаємо обертальну ізотропію для  $A$  і  $P$  (і отже, ми не використовуємо азимутальні кути  $\phi_1$  й  $\phi_2$ ).

У цьому випадку, якщо вибрати  $\theta_1 = \theta_2 = \theta$  і  $\phi_2 = \pi - \phi_1$ , то, увівши позначення  $\varepsilon = E_2 - E_1$  й, враховуючи  $\langle A \rangle = \text{const} \cdot \int_{\Delta E} |g_i|^2 A dE$ , можна переписати когерентний член швидкості співпадінь  $P_1$  у наступному вигляді:

$$\begin{aligned}
P_1 &= \text{const} \cdot \int_{\Delta E} |g_i|^2 dE \times 2 \operatorname{Re} \sum_j \langle \hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta) \rangle_{ij} \times \\
&\quad \times \langle \hat{f}_I^{\text{comp}}(E_2, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_1, \theta) \rangle_{ij}^* \times \\
&\quad \times \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1 a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2) a}) + i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_2(k_1) b} - \mathbf{r}_{C_1 b})) \equiv \\
&\equiv \text{const} \cdot 2 \operatorname{Re} \sum_j \langle (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta))_{ij} (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1 + \varepsilon, \theta) \otimes \\
&\quad \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2 - \varepsilon, \theta))_{ij}^* \rangle \times \\
&\quad \times \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1 a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2) a}) - i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_1 b} - \mathbf{r}_{C_2(k_1) b}))
\end{aligned} \tag{3.7}$$

де вважаємо практично константою усередині інтервалу  $\Delta E$  вираз

$$\Delta\varphi = \exp(i\mathbf{k}_1(\mathbf{r}_{C_1 a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2) a}) - i\mathbf{k}_2(\mathbf{r}_{C_1 b} - \mathbf{r}_{C_2(k_1) b})). \tag{3.8}$$

Потім, увівши функцію  $\Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta)$  (для фіксованого вхідного  $i$ -го каналу), визначену формулою

$$\begin{aligned}
\Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta) &= \sum_j \langle (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2, \theta))_{ij} \times \\
&\quad \times (\hat{f}_I^{\text{comp}}(E_1 + \varepsilon, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{\text{comp}}(E_2 - \varepsilon, \theta))_{ij}^* \rangle,
\end{aligned} \tag{3.9}$$

остаточно запишемо, враховуючи введене позначення (3.8),

$$P_1 = \text{const} \cdot 2 \operatorname{Re} \Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta) \cdot \Delta\varphi \tag{3.10}$$

або

$$P_1 = \text{const} \cdot 2 \operatorname{Re} \Phi_i(\varepsilon; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \cdot \Delta\varphi \tag{3.11}$$

при очевидній рівності

$$\Phi_i(\varepsilon; E_1, E_2, \theta) = \Phi_i(\varepsilon; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2). \quad (3.12)$$

Природно припустити (див., наприклад, [61]), що двочастинкова автокореляційна функція  $\Phi_i(\varepsilon; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ , підсумована по всіх кінцевих каналах, має такий же інформаційний контент, що й одночастинкова автокореляційна функція. Отже, для оцінки властивостей  $\Phi_i$  і  $P_1$  можна використовувати звичайні методи аналізу Еріксоновських флуктуацій для добре розділених резонансів (підрозділ 3.3.1), параметризацію Сімоніуса для перекритих резонансів (підрозділ 3.3.2) або розширену параметризацію Сімоніуса (підрозділ 3.3.3) з виправленнями Любошиця для сильно перекритих резонансів [73, 74].

Формулу (3.10) або (3.11) можна також переписати в такий спосіб:

$$P_1 = \text{const} \cdot 2 |\Phi_i| \cos(\arg \Phi_i + \Delta\varphi), \quad (3.13)$$

де фаза  $\arg \Phi_i$  характеризує як когерентність просторового моменту амплітуди частинки, що емітується, так і резонансні властивості (кореляційні ширини) двох компаунд-ядер, у той час, як фаза  $\Delta\varphi$  описує просторово-часовий зсув джерел емісії частинок у  $i$  і  $z$ , як в оптичному ефекті Хенбері-Брауна й Твісса (див., наприклад, [39, 71, 72]), що далі й буде показано.

Таким чином, отриманий загальний вираз для амплітуди інтенсивності швидкості співпадінь для двох частинок у кінцевому стані при розсіянні важких іонів узагальнює відповідний вираз, отриманий в [39, 71, 72] для легко-іонних реакцій і узагальнює початковий вираз, наведений в [61], де фаза  $\Delta\varphi$  (3.8) (уперше зазначена в [38]) не бралася до уваги.

Далі, виходячи з [39, 71, 72], можна проаналізувати структуру фази.

Для асимптотично великих відстаней  $r_{C_1a}$  і  $r_{C_1b}$  величини  $\left| r_{C_1a} - r_{C_2(k_2)a} \right|$  й



$\left| \mathbf{r}_{C_1 b} - \mathbf{r}_{C_2(k_1)b} \right|$  дорівнюють проекціям на напрямок руху ядер  $Y^*$  або  $Z^*$  (утворених після емісії із точки  $C_1$  частинки  $y$  з енергією  $E_1$  або частинки  $z$  з енергією  $E_2$ , відповідно) радіус-векторів частинок  $y$  або  $z$  відповідно (у наближенні вільного неспотвореного руху):

$$\left| \mathbf{r}_{C_1 a} - \mathbf{r}_{C_2(k_2)a} \right| = v_z \tau_z \cos(\theta_1' - \theta_2') \quad (3.14)$$

$$\left| \mathbf{r}_{C_1 b} - \mathbf{r}_{C_2(k_1)b} \right| = v_y \tau_y \cos(\theta_1' - \theta_2), \quad (3.15)$$

де  $v_z$  і  $v_y$  є швидкостями руху ядер  $Z^*$  і  $Y^*$  відповідно,  $\tau_z$  і  $\tau_y$  є часом життя ядер  $Z^*$  і  $Y^*$  відповідно,  $\theta_2'$  і  $\theta_1'$  є кутами, що характеризують рух ядер  $Z^*$  і  $Y^*$  відповідно. Величини  $v_k$  (де  $k=z,y$ ) і  $\theta_n'$  (де  $n=1,2$ ) легко розраховуються при використанні закону збереження повного імпульсу (див., наприклад, [39, 71, 72] або коментарі до формул (2.12) і (2.13) попереднього розділу). Значення  $\tau_z$  й  $\tau_y$  визначаються резонансними характеристиками компаунд-ядер  $Y^*$  і  $Z^*$  і сильно залежать від ступеню перекриття резонансів. Це теоретично досліджувалося в [73 - 76] і було виміряно експериментально в [75 - 76]. Для наочності необхідності врахування коригуючої фази  $\Delta\varphi$  на рис. 3.2 показано оцінку відмінності в розрахунках когерентної частини швидкості співпадіння з урахуванням і без урахування коригуючої фази  $\Delta\varphi$  в грубому наближенні незалежності величини  $\arg \Phi_i$  від  $\Delta\varphi$ , виходячи з (3.13):

$$P_1(\Delta\varphi \neq 0) / P_1(\Delta\varphi \equiv 0) = \cos(\Delta\varphi) - \tan(\arg \Phi_i) \sin(\Delta\varphi).$$

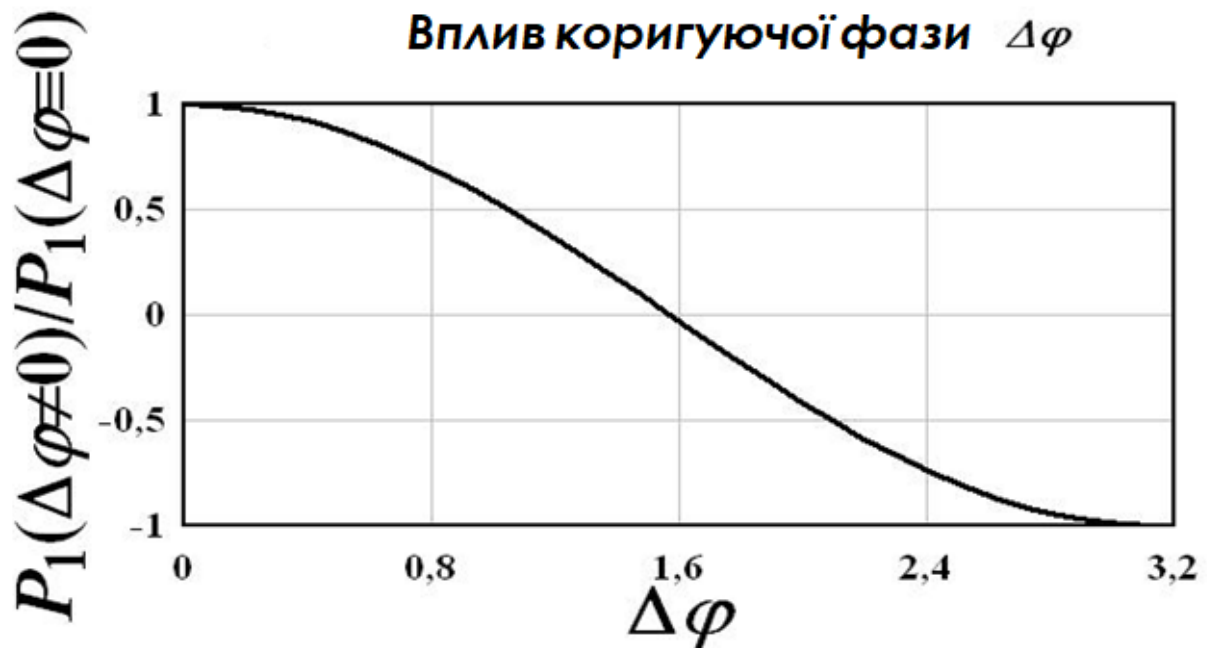


Рис. 3.2. Ілюстрація відносного внеску фази  $\Delta\varphi$  при  $\arg \Phi_i = \pi$ .

### 3.3. Оцінка швидкості співпадінь у наближенні випадкової фази

Можна легко помітити з виразу (3.6), що в наближенні випадкової фази член

$$\int_{\Delta E} |g_i|^2 (\hat{f}_I^{comp}(E_2, \theta_2) \hat{f}_{II}^{comp}(E_1, \theta_1))_{ij}^* dE, \quad (3.16)$$

і величина  $P_1$  у цілому в (3.6) і (3.7) дорівнює нулю для *різних* (не-тотожних) частинок у  $i$  і  $z$  і різних ядер  $Y$  і  $Z$ . Тільки для ідентичних частинок у  $i$  і  $z$  і ідентичних ядер  $Y$  і  $Z$  може бути не нульова парна кореляція.

Таким чином, у наближенні випадкової фази когерентні (інтерференційні) ефекти мають місце тільки для швидкості співпадінь ідентичних кінцевих частинок. Крім того, загалом кажучи, у виразі (3.6) необхідно використовувати знак “+” перед останнім (когерентним) доданком тільки для бозонів у симетричному спіновому стані (і симетричному просторовому стані) і для ферміонів в антисиметричному спіновому стані (і

симетричному просторовому стані). Для бозонів в антисиметричному спіновому стані (і антисиметричному просторовому стані) необхідно використовувати знак “-“ перед останнім доданком в (3.6).

### 3.3.1. Випадок добре розділених, ізольованих резонансів

В роботі [61] для величини  $(\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij}$  використовувалася наступна формула (переписана нами у зворотному порядку):

$$\begin{aligned} (\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij} = \sum_{\alpha\beta} \gamma_{i\alpha} \frac{1}{E - \varepsilon_\alpha - i\Gamma_\alpha/2} \gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_1) \times \\ \times \frac{1}{E - \varepsilon_\beta - E_1 - i\Gamma_\beta/2} \gamma_{\beta j}(\mathbf{k}_2) \end{aligned} \quad (3.17)$$

де  $E$  - повна енергія, а проміжні компаунд-ядерні рівні з енергіями  $\varepsilon_\alpha$  і  $\varepsilon_\beta$  й ширинами  $\Gamma_\alpha$  й  $\Gamma_\beta$ , позначені індексами  $\alpha$  і  $\beta$ , відповідають етапам  $I$  і  $II$ ;  $\gamma_{\mu\nu}(\mathbf{k})$  - амплітуда (або приведена ширина) послідовного розпаду компаунд-ядра із стану  $\mu$  у стан  $\nu$  з емісією частинки з імпульсом  $\mathbf{k}$ ,  $\gamma_{i\alpha}$  - амплітуда (або приведена ширина) для вхідного каналу. Звичайно, якщо вводити співвідношення, подібні (3.17) у формі резонансних членів, то необхідно відмітити, що це коректно (без додаткових, занадто ускладнених кореляційних членів  $\gamma_{\mu\nu}(\mathbf{k})$ , обумовлених умовою унітарності) тільки для добре розділених резонансів (неперекритих, тобто, ізольованих, хоча і недозволених). Використовуючи наближення максимальної хаотичності приведених ширин і додаткове припущення повної подібності властивостей послідовних компаунд-ядер (див., наприклад, [61]), одержимо наступну оцінку для відношення когерентного члена до некогерентного  $P_1/P_0$ :

$$P_1/P_0 \approx |g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)|^2 \frac{\langle \Gamma \rangle^2}{(E_1 - E_2)^2 + \langle \Gamma \rangle^2} \quad (3.18)$$

де  $\langle \Gamma \rangle$  - середнє значення повної ширини резонансу, усереднене по компаунд-станах, а функція  $g$  визначається виразом, подібним наступному

$$\langle \gamma_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_1) \gamma_{\alpha'\beta'}^*(\mathbf{k}_2) \rangle \approx \delta_{\alpha\alpha'} \langle \Gamma_{\alpha\beta} \rangle g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2), \quad (3.19)$$

яке описує когерентність у просторі моментів для амплітуди емісії частинки.

Для нульового відносного моменту маємо  $g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1$  та із зростанням величини  $|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$  величина  $|g(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)|^2$  падає до нуля по  $\hbar/R$  - шкалі ( $R$  - радіус компаунд-ядра). Відмітимо, що часова залежність реалізується в Лоренцевському множнику в (3.18), що включає різницю  $\varepsilon = E_1 - E_2$  й усереднені парціальні ширини  $\langle \Gamma \rangle$ , пов'язані з компаунд-ядерною резонансною структурою й відповідними флуктуаціями Еріксона-Брінка [77] (для резонансів, що не перекриваються, і, строго говорячи, тільки для фіксованих значень повного моменту, спіну й парності).

### 3.3.2. Випадок резонансів, що перекриваються

А у випадку резонансів, що перекриваються, можна, і навіть краще, використовувати представлення Сімоніуса [73]. Застосовуючи останнє до двоетапного переходу із трьома частинками у вихідному каналі, можемо записати наступний вираз

$$(\hat{f}_I^{comp}(E_1, \theta) \otimes \hat{f}_{II}^{comp}(E_2, \theta))_{ij} = \sum_{l_1, l_2} \left[ \hat{F}_{l_1} - \langle \hat{F}_{l_1} \rangle \right] \otimes \left[ \hat{F}_{l_2} - \langle \hat{F}_{l_2} \rangle \right] \times \\ \times Y_{l_1, 0}(\theta_{l_1}) Y_{l_2, 0}(\theta_{l_2}) \quad (3.20)$$

3

$$\hat{F}_{l_1} = \hat{U}_I^{(l_1)} \prod_{\alpha} \left( 1 + \frac{i\Gamma_{\alpha}^{(l_1)} \hat{P}_{\alpha}^{(l_1)}}{E - \varepsilon_{\alpha}^{(l_1)} + i\Gamma_{\alpha}^{(l_1)} / 2} \right) \hat{U}_I^{(l_1)T}$$

та

$$\hat{F}_{l_2} = \hat{U}_{II}^{(l_2)} \prod_{\beta} \left( 1 + \frac{i\Gamma_{\beta}^{(l_2)} \hat{P}_{\beta}^{(l_2)}}{E - \varepsilon_{\beta}^{(l_2)} + i\Gamma_{\beta}^{(l_2)} / 2} \right) \hat{U}_{II}^{(l_2)T},$$

де унітарні матриці  $\hat{U}_I^{(l_1)}$  (у просторі двочастинкових каналів  $(y+Y^*, z+Z^*)$  із

збужденнями кінцевих  $\beta$ -станів ) і  $\hat{U}_{II}^{(l_2)}$  (у просторі двочастинкових каналів

$(y+Y^*, z+Z^*)$  із збужденнями кінцевих  $j$ -станів) описують нерезонансний фон;

матриці  $\hat{U}_{I, II}^{(l_1, 2)T}$  - це транспоновані  $\hat{U}_{I, II}^{(l_1, 2)}$  - матриці; властивості проекторів

$\hat{P}_{\alpha, \beta}^{(l_1, 2)}$  описано в [78]. Звичайно, із усіх можливих проекторів  $\hat{P}_{\alpha}^{(l_1)}$  повинні

бути присутніми тільки ті, які відповідають компаунд-ядерним переходам із

стану  $\alpha$  у стан  $\beta$ . Заради простоти у формулі (3.20) записано винятково тільки

квантові числа кутового моменту  $l_{1, 2}$  для індикації проміжних і кінцевих

станів із частинками 1 і 2.

### 3.3.3. Випадок резонансів, що сильно перекриваються

У випадку резонансів, що сильно перекриваються, замість Лоренцевського фактора в (3.20), відповідно до [74], необхідний фактор, подібний  $2\text{Re}\Phi(\varepsilon)$ , де вираз

$$\Phi(\varepsilon) = \left[ \exp\left(\frac{2\pi i \varepsilon}{nD(1-i\varepsilon/\Gamma)}\right) - \exp\left(-\frac{2\pi\Gamma}{nD}\right) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2\pi\Gamma}{nD}\right) \right]^{-1} \quad (3.21)$$

отримано на основі представлення Сімоніуса, як в (3.20), для  $2\pi\Gamma/nD > 1$ .

Практичним критерієм сильного перекриття можна вважати рівень, наприклад, більший за половину висоти резонансу.

У цьому виразі  $\varepsilon = E_1 - E_2$ , а  $\Gamma$  й  $D$  - середнє значення ширини резонансу й інтервалу відповідно,  $n$  - число відкритих каналів (цей параметр залежить, загалом кажучи, від величини повного моменту, спіну й парності).

### 3.3.4. Оцінка ефекту близького розсіяння

Окремо слід підкреслити, що для довільної геометрії детекторів у кінцевому виразі для швидкості співпадінь  $P$  повинен бути присутнім член (звичайно некогерентний), що описує явище близького розсіяння, що згадувалося в [75], [79] і [80].

Для зазначених вище реакцій, подібних (3.1), цей ефект може мати місце, коли частинки у і z випускаються в тому самому напрямку при обмеженнях кутів  $\theta_{yz} \sim \lambda_{yz}/D_{yz}$ , де  $\lambda_{yz}$  - це сума хвильових довжин для частинок у і z,  $D_{yz}$  - відстань від кінцевого ядра  $U$ , на якому розсіюються частинки у і z і при цьому швидкість  $v_{z(y)}$  частинки z (y), яка випускається пізніше, більше швидкості  $v_{y(z)}$  частинки у (z) настільки, що частинка z (y)

може наздогнати частинку у (z) на відстані  $\Delta D_{yz}$  від ядра U. Імовірність такого явища близького розсіяння можна описати наступним виразом:

$$W(\theta_1, \theta_2) = \frac{\sigma(E_1, E_2, \theta_1, \theta_2)}{4\pi D_{yz}^2} \quad (3.22)$$

3

$$D_{yz}^2 = \frac{v_y v_z}{|\mathbf{v}_y \mathbf{v}_z|} \tau,$$

де  $\tau$  - це середній час життя проміжного компаунд-ядра  $Y^*$  (або  $Z^*$ ). Тому фактор, що враховує близьке розсіяння, повинен бути доданий у загальний вираз (3.6) для  $P$ .

Тоді, у випадку високоенергетичних зіткнень важких іонів, коли звичайно є деякий набір проміжних ядер  $Y^*$  (або  $Z^*$ ) у кількості  $numY^*$  з різними масами, зарядовими числами й різними енергіями збудження, потрібно записати некогерентну суму виразів, представлених в (3.6), де кожний член відповідає одному із усіх можливих проміжних ядер з їхніми енергіями збудження, а саме

$$P = \sum_{numY^*(Z^*)} P_{Y^*(Z^*)}, \quad (3.23)$$

де  $P_{Y^*(Z^*)}$  - очевидно наново переписаний вираз (3.7).

### 3.4. Висновки до розділу 3

У цьому розділі було розроблено наближення на основі просторово-часового підходу до розгляду когерентних ефектів у зіткненнях важких іонів

в області недозволених резонансів із трьома частинками у вихідному каналі, дві з яких детектуються. Крім того, виходячи із загальних припущень, показано, що інтерференційні явища мають місце в наближенні випадкової фази тільки для ідентичних частинок у вихідному каналі реакції.

Було одержано вирази для амплітуди та інтенсивності частоти співпадінь для трьох випадків: ізольованих резонансів, резонансів, що перекриваються, та резонансів, що сильно перекриваються.

Однак, для того, щоб розвинути самоузгоджену теорію інтерференційних ефектів при зіткненнях важких іонів на основі запропонованого наближення в перспективі слід урахувати наступні дві обставини: (i) теорія повинна ґрунтуватися на формалізмі, який явно залежить від часу; (ii) статистичний Еріксоновський метод повинен бути суттєво поліпшений, ґрунтуючись на точному представленні унітарної  $S$ -матриці, як показано, наприклад, в [78].



## **Розділ 4. МОДЕЛЬ ЧАСОВОЇ ЕВОЛЮЦІЇ ПРОМІЖНОЇ КОМПАУНД-СИСТЕМИ ДЛЯ АНАЛІЗУ КІНЕТИКИ ДЕЯКИХ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ**

### **4.1 Вступ**

Метою розділу 4 є розгляд, застосування й аналіз меж застосування методу часових резонансів, розробленого в рамках просторово-часового підходу, до аналізу різних експериментальних даних (зокрема, до аналізу інклюзивних спектрів кінцевого фрагмента реакцій у широкому діапазоні енергій, мішеней та бомбардуючих частинок).

Ряд експериментальних досліджень інклюзивних спектрів частинок, що утворюються при зіткненнях різних бомбардуючих частинок (від  $p$  до  $^{40}\text{Ar}$ ) з ядрами-мішенями у широкому діапазоні енергій 0.1 - 10 ГеВ/нуклон, (див., наприклад, [83 - 95]) показав, що вони мають безструктурну експоненційно спадаючу енергетичну залежність, яка часто супроводжується легкими осциляціями. Для більш важких бомбардуючих частинок, таке явище спостерігалось навіть при менших енергіях [96].

Файерболові моделі [83, 87] досить точні й успішні при аналізі важкоіонних реакцій з енергіями до 0.1 ГеВ/нуклон. Внутрішньоядерна каскадна модель [97] і моделі ядерної гідродинаміки працювали краще при більш високих енергіях і припускали формування комплексів високої щільності після зіткнень. Як зазначалось в [95], одним з недоліків файерболових моделей є неможливість пояснити, чому з'являється статистична рівновага навіть при високих збудженнях (вище 100 МеВ/нуклон). У роботі [95] в рамках оригінальної “часової компаунд-ядерної” моделі було запропоновано альтернативне пояснення поведінки енергетичних спектрів у високоенергетичних ядерних реакціях. Ця “апріорі” модель використовувала теоретичні результати, що стосуються власних станів оператора часу [98].

Модель базується на введенні формальної аналогії між метастабільними станами з комплексною енергією власних станів для рівняння Шредінгера й відповідного Фур'є-перетворення з комплексними часовими власними станами для рівняння з оператором часу, канонічно спряженим з гамільтоніаном. Підтвердження цієї аналогії є цікавою відкритою проблемою (див., наприклад, [99]). Більше того, обґрунтування стабільності “часових компаунд-ядерних” станів, представлених в [95] за допомогою співвідношення невизначеності для енергії й часу є тільки вихідним кроком для залежного від часу наближення й потребує подальшого розвитку.

У цьому розділі запропоновано нову модель часової еволюції проміжної компаунд-системи (див., наприклад, [100-113]), що спирається не лише на ідеї з роботи [95], але й використовує добре відому відповідність між експоненційно-спадаючою поведінкою довільних величин (як в енергетичному, так і часовому представленні) й Лоренцевської поведінки перетворення Фур'є для тих же величин в канонічно спряженому представленні (тобто у часовому і енергетичному представленні відповідно). Також використовуються результати, одержані в роботах [73, 114], для ядерних властивостей в області заборонених резонансів.

У підрозділі 4.2 розглянуто концепцію часового резонансу та відповідність між енергетичними й часовими резонансами. У підрозділі 4.3 аналізуються енергетичні і часові властивості компаунд-ядер, які відповідають часовим резонансам в еволюції емісії кінцевих частинок. У підрозділі 4.4 аналізуються експериментальні результати деяких енергетичних спектрів кінцевих фрагментів у високоенергетичних ядерних реакціях у рамках нової моделі часової еволюції. І, нарешті, в останньому підрозділі представлено висновки.

## 4.2 Концепція часового резонансу

### 4.2.1 Енергетичні резонанси

Для більш чіткого розуміння методу часових резонансів корисно нагадати, як звичайний Лоренцевський (Брейт-Вігнерівський) резонанс у перерізі реакції  $\alpha \rightarrow \beta$  пов'язаний з експонентним законом функції розпаду (або з ймовірністю емісії) відповідного компаунд-ядра.

Візьмемо амплітуду реакції  $f_{\alpha\beta}(E)$  у вигляді

$$f_{\alpha\beta}(E) = \frac{C_{\alpha\beta}}{E - E_r + i\Gamma/2}. \quad (4.1)$$

$C_{\alpha\beta}$  – майже постійна й гладка функція кінетичної енергії кінцевої частинки  $E$  в області  $(E_r - \Gamma/2, E_r + \Gamma/2)$  – загалом кажучи, вона залежить від кутових координат і напрямку емісії,  $E_r$  і  $\Gamma$  є резонансною енергією й шириною резонансу відповідно.

Будемо розглядати рух (еволюцію) хвильового пакета кінцевої частинки. В одновірній асимптотичній границі це має такий вигляд:

$$\Psi_{\beta}(r_{\beta}, t) = r_{\beta}^{-1} \int_0^{\infty} dE g(E) f_{\alpha\beta}(E) \exp\left[ikr_{\beta} - iEt/\hbar\right], \quad (4.2)$$

де припускаємо, що  $g(E)$  є гладкою ваговою амплітудою з енергетичним розкидом  $\Delta E$  (звичайно  $\Delta E \ll E_r$ ),  $m_{\beta}$  і  $r_{\beta}$  є масою кінцевої частинки й радіальною координатою відповідно,  $k = \sqrt{2m_{\beta}E}/\hbar$ .

Для короткодіючих взаємодій (включаючи також і кулонівські потенціали) одновірний хвильовий пакет запишеться так:

$$\Psi_{\beta}(z_{\beta}, t) = \int_0^{\infty} dE g(E) T_{\alpha\beta}(E) \exp\left[ ikz_{\beta} - iEt/\hbar \right], \quad (4.3)$$

де  $T_{\alpha\beta}(E) = N_{\alpha\beta}(E) f_{\alpha\beta}(E)$ ,  $N_{\alpha\beta}(E)$  – це несуттєва гладка функція від  $E$ ,  $z_{\beta}$  – це вісь уздовж напрямку руху емісії кінцевої частинки, обумовлена геометрією детекторів реєстрації,  $z_{\beta} \geq R_{\beta}$  є радіусом взаємодії в кінцевому каналі, наприклад, як в [115].

Еволюція частинки  $\beta$ , що проходить точку  $z_{\beta}$  протягом одиничного інтервалу часу, із центром в  $t$ , описується потоком густини імовірності

$$j_{\beta}(z_{\beta}, t) = \text{Re}(i\hbar/2m_{\beta}) \Psi_{\beta}(z_{\beta}, t) \partial \Psi_{\beta}^*(z_{\beta}, t) / \partial z_{\beta} \quad (4.4)$$

з нормуванням

$$\int_{-\infty}^{+\infty} j_{\beta}(z_{\beta}, t) dt = 1. \quad (4.5)$$

У найпростішому випадку ми можемо зафіксувати  $z_{\beta} = R_{\beta}$  й використовувати

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \int_0^{\infty} dE g(E) \tilde{T}_{\alpha\beta}(E) \exp[-iEt/\hbar], \quad (4.6)$$

де  $\tilde{T}_{\alpha\beta}(E) = T_{\alpha\beta}(E) \exp(ikR_{\beta})$  – гладка функція від  $E$ . Згідно з аналітичною теорією  $S$ -матриці (див., наприклад, [115, 116])  $T_{\alpha\beta}(E)$  містить множник  $\exp(-ikR_{\beta})$ , який скорочується з  $\exp(ikR_{\beta})$  у виразі для  $\tilde{T}_{\alpha\beta}(E)$ .

За умови

$$\Gamma \ll \Delta E \ll E_r \quad (4.7)$$

ми можемо переписати (4.6) у наступному спрощеному вигляді:

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = A \int_0^{\infty} dE \frac{\exp[-iEt/\hbar]}{E - E_r + i\Gamma/2}, \quad (4.8)$$

де  $A$  – це константа, і використовуючи теорему про лишки, одержимо

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \begin{cases} B \exp[-iE_r t/\hbar - (\Gamma/2\hbar)t], & \text{для } t > 0 \\ 0, & \text{для } t < 0 \end{cases} \quad (4.9)$$

де  $B$  – це константа, а замість  $t$  точніше тут повинне бути  $t - t_{in}$ , де  $t_{in} = \hbar \frac{\partial \arg g}{\partial E}$  – початковий момент створення компаунд-системи, для простоти прийнято  $t_{in} = 0$ .

У компаунд-ядерному околі (поблизу  $z_{\beta} = R_{\beta}$ ) імовірність емісії (за одиницю часу)

$$I(t) = \frac{j_{\beta}(R_{\beta}, t)}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt j_{\beta}(R_{\beta}, t)} \quad (4.10)$$

дорівнює

$$I(t) = (\Gamma/\hbar) \exp(-\Gamma t/\hbar). \quad (4.11)$$

При одержанні (4.11) ми взяли до уваги що

$$\lim_{z_\beta \rightarrow R_\beta} (-i\hbar/m_\beta) T_{\alpha\beta} \frac{\partial[\exp(ikz_\beta)]}{\partial z_\beta} = v\tilde{T}_{\alpha\beta}, \quad (4.12)$$

де  $v = \hbar k / m_\beta$ . І навпаки, якщо  $\Psi_\beta(R_\beta, t)$  використовує форму (4.9), то

Фур'є-перетворення для  $\Psi_\beta(R_\beta, t)$  має вигляд:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty dt \Psi_\beta(R_\beta, t) \exp[-iEt/\hbar] &= B \int_0^\infty dt \exp[-i(E - E_r)t/\hbar - (\Gamma/2\hbar)t] \\ &= \frac{iB}{E - E_r + i\Gamma/2}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

що пропорційно амплітуді (4.1).

Для  $z_\beta > R_\beta$  ми можемо переписати (4.3) у такий спосіб:

$$\Psi_\beta(z_\beta, t) = \int_0^\infty dk \frac{G(k)D(k)}{(k - k_0)(k + k_0)} \exp[ikz_\beta - iEt/\hbar] \quad (4.14)$$

3

$$G(k) = g(\hbar^2 k^2 / 2m_\beta) \left( \frac{dE}{dk} \right),$$

$$D(k) = (2m_\beta / \hbar^2) N_\beta(E) C_{\alpha\beta},$$

$$k_0 = (1/\sqrt{2}) \cdot \left( \sqrt{\sqrt{k_r^4 + \gamma^2} + k_r^2} - i\sqrt{\sqrt{k_r^4 + \gamma^2} - k_r^2} \right),$$

$$k_r = \sqrt{2m_\beta E_r / \hbar},$$

$$\gamma = \Gamma m_\beta / \hbar^2.$$

Оскільки  $G(k)$  і  $D(k)$  є гладкими функціями від  $k$ , можна записати

$$\Psi_\beta(z_\beta, t) \cong \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{G(k)D(k)}{(k-k_0)(k+k_0)} \exp\left[ikz_\beta - iEt / \hbar\right] \quad (4.15)$$

для умов (4.7) і потім, вводячи нову змінну

$$y = \sqrt{\frac{i\hbar t}{2m_\beta}} \left(k - \frac{m_\beta z_\beta}{\hbar t}\right), \quad (4.16)$$

і виконуючи перетворення, аналогічні тим, що були використані в [1, 20, 21], одержуємо:

$$\Psi_\beta(R_\beta, t) = \begin{cases} 0, & \text{для } z_\beta > v_r t; \\ \text{const exp}\left[ik_r z_\beta - iE_r t / \hbar - (\Gamma / 2\hbar)(t - z_\beta / v_r)\right], & \text{для } z_\beta \leq v_r t, \end{cases} \quad (4.17)$$

з  $v_r = \hbar k / m_\beta$ . Хвильова функція (4.17) може бути застосована до макроскопічних відстаней  $z_\beta$ , поблизу детектора, що реєструє частинки  $\beta$ .

Експоненційний закон (4.11) і також асимптотичне наближення (4.17) мають місце лише за умови (4.7), тобто при всіх енергіях (або безперервних станах) близько  $E_r$  рівні повністю заселені у великому діапазоні шириною  $\Delta E \gg \Gamma$ . Якщо навпаки,

$$\Delta E \ll \Gamma, \quad (4.18)$$

то ймовірність емісії взагалі не є експоненційною та суттєво не залежить від  $\Delta E$  і форми  $g(E)$ . Якщо ми виберемо Лоренцевську форму також для  $g(E)$ , тобто

$$g(E') = \frac{g_0}{E' - E + i\Delta E/2} \quad (4.19)$$

де  $g_0 = \text{const}$  або є гладкою функцією всередині інтервалу  $\Delta E$ , то за умови (4.18), замість (4.17) одержуємо

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \cong \begin{cases} 0, & z_{\beta} > v_r(t - t_{in}^0) \\ \frac{\text{const}}{E - E_r + \frac{i\Gamma}{2}} \times \\ \times \exp \left[ ikz_{\beta} - \frac{iE_r t}{\hbar} - \left( \frac{\Delta E}{2\hbar} \right) \left( t - \frac{z_{\beta}}{v} - t_{in}^0 \right) \right], & z_{\beta} \leq v_r(t - t_{in}^0) \end{cases} \quad (4.20)$$

де  $v = \hbar k / m_{\beta}$  і  $t_{in}^0 = \hbar \frac{\partial \arg g_0}{\partial E}$ . У цьому випадку, переріз розсіяння  $\sigma_{\alpha\beta}$  має

вигляд

$$\sigma_{\alpha\beta} \approx \int_{t_{\min}}^{\infty} dt j_{\beta}(z_{\beta}, t), \quad (4.21)$$



де  $t_{min} = z_{\beta} / v + t_{in}^0, (t_{min}, \infty)$  - оперативний часовий інтервал реєстрації детектора. Виконавши інтегрування в (4.21), одержимо форму Брейта-Вігнера

$$\sigma_{\alpha\beta} = \left| f_{\alpha\beta} \right|^2 = \frac{\text{const}}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} . \quad (4.22)$$

Зрозуміло, що такий резонансний вигляд перерізу не може пояснити вищезазначену експоненційну поведінку інклюзивних спектрів, що спостерігаються в експериментах. Отже необхідно знайти іншу параметризацію амплітуди реакції замість Брейт-Вігнеровської (4.1). Далі розглянемо можливий варіант такої нової параметризації.

#### 4.2.2 Часові резонанси

Скористаємось методикою, викладеною у попередньому підрозділі, але замість (4.1) запишемо параметризацію в такому вигляді:

$$\tilde{T}_{\alpha\beta} = \tilde{T}_{\alpha\beta}^n \exp(-Et_n / (2\hbar) + iE\tau_n / \hbar) \quad (4.23)$$

або для амплітуди реакції:

$$f_{\alpha\beta}^n(E) = C_{\alpha\beta}^n \exp(-E\tau_n / (2\hbar) + iEt_n / \hbar) \equiv C_{\alpha\beta}^n \exp(iE[t_n + i\tau_n / 2] / \hbar)$$

в області  $E_{min} < E < \infty$ , де  $\tau_n$  і  $t_n$  є константами (з розмірністю часу),  $\tau_n$  визначає нахил експоненційного спадання з ростом енергії у відповідному перерізі, а зміст моменту часу  $t_n$  буде прояснено у наступному розділі.  $\tilde{T}_{\alpha\beta}^n$

або  $C_{\alpha\beta}^n$  - константа або дуже гладка функція (усередині  $\Delta E$ ) від енергії кінцевої частинки  $E$  і ця константа залежна, взагалі кажучи, від кута вильоту кінцевого фрагменту. Тут ми поки не беремо повністю до уваги тонку резонансну структуру  $\tilde{T}_{\alpha\beta}^n$ , вважаючи, що вона повністю згладжується енергетичним розкидом  $\Delta E$ , і також припускаємо, що  $\Delta E \ll 2\hbar/\tau_n$ .

У цьому випадку, замість (4.6) і (4.8) – (4.9) ми запишемо

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \approx \int_{E_{min}}^{\infty} dE' A' \exp[-E'\tau_n/2\hbar + iE'(t_n - t)/\hbar], \quad (4.24)$$

де  $A' = \tilde{T}_{\alpha\beta} g(E')$ . Використовуючи просту прямокутну форму для  $g(E')$ , тобто,

$$g(E') = \begin{cases} (\Delta E)^{-1/2} \exp(i \arg g), & E_{min} \leq E - \Delta E/2 < E' < E + \Delta E/2 \\ 0, & E' < E - \Delta E/2 \text{ \& } E' > E + \Delta E/2 \end{cases} \quad (4.25)$$

де  $\arg g$  є гладкою функцією від  $E$  всередині  $\Delta E$ , одержуємо

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \frac{const}{t - t_n + i\tau_n/2} \exp[E(-\tau_n/2 + i(t_n - t))/\hbar] \times \\ \times \left[ \exp[\Delta E(-\tau_n/2 + i(t_n - t)/2\hbar)] - \exp[-\Delta E(-\tau_n/2 + i(t_n - t)/2\hbar)] \right]. \quad (4.26)$$

Коли всі енергії (безперервні стани) у великому діапазоні, починаючи з  $E_{min}$ , повністю заселені, тобто

$$\begin{cases} (E + \Delta E / 2) \tau_n / 2 \rightarrow \infty \\ E - \Delta E / 2 \rightarrow E_{min} \end{cases}, \quad (4.27)$$

ми маємо

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \frac{const}{t - t_n + i\tau_n / 2} \exp\left[E_{min}(-\tau_n / 2 + i(t_n - t)) / \hbar\right]. \quad (4.28)$$

Таку залежність  $\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t)$  від  $t$  ми назвемо “часовим резонансом” оскільки вираз (4.28) має “резонансний” множник  $\frac{1}{t - t_n + i\tau_n / 2}$  Лоренцевського типу. І, навпаки, якщо  $\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t)$  має форму (4.28), тоді перетворення Фур'є для  $\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t)$  має вигляд

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{+\infty} dt \Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \exp(iEt / \hbar) = \\ & const \cdot \exp\left[-E\tau_n / 2\hbar + iEt_n / \hbar + E_{min}\tau_n / 2\hbar\right], \end{aligned} \quad (4.29)$$

і є пропорційним амплітуді (4.23).

Для  $z_{\beta} > R_{\beta}$  ми перепишемо (4.3) у такий спосіб:

$$\begin{aligned} \Psi_{\beta}(z_{\beta}, t) = & \int_{E_{min}}^{+\infty} dE' f_{\alpha\beta}^n N_{\beta} \exp(ikz_{\beta}) g(E') \times \\ & \times \exp\left[-E'\tau_n / 2\hbar + iE'(t_n - t) / \hbar\right]. \end{aligned} \quad (4.30)$$

У випадку вузького енергетичного розкиду ( $\Delta E \ll E$ ), використовуючи функцію (4.19) для  $g(E')$  і вводячи нову змінну

$$y' = \sqrt{\frac{i\hbar(t-t_n-i\tau_n/2)}{2m_\beta}} \left[ k - \frac{m_\beta z_\beta}{\hbar(t-t_n-i\tau_n/2)} \right], \quad (4.31)$$

замість (4.30) ми остаточно одержимо:

$$\Psi_\beta(R_\beta, t) = \begin{cases} 0, & z_\beta > v(t-t_n-t_{in}^0) \\ \text{const} \cdot \exp \left[ ikr - \frac{iE(t-t_n-t_n^0-i\tau_n/2)}{\hbar} - \Delta EA(t) \right], & z_\beta \leq v(t-t_n-t_{in}^0) \end{cases}, \quad (4.32)$$

де  $A(t) = [t-t_n-t_n^0 - z_\beta/v - i\tau_n/2]/(2\hbar)$ .

Після перетворень, подібних тим, які робилися для одержання (4.17) і (4.20), у випадку перерізу, який визначено формулою (4.21), одержимо переріз в експоненційній формі:

$$\sigma_{\alpha\beta} = |f_{\alpha\beta}|^2 = \text{const} \cdot \exp(-E\tau_n/\hbar). \quad (4.33)$$

Нехай тепер  $\tilde{T}_{\alpha\beta}$  або  $f_{\alpha\beta}$  має більш загальну багатокомпонентну форму з декількома складовими, що відповідають декільком часовим резонансам для врахування в майбутніх розрахунках спостережуваних в експериментах легких осциляцій. Замість однокомпонентного виразу (4.23) запишемо амплітуду у вигляді суперпозиції:

$$f_{\alpha\beta} = \sum_{n=1}^{\nu} f_{\alpha\beta}^n \exp[-E\tau_n/2\hbar + iEt_n/\hbar], \quad (4.34)$$

де тепер переріз  $\sigma_{\alpha\beta} = |f_{\alpha\beta}|^2$  уже містить не тільки експоненційно спадаючі складові, а також і осцилюючі доданки із множниками  $\cos[E(t_n - t_{n'})/\hbar]$  й  $\sin[E(t_n - t_{n'})/\hbar]$ . Отже, у випадку двох доданків в (4.34) ми маємо

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\beta} = & |f_{\alpha\beta}^1|^2 \exp(-E\tau_1/\hbar) + |f_{\alpha\beta}^2|^2 \exp(-E\tau_2/\hbar) + \\ & + 2\operatorname{Re}(f_{\alpha\beta}^1 f_{\alpha\beta}^{2*}) \exp[iE/\hbar((t_1 - t_2) - (\tau_1 + \tau_2)/2)], \end{aligned} \quad (4.35)$$

де ми знехтували доданками з  $\Delta E$ , вважаючи, що  $\Delta E t_n \ll E\tau_n$  і  $\Delta E\tau_n \ll E t_n$ .

Як бачимо, даний вигляд розрахункової формули (4.35) для перерізу вже може претендувати на пояснення поведінки експоненційного спадання спектрів з ростом енергії (з можливими осциляціями).

Підрозділ 4.3.1 присвячено спрощеній візуалізації властивостей запропонованої моделі на прикладі однокомпонентної параметризації амплітуди реакції, а у підрозділі 4.3.2 розглядаються межі застосування методу.

## 4.3 Енергетичні й часові властивості компаунд-ядер

### 4.3.1 Еволюція розпаду компаунд-ядра в області часового резонансу

Еволюція компаунд-ядерної функції виживання (момент  $t$  відповідає існуючому компаунд-ядру з моменту його утворення) може бути описана за допомогою такої функції:

$$L_C(t) = 1 - \int_{t_0}^t dt I(t), \quad (4.36)$$

де  $I(t)$  визначається виразом (4.10). Стартову точку часу  $t_0$  початку утворення компаунд-системи природно обрати в момент  $t_{in}^0 = 0$ . Однак, без сумнівів, довжина вихідного хвильового пакета  $\delta t = \hbar / \Delta E$  перед розсіянням повинна бути взята до уваги. Таким чином,

$$t_0 \cong t_{in}^0 - \delta t = -\delta t = -\hbar / \Delta E.$$

Можна відразу побачити, що в області часового резонансу (4.28) функція  $L_C(t)$  є по суті неекспонентною й гладкою при апроксимації  $t_0 = 0$ . Якісно форма  $L_C(t)$  може бути проілюстрована за допомогою простого прикладу, використовуючи (4.28) у дуже вузькому інтервалі близько  $t = t_n$ , причому це для всіх величин  $t$ , коли

$$j_\beta(R_\beta, t) = \text{Re} \left[ \left( \frac{i\hbar}{m_\beta} \right) \Psi_\beta(R_\beta, t) \lim_{z_\beta \rightarrow R_\beta} \frac{\partial \Psi_\beta^*}{\partial(z_\beta, t)} / \frac{\partial(z_\beta)}{\partial(z_\beta)} \right] \cong \cong \bar{\nu} \left| \Psi_\beta(R_\beta, t) \right|^2, \quad (4.37)$$

де  $\bar{\nu}$  визначається загальною теоремою про середню величину, а саме за допомогою співвідношення

$$\int_{E_{min}}^{\infty} dE \nu A \exp(-E\tau_n / 2\hbar) = \bar{\nu} \int_{E_{min}}^{\infty} dEA \exp(-E\tau_n / 2\hbar) \quad (4.38)$$

( $\nu$  тут з'являється після застосування (4.12)). Тоді

$$\begin{aligned}
 I(t) &= \frac{j_{\beta}(R_{\beta}, t)}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt j_{\beta}(R_{\beta}, t)} \cong \frac{\left[ (t-t_n)^2 + \tau_n^2 / 4 \right]^{-1}}{\int_{-\infty}^{+\infty} dt \left[ (t-t_n)^2 + \tau_n^2 / 4 \right]^{-1}} = \\
 &= (\tau_n / 2\pi) \frac{1}{(t-t_n)^2 + \tau_n^2 / 4}.
 \end{aligned}
 \tag{4.39}$$

та

$$L_C(t) = 1 - (1/\pi) \left[ \arctan(y) \right]_{y=2t_0/\tau_n}^{y=2(t-t_n-t_0)/\tau_n}.
 \tag{4.40}$$

Форма функції  $\arctan(y)$  показана на рис. 4.1. У випадку  $2t_0/\tau \rightarrow -\infty$  ( $\tau_n$  є малою величиною) функція  $L_C(t)$  має форму, зображену на рис. 4.2.

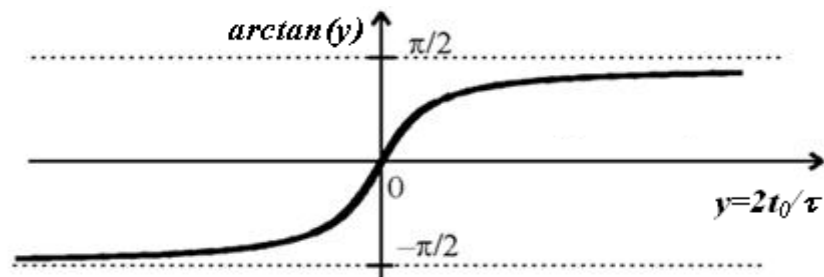


Рис. 4.1. Функція  $\arctan y$  (при  $2t_0/\tau \rightarrow -\infty$ ).

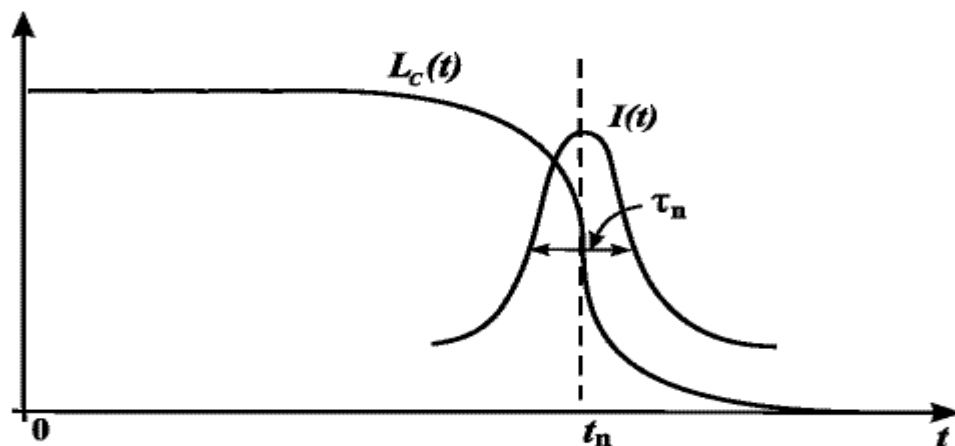


Рис. 4.2. Схематичне зображення залежностей від часу швидкості розпаду  $I(t)$  й імовірності виживання  $L_C(t)$  проміжної системи при  $t_0 = 0$ .

На рис. 4.2 схематично зображено поведінку запропонованої моделі, а саме, в момент часу  $t_0 = 0$  після зіткнення народжується компаунд-система, існує відносно довго і стійко (звісно в своєму масштабі часу) до околу точки  $t_n$   $[t_n - \tau_n/2, t_n + \tau_n/2]$ , де швидко розвалюється, а швидкість розвалу залежить від величини часового параметру  $\tau_n$ .

У світлі запропонованого феноменологічного опису енергетичних інклюзивних спектрів кінцевого фрагмента довільної високоенергетичної реакції зіткнення за допомогою введення поняття часових резонансів (на базі відомої аналогії Гамільтоніану й оператору часу  $T = i\hbar\partial/\partial t$  [95, 98, 99], що видно навіть із самого виду рівняння Шредінгера  $H\hat{\Psi} = T\hat{\Psi}$ ) тут доречно, дивлячись на рис. 4.2, увести пряму аналогію, що роз'яснює відповідність між різними фізичними величинами для енергетичного й часового підходів при розгляді кінетики високозбуджених проміжних компаунд-систем, а саме:

$$\left\{ \begin{array}{l} E \leftrightarrow t \\ \Gamma_{res} \leftrightarrow \tau_n \\ E_{res} \leftrightarrow t_n \\ \sigma(E) \leftrightarrow I(t) \end{array} \right. .$$

Зазначимо, що на рис. 4.2 і нижче (див. рис. 4.10а й 4.11а) величина  $t_0$  прийнята рівною нулю для коректного суміщення зображень із фактично зміщеними на величину  $t_0$  аргументами у функціях  $L_c(t-t_0)$  і  $I(t)$  (через вираз (4.36)).

У цьому випадку

$$L_c(t) = 1 - \pi \left[ \arctan(2(t-t_n-t_0)/\tau_n) - \pi/2 \right] \quad (4.40a)$$

та



$$L_C(t) = \begin{cases} 1, & t=0 \quad (t_n + \hbar/\Delta E \rightarrow \infty) \\ 0, & t \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.40b)$$

З рис. 4.2, можна бачити, що  $t_n$  можна проінтерпретувати, як період Пуанкаре для внутрішнього руху компаунд-ядра (після його утворення до розпаду) при  $t_n \gg \tau_n$ . Така поведінка  $L_C(t)$  досліджувалася в [73, 114]. Передбачалося, що якщо буде прийнята повністю до уваги компаунд-резонансна структура  $T_{\alpha\beta}$ , тоді строго неекспонентна форма  $L_C(t)$  й  $I(t)$ , подібна до зображеної на рис. 4.2, буде мати місце для випадку енергетичних резонансів, що сильно перекриваються, при

$$\Gamma_{JSII} \ll N_{JSII} / 2\pi\rho_{JSII}, \quad (4.41)$$

де  $\Gamma_{JSII}$  і  $\rho_{JSII}$  є середніми значеннями ширини резонансу й щільності рівнів,  $N_{JSII}$  – число відкритих каналів,  $JSII$  – квантові числа повного моменту, спіну й парності відповідно.

Мала ймовірність розпаду компаунд-ядер для  $t < t_n$  (усередині періоду Пуанкаре) може бути пояснена послідовністю численних внутрішніх переходів між строго неортогональними хвильовими функціями метастабільних станів в області енергетичних резонансів, що сильно перекриваються.

Коли є декілька часових резонансів, то це може означати, що має місце суперпозиція деяких груп енергетичних резонансів, що сильно перекриваються, з різними величинами  $JSII$  або в межах одного компаунд-ядра або комплексу з декількох парціальних компаунд-ядер з різним числом задіяних нуклонів.

### 4.3.2. Роз'яснення часово-резонансної структури амплітуд з урахуванням результатів статистичного аналізу ядерних зіткнень із великим числом каналів в області перекритих енергетичних резонансів (межі застосування методу)

Як можна пояснити порівняно гладку енергетичну поведінку виразів (4.23) і (4.34) для  $T_{\alpha\beta}$  або  $f_{\alpha\beta}$ , що співвідноситься із часовими резонансами й також з експериментальними даними по перерізах (енергетичних спектрах кінцевих частинок), незважаючи на те, що амплітуди сильно флюктуують в області безлічі резонансів, що перекриваються, з винятково високими щільностями? З одного боку, в області високих енергій резонансна структура повинна зникати не тільки через згладжуючі енергетичні розкиди (оскільки  $\Delta E \gg \Gamma_{JS\Pi} \cdot \rho_{JS\Pi}^{-1}$ ), а також фактично через сильне спадання ймовірності утворення проміжних довгоживучих мульти-нуклонних станів. Отже щільність компаунд-резонансів дуже швидко зростає, починаючи з низькоенергетичних, добре розділених енергетичних резонансів, де добре працюють різні версії моделі Фермі-газу з корекціями оболонкової моделі й моделі колективного ядра. Тільки близько 30 - 40 МеВ/нуклон у компаунд-ядерній системі (коли нуклони переходять у чистий континуум) можна чекати ефекту насичення й подальшого сильного спадання щільності. Однак, саме починаючи з таких енергій з'являються резонанси зовсім іншої природи. Ці резонанси пов'язані з локальними збудженими довгоживучими проміжними мульти-кварк-глюонними станами баріонних підсистем BSS (див., наприклад, [119]).

Зараз уважно розглянемо можливість пояснення структури амплітуд за допомогою вищезгаданої структури часових резонансів, обмежуючись тільки парціальними  $JS\Pi$ -амплітудами  $T_{\alpha\beta}^{JS\Pi} = \delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}^{JS\Pi}$ , де  $S_{\alpha\beta}^{JS\Pi}$  -  $S$ -матричний елемент.

Для досить високих енергій, і якщо знехтувати зв'язаними й анти-зв'язаними енергетичними станами й граничними сингулярностями,  $S$ -матриця може бути описана наступним аналітичним виразом [78, 99, 114]:

$$\hat{S} = \hat{U} \hat{S}_{res} \hat{U}^T, \quad \hat{S}_{res} = \prod_n \left( I - \frac{i\Gamma_n \hat{P}_n}{\varepsilon - \varepsilon_n + i\Gamma_n/2} \right), \quad (4.42)$$

де для простоти вилучено індекси  $J, S, \Pi$ , а унітарна фонова матриця  $U$  і резонансна проєкційна матриця  $\hat{P}_n$  ( $\hat{P}_n = \hat{P}_n^+ = \hat{P}_n^2$ ,  $\text{Trase } \hat{P}_n = 1$ ) є майже незалежними від повної енергії  $\varepsilon$ , тут  $\hat{U}^T$  - це транспонована до  $\hat{U}$  матриця.

#### 4.3.2.1. Найпростіші умови Базя-Ньютона

При найпростіших умовах Базя-Ньютона (які описані в [99, 114]), коли можна знехтувати флуктуаціями  $\hat{P}_n$  ( $\hat{P}_n = \langle \hat{P}_n \rangle$ ),  $S$ -матриця (4.42) набуває такої форми:

$$\hat{S} = \hat{S}_b - \hat{a} \left( 1 - \prod_n \frac{\varepsilon - \varepsilon_n - i\Gamma_n/2}{\varepsilon - \varepsilon_n + i\Gamma_n/2} \right), \quad (4.43)$$

де  $\hat{S}_b = \hat{U} \hat{U}^T$  і  $\hat{a} = \hat{U} \langle \hat{P} \rangle \hat{U}^T$ . Усереднена по енергії  $S$ -матриця  $\langle \hat{S} \rangle_{\Delta\varepsilon}$  - це (див. [78, 114])

$$S = S_b - a(1 - \exp(-\pi\Gamma / \rho)).$$

Для недозволених резонансів ( $\Delta E \gg \rho^{-1}, \Gamma$ ) флуктуюча (або компаунд-ядерна)  $S$ -матриця  $\hat{S}^c$  - це

$$\hat{S}^c = \hat{S} - \langle \hat{S} \rangle_{\Delta\varepsilon} = \hat{a} \left[ \prod_n \frac{\varepsilon - \varepsilon_n - i\Gamma_n/2}{\varepsilon - \varepsilon_n + i\Gamma_n/2} - \exp(-\pi\Gamma / \rho) \right]. \quad (4.44)$$

Звідки маємо для резонансів, що сильно перекриваються, при  $\pi\Gamma\rho \gg 1$

$$\hat{S}^c \rightarrow \hat{a} \prod_n \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_n - i\Gamma_n/2}{\varepsilon - \varepsilon_n + i\Gamma_n/2} \right) \quad (4.44a)$$

і компаунд-ядерний переріз, усереднений по енергії  $\langle \sigma^c_{\alpha\beta} \rangle_{\Delta\varepsilon}$  є, відтак,

пропорційним величині  $|a_{\alpha\beta}|^2$ :

$$\langle \sigma^c_{\alpha\beta} \rangle_{\Delta\varepsilon} = \left\langle |S^C_{\alpha\beta}|^2 \right\rangle_{\Delta\varepsilon} = |a_{\alpha\beta}|^2. \quad (4.45)$$

Якщо вихідна енергія бомбардуючих частинок фіксована й, отже, теж фіксована й повна енергія (з точністю  $\Delta\varepsilon$ ), тоді переріз (4.45) можна переписати у формі

$$\langle \sigma^c_{\alpha\beta} \rangle = \left\langle |S^C_{\alpha\beta}|^2 \right\rangle_{\Delta\varepsilon} = \left\langle |a_{\alpha\beta}|^2 \right\rangle_{\Delta\varepsilon} = |a_{\alpha\beta}|^2, \quad (4.45a)$$

де  $\Delta E$  визначається за через  $\Delta\varepsilon$  і енергетичну роздільну здатність детектора кінцевих фрагментів.

Середній час затримки для цього випадку дорівнює [6, 24, 22]:

$$\langle \tau^c \rangle = \left\langle \sum_n \frac{\hbar\Gamma_n}{(\varepsilon - \varepsilon_n)^2 + \Gamma_n^2/4} \right\rangle_{\Delta E} = 2\pi\hbar\rho \quad (4.46)$$

У наближенні континууму  $\sum_n \rightarrow \int \rho d\varepsilon$  для всіх величин, що залежать від енергії. Варіація часової затримки компаунд-ядра визначається загальним співвідношенням [99, 114]:

$$D\tau^c = \frac{\hbar^2 \langle (\partial |S^c| / \partial E)^2 \rangle_{\Delta E}}{\langle |S^c|^2 \rangle_{\Delta E}} + \frac{\hbar^2 \langle (\partial \arg S^c / \partial E)^2 \rangle_{\Delta E}}{\langle |S^c|^2 \rangle_{\Delta E} - \langle \tau^c \rangle^2} \quad (4.47)$$

звідки у наближенні континууму ( $\pi\Gamma\rho \gg 1$  і  $\exp(-\pi\Gamma\rho) \rightarrow 0$ ) маємо

$$D\tau^c = \frac{\hbar^2 \langle (\partial |a_{\alpha\beta}| / \partial E)^2 \rangle_{\Delta E}}{\langle |a_{\alpha\beta}|^2 \rangle_{\Delta E}}, \quad (4.48)$$

якщо

$$\langle \tau_c \rangle^2 \exp(-\pi\rho\Gamma) \ll \frac{\hbar^2 \langle (\partial |a_{\alpha\beta}| / \partial E)^2 \rangle_{\Delta E}}{\langle |a_{\alpha\beta}|^2 \rangle_{\Delta E}} \quad (4.49)$$

(нагадуємо, що в (4.47) - (4.49) енергія  $E$  є кінетичною енергією кінцевого фрагмента).

З тієї ж самої причини, як і при одержанні (4.26), запишемо

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(n)} \sim \left| a_{\alpha\beta}^{(n)} \right|^2 \sim \exp(-E\tau_n / \hbar) \quad (4.50)$$

(з  $\hbar/\tau_n \gg \Delta E$  для малих  $\Delta E$ ). За тих же самих умов

$$D\tau^c \cong \tau_n^2 \quad (4.48a)$$

і якщо  $\tau_n \ll 2\pi\hbar\rho$  (що можливо при  $\Delta E \gg \rho^{-1}$ ), тоді  $D\tau^c \ll \tau_n^2$ , і маємо вузький часовий резонанс.

Подібним чином, при більш загальних умовах, коли є декілька незалежних нефлюктуючих проекторів  $\hat{P}_\nu = \langle \hat{P}^{(\nu)} \rangle$ ,  $\nu = 1, 2, \dots, \eta$  ( $\eta$  набагато менше, ніж число резонансів), одержимо після тих же міркувань результат (4.35) для  $\sigma_{\alpha\beta}$ .

#### 4.3.2.2. Більш реальні умови Любошиця

При більш реальних умовах Любошиця на число статистично еквівалентних каналів компаунд-ядерних розпадів, коли флуктуації величини  $\hat{P}_n$  подібні у всіх відкритих каналах, можна показати (див. [99, 114]), що

$$\langle \tau^c \rangle = 2\pi\hbar\rho / NT \quad (4.51)$$

з  $T = 1 - \exp(-2\pi\rho\Gamma / N)$ , і сума останніх двох величин в (4.47) для  $D\tau^c$  є зникаюче малою в наближенні континууму. З (4.51) ясно, що для резонансів, що сильно перекриваються ( $\pi\rho\Gamma / N \gg 1$ ), при  $T \rightarrow 1$  ми маємо

$$\langle \tau^c \rangle = 2\pi\hbar\rho / N. \quad (4.51a)$$

В [73] було показано, що при цих умовах  $S_b$  може розглядатися, як незалежна від енергії  $\varepsilon$  (і  $E$ ), тоді  $D\tau^c \ll \langle \tau^c \rangle^2$ . Надалі можна поширити найпростішу формулу Хаузера-Фешбаха для перерізів компаунд-ядерних

реакцій на область високоенергетичних процесів, тоді при тих же самих умовах можна легко переконатися, що

$$\langle \sigma_{\alpha\beta}^c \rangle \cong N^{-1} \cong \exp(-E\tau_n / \hbar).$$

Таким чином, також і при умовах Любошица для області сильно перекритих резонансів  $D\tau^c \cong \tau_n^2 \ll \langle \tau^c \rangle^2$ , і тому експоненційне спадання спектрів енергій для кінцевих фрагментів реакцій відповідає вузькому часовому резонансу.

Цікаво, що для енергетичних резонансів, що слабо перекриваються (коли  $\pi\rho\Gamma / N \ll 1$  при умовах Любошица) або для добре розділених енергетичних резонансів (коли  $\pi\rho\Gamma \ll 1$  при умовах Базя-Ньютона) є відсутній часовий резонанс, навіть незважаючи на експоненційну поведінку  $\sigma_{\alpha\beta}(E)$  енергетичного спектра. Фактично, було показано в [99, 114], що для цих випадків середній час розпаду дорівнює

$$\langle \tau^c \rangle = \hbar / \Gamma \quad (4.52)$$

і, якщо

$$\Gamma \ll \Delta E \ll \hbar / \tau^c, \quad (4.53)$$

то  $\langle \tau^c \rangle \gg \tau_n$  і  $D\tau^c \cong \langle \tau^c \rangle^2$  (що відповідає середньому значенню експоненційної функції розпаду  $L_c(t)$ ).

У проміжних випадках, коли  $\langle \tau^c \rangle \cong \tau_n$  ми маємо набагато більш складну ситуацію, яка вимагає спеціального вивчення.

Більше того, навіть внески прямих процесів у перерізи  $\sigma_{\alpha\beta}$  або в спектри поглинання можуть мати формально подібну форму для кожного доданка в виразі (4.35), що відповідає своєму часовому резонансу.

Нарешті, ми можемо зазначити, що при наявності суперпозиції двох (або більше) часових резонансів із своїми осциляціями необхідно також розглядати вплив руху компаунд-ядра, що розпадається, на форму осциляцій спектрів у лабораторній системі. Для врахування такого впливу треба розвинути і узагальнити просторово-часовий метод для ізольованих енергетичних резонансів, розглянутий в перших трьох розділах даної роботи та в роботах [1, 15, 39, 117]. Коли ми матимемо суперпозицію прямого процесу й часового резонансу, то такий розгляд дозволить, крім того, визначити час життя компаунд-системи.

#### 4.4. Застосування моделі часової еволюції для опису деяких експериментальних даних

Для аналізу спостережуваних експериментальних спектрів поодинокого кінцевого фрагмента реакції необхідно підсумувати (або усереднити) вирази (подібні до (4.33) і (4.35)) по підмножинах кінцевих станів і каналів, іноді зв'язаних (див., наприклад, [39]), але в основному, незв'язаних. Не має значення й не міняє кінцевого виразу, якщо ми зробимо спрощуюче припущення, що всі розглянуті амплітуди мають однакову  $E$ -залежність як їх модулів  $|f_{\alpha\beta}|$  так і їх аргументів  $argf_{\alpha\beta}$ . Зокрема, для енергетичного спектра поглинання  $k$ -го кінцевого фрагмента ми будемо використовувати наступний вираз:

$$\sigma_{inc,k}(E_k) = \left| \sum_{n=1}^2 C_n \exp(-E_k \tau_n / 2\hbar + iE_k t_n / \hbar) \right|^2 =$$



$$\begin{aligned}
&= \sum_{n=1}^2 |C_n|^2 \exp(-E_k \tau_n / \hbar) + \\
&+ 2 \operatorname{Re} C_1^* C_2 \cos(E_k (t_2 - t_1) / \hbar) \exp(-E_k (\tau_1 + \tau_2) / 2\hbar).
\end{aligned}
\tag{4.54}$$

На рис. 4.3 - 4.7 представлено деякі розраховані енергетичні спектри  $\sigma_{inc,k}(E_k)$ , у довільних одиницях у напівлогарифмічній шкалі в порівнянні з експериментальними даними з [86, 88, 95, 96].

#### 4.4.1. Розрахунки перерізів з дійсними величинами кутових комплексних параметрів $C_n$

На рис. 4.3 - 4.9 наведено розрахунки, де комплексні величини  $C_n$ , що характеризують кут вильоту кінцевого фрагменту реакції, параметризувалися дійсними числами з відповідними часовими параметрами  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $t_2 - t_1$  для кожної реакції (див. таблиці 4.1 і 4.2). Для спрощення в підписах до рисунків та в таблицях використано скорочені записи реакцій – тільки продукти-об'єкти інклюзивних спектрів без залишків.

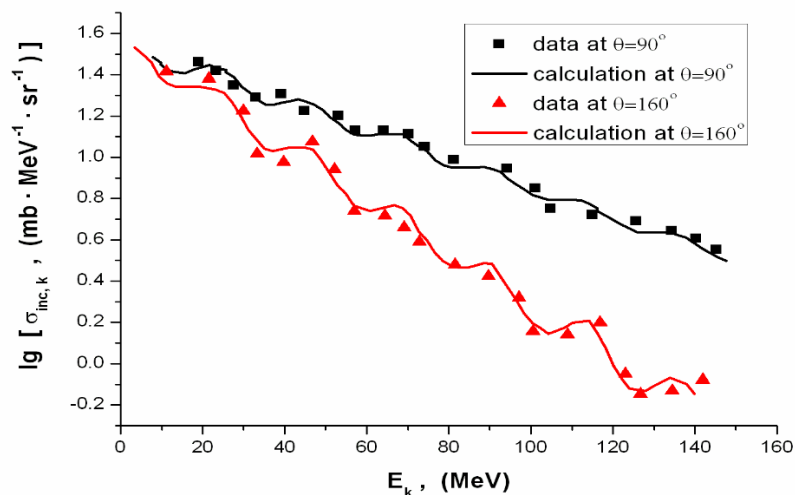


Рис. 4.3. Інклюзивний процес  $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be}$  (2.1 ГеВ/нуклон); експериментальні дані взяті з [118];  $C_1 = 0.04$ ,  $C_2 = 0.36$  для  $\theta = 90^\circ$ ;  $C_1 = 0.35$ ,  $C_2 = 0.05$  для  $\theta = 160^\circ$ .

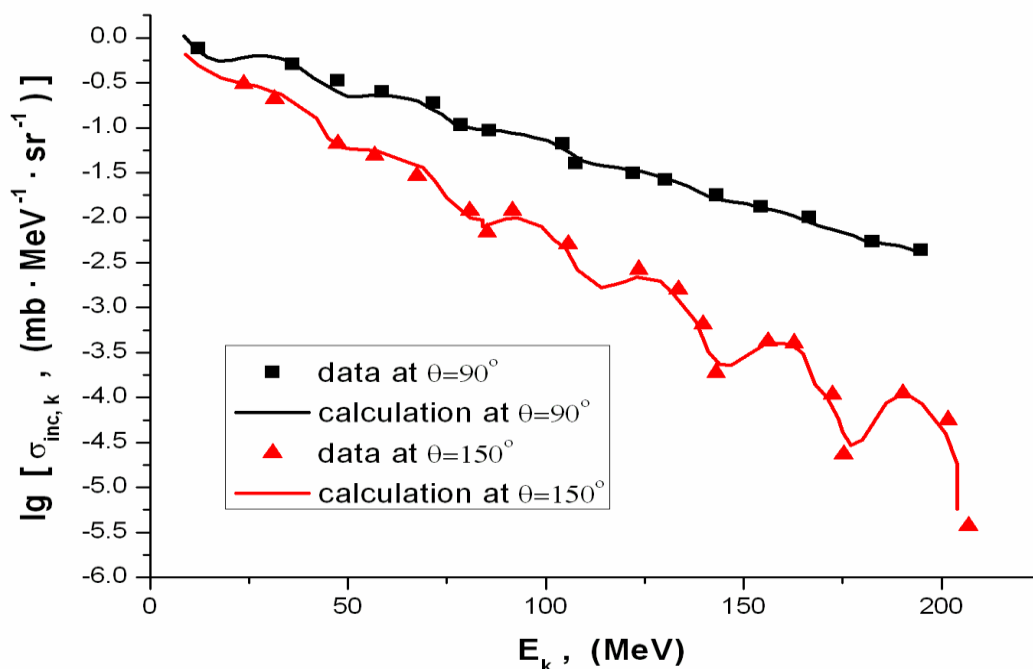


Рис. 4.4. Інклюзивний процес  $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al} \rightarrow p$  (393 МеВ/нуклон); експериментальні точки взяті з [95];  $C_1 = 0.1$ ,  $C_2 = 5.9$  для  $\theta = 90^\circ$ ;  $C_1 = 0.2$ ,  $C_2 = 5.8$  для  $\theta = 150^\circ$ .

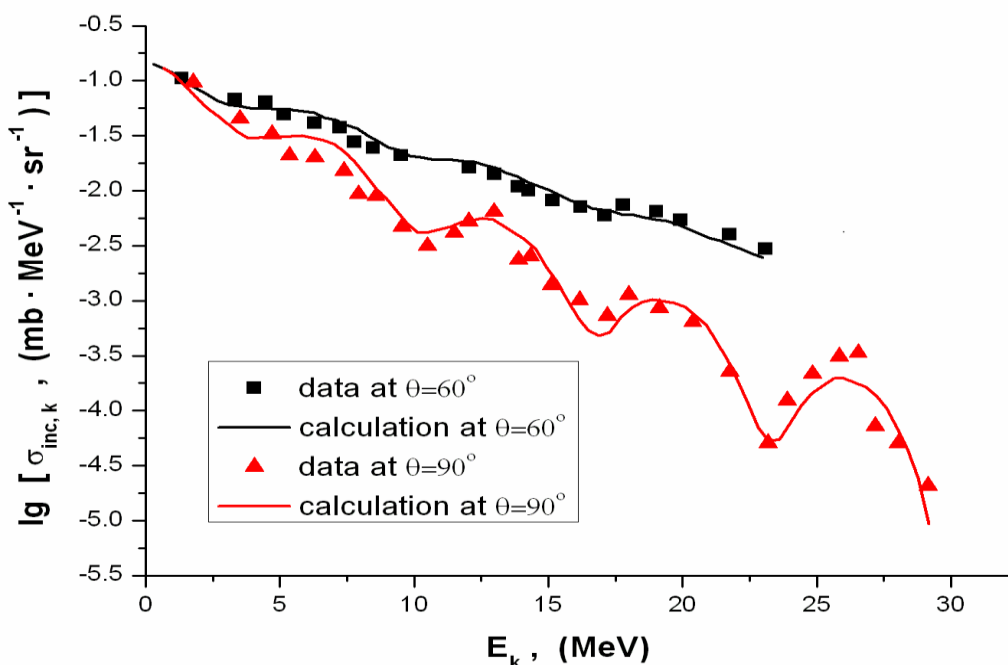


Рис. 4.5. Інклюзивний процес  $^4\text{He} + ^{180}\text{Ta} \rightarrow t$  (720 МеВ/нуклон), експериментальні дані взяті з [95]; а)  $C_1 = 0.18$ ,  $C_2 = 1.02$  для  $\theta = 60^\circ$ ;  $C_1 = 1.13$ ,  $C_2 = 0.07$  для  $\theta = 90^\circ$ .

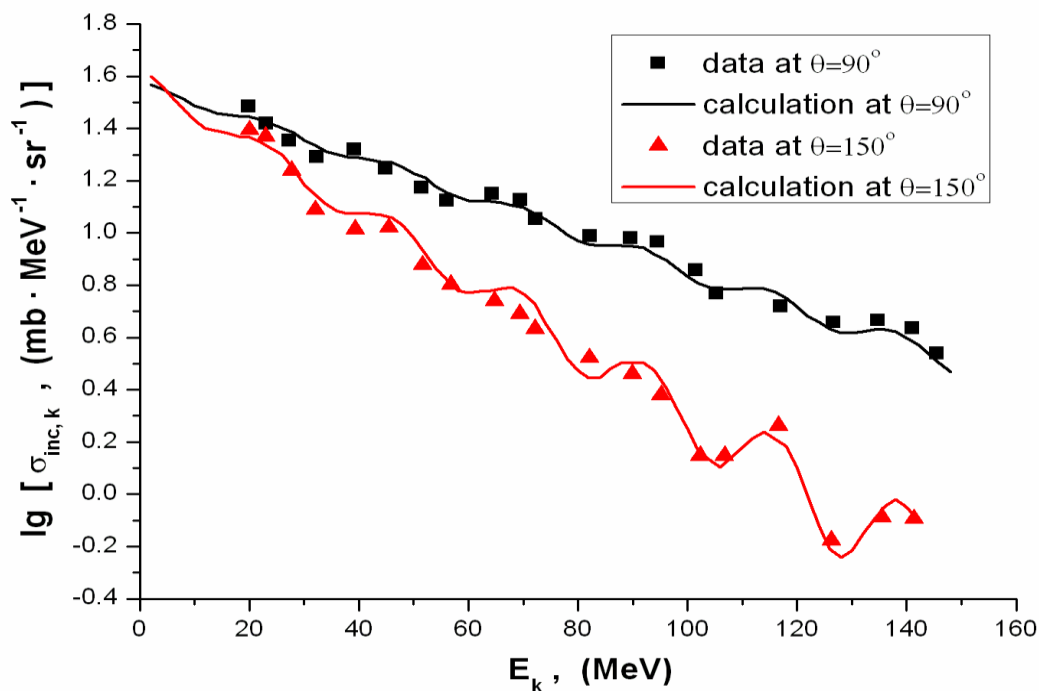


Рис. 4.6. Інклюзивний процес  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p$  (1045 МеВ/нуклон), експериментальні дані взяті з [95];

$C_1 = 0.35$ ,  $C_2 = 5.65$  для  $\theta = 90^\circ$ ;  $C_1 = 5.65$ ,  $C_2 = 0.35$  для  $\theta = 150^\circ$ .

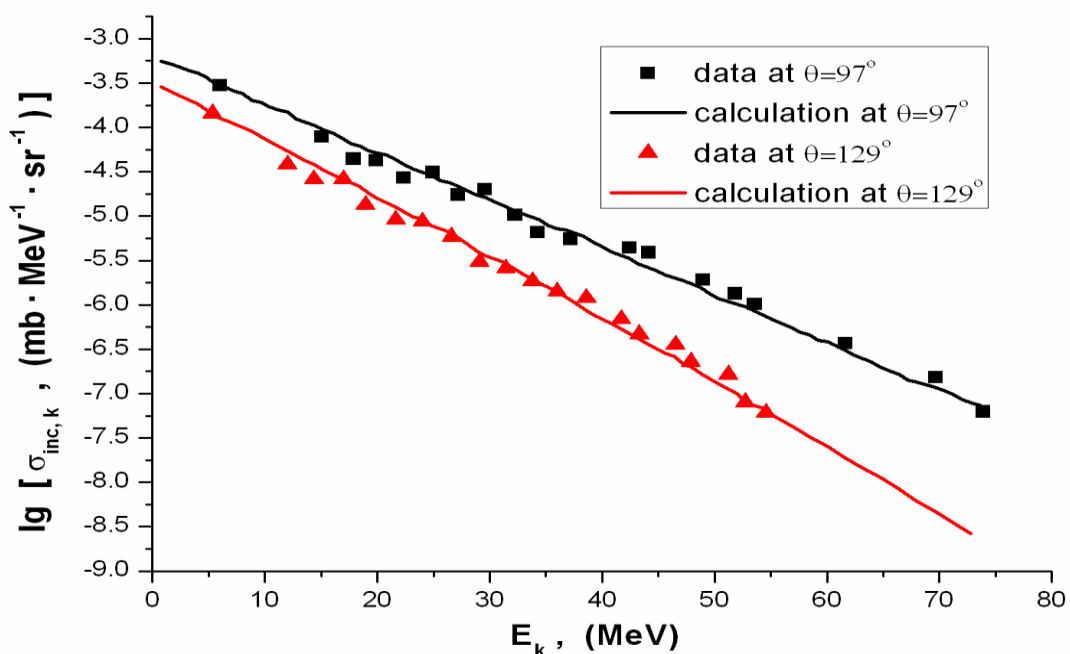


Рис. 4.7. Інклюзивний процес  $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V} \rightarrow p$  (41 МеВ/ нуклон); експериментальні дані взяті з [96];

$C_1 = 0.002$ ,  $C_2 = 0.03$  для  $\theta = 97^\circ$ ;  $C_1 = 0.03$ ,  $C_2 = 0.022$  для  $\theta = 129^\circ$ .

Величини  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $t_2 - t_1$ , які були знайдені з підгонки теоретичних кривих до експериментальних даних, представлено в таблиці 4.1.

Таблиця.4.1

Часові параметри, використані в розрахунках.

Реакція	Енергія частинок, що бомбардують, ГеВ/нуклон	$\tau_1$ , $10^{-23}$ сек	$\tau_2$ , $10^{-23}$ сек	$t_2 - t_1$ , $10^{-22}$ сек
$p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^7\text{Be}$	2.1	10.45	17.0	5.95
${}^{20}\text{Ne} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow p$	0.393	0.1	0.99	1.7
${}^4\text{He} + {}^{180}\text{Ta} \rightarrow t$	0.72	1.72	3.15	1.22
${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \rightarrow p$	1.045	0.92	1.7	1.72
${}^{40}\text{Ar} + {}^{51}\text{V} \rightarrow p$	0.041	7.5	9.0	0.20
${}^{132}\text{Xe} + {}^{197}\text{Au} \rightarrow p$	0.044	6.0	7.0	1.0
${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \rightarrow p$	0.4	1.7	2.2	0.10
${}^{20}\text{Ne} + {}^{238}\text{U} \rightarrow d$	0.25	4.2	7.2	0.10

Крім того, на рис. 4.8 і 4.9 наведено кілька розрахованих інклюзивних енергетичних спектрів  $\sigma_{inc,k}(E_k)$  у порівнянні з експериментальними даними, взятими з [120, 121], де акцентується увага на зміні нахилу кривих в залежності від кута вильоту  $\theta$ .

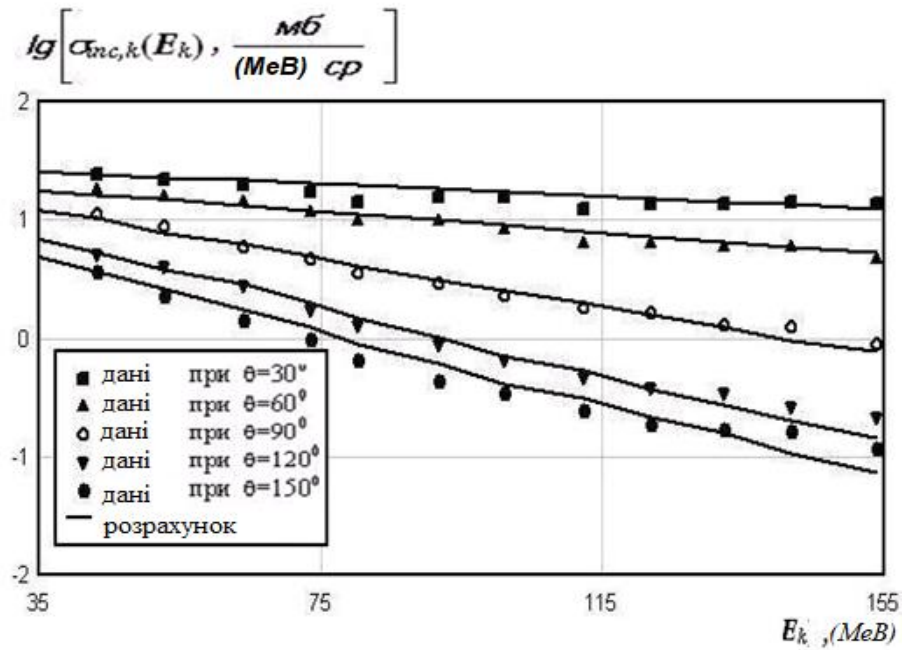


Рис. 4.8. Інклюзивний енергетичний спектр процесу  ${}^4\text{He} + \text{U} \rightarrow p$  (400 MeV/нуклон), дані взяті з [120].

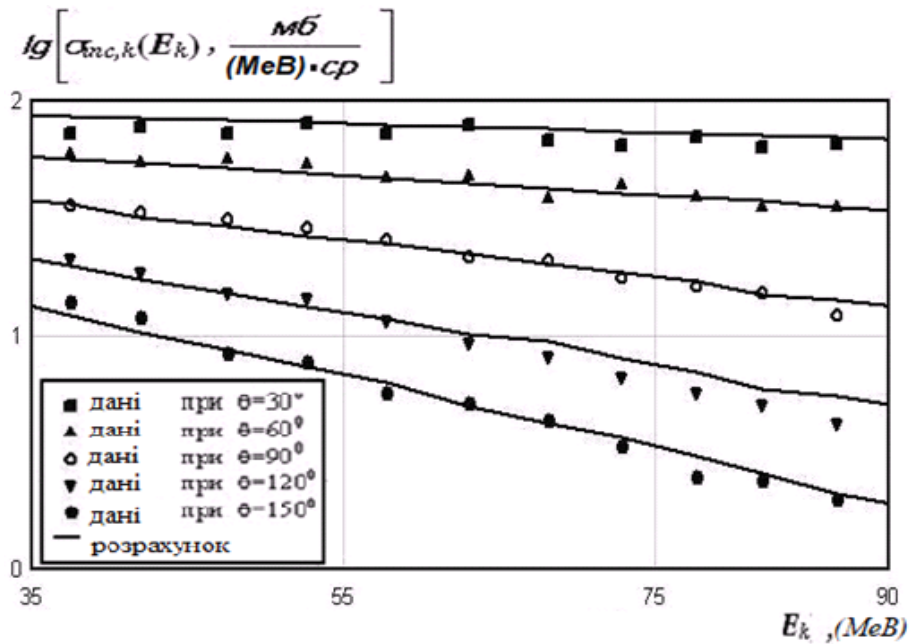


Рис. 4.9. Інклюзивний енергетичний спектр процесу  ${}^4\text{He} + \text{U} \rightarrow n$  (400 MeV/нуклон), дані взяті з [121].

Тут  $\theta$  - кут для  $k$ -го фрагмента емісії, що детектується, а значення  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $t_2 - t_1$  були знайдені методом ітераційної підгонки теоретичних

кривих до експериментальних даних. Спочатку підбиралися часові параметри  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $t_2 - t_1$ , що характеризують внутрішній стан компаунд-системи кожної конкретної реакції, потім варіювалися величини  $C_1$  й  $C_2$  для різних кутів емісії. Підібрані параметри, використані для розрахунків, наведено в таблицях 4.2 та 4.3.

Таблиця 4.2.

Параметри розрахунків для інклюзивного процесу  ${}^4\text{He} + U \rightarrow p$ .

$\theta$	$\tau_1$ ( $10^{-23}$ сек)	$\tau_2$ ( $10^{-23}$ сек)	$t_2 - t_1$ ( $10^{-23}$ сек)	$C_1$	$C_2$
30°	0.38	0.38	0.15	2.8	2.8
60°	0.64	0.64	0.25	2.6	2.6
90°	1.5	1.5	0.25	2.5	2.5
120°	2.1	2.1	0.25	2.3	2.3
150°	2.3	2.3	0.15	2.0	2.0

Таблиця 4.3.

Параметри розрахунків для інклюзивного процесу  ${}^{20}\text{Ne} + U \rightarrow p$ .

$\theta$	$\tau_1$ ( $10^{-23}$ сек)	$\tau_2$ ( $10^{-23}$ сек)	$t_2 - t_1$ ( $10^{-23}$ сек)	$C_1$	$C_2$
30°	0.25	0.25	0.25	5	5
60°	0.6	0.6	0.25	4.5	4.5
90°	1.2	1.2	0.25	4.2	4.2
120°	1.7	1.7	0.25	3.6	3.6
150°	2.2	2.2	0.5	3.3	3.3

Оскільки нахил енергетичних спектрів суттєво зростає із зростанням кута, то це може означати, що зростаючий внесок станів складеного ядра з більшими значеннями  $t_n$  й  $\tau_n$  пов'язаний з утворенням більш важких складених ядер при меншій швидкості (у лабораторній системі). Це узгоджується з появою більш чітких осциляцій для проміжних кутів емісії (див., наприклад, в [73, 95, 118]).

Якщо в [95] була спроба знайти універсальні параметри для широкого діапазону енергій і була застосована модель гіпотетичного універсального фіксованого сукупного числа баріонів, то в нашій моделі ми знайшли відповідність між часовими параметрами кожної конкретної реакції та внутрішніми часовими параметрами компаунд-системи, що відповідає їй.

Можливо, що для більш легких компаунд-систем ( $p+C$ ) (див. рис. 4.3 і таблицю 4.1) суттєво більша різниця  $t_2 - t_1$  вказує на більш виражену наявність суперпозиції прямого процесу й часового резонансу.

#### 4.4.2. Розрахунки інклюзивних енергетичних спектрів протонів і ізотопів гелію для реакцій $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p+X$ і $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^3\text{He}+X$ й аналіз поведінки функції виживання в моделі часової еволюції

Для багатокomпонентної амплітуди (4.34) запишемо наступний вираз для швидкості розпаду  $I(t)$  проміжної складеної системи в наближенні відсутності інтерференції між часовими резонансами (див. виведення формули для розрахунків  $I(t)$  (Д11) у Додатку 3 для випадку декількох часових резонансів  $\nu > 1$ ):

$$I(t) = \left( 2\pi \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \right)^{-1} \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{(t-t_n)^2 + \tau_n^2/4}. \quad (4.55)$$

Звідки, враховуючи (4.40) і (4.40а), можна записати вираз для багатокомпонентної ймовірності виживання  $L_C(t)$ , що залежить від декількох часових резонансів у тому ж наближенні відсутності інтерференції між ними, у такому вигляді:

$$L_C(t) = 1 - \left( \pi \sum_{n=1}^{\nu} \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \right)^{-1} \sum_{n=1}^{\nu} \left[ \frac{|C_{\alpha\beta}^n|^2}{\tau_n} \left[ \arctan(2(t-t_n-t_0)/\tau_n) + \pi/2 \right] \right]. \quad (4.56)$$

Для повного аналізу інклюзивних експериментальних спектрів фрагментів реакції необхідно врахувати можливу залежність амплітуди реакції (4.23) від різних квантових чисел (наприклад, повного моменту кількості руху, спінів, орбітального моменту відносного руху і т.д.), а також урахувати всі можливі ядерні реакції з вильотом спостережуваного кінцевого фрагмента.

Проаналізуємо інклюзивні спектри протонів і ізотопів гелію високоенергетичних ядерних реакцій  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p + X$  (2.1 ГеВ/нуклон) і  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^3\text{He} + X'$  (2.1 ГеВ/нуклон) (див. [121]). Ці спектри експоненційно спадають з енергією й злегка осцилюють. Тому для їхнього опису ми будемо використовувати вираз (4.34).

На рис. 4.10 і 4.11 наведено кілька розрахованих інклюзивних енергетичних спектрів  $\sigma_{\alpha\beta}$  у порівнянні з експериментальними даними з роботи [121].



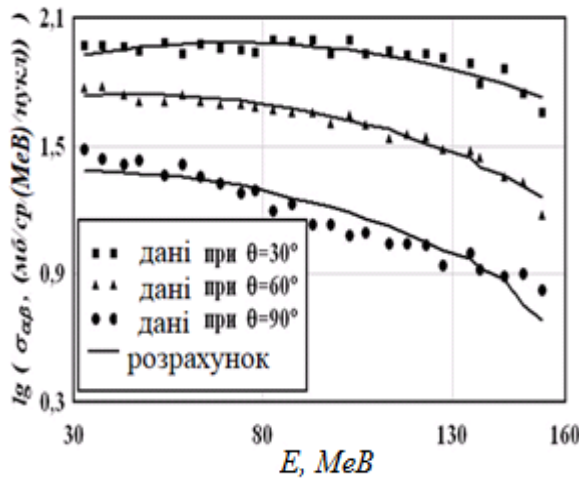


Рис. 4.10. Інклюзивний енергетичний спектр протонів.

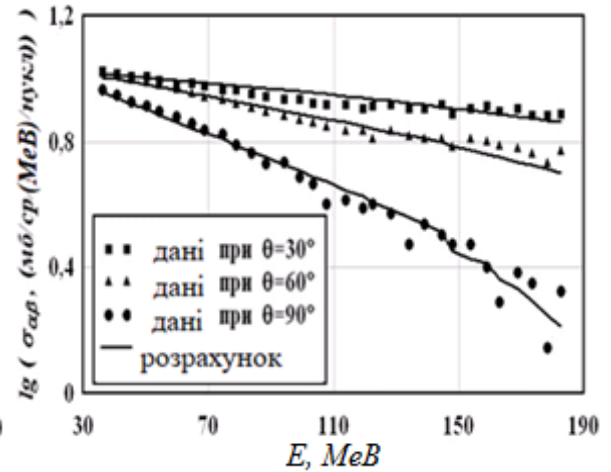


Рис. 4.11. Інклюзивний енергетичний ізотопів гелію.

На рис. 4.10 і 4.11  $\theta$  - це кут вильоту кінцевого фрагмента в лабораторній системі відліку. Значення розрахункових параметрів були знайдені із підгонки теоретичних кривих до експериментальних даних і наведені в таблицях 4.4 і 4.5. Величини часових параметрів  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  і  $t_2 - t_1$  зазначені в одиницях  $10^{-23}$  сек.

Таблиця 4.4.

Параметри розрахунків для інклюзивного процесу з вильотом протонів.

$\theta$	$\tau_1$	$\tau_2$	$t_2 - t_1$	$C_{\alpha\beta}^1$	$C_{\alpha\beta}^2$
30°	0.1	0.1	1.2	(5.2,0.4)	(0.1,5.2)
60°	0.1	0.1	1.2	(3.7,1.1)	(1.1,3.7)
90°	0.1	0.1	1.2	(2.6,1.5)	(0.5,2.0)

Таблиця 4.5.

Параметри розрахунків для інклюзивного процесу з вильотом ізотопів гелію.

$\theta$	$\tau_1$	$\tau_2$	$t_2 - t_1$	$C_{\alpha\beta}^1$	$C_{\alpha\beta}^2$
30°	0.1	0.2	0.3	(1.5,0.6)	(1.2,1.3)
60°	0.1	0.2	0.3	(0.9,1.5)	(1.5,0.9)
90°	0.1	0.2	0.3	(0,2.45)	(2.45,0)

На рис. 4.10а й 4.11а представлено графіки зміни в часі швидкості розпаду  $I(t)$  (4.55) і ймовірності виживання  $L_C(t)$  (4.56) для розглянутих інклюзивних процесів з параметрами з таблиць 4.4 і 4.5.

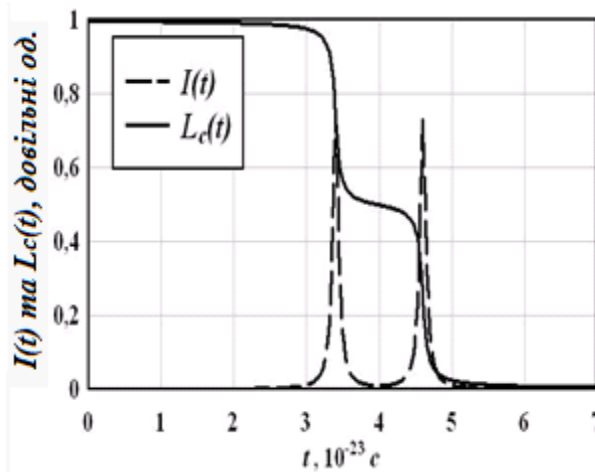


Рис 4.10а.  $I(t)$  і  $L_C(t)$  для інклюзивного процесу  $^{20}\text{Ne}+U \rightarrow p$  ( $t_1 = 3.4 \cdot 10^{-23}$  с,  $t_0 = 0$  и  $\theta = 30^\circ$ ).

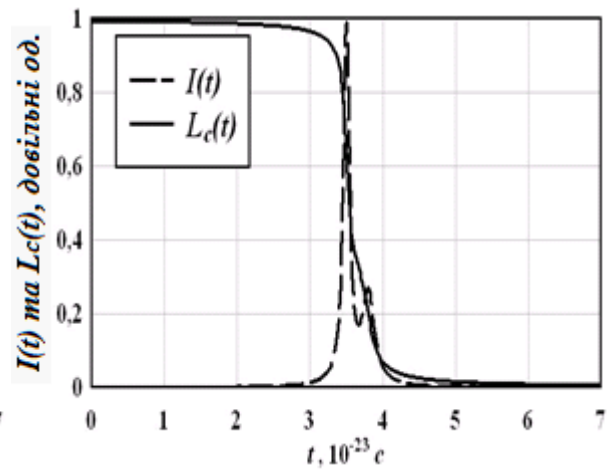


Рис 4.11а.  $I(t)$  і  $L_C(t)$  для інклюзивного процесу  $^{20}\text{Ne}+U \rightarrow {}^3\text{He}$  ( $t_1 = 3.5 \cdot 10^{-23}$  с,  $t_0 = 0$  и  $\theta = 30^\circ$ ).

Зауважимо, що нами спеціально були обрані приблизно однакові для обох реакцій параметри  $t_1$  з міркувань зручності співставлення результатів. З рис. 4.10а й 4.11а можна зрозуміти, що вибір двокомпонентного вигляду (4.34) для амплітуди реакції  $f_{\alpha\beta}(E)$  лише тоді принципово не змінює характер ймовірності виживання  $L_C(t)$  (показаної на рис. 4.2 для однокомпонентної амплітуди реакції (4.23)), коли вибираються близько розташовані та сильно перекриті часові резонанси із значеннями  $t_2 - t_1$ , близькими до величин  $\tau_{1,2}$  (див. таблиці 4.4 і 4.5). Із цим висновком узгоджується більш яскраво виражений експонентний спад ймовірності виживання на рис. 4.11а у порівнянні з рис. 4.10а.

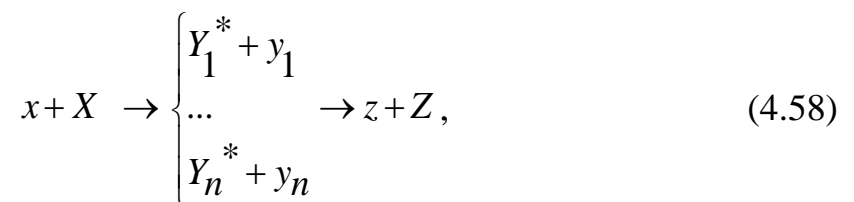
Оскільки параметри часових резонансів ( $t_n$  і  $\tau_n$ ) є внутрішніми характеристиками проміжного ядерного комплексу, що формується під час

реакції, то залежність від кута вильоту досліджуваного кінцевого уламку високоенергетичної реакції зіткнення, взагалі кажучи, є присутньою лише в константах  $C_{\alpha\beta}^1$ ,  $C_{\alpha\beta}^2$ . Тому пошук явної залежності величин  $C_{\alpha\beta}^n$  від кутів вильоту аналізованого кінцевого фрагмента реакції вимагає обов'язкового подальшого окремого розгляду й буде предметом подальших робіт з розширення й узагальнення методу часових резонансів, а також з мінімізації кількості параметрів, що підгоняються.

Часові параметри часових резонансів ( $t_n$  і  $\tau_n$ ) в роботі фіксуються тільки для певної реакції, оскільки, на думку автора, імовірність протікання різних реакцій, в яких бомбардуюча частинка й мішень однакові, через той самий проміжний ядерний комплекс є мінімальною. Цим метод відрізняється від підходу, викладеного в роботі [95], в якому розглядався проміжний ядерний комплекс  $Y^*$  із фіксованою кількістю баріонів для всіх досліджуваних бінарних високоенергетичних реакцій типу



для мішеней від  $^{12}\text{C}$  до  $^{238}\text{U}$  та бомбардуючих частинок від  $p$  до  $^{132}\text{Xe}$ . Цим не враховується, наприклад, можливість наявності множинних проміжних етапів реакції (4.57)



і, крім того, не враховується можливість появи специфічних мультикварк-глюонних довгоживучих станів [114]. Тому здається, що штучна фіксація

кількості баріонів складеного ядра в [95] для настільки широкого діапазону реакцій не є очевидною.

#### 4.5. Висновки до розділу 4

У цьому розділі було розглянуто інклюзивні процеси за участю різних бомбардуючих частинок (від  $p$  до  $^{40}\text{Ar}$ ) та ядер-мішеней у широкому діапазоні енергій 0.1 - 10 ГеВ/нуклон в рамках просторово-часового підходу. Була розроблена модель часової еволюції, за допомогою якої вдалось описати експоненційно спадаючі енергетичні спектри, що були виміряні на експерименті.

Процеси, що розглядаються, супроводжуються утворенням компаунд-фрагментів в області дуже щільних резонансів, що сильно перекриваються. Побудований у цьому розділі формалізм дозволив записати амплітуду процесу у вигляді, що допускає введення поняття часового резонансу.

В рамках розробленої моделі одержано формули для розрахунку еволюції компаунд-ядерної функції виживання. Знайдено поведінку амплітуд за умов Базя-Ньютона та Любошиця.

Було проаналізовано експериментальні дані для таких інклюзивних процесів:  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^7\text{Be}$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al} \rightarrow p$ ,  $^4\text{He} + ^{180}\text{Ta} \rightarrow t$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p$ ,  $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V} \rightarrow p$ ,  $^4\text{He} + \text{U} \rightarrow p$ ,  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow p$ , і достатньо гарно описано відповідні спектри. Знайдено також часові параметри протікання зазначених процесів.

За допомогою розробленої моделі вдалося проаналізувати швидкості розпаду та функції виживання для  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow p$  та  $^{20}\text{Ne} + \text{U} \rightarrow ^3\text{He}$  і показати, що першому процесу відповідають два окремих часових резонанси, тоді як другому – два близько розташовані та сильно перекриті часові резонанси.

Перспективним напрямком у розвитку методу є мінімізація кількості розрахункових параметрів за допомогою пошуку явного або апроксимаційного вигляду залежності від кута вильоту кінцевого фрагмента

для коефіцієнтів  $C_{\alpha\beta}^n$  у формулах для перерізу (4.54), швидкості розпаду  $I(t)$  проміжної складеної системи (4.55), а також імовірності її виживання  $L_C(t)$  (4.56).

Крім того, можна в перспективі уточнити формули (4.55) і (4.56) за допомогою урахування зовсім нового типу інтерференції вже між самими часовими резонансами.

## ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі наведено результати теоретичних досліджень широкого спектру ядерних процесів, що відбуваються шляхом утворення проміжної компаунд-системи, в широкому діапазоні енергій на основі розроблених підходів та моделей в рамках просторово-часового аналізу.

1. Побудовано самоузгоджений підхід для проведення просторово-часового аналізу бінарних процесів, що відбуваються за рахунок двох механізмів – прямого і через утворення проміжного компаунд-ядра, і в рамках цього підходу розраховано перерізи і часи протікання ряду ядерних процесів. При цьому одержано формули як для випадку збудження поодиноких резонансів, так і декількох резонансів, що перекриваються.

2. Побудований формалізм для бінарних процесів дозволив вперше врахувати рух компаунд-ядра в лабораторній системі і дозволив розв'язати парадокс «затримки-випередження», що активно обговорювався в літературі.

3. Проведені в рамках нового самоузгодженого підходу розрахунки показали, що запропонований підхід значно краще описує експериментальні дані для інтегральних перерізів ряду процесів розсіяння нуклонів на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Ni}$  і  $^{73}\text{Ge}$ , ніж попередні.

4. В рамках просторово-часового підходу вперше одержано формули для розрахунку швидкості співпадінь для процесів із трьома частинками у вихідному каналі, що враховують ефекти інтерференції між різними механізмами протікання процесів – прямим й послідовним затриманим, що містить етап розпаду проміжного компаунд-ядра. Показано, що одержані формули асимптотично в границі  $\Delta E/\Gamma_Z \rightarrow 0$  добре узгоджуються з відповідними результатами стаціонарних моделей.

5. Розроблено наближення на основі просторово-часового підходу до розгляду когерентних ефектів у зіткненнях важких іонів в області недозволених резонансів із трьома частинками у вихідному каналі, дві з яких детектуються. Крім того, виходячи із загальних припущень, показано, що

інтерференційні явища мають місце в наближенні випадкової фази тільки для ідентичних частинок у вихідному каналі реакції. Одержано вирази для амплітуди та інтенсивності частоти співпадінь для трьох випадків: ізольованих резонансів, резонансів, що перекриваються, та резонансів, що сильно перекриваються.

6. Вперше було розроблено модель часової еволюції, за допомогою якої вдалось описати експоненційно спадаючі енергетичні спектри, що були виміряні для інклюзивних процесів за участю різних бомбардуючих частинок (від  $p$  до  $^{132}\text{Xe}$ ) та ядер-мішеней у широкому діапазоні енергій 0.04 - 10 ГеВ/нуклон. Побудований формалізм дозволив записати амплітуду процесу у вигляді, що допускає введення нового поняття часового резонансу. В рамках розробленої моделі одержано формули для розрахунку еволюції компаунд-ядерної функції виживання та функції швидкості розпаду.

7. Роз'яснено межі використання моделі резонансного розпаду високозбудженої компаунд-системи в часі за допомогою найпростіших умов Базя-Ньютона та більш реалістичних умов Любошиця. Показано, що часові резонанси найчастіше виникають при сильно перекритих резонансних структурах, де можливі легкі переходи між сильно неортогональними станами, що обумовлює затримку в розпаді досліджуваної компаунд-системи.

8. Використовуючи розроблену модель часової еволюції було проаналізовано експериментальні дані для таких інклюзивних процесів:  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^7\text{Be}$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al} \rightarrow p$ ,  $^4\text{He} + ^{180}\text{Ta} \rightarrow t$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p$ ,  $^{40}\text{Ar} + ^{51}\text{V} \rightarrow p$ ,  $^4\text{He} + ^{238}\text{U} \rightarrow p$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^3\text{He}$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow p$ ,  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow d$ ,  $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au} \rightarrow p$  і достатньо гарно описано відповідні спектри. Знайдено також часові параметри протікання зазначених процесів. За допомогою розробленої моделі вдалося проаналізувати швидкості розпаду та функції виживання для процесів  $^{20}\text{Ne} + U \rightarrow p$  та  $^{20}\text{Ne} + U \rightarrow ^3\text{He}$ .

## ПОДЯКИ

Бажаю висловити шану пам'яті та щиру подяку за співпрацю і допомогу доктору фіз.-мат. наук, професору В.С. Ольховському.

Велика подяка за підтримку також доктору фіз.-мат. наук С.П. Майданюку та всім співробітникам відділу теорії ядерних процесів Інституту ядерних досліджень НАН України.

Дякую моїй доньці, дружині та всім рідним за допомогу та підтримку.



## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Temporal description of interferences phenomena in nuclear reactions with two-particle channels / Eremin N.V.,Giardina G., Olkhovsky V.S., Omelchenko S.A. // Mod.Phys.Lett. - 1994. - Vol. A9. - P. 2849 - 2856.
2. С.А.Омельченко Временной анализ интерференционных явлений в ядерных реакциях / Н.Л.Дорошко, С,А.Омельченко, В.С.ОЛЬХОВСКИЙ // Матер. щорічн. наук. конф. Інст.яд.досл.(зб.доп.), Київ - 1995. - стор. 105 - 109.
3. V.S.Olkhovsky, N.L.Doroshko. Cross-sections and durations of the proton-nucleus scattering near a resonance distorted by the nonresonance background and their phase-shift analysis. / V.S.Olkhovsky, N.L.Doroshko // Europhys.Lett. - 1992. -Vol. 18. - P. 483-486. <http://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/18/6/002>.
4. Bremsstrahlung study of nuclear-reaction dynamics: The  $^{16}\text{O} + \text{p}$  reaction / D'Arrigo A., Doroshko N.L., Eremin N.V.,Olkhovsky V.S. et al. // Nucl. Phys. - 1992. - Vol. A549. - P. 375 - 386.
5. Delay-advance phenomenon observed by bremsstrahlung spectrum of the  $^{12}\text{C} + \text{p}$  collision / D'Arrigo A., Doroshko N.L., Eremin N.V., et al. // Nucl. Phys. - 1993. - Vol. A564. - P. 217 - 226.
6. Bosanac S. Time delay in atomic collisions / Bosanac S. // Phys.Rev. – 1981. – Vol. A24. P. 777 - 784. Phys., 32:3(2006) L19.
7. S.A.Omelchenko On the space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel / V.S.Olkhovsky, S.A.Omelchenko // The Open Nuclear and Particle Physics Journal. -2011. - Vol. 4. - P. 27 - 30.
8. Kelkar N.G. Time advancement in resonance regions of nN scattering / Kelkar N.G. // J.Phys.G: Nucl.Par.Phys. - 2003. - Vol. 29. - L.1 - 8. doi:10.1088/0954-3899/29/2/101.
9. Kelkar N.G. Collision times in nn and n-k scattering and spectroscopy of meson resonances / Kelkar N.G., Nowakowski M. and Khemchandani K.P. //

Nucl.Phys. - 2003. - Vol. A724 - P.357 – 374; *Kelkar N.G.* Time delay plots of unflavoured baryons / Kelkar N.G., Nowakowski M., Khemchandani K.P. and Jain B.K. // Nucl.Phys. - 2004. - Vol. A730. - P. 121 - 140.

10. *Kelkar N.G.* Possible  $\eta$ -mesic  ${}^3\text{He}$  states within the finite rank approximation / Kelkar N.G., Khemchandani K.P. and Jain B.K. // J.Phys.G: Nucl. Part. Phys., - 2006. - Vol. 32:3. –L. 19 – 26. doi: 10.1088/0954-3899/32/8/007.

11. *S.A. Omelchenko* On the modification of the transformations between the center-of-mass system to the laboratory system for collisions with two mechanisms - the prompt (direct or potential) and the delayed compound-resonance collision / V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2011. - С. 27.

12. *S.A.Omelchenko* Interference phenomena (the space-time description) in nuclear reactions with three particles in the final channel / S.A.Omelchenko // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16-18, 2015, Lanzhou, China.

13. *S.A.Omelchenko* About temporal description of interference phenomena in light-ion collisions / V.S.Olkhovsky, S.A.Omelchenko // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16-18, 2015, Lanzhou, China.

14. Effects revealed in the bremsstrahlung emission and influence of the compound-nucleus motion on the interference processes in the cross-sections / N. L. Doroshko, N.V Eremin, G. Fazio, G. Giardina, V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko // Fourth International School on the Nuclear Physics, Kiev, 1994, abstract p.69.

15. *С.А. Омельченко* Влияние движения составного ядра на интерференцию прямой и компаунд-ядерной амплитуд при рассеянии нейтронов атомными ядрами / В. С. Ольховский, С.А. Омельченко // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17. - № 2. - С. 130 - 137.

16. *S.A.Omelchenko* On the cross section and duration of the neutron-nucleus scattering with one or two overlapped resonances, distorted by a non-resonant background, in the center-of-mass system and laboratory system / V.S.Olkhovsky,

M.E.Dolinska, S.A.Omelchenko // Proceedings of the 4-th Internat.Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-2012, sept.3-7, 2012, Kyiv, Ukraine), Kyiv 2013, P. 198 - 201.

17. *J.A.Harvey* ORNL: Private communication, EXFOR / *J.A.Harvey*, *D.C.Larson* // 13759.002., 1974.

18. *Н.Л. Дорошко* Влияние нерезонансного фона на сечения и длительности ядерных реакций вблизи резонанса / *Н.Л. Дорошко*, *В.С.Ольховский* // Укр. физ. журн. - 1991. - Т.36. - №4 - С. 495 - 498.

19. *Балдин А.М.* Кинематика ядерных реакций / *Балдин А.М.*, *Гольданский В.И.*, *Розенталь И.Л.* // М.: Гос. изд-во физ-мат лит. - 1959. - 296 с.

20. *Baz' A.I.* Scattering, reactions and decays in non-relativistic quantum mechanics. / *Baz' A.I.*, *Perelomov A.M.*, *Zel'dovich Ya.B.* // Jerusalem:Israel Program for Scientific Translations. - 1969.

21. *L. Rosenfeld* Theory of nuclear reactions: VIII. Time evolution of the scattering process / *L. Rosenfeld* // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 70. - P. 1 - 27. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582\(65\)90222-1](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582(65)90222-1).

22. *Olkhovsky V.S.* Investigation of duration of collision processes on the basis of experimental nuclear-reaction cross Sections / *Olkhovsky V.S.*, *Prokopets G.A.* // Yad.Fiz. - 1979. - Vol.30. - P. 95 - 98. [Sov.J.Nucl.Phys. - 1979. - Vol.30. - P.48 - 51.]

23. *Olkhovsky V.S.* Space-Time Description of Cross Sections and Durations of Neutron-Nucleus Scattering near 1 - 2 Resonances in the C- and L-Systems / *Olkhovsky V.S.* // Open Access Library Journal. - 2015. - Vol. 2: e1586 - <http://dx.doi.org/10.4236/oalib.1101586>.

24. New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes / *Olkhovsky V.S.*, *Dolinska M.E.*, *Omelchenko S.A.* and *Romanyuk M.V.* // Internat.J.Mod.Phys. E. - 2010. - Vol.19: 5-6, - P. 1212 - 1219, doi No: 10.1142/S0218301310015692.

25. *Omelchenko S.A.* On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-resonant background in the center-of-

mass and laboratory systems / Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A. // arXiv.1101.5541v1[nucl-th], Jan.2011; // Appl.Phys.Let. 2011. - Vol. 99 244103. – P.1 – 3. , doi:10.1063/1.3656705.

26. *Ольховский В.С.* Временной анализ нуклон-ядерного рассеяния в области одного-двух резонансов / Ольховский В.С. // Современный научный вестник .Физика. – 32(171) 2013, - P .129 – 151.

27. *V.S. Olkhovsky* On the Cross Section and Duration of the Neutron-nucleus Scattering with Two Overlapped Resonances in the Center-of-mass System and Laboratory System / V.S. Olkhovsky, T.I. Lokotko // WDS'12 Proceedings of Contributed Papers, Part III, -2012, - P. 152–157.

28. Very high resolution transmission measurements and resonance parameters of Ni<sup>58</sup> and Ni<sup>60</sup> / Brusegan A., Rohr G., Shelley R., Macavero E., Van Der Vorst C., Poortmans F., Mewissen I., Vanpraet G. // Proc. of Conf. on Nucl. Data for Sci. and Techn., Gatlinburg; USA, 1994, P.224.

29. *С.А. Омельченко* Просторово-часова модель опису гальмівного випромінювання при альфа-розпаді важких ядер / С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, С.А. Омельченко // Укр.фіз.ж., 2001, 46(12), 1243-1250.

30. *С.А. Омельченко* Подбарьерное тормозное излучение при  $\alpha$ -распаде тяжелых ядер / С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, С.А. Омельченко // Известия РАН. Серия Физическая. -2002. - Т. 66(10). - С. 1531 - 1534.

31. *С.А. Омельченко* Подбарьерное тормозное излучение при  $\alpha$ -распаде ядер // Вопросы атомной науки и техники. / С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, С.А. Омельченко // - 2002. - Т. 1(2). - С. 11 - 15.

32. *S.A.Omelchenko* Subbarrier bremsstrahlung in the alpha-decay of heavy nuclei / S.P.Maidanyuk, V.S.Olkhovsky, S.A.Omelchenko // Bull.Rus.Acad.Sci.Phys. - 2002. - Vol. 66. - P. 2026.

33. On tunneling effects in collisions between nuclei and in nucleus decays / V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinskaya, N.L.Doroshko, S.P.Maydanyuk, S.A.Omelchenko // Proc. of Internat.Symposium New Projects and Lines of

Research in Nuclear Physics (October 24-26, 2002, Messina, Italy). - World Sci. - 2003. - P. 319 - 326.

34. High energy bremsstrahlung emission in  $\alpha$ -decay of heavy nuclei / N.V. Eremin, G. Fazio, G. Giardina, A. Lamberto, S.P. Maidanyk, V.S. Olkhovsky, S.A. Omelchenko, R. Palamara, A.A. Paskhalov, D.A. Smirnov, A. Taccone // International Conference on Nuclear Physics at Border Lines, Lipari (Messina), 2001, abstract p.27.

35. New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes / V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, S.A.Omelchenko and M.V.Romanyuk // Abstracts of the International Conf. Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei. (5-9 October, 2009, Messina, Italy). - P. - 63.

36. *S.A.Omelchenko* The time of simultaneous tunneling of identical particles through the rectangular quantum barrier / L.S.Martseniuk, S.A.Omelchenko // in: Proc. of the 3-rd Internat.Conf.in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 7-12,2010, Kyiv,Ukraine.

37. Временной анализ осцилляции частицы в двухъямном симметричном потенциале / Бельчиков С.В., Майданюк С.П., Ольховский В.С., Омельченко С.А. // Тезисы докладов 52 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО - 2002). - Москва (Россия). - 2002. - С. 126.

38. *G.I. Kopylov* Correlations of identical particles emitted by highly excited nuclei / G.I. Kopylov, M.I. Podgoretsky // Yad.Fiz. - 1972. - Vol. 15. - P. 392 - 399. [Sov.J.Nucl.Phys. - 1972. - Vol. 15. - P. 219 - 223.]; *G.I.Kopylov* Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism / G.I.Kopylov // Phys.Lett. - 1974. - Vol. B50. - P. 472 - 474. doi: 10.1016/0370-2693(74)90263-9.

39. On Interference Effects in Light-Ion Nuclear Reactions with Three Particles in the Final State / V. Olkhovsky, A. D'arrigo, G. Fazio, G. Giardina, A. Italiano, A. Taccone and A. Zaichenko // Progr. Theor. Phys. - 1992. - Vol. 87. - P. 1359 - 1365. <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.87.1359>.

40. Étude de la réaction  $^{11}\text{B}+p\rightarrow 3\alpha$  à  $E_p=7.18$  MeV / L. Marquez, J.P.Laugier, R.Ballin et al. // Nucl. Phys. - 1967. Vol. A97. - P. 321 - 336.

41. Etude de la reaction  $p+^{11}\text{B}\rightarrow 3\alpha$  a  $E_p=1,4$  MeV par la methode des coïncidences / J.P.Laugier, M.cadeau, G. Marquez et al. // J.de Phys. - 1968. - Vol.29. - P. 829 - 838.
42. Measurement of the 4.8-MeV  $^9\text{B}$  state width by the reaction  $^{10}\text{B}(^3\text{He},\alpha)^9\text{B}(\alpha)^5\text{Li}_{(g.s.)}$  at  $E(^3\text{He})=2.3$  and 5.0 MeV / N. Arena, Seb. Cavallaro, G.Fazio, G.Giardina et al. // Phys.Rev.Lett. - 1986. - Vol.57. - P. 1839- 1842. doi:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.1839>.
43. Final-state interactions and repulsive Coulomb effects in  $d+^3\text{He}\rightarrow ^3\text{H}+p+p$  reaction / M. Bruno, F.Cannata, M.D'Agostino et al. // Few Body Systems. - 1986. - Vol. 1. - P. 63 - 68. doi:10.1007/BF01075292.
44. Energy and width measurement of the  $^9\text{B}$  first excited state observed by the  $^{10}\text{B}(^3\text{He}, \alpha)^9\text{B}(p)^8\text{Be}$  and  $^{10}\text{B}(^3\text{He}, \alpha)^9\text{B}(\alpha)^5\text{Li}$  reactions / N.Arena, Seb. Cavallaro, G. Fazio, G.Giardina et al. // Europhys.Lett. - 1988. - Vol.5. - P. 517. doi:10.1209/0295-5075/5/6/007.
45. Three-body effects in the  $^7\text{Li}(d,\alpha n)$  reaction / N.Arena, Seb. Cavallaro, G. Fazio, G.Giardina et al. // Phys.Rev. - 1989. - Vol. C40(1). - P. 55 - 58.
46. Width of the level at  $E_x\approx 18$  MeV in  $^5\text{Li}$  / N.Arena, Seb. Cavallaro, G. Fazio, G.Giardina et al. // Phys.Rev. - 1989. - Vol. C40(3). - P. 1126 - 1129. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.40.1126>.
47.  $^5\text{Li}_{g.s.}$  energy spectrum deduced by the  $^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha p)$   $\alpha$  reaction / N.Arena, Seb. Cavallaro, G. Fazio, G.Giardina et al. // Nuovo Cim. 1989. - Vol. A102(5). - P. 1327 - 1336.
48. Three  $\alpha$ -particle decay of  $\text{C}^{12}$  / J.D.Bronson, W.D.Simpson, W.R. Jacson et al. // Nucl.Phys. - 1965. - Vol. 68(2). - P. 241 - 269. [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(65\)90643-7](https://doi.org/10.1016/0029-5582(65)90643-7).
49. Decay of  $^{12}\text{C}$  via the  $^{11}\text{B}(p, 2\alpha)\alpha$  reaction / W.von Witsch, M.Ivanovich, D.Rendic et al // Nucl.Phys. - 1972. - Vol. A180. - P. 402 - 416.
50. *I.Duck* Angular distributions in  $^{12}\text{C}\rightarrow 3\alpha$  / I.Duck // Nucl.Phys. - 1964. - Vol. 57 - P. 643 - 658.

51. *C.A.McMahan* Three-Alpha Final State Interactions / C.A.McMahan and I.Duck // Nucl.Phys. - 1970. - Vol. A157 - P. 417 - 434. doi: 10.1016/0375-9474(70)90223-X.
52. *A.Giorni* Interprétation des résultats expérimentaux de la réaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  entre 0.68 ET 2 MeV / A.Giorni // Nucl.Phys. - 1970. - Vol. A144(1) - P. 146 - 160. doi: 10.1016/0375-9474(70)90498-7.
53. *K.Shaffer* Theoretical investigations on the decay of  $^{12}\text{C}^*$  into three  $\alpha$ -particles / K.Shaffer // Nucl.Phys. - 1970. - Vol. A140 - P. 9 - 22.
54. *G.Goulard* Réaction séquentielle composée-composée / G.Goulard // Nucl.Phys. - 1970. - Vol. A140 - P. 225 - 239; *G.Goulard* Reaction Sequentielle  $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$  / G.Goulard // Can.J.Phys. - 1970. - Vol. 48. - P. 2341 - 2356.
55. *I.M.Lazarev* Change in the two-particle resonant-scattering parameters in three-particle reactions / I.M.Lazarev // Izv. AN SSSR. - ser.fiz. - 1971. - Vol. 35. P. 207; Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser. - 1972. - Vol. 35. - P. 188.
56. *G.Goulard* Reaction sequentielle; influence de differents parametres / G.Goulard // Can.J.Phys. 1973. - Vol. 51(21). - P. 2233 - 2241.
57. *G.Goulard* Etat Excite du  $^{12}\text{C}$  a 18.36 MeV / G.Goulard and G.Turcotte // Can.J.Phys. - 1974. - Vol.52. - P. 1476 - 1484. <https://doi.org/10.1139/p74-194>.
58. Mechanisms for the Reactions  $^{11}\text{B} + p \rightarrow 3\alpha$  and  $^{10}\text{B} + \text{D} \rightarrow 3\alpha$  at  $E > 2.5$  Mev,  $E < 3.4$  MeV / O.F.Nemets, V.M.Pugach, M.V.Sokolov et al. // Izv.AN SSSR. ser.fiz.- 1976. -Vol. 40. - P. 203.
59. *V.V.Komarov* Lectures on Theory of Many-Particle Nuclear Reactions / V.V.Komarov // ed.Moscow Univ. (in Russian). -1974. - Moscow.
60. Reactions with three charged particles in the final state and a resonance in the intermediate state / A.P.Ashurov, D.A.Zubarev, L.M. Muchamedjanov et al. // Yadern Fiz. - 1991. - Vol. 53. - P. 151.
61. *S.E. Koonin* Interferometry of the compound nucleus. / S.E. Koonin, W.Bauer and A.Schafer // Phys.Rev.Lett. -1989. - Vol. 62(11). - P. 1247 - 1250.
62. *V. S. Olkhovsky* About the influence of space-time separations between sources of  $\alpha$ -particle emission in the reaction  $p+^{11}\text{B}\rightarrow 3\alpha$  on interference

- phenomena in their spectra / V. S. Olkhovsky and A. K. Zaichenko // Phys. Lett. - 1991. - Vol. B272. - P. 183 - 185.
63. *F.Aizenberg-Selove* Energy levels of light nuclei  $A=5-10$  / F.Aizenberg-Selove // Nucl.Phys. - 1988. - Vol. A490. - P. 1 - 125. doi: 10.1016/0375-9474(88)90124-8.
64. *R.Hanbury-Brown* A Test of a new type of stellar interferometer on Sirius / R.Hanbury-Brown and R.Q.Twiss // Nature. - 1956. - Vol. 178. - P. 1046 - 1048.
65. *D.H.Boal* Intensity interferometry in subatomic physics / D.H.Boal, C.K.Gelbke and B.K. Jennings // Rev.Mod.Phys. - 1990. - Vol. 62. - P. 553 - 602. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.62.553>.
66. *M.L.Golberger* Collision Theory / M.L.Golberger and K. M. Watson // 1964. - J. Wiley & Son Inc.
67. Interference phenomena in coincidence rates for light-ion reactions in presence of both direct quasifree and resonance successive-decay processes / V. S. Olkhovsky, V.S. Sergeyev, V.D. Tchesnokova, A.K. Zaichenko, A. D Arrigo, G. Fazio, G. Giardina, A. Italiano, A. Taccone, S. Cherubini, M. Lattuada, C. Spitaleri, D. Miljanic and M. Zadro // Proc. of the 3<sup>rd</sup> Intern. School of Nucl. Physics, June 1992, Kiev.
68. *Prokopets G.A.* Расчет углового распределения времен задержки при рассеянии нейтронов ядрами  $^{58}\text{Ni}$  / Prokopets G.A. // Nuclear Physics (Russia). - 2011. - Vol. 74. - P. 740 - 746.
69. Quantum-Statistical Interference of Coincident Neutrons from the Compound Nucleus / W.Dunnweber, W.Lippich, D.Otten, W.Assmann, K.Hartmann, W.Hering, D. Konnert and W.Trombik // Phys. Rev. Lett. - 1990. - Vol. 65. - P. 297 - 300.
70. *D.M. Boal* Intensity interferometry in subatomic physics / D.M. Boal, C.K. Gelbke and B.K.Jennings // Rev.Mod.Phys. - 1990. - Vol. 62(3). - P. 553 - 602.
71. *Olkhovsky V.S.* About the influence of space-time separations between sources of  $\alpha$ -particle emission in the reaction  $p+^{11}\text{B}\rightarrow 3\alpha$  on interference



- phenomena in their spectra / Olkhovsky V.S. and Zaichenko // Phys.Lett. - 1991. - Vol. B272. - P. 183 - 185. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)91816-E](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91816-E).
72. On interference effects in heavy-ion collision with emission of two particles / G. Fazio, G. Giardina, V.S. Olkhovsky and S.A. Omelchenko // Proc. Int. Symp. on "Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei" (Brolo), eds. G. Giardina, G. Fazio and M. Lattuada (Singapore: World Scientific). - 1997. - P. 425 - 428.
73. *V. Lyuboshitz* On collision duration in the presence of strong overlapping resonance levels / V. Lyuboshitz // Phys. Lett. B. - 1977. - Vol. 72. - P. 41–44. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90058-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(77)90058-2).
74. *Lyuboshitz V.L.* Unitary sum rules and collision times in strong overlap of resonance levels / Lyuboshitz V.L. // JETP Lett. - 1978. - Vol. 28:1. - P. 30 - 34.
75. *V.S.Olkhovsky* К исследованию ядерных реакций и распадов с помощью анализа их длительностей / V.S.Olkhovsky // Физика элементарных частиц и атомного ядра. - 1978. - Vol. 15. - P. 289 - 329. [Sov.J.Part.Nucl. - 1984. - Vol. 15. - P. 130 - 148].
76. *Карамян С.А.* Об использовании эффекта теней для измерения времени протекания ядерных реакций / Карамян С.А., Меликов Ю.В., Тулинов А.Ф. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. - 1973. - Т.4. - вып.2. - С.456 - 511.
77. *T. Ericson* Fluctuations of nuclear cross sections in the "continuum" region / T. Ericson // Phys. Rev. Lett. - 1960. - Vol. 5. - P. 430 – 431; *D.M. Brink, R.O. Stephen and N.W. Tanner* The angular cross-correlation function of cross-section fluctuations // Nucl. Phys. - 1964. - Vol. 54. - P. 577 – 585.
78. *Simonius M.* Overlapping resonances and unitarity of the scattering matrix / Simonius M. // Nucl.Phys. 1974. - Vol. A218. - P. 53 - 60.
79. *Fox R.* Measurement of nuclear transitions with  $10^{-20}$ -sec half-lives and the scattering cross sections of unstable particles by proximity scattering / Fox R. // Phys.Rev. - 1962. - Vol. 125. - P. 311 - 317.

80. Direct determination of a short nuclear lifetime (Approx.  $10^{-20}$  s) by the proximity scattering method / Lang J. et al. // Nucl.Phys. - 1966. - Vol. 88. - P. 576 - 592.
81. С.А. Омельченко Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов / С.А. Омельченко, В.С. Ольховський // Тези XXV Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 16-20, 2018, Київ, С. 46 - 47.
82. С.А. Омельченко Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов / С.А. Омельченко, В.С. Ольховський // Ядерна фізика та енергетика. - 2019. - Т.20. – N1. - С. 18 - 25.
83. Central collisions of relativistic heavy ions / Gosset J., Gutbrod H., Meyer W. et al. // Phys. Rev. - 1977. - Vol. C16. - P. 629 - 657.
84. Westfall G. Energy spectra of nuclear fragments produced by high energy protons / Westfall G., Sextro R., Poskanzer A. et al. // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C17. - P. 1368 - 1381.
85. Spallation of copper by 80-GeV  $^{40}\text{Ar}$  ions / Cumming J., Haustein P., Ruth T. et al. // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C17. - P. 1632 - 1641.
86. Kaufman S. Cross-section measurements of nuclides formed by the reaction of 0.20 - 6.0 GeV protons with  $^{197}\text{Au}$  / Kaufman S., Steinberg E. // Phys. Rev. - 1980. - Vol. C22. - P. 167 - 178.
87. Fortney D. Angular distributions of Sc fragments from the interaction of Angular distributions of Sc fragments from the interaction of  $^{238}\text{U}$  with 0.8 U with 0.8 - 400 GeV protons / Fortney D., Porile N. // Phys. Rev. - 1980. - Vol. C21. - P. 2511 - 2518.
88. Spectra of p, d, and t from relativistic nuclear collisions / Sandoval A., Gutbrod H., Meyer W. et al. // Phys. Rev. - 1980. - Vol. C21. - P. 1321 - 1343.
89. Danielewicz P. Blast of light fragments from central heavy-ion collisions / Danielewicz P., Pan Q. // Phys. Rev. - 1992. - Vol. C46. - P. 2002 - 2011.

90. Вивчення еволюції і часових характеристик розпаду ядер  $^{14}\text{C}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  / Н.Л. Дорошко, М.Е. Долінська, С.О. Омельченко, В.О. Кива // Препринт КІЯД-00-3. - Київ. - 2000.
91. С.А. Омельченко Явище часових резонансів при розпаді складених ядер / Н.Л. Дорошко, В.С. Ольховський, С.А. Омельченко // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 1995. - С. 105.
92. S.A. Omelchenko About new method of the analysis for the high-energy nuclear reactions spectra / S.A. Omelchenko, N.L. Doroshko // Preprint KINR-00-4. - Kyiv. - 2000.
93. С.О. Омельченко Явище часових резонансів (вибухів) при розпаді складених ядер у високоенергетичних ядерних реакціях / В.С. Ольховський, М.Е. Долінська, С.О. Омельченко // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2007. - С. 26.
94. S.A. Omelchenko New manifestations of the time resonances (or explosions) in high-energy nuclear reactions / V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. Omelchenko // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2011. - С. 26.
95. Izumo Ko Time compound nucleus for high energy nuclear reactions / Izumo Ko, Araseki H. // Progr. of Theor. Phys. - 1983. - Vol. 69. - P. 158 - 170.
96. On the origin of fast proton emission in intermediate heavy ion collisions / Alba R., Coniglione R., Del Zoppo A. et al. // Phys. Lett. - 1994. - Vol. B322. - P. 38 - 42.
97. VEGAS: A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades / K. Chen et al. // Phys.Rev. - 1968. - Vol. 166. - P. 949 - 967.
98. T. Goto The Time as an Observable in Quantum Mechanics / T. Goto, Sh. Naka and K. Yamaguchi // Progr. Theor. Phys. - 1980. - Vol. 64. - P. 1 - 17. <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.64.1>.
99. V. Olkhovsky Nonstationary characteristics in study of nuclear reaction mechanism and kinetics and compound-nucleus properties / V. Olkhovsky // Nukleonika. - 1990. - Vol. 35. - P. 99 - 144.

100. *S.A.Omelchenko* Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions and Possible Phenomena of Time Resonances / *S.A.Omelchenko, V.S.Olkhovsky* // Proc.of Internat.Symp. on Large-Scale Collective Motion of At.Nuclei, Brolo(Messina)Italy,15-19 Oct.1996,World Sci.,1997, P. 421 - 424.
101. *S.A.Omelchenko* On Results of the Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions / *N.L.Doroshko, S.A.Omelchenko, V.S.Olkhovsky* // Матер.щорічн.наук.конф.Інст.яд.досл. (21-27січня 1997). - Київ. - 1997. - С. 43 - 46.
102. *С.А. Омельченко* Применение метода временных резонансов для анализа инклюзивных спектров в высоко-энергетических ядерных реакциях / *С.А. Омельченко, В.С. Ольховский* // Ядерна фізика та енергетика. - 2017. - Т.18. - N3. - С. 230 - 237.
103. *С.О. Омельченко* Метод временных резонансов для анализа инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высокоэнергетических ядерных реакциях / *С.О. Омельченко, В.С. Ольховський* // Тези ХХІV Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 10-13, 2017, Київ, С. 41 - 42.
104. *S.A.Omelchenko* Time Resonance Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions / *S.A.Omelchenko* // The 1st International Symposium on Physics of Photons (ISPP 13), sep. 27-28, 2013, Lanzhou, China.
105. *S.A.Omelchenko* Time resonances phenomena in nuclear reactions / *V.S.Olkhovsky, S.A.Omelchenko* // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), july 16-18, 2015, Lanzhou, China.
106. *S.A.Omelchenko* Time Resonances (Explosions) Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions / *V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska and S.A.Omelchenko* // in: Proc. of the International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Kyiv, Ukraine, May 29-June 03, 2006, part I, Kyiv 2007, P. 346 - 351.

107. *S.A.Omelchenko* Phenomena of Time Resonances Explosions for the Compound-Clot Decays in High-Energy Nuclear Reactions / V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, S.A.Omelchenko // arXiv:0902.2665, 2009.
108. *S.A.Omelchenko* Theoretical Study of High and Low Energy Nuclear Reactions / V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, S.A.Omelchenko // in: Proc. of the 3-rd Internat.Conf.in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 7-12,2010, Kyiv,Ukraine, P. 353 - 357.
109. *S.A.Omelchenko* On new experimental data manifesting the time resonances (or explosions) / V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, S.A.Omelchenko // Central Europ. J. Phys. – 2011. - Vol. 9:N4. P. 1131-1133.
110. *Omelchenko S.A.* The Possibility of Time Resonance (Explosion) Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions / Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., Omelchenko S.A. // Central Europ. J.Phys. - 2006. - Vol. 4(2). - P. 223 - 240.
111. *S.A.Omelchenko* Application of resonant decay method for compound-systems at analysis inclusive spectra in high-energy nuclear reactions / S.A.Omelchenko, V.S.Olkhovsky // arXiv: 1812.00747, 2018.
112. *С.О. Омельченко, В.С. Ольховський* Модель резонансного распада во времени промежуточной компаунд-системы для анализа экспериментальных инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высоко-энергетических ядерных реакциях, новые расчеты // Тези XXVI Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 8 - 12, 2019, Київ, С. 31 - 32.
113. *С.О. Омельченко* Модель резонансного розпаду в часі для аналізу деяких центральних зіткнень на колайдерах // Тези XXVII Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, вересень 21 - 25, 2020, Київ, С. 31 - 32.
114. A way to evaluate the level density, total width and compound-nucleus decay functions in the range of unresolved resonances / A. D'Arrigo, G. Giardina, A. Taccone, G. Hassani and V. Olkhovsky // Int. J. Mod. Phys. E. - 1993. - Vol. 2. - P. 809 -820. <http://dx.doi.org/10.1142/S0218301393000352>.

115. *V. Olkhovsky* On a time-dependent description of collisions / *V. Olkhovsky* // *Nuovo Cim.* - 1971. - A4. - P. 605 - 610.
116. *V. Olkhovsky* Analytical properties and the resonant structure of the S-matrix in case of noncentral and parity-violating potentials / *V. Olkhovsky* and *A. Zaichenko* // *Nuovo Cimento.* - 1981. - Vol. A63. - P. 155 - 170.
117. *С.А. Омельченко* Использование метода временного анализа в ядерных реакциях вблизи изолированных резонансов, искаженных нерезонансным фоном / *С.А. Омельченко, В. С. Ольховский* // Тези ХХІІІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, лютий 1-5, 2016, Київ, С. 39 - 40.
118. Relativistic nuclear fluid dynamics / *A. Amsden et al.* // *Phys.Rev.* 1978. - Vol. C17. - P. 2080 - 2096.
119. *Prilepsky Yu.* On the Mechanism of Cumulative Proton and Nuclear Fragment Production / *Prilepsky Yu., Shmonin V.* // *Acta Phys. Polon.* - 1987. - Vol. B18. - P. 729 - 738.
120. Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relativistic Heavy-Ion Collisions / *Westfall G.D., Gosset J., Johansen J. et al.* // *Phys.Rev.Lett.* - 1976. - Vol. 18:37. - P. 1202 - 1205.
121. *Gosset J.* Calculations With the Nuclear Firestreak Model. / *Gosset J., Kapusta J.I., Westfall G.D.* // *Phys. Rev.* - 1978. - Vol. C18. - P. 844 - 855.

## ДОДАТОК 1

Список публікацій здобувача за темою дисертації та відомості про апробацію результатів дисертації.

*Статті у наукових фахових виданнях, в яких опубліковані основні результати дисертації:*

1. Eremin N.V., Giardina G., Olkhovsky V.S., **Omelchenko S.A.** Temporal description of interferences phenomena in nuclear reactions with two-particle channels // Mod.Phys.Lett. - 1994. - Vol. A9. - P. 2849 - 2856.
2. С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко**. Просторово-часова модель опису гальмівного випромінювання при альфа-розпаді важких ядер // Укр.фіз.ж., 2001, 46(12), 1243-1250.
3. С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко**. Подбарьерное тормозное излучение при  $\alpha$ -распаде тяжелых ядер // Известия РАН. Серия Физическая, 2002, 66(10), 1531 – 1534.
4. С.П. Майданюк, В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко**. Подбарьерное тормозное излучение при  $\alpha$ -распаде ядер // Вопросы атомной науки и техники, 2002, 1(2), 11 – 15.
5. S.P. Maidanyuk, V.S.Olkhovsky, **S.A.Omelchenko**. Subbarrier bremsstrahlung in the alpha-decay of heavy nuclei // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 66, 2026 (2002).
6. Olkhovsky V.S., Dolinska M.E., **Omelchenko S.A.** The Possibility of Time Resonance (Explosion) Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions // Central Europ. J.Phys. - 2006. – Vol. 4(2). - P. 223 – 240.
7. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko** and M.V.Romanyuk. New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes // Internat. J. Mod. Phys. E, 2010, v.19, doi: N 10.1142/S02183010015692, pp. 1212 - 1219.
8. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-

resonant background, in the center-of-mass and laboratory systems // Applied Physics Letters, 99 (2011) 244103 (1-3), doi:10.1063/1.365.

9. V.S.Olkovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. On new experimental data manifesting the time resonances (or explosions) // Central Europ. J. Phys., 9:N4 (2011) 1131-1133.

10. V.S.Olkovsky, **S.A.Omelchenko**. On the space-time description of interference phenomena in nuclear reactions with three particles in the final channel // The Open Nuclear and Particle Physics Journal, 4 (2011) 35 - 38.

11. В.С. Ольховский, **С.А. Омельченко**. Влияние движения составного ядра на интерференцию прямой и компаунд-ядерной амплитуд при рассеянии нейтронов атомными ядрами // Ядерна фізика та енергетика. - 2016. - Т. 17. - № 2. - С. 130 - 137.

12. **С.А. Омельченко**, В. С. Ольховский. Применение метода временных резонансов для анализа инклюзивных спектров в высоко-энергетических ядерных реакциях // Ядерна фізика та енергетика. - 2017. - Т. 18. - №3. - С. 230 - 237;  
<https://doi.org/10.15407/jnpae2017.03.230>.

13. **С.О. Омельченко**, В.С. Ольховський. Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов // Ядерна фізика та енергетика. - 2019. - Т.20. - N1. - С. 18 - 25;  
<https://doi.org/10.15407/jnpae2019.01.018>.

*Препринти:*

14. Н.Л. Дорошко, М.Е. Долінська, **С.О. Омельченко**, В.О. Кива. Вивчення еволюції і часових характеристик розпаду ядер  $^{14}\text{C}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  // Препринт КІЯД-00-3. - Київ. - 2000.

15. **S.A. Omelchenko**, N.L. Doroshko About new method of the analysis for the high-energy nuclear reactions spectra // Preprint KINR-00-4. - Kyiv. - 2000.



*Електронні публікації:*

16. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. Phenomena of Time Resonances Explosions for the Compound-Clot Decays in High-Energy Nuclear Reactions // arXiv:0902.2665, 2009.

17. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. On scattering cross sections and durations near an isolated compound-resonance, distorted by the non-resonant background, in the center-of-mass and laboratory systems // arXiv.org>nucl-th>arXiv: 1101.5541 (submitted on 28 Jan 2011).

18. **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky. Application of resonant decay method for compound-systems at analysis inclusive spectra in high-energy nuclear reactions // arXiv: 1812.00747, 2018.

*Тези наукових доповідей:*

1. N.L. Doroshko, N.V Eremin, G. Fazio, G. Giardina, V.S. Olkhovsky, **S.A. Omelchenko**. Effects revealed in the bremsstrahlung emission and influence of the compound-nucleus motion on the interference processes in the cross-sections // Fourth International School on the Nuclear Physics, Kiev, 1994, abstract p.69.

2. Н.Л. Дорошко, В.С. Ольховський, **С.О. Омельченко**. Явище часових резонансів (вибухів) при розпаді складених ядер // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 1995. - С. 105.

3. Н.Л.Дорошко, **С.А.Омельченко**, В.С.Ольховский. Временной анализ интерференционных явлений в ядерных реакциях // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл.(зб.доп.),Київ,1995, стор. 105 - 109.

4. **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions and Possible Phenomena of Time Resonances // Proc.of Internat.Symp. on Large-Scale Collective Motion of At.Nuclei, Brolo (Messina) Italy, 15-19 Oct.1996, World Sci., 1997, p.421 - 424.

5. G.Fazio, G.Giardina, **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky. On Interference Effects in Heavy-Ion Collision with Emission of Two Particles // Proc.of Internat.Symp. on Large-Scale Collective Motion of At.Nuclei, Brolo(Messina)Italy, 15 - 19 Oct.1996, World Sci., 1997, p. 425 - 428.

6. N.L.Doroshko, **S.A.Omelchenko**, V.S.Olkhovsky. On Results of the Joint Time-Evolution and Statistical Energy-Resonance Analysis of High-Energy Nuclear Collisions // Матер. щорічн. Наук. конф. Інст.яд.досл. 21 – 27 січня 1997), Київ, 1997, стор. 43 - 46.

7. N.V. Eremin, G. Fazio, G. Giardina, A. Lamberto, S.P. Maidanyk, V.S. Olkhovsky, **S.A. Omelchenko**, R. Palamara, A.A. Paskhalov, D.A. Smirnov, A. Taccone. “High energy bremsstrahlung emission in  $\alpha$ -decay of heavy nuclei”, International Conference on Nuclear Physics at Border Lines, Lipari (Messina),2001, abstract p.27.

8. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinskaya, N.L.Doroshko, S.P.Maydanyuk, **S.A.Omelchenko**. On tunneling effects in collisions between nuclei and in nucleus decays // Proc. of Internat.Symposium New Projects and Lines of Research in Nuclear Physics (October 24-26, 2002, Messina, Italy), World Sci., 2003, pp. 319 - 326.

9. Бельчиков С. В., Майданюк С. П., Ольховский В. С., **Омельченко С. А.** Временной анализ осцилляции частицы в двухъямном симметричном потенциале // Тезисы докладов 52 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО - 2002). Москва (Россия). - 2002. - С. 126.

10. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska and **S.A.Omelchenko**. Time Resonances (Explosions) Phenomena in High- Energy Nuclear Reactions // in: Proc. of the International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Kyiv, Ukraine, May 29-June 03, 2006, part I, Kyiv 2007, pp. 346 - 351.

11. В.С. Ольховський, М. Е. Долінська, **С.О. Омельченко**. Явище часових резонансів (вибухів) при розпаді складених ядер у

високоенергетичних ядерних реакціях // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2007. - С. 26.

12. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko** and M.V.Romanyuk. New developments in the tunneling and time analysis of low-energy nuclear processes // Abstracts of the International Conf. Nuclear Reactions on Nucleons and Nuclei, 5 - 9 October, 2009, Messina (Italy), p.63.

13. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. Theoretical Study of High and Low Energy Nuclear Reactions // in: Proc. of the 3-rd Internat.Conf.in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 7-12, 2010, Kyiv,Ukraine, pp. 353 - 357.

14. L.S. Martseniuk, **S.A. Omelchenko**. The time of simultaneous tunneling of identical particles through the rectangular quantum barrier // in: Proc. of the 3-rd Internat.Conf.in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 7-12,2010, Kyiv,Ukraine.

15. V.S. Olkhovsky, M.E. Dolinska, S.A. **Omelchenko**. New manifestations of the time resonances (or explosions) in higt-energy nuclear reactions // Матер. щорічн. наук. конф. Інст. яд. досл. - Київ. - 2011. - С. 26.

16. V.S.Olkhovsky, M.E.Dolinska, **S.A.Omelchenko**. On the cross section and duration of the neutron-nucleus scattering with a resonance,distorted by a non-resonant background, in the center-of-mass system and laboratory system // Proceedings of the 4-th Internat.Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-2012, sept.3-7, 2012, Kyiv, Ukraine), Kyiv 2013, pp. 198 - 201.

17. **S.A.Omelchenko**. Time Resonance Phenomena in High-Energy Nuclear Reactions // The 1st International Symposium on Physics of Photons (ISPP 13), sep. 27-28, 2013, Lanzhou, China.

18. **S.A.Omelchenko** Interference phenomena (the space-time description) in nuclear reactions with three particles in the final channel // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), july 16-18, 2015, Lanzhou, China.

19. V.S.Olkhovsky, **S.A.Omelchenko** About temporal description of interference phenomena in light-ion collisions // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16 - 18, 2015, Lanzhou, China.

20. V.S.Olkhovsky, **S.A.Omelchenko**. Time resonances phenomena in nuclear reactions // International Symposium on Physics of Photons (ISPP 15), July 16-18, 2015, Lanzhou, China.

21. **С.А. Омельченко**, В. С. Ольховский. Использование метода временного анализа в ядерных реакциях вблизи изолированных резонансов, искаженных нерезонансным фоном // Тези ХХІІІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, лютий 1-5, 2016, Київ, С. 39 - 40.

22. **С.О. Омельченко**, В.С. Ольховський. Метод временных резонансов для анализа инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высокоэнергетических ядерных реакциях // Тези ХХІV Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 10-13, 2017, Київ, С. 41 - 42.

23. **С.О. Омельченко**, В.С. Ольховський. Корректирующая фаза в приближении пространственно-временного анализа при учете интерференции в столкновениях тяжелых ионов // Тези ХХV Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 16 - 20, 2018, Київ, С. 46 - 47.

24. **С.О. Омельченко**, В.С. Ольховський. Модель резонансного распада во времени промежуточной компаунд-системы для анализа экспериментальных инклюзивных спектров одиночных конечных фрагментов в высоко-энергетических ядерных реакциях, новые расчеты // Тези ХХVІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, квітень 8 - 12, 2019, Київ, С. 31 - 32.

25. **С.О. Омельченко**. Модель резонансного розпаду в часі для аналізу деяких центральних зіткнень на коллайдерах // Тези ХХVІІ Щорічної наукової конференції Інституту ядерних досліджень, вересень 21-25, 2020, Київ, С. 31 - 32.

## ДОДАТОК 2

Тут деталізуємо розрахунки фази  $\varphi$  по формулі (1.14в). Розглянемо вирази, зазначені у статті:

$$\begin{aligned}\varphi &= k_1^0 \Delta r_1 + k_2^0 \Delta r_2, \\ V_{1,2}^0 &= \hbar k_{1,2}^0 / m_{1,2}, \\ \tau &= (\hbar \Gamma / 2) [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1}, \\ \Delta r_{1,2} &= V_{\perp(1,2)} \tau.\end{aligned}$$

Враховуємо згадувану вище умову, що детектор, що реєструє (b) (див. діаграми на рис. 1а й 1б) розміщений на великих відстанях  $r_k$  і  $\tilde{r}_k$  від точок  $C_0$  і  $C_1$  (індекс  $k=1,2$  відповідає відстаням  $r_k$  і  $\tilde{r}_k$  від точок  $C_0$  і  $C_1$  відповідно) і тому використовуємо наближення  $k_1^0 \approx k_2^0$ ,  $\Delta r_1 \approx \Delta r_2$ . У результаті

$$\varphi \approx 2k_1^0 \Delta r_1 = 2k_1^0 V_{\perp 1} \tau = k_1^0 V_{\perp 1} \Gamma [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1},$$

де згідно із законом збереження імпульсу маємо

$$V_{\perp 1} = m_1 v_1 (m_1 + M)^{-1} = \hbar k_1^0 (m_1 + M)^{-1}.$$

Тут  $v_1$  і  $m_1$  – швидкість і маса нуклона, що налітає,  $M$ -маса ядра-мішені,  $(m_1 + M)$  – маса компаунд ядра, звідки одержимо остаточний вираз для розрахунків фази, обумовленої рухом компаунд-ядра

$$\begin{aligned}
\varphi &\approx \hbar^2 (k_1^0)^2 \Gamma(m_1 + M)^{-1} [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1} = \\
&= 2E\Gamma m_1 (m_1 + M)^{-1} [(E - E_{res})^2 + \Gamma^2 / 4]^{-1} \quad .
\end{aligned}
\tag{D1}$$

### ДОДАТОК 3

Використовуючи ту ж методику, що й у роботах [100] або [110] при одержанні формули (4.39) для швидкості розпаду  $I(t)$  збудженої складеної системи у випадку однокомпонентної амплітуди реакції (4) з одним часовим резонансом, одержимо тут вираз (4.55) (див. (Д11)) для  $I(t)$  у випадку вибору багатоконпонентної амплітуди реакції (4.34) з декількома часовими резонансами в наближенні відсутності інтерференції між ними.

Як уже вказувалося в [110], при виборі однокомпонентної амплітуди реакції із часовою параметризацією вигляду (4.23), хвильовий пакет кінцевої частинки в одномірній радіальній асимптотичній межі має такий вигляд (див., наприклад, (24) в [110]):

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \approx \int_{E_{min}}^{\infty} dE' g(E') C_{\alpha\beta} \exp[-iE' \tau_n / 2 + iE'(t_n - t) / \hbar], \quad (Д2)$$

де  $R_{\beta}$  – радіус взаємодії в кінцевому каналі,  $C_{\alpha\beta}$  – константа або дуже гладка функція усередині  $\Delta E$  від енергії частинки  $E$  в кінцевому каналі. Якщо функцію  $g(E')$  вибрати в найпростішому прямокутному вигляді (див. (25) в [110]):

$$g(E') = \begin{cases} (\Delta E)^{-1/2} \exp(i \arg g), & E_{min} \leq E - \Delta E / 2 < E' < E + \Delta E / 2 \\ 0, & E' < E - \Delta E / 2, E' > E + \Delta E / 2 \end{cases} \quad (Д3)$$

де  $\arg g$  є гладкою функцією від  $E$  усередині  $\Delta E$ , то ми одержимо (див. (26) в [110])

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \frac{C_{\alpha\beta}}{t - t_n + i\tau_n/2} \exp[E(-\tau_n/2 + i(t_n - t))/\hbar] \times \\ \times \left[ \exp\left[\frac{\Delta E(-\tau_n/2 + i(t_n - t))}{2\hbar}\right] - \exp\left[-\frac{\Delta E(-\tau_n/2 + i(t_n - t))}{2\hbar}\right] \right] \quad (Д4)$$

Якщо ж усі енергії у великому інтервалі, починаючи з  $E_{min}$ , повністю заповнені, тобто

$$\begin{cases} (E + \Delta E/2)\tau_n/2 \rightarrow \infty \\ E - \Delta E/2 \rightarrow E_{min} \end{cases}, \quad (Д5)$$

то одержимо для випадку одного часового резонансу (див., наприклад, (28) в [110])

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \frac{C_{\alpha\beta}}{t - t_n + i\tau_n/2} \exp[E_{min}(-\tau_n/2 + i(t_n - t))/\hbar]. \quad (Д6)$$

Для випадку декількох часових резонансів з амплітудою реакції (9) можна замість (Д2) записати

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) \approx \int_{E_{min}}^{\infty} dE' g(E') \left[ \sum_{n=1}^{\nu} C_{\alpha\beta}^n \exp\left[-iE'\tau_n/2 + iE'(t_n - t)/\hbar\right] \right], \quad (Д7)$$

звідки відповідно до викладок (Д2) – (Д6) одержуємо вираз

$$\Psi_{\beta}(R_{\beta}, t) = \sum_{n=1}^{\nu} \frac{C_{\alpha\beta}^n}{t - t_n + i\tau_n/2} \exp[E_{min}(-\tau_n/2 + i(t_n - t))/\hbar]. \quad (Д8)$$



Тоді, враховуючи вираз для потоку густини імовірності для розсіяних частинок (див., наприклад, (37) в [110]),

$$j_{\beta}(R_{\beta},t) = \text{Re} \left[ \Psi_{\beta}(R_{\beta},t) \frac{i\hbar}{m_{\beta}} \lim_{z_{\beta} \rightarrow R_{\beta}} \frac{\partial \Psi_{\beta}^*}{\partial z_{\beta}} \right] \cong \bar{v} \left| \Psi_{\beta}(R_{\beta},t) \right|^2 \quad (\text{Д9})$$

(тут  $z_{\beta}$  - вісь уздовж напрямку руху кінцевої частинки відповідно до обраної геометрії реєстрації,  $\bar{v}$  - середня швидкість поширення хвильового пакета кінцевої частинки) і, використовуючи загальний вираз для швидкості розпаду складеної системи в її околі ( тобто близько  $z_{\beta} \approx R_{\beta}$  ) (див., наприклад, (39) в [110]), запишемо

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{j_{\beta}(R_{\beta},t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dt j_{\beta}(R_{\beta},t)} = \frac{\left| \Psi_{\beta}(R_{\beta},t) \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \left| \Psi_{\beta}(R_{\beta},t) \right|^2} \approx \\ &\approx \frac{\sum_{n=1}^{\nu} \left| C_{\alpha\beta}^n \right|^2 \left( (t-t_n)^2 + \tau_n^2/4 \right)^{-1} + X}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \left[ \sum_{n=1}^{\nu} \left| C_{\alpha\beta}^n \right|^2 \left( (t-t_n)^2 + \tau_n^2/4 \right)^{-1} + X \right]}, \end{aligned} \quad (\text{Д10})$$

звідки, у наближенні нехтування інтерференційними членами  $X$ , одержимо

$$\begin{aligned} I(t) &\approx \frac{\sum_{n=1}^{\nu} \left| C_{\alpha\beta}^n \right|^2 \left( (t-t_n)^2 + \tau_n^2/4 \right)^{-1}}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \left[ \sum_{n=1}^{\nu} \left| C_{\alpha\beta}^n \right|^2 \left( (t-t_n)^2 + \tau_n^2/4 \right)^{-1} \right]} = \\ &= \left( 2\pi \sum_{n=1}^{\nu} \frac{\left| C_{\alpha\beta}^n \right|^2}{\tau_n} \right)^{-1} \sum_{n=1}^{\nu} \frac{\left| C_{\alpha\beta}^n \right|^2}{(t-t_n)^2 + \tau_n^2/4}. \end{aligned} \quad (\text{Д11})$$