

Н.О. ЧУДАК,<sup>1</sup> О.С. ПОТІЄНКО,<sup>1</sup> Д.В. ЖУРАВЕЛЬ,<sup>2</sup> А. ПАРІСІ<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Національний університет “Одеська політехніка”

(Просп. Шевченка, 1, Одеса 65044; e-mail: nata.podolyan@gmail.com)

<sup>2</sup> Інститут теоретичної фізики ім. Боголюбова, НАН України

(Вул. Метрологічна, 14б, Київ 03143)

<sup>3</sup> Liceo Scientifico Statale “S. Cannizzaro”

(Via G. Arimondi 14, Palermo 90143, Italy)

## ДОСЛІДЖЕННЯ ОДИНАРНОЇ ДИФРАКЦІЙНОЇ ДИСОЦІАЦІЇ ПРОТОНА<sup>1</sup>

УДК 539

*Розглядається одинарна дифракційна дисоціація протона при малих втратах маси. Увага зосереджена на взаємодії між дифракційними процесами та утворенні резонансів. Модель включає концепцію дуальності, де спостережувані перерізи пояснюються як фоном, так і дискретними внесками резонансів. При втратах маси  $M_X$  цей підхід використовує траєкторію протонів Редже для врахування внеску резонансів у переріз. Останні експериментальні дані використовуються для уточнення параметрів моделі, що підвищує точність прогнозів щодо поведінки диференціального перерізу в області резонансів.*

*Ключові слова:* одинарна дифракційна дисоціація, структурна функція протона, область резонансів, малі маси, диференціальний переріз.

### 1. Вступ

Експериментальні дані узгоджено демонструють, що при високоенергетичному розсіянні адронів більшість подій локалізуються в межах малої області передачі імпульсу [1]. В рамках теорії Редже взаємодія між адронами здійснюється шляхом обміну реджеонами між їх структурними компонентами (див. рис. 1, *a*), що забезпечує малу передачу імпульсу. Це означає, що розмір області взаємодії між частинкою в адроні та реджеоном буде великим. У результаті довжина хвилі частинки, що взаємодіє з реджеоном, стає порівнянною з розміром області взаємодії (див. рис. 1, *b*). Це створює умови для дифракції [2, 3] структурної частинки в області взаємодії (див. рис. 1, *c*). Описаний процес може привести до створення нових частинок.

Щоб пояснити це, розглянемо оптичну аналогію. А саме, розглянемо проходження білого світла через дві призми (див. рис. 2, *a*). Одна призма розсіює промінь у спектр, а інша рекомбінує

цей спектр у той самий вихідний промінь. Однак якщо маленьку частинку помістити між призмами (див. рис. 2, *b*), то деякі хвилі будуть розсіюватися на ній. Тоді ці розсіяні хвилі не будуть рекомбінуватися з іншими хвилями та утворювати білий промінь. Отже, після проходження світла через систему двох призм, ми матимемо, крім білого пучка, ще й пучки, що утворилися внаслідок дифракції на частинці.

Подібно до того, як поле світлової хвилі можна представити інтегралом Фур'є, стан адрона також можна розкласти на базисні стани, що відповідають різним моделям його структури [3, 4]. Розкладання такого типу схематично показано на рис. 2, *c*. Якщо адрони не взаємодіють, то в будь-який момент ми можемо як розкласти адронний стан в ряд, так “рекомбінувати” ряд в адронний стан, подібно до того, як призми розсіюють і рекомбінують білий промінь. Але якщо одна зі структурних частинок розсіюється на реджеоні, то вона переходить в стан, який не буде “рекомбінувати” з іншими компонентами розкладання в початковий адронний стан (див. рис. 2, *d*). Отже, “вита” з адрону таким чином частинка викликає

Цитування: Чудак Н.О., Потієнко О.С., Журавель Д.В., Парісі А. Дослідження одинарної дифракційної дисоціації протона. *Укр. фіз. журн.* **69**, № 11, 834 (2024).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

<sup>1</sup> Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції “New Trends in High-Energy and Low-x Physics” (2024 р.).

створення спостережуваних вторинних частинок, тобто дифракційну дисоціацію адрону. У даній роботі розглядається одиної дифракційна дисоціація. В наступному розділі ми обговоримо модель, яка використовується для розрахунку диференціального та повного перерізів.

## 2. Побудова структурної функції протона

Домінуюча теоретична основа для пояснення одиної дифракційної дисоціації (див. рис. 3) базується на теорії Редже та гіпотезі обміну помероном. У цій моделі померон розглядається як безбарвний об'єкт, який дозволяє обмінюватися імпульсом без повного розщеплення протона, що приводить до дифракційного кінцевого стану. Дифракційна дисоціація відіграє важливу роль у дослідженні структурної функції протона, особливо в контексті експериментів з глибокого непружного розсіяння (deep inelastic scattering), де дифракційні процеси сприяють розумінню внутрішнього розподілу кварків і глюонів у протоні.

Дифракційний процес  $p + p \rightarrow p + X$  можна розглядати як пружний процес. Замість амплітуди пружного розсіяння розглянемо амплітуду розсіяння з померон-адронною вершиною. Отримуємо двічі диференціальний переріз

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2} \approx \frac{9\beta^4}{4\pi} [F^p(t)]^2 \left(\frac{s}{M_x^2}\right)^{2\alpha_p(t)-2} \frac{W_2(t, M_x^2)}{2m}, \quad (1)$$

де  $t$  – передача імпульсу між частинками, що зіштовхуються,  $s$  – квадрат енергії центра мас системи зіштовхуючихся частинок,  $\beta$  – константа кварк-померонного зв'язку,  $m$  – маса протона,  $W_2(t, M_x^2)$  – структурна функція протона,  $\alpha_p(t) = 1,08 + 0,25t$  – траєкторія померона, і  $F^p(t) = (1,0 - t/0,71)^{-2}$  – протонний пружний форм-фактор.

Головне питання полягає в тому, як отримати структурну функцію протона  $W_2(t, M_x^2)$ . Цю структурну функцію можна отримати, розглядаючи глибоко непружний процес [5]. Використовуючи умови унітарності та дуальності [5], амплітуду  $A(M_x^2, t)$  можна обчислити як суму резонансних внесків (див. рис. 4).

Підставляючи структурну функцію протона  $W_2(t, M_x^2)$  у рівняння (1), отримуємо

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2}(M_x^2, t) = A_0 \left(\frac{s}{M_x^2}\right)^{2\alpha_p(t)-2} \times$$

$$\times \frac{x(1-x)^2 [F^p(t)]^2}{(M_x^2 - m^2) \left(1 - \frac{4m^2 x^2}{t}\right)^{3/2}} \sum_{n=1}^3 [f(t)]^{2n+2} \times \frac{\text{Im } \alpha(M_x^2)}{[2n + 0.5 - \text{Re } \alpha(M_x^2)]^2 + [\text{Im } \alpha(M_x^2)]^2}, \quad (2)$$

де  $A_0 = 9a\beta^4/(\pi\alpha_{fs})$  – коефіцієнт нормування,  $\alpha_{fs}$  – стала тонкої структури,  $x = -t/(M_x^2 - m^2 - t)$  – змінна Бйоркена,  $f(t) = (1 - t/t_0)^{-2}$  – форм-фактор,  $t_0$  – параметр моделі, і  $\alpha(M_x^2)$  – траєкторія баріонного резонансу.

В експериментах з протон-протонного розсіяння взаємодія між вхідними протонами може збуджувати баріони у вищі резонансні стани. Дослідження кутових розподілів та енергетичної залежності перерізів розсіяння виявляє внески від різних резонансних станів. Поява резонансів є доказом баріонних траєкторій Редже. У цій моделі ми

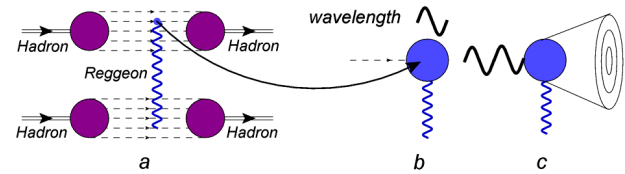


Рис. 1. Обмін реджеоном між структурними компонентами адронів (а). Зв'язок між довжиною хвилі структурного компонента та розміром області взаємодії (б). Дифракція структурної складової на область взаємодії (с)

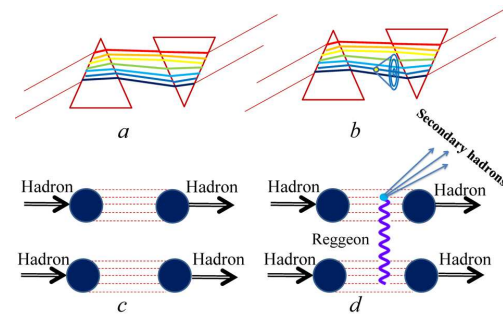


Рис. 2. Розкладання та рекомбінація білого світла при проходженні через дві призми (а). Ефекти дифракції на частинці, що знаходиться між двома призми; утворення вторинних пучків поряд з білим пучком (б). Розкладання адронних станів на складові стани; аналогія з білим світлом і призми (с). Вплив реджеонного розсіяння на адронні стани; утворення вторинних частинок (д)

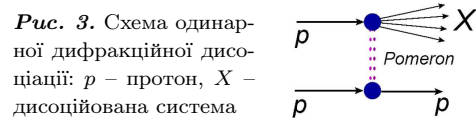


Рис. 3. Схема одиної дифракційної дисоціації:  $p$  – протон,  $X$  – дисоційована система

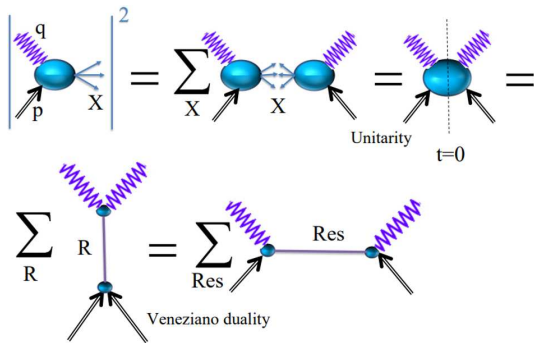


Рис. 4. Зв'язок між непружним форм-фактором і сумою прямоканалних резонансів через унітарність і дуальність Венеціано

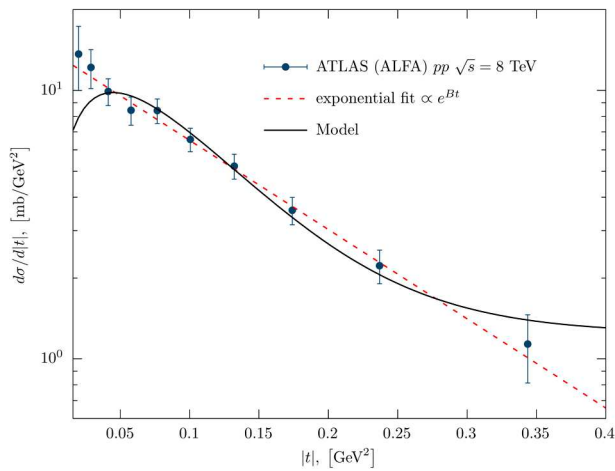


Рис. 5. Залежність диференціального перерізу  $d\sigma/dt$  одиної дифракційної дисоціації від  $|t|$  та її порівняно з експериментальними даними [8]. Пунктирна лінія відповідає експоненціальному достосуванню, суцільна лінія – достосуванню моделі з постійним фоновим внеском  $b_0$

маємо дані щодо чотирьох баріонних резонансів –  $N(939)$ ,  $N(1680)$ ,  $N(2220)$ , та  $N(2700)$  [6] – які включені в траєкторію Редже. Результати достосування траєкторії до даних цих резонансів показані в роботі [7].

Дослідження одиної дифракційної дисоціації з малою нестачею маси дає уявлення щодо м'яких КХД взаємодій і природу померона. Поведінка диференціального перерізу (2) в резонансній області при малих масах  $M_X$  показано в роботі [5]. Якщо  $M_X$  стосується випадків, коли дисоційована система має низьку інваріантну масу, близьку до маси протона, тоді ці процеси часто пов'язані з пружно-подібним розсіянням. У цій ро-

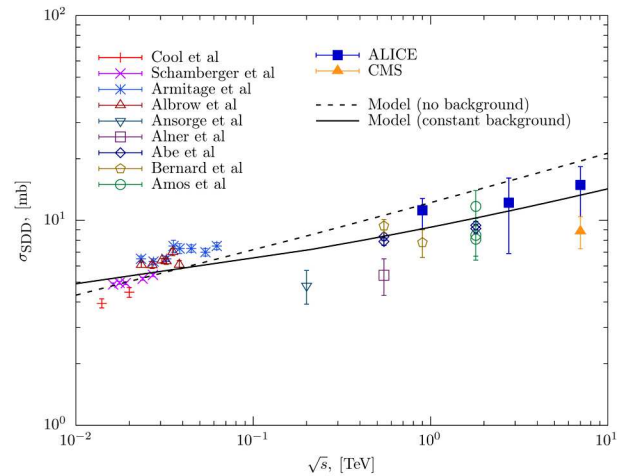


Рис. 6. Повний переріз дифракційної дисоціації як функція від  $\sqrt{s}$ . Пунктирна лінія відповідає моделі без фоновго внеску з її достосуванням до експериментальних даних (символи) [9–20], а суцільна лінія – достосованій моделі з постійним фоновим внеском  $b$

боті ми включили внески від резонансної області  $2 \text{ GeV}^2 \leq M_X^2 \leq 8 \text{ GeV}^2$ . Пружні внески не потрапляють в область резонансу, тому ми вважаємо їх фоновими.

### 3. Результати

Як результат давайте розрахуємо диференціальний та повний перерізи одиної дифракційної дисоціації. Проінтегруємо вираз (2) по  $M_X^2$  в резонансній області та достосуємо його параметри до експериментальних даних [8]. Отримаємо такі відповідні параметри:  $A_0 = 35,58 \text{ мб/GeV}^2$ ,  $t_0 = 1,486 \text{ GeV}^2$ , і  $b_0 = 8,2 \text{ мб/GeV}^2$ . При цьому,  $\chi^2/\text{d.o.f.} \approx 1,07$ . Результат достосування показано на рис. 5.

Також було розраховано повний переріз дифракційної дифракції (див. рис. 6). Відповідні значення параметрів такі:  $A_0 = 378,43 \pm 16,68 \text{ мб/GeV}^2$  і  $b = 1,85 \pm 0,16 \text{ мб/GeV}^2$ . При цьому,  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 10,72$ .

### 4. Висновки

У цій роботі було проаналізовано процес одиної дифракційної дисоціації з померонним обміном при малих масах  $M_X$ . Померон природним чином виникає з теорії Редже, яка була розроблена для пояснення поведінки амплітуд розсіяння при висо-

ких енергіях і низькій передачі імпульсу. У роботі [21] обмін одероном та дипольний померон були включені до диференціального перерізу, що дало змогу передбачити наявність структури провалу в одинарній дифракційній дисоціації. Представлена в цій статті модель добре відповідає експериментальним даним, хоча на графіку на рис. 5 можна побачити зростання диференціального перерізу поблизу нуля, що є недоліком цієї моделі. На нашу думку, цей недолік пов'язаний з тим, що внески в переріз розглядаються лише в області резонансу, а внески від пружних процесів розглядаються як фонові. Можливо потрібна окрема модель для точного врахування внесків від пружних процесів.

В цій роботі диференціальний переріз  $d\sigma/dt$  та повний переріз одинарної дифракційної дисоціації були розраховані за допомогою C++ програми з оболонкою ROOT, яка здебільшого використовується при аналізі даних у фізиці високих енергій.

Це дослідження було підтримано в рамках проекту EURIZON, що фінансується Європейським Союзом (грантова угода 871072).

1. K.A. Goulios. Diffractive interactions of hadrons at high-energies. *Phys. Rept.* **101**, 169 (1983).
2. E. Feinberg, I. Pomeranchuk. High energy inelastic diffraction. Phenomena. *Nuovo Cimento Suppl.* **3**, 652 (1965).
3. M.L. Good, W.D. Walker. Diffraction dissociation of beam particles. *Phys. Rev.* **120**, 1857 (1960).
4. A.B. Kaidalov. Diffractive production mechanisms. *Phys. Rep.* **50**, 157 (1979).
5. L.L. Jenkovszky, O.E. Kuprash, J.W. Lamsa, V.K. Magas, R. Orava. Dual-Regge approach to high-energy, low-mass diffraction dissociation. *Phys. Rev. D* **83**, 056014 (2011).
6. C. Amsler *et al.* (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Lett. B* **667**, 1 (2008).
7. R. Fiore, L.L. Jenkovszky, F. Paccanoni, A. Prokudin. Baryonic Regge trajectories with analyticity constraints. *Phys. Rev. D* **70**, 054003 (2004).
8. G. Aad *et al.* (ATLAS collaboration). Measurement of differential cross-sections for single diffractive dissociation in  $\sqrt{s} = 8$  TeV  $pp$  collisions using the ATLAS ALFA spectrometer. *J. High Energy Phys.* **2020**, 42 (2020).
9. R.L. Cool, K. Goulios, S.L. Segler, H. Sticker, S.N. White. Diffraction dissociation of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , and  $p^\pm$  at 100 and 200 GeV/c. *Phys. Rev. Lett.* **47**, 701 (1981).
10. R.D. Schamberger, J. Lee-Franzini, R. McCarthy, S. Childress, P. Franzini. Mass spectrum of proton-proton inelas-

tic interactions from 55 to 400 GeV/c at small momentum transfer. *Phys. Rev. D* **17**, 1268 (1978).

11. J.C.M. Armitage *et al.* Diffraction dissociation in proton-proton collisions at ISR energies. *Nucl. Phys. B* **194**, 365 (1982).
12. M.G. Albrow *et al.* Inelastic diffractive scattering at the CERN ISR. *Nucl. Phys. B* **108**, 1 (1976).
13. R. E. Ansorge *et al.* Diffraction dissociation at the CERN pulsed collider at CM energies of 900 and 200 GeV. *Z. Phys. C* **33**, 175 (1986).
14. G.J. Alner *et al.* UA5: A general study of proton-antiproton physics at  $\sqrt{s} = 546$  GeV. *Phys. Rep.* **154**, 247 (1987).
15. F. Abe *et al.* Measurement of  $p\bar{p}$  single diffraction dissociation at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV. *Phys. Rev. D* **50**, 5535 (1994).
16. D. Bernard *et al.* The cross-section of diffraction dissociation at the cern SPS collider. *Phys. Lett. B* **186**, 227 (1987).
17. N.A. Amos *et al.* A luminosity-independent measurement of the  $pp$  total cross section at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. *Phys. Lett. B* **243**, 158 (1990).
18. N.A. Amos *et al.* Diffraction dissociation in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. *Phys. Lett. B* **301**, 313 (1993).
19. V. Khachatryan *et al.* Measurement of diffractive dissociation cross sections in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Phys. Rev. D* **92**, 012003 (2015).
20. B. Abelev *et al.* Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE. *Eur. Phys. J. C* **73**, 2456 (2013).
21. L. Jenkovszky, R. Schicker, I. Szanyi. Dip-bump structure in proton's single diffractive dissociation at the Large Hadron Collider. *Universe* **10**, 208 (2024).

Одержано 07.10.24.

Переклад на українську мову О. Войтенка

N.O. Chudak, O.S. Potiienko, D.V. Zhuravel, A. Parisi

#### INVESTIGATION OF SINGLE PROTON DISSOCIATION

We consider the single proton diffraction dissociation at low missing masses focusing on the interplay between diffractive processes and resonance production. The model incorporates the concept of duality, where the observed cross sections are explained by both smooth background processes and discrete resonance contributions. At low missing masses  $M_X$ , this approach leverages the Regge proton trajectory to account for the role of resonances in the cross section. Recent experimental data are used to refine model parameters, enhancing the accuracy of predictions for the differential cross section behavior in the resonance region.

*Keywords:* single diffraction dissociation, structure function of proton, resonance region, low missing masses, differential cross section.