

В. В. Скалозуб, А. В. Тухтаров

*Дніпропетровський національний університет ім. Олеся Гончара***ПЕРЕРІЗИ НАРОДЖЕННЯ ЛЕПТОННИХ ПАР І ПОШУК ВАЖКОГО Z' БОЗОНУ В ПРОЦЕСАХ РОЗСИВАННЯ АДРОНІВ**

З метою пошуку сигналу віртуального Z' бозону при енергіях експериментів на колайдері Tevatron досліджена кінематика процесу Дрелла-Яна. Взаємодія Z' бозону з частинками стандартної моделі вводилась за допомогою ефективного низькоенергетичного лагранжіану, що містить два параметри – аксіальну і векторну константи взаємодії з ферміонами стандартної моделі, які повинні бути оцінені в експериментах. За допомогою стандартних пакетів програм з фізики високих енергій побудовано диференціальні перерізи розсіювання кварк-антикваркових пар у лептон-антилептонну пару в кінематичних змінних центру мас та спостереження. Отримано форм-фактори, що описують внесок важкого Z' бозону в перерізи розсіювання. Їх кутова залежність дозволила побудувати нову інтегральну змінну – певну асиметрію, що виділяє внесок константи взаємодії Z' бозону з аксіальним струмом ферміонів стандартної моделі. Враховуючи універсальний характер останньої, стає можливим однозначно виділити сигнал важкої частинки та визначити її масу. Проаналізовано введену змінну в термінах адронів з урахуванням функцій розподілів партонів та доведено її ефективність на прикладі результатів експериментів CDF колаборації.

Ключові слова: процес Дрелла-Яна, диференціальний переріз, асиметрія, важкий нейтральний векторний бозон.

С целью поиска сигнала виртуального Z' бозона при энергиях экспериментов на колайдере Tevatron исследована кинематика процесса Дрелла-Яна. Взаимодействие Z' бозона с частицами стандартной модели вводилось с помощью эффективного низкоэнергетического лагранжиана, содержащего два параметра – аксиальную и векторную константы взаимодействия с фермионами стандартной модели, которые должны быть оценены в экспериментах. С помощью стандартных пакетов программ физики высоких энергий построены дифференциальные сечения рассеивания кварк-антикварковых пар в лептон-антилептонные пары в кинематических переменных центра масс и наблюдения. Получены форм-факторы, описывающие вклад тяжелого Z' бозона в сечения рассеивания. Их угловая зависимость позволила построить новую интегральную переменную – определенную асимметрию, которая выделяет вклад константы взаимодействия Z' бозона с аксиальным током фермионов стандартной модели. Учитывая универсальный характер последней, становится возможным однозначно выделить сигнал тяжелой частицы и определить ее массу. Введенная переменная проанализирована в терминах адронов с учетом функций распределения партонных и показана ее эффективность на примере результатов экспериментов CDF колаборации.

Ключевые слова: процесс Дрелла-Яна, дифференциальное сечение, асимметрия, тяжелый нейтральный векторный бозон.

With the goal of searching for signals of the virtual Z' boson at the energies of the experiments at Tevatron collider the kinematics of the Drell-Yan process is investigated. The interaction of Z' with particles of the standard model is introduced via the effective low energy Lagrangian. This Lagrangian contains two parameters – the axial and vector couplings – which should be estimated in experiments. By using the standard high energy physics packages the differential cross-sections of quark-anti-quark pairs into final lepton-anti-lepton pairs are calculated in terms of both the center of mass and spectator variables. The form-factors describing the contribution of the heavy Z' into the cross-sections are obtained. The angular dependence of them gives a possibility to construct new integral observable – special type asymmetry – which pick out uniquely the contribution coming from the axial coupling of the Z' with the standard model fermions. Taking into account the universality of the latter one, it becomes possible to pick out the heavy particle and estimate the value of its mass. The introduced observable is also analyzed in terms of hadrons with accounting for the parton distribution functions. The efficiency of it is demonstrated considering the results obtained by CDF collaboration.

Key words: Drell-Yan scattering, differential cross section, asymmetry, extra neutral gauge boson.

Вступ

Пошуки сигналів нової фізики в енергетичних масштабах, які не входять до Стандартної моделі (СМ), побудованої Вайнбергом, Саламом і Глешоу у 1960-х [1; 2], є однією з найважливіших задач для сучасних колайдерів. Нові частинки можна відкрити за відхиленням експериментальних даних від передбаченого СМ. Проте, змінні спостереження, які отримано на адронних колайдерах, мають чимало теоретичних невизначеностей, що пов'язано з партонним розподілом початкових станів та складною структурою адронів у кінцевому стані.

Нейтральний векторний бозон (Z' бозон) є найбільш перспективним станом у процесах розсіювання кварків та лептонів, які можна відкрити на Теватроні або ЛНС. На рівні партонів він виникає в анігіляційному каналі. Його маса має значення, судячи з сучасних експериментальних обмежень, порядку 1 TeV. Він є невід'ємною частиною більшості сучасних теорій великого об'єднання, або теорій з розширеним калібрувальним сектором [3–5].

Головною змінною спостереження в експерименті є переріз розсіювання різного вигляду: диференціальний, повний, «вперед–назад» і т. д. Використовуючи його, можна побудувати додаткові змінні, наприклад, асиметрії різного типу, які допомагають виділяти певні специфічні ефекти.

Зручним для аналізу є диференціальний переріз. Так, інтегрування диференціального перерізу за певними межами дає майже всі змінні спостереження.

За час роботи колайдера Tevatron було отримано великий обсяг даних, більша частина якого ще не опрацьована, але суттєва статистична база (8,7 зворотних фемтобарн [6]) надасть можливість виділити сигнал певних нових частинок у віртуальному стані. У даній роботі на базі аналізу диференціальних перерізів розсіювання процесу Дрелла-Яна побудовано нові інтегральні змінні – певні асиметрії, які дозволяють однозначно виділити сигнал віртуального Z' бозона на базі даних, отриманих на цьому колайдері.

Робота структурована наступним чином. У розділі 2 надається інформація, необхідна для опису Z' на низьких енергіях. Розділ 3 містить дослідження диференціальних перерізів розсіювання партонних процесів та визначає змінну, яка виділяє внесок віртуального Z' . Опис перерізів розсіювання процесу Дрелла-Яна та змінна, яка виділяє внесок від взаємодії Z' з аксіальним струмом ферміонів СМ надається у розділі 4. Обговорення результатів надається у розділі 5.

Опис Z' на низьких енергіях

На низьких енергіях Z' асоціюється з підгрупою $\tilde{U}(1)$, яка виникає при порушенні певної симетрії. У випадку, який розглядається, це порушення має наступний вигляд

$$\underbrace{SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y}_{\text{SM}} \otimes \tilde{U}(1). \quad (1)$$

У даному випадку СМ є підгрупою єдиної групи, розбиття якої вказано у .

На низьких енергіях бозон проявляє себе за допомогою сталих взаємодій з аксіальними та векторними струмами ферміонів та скалярів СМ у віртуальному стані. Ці стали для Z' відрізняються від значень СМ за рахунок змішування $Z - Z'$. Ефективний лагранжіан взаємодії ферміонів СМ та власних станів Z, Z'

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Z f \bar{f}} &= \frac{1}{2} Z_\mu \bar{f} \gamma^\mu \left[\left(v_{fZ}^{\text{SM}} + \gamma^5 a_{fZ}^{\text{SM}} \right) \cos \theta_0 + \left(v_f + \gamma^5 a_f \right) \sin \theta_0 \right] f, \\ \mathcal{L}_{Z' f \bar{f}} &= \frac{1}{2} Z'_\mu \bar{f} \gamma^\mu \left[\left(v_f + \gamma^5 a_f \right) \cos \theta_0 - \left(v_{fZ}^{\text{SM}} + \gamma^5 a_{fZ}^{\text{SM}} \right) \sin \theta_0 \right] f, \end{aligned} \quad (2)$$

де f позначає ферміон СМ, $v_{fZ}^{\text{SM}}, a_{fZ}^{\text{SM}}$ позначають сталі взаємодії ферміонів з Z ; v_f, a_f сталі взаємодії Z' зі струмами ферміонів СМ. На низьких енергіях зручно ввести безрозмірні величини:

$$\bar{a}_f = \frac{m_Z}{\sqrt{4\pi m_{Z'}}} a_f, \quad \bar{v}_f = \frac{m_Z}{\sqrt{4\pi m_{Z'}}} v_f. \quad (3)$$

Використовуючи рівняння ренормалізаційної групи, були отримані співвідношення [7; 8]:

$$v_f - a_f = v_{f^*} - a_{f^*}, \quad a_f = T_{3f} \bar{g} \bar{Y}_\phi, \quad (4)$$

де f та f^* є парою ферміонного дублету $SU(2)_L$, T_{3f} третя компонента слабкого ізоспіну, $\bar{g} \bar{Y}_\phi$ визначає взаємодію Z' із скалярними полями СМ. З маємо, що для ферміонного дублету лише одна векторна стала є незалежною

$$\bar{v}_{f_u} = \bar{v}_{f_d} + 2\bar{a}. \quad (5)$$

За результатами експериментів на LEP I та LEP II отримані обмеження на сталі взаємодії Z' на довірчому рівні в $1-2\sigma$ [9; 10] було отримано ненульові значення максимальної правдоподібності:

$$\begin{aligned} 0 < \bar{a}^2 < 3.61 \times 10^{-4}, \\ \bar{a}^2 &= 1.3 \times 10^{-5} \quad (\text{ML value}), \\ 4 \times 10^{-5} < \bar{v}_e^2 < 1.69 \times 10^{-4}, \\ 0 < \bar{v}_{\text{other } f}^2 < 4 \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (6)$$

Ці значення сталих взаємодії Z' дають можливість побудувати переріз розсіювання без урахування будь-яких моделей, які розширюють СМ.

Диференціальний переріз розсіювання $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$

На партонному рівні Z' бозон утворюється в анігіляційному каналі процесу $q\bar{q} \rightarrow f\bar{f}$, якому відповідає діаграма Фейнмана, зображена на рис. 1. Оскільки універсальною величиною, що характеризує Z' , для будь-якого процесу є стала взаємодії з аксіальним струмом, то головною задачею є виділити її внесок за рахунок специфічної кінематики процесу. При цьому інші внески буде подавлено. Коли таку величину буде знайдено, то її необхідно побудувати для адронного процесу в термінах змінних спостереження на адронних колайдерах.

На партонному рівні процес Дрелла-Яна [11]

$$p\bar{p} \rightarrow Z' \rightarrow f\bar{f} + X, \quad (7)$$

зводиться до анігіляції кварк-антикваркової пари в лептон-антилептонні пари та інші стани, які не визначаються. Для обчислення фейнманівських діаграм партонних процесів використовувалися пакети FeynArts [12] та FormCalc [13].

Для процесів $u\bar{u} \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-), d\bar{d} \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ диференціальні перерізи (рис. 2) є нечутливими до сорту лептонів, що утворилися, оскільки ми приймаємо їх безмасовими. При аналізі перерізів масу та ширину розпаду Z' приймаємо за $m_{Z'} = 1.2 \text{ TeV}, \Gamma_{Z'} = 120 \text{ GeV}$ [14].

Структура диференціального перерізу, який виділяє внесок Z' , має вигляд

$$\begin{aligned} \Delta \frac{d\sigma}{dz} &= \frac{d\sigma}{dz} - \left(\frac{d\sigma}{dz} \right)_{\text{SM}} = f_a^q(E, z) \bar{a}^2 + f_{av}^q(E, z) \bar{a} \bar{v}_q + \\ &+ f_{vv}^q(E, z) \bar{v}_l \bar{v}_q + \dots, \quad z = \cos \theta. \end{aligned} \quad (8)$$

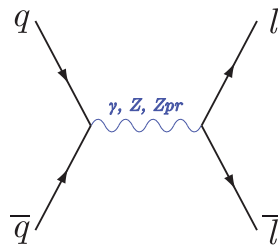


Рис. 1. Діаграма Фейнмана, яка відповідає анігіляції кварк-антикваркової пари у лептони

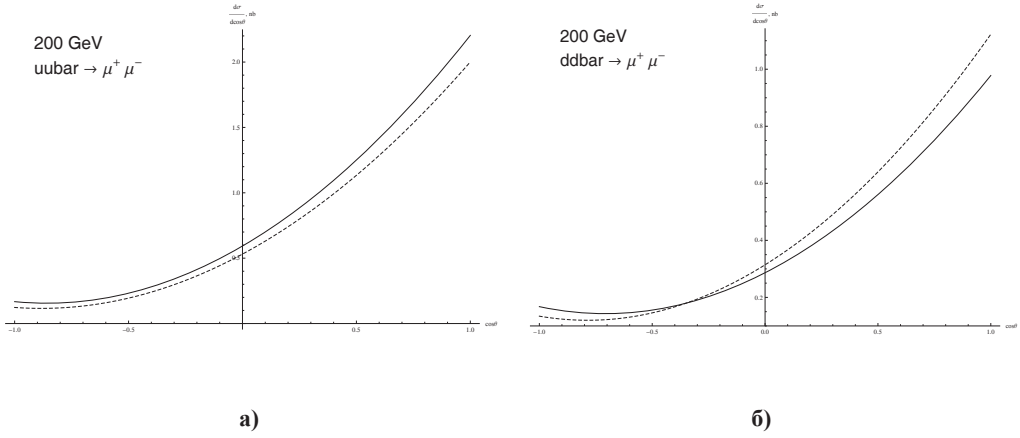


Рис. 2. Диференціальний переріз розсіювання кварк-антикваркової пари у лептони (а - $u\bar{u} \rightarrow \mu^+ \mu^-$, б - $d\bar{d} \rightarrow \mu^+ \mu^-$) з енергією в с.ц.м. 200 ГеВ. Пунктиром позначено переріз у СМ, суцільною у теорії з групою

Для процесу розсіювання адронів будемо мати декілька сортів кварків. За умовою задачі, та враховуючи співвідношення (5), маємо наступну структуру перерізу:

$$\begin{aligned} \Delta \frac{d\sigma}{dz} &= \mathcal{F}_a(E, z) \bar{a}^2 + \mathcal{F}_{av}(E, z) \bar{a} \bar{v}_u + \mathcal{F}_{vv}(E, z) \bar{v}_l \bar{v}_u + \dots, \\ \mathcal{F}_a(E, z) &= f_a^u(E, z) + f_a^d(E, z), \\ \mathcal{F}_{av}(E, z) &= f_{av}^u(E, z) + f_{av}^d(E, z), \\ \mathcal{F}_{vv}(E, z) &= f_{vv}^u(E, z) + f_{vv}^d(E, z). \end{aligned} \quad (9)$$

Поведінка форм-факторів наведена на рис. 3 (а, б, в). $\mathcal{F}_a(E, z)$ є асиметричною монотонною функцією на широкому діапазоні енергій. Функції $\mathcal{F}_{av}(E, z)$ та $\mathcal{F}_{vv}(E, z)$ симетричні на всьому діапазоні енергій.

Враховуючи симетрію форм-факторів, побудуємо наступну асиметрію:

$$\mathcal{A} = \frac{\int_{-1}^0 \Delta \frac{d\sigma}{dz} dz - \int_0^{+1} \Delta \frac{d\sigma}{dz} dz}{\int_{-1}^{+1} \Delta \frac{d\sigma}{dz} dz}. \quad (10)$$

Вона буде визначатися внесками:

$$\begin{aligned} A_a(E) &= \int_{-1}^0 \mathcal{F}_a(E, z) dz - \int_0^{+1} \mathcal{F}_a(E, z) dz, \\ A_{av}(E) &= \int_{-1}^0 \mathcal{F}_{av}(E, z) dz - \int_0^{+1} \mathcal{F}_{av}(E, z) dz, \\ A_{vv}(E) &= \int_{-1}^0 \mathcal{F}_{vv}(E, z) dz - \int_0^{+1} \mathcal{F}_{vv}(E, z) dz. \end{aligned} \quad (11)$$

Значення (11) для декількох E наведені в табл. 1. Бачимо, що при $E \sim m_Z$ суттєвий внесок залишає інтерференційний член і у точці $E = m_Z \approx 91 \text{ GeV}$ виникає розбіжність (рис. 3, г). Схожим чином починає зростати A_a при енергіях $E \sim m_{Z'}$.

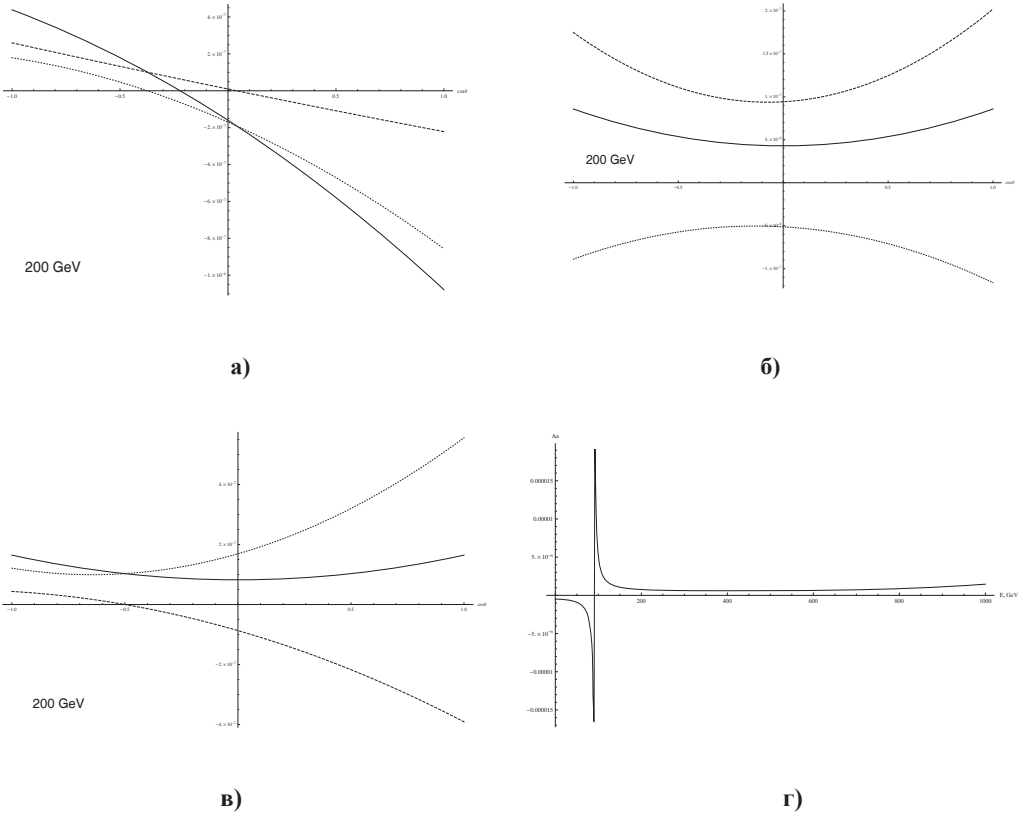


Рис. 3. Форм-фактори (а,б,в) при (9), наведені у порядку слідування: $\mathcal{F}(E, z)$ – суцільна лінія, $f^u(E, z)$ – пунктирна лінія, $f^d(E, z)$ – точкова лінія при значенні енергії лептонної пари 200 GeV, г – функція $A_a(E)$

Таблиця 1

Значення кваркових асиметрій A_a, A_{av}, A_{vv}

E, GeV	50	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$A_a \times 10^{-7}$	-9,1	51,7	7,6	6,2	6,0	6,2	6,7	7,5	8,7	10,8	14,7
$A_{av} \times 10^{-23}$	6,6	1610	0	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	2,6	2,6	5,3
$A_{vv} \times 10^{-23}$	2,6	74	5,3	0	0	0	0	5,3	0	0	0

Диференціальний переріз розсіювання $p \bar{p} \rightarrow l \bar{l}$

Переріз $p \bar{p} \rightarrow Z' \rightarrow f \bar{f} + X$ є результатом інтегрування перерізу $q \bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow f \bar{f}$ з партонними функціями розподілу

$$\sigma_{AB} = \sum_q \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_{q,A}(x_1, Q^2) f_{\bar{q},B}(x_2, Q^2) \times \sigma(q \bar{q} \rightarrow f \bar{f}), \quad (12)$$

де A, B позначають тип взаємодіючих адронів p, \bar{p} ; $f_{q,A}$ партонна функція розподілу для партона q в адроні A з долею імпульсу x_1 на масштабі енергії Q^2 (у нашому випадку $Q^2 = m_{Z'}^2$). Для розрахунків використовувався пакет MSTW PDF [15].

Параметри кінцевого стану – це поздовжні псевдобистроти y_{l^+}, y_{l^-} кінцевих лептонів та загальний поперечний імпульс лептонів p_{\perp} . Перейшовши до с.ц.м. лептонів, псевдобистроти мають значення $y_{l^+} = -y_{l^-} \equiv y^*$. Детально про кінематику утворення лептонних див. [16].

Величиною, що досліджується, є (9). Проте в інших змінних

$$\Delta \frac{d\sigma}{dz} = \mathcal{F}_a(\sqrt{s}, p_{\perp}, z) \bar{a}^2 + \mathcal{F}_{av}(\sqrt{s}, p_{\perp}, z) \bar{a} \bar{v}_u + \mathcal{F}_{vv}(\sqrt{s}, p_{\perp}, z) \bar{v}_l \bar{v}_u + \dots, \quad z = \text{th}y^* \quad (13)$$

Для Tevatron $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ енергія у с.ц.м. протон-антипротона, які зіштовхуються. Форм-фактори (13), зображені на рис. 4 (а, б, в). Значення p_{\perp} взяті з [17]. Поведінка функцій схожа до тих, що були розглянуті у розділі 3.

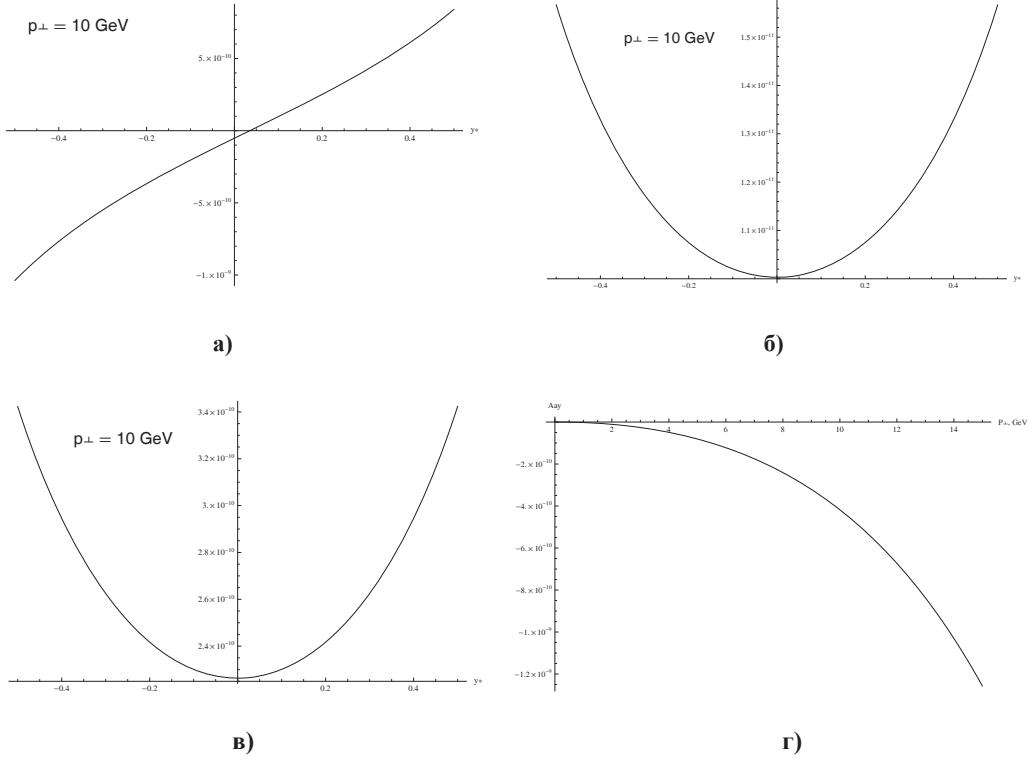


Рис. 4. Форм-фактори (а, б, в) при (13), наведені у порядку слідування; г – функція $A_{ay}(p_{\perp})$

Будуємо асиметрію

$$A_y = \frac{\int_{-z_{\max}}^0 \Delta \frac{d\sigma}{dz} dz - \int_0^{+z_{\max}} \Delta \frac{d\sigma}{dz} dz}{\int_{-z_{\max}}^{+z_{\max}} \Delta \frac{d\sigma}{dz} dz}, \quad (14)$$

до якої входять наступні складові:

$$\begin{aligned} A_{ay} &= \int_{-z_{\max}}^0 \mathcal{F}_a(p_{\perp}, z) dz - \int_0^{+z_{\max}} \mathcal{F}_a(p_{\perp}, z) dz, \\ A_{avy} &= \int_{-z_{\max}}^0 \mathcal{F}_{av}(p_{\perp}, z) dz - \int_0^{+z_{\max}} \mathcal{F}_{av}(p_{\perp}, z) dz, \\ A_{avyy} &= \int_{-z_{\max}}^0 \mathcal{F}_{vv}(p_{\perp}, z) dz - \int_0^{+z_{\max}} \mathcal{F}_{vv}(p_{\perp}, z) dz. \end{aligned} \quad (15)$$

Значення цих величин для деяких p_{\perp} наведені в табл.2. Бачимо, що головний внесок залишається від форм-фактора перед \bar{a}^2 . Слід відзначити, що знак асиметрії залишився таким, як і в розділі 3.

Таблиця 2

Значення адронних асиметрій A_{ay} , A_{avy} , A_{vvy}

p_{\perp} , GeV	5	10	15
$A_{ay} \times 10^{-11}$	-8,0	-41,8	-125,7
$A_{avy} \times 10^{-27}$	0	4,8	22,6
$A_{vvy} \times 10^{-27}$	-3,2	-25,8	-51,7

За результатами обчислень отримано, що асиметрія, побудована для «голих» кваркових процесів, зберігає свої властивості і в термінах змінних спостереження. Це означає, що обчислення параметрів Z' за її допомогою значно спрощується, оскільки, провівши інтегрування змінної в двох діапазонах p_{\perp} , отримуємо систему двох рівнянь з двома невідомими \bar{a}^2 та $m_{Z'}$. Отже, виникає можливість визначення обох параметрів.

Обговорення результатів

У результаті роботи побудована змінна, яка дозволяє однозначно виділити внесок від взаємодії важкого нейтрального калібрувального бозона Z' з аксіальним струмом ферміонів СМ. Для цього побудовані та досліджені диференціальні перерізи процесу Дрелла-Яна.

У процесах розсіювання адронів Z' виникає в анігіляційному каналі процесу кварк-антикварк. Тому для того, щоб побудувати змінну для адронів, необхідно було дослідити диференціальні перерізи анігіляції кварк-антикваркової пари. Було побудовано переріз для процесів $u\bar{u} (d\bar{d}) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ у термінах кінематичних змінних (косинус кута розсіювання мюонної пари), вважаючи ферміони безмасовими на фоні енергій, на яких відбуваються зіштовхування. Досліджено поведінку форм-факторів при константах взаємодії бозону зі струмами ферміонів СМ. Відповідно до характеру останньої вдалося побудувати змінну, що виділяє внесок лише взаємодії з аксіальним струмом. Зважаючи на універсальність цієї сталі [8; 9], така змінна є дуже зручною для аналізу перерізу розсіювання.

Встановлено, що в діапазоні енергій лептонної пари в її с.ц.м. $E \sim m_{Z'}$ така асиметрія має найбільше значення за модулем, на всьому доступному зараз діапазоні енергій. Це вказує на значний вплив інтерференційного члена перерізу в діапазоні енергій СМ. Схожа поведінка спостерігається при наближенні енергії пари до маси Z' , проте такі енергії ще не досяжні у експерименті. Цікавим фактом є також зміна знаку асиметрії при переході через точку $E = m_{Z'}$: в діапазоні $E < m_{Z'}$ вона є від'ємною, а у інших додатною.

Для переходу до розсіювання адронів використовуються функції розподілу партонів. Для обчислень використано пакет MSTW PDF [15]. У якості змінних спостереження, обрано псевдобистроти утворених лептонів та поздовжній імпульс адронів.

Перейшовши до змінних спостереження, асиметрію було обчислено за даними колаборації CDF (Tevatron) [17]. Установлено, що поведінка асиметрії цих змінних повністю співпадає з тією, що отримано для процесу на партонному рівні: зберігається знак, монотонність функції та головний внесок, що вона виділяє. Єдина відмінність полягає у числовому значенні величини.

Для перевірки змінної необхідно врахувати похибку функцій розподілу партонів, а також оцінити її ефективність за більшою статистикою.

Уведена в роботі змінна дозволяє проводити обчислення параметрів Z' методом розв'язку системи рівнянь. Інтегрування змінної на двох діапазонах енергій

(імпульсів) дає змогу обчислити масу та сталу зв'язку Z' з аксіальним струмом ферміонів СМ на низьких енергіях.

Автори вдячні А. Кожушку за допомогу проведення обчислень перерізів розсіювання.

Бібліографічні посилання

1. **Glashow S. L.** Partial-symmetries of weak interactions / S. L. Glashow // Nucl. Phys. –1961. – 22, Issue 4. – P. 579–588.
2. **Weinberg S. A.** Model of Leptons / S. A. Weinberg // Phys. Rev. Lett. – 1967. –19. – P. 1264–1266.
3. **Leike A.** The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons / A. Leike // Phys. Rep. – 1999. – 317. – P. 143–250.
4. **Langacker P.** The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons / P. Langacker // Rev. Mod. Phys. –2008. – 81. – P. 1199–1228; e-print arXiv:0801.1345 [hep-ph].
5. **Rizzo T.** Z' Phenomenology and the LHC / T. Rizzo // e-print: hep-ph/0610104.
6. **Sandra Leone** for the CDF and D0 Collaborations, Moriond EWK. 2012.
7. **Gulov A. V.** Renormalizability and model-independent description of signals at low energies / A. V. Gulov, V. V. Skalozub // Eur. Phys. J. – 2000. – C 17. – P. 685–694.
8. **Gulov A. V.** Renormalizability and the model independent observables for the Abelian Z' search / A. V. Gulov, V. V. Skalozub // Phys. Rev. – 2000. – D 61. – P. 055007–055014.
9. **Gulov A. V.** Model independent search for Z' -boson signals / A. V. Gulov, V. V. Skalozub // e-print arXiv:0905.2596v2 [hep-ph].
10. **Gulov A. V.** Fitting of Z' parameters / A. V. Gulov, V. V. Skalozub // Int. J. Mod. Phys. – 2010. – A 25. – P. 5787–5815.
11. **Drell S. D.** Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies / S. D. Drell, T.-M. Yan // Phys. Rev. Lett. – 1970. – 25 (5). – P. 316–320.
12. **Hahn T.** Generating Feynman Diagrams and Amplitudes with FeynArts 3 / T. Hahn // Comput. Phys. Commun. – 2001. – 140. – P. 418–431; e-print arXiv:hep-ph/0012260v2; <http://www.feynarts.de/>.
13. **Hahn T.** Perez-Victoria M. Automatized One-Loop Calculations in 4 and D dimensions / T. Hahn // Comput. Phys. Commun. – 1999. – 118. – P. 153–165; e-print arXiv:hep-ph/9807565v1; <http://www.feynarts.de/formcalc/>.
14. **Martin A. D.** Parton distributions for the LHC / A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt // Eur. Phys. J. – 2009. – C 63. – P. 189–285; e-print arXiv:0901.0002v3 [hep-ph] <http://projects.hepforge.org/mstwpdf/>.
15. **Пескин М. Е.** Шрёдер Д. В. Введение в квантовую теорию поля / М. Е. Пескин. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». – 2001. – 784 с. ISBN 5-93972-083-8.
16. **CDF Collaboration,** T. Aaltonen et al. Study of multi-muon events produced in p-pbar collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV //FERMILAB-PUB-08-046-E-2008; e-print arXiv:0810.5357v2 [hep-ex].

Надійшла до редколегії 12.06.12.