

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ

im. Henryka Niewodniczańskiego

ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

www.ifj.edu.pl/reports/2003.html

Kraków, kwiecień 2003

Raport Nr 1922/PH

**Analiza spolaryzowanego rozpraszania
głębokonieelastycznego w obszarze małych wartości
zmienniej x Bjorkena z uwzględnieniem
resumacji poprawek logarytmicznych $\ln^2(1/x)$**

B. Ziaja-Motyka

Rozprawa habilitacyjna – Habilitation Thesis

Abstract:

In this thesis we consider the polarized deep inelastic scattering in the region of low values of Bjorken variable, x . For an accurate description of this process including the logarithmic corrections, $\ln^2(1/x)$, is required. These corrections resummed strongly influence the behaviour of the spin structure functions and their moments.

We formulate the evolution equations for the unintegrated parton distributions which include a complete resummation of the double logarithmic contributions, $\ln^2(1/x)$. Afterwards, these equations are completed with the standard LO and NLO DGLAP evolution terms, in order to obtain the proper behaviour of the parton distributions at moderate and large values of x .

The equations obtained are applied to the following observables and processes: (i) to the nucleon structure function, g_1 , in the polarized deep inelastic scattering, (ii) to the structure function of the polarized photon, g_1^γ , in the scattering of a lepton on a polarized photon, and (iii) to the differential structure function, $x_J d^2 g_1 / dx_J dk_J^2$, in the polarized deep inelastic scattering accompanied by a forward jet. Case (iii) is proposed to be a test process for the presence and the magnitude of the $\ln^2(1/x)$ contributions. For each process the consequences of including the logarithmic corrections are studied in a detail.

After integrating out the structure function, g_1 , the moments of the nucleon structure function are obtained. The contribution of the region of low x to these moments is estimated, and then discussed in the context of the spin sum rules.

Finally, some predictions for the observables, the asymmetry and the cross sections, in the processes (i)-(iii) are given. They are important to planned experiments with the polarized HERA and linear colliders, which will probe the region of low values of Bjorken x .

Streszczenie:

W tej rozprawie rozważamy proces spolaryzowanego rozpraszania głębokonieelastycznego w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena. Dla uzyskania pełnego opisu tego procesu niezbędne jest uwzględnienie wkładów podwójnie logarytmicznych $\sim \ln^2(1/x)$. Te zresumowane wkłady dają znaczące poprawki do spinowych funkcji struktury i ich momentów.

W pracach, wchodzących w skład tej rozprawy, sformułowaliśmy równania ewolucji dla nieprzecałkowanych rozkładów partonów. Równania te zawierały pełny, zresumowany wkład poprawek podwójnie logarytmicznych. Ażeby uzyskać poprawne zachowanie rozkładów partonów przy większych wartościach zmiennej x , do równań tych dołączyliśmy człony standardowej ewolucji DGLAP w przybliżeniu wiodącym i podwiodącym.

Otrzymane równania zastosowaliśmy do opisu następujących obserwabli i procesów: (i) funkcji struktury nukleonu g_1 w spolaryzowanym rozpraszaniu głębokonieelastycznym, (ii) funkcji struktury spolaryzowanego fotonu, g_1^γ , w rozpraszaniu leptonu na spolaryzowanym fotonie, (iii) różniczkowej funkcji struktury $x_J d^2g_1/dx_J dk_J^2$ w spolaryzowanym rozpraszaniu głębokonieelastycznym z produkcją pojedynczego pęku cząstek w przód. Ostatni proces może służyć jako test na obecność i wielkość wkładów podwójnie logarytmicznych. Dla każdego z tych procesów analizowaliśmy szczegółowo wpływ włączenia poprawek typu $\ln^2(1/x)$ na uzyskane wyniki.

Po numerycznym przecałkowaniu funkcji struktury g_1 otrzymaliśmy momenty funkcji struktury nukleonu. Szczegółowo przeanalizowaliśmy wkład do tych momentów, pochodzący z obszaru małych wartości zmiennej x , także w kontekście zachowania spinowych reguł sum.

Wreszcie, podaliśmy przewidywania dla niektórych obserwabli, które mogą być w przyszłości zmierzone w procesach (i)-(iii). Przewidywania te są istotne dla przyszłych eksperymentów w akceleratorze spolaryzowana HERA i akceleratorach liniowych.

Spis treści

1	Wprowadzenie	5
2	Struktura spolaryzowanego nukleonu w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena	7
2.1	Spinowa funkcja struktury nukleonu $g_1(x, Q^2)$	7
2.2	Reguły sum dla spolaryzowanego nukleonu	12
3	Struktura spolaryzowanego fotonu w zderzeniach e^+e^-, $e\gamma$	14
4	Produkcja pojedynczego pędu cząstek w rozpraszaniu głębokonieelastycznym jako test wkładu poprawek logarytmicznych $\ln^2(1/x)$	16
5	Podsumowanie	17

1 Wprowadzenie

Zagadnienie identyfikacji składników spinu nukleonu jest jednym z najciekawszych problemów fizyki cząstek ostatnich lat [1–4]. W roku 1988 kolaboracja doświadczalna EMC uzyskała dane, wskazujące na to, że udział składowych kwarkowych w spinie nukleonu jest bardzo mały [5]. Wyniki te przeczyły oszacowaniom teoretycznym uzyskanym z reguł sum Ellisa-Jaffe’go i Bjorkena [3, 4]. Reguły te wiązały kwarkowe składniki spolaryzowanego nukleonu ze stałymi g_A i g_8 otrzymanymi w rozpadach β neutronu i hyperonu. Przy zaniedbaniu udziału kwarków dziwnych s , szacowały one wkład kwarków do całkowitego spinu nukleonu na około trzy piąte. Wyrażna rozbieżność pomiędzy danymi doświadczalnymi a przewidywaniem teoretycznym zapoczątkowała szereg badań, poświęconych ”zagadce” spinu nukleonu [2].

Od tego czasu powstało wiele hipotez, proponujących wyjaśnienie znikomego udziału kwarków w spolaryzowanym nukleonie. Oszacowanie udziału kwarków przy użyciu reguły sum Ellisa-Jaffe’go w pierwotnej postaci, to jest z zaniedbaniem wkładu kwarków dziwnych, zostało podważone przez nowe dane eksperymentalne potwierdzające wyniki kolaboracji EMC (zebrane np. w [2, 3]).

Dalej, szczegółowa analiza spinowej funkcji struktury nukleonu g_1 wykonana w przybliżeniu podwiodącym (NLO) chromodynamiki kwantowej (QCD) wskazała na trudność jednoznacznego określenia składowej kwarkowej spolaryzowanego nukleonu. Anomalia aksjalna [2, 6, 7], mająca źródło w tzw. diagramach trójkątnych, powoduje, że pierwszy moment singletowej składowej spinu nukleonu $\Delta\Sigma$, dający wkład do reguł sum, różni się o człon proporcjonalny do $\alpha_S\Delta g$ w różnych schematach renormalizacyjnych NLO QCD. Ponieważ składowa gluonowa Δg jest rzędu $O(\alpha_S^{-1})$, człon ten jako całość zachowuje się jak $O(\alpha_S^0)$ i nie znika nawet dla dużych wartości przekazu pędu Q^2 .

Niewyjaśniony do końca jest również udział składowej orbitalnej momentu pędu L w całkowitym spinie nukleonu [2]. Pojawia się tu trudność z jednoznacznym zdefiniowaniem orbitalnego momentu pędu. W spinowej regule sum: $\frac{1}{2} = J_q + J_g$ całkowite momenty pędu kwarków J_q i gluonów są jednoznacznie określone i niezmiennicze ze względu na cechowanie. Jednak rozdział tych momentów na składniki orbitalne i spinowe:

$$\begin{aligned} J_q &= \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q \\ J_g &= \Delta g + L_g \end{aligned} \tag{1}$$

nie jest jednoznaczny i zależy od wyboru cechowania.

Prace, które są podstawą niniejszej rozprawy badają spolaryzowane rozpraszanie głębokonieelastyczne w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena. Wiąże się to również z jedną z hipotez na temat rozbieżności danych doświadczalnych i przewidywań teoretycznych dla spinu nukleonu. Do tej pory eksperymenty mierzące momenty spinowej funkcji struktury nukleonu penetrowały obszar ograniczony minimalną wartością zmiennej x , $x \sim 10^{-3}$ [8]. Analiza teoretyczna sugeruje jednak, że obszar mniejszych x , $x < 10^{-3}$ może być kluczowy dla poprawnego wyznaczenia wartości tych momentów, w tym zakresie x zaczynają bowiem dominować wkłady pochodzące z resumacji podwójnych logarytmów $\ln^2(1/x)$. Mogą one generować duże poprawki do funkcji struktury g_1 [9–15] i, dalej, duże wkłady do momentów tejże funkcji struktury g_1 [9–12, 15–17]. Tak duże wkłady z obszaru asymptotycznego mogłyby w konsekwencji zmienić dotychczasowe oszacowania eksperymentalne udziału partonów w spinie nukleonu.

W cyklu prac:

I J. Kwieciński, B. Ziaja, "QCD expectations for the spin structure function g_1 in the low x region", Phys. Rev. D60:054004, 1999,

II J. Kwieciński, B. Ziaja, "Polarized deep inelastic scattering accompanied by a forward jet as a probe of the $\ln^2(1/x)$ resummation", Phys. Lett. B464:293, 1999,

III J. Kwieciński, B. Ziaja, "QCD predictions for polarized deep inelastic scattering accompanied by a forward jet in the low x region of possible HERA measurements", Phys. Lett. B470:247, 1999,

IV J. Kwieciński, B. Ziaja, "QCD predictions for spin dependent photonic structure function $g_1^\gamma(x, Q^2)$ in the low x region of future linear colliders", Phys. Rev. D63:054022, 2001,

V B. Ziaja, "Low x double $\ln^2(1/x)$ resummation effects at the sum rules for nucleon structure function g_1 ", Acta Phys. Polon. B32:2863, 2001,

VI B. Badelek, J. Kwieciński, B. Ziaja, "Spin structure function $g_1(x, Q^2)$ and the DHGMY integral $I(Q^2)$ at low Q^2 : predictions from the GVMD model", Eur. Phys. J. C26:45, 2002,

VII B. Ziaja, "Double logarithms, $\ln^2(1/x)$, and the NLO DGLAP evolution for the nonsinglet component of the nucleon spin structure function g_1 ", Phys. Rev. D66:114017, 2002,

VIII B. Ziaja, "Proton spin structure function, g_1 , with the unified evolution equations including NLO DGLAP terms and double logarithms, $\ln^2(1/x)$ ", przyjęte do druku w Eur. Phys. J C, 2003

został zbadany wpływ resumacji poprawek podwójnie logarytmicznych, $\sim \ln^2(1/x)$ na zachowanie spinowej funkcji struktury nukleonu g_1 otrzymanej w rozpraszaniu głębokonieelastycznym (DIS) oraz na reguły sum, które ta funkcja spełnia (prace [I, V-VIII]). W pracach tych zostały sformułowane zunifikowane równania ewolucji, uwzględniające resumację podwójnych logarytmów w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena i standardową ewolucję Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) dla średnich i dużych wartości x .

Równania te posłużyły również do zbadania fotonowej funkcji struktury g_1^γ w obszarze małych wartości zmiennej x (praca [IV]). Wyniki uzyskane dla g_1^γ są istotne dla projektowanych zderzaczy liniowych e^+e^- i $e\gamma$.

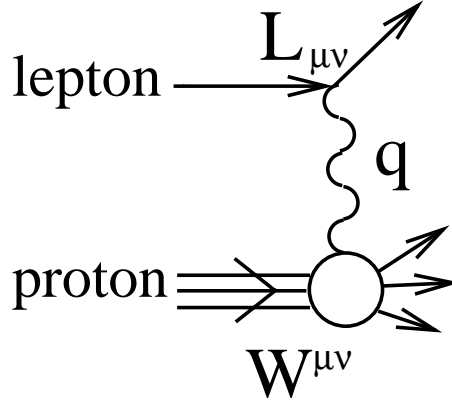
Zaproponowany został także test doświadczalny na obecność i wielkość poprawek logarytmicznych w obszarze małych wartości x (prace [II, III]). W analogii do przypadku niespolaryzowanego [18, 19], posłużył do tego proces rozpraszania głębokonieelastycznego z produkcją pojedynczego pęku cząstek w przód. W uzyskanych przewidywaniach na wielkości mierzalne zostały uwzględnione cięcia kinematyczne planowane dla przyszłych pomiarów spolaryzowanego rozpraszania głębokonieelastycznego w akceleratorze HERA (praca [III]).

2 Struktura spolaryzowanego nukleonu w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena

2.1 Spinowa funkcja struktury nukleonu $g_1(x, Q^2)$

Rozważamy spolaryzowane rozpraszanie głębokonieelastyczne leptonu na nukleonie [1]. Najprostszy proces tego typu opisany jest diagramem jak na Rys. 1. Zakładamy, że w stanie początkowym zarówno lepton jak i nukleon są spolaryzowane. Wtedy przekrój czynny na to rozpraszanie wyrażony jest poprzez zwięźenie iloczynu dwóch tensorów: tensora leptonowego $L_{\mu\nu}$ i tensora hadronowego $W^{\mu\nu}$, $L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}$ [1, 4] (Rys. 1). Tensor $W^{\mu\nu}$ może być rozwinięty na niezmienniki Lorentza. Współczynniki tego rozwinięcia definiują mierzalne funkcje struktury. Funkcja struktury g_1 jest współczynnikiem przy asymetrycznym członie typu $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}q_\rho S_\sigma$, gdzie q jest czterowektorem przekazu pędu, a S wektorem polaryzacji nukleonu w stanie początkowym.

W eksperymencie do wyznaczenia wartości g_1 używa się asymetrii $A = (\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\downarrow\uparrow})/(\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\downarrow\uparrow})$ [1, 4], gdzie współczynniki σ oznaczają całkowite przekroje czynne w



Rysunek 1: Spolaryzowane rozpraszanie głębokonielastyczne leptonu na protonie - najprostszy diagram

przypadku, gdy nukleon i lepton są spolaryzowane zgodnie ($\sigma^{\uparrow\uparrow}$) lub przeciwnie ($\sigma^{\uparrow\downarrow}$). Związek asymetrii z funkcją g_1 wymaga również znajomości niespolaryzowanej funkcji struktury F_1 [1, 4].

W obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena asymptotyka funkcji g_1 przewidywana przez model biegunów Regge'go daje słabe skalowanie g_1 z x [20, 21]:

$$g_1^i(x, Q^2) = \gamma_i(Q^2)x^{-\alpha_i(0)}, \quad (2)$$

gdzie $g_1^i(x, Q^2)$ jest singletową ($i = S$) lub niesingletową ($i = NS$) składową g_1 . Oczekuje się, że współczynnik Regge'go $\alpha_i(0)$ dla singletowej i niesingletowej składowej g_1 jest podobny i bliski 0: $\alpha_{S,NS}(0) \leq 0$ [15].

Postać asymptotyczna g_1 otrzymana ze standardowej ewolucji DGLAP QCD daje w granicy $x \rightarrow 0$ zachowanie bardziej osobliwe niż w modelu Regge'go (por. [9, 10]).

Jednakowoż, obydwa te przewidywania nie uwzględniają wkładu logarytmów $\ln(1/x)$, który staje się znaczący dla małych wartości x . Resumacja logarytmów $\ln(1/x)$ w przypadku niespolaryzowanym zachodzi poprzez równanie BFKL [22, 23]. W przypadku spolaryzowanym analiza teoretyczna [9, 10] wykazała, że dominują wkłady podwójnie logarytmiczne $\ln^2(1/x)$, generowane przez diagramy drabinkowe i pozadrabinkowe typu "bremsstrahlung". Diagramy drabinkowe odpowiadają diagramom rozpraszania w przód fotonu na protonie z wygenerowaną radiacyjnie drabiną partonową [9, 10, 14]. Diagramy te resumują jądra ewolucji DGLAP: $\Delta P(z)$ w rzędzie wiodącym (LO) przy zerowych wartościach ułamku pędu podłużnego $z = 0$. Diagramy pozadrabinkowe odpowiadają diagramom rozpraszania w przód z dodatkowymi propagatorami partonowymi, dołączonymi do różnych segmentów drabiny radiacyjnej [24, 25].

W obydwu przypadkach dla uzyskania wkładów podwójnie logarytmicznych kluczowe jest uporządkowanie pędów wymienianych partonów [9, 10]. Parametrem uporządkowania jest stosunek kwadratu pędu poprzecznego partonu k_n i ułamku jego pędu podłużnego x_n , k_n^2/x_n . Ułamek pędu x_n odpowiada zmiennej β Sudakowa (por. [10]). W przypadku diagramów pozadrabinkowych dodatkowym warunkiem jest, aby dołączone partony niosły pęd mniejszy od pędów wymienianych przez partony drabinkowe w danym segmencie drabiny. Resumacja diagramów pozadrabinkowych następuje poprzez podczerwone równanie ewolucji [24, 25].

Szczegółowa analiza poprawek podwójnie logarytmicznych (DL) została przeprowadzona w pracach [14] i [I]. W obydwu pracach resumację tych poprawek wykonano dla nieprzebieżalnych rozkładów partonów. Zaproponowane zostało całkowite równanie ewolucji sumujące wkłady drabinkowe i pozadrabinkowe dla części singletowej i niesingletowej funkcji struktury g_1 . Równanie to przetransformowane do przestrzeni momentów poprzez transformatę Mellina poprawnie odtwarzało wymiary anomalne otrzymane z podczerwonych równań ewolucji [24, 25].

Należy podkreślić, że sformułowanie równań ewolucji w języku nieprzebieżalnych rozkładów partonów umożliwiło łatwą resumację poprawek logarytmicznych. Otrzymane równania mają postać równań całkowych z członem niejednorodnym, którym jest tzw. "input" nieperturbacyjny. Ewolucja $\ln^2(1/x)$ włączona jest w jądra równania znajdujące się w członach jednorodnych. Taka postać równań umożliwia również proste dołączenie członów standardowej ewolucji DGLAP, co jest niezbędne dla uzyskania prawidłowego zachowania rozkładów partonów w obszarze średnich i dużych wartości x [I].

Pełna postać zunifikowanych równań dla niesingletowego nieprzebieżalnego rozkładu kwarków f_{NS} jest następująca (por. [VII]):

$$\begin{aligned}
f_{NS}(x, Q^2) &= \tilde{\alpha}_s(Q^2)(\Delta P \otimes \Delta q_{NS}^{(0)})(x) + \tilde{\alpha}_s(Q^2) \int_{k_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} (\Delta P_{reg} \otimes f_{NS})(x, k^2) \\
&\quad (\text{DGLAP}) \\
&+ \tilde{\alpha}_s(Q^2) \frac{4}{3} \int_x^1 \frac{dz}{z} \int_{Q^2}^{Q^2/z} \frac{dk^2}{k^2} f_{NS}\left(\frac{x}{z}, k^2\right) \\
&\quad (\text{Ladder}) \\
&- \tilde{\alpha}_s(Q^2) \int_x^1 \frac{dz}{z} \left(\left[\frac{\tilde{\mathbf{F}}_8}{\omega^2} \right] (z) \frac{\mathbf{G}_0}{2\pi^2} \right)_{qq} \int_{k_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} f_{NS}\left(\frac{x}{z}, k^2\right) \\
&- \tilde{\alpha}_s(Q^2) \int_x^1 \frac{dz}{z} \int_{Q^2}^{Q^2/z} \frac{dk^2}{k^2} \left(\left[\frac{\tilde{\mathbf{F}}_8}{\omega^2} \right] \left(\frac{k^2}{Q^2 z} \right) \frac{\mathbf{G}_0}{2\pi^2} \right)_{qq} f_{NS}\left(\frac{x}{z}, k^2\right). \\
&\quad (\text{Non - ladder}) \tag{3}
\end{aligned}$$

Charakterystyka jąder tego równania znajduje się w Dodatku A. Macierze \mathbf{F}_8 i \mathbf{G}_0 reprezentują odpowiednio oktetową falę cząstkową i macierz czynników kolorowych (Dodatek A). Symbol $\left[\widetilde{\mathbf{F}}_8/\omega^2\right](z)$ oznacza odwrotną transformatę Mellina wielkości \mathbf{F}_8/ω^2 :

$$\left[\widetilde{\mathbf{F}}_8/\omega^2\right](z) = \int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty} \frac{d\omega}{2\pi i} z^{-\omega} \mathbf{F}_8(\omega)/\omega^2. \quad (4)$$

Kontur całkowania przebiega na prawo od osobliwości funkcji $\mathbf{F}_8(\omega)/\omega^2$.

Dla singletowego rozkładu f_S równanie (3) zastępowane jest podobnym wektorowym równaniem całkowym dla łącznej ewolucji składowych singletowych : kwarkowej i gluonowej (por. [VIII]).

Standardowe (przecałkowane) rozkłady partonów Δq_i , Δg ($i = NS, S$) wiążą się z nieprzecałkowanymi rozkładami w następujący sposób [14], [I] :

$$\Delta q_i(x, Q^2) = \Delta q_i^{(0)}(x) + \int_{k_0^2}^{W^2} \frac{dk^2}{k^2} f_i(x' = x(1 + \frac{k^2}{Q^2}), k^2). \quad (5)$$

W porównaniu do ewolucji DGLAP, przestrzeń fazowa została tu rozszerzona z Q^2 do $W^2 = Q^2(1/x - 1)$ odpowiadającego kwadratowi całkowitej energii mierzonej w układzie środka masy.

Ostatecznie, funkcję struktury g_1 otrzymuje się poprzez konwolucję przecałkowanych rozkładów partonów ze współczynnikami Wilsona, kwarkowym ΔC_q i gluonowym ΔC_g [1]:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_{q=1}^{N_f} e_q^2 \left\{ (\Delta C_q \otimes (\Delta q + \Delta \bar{q}))(x, Q^2) + (2\Delta C_g \otimes \Delta g)(x, Q^2) \right\}, \quad (6)$$

W pracach [I,VII,VIII] równanie (3) było stopniowo udoskonalane. Praca [I] uwzględniała ewolucję DGLAP tylko w rzędzie wiodącym (LO), prace [VII,VIII] rozszerzyły część DGLAP o rząd podwiodący (NLO). Włączenie poprawek NLO było nietrywialne z uwagi na konieczność uniknięcia podwójnego liczenia wkładów $\ln^2(1/x)$ generowanych przez człony NLO DGLAP i przez wkłady drabinkowe i pozadrabinkowe (Ladder, Non-Ladder) w przekrywających się obszarach przestrzeni fazowej [VII,VIII]. Aby to osiągnąć, przestrzeń fazowa tych równań została podzielona na dwa obszary: (i) $k_0^2 < k^2 < Q^2$ i (ii) $Q^2 < k^2 < Q^2/z$. W obszarze (i) zachowano wszystkie człony (osobliwe) generowane przez człony drabinkowe i pozadrabinkowe i dodano tylko nieosobliwe człony typu DGLAP: $\Delta P_{reg}(z)$ w rzędzie wiodącym i podwiodącym, to znaczy człony DGLAP zbieżne w granicy $z \rightarrow 0$. W obszarze (ii) człony

typu DGLAP w ogóle nie występowały i wkłady logarytmiczne pochodziły tylko od członów drabinkowych i pozadrabinkowych.

Taka procedura włączenia członów NLO DGLAP do zunifikowanych równań ewolucji jest jednoznaczna. Opiera się ona na twierdzeniu dowiedzionym w [24, 25], iż resumacja podwójnych logarytmów jest kompletna po uwzględnieniu wszystkich wkładów od diagramów drabinkowych i pozadrabinkowych. Jak pokazano w pracy [VIII] poprawne wyliczenie funkcji struktury wymaga użycia pełnego kwarkowego i gluonowego współczynnika Wilsona z uwzględnieniem jego części osobliwej i nieosobliwej.

Przeprowadzona według powyższego schematu analiza składowej niesingletowej funkcji g_1 : g_1^{NS} dała następujące rezultaty. Wyniki uzyskane ze zunifikowanej ewolucji nieperturbacyjnej parametryzacji wejściowej, uwzględniającej wkłady podwójnie logarytmiczne i standardową ewolucję DGLAP w rzędzie wiodącym (DL+LO) lub podwiodącym (DL+NLO) oraz wyniki uzyskane ze standardowej ewolucji NLO DGLAP różniły się niewiele między sobą dla $x > 10^{-3}$. Różnice między krzywymi z różnych przybliżeń były rzędu kilkunastu procent. Znaczące rozbieżności pojawiały się w obszarze bardzo małych $x \leq 10^{-4}$, gdy dominowały poprawki $\ln^2(1/x)$. Wielkość tych rozbieżności zależała od użytej parametryzacji wejściowej (inputu).

Podobna analiza przeprowadzona dla części singletowej g_1 i, w konsekwencji, dla pełnej funkcji g_1 oraz dla rozkładu gluonów dała zbliżone rezultaty na poziomie ewolucji LO i DL+LO [I] i ewolucji NLO i DL+NLO [VIII]. Zwłaszcza dla rozkładu gluonów rozbieżności pomiędzy ewolucją DL+NLO(LO) a standardową ewolucją NLO(LO) były duże. Potwierdza to, że zunifikowana ewolucja rozkładu gluonów jest zdominowana przez wkład diagramów drabinkowych i pozadrabinkowych.

Włączając człony podwiodące NLO w części DGLAP, zbadano zależność uzyskanych wyników od użytego schematu renormalizacji NLO. Wybrano dwa schematy renormalizacji: \overline{MS} [26, 27] i JET/CI [2, 6, 28–30] należące do jednej rodziny schematów typu \overline{MS} [7, 31, 32]. W obrębie tej grupy niesingletowy rozkład kwarków Δq_{NS} i rozkład gluonów Δg są niezależne od wyboru schematu, który zmienia tylko singletowy rozkład kwarków $\Delta \Sigma$ [7, 31, 32]. Zmiany schematu renormalizacji dokonaliśmy poprzez użycie w zunifikowanych równaniach jąder ewolucji DGLAP właściwych dla danego schematu oraz odpowiednią transformację parametryzacji wejściowej rozkładu kwarków.

Badając transformację do schematu JET/CI zauważyliśmy, że rozwinięcie członów transformujących w stałej sprzężenia α_S i obcięcie tych członów z dokładnością do ustalonego rzędu w α_S nie jest właściwe w obszarze małych wartości x . W tym obszarze logarytmy $\ln(1/x)$ osiągają duże wartości i właściwe rozwinięcie perturbacyjne powinno

uwzględniać czony rzędu $\alpha_s^n \ln^m(1/x)$, a nie tylko czony rzędu α_s^n .

Aby uniknąć tych problemów, w równaniach transformujących ze schematu \overline{MS} do schematu JET/CI ograniczyliśmy się do jąder ewolucji \overline{MS} DGLAP z dokładnością do członów wiodących (LO). Dzięki temu wyliczyliśmy analitycznie pełną postać transformacji między schematami, uwzględniającą wszystkie rzędy rozwinięcia w α_s . W tym przypadku był to rząd pod-podwiodący (NNLO). Otrzymana ewolucja NNLO w schemacie JET/CI odpowiadała ewolucji LO DGLAP w schemacie \overline{MS} .

Włączyliśmy ewolucję NNLO DGLAP w schemacie JET/CI do zunifikowanych równań i otrzymaliśmy wyniki dla g_1 oraz Δg . Porównując je z wynikami zunifikowanej ewolucji w schemacie \overline{MS} , zaobserwowaliśmy znaczący wzrost bezwzględnej wartości funkcji g_1 otrzymanej z ewolucji DL+NNLO (JET) w stosunku do g_1 otrzymanej z ewolucji NNLO (JET). Efekt ten wywołany był dodaniem w sektorze singletowym dużych, ujemnych wkładów z ewolucji drabinkowej i pozadrabinkowej oraz dużych, ujemnych wkładów z równania transformacji między schematami.

Wyniki, uzyskane dla rozkładu gluonów były natomiast podobne do wyników uzyskanych ze schematu \overline{MS} . Potwierdza to obserwację, iż zunifikowana ewolucja rozkładu gluonów jest zdominowana przez wkłady drabinkowe i pozadrabinkowe.

Powyższe obserwacje wyraźnie wskazują, że standardowa ewolucja DGLAP jest niepełna w obszarze małych wartości x . Nie uwzględnia ona wszystkich wkładów z resumacji $\ln(1/x)$, które są w tym obszarze duże i nie powinny być pomijane.

2.2 Reguły sum dla spolaryzowanego nukleonu

Reguły sum są to relacje spełniane przez momenty funkcji struktury. Dla rozpraszania głębokonieelastycznego otrzymuje się je z czasoprzestrzennej reprezentacji urojonej części amplitudy rozpraszania $Im T_{\mu\nu}^a$ poprzez komutatory prądowe [4]:

$$Im T_{ik}(x)_{x_0 \rightarrow 0} = -\epsilon_{ikl} \langle p, s | \frac{1}{3} \left[j_{5l}^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} j_{5l}^8 \right] + \frac{2}{9} j_{5l}^0 | p, s \rangle, \quad (7)$$

gdzie j_{5l}^3 , j_{5l}^8 , j_{5l}^0 są odpowiednio aksjalnymi prądami: izowektorowym, oktetowym i singletowym przy założeniu zapachowej symetrii SU(3).

Warunek symetrii izospinowej, nałożony na element macierzowy z prawej strony równania (7), zawierający prąd izowektorowy, wyraża go poprzez stałą rozpadu β neutronu g_A [1, 3, 4].

Warunek symetrii zapachowej SU(3) nałożony na element macierzowy zawierający

prąd oktetowy daje związek tego elementu ze stałymi rozpadu β barionu F i D [3,4].

Lewą stronę równania (7) można wyrazić poprzez kombinację funkcji struktury nukleonu. Pozwala to zapisać powyższe warunki w następujący sposób:

$$\int_0^1 dx (g_1^{proton}(x, Q^2) - g_1^{neutron}(x, Q^2)) = g_A/6 \quad (8)$$

$$\int_0^1 dx g_1^8 = \int_0^1 dx (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) = 3F - D. \quad (9)$$

$$(10)$$

Warunki te są znane jako odpowiednio reguła sum Bjorkena i reguła sum Ellisa-Jaffe'go.

Istnieje jeszcze trzecia reguła sum, która wiąże pierwszy moment funkcji struktury g_1 ze statycznymi własnościami nukleonu: jego anomalnymi momentami magnetycznymi w granicy fotoprodukcji $Q^2 = 0$. Relację tę otrzymuje się ze związku dyspersyjnego amplitudy rozpraszania fotonu na nukleonie ze spinową funkcją struktury nukleonu [4,33]. Biorąc pod uwagę, że to rozpraszanie poniżej pewnej granicznej wartości masy niezmienniczej $W < W_{prog}$ jest zdominowane przez rezonanse barionowe [4,33], powyższą regułę sum dla momentu $I(Q^2)$ zdefiniowanego jako:

$$I(Q^2) = I_{res}(Q^2) + M \int_{\nu_{prog}(Q^2)}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} g_1(x(\nu), Q^2) \quad (11)$$

można zapisać w następującej postaci:

$$I(0) = I_{res}(0) + M \int_{\nu_{prog}(0)}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} g_1(x(\nu), 0) = -\kappa_{nucl}^2/4. \quad (12)$$

Reguła ta znana jest jako reguła sum Drell'a-Hearn'a-Gerasimova-Hosody-Yamamoto (DHGHY) [34–36]. Symbol κ_{nucl} oznacza moment anomalny nukleonu, zaś $I_{res}(Q^2)$ opisuje wkład do $I(Q^2)$ pochodzący od rezonansów barionowych.

W pracach [V] analizowaliśmy momenty funkcji struktury g_1 protonu i neutronu, otrzymane ze zunifikowanych równań ewolucji DL+LO poprzez przecałkowanie funkcji struktury g_1 w obszarze $10^{-5} < x < 1$ przy wartościach przekazu pędu Q^2 , $2 < Q^2 < 15$ GeV². Sprawdziliśmy analitycznie, że (niesingletowe) równania zachowują reguły sum Bjorkena i Ellisa-Jaffe'go, jeśli reguły te są spełniane przez nieperturbacyjne wejściowe rozkłady partonów $\Delta q^{(0)}$ (tzw. "input"). Natomiast, w równaniach ewolucji dla części singletowej momenty singletowego rozkładu kwarków $\Delta\Sigma$ i rozkładu gluonów zależą od Q^2 .

Otrzymane wyniki numeryczne wykazywały dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi dla protonu, natomiast dla neutronu wyniki te leżały poniżej tych danych.

Przyczyną była prawdopodobnie parametryzacja wejściowa rozkładu partonów dla neutronu, która nie odtwarzała dobrze danych przy $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$.

Udział obszaru asymptotycznego $10^{-5} < x < 10^{-3}$ w całkowitym momencie protonu wynosił około 2%. Udział obszaru asymptotycznego w całkowitym momencie neutronu oszacowaliśmy na około 8%. Wkład ten wzrastał z rosnącym Q^2 , osiągając dla neutronu maksymalnie 10%.

W pracy [VII] sprawdziliśmy zachowanie reguły sum Bjorkena w zunifikowanych równaniach ewolucji z dołączonymi członami DGLAP w rzędzie podwiodącym NLO. Pierwszy moment $\Gamma_1^{Bjorken} = \Gamma_1^{proton} - \Gamma_1^{neutron}$ otrzymany był z numerycznego przecałkowania rozwiązań równań ewolucji na g_1 w obszarze $10^{-4} < x < 1$. Uwzględnienie wkładu asymptotycznego z obszaru $x < 10^{-4}$ zmieniłoby ten wynik o około 1 %. Moment ten nie odtwarzał reguły sum dokładnie, jednak porównany z przewidywaniami QCD dla reguły Bjorkena w rzędach NLO i NNNLO wykazywał mniejszą rozbieżność z przewidywaniami NNNLO, odtwarzając dobrze kształt krzywej NNNLO. To sugeruje, że zunifikowana ewolucja DL+NLO wykracza poza standardową analizę NLO DGLAP: poprawki podwójnie logarytmiczne wygenerowane przez człony DL oddziałują silnie na zachowanie funkcji struktury w obszarze małych wartości x , co wpływa także na zachowanie jej momentów.

W pracy [VI] wykorzystaliśmy regułę sum DHGHY [34–36] dla otrzymania przewidywań teoretycznych dla funkcji struktury g_1 w obszarze małych wartości przekazu pędu Q^2 . Do parametryzacji funkcji struktury użyliśmy uogólnionego modelu dominacji mezonów wektorowych [37]. Reguła sum DHGHY posłużyła tu dla ustalenia wielkości wkładu lekkich mezonów do g_1 . Otrzymane przewidywania dla funkcji g_1 oraz dla momentu DHGHY $I(Q^2)$ (por. (11)) zostały porównane z danymi eksperymentalnymi. Wykazały z nimi zadowalającą zgodność.

3 Struktura spolaryzowanego fotonu w zderzeniach

$$e^+e^-, e\gamma$$

Zunifikowane równania ewolucji, łączące poprawki drabinkowe i pozadrabinkowe oraz ewolucję DGLAP można także stosować do badania struktury spolaryzowanego fotonu w rozpraszaniu głębokonieelastycznym elektronu na fotonie [IV].

Spinowa funkcja struktury spolaryzowanego fotonu będzie dostępna dla pomiarów eksperymentalnych w przyszłych akceleratorach liniowych e^+e^- i $e\gamma$ [38–40].

Rozpraszanie $e\gamma$ czyli rozpraszanie głębokonieelastyczne elektronu lub pozytronu na strumieniu fotonów jest szczególnie odpowiednie do badania struktury fotonu w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena. Zawartość partonów w spolaryzowanym fotonie będzie można również badać w procesach dwupękowej fotoprodukcji przy rozpraszaniu ep w akceleratorze HERA [41].

Adaptacja zunifikowanych równań do opisu rozpraszania elektronu na fotonie wymaga włączenia do tych równań dodatkowych członów niejednorodnych $\Delta k_i(x, Q^2)$, opisujących punktowe sprzężenie fotonu do kwarków, antykwarków i gluonów [38]. Człony te dołączają do ewolucji DGLAP w następujący sposób:

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \Delta q_i(x, Q^2) = \Delta k_i(x, Q^2) + \widetilde{\alpha}_s(Q^2) (\Delta P \otimes \Delta q_i)(x, Q^2), \quad (13)$$

gdzie $i = S, NS, g$. W rzędzie wiodącym LO ewolucji DGLAP sprzężenie punktowe foton-gluon nie występuje, $\Delta k_g(x, Q^2) = 0$ [38].

W pracy [IV] znaleźliśmy najpierw rozwiązanie analityczne uproszczonych równań, opisujących ewolucję DL w przybliżeniu drabinkowym. Dzięki temu otrzymaliśmy postać asymptotyczną funkcji g_1^γ w granicy $x \rightarrow 0$. Zgodnie z oczekiwaniami, zależność ta jest potęgowa z ujemnym wykładnikiem, pozostającym w prostym związku z asymptotycznymi wykładnikami dla funkcji struktury protonu g_1 .

Następnie rozwiązaliśmy numerycznie pełne równanie zunifikowane dla fotonu z uwzględnieniem ewolucji DGLAP w rzędzie wiodącym. Na wejściowe rozkłady partonów nałożyliśmy warunek wynikający z reguły sum dla pierwszego momentu funkcji g_1^γ , [42, 43]:

$$\int_0^1 dx g_1^\gamma(x, Q^2) = 0. \quad (14)$$

Rozważyliśmy dwa przypadki graniczne dla parametryzacji wejściowych rozkładów partonów: (i) przypadek, kiedy zarówno $\Delta q^{(0)}$ jak i $\Delta g^{(0)}$ są równe 0 i rozwiązania równania ewolucji są generowane radiacyjnie z członów niejednorodnych Δk , (ii) przypadek, kiedy $\Delta q^{(0)} = 0$, ale rozkład gluonów jest niezerowy. Rozkład ten otrzymuje się z modelu dominacji mezonów wektorowych przy założeniu dominacji mezonów ρ i ω [44, 45].

Uwzględnienie poprawek podwójnie logarytmicznych miało widoczny wpływ na otrzymane przewidywania dla g_1^γ . Wielkość różnic pomiędzy krzywymi otrzymanymi z analizy LO DGLAP i NLO DGLAP oraz DL+LO silnie zależy od użytej parametryzacji wejściowej, a także od wielkości obciążenia pędowego w podczerwieni k_0^2 . Jednakże otrzymana wartość asymetrii g_1^γ/F_1^γ jest bardzo mała, rzędu 10^{-3} dla $x = 10^{-4}$, a więc trudna do zmierzenia.

Uzyskany rozkład gluonów Δg zależy silnie od użytego inputu. W przypadku (i) rozkład Δg staje się ujemny przy małych wartościach zmiennej x , natomiast w przypadku (ii) jest on dodatni. W tej sytuacji przyszłe pomiary będą mogły łatwo wskazać, która z parametryzacji wejściowych jest właściwa.

4 Produkcja pojedynczego pędu cząstek w rozpraszaniu głębokonieelastycznym jako test wkładu poprawek logarytmicznych $\ln^2(1/x)$

Procesem, który może testować wielkość poprawek podwójnie logarytmicznych $\ln^2(1/x)$ jest proces spolaryzowanego rozpraszania głębokonieelastycznego z produkcją pojedynczego pędu cząstek w przód. Idea wykorzystania tego procesu jako testu na re-sumację BFKL członów logarytmicznych $\ln(1/x)$ została pierwotnie sformułowana dla przypadku niespolaryzowanego rozpraszania głębokonieelastycznego [18, 19].

Założmy, że w rozpraszaniu głębokonieelastycznym elektronu na protonie produkowany jest pojedynczy pęd cząstek o pędzie (x_J, k_J^2) , gdzie x_J jest ułamkiem pędu podłużnego niesionego przez pęd, a k_J^2 oznacza kwadrat jego pędu poprzecznego. Przekaz pędu niesiony przez foton wynosi q , a zmienna x Bjorkena równa jest $x = Q^2/(2pq)$, gdzie $Q^2 = -q^2$ i p jest pędem protonu.

Jeżeli współrzędne pędowe pędu spełniają założenia:

$$\begin{aligned} x_J &\gg x, \\ k_J^2 &\sim Q^2, \end{aligned} \tag{15}$$

to pęd produkowany jest w obszarze małych wartości mierzalnej zmiennej x/x_J , zaś potencjalny wkład do tej produkcji pochodzący od standardowej ewolucji DGLAP jest tłumiony ($k_J^2 \sim Q^2$) [18, 19, 46–49]. Warunek $k_J^2 \sim Q^2$ zapewnia również ograniczoną penetrację obszaru nieperturbacyjnego przez ewolucję $\ln(1/x)$ [50, 51].

Wielkością mierzoną w takim procesie jest różniczkowy przekrój czynny wyrażony poprzez przekaz pędu Q^2 , ułamek energii elektronu niesiony przez foton oddziaływania y i wreszcie różniczkową funkcję struktury $x_J d^2 g_1/dx_J dk_J^2$. W analogii do pełnej funkcji struktury g_1 , różniczkową funkcję struktury można wyrazić poprzez przecalkowane rozkłady partonów w protonie i nieprzecalkowane rozkłady kwarków i antykwarków w partonie [II]. Dla nieprzecalkowanych rozkładów formułuje się równania ewolucji podobne jak w przypadku spolaryzowanego rozpraszania głębokonieelastycznego.

Ograniczają się one tylko do wkładów drabinkowych i pozadrabinkowych z uwagi na tłumienie ewolucji DGLAP (warunek (15)) [II] .

W pracy [II] sformułowaliśmy równania ewolucji $ln^2(1/x)$ dla nieprzełączonych rozkładów kwarków i antykwarków w partonie. W równaniach tych uwzględniliśmy wkłady drabinkowe i pominieliśmy podwiodące wkłady pozadrabinkowe. Równania te rozwiązaliśmy analitycznie dla dwóch przypadków: (i) ustalonej stałej sprzężenia, $\alpha_S(\mu^2)$, gdzie $\mu^2 = (k_J^2 + Q^2)/2$ [46, 47], (ii) biegnącej stałej sprzężenia $\alpha_S(\mu^2)$, gdzie $\mu^2 = k_f^2/\zeta$ i k_f^2 oznacza kwadrat składowej poprzecznej pędu kwarku (antykwarku), zaś ζ jest ułamkiem jego pędu podłużnego. Po numerycznym przełączaniu nieprzełączonych rozkładów dostaliśmy oszacowanie różniczkowej funkcji struktury $x_J d^2 g_1/dx_J dk_J^2$. Zależało ono silnie od wartości zmiennej x/x_J , a także od wartości pędu niesionego przez powstały pęk cząstek k_J^2 . Silna zależność od wartości zmiennej x/x_J jest bezpośrednim efektem uwzględnienia resumacji podwójnych logarytmów. Porównanie wyników otrzymanych z użyciem ustalonej i biegnącej stałej sprzężenia wskazało na ten ostatni przypadek jako bardziej realistyczny. W obydwu przypadkach efekty resumacji DL zdecydowanie wybijały się ponad tło, opisane przybliżeniem Borna.

W pracy [III] oszacowaliśmy przekrój czynny i asymetrię dla procesu produkcji pędu cząstek w przód w spolaryzowanym rozpraszaniu głębokonieelastycznym. Użyliśmy cięć kinematycznych przewidywanych dla akceleratora spolaryzowana HERA [52–54]. Efekty resumacji $ln^2(1/x)$ znacząco zwiększały wielkość asymetrycznego przekroju czynnego $d\sigma/dx$, gdzie x oznaczało zmienną Bjorkena. Uzyskana wartość asymetrii była jednak niewielka i zmieniała się między -0.01 a -0.04 dla małych wartości x .

5 Podsumowanie

Podsumowując, zestawiam najważniejsze wyniki, uzyskane w pracach [I-VIII] .

- Sformułowanie równania ewolucji dla niesingletowej i singletowej składowej funkcji struktury g_1 z uwzględnieniem nietrywialnych poprawek pozadrabinkowych, sumowanych podczerwonym równaniem ewolucji [I] . Sformułowanie zunifikowanego równania ewolucji z uwzględnieniem członów wiodących i podwiodących ewolucji DGLAP [I, VII, VIII] . Otrzymanie przewidywań dla funkcji g_1 i rozkładu gluonów w obszarze małych wartości zmiennej x Bjorkena.

- Otrzymanie przewidywań dla momentów spinowej funkcji struktury g_1 z uwzględnieniem wkładu od resumacji podwójnych logarytmów [V, VII] . Otrzymanie

przewidywań dla funkcji struktury g_1 w obszarze małych wartości x i przekazu pędu Q^2 z wykorzystaniem reguły sum DHGHY [VI] .

- Zaproponowanie testu doświadczalnego na obecność i wielkość poprawek podwójnie logarytmicznych. Testem tym może być proces produkcji pojedynczego pędu cząstek w przód w spolaryzowanym rozpraszaniu głębokonieelastycznym [II,III] .

- Zbadanie wpływu resumacji podwójnych logarytmów na zachowanie funkcji struktury spolaryzowanego fotonu w obszarze małych wartości x . Oszacowanie wielkości mierzalnej: asymetrii. Oszacowanie udziału gluonów w fotonie [IV] .

Podziękowania

Pragnę wyrazić głęboką wdzięczność profesorowi Janowi Kwiecińskiemu, który wprowadził mnie w świat fizyki spinu, inspirował i wspierał moją aktywność na tym polu. Bardzo dziękuję profesor Barbarze Badełek za interesującą i owocną współpracę. Kolegom z Zakładu Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki Jądrowej jestem wdzięczna za stworzenie miłej i stymulującej atmosfery do pracy. Bardzo dziękuję dr Piotrowi Czerskiemu za życzliwą pomoc i częste konsultacje komputerowe.

Dziękuję również grupom: biologii strukturalnej profesora Janosa Hajdu i fizyki wysokich energii profesora Gunnara Ingelmana na Uniwersytecie w Uppsali za stworzenie doskonałych warunków do pracy, a także za swobodny dostęp do szybkich jednostek obliczeniowych.

Bardzo dziękuję mojej rodzinie.

Badania przedstawione w tej rozprawie były częściowo finansowane przez granty KBN Nr 2P03B 184 10, 2P03B 89 13, 2P03B 04214, 2P03B 05119, 2P03B 14420, 2P03B 04718, grant Wspólnoty Europejskiej "Training and Mobility of Researchers" w ramach sieci "Quantum Chromodynamics and the Deep Structure of Elementary Particles", FMRX-CT98-0194 oraz przez fundacje S. Batorego, Wenner-Gren i stypendium habilitacyjne Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

Acknowledgements

I would like to express my deep gratitude to Professor Jan Kwieciński for introducing me into the fascinating world of the spin physics, for inspiring and supporting my

activity in this field. I thank Professor Barbara Badelek for the interesting and fruitful collaboration. I am grateful to my colleagues from the Department of Theoretical Physics at the Institute of Nuclear Physics in Kraków for creating a good atmosphere to work. I thank Dr. Piotr Czerski for the computer support.

I am grateful to the groups of Professor Janos Hajdu (Department of Biochemistry) and Professor Gunnar Ingelman (ISV, High Energy Physics) at the Uppsala University for providing me with the excellent conditions to work. I am especially grateful for having a free access to fast computational units.

I thank my family.

This research was supported in part by the grant of the Polish KBN grants Nos. 2P03B 184 10, 2P03B 89 13, 2P03B 04214, 2P03B 05119, 2P03B 14420, 2P03B 04718, and the grant of the European Community "Training and Mobility of Researchers" at the Network "Quantum Chromodynamics and the Deep Structure of Elementary Particles", FMRX-CT98-0194. I was also supported by the S. Batory Foundation, the Wenner-Gren Foundation and the habilitation scholarship of the Institute of Nuclear Physics in Kraków.

Dodatek A

Podajemy tu krótką charakterystykę jąder ewolucji w równaniu (3). Jądra ewolucji DGLAP podajemy za Ref. [1]. Pełne jądro ewolucji DGLAP: ΔP zawiera zarówno człony wiodące, jak i podwiodące:

$$\Delta P = \Delta P_{LO} + \tilde{\alpha}_s(Q^2) \Delta P_{NLO}. \quad (16)$$

Do członu jednorodnego $\tilde{\alpha}_s(Q^2) \int_{k_0^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} (\Delta P_{reg} \otimes f_{NS})(x, k^2)$ w równaniu (3), włączamy tylko część regularną pełnego jądra ewolucji. Czynimy tak, aby uniknąć podwójnego liczenia wkładów logarytmicznych $\ln^2(1/x)$ pochodzących z członów NLO DGLAP i z członów pozadrabinkowych w tym samym obszarze przestrzeni fazowej: $k_0^2 < k^2 < Q^2$.

Jądra ewolucji $\ln^2(1/x)$ w obszarze $Q^2 < k^2 < Q^2/z$, uzyskane z resumacji diagramów drabinkowych, odpowiadają jądrum ewolucji DGLAP przy zerowym ułamku pędu podłużnego $z = 0$ [I] .

Jądra ewolucji pozadrabinkowej zostały otrzymane w pracy [I] z podczerwonych równań ewolucji dla singletowych fal cząstkowych \mathbf{F}_0 , \mathbf{F}_8 [9, 10, 24, 25]. W [I] za-

uważyliśmy, że rozszerzenie jądra ewolucji $\ln^2(1/x)$:

$$\widetilde{\alpha}_s(Q^2)\Delta P_{qq}/\omega, \quad (17)$$

do zmodyfikowanej postaci:

$$\widetilde{\alpha}_s(Q^2) \left(\Delta P_{qq}/\omega - (\mathbf{F}_8(\omega) \mathbf{G}_0)_{qq}/(2\pi^2\omega^2) \right), \quad (18)$$

prowadziło do odtworzenia wymiaru anomalnego, wygenerowanego poprzez podczerwone równania ewolucji.

Macierz \mathbf{G}_0 zawiera czynniki kolorowe reprezentujące przyłączenie miękkich gluonów do zewnętrznych nóg amplitudy rozpraszania:

$$\mathbf{G}_0 = \begin{pmatrix} \frac{N^2-1}{2N} & 0 \\ 0 & N \end{pmatrix}, \quad (19)$$

gdzie N oznacza liczbę kolorów.

Sprawdziliśmy, że zastosowanie przybliżenia Borna do fali cząstkowej, \mathbf{F}_8 ,

$$\mathbf{F}_8^{Born}(\omega) \approx 8\pi^2\widetilde{\alpha}_s(Q^2)\frac{\mathbf{M}_8}{\omega}. \quad (20)$$

dawało wystarczająco dokładne oszacowanie pozadrabinkowej ewolucji $\ln(1/x)$. Macierz \mathbf{M}_8 oznaczała macierz jąder ewolucji w oktetowym kanale t :

$$\mathbf{M}_8 = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2N} & -\frac{N_F}{2} \\ N & 2N \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Odwrotna transformata Mellina wielkości $\mathbf{F}_8^{Born}(\omega)$ miała wtedy postać:

$$\left[\frac{\widetilde{\mathbf{F}}_8^{Born}}{\omega^2} \right](z) = 4\pi^2\widetilde{\alpha}_s(Q^2)\mathbf{M}_8 \ln^2(z). \quad (22)$$

Równanie ewolucji (3) opisuje część pozadrabinkową ewolucji $\ln^2(1/x)$ w przybliżeniu Borna (22).

Bibliografia

- [1] B. Lampe and E. Reya. *Phys.Rept.*, 332:1, 2000.
- [2] H.-Y. Cheng. *Chin. J. Phys*, 38:753, 2000.

- [3] M. C. Vetterli. *hep-ph/9812420*.
- [4] B. L. Ioffe. *Surveys High Energ. Phys.*, 8:107, 1995.
- [5] J. Ashman et al. EMC. *Phys. Lett. B*, 206:364, 1988.
- [6] R. D. Carlitz, J. C. Collins, and A. H. Mueller. *Phys. Lett. B*, 214:229, 1988.
- [7] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov. *Phys. Lett. B*, 445:232, 1998.
- [8] B. Adeva et al. SMC. *Phys. Rev. D*, 58:112001, 1998.
- [9] J. Bartels, B. I. Ermolaev, and M. G. Ryskin. *Z. Phys. C*, 70:273, 1996.
- [10] J. Bartels, B. I. Ermolaev, and M. G. Ryskin. *Z. Phys. C*, 72:627, 1996.
- [11] J. Blümlein and A. Vogt. *Acta Phys. Pol. B*, 27:1309, 1996.
- [12] J. Blümlein and A. Vogt. *Phys. Lett. B*, 386:350, 1996.
- [13] Y. Kiyo, J. Kodaira, and H. Tochimura. *Z. Phys. C*, 74:631, 1997.
- [14] B. Badełek and J. Kwieciński. *Phys. Lett. B*, 418:229, 1998.
- [15] J. Kwieciński and B. Ziaja. *Phys. Rev. D*, 60:054004, 1999.
- [16] J. Blümlein and A. Vogt. *Phys. Lett. B*, 370:149, 1996.
- [17] J. Blümlein. Lectures given at Ringberg Workshop: New Trends in HERA Physics 1999, Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, 30 May - 4 Jun 1999. In *Tegernsee 1999, New trends in HERA physics* 42-57. Eds. G. Grindhammer, B. Kniehl and G. Kramer (Springer, Berlin 1999). *hep-ph/9909449*.
- [18] A. Mueller. *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)*, 18C:125, 1990.
- [19] A. Mueller. *J. Phys. G*, 17:1443, 1991.
- [20] B. L. Ioffe, V. A. Khoze, and L. N. Lipatov. Hard Processes. *North-Holland, Amsterdam*, 1984.
- [21] J. Ellis and M. Karliner. *Phys. Lett. B*, 213:73, 1988.
- [22] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. Fadin. *Sov. Phys. JETP*, 45:199, 1977.
- [23] Y. Y. Balitsky and L. N. Lipatov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 28:822, 1978.
- [24] R. Kirschner and L. N. Lipatov. *Nucl. Phys. B*, 213:122, 1983.

- [25] R. Kirschner. *Z. Phys. C*, 67:459, 1995.
- [26] R. Mertig and W. L. van Neerven. *Z. Phys. C*, 70:637, 1996.
- [27] W. Vogelsang. *Phys. Rev. D*, 54:2023, 1996.
- [28] D. Mueller and O. V. Teryaev. *Phys. Rev. D*, 56:2607, 1997.
- [29] M. Anselmino, A. V. Efremov, and E. Leader. *Phys. Rept.*, 261:1, 1995.
- [30] H.-Y. Cheng. *Phys. Lett. B*, 427:371, 1998.
- [31] E. B. Zijlstra and W. L. van Neerven. *Nucl. Phys. B*, 417:61, 1994.
- [32] E. Leader. *J. Phys. G*, 25:1557, 1999.
- [33] B. L. Ioffe. *Phys. Atom. Nucl.*, 60:1707, 1997.
- [34] S. B. Gerasimov. *Yad. Fiz.*, 2:598, 1966.
- [35] S. D. Drell and A. C. Hearn. *Phys. Rev. Lett.*, 16:908, 1966.
- [36] M. Hosoda and K. Yamamoto. *Progr. Theor. Phys. Lett.*, 36:425, 1966.
- [37] J. J. Sakurai and D. Schildknecht. *Phys. Lett. B*, 40:121, 1972.
- [38] M. Stratmann and W. Vogelsang. *Phys. Lett. B*, 386:370, 1996.
- [39] M. Stratmann. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 82:400, 2000.
- [40] A. Vogt. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 82:394, 2000.
- [41] M. Stratmann and W. Vogelsang. Towards the parton densities of polarized photons at HERA. **Hamburg 1999, Polarized protons at high energies - Accelerator challenges and physics opportunities**, p. 324, 1999.
- [42] S. D. Bass. *Int. J. Mod. Phys. A*, 7:6039, 1992.
- [43] S. Narison, G. M. Shore, and G. Veneziano. *Nucl. Phys. B*, 391:69, 1993.
- [44] J. J. Sakurai. *Ann. Phys.*, 11:1, 1960.
- [45] T. T. Bauer et al. *Rev. Mod. Phys.*, 50:261, 1978.
- [46] J. Bartels, A. De Roeck, and M. Loewe. *Z. Phys. C*, 54:635, 1992.
- [47] W. K. Tang. *Phys. Lett. B*, 278:363, 1992.

- [48] J. Kwieciński, A. D. Martin, and P. J. Sutton. *Phys. Rev. D*, 46:921, 1992.
- [49] J. Kwieciński, A. D. Martin, and P. J. Sutton. *Phys. Lett. B*, 287:254, 1992.
- [50] J. Bartels and H. Lotter. *Phys. Lett. B*, 309:400, 1993.
- [51] J. Bartels. *J. Phys. G*, 19:1611, 1993.
- [52] C. Adloff et al. H1 Collaboration. *Nucl. Phys. B*, 538:3, 1999.
- [53] ZEUS Collaboration. *Eur. Phys. J. C*, 6:239, 1999.
- [54] A. De Roeck. *Acta Phys. Pol. B*, 29:1343, 1998.