

Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk



Beata Turbiarz

**Badania funkcji struktury fotonu w obszarze energii
przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC**

Praca doktorska przygotowana pod kierownictwem
promotora dr. hab. Leszka Zawiejskiego

Kraków 2018

Streszczenie

Instytut Fizyki Jądrowej PAN

Rozprawa doktorska

Badania funkcji struktury fotonu w obszarze energii przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC

Beata Turbiarz

W niniejszej rozprawie przedstawiono wyniki badań poświęconych możliwości pomiaru hadronowej funkcji struktury fotonu w nowym niezbadanym zakresie energii, jaki oferuje przyszły liniowy zderzacz ILC lub CLIC. Projekty obu zderzaczy są wciąż rozwijane i czekają na ostateczną decyzję odnośnie tego, który z nich zostanie skierowany do realizacji. Badania przeprowadzono w oparciu o przypadki DIS, rozproszeń głęboko nieelastycznych elektronów na prawie rzeczywistych fotonach, generowanych przy użyciu programów PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21 i TWOGAM 2.04. W kolejnych krokach rozwoju analizy generowane przypadki poddane zostały symulacji odpowiedzi detektorów na przechodzące przez nie cząstki oraz rekonstrukcji. Dla tego celu wykorzystano pakiet globalnego oprogramowania ILCSoft napisany specjalnie dla zderzaczy liniowych. Badania hadronowej funkcji struktury F_2^Y prowadzono zarówno na poziomie generatora jak i dla wielkości zrekonstruowanych. Przeprowadzona analiza wymagała informacji o rozproszonych elektronach, którą dostarczyły zaprojektowane dla zderzacza ILC/CLIC detektory BeamCal i LumiCal, pracujące w obszarze małych kątów biegunowych w zakresie 5 – 110 mrad. Większe kąty rozproszonych elektronów mierzono w kalorymetrze ECAL Endcap. Wyznaczone wartości hadronowej funkcji struktury fotonu porównano z przewidywaniami bazującymi na teoretycznych parametryzacjach funkcji struktury. Zaobserwowano jakościowe podobieństwo z rozkładami teoretycznymi. W szeregu przypadków, w zależności od programu użytego do ich generacji, wyznaczone wartości funkcji F_2^Y wykazywały szybszy wzrost dla dużych wartości zmiennej x . Badania ewolucji funkcji struktury fotonu potwierdzają logarytmiczną zależność od wirtualności fotonu Q^2 , co jest zgodne z przewidywaniami QCD.

Abstract

Institute of Nuclear Physics PAN

PhD Thesis

Study of the photon structure function at the energy range of the future linear collider ILC/CLIC

by Beata Turbiarz

In this work the results of study on the possibilities of measuring the hadronic photon structure function in the new unexplored energy range offered by the future linear ILC or CLIC collider are presented. The projects of both colliders are being further developed and are waiting for the final decision on which of them will be intended for realization. The research was performed on the basis of DIS, deep inelastic electron scattering on quasi-real photons events, generated using the PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21 and TWOGAM 2.04 programs. In the next stages of the analysis, the generated events were subjected to the simulation of the detector responses to passing particles and to reconstruction. For this purpose, packages of global ILCSoft software written specifically for linear colliders were used. The study of the hadronic photon structure function F_2^Y was carried out both at the level of the generator and for the reconstructed quantities. The analysis required information about scattered electrons, which was provided by detectors designed for the ILC/CLIC collider: BeamCal and LumiCal operating in the area of small polar angles in the range of 5 – 110 mrad. Larger angles of scattered electrons were measured in the ECAL Endcap calorimeter. The determined values of the hadronic photon structure function were compared with predictions based on theoretical parameterizations of the photon structure function. A qualitative similarity with theoretical distributions was observed. In a number of cases, depending on the programs used to generate the DIS events, the determined values of F_2^Y showed their faster increase for the large values of the variable x . The study of the evolution of the determined functions confirms the logarithmic dependence on the photon's virtuality Q^2 , which is in line with QCD predictions.

Podziękowania

Serdecznie dziękuję Wszystkim, którzy przyczynili się do powstania tej rozprawy.

Mojemu Promotorowi dr. hab. L. Zawiejskiemu, za podsuniecie mi ciekawego tematu badań dotyczących funkcji struktury fotonu w dziewiczym obszarze oferowanym przez przyszły zderzacz liniowy ILC/CLIC i opiekę w trakcie ich realizacji.

Profesorom dr. hab. W. Słomińskiemu i dr. hab. K. Golcowi, za liczne cenne uwagi.

Kierownictwu współprac FCAL i CLICdp, za życzliwość, zainteresowanie tematem i sugestie podczas prezentacji wyników na zebraniach tych współprac.

Wszystkim moim Kolegom z Zakładu 13 oraz niezwiązanym z nim bezpośrednio, którzy pomagali mi lepiej zrozumieć badane zagadnienia fizyczne. Szczególne podziękowania kieruję do dr. hab. M. Kucharczyka, dr. B. Pawlika, dr. P. Sopickiego, i mgr. T. Wojtonia, którzy udzielali mi pomocy w opanowaniu wykorzystywanego oprogramowania i wspierali przy rozwiązywaniu problemów technicznych.

Paniom B. Murzyn i E. Wisła, za konsultacje techniczne w trakcie spisywania rozprawy.

Mojej Rodzinie i Przyjaciołom, za miłość, cierpliwość, motywację i wszelkie wsparcie.

I w sposób szczególny mojemu mężowi Mirosławowi, który zawsze we mnie wierzył, nawet gdy ja wątpiałam. Bez Ciebie nie byłoby to możliwe.

Spis treści

Spis rysunków	7
Spis tablic	11
Lista skrótów	12
1 Wstęp.....	13
1.1 Rozpraszanie głęboko nieelastyczne elektronów na fotonach	19
1.2 Motywacja pomiarów funkcji struktury fotonu F_2^Y	20
2 Funkcja struktury fotonu – zarys teoretyczny.....	24
2.1 Przekrój czynny dla procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$	24
2.2 Równoważne przybliżenie fotonów	26
2.3 Funkcje struktury fotonu	27
2.4 Elektromagnetyczna funkcja struktury fotonu	29
2.5 Hadronowa funkcja struktury fotonu F_2^Y	30
2.5.1 Model kwarkowo – partonowy (QPM)	31
2.5.2 Model dominacji mezonów wektorowych (VMD)	32
2.5.3 QCD i ewolucja F_2^Y w zależności od wirtualności fotonu Q^2	32
2.6 Zależność funkcji F_2^Y od P^2	34
2.7 Parametryzacje funkcji rozkładów partonów w fotonie	35
3 Projekty przyszłych zderzaczy e^+e^-	38
3.1 Międzynarodowy Zderzacz Liniowy (ILC)	42
3.2 Detektory ILC	44
3.2.1 Detektor ILD	48
3.3 Prognozowana przyszłość projektu ILC	53
3.4 Kompaktowy Zderzacz Liniowy (CLIC)	55
3.5 Detektory projektu CLIC	58
3.6 Prognozowana przyszłość projektu CLIC	59
4 Symulacje Monte Carlo	61
4.1 Pakiet ILCSOFT.....	63
4.2 Generatory	64
4.2.1 PYTHIA 6.4	64
4.2.2 HERWIG 6.5	64
4.2.3 TWOGAM 2.04.....	65

4.3 Generacja przypadków DIS	67
4.4 Funkcje struktury fotonu użyte w symulacjach	76
4.5 Czułość rozkładów zmiennej x na wybór FSF	79
4.6 Pędu poprzeczny zderzających się partonów	89
4.7 Dalsze badania charakteru przypadków DIS	91
4.8 Pierwszy etap w działaniu ILC/CLIC	95
4.9 Kąt zderzeń elektronów i pozytonów	97
5 Badania hadronowej funkcji struktury fotonu	100
5.1 Możliwości pomiarowe dla ILC/CLIC	102
5.2 Selekcja przypadków	105
5.3 Generowane/zrekonstruowane przypadki DIS	106
5.4 Hadronowa funkcja struktury fotonu	107
5.5 Zależność funkcji F_2^{γ} od Q^2	117
5.6 Ocena tła	118
5.6.1 Procesy mogące dawać przyczynek do przypadków DIS	119
5.6.2 Poprawki radiacyjne	122
5.6.3 Produkcja par naładowanych leptonów $\tau^+\tau^-$	123
5.6.4 Anihilacja	126
5.6.5 Promieniowanie zderzających się wiązek (beamstrahlung)	130
6 Podsumowanie i wnioski	132
Literatura	134

Spis rysunków

1.1 Oddziaływania fotonu ukazujące jego strukturę	14
1.2 Kinematyka oddziaływań dwufotonowych obserwowanych w zderzeniach e^+e^-	15
1.3 Diagram Feynmana procesu rozpraszania elektronu na fotonie	15
1.4 Ewolucja funkcji F_2^Y w zależności od Q^2	21
1.5 Przykładowe zachowanie się funkcji struktury fotonu w zależności od zmiennej Bjorkena x_{Bj} dla różnych wartości wirtualności Q^2 razem z przewidywaniami związanymi z pakietem HERAPDF2.0 NLO ...	22
1.6 Wyniki pomiarów funkcji $F_2^Y(x, Q^2)/\alpha$ z przeszłych eksperymentów.....	23
2.1 Przykłady diagramów procesów w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń	24
2.2 Definicja kątów $\bar{\varphi}$, θ^* oraz χ w układzie środka masy $\gamma^* \gamma^*$ i w $\gamma \gamma^*$	25
2.3 Diagram pudełkowy (box diagram) dla procesu $\gamma \gamma \rightarrow q\bar{q}$	31
2.4 Grafy opisujące produkcję hadronów w procesach z wymianą dwóch fotonów opisywanych modelami QPM, VMD, QCD	33
2.5 Mechanizm produkcji par ciężkich kwarków w procesie Bethe-Heitlera	35
3.1 Artystyczne wyobrażenie struktury przyszłego zderzacza ILC	40
3.2 Artystyczne wyobrażenie liniowego zderzacza CLIC	40
3.3 Proponowane umiejscowienie tunelu dla zderzacza FCC-ee	40
3.4 Jedna z możliwych lokalizacja zderzacza CEPC	41
3.5 Porównanie wartości świetlności oczekiwanych dla przyszłych kołowych i liniowych zderzaczy elektronów i pozytonów	41
3.6 Elementy konstrukcji ILC	42
3.7 Schemat zderzacza elektronów i pozytonów ILC	43
3.8 Projekt hali dla głównych detektorów ILC	46
3.9 Schemat 3D i przekrój podłużny detektora SID	46
3.10 Schemat 3D i przekrój podłużny detektora ILD.....	47
3.11 Obszar bardzo małych kątów biegunowych detektora ILD	50
3.12 Proponowana struktura kalorymetru BeamCal	51
3.13 Schemat kalorymetru LumiCal	52
3.14 Proponowana struktura kalorymetru LHCAL	52
3.15 Kraje uczestniczące w międzynarodowej współpracy CLIC.....	55
3.16 Zastosowanie zespołu dwóch wiązek cząstek w projekcie CLIC do uzyskania wymaganej energii zderzeń e^+e^-	56

3.17 Oszacowana wartość scałkowanej świetlności dla zderzacza CLIC przy założeniu jednego roku zbierania danych	57
3.18 Schemat nowego, głównego detektora dla projektu CLIC, CLICdet	58
3.19 Umieszczenie detektorów BeamCal i LumiCal w strukturze CLICdet.....	59
3.20 Planowane fazy rozwoju projektu CLIC	60
4.1 Ogólna koncepcja oprogramowania dla ILC/CLIC	62
4.2 Rozkłady zmiennych kinematycznych x i W otrzymane dla dwufotonowych procesów w programie TWOGAM 2.04 otrzymane przy energii $\sqrt{s} = 500$ GeV	66
4.3 Rozkłady x otrzymane dla programu TWOGAM 2.04 przy energii $\sqrt{s} = 3000$	67
4.4 Obszar zmiennych kinematycznych (x, Q^2) dla ILC (przy $\sqrt{s}=250$ GeV) i zderzacza CLIC (przy $\sqrt{s} = 380$ GeV)	69
4.5 Obszar zmiennych (x, Q^2) dla bazowej energii ILC ($\sqrt{s}=500$ GeV) i najwyższej energii zderzacza CLIC ($\sqrt{s}=3000$ GeV).....	70
4.6 Rozkłady kątów biegunowych rozproszonych elektronów	71
4.7 Rozkład kąta biegunowego rozproszonych elektronów i zakresów akceptancji kątowych detektorów :BeamCal, LumiCal i ECAL Endcap	73
4.8 Efekt modyfikacji kryterium kąтового przy selekcji przypadków DIS	74
4.9 Badania nad modyfikacją selekcji przypadków DIS uwzględniającą kryterium energetyczne	75
4.10 Przykładowe wykresy dla parametryzacji SaS1D i CJKL jako funkcji x przy różnych energiach ILC/CLIC.....	77
4.11 Ilustracja rozkładów składowych funkcji struktury fotonu SaS1D i punktowej funkcji struktury (pointlike structure function) wyliczalnej w QCD.....	78
4.12 Przykładowe rozkłady wersji parametryzacji SaS1D uwzględniającej wirtualność fotonu tarczy	80
4.13 Efekt wyboru różnych wersji funkcji struktury fotonu związanych z pakietem SAS na rozkłady zmiennej x	81
4.14 Rozkłady x dla trzech wersji funkcji SaS1D i SaS1M	82
4.15 Porównanie rozkładów x dla funkcji SaS1D, GRV, GS i DG.....	83
4.16 Rozkłady kinematycznych zmiennych w przypadkach DIS, otrzymane dla detektora BeamCal przy użyciu trzech generatorów, dla energii $E=500$ GeV	84
4.17 Rozkłady kinematycznych zmiennych w przypadkach DIS, otrzymane dla detektora LumiCal przy użyciu trzech generatorów, dla energii $E=500$ GeV	85

4.18	Rozkłady kinematycznych zmiennych w przypadkach DIS, otrzymane dla detektora Endcap przy użyciu trzech generatorów, dla energii $E=500$ GeV	86
4.19	Rozkłady x uzyskane dla generatorów używających funkcję GRV(HO)	87
4.20	Rozkłady x dla dwóch wewnętrznych FSF w programie PYTHIA	88
4.21	Zmiana kształtu rozkładów wielkości x przy zmianie parametru w programie PYTHIA związanego z pędem poprzecznym partonów w układzie środka masy dwóch fotonów.	89
4.22	Efekt wyboru pędu poprzecznego partonów na kształt rozkładu zmiennych x i W dla programu TWOGAM 2.04.....	90
4.23	Rozkłady wirtualności fotonu otrzymane dla detektorów BeamCal, LumiCal i Endcap dla trzech generatorów przy energii 500 GeV (ILC) i 3000 GeV (CLIC).....	92
4.24	Wpływ zmian akceptancji kątowej dla hadronów w przypadkach DIS na kształt rozkładów zmiennej x obserwowanej dla energii 500 GeV	93
4.25	Wpływ zmian akceptancji kątowej dla hadronów w przypadkach DIS na kształt rozkładów zmiennej x obserwowanej dla energii 1000 GeV	94
4.26	Efekt akceptancji kątowej dla hadronów w przypadkach DIS na rozkłady wielkości x dla detektora EC i przy energii 3000 GeV.....	95
4.27	Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych dla pierwszych etapów pracy zderzaczy ILC i CLIC otrzymanych z użyciem detektora BeamCal	96
4.28	Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych dla pierwszych etapów pracy zderzaczy ILC i CLIC otrzymanych z użyciem detektora LumiCal.....	96
4.29	Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych dla pierwszych etapów pracy zderzaczy ILC i CLIC otrzymanych z użyciem detektora Endcap	97
4.30	Rozkłady kinematyczne otrzymane dla zerowego i równego 14 mrad kąta przecięcia się wiązek w ILC przy energii 500 GeV	98
4.31	Rozkłady kinematyczne otrzymane dla zerowego i równego 14 mrad kąta przecięcia się wiązek w ILC przy energii 1000 GeV	99
5.1	Rozkłady zmiennej x otrzymanej na etapie generacji, rekonstrukcji i po zastosowaniu czynników korekcyjnych otrzymanych z programu HERWIG	101
5.2	Przykładowe wartości czynników korekcyjnych	102
5.3	Zależność przekroju czynnego dla procesu DIS od energii zderzenia e^+e^- w układzie środka masy.....	104
5.4	Wartości hadronowej F_2^Y jako funkcji x przy ustalonej średniej wartości Q^2 porównane z przewidywaniami bazującymi na	

parametryzacjach SaSID i CJKL przy energii $\sqrt{s}= 250$ GeV i 3000 GeV.....	110
5.5 Wartości hadronowej F_2^Y otrzymane dla energii 500 i 1000 GeV generowane programem PYTHIA 6.4.28.....	111
5.6 Wartości hadronowej F_2^Y otrzymane dla energii 500 i 1000 GeV generowane programem HERWIG 6.5.21	112
5.7 Wartości hadronowej F_2^Y otrzymane dla energii 1000 GeV generowane programem TWOGAM 2.04	113
5.8 Wartości hadronowej funkcji F_2^Y otrzymane dla energii zderzacza CLIC.....	114
5.9 Próba opisu danych doświadczalnych otrzymanych z eksperymentów na zderzaczu LEP przez parametryzację otrzymane w wyższym rzędzie rachunku zaburze	116
5.10 Ewolucja hadronowej F_2^Y jako funkcji Q^2	118
5.11 Efekt radiacji fotonu na rozkłady x i W badany w programie TWOGAM 2.04 przy energii 500 GeV	121
5.12 Efekt radiacji fotonu na rozkłady x i W badany w programie TWOGAM 2.04 przy energii 1000 GeV.....	122
5.13 Porównanie rozkładów x otrzymanych dla przypadków DIS oraz dwufotonowych z produkcją pary $\tau^+\tau^-$ generowanych programem HERWIG6.5.21.....	124
5.14 Porównanie rozkładów x otrzymanych dla przypadków DIS oraz dwufotonowych z produkcją pary $\tau^+\tau^-$ generowanych programem PYTHIA 6.4.2	125
5.15 Porównanie rozkładów x otrzymanych dla przypadków DIS oraz dwufotonowych z produkcją pary $\tau^+\tau^-$ generowanych programem TWOGAM 2.04.....	126
5.16 Rozkłady masy efektywnej układu hadronów dla przypadków DIS i anihilacji w hadrony przy energii 250 GeV	127
5.17 Rozkłady masy efektywnej układu hadronów dla przypadków DIS i anihilacji w hadrony przy energii 500 GeV i 1000 GeV generowanych programem PYTHIA 6.4.28	128
5.18 Rozkłady masy efektywnej układu hadronów dla przypadków DIS i anihilacji w hadrony przy energii 500 GeV i 1000 GeV generowanych programem HERWIG 6.5.21	129
5.19 Rozkłady masy efektywnej układu hadronów dla przypadków DIS i anihilacji w hadrony przy energii 3000 GeV generowanych programem HERWIG 6.5.21	129
5.20 Rozkłady masy efektywnej układu hadronów dla przypadków DIS, anihilacji oraz promieniowania wiązek (beamstrahlung)	131

Spis Tablic

3.1 Główne parametry zderzacza ILC dla zaprojektowanych etapów jego rozwoju	45
3.2 Główne parametry zderzacza CLIC.....	56
4.1 Podstawowe próbki przypadków DIS generowanych programami PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21, TWOGAM 2.04	68
4.2 Zakresy kąta biegunowego (w stopniach) określające akceptancje kątowe detektorów BeamCal, LumiCal i Endcap (ECAL)	72
5.1 Oczekiwana liczba przypadków DIS dla roku pracy ILC/CLIC z rozproszonym elektronem zarejestrowanym w detektorach BC, LC, EC w oparciu o program PYTHIA 6.4.28	103
5.2 Oczekiwana liczba przypadków DIS obliczona w oparciu o program HERWIG 6.5.21	103
5.3 Generowane i zrekonstruowane przypadki DIS użyte w analizie	107
5.4 Ocena wielkości przekrojów czynnych procesów związanych z możliwym tłem na bazie programu PYTHIA 6.4.28	119
5.5 Przekroje czynne dla wybranych procesów związanych z możliwym tłem otrzymane z pomocą programu HERWIG 6.5.21	120
5.6 Przekroje czynne dla wybranych procesów dla wybranych procesów tła Otrzymane z pomocą programu TWOGAM 2.04.....	120

Lista skrótów

ILC	International Linear Collider
CLIC	Compact Linear Collider
FCAL	Forward CALorimetry Collaboration, międzynarodowa współpraca naukowa
CLICdp	CLIC Detector and Physics Collaboration, międzynarodowa współpraca naukowa
ILD	International Large Detector
SiD	Silicon Detector
BC	BeamCal – detektor współpracy FCAL, pracujący w obszarze małych kątów biegunowych
LC	LumiCal – drugi detektor współpracy FCAL, pracujący w obszarze małych kątów biegunowych
EC	ECAL Endcap – zakończenie kalorymetru elektromagnetycznego głównego detektora ILD
LEP	Large Electron Positron Collider
DIS	Rozpraszanie głęboko nieelastyczne elektronu na prawie rzeczywistym fotonie
FSF	Funkcja struktury fotonu
HFSF	Hadronowa funkcja struktury fotonu
EPA	Equivalent Photon Approximation
QPM	Quark Parton Model
VMD	Vector Meson Dominance
PFA	Particle Flow Algorithm
ILCSOft	Oprogramowanie używane w projektach ILC, CLIC i FCC-ee

Rozdział 1

Wstęp

Poznanie natury fotonu i jego oddziaływań z innymi obiektami pozwala lepiej zrozumieć oddziaływania kwarków i leptonów. Foton może oddziaływać albo jako pozbawiony struktury wewnętrznej obiekt, będąc nazywany „gołym” lub bezpośrednim fotonem (ang. bare, direct photon) lub jako foton rozwinięty (ang. resolved photon) o złożonej strukturze [1] (rys.1.1). Opisane w literaturze własności fotonu pokazują, że jest on bezmasową ($m < 1 \cdot 10^{-18}$ eV) i nieposiadającą ładunku elektrycznego ($q < 1 \cdot 10^{-35}$ e) cząstką fundamentalną (bozonem cechowania w QED, nośnikiem oddziaływań elektromagnetycznych) [2]. Zgodnie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga foton o energii E_γ może ulegać fluktuacji na krótką chwilę czasu na parę fermion – antyfermion ($f \bar{f}$), niosącą liczby kwantowe fotonu $\gamma \rightarrow f \bar{f} \rightarrow \gamma$. Czas życia tej pary cząstek przy założeniu, że jej masa spełnia warunek $m_{\text{pair}}^2 \ll E_\gamma^2$ oraz $\hbar = c = 1$, wynosi:

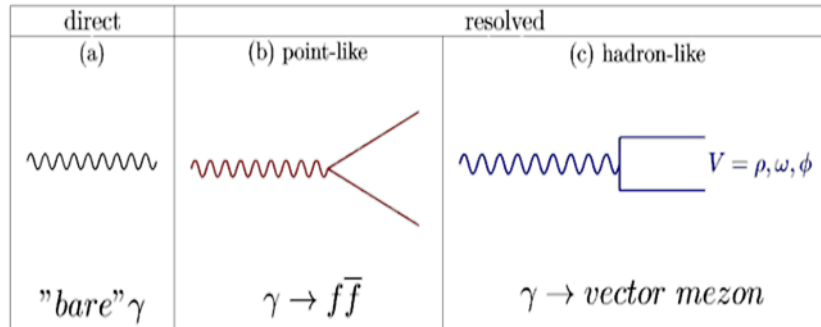
$$\Delta t = \frac{2E_\gamma}{m_{\text{pair}}^2}. \quad (1.1)$$

Czas ten wzrasta wraz ze wzrostem energii fotonu. Dlatego też oddziaływania dwóch fotonów stają się możliwe. Jeżeli podczas fluktuacji jeden z fermionów (f lub \bar{f}) oddziałuje z innym obiektem, wtedy partonowa zawartość fotonu jest rozwinięta i foton odsłania swoją strukturę. W takich oddziaływaniach foton może być traktowany jako złożony obiekt zawierający naładowane fermiony, również gluony.

Dualność zachowania się fotonu w oddziaływaniach (rys. 1.1) (uczestniczącego w nich jako całość lub jako foton rozwinięty) czyni go bardzo interesującym obiektem do badań. Koncepcja funkcji struktury fotonu jest jedną z możliwości opisu jego struktury. Niniejsza rozprawa poświęcona jest możliwościom pomiarów funkcji struktury fotonu w nowym, niezbadanym dotychczas zakresie energii.

Foton jako nośnik oddziaływań elektromagnetycznych sprzęga się do naładowanych cząstek, którymi mogą być leptony: e , μ , τ lub kwarki. Produkcja leptonów jest opisywana w schemacie QED, w przypadku kwarków opis wymaga

wprowadzenia metod rachunkowych QCD. Różnorodność zachowań fotonu pozwala badać jego leptonową lub hadronową naturę.



Rysunek 1.1. Oddziaływania fotonu ukazujące jego naturę: (a) pozbawiony struktury foton (ang. „bare” photon) oddziałuje bezpośrednio jako całość (oddziaływanie typu direct); (b) w oddziaływaniach biorą udział partony powstałe na skutek kwantowej fluktuacji fotonu: $\gamma \rightarrow f\bar{f}$ (oddziaływanie typu point-like); (c) kwantowa fluktuacja prowadzi do powstania mezonu wektorowego o liczbach kwantowych fotonu, uczestniczącego następnie jako hadron w oddziaływaniach (oddziaływanie typu hadron-like). W oddziaływaniach typu point-like i hadron-like foton uwidacznia strukturę wewnętrzną i jest nazywany fotonem rozwiniętym (ang. resolved photon) [7].

Eksperymentalne pomiary funkcji struktury fotonu były do tej pory wykonywane na zderzaczach elektronowych e^+e^- lub zderzających elektrony z protonami [3 – 6], w których wiązki leptonów służą jako źródła wysokoenergetycznych fotonów. Zderzenia fotonów bardzo wysokich energii, jakich oczekuje się na przyszłym liniowym zderzaczu e^+e^- ILC (International Linear Collider)/CLIC (Compact Linear Collider), będą stanowiły laboratorium do testowania QCD, oddziaływań elektroślabych czy też poszukiwań rozszerzeń modelu standardowego.

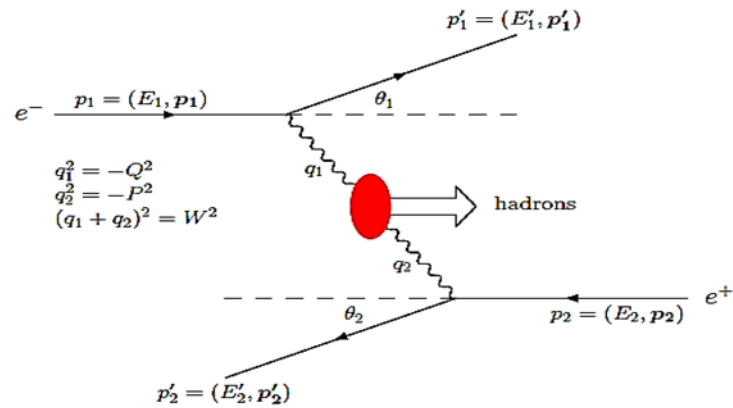
Klasycznym procesem wykorzystywanym do badania struktury fotonu jest oddziaływanie dwufotonowe w reakcji: $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow e^+e^- X$, gdzie X oznacza parę leptonów lub hadronowy stan końcowy, przy czym fotony biorące udział w oddziaływaniu mogą być quasi-rzeczywiste¹ (mass-shell) lub wirtualne² (off-shell). Kinematyka tych oddziaływań została przedstawiona na rys. 1.2, który zawiera także definicje wirtualności fotonów (Q^2 , P^2) oraz kwadratu masy niezmienniczej układu $\gamma\gamma$ (W^2). Kąty polarne θ_i ($i = 1, 2$), pod którymi rozpraszane są elektrony³, mierzone są względem kierunku wiązki elektronów i zależą od wirtualności fotonów. Natomiast

¹ Tzn. o wirtualności znacznie mniejszej od parametru skali Λ^2 .

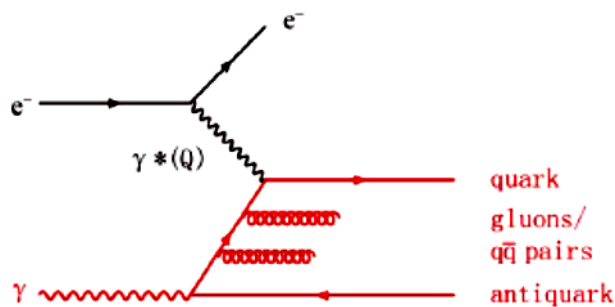
² Tzn. o wirtualności znacznie większej od parametru skali Λ^2 .

³ Elektrony i pozytony będą dla uproszczenia nazywane w dalszej części elektronem.

rysunek 1.3 przedstawia diagram Feynmana opisujący proces rozpraszania elektronu na fotonie z pojawieniem się kwarków i gluonów [5].



Rysunek 1.2. Kinematyka oddziaływań dwufotonowych obserwowanych w zderzeniach e^+e^- . Oddziaływania wyemitowanych wirtualnych fotonów o czteropędach q_1 i q_2 prowadzą do produkcji układu hadronów o masie niezmienniczej $W = \sqrt{(q_1+q_2)^2}$ [5].



Rysunek 1.3. Diagram Feynmana procesu rozpraszania elektronu na fotonie. Foton stający się tarczą dla rozpraszanego elektronu (zaznaczony na czerwono na rysunku) rozdziela się na prawie współliniową parę kwark – antykwark. Elektron rozpraszając się na kwarku pod dużym kątem umożliwia „odsłonięcie” wewnętrznej kwarkowej struktury fotonu. W QCD pęd wewnętrznej linii kwarkowej jest zmniejszany przez emisję gluonów [5].

Z eksperymentalnego punktu widzenia wyróżnia się trzy klasy takich procesów dwufotonowych. Pierwszą z nich jest przypadek, gdy żaden z rozproszonych elektronów wiązki nie jest rejestrowany w detektorze (ang. anti-tagged event). W tym przypadku możliwe jest badanie struktury quasi-rzeczywistego fotonu, biorąc pod uwagę całkowity przekrój czynny oraz produkcję dżetów i ciężkich kwarków. Jeśli natomiast oba rozproszone elektrony obserwowane są w detektorze (ang. double-tagged event), wówczas analizowana jest dynamika zderzeń fotonów o dużej wirtualności. Gdy tylko jeden elektron jest rejestrowany (ang. single-tagged event), proces ten może być opisywany jako głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na quasi-rzeczywistych

fotonach ($e\gamma$ DIS) [8, 9]. Te ostatnie przypadki wykorzystuje się do badania elektromagnetycznych (QED) (gdy w stanie końcowym produkowana jest para leptonów l^+l^- , gdzie $l = e, \mu, \tau$) i hadronowych (QCD) (w przypadkach z hadronowym stanem końcowym) funkcji struktury fotonu.

Podstawowym celem niniejszej rozprawy było sprawdzenie czy warunki doświadczalne przyszłych eksperymentów na liniowym zderzaczu ILC/CLIC, uwzględniające własności projektowanych dla nich detektorów, pozwolą zmierzyć z dużą precyzją funkcję struktury fotonu F_2^Y . Dzięki zderzającym się z dużą energią wiązkom elektronów i pozytonów na zderzaczu ILC/CLIC otworzy się nowy niezbadany dotychczas obszar do badań funkcji struktury fotonu. Przy najwyższej energii zderzacza CLIC ($\sqrt{s} = 3$ TeV) dostępne wartości wirtualności fotonu Q^2 , od których zależy wartość funkcji struktury fotonu, będą 3 rzędy wielkości przekraczać wartości Q^2 osiągane w poprzednich eksperymentach mierzących F_2^Y . Dla tak dużych wartościach Q^2 interesujące będzie sprawdzenie przewidywań QCD związanych z ewolucją F_2^Y z Q^2 i jej wzrostem jako funkcji $\log(Q^2)$.

Zasadnicza część pracy przedstawiona została w rozdziale 5, który prezentuje wyniki obliczeń hadronowej funkcji struktury fotonu wyznaczonej zarówno dla przypadków DIS na poziomie generatora, jak i dla zrekonstruowanych wartości zmiennych kinematycznych.

Wyniki kolejnych etapów prowadzonych badań były prezentowane przez autorkę na konferencjach naukowych oraz na zebraniach międzynarodowych współprac FCAL i CLICdp, których autorka jest członkiem. Są to następujące publikacje, wystąpienia i postery:

publikacje

1. B. Krupa et al., The study of the photon structure function at the ILC energy range, Proc. of the 25th FCAL Collaboration Workshop, p 42, 12-13, October 2014, Belgrade, Serbia, ISBN:978-86-7306-127-6, 2014.
2. B. Krupa, T. Wojtoń, L. Zawiejski, The study of the photon structure at the ILC energy range, arXiv:1503.07373 [hep-ex], March 2015.
3. B. Krupa et al., New projects of e^+e^- colliders – challenges for the computing system, Proc. of the 8th ACC Cyfronet AGH Users' Conference KUKDM 2015, p. 93, 11-13 March 2015, Zakopane, Poland, ISBN:978-83-61433-12-5, 2015.
4. B. Krupa et al., The study of the photon structure function in the ILC energy range, Proc. of the Cracow Epiphany Conference on the Future High Energy Colliders, Acta Phys. Pol. B 46 (2015), 1329-1336.

5. B. Krupa, Badania funkcji struktury fotonu w zakresie energii przyszłego zderzacza liniowego ILC/CLIC, Badania i Rozwój Młodych Naukowców w Polsce 2015, Materiały konferencyjne część trzecia – Lublin, str. 39, ISBN (całość) 978-83-942083-0-1, ISBN 978-83-942083-4-9, 2015.
6. B. Krupa, B. Pawlik, T. Wojtoń, L. Zawiejski, Photon structure functions at the ILC energy range, PoS (EPS-HEP2015) 449, 2015.
7. B. Krupa, T. Wojtoń, L. Zawiejski, F_2^Y at the ILC, CLIC and FCC-ee, to be submitted to the proceedings of PHOTON 2017 International Conference, CERN Yellow Report, 2017.

referaty

1. B. Krupa, Two photon physics with forward detectors, 22th FCAL Workshop, 29 April – 1 May, 2013, Cracow, Poland.
2. B. Krupa, Study of the photon structure function at the ILC, TES-HEP 2013, 9 – 16 July 2013, Metallovka, Ukraine.
3. B. Krupa, Status of two-photon interaction analysis including forward detectors, 23th FCAL Workshop, 7 – 8 October 2013, Zeuthen, Germany.
4. B. Krupa, Status of two-photon interactions analysis including forward detectors, Weekly Software & Analysis Meeting of FLC Group at DESY, 25 November 2013, Hamburg, Germany.
5. B. Krupa, The study of the photon structure functions at the ILC energy range., LCWS 2014 Conference, 5 – 10 October, 2014, Belgrade, Serbia.
6. B. Krupa, The study of the photon structure function at the ILC energy range, 25th FCAL Workshop, 12 – 13 October 2014, Belgrade, Serbia.
7. Możliwości pomiaru funkcji struktury fotonu na akceleratorze liniowym ILC/CLIC, Seminarium Oddziału I, 02.12.2014, IFJ PAN, Cracow, Poland.
8. B. Krupa, The study of the photon structure functions at the ILC energy range, Epiphany 2015 Conference, 8 – 10 January 2015, Cracow, Poland.
9. B. Krupa, New projects of e^+e^- colliders – challenges for the computing system, KUKDM 2015, 11 – 13 March 2015, Zakopane, Poland.
10. B. Krupa, Badania funkcji struktury fotonu w zakresie energii przyszłego zderzacza liniowego ILC/CLIC, Ogólnokrajowa Konferencja Młodzi Naukowcy w Polsce – Badania i Rozwój, 12 June 2015, Lublin, Poland.
11. Photon structure functions at the ILC/CLIC energy range, CLIC Workshop 2016, 18 – 22.01.2016, Geneva, Switzerland.
12. Update on studies of F_2^Y , 29th FCAL Collaboration Workshop, 16 – 20 September 2016, Tel Aviv, Israel.

13. Status of the photon structure analysis including forward detectors, 30th FCAL Collaboration Workshop, 6-7.03.2017, CERN, Geneva, Switzerland.
14. F_2^Y at the ILC, CLIC and FCC-ee, PHOTON 2017, 22 – 27.05.2017, CERN, Geneva, Switzerland.

postery:

1. B. Krupa, B. Pawlik, T. Wojtoń, L. Zawiejski, Photon structure functions at the ILC energy range, EPS – HEP 2015, 22-29.07.2015, Wiedeń, Austria.

Autorka ma też szereg wspólnych publikacji współprac FCAL i CLICdp, które pracują nad rozwojem projektów ILC/CLIC:

1. The International Linear Collider, A. Abada et al., Technical Design Report 2013, ILC-REPORT-2013-040 (ISBN 978-3-935702-78-2).
2. H. Abramowicz et al., Physics at the CLIC e+e- Linear Collider – Input to Snowmass process 2013, arXiv:1307.5288 [hep-ex], 2013.
3. FCAL Collaboration, H. Abramowicz et al., ECFA Detector R&D Panel, Review Report, arXiv:1411.4924v2 [physics.ins-det], Nov. 2014.
4. FCAL Collaboration, H. Abramowicz et al., Performance of fully instrumented detector planes of the forward of a Linear Collider detector, JINST 10 (2015) P05009.
5. CLIC and CLICdp Collaborations, M. J. Boland et al., Updated Baseline for a staged Compact Linear Collider, CERN-2016-004, CERN Yellow Report, arXiv:1608.07537v2 [physics.acc-ph], August 2016.
6. H. Abramowicz et al., Higgs Physics at the CLIC Electron – Positron Collider, Eur. Phys. J. C 77 (2017) 7, 2017.
7. FCAL Collaboration, H. Abramowicz et al., Measurement of shower development and its Moliere radius with a four-plane LumiCal prototype, arXiv:1705.03885 [physics.ins-det], 2017, Eur. Phys. J. C78 (2018) 135.

Rozprawa została podzielona na rozdziały pozwalające Czytelnikowi zapoznać się kolejno z kinematyką i motywacją pomiarów funkcji struktury fotonu (rozdziały 1.1 i 1.2), z krótkim opisem teoretycznym funkcji struktury fotonu (rozdział 2), z projektami przyszłych liniowych zderzaczy ILC i CLIC (rozdział 3), z metodami generacji przypadków DIS, wykorzystywanymi w przeprowadzonej analizie, oraz z warunkami doświadczalnymi, jakie mogą wpływać na pomiary funkcji struktury fotonu (rozdział 4). W rozdziale 5 przedstawiono wyznaczone z danych, uzyskanych w wyniku symulacji komputerowych, wartości hadronowej funkcji struktury fotonu

i porównano je z przewidywaniami teoretycznych parametryzacji SaS1D i CJKL. Pokazano też, że zaobserwowany wzrost wartości funkcji F_2^Y wraz ze wzrostem Q^2 można przedstawić w postaci zależności logarytmicznej. Taka zależność jest przewidziana przez QCD. Oceniony też został możliwy wpływ tła od niechcianych przypadków pochodzących z innych procesów niż DIS. Podsumowanie i wnioski zostały zamieszczone w rozdziale 6.

1.1 Głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektronów na fotonach

Jeśli wirtualność jednego z fotonów wyprodukowanych w procesie $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow e^+e^- X$ jest dużo mniejsza niż wirtualność drugiego fotonu ($P^2 \ll Q^2$)⁴, oddziaływanie elektronu z tym fotonem można interpretować jako rozpraszanie głęboko nieelastyczne, w którym struktura fotonu quasi-rzeczywistego jest próbkowana przez foton o dużej wirtualności Q^2 . Bezwymiarowe zmienne kinematyczne używane do opisu głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na fotonach to tzw. zmienna Bjorkena x oraz nieelastyczność y , określająca stratę energii nieelastycznie rozproszonych elektronów. Zmienne te zdefiniowane są w następujący sposób:

$$x = \frac{Q^2}{2q_1q_2}, \quad y = \frac{q_1q_2}{p_1q_2} \quad (1.2)$$

Wielkości kinematyczne Q^2 , x , y i W^2 wyznaczone są eksperymentalnie z czterowektorów rozproszonych elektronów zarejestrowanych w detektorze (single-tag events) oraz energii i pędów cząstek hadronowego lub leptonowego stanu końcowego:

$$Q^2 = 4E_b E \sin^2(\theta/2), \quad (1.3)$$

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 + P^2}, \quad (1.4)$$

$$y = 1 - \frac{E}{E_b} \cos^2(\theta/2), \quad (1.5)$$

$$W^2 = (\sum_h E_h)^2 - (\sum_h \vec{p}_h)^2, \quad (1.6)$$

⁴ Wirtualność fotonu quasi-rzeczywistego oznacza się zwykle przez P^2 a fotonu wirtualnego przez Q^2 .

gdzie E_b oznacza energię wiązki, E i θ energię i kąt rozproszenia zarejestrowanych („tagowanych”) elektronów, a E_h i \vec{p}_h energie i pędy cząstek stanu końcowego. Ponieważ wirtualność fotonu quasi-rzeczywistego P^2 jest mała, jej udział w wyznaczeniu x jest zwykle pomijany. Różniczkowy przekrój czynny dla omawianego procesu jest opisywany wzorem (rozdział 2):

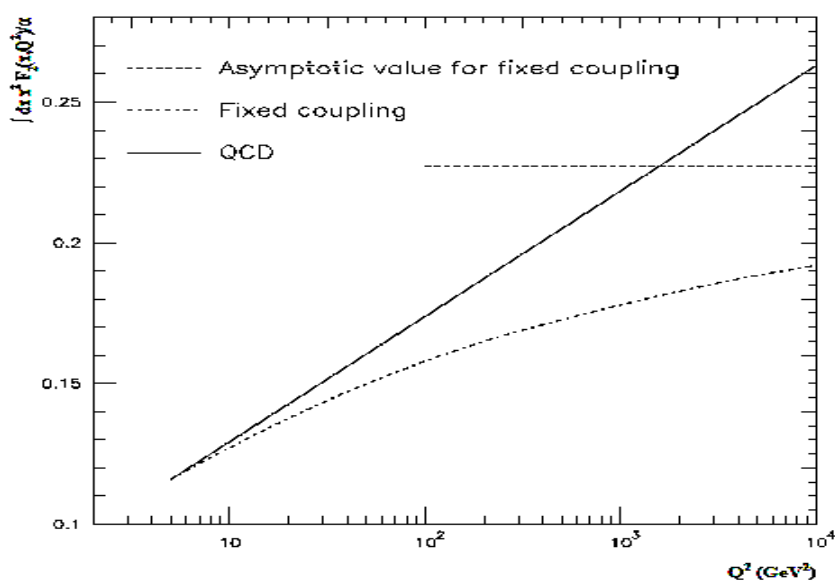
$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} ([1 + (1 - y)^2]F_2^Y(x, Q^2) - y^2F_L^Y(x, Q^2)) \quad (1.7)$$

Zależy on od dwóch funkcji struktury fotonu $F_2^Y(x, Q^2)$ i $F_L^Y(x, Q^2)$. Funkcja F_2^Y jest kombinacją liniową $F_2^Y = 2xF_T^Y + F_L^Y$ funkcji $F_T^Y(x, Q^2)$, opisującej wymianę poprzecznie spolaryzowanych fotonów oraz $F_L^Y(x, Q^2)$, związanej z wymianą fotonów spolaryzowanych podłużnie. W warunkach doświadczalnych oczekiwanych dla projektów ILC/CLIC wybór przypadków DIS prowadzi do małych wartości nieelastyczności y , średnia wartość nieelastyczności jest rzędu 0.01 (małe wartości y obserwowano również w eksperymentach na zderzaczach LEP). W takim przypadku wkład do różniczkowego przekroju czynnego (1.7) od członu zawierającego funkcję F_L^Y jest zanedbywalny, co zresztą czyni pomiar tej funkcji trudnym [1]. Dlatego też wyniki pomiarów FSF przeprowadzonych w przeszłości eksperymentów zwykle dotyczyły funkcji F_2^Y . Teoria funkcji struktury fotonu zostanie omówiona w rozdziale 2.

1.2 Motywacja pomiarów funkcji struktury fotonu F_2^Y

Badania ewolucji elektromagnetycznej funkcji struktury F_2^Y mogą służyć jako test dla przewidywań elektrodynamiki kwantowej (QED) do rzędu $O(\alpha^4)$. Jednak ze względu na dość duże niepewności pomiarowe precyzyjne testy QED nie są ich celem. Pomiarów wykonywanych na zderzaczach e^+e^- wykorzystywane są częściej jako laboratorium dla wypracowania efektywnej metody eksperymentalnej wykorzystywanej przy bardziej złożonych pomiarach hadronowej funkcji struktury fotonu, która stanowi test dla chromodynamiki kwantowej (QCD).

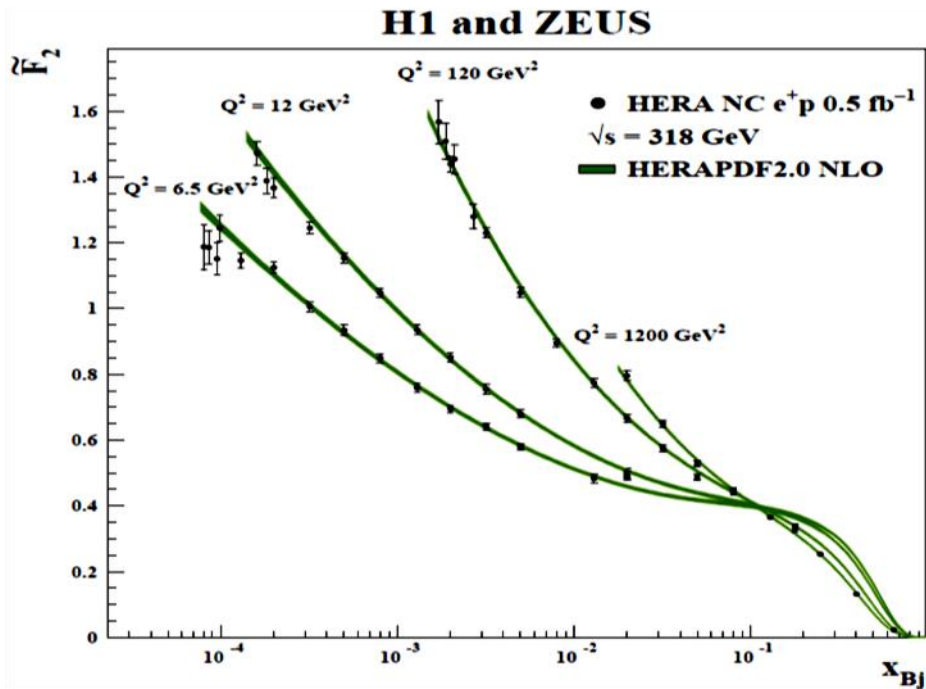
W obszarze dużych Q^2 konsekwencją biegnącej stałej sprzężenia w QCD jest oczekiwany liniowy wzrost funkcji F_2^Y wraz z $\log(Q^2)$ w wiodącym rzędzie α_s . Szybkość tego wzrostu jest przewidywana przez QCD i jej zachowanie przy pomiarach FSF stanowi test perturbacyjnej QCD. Jeśli przyjmimy stałą sprzężenia za niezmienną, funkcja F_2^Y zmierza asymptotycznie do stałej wartości niezależnej od Q^2 [10], co ilustruje rys. 1.4, zaczerpnięty z [11]. Różnice w ewolucji funkcji F_2^Y w wymienionych przypadkach stają się większe dla dużych Q^2 .



Rysunek 1.4. Ewolucja funkcji F_2^Y w zależności od Q^2 przy założeniu biegnącej stałej sprzężenia (linia ciągła) oraz w przypadku gdy ma ona stałą wartość równą jej wartości początkowej otrzymanej dla $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ (linia kropka – kreska). Linia kropkowana odpowiada asymptotycznej wartości dla ustalonej stałej sprzężenia [11].

W obszarze małych x , zarówno modele funkcji struktury fotonu jak i protonu bazujące na równaniu ewolucji BFKL [12,13] przewidują, że funkcja $F_2^Y(x)$ rośnie w przybliżeniu jak $x^{-1/2}$ dla $x < 0.1$. Podobne przewidywania w tym obszarze daje równanie DGLAP [14 – 17]. Ponieważ funkcja struktury protonu wykazuje wzrost przy przechodzeniu do mniejszych x [18,19] pojawia się pytanie, czy wzrost taki wykazuje również hadronowa funkcja struktury fotonu. Odpowiedź powinny dać pomiary F_2^Y w tym obszarze przy zadawalającej statystyce przypadków dwufotonowych oddziaływań. Czy przyszłe dane otrzymane dla liniowego zderzacza ILC/CLIC mogłyby tu pomóc? Rysunki 4.4 i 4.5 (rozdział 4) pokazują możliwe zakresy zmiennych x i Q^2 przewidywane dla ILC/CLIC. Ogólny charakter ilustrujący zachowanie się funkcji struktury protonu przy wzroście wirtualności Q^2 ilustruje rys. 1.5. Przy wzroście wartości Q^2 funkcja rośnie w obszarze

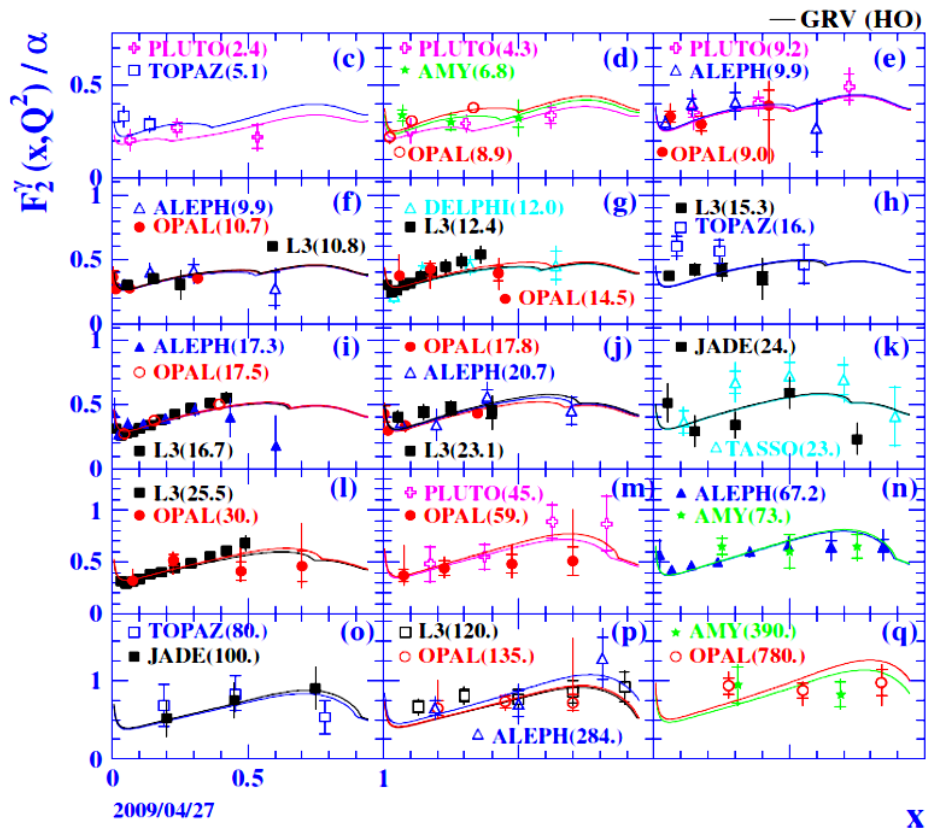
małych x i maleje dla dużych x . W przypadku fotonu oczekuje się natomiast wzrostu funkcji struktury z logarytmicznym wzrostem Q^2 .



Rysunek 1.5. Przykładowe zachowanie się funkcji struktury fotonu w zależności od zmiennej Bjorkena x_{Bj} dla różnych wartości wirtualności Q^2 razem z przewidywaniami związanymi z pakietem HERAPDF2.0 NLO [20]. Wraz ze wzrostem Q^2 funkcja rośnie dla małych x_{Bj} a maleje dla dużych x_{Bj} .

Pierwszy pomiar funkcji struktury fotonu został wykonany przy użyciu detektora PLUTO w DESY na akceleratorze PETRA w 1981 roku [21]. Od tamtej pory przeprowadzono wiele kolejnych eksperymentów, mimo to właściwy sposób opisu oddziaływań fotonowych wciąż sprawia problemy. Na przykład wyznaczenie funkcji struktury wirtualnych fotonów jest nadal trudnym zadaniem. Ponadto próby opisanie istniejących danych poprzez dostępne parametryzacje FSF (przykładowo pokazanych na rys. 1.6 [4]) nie zawsze prowadzą do zadowalających rezultatów i wskazują, że partonowy skład fotonu wymaga dalszych badań. Ukazujące się (rzadko) w ostatnim okresie prace teoretyczne na temat FSF wykorzystują w większości dane eksperymentalne dotyczące pomiarów funkcji struktury fotonu pochodzące z eksperymentów na akceleratorze LEP, pracującym w latach 1989 – 2000. Nowych danych mogą dostarczyć przyszłe eksperymenty na liniowym zderzaczu e^+e^- ILC/CLIC (a w dalszej przyszłości na zderzaczu FCC-ee/CEPC). Ponieważ energia wiązki w ILC/CLIC będzie dużo wyższa, oczekuje się, że możliwe będzie zbadanie

zachowania się funkcji struktury fotonu w szerszym zakresie wirtualności fotonu Q^2 i zmiennej Bjorkena x . Poza tym osiągalny stanie się pomiar wkładu od wymiany bozonu Z^0 w procesach rozpraszania elektronów na fotonach oraz analiza słabej struktury fotonu w procesach z wymianą bozonu W ($e\gamma \rightarrow \nu X$) (więcej w [22]). Inną istotną korzyścią byłaby możliwość detekcji elektronów emitujących quasi-rzeczywiste fotony⁵, co pozwoliłoby na znaczne zwiększenie dokładności pomiaru funkcji struktury [23]. Ponadto w zderzeniach spolaryzowanych przeciwbieżnych wiązek elektronów i pozytonów w przyszłym zderzaczu liniowym dostępna będzie również analiza funkcji struktury zależnych od spinu (więcej w [24 – 26]), które dotąd nie były mierzone. Co więcej, procesy dwufotonowe stanowią tło dla fizycznych analiz poszukujących sygnałów od tzw. nowej fizyki (fizyki spoza Modelu Standardowego), zatem ich ocena będzie miała znaczenie dla uzyskania wiarygodnych wyników [27]. Potrzebne są więc dalsze badania struktury fotonu, przy czym bez wątpienia istotne będą wyniki uzyskane w pomiarach wykonywanych w przyszłych eksperymentach na zderzaczu liniowym ILC/CLIC.



Rysunek 1.6. Wyniki pomiarów funkcji $F_2^\gamma(x, Q^2)/\alpha$ otrzymane z eksperymentów pracujących w przeszłości na różnych zderzaczach e^+e^- wraz z przewidywaniami teoretycznymi bazującymi na parametryzacji GRV (HO) [4].

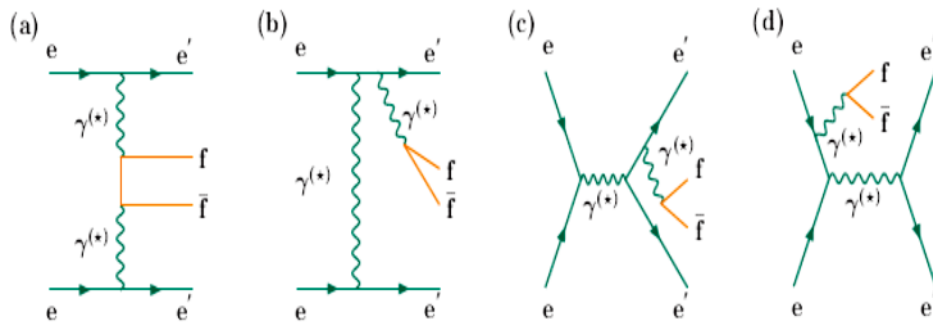
⁵ Elektrony te rozpraszane są pod bardzo małymi kątami.

Rozdział 2

Funkcja struktury fotonu – zarys teoretyczny

2.1 Przekrój czynny dla procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$

Cztery główne diagramy, dające wkład do wiodącego rzędu rachunku zaburzeń dla procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$ [7] pokazane są na rys. 2.1. Diagram multiperyferyjny (rys. 2.1a) opisuje proces rozpraszania dwóch fotonów (o wirtualności Q^2) z produkcją hadronów w stanie końcowym a przekrój czynny dla tego procesu jest wykorzystywany przy wyliczeniach funkcji struktury fotonu. Trzy pozostałe diagramy (rys. 2.1 b, c, d) mogą dawać przyczynek do stanów hadronowych i stanowią tło przy obliczeniach FSF bazującej na analizie przypadków DIS. Ich przyczynki oraz wkład od procesu z wymianą bozonu Z był zanedbywalny przy wartościach Q^2 osiągniętych na zderzaczu LEP. Dla oceny wielkości tych przyczynków w sytuacji, gdy wartość Q^2 może być o trzy rzędy wielkości większa (oczekiwana np. w projekcie przyszłego liniowego zderzacza e^+e^- CLIC), pomocne byłyby obliczenia teoretyczne.



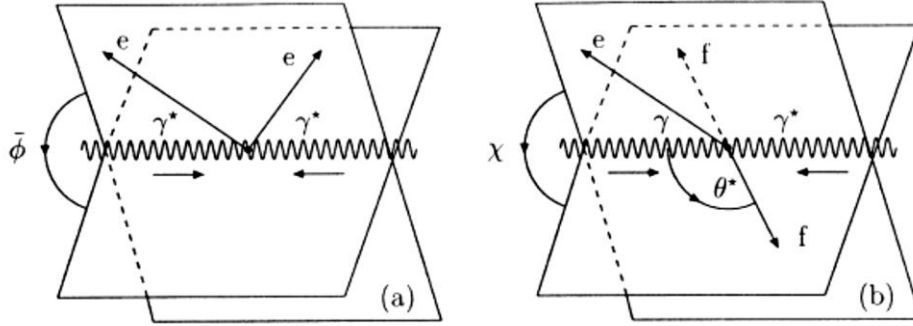
Rysunek 2.1. Przykłady diagramów procesów w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń, które prowadzą do procesu $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$: (a) multiperyferyjny; (b) bremsstrahlung; (c) anihilacja; (d) konwersja. Rysunki zaczerpnięto z [7].

W przypadku procesu opisywanego diagramem multiperyferyjnym elektrony wiązki wypromieniowują fotony i ulegają rozproszeniu pod kątami polarnymi $\theta_i, i = 1, 2$ (por. rys. 1.2). Wypromieniowane fotony mogą wykazywać zarówno polaryzację poprzeczną (T) jak i podłużną (L). Całkowity różniczkowy przekrój czynny na ten proces dla niespolaryzowanych wiązek elektronów może być zatem wyrażony

poprzez cztery przekroje czynne odpowiadające możliwym kombinacjom polaryzacji fotonów σ_{TT} , σ_{TL} , σ_{LT} i σ_{LL} oraz przez dwa interferencyjne wyrazy τ_{TT} i τ_{TL} (wyprowadzenie tego wzoru można znaleźć np. w [28]):

$$d^6\sigma = \frac{d^3\mathbf{p}'_1 d^3\mathbf{p}'_2}{E'_1 E'_2} \frac{\alpha^2}{16\pi^4 Q^2 P^2} \left[\frac{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q^2 P^2}{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^4} \right]^{\frac{1}{2}} (4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{TL} + 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{LT} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{LL} + 2|\rho_1^{\pm}\rho_2^{\pm}|\tau_{TT} \cos 2\bar{\phi} - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{TL} \cos \bar{\phi}) \quad (2.1)$$

$\bar{\phi}$ oznacza kąt między płaszczyznami rozproszenia elektronów w układzie środka masy fotonów $\gamma^* \gamma^*$ (rys. 2.2).



Rysunek 2.2. Definicja kątów $\bar{\phi}$, θ^* oraz χ w układzie środka masy $\gamma^* \gamma^*$ oraz $\gamma\gamma^*$ [1].

Czterowektory i inne zmienne kinematyczne zostały zdefiniowane w rozdziale 1. Współczynniki ρ_1^{jk} i ρ_2^{jk} , gdzie $j, k = +, -, 0$ oznaczają skrętność fotonu; są elementami macierzy gęstości fotonu. Zależą one wyłącznie od mierzalnych zmiennych kinematycznych i masy elektronu [28]:

$$\begin{aligned} 2\rho_1^{++} &= \frac{(2p_1 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2)^2}{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q^2 P^2} + 1 - 4 \frac{m_e^2}{Q^2}, & 2\rho_2^{++} &= \frac{(2p_2 \cdot q_1 - q_1 \cdot q_2)^2}{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q^2 P^2} + 1 - 4 \frac{m_e^2}{P^2}, \\ \rho_1^{00} &= \frac{(2p_1 \cdot q_2 - q_1 \cdot q_2)^2}{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q^2 P^2} - 1, & \rho_2^{00} &= \frac{(2p_2 \cdot q_1 - q_1 \cdot q_2)^2}{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q^2 P^2} - 1, \\ |\rho_i^{+-}| &= \rho_i^{++} - 1, & |\rho_i^{+0}| &= \sqrt{(\rho_i^{00} + 1)|\rho_i^{+-}|}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Formuły na przekroje czynne σ_{TT} , σ_{TL} , σ_{LT} i σ_{LL} oraz interferencyjne wyrazy τ_{TT} i τ_{TL} można znaleźć np. w [7, 28].

Niniejsza rozprawa koncentruje się na przypadkach, gdy jeden z fotonów jest quasi-rzeczywisty. W tej sytuacji wzór na przekrój czynny znacznie się upraszcza, ponieważ polaryzacja fotonu rzeczywistego może być wyłącznie poprzeczna (T). Gdy $P^2 \rightarrow 0$, wkład od σ_{TL} , σ_{LL} i τ_{TL} jest pomijalny. Ponadto znika człon proporcjonalny do τ_{TT} , ponieważ dla $P^2 = 0$ kąt $\bar{\phi}$ jest niezdefiniowany. Równanie 2.1 redukuje się zatem do:

$$d^6\sigma = \frac{d^3\mathbf{p}'_1 d^3\mathbf{p}'_2}{E'_1 E'_2} \frac{\alpha^2}{16\pi^4 Q^2 P^2} \left[\frac{(q_1 \cdot q_2)^2 - Q^2 P^2}{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^4} \right]^{\frac{1}{2}} (4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} + 2\rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT}) \quad (2.3)$$

Pozostają tylko człony proporcjonalne do σ_{TT} i σ_{LT} , odpowiadające próbkowaniu quasi-rzeczywistego fotonu o polaryzacji poprzecznej odpowiednio przez wirtualny foton o polaryzacji poprzecznej lub podłużnej.

2.2 Równoważne przybliżenie fotonów

Jeśli $P^2 = 0$, przekrój czynny dany równaniem 2.3 może zostać zapisany jako iloczyn strumienia poprzecznie spolaryzowanych fotonów tarczy i przekroju czynnego na głęboko nieelastyczne rozpraszanie $e\gamma$ [1]:

$$d^3\sigma = \hat{\Gamma}_{\gamma/e}(z, P^2) dP^2 \frac{d^2\sigma_{e\gamma \rightarrow eX}}{dx dQ^2} \quad (2.4)$$

Strumień $\hat{\Gamma}_{\gamma/e}$ fotonów o energii zE_b i pewnej skończonej (ale bardzo małej) wirtualności P^2 w równoważnym przybliżeniu fotonów EPA (Equivalent Photon Approximation) dany jest wzorem [29]:

$$\hat{\Gamma}_{\gamma/e} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1+(1-z)^2}{zP^2} - \frac{2m_e^2 z}{P^4} \quad (2.5)$$

Całkowanie po dostępnym zakresie P^2 prowadzi do przybliżenia Weizsäckera – Williamsa [30]:

$$\Gamma_{\gamma/e}(z, P_{\max}^2) = \int_{P_{\min}^2}^{P_{\max}^2} dP^2 \hat{\Gamma}_{\gamma/e}(z, P^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \ln \left(\frac{P_{\max}^2(1-z)}{m_e^2 z^2} \right) - 2 \frac{1-z}{z} + 2z \frac{m_e^2}{P_{\max}^2} \right], \quad (2.6)$$

gdzie $P_{\min}^2(z) = \frac{m_e^2 z^2}{1-z}$, $P_{\max}^2(z) = (1-z)E^2\theta_{\max}^2$. Dolna granica całkowania P_{\min}^2 pochodzi z zasady zachowania czteropędu, a górna P_{\max}^2 jest określona poprzez warunki doświadczalne (akceptancję). W praktyce często wybiera się stałą wartość P_{\max} równą minimalnej wartości wirtualności fotonów próbujących Q^2 [7].

2.3 Funkcje struktury fotonu

Poprzeczna i podłużna funkcja struktury fotonu przy założeniu, że $P^2 = 0$, zdefiniowane są w następujący sposób [2, 57]:

$$F_T^Y = \frac{Q^2}{8\pi^2\alpha x} \sigma_{TT}, \quad (2.7)$$

$$F_L^Y = \frac{Q^2}{4\pi^2\alpha} \sigma_{LT}, \quad (2.8)$$

Korzystając z powyższych wzorów oraz z relacji $F_2^Y = 2xF_T^Y + F_L^Y$, przekrój czynny $d^2\sigma/dQ^2 dx$ w równania 2.4 można zapisać w postaci (por. rów. 1.7):

$$\frac{d^2\sigma_{eY \rightarrow eX}}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} ([1 + (1-y)^2]F_2^Y(x, Q^2) - y^2F_L^Y(x, Q^2)). \quad (2.9)$$

Ze względu na wspomniane małe wartości nieelastyczności y dla warunków doświadczalnych oczekiwanych dla ILC/CLIC człon proporcjonalny do F_L^Y jest zaniedbywalny. Zatem równanie 2.4 przyjmuje postać:

$$d^3\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1-y)^2]F_2^Y(x, Q^2)\hat{\Gamma}_{\gamma/e}(z, P^2)dP^2. \quad (2.10)$$

Po wycałkowaniu tego równania po P^2 , otrzymujemy [7]:

$$\frac{d^3\sigma}{dx dQ^2 dz} \approx \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1-y)^2]F_2^Y(x, Q^2, P_{\text{eff}}^2)\hat{\Gamma}_{\gamma/e}(z/x, P_{\max}^2). \quad (2.11)$$

P_{eff}^2 wybierane jest w taki sposób, aby spełniony był następujący warunek:

$$\langle F_2^Y(P^2) \rangle = F_2^Y(P_{\text{eff}}^2). \quad (2.12)$$

Następnie można wyciągnąć równanie 2.11 po zmiennej z , podstawiając $y = Q^2/(z s_{ee}) \equiv \chi/z$ oraz korzystając z relacji:

$$\frac{1}{x} \int_{z_{\min}}^x dz \left(1 + \left(1 - \frac{\chi}{z} \right)^2 \right) \hat{\Gamma}_e \left(\frac{z}{x}, P_{\max}^2 \right) = \int_{\eta}^1 dy (1 + (1 - \eta/y)^2) \hat{\Gamma}_{\gamma/e} (y, P_{\max}^2) \equiv \kappa(\eta, b), \quad (2.13)$$

gdzie $z_{\min} = \chi$, $\eta \equiv y_{\min} = z_{\min}/x = \chi/x$, $b = P_{\max}^2/m_e^2$. Funkcja $\kappa(\eta, b)$ wyraża się wzorem [7]:

$$\kappa(\eta, b) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[-\frac{1}{6} \pi^2 (\eta + 2)^2 - \ln(\eta) (\eta + 2)^2 \ln\left(\frac{b}{\eta}\right) + (10 - 4\eta - 3\eta^2) \ln(\eta) - \frac{1}{2} (3\eta + 19)(\eta - 1) + 2(\eta + 3)(\eta - 1) \ln(b(1 - \eta)) + (\eta + 2)^2 \text{Li}_2(\eta) \right], \quad (2.14)$$

gdzie $\text{Li}_2(x) = -\int_0^x \frac{\ln|1-t|}{t} dt$ to funkcja dilogarytmiczna. Zwykle zakłada się, że $P_{\text{eff}}^2 = 0$. Wówczas równanie 2.11 przyjmuje postać:

$$\frac{d^2 \sigma_{ee}}{dx dQ^2} \approx \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} F_2^Y(x, Q^2) \kappa\left(\frac{Q^2}{xs}, \frac{P_{\max}^2}{m_e^2}\right), \quad (2.15)$$

której można użyć dla wyznaczenia funkcji struktury fotonu F_2^Y z pomiaru różniczkowego przekroju czynnego $d^2\sigma_{ee}/dx dQ^2$. Wzór 2.15 był podstawą dla wyznaczenia hadronowej funkcji struktury fotonu. Otrzymane wyniki zostały przedstawione w rozdziałach 5.4 i 5.5.

W następnych dwóch rozdziałach opisano krótko elektromagnetyczną i hadronową funkcję struktury fotonu, które mogą być mierzone w zderzeniach e^+e^- na przyszłym liniowym zderzaczu ILC/CLIC. W pracy skupiono się jednak na badaniu hadronowej funkcji struktury fotonu.

2.4 Elektromagnetyczne funkcje struktury fotonu

Elektromagnetyczną funkcję struktury fotonu można zdefiniować dla poszczególnych rodzajów leptonów znajdujących się w stanie końcowym procesu $e\gamma \rightarrow e\bar{l}$. Najczęściej jednak pomiary wykonuje się dla par mionów pojawiających się w stanie końcowym (z eksperymentalnego punktu widzenia pomiar ten jest czystym pomiarem przy prostej sygnaturze całego procesu). Poniższe wzory dotyczą przewidywań dla elektromagnetycznych funkcji struktury dla fotonów quasi – rzeczywistych.

Różniczkowy przekrój czynny dany równaniem 2.1 można wyrazić poprzez czynniki posiadające taką samą zależność od kątów azymutalnych χ i $\bar{\phi}$ (definicja kątów została przedstawiona na rys. 2.2) i ich kombinacji, używając trzynastu funkcji struktury, jak to pokazano w [31], rozważanych dla zderzeń $\gamma^* \gamma^*$. Po wycalkowaniu po wszystkich zależnościach kątowych z wyjątkiem zależności od χ przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie $e\gamma$ przy założeniu, że $P^2 = 0$, przyjmuje postać:

$$\frac{d^3\sigma_{e\gamma \rightarrow \text{eff}}}{dx dQ^2 d\chi/2\pi} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 + (1 - y)^2) \left[F_{2,\text{QED}}^Y - (1 - \varepsilon(y)) F_{L,\text{QED}}^Y - \rho(y) F_{A,\text{QED}}^Y \cos\chi + \frac{1}{2} \varepsilon(y) F_{B,\text{QED}}^Y \cos 2\chi \right], \quad (2.16)$$

gdzie funkcje $\varepsilon(y) = 2(1 - y)/(1 + (1 - y)^2)$ i $\rho(y) = (2 - y)\sqrt{1 - y}/(1 + (1 - y)^2)$ są bliskie jedności dla małych wartości y . Funkcje struktury $F_{A,\text{QED}}^Y$ i $F_{B,\text{QED}}^Y$ są proporcjonalne do przekrojów czynnych na oddziaływanie quasi – rzeczywistych fotonów tarczy z fotonami wirtualnymi w różnych stanach polaryzacji: interferencji poprzeczno – podłużnej (A) oraz interferencji między dwoma polaryzacjami poprzecznymi (B). Wzory na funkcje $F_{A,\text{QED}}^Y$, $F_{B,\text{QED}}^Y$, $F_{L,\text{QED}}^Y$ i $F_{2,\text{QED}}^Y$ zaczerpnięte z [32] są następujące:

$$F_{A,\text{QED}}^Y(x, Q^2) = \frac{4\alpha}{\pi} x \sqrt{x(1-x)} (1 - 2x) \left\{ \beta \left[1 + (1 - \beta^2) \frac{1-x}{1-2x} \right] + \frac{3x-2}{1-2x} \sqrt{1 - \beta^2} \arccos(\sqrt{1 - \beta^2}) \right\}$$

$$F_{B,\text{QED}}^Y(x, Q^2) = \frac{4\alpha}{\pi} x^2 (1 - x) \left\{ \beta \left[1 + (1 - \beta^2) \frac{1-x}{2x} \right] + \frac{1}{2} (1 - \beta^2) \left[\frac{1-2x}{x} - \frac{1-x}{2x} (1 - \beta^2) \right] \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right\}$$

$$\begin{aligned}
F_{L,QED}^Y(x, Q^2) &= \frac{\alpha}{\pi} x^2 (1-x) \left[\beta - \frac{1}{2} (1-\beta^2) \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right] \\
F_{2,QED}^Y(x, Q^2) &= \frac{\alpha}{\pi} x \left\{ [x^2 + (1-x)^2] \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - \beta + 8\beta x(1-x) - \beta(1-\beta^2)(1-x)^2 + \right. \\
&\quad \left. (1-\beta^2)(1-x) \left[\frac{1}{2} (1-x)(1+\beta^2) - 2x \right] \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right\} \quad (2.17)
\end{aligned}$$

$$\text{gdzie } \beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{W^2}} = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{Q^2} \frac{x}{1-x}}.$$

Funkcje struktury w przybliżeniu wiodących logarytmów otrzymujemy z równań 2.17 przy założeniu, że $\beta \rightarrow 1$. Przyjmują one wówczas postać:

$$\begin{aligned}
F_{A,QED}^Y(x, Q^2) &= \frac{4\alpha}{\pi} x \sqrt{x(1-x)} (1-2x) \\
F_{B,QED}^Y(x, Q^2) &= F_{L,QED}^Y(x, Q^2) = \frac{4\alpha}{\pi} x^2 (1-x) \\
F_{2,QED}^Y(x, Q^2) &= \frac{\alpha}{\pi} x \left\{ [x^2 + (1-x)^2] \ln \frac{W^2}{m^2} - 1 + 8x(1-x) \right\}. \quad (2.18)
\end{aligned}$$

W powyższym przybliżeniu tylko funkcja $F_{2,QED}^Y$ wykazuje nietrywialną zależność od wirtualności Q^2 .

2.5 Hadronowa funkcja struktury fotonu F_2^Y

Hadronowa struktura fotonu pochodzi od fluktuacji kwantowej fotonu do pary kwarków. Funkcja struktury fotonu, w analogii do struktury protonu, może być wyrażona jako suma rozkładów partonów w fotonie. W bieżącym rozdziale omówiona zostanie funkcja F_2^Y . W wiodącym rzędzie wyraża się ona wzorem:

$$F_2^Y(x, Q^2) = x \sum_{k=1}^{n_f} e_k^2 [q_k^Y(x, Q^2) + \bar{q}_k^Y(x, Q^2)], \quad (2.19)$$

gdzie q_k^Y to funkcja rozkładu partonów parametryzująca prawdopodobieństwo znalezienia kwarku o zapachu k i ładunku e_k w fotonie dla danych x i Q^2 .

Jak wspomniano w rozdziale 1, funkcja F_2^Y może być rozpatrywana jako suma dwóch części zwanych umownie jako: punktowa (point-like) i hadronowa (hadron-like).

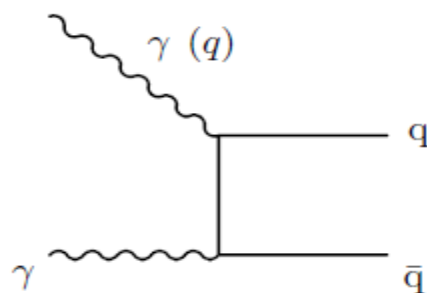
Punktowa część, istotna dla wyższych wartości x i Q^2 jest dobrze opisywana przez model kwarkowo – partonowy (Quark Parton Model, QPM) [33]. Natomiast część hadronowa dominuje w zakresie małych x i Q^2 i opisywana jest zwykle przez model dominacji mezonów wektorowych (Vector Meson Dominance, VMD) [34, 35]. Przewidywania tych modeli odnośnie funkcji F_2^Y zostały krótko omówione w dalszej części tego podrozdziału.

2.5.1 Model kwarkowo – partonowy (QPM)

Pierwsze obliczenia dla funkcji struktury fotonu opierały się na modelu kwarkowo – partonowym (QPM), według którego kwarki traktowane są jako cząstki swobodne, a gluony są pomijane. Nie jest to niczym innym jak modyfikacją QED, tak aby uwzględnić ładunki elektryczne i kolorowe kwarków. Obliczenia funkcji struktury F_2^Y bazują na tzw. diagramie pudełkowym dla procesu $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ (rys. 2.3). Dla fotonów quasi-rzeczywistych dają one następującą postać funkcji struktury [36]:

$$F_{2,QPM}^Y(x, Q^2) = \frac{N_c \alpha}{\pi} \sum_{k=1}^{n_f} e_k^4 x \left\{ [x^2 + (1-x)^2] \ln \frac{Q^2(1-x)}{m_k^2 x} - 1 + 8x(1-x) \right\}, \quad (2.20)$$

gdzie sumowanie wykonywane jest po wszystkich aktywnych zapachach kwarków, N_c oznacza liczbę kolorów, a m_k masę k – tego kwarku.



Rysunek 2.3. Diagram pudełkowy (box diagram) dla procesu $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

2.5.2 Model dominacji mezonów wektorowych (VMD)

Części hadronowej (hadron-like) funkcji struktury fotonu nie da się obliczyć perturbacyjnie. Musi być ona parametryzowana przez funkcje rozkładu partonów (PDF) w fotonie. Ponieważ foton sprzęga się do mezonu wektorowego o liczbach kwantowych $J^{PC} = 1^{--}$ (np. ρ , ω , ϕ), zwykle dla oszacowania części hadron-like używa się modelu dominacji mezonów wektorowych (VMD). Rozkłady partonów dla mezonów wektorowych nie były mierzone, ale funkcję struktury mezonu ρ można przybliżyć poprzez funkcję struktury pionu, która została wyznaczona eksperymentalnie [37]. Konieczne jest ponadto wprowadzenie dodatkowych założeń. Najprostsze oszacowanie VMD uzyskiwane jest poprzez uwzględnienie wkładu od ρ i ω . Prowadzi ono do:

$$F_{2,VMD}^Y = 0,2\alpha(1-x). \quad (2.21)$$

Wzór ten ma zastosowanie dla $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$.

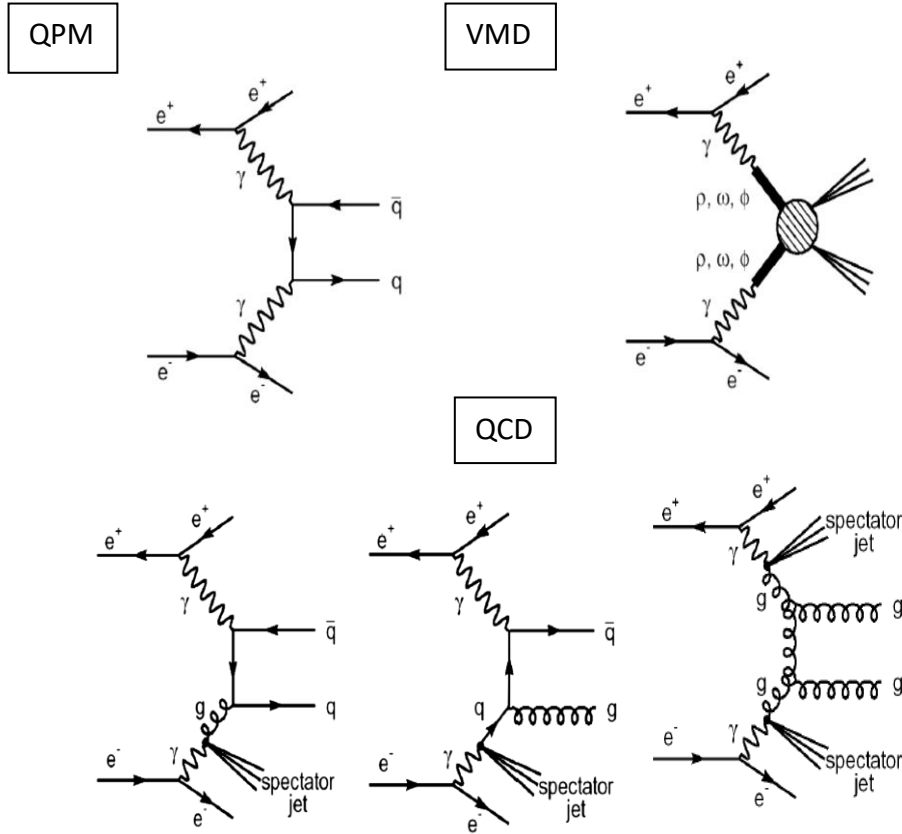
Alternatywnym sposobem wyznaczenia wkładu VMD do funkcji struktury fotonu jest dopasowanie do danych pomiarowych dla funkcji struktury pionu F_2^π lub też do danych dla F_2^Y w obszarze małych Q^2 . Takie podejście zostało zastosowane przez współpracę TPC/2 γ [38]. Poprzez fit do danych dla $Q^2 = 0,7 \text{ GeV}^2$ uzyskano:

$$F_{2,VMD}^Y = \alpha[0,22x^{0,31}(1-x)^{0,95} + 0,06(1-x)^{2,5}]. \quad (2.22)$$

2.5.3 QCD i ewolucja F_2^Y w zależności od wirtualności fotonu Q^2

Mimo że nie można obliczyć części hadronowej (hadron-like) funkcji F_2^Y dla danej skończonej wartości Q^2 w ramach perturbacyjnej chromodynamiki kwantowej, możliwe jest określenie zmienności tej funkcji w zależności od wirtualności fotonu korzystając z równań ewolucji DGLAP [58]. Przedstawiają one sytuację, gdy przy wzroście Q^2 pojawia się więcej partonów niosących ułamek pędu fotonu. Prawdopodobieństwo znalezienia kwarku przy małych x wzrasta, a przy dużych x maleje z uwagi na emisję gluonów przez kwarki o dużym pędzie. Wypromieniowane gluony z kolei produkują kwarki o mniejszym pędzie. W ten sposób dla hadronowej części funkcji struktury

(hadron-like) oczekuje się przesunięcia wartości funkcji F_2^Y w stronę do małych x wraz ze wzrostem Q^2 . Z drugiej zaś strony punktowa część funkcji struktury fotonu różnie z Q^2 dla wszystkich x .



Rysunek 2.4. Grafy opisujące produkcję hadronów w procesach z wymianą dwóch fotonów opisywanych modelami QPM, VMD i QCD. Dla QPM są to diagramy pudełkowe z kreacją par kwark – antykwark (point-like interactions); dla VMD – z oddziałującymi mezonami wektorowymi (hadron-like interactions); dolne diagramy ilustrują procesy z pojawieniem się gluonów opisywanych w QCD: dwa pierwsze od lewej strony zawierają jeden rozwinięty foton (single resolved process), a trzeci ma dwa rozwinięte fotony (double resolved process). Diagramy QPM i VMD odpowiadają zerowemu rzędowi rachunku zaburzeń [39].

Opis produkcji hadronów w procesach z wymianą dwóch fotonów w ramach wspomnianych powyżej modeli, QPM, VMD i QCD, można przedstawić przykładowo w postaci diagramów pokazanych na rys. 2.4.

Dla eksperymentów na przyszłym liniowym zderzaczu ILC/CLIC dostępne będą duże wartości Q^2 w pomiarach funkcji F_2^Y . Oczekuje się, że dla przypadków DIS przy rejestracji jednego z rozproszonych elektronów, duży wkład dadzą procesy związane z grafami: QPM ($\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$) i QCD ($\gamma g \rightarrow q\bar{q}$, $\gamma q \rightarrow g\bar{q}$). QCD daje również możliwość

poprawienia opisu produkcji hadronów w modelu QPM (graf QPM) poprzez włączenie w wyższym rzędzie α_s emisji gluonów z kwarków (z pudełka kwarkowego).

2.6 Zależność funkcji F_2^Y od P^2

W dyskusji przeprowadzonej w poprzednich podrozdziałach przyjęto, że foton tarczy jest fotonem rzeczywistym, tzn. jego wirtualność $P^2 = 0$. W rzeczywistości ze względu na to, że dostępna eksperymentalnie akceptancja kątowa w kierunku do przodu jest ograniczona, P^2 nie jest równe zero a jedynie mniejsze od pewnej wartości maksymalnej. Ma to wpływ na strumień fotonów tarczy. Ponadto w ogólności funkcja $F_2^Y(x, Q^2, P^2 \neq 0)$ przyjmuje inne wartości niż funkcja $F_2^Y(x, Q^2, P^2 = 0)$.

Strumień fotonów tarczy można obliczyć z dużą dokładnością korzystając z przybliżenia EPA (równanie 2.5). Jest on silnie wypikowany dla minimalnej wartości P^2 z wartością przeciętną $\sim 10^{-4} \text{ GeV}^2$. Wpływ P^2 na funkcje struktury fotonu nie jest do końca wyjaśniony. Oczekuje się, że wirtualny foton w większym stopniu uwidacznia punktową naturę w porównaniu do rzeczywistego fotonu. Punktowa część funkcji struktury fotonu była obliczana w wiodącym i w wyższych rzędach rachunku zaburzeń [40] w granicy $Q^2 \gg P^2 \gg 0.2 \text{ GeV}^2$. Dla części hadronowej FSF przewiduje się, że jej udział będzie maleć ze wzrostem P^2 , ale uboga doświadczalna statystyka i niepewności teoretycznych przewidywań nie pozwalają na ostateczne potwierdzenie tego faktu. W eksperymentach PLUTO [41] i L3 [42] mierzono np. funkcję struktury dla fotonu wirtualnego: $F_2^{\text{eff}} = (F_2^Y + 3F_L^Y/2)$, ale przy bardzo ograniczonej statystyce. Pomiarów dokonano również w eksperymentach na akceleratorze HERA [43]. Nie istnieją poza tym dane dotyczące funkcji struktury wirtualnych fotonów, co uniemożliwia dostarczenie wiarygodnych danych wejściowych dla modelu VMD dla uzyskania nowych parametryzacji FSF. Wspomniane powyżej trudności prowadzą do sytuacji, w której różne parametryzacje wprowadzają różną zależność F_2^Y od P^2 pozostając w zgodności z jakościowym opisem tej zależności.

2.7 Parametryzacje funkcji rozkładu partonów w fotonie

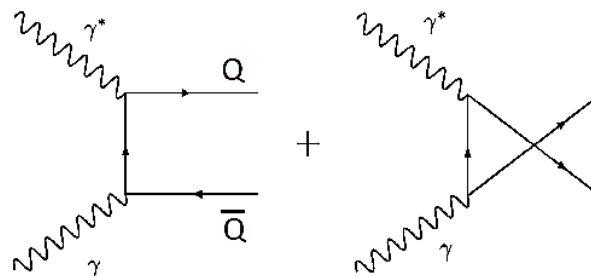
Obecnie dostępnych jest wiele parametryzacji funkcji rozkładu partonów w fotonie skonstruowanych w LO i/lub NLO. Wiele z nich jest właściwych wyłącznie dla fotonu rzeczywistego, ale zostały one również skonstruowane dla fotonu wirtualnego ($P^2 \gg \Lambda^2$). Poniżej omówiono w skrócie własności tych parametryzacji FSF, które wykorzystywano w przeprowadzanej analizie. Ich nazwy pochodzą zwykle od pierwszych liter nazwisk ich autorów.

GRV – Glück, Reya, Vogt [44]

Parametryzacja GRV jest dostępna w LO i NLO. Początkowa wartość wirtualności Q_0^2 przyjmuje małe wartości – $0,25 \text{ GeV}^2$ dla LO i $0,3 \text{ GeV}^2$ dla NLO. Rozkład początkowy jest czystym rozkładem hadron-like opartym na argumentach związanych z VMD. Natomiast część point-like jest generowana z równań ewolucji. Wkład VMD jest identyczny dla rozkładów kwarków i gluonów i przyjmuje postać:

$$q(x, Q_0^2) = g(x, Q_0^2) = \kappa(4\pi\alpha / f_\rho^2) f_\pi(x, Q_0^2), \quad (2.23)$$

gdzie $xf_\pi \sim x^a(1-x)^b$ i $1/f_\rho^2 = 2,2$. a i b są wyznaczone z pomiarów funkcji struktury pionu. Jedynym wolnym parametrem jest współczynnik proporcjonalności $1 \leq \kappa \leq 2$, odpowiadający niepewności wynikającej z uwzględnienia ω , ϕ i innych ciężkich mezonów wektorowych. Wkład od kwarków c i b jest uwzględniany przy użyciu formuły Bethe – Heitlera dla $m_c = 1,5 \text{ GeV}$ i $m_b = 4,5 \text{ GeV}$. Mechanizm produkcji par ciężkich kwarków w procesie Bethe-Heitlera: $\gamma^* + \gamma \rightarrow Q + \bar{Q}$ przedstawia rys. 2.5.



Rysunek 2.5. Mechanizm produkcji par ciężkich kwarków w procesie Bethe-Heitlera: $\gamma^* + \gamma \rightarrow Q + \bar{Q}$.

GRS – Glück, Reya, Stratmann [45]

Ta parametryzacja jest rozszerzeniem dla omówionej powyżej parametryzacji GRV dla przypadków z niezerowym P^2 w LO i NLO. Podobnie jak dla GRV wejściowe rozkłady partonów dla rzeczywistych fotonów opierają się na rozwiązaniach opartych o VMD. Q_0^2 przyjmuje się jako w przybliżeniu równe $0,25 \text{ GeV}^2$. Wkład od ciężkich kwarków jest uwzględniany przy użyciu formuły Bethe-Heitlera. Dla fotonów rzeczywistych funkcje GRS znane są do rzędu NLO, natomiast dla fotonów wirtualnych są dostępne tylko w wiodącym rzędzie.

GRSc – Glück, Reya, Scheinbein [46]

Te funkcje rozkładu partonów zostały skonstruowane dla fotonów rzeczywistych w LO i NLO, a dla fotonów wirtualnych w LO (przy czym z dobrą dokładnością mogą być używane także w NLO) i stanowią rozwinięcie parametryzacji GRV. Wkład od kwarków c jest uwzględniany (podobnie jak w GRV) korzystając z formuły Bethe-Heitlera, przy czym masa tych kwarków m_c została zredukowana do wartości $1,4 \text{ GeV}$.

SaS – Schuler, Sjöstrand [47]

Pod ogólną nazwą funkcji SaS zawarte są dwie wersje parametryzacji funkcji struktury fotonu: SaS1 oraz SaS2 otrzymane w wiodącym rzędzie LO przy różnych wartościach początkowych Q_{\min}^2 ich ewolucji, równych odpowiednio 0.36 GeV^2 (SaS1) i 4 GeV^2 (SaS2). Zarówno SaS1, jak i SaS2 zawierają rozkłady partonów w fotonie otrzymane w schemacie renormalizacji DIS (SaS1D, SaS2D) lub $\overline{\text{MS}}$ (SaS1M, SaS2M). W sumie dostępnych jest do wykorzystania w trakcie generacji, np. programem PYTHIA 6.4, osiem różnych parametryzacji dla F_2^Y , różniących się opisem rozkładu partonów dla jednej ze składowych F_2^Y opisywanej w ramach modelu dominacji mezonów wektorowych (VMD) oraz dla tzw. anomalnej składowej (anomalous part) funkcji F_2^Y . Ciężkie kwarki c i b uwzględniane są wykorzystując podejście Bethe-Heitlera (rys. 2.5). Dla wersji funkcji F_2^Y otrzymanych w schemacie $\overline{\text{MS}}$ dodawany jest człon opisujący przyczynek od procesu, w którym fotony sprzęgają się bezpośrednio do kwarków (direct contribution).

Podstawową parametryzacją funkcji F_2^Y , użytą w symulacjach wykorzystywanych w przeprowadzonej analizie, była parametryzacja SaS1D. Należy tu wspomnieć, że teoretyczne obliczenia prowadzące do tych parametryzacji zostały

wykonane wiele lat temu (lata 1982 – 1996) i bazowały na wynikach pomiarów F_2^Y otrzymanych z szeregu aktywnych wówczas eksperymentów, uwzględniając częściowo wyniki otrzymane na zderzaczu LEP. Włączenie większej ilości danych, wykorzystywanych w teoretycznych obliczeniach, poprawia jakość przewidywań teoretycznych i prowadzi do lepszej zgodności z danymi doświadczalnymi.

DG – Drees, Grassie [48]

W podejściu DG parametryzacje rozkładów kwarków i gluonów otrzymuje się używając pełnego rozwiązania LO niejednorodnych równań ewolucji przy wejściowych rozkładach dla $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Wykorzystano tu wyniki wcześniejszych prac [49, 50]. Ewolucja rozkładu partonów do wartości $Q^2 = 500 \text{ GeV}^2$ lub większej, np. $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$ dla czterech lub pięciu zapachów partonów dokonywana tu jest poprzez ewolucję wejściowych rozkładów dla trzech zapachów otrzymanych przy $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Parametryzacja DG stanowi wewnętrzną część generatorów PYTHIA i HERWIG i może być łatwo w nich wywołana poprzez zadanie odpowiedniej wartości wejściowym parametrom programów oraz użyta do porównania z aktualniejszymi parametryzacjami.

GS – Gordon, Storrow [51]

Wyniki pracy autorów prowadzą do dwóch wersji parametryzacji LO i NLO (otrzymana w schemacie $\overline{\text{MS}}$). Ewolucja rozkładów partonów startuje dla wartości $Q_0^2 = 5.3 \text{ GeV}^2$. Dostępne są dwie wersje parametryzacji zawierające różne postaci dla rozkładu gluonów g^Y . W przeprowadzonej analizie parametryzacji GS użyto wykorzystując pakiet PDFLIB [52], który był wywoływany podczas używania programów PYTHIA, HERWIG i TWOGAM.

Inne parametryzacje

Istnieje szereg innych parametryzacji rozkładu partonów w fotonie powstałych w latach 1990 – 2005 w wyniku przeprowadzonych obliczeń zarówno na poziomie LO, jak i NLO. Niektóre z nich zostały włączone do biblioteki PDFLIB (np. parametryzacja WHIT [53], AGF [54] . Są też nowsze parametryzacje LO: CJKL [55], czy parametryzacje HO: CJK [56], AGF [54], SAL [57], gdzie w obliczeniach starano się wykorzystać wszystkie istniejące dane dotyczące funkcji struktury związane z LEP.

Rozdział 3

Projekty przyszłych zderzaczy e^+e^-

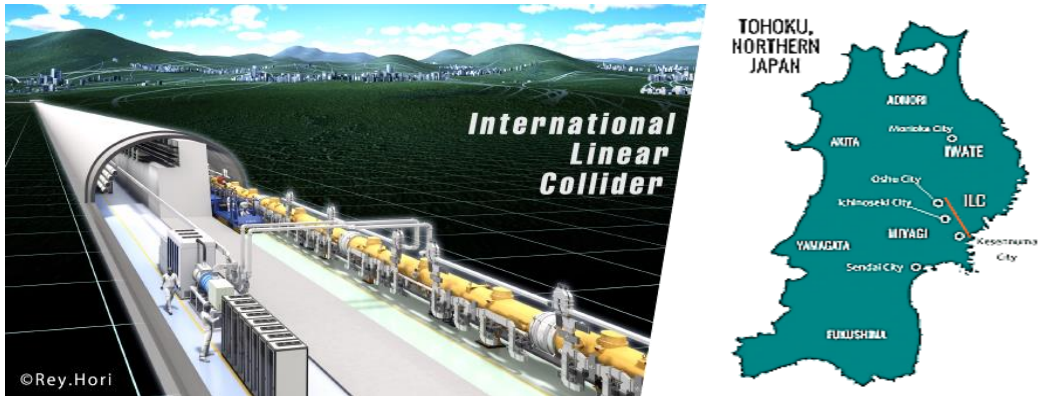
W lipcu 2012 roku eksperymenty ATLAS i CMS na akceleratorze LHC ogłosiły odkrycie nowej cząstki o masie 125 GeV i własnościach długo poszukiwanego bozonu Higgsa [58, 59]. Znaczenie tego odkrycia zostało docenione poprzez przyznanie nagrody Nobla z fizyki Peterowi Higgsowi i François Englertowi w 2013 roku [60]. Stanowi ono potwierdzenie trafności mechanizmu Brout-Englert-Higgs (BEH) [58, 59, 61] zaproponowanego w 1964 roku w dwóch niezależnych artykułach opublikowanych przez fizyków belgijskich Roberta Brouta i François Englerta, oraz przez Brytyjczyka Petera Higgsa. Wyjaśniał on dlaczego siły odpowiedzialne za rozpad beta są o wiele słabsze niż siły elektromagnetyczne, ale jest bardziej znany jako mechanizm odpowiedzialny za nadawanie cząstkom mas. Te nowe idee zostały dalej rozwinięte w kolejnym artykule opublikowanym przez Geralda Guralnika i Carla Hagen z USA wspólnie z Brytyjczykiem Tomem Kibble [61] i dotyczyły spontanicznego łamania symetrii i nadawania mas leptonom i bozonom pośrednim (tzw. mechanizm Higgsa). Obecnie są one ważną częścią Modelu Standardowego cząstek elementarnych. Peter Higgs przewidział dodatkowo istnienie masywnego bozonu nieznanego wówczas typu. Mimo, że cząstka Higgsa została odkryta, konieczne jest zbadanie jej własności. Dobrym narzędziem do tych badań będzie przyszły zderzacz e^+e^- . Ponadto przyszły zderzacz e^+e^- wniesie również istotny wkład do poszukiwań nowych cząstek związanych z polem Higgsa, ciemną materią oraz zjawisk mogących być sygnałami Nowej Fizyki poza modelem standardowym.

Wielki Zderzacz Hadronów (LHC) [62], najpotężniejszy obecnie akcelerator cząstek, zderza protony przy energii 13 TeV. Jednak ponieważ protony nie są cząstkami elementarnymi, lecz składają się z kwarków, antykwarków i gluonów, ich zderzenia zachodzą pomiędzy partonami i energia zderzeń w środku masy nie może być dokładnie określona. Utrudnia to interpretację wyników badań nowych procesów z uwagi na obecność dużego tła od zderzających się partonów prowadzących do stanów końcowych opisywanych w ramach kwantowej chromodynamiki (QCD). Natomiast elektrony i pozytony, zgodnie z obecną wiedzą, są cząstkami elementarnymi

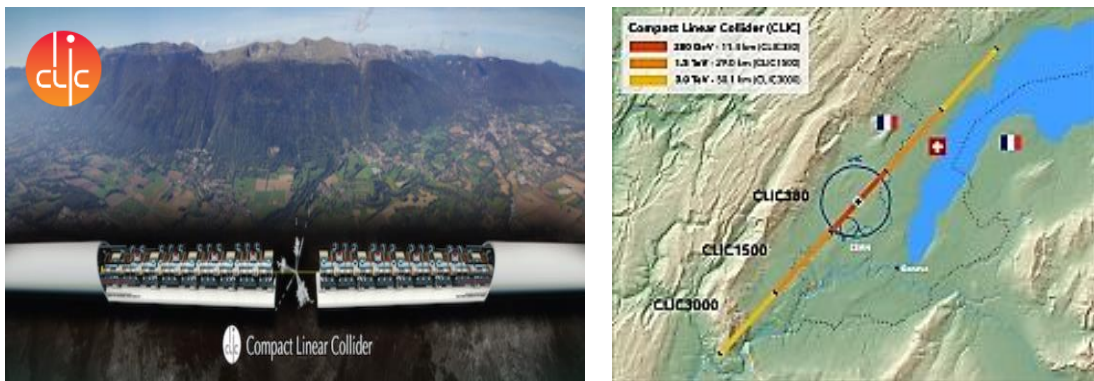
pozbawionymi struktury wewnętrznej, a zatem na zderzaczach e^+e^- oczekuje się czystych warunków eksperymentalnych z precyzyjnie określoną energią początkową, co zapewni bardziej dokładne pomiary i może znacznie zwiększyć naszą wiedzę o podstawowych procesach, rządzących ewolucją Wszechświata. Dlatego też dużą wagę przywiązuje się do eksperymentów planowanych na przyszłych urządzeniach ze zderzającymi się wiązkami elektronów i pozytonów. Wśród tych urządzeń są projekty zarówno liniowych jak i kołowych zderzaczy elektronów i pozytonów. Dla liniowych zderzaczy są to projekty o nazwach ILC (International Linear Collider) [63] oraz CLIC (Compact Linear Collider) [64], a dla kołowych FCC-ee (Future Circular Collider ee) [65] i CEPC (Circular Electron Positron Collider) [66]. W każdym z tych projektów trwają intensywne wielokierunkowe prace badawczo – rozwojowe dotyczące zderzacza i detektorów. Prowadzone są również analizy fizyczne dostarczające informacji o możliwościach realizacji programu fizycznego w przyszłych eksperymentach na tych zderzaczach.

Na razie nie jest wiadomo, który z tych projektów zostanie ostatecznie zrealizowany. Ważnym momentem będzie rok 2020, w którym ma zapadnąć decyzja o wyborze przyszłego akceleratora. Dla ośrodka CERN może być to wybór pomiędzy liniowym zderzaczem CLIC a kołowym FCC-ee. Decyzja będzie wynikiem prac specjalnych ciał opiniotwórczych prowadzonych w ramach Uaktualnienia Europejskiej Strategii ESU (European Strategy Update) rozwoju na następne lata fizyki wysokich energii w Europie. Obecnie każdy z projektów przygotowuje raport na temat samego zderzacza, detektorów dla przyszłych eksperymentów oraz realizacji programu fizycznego, którego ważnymi elementami będą badania własności bozonu Higgsa i kwarku t. Rysunki 3.1 – 3.4 ilustrują planowane miejsca budowy liniowych zderzaczy: ILC(Japonia), CLIC (CERN) i kołowych: FCC-ee (CERN), CEPC (Chiny).

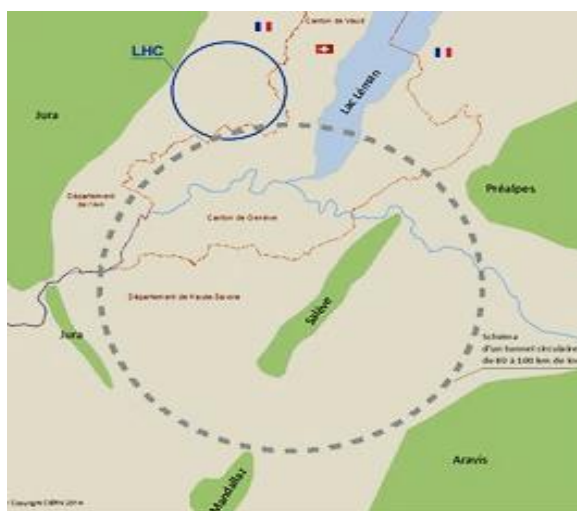
Wyniki prezentowane w rozprawie odnoszą się w całości do projektów liniowych zderzaczy: ILC i CLIC. W następnych rozdziałach oba te projekty zostały szerzej omówione. Natomiast jeśli chodzi o kołowe zderzacze FCC-ee i CEPC, będą to urządzenia dostarczające bardzo dużą świetlnność w zderzeniach elektronów i pozytonów, aczkolwiek przy maksymalnych energiach w środku masy, $\sqrt{s} \sim 350$ GeV, nie dużo wyższych w porównaniu do energii poprzedniego kołowego zderzacza LEP ($\sqrt{s} \sim 205$ GeV). Pokazuje to rys. 3.5.



Rysunek 3.1. Artystyczne wyobrażenie struktury przyszłego zderzacza ILC (po lewej), którego budowa jest planowana w Japonii w regionie Kitakami (po prawej) [63].



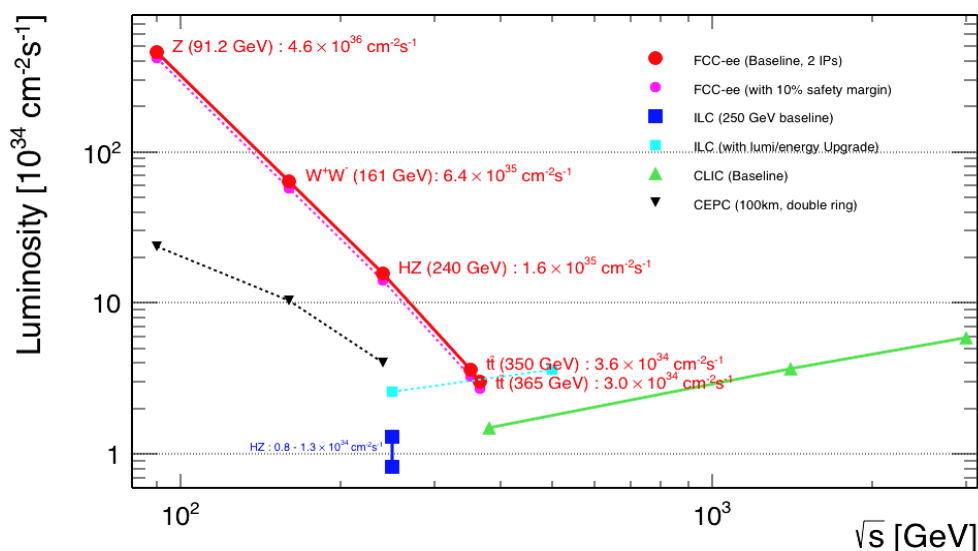
Rysunek 3.2. Artystyczne wyobrażenie struktury liniowego zderzacza CLIC (po lewej) planowanego w ośrodku CERN wraz z mapką (po prawej) ilustrującą jego umiejscowienie oraz zmiany w jego długości podczas realizacji kolejnych faz jego budowy [64].



Rysunek 3.3. Proponowane umiejscowienie tunelu dla zderzacza FCC-ee (długość tunelu: 80 – 100 km) na obszarze Szwajcarii i Francji [65]. Dla ilustracji wielkość tunelu FCC-ee została porównana z tunelem działającego zderzacza LHC.



Rysunek 3.4. Możliwa lokalizacja CEPC w okolicy miasta Qinhuangdao po wybraniu jednej z koncepcji zderzacza (większy pierścień miałby obwód 100 km – zderzenia e^+e^- , mniejszy 80 km przeznaczony dla zderzeń pp) [66].



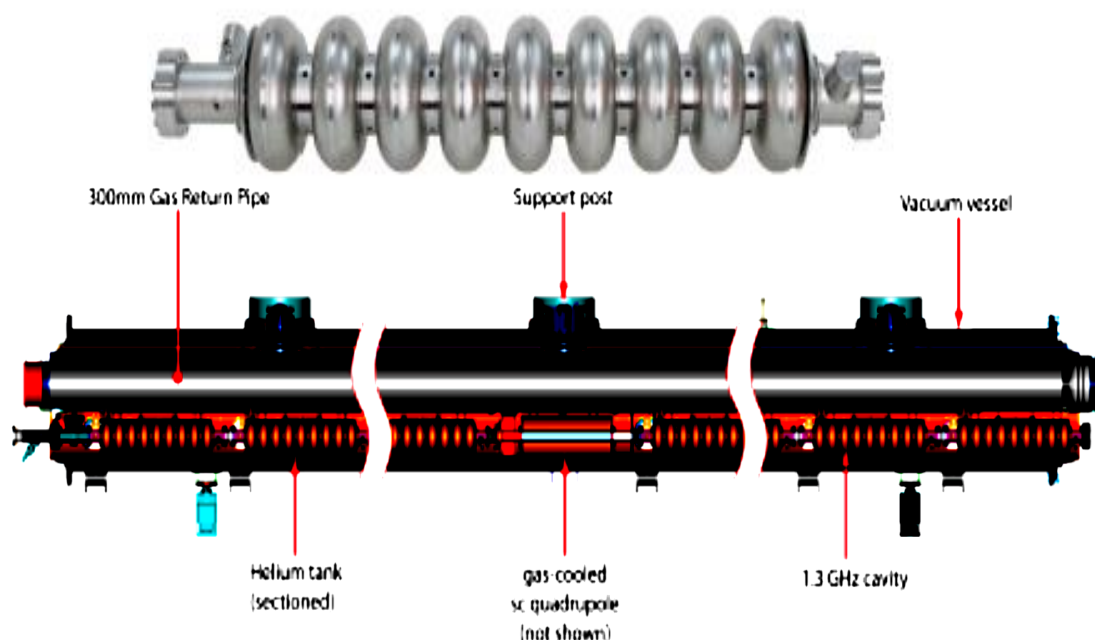
Rysunek 3.5. Porównanie wartości świetlności oczekiwanych dla przyszłych kołowych i liniowych zderzaczy elektronów i pozytonów [67].

Dla tych przyszłych zderzaczy e^+e^- (niezależnie od tego, który z nich zostanie zrealizowany) przygotowano bardzo atrakcyjne i szerokie projekty badań fizycznych. Dla projektu CLIC i ILC możliwość osiągnięcia zakładanych energii zderzeń elektronów i pozytonów, odpowiadającej kolejnym etapom rozwoju projektów, zwiększy potencjał badawczy i prawdopodobieństwo nowych odkryć, pozwalając przeprowadzić precyzyjne badania w niezbadanym dotąd obszarze energii. Naturalnie procesy zbadane przy niższej energii będą mogły też być zbadane przy energii wyższej. Dla kołowych zderzaczy FCC-ee i CEPC dużą pomocą w badaniach rzadko występujących procesów będzie oferowana przez te urządzenia duża świetlność.

Szczegółowe informacje na temat zamierzonych badań zawarte są w raportach opublikowanych przez projekty: ILC [68], CLIC [69], FCC-ee [70], CEPC [71]. Obejmą one precyzyjne pomiary wielkości określających własności odkrytego na LHC bozonu Higgsa (o masie 125 GeV), jego sprzężeń do innych cząstek, poszukiwań ciemnej materii, nowych supersymetrycznych cząstek oraz nowych oddziaływań, jakie mogłyby prowadzić do wyjaśnienia asymetrii materia – antymateria w widocznym dla nas Wszechświecie. Wiele badań poświęconych będzie fizyce kwarków t i bozonów W i Z.

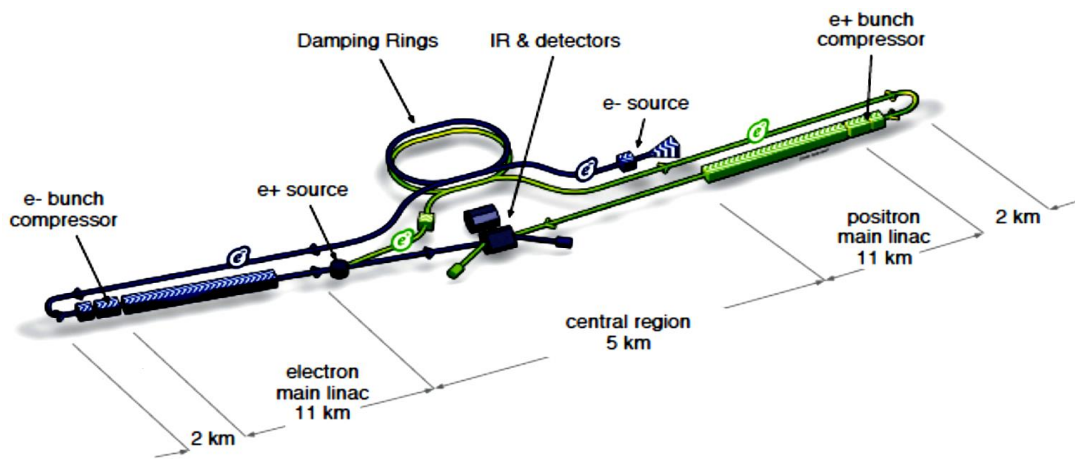
3.1 Międzynarodowy Zderzacz Liniowy (ILC)

W projekcie Międzynarodowego Zderzacza Liniowego (ILC) [63] zderzenia elektronów i pozytonów będą dokonywały się przy energii w układzie środka masy $\sqrt{s} = 250$ GeV dla pierwszego etapu realizacji projektu, z możliwością jej wzrostu do 500 GeV a nawet 1000 GeV w przypadku kontynuowania projektu. Sposób przyspieszania cząstek opiera się o 1,3 GHz technologię nadprzewodzących wnęk rezonansowych SCRF (Superconducting Radio Frequency Cavities) umieszczonych w kriomodułach (rys. 3.6).



Rysunek 3.6. Elementy konstrukcji ILC [63] (Vol.3). U góry: kształt 9-komorowej nadprzewodzącej wnęki rezonansowej pracującej przy częstotliwościach 1.3 GHz zbudowanej z niobiu [63] (Vol.3). U dołu: przekrój podłużny pokazujący sposób ułożenia wnęk rezonansowych w kriomodułach (typ B).

Istotną datą dla projektu był rok 2014, kiedy ITRP (International Technology Recommendation Panel) dał zielone światło dla ILC jako opartej o technologie wnęk nadprzewodzących. Ta najważniejsza część zderzacza ILC, wnęki nadprzewodzące, oparta jest na wynikach pionierskich prac przeprowadzonych w latach dziewięćdziesiątych przez współpracę TESLA (TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator) [72]. Schemat zderzacza ILC przedstawia rys. 3.7, na którym zaznaczono jego główne składowe:



Rysunek 3.7. Schemat zderzacza elektronów i pozytonów, ILC, bazującego na nadprzewodzącej technologii przyspieszania cząstek używając 1.3 GHz wnęk rezonansowych. Pokazane jest umiejscowienie głównych składowych jego struktury. Całkowita długość zderzacza ILC miała pierwotnie wynieść ~ 31 km, co pozwoliłoby uzyskać energię w układzie środka masy równą 500 GeV. Aktualne plany dotyczące ILC koncentrują się pierwszym etapie projektu, dla którego dostępna energia wynosiłaby 250 GeV. Rysunek zaczerpnięty z [63] (Executive Summary).

- źródło spolaryzowanych elektronów oparte na systemie fotokatodowego działka dc (photocathode dc gun);
- źródło spolaryzowanych pozytonów, w którym pozytony pozyskiwane są z pary e^+e^- poprzez konwersję wysokoenergetycznych fotonów wyprodukowanych w wyniku przejścia wysokoenergetycznej głównej wiązki elektronów przez układ magnesów (undulator);
- 5 GeV pierścienie tłumiące (electron and positron damping rings) o obwodzie 3,2 km, umieszczone we wspólnym tunelu;
- układ transportu wiązek od pierścieni tłumiących do głównych liniaków (linacs), poprzedzonych dwu-etapowymi kompresorami paczek cząstek przed wstrzyknięciem do głównego liniaka;

- dwa jedenastokilometrowe główne liniaki wykorzystujące 1.3 GHz nadprzewodzące wężki rezonansowe oraz pracujące przy średnim gradiencie napięcia 31.5 MV/m z długością impulsu 1.6 ms;
- dwa systemy dostarczania wiązki (każdy o długości 2,2 km), które doprowadzają wiązki do pojedynczego zderzenia z kątem przecięcia się wiązek równym 14 mrad.

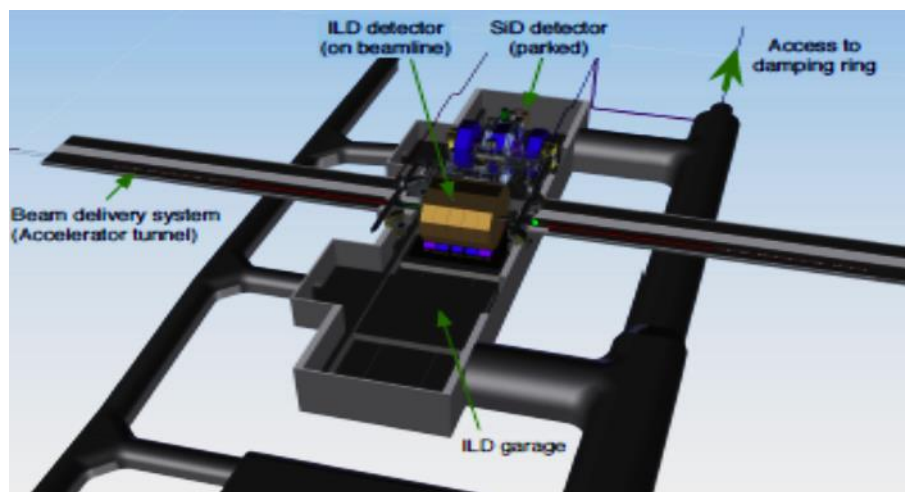
W punkcie zderzenia się wiązek elektronów i pozytonów będą pracowały na przemian (w tzw. konfiguracji push-pull) dwa detektory: ILD (International Large Detector) [73] i SiD (Silicon Detector) [74]. Całkowita długość zderzacza ILC w wersji bazowej ($\sqrt{s} = 500$ GeV) będzie wynosiła ~ 31 km. Źródła elektronów i pozytonów oraz ich pierścienie tłumiące mają być zlokalizowane centralnie wokół obszaru oddziaływania IR (interaction region) w centralnym obszarze ILC. Dla uniknięcia kolizji z halą, w której znajdować się będą detektory, cały układ pierścieni będzie wymagał pewnego bocznego przesunięcia. W celu redukcji ogólnych kosztów realizacji ILC oraz wielkości podziemnego centralnego obszaru zderzacza zarówno źródła elektronów i pozytonów, jak i systemy dostarczania wiązek będą umieszczone w tych samych tunelach głównego zderzacza. Główne parametry zderzacza ILC dla różnych energii zderzeń elektronów i pozytonów projektowanych przy kolejnych etapach jego rozbudowy przedstawia tabela 3.1. Modyfikacja, oznaczona jako „L Upgrade”, pozwoli zwiększyć świetlności poprzez podwojenie liczby paczek cząstek w impulsie (pociągu) wiązki. W etapie zwanym „E_{CM}” planowane jest również podniesienie energii zderzenia w układzie środka masy do wartości 1 TeV poprzez prawie dwukrotne zwiększenie długości głównego liniaka.

3.2 Detektory ILC

Jak wspomniano w poprzednim rozdziale, dwa specjalnie zaprojektowane dla ILC detektory: SiD i ILD będą pracowały naprzemiennie w punkcie zderzenia się wiązek elektronów i pozytonów, wykorzystując system „pchać-ciągnąć” (push-pull) (rys. 3.8). Oba detektory są wielozadaniowymi urządzeniami zoptymalizowanymi pod kątem możliwości przeprowadzenia analiz fizycznych przygotowywanych w ramach szerokich programów badawczych uwzględniających planowany wzrost energii zderzeń e^+e^- przy kolejnych etapach rozwoju projektu ILC.

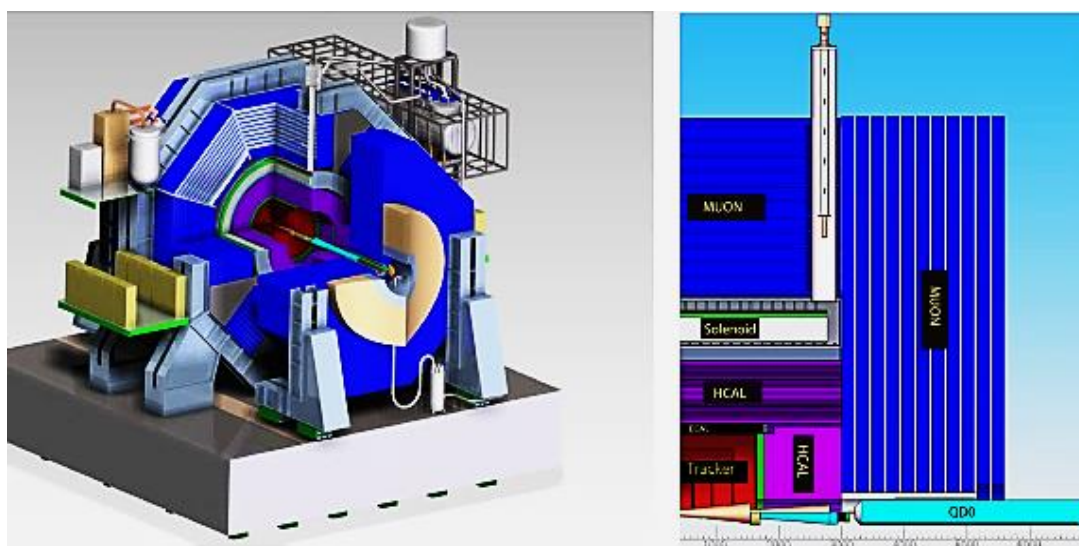
Centre-of-mass energy	E_{CM}	GeV	Baseline 500 GeV Machine			1st Stage	L Upgrade	E_{CM} Upgrade	
			250	350	500	250	500	A	B
Collision rate	f_{rep}	Hz	5	5	5	5	5	4	4
Electron linac rate	f_{linac}	Hz	10	5	5	10	5	4	4
Number of bunches	n_b		1312	1312	1312	1312	2625	2450	2450
Bunch population	N	$\times 10^{10}$	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	1.74	1.74
Bunch separation	Δt_b	ns	554	554	554	554	366	366	366
Pulse current	I_{beam}	mA	5.8	5.8	5.8	5.8	8.8	7.6	7.6
Main linac average gradient	G_{a}	MV m ⁻¹	14.7	21.4	31.5	31.5	31.5	38.2	39.2
Average total beam power	P_{beam}	MW	5.9	7.3	10.5	5.9	21.0	27.2	27.2
Estimated AC power	P_{AC}	MW	122	121	163	129	204	300	300
RMS bunch length	σ_z	mm	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.250	0.225
Electron RMS energy spread	$\Delta p/p$	%	0.190	0.158	0.124	0.190	0.124	0.083	0.085
Positron RMS energy spread	$\Delta p/p$	%	0.152	0.100	0.070	0.152	0.070	0.043	0.047
Electron polarisation	P_-	%	80	80	80	80	80	80	80
Positron polarisation	P_+	%	30	30	30	30	30	20	20
Horizontal emittance	$\gamma\epsilon_x$	μm	10	10	10	10	10	10	10
Vertical emittance	$\gamma\epsilon_y$	nm	35	35	35	35	35	30	30
IP horizontal beta function	β_x^*	mm	13.0	16.0	11.0	13.0	11.0	22.6	11.0
IP vertical beta function	β_y^*	mm	0.41	0.34	0.48	0.41	0.48	0.25	0.23
IP RMS horizontal beam size	σ_x^*	nm	729.0	683.5	474	729	474	481	335
IP RMS vertical beam size	σ_y^*	nm	7.7	5.9	5.9	7.7	5.9	2.8	2.7
Luminosity	L	$\times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	0.75	1.0	1.8	0.75	3.6	3.6	4.9
Fraction of luminosity in top 1%	$L_{0.01}/L$		87.1%	77.4%	58.3%	87.1%	58.3%	59.2%	44.5%
Average energy loss	δ_{BS}		0.97%	1.9%	4.5%	0.97%	4.5%	5.6%	10.5%
Number of pairs per bunch crossing	N_{pairs}	$\times 10^3$	62.4	93.6	139.0	62.4	139.0	200.5	382.6
Total pair energy per bunch crossing	E_{pairs}	TeV	46.5	115.0	344.1	46.5	344.1	1338.0	3441.0

Tabela 3.1. Główne parametry zderzacza ILC dla różnych etapów rozwoju projektu, które dopuszczają różnych energii zderzeń e^+e^- w układzie środka masy. W pierwszym okresie pracy zderzacza energia zderzeń e^+e^- ma być równa 250 GeV. Tabela zaczerpnięta z [63] (Executive Summary).



Rysunek 3.8. Projekt hali przygotowywanej dla głównych detektorów ILC. Zastosowanie systemu „pchać-ciagnąć” (push-pull) pozwoli umiejscawiać naprzemiennie detektory ILD i SiD w punkcie zderzenia się wiązek [63] (Executive Summary).

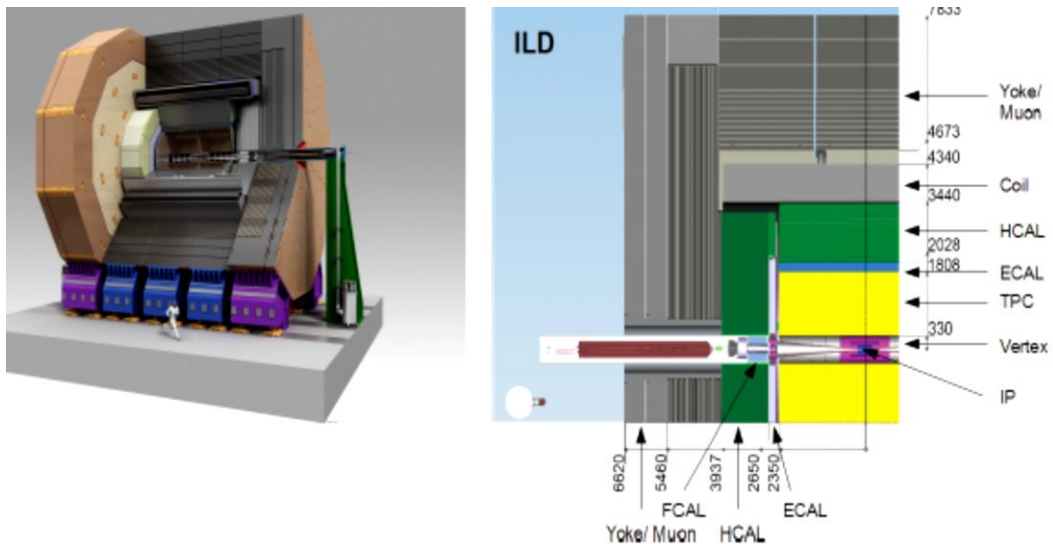
Detektor SiD (Silicon Detector) [74] wykorzystuje detektory krzemowe w pikselowym detektorze wierzchołka, w detektorze śladów, w krzemowo-wolframowym kalorymtrze elektromagnetycznym (ECAL) oraz w kalorymtrze hadronowym o dużej granulacji (HCAL). SiD posiada ponadto nadprzewodzący solenoid wytwarzający pole magnetyczne 5 Tesli, żelazne jarzmo pozwalające zamknąć strumień pola magnetycznego oraz system identyfikacji mionów (rys. 3.9).



Rysunek 3.9. Schemat 3D detektora SiD (po lewej) i przekrój podłużny (po prawej). Kolorem czerwonym oznaczono detektor śladów, zielonym ECAL, fioletowym HCAL, a niebieskim jarzmo zamykające pole magnetyczne detektora wraz z detektorami mionowymi [63 Volume 4].

Detektory śladów i wierzchołka wykazują doskonałą rozdzielczość przestrzenną: $< 5 \mu\text{m}$ i $< 8 \mu\text{m}$ odpowiednio. Kalorymetry są zoptymalizowane pod kątem pomiaru energii dżetów hadronych poprzez wykorzystanie algorytmu przepływu cząstek (Particle Flow Algorithm, PFA) [75].

Rysunek 3.10 przedstawia schemat detektora ILD [73], który został zaprojektowany tak, aby połączyć precyzyjny system detektorów śladów z dużą granulacją kalorymetrów. Przekłada się to na możliwość rekonstrukcji energii indywidualnych cząstek w oparciu o algorytm przepływu cząstek PFA. ILD zawiera w sobie wiele komponentów takich jak: detektor wierzchołka, hybrydowy układ detekcji śladów, składający się z krzemowego detektora i komory projekcji czasowej TPC (Time Projection Chamber); układ kalorymetrów: elektromagnetyczny ECAL (Electromagnetic CALorimeter), hadronowy HCAL (Hadronic CALorimeter) oraz kalorymetry pracujące w małych kątach biegunowych [76] współpracy FCAL (Forward CALorimeters) [77]. Detektory te są umieszczone wewnątrz elektromagnesu o indukcji 3,5 T. Na zewnątrz cewki elektromagnesu w żelaznym jarzmie detektora „zamykającego” pole magnetyczne selenoidu umieszczone są detektory mionów, stanowiące jednocześnie ostatni detektor, który może jeszcze zarejestrować wyprodukowane hadrony.



Rysunek 3.10. Po lewej: schemat 3D detektora ILD. Po prawej: przekrój podłużny detektora ilustrujący umiejscowienie jego elementów składowych. Wymiary podano w milimetrach[66] (Volume 4).

Projekty detektorów ILD i SiD zostały zaakceptowane po niewielkich modyfikacjach (uwzględniających m.in. wyższe energie zderzeń e^+e^- oraz wyższe tło od promieniowania wiązek – beamstrahlung) w projekcie CLIC jako wersje detektorów CLIC-ILD i CLIC-SiD. W ostatnim czasie współpraca CLICdp dokonała zmiany koncepcji pomiarów w przyszłym eksperymencie, ograniczając się do tylko jednego detektora [78] bazującego w dużej mierze na krzemowym detektorze SiD. Będzie on stanowił podstawę dla prowadzonych prac współpracy CLICdp [79].

Ponieważ wyniki przedstawione w niniejszej rozprawie zostały uzyskane w oparciu o model ILD (i jego wersję CLIC-ILD), dlatego w następnym rozdziale zostaną szerzej omówione te komponenty detektora, które były wykorzystywane w analizie. Opis bazuje głównie na technicznym raporcie wydanym dla ILC w 2013 roku [63].

3.2.1 Detektor ILD

Ponad 70 zespołów naukowych z wielu krajów podpisało chęć uczestnictwa w pracach w ramach międzynarodowej współpracy skupionej wokół projektu głównego detektora ILD. Prowadzone prace dotyczą detektorów będących komponentami ILD, testów ich prototypów na wiązkach akceleratorowych, optymalizacji, symulacji detektorów, rozwoju oprogramowania detektora ILD oraz analiz fizycznych wielu procesów oczekiwanych w oddziaływaniach e^+e^- i możliwych do zmierzenia z dużą dokładnością w przyszłym eksperymencie.

ILD [73] jest detektorem różnorodnego przeznaczenia. Został zaprojektowany dla uzyskania optymalnej wydajności w rekonstrukcji przypadków stosującej algorytm przepływu cząstek PFA. Umieszczenie poszczególnych komponentów detektora ILD przedstawia rys. 3.10 (po prawej). Za wysokiej precyzji detektorem wierzchołka (VTX) znajduje się hybrydowy system identyfikacji śladów, realizowany jako kombinacja krzemowego detektora śladów z gazową komorą projekcji czasowej TPC (time – projection chamber) i systemem kalorymetrów: elektromagnetycznym (ECAL) i hadronowym (HCAL). Cały ten system znajduje się wewnątrz selenoidu (Coil) zapewniającego pole magnetyczne o wartości 3.5 T. Wewnętrzny system detektorów posiada wysoką granulację, co pozwala na uzyskanie szczegółowego trójwymiarowego

obrazu analizowanych przypadków. Na zewnątrz nadprzewodzącej cewki solenoidu znajduje się żelazne zamykające jarzmo (iron return yoke) wraz z detektorami mionów, które mogą być wykorzystane jako ostatni kalorymetr pozwalający na identyfikację cząstek.

Detektor wierzchołka (VTX)

Detektor wierzchołka, mający geometrię cylindra, jest wielowarstwowym pikselowym detektorem z trzema superwarstwami. Każda z nich posiada dwie warstwy według jednej z rozważanych koncepcji lub pięć warstw według innej. Ostateczny wybór technologii pozwoli ustalić wersję detektora. Dla zminimalizowania niechcianych sygnałów od tła pierwsza (wewnętrzna) superwarstwa jest o połowę krótsza od dwóch pozostałych. Trwają badania nad optymalizacją VTX związaną z punktową rozdzielczością i minimalizacją wielkości materiału detektora. VTX jest otoczony paskowymi i pikselowymi detektorami krzemowymi. Poza cylindrem VTX w kierunku poprzecznym znajdują się dwie warstwy krzemowych detektorów paskowych (SIT), które wypełniają wolną przestrzeń pomiędzy VTX i TPC. W kierunku „do przodu” znajduje się system dwóch krzemowych pikselowych dysków i pięciu krzemowych paskowych dysków (FTD) rozszerzający zakres pomiaru śladów do małych wartości kątów.

Komora projekcji czasowej (TPC)

Komora projekcji czasowej to detektor gazowy, który pozwala mierzyć tory cząstek do 224 punktów na ślad. Jest on optymalizowany dla otrzymania precyzyjnej trójwymiarowej rozdzielczości oraz w celu minimalizacji materiału w obszarze aktywnym detektora. TPC umożliwia również identyfikację cząstek bazującą na stracie energii na jonizację dE/dx . Na zewnątrz TPC znajduje się system krzemowych detektorów paskowych. Są one umieszczone zarówno poza końcową płytą TPC (ETD), jak i pomiędzy TPC i kalorymetrem ECAL (SET). Ich obecność zapewnia dodatkowe precyzyjne pomiary punktów przestrzeni prowadzące do poprawy systemu pomiaru śladów.

Elektromagnetyczny kalorymetr (ECAL)

Elektromagnetyczny kalorymetr ECAL, który ma kształt cylindra z zaślepkami (Endcap system) dostarcza do 30 próbek informacji wzdłuż jego głębokości przy małych

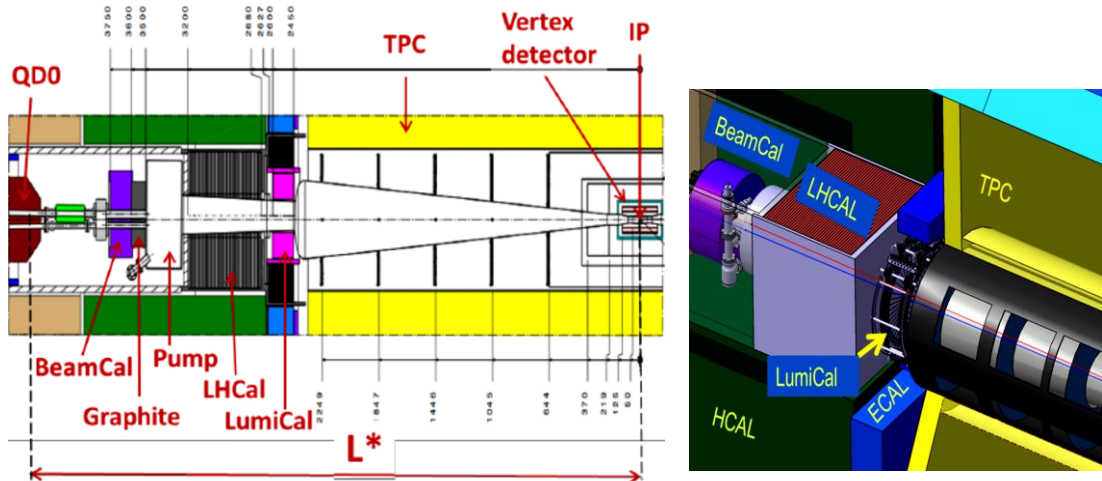
rozmiarach poprzecznych cel. Absorberem jest tu wolfram, natomiast jako materiał aktywny rozważa się krzemowe diody, krzemowe paski lub ich kombinacje.

Hadronowy kalorymetr (HCAL)

Hadronowy kalorymetr HCAL charakteryzuje się dużą segmentacją. Może dostarczyć do 48 próbek informacji przy poruszaniu się wzdłuż kalorymetru. Absorberem jest tu żelazo. Kalorymetr ma małe rozmiary poprzeczne cel. Rozważa się dwie opcje aktywnego materiału. Jedna z nich używa tu płytek scyntylatora o wymiarach $3 \times 3 \text{ cm}^2$, które są czytane przez system analogowy. Druga przewiduje odczyt warstw gazowych pozwalający na użycie cel o wymiarach $1 \times 1 \text{ cm}^2$ z binarnym lub półcyfrowym odczytem każdej celi.

Obszar „do przodu” (Forward Region)

Detektory zaprojektowane do pomiaru cząstek, wylatujących pod małymi kątami biegunowymi i poruszających się w bliskości rury zderzacza ILC, są bardzo precyzyjnymi i odpornymi na promieniowanie kalorymetrami. Są to kalorymetry elektromagnetyczne BeamCal (BC) i LumiCal (LC) oraz kalorymetr hadronowy LHCAL. Rysunek 3.11 ilustruje obszar detektora ILD z tymi detektorami.



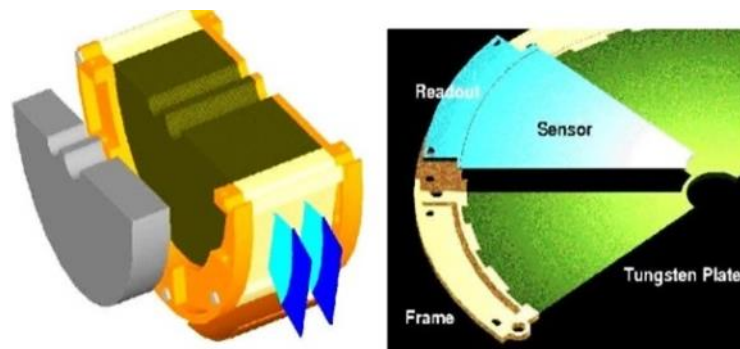
Rysunek 3.11. Obszar bardzo małych kątów biegunowych (forward region) detektora ILD z umiejscowieniem detektorów zaprojektowanych do pracy w tym obszarze. Kalorymetry LumiCal, LHCAL i BeamCal wykorzystują specjalną podtrzymującą rurę. Obok detektorów obszar ten zawiera również komponenty akceleratora takie jak kwadrupolowy magnes QDO, detektor monitorujący położenie wiązki, BPM (Beam Pipe Monitor) czy pompy zapewniające odpowiednią próżnię w rurze [80].

Przygotowaniem detektorów pracujących w obszarze „do przodu” zajmuje się współpraca FCAL [77]. Obok polepszenia hermetyczności całego detektora ILD do

wartości bliskiej 4π poprzez poszerzenie zakresu pomiaru kątów biegunowych na obszar, który jest niedostępny dla kalorymetrów ECAL i HCAL, detektory „do przodu” pozwolą na bardzo precyzyjny pomiar świetlności dla potrzeb eksperymentu zbierającego dane (LumiCal), na monitorowanie jakości zderzających się wiązek oraz na pomiar świetlności on-line (BeamCal). Wszystkie detektory „do przodu” będą też bardzo pomocne w wielu analizach fizycznych. Należy pamiętać, że detektory BeamCal i LumiCal przewidziane są również w projekcie zderzacza CLIC i mają tam pełnić taką samą rolę jak w ILC.

BeamCal

Rysunek 3.12 przedstawia projekt detektora BeamCal. Jest on elektromagnetycznym kalorymetrem posiadającym strukturę wewnętrzną składającą się z 30 płyt wolframu i warstw sensorów zbudowanych, zgodnie z rozważanymi koncepcjami, na bazie arsenku galu, diamentu lub odpornego na radiację krzemu.

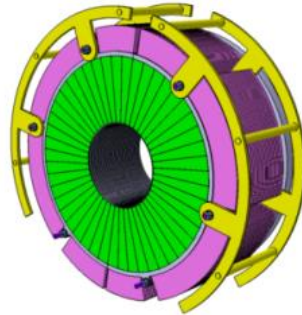


Rysunek 3.12. Projektowana struktura kalorymetru BeamCal. Po lewej: wygląd jednej z połówek kalorymetru BeamCal. Po prawej: połowa jednej z warstw wolframowych kalorymetru razem z sektorem sensorów i elektroniką odczytu. Promień wewnętrzny warstwy wynosi 20 mm, promień zewnętrzny – 150 mm. Dwa kalorymetry BeamCal są umiejscowione symetrycznie względem punku oddziaływania (IP) w odległości 3.5 m.

LumiCal

Rysunek 3.13 pokazuje schemat detektora LumiCal. LumiCal składa się z 30 warstw wolframu i warstw krzemowych sensorów. Sensory są podzielone radialnie na 64 paski. Azymutalnie dostępnych jest 48 sektorów. LumiCal, który zawiera dwa takie kalorymetry umiejscowione symetrycznie po obu stronach IP w odległości 2.5 m, będzie mierzył świetlność z dokładnością lepszą niż 10^{-3} przy energii ILC = 500 GeV (3×10^{-3} przy najwyższej energii ILC = 1000 GeV) oraz z dokładnością równą 10^{-2} dla

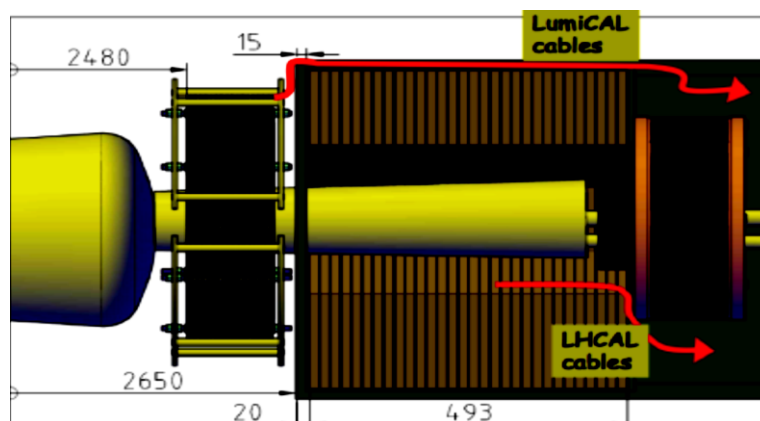
CLICa [81]. Do pomiaru świetlności wykorzystywany będzie proces rozpraszania Bhabha (elastyczne rozpraszanie e^+e^-).



Rysunek 3.13. Schemat kalorymetru LumiCal. Promień wewnętrzny wynosi 80mm, promień zewnętrzny 200 mm.

LHCAL

Rysunek 3.14 przedstawia schemat hadronowego kalorymetru LHCAL [82], jednego z detektorów mających pracować w obszarze małych kątów biegunowych. Ma on rozszerzyć możliwość pomiaru hadronów w obszarze poza zakresem dostępnym dla kalorymetrów ECAL i HCAL. Pomoże to w odróżnieniu elektromagnetycznych od hadronowych kaskad spowodowanych przez cząstki lecące w tym obszarze małych kątów biegunowych.



Rysunek 3.14. Proponowana struktura kalorymetru LHCAL [82]. Kalorymetry LHCAL mają być umiejscowione w odległości 2.6 m od IP.

Cewka nadprzewodząca (Coil)

Kalorymetry są otoczone w dużej objętości nadprzewodzącą cewką dostarczającą centralne osiowe pole magnetyczne o wartości 3.5 T (maksymalne 4 T). Dla zmniejszenia tła od promieniowania związanego ze zderzającymi się wiązkami elektronów i pozytonów dodatkowe pole od anti-DID (Detector–Integrated–Dipole) jest rozważane. Dla otrzymania dużej precyzji dla śladów zarejestrowanych w TPC, wymagana jest bardzo precyzyjna mapa pola. Żelazne jarzmo oprzyrządowane scyntylacyjnymi paskami lub rezystancyjnymi komorami płytowymi (RPCs) zawiera strumień magnetyczny cewki i jednocześnie służy jako filtr mionów, detektor mionów lub ostatni kalorymetr spełniający rolę „łapacza cząstek” (tail-catcher calorimeter).

Detektory mionowe (Muon System)

System detektorów mionowych usytuowanych poza cewką nadprzewodzącą pozwoli na identyfikację mionów, a także będzie służyć jako rodzaj ostatniego detektora dostarczającego informacje o cząstkach wpadających do ILD. Detektory mionowe będą umieszczone w żelaznym jarzmie detektora. Mogą to być paski scyntylatora wyposażone we włókna zmieniające długość fali i system odczytu poprzez krzemowe fotopowielacze (SiPM) lub szybkie detektory gazowe (resistive plate chambers RPC).

Przedstawiony powyżej opis bazuje głównie na technicznym raporcie wydanym dla ILC w 2013 roku [63]. Prowadzone są dalsze badania nad optymalizacją detektora, mogącą doprowadzić do pewnych modyfikacji jego parametrów (np. rozmiarów niektórych komponentów, wielkości pola magnetycznego cewki). Ostateczna wersja detektora ILD zostanie przedstawiona w raporcie, którego wydanie planowane jest na koniec 2018 lub początek 2019 roku.

3.3 Prognozowana przyszłość projektu ILC

Pomysł zbudowania w Japonii liniowego zderzacza ILC znajduje poparcie w japońskim rządzie, parlamencie, również u polityków, naukowców, przemysłowców i lokalnych władz regionu Tohoku (umiejscowienie ILC). Ważnym etapem dla projektu będzie pozytywna opinia przedstawiona w raporcie, który ma zostać wydany w roku 2018

przez Ministerstwo Edukacji, Kultury, Sportu, Nauki i Technologii MEXT (Ministry of Education, Culture, Sport, Science and Technology). Będzie on podsumowaniem rozległych badań dotyczących wielu aspektów budowy ILC w Japonii.

Istnieje również poparcie Międzynarodowego Komitetu dla Przyszłych Akceleratorów ICFA (Listopad 2017) dla wersji ILC o energii środka masy $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$, jako międzynarodowego projektu, który byłby zrealizowany w Japonii. Poparcie jest podbudowane wielkością redukcji $\sim 40\%$ kosztów zderzacza w porównaniu do kosztów prezentowanych w Technicznym Raporcie ILC w 2013 roku. Przy energii 250 GeV ILC stałby się fabryką bozonu Higgsa, np. w procesie $e^+e^- \rightarrow ZH$. ICFA kładzie też nacisk na rozwinięcie projektu do wyższych energii dla powiększenia potencjału badawczego ILC.

Możliwe czasowe etapy działań w przypadku pozytywnej decyzji ze strony Japonii przedstawiają się następująco:

1. Lata 2017–2018: Faza wstępnego przygotowania (Pre-preparation phase), obejmująca dokonanie przeglądu i oceny trwających prac prowadzonych w Europie dla ILC.
2. Lata 2019–2022: Faza przygotowania (Preparation phase).

Okres ten musi zostać zainicjowany pozytywnym oświadczeniem rządu Japońskiego o przyjęciu ILC. Z drugiej strony Europa (odpowiednio do uaktualnionej Europejskiej Strategii rozwoju Fizyki Cząstek) powinna zadeklarować udział w pracach nad ILC jako element o wysokim priorytecie. Faza przygotowawcza koncentruje się na przygotowaniach do budowy i zawarcia umowy definiującej zadania i ich przypisanie do regionów.

3. Rok 2023 i lata następne: Faza budowy (Construction phase).

Faza budowy rozpocznie się po utworzeniu laboratorium ILC i wdrożeniu umów międzyrządowych. Budowa trwałaby ~ 10 lat. Na chwilę obecną można jedynie określić istniejące możliwości grup europejskich mogących wnieść istotny wkład dla tego etapu.

3.4 Kompaktowy Zderzacz Liniowy (CLIC)

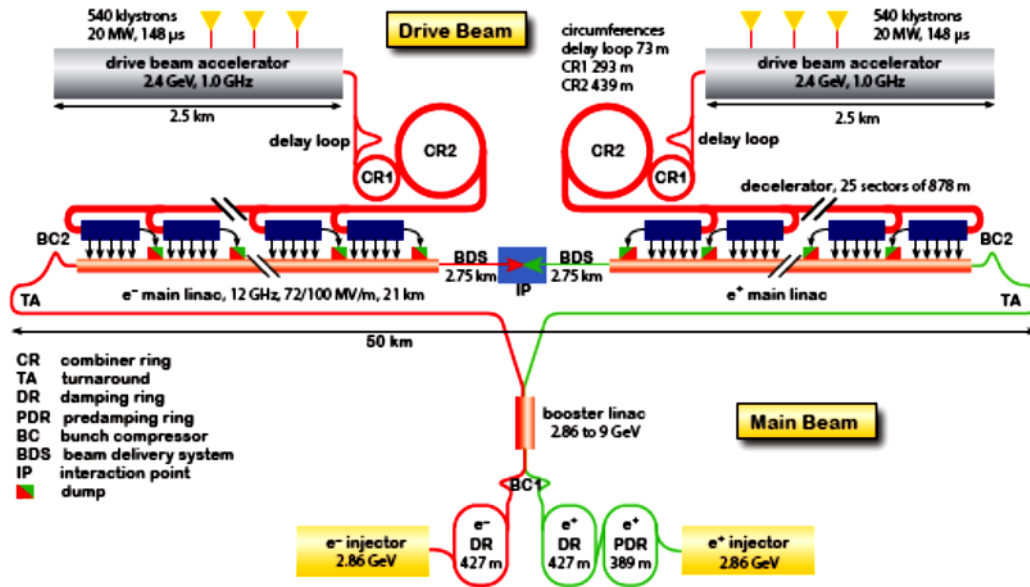
Projekt Kompaktowego Zderzacza Liniowego (Compact Linear Collider) rozwijany jest przez międzynarodową współpracę CLIC [83], w której uczestniczą zespoły badawcze z ponad 30 krajów (rys. 3.15).

Zderzacz CLIC ma wykorzystywać złożoną, nowatorską technikę przyspieszania, wykorzystując dwie wiązki (zarówno dla e^- , jak i e^+) cząstek (two-beam acceleration complex): jedną o dużym natężeniu i małej energii, która ma dostarczać moc (drive beam) do przyspieszania drugiej wiązki poprzez wytworzone mikrofały o częstotliwości 12 GHz. Pozwala to wiązce przyspieszanej o małym natężeniu, która jest główną wiązką (main beam), na uzyskanie zamierzonej energii zderzenia (rys. 3.16).



Rysunek 3.15. Kraje uczestniczące w międzynarodowej współpracy CLIC, która pracuje nad realizacją projektu [84].

Badania wykonane przez współpracę CLICdp (CLIC Detector and Physics Collaboration) wykazały możliwość przeprowadzania precyzyjnych pomiarów w przyszłym eksperymencie na tym zderzaczu. Wyniki zostały udokumentowane w raporcie CDR (Conceptual Design Report) [86] opublikowanym w 2012 roku tuż przed odkryciem bozonu Higgsa. Dlatego też w CDR nie uwzględniono w pełni masy Higgsa przy wyborze etapów energetycznych, co zostało uaktualnione w raporcie wydanym w 2016 roku [85]. Przedstawia on uaktualniony scenariusz w rozwoju projektu CLIC, wyróżniając trzy etapy dochodzenia do maksymalnej energii środka masy zderzających się elektronów i pozytonów równej 3000 GeV. Ilustruje to tab. 3.2, w której zamieszczone zostały parametry zderzacza CLIC przy realizacji tych etapów.



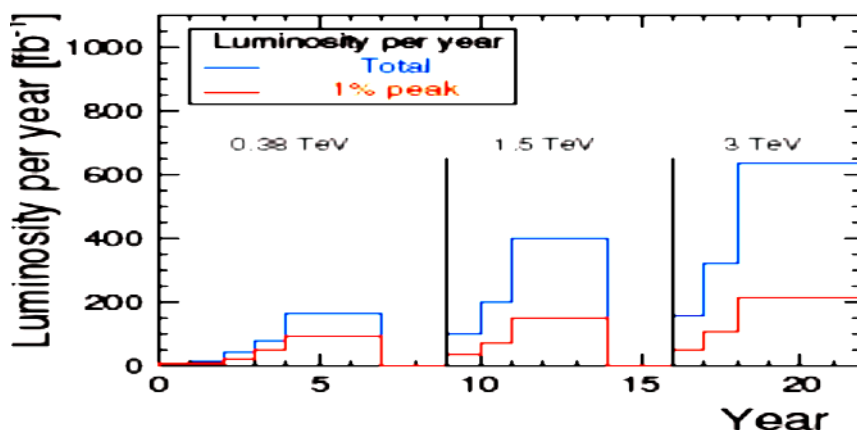
Rysunek 3.16. Zastosowanie układu dwóch wiązek (Drive Beam, Main Beam) w projekcie CLIC dla uzyskania docelowej wartości energii. Pokazana jest wersja struktury zderzacza zaprojektowana dla energii środka masy zderzających się cząstek równej 3000 GeV [85].

Parameter	Symbol	Unit	Stage 1	Stage 2	Stage 3
Centre-of-mass energy	\sqrt{s}	GeV	380	1500	3000
Repetition frequency	f_{rep}	Hz	50	50	50
Number of bunches per train	n_b		352	312	312
Bunch separation	Δt	ns	0.5	0.5	0.5
Pulse length	τ_{RF}	ns	244	244	244
Accelerating gradient	G	MV/m	72	72/100	72/100
Total luminosity	\mathcal{L}	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	1.5	3.7	5.9
Luminosity above 99% of \sqrt{s}	$\mathcal{L}_{0.01}$	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	0.9	1.4	2
Main tunnel length		km	11.4	29.0	50.1
Number of particles per bunch	N	10^9	5.2	3.7	3.7
Bunch length	σ_z	μm	70	44	44
IP beam size	σ_x/σ_y	nm	149/2.9	$\sim 60/1.5$	$\sim 40/1$
Normalised emittance (end of linac)	ϵ_x/ϵ_y	nm	920/20	660/20	660/20
Normalised emittance (at IP)	ϵ_x/ϵ_y	nm	950/30	—	—
Estimated power consumption	P_{wall}	MW	252	364	589

Tabela 3.2. Parametry zderzacza CLIC w przypadku realizacji trzech etapów jego rozwoju. Możliwa jest w przyszłości niewielka korekta tych wielkości. Tabela zaczerpnięta z [85].

Dla pierwszego etapu energia w układzie środka masy ma wynosić 380 GeV. Pozwoli to uzyskać wyniki badań dotyczących własności bozonu Higgsa, analizując

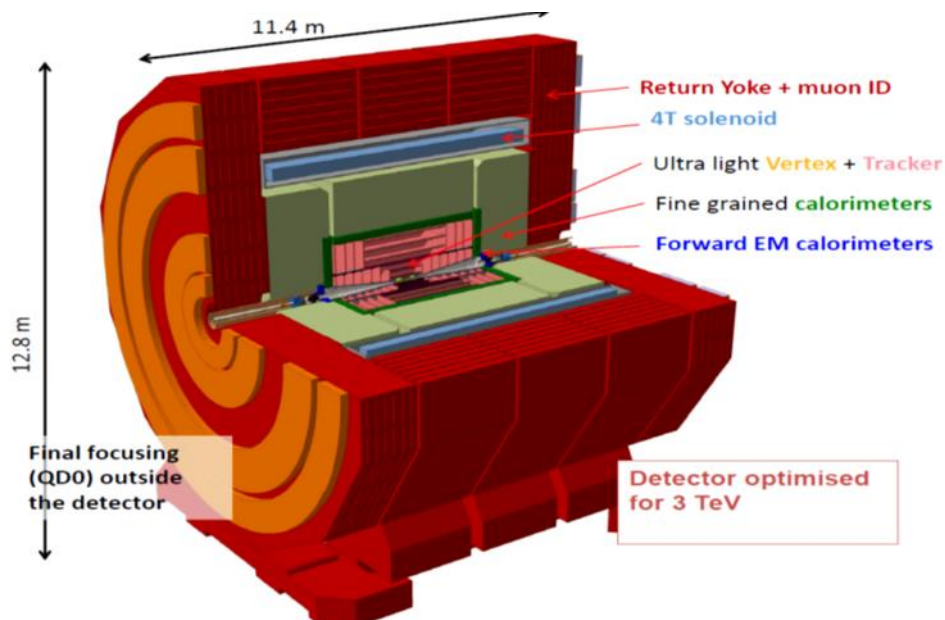
procesy anihilacji z wymianą bozonu Z: $e^+e^- \rightarrow ZH$ (Higgs-strahlung) oraz fuzji dwóch bozonów WW lub ZZ. Dostępne staną się informacje o sprzężeniach Higgsa do fermionów i bozonów [87] (niezależne od modelu). Będą również trwały badania dotyczące fizyki kwarku t, w tym przeskanowanie obszaru wokół 350 GeV – progu energetycznego na produkcję par $t\bar{t}$. W drugim etapie energia ma zostać zwiększona do 1.5 TeV, co pozwoli na badania zjawisk tzw. Nowej Fizyki, umożliwiając jednocześnie badania dalszych własności bozonu Higgsa i kwarku t, takich jak sprzężenie Yukawy kwarku t g_{Htt} , trójliniowe samosprzężenie Higgsa (rozszczenie bozonu Higgsa na parę Higgsów) czy poczwórne sprzężenie g_{HHWW} . W trzecim etapie dostępna energia w układzie środka masy równa 3 TeV poszerzy zakres badań. Otworzy się możliwość do bezpośredniego odkrycia par cząstek z masami do 1.5 TeV lub pojedynczych cząstek z masą do 3 TeV. Nowe cząstki, związane z oddziaływaniami elektroslabymi, jak i kandydaci na ciemną materię będą mogły być łatwiej znalezione niż na akceleratorze LHC. Dodatkowo etap o energii 3 TeV będzie czuły na fizyczne procesy, które mogą ujawnić się przy dużo większych skalach energii nieosiągalnych bezpośrednio dla zderzacza CLIC, ale można je będzie poznawać poprzez badania pośrednich efektów. Polaryzacja wiązki (80% dla e^-) pomoże lepiej zrozumieć badane procesy fizyczne. Rysunek 3.17 podaje oczekiwane wartości scałkowanej świetlności na rok zbierania danych przy ustalonych okresach pracy (w latach) zderzacza CLIC, dla trzech jego etapów odpowiadających trzem wartościom energii zderzeń e^+e^- : $\sqrt{s} = 380$ GeV, 1500 GeV i 3000 GeV.



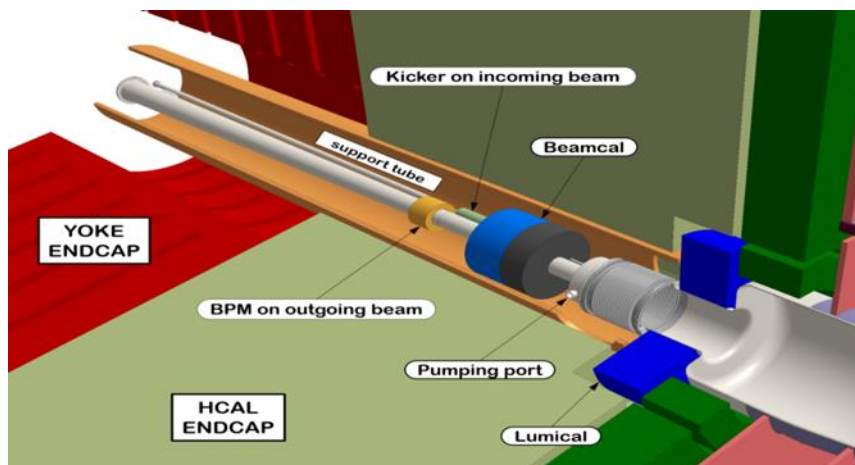
Rysunek 3.17. Oszacowana wartość scałkowanej świetlności (przy założeniu 1 roku zbierania danych) dla zderzacza CLIC odnosząca się do trzech jego etapów realizacji odpowiadających energiom zderzeń e^+e^- : $\sqrt{s} = 380$ GeV, 1500 GeV i 3000 GeV [85].

3.5 Detektory projektu CLIC

Realizację szerokiego programu fizycznego przygotowywanego w ramach współpracy CLICdp mają umożliwić odpowiednio zaprojektowane detektory. Pierwsze koncepcje detektorów dedykowanych przyszłym eksperymentom na zderzaczu CLIC bazowały na koncepcji detektorów projektu ILC z pewnymi modyfikacjami uwzględniającymi między innymi wyższą energię zderzeń e^+e^- jaka będzie tu dostępna ($\sqrt{s} = 1500$ GeV i 3000 GeV), większe tło od oddziaływujących wzajemnie wiązek elektronów i pozytonów (beamstrahlung) oraz różne techniczne rozwiązania dla samego zderzacza. Projekty detektorów znane były jako CLIC_SiD i CLIC_ILD. W ostatnim czasie w miejsce obu tych detektorów współpraca CLICdp przedstawiła projekt nowego detektora CLICdet [78]. Rysunek 3.18 przedstawia schemat detektora CLICdet, w którym detektory wierzchołka i śladów (Vertex + Tracker), kalorymetry elektromagnetyczny i hadronowy (Fine grained calorimeters) i detektory do przodu (Forward EM calorimeters) bazują na detektorach krzemowych. Szczegóły obszaru małych kątów biegunowych detektora CLICdet (Forward Region), jako odpowiednika zaprojektowanego dla ILC, wraz z kalorymetrami BeamCal i LumiCal pokazane są na rys. 3.19.



Rysunek. 3.18. Schemat nowego, głównego detektora dla projektu CLIC (CLICdet) [88].



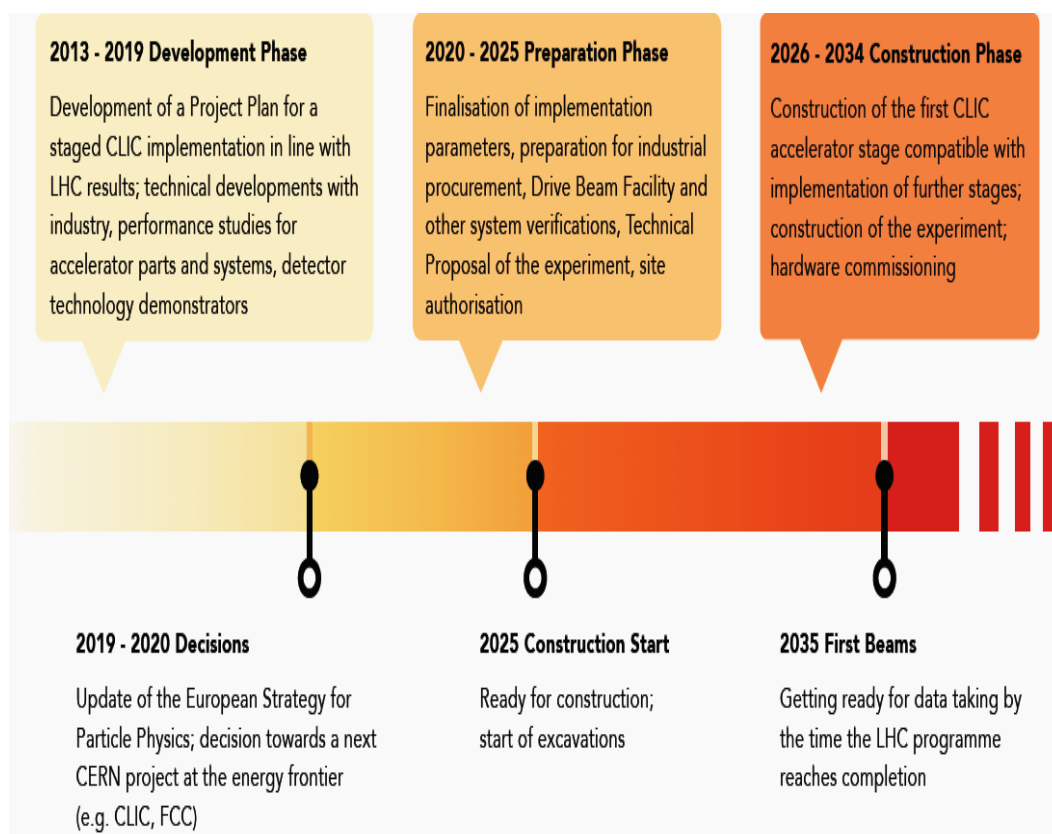
Rysunek 3.19. Umieszczenie detektorów BeamCal i LumiCal w projektowanej strukturze obszaru do przodu dla detektora CLICdet [88].

Prowadzone w ostatnim czasie intensywne prace nad rozwojem i ulepszaniem oprogramowania [89] (na bazie istniejącego uniwersalnego pakietu ILCSoft [90]), uwzględniające wszystkie elementy detektora CLICdet, pozwolą w najbliższym czasie na uruchomienie masowej produkcji przypadków dla procesów szczególnie ważnych z punktu widzenia wspomnianego powyżej programu fizycznego dla zderzacza CLIC. Będzie ona poprzedzona pilotażową produkcją dla sprawdzenia poprawności działania oprogramowania i jakości otrzymanych wyników analiz fizycznych. Wyniki zamieszczone w niniejszej rozprawie odnoszą się do poprzedniej dostępnej w przeszłości wersji detektora CLIC związanej z modelem CLIC_ILD.

3.6 Prognozowana przyszłość projektu CLIC

Współprace CLIC i CLICdp, podobnie jak projekty ILC czy FCC-ee, przygotowują raport związany z uaktualnieniem europejskiej strategii dla fizyki cząstek ESU (European Strategy Update) (rok 2019). Jedną z prawdopodobnych wiążących decyzji (~ roku 2020) będzie wskazanie do dalszej realizacji jednego z projektów: CLIC lub FCC (FCC-ee). W raporcie CLIC ma być przedstawiona bardziej realistyczna ocena kosztów pierwszego i trzeciego etapu budowy akceleratora (pierwszy etap: $\sqrt{s} = 380$ GeV przy długości akceleratora wynoszącej 11 km, trzeci: $\sqrt{s}=3000$ GeV i długość akceleratora ~ 50 km). Dużą część raportu CLICdp zajmie prezentacja wyników analiz fizycznych, projektów detektorów oraz opis rozwoju oprogramowania.

W przypadku pozytywnej decyzji dla projektu CLIC oczekuje się, że przygotowanie do fazy, która umożliwiłaby realizację budowy, trwałoby do około 2025 roku. Pierwsze zderzenia mogłyby mieć miejsce po 10 latach (około 2035 roku). Poniżej przedstawione zostały (rys. 3.20) fazy przygotowań i budowy opublikowane w tzw. Żółtym Raplocie CERNu (Yellow CERN Reports) [85]. CLIC byłby urządzeniem pracującym po zakończeniu działalności LHC.



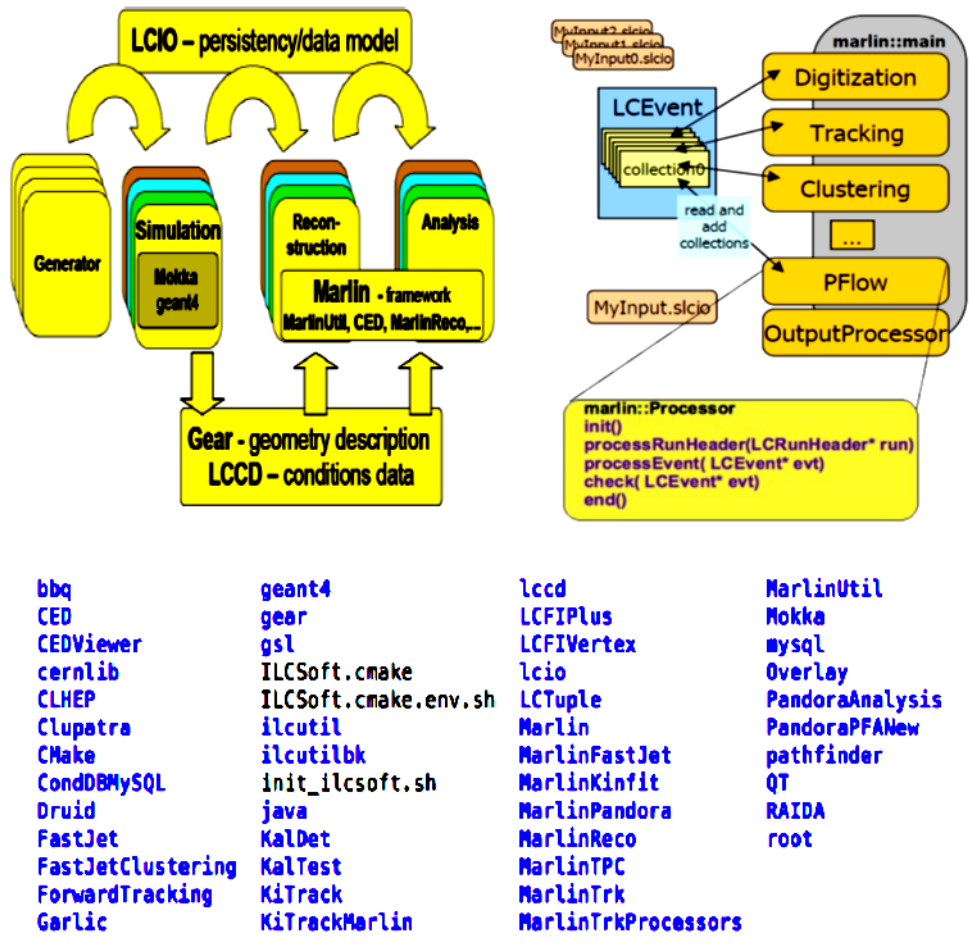
Rysunek 3.20. Planowane fazy rozwoju projektu CLIC [85], jakie mogą być realizowane w przypadku uzyskania akceptacji dla budowy zderzacza przez decyzyjne komitety działające w oparciu o ESU (European Strategy Update).

Rozdział 4

Symulacje Monte Carlo

Celem prac wykonanych w ramach niniejszej rozprawy było określenie potencjalnych możliwości prowadzenia badań funkcji struktury fotonu na planowanym zderzacz liniowym ILC/CLIC, uwzględniając akceptancję, rozdzielczość i strukturę wewnętrzną projektowanych detektorów: BeamCal, LumiCal i ECAL Endcap. Te detektory będące elektromagnetycznymi kalorymetrami, pozwolą na pomiar kątów biegunowych rozproszonych elektronów w przypadkach DIS w zakresie $0,3 - 42^\circ$ (i tym samym stwarzają możliwość pomiaru FSF jako funkcji Q^2 w zakresie od $\sim 1 \text{ GeV}^2$ do ponad 10^6 GeV^2). Realizacja postawionego zadania opierała się na analizie fizycznej wybranych procesów dwufotonowych oddziaływań DIS pojawiających się podczas zderzeń e^+e^- . Z uwagi na aktualny stan realizacji projektu ILC/CLIC analiza mogła się opierać tylko na przypadkach Monte Carlo otrzymanych w symulacjach prowadzonych na kilku poziomach.

W pierwszym etapie symulacji przypadki DIS generowane były przy użyciu programów PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 i TWOGAM 2.04, które zostały omówione krótko poniżej. Generowane powyższymi programami przypadki DIS wykazywały różnice wynikające z wewnętrznej struktury tych generatorów – z używanych przez nie teoretycznych opisów indywidualnych procesów fizycznych z udziałem fotonów, jak i procesów hadronizacji. Zbiory przypadków DIS reprezentujące tzw. poziom generatora zostały następnie użyte w symulacji w geometrii detektora, dostarczającej odpowiedzi detektorów wchodzących w skład głównego detektora ILD (zaprojektowanego dla ILC). Do tego celu wykorzystana została aplikacja Mokka [91] (rys. 4.1 po lewej). Jest ona jednym z komponentów pakietu oprogramowania ILCSoft [90], który jest uniwersalnym narzędziem umożliwiającym prowadzenie prac badawczo-rozwojowych i analiz fizycznych w projektach ILC i CLIC. Aplikacja Mokka jest oparta na Geant4 (Generation of Events ANd Tracks) [92] i oferuje kilka modeli dla wspomnianych w rozdziale 3 koncepcji detektora (ILD i SiD).



Rysunek 4.1 Ogólna koncepcja oprogramowania dla ILC/CLIC wykorzystywanego w pracy. Na lewo: Poszczególne bloki przedstawiają kolejne etapy łączące generowane przypadki z analizą fizyczną. Na prawo: Schemat organizacyjny pakietu Marlin. Rysunki zaczerpnięto z [90]. Dla ilustracji na dole rysunku zamieszczono przykładową listę pakietów wchodzących w skład ILCSoft.

Wyjściowe dane związane z poprzednim etapem symulacji były wykorzystane dla przeprowadzenia rekonstrukcji przypadków DIS. W tym celu posłużono się innym narzędziem dostępnym w pakiecie ILCSoft. Była to aplikacja Marlin (Modular Analysis and Reconstruction for the LINear Collider) [93] (rys. 4.1 po prawej). Ideę działania tej aplikacji przedstawiono w podrozdziale 4.1.

Wyniki uzyskane w wymienionych powyżej etapach zostały następnie przeanalizowane korzystając z programu ROOT [94]. ROOT to zorientowany obiektowo program służący do przechowywania i analizy dużej ilości danych. Pozwala on na szeroką analizę zarówno danych rzeczywistych, jak i uzyskanych na drodze symulacji oraz umożliwia wizualizację graficzną otrzymanych wyników.

4.1 Pakiet ILCSoft

Podstawowym narzędziem wykorzystywanym do symulacji wygenerowanych przypadków w określonej geometrii detektora, rekonstrukcji i ich analizie jest, jak wspomniano we wstępie do niniejszego rozdziału, oprogramowanie ILCSoft. W jego skład wchodzi ponad 40 różnych pakietów (rys. 4.1 u dołu). Podstawowymi elementami są aplikacje Mokka i Marlin, których krótką charakterystykę przedstawiono poniżej. Pakiet ILCSoft zawiera także różne narzędzia, które mogą być używane dodatkowo razem z podstawowym oprogramowaniem, jak np. Gear – narzędzie do opisu geometrii detektorów dla aplikacji służących do rekonstrukcji przypadków, LCCD (Linear Collider Conditions Data Toolkit) – dla umożliwienia przechowywania danych dotyczących warunków, w jakich przeprowadzana jest analiza, w plikach LCIO (Linear Collider I/O) [99], RAIDA – narzędzie do tworzenia plików wynikowych umożliwiających analizę przy użyciu programu ROOT, LCTuple (Linear Collider Tuple) – dla uzyskania danych wynikowych w postaci krotek (ang. tuple), CED (C Event Display), którego powszechnym zastosowaniem jest wyświetlanie w postaci graficznej symulowanych przypadków [100].

Mokka – symulacje detektorów

Mokka umożliwia wczytanie geometrii detektora i symulację przypadków w tej geometrii. Mokka jest aplikacją C++, bazującą na Geant4 i wymaga dostępu do bibliotek Geant4, CLHEP i MySQL. Zainicjowanie pracy aplikacji odbywa się poprzez użycie plików sterujących, makr lub bezpośrednio z wiersza poleceń. Istnieje również możliwość wczytania danych zapisanych w formacie HEPEvt (short hepevt) lub stdhep (wówczas konieczna jest biblioteka Stdhep) wygenerowanych przy wykorzystaniu generatorów Monte Carlo takich jak np. PYTHIA, które nie wchodzi w skład pakietu ILCSoft. Pliki wynikowe zapisywane są w formacie ASCII lub w formacie LCIO.

Marlin – rekonstrukcja przypadków

Elementem pakietu ILCSoft jest również aplikacja Marlin (Modular Analysis and Reconstruction for the LINear Collider), która używa modelu danych LCIO i jest wykorzystywana do rekonstrukcji i analizie zasymulowanych przypadków [100]. Ideą działania tej aplikacji jest to, aby każde zadanie obliczeniowe było zaimplementowane

jako procesor (moduł), który analizuje dane i tworzy zbiory wynikowe. Procesory są wywoływane poprzez użycie pliku sterującego napisanego w formacie xml, który definiuje parametry globalne i parametry poszczególnych procesorów, oraz określa aktywne procesory i kolejność ich wywoływania (istnieje oczywiście możliwość warunkowego wykonywania procesorów) [93].

4.2 Generatory

4.2.1 PYTHIA 6.4

PYTHIA [95] umożliwia generację zarówno twardych, jak i miękkich procesów oddziaływań pomiędzy leptonami, hadronami (kwarkami) i fotonami. W przypadku głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na fotonach (DIS) kwarki (partony) generowane są zgodnie z funkcjami rozkładu partonów (PDF) dla fotonu. Użyte mogą być zarówno wewnętrzne funkcje PDF, jak i z zasobów zewnętrznej biblioteki PDFLIB [52]. Z uwagi na różny stan w jakim foton może uczestniczyć w dwufotonowych procesach (rys. 1.1) możliwe są różne grafy opisujące produkcje hadronów (rys. 2.4). PYTHIA 6.4 pozwala na ich jednoczesne włączenie (nawet do 13 składowych). Hadronizacja powstałych w twardych zderzeniach partonów zachodzi poprzez model Lund (model strun) [96].

W przeprowadzonych symulacjach został użyty program PYTHIA 6.4.28, ponieważ zawierał on najbardziej kompletny opis fizyki procesów dwufotonowych, który w czasie przeprowadzania analizy nie był jeszcze dostępny w nowszych wersjach tego gneratora: 8.1 i 8.2.

4.2.2 HERWIG 6.5

HERWIG [97] (Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons) jest uniwersalnym generatorem Monte Carlo, pozwalającym na generację zarówno twardego rozpraszania lepton – lepton, lepton – hadron i hadron – hadron, jak i miękkich zderzeń hadron – hadron. Obejmuje on również procesy głęboko

nieelastycznego rozpraszania elektronów na fotonach. Przy generacji przypadków program HERWIG wykorzystuje metodę kaskady partonowej ze stanu początkowego i radiację QCD ze stanu końcowego oddziaływujących partonów, włączając efekty kolorowej koherencji w rozwoju kaskady partonowej, jak i azymutalne korelacje pomiędzy cząstkami w dżetach i pomiędzy samymi dżetami. Generacja przypadku DIS oparta jest na tym, że może on być podzielony na kilka oddzielnych etapów. Są to:

- produkcja quasi - rzeczywistego fotonu z jednego z elektronów wiązki (odpowiednio do mechanizmu równoważnego przybliżenia fotonów – Equivalent Photon Approximation); dla drugiego fotonu γ^* o wirtualności Q^2 funkcja struktury może być wywołana lokalnie (jako wewnętrzna część programu) lub z zewnętrznej biblioteki PDFLIB,
- elementarny twardy podproces zderzających się partonów,
- promieniowanie QCD – rozwój kaskady partonowej ze stanu początkowego i końcowego,
- process hadronizacji.

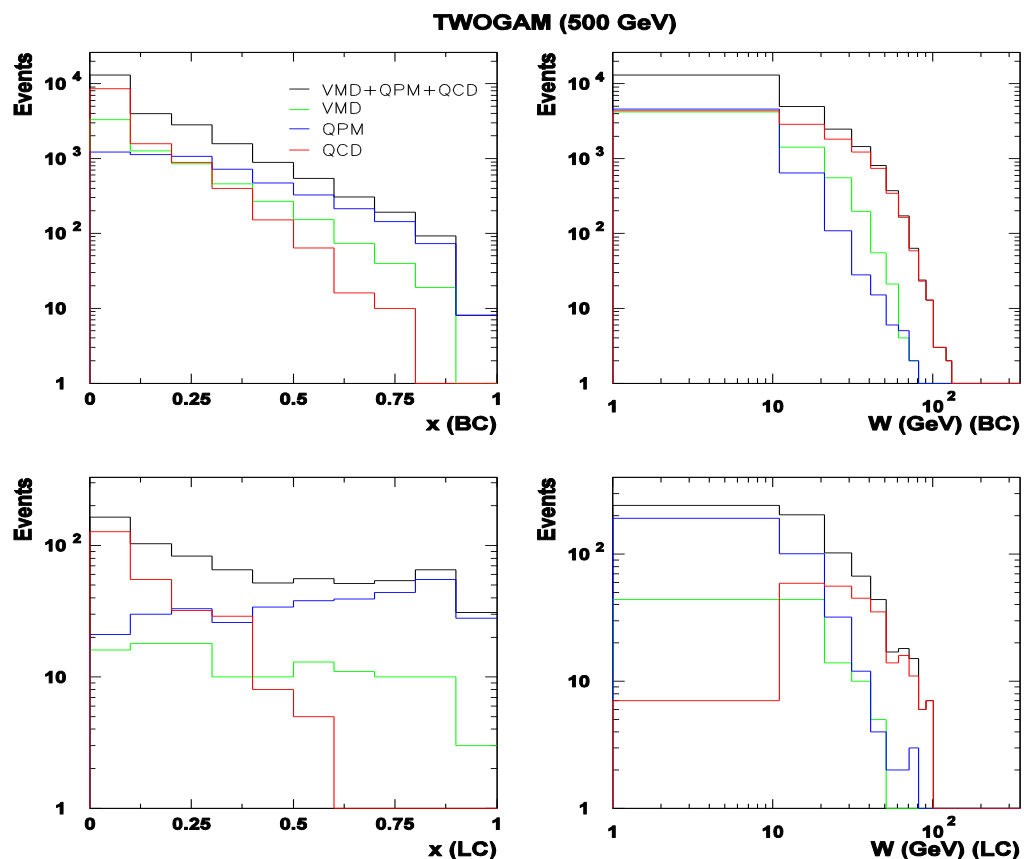
W pracy użyto wersji programu HERWIG 6.5.21.

4.2.3 TWOGAM 2.04

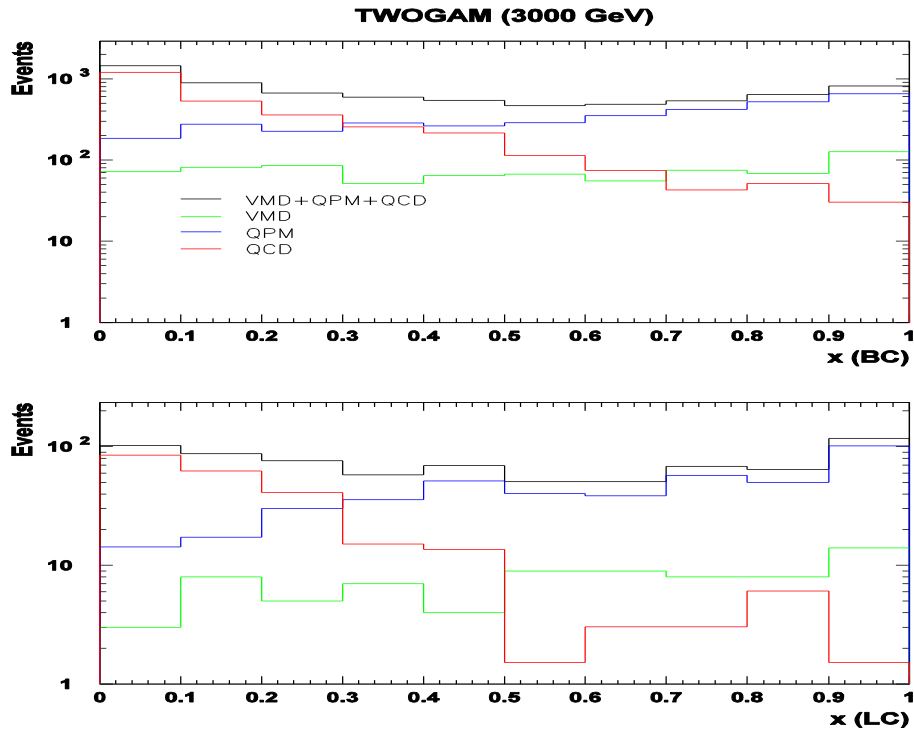
TWOGAM [98] jest generatorem Monte Carlo rozwiniętym przez współpracę DELPHI, przeznaczonym do symulacji procesów dwufotonowych. Generuje on twarde procesy związane z teoretycznym opisem jaki dostarczają modele QPM, QCD oraz miękkie nieperturbacyjne procesy opisywane przez model VMD. Normalizacja procesu QPM jest określona przez masy kwarków. Natomiast normalizacja dla procesu VMD jest ustalona poprzez przekrój czynny na rozpraszanie dwóch fotonów rzeczywistych. Partony wygenerowane zgodnie z wybraną funkcją rozkładu partonów w fotonie zostają poddane procesowi twardego rozpraszania $2 \rightarrow 2$. Nie jest włączony rozwój kaskady partonowej. Hadronizacja oparta jest na modelu Lund (model strun). TWOGAM zawiera w sobie opcję związaną z emisją miękkiego i twardego promieniowania (bremsstrahlung) ze stanu początkowego i końcowego elektronów. Używając więc programu TWOGAM 2.04 można symulować przypadki DIS zarówno oddzielnie dla wspomnianych powyżej procesów QPM, QCD lub VMD, aktywując odpowiednią część

przekroju czynnego odpowiadającego oddziaływaniom dwufotonowym, jak i włączając je jednocześnie. Rysunek 4.2 pokazuje rozkłady zmiennych x i W dla detektorów BeamCal (BC) (u góry) i LumiCal (LC) (u dołu) wykonanych dla całkowitego przekroju oddziaływań dwufotonowych, jak i dla indywidualnych procesów QPM, VMD, QCD przy energii $\sqrt{s} = 500$ GeV. Dla detektora BC przyczynki od procesów VMD i QPM dominują powyżej wartości $x \sim 0.25$. Dla mniejszych wartości x przeważa przyczynki od QCD. Dla detektora LC przyczynki od VMD jest mały, przyczynki od QCD jest znaczący do wartości $x \sim 0.25$. Powyżej tej wartości decydujący przyczynki pochodzą od QPM.

Przy wyższej energii, np. dla $\sqrt{s} = 3000$ GeV (CLIC), przyczynki od QPM w programie TWOGAM pozostaje wiodącym przy dużych wartościach x (rys. 4.3). Wielkość przyczynków od procesów QCD i VMD oraz charakter związanych z nimi rozkładów x pozostaje podobny do otrzymanego przy energii $\sqrt{s} = 500$ GeV.



Rysunek 4.2. Rozkłady zmiennych x i W otrzymane w programie TWOGAM 2.04 przy $\sqrt{s} = 500$ GeV (ILC). Górne rozkłady odpowiadają rejestracji rozproszonego elektronu w detektorze BeamCal (BC), dolne w detektorze LumiCal (LC). Niebieska linia odpowiada symulacji procesów związanych z QPM, czerwona z QCD, a zielona z VMD. Linia czarna reprezentuje sumę tych rozkładów.



Rysunek 4.3. Rozkłady x otrzymane z programu TWOGAM 2.04 przy energii $\sqrt{s} = 3000$ GeV (CLIC). Oznaczenia kolorów linii jak na rys. 4.2.

4.3 Generacja przypadków DIS

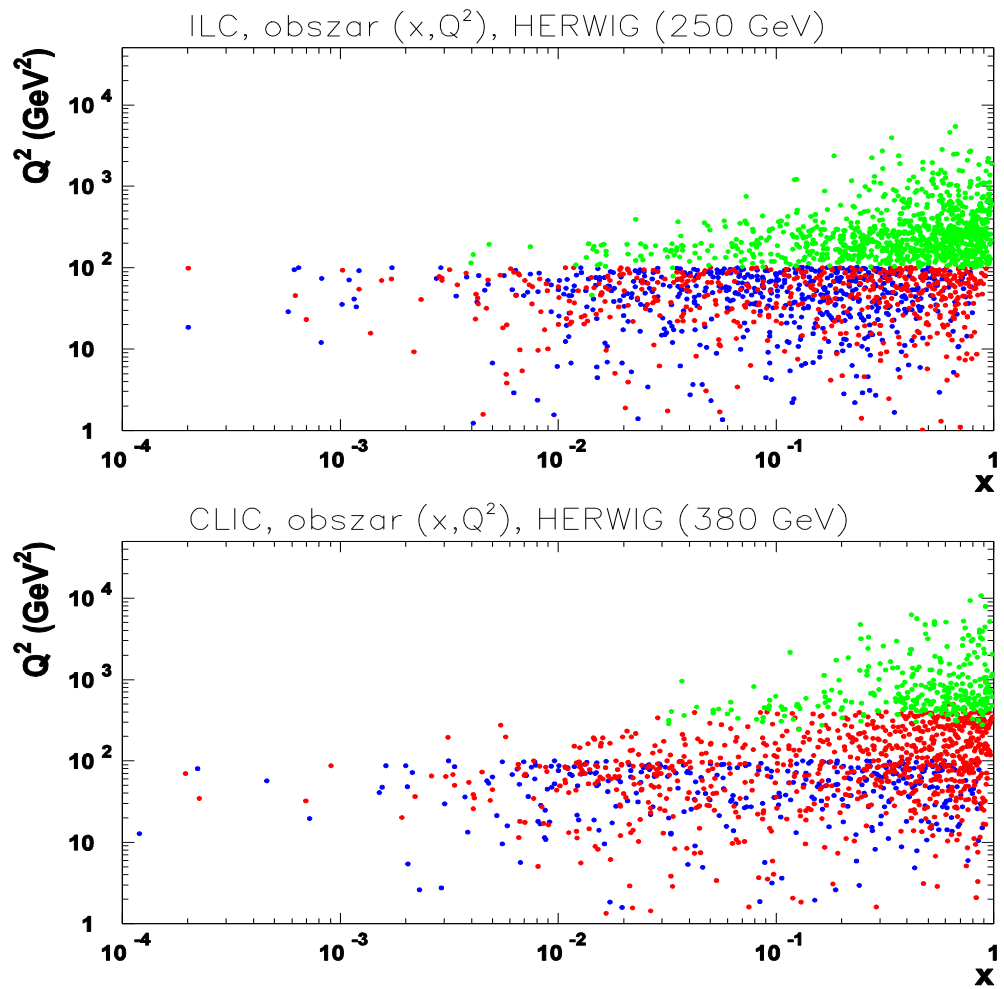
Tabela 4.1 zawiera informacje o użytych generatorach Monte Carlo przy generacji przypadków głęboko nieelastycznych rozprożeń elektronów na prawie rzeczywistych fotonach (DIS), liczbie generowanych przypadków dla zerowego kąta zderzenia elektronów i pozytonów, traktowanych jako podstawowe próbki dla dalszych etapów analizy dotyczącej hadronowej funkcji struktury fotonu, oraz odpowiadającą im wartość scałkowanej świetlności obliczonej jako stosunek ilości przypadków i wartości całkowitego przekroju czynnego procesu. Obok tych podstawowych zbiorów danych, duże próbki przypadków były generowane w trakcie przeprowadzania analizy.

Generowane przez programy Monte Carlo przyp. DIS przy energii \sqrt{s} (GeV)	Liczba przypadków N_{DIS} wygenerowanych dla kąta $\theta = 0^\circ$ zderzających się e^+e^-	Scałkowana świetlnosc L_{int} (pb ⁻¹)
HERWIG (500)	430 144	982.8
HERWIG (1000)	386 988	2 406.6
HERWIG (1500)	169 29 9	131 760.9
HERWIG (3000)	268 832	127 497.2
PYTHIA (500)	460 392	856.6
PYTHIA (1000)	500 000	2 005.7
PYTHIA (1500)	50 000	58 644.2
PYTHIA (3000)	260 000	111 252.7
TWOGAM (500)	61 603	50.3
TWOGAM (1000)	240 851	451.1
TWOGAM (1500)	18 279	446.6
TWOGAM (3000)	5 629	442.5

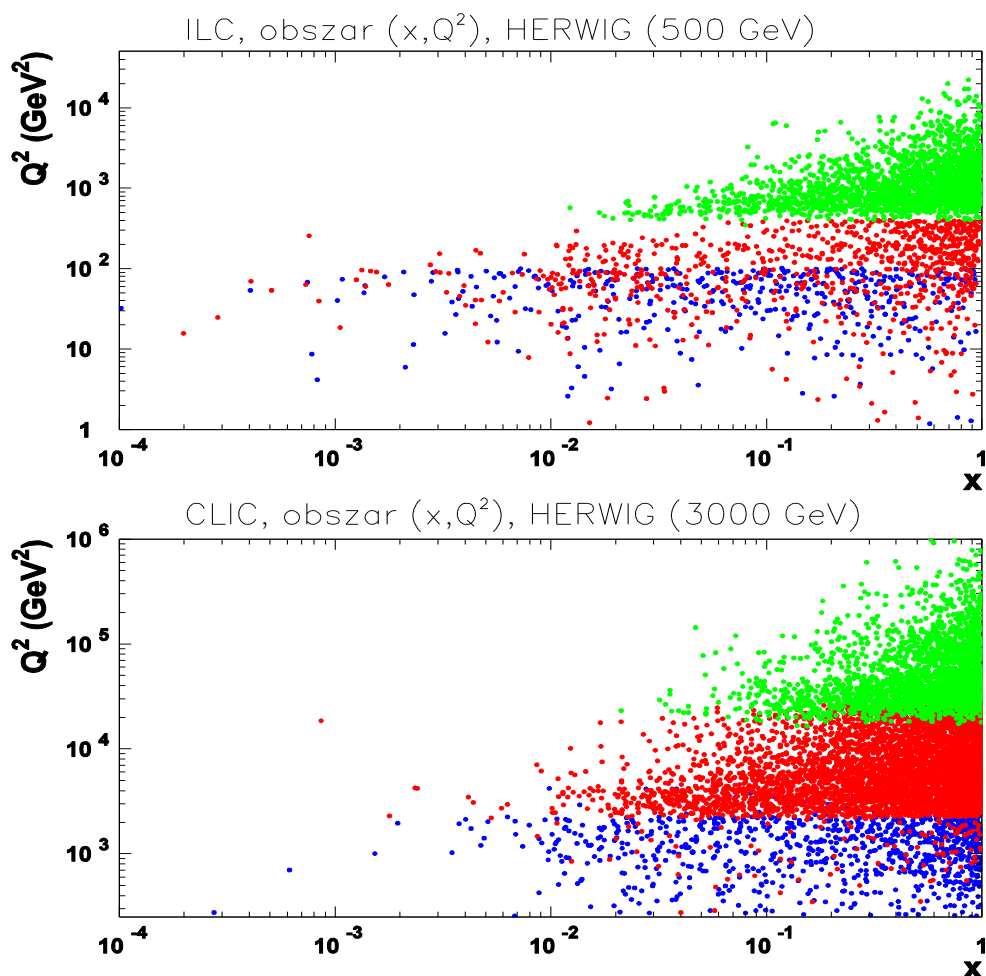
Tabela 4.1. Podstawowe próbki przypadków DIS generowanych przy użyciu generatorów HERWIG 6.5.21, PYTHIA 6.4.28 i TWOGAM 2.04 przy zerowym kącie zderzających się elektronów i pozytonów.

Obszar zmiennych (x, Q^2)

Rysunek 4.4 przedstawia zakres zmiennych kinematycznych (x, Q^2) przewidywany dla pierwszego okresu działania zderzacza ILC, kiedy jego energia w układzie środka masy ma wynosić $\sqrt{s} = 250$ GeV (u góry), oraz dla pierwszego okresu pracy zderzacza CLIC przy energii $\sqrt{s} = 380$ GeV (u dołu). Rysunek 4.5 przedstawia podobne rozkłady dla energii odpowiadającej $\sqrt{s} = 500$ GeV w przypadku ILC (bazowa wartość, dla której optymalizowano wielkości prezentowane w raporcie technicznym projektu TDR [63]) oraz $\sqrt{s} = 3000$ GeV w przypadku zderzacza CLIC (oczekiwana maksymalna energia przy realizacji trzeciego etapu rozwoju projektu).



Rysunek 4.4. Obszar zmiennych kinematycznych (x, Q^2) spodziewany dla pierwszego etapu pracy zderzaczy ILC ($\sqrt{s} = 250$ GeV) (u góry) oraz CLIC ($\sqrt{s} = 380$ GeV) (u dołu). Rozkłady otrzymano przy użyciu generatora HERWIG 6.5.21. Kolor niebieski odpowiada rozproszonym elektronom trafiającym do detektora BeamCal, czerwony do detektora LumiCal a zielony do detektora ECAL Endcap.

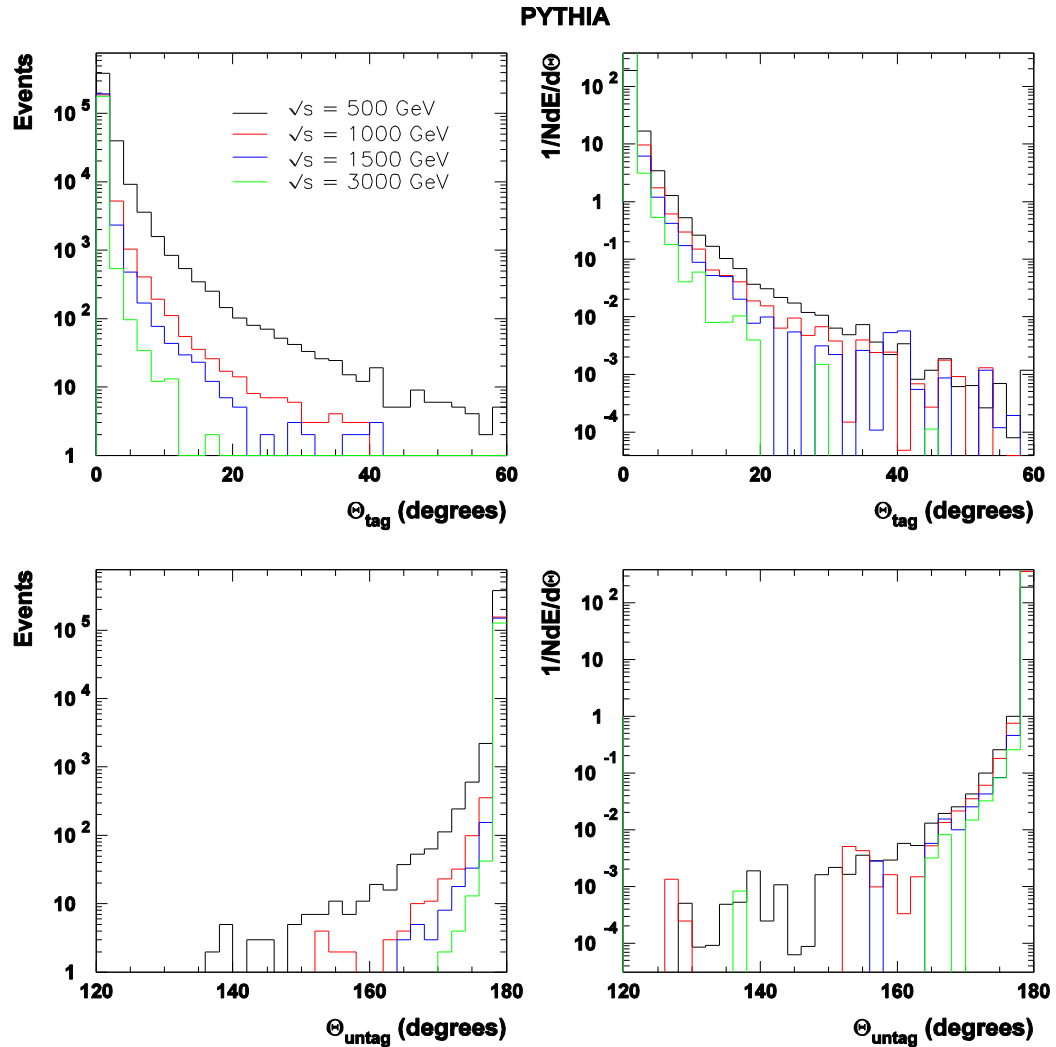


Rysunek 4.5. Podobne jak na rys. 4.5 rozkłady obszaru zmiennych (x, Q^2) uzyskane dla bazowej energii ILC ($\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$) (u góry) oraz dla maksymalnej energii zderzacza CLIC ($\sqrt{s} = 3000 \text{ GeV}$) (u dołu).

Kąt biegunowy rozproszonych elektronów

W przypadkach DIS generowanych przy użyciu programów Monte Carlo (rozdział 4.2), rozproszony elektron (pozyton) o kącie biegunowym θ_{tag} i pozyton (elektron) o kącie θ_{untag} (rys. 1.2) znajdowały się w przeciwnych hemisferach tego kąta. Obie te wartości były wykorzystane przy selekcji przypadków DIS. Lewa strona rys. 4.6 pokazuje charakter rozkładów kątowych θ_{tag} oraz θ_{untag} dla wybranych wartości \sqrt{s} odnoszących się do projektów ILC i CLIC. Ze wzrostem wartości \sqrt{s} stają się one węższe, co prowadzi do znaczącej redukcji przypadków DIS wykorzystywanych w dalszej analizie. Jest ona szczególnie duża przy najwyższej energii zderzacza CLIC ($\sqrt{s} = 3000 \text{ GeV}$)

i dla detektora ECAL Endcap, pozwalającego na pomiary HFSF w interesującym obszarze bardzo dużych wartości wirtualności fotonu Q^2 sięgających 10^6 GeV^2 . Prawa strona rys. 4.6 ilustruje wielkość średniego (na przypadek) depozytu energii związanego z rozproszonym elektronem/pozytonem. Mały depozyt takiej energii dla przypadków DIS znalezionej dla detektora Endcap może wymagać specjalnego podejścia dla identyfikacji i pomiarów rozproszonych elektronów w tym detektorze.



Rysunek 4.6. Rozkłady kątów biegunowych rozproszonych elektronów przy czterech energiach proponowanych dla ILC/CLIC. Po lewej: górne rozkłady są dla θ_{tag} , dolne dla θ_{untag} . Po prawej: górne rozkłady pokazują średni (na przypadek) strumień energii w funkcji kąta θ_{tag} , dolne w funkcji kąta θ_{untag} . Linie czarne i czerwone są dla ILC, niebieskie i zielone dla CLIC.

Podstawowa selekcja przypadków DIS

Podstawowa selekcja przypadków DIS zastosowana w przeprowadzonej analizie wymaga, żeby wartość θ_{tag} mieściła się w odpowiednim zakresie akceptancji kątowej detektorów BeamCal (BC), LumiCal (LC) lub Endcap (EC). Od drugiego rozproszonego elektronu wymaga się, żeby wartość θ_{untag} była poniżej akceptancji kątowej detektora BeamCal (taki elektron nie powinien być widoczny w żadnym z powyższych detektorów i w większości przypadków powinien trafiać do rury akceleratora). Wyemitowany przez niego foton będzie miał wirtualność P^2 (rys. 1.2) bliską zero stając się prawie rzeczywistym fotonem. Spełnienie tych warunków dla kątów θ_{tag} i θ_{untag} pozwala zakwalifikować badany przypadek oddziaływania dwufotonowego jako kandydata do procesu DIS. W przeprowadzonej analizie dla ILC/CLIC wybrano (tabela 4.2) zakresy akceptancji kątowej detektorów BC, LC i EC w sposób przedstawiony w tabeli 4.2.

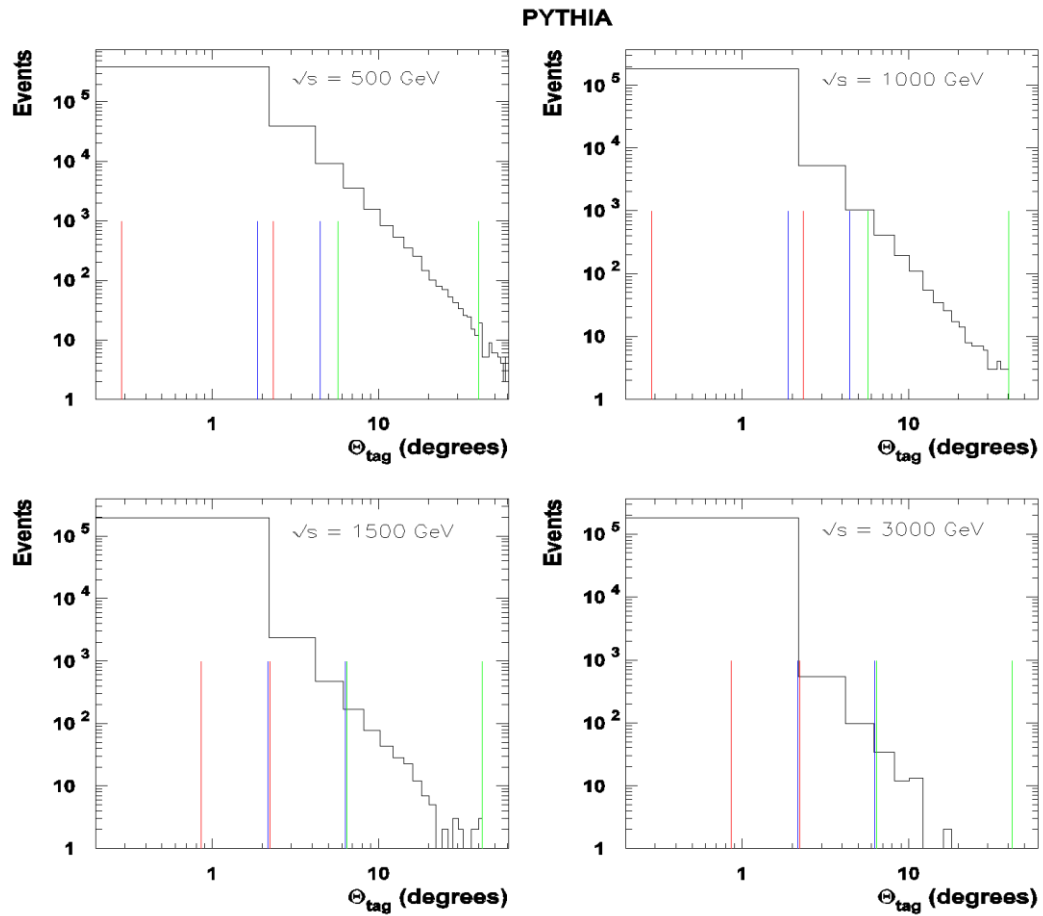
Detektor	ILC	CLIC
BeamCal (BC)	0.34 – 2.49	0.86 – 2.18
LumiCal (LC)	1.78 – 4.47	2.18 – 6.3
End cal (EC)	6.59 - 40.4	6.47 – 42.2

Tabela 4.2. Zakresy kątów biegunowych (w stopniach) określające akceptancję kątową detektorów BC, LC i EC dla ILC i CLIC wykorzystywaną w przeprowadzonej analizie.

Rysunek 4.7 przedstawia rozkład kąta biegunowego rozproszonego elektronu dla przypadków DIS dla czterech wybranych wartości energii odnoszących się do ILC ($\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ i 1000 GeV) oraz CLIC ($\sqrt{s} = 1500 \text{ GeV}$ i 3000 GeV). Kolorami zaznaczono akceptancję kątową detektorów BC, LC, EC: czerwonym dla BC, niebieskim dla LC i zielonym dla EC.

W podstawowej selekcji przypadków DIS przyjętej w analizie kąt θ_{untag} niemierzalnego elektronu jest poniżej akceptancji kątowej detektora BC (co jest równoważne z brakiem sygnału również w detektorach LC i EC). Powstaje pytanie, czy pewna modyfikacja kryterium wyboru przypadków DIS może zwiększyć zauważalnie statystykę zachowując ich charakter. W celu znalezienia na nie odpowiedzi rozważono dwie modyfikacje związane ze zmianą zakresu dla kąta θ_{untag} oraz

zastąpieniem kryterium, opartego na θ_{untag} , kryterium energetycznym. Uzyskane wnioski przedstawiono poniżej.

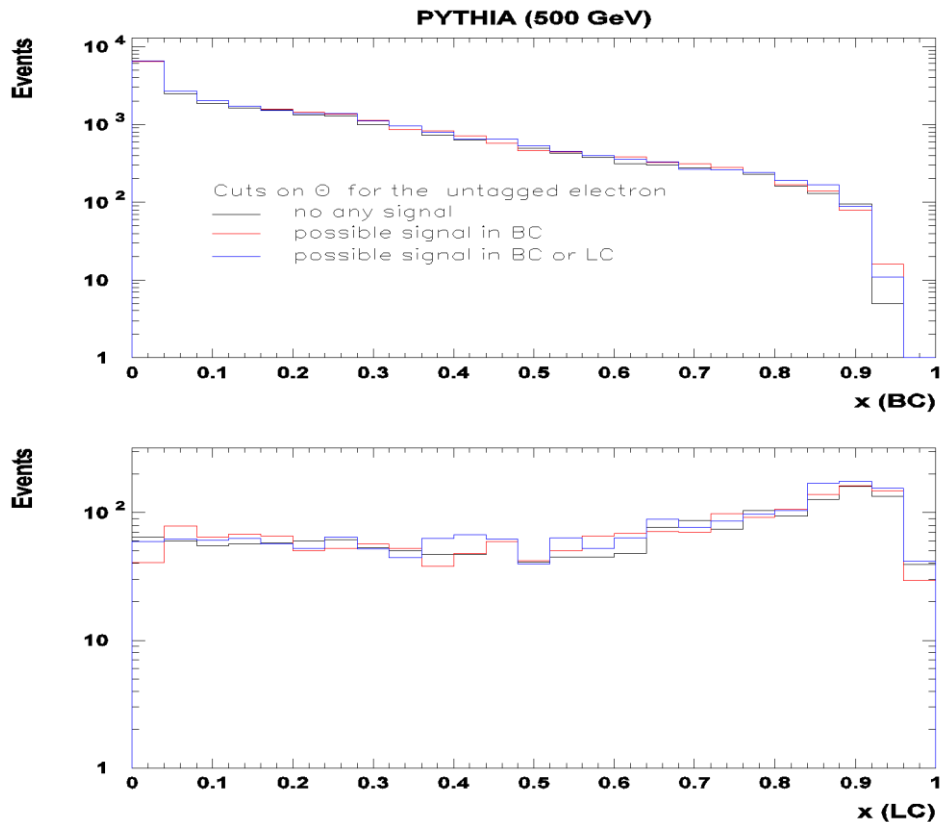


Rysunek 4.7. Rozkład kąta biegunowego rozproszonych elektronów w przypadkach DIS dla czterech wybranych wartości energii ILC lub CLIC (ILC: $\sqrt{s} = 500$ GeV, 1000 GeV; CLIC: $\sqrt{s} = 1500$ GeV, 3000 GeV). Czerwone linie wyznaczają akceptację kątową detektora BeamCal, niebieskie detektora LumiCal a zielone detektora ECAL Endcap (zgodnie z tab. 4.2 w przypadku zderzacza CLIC górny zakres dla BC i dolny zakres dla LC pokrywają się). Przypadki DIS otrzymano używając generatora PYTHIA 6.4.28.

Zmiana zakresu kąta θ_{untag}

Rysunek 4.8 pokazuje podstawowe dla analizy HFSF rozkłady zmiennej x Bjorkena, (rozdział 1.2) otrzymane przy użyciu generatora PYTHIA 6.4.28 dla podstawowej selekcji przypadków DIS (brak jakiegokolwiek sygnału od nierejestrowanego elektronu – przypadek idealny) oraz gdy zaakceptowano przypadki, dla których wartość kąta θ_{untag} mieściła się w przedziale akceptancji detektora BC lub LC. Rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetności. Rozkłady pokazują podobny kształt przy zmianie cięcia na θ_{untag} (linie czerwona i niebieska) dopuszczającego pewną

niewielką ilość przypadków DIS z możliwym sygnałem w detektorach BeamCal i LumiCal. Linia czarna odpowiada podstawowej selekcji przypadków DIS.

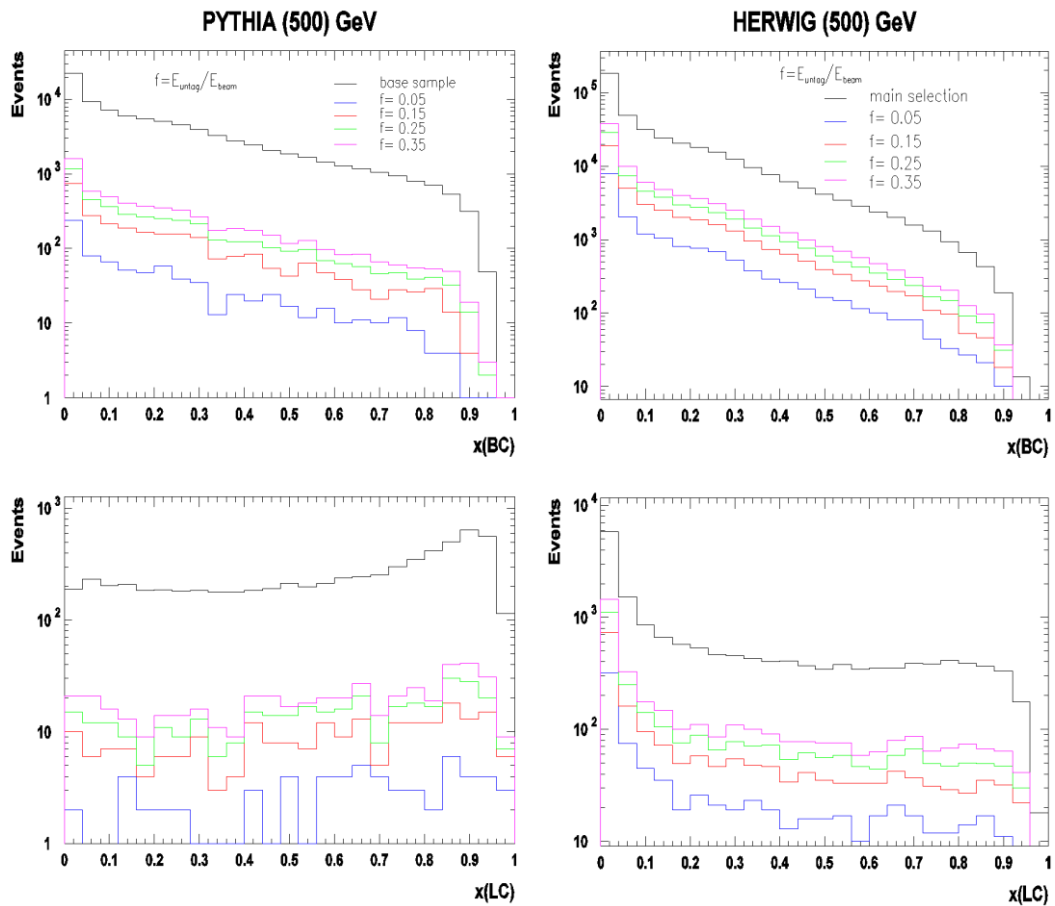


Rysunek 4.8. Efekt modyfikacji kryterium kąтового przy selekcji przypadków DIS. Rozkłady zmiennej x dla elektronu mierzalnego w detektorze BC (u góry) i LC (u dołu) uwzględniają zmiany w dopuszczalnym zakresie kąta dla rozproszonych elektronów w hemisferze przeciwnej do zarejestrowanego elektronu.

Kryterium energetyczne

Rysunek 4.9 przedstawia rozkłady zmiennej x po zastosowaniu do selekcji przypadków DIS kryterium energetycznego. Polega ono na zaakceptowaniu przy selekcji takich przypadków, dla których ułamek energii zarejestrowany w przeciwnej (do mierzalnego elektronu) hemisferze stanowiłby ułamek energii f pierwotnego elektronu E_{beam} . W zbliżonej postaci tego typu selekcję stosowano w przeszłości w eksperymentach na zderzaczach e^+e^- badających HFSF. Otrzymane dla czterech wartości f : 0.05, 0.15, 0.25, 0.35 rozkłady zmiennej x porównano (przy normalizacji do tej samej wartości scałkowanej świetności) z podstawowym kątowym kryterium selekcji przypadków. Rozkłady po lewej stronie są dla programu PYTHIA 6.4.28, po prawej dla HERWIG

6.5.21. Dla obu generatorów obserwuje się duże różnice zarówno w kształcie jak i w ilości przypadków w stosunku do podstawowej selekcji przypadków DIS. Dla uzyskania bazowych wartości analizowanych HFSF, mogących stanowić punkt odniesienia dla innych analiz, w dalszej pracy posługiwano się podstawowym kątowym kryterium selekcji dla DIS.



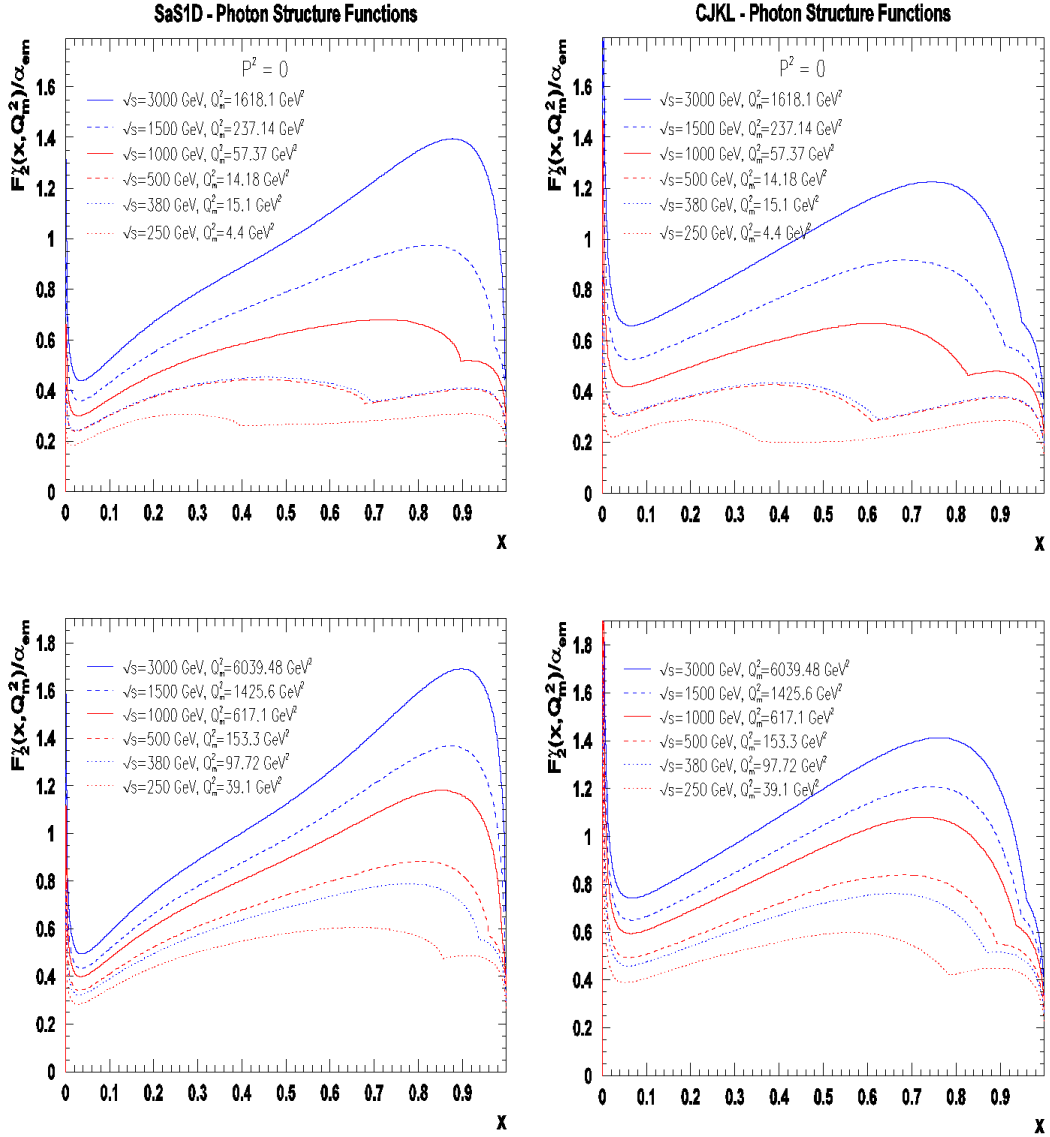
Rysunek 4.9. Efekt modyfikacji selekcji przypadków DIS dopuszczającej zaakceptowanie pewnej energii, stanowiącej ułamek energii pierwotnego elektronu, w hemisferze przeciwnej do rejestrowanego rozproszonego elektronu. Czarna linia ilustruje podstawowe kryterium kąto-
 stosowane w analizie (θ_{untag} jest poniżej dolnej granicy akceptancji kątowej detektora BeamCal, zatem rozproszone elektrony trafią w większości do rury akceleratora i są niemierzalne). Kolory ilustrują rozkłady otrzymane dla różnych wartości f . U góry: rozkłady otrzymane przy energii 500 GeV dla detektora BC, u dołu: dla LC przy użyciu generatora PYTHIA 6.4.28 (po lewej) oraz analogiczne rozkłady dla generatora HERWIG 6.5.21 (po prawej).

4.4 Funkcje struktury fotonu użyte w symulacjach

Parametryzacje SaS1D i CJKL

Szereg rezultatów badań HFSF prezentowanych w niniejszej rozprawie jest wynikiem analizy prowadzonej na generowanych przypadkach przy użyciu programów PYTHIA, HERWIG i TWOGAM (rozdział 4.2). Pozwoliły one generować przypadki DIS dla różnych teoretycznych parametryzacji funkcji struktury fotonu F_2^Y . Niektóre z tych parametryzacji są częścią struktury wewnętrznej tych programów. Dla generatorów PYTHIA 6.4.28 i HERWIG 6.5.21 były to funkcje (rozdział 2.7) Drees – Grassie (DG) i Schuler – Sjöstrand (SaS), a dla TWOGAM 2.04 DG oraz Duke – Owens [101].

Włączenie w symulacjach innych funkcji struktury fotonu (z odpowiednimi rozkładami gęstości partonów – kwarków u, d, s, c, b oraz gluonów) w fotonie było możliwe poprzez użycie biblioteki PDFLIB, zawierającej takie rozkłady otrzymane z teoretycznych wyliczeń przeprowadzonych w wiodącym (LO) i w wyższych rządach (HO) rachunku zaburzeń. Główne wyniki przedstawione w pracy bazują na symulacjach wykonanych z użyciem parametryzacji funkcji struktury fotonu F_2^Y SaS1D (PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21) wchodzącej w skład pakietu SaS oraz funkcji GRV LO (HO) (rozdział 2.7) dla generatora TWOGAM 2.04. W 2003 roku pojawił się nowy opis rozkładu partonów w fotonie (parametryzacja CJKL, rozdział 2.7) wykorzystujący w obliczeniach dopasowanie przewidywań teoretycznych do większej ilości danych doświadczalnych w porównaniu np. do funkcji z pakietu SaS. Rozkłady partonów w fotonie zostały wyliczone zarówno dla LO jak i NLO. Nie został on jednak włączony do struktury generatora PYTHIA 6.4. Możliwe, że stanie się dostępny w następnej wersji tego generatora – PYTHIA 8.2. Wykorzystując dostępne w literaturze algorytmy dotyczące CJKL [55] na rys. 4.10 porównano zachowanie się funkcji $F_2^Y(x, Q^2)/\alpha_{em}$ dla parametryzacji SaS1D LO oraz CJKL również dla LO dla ustalonych średnich wartości wirtualności fotonów Q_m^2 . Jest ona wyliczana dla przypadków DIS, gdy rozproszone elektrony mogły być rejestrowane w detektorze BeamCal lub LumiCal. Przypadki DIS były generowane przy różnych wartościach energii zderzeń e^+e^- , jakie są proponowane dla zderzaczy ILC i CLIC. Obie funkcje SaS1D i CJKL wykazują podobne zachowanie – znaczący wzrost ich wartości przy rosnących wartościach Q^2 i przy dużych wartościach x ($x > 0.5$). Czy podobnego zachowania można oczekiwać dla obliczeń wykonanych w następnym rzędzie rachunku QCD?

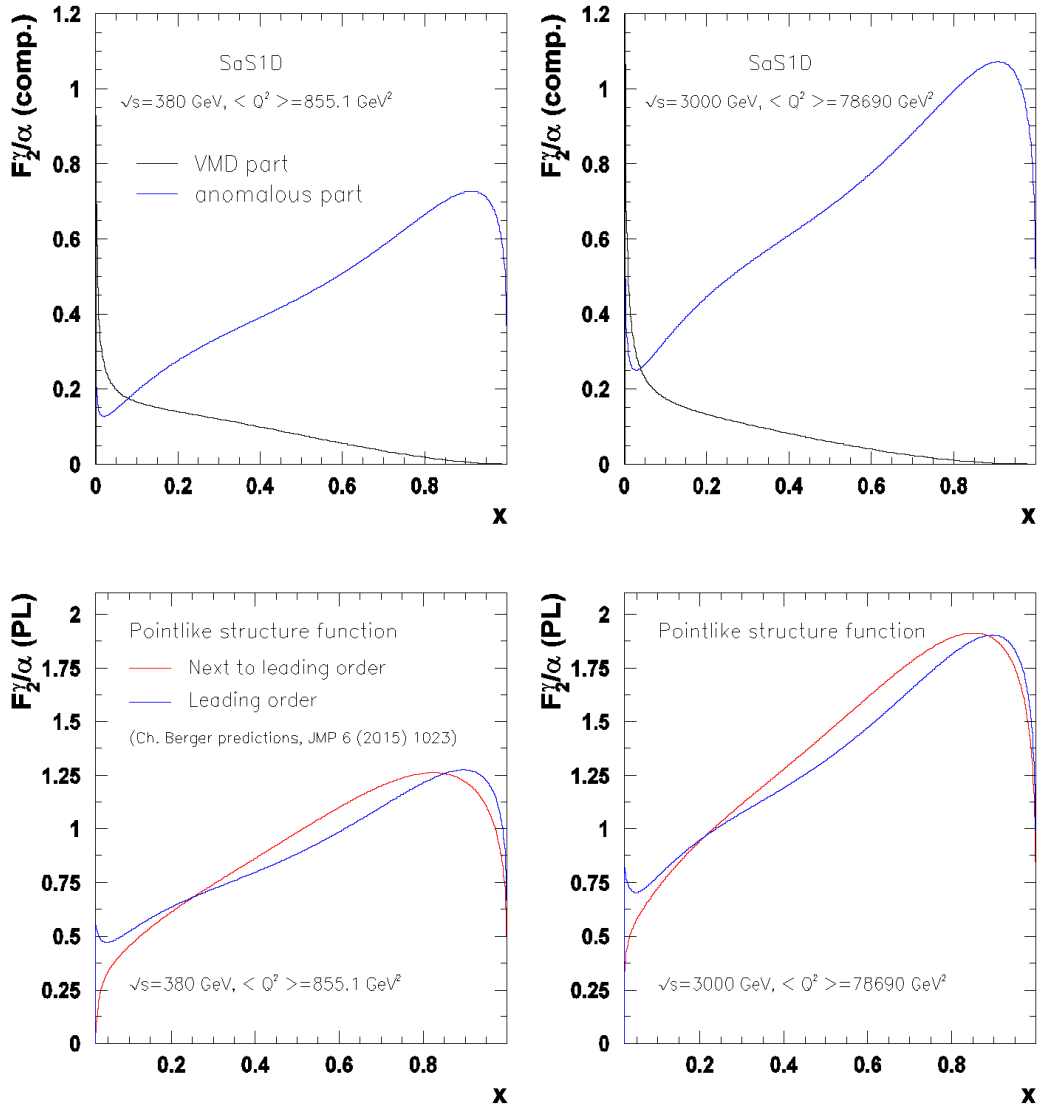


Rysunek 4.10. Zachowanie się parametryzacji SaS1D (po lewej) oraz CJKL (po prawej) jako funkcji x przy ustalonej wartości $Q^2 = Q_m^2$. Parametryzacja SaS1D była używana przy generacji podstawowego zbioru przypadków DIS za pomocą programów PYTHIA i HERWIG. Wielkość Q_m^2 odpowiada średniej wartości Q^2 otrzymanej dla detektora BeamCal (górne rozkłady) i LumiCal (dolne rozkłady) przy różnych energiach oczekiwanych dla ILC/CLIC. Niebieski kolor linii jest dla zderzacza CLIC, czerwony dla ILC. Wielkość α_{em} jest stałą struktury subtelnej.

Parametryzacja SaSiD i punktowa funkcja struktury

Rysunek 4.11 (górne rozkłady) przedstawia przebieg dwóch składowych funkcji SaS1D: jedną otrzymaną w oparciu o model VMD oraz drugą nazywaną anomalną, w której ujawnia się natura partonowa fotonu. Średnie wartości Q^2 odpowiadają dwóm

wartościom energii zderzacza CLIC: $\sqrt{s} = 380$ GeV i 3000 GeV w przypadku, gdy rozproszony elektron był w przedziale akceptancji kątowej detektora ECAL Endcap.



Rysunek 4.11. Składowe funkcji struktury fotonu SaSID reprezentujące jej tzw. część anomálną (anomalous) i część VMD. Składowa VMD wylicza rozkłady partonów w fotonie w oparciu o model VMD, wykorzystujący dane uzyskane dla mezonów wektorowych ρ , ω , ϕ i jest związana z procesami o małym pędzie poprzecznym. Jest ona funkcją malejącą dla dużych x i słabo zmieniającą się z Q^2 . Anomalna składowa opisuje zarówno rozkłady dla lekkich partonów u , d , s jak i ciężkich c , b poprzez mechanizm Bethe-Heitlera (rozdział 2.7). Rośnie ona ze wzrostem x i Q^2 i w dużej mierze przypomina zachowanie się tzw. punktowej funkcji struktury (pointlike structure function), która jest wyliczalna w QCD w wiodącym i wyższych rzędach rachunku zaburzeń. Przykładem może być przebieg punktowej funkcji struktury proponowanej w pracy [102]. Zamieszczone w [102] wzory pozwoliły na wykreślenie powyższych rozkładów. Rozkłady odnoszą się do średnich wartości $\langle Q^2 \rangle$ wyliczonych dla przypadków DIS z rozproszonym elektronem widocznym w detektorze EC i przy dwóch wybranych energiach zderzacza CLIC, podczas pierwszego i trzeciego etapu jego pracy: $\sqrt{s} = 380$ GeV i 3000 GeV. Detektor EC daje możliwość pomiaru HFSF dla bardzo dużych Q^2 .

Cześć anomalna funkcji w SaS1D stanowi w pewnym stopniu odpowiednik punktowej funkcji struktury fotonu (pointlike structure function), która może być otrzymana w ramach QCD. Dolne rozkłady zostały wyliczone w oparciu o wzory zamieszczone w pracy [102] i ilustrują przebieg punktowej funkcji struktury fotonu, odpowiadający wiodącemu i wyższemu rzędowi rachunku zaburzeń. Część funkcji SaS1D związana z modelem VMD, wykazuje podobne zachowanie jako funkcja x przy wzroście wartości Q^2 . Anomalna część funkcji SaS1D dla $x > 0.2$ pokazuje wzrost wartości przy zmianie Q^2 . Podobne zachowanie obserwuje się dla punktowej funkcji struktury fotonu, chociaż w tym przypadku wzrost jest znacząco większy.

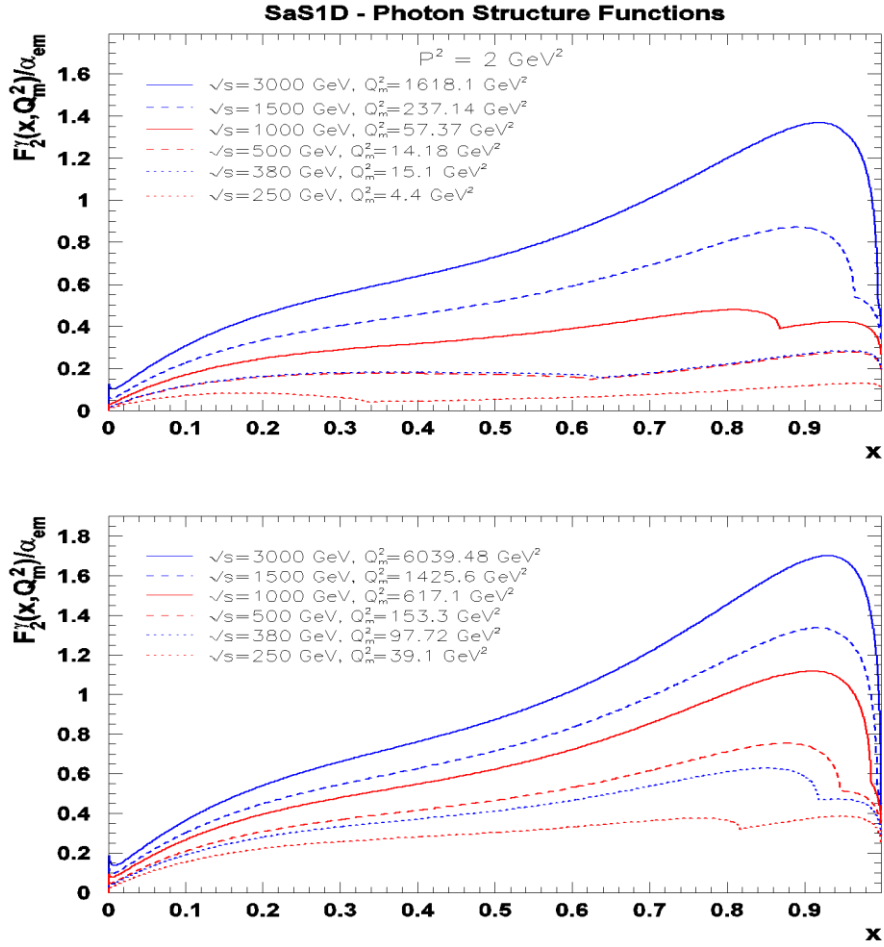
Wirtualność fotonu-tarczy

Prezentowane na rys. 4.10 rozkłady funkcji SaS1D zostały otrzymane dla wirtualności fotonu P^2 emitowanego z nieobserwowanego rozproszonego elektronu, a zatem dla wartości $P^2 = 0 \text{ GeV}^2$ (rzeczywiste fotony). Wyniki symulacji przypadków DIS wskazują na średnią wartość P^2 uzyskaną z użyciem detektorów BC, LC i EC na nie większą niż $0,3 \text{ GeV}^2$ (prawie rzeczywiste fotony) i przy maksymalnej zaobserwowanej wartości $P^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Rysunek 4.12 pokazuje przykładowe rozkłady dla funkcji SaS1D uwzględniającej wartość wirtualności $P^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Znaczące różnice w porównaniu z przypadkiem $P^2 = 0 \text{ GeV}^2$ obserwuje się dla małych wartości x . Dla tej wartości funkcja SaS1D przyjmuje maksymalną wartość.

4.5 Czulość rozkładów zmiennej x na wybór FSF

Funcje SaS

W rozdziale 4.4 na rysunku 4.10 pokazano zmiany kształtu funkcji struktury fotonu SaS1D przy różnych ustalonych wartościach Q^2 . Zostały one otrzymane jako średnie wartości wirtualności fotonów Q_m^2 przy warunku rejestracji elektronów w detektorach BeamCal i LumiCal dla sześciu wartości energii: $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$, 500 GeV i 1000 GeV (zderzacz ILC) oraz 380 GeV , 1500 GeV i 3000 GeV (zderzacz CLIC). Dla dużych wartości $Q_m^2 > 100 \text{ GeV}^2$ funkcje wykazują szybki wzrost już dla $x > 0.1$. Przy mniejszych wartościach Q_m^2 kształt rozkładów odzwierciedla efekt progowy związany z produkcją kwarków c i b . Nie zaobserwowano większych różnic w kształcie rozkładów

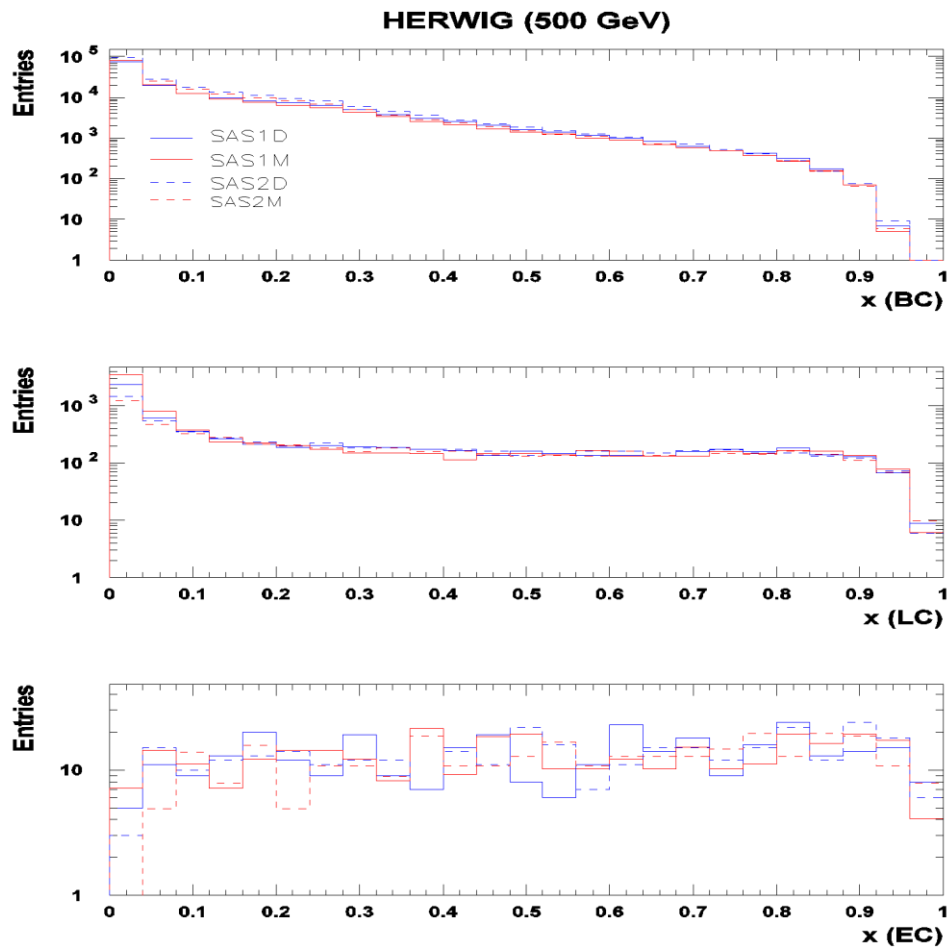


Rysunek 4.12. Przykładowe rozkłady funkcji SAS1D przy uwzględnieniu wirtualności fotonu-tarczy $P^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Wartości Q_m^2 odpowiadają średnim wartościom Q^2 otrzymanym dla detektora BeamCal (na górze) i LumiCal (na dole). Niebieski kolor linii odpowiada wartościom energii dla zderzacza CLIC, kolor czerwony dla ILC.

dla innych wersji funkcji SaS: SaS2D, SaS1M, SaS2M otrzymanych przy tych samych wartościach Q_m^2 jak dla SaS1D. Dlatego w generacji przypadków DIS wybrano parametryzację SaS1D jako podstawową. Celem tego rozdziału jest pokazanie na ile wybór konkretnej parametryzacji FSF w symulacjach może mieć wpływ na rozkłady x , które są podstawą w wyliczeniach HFSF. Otrzymane rozkłady zmiennej x będą odnosiły się do przypadku, kiedy rozproszony elektron mógł być zarejestrowany w detektorach BeamCal, LumiCal lub Endcap.

Pakiet SAS

Małą czułość wyboru poszczególnych wersji funkcji z pakietu SaS na rozkłady zmiennej x przedstawiają rysunki 4.13 i 4.14. Rysunek 4.13 przedstawia rozkłady zmiennej x otrzymanej używając w generacji programem HERWIG 6.5.21 pierwszej wersji pakietu funkcji SaS i przy warunku rejestracji rozproszonych elektronów w detektorach BC, LC, EC. Rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności. Nie obserwuje się znaczących różnic w kształcie otrzymanych rozkładów zmiennej x .

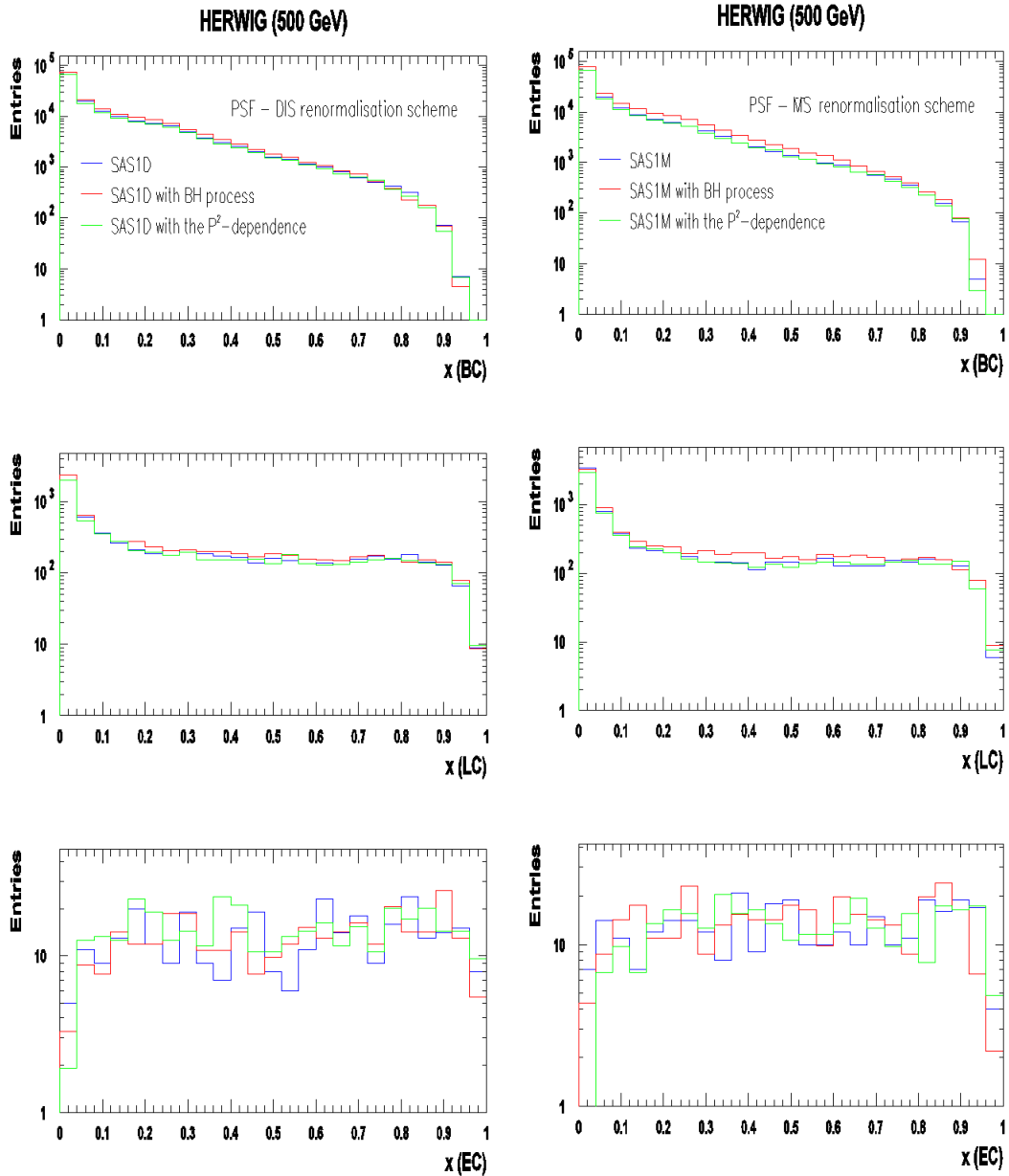


Rysunek 4.13. Efekt wyboru różnych wariantów funkcji struktury fotonu związanych z pakietem SaS: SaS1D, SaS1M, SaS2D, SaS2M. Rozkłady zmiennej x odnoszą się do detektorów BC, LC oraz EC.

Rysunek 4.14 przedstawia podobne do rys. 4.13 rozkłady zmiennej x w przypadku, gdy w symulacjach użyto różnych wersji funkcji SaS1D, dla której obliczenia teoretyczne przeprowadzono w schemacie renormalizacji DIS (po lewej) lub funkcji SaS1M dla schematu renormalizacji \overline{MS} (po prawej). Funkcje zawierały przyczynek od ciężkich kwarków (mechanizm Bethe-Heitlera) oraz niezerowe wartości wirtualności P^2 fotonu

związanego z tarczą. Rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności.

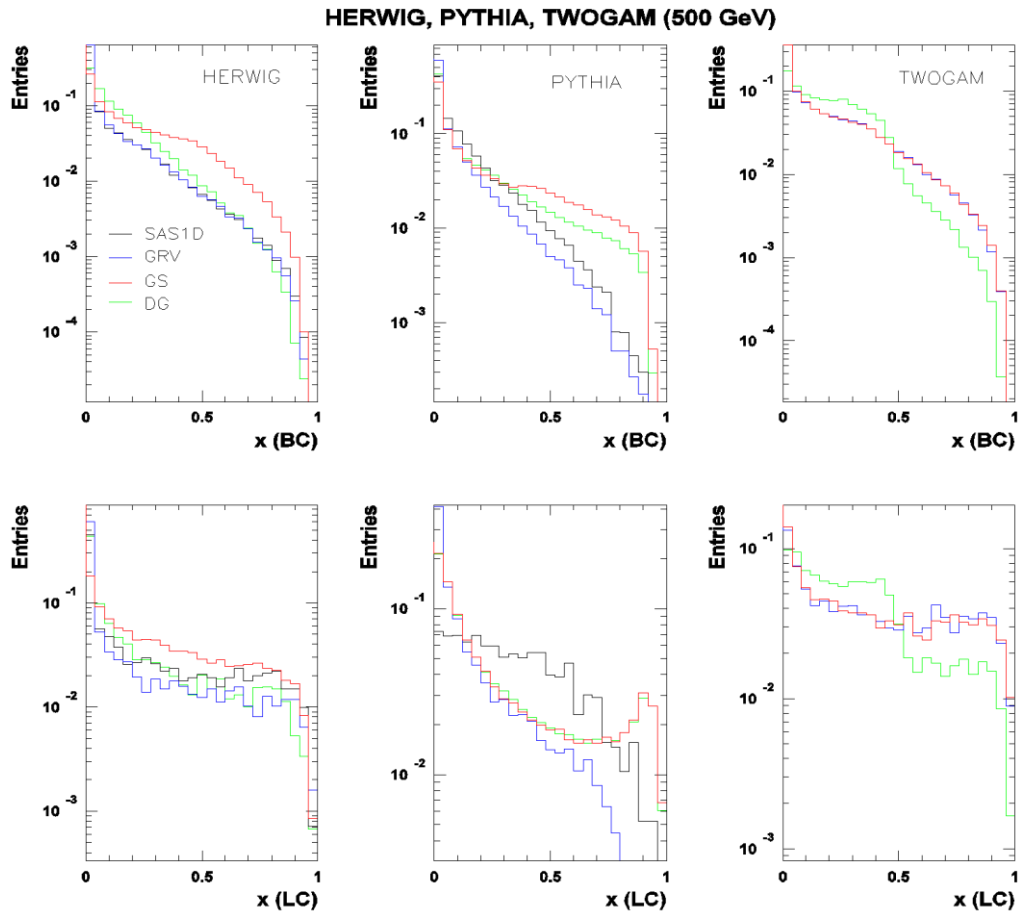
Otrzymane wyniki pokazują małą czułość rozkładów zmiennej x na wybór funkcji struktury fotonu z pakietu SaS. W dalszej analizie, co już zostało wspomniane powyżej, podstawową funkcją używaną w symulacjach była funkcja SaSID.



Rysunek 4.14. Efekt wyboru różnych wariantów funkcji SaSID (po lewej) i SaS1M (po prawej) na rozkłady x . Funkcję SaSID otrzymano dla renormalizacji DIS, SaS1M dla renormalizacji \overline{MS} . Warianty obu rodzajów funkcji zawierają zarówno przyczynki od ciężkich kwarków c i b poprzez proces Bethe-Heitlera, jak i zależność od wirtualności P^2 fotonu związanego z tarczą. Rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności.

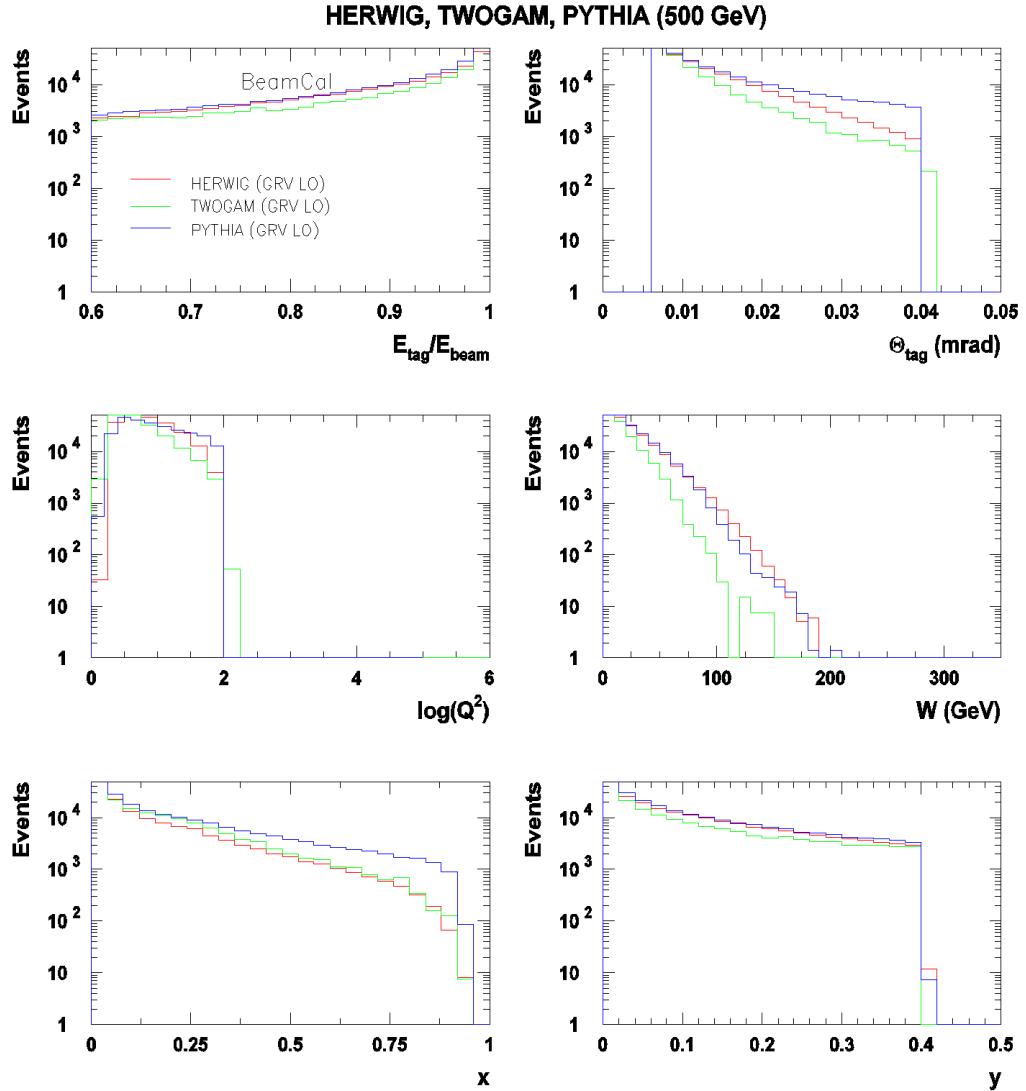
Funkcje GRV (LO, HO), GS, DG

Prześledzimy teraz zachowanie się rozkładów zmiennej x przy wyborze innych niż SaS1D parametryzacji FSF. Rysunek 4.15 przedstawia przykładowe rozkłady zmiennej x uzyskane przy energii $\sqrt{s} = 500$ GeV (ILC) używając w generacji obok funkcji struktury SaS1D również innych funkcji: GRV LO, GS oraz DG (rozdział 2.7). Są to parametryzacje F_2^Y powstałe we wcześniejszym okresie niż parametryzacja SaS1D. Górne wykresy odpowiadają rejestracji rozproszonych elektronów w detektorze BC, dolne rejestracji w detektorze LC. Generację przeprowadzono używając trzech programów: HERWIG 6.5.21, PYTHIA 6.4.28 i TWOGAM 2.04 (dla którego nie było możliwości włączenia funkcji SaS1D). Uzyskane rozkłady wykazują duże różnice pomiędzy sobą i w stosunku do funkcji SaS1D.



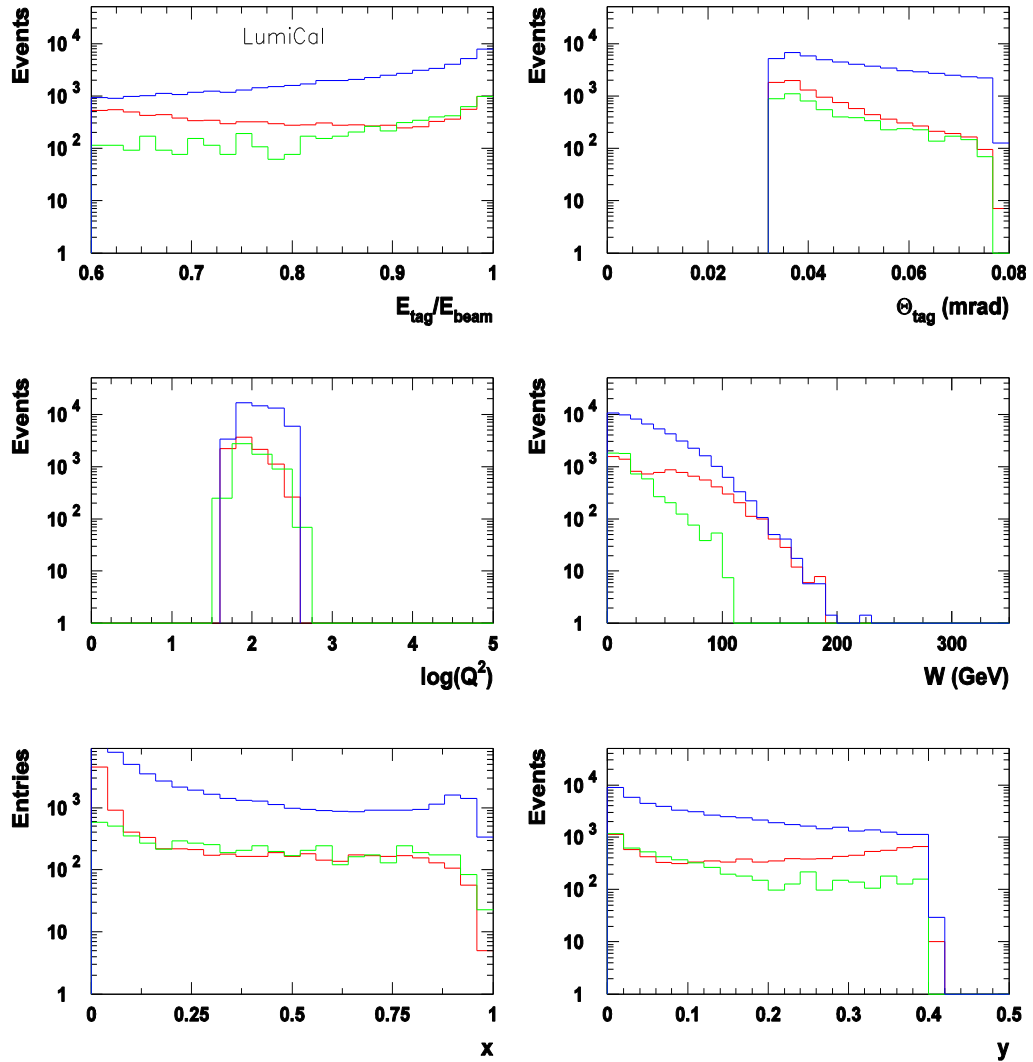
Rysunek 4.15. Porównanie rozkładów x otrzymanych przy wykorzystaniu detektorów BC (górne rozkłady) i LC (dolne rozkłady). Generacje przeprowadzono używając programów HERWIG, PYTHIA dla 4 różnych funkcji struktury fotonu: SaS1D, GRV, GS i DG, oraz programu TWOGAM, dla którego niedostępna była funkcja SaS1D.

Znaczące różnice w rozkładach zmiennych kinematycznych pojawiają się również, gdy ta sama FSF zostaje użyta w generacji. Ilustrują to rysunki 4.16 – 4.18 otrzymane dla przypadków, gdy rozproszony elektron mógł być zarejestrowany w detektorach BC (rys. 4.16), LC (rys. 4.17) lub EC (rys. 4.18). Wspólną funkcją struktury fotonu dla przeprowadzonych symulacji była GRV LO (rozdział 2.7).

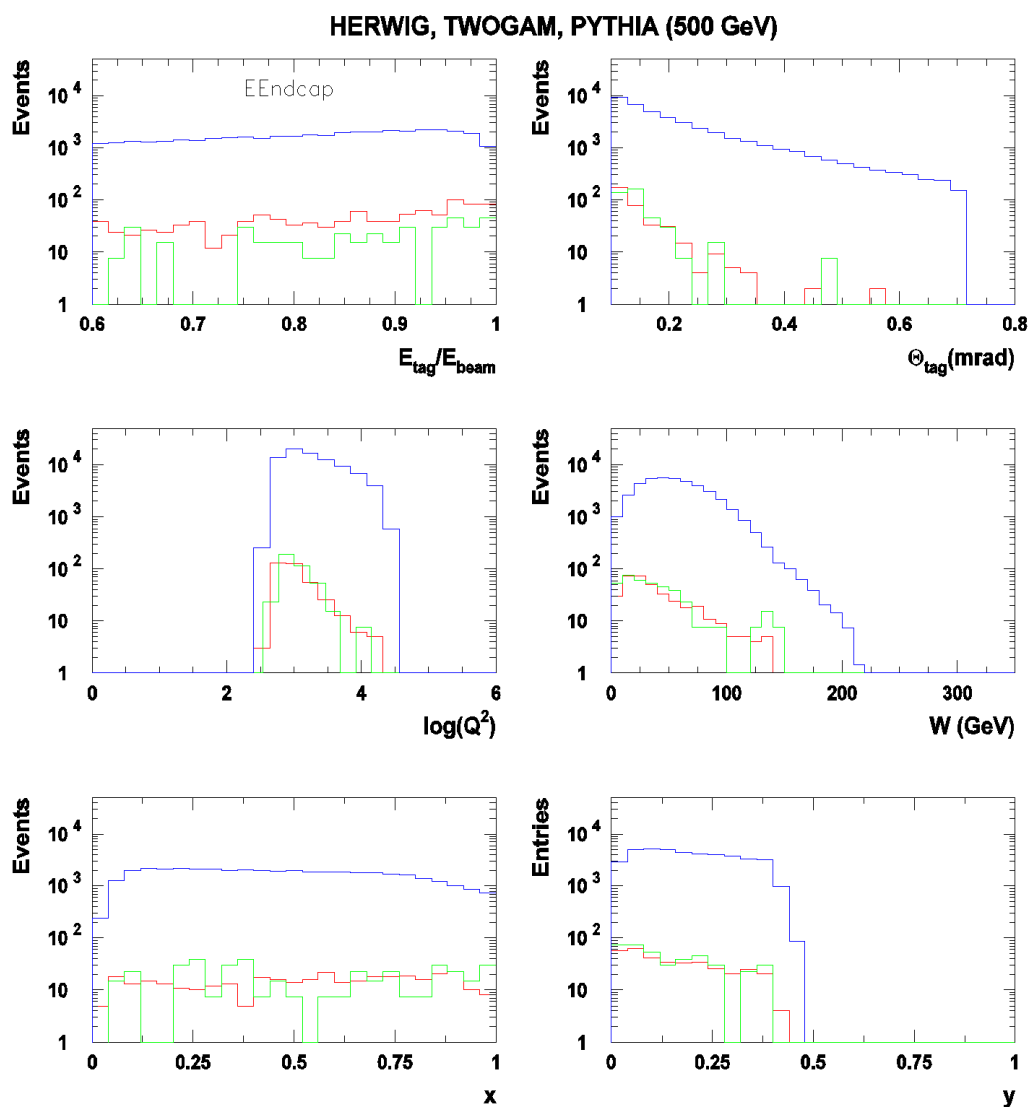


Rysunek 4.16. Porównanie szeregu wielkości kinematycznych charakteryzujących przypadki DIS otrzymane z różnych programów przy użyciu tej samej FSF: GRV LO (rozdział 2.7). $E_{\text{tag}}/E_{\text{beam}}$ jest ułamkiem energii pierwotnego elektronu niesionym przez rozproszony i zarejestrowany w detektorze BeamCal elektron, θ_{tag} – jego kątem biegunowym, $\lg_{10}(Q^2)$ – wirtualnością fotonu związanego z rozproszonym elektronem (skala \log_{10}), W - masą efektywną wyprodukowanych hadronów. Zmienne x i y zostały zdefiniowane w rozdziale 1 (wzory 1.4, 1.5). Symulacje wykonano dla programów HERWIG 6.5.21 (czerwone linie), TWOGAM 2.04 (zielone linie) i PYTHIA 6.4.28 (niebieskie linie). Rozkłady znormalizowano do tej samej scałkowanej świetlności.

HERWIG, TWOGAM, PYTHIA (500 GeV)

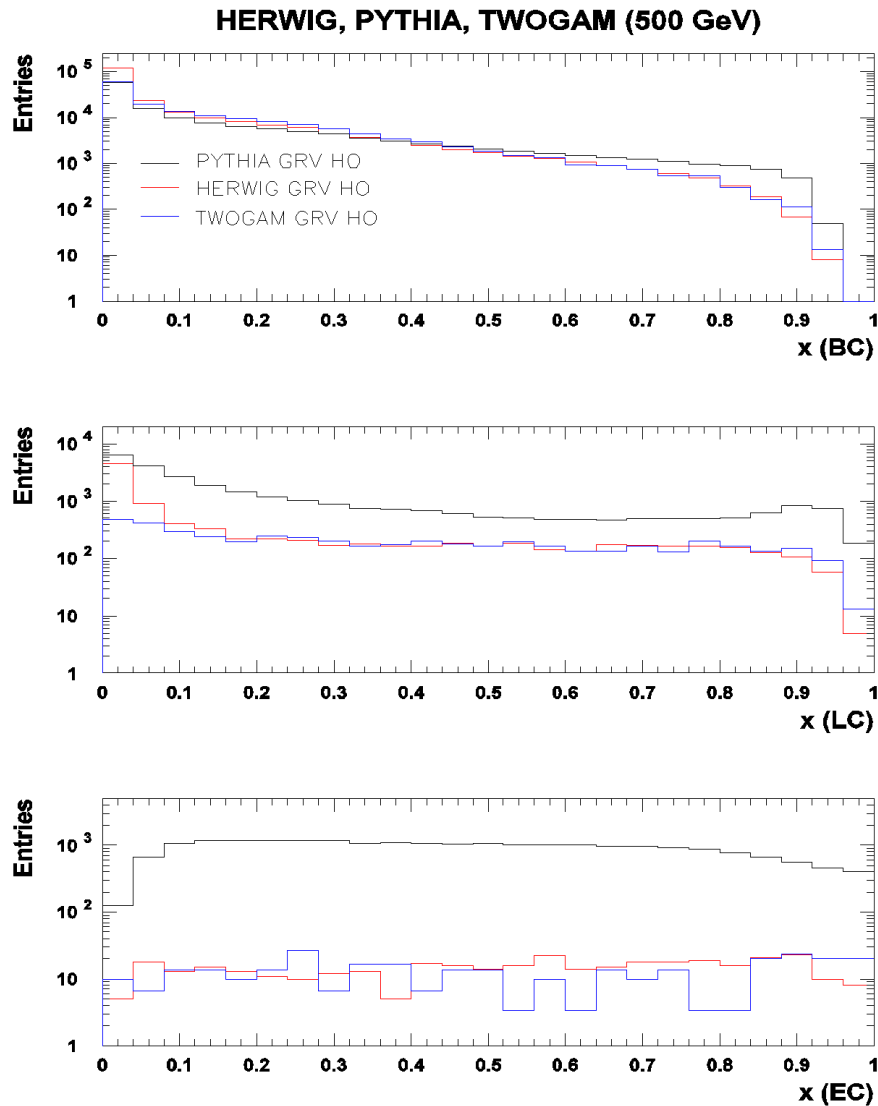


Rysunek 4.17. Porównanie wielkości kinematycznych dla detektora LumiCal. Oznaczenia jak na rys. 4.16. Rozkłady znormalizowano do tej samej scałkowanej świetlności.



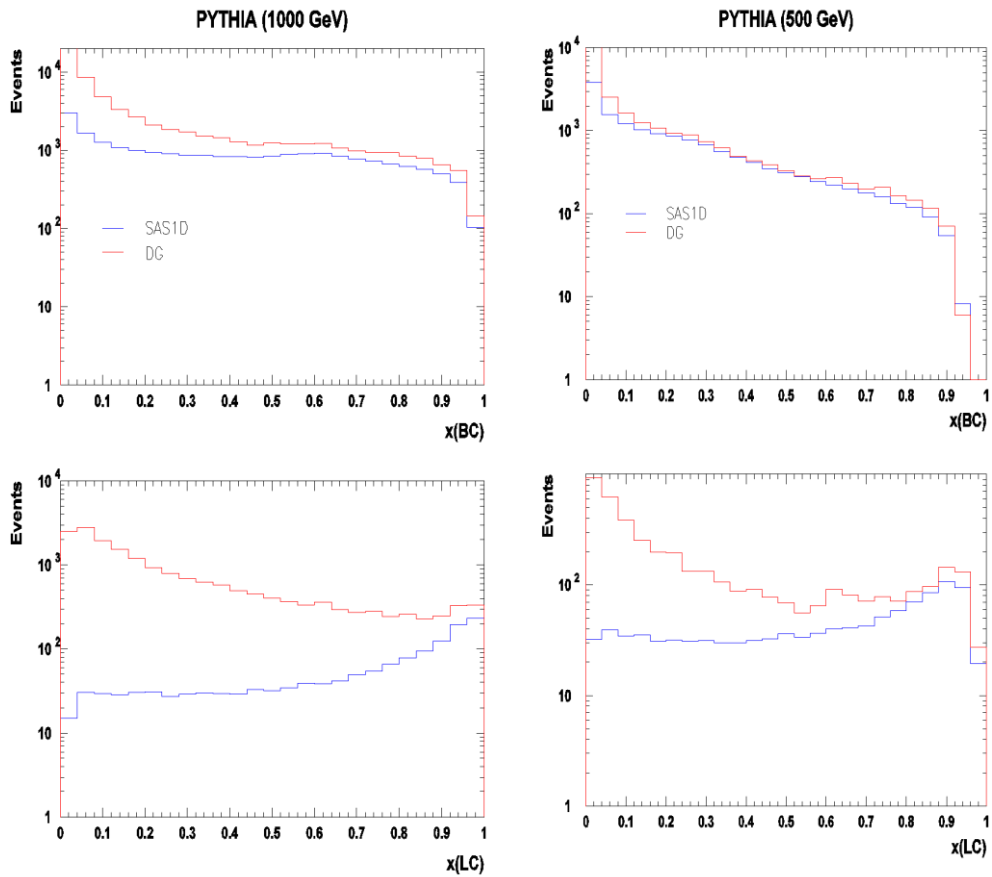
Rysunek 4.18. Rozkłady zmiennych kinematycznych dla detektora ECAL Endcap. Oznaczenia jak na rys. 4.16. Rozkłady znormalizowano do tej samej scałkowanej świetlności.

Podobne zachowanie rozkładów x obserwuje się przy zamianie funkcji GRV LO na GRV HO (rozdział 2.7), która jest parametryzacją FSF otrzymaną w wyższym rzędzie rachunku zaburzeń. Rysunek 4.19 pokazuje przykładowo kształty rozkładów x otrzymane dla detektorów BC, LC i EC przy wyborze funkcji GRV HO. Znacząca różnica w kształcie i w ilości przypadków występuje pomiędzy rozkładami otrzymanymi dla programu PYTHIA w porównaniu do otrzymanych z programów HERWIG i TWOGAM, szczególnie dla przypadków z rozproszonym elektronem zarejestrowanym w EC, gdzie redukcja przypadków jest na poziomie dwóch rzędów wielkości.



Rysunek 4.19. Rozkłady x otrzymane z trzech programów: PYTHIA 6.4.28 (kolor czarny), HERWIG 6.5.21 (kolor czerwony) oraz TWOGAM 2.04 (kolor niebieski), używając w symulacjach tej samej funkcji struktury GRV HO. Rozproszony elektron był zarejestrowany w detektorach BC, LC i EC. Rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej światłości.

Różnice w rozkładach zmiennych kinematycznych pojawiają również w przypadku użycia w tym samym generatorze różnych funkcji struktury fotonu, stanowiących wewnętrzną jego część. Na rysunku 4.20 pokazano rozkłady zmiennej x otrzymane dla programu PYTHIA 6.4.28 dla dwóch funkcji struktury SaS1D oraz DG.

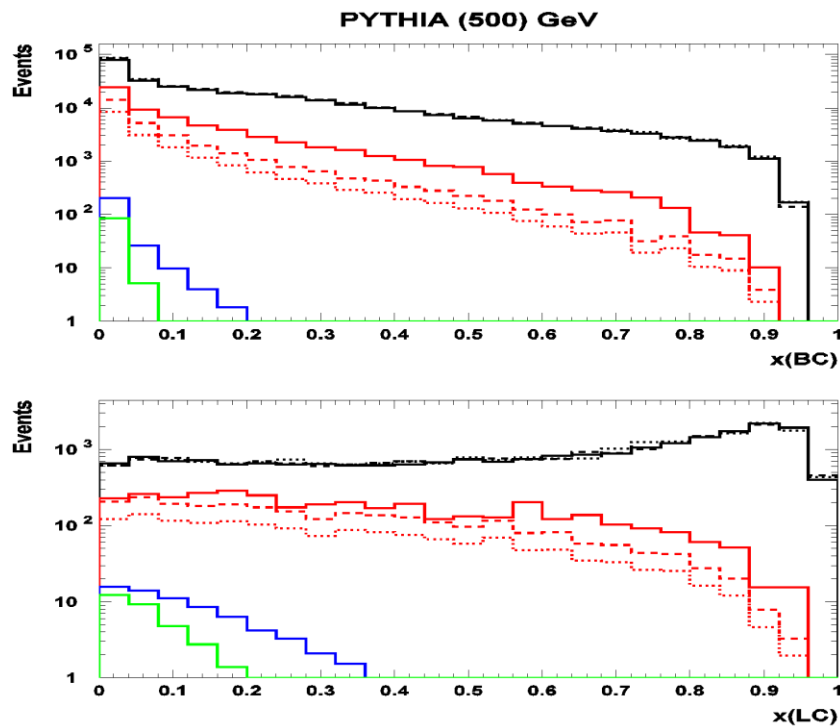


Rysunek 4.20. Rozkłady x dla dwóch FSF: SaS1D i DG będących częścią wewnętrzną generatora PYTHIA6.4.28. Po lewej: dla wartości energii $\sqrt{s} = 500$ GeV (ILC), po prawej: dla $\sqrt{s} = 1000$ GeV (ILC). Górne rozkłady odpowiadają detektorowi BC, dolne LC.

Otrzymane wyniki pokazują jak na przykład może zmienić się kształt rozkładów zmiennej x w zależności od wyboru funkcji struktury fotonu użytej w symulacjach. Różnice pozostają nawet przy wyborze tej samej funkcji F_2^γ , gdy używa się różnych generatorów Monte Carlo, takich jak: PYTHIA 6.4.28 , HERWIG 6.5.21 i TWOGAM 2.04. Różnice te pochodzą zarówno od sposobu opisu oddziaływań dwufotonowych w tych programach jak i używanego przez nie modelu hadronizacji. Dla generatora PYTHIA jest to model strun (LUND), dla generatora HERWIG to fragmentacja neutralnych klastrów [103]. Program TWOGAM do opisu hadronizacji używa również modelu strun istniejącego w programie JETSET 74 [104].

4.6 Pęd poprzeczny zderzających się partonów

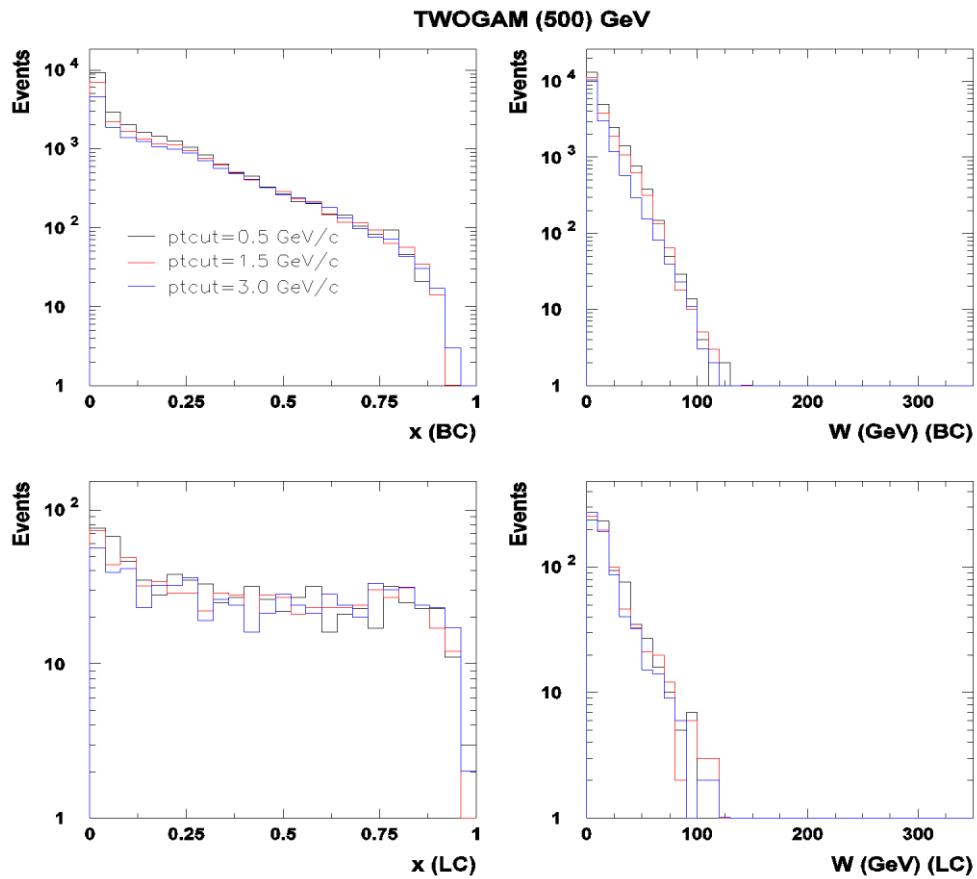
Dla generatorów PYTHIA 6.4 i TWOGAM 2.04 wpływ na rozkłady x ma też wybór minimalnej wartości pędu poprzecznego \hat{p}_t dla twardych zderzeń partonów w układzie środka masy zderzających się fotonów. Rysunek 4.21 ilustruje taką sytuację dla programu PYTHIA 6.4. Rozkłady zmiennej x zostały otrzymane z wykorzystaniem detektorów BC i LC dla kilku wartości \hat{p}_t poprzez wywołanie w programie jednego z jego parametrów sterujących. Wszystkie rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności.



Rysunek 4.21. Kształt rozkładów x przy zmianie jednego z parametrów generatora PYTHIA 6.4 związanego z pędem poprzecznym zderzających się partonów \hat{p}_t w układzie środka masy dwóch fotonów. Czarna ciągła linia odpowiada wartości $\hat{p}_t = 1$ GeV/c, przerywana 0.5 GeV/c, a kropkowana wartości standardowej programu. Dla linii czerwonych wartość $\hat{p}_t = 2$ GeV/c (linia ciągła), $\hat{p}_t = 5$ GeV/c (linia przerywana) i $\hat{p}_t = 10$ GeV/c (linia kropkowana). Linie niebieska i zielona odpowiadają dużym wartościom \hat{p}_t : niebieska 15 GeV/c a zielona 20 GeV/c. Górny rysunek jest dla BC, a dolny dla detektora LC.

O ile nie zostało to zaznaczone bezpośrednio w tekście, w podstawowej generacji programem PYTHIA 6.4 używana była wartość $\hat{p}_t = 0.5$ GeV/c (linie czarne na rys. 4.21 dla różnych \hat{p}_t praktycznie się pokrywają). W programie TWOGAM 2.04 przekrój czynny na produkcję hadronów w przypadkach oddziaływań dwufotonowych może pochodzić z trzech (otrzymanych na poziomie wiodącego rzędu) części (rozdział 4.2.3): QPM (opisuje punktowe sprzężenie fotonów do kwarków), QCD (opisuje

wzajemne oddziaływania partonów w fotonach), VDM (opisuje miękkie hadronowe oddziaływania prawie rzeczywistych fotonów w zgodności z modelem wektorowej dominacji). Wybór \hat{p}_t specyfikuje górną granicę dla VMD, podczas gdy dla części QCD i QPM będzie to dolna granica pędu poprzecznego zderzających się partonów w układzie środka masy dwóch fotonów. Przekrój czynny dla części QCD jest rozbieżny dla $\hat{p}_t = 0$ GeV/c i przy użyciu generatora TWOGAM 2.04 pęd poprzeczny powinien mieć wartość większą niż 0 GeV/c. Rysunek 4.22 ilustruje zależność rozkładów wielkości kinematycznych x i W (dla BC i LC) od wyboru wartości $\hat{p}_t = p_{tcut}$ równej odpowiednio: 0.5 GeV/c, 1.5 GeV/c i 3 GeV/c. Dla rozkładów x wpływ wyboru p_{tcut} na ich kształt wydaje się być niewielki.



Rysunek 4.22. Efekt wyboru w generatorze TWOGAM wartości pędu poprzecznego p_{tcut} zderzających się partonów w układzie środka masy dwóch fotonów na kształt rozkładów x i W . Górne rozkłady są dla BC, dolne dla LC.

Wartość 1.5 GeV/c została wybrana jako podstawowa dla generacji z użyciem programu TWOGAM 2.04 (spełnienie wymagań związanych z użyciem FSF w procesach związanych z QCD). Dla generatora HERWIG 6.5 dostępne są parametry sterujące, które określają minimalny i maksymalny zakres pędu poprzecznego dla

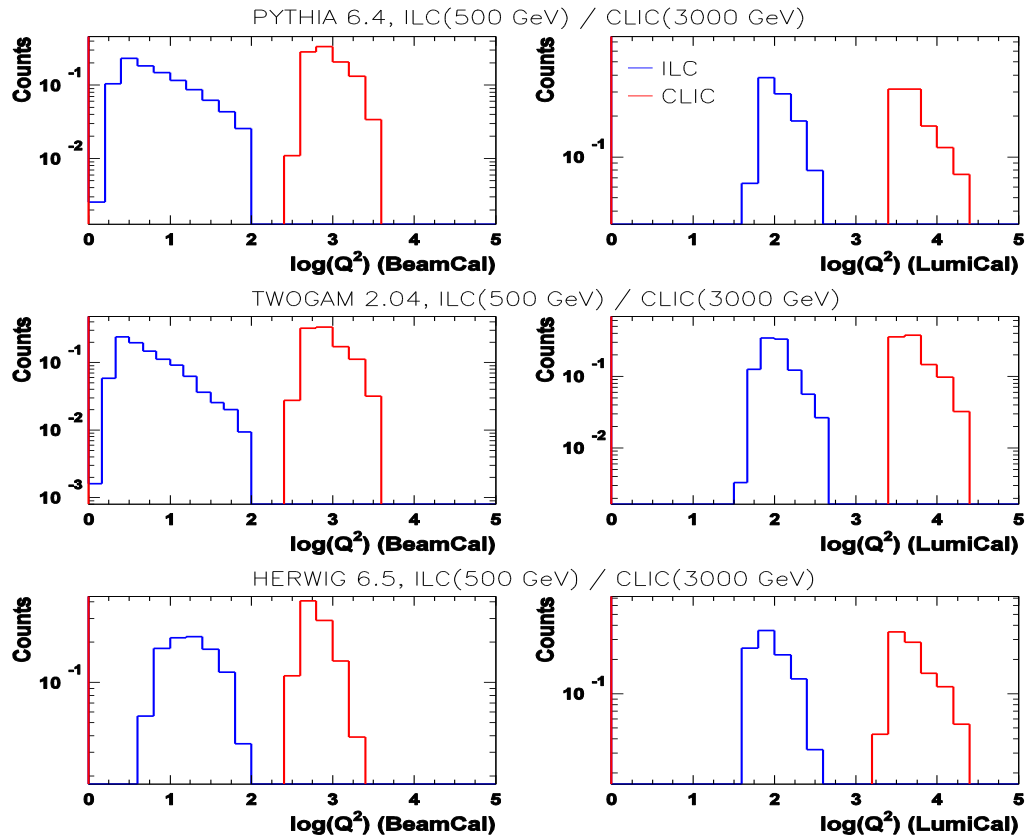
dżetów hadronowych. Nie zaobserwowano zmian w rozkładach zmiennej x przy użyciu szeregu wartości tych wielkości (do zakresu kilkunastu GeV/c) przy generacji przypadków DIS.

4.7 Dalsze badania charakteru przypadków DIS

Wyznaczenie wielkości x (wzór 1.4) wymaga znajomości wirtualności fotonu Q^2 , pochodzącego od rozproszonego elektronu, który może być zarejestrowany, na przykład w jednym z detektorów: BeamCal, LumiCal lub ECAL Endcap, oraz masy efektywnej W układu hadronów produkowanych w procesach DIS.

Zmienna Q^2

Rysunek 4.23 pokazuje przykładowe rozkłady Q^2 w skali logarytmicznej otrzymane dla trzech generatorów: PYTHIA 6.4.28, TWOGAM 2.04 i HERWIG 6.5.21 przy wybranych energiach $e^+e^- \sqrt{s} = 500$ GeV (ILC) oraz $\sqrt{s} = 3000$ GeV (CLIC). Pokazują one wyraźne przesunięcie w kierunku wyższych wartości Q^2 przy wzroście energii wiązki. Jednocześnie widoczne są różnice w wynikach otrzymanych z różnych generatorów, co stanowi dodatkową motywację dla przyszłych eksperymentów badających własności fotonu, ponieważ wyłącznie dane doświadczalne pozwolą na zweryfikowanie poprawności modeli zaimplementowanych w poszczególnych generatorach. W przypadku detektora LumiCal rozkłady mają podobne kształty, dla detektora BeamCal rozkłady otrzymane dla programu HERWIG okazały się węższe.

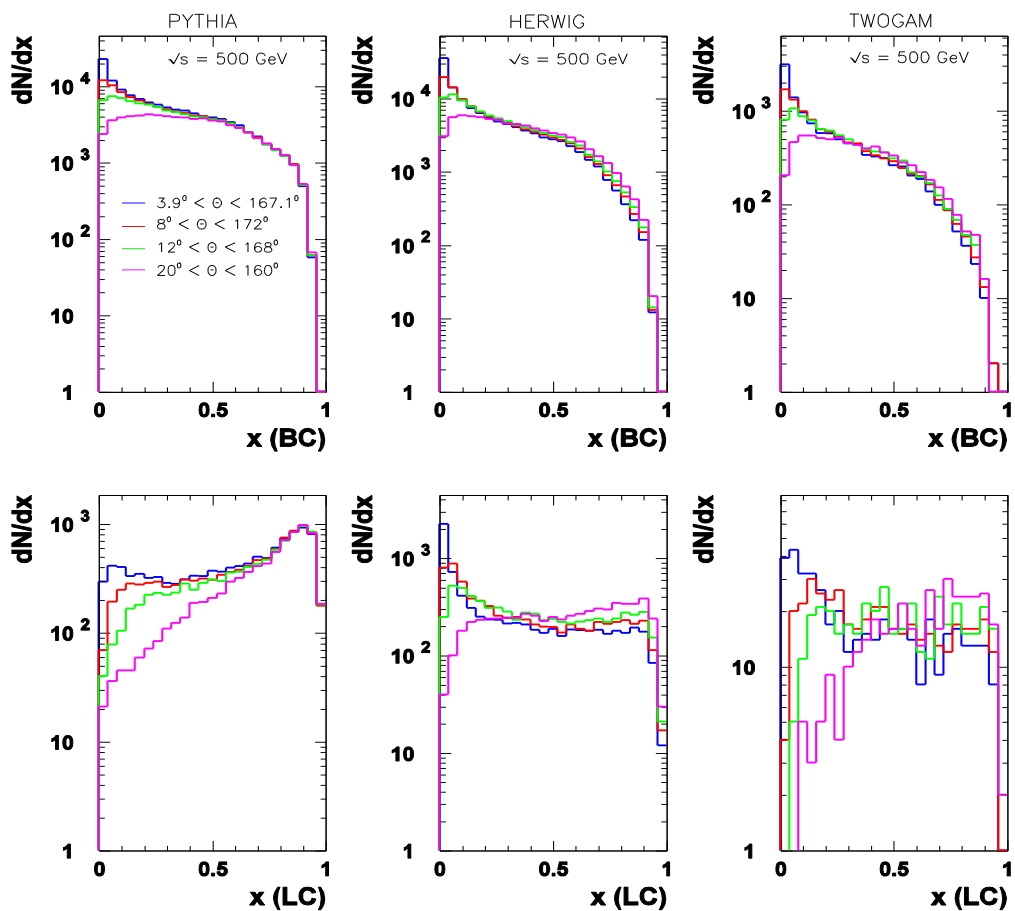


Rysunek 4.23. Oczekiwane zakresy wirtualności fotonu Q^2 (skala logarytmiczna) związanego z rozproszonym elektronem rejestrowanym w detektorze BeamCal (po lewej) lub LumiCal (po prawej) dla wybranych energii zderzaczy ILC ($\sqrt{s} = 500$ GeV) i CLIC ($\sqrt{s} = 3000$ GeV).

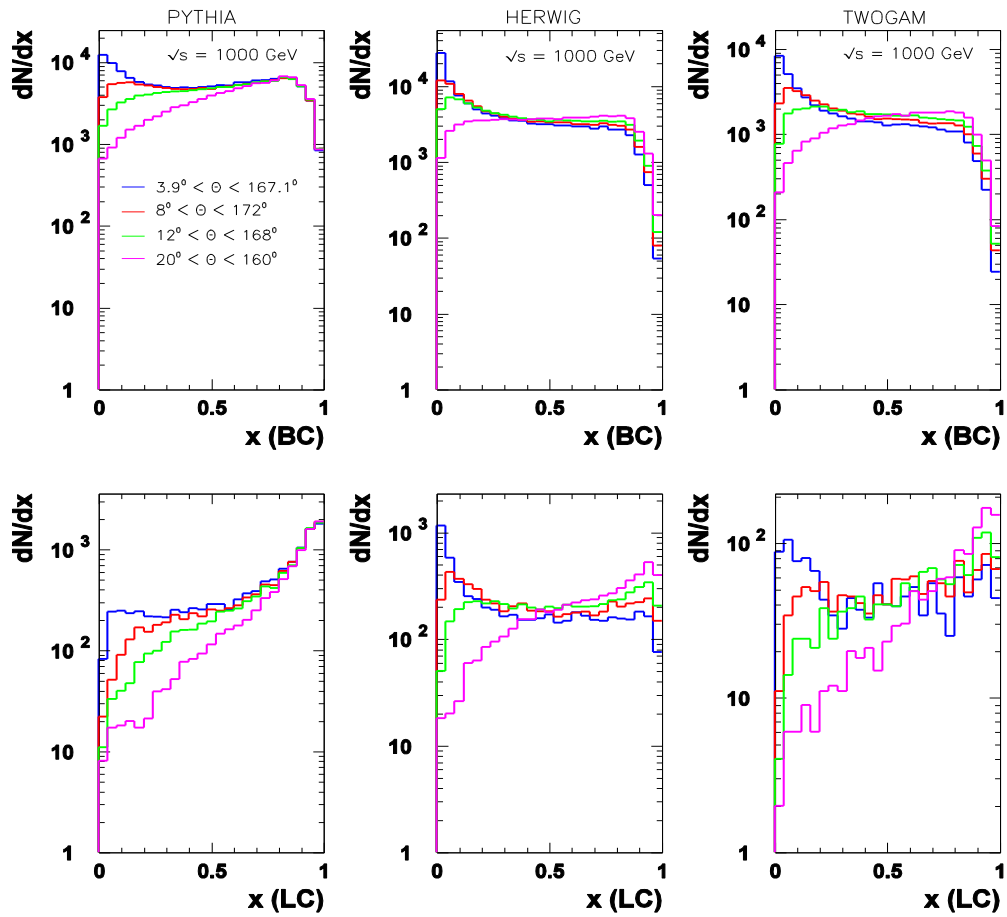
Zmienna W^2

Wybór akceptancji kątowej (w kącie biegunowym) wykorzystywanej przy selekcji hadronów ma wpływ na wartość zmiennej kinematycznej W^2 i tym samym na kształt rozkładów zmiennej x . Ilustruje to rys. 4.24, na którym pokazano kształty rozkładów x dla trzech generatorów PYTHIA, HERWIG i TWOGAM, otrzymanych przy tej samej wartości Q^2 i różnych W^2 , wyliczanych dla hadronów spełniających odpowiednie wartości akceptancji kątowej.

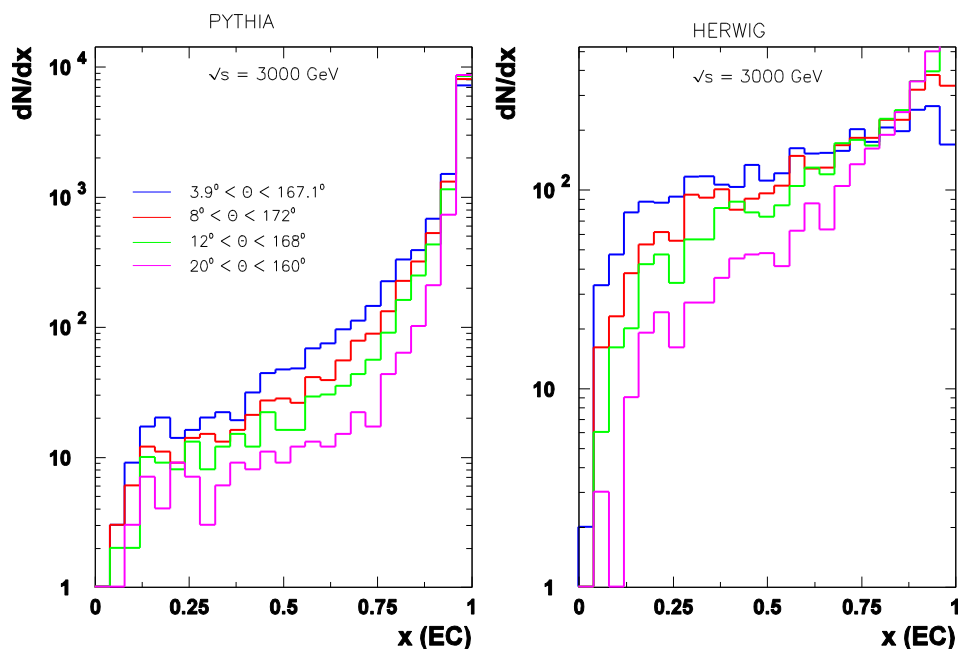
Rysunek 4.25 przedstawia podobne do rys. 4.24 rozkłady przy wyższej energii $\sqrt{s} = 1000$ GeV (ILC). Analogiczne rozkłady otrzymane dla zderzacza CLIC i detektora EC dla dwóch programów PYTHIA 6.4.28 i HERWIG 6.5.21 przedstawione są na rys. 4.26. W przypadku zderzacza CLIC kalorymetr hadronowy LHCAL nie jest jednak brany pod uwagę jako element głównego detektora.



Rysunek 4.24. Wpływ zmiany akceptancji kątowej dla hadronów produkowanych w przypadkach DIS na rozkłady zmiennej x . Linie czerwona, zielona i purpurowa odpowiadają dopuszczalnym zakresom kąta biegunowego hadronów użytych następnie do wyliczenia wielkości W^2 (wzór 1.4). Górne rozkłady są dla BC, dolne dla LC. Linie koloru niebieskiego uwzględniają ewentualną możliwość rejestracji hadronów w detektorze LHCAL (rozdz. 3). Przypadki DIS symulowane były programami: PYTHIA, HERWIG i TWOGAM.



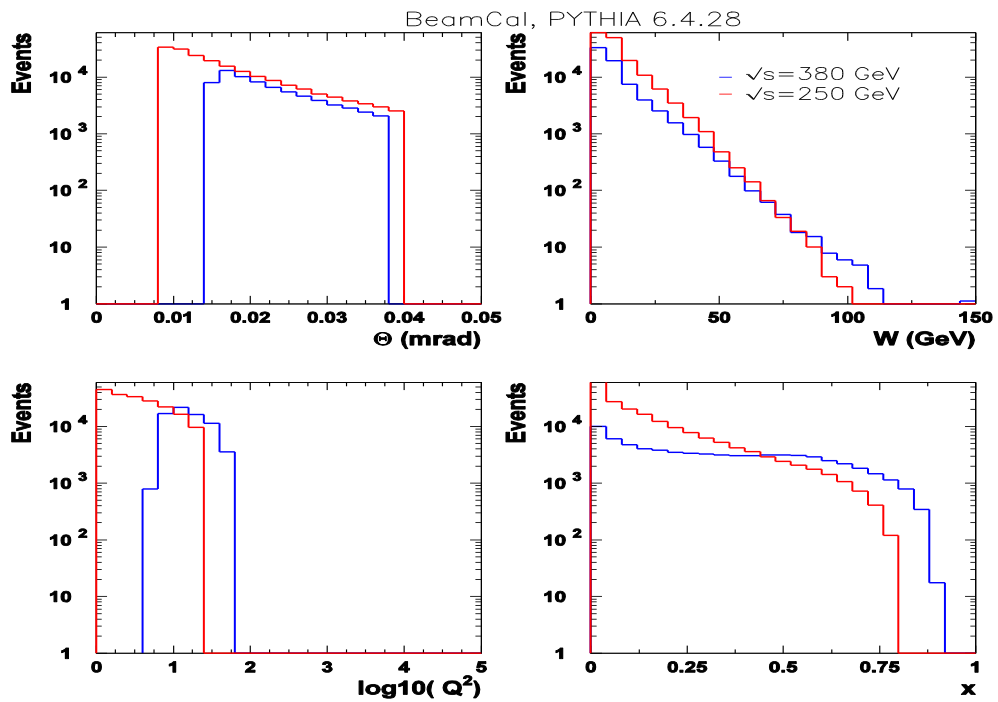
Rysunek 4.25. Rozkłady x otrzymane przy różnych wartościach akceptancji kątowej hadronów produkowanych w przypadkach DIS. Energia zderzeń e^+e^- w układzie środka masy wynosiła 1000 GeV (ILC). Oznaczenia linii jak na rys.4.24.



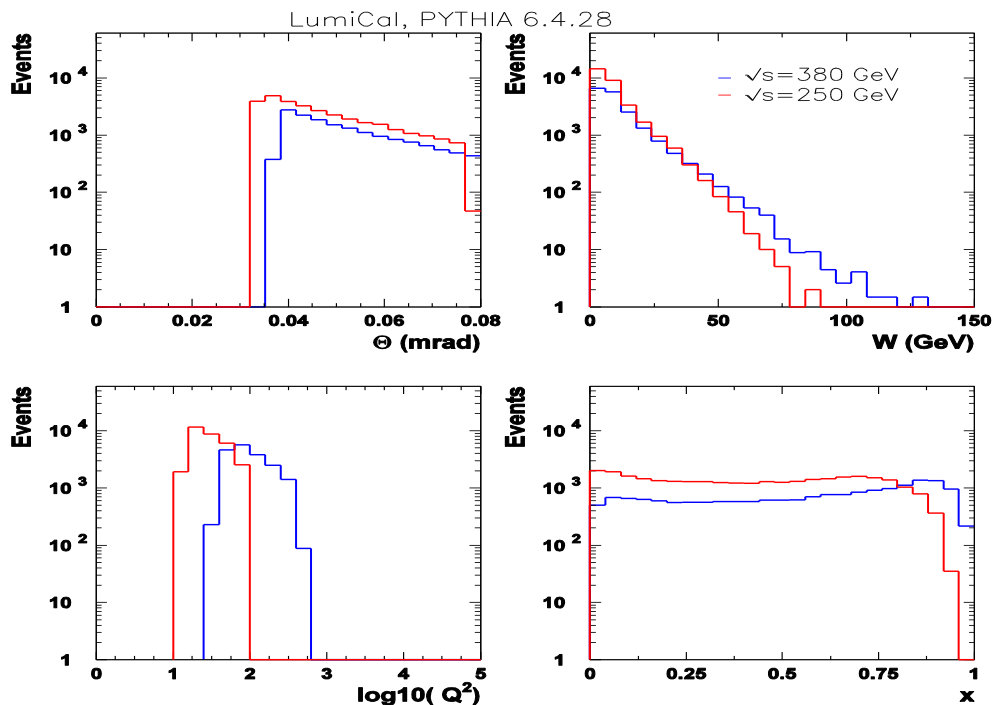
Rysunek 4.26. Wpływ wyboru akceptancji kątowej hadronów produkowanych w przypadkach DIS na rozkłady zmiennej x związane z detektorem EC. Oznaczenie linii jak na rys. 4.25. Przypadki DIS generowano programami PYTHIA i HERWIG przy energii $\sqrt{s} = 3000$ GeV (CLIC). Przypadki dla TWOGAM z uwagi na małą statystykę nie zostały pokazane.

4.8 Pierwszy etap działania ILC/CLIC

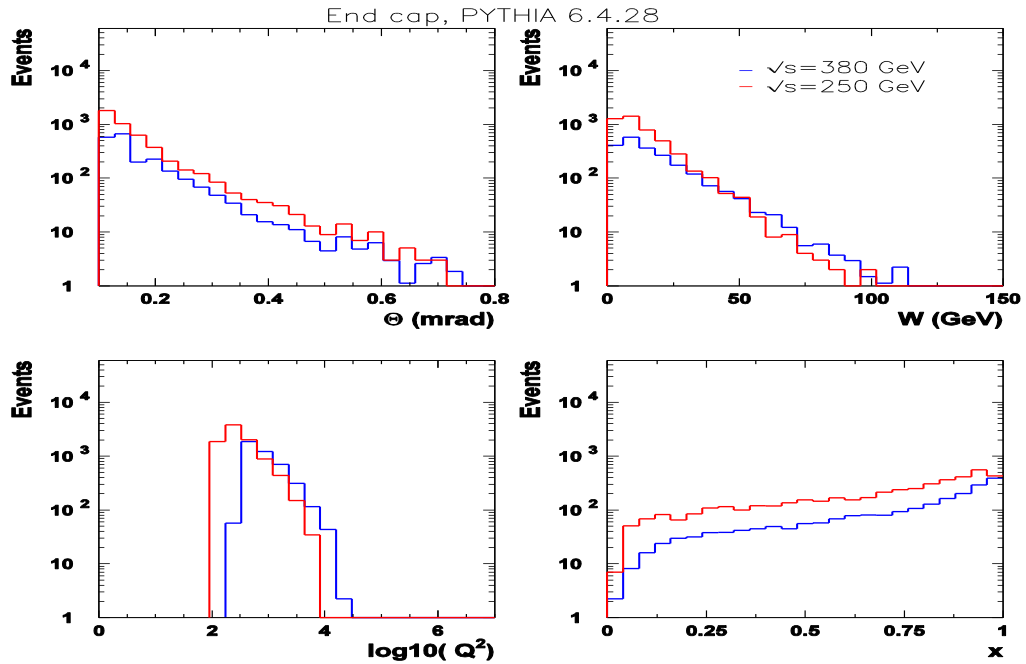
W pierwszym etapie pracy liniowego zderzacza ILC/CLIC projektowana energia w układzie środka masy ma wynosić $\sqrt{s} = 250$ GeV dla ILC lub $\sqrt{s} = 380$ GeV dla CLIC. Otrzymane w tym okresie wyniki badań będą miały wpływ na decyzję o realizacji kolejnych etapów rozwoju projektu zapewniających przejście do wyższych energii zderzeń elektronów i pozytonów: $\sqrt{s} = 500$ GeV i 1000 GeV dla ILC lub $\sqrt{s} = 1500$ GeV i 3000 GeV dla CLIC. Należy też się spodziewać, że istotną sprawą będzie tu ocena kosztów i możliwości współfinansowania takich przedsięwzięć przez kraje uczestniczące w projekcie. Rysunki 4.27 – 4.29 pokazują charakter rozkładów wybranych zmiennych kinematycznych oczekiwanych dla pierwszego etapu realizacji projektu ILC lub CLIC.



Rysunek 4.27. Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych dla etapu początkowego zderzacza ILC ($\sqrt{s} = 250$ GeV) i CLIC ($\sqrt{s} = 380$ GeV). Rozproszony elektron był w obszarze akceptancji kątowej detektora BeamCal. Dla porównania rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności. Czerwone linie są dla ILC, niebieskie dla CLIC.



Rysunek 4.28. Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych dla etapu początkowego zderzacza ILC ($\sqrt{s} = 250$ GeV) i CLIC ($\sqrt{s} = 380$ GeV) w przypadku detektora LumiCal. Dla porównania rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności. Oznaczenia linii jak na rys. 4.27.



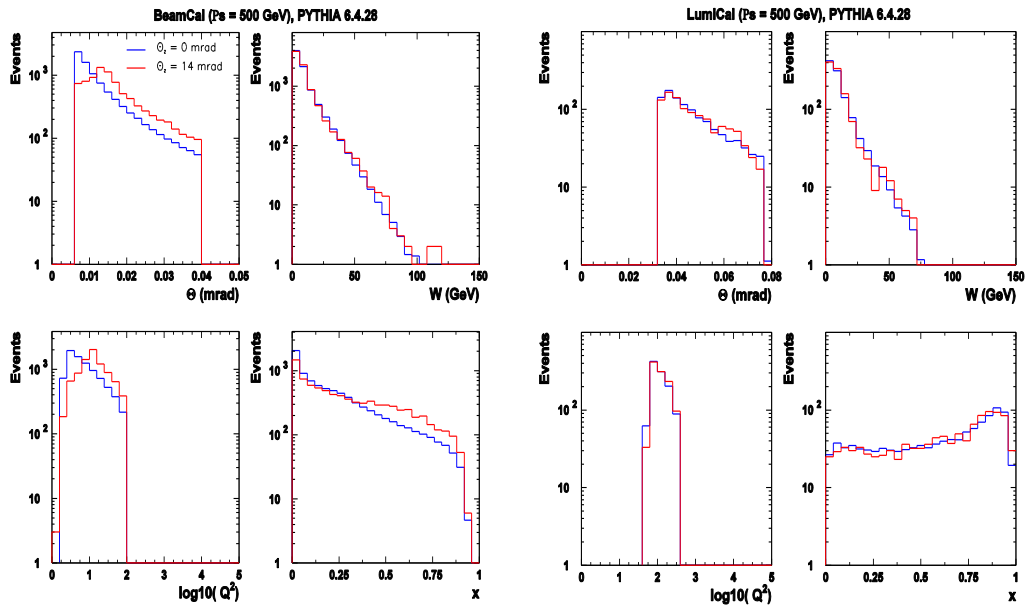
Rysunek 4.29. Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych dla etapu początkowego zderzacza ILC ($\sqrt{s} = 250$ GeV) i CLIC ($\sqrt{s} = 380$ GeV) w przypadku detektora ECAL Endcap. Dla porównania rozkłady zostały znormalizowane do tej samej scałkowanej świetlności. Oznaczenia jak na rys.4.27.

W przypadku detektora Endcap warunki badawcze HFSF przy obu energiach wydają się być równoważne. Dla energii $\sqrt{s} = 250$ GeV i detektora BeamCal, gdzie różnice rozkładów x i Q^2 są znaczące, można oczekiwać pomiarów HFSF przy małych wartościach x i Q^2 . Większy zakres w Q^2 dostarczą pomiary w detektorze LumiCal.

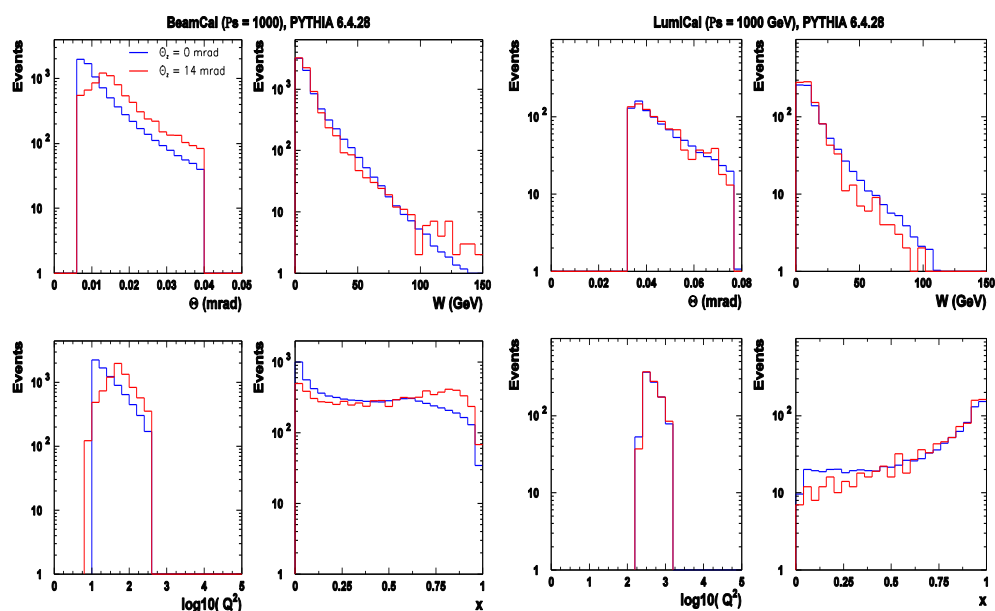
4.9 Kąt zderzeń elektronów i pozytonów

Wszystkie powyższe rozkłady prezentowane w tym rozdziale były symulowane dla zerowego kąta zderzających się elektronów i pozytonów. W projektach ILC i CLIC ten kąt jest równy odpowiednio 14 mrad i 20 mrad. W procesie analizy danych przy użyciu pakietu ILCSofT następuje transformacja czteropędów cząstek otrzymanych na poziomie generatora do układu uwzględniającego odpowiednie kąty zderzeń dla wiązek. Taka transformacja zachodzi podczas stosowania aplikacji Mokka symulującej przejście cząstek przez detektory. Dane wyjściowe programu Mokka są następnie wykorzystywane w aplikacji służącej do rekonstrukcji Marlin. Dla zbadania na ile taka transformacja może zmienić np. kształty rozkładów omawianych powyżej, porównano

wybrane zmienne kinematyczne dla przypadków DIS, generowanych dla zerowego kąta zderzających się elektronów i pozytonów, z przypadkami po transformacji uwzględniającej niezerowy kąt zderzenia. Dla przykładu (ze względu na większą statystykę) wybrano przypadek ILC. Rysunek 4.30 pokazuje tę sytuację dla detektora BC (po lewej) i LC (po prawej) przy energii $\sqrt{s} = 500$ GeV. Porównanie rozkładów dla wyższej energii ILC równej $\sqrt{s} = 1000$ GeV przedstawia rys. 4.31.



Rysunek 4.30. Porównanie rozkładów zmiennych kinematycznych otrzymanych z generacji przy zerowym kącie przecięcia się wiązek e^+e^- oraz po transformacji uwzględniającej jego wartość (14 mrad w przypadku ILC). Rozkłady dotyczą detektora BeamCal (po lewej) i LumiCal (po prawej) przy energii zderzeń dla ILC $\sqrt{s} = 500$ GeV. Rozkłady zostały znormalizowane do tej samej liczby przypadków. Niebieska linia jest dla zerowego kąta przecięcia wiązek, czerwona dla kąta równego 14 mrad.



Rysunek 4.31. Porównanie rozkładów wielkości kinematycznych odpowiadających zerowemu lub równemu 14 mrad kątowi przecięcia się wiązek dla ILC. Wybrana energia ILC była równa $\sqrt{s} = 1000$ GeV. Rozkłady znormalizowano do tej samej liczby przypadków.

Charakter rozkładów zmiennych kinematycznych dla przypadków po transformacji uwzględniającej niezerowy kąt zderzenia wiązek elektronów i pozytonów (tutaj przykładowo 14 mrad) wykazuje podobieństwo do rozkładów otrzymanych dla zerowego kąta zderzających się wiązek dla ILC, chociaż obserwuje się różnice w kształcie rozkładów – większe dla mniejszych kątów rozproszonego elektronu trafiającego do detektora BeamCal. Różnice te nie są jednak duże, co pozwala zachować wnioski wynikające z generacji przypadków DIS przy zerowym kącie zderzeń e^+e^- . Większym zauważonym efektem związanym ze wspomnianą transformacją kątową jest redukcja statystyki przypadków DIS uzyskanych po zastosowaniu wymaganej selekcji, ponieważ jednym z jej elementów jest żądanie cięcia przy bardzo małym kącie (poniżej 6 mrad) dla elektronów w hemisferze przeciwnej do rozproszonych elektronów, które rejestruje się w detektorach BC, LC lub EC.

Rozdział 5

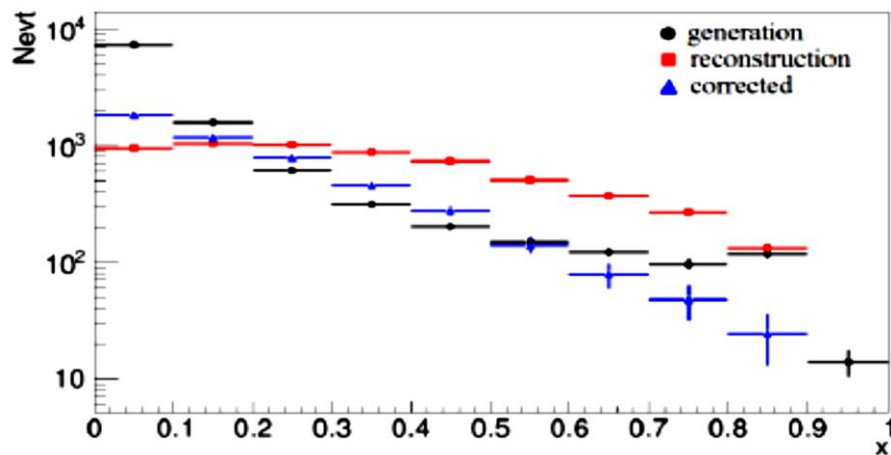
Badania hadronowej funkcji struktury fotonów

W tym rozdziale przedstawiono wyniki dotyczące hadronowej funkcji struktury fotonu $F_2^\gamma(x)$. Dla ich wyznaczenia posłużono się przypadkami głęboko nieelastycznych zderzeń elektronów z prawie rzeczywistymi fotonami (DIS). Przypadki DIS generowane były dla wszystkich energii zderzeń e^+e^- planowanych dla przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC. Po przejściu kolejnych etapów analizy, zrekonstruowane przypadki DIS zostały użyte do obliczeń HFSF. Rozproszone elektrony w przypadkach DIS będące źródłem wirtualnych fotonów musiały podlegać detekcji albo w elektromagnetycznych kalorymetrach BeamCal i LumiCal, przewidzianych do pracy w zakresie małych kątów biegunowych (5 – 110 mrad), lub elektromagnetycznym kalorymetrze ECAL Endcap, pozwalającym na rejestrację elektronów rozproszonych pod większymi kątami biegunowymi (110 – 730 mrad).

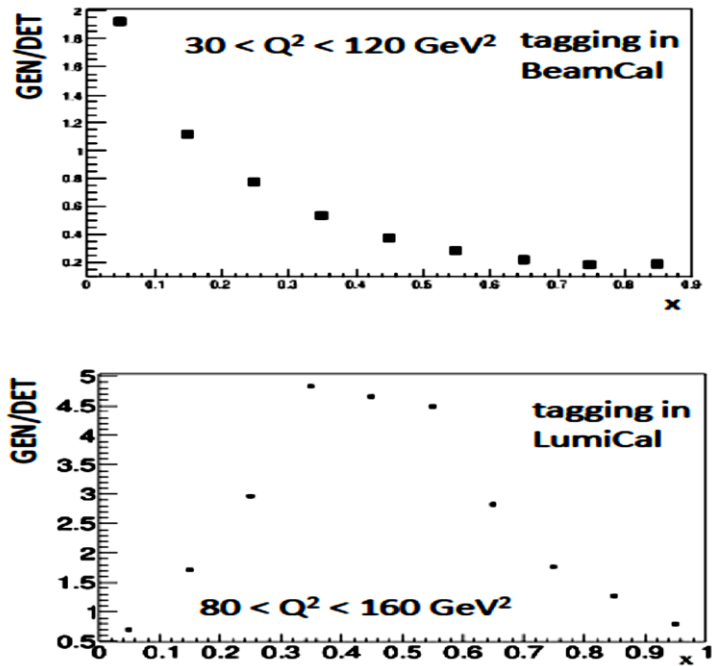
W przypadku idealnych detektorów rozkłady zmiennej x Bjorkena (wzór 1.4) lub W^2 (wzór 1.6) dla zrekonstruowanych przypadków DIS wystarczają do wyznaczenia funkcji $F_2^\gamma(x)$. W praktyce realne detektory mogą w znaczący sposób zniekształcać prawdziwe rozkłady mierzonych wielkości. Dodatkowymi czynnikami prowadzącymi do różnic w rozkładach x (wartość zmierzona) i x_t (wartość prawdziwa) mogą być niechciane przypadki (tło) udające prawdziwe przypadki DIS, ograniczona możliwość rejestracji hadronów lecących pod małymi kątami biegunowymi (brak odpowiednich kalorymetrów hadronowych dla rejestracji takich cząstek), oraz ograniczona zdolność rozdzielcza (kątowna i energetyczna) detektorów przy identyfikacji poszczególnych cząstek.

Dla otrzymania prawdziwych wartości (t) stosowany jest proces „naprawy” (unfolding) zmierzonej (po rekonstrukcji) zmiennej kinematycznej $x \neq x_t$ lub $W \neq W_t$. Procedura odtworzenia z pewną dokładnością prawdziwych wartości x_t dla zmierzonych wartości x używa symulacji Monte Carlo na poziomie generatora i detektora. W realnym eksperymencie poszukuje się takich symulacji Monte Carlo, które zapewniają dobrą zgodność danych z wynikami Monte Carlo na poziomie detektora. Prezentowana praca opiera się wyłącznie na symulowanych przypadkach.

W rozdziale 4.4 pokazano znaczące różnice pomiędzy rozkładami x w przypadkach DIS generowanych programami PYTHIA 6.4.28 , HERWIG 6.5.21 i TWOGAM 2.04, które są obserwowane we wszystkich badanych próbkach (przy różnych energiach i przy użyciu różnych detektorów dla rejestracji rozproszonych elektronów). W tej sytuacji traktowanie przypadków symulowanych z wykorzystaniem jednego z tych programów jako „danych” i poprawianie otrzymanych dla nich rozkładów x poprzez przypadki Monte Carlo otrzymane przy użyciu innego generatora prowadziło do znacznych zmian docelowych rozkładów. Przykładem są tu rozkłady pokazane na rys. 5.1, które otrzymano dla energii $\sqrt{s} = 500$ GeV (BeamCal). Zrekonstruowane rozkłady x (przypadki DIS generowano programem PYTHIA 6.4) poprawiono metodą „bin-by-bin”, przemnażając każdy bin histogramu zmiennej x (po rekonstrukcji) przez stosunek $MC^{\text{gen}}/MC^{\text{det}}$ dla przypadków DIS otrzymanych w programie HERWIG 6.5 (czynniki korekcyjne). Rysunek 5.2 pokazuje jako przykład wartości wspomnianych czynników korekcyjnych dla wybranych przedziałów Q^2 otrzymanych dla detektora BeamCal i LumiCal. Podobny charakter czynników korekcyjnych był widoczny dla innych próbek symulowanych danych.



Rysunek 5.1. Przykładowe rozkłady zmiennej x . Czarne punkty odpowiadają wartościom otrzymanym dla przypadków DIS wygenerowanych programem PYTHIA 6.4, czerwone punkty oznaczają wartości zrekonstruowane, a niebieskie odpowiadają wartościom poprawionym przez czynniki korekcyjne wyznaczone dla poszczególnych przedziałów Q^2 otrzymane przy użyciu generatora HERWIG 6.5.



Rys. 5.2. Przykładowe wartości czynników korekcyjnych $GEN/DET = MC^{gen}/MC^{det}$ dla dwóch próbek symulowanych danych.

Przedstawione w kolejnych podrozdziałach wyniki uzyskane dla F_2^γ opierają się na niepoprawionych rozkładach x i tam, gdzie to było możliwe, będą zawierały wartości F_2^γ otrzymane dla przypadków DIS pochodzących z różnych generatorów Monte Carlo.

5.1 Możliwości pomiarowe dla ILC/CLIC

Możliwości badań funkcji struktury fotonu F_2^γ w przyszłych eksperymentach przygotowywanych dla przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC ilustrują oszacowania liczby przypadków DIS. Tabela 5.1 podaje oczekiwaną liczbę przypadków DIS dla wartości energii zderzeń elektronów i pozytonów planowanych dla ILC/CLIC. Wartości świetlności tych urządzeń \mathcal{L} pochodzą z tabel 3.1 i 3.2 Przekrój czynny przypadków DIS $\sigma_{\gamma\gamma}$ uzyskano z programu PYTHIA 6.4. Końcowe trzy kolumny: N_p (BC), N_p (LC) i N_p (EC) są oceną liczby przypadków DIS, gdy rozproszony elektron został zarejestrowany odpowiednio w detektorze BeamCal, LumiCal lub ECAL Endcap.

\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$\sigma_{\gamma\gamma}$ (pb)	N_p (BC)	N_p (LC)	N_p (EC)
250 (ILC)	0.75×10^{34}	829	12×10^7	1.4×10^7	2.1×10^7
380 (CLIC)	1.5×10^{34}	1050	6.7×10^7	1.8×10^7	1.4×10^6
500 (ILC)	1.8×10^{34}	1190	2.4×10^8	1.7×10^7	2.1×10^6
1000 (ILC)	3.6×10^{34}	1580	2.8×10^8	1.85×10^7	1.5×10^6
1500 (CLIC)	3.7×10^{34}	1800	3.6×10^7	7.3×10^6	$4.4.2 \times 10^5$
3000 (CLIC)	5.9×10^{34}	2150	2.1×10^7	4.1×10^6	4×10^5

Tabela 5.1. Oczekiwane liczby przypadków procesu głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na prawie rzeczywistych fotonach, możliwe do obserwacji w przyszłych eksperymentach na zderzaczach ILC/CLIC. Wartości świetlności projektowane dla kolejnych etapów rozwoju projektów ILC i CLIC pochodzą z tab. 3.1 i 3.2. Przekrój czynny dla przypadków DIS $\sigma_{\gamma\gamma}$ otrzymano z programu PYTHIA 6.4. Wielkości: N_p (BC), N_p (LC) i N_p (EC) są oceną liczby przypadków DIS przy warunku, że rozproszony elektron został zarejestrowany odpowiednio w detektorze BeamCal (BC), LumiCal (LC) lub Endcap (EC).

Podobne oszacowanie przypadków DIS pokazuje tabela 5.2, dla której wartości $\sigma_{\gamma\gamma}$, N_p (BC), N_p (LC) i N_p (EC) pochodzą z programu HERWIG 6.5.21. Ilości przypadków zostały obliczone przy założeniu, że zbieranie danych będzie trwało $T = 1$ rok (12 miesięcy, każdy po 30 dni) odpowiednio dla każdej wartości \sqrt{s} według wzoru:

$$N_p(\sigma_{\gamma\gamma}, L_{\text{int}}, A_i) = \sigma_{\gamma\gamma} \cdot L_{\text{int}} \cdot A_i, \quad L_{\text{int}} = \mathcal{L} \cdot T, \quad T = 31104000 \text{ s}, \quad (5.1)$$

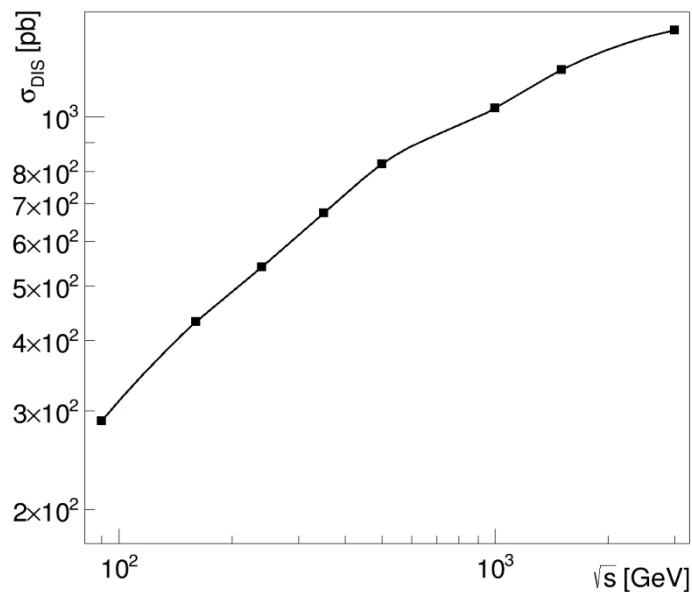
gdzie A_i jest średnią efektywnością rejestracji przypadków DIS z rozproszonym elektronem zarejestrowanym w detektorze BeamCal ($i=1$), LumiCal ($i=2$), Endcal ($i=3$).

\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$\sigma_{\gamma\gamma}$ (pb)	N_p (BC)	N_p (LC)	N_p (EC)
250 (ILC)	0.75×10^{34}	663	9.7×10^7	9.4×10^6	5.1×10^5
380 (CLIC)	1.5×10^{34}	853	6.5×10^7	9.1×10^6	2.3×10^5
500 (CLIC)	1.8×10^{34}	992	2.3×10^8	10×10^6	4.4×10^6
1000 (ILC)	3.6×10^{34}	1421	3.6×10^8	8.4×10^6	2.5×10^5
1500 (CLIC)	3.7×10^{34}	1743	4.8×10^7	2.6×10^6	3.2×10^4
3000 (CLIC)	5.9×10^{34}	2438	3.4×10^7	8.9×10^5	7.2×10^4

Tabela 5.2. Analogiczne wartości do tabeli 5.1 uzyskane dla programu HERWIG 6.5.21.

Wartości A_i dla poszczególnych detektorów zmieniają się wraz z energią i przyjmują wartości na poziomie kilku dziesiątych dla detektora BeamCal, kilku setnych lub

tysięcznych dla detektora LumiCal oraz kilku tysięcy lub dziesięcotysięcznych dla detektora Endcap. Jest to związane z charakterem przypadków DIS, dla których kąty biegunowe rozproszonych elektronów, które chcemy rejestrować maleją z energią (rys. 4.6) i więcej elektronów jest rozpraszanych pod małymi kątami. Stają się one zatem trudniejsze do rejestracji w detektorach, i co za tym idzie, tracimy znaczną liczbę przypadków. Dlatego też mimo, że wraz z energią zderzenia rośnie przekrój czynny na proces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$ (rys. 5.3), możliwości pomiarowe maleją.



Rysunek 5.3. Zależność przekroju czynnego na proces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$ od energii zderzenia w układzie środka masy. Wyniki uzyskano przy użyciu generatora PYTHIA 6.4.28.

Należy mieć tu na uwadze, że oszacowane powyżej liczby przypadków DIS są wynikiem generacji dla zerowego kąta zderzających się elektronów i pozytonów. Porównanie takich przypadków z przypadkami DIS po transformacji, uwzględniającej niezerowe wartości tych kątów: 14 mrad dla ILC i 20 mrad dla CLICa (rozdział 4.9), wskazuje na znaczną redukcję statystyki tych ostatnich na poziomie czynnika 100 lub nawet więcej. Z drugiej strony czas zbierania danych będzie z pewnością dłuższy niż 1 rok założony w powyższych obliczeniach, co będzie prowadziło do wystarczającej statystyki przypadków DIS i tym samym do redukcji błędów pomiarów HFSF.

5.2 Selekcja przypadków

Hadronowa funkcja struktury fotonu F_2^Y jest wyznaczana poprzez analizę procesów głęboko nieelastycznego rozpraszania elektronów na fotonach (DIS), w których jeden z rozproszonych elektronów o odpowiednio dużym kącie biegunowym jest rejestrowany w detektorze, a drugi rozproszony pod bardzo małym kątem (w hemisferze przeciwnej do hemisfery pierwszego elektronu) pozostaje niewidoczny. Procesy, w których jeden z rozproszonych elektronów staje się znacznikiem rodzaju procesu, nazywane są z języka angielskiego procesami single-tagged (por. rozdz. 1.1). Wybrane do analizy przypadki DIS, obok możliwości rejestracji rozproszonego elektronu, musiały też posiadać odpowiednio rozbudowany hadronowy stan końcowy. Selekcji dokonywano posługując się zestawem cięć nakładających na analizowane przypadki następujące warunki:

1. Energia obserwowanego elektronu E_{tag} powinna przekraczać 60% energii wiązki, a kąt biegunowy rozproszonego elektronu θ_{tag} dla wstępnej selekcji powinien się mieścić w następujących granicach (tab. 4.2):

5.8 mrad – 705 mrad w przypadku ILC,

15 mrad – 735 mrad w przypadku CLICa.

W kolejnym kroku wybór przypadków powiązanych z poszczególnymi detektorami wymagał dla kąta θ_{tag} wartości równych w przypadku ILC:

BeamCal: 5.8 mrad - 41 mrad,

LumiCal: 33 mrad -78 mrad,

Encap: 101 mrad -705 mrad;

natomiast w przypadku CLICa:

BeamCal: 15 mrad -38 mrad,

LumiCal: 38 mrad -110 mrad,

Encap: 113 mrad -735 mrad.

2. Kąty biegunowe rozproszonego elektronu pozostającego w przeciwnej hemisferze do zarejestrowanego elektronu nie mogą przekraczać dolnej granicy akceptancji katowej detektora BeamCal, czyli wartości 5.8 mrad (kryterium braku rejestracji, anty-tag). Dla testów sprawdzono również zamianę tego kryterium katowego na kryterium energetyczne z brakiem depozytu energii przekraczającej 20% energii

wiązki (warunek anti-tag) dla zapewnienia niskiej wirtualności fotonów quasi-rzeczywistych.

3. Obecność przynajmniej trzech śladów w detektorze śladowym (dla pewności, że stan końcowy jest stanem hadronowym).
4. W celu zredukowania tła od przypadków anihilacyjnych określono wielkość górnej granicy dla mierzonej wartości masy niezmienniczej układu hadronów. Ustalono wartość graniczną równą 0.64 energii wiązki. To cięcie ma zastosowanie szczególnie przy najniższej energii ILC/CLIC ($\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}/380 \text{ GeV}$).

Przy ocenie błędów systematycznych powyższe cięcia poddano zmianom: $\pm 20\%$ w wartości dolnych i górnych zakresów akceptacji kątowej detektorów, dwukrotnemu zwiększeniu wartości θ_{untag} do wartości 11.6 mrad, dwukrotnemu zwiększeniu ilości widocznych śladów w końcowym stanie hadronowym oraz zmianie o $\pm 10\%$ energii obserwowanego rozproszonego elektronu. Efekt systematyczny związany z użyciem różnych generatorów (PYTHIA i HERWIG), różniących się między innymi modelem hadronizacji (dla programu PYTHIA jest to model Lund, dla programu HERWIG neutralne klastry), prowadził do bardzo dużych wartości, które nie zostały włączone do końcowych sumarycznych wartości niepewności systematycznych.

5.3 Generowane/zrekonstruowane przypadki DIS

Po wzięciu pod uwagę transformacji uwzględniającej kąt zderzenia elektronów i pozytonów statystyka generowanych przypadków ulega znaczącej redukcji (rozdział 4.8). Dalsza redukcja związana jest z etapem rekonstrukcji przypadków i zastosowaniem koniecznej selekcji przypadków poddanych analizie fizycznej dla wyznaczenia funkcji struktury fotonu dla wybranych wartości zmiennych x i Q^2 związanych z detektorami BeamCal, LumiCal lub Endcap. Odpowiednie liczby przypadków DIS wygenerowanych i zrekonstruowanych w przeprowadzanej analizie przedstawia tabela 5.3.

Programy użyte w generacji DIS dla wybranej wartości \sqrt{s} (GeV)	Gen. przyp. DIS N_{gen} (ILC/CLIC) Kąt zderzenia $e^+e^- = 14/20$ mrad	$N_{\text{gen}}/N_{\text{rek}}$ BeamCal	$N_{\text{gen}}/N_{\text{rek}}$ LumiCal	$N_{\text{gen}}/N_{\text{rek}}$ Endcap
PYTHIA (250)	10633 (ILC)	8573/1703	1867/908	193/170
PYTHIA (500)	9414 (ILC)	8366/4800	1248/790	
PYTHIA (1000)	8076 (ILC)	7079/4853	997/514	
PYTHIA (1500)	25078 (CLIC)			25078/593
PYTHIA (3000)	18279 (CLIC)			18279/640
HERWIG (500)	10830 (ILC)	9937/2378	893/296	
HERWIG (1000)	8424 (ILC)	7887/4238	537/273	
HERWIG (1500)	11322 (CLIC)			11322/176
HERWIG (3000)	3619 (CLIC)			3619/59
TWOGAM (500)	10831 (ILC)	9937/ 158	894/16	
TWOGAM (1000)	8468 (ILC)	7889/1168	579/63	
TWOGAM (1500)	11287 (CLIC)			11287/176

Tabela 5.3. Generowane i zrekonstruowane przypadki DIS użyte w analizie. Są one związane z rejestracją rozproszonych elektronów w detektorach BeamCAL, LumiCal i ECAL Endcap po transformacji uwzględniającej kąt zderzenia wiązek równy 14 mrad (ILC) lub 20 mrad (CLIC).

5.4 Hadronowa funkcja struktury fotonu

Wyznaczenie hadronowej funkcji struktury fotonu HFSF zostało wykonywane w oparciu o analizę przypadków DIS, wygenerowanych przy użyciu programów PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21 i TWOGAM 2.04 (rozdział 4). Jednym z podstawowych wymagań ich selekcji jest to, aby tylko jeden z rozproszonych elektronów był mierzalny w jednym z elektromagnetycznych kalorymetrów wchodzących w skład głównego detektora. W prezentowanej rozprawie są to detektory BeamCal, LumiCal i ECAL Endcap (rozdział 3), a podstawowy proces $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma \rightarrow e^+e^- X$ prowadzi do dwufotonowych oddziaływań z produkcją hadronów X w stanie końcowym. Funkcja struktury fotonu F_2^Y została wyznaczona w oparciu o różniczkową postać przekroju czynnego daną równaniem (2.15). Pełna postać F_2^Y zależy od dwóch zmiennych: x i Q^2 .

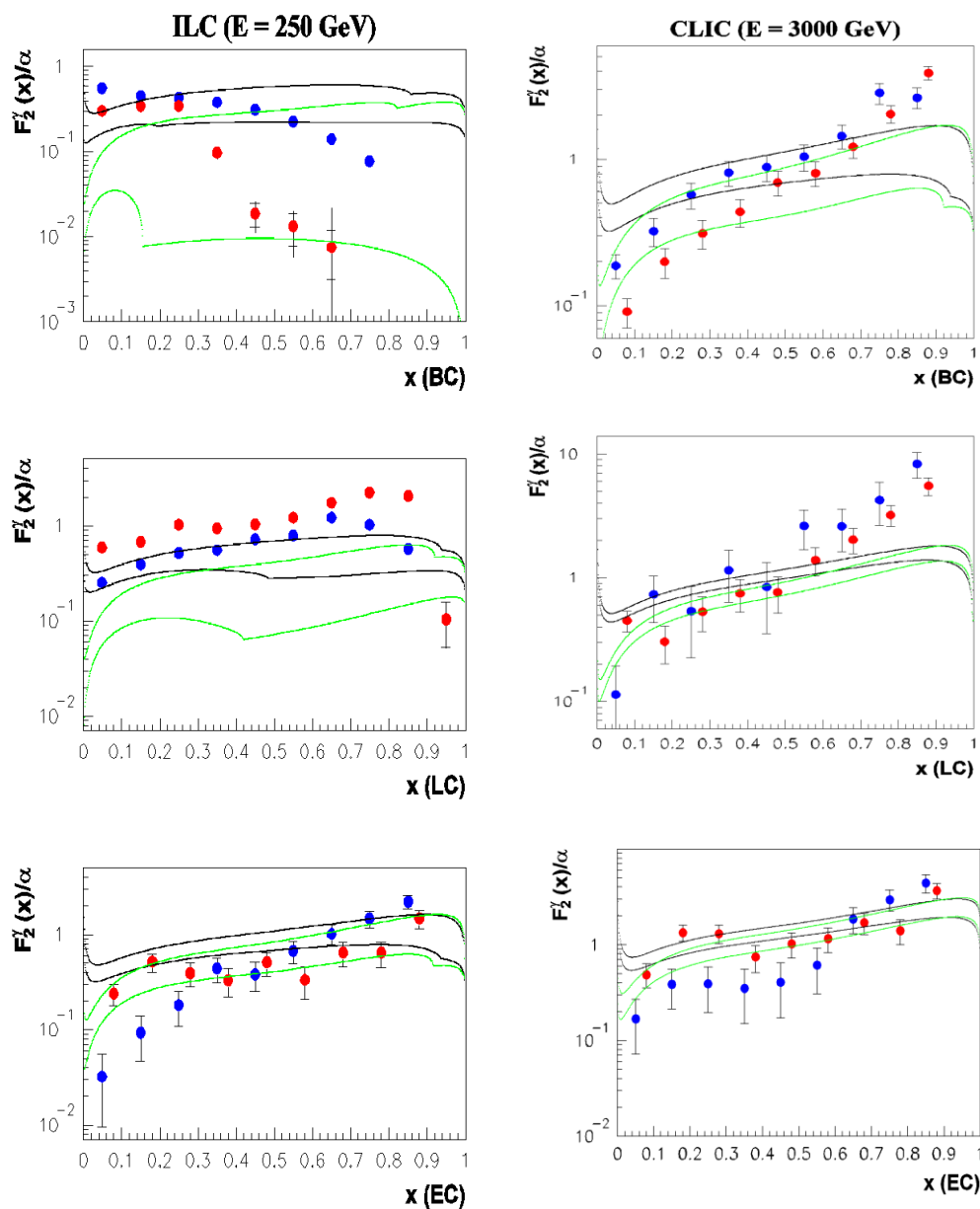
W przeprowadzonych obliczeniach wartość Q^2 została ustalona jako średnia wartość dla danego rozkładu Q^2 , odpowiadającego rejestracji rozproszonych elektronów w detektorach BC, LC lub EC. Przy tym ustaleniu funkcja F_2^Y dla danej wartości średniej $\langle Q^2 \rangle$ staje się funkcją zmiennej x : $F_2^Y(x) = F_2^Y(x, Q^2 = \langle Q^2 \rangle)$. Poprzez znajomość scałkowanej świetlności otrzymanej dla generowanych przypadków DIS

wzór (2.15) wiąże rozkłady zmiennej x z funkcją F_2^Y . Uzyskane rozkłady x związane były z trzema wspomnianymi powyżej detektorami i odpowiadają kilku zakresom energii proponowanym dla zderzacza ILC/CLIC. Hadronową funkcję struktury fotonu wyznaczono zarówno dla generowanych jak i zrekonstruowanych (używając pakietu ILCSoft) przypadków DIS. Wysoka energia zderzeń elektronów i pozytonów w przypadku zderzacza CLIC ($\sqrt{s} = 1500$ lub 3000 GeV) oraz struktura przypadków DIS wymagała bardzo dużego czasu obliczeń dla uzyskania rozsądnej statystyki takich przypadków. Są one jednak atrakcyjne z uwagi na możliwość otrzymania wyników w niezbadanym obszarze dużych wartości Q^2 . Obszar ten może stać się dla przyszłych eksperymentów cennym miejscem do testowania QCD.

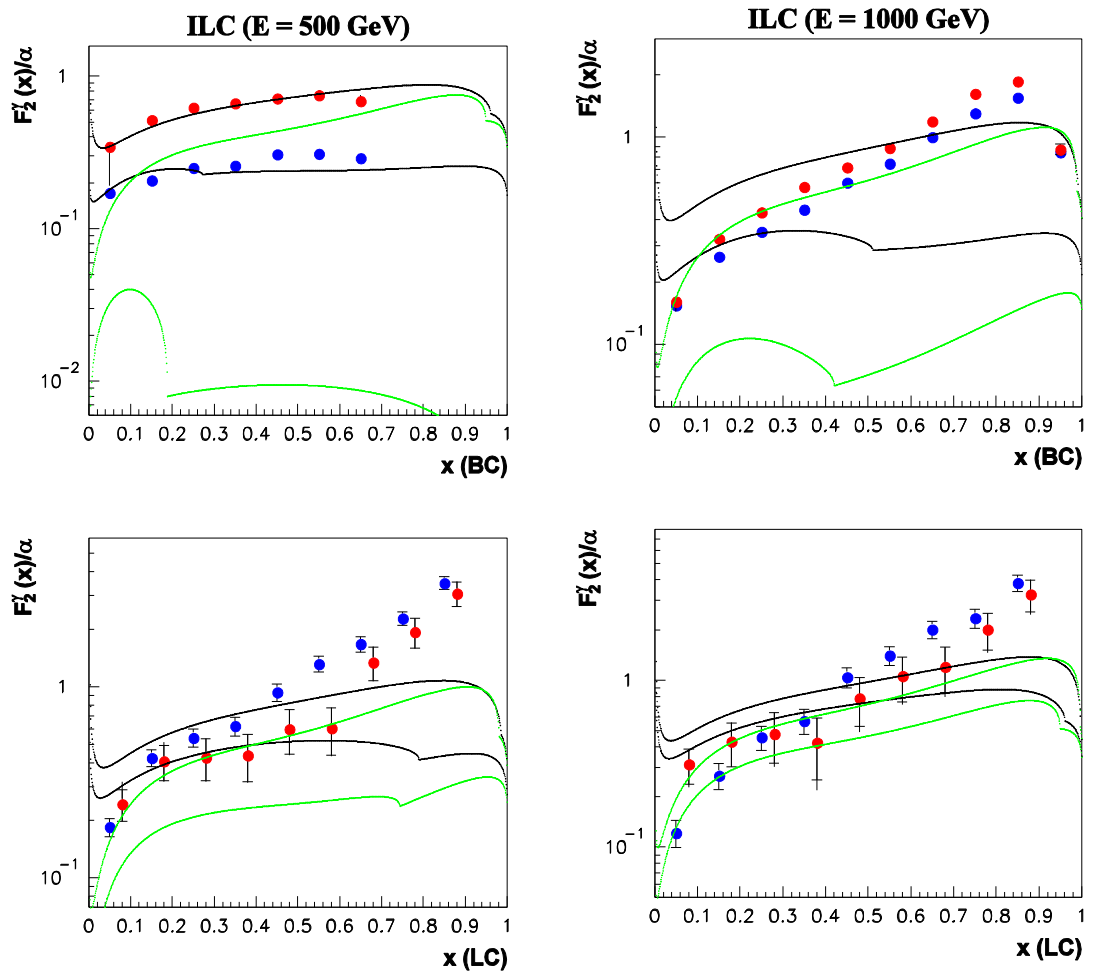
Rysunek 5.4 pokazuje obliczenia F_2^Y jako funkcji x otrzymanej przy ustalonej średniej wartości Q^2 związanej z rejestracją rozproszonego elektronu w detektorach BC, LC i EC. Wartości energii środka masy $E = 250$ GeV i 3000 GeV odpowiadają dwóm skrajnym etapom pracy dla przyszłego liniowego zderzacza (początkowy etap dla ILC i końcowy dla zderzacza CLIC). Czerwone punkty odpowiadają zrekonstruowanym przypadkom, niebieskie są dla poziomu generacji uwzględniającej kąty zderzeń elektronów i pozytonów równe 14 mrad (ILC) oraz 20 mrad (CLIC). Linie czarne odpowiadają przewidywaniom związanym z parametryzacją FSF SaS1D, będącą podstawową funkcją użytą w generacji w programach PYTHIA i HERWIG, otrzymaną dla rzeczywistych fotonów. Dolne i górne linie odpowiadają tu minimalnej i maksymalnej wartości Q^2 dostępnej dla danego detektora. Analogicznie, zielone krzywe odpowiadają wersji teoretycznej parametryzacji FSF, otrzymanej dla fotonów wirtualnych (przy $P^2 = 2$ GeV²). Wartości funkcji F_2^Y otrzymane dla generowanych i zrekonstruowanych przypadków DIS wykazują podobne zachowanie. Kształt ich rozkładów (jako funkcji x) odtwarza z grubsza zachowanie się HFSF przewidywane przez funkcje SaS1D.

Kolejne rysunki 5.5 i 5.6 przedstawiają wartości HFSF otrzymane przy energii środka masy równej $E = 500$ GeV oraz $E = 1000$ GeV. W obu przypadkach rozproszone elektrony były mierzone w detektorach BC i LC. Dla rysunku 5.5 przypadki DIS generowane były programem PYTHIA 6.28, dla rys. 5.6 był to program HERWIG 6.5.21. Opis krzywych na obu tych rysunkach jest taki sam jak dla rys. 5.4. Paski błędów na rys. 5.5 zawierają błędy statystyczne i systematyczne. Na rys. 5.6 zaznaczono wyłącznie błędy statystyczne. Charakter rozkładów funkcji F_2^Y jako funkcji

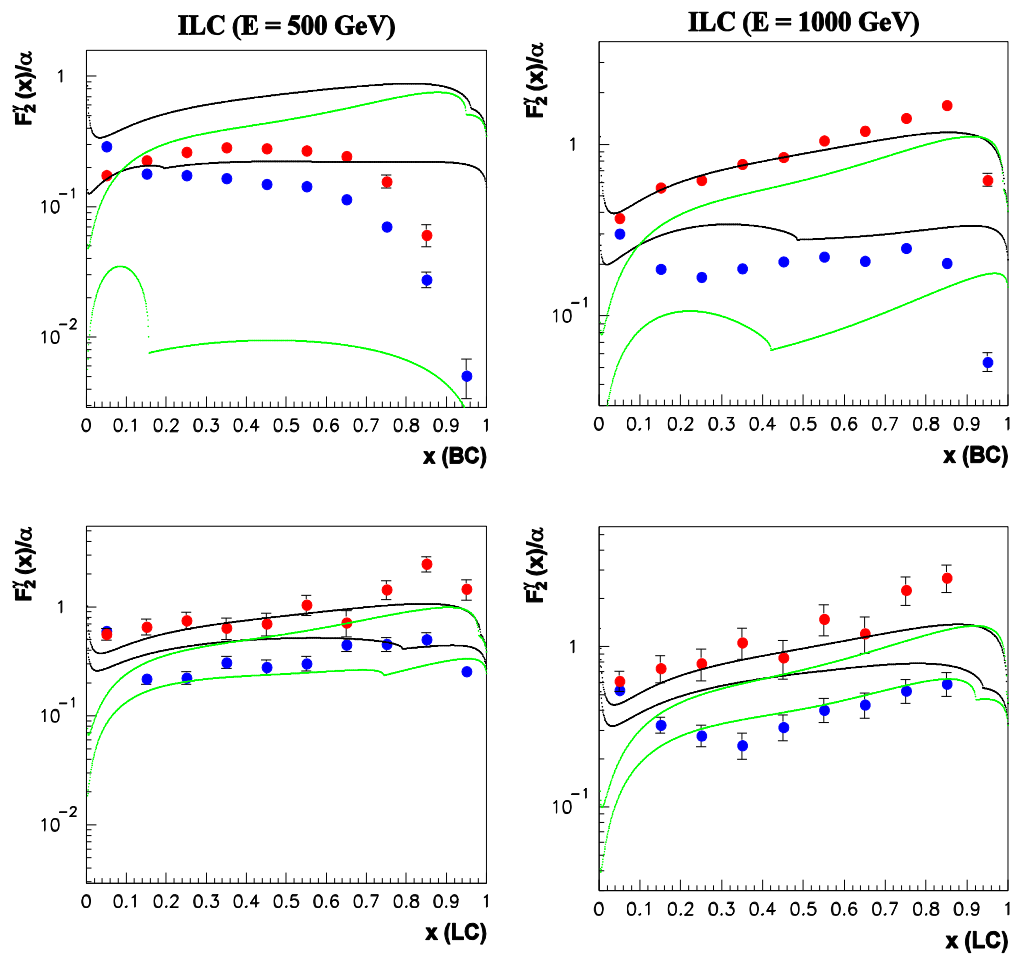
zmiennej x odzwierciedla zachowanie się teoretycznych rozkładów związanych z parametryzacją SaSID. Dla HFSF wyznaczonej na bazie generacji przypadków DIS programem PYTHIA można zauważyć szybszy jej wzrost dla $x > 0.5$ w porównaniu do HFSF bazującej na przypadkach generowanych programem HERWIG. Przypadki DIS generowane programem PYTHIA mogą pochodzi z 13 procesów (dostępnych jednocześnie w programie), w których udział biorą fotony. HERWIG natomiast oferuje jeden rodzaj procesu uwzględniający przybliżenie EPA (rozdział 2.2).



Rysunek 5.4. Zależność funkcji struktury fotonu F_2^{γ} od zmiennej x przy energii środka masy $E = 250$ GeV (pierwszy etapu pracy zderzacza ILC) oraz $E = 3000$ GeV (trzeci etap pracy zderzacza CLIC). Rozproszone elektrony były rejestrowane w detektorach BC, LC lub EC. Czerwone punkty są dla zrekonstruowanych przypadków, niebieskie dla generowanych (po transformacji uwzględniającej kąt zderzenia się wiązek elektronów i pozytonów). Wewnętrzne błędy są statystyczne, zewnętrzne reprezentują statystyczne i systematyczne niepewności dodane w kwadracie (pierwiastek). Dla niektórych punktów pasek błędu jest mniejszy niż znacznik i jest niewidoczny. Czarne krzywe odpowiadają wartościom funkcji SaSID wykreślonej dla Q^2 odpowiadającej jej minimalnej i maksymalnej wartości, jaka była dostępna, gdy rozproszony elektron był mierzony w detektorach BC, LC lub EC. Ta postać funkcji odpowiada fotonom rzeczywistym (wirtualność fotonu tarczy $P^2 = 0$ GeV²). Zielone krzywe zostały otrzymane w podobny sposób dla wersji SaSID uwzględniającej zależność od P^2 (rozdział 2.6). Dla wykreślenia tej funkcji użyto wartości $P^2 = 2$ GeV² (równiej maksymalnej wartości obserwowanej w analizowanych przypadkach). Generacje przypadków DIS wykonano przy użyciu programu PYTHIA 6.4.28. Dla jasności rysunku wartości czerwonych punktów zostały nieco przesunięte wzdłuż osi x . Podobne postępowanie zastosowano do innych rysunków prezentowanych poniżej.

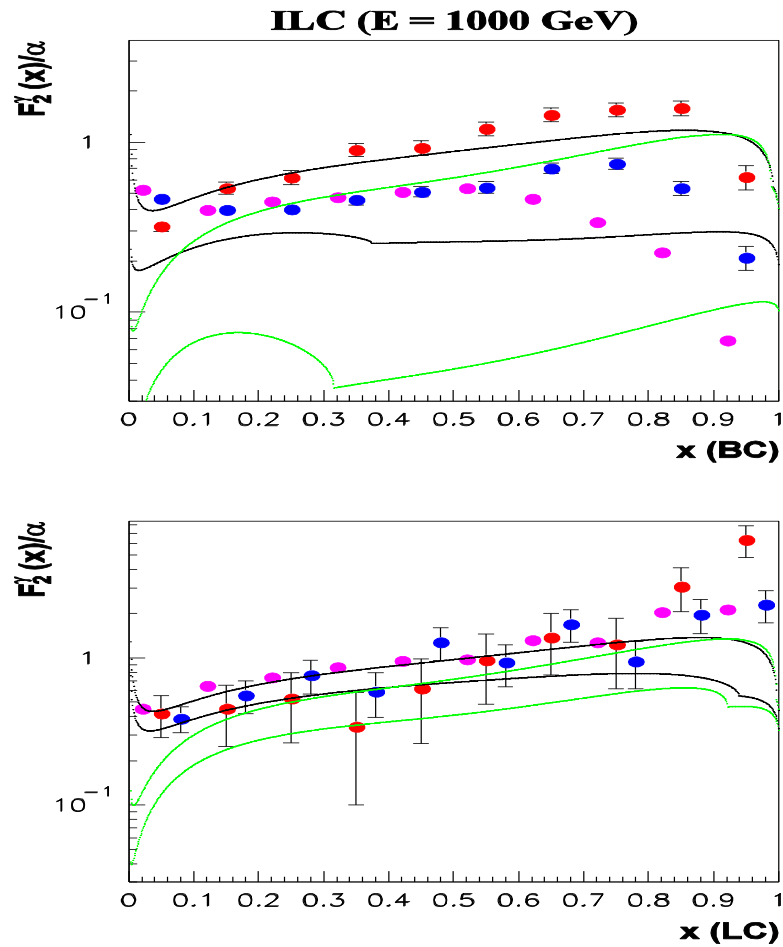


Rysunek 5.5. Analogicznie do rys. 5.4 punkty i krzywe zostały uzyskane dla ILC przy energii środka masy $E = 500$ GeV (po lewej) oraz $E = 1000$ GeV (po prawej). Rozproszone elektrony były mierzone w detektorach BC i LC. Przypadki DIS generowano programem PYTHIA 6.4.28.



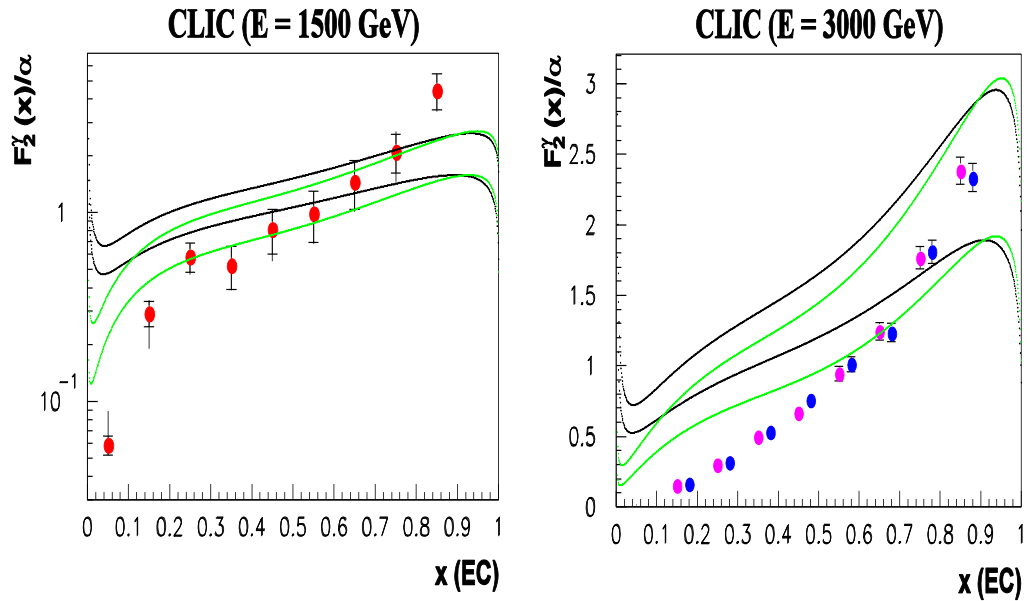
Rysunek 5.6. Analogicznie jak dla rys. 5.5. Przypadki DIS generowano programem HERWIG 6.5.21.

Na rysunku 5.7 przedstawiono wartości HFSF wyznaczone dla trzech próbek symulowanych przypadków otrzymanych przy użyciu programu TWOGAM 2.04: generowanych dla zerowego kąta zderzeń elektronów i pozytonów, otrzymanych po transformacji uwzględniającej ten kąt oraz przypadków zrekonstruowanych. Wartości F_2^Y dla zrekonstruowanych danych rosną wraz ze wzrostem wartości x , pozostając w zgodności z przewidywaniami dla funkcji SaS1D. Punkty purpurowe i niebieskie leżą w dużej bliskości względem siebie. Odzwierciedla to wcześniej pokazane wyniki (rozdział 4.8), co do dużego podobieństwa rozkładów x dla obu tych rodzajów symulowanych danych.



Rysunek 5.7. Wartości HFSF otrzymane dla przypadków generowanych programem TWOGAM 2.04 przy energii środka masy ILC $E=1000$ GeV. Dla porównania pokazane zostały również punkty odpowiadające dużej statystyce (purpurowe), które otrzymano przy generacji przypadków DIS dla kąta zderzenia e^+e^- równego 0° . Punkty niebieskie odpowiadają generowanym przypadkom po transformacji uwzględniającej kąt zderzenia równy 14 mrad. Rozproszony elektron był rejestrowany w detektorach BC (u góry) i LC (u dołu).

Kolejny rysunek 5.8 przedstawia jako przykładowe wartości hadronowej F_2^Y otrzymane dla zderzacza CLIC dla zrekonstruowanych i generowanych przypadków DIS i przy rejestracji rozproszonych elektronów w detektorze EC.

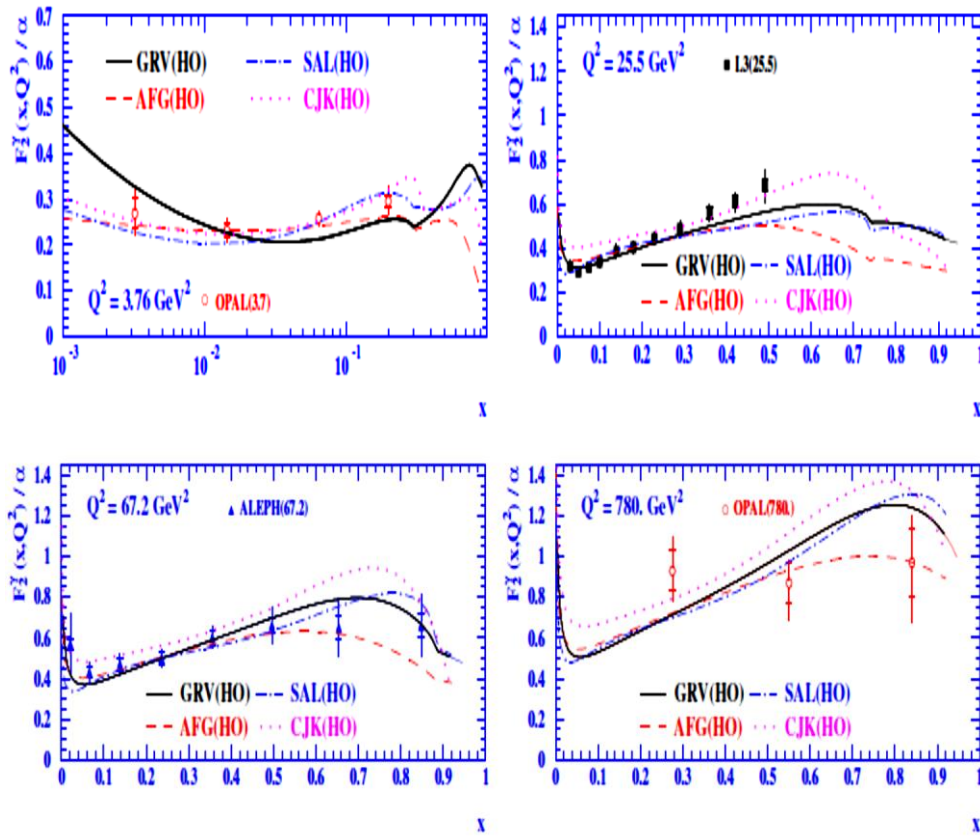


Rysunek 5.8. Wartości hadronowej funkcji F_2^Y otrzymane dla energii środka masy zderzacza CLIC $E = 1500$ GeV i 3000 GeV. Rozproszone elektrony były rejestrowane w detektorze EC. Przypadki DIS generowano programami PYTHIA 6.4.28 (po lewej) i HERWIG 6.5.21 (po prawej). Czerwone punkty reprezentują zrekonstruowane przypadki. Punkty purpurowe pokazują wyznaczone wartości HFSF dla przypadków odpowiadających kątowemu zderzeniu się wiązek 0 mrad, a punkty niebieskie – 20 mrad. Paski błędów dla lewych rozkładów pokazują wartości błędów statystycznych i niepewności systematycznych, dla prawych wyłącznie wartości błędów statystycznych.

Hadronowa funkcja struktury fotonu $F_2^Y(x, Q^2)$, której wartości przedstawiono na prezentowanych powyżej rysunkach, została wyznaczona jako funkcja zmiennej x przy ustalonej średniej wartości $Q^2 = \langle Q^2 \rangle$ wyliczonej z rozkładów Q^2 otrzymanych dla przypadków, w których rozproszony elektron był zarejestrowany w detektorach BeamCal, LumiCal lub ECAL Endcap. Wartości średniej wirtualności zmieniają się z dostępną energią zderzeń e^+e^- , zatem będą prowadziły do różnych wyznaczonych wartości HFSF dla tego samego detektora. Ponieważ celem przeprowadzonej analizy było sprawdzenie czy w ogólności możliwe będą pomiary tej funkcji struktury na przyszłym zderzaczu liniowym ILC/CLIC, wyliczenie F_2^Y dla określonej wartości Q^2 , otrzymanej jako średnia danego rozkładu Q^2 jest pierwszym przybliżeniem. Dalsze obliczenia mogłyby zostać wykonane zarówno przy wydzieleniu różnych zakresów zmiennej x dla danego rozkładu Q^2 , jak i przy podziale rozkładów Q^2 na mniejsze przedziały prowadzące do różnych wartości $\langle Q^2 \rangle$ (w danym przedziale). Takie

działania powinny zostać podjęte dla realnych danych, dla których dodatkowo zastosowanie procedury naprawy (unfolding) rozkładów x w zauważalny sposób może zmienić końcowe wartości HFSF. Dla sprawdzenia, na ile otrzymane wartości F_2^Y odzwierciedlają zachowanie się parametryzacji SaSID dla różnych wartości Q^2 , na powyższych rysunkach zostały pokazane rozkłady SaSID, otrzymane dla dwóch wartości Q^2 odpowiadających minimalnej i maksymalnej wartości Q^2 znalezionej dla rozkładu Q^2 związanego z danym detektorem. Parametryzacja SaSID jest otrzymana w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń, ale zawiera też elementy odpowiadające wyższym rzędom. W ostatnich latach dostępne stały się też inne parametryzacje funkcji struktury fotonu otrzymane w wyższym rzędzie rachunku zaburzeń. Są one znane jako CJK HO [56], AGF HO [57] czy SAL HO [105]. Są też dostępne obliczenia wykonane w oparciu o QCD [5] (również rozdział 4.3). Rysunek 5.9, zaczerpnięty z publikacji [4], pokazuje jak dobrze te parametryzacje potrafią opisać dane eksperymentów prowadzonych w przeszłości na zderzaczach LEP. Przy wyborze parametryzacji, która możliwie najlepiej opisywałaby dane dotyczące F_2^Y w znacznie szerszym zakresie Q^2 bardzo pomocnym byłyby dane otrzymane z eksperymentów na ILC/CLIC.

Przedstawione w niniejszym rozdziale wyniki mogą ulec zmianie ze względu na systematycznie pojawiające się kolejne wersje globalnego oprogramowania używanego w projektach ILC/CLIC (ILCSOFT) będącego podstawowym narzędziem analiz zarówno dla projektów ILC, CLIC jak i FCC-ee. Wprowadzane w pakiecie ILCSOFT zmiany związane są z nowym podejściem w symulacji geometrii detektorów (DD4HEP [106] zamiast aplikacji Mokka) oraz z włączeniem udoskonalonych i bardziej zaawansowanych metod (algorytmów) dla rekonstrukcji przypadków.



Rysunek 5.9. Próba opisu danych doświadczalnych z eksperymentów pracujących na zderzaczu LEP: ALEPH, L3 i OPAL przez parametryzacje otrzymane w wyższym rzędzie rachunku zaburzeń (HO): GRV HO [44], SAL HO [105], AFG HO [57], CJK HO [56]. Rysunek zaczerpnięto z [4].

Wstępne wyniki prezentowane w niniejszej rozprawie, otrzymane na jednak ograniczonej statystyce w porównaniu do oczekiwań wynikających z własności samych zderzaczy ILC/CLIC i okresu zbierania danych, wskazują na to, że precyzja pomiaru hadronowej funkcji struktury fotonu powinna być lepsza niż dla danych uzyskanych w eksperymentach na zderzaczu LEP. Dla wyznaczonych HFSF wartości niepewności są na poziomie 10 – 30%. Najwyższe energie planowane dla ILC i jeszcze wyższe dla zderzacza CLIC pozwolą rozszerzyć zakres badań struktury fotonu w zależności od Q^2 na obszar przekraczający trzy rzędy wielkości w stosunku do eksperymentów na zderzaczu LEP.

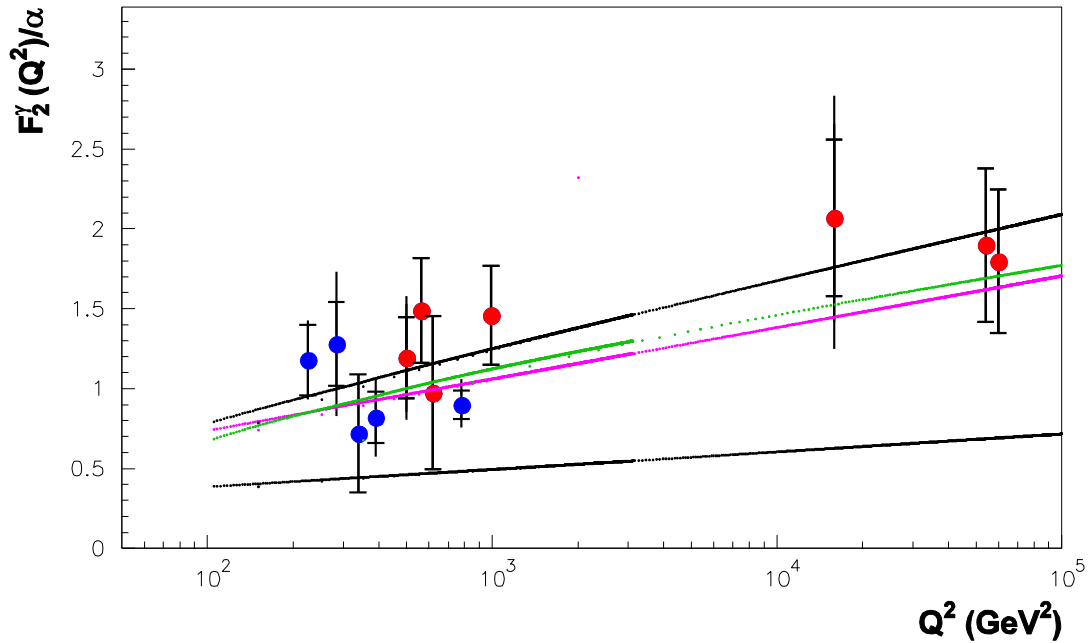
5.5 Zależność funkcji F_2^Y od Q^2

Prezentowane w poprzednim rozdziale wyniki przedstawiały możliwy charakter funkcji struktury fotonu otrzymanej dla kilku wartości energii środka masy zderzających się wiązek elektronów i pozytonów proponowanych w projektach przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC. Otrzymane funkcje struktury fotonu pokazywały zależność od zmiennej x przy ustalonej wartości $Q^2 - F_2^Y(x, \langle Q^2 \rangle)$, będącej średnią dla odpowiedniego zakresu wirtualności fotonu. Wielkości zakresów wirtualności zależały od detekcji rozproszonych elektronów w jednym z detektorów: BeamCal, LumiCal lub ECAL Endcap.

W tym rozdziale, na bazie wspomnianych powyżej wyników podjęto próbę ich dalszej interpretacji pod kątem przewidywanej teoretycznie ewolucji funkcji struktury fotonu wraz ze zmienną Q^2 (rozdział 2.5.3). Rysunek 5.10 jako przykład przedstawia możliwy scenariusz zależności funkcji struktury fotonu od Q^2 , gdy dane z eksperymentów na przyszłym liniowym zderzaczu staną się dostępne i zastąpią wyniki symulacji prezentowane w rozprawie. Rysunek zawiera kilka wybranych wartości funkcji F_2^Y otrzymanych z kilku wcześniejszych eksperymentów (specjalnie dla których średnie wartości Q^2 były większe niż np. 100 GeV^2) oraz wartości funkcji otrzymane w przeprowadzonych badaniach. Wartości średnich wirtualności, przy których funkcje struktury fotonu były zmierzone różnią się w znaczący sposób, tak że możliwe było porównanie zależności funkcji od Q^2 z przewidywania teoretycznymi związanymi z funkcjami SaS1D – czarne linie, CJKL – zielona linia (rozdział 4.3) oraz z fitem do danych eksperymentalnych (linia purpurowa) wykonanym przez współpracę OPAL [107] (najwyższa średnia wartość Q^2 użyta w ficie do danych była równa 780 GeV^2), zakładającym wzrost wartości F_2^Y jako funkcji $\log(Q^2)$: $F_2^Y(Q^2)/\alpha = a + b \ln Q^2$, gdzie

$$a = (0.08 \pm 0.02 + 0.05 - 0.03), \quad b = (0.13 \pm 0.01 + 0.01 - 0.01)$$

Punkty niebieskie na rysunku odpowiadają danym z eksperymentów L3 [108], ALEPH [109], OPAL [107], AMY [110], TOPAZ [111]. Punkty czerwone są wynikami badań autora.



Rysunek 5.10. Ilustracja możliwej liniowej zależności wzrostu F_2^Y z logarytmicznym wzrostem w Q^2 . Punkty niebieskie reprezentują dane eksperymentalne otrzymane w eksperymentach TOPAZ, AMY, ALEPH, OPAL, L3. Punkty czerwone są wynikami uzyskanymi przez autora i stanowią przewidywania dla przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC. Wewnętrzne błędy są statystyczne, a całkowite paski reprezentują statystyczne i systematyczne błędy dodane w kwadracie. Purpurowa linia reprezentuje fit otrzymany w pracy [110] (szczegóły w tekście). Czarne linie reprezentują zachowanie się funkcji SaS1D dla dużych Q^2 . Dolna czarna krzywa odpowiada wartości $x=0.1$ a górna wartości $x=0.8$ (z zakresu $0.1 < x < 0.8$ pochodzą prezentowane punkty). Dla porównania krzywa zielona reprezentuje przewidywania dla funkcji CJKL (rozdział 4.3) dla $x=0.8$.

Otrzymane w ramach przeprowadzonej analizy dla zakresu energii przyszłego liniowego zderzacza ILC/CLIC wartości hadronowej funkcji struktury fotonu wskazują na :

1. podobieństwo do danych eksperymentalnych uzyskanych przy niższych wartościach energii zderzających się elektronów i pozytonów i przy zbliżonych wartościach średniego Q^2 ,
2. nie przeczą logarytmicznemu wzrostowi hadronowej funkcji struktury fotonu wraz z wirtualnością również dla wartości Q^2 przekraczającej ponad dwa rzędy wartości osiągnięte we wspomnianych eksperymentach.

5.6 Ocena tła

Istnieje szereg procesów pojawiających się w zderzeniach elektronów i pozytonów, które potencjalnie mogą stanowić tło dla dwufotonowych procesów DIS użytych

w badaniach hadronowej funkcji struktury fotonu. W niniejszym rozdziale podjęto próbę oceny wpływu takich procesów na otrzymane wyniki.

5.6.1 Procesy mogące dawać przyczynek do przypadków DIS

Tabele 5.4 – 5.6 prezentują oszacowane wielkości przekrojów czynnych takich procesów, które mogłyby w znaczący sposób wpływać na otrzymane wyniki. Oszacowanie to wykonano przy użyciu programów PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21 i TWOGAM 2.04. Dla porównania pokazano również wielkość przekroju czynnego procesu DIS. Wartości odnoszą się do energii związanej ze wszystkimi proponowanymi etapami rozwoju liniowego zderzacza ILC/CLIC. Dla energii zderzeń elektronów i pozytonów wynoszącej 250 – 500 GeV przekroje czynne procesów związanych z anihilacją $e^+e^- \rightarrow$ hadrony oraz z produkcją pary naładowanych bozonów W^+W^- (tab. 5.4) stanowią odpowiednio nie więcej niż 11% lub 4%. Ich udział maleje wraz ze wzrostem energii. Zaniedbywalne są procesy z produkcją par neutralnych bozonów Z^0Z^0 .

Podobnej oceny dokonano również przy użyciu generatora HERWIG (tab. 5.5). Przekroje czynne na procesy dwufotonowe, niebędące procesami DIS i prowadzące do produkcji hadronów w stanie końcowym, rosną z energią, ale stanowią około 3% przekroju dla procesów DIS. Niewielki jest też udział produkcji pary naładowanych mezonów $\tau^+\tau^-$.

PYTHIA 6.4.28				
\sqrt{s} (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma / Z^0 \rightarrow$ hadrony) (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow$ hadrony) DIS (pb)
250	70.48	15.51	1.26	624.1
380	29.45	10.53	0.79	770.4
500	17.49	7.64	0.57	862.5
1000	4.5	3.17	0.23	1140
1500	2.1	1.82	0.13	1287
3000	0.6	0.7	0.047	1523

Tabela 5.4. Ocena wielkości przekrojów czynnych procesów mogących stanowić tło dla procesu DIS. Wartości przekrojów zostały otrzymane przy użyciu generatora PYTHIA 6.4.28 dla wartości energii zderzeń elektronów i pozytonów odpowiadającej kolejnym etapom rozwoju projektów ILC ($\sqrt{s} = 250$ GeV, 500 GeV i 1000 GeV) i CLIC ($\sqrt{s} = 380$ GeV, 1500 GeV i 3000 GeV).

HERWIG 6.4.21						
\sqrt{s} (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow \text{hadrony})$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma, e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})$ DIS (pb)
250	49.36	4.45	14.70	1.050	15.29	701.8
380	21.77	1.96	10.09	0.612	20.55	871.9
500	12.82	1.15	7.49	0.440	27.97	978.3
1000	3.41	0.302	3.08	0.178	33.51	1356
1500	1.59	0.139	1.65	0.098	39.43	1582
3000	0.44	0.097	0.52	0.031	51.27	2178

Tabela 5.5. Przekroje czynne dla wybranych procesów, mogących stanowić tło dla procesu DIS, oszacowane na podstawie programu HERWIG 6.5.21.

Użycie generatora TWOGAM pozwala również oszacować przekroje czynne na procesy oddziaływań dwufotonowych prowadzących do produkcji par leptonów w stanie końcowym: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ (tab. 5.6). Dwa pierwsze procesy z produkcją par elektronowych lub mionowych mogą ewentualnie stanowić tło zniekształcając wartość energii rozproszonych elektronów mierzoną w detektorach BC, LC lub EC. Wartość przekroju czynnego na proces z produkcją par $\tau^+\tau^-$ i następującymi ewentualnie ich rozpadami prowadzącymi do produkcji elektronów jest poniżej 1%.

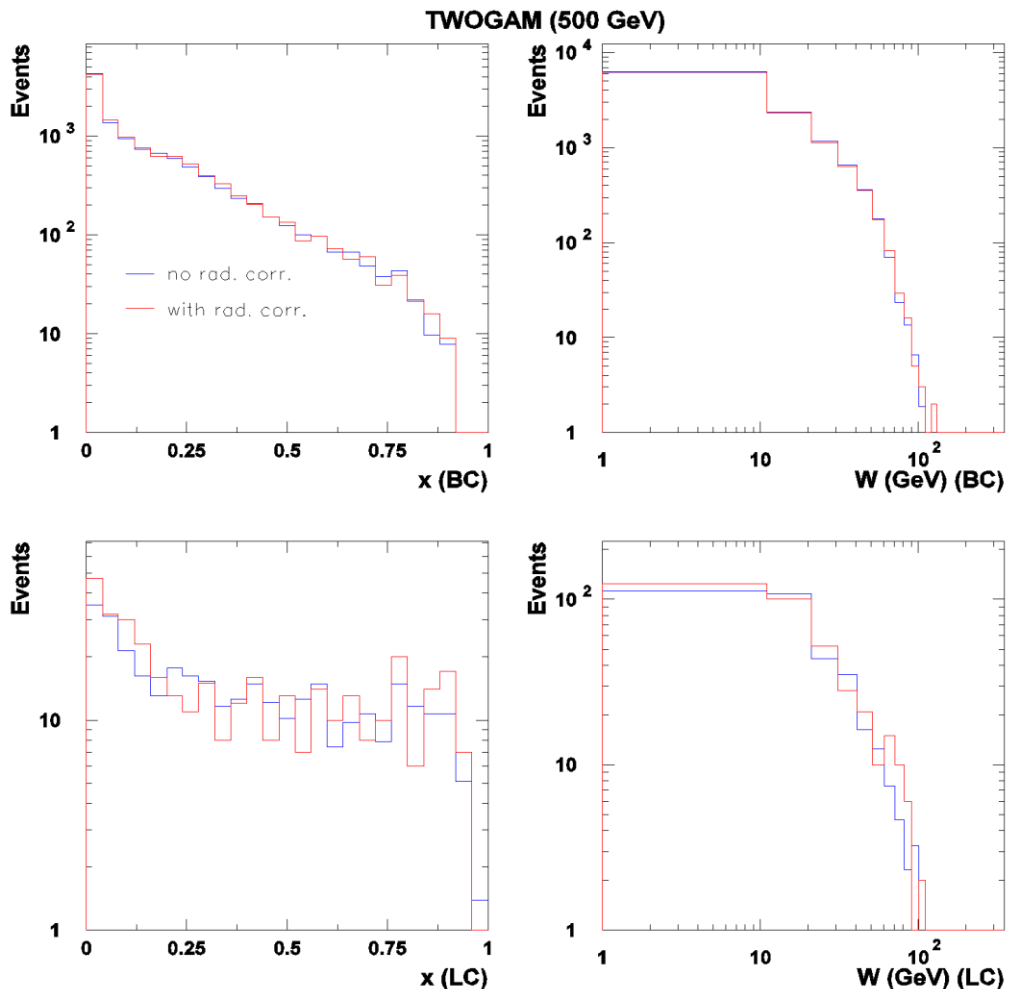
W rozdziale 5.6.3 i 5.6.4 przedstawione zostały rozkłady zmiennej x dla procesów DIS oraz związanych z produkcją par $\tau^+\tau^-$ i anihilacją $e^+e^- \rightarrow \text{hadrony}$.

TWOGAM 2.04				
\sqrt{s} (GeV)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-)$ (pb)	$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow \text{hadrony})$ DIS (pb)
250	122.2	51.7	5.59	858
380	145.3	61.5	6.80	1159
500	170.5	68.3	7.70	1526
1000	225.9	88.6	9.90	2596
1500	246.7	99.5	11.50	3537
3000	323.8	122.2	14.60	5244

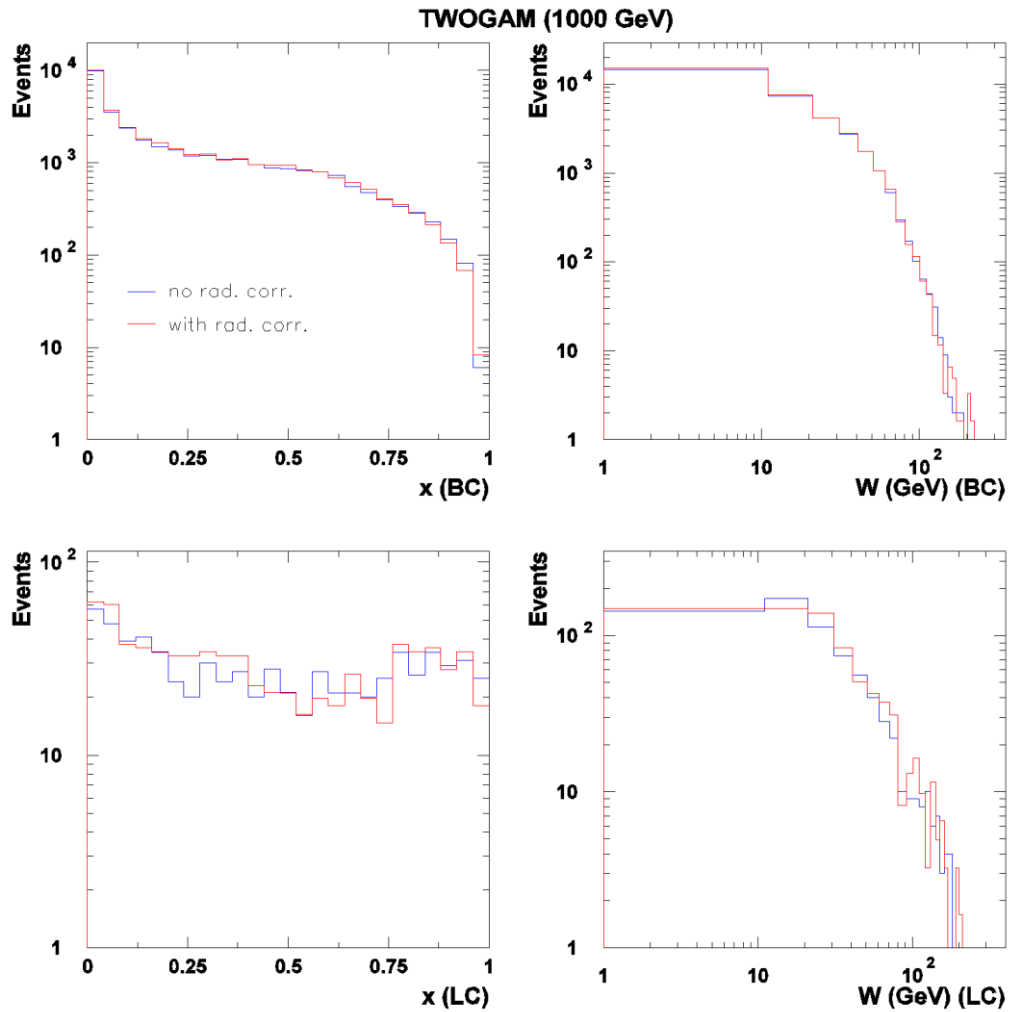
Tabela 5.6. Przekroje czynne dla wybranych procesów, mogących stanowić tło dla procesu DIS, oszacowane na podstawie programu TWOGAM 2.04.

5.6.2 Poprawki radiacyjne

Na rysunkach 5.11 i 5.12 porównano rozkłady zmiennej kinematycznej x dla procesów DIS z radiacją lub bez radiacji fotonu uzyskane przy użyciu generatora TWOGAM 2.04. W losowym procesie, istniejącym wewnątrz tego programu, emitowany foton może być „miękki” (o małej energii) lub „twardy”. W przypadku fotonu „twardego” może on być emitowany ze stanu początkowego (Initial State Radiation, ISR) lub końcowego (Final State Radiation, FSR). Fotony „miękki” i „twardy” są rozróżnialne poprzez cięcie na minimalną energię emitowanego fotonu. Różnice w zmianie kształtu rozkładów x i W są małe, $< 5\%$. Wpływ radiacji nie rośnie znacząco wraz ze wzrostem energii zderzeń e^+e^- (rys. 5.12).



Rysunek 5.11. Porównanie rozkładów x i W przy braku oraz przy wystąpieniu emisji fotonu (bremsstrahlung), które otrzymano przy użyciu generatora TWOGAM 2.04. Górne wykresy dotyczą detektora BC, dolne LC. Wykresy znormalizowano do tej samej scałkowanej świetności. Wybrana energia dla ILC wynosiła $\sqrt{s} = 500$ GeV.



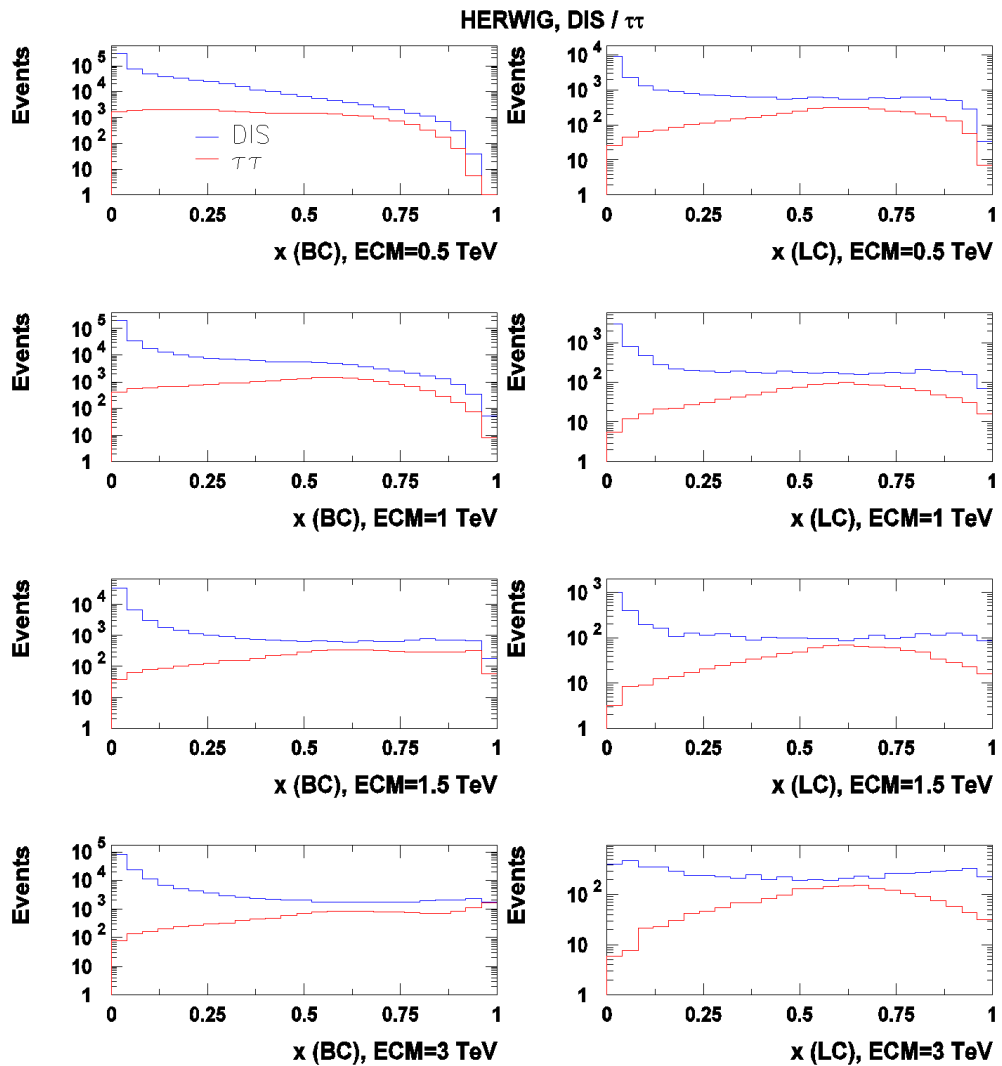
Rysunek 5.12. Porównanie rozkładów x i W uzyskanych przy użyciu generatora TWOGAM 2.04 dla przypadków DIS z emisją fotonu (bremsstrahlung) z rozkładami otrzymanymi dla przypadku, gdy takiej emisji nie było. Wybrana energia ILC wynosiła $\sqrt{s} = 1000$ GeV.

5.6.3 Produkcja naładowanych par leptonów $\tau^+\tau^-$

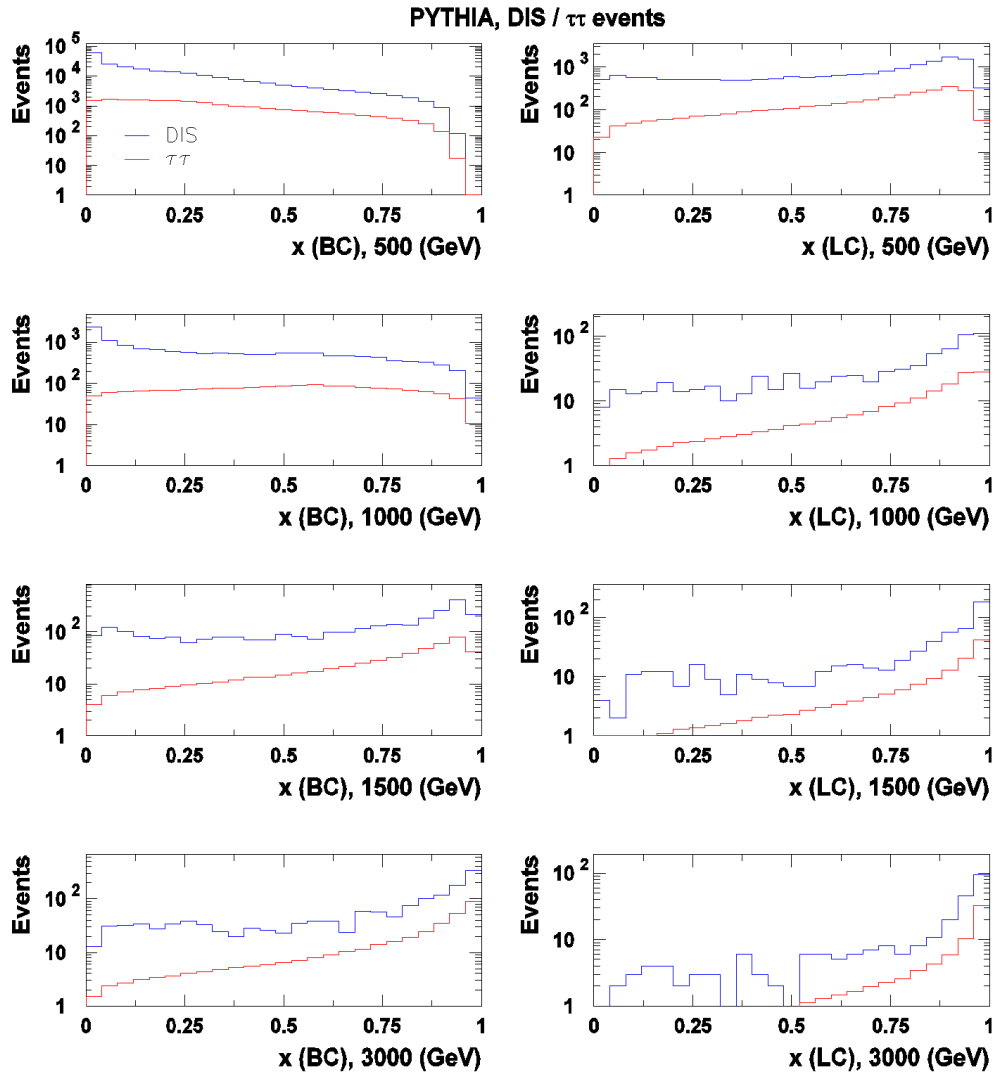
Jednym z naturalnych procesów, mogących stanowić tło dla analizowanych przypadków DIS, jest produkcja par leptonów $\tau^+\tau^-$ (tabele 5.5 i 5.6), których rozpady mogą wywoływać sygnał zarówno w elektromagnetycznych kalorymetrach BC, LC i EC jak i w detektorach śladów, kalorymetrze hadronowym czy detektorach mionów. Rysunek 5.13 porównuje rozkłady zmiennej x dla czterech energii zderzeń e^+e^- :

500 GeV, 1000 GeV, 1500 GeV i 3000 GeV otrzymane dla przypadków DIS oraz procesów z produkcją par $\tau^+\tau^-$ przy użyciu programu HERWIG 6.5.21. Oczekiwany przyczynek do przypadków DIS od produkcji par $\tau^+\tau^-$ ma niewielki udział procentowy i nie rośnie w znaczący sposób z energią zderzeń elektronów i pozytonów. Podobne rozkłady zostały otrzymane dla programu PYTHIA 6.4.28. Rysunek 5.14 prezentuje otrzymane wyniki.

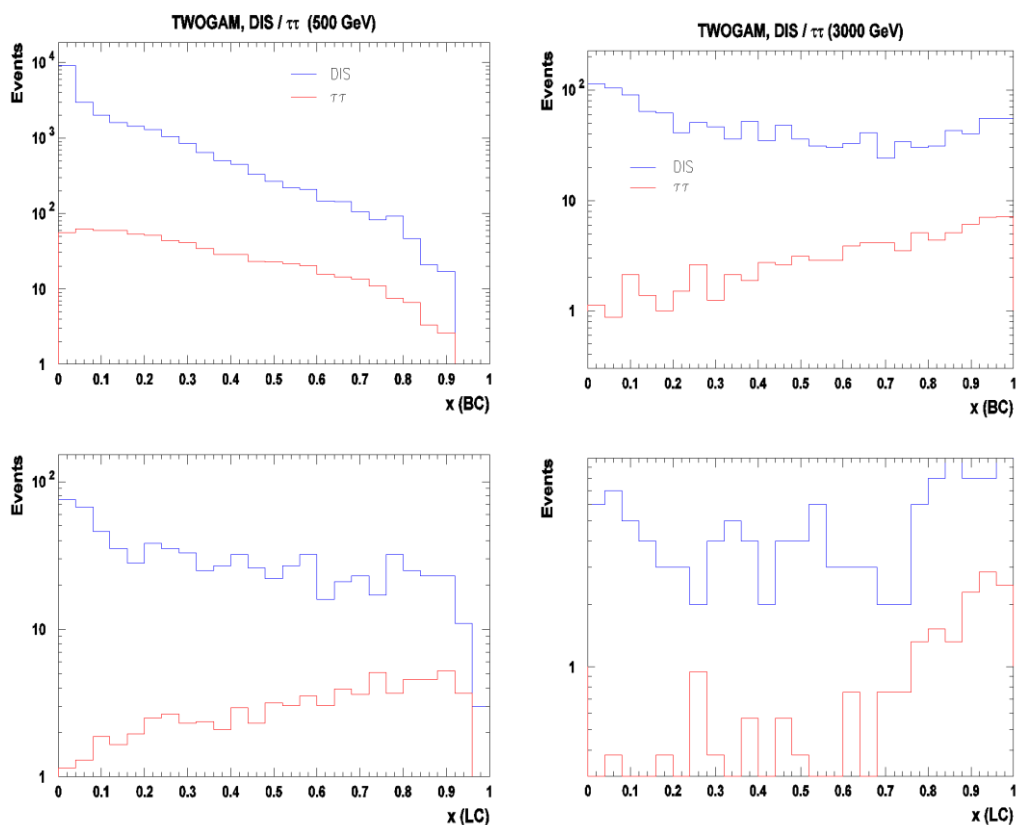
Kształty rozkładów otrzymanych przy użyciu generatora PYTHIA 6.4.28 pokazują na mniejszy efekt tła od produkcji leptonów $\tau^+\tau^-$ w porównaniu z wynikami uzyskanymi korzystając z generatora HERWIG 6.5.21. Podobnie mały efekt obserwuje się w przypadku użycia programu TWOGAM 2.04, aczkolwiek przy małej statystyce analizowanych przypadków. Rysunek 5.15 przedstawia podobne do rysunków 5.13 i 5.14 rozkłady dla dwóch wybranych energii zderzeń e^+e^- równych 500 GeV i 3000 GeV otrzymane korzystając z programu TWOGAM 2.04.



Rysunek 5.13. Rozkłady x otrzymane przy użyciu programu HERWIG 6.5.21 dla przypadków DIS i dwufotonowych procesów prowadzących do produkcji par $\tau^+\tau^-$. Wybrana energia wynosiła 0.5 TeV i 1 TeV dla ILC oraz 1.5 i 3 TeV dla zderzacza CLIC. Wykresy po lewej stronie są związane z detektorem BC, po prawej z LC. Rozkłady znormalizowano do tej samej scałkowanej świetlności. Niebieskie linie odpowiadają przypadkom DIS, czerwone produkcji par $\tau^+\tau^-$.



Rysunek 5.14. Rozkłady x otrzymane przy użyciu programu PYTHIA 6.4.28 dla przypadków DIS i dwufotonowych procesów prowadzących do produkcji par $\tau^+\tau^-$. Wybrana energia wynosiła 0.5 TeV i 1 TeV dla ILC oraz 1.5 i 3 TeV dla zderzacza CLIC. Wykresy po lewej stronie są związane z detektorem BC, po prawej z LC. Rozkłady znormalizowano do tej samej scałkowanej świetlności. Niebieskie linie odpowiadają przypadkom DIS, czerwone produkcji par $\tau^+\tau^-$.

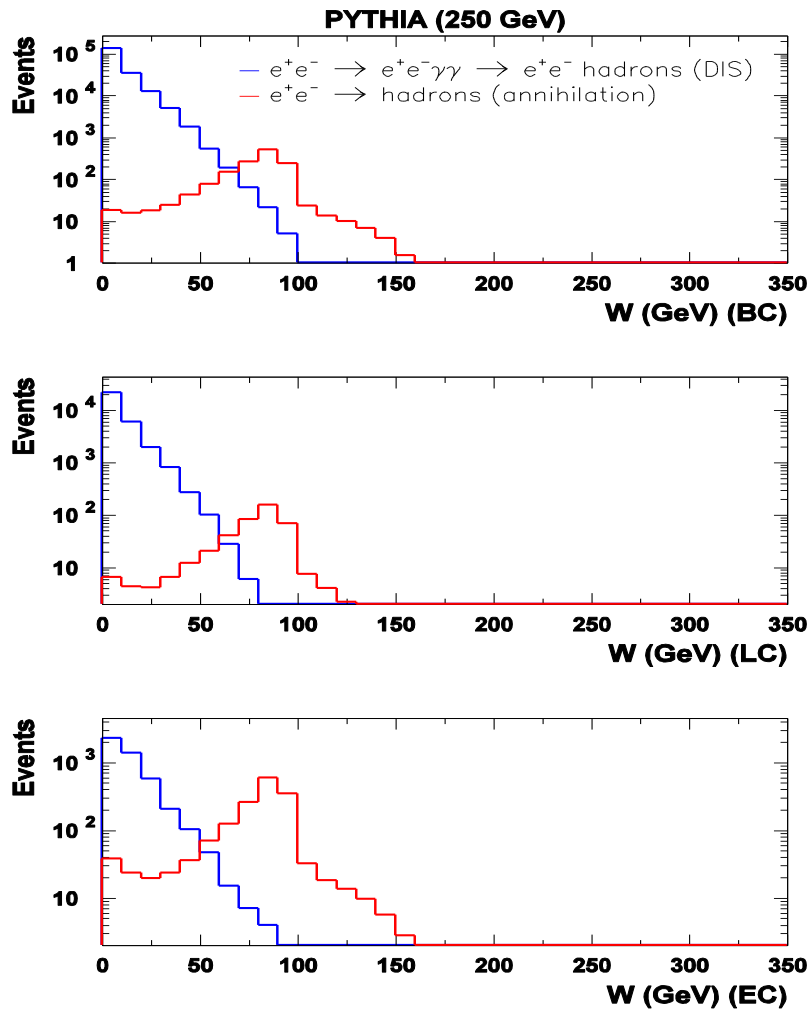


Rysunek 5.15. Rozkłady x dla przypadków DIS i z produkcją naładowanych leptonów $\tau^+\tau^-$ otrzymane przy użyciu programu TWOGAM 2.04 dla wybranych energii ILC ($\sqrt{s} = 500$ GeV) i zderzacza CLIC ($\sqrt{s} = 3000$ GeV). Górne wykresy są związane z detektorem BC, a dolne z LC. Rozkłady znormalizowano do tej samej scałkowanej świetlności. Niebieskie linie odpowiadają przypadkom DIS, czerwone produkcji par $\tau^+\tau^-$.

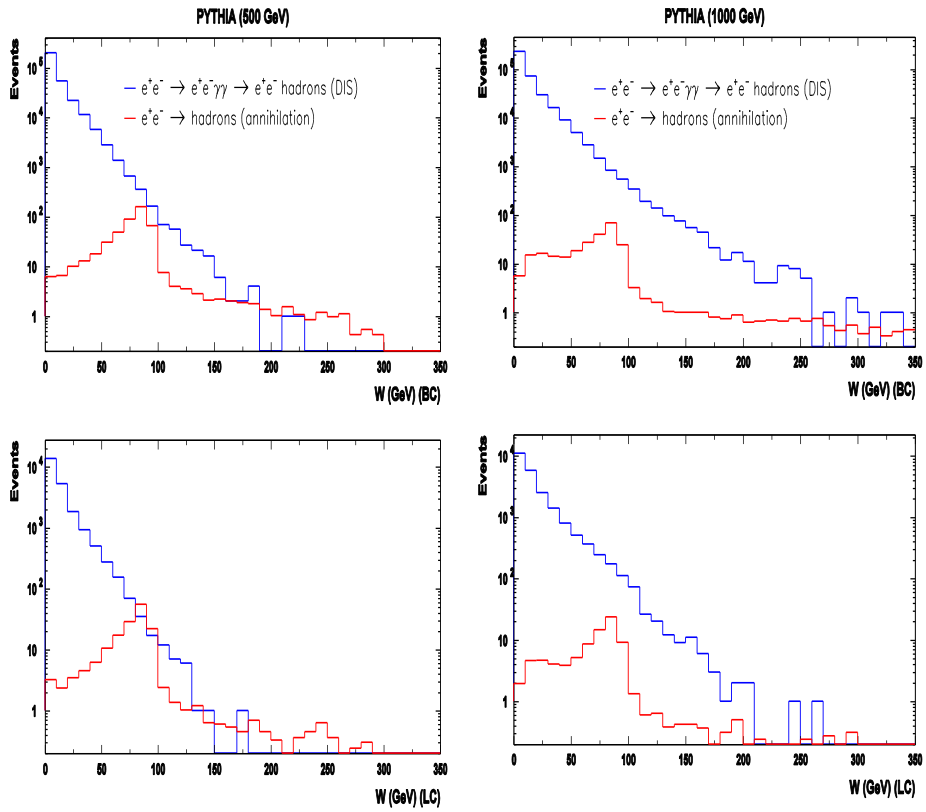
5.6.4 Anihilacja

Procesem, który może wpływać na selekcję przypadków DIS jest proces anihilacji zderzających się elektronów i pozytonów prowadzący do produkcji dużej ilości hadronów w stanie końcowym. Dla oceny ilości przypadków anihilacji, stanowiących tło dla przypadków DIS, porównano rozkłady masy niezmienniczej hadronów W dla anihilacji i DIS. Symulacje przeprowadzono przy użyciu programów PYTHIA 6.4 i HERWIG 6.5. Rysunek 5.16 pokazuje rozkład masy efektywnej hadronów wyprodukowanych w przypadkach DIS i w anihilacji przy energii $\sqrt{s} = 250$ GeV. Niebieska linia odpowiada przypadkom DIS, czerwona anihilacji. Dla wartości $W > 60$ GeV (BC, LC) lub nieco mniejszej wartości $W > 50$ GeV (EC) rozkłady masy efektywnej dla przypadków anihilacji dominują na rozkładami pochodzącymi od

przypadków DIS. Taka sytuacja wymaga wprowadzenia cięcia na masę efektywną W przy selekcji przypadków DIS. Ze wzrostem energii wpływ rozkładów masy efektywnej W przypadków anihilacji staje się mniejszy (np. rys. 5.17 otrzymany dla energii $\sqrt{s} = 500$ GeV i 1000 GeV). Natomiast dla energii $\sqrt{s} \geq 1000$ GeV staje się zaniedbywalny (rys. 5.15).

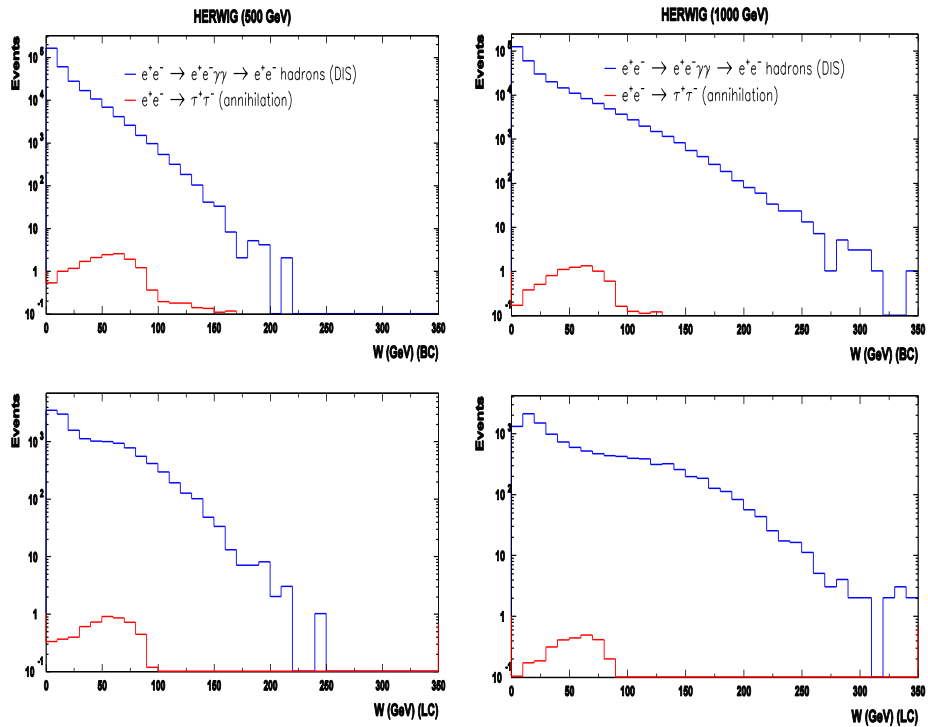


Rysunek 5.16. Rozkłady masy efektywnej układu hadronów produkowanych w procesach DIS oraz anihilacji przy energii 250 GeV. Generację przypadków przeprowadzono przy użyciu programu PYTHIA 6.4.28. Niebieski kolor linii jest dla DIS, czerwony dla anihilacji. Do rejestracji rozproszonego elektronu wykorzystano detektory (kolejno od góry) BC, LC i EC.

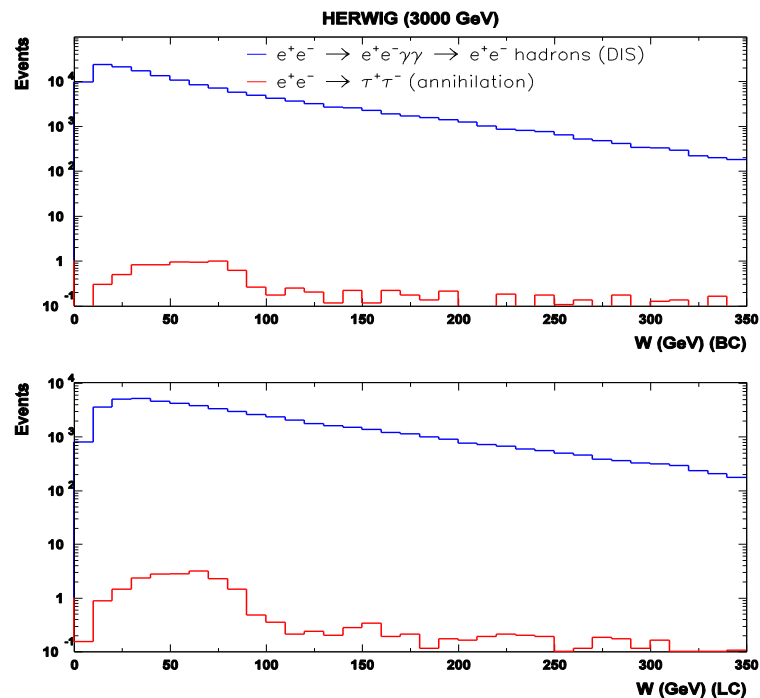


Rysunek 5.17: Rozkłady masy efektywnej hadronów produkowanych w procesach DIS oraz anihilacji otrzymane z programu PYTHIA 6.4.28. Górne rozkłady są związane z detektorem BC, dolne z LC. Rozkłady znormalizowano do tej samej skalkowanej światłości. Wybrano energie ILC $\sqrt{s}=500$ GeV (po lewej) oraz $\sqrt{s} = 1000$ GeV (po prawej).

Podobne rozkłady dla trzech energii zderzeń e^+e^- : 500 GeV, 1000 GeV i 3000 GeV przedstawiają rysunki 5.18 i 5.19 otrzymane dla programu HERWIG 6.5. Tło od przypadków anihilacji z produkcją pary $\tau^+\tau^-$ dla rozkładu W staje się tu zaniedbywalne dla wszystkich wartości energii.



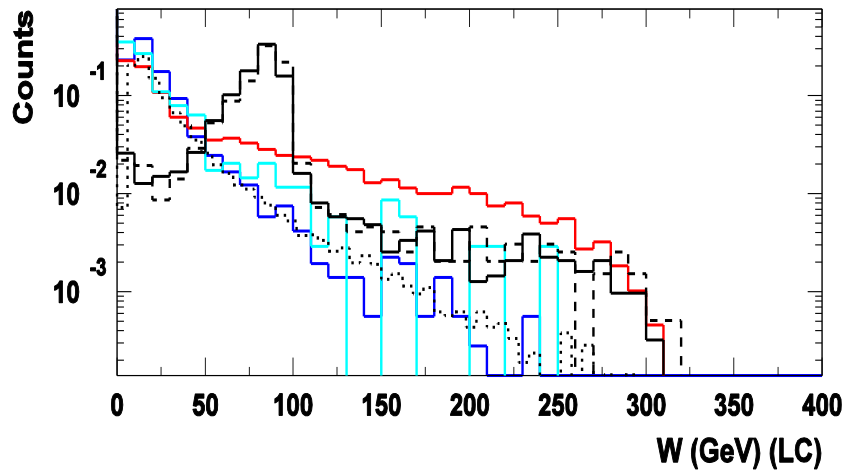
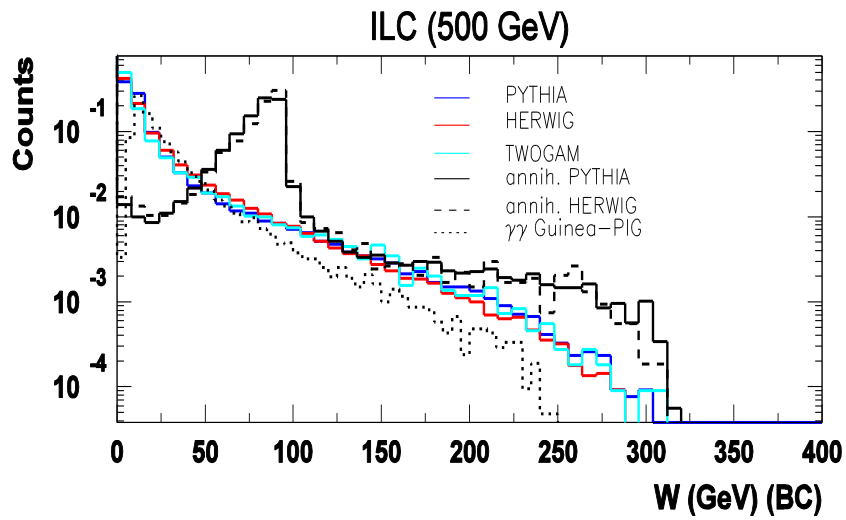
Rysunek 5.18. Rozkłady x otrzymane dla programu HERWIG 6.5.21 dla przypadków DIS oraz anihilacji z produkcją pary mezonów $\tau^+\tau^-$. Po lewej: dla energii ILC $\sqrt{s} = 500$ GeV. Po prawej: dla energii ILC $\sqrt{s} = 1000$ GeV.



Rysunek 5.19. Rozkłady x uzyskane przy użyciu programu HERWIG 6.5.21 dla wybranej energii zderzacza CLIC $\sqrt{s} = 3000$ GeV. Niebieskie linie są dla przypadków DIS, czerwone dla anihilacji z produkcją par $\tau^+\tau^-$.

5.6.5 Promieniowanie wiązek (beamstrahlung)

Podczas pracy liniowego zderzacza ILC/CLIC zderzające się wiązki elektronów i pozytonów będą oddziaływać wzajemnie na siebie (beamstrahlung). Proces ten związany jest z emisją promieniowania z każdej wiązki, która napotyka silne pole elektryczne (o dużym gradiencie) poruszającej się naprzeciwko drugiej wiązki. Emisja tych rzeczywistych fotonów oraz kreacja bardzo dużej ilości par elektronów i pozytonów dostarczać będzie tła dla badanych na zderzaczu procesów fizycznych. Oceny tego tła dokonuje się posługując się programem Guinea Pig [112], dla którego danymi wejściowymi są parametry zderzających się wiązek. Jednym ze zbiorów wyjściowych programu jest zbiór zawierający energie wyprodukowanych fotonów. Dla przypadków DIS te oddziaływujące ze sobą fotony mogą produkować hadrony, dając przyczynek do wielkości W . Wielkość tła od procesu beamstrahlungu zależy też od tego, jak często zderzające się paczki cząstek w wiązkach (bunch crossing) będą emitować fotony, które poprzez oddziaływania $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrony dadzą zauważalny przyczynek do masy efektywnej wyprodukowanych hadronów. W publikacji [112] podano wielkość odniesioną do produkcji tzw. minidżetów jako **0.1 – 0.01**. Rysunek 5.20 stanowi próbę oszacowania kształtu rozkładu wielkości W związanej z dwufotonowymi oddziaływaniami rzeczywistych fotonów pochodzących z oddziaływujących wiązek. Został on porównany do rozkładów W pochodzących od przypadków DIS i anihilacji. W obliczeniach wyjściowy zbiór fotonów (zawierający dziesiątki tysięcy par fotonów) dotyczy pojedynczego zderzenia dwóch paczek cząstek, jakie znajdują się w obu wiązkach. W prezentowanym tu rozkładzie nie zastosowano cięcia, które wiązałoby się z oceną częstości występowania tego procesu w zderzeniach paczek cząstek, jak to opisano w [112]. To zredukowałoby wielkość ewentualnego tła od beamstrahlungu dla detektora BeamCal i LumiCal do zaniedbywalnego poziomu.



Rysunek 5.20. Ilustracja kształtu rozkładu wielkości masy efektywnej hadronów otrzymanej dla procesów DIS, anihilacji oraz promieniowania wiązek (proces beamstrahlung symulowany programem Guinea-Pig). Rozkłady zostały znormalizowane do jedności.

Rozdział 6

Podsumowanie i wnioski

Trwające od ponad 40 lat prace teoretyczne nad zrozumieniem struktury wewnętrznej fotonu, ujawniającej się np. w trakcie jego oddziaływań z innymi fotonami lub hadronami, prowadziły do pojawiania się coraz dokładniejszych parametryzacji funkcji struktury fotonu pozwalających na lepsze zrozumienie natury tej cząstki. Prace teoretyczne wykorzystywały wyniki pomiarów funkcji struktury fotonu uzyskanych w eksperymentach na zderzaczach e^+e^- wówczas trwających lub zakończonych w przeszłości. Ostatnim takim urządzeniem był zderzacz LEP. Ostatnie wyniki z czterech eksperymentów działających przy tym zderzaczu zostały opublikowane w 2005 roku. Możliwość uzyskania nowych danych, dotyczących badań własności fotonu i jego funkcji struktury, wiąże się z nadzieją na realizację w przyszłości jednego z dwóch projektów liniowego zderzacza elektronów i pozytonów: ILC lub CLIC. Wyniki otrzymane w przyszłych eksperymentach pozwoliłyby między innymi na dalsze testy przewidywań QCD poprzez pomiary funkcji struktury fotonu w zakresie wirtualności Q^2 przekraczającej ponad trzy rzędy wielkości w stosunku do danych z eksperymentów na LEP. Konkurencyjny projekt kołowego zderzacza FCC-ee [65], przy niewiele większej w porównaniu do LEP energii zderzeń elektronów i pozytonów, mógłby z kolei badać rzadkie procesy z udziałem fotonów dzięki niezwykle wysokiej wartości świelności zderzacza.

Prezentowana rozprawa zawiera wyniki odnoszące się do badań nad hadronową funkcją struktury fotonu (HFSF) prowadzonych pod kątem możliwości jej pomiarów na przyszłym liniowym zderzaczu ILC lub CLIC. W badaniach wykorzystane zostały zbiory przypadków DIS (głęboko nieelastycznych rozprożeń elektronów na prawie rzeczywistych fotonach) wygenerowanych dla wszystkich proponowanych etapów rozwoju projektów ILC/CLIC. Odpowiadające im wartości energii środka masy zderzających się elektronów i pozytonów wynoszą dla ILC: $\sqrt{s} = 250, 500$ i 1000 GeV a dla CLIC: $\sqrt{s} = 380, 1500$ i 3000 GeV. Generacja przypadków DIS została wykonana przy użyciu trzech generatorów Monte Carlo: PYTHIA 6.4.28, HERWIG 6.5.21 i TWOGAM 2.04.

Wśród uzyskanych wyników najistotniejszymi były między innymi te dotyczące wyznaczenia wartości $F_2^Y(x, Q^2)/\alpha$ jako funkcji zmiennej x z przedziału $0.05 < x < 0.95$ i przy ustalonej wartości Q^2 , równej średnim wartościom rozkładów Q^2 wirtualnych fotonów γ^* związanych z rejestracją rozproszonego elektronu w detektorach BeamCal, LumiCal lub ECAL Endcap i przy odpowiedniej energii zderzeń elektronów i pozytonów. Otrzymane rozkłady funkcji F_2^Y porównano z przewidywaniami dla funkcji struktury fotonu SaSID dla minimalnej i maksymalnej wartości Q^2 jakie były osiągnięte dla wspomnianych detektorów. Użyte zostały dwie wersje postaci funkcji SaSID odpowiadające zarówno rzeczywistym fotonom, dla których wirtualność fotonu tarczy była zerowa ($P^2 = 0 \text{ GeV}^2$), jak i gdy ta wirtualność wynosiła $P^2 = 2 \text{ GeV}^2$ (maksymalna wartość zaobserwowana w analizie). Otrzymane rozkłady odtwarzają przewidywania uzyskane dla obu rodzajów funkcji SaSID. Dla dużych wartości $x > 0.6$ obserwuje się szybszy wzrost $F_2^Y(x, \langle Q^2 \rangle)/\alpha$ niż dla funkcji SaSID. Efekt ten może pochodzić z niemożności zastosowania procedury poprawiającej dane zrekonstruowane (rozdział 5), która była stosowana dla rzeczywistych danych w poprzednich eksperymentach.

Zbadano ponadto zachowanie się funkcji F_2^Y wraz ze wzrostem wartości Q^2 przy ustalonym zakresie zmiennej x , gdzie oczekiwany jest jej wzrost jako funkcji $\log(Q^2)$. Taką zależność obserwowano w pomiarach hadronowej funkcji struktury fotonu wykonanych w przeszłych eksperymentach. Wartości $F_2^Y(Q^2)/\alpha$ otrzymane w przeprowadzonej analizie dla x z przedziału $0.5 - 0.6$ oraz $0.7 - 0.8$ porównano z wybranymi (z możliwie dużymi wartościami Q^2) wynikami poprzednich eksperymentów. Zaproponowaną w eksperymencie OPAL postać dopasowania zmian wartości funkcji do zmian wartości wirtualności: $F_2^Y(Q^2)/\alpha = a + b \log(Q^2)$ przedłużono dla HFSF wyliczonych dla Q^2 oczekiwanych dla ILC/CLIC. Przy wartościach niepewności otrzymanych dla HFSF ta liniowa zależność wydaje się być wciąż akceptowalna. Porównanie również z przewidywaniami dwóch postaci funkcji SaSID (wspomnianych powyżej) wskazuje na taką prawdopodobną zmienność funkcji HFSF wraz ze wzrostem Q^2 .

Możliwość uzyskania w przyszłości dostępu do danych głęboko nieelastycznych rozprożeń elektronów na prawie rzeczywistych fotonach, jakich mógłby dostarczyć liniowy zderzacz ILC/CLIC, pozwoliłoby na dalsze testy QCD nowych parametryzacji funkcji struktury fotonu uwzględniających dane pochodzące z ILC/CLIC. Byłby to dalszy krok w kierunku lepszego poznania natury fotonu.

Literatura

- [1] R. Nisius, *Physics Reports* 332 (2000) 165.
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 86 (2012) 010001.
- [3] Ch. Berger and W. Wagner, *Phys. Rep.* 146 (1987) 1.
- [4] R. Nisius, *Experimental Review of Photon Structure Function Data*, arXiv:0907.2782v1 [hep-ex], 2009.
Conf. Proceedings., PHOTON 09, DESY, Hamburg, 2009:
<http://www-library.desy.de/preparch/desy/proc/proc09.03.pdf>, page 163.
- [5] Ch. Berger, *Journal of Modern Physics* 6 (2015) 1023.
- [6] ZEUS Collaboration, S. Chekanov et al., *Eur. Phys. J. C* 23 (2002) 615.
- [7] M. Przybycień, *Study of the photon structure at LEP*, Habilitation Thesis, University of Science and Technology, Cracow, 2003.
- [8] R. M. Godbole, *Photon structure function*, arXiv:hep-ph/9602428, 1996.
- [9] M. Krawczyk, *Structure functions for the virtual and real photons*, AIP Conf. Proc. 571 (2001) 3.
- [10] C. Peterson, T. F. Walsh, P. M. Zerwas, *Nucl. Phys. B* 229 (1983) 301.
- [11] J. W. Jason, *A study of photon structure with special attention to the low-x region*, PhD thesis, RAL-TH-96-014, 1996.
- [12] A. E. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, *Phys. Lett. B* 60 (1975) 50.
- [13] Y. Y. Balitskij, L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 28 (1978) 822.
- [14] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys. B* 126 (1977) 298.
- [15] Y. L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* 46 (1977) 641.
- [16] L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 20 (1975) 95.
- [17] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 15 (1972) 438.
- [18] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Phys. Lett. B* 316 (1993) 412.
- [19] H1 Collaboration, I. Abt et al., *Nucl. Phys. B* 407 (1993) 515.
- [20] H1 + ZEUS collaborations, H. Abramowicz et al., *Eur. Phys. J. C* 75 (2015) 580.
- [21] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., *Phys. Lett. B* 107 (1981) 168.
- [22] A. Gehrmann-De Ridder, H. Spiesberger, P. M. Zerwas, *Phys. Lett. B* 469 (1999) 259.
- [23] R. Nisius, *Two photon physics at the future linear collider*, arXiv:hep-ex/9811024v1.
- [24] M. Glück, E. Reya, C. Sieg, *Phys. Lett. B* 503 (2001) 285.
- [25] K. Sasaki, T. Uematsu, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 135 (2004) 178.

- [26] I. Schienbein, *Annals of Physics* 301 (2002) 128
- [27] R. Sahara, T. Uematsu, Y. Kitadono, *Phys. Lett. B* 707 (2012) 517.
- [28] V. M. Budnev et al., *Physics Reports* 15 (1975) 181.
- [29] P. Kessler, *Il Nuovo Cimento* 17 (1960) 809.
- [30] C. F. von Weizsäcker, *Z. Phys.* 88 (1934) 612,
E.J. Williams, *Phys. Rev.* 45 (1934) 729.
- [31] N. Artega, C. Carimalo, P. Kessler, S. Ong, *Phys. Rev. D* 52 (1995) 4920.
- [32] R. Nisius, M. H. Seymour, *Phys. Lett. B* 452 (1999) 409.
- [33] R. P. Feynman, *Photon Hadron Interactions*,
W.A. Benjamin/Addison Wesley Pub. New York, 1972.
- [34] J. J. Sakurai, *Ann. Phys.* 11 (1960) 1.
- [35] D. Schildknecht, *Vector Meson Dominance*,
arXiv:hep-ph/0511090v1, 2005.
- [36] T.F. Walsh and P.M. Zerwas, *Phys. Lett. B* 44 (1973) 195.
- [37] J. Badier et al., *Z. Phys. C* 18 (1983) 281.
- [38] TPC/ 2γ Collaboration, H. Aihara et al., *Z. Phys. C* 34 (1987) 1.
- [39] Liza Gyongyi Baksay, *Measurement of the Hadronic Photon Structure Function F_2^γ with the L3 Detector at LEP*,
PhD Thesis, Florida Institute of Technology, 1997;
http://research2.fit.edu/hep_labA/Dissertation_Gyangyi_Baksay.pdf.
- [40] T. Uematsu, T.F. Walsh, *Phys. Lett. B* 101 (1981) 263.
- [41] PLUTO Collaboration, C. Berger et al., *Phys. Lett. B* 142 (1984) 119.
- [42] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., *Phys. Lett. B* 483 (2000) 373.
- [43] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Phys. Lett. B* 479 (2000) 37.
- [44] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Phys. Rev. D* 44 (1992) 3986;
Phys. Rev. D 45 (1992) 1973.
- [45] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann, *Phys. Rev. D* 51 (1995) 3220.
- [46] M. Glück, E. Reya, I. Scheinbein, *Phys. Rev. D* 60 (1999) 054019.
- [47] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, *Phys. Lett. B* 376 (1996) 193.
- [48] M. Drees, K. Grassie, *Z. Phys. C* 28 (1985) 451.
- [49] R. J. de Witt et al., *Phys. Rev. D* 19 (1979) 2046.
- [50] M. Gluck and E. Reya, *Phys. Rev. D* 28 (1983) 2749.
- [51] L. E. Gordon, J.K. Storrow, *Z. Phys. C* 56 (1992) 307.
- [52] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: A Library of all available Parton density Functions of the Nucleon, of the Pion and the Photon and the corresponding α_s calculations*,
Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396. (version 8.4).
- [53] K. Hagiwara, M. Tanaka, I. Watanabe, *Phys. Rev. D* 51 (1995) 3197.

- [54] P. Aurenche, J. P. Guillet and M. Fontannaz, *Z. Phys.* C64 (1994) 621.
- [55] F. Cornet, P. Jankowski, M. Krawczyk, A. Lorca, *Phys. Rev. D* 68 (2003) 014010; F. Cornat, *Acta Physica Polonica B* 37 (2006) 663.
- [56] F. Cornet, P. Jankowski and M. Krawczyk, *Phys. Rev. D* 70 (2004) 093004
P. Jankowski, Heavy Quarks and the Hadronic Structure of Real Unpolarized Photon, Ph.D thesis, University of Warsaw, 2004.
- [57] P. Aurenche, J. P. Guillet and M. Fontannaz, *Eur. Phys. J.* C44 (2006) 395.
- [58] F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.
- [59] P. W. Higgs, *Phys. Lett.* 12 (1964) 132.
- [60] The Nobel Prize in Physics 2013, Nobelprize.org, Nobel Media AB 2014, http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/
- [61] G. Guralnik, C.R. Hagen, T. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 585.
- [62] The Large Hadron Collider (LHC), <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>.
- [63] The International Linear Collider (ILC) A. Abada et al., Technical Design Report, Volume 1,2,3,4, Executive Summary, ILC-REPORT-2013-040, (ISBN 978-3-935702-74-4), 2013, www.linearcollider.org/ILC; www.iwate-ilc.jp.
- [64] Compact Linear Collider (CLIC), P. Lebrun et al., CLIC Conceptual Design Report, CERN-2012-005, 2012, www.clic-study.web.cern.ch, <https://clic.cern>.
- [65] Future Circular Collider ee, (FCC-ee), <http://tlep.web.cern.ch>.
- [66] Circular Electron Positron Collider (CEPC), <http://cepc.ihep.ac.cn>, <http://facepunch.com/showthread.php?t=1426065>.
- [67] D. d'Enterria, Physics at the FCC-ee, <http://arxiv.org/abs/arXiv:1602.05043>;
- [68] ILC, Technical Design Report 2013, Volume 2: Physics, <http://www.linearcollider.org>; A.G. Drutskoy, Physics at ILC, *J. Phys: Conf. Ser.* 675 022019, 2016.
- [69] L. Linssen et al., CLIC Conceptual Design Report: Physics and Detectors at CLIC, CERN-2012-003, 2012, Geneva.
- [70] D. d'Enterria, Physics case of FCC-ee, <http://arxiv.org/abs/arXiv:1601.06640>;
M. Dam, Precision Electroweak measurements at the FCC-ee, <http://arxiv.org/abs/arXiv:1601.03849>.
- [71] CEPC-SPPC Study Group, Volume I – Physics & Detector, <http://cepc.ihep.ac.cn/preCDR/volume.html>.
- [72] The TESLA project, B.H. Wiik, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 398 (1997) 1; T. Behnke, The TESLA Project, www.desy.de/~behnke/LC/tesla.pdf.
- [73] International Large Detector (ILD), www.ilcild.org.
- [74] Silicon Detector (SiD), <http://pages.uoregon.edu/silicondetector/concept.html>;
A.P. White, The SiD detector for the International Linear Collider,

- arXiv:physics.ins-det/1511.00134v1, 2015.
- [75] J.S. Marshall, M.A. Thomson, The Pandora Particle Flow Algorithm, arXiv:1308.4537 [physics.ins-det], 2013.
 - [76] FCAL Collaboration, H. Abramowicz et al., JINST 5, (2010) P12002; JINST 10 (2015) P05009, Eur. Phys. J. C 78 (2018) 135.
 - [77] FCAL Collaboration (Forward CALorimeters) <http://fcal.desy.de>.
 - [78] N. Alipour Tehrani et al., CLICdet: The post-CDR CLIC detector model, CLICdp-Note-2017-001, <http://cds.cern.ch/record/2254048/files/CLICdp-Note-2017-001.pdf>.
 - [79] CLICdp Collaboration (CLIC detector and physics study), <http://clicdp.web.cern.ch>.
 - [80] A. Levy, The design of the ILD forward region, arXiv:1701.01923v1 [physics.ins-det], 2017.
 - [81] L. Linssen, A.Miyamoto, M. Stanitzki, H. Weerts (eds), CLIC CDR, Physics and Detectors at CLIC. CERN-2012-003; ANL-HEP-TR-12-01; DESY-12-008; KEK-Report-2011-7, arXiv:1202.5940 [physics.ins-det].
 - [82] V. Lukianchuk, Energy linearity and resolution of the LHCAL calorimeter of the ILD detector for the ILC experiment, MSc Thesis, Kiev University, 2016, http://alzt.tau.ac.il/~ibtisam/Lukianchuk_master_thesis.pdf.
 - [83] CLIC (Compact Linear Collider), <http://clic-study.web.cern.ch>; M. Aicheler et al., CCLIC Conceptual Design Report: A Multi-TeV Linear Collider based on CLIC Technology, CERN-2012-007, Geneva, 2012.
 - [84] P. Burrows, CLIC Accelerator, status, plans, outlook, talk at CLIC Workshop, CERN, 2016.
 - [85] CLIC and CLICdp Collaborations, M.J. Boland et al., Updated Baseline For a Staged Compact Linear Collider, CERN-2016-004, 2016, Geneva.
 - [86] P. Lebrum et al., CLIC Conceptual Design Report: The CLIC Programme: Towards a Staged e^+e^- Linear Collider Exploring the Terascale, CERN-2012-005, 2012, Geneva.
 - [87] CLICdp Collaboration, H. Abramowicz et al., Higgs Physics at CLIC Electron-Positron Linear Collider, Eur. Phys. J. C77 (2017) 475.
 - [88] CLICdp Collaboration, A. Ruiz Jimeno, Status of CLIC detector and physics, talk presented at AWLC 2017, June , 2017, SLAC, USA.
 - [89] CLICdp Collaboration, A. Sailer, Linear Collider Software at CLIC, LCWS 2017, October 23-27, 2017, Strasbourg, France; M. Petrič, Software Developments and Detector Model, CLIC Workshop, January, 2018, CERN, Geneva
 - [90] Linear Collider Software, ILCSoft, <https://github.com/iLCSoft>; F.Gaede, ILCSoft-Software for the Linear Collider, D-HEP Computing Strategy Workshop, April 28-29,2014, DESY; Future of ILCSoft, International Workshop on Future Linear Collider, LCWS 2017, October 23-27, 2017, Strasbourg, France.

- [91] ILCSoft, Mokka, http://ilcsoft.desy.de/portal/software_packages/mokka.
- [92] S. Agostinelli et al., Nuclear. Instruments and Methods in Physics Research A506 (2003) 250; J. Allison et al., IEEE Transactions on Nuclear Science 53 No.1 (2006) 270; J. Allison et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 835 (2016) 186.
- [93] ILCSoft, Marlin, http://ilcsoft.desy.de/portal/software_packages/marlin/.
- [94] R. Brun, F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81.
- [95] T. Sjöstrand et al., PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 05 (2006) 026.
- [96] B. Andersson et al., Parton Fragmentation and String Dynamics, Phys. Rep 97 (2 & 3) (1983) 31; B. Anderson et al., Recent Developments in the Lund Model, arXiv:hep-ph/0212122. 2002.
- [97] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. 67 (1992) 465.
- [98] TWOGAM version 2.04, S. Nova, A. Olshevski, T. Todorov, DELPHI Note 90-35 (1990) nieopublikowany; L. Lönnblad et al., TWOGAM v. 2.04, Vol.2, CERN 96-01, 224.
- [99] LCIO, <http://lcio.desy.de>.
- [100] F. Gaede, Status of core Software tools, ILC Software Workshop, Cambridge, 2006.
- [101] D.W. Duke and F. Owens, Phys. Rev. D26 (1982) 1600.
- [102] Ch. Berger, Photon Structure Function Revisited, Journal of Modern Physics, 6 (2015) 1023.
- [103] B.R. Webber: Nucl. Phys. B238 (1984) 492;
G. Marchesini and B.R. Webber: Nucl. Phys. B238 (1984) 1.
- [104] T. Sjostrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.
- [105] W. Słomiński, H. Abramowicz and A. Levy, Eur. Phys. J. C45 (2006) 633.
- [106] M. Frank et al., J. Phys.: Conf. Ser. 513 022010 (2014).
- [107] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., Phys. Lett. B 533 (2002) 207.
- [108] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., Phys. Lett. B 483 (2000) 373.
- [109] ALEPH Collaboration, R. Barate et al., Phys. Lett. B 458 (1999) 152.
- [110] AMY Collaboration, S.K. Sahu et al., Phys. Lett. B 346 (1995) 208.
- [111] TOPAZ Collaboration, K. Muramatsu et al., Phys. Lett. B 332 (1994).
- [112] D. Schulte, Study of electromagnetic and hadronic background in the interaction region of the TESLA Collider. PhD Thesis, Hamburg 1996, DESY-TESLA-97-08.