Electroweak corrections to dilepton production via photon fusion at LHC

V. A. Zykunov, JINR

Moscow, 29 November – 2 December, 2022
6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics

Introduction

Despite the fact that the Standard Model (SM) keeps for oneself the status of consistent and experimentally confirmed theory, the search of New Physics (NP) manifestations is continued:

- ⋆ **the supersymmetry**,
- ⋆ **M-theory**,
- ⋆ **DM-particles**,
- ⋆ **axions**,
- ⋆ **feebly interacting particles**,
- ⋆ **extra** spatial dimensions,
- ⋆ **extra** neutral gauge bosons, **etc.**

One of powerful tool in the modern experiments at LHC is the investigation of **Drell–Yan dilepton production**

$$\mathbf{pp} \to \gamma, \mathbf{Z} \to \mathbf{l^+ l^- X} \tag{1}$$

at **large invariant mass** of lepton pair: $\mathbf{M} \geq \mathbf{1}$ TeV.

Drell-Yan process (1970, BNL)

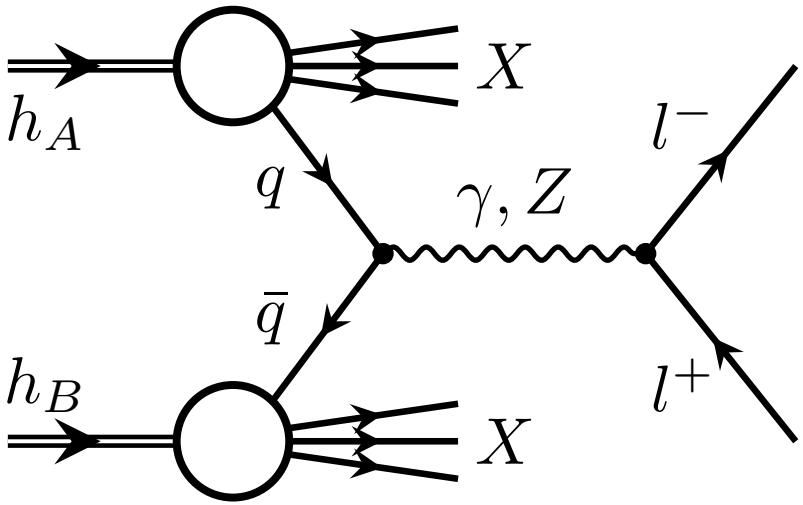


Figure 1: **Drell-Yan process with neutral current**

- ⋆ $\sqrt{\mathbf{S}}$ is total energy in c.m.s. of hadrons
- ⋆ **M** is dilepton $\mathbf{l}^+\mathbf{l}^-$ invariant mass ($\mathbf{l} = \mathbf{e}, \mu$)
- ⋆ **y** is dilepton rapidity

Current experimental situation at CMS LHC

- ★ The measured Drell–Yan cross sections and forward-backward asymmetries **are consistent with the SM predictions** at

$$\sqrt{\mathbf{S}} = 7\text{–}8 \text{ TeV } (\mathbf{19.7\ fb^{-1}}) \text{ for } \mathbf{M \leq 2} \text{ TeV},$$

$$\sqrt{\mathbf{S}} = 13 \text{ TeV } (\mathbf{85\ fb^{-1}}) \text{ for } \mathbf{M \leq 3} \text{ TeV}$$

  - ★ differential cross section $\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{dM}}$,
  - ★ double-differential cross section $\frac{\mathbf{d}^2\sigma}{\mathbf{dMdy}}$,
  - ★ forward-backward asymmetry $\mathbf{A_{FB}}$.
- ★ NNLO RCs are taken into account by using of **FEWZ 3.1**
- ★ NNLO PDFs are **CT10 NNLO** and **NNPDF2.1**.

Some modern codes for NLO and NNLO RC for DY process at hadronic colliders (in the ABC order)

- ⋆ DYNNLO (S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera et al.)
- ⋆ FEWZ (R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, S. Quackenbush)
- ⋆ HORACE (C.Carloni Calame, G.Montagna, et al.)
- ⋆ MC@NLO (S. Frixione, F. Stoeckli, P. Torrielli et al.)
- ⋆ PHOTOS (N. Davidson, T. Przedzinski, Z. Was et al.)
- ⋆ POWHEG (L. Barze, G. Montagna, P. Nason et al.)
- ⋆ RADY (S. Dittmaier, A. Huss, C. Schwinn et al.)
- ⋆ READY (V. Zykunov, RDMS CMS)
- ⋆ SANC (Dubna: A. Andonov, A. Arbuzov, D. Bardin et al.)
- ⋆ WINHAC (W. Placzek, S. Jadach, M. W. Krasny et al.)
- ⋆ WZGRAD (U. Baur, W. Hollik, D. Wackeroth et al.)

Code READY and a set of prescriptions

In the following the scale of radiative corrections and their effect on the observables of Drell–Yan processes will be discussed using FORTRAN program **READY**: (**R**adiative corr**E**ctions to l**A**rge invariant mass **D**rell-**Y**an process).

We used the following set of prescriptions:

- ⋆ standard PDG set of SM input electroweak parameters,
- ⋆ "effective" quark masses ($\mathbf{\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m^2_Z) = 0.0276}$),
- ⋆ 5 active flavors of quarks in proton,
- ⋆ CTEQ, CT10, and MHHT14 sets of PDFs,
- ⋆ choice for PDFs: $\mathbf{Q = M_{sc} = M}$.

CMS detector setup

We impose the experimental restriction conditions

- ★ on the detected lepton angle $-\zeta^* \leq \cos\theta \leq \zeta^*$ and on the rapidity $|\mathbf{y(l)}| \leq \mathbf{y(l)}^*$; for CMS detector the cut values of ζ^* and $\mathbf{y(l)}^*$ are determined as

$$\mathbf{y(l)}^* = -\log\ \tan\frac{\theta^*}{\mathbf{2}} = \mathbf{2.5}, \quad \zeta^* = \cos\theta^* \approx \mathbf{0.986614},$$

- ★ the second standard CMS restriction $\mathbf{p_T(l)} \geq \mathbf{20\ GeV}$,
- ★ **the "bare" setup** for muon identification requirements (no smearing, no recombination of muon and photon/gluon).

Mathematical Content

At the edges of kinematical region (extra large $\sqrt{\mathbf{S}}$, $\mathbf{M}$) the important task is make the RC procedure both accurate and fast. For the latter it is desirable to obtain **the set of compact formulas** for the EWK and QCD RCs.

Leading effect of **Weak RCs** in the region of large M is described by the Sudakov Logarithms (**SL**, **V. Sudakov, Sov. Phys. JETP 3, 65 (1956)**):

$$\log \frac{\mathbf{m_B^2}}{|\mathbf{r}|} \quad (\mathbf{B} = \mathbf{Z}, \mathbf{W}; \quad \mathbf{r} = \mathbf{s}, \mathbf{t}, \mathbf{u}). \tag{2}$$

Collinear Logarithms (**CL**) play leading role in description of **QED RCs and QCD RCs**:

$$\log \frac{\mathbf{m_f^2}}{|\mathbf{r}|} \quad (\mathbf{f} = \mathbf{e}, \mu, \mathbf{q}; \quad \mathbf{r} = \mathbf{s}, \mathbf{t}, \mathbf{u}). \tag{3}$$

Notations, invariants, coupling constants

The standard set of Mandelstam invariants for the partonic elastic scattering:

$$\mathbf{s} = (\mathbf{p_1} + \mathbf{p_2})^2, \quad \mathbf{t} = (\mathbf{p_1} - \mathbf{k_1})^2, \quad \mathbf{u} = (\mathbf{k_1} - \mathbf{p_2})^2. \tag{4}$$

The propagator for **j**-boson depends on its mass and width:

$$\mathbf{D^{js}} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{s} - \mathbf{m_j^2} + \mathbf{i m_j \Gamma_j}}. \tag{5}$$

Suitable combinations of coupling constants are:

$$\lambda_{\mathbf{f}+}^{\mathbf{i,j}} = \mathbf{v_f^i v_f^j} + \mathbf{a_f^i a_f^j}, \quad \lambda_{\mathbf{f}-}^{\mathbf{i,j}} = \mathbf{v_f^i a_f^j} + \mathbf{a_f^i v_f^j}, \tag{6}$$

$$\mathbf{v_f^\gamma} = -\mathbf{Q_f}, \quad \mathbf{a_f^\gamma} = \mathbf{0}, \quad \mathbf{v_f^Z} = \frac{\mathbf{I_f^3} - \mathbf{2 s_W^2 Q_f}}{\mathbf{2 s_W c_W}}, \quad \mathbf{a_f^Z} = \frac{\mathbf{I_f^3}}{\mathbf{2 s_W c_W}}.$$

Main features of EWK and QCD RCs calculation

The Feynman rules, renomalization detailes, etc. are inspired by **M. Böhm, H. Spiesberger, W. Hollik, Forschr.Phys. 34, 687 (1986)**:

- ⋆ **the t'Hooft–Feynman gauge**,
- ⋆ **on-mass** renormalization scheme ($\alpha, \alpha_s, m_W, m_Z, m_H$ and **the fermion masses** as independent parameters),
- ⋆ **ultrarelativistic** limit.

QCD result can be obtained from QED case by substitution:

$$Q_q^2\alpha \to \sum_{a=1}^{N^2-1} t^a t^a \alpha_s = \frac{N^2-1}{2N} I \alpha_s \to \frac{4}{3}\alpha_s, \tag{7}$$

here $2t^a$ – Gell-Man matrices, $N = 3$.

Two mechanisms: DY and $\gamma\gamma$

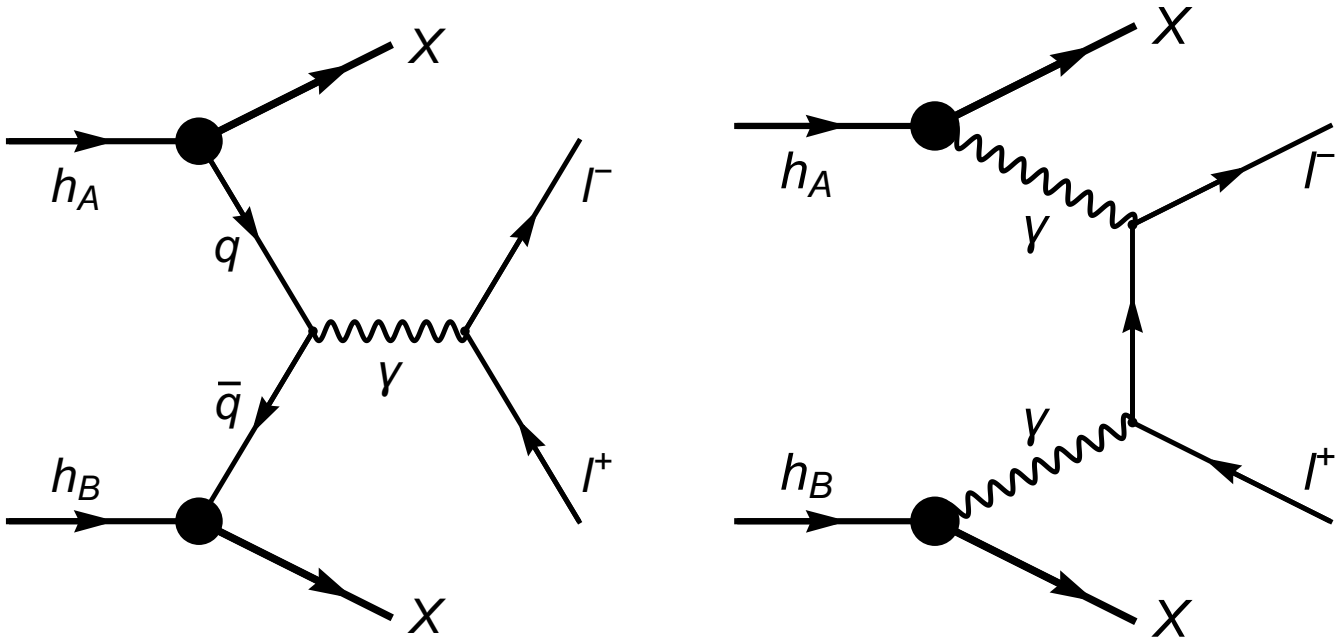


Figure 2: **Процесс рождения дилептона в адронных столкновениях: слева – процесс Дрелла–Яна с виртуальным фотоном, справа – механизм фотонного слияния. На линиях указаны названия частиц.**

$\gamma\gamma$-fusion Born: diagrams and cross sections

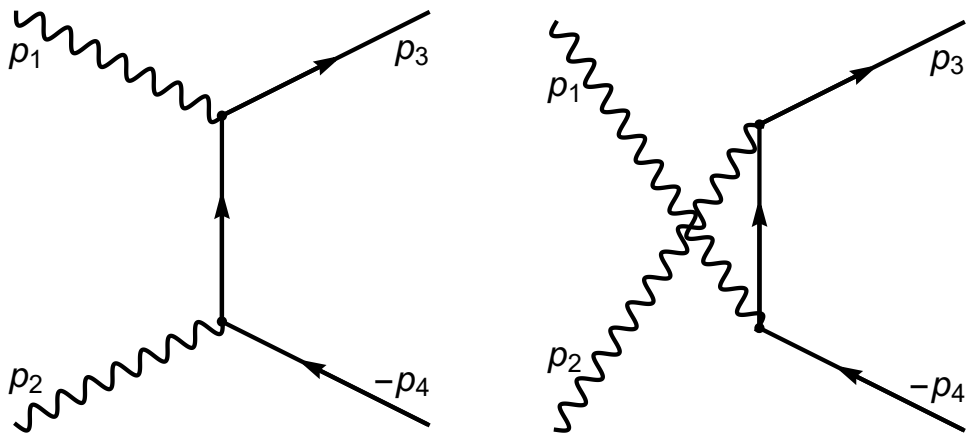


Figure 3: **Фейнмановские диаграммы процесса $\gamma\gamma \to l^- l^+$ в борновском приближении.**

Parton level:

$$\mathbf{d}\sigma_0^{\gamma\gamma} = \frac{2\pi\alpha^2}{s^2}\frac{t^2+u^2}{tu}dt. \tag{8}$$

Hadron level ($\mathcal{C} = \cos\theta$):

$$\frac{d^3\sigma_0^h}{dMdyd\mathcal{C}} = 8\pi\alpha^2 f_\gamma^A(x_1) f_\gamma^B(x_2)\frac{t^2+u^2}{SM^5(1-\mathcal{C}^2)}\Theta. \tag{9}$$

DY vs $\gamma\gamma$: diff. cross section $d\sigma/dM$

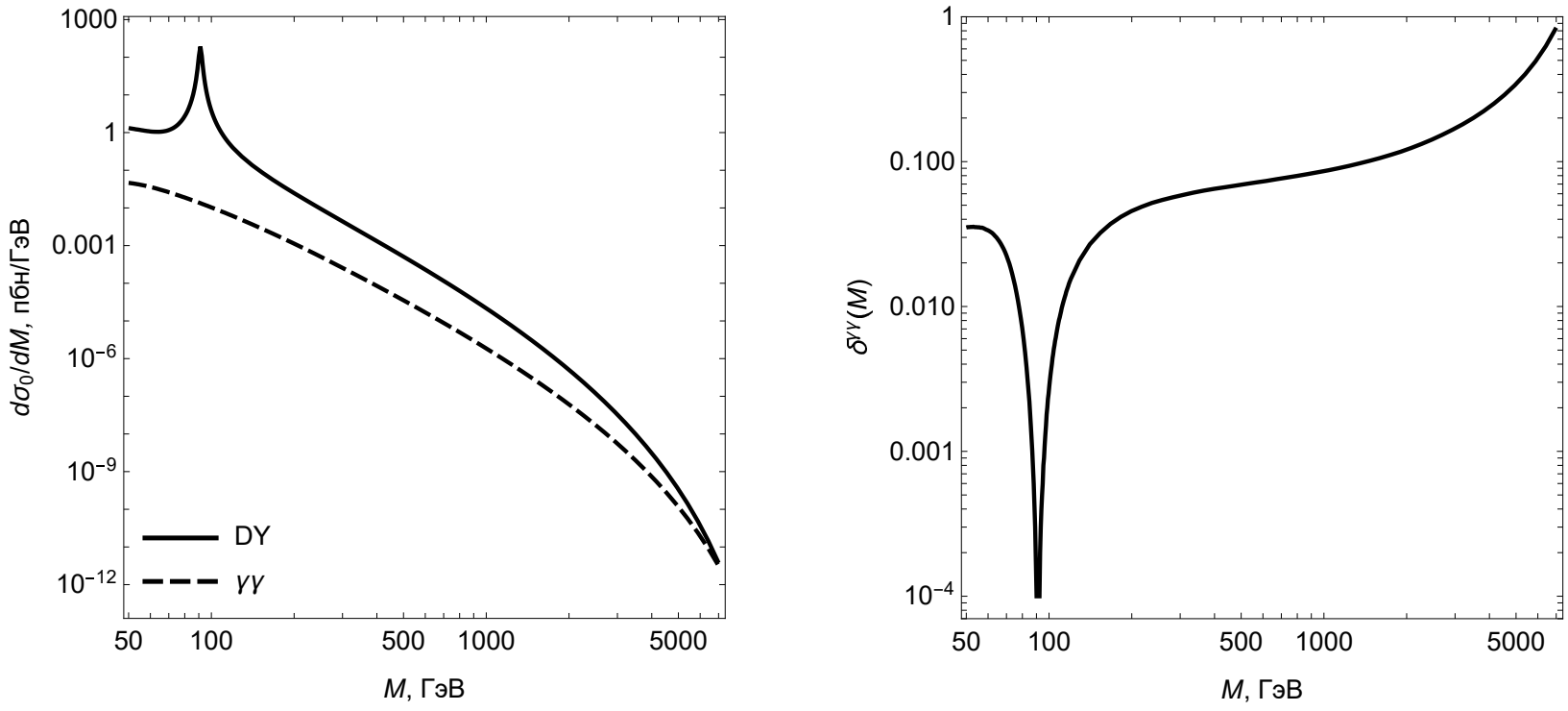


Figure 4: *а* – **дифференциальные борновские сечения по инвариантной массе $\frac{d\sigma_0}{dM}$ в зависимости от M.**
б – **относительная поправка $\delta^{\gamma\gamma}(\mathbf{M})$ в зависимости от M.**

$$\delta^{\gamma\gamma}(\mathbf{M}) = \frac{\mathbf{d}\sigma_{\mathbf{0}}^{\gamma\gamma}/\mathbf{dM}}{\mathbf{d}\sigma_{\mathbf{0}}^{\mathrm{DY}}/\mathbf{dM}}. \tag{10}$$

DY vs $\gamma\gamma$: double diff. cross section $d^2\sigma/dMdy$

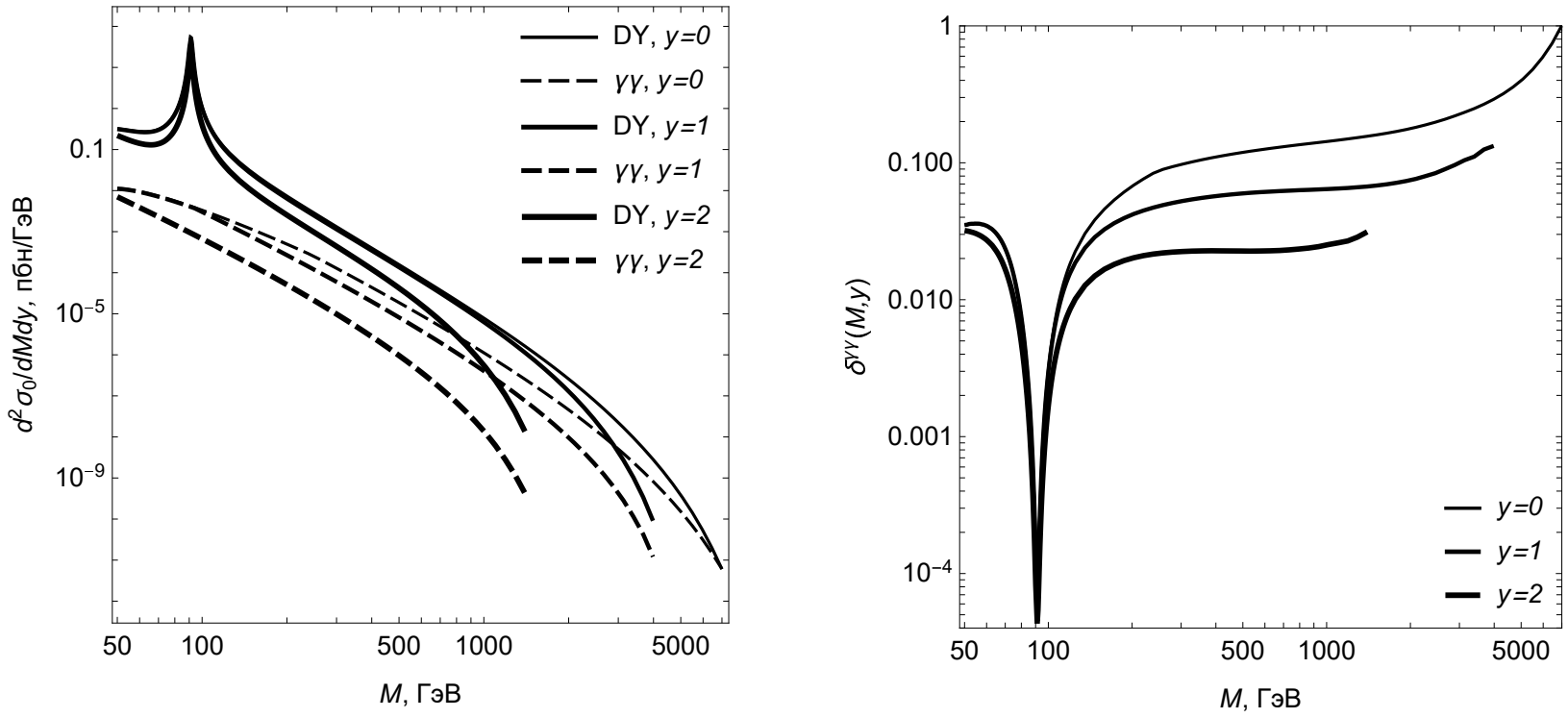


Figure 5: *а* – **дважды дифференциальные борновские сечения** $\frac{\mathbf{d^2\sigma_0}}{\mathbf{dMdy}}$ **в зависимости от** M **при различных значениях** y**.**
б – **относительные поправки** $\delta^{\gamma\gamma}(\mathbf{M},\mathbf{y})$ **в зависимости от** M **при различных значениях** y**.**

Virtual diagrams: γ and Z

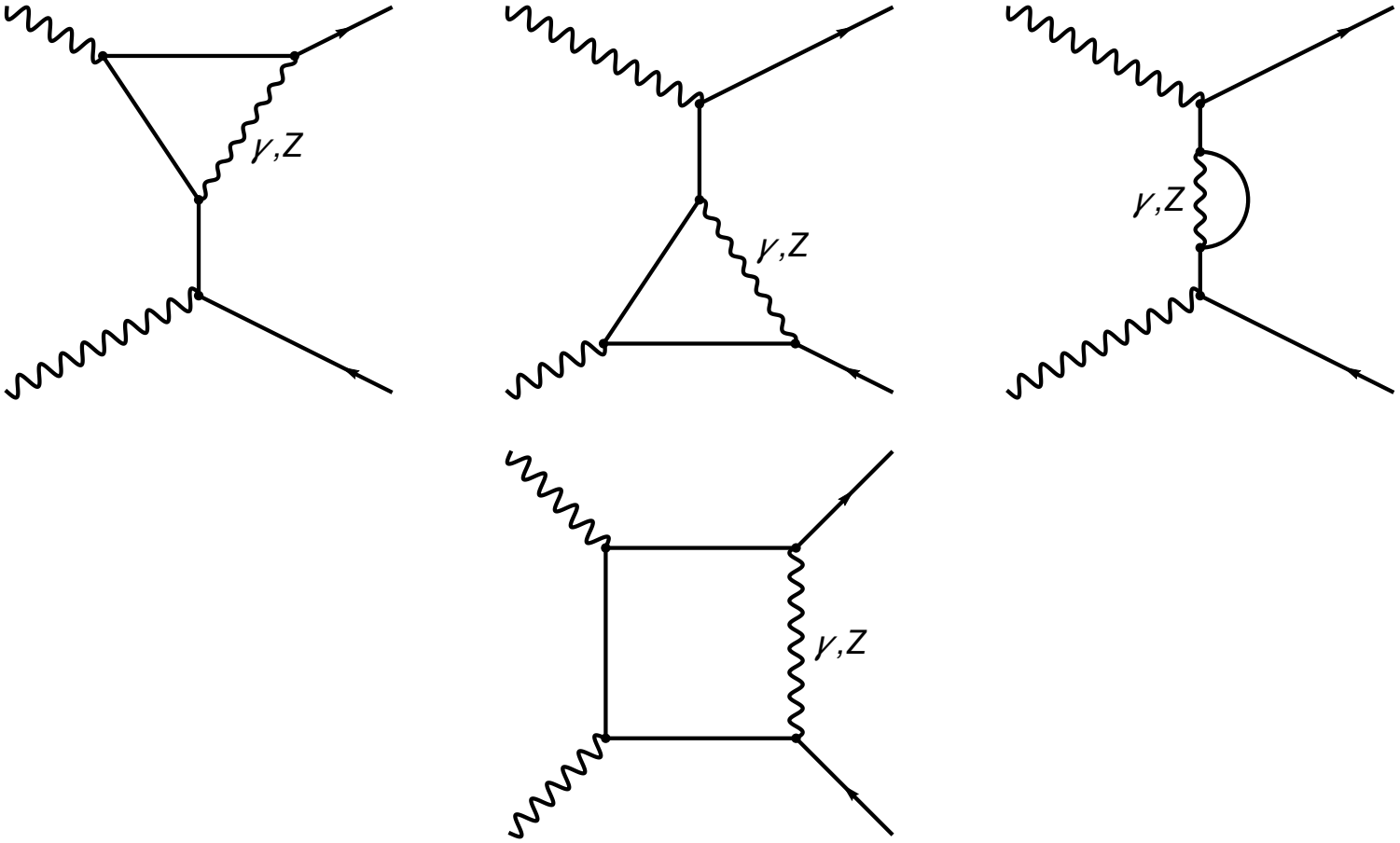


Figure 6: **Половина набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \to l^- l^+$ с дополнительным виртуальным фотоном и Z-бозоном: вершинны, собственная энергиия электрона, бокс. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.**

Virtual diagrams: W

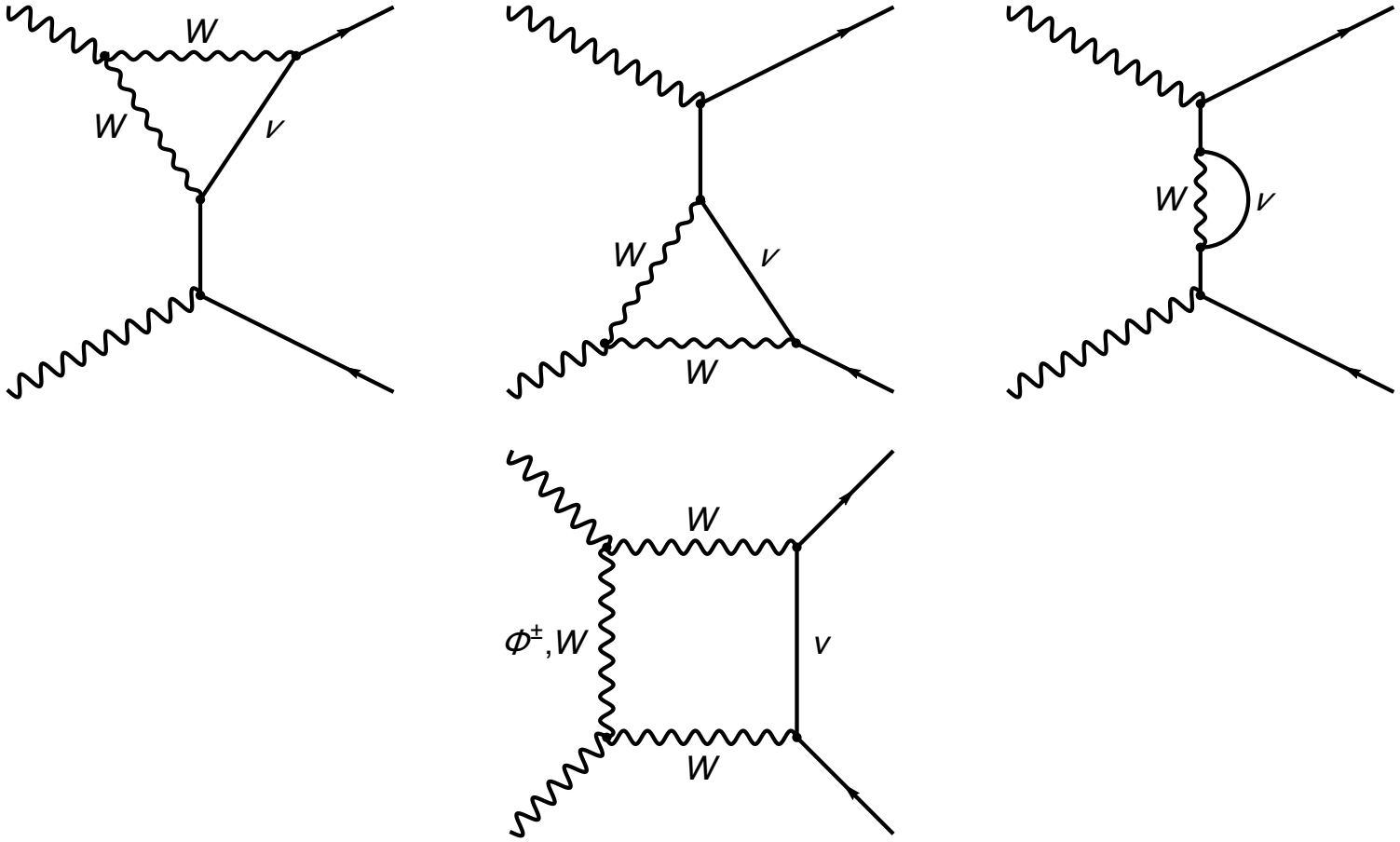


Figure 7: **Половина набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \to l^- l^+$ с дополнительным виртуальным W-бозоном: вершинны, собственная энергиия электрона, бокс. Оставшиеся диаграммы получаются заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.**

Bremshtrahlung diagrams

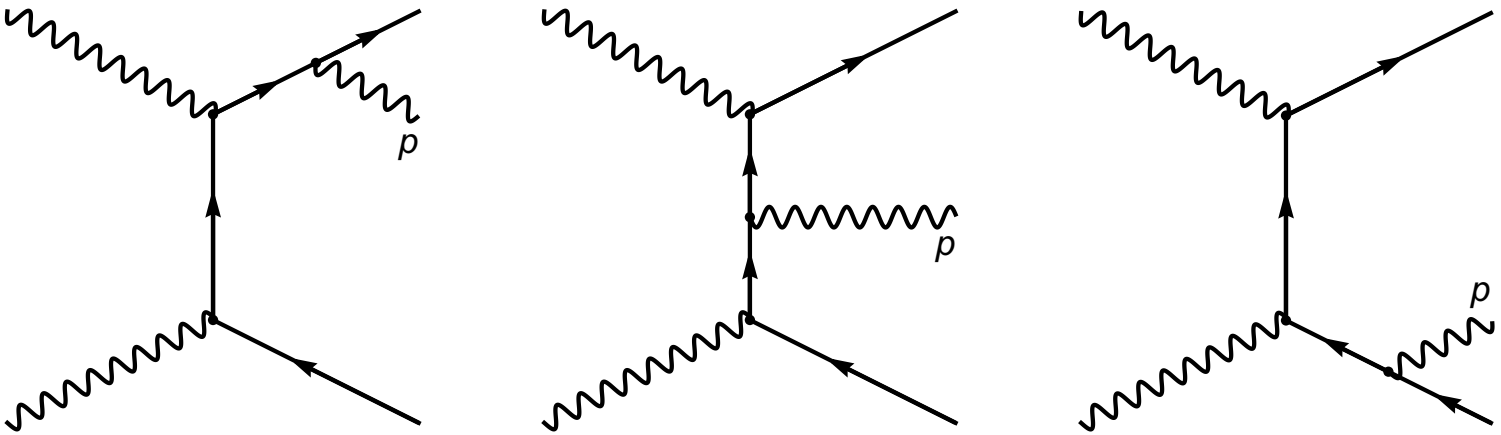


Figure 8: **Половина набора фейнмановских диаграмм процесса $\gamma\gamma \to l^- l^+ \gamma$. Оставшиеся диаграммы могут быть получены заменой $p_1 \leftrightarrow p_2$.**

Virtual + soft contribution

Вклад от дополнительных диаграмм с виртуальным и мягким фотонами полностью факторизуется перед борновским сечением, см. напр. **M. Böhm and T. Sack, Z. Phys. C 33, 157 (1986)**:

$$\delta_{\mathrm{QED}} = \frac{\alpha}{\pi}\left(\log\frac{4\omega^2}{s}(L-1) + \frac{\pi^2}{3} - \frac{3}{2} + \frac{tu}{t^2+u^2}[f(t,u)+f(u,t)]\right),$$

где коллинеарный ("большой") логарифм и логарифм, зависящий от угла рассеяния такие:

$$L = \log\frac{s}{m^2}, \quad L_{st} = \log\frac{s}{-t}, \tag{11}$$

а

$$f(t,u) = \frac{s^2+t^2}{2tu}L_{st}^2 - \frac{3u}{2t}LL_{st} - L_{st}.$$

Weak contributions: Z and W

Слабые поправки также полностью факторизуются:

$$\delta_Z = -\frac{\alpha}{\pi}(v_Z^2 + a_Z^2)\frac{tu}{t^2+u^2}\left[G_Z(t,u) + G_Z(u,t)\right],$$

$$\delta_W = -\frac{\alpha}{\pi}\frac{1}{4s_W^2}\frac{tu}{t^2+u^2}\left[G_W(t,u) + G_W(u,t)\right],$$

при условии асимптотики $\sqrt{s} \gg m_Z$, соответствующей HE-режиму, получим:

$$G_Z^{\mathrm{HE}}(t,u) = \frac{t^3 L_{st}^2}{2u^3} + \frac{tL_{tZ}}{2u}(L_{sZ} + L_{st} - 1) - \frac{tL_{sZ}}{u} - \frac{t^2 L_{st}}{u^2} + \frac{t(27 - 2\pi^2)}{12u},$$

$$G_W^{\mathrm{HE}}(t,u) = \frac{t^2}{su}\left(\pi^2 - L_{sW}^2\right) + \frac{t}{u}\left(\frac{\pi^2}{3} + L_{tW}^2\right) - \frac{3u}{2t}L_{tW} - L_{st} + \frac{5u}{4t},$$

где судаковские логарифмы:

$$L_{tB} = \log\frac{-t}{m_B^2}, \quad L_{sB} = \log\frac{s}{m_B^2}; \quad B = Z, W.$$

Independance of unphysical ω

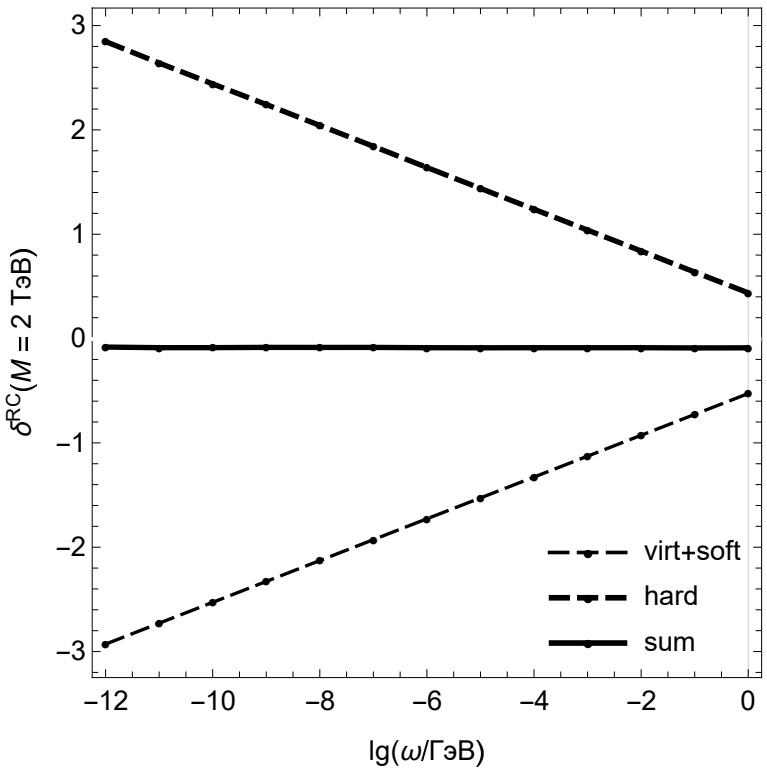


Figure 9: **Относительные поправки δ^{RC} к дифф. сечению $\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{dM}}$ (виртуальный и мягкий вклад, жесткий вклад и их сумма) в зависимости от ω (рождения димюона, M=2 ТэВ).**

$$\delta^{\mathrm{RC}}(\mathbf{M}) = \frac{\mathbf{d}\sigma^{\gamma\gamma}_{\mathrm{RC}}/\mathbf{dM}}{\mathbf{d}\sigma^{\gamma\gamma}_{\mathbf{0}}/\mathbf{dM}}. \tag{12}$$

ElectoMagnetic corrections to diff. cross section $d\sigma/dM$

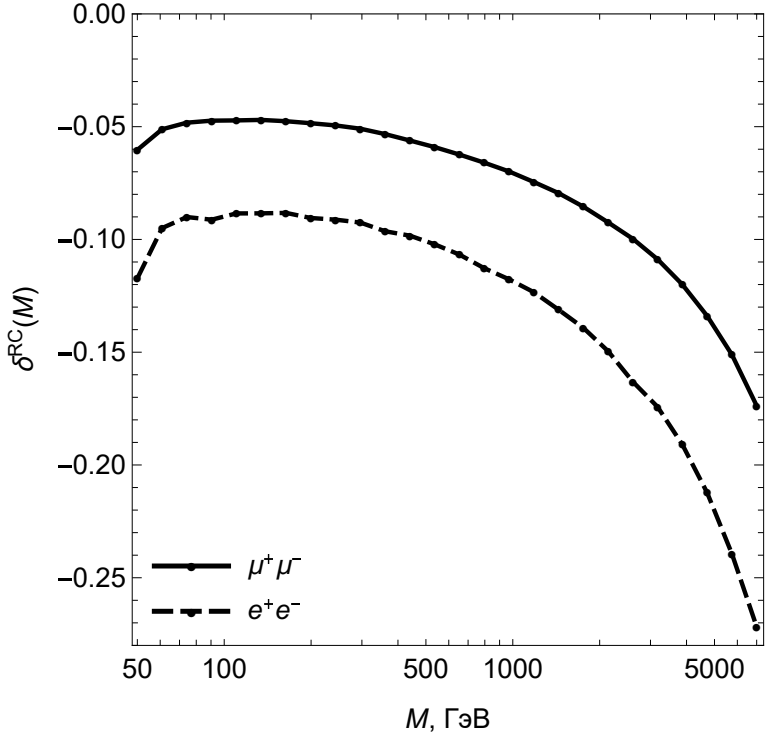


Figure 10: **Полные относительные электромагнитные поправки $\delta^{\mathrm{RC}}(\mathbf{M})$ к $\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{dM}}$ в зависимости от M.**

ElectoMagnetic corrections to double diff. cross section $d^2\sigma/dMdy$

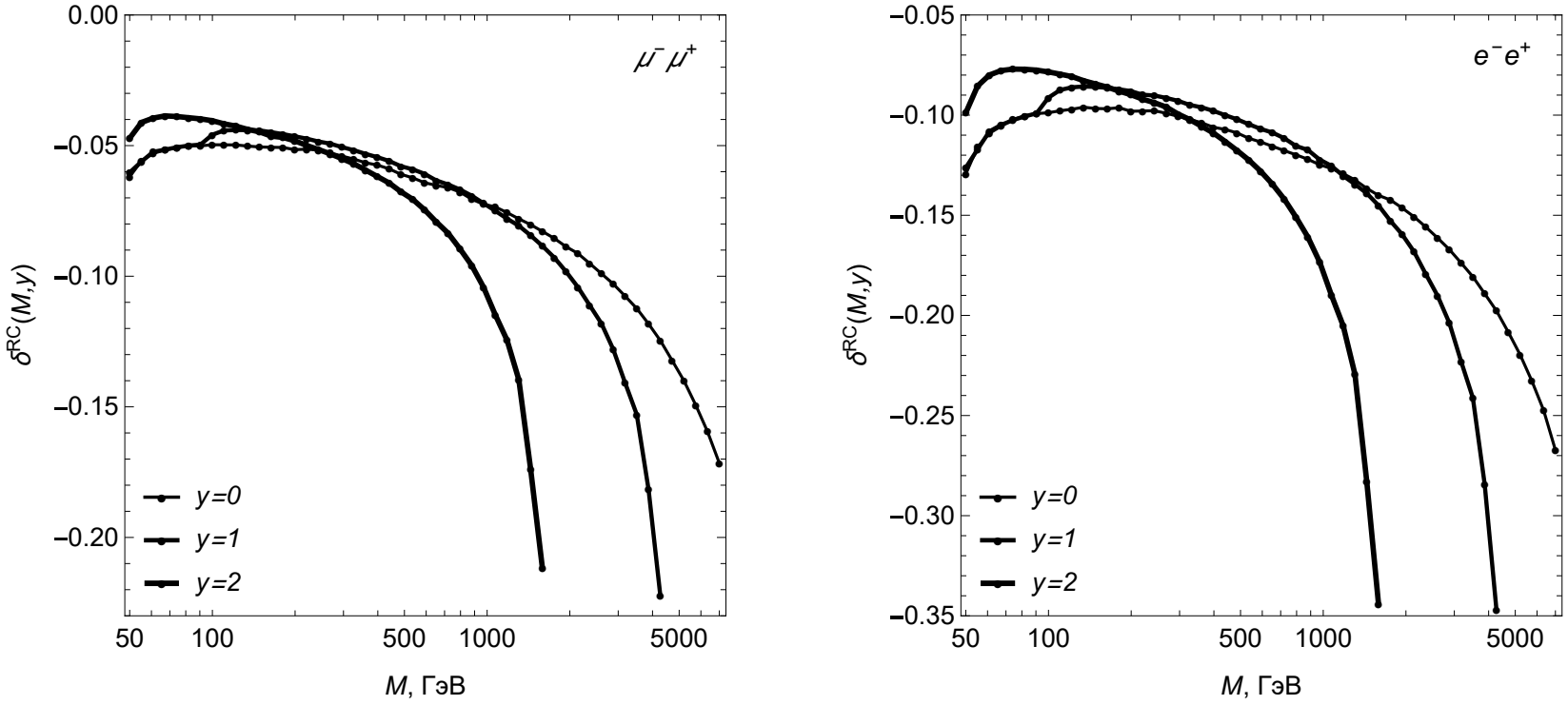


Figure 11: **Полные относительные электромагнитные поправки $\delta^{\mathrm{RC}}(\mathbf{M},\mathbf{y})$ к $\frac{\mathbf{d}^2\sigma_0}{\mathbf{dMdy}}$ в зависимости от M при различных y.**

ElectoWeak corrections to diff. and double diff. cross sections

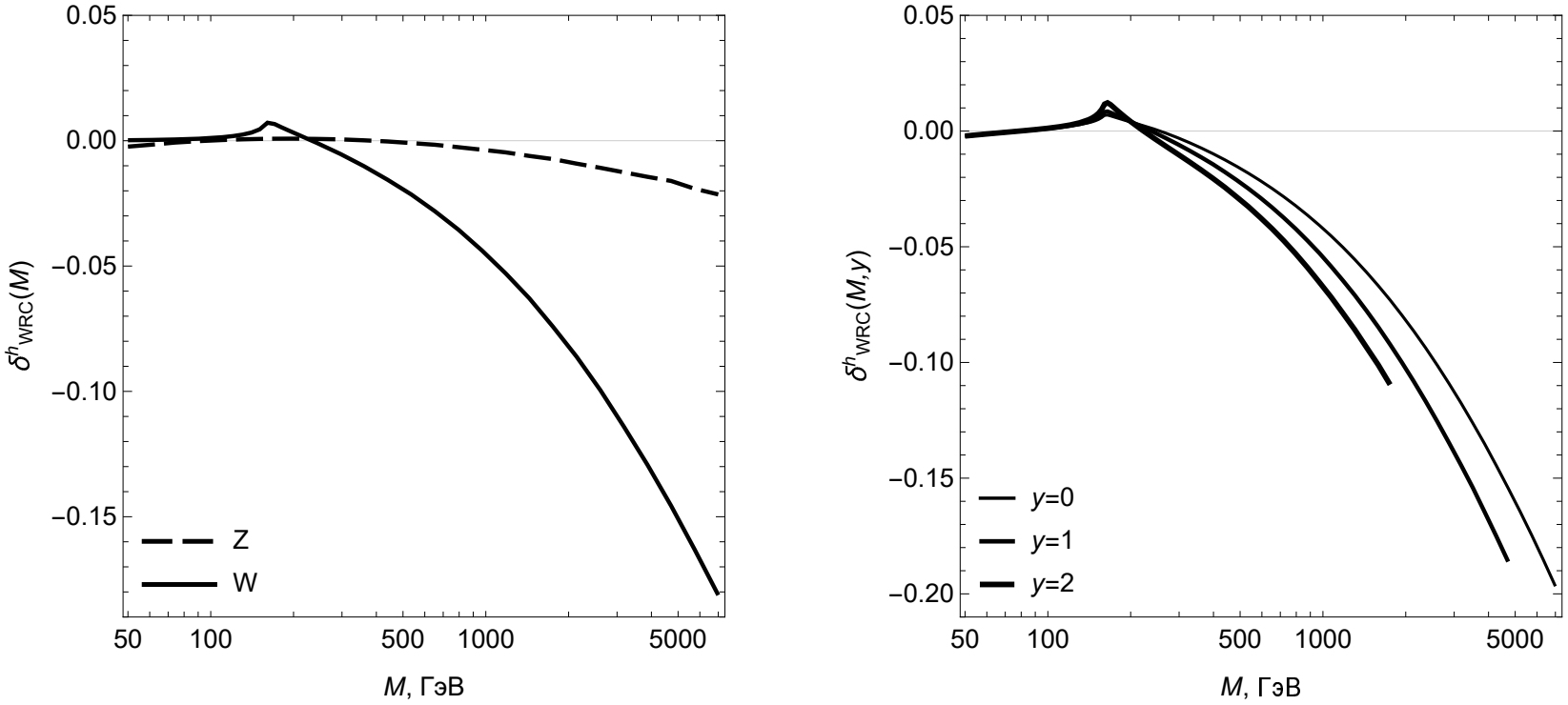
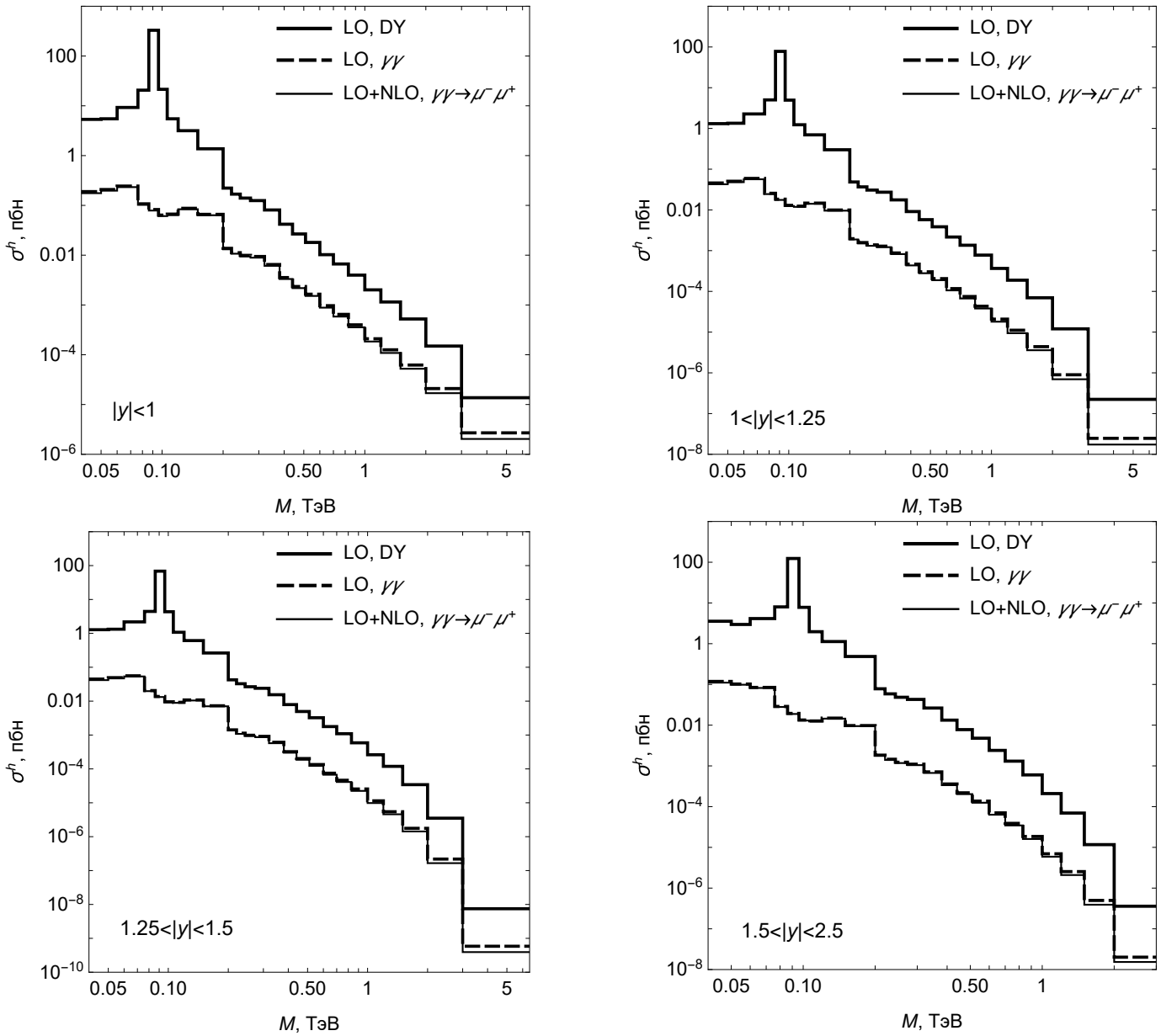


Figure 12: **(*а*) относительные электрослабые поправки к дифф. сечению в зависимости от M,**
(*б*) полные относительные электрослабые поправки к дважды дифф. сечению в зависимости от M при различных y.

Total cross sections: standard CMS bins



Forward-backward asymmetry A_{FB}

Асимметрия вперед-назад A_{FB} – важная наблюдаемая для рождения дилептона в адронных столкновениях – имеет **двоякую природу** (электрослабую и кинематическую):

$$\mathbf{A}_{\mathrm{FB}} = \frac{\sigma_{\mathrm{F}}^{\mathbf{h}} - \sigma_{\mathrm{B}}^{\mathbf{h}}}{\sigma_{\mathrm{F}}^{\mathbf{h}} + \sigma_{\mathrm{B}}^{\mathbf{h}}}, \tag{13}$$

где

$\sigma_{\mathrm{F}}^{\mathbf{h}}$ – сечение “вперед” ($\cos\theta^* > 0$),

$\sigma_{\mathrm{B}}^{\mathbf{h}}$ – сечение “назад” ($\cos\theta^* < 0$).

В системе Коллинза–Сопера $\cos\theta^*$ выглядит так:

$$\cos\theta^* = \mathrm{sgn}[\mathbf{x_2}(\mathbf{t}+\mathbf{u_1}) - \mathbf{x_1}(\mathbf{t_1}+\mathbf{u})]\frac{\mathbf{tt_1} - \mathbf{uu_1}}{\mathbf{M}\sqrt{\mathbf{s}(\mathbf{u}+\mathbf{t_1})(\mathbf{u_1}+\mathbf{t})}}. \tag{14}$$

Boundaries for Forward and Backward regions

В случае безрадиационной кинематики выражение для $\cos\theta^*$ имеет особенно простой вид:

$$\cos\theta^* = \mathrm{sgn}[\mathbf{x_1}-\mathbf{x_2}]\frac{\mathbf{u}-\mathbf{t}}{\mathbf{s}} = \mathrm{sgn}\left[\mathbf{e}^{\mathbf{y}}-\mathbf{e}^{-\mathbf{y}}\right]\frac{(\mathbf{1}+\mathcal{C})\mathbf{e}^{-\mathbf{y}}-(\mathbf{1}-\mathcal{C})\mathbf{e}^{\mathbf{y}}}{(\mathbf{1}+\mathcal{C})\mathbf{e}^{-\mathbf{y}}+(\mathbf{1}-\mathcal{C})\mathbf{e}^{\mathbf{y}}}.$$

Решая уравнение $\cos\theta^* = \mathbf{0}$, получим **два условия** на границу, разделяющую области сечений $\sigma_{\mathrm{F}}^{\mathbf{h}}$ и $\sigma_{\mathrm{B}}^{\mathbf{h}}$:

$$\mathbf{y} = \mathbf{0}, \quad \mathcal{C} \equiv \cos\theta = \mathrm{th}\,\mathbf{y}.$$

Условие $|\cos\theta| < \zeta^*$ – тривиально, а $|\cos\alpha| < \zeta^*$ – нет:

$$\cos\left(\arccos\frac{\cos\theta - \mathrm{th}\,\mathbf{y}}{\mathbf{r}} + \arcsin\frac{\sin\theta\,\mathrm{th}\,\mathbf{y}}{\mathbf{r}}\right) = \pm\xi^*,$$

где

$$\mathbf{r} = \sqrt{\mathbf{1} - \mathbf{2}\cos\theta\,\mathrm{th}\,\mathbf{y} + \mathrm{th}^{\mathbf{2}}\,\mathbf{y}}.$$

Forward and Backward regions

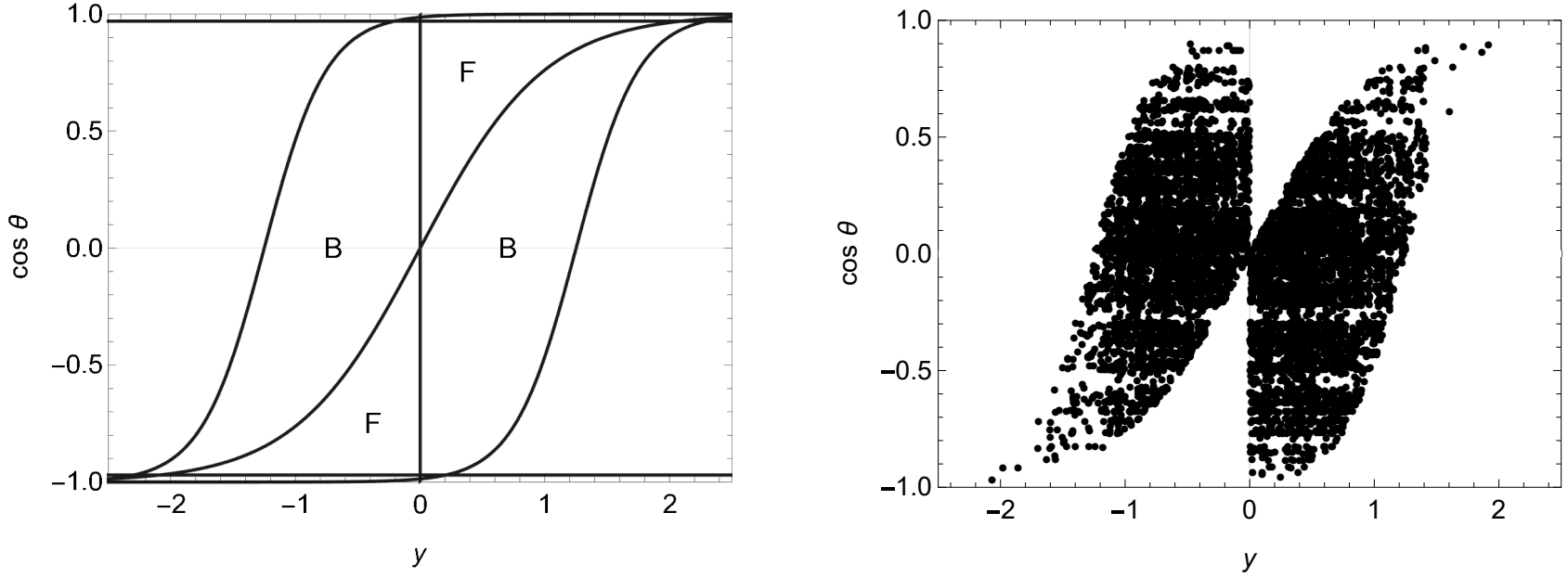


Figure 14: **(*a*) области интегрирования для сечений вперед σ_{F}^{h} и назад σ_{B}^{h} в переменных y и $\cos\theta$ (границы описываются уравнениями $y = 0$, $\cos\theta = \operatorname{th} y$, $\cos\theta = \pm\zeta^*$ и $\cos\alpha = \pm\zeta^*$, где $\zeta^* \approx 0.986614$), (*б*) точками на диаграмме обозначены разыгранные с помощью программы VEGAS события, соответствующие области “назад”.**

Interplay of DY and $\gamma\gamma$ for A_{FB}: numerical effect

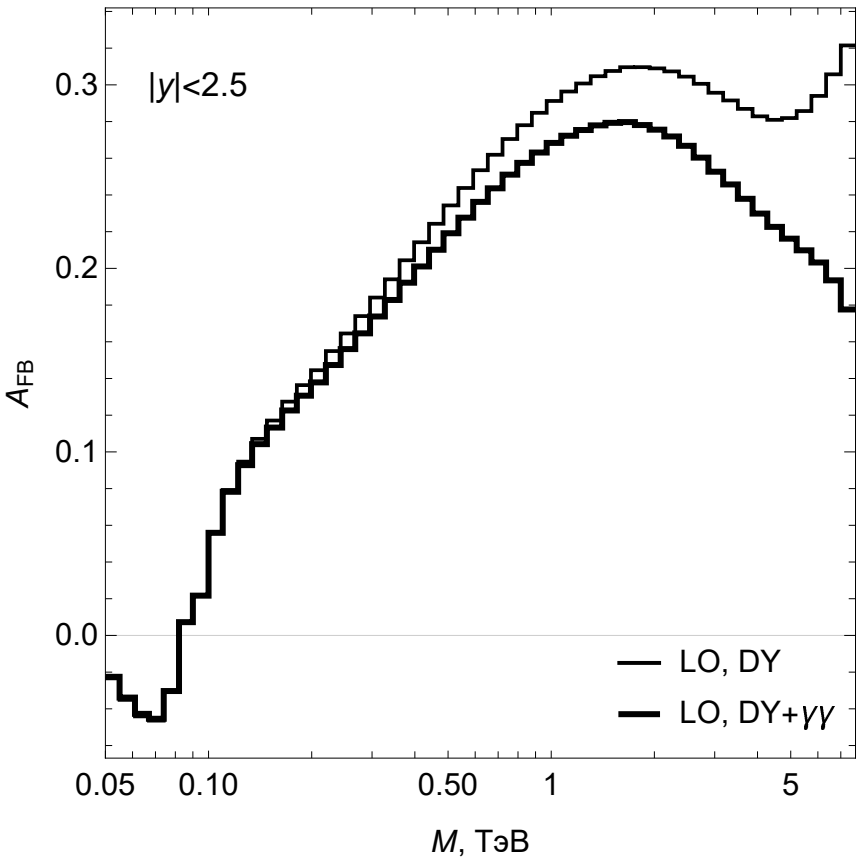


Figure 15: **Борновские асимметрии вперед-назад рождения димюона в зависимости от M в условиях CMS LHC: механизм Дрелла–Яна (тонкая линия), с учетом обоих механизмов – Дрелла–Яна и фотонного слияния (жирная линия).**

Interplay of DY and $\gamma\gamma$ for $A_{\rm FB}$: explanation

Так как борновский процесс фотонного слияния имеет **чисто электромагнитную природу**, для него

$$\mathbf{A}_{\rm FB}^{\gamma\gamma} = \mathbf{0},$$

откуда заключаем, что

$$\sigma_{\rm F}^{\gamma\gamma} = \sigma_{\rm B}^{\gamma\gamma} = \mathbf{\Delta}.$$

Сечение фотонного слияния становится сравнимым с сечением процесса Дрелла–Яна **только при больших** M. Раскладывая асимметрию, обусловленную суммарным эффектом, в ряд по $\mathbf{\Delta}$, получим

$$\mathbf{A}_{\rm FB}^{\rm DY+\gamma\gamma} \approx \mathbf{A}_{\rm FB}^{\rm DY}\left(\mathbf{1} - \frac{\mathbf{2\Delta}}{\sigma_{\rm F+B}^{\rm DY}}\right).$$

Описываемый эффект понижения асимметрии при больших M виден на рис. 15, начиная с **M∼300** ГэВ.

A_{FB} for Run3 of CMS LHC: $\mu^+\mu^-$, DY

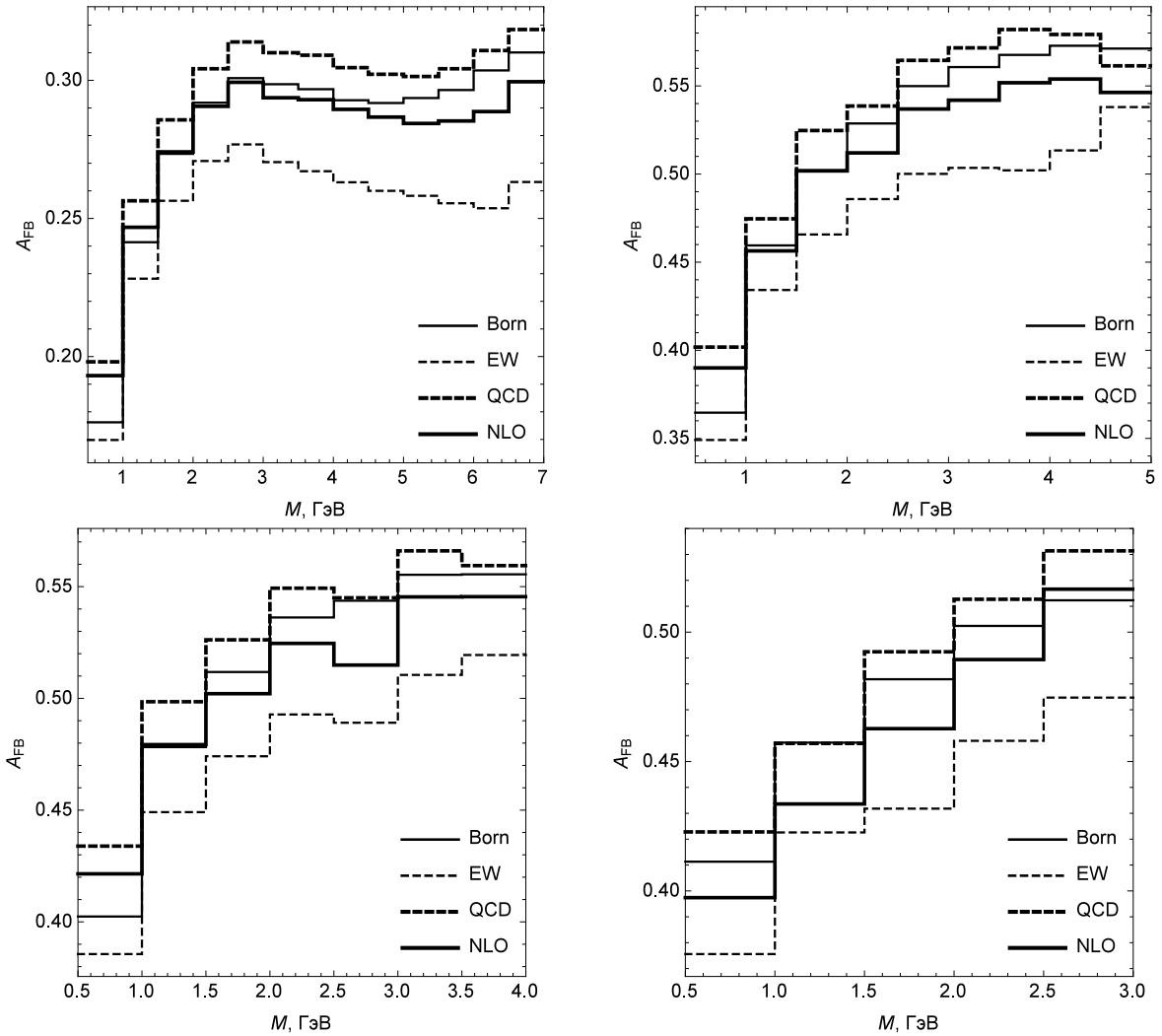


Figure 16: **Асимметрия вперед-назад A_{FB} для $\mu^+\mu^-$-рождения: (*а*) $|y| < 1$, (*б*) $1 < |y| < 1.25$, (*в*) $1.25 < |y| < 1.5$, (*г*) $1.5 < |y| < 2.5$.**

A_{FB} for Run3 of CMS LHC: e^+e^-, DY

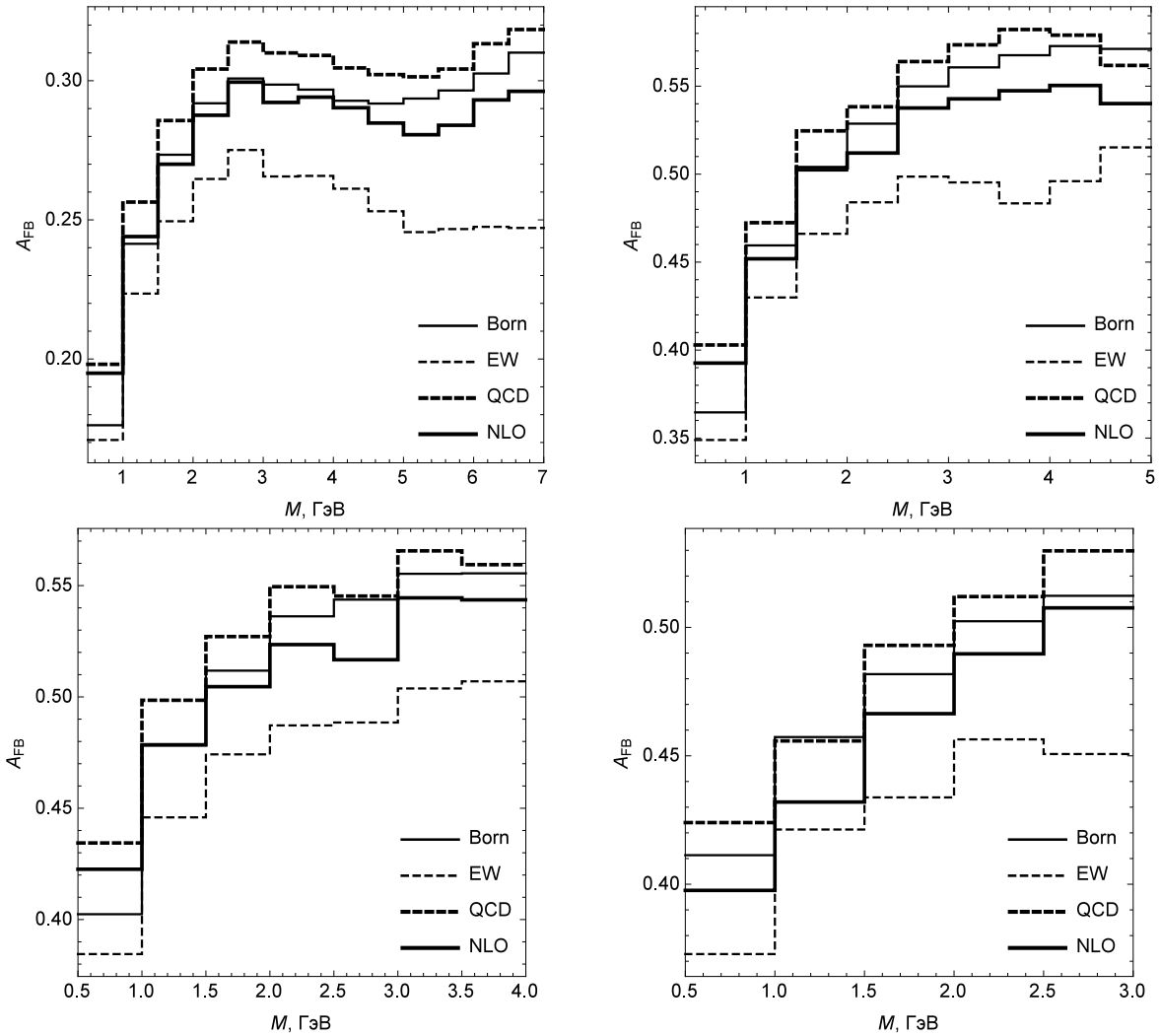


Figure 17: A_{FB} **для** e^+e^-**-рождения: (*а*)** $|y| < 1$, **(*б*)** $1 < |y| < 1.25$, **(*в*)** $1.25 < |y| < 1.5$, **(*г*)** $1.5 < |y| < 2.5$.

A_{FB} for Run3 of CMS LHC: $\mu^+\mu^-$, DY and $\gamma\gamma$

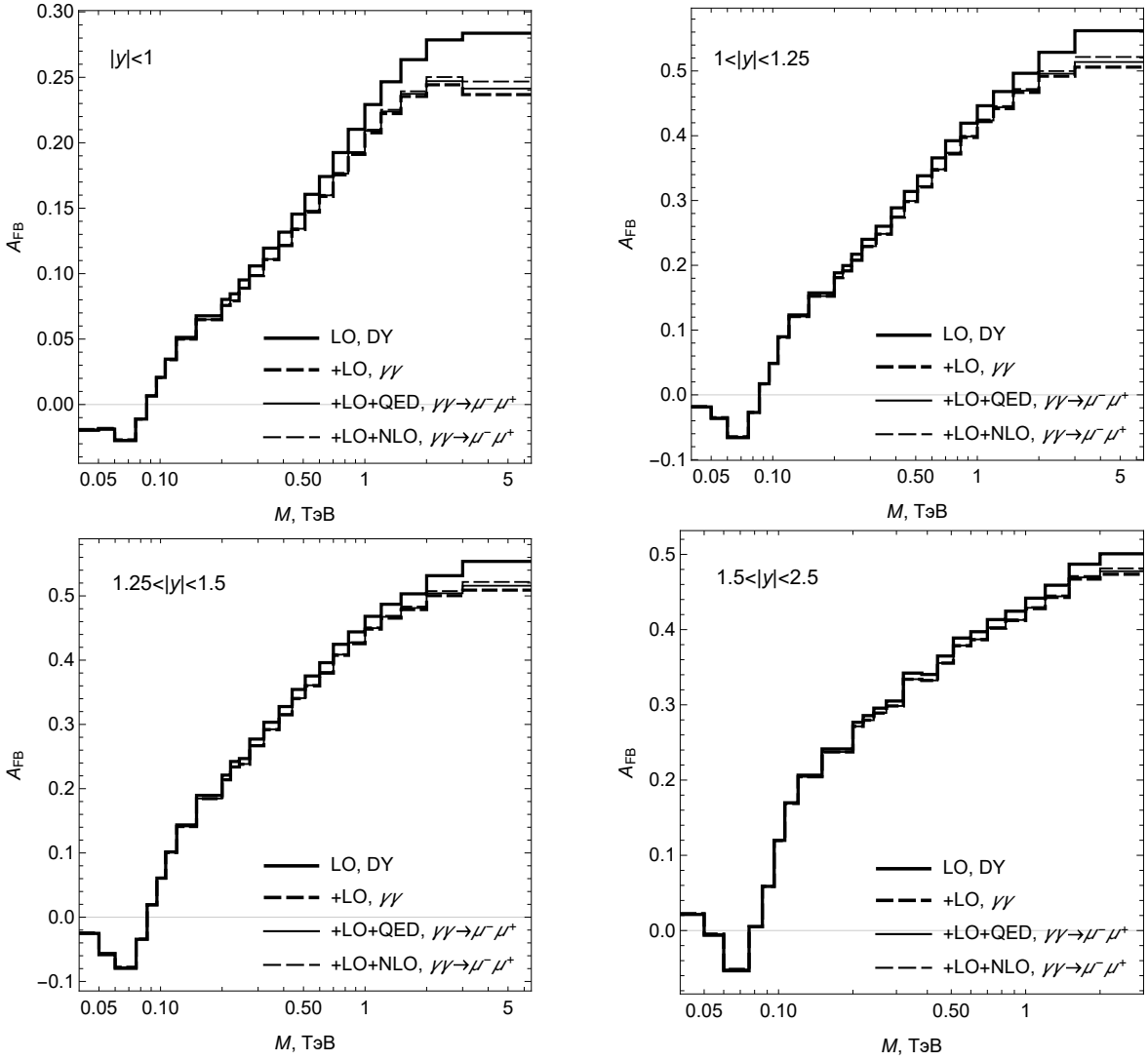


Figure 18: **Асимметрия вперед-назад A_{FB} для $\mu^+\mu^-$-рождения.**

Conclusions. ACKNOWLEDGMENTS

★ **The NLO EWK** corrections to Drell–Yan process with $\gamma\gamma$-fusion mechanism have been studied.

★ **It has been ascertained** that the considered in Run 3 region radiative corrections change the cross sections and A_{FB} very significantly.

★ I would like to thank the **RDMS CMS group** members for the stimulating discussions and **CERN (CMS Group)** for warm hospitality during my visits.

★ Работа частично выполнена при поддержке ГПНИ Беларуси **“Конвергенция-2025”** (подпрограмма **“Микромир, плазма и Вселенная”**).

★ Численный расчет частично проведен на Гетерогенной платформе **HybriLIT** Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.