Contaminazione da Nuova Fisica in misure di luminosità di precisione a futuri acceleratori e^+e^-

arXiv:2501.05256

Incontri di Fisica delle Alte Energie 2025
10 Aprile 2025, Cagliari

Francesco P. Ucci

in collaboration with
M. **Chiesa**
C. L. **Del Pio**
G. **Montagna**
O. **Nicrosini**
F. **Piccinini**

UNIVERSITÀ DI PAVIA

INFN

Introduzione

Misure di luminosità

Misure di sezioni d'urto

$$\sigma^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X} = \frac{1}{\epsilon}\frac{N^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}}{L}$$

$N^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}$	# eventi osservati
L	Luminosità della macchina
ϵ	Accettanza sperimentale

Misure di luminosità

Misure di sezioni d'urto

$$\sigma^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X} = \frac{1}{\epsilon}\frac{N^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}}{L}$$

$N^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}$	# eventi osservati
L	Luminosità della macchina
ϵ	Accettanza sperimentale

Precisione sulla sezione d'urto = **Errore sperimentale** ⊕ **Errore statistico** ⊕ **Errore sulla luminosità**

$$\frac{\delta\sigma^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}}{\sigma^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}} = \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \oplus \frac{\delta N^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}}{N^{\text{exp}}_{e^+e^-\to X}} \oplus \frac{\delta L}{L}$$

Deve essere **piccolo** per sfruttare la statistica

francesco.ucci@pv.infn.it

Misure di luminosità

Misure di sezioni d'urto

$$\sigma^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X} = \frac{1}{\epsilon}\frac{N^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X}}{L}$$

$N^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X}$	# eventi osservati
L	Luminosità della macchina
ϵ	Accettanza sperimentale

Precisione sulla sezione d'urto = **Errore sperimentale** ⊕ **Errore statistico** ⊕ **Errore sulla luminosità**

$$\frac{\delta\sigma^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X}}{\sigma^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X}} = \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \oplus \frac{\delta N^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X}}{N^{\mathrm{exp}}_{e^+e^-\to X}} \oplus \frac{\delta L}{L}$$

Deve essere **piccolo** per sfruttare la statistica

Quantità sensibili alle Higgs/Top/EW Factories

Jadach S., Nicrosini O. et al CERN Report 96-01
Focus Topic ECF arxiv/2401.07564

91 GeV	$\sigma_0^{\mathrm{had}}, \Gamma_Z, N_\nu$
160 GeV	M_W, Γ_W
240 GeV	$\sigma(e^+e^- \to HZ)$

Misure di luminosità

$$L = \int \mathscr{L} \mathrm{d}t = \frac{1}{\epsilon} \frac{N_0}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Ai collider di leptoni la luminosità è misurata attraverso un **processo di controllo**

Misure di luminosità

$$L = \int \mathscr{L} \mathrm{d}t = \frac{1}{\epsilon}\frac{N_0}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Ai collider di leptoni la luminosità è misurata attraverso un **processo di controllo**

Errore

$$\frac{\delta L}{L} = \frac{\delta \epsilon_{\mathrm{exp}}}{\epsilon_{\mathrm{exp}}} \oplus \frac{\delta N_0}{N_0} \oplus \frac{\delta \sigma_0^{\mathrm{th}}}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Misure di luminosità

$$L = \int \mathscr{L} \mathrm{d}t = \frac{1}{\epsilon} \frac{N_0}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Ai collider di leptoni la luminosità è misurata attraverso un **processo di controllo**

Errore	Richieste per il processo
$\dfrac{\delta L}{L}$	
$=$	
$\dfrac{\delta \epsilon_{\mathrm{exp}}}{\epsilon_{\mathrm{exp}}}$	Processo con poco background e misurabile ad alta precisione
$\oplus$	
$\dfrac{\delta N_0}{N_0}$	$\sigma \simeq \mathscr{O}(10^2 - 10^3\,\mathrm{nb})$ Sezione d'urto grande
$\oplus$	
$\dfrac{\delta \sigma_0^{\mathrm{th}}}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$	$\sigma^{(n)} = \left(\dfrac{\alpha}{\pi}\right)^n \log^n \dfrac{Q^2}{m_e^2}$ Calcolabile ad alta precisione

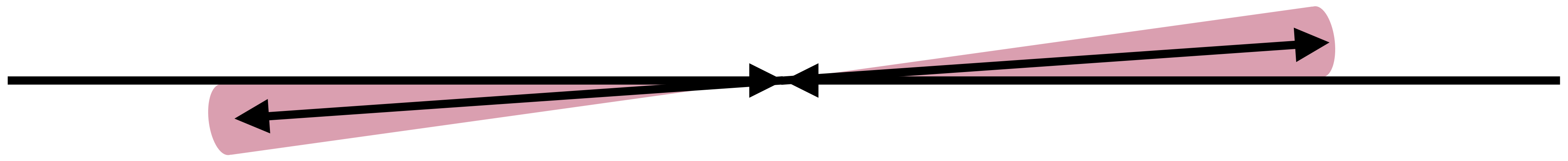
Misure di luminosità

$$L = \int \mathscr{L} \mathrm{d}t = \frac{1}{\epsilon} \frac{N_0}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Ai collider di leptoni la luminosità è misurata attraverso un **processo di controllo**

A LEP I il processo utilizzato era il
Bhabha Scattering a Piccolo Angolo (SABS)

$$e^+e^- \to e^+e^-$$



Accettanza tra 1-5 gradi

$$\frac{\delta L}{L} = \frac{\delta \epsilon_{\mathrm{exp}}}{\epsilon_{\mathrm{exp}}} \oplus \frac{\delta N_0}{N_0} \oplus \frac{\delta \sigma_0^{\mathrm{th}}}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Errore	**Richieste per il processo**
$\frac{\delta L}{L}$	
$\frac{\delta \epsilon_{\mathrm{exp}}}{\epsilon_{\mathrm{exp}}}$	Processo con poco background e misurabile ad alta precisione
$\frac{\delta N_0}{N_0}$	$\sigma \simeq \mathcal{O}(10^2 - 10^3\,\mathrm{nb})$ Sezione d'urto grande
$\frac{\delta \sigma_0^{\mathrm{th}}}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$	$\sigma^{(n)} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \log^n \frac{Q^2}{m_e^2}$ Calcolabile ad alta precisione

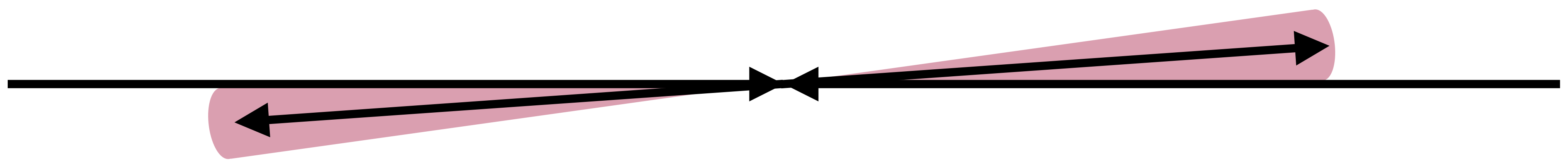
Misure di luminosità

$$L = \int \mathscr{L} dt = \frac{1}{\epsilon} \frac{N_0}{\sigma_0^{th}}$$

Ai collider di leptoni la luminosità è misurata attraverso un **processo di controllo**

A LEP I il processo utilizzato era il
Bhabha Scattering a Piccolo Angolo (SABS)

$$e^+e^- \to e^+e^-$$



Accettanza tra 1-5 gradi

Errore	Richieste per il processo	LEP I
		OPAL Collaboration arXiv: hep-ex/9910066
$\frac{\delta L}{L}$		$< 10^{-3}$
$=$		
$\frac{\delta\epsilon_{exp}}{\epsilon_{exp}}$	Processo con poco background e misurabile ad alta precisione	$\simeq 3.4 \times 10^{-4}$
$\oplus$		
$\frac{\delta N_0}{N_0}$	$\sigma \simeq \mathcal{O}(10^2 - 10^3 \text{ nb})$ Sezione d'urto grande	$\simeq 3 \times 10^{-4}$
$\oplus$		
$\frac{\delta\sigma_0^{th}}{\sigma_0^{th}}$	$\sigma^{(n)} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \log^n \frac{Q^2}{m_e^2}$ Calcolabile ad alta precisione	$\simeq 3.7 \times 10^{-4}$ Janot and Jadach Phys.Lett.B 803 (2020)

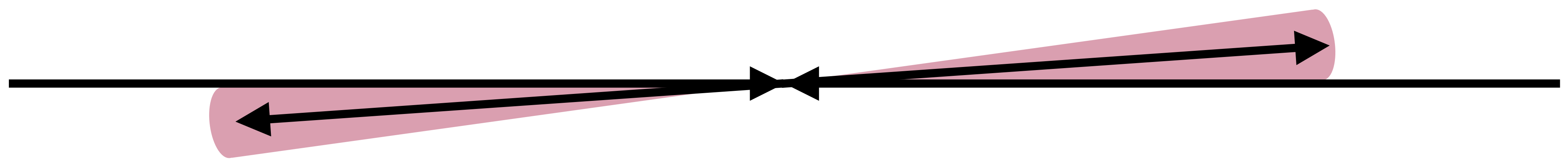
Misure di luminosità

$$L = \int \mathscr{L} \mathrm{d}t = \frac{1}{\epsilon}\frac{N_0}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$$

Ai collider di leptoni la luminosità è misurata attraverso un **processo di controllo**

A LEP I il processo utilizzato era il
Bhabha Scattering a Piccolo Angolo (SABS)

$$e^+e^- \to e^+e^-$$



Accettanza tra 1-5 gradi

Errore	Richieste per il processo	LEP I	FCC/CEPC
$\frac{\delta L}{L}$		OPAL Collaboration arXiv: hep-ex/9910066 $< 10^{-3}$	$< 10^{-4}$
$= \frac{\delta \epsilon_{\mathrm{exp}}}{\epsilon_{\mathrm{exp}}}$	Processo con poco background e misurabile ad alta precisione	$\simeq 3.4 \times 10^{-4}$	$\simeq 10^{-4}$
$\oplus \frac{\delta N_0}{N_0}$	$\sigma \simeq \mathcal{O}(10^2 - 10^3\,\mathrm{nb})$ Sezione d'urto grande	$\simeq 3 \times 10^{-4}$	$< 10^{-6}$
$\oplus \frac{\delta \sigma_0^{\mathrm{th}}}{\sigma_0^{\mathrm{th}}}$	$\sigma^{(n)} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \log^n \frac{Q^2}{m_e^2}$ Calcolabile ad alta precisione	$\simeq 3.7 \times 10^{-4}$ Janot and Jadach Phys.Lett.B 803 (2020)	$< 10^{-4}$

Correzioni radiative

A. Arbuzov et al. *Phys.Lett.B* 383 (1996) 238-242
G Montagna et al. Riv.Nuovo Cim. 21N9 (1998)
S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

$$\sigma_{SABS} = \sigma_{LO} + c_1 \frac{\alpha}{\pi} L + c_2 \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 + \dots$$

Il calcolo di emissioni di fotoni aggiuntivi è essenziale per una predizione fisica

$$\boxed{L = \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \simeq \mathcal{O}(10)}$$

La sezione d'urto riceve contributi logaritmici

Correzioni radiative

A. Arbuzov et al. *Phys.Lett.B* 383 (1996) 238-242
G Montagna et al. Riv.Nuovo Cim. 21N9 (1998)
S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

$$\sigma_{SABS} = \sigma_{LO} + c_1 \frac{\alpha}{\pi} L + c_2 \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 + \ldots$$

Il calcolo di emissioni di fotoni aggiuntivi è essenziale per una predizione fisica

$$\boxed{L = \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \simeq \mathcal{O}(10)}$$

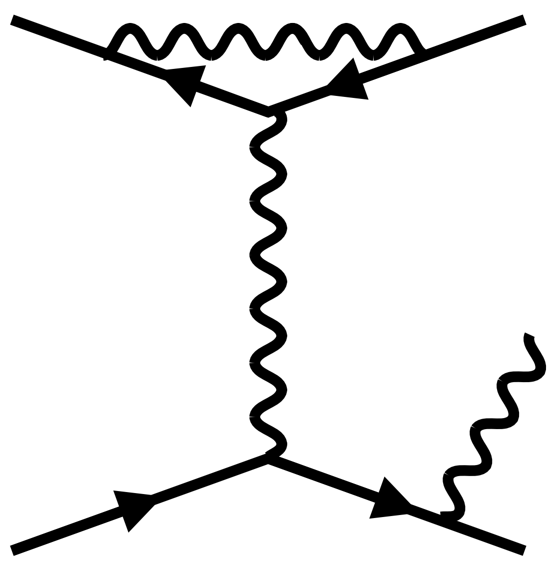
La sezione d'urto riceve contributi logaritmici

Scenario FCC-ee

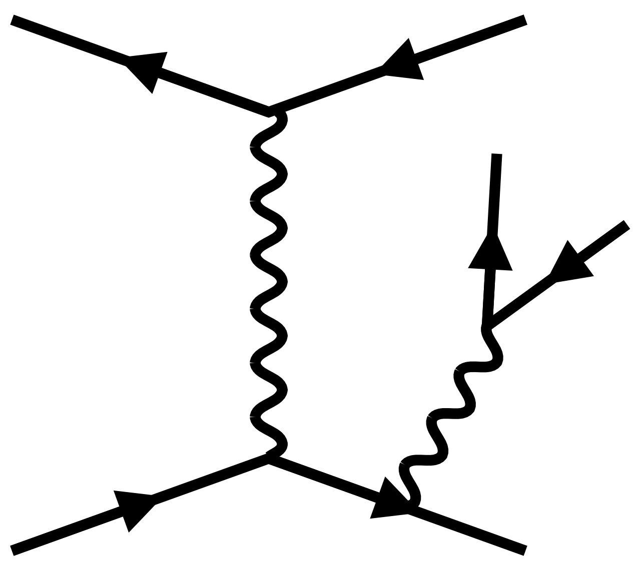
64-86 mrad

S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

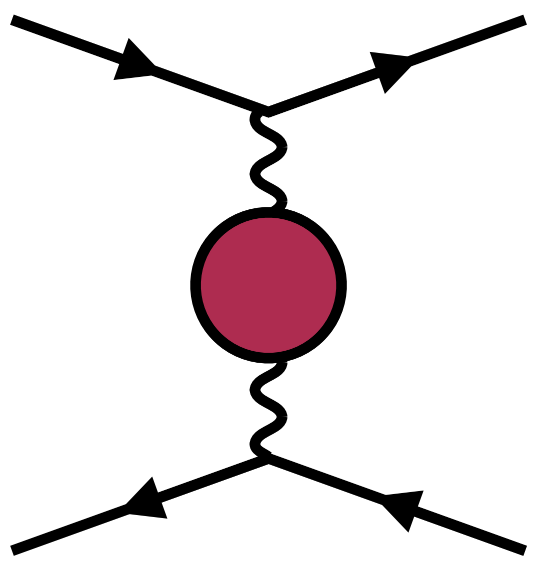
Fotoniche



Coppie leggere



Pol. di vuoto



	Fotoniche	Coppie leggere	Pol. di vuoto	Totale
2018	0.030%	0.010%	0.014%	0.097%
	$\mathcal{O}\left(\alpha^2 L \oplus \alpha^3 L^3\right)$			

Correzioni radiative

A. Arbuzov et al. *Phys.Lett.B* 383 (1996) 238-242
G Montagna et al. Riv.Nuovo Cim. 21N9 (1998)
S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

$$\sigma_{SABS} = \sigma_{LO} + c_1 \frac{\alpha}{\pi} L + c_2 \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 + \dots$$

Il calcolo di emissioni di fotoni aggiuntivi è essenziale per una predizione fisica

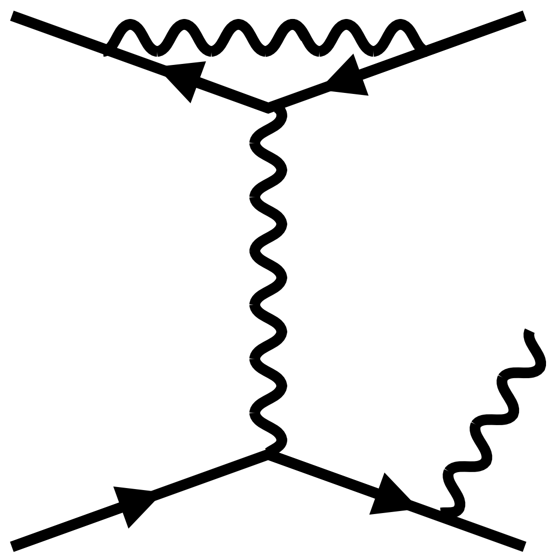
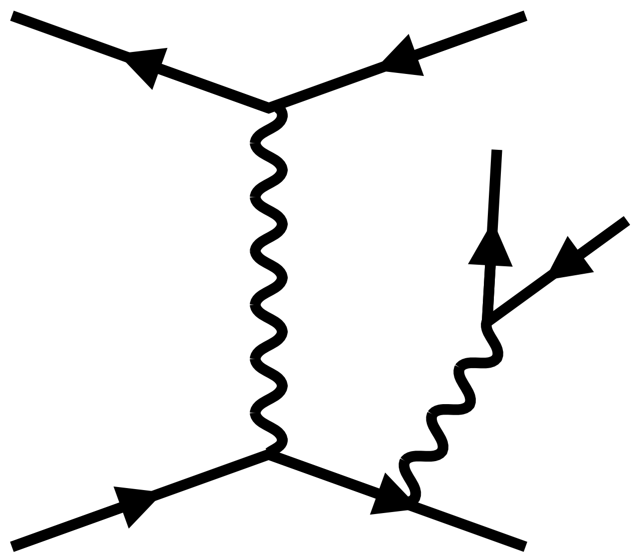
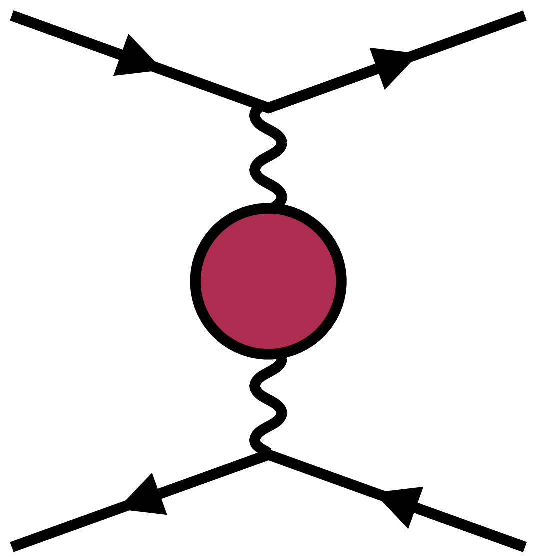
$$\boxed{L = \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \simeq \mathcal{O}(10)}$$

La sezione d'urto riceve contributi logaritmici

Scenario FCC-ee

64-86 mrad

S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

	Fotoniche	Coppie leggere	Pol. di vuoto	Totale
				
2018	0.030%	0.010%	0.014%	0.097%
	$\mathcal{O}\left(\alpha^2 L \oplus \alpha^3 L^3\right)$			
Previsto	0.011%	0.005%	0.006%	**0.01%**
	$\mathcal{O}\left(\alpha^3 L^2 \oplus \alpha^4 L^4\right)$			**Obbiettivo**

Correzioni radiative

A. Arbuzov et al. *Phys.Lett.B* 383 (1996) 238-242
G Montagna et al. Riv.Nuovo Cim. 21N9 (1998)
S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

$$\sigma_{SABS} = \sigma_{LO} + c_1 \frac{\alpha}{\pi} L + c_2 \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 + \dots$$

Il calcolo di emissioni di fotoni aggiuntivi è essenziale per una predizione fisica

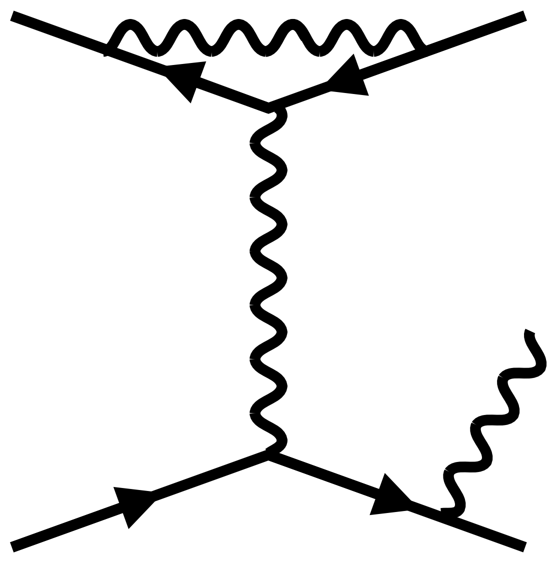
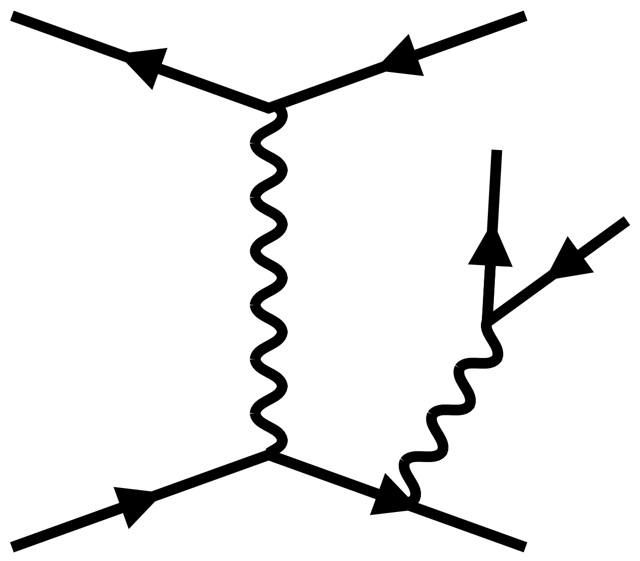
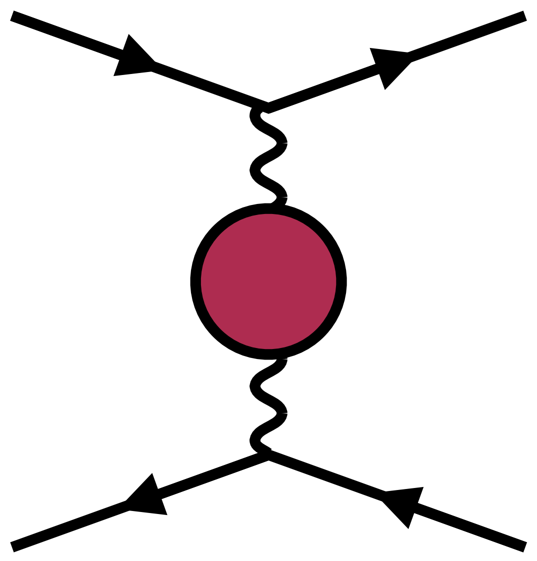
$$L = \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \simeq \mathcal{O}(10)$$

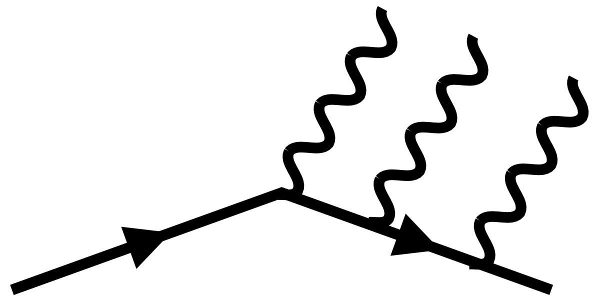
La sezione d'urto riceve contributi logaritmici

Scenario FCC-ee

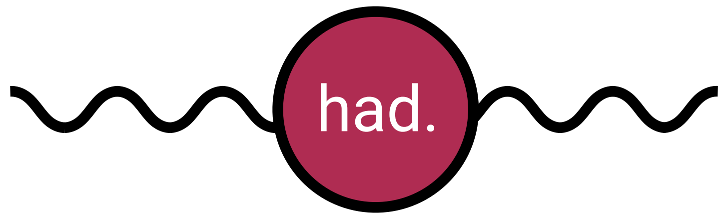
64-86 mrad

S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

	Fotoniche	Coppie leggere	Pol. di vuoto	Totale
				
2018	0.030%	0.010%	0.014%	0.097%
	$\mathcal{O}\left(\alpha^2 L \oplus \alpha^3 L^3\right)$			
Previsto	0.011%	0.005%	0.006%	**0.01%**
	$\mathcal{O}\left(\alpha^3 L^2 \oplus \alpha^4 L^4\right)$			**Obbiettivo**



Algoritmi di risommazione degli ordini superiori in QED sono necessari



$$\frac{\delta_{VP}\sigma}{\sigma} \simeq 2.4 \times 10^{-4}$$

Janot, P. Direct measurement of αQED(m^2_Z) at the FCC-ee. *J. High Energ. Phys.* 2016, 53 (2016)

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

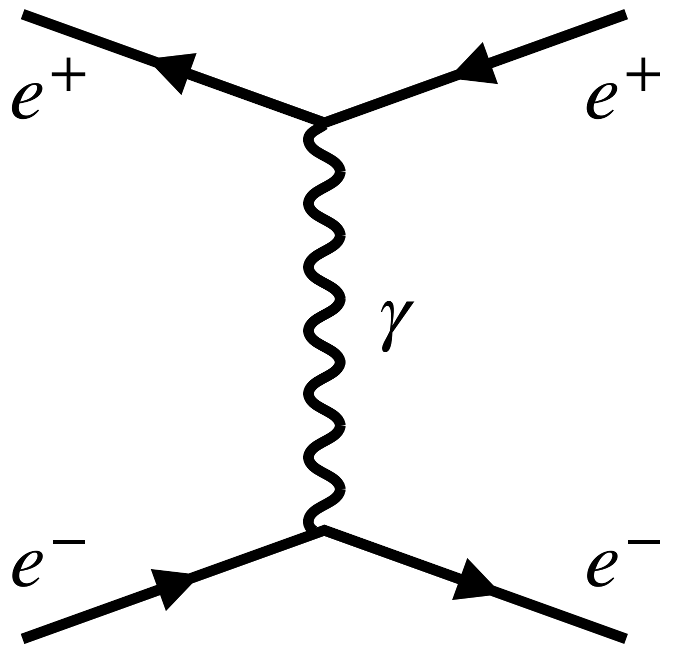
Impatto di Nuova Fisica sul SABS

La luminosità, calcolata con il Bhabha a piccolo angolo, può ricevere contributi di **Nuova Fisica?**

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

La luminosità, calcolata con il Bhabha a piccolo angolo, può ricevere contributi di **Nuova Fisica?**

Modello Standard



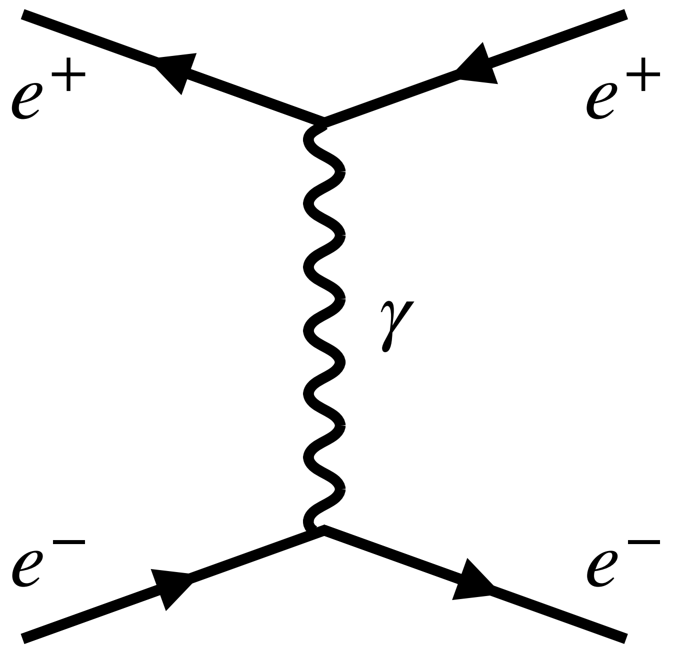
$$\left.\frac{\delta\sigma_{\mathrm{SM}}}{\sigma_0}\right|_{\mathrm{th}}^{\mathrm{FCC}} \leq 10^{-4}$$

La precisione richiesta dai **futuri acceleratori** si raggiunge nel MS con le correzioni radiative

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

La luminosità, calcolata con il Bhabha a piccolo angolo, può ricevere contributi di **Nuova Fisica?**

Modello Standard

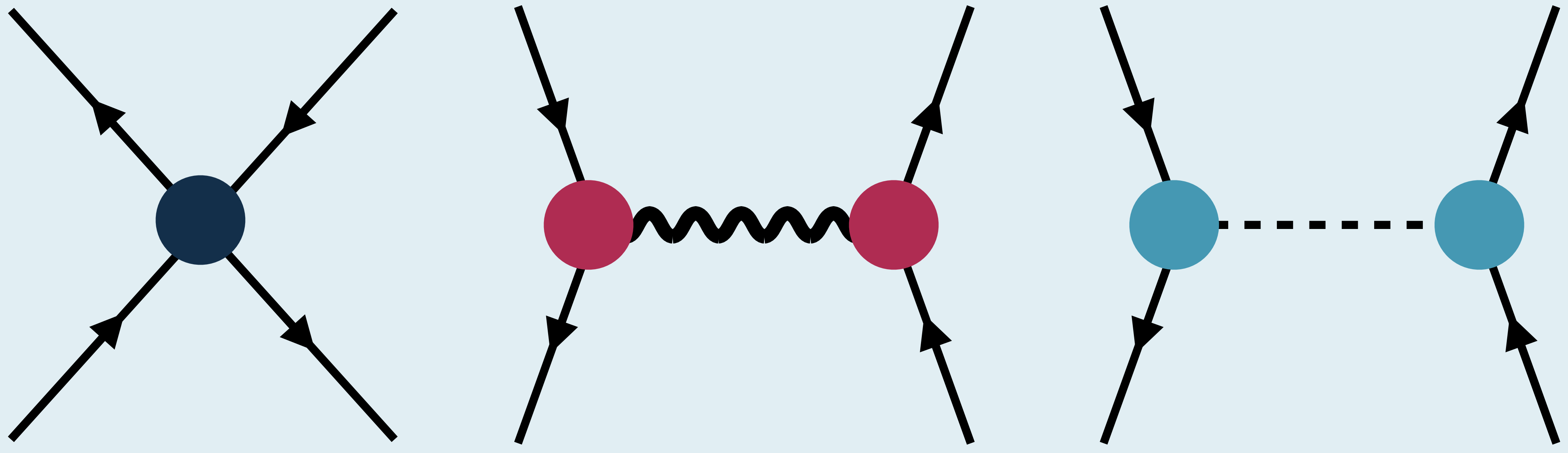


$$\left.\frac{\delta\sigma_{\mathrm{SM}}}{\sigma_0}\right|_{\mathrm{th}}^{\mathrm{FCC}} \leq 10^{-4}$$

La precisione richiesta dai **futuri acceleratori** si raggiunge nel MS con le correzioni radiative

$\times$

Nuova Fisica

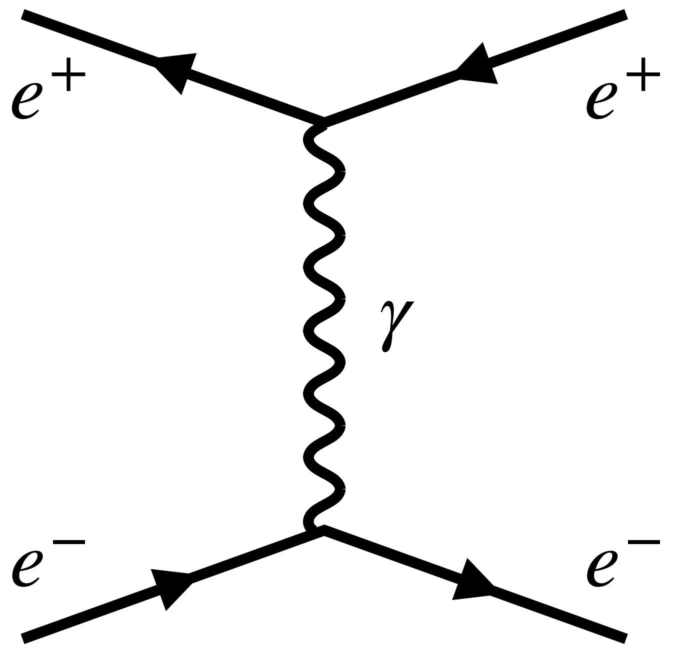


Contatto Pesanti Leggere/Deboli

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

La luminosità, calcolata con il Bhabha a piccolo angolo, può ricevere contributi di **Nuova Fisica?**

Modello Standard

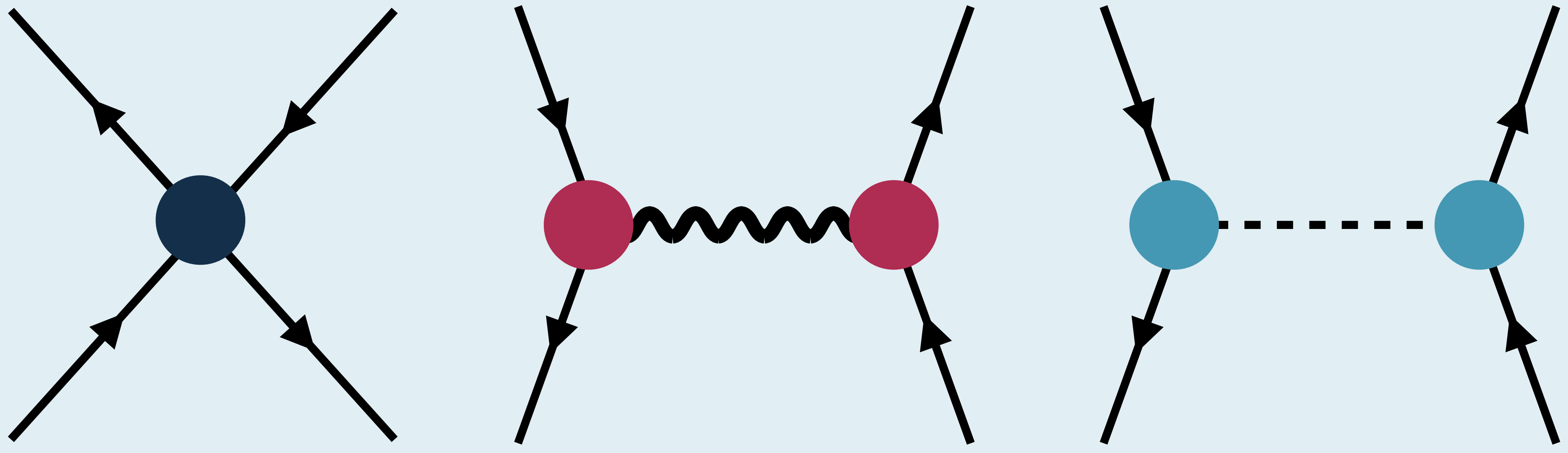


$$\left.\frac{\delta\sigma_{\rm SM}}{\sigma_0}\right|_{\rm th}^{\rm FCC} \leq 10^{-4}$$

La precisione richiesta dai **futuri acceleratori** si raggiunge nel MS con le correzioni radiative

Nuova Fisica

$\times$



Contatto | Pesanti | Leggere/Deboli

$$\frac{\delta\sigma_{\rm NP}}{\sigma_0} \simeq ?$$

La **Nuova Fisica** può interferire con il MS.
A che livello di precisione?

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

1. La scala di energia della NF è **sotto** or **sopra** la scala elettrodebole?

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

1. La scala di energia della NF è **sotto** or **sopra** la scala elettrodebole?

Λ_{LNP} Λ_{EW} Λ_{HNP} → Energia

2. Si specifica lo spin e la parità dei gradi di libertà BSM

$\mathscr{L}_{\mathrm{model}}$ $\mathscr{L}_{\mathrm{SM}}$ $\mathscr{L}_{\mathrm{EFT}}$

3. Trovare dei **limiti** sulle masse e sugli accoppiamenti

$$\leq \frac{g_i^2}{4\pi M_i^2} \leq$$

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

1. La scala di energia della NF è **sotto** or **sopra** la scala elettrodebole?

Λ_{LNP} Λ_{EW} Λ_{HNP}

Energia

2. Si specifica lo spin e la parità dei gradi di libertà BSM

$\mathscr{L}_{\text{model}}$

$\mathscr{L}_{\text{SM}}$

$\mathscr{L}_{\text{EFT}}$

2. Si parametrizza la NF indipendentemente dai modelli **Standard Model EFT (SMEFT)**

3. Trovare dei **limiti** sulle masse e sugli accoppiamenti

$$\leq \frac{g_i^2}{4\pi M_i^2} \leq$$

$$\leq \frac{C_i}{\Lambda_{\text{NP}}^2} \leq$$

3. Basarsi su un **fit globale** dei coefficienti di Wilson che descrivono gli accoppiamenti

Impatto di Nuova Fisica sul SABS

1. La scala di energia della NF è **sotto** or **sopra** la scala elettrodebole?

Λ_{LNP} Λ_{EW} Λ_{HNP}

Energia

2. Si specifica lo spin e la parità dei gradi di libertà BSM

$\mathscr{L}_{\mathrm{model}}$

$\mathscr{L}_{\mathrm{SM}}$

$\mathscr{L}_{\mathrm{EFT}}$

2. Si parametrizza la NF indipendentemente dai modelli **Standard Model EFT (SMEFT)**

3. Trovare dei **limiti** sulle masse e sugli accoppiamenti

$$\leq \frac{g_i^2}{4\pi M_i^2} \leq$$

$$\leq \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2} \leq$$

3. Basarsi su un **fit globale** dei coefficienti di Wilson che descrivono gli accoppiamenti

$$\frac{\delta\sigma_{\mathrm{NP}}}{\sigma_{\mathrm{SM}}} \simeq ?$$

4. Quantificare la deviazione della predizione del SABS dal MS

Implementazione in BabaYaga@NLO

Nuova Fisica Leggera

$\Lambda_{\text{NP}} \ll \Lambda_{\text{EW}}$

Se la NF è leggera dobbiamo specificare spin e interazione

Nuova Fisica Leggera

$$\Lambda_{\mathrm{NP}} \ll \Lambda_{\mathrm{EW}}$$

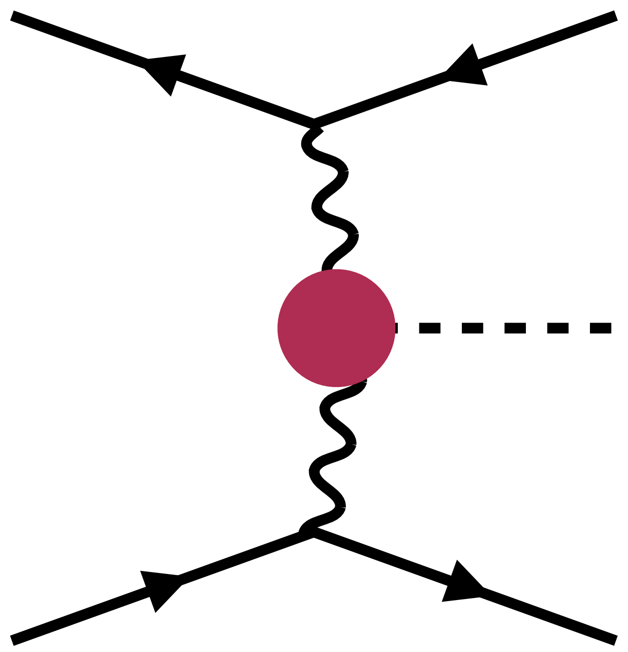
Se la NF è leggera dobbiamo specificare spin e interazione

(Pseudo)scalare

$$\mathscr{L}^a_{\mathrm{ALPs}} = \frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma} (F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}) a + g_{aee} (\bar{e}\, i\gamma_5 e) a$$

BaBar Phys. Rev. Lett. 119, 131804 (2017)

$$g_{a\gamma\gamma} \simeq 2 \times 10^{-4}\,\mathrm{GeV}^{-1}$$

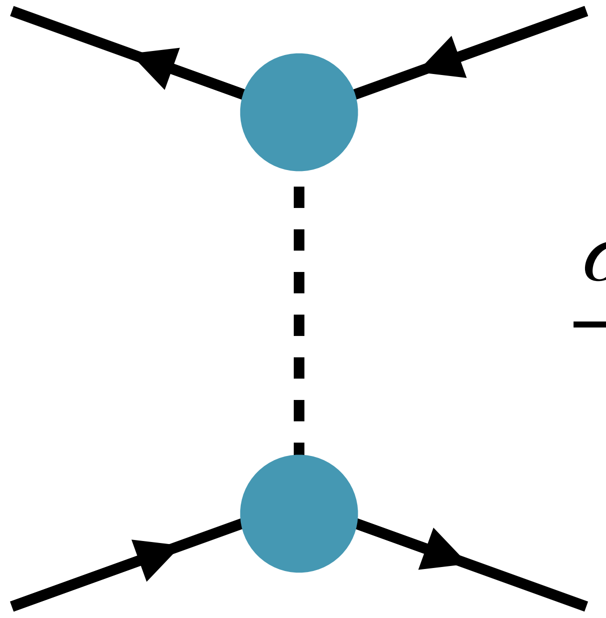


Highly suppressed,

$\sigma(e^+e^- \to e^+e^- a) \sim s g^2_{a\gamma\gamma}$

NA64 arXiv:2102.01885

$$(g_{aee}, m_a) \simeq (3 \times 10^{-3}, 1\,\mathrm{GeV})$$



$$\frac{\sigma_{\mathrm{ALPs}}}{\sigma_{\mathrm{SM}}} \leq 10^{-7}$$

Nuova Fisica Leggera

$\Lambda_{\rm NP} \ll \Lambda_{\rm EW}$

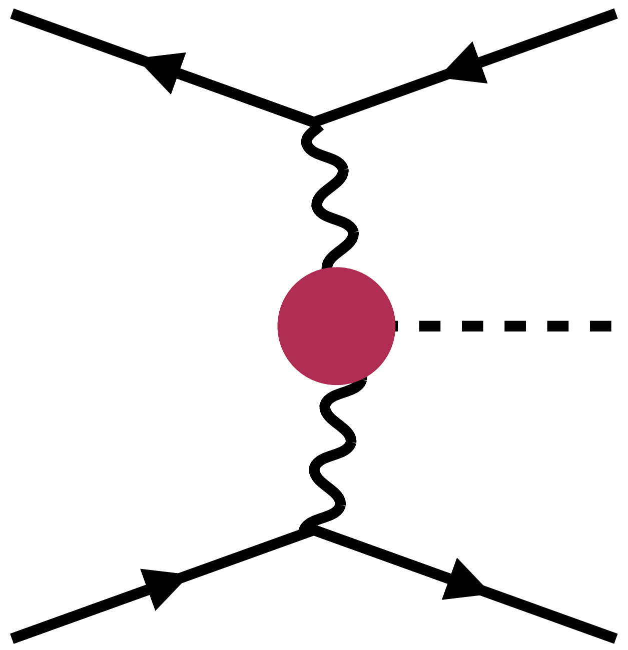
Se la NF è leggera dobbiamo specificare spin e interazione

(Pseudo)scalare

$$\mathscr{L}^a_{\rm ALPs} = \frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma}(F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu})a + g_{aee}\,(\bar{e}\, i\gamma_5 e)a$$

BaBar Phys. Rev. Lett. 119, 131804 (2017)

$$g_{a\gamma\gamma} \simeq 2 \times 10^{-4}\,\mathrm{GeV}^{-1}$$

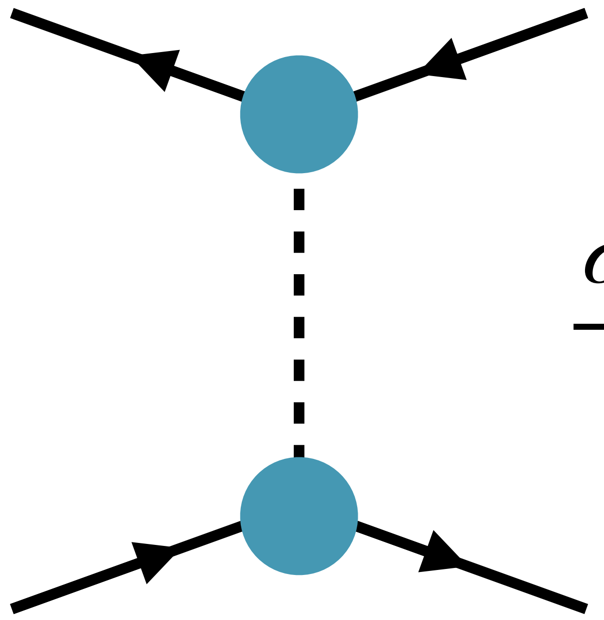


Highly suppressed,

$\sigma(e^+e^- \to e^+e^-a) \sim s g^2_{a\gamma\gamma}$

NA64 arXiv:2102.01885

$$(g_{aee}, m_a) \simeq (3 \times 10^{-3}, 1\,\mathrm{GeV})$$



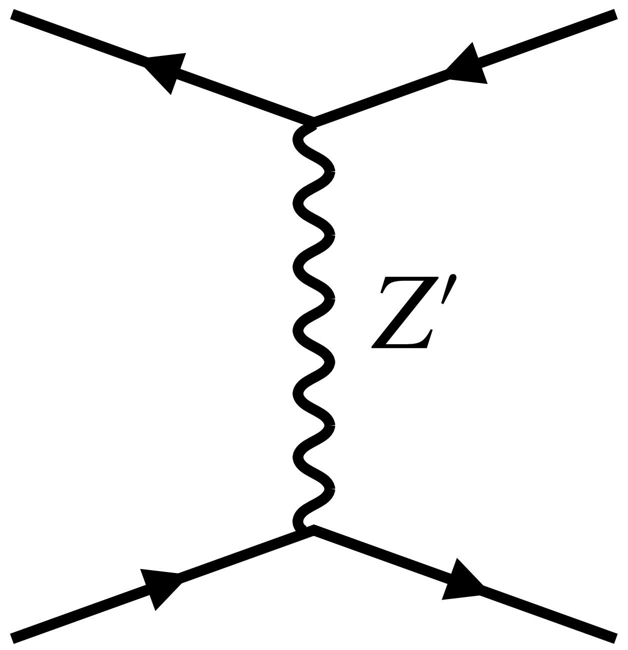
$$\frac{\sigma_{\rm ALPs}}{\sigma_{\rm SM}} \leq 10^{-7}$$

Vector + Axial Vector

$$\mathscr{L}^a_{\rm Axions} = g'_V\left(\bar{e}\,\gamma^\mu\, e\right) V_\mu + g'_A \bar{e}\left(\gamma^\mu\gamma_5\right) e\, V_\mu$$

NA64 arXiv:2102.01885

$$(g'_V, M_V) \simeq (3 \times 10^{-4}, 1\,\mathrm{GeV})$$

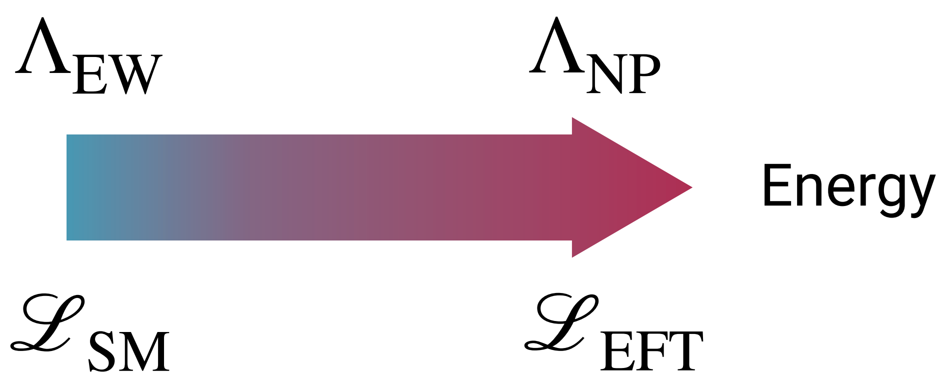


$$\frac{\sigma_{\rm Dark}}{\sigma_{\rm SM}} \leq 10^{-6}$$

Il contributo da NF leggera è **trascurabile**

Nuova Fisica Pesante

Il modo più completo di considerare effetti di NP pesante
è la Teoria Effettiva del Modello Standard (SMEFT)

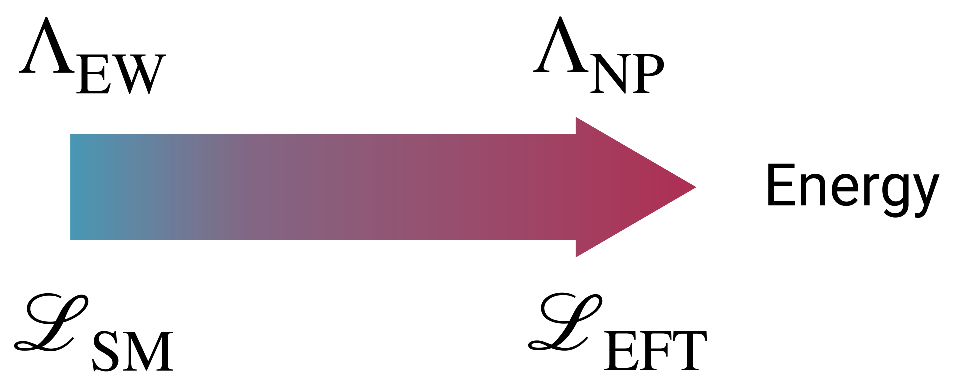


$$\mathscr{L}_{\mathrm{SMEFT}} = \mathscr{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2} \hat{O}_i^{(6)} + \mathcal{O}(\Lambda_{\mathrm{NP}}^{-4})$$

$\hat{O}_i^{(6)}$ Operatori con gli stessi **campi** e **simmetrie** del MS

Nuova Fisica Pesante

Il modo più completo di considerare effetti di NP pesante
è la Teoria Effettiva del Modello Standard (SMEFT)



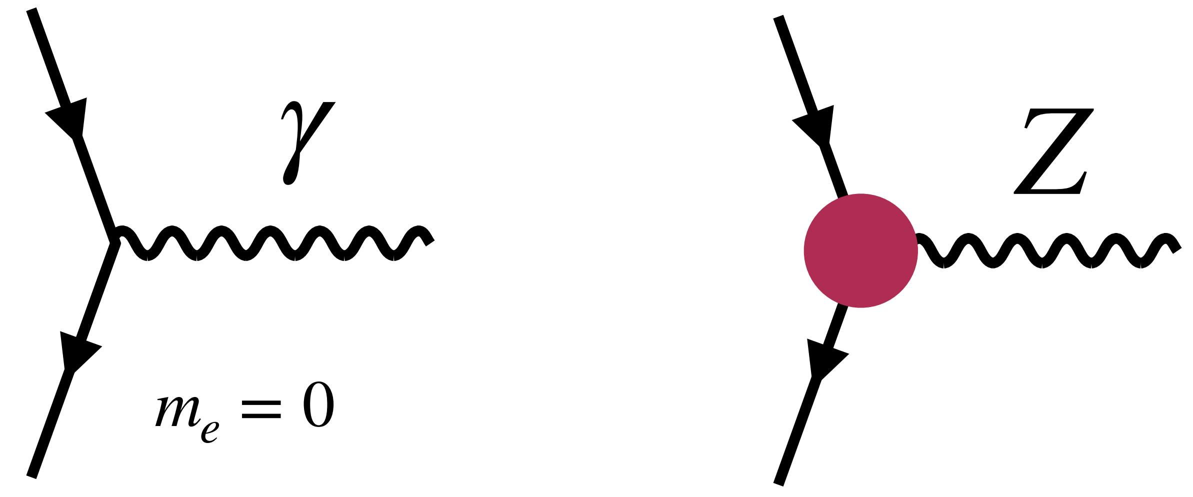
$$\mathscr{L}_{\mathrm{SMEFT}} = \mathscr{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2} \hat{O}_i^{(6)} + \mathcal{O}(\Lambda_{\mathrm{NP}}^{-4})$$

$\hat{O}_i^{(6)}$ Operatori con gli stessi **campi** e **simmetrie** del MS

Deviazioni dei parametri di input e degli accoppiamenti

I. Brivio arXiv:2012.11343

$$g = g_{\mathrm{SM}} + \Delta g$$



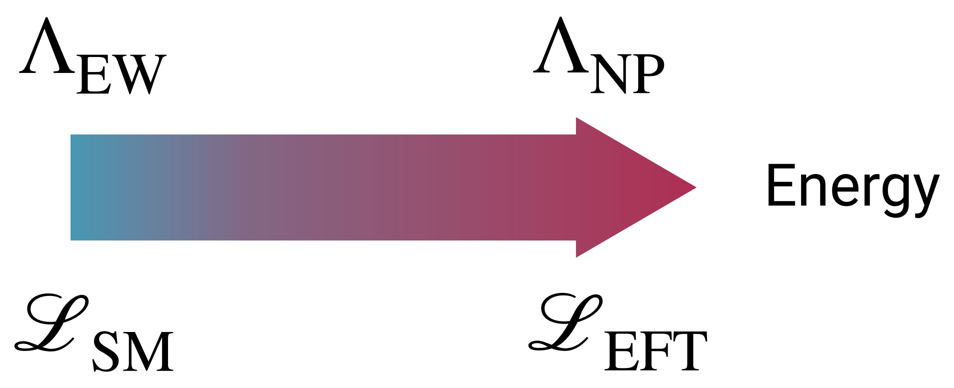
$$\Delta\alpha_{\mathrm{em}} = 0$$

$$\Delta g_{L,R}^{Ze} \neq 0$$

francesco.ucci@pv.infn.it

Nuova Fisica Pesante

Il modo più completo di considerare effetti di NP pesante
è la Teoria Effettiva del Modello Standard (SMEFT)



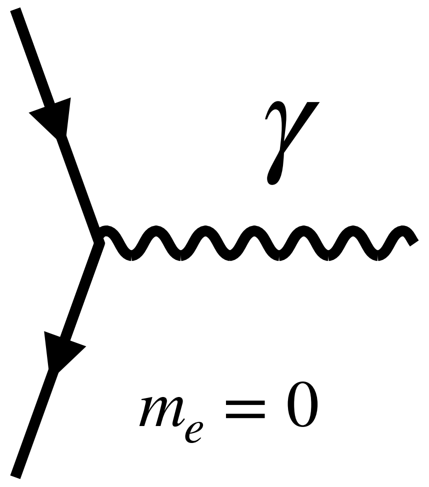
$$\mathscr{L}_{\text{SMEFT}} = \mathscr{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda_{\text{NP}}^2} \hat{O}_i^{(6)} + \mathscr{O}(\Lambda_{\text{NP}}^{-4})$$

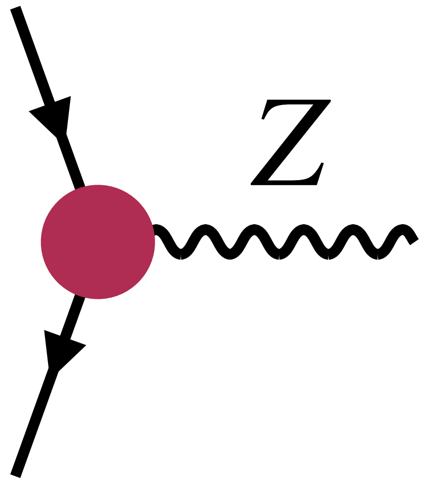
$\hat{O}_i^{(6)}$ Operatori con gli stessi **campi** e **simmetrie** del MS

Deviazioni dei parametri di input e degli accoppiamenti

I. Brivio arXiv:2012.11343

$$g = g_{\text{SM}} + \Delta g$$

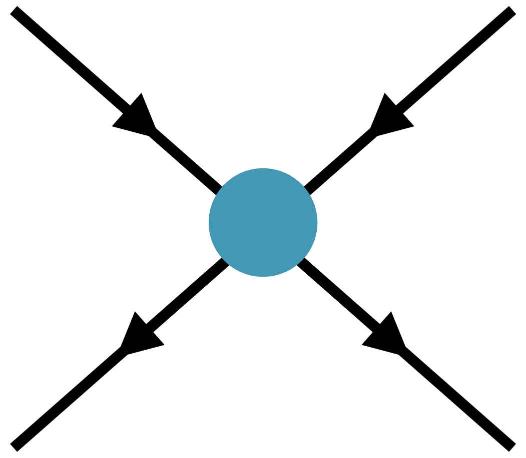




$$\Delta\alpha_{\text{em}} = 0$$

$$\Delta g_{L,R}^{Ze} \neq 0$$

Nuovi vertici di interazione



$$\mathscr{L}_{\text{eff}} \in \mathscr{L}_{\text{SMEFT}}^{4f} = \sum_{ij} \frac{C_{ij}}{\Lambda_{\text{NP}}^2} \left(e_i \gamma^\mu e_i\right)\left(e_j \gamma_\mu e_j\right)$$

Operatori a 4 fermioni assenti nel MS
Analogo alla *Teoria di Fermi*

Nuova Fisica Pesante

Contributo SMEFT alla sezione d'urto

$$\sigma_{\mathrm{SMEFT}} = \sigma_{\mathrm{SM}} + \sigma^{(6)} = \sigma_{\mathrm{SM}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2} \sigma_i^{(6)}$$

$\sigma_i^{(6)}$ È l'interferenza tra SM e SMEFT

Nuova Fisica Pesante

Contributo SMEFT alla sezione d'urto

$$\sigma_{\mathrm{SMEFT}} = \sigma_{\mathrm{SM}} + \sigma^{(6)} = \sigma_{\mathrm{SM}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2} \sigma_i^{(6)}$$

$\sigma_i^{(6)}$ È l'interferenza tra SM e SMEFT

Ipotesi di Lavoro

$\sigma^{\gamma} + \sigma^{Z} + \sigma^{\gamma Z}$	SM completo
$\mathcal{O}(\Lambda_{\mathrm{NP}}^{-2})$	Dimensione 6
$\left(\mathcal{M}_{\mathrm{SM}}^{\dagger} \mathcal{M}^{(6)}\right)_{\mathrm{LO}}$	Approssimazione LO
$\mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2}{\lvert t \rvert}\right) \sim 10\,\%$	Le correzioni NLO si comportano come la QED

Nuova Fisica Pesante

Contributo SMEFT alla sezione d'urto

$$\sigma_{\text{SMEFT}} = \sigma_{\text{SM}} + \sigma^{(6)} = \sigma_{\text{SM}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{C_i}{\Lambda_{\text{NP}}^2} \sigma_i^{(6)}$$

$\sigma_i^{(6)}$ È l'interferenza tra SM e SMEFT

Fit Globale dei dati di LEP + Flavour

$\Lambda_{\text{NP}} = 1\,\text{TeV}$

C_i	$C_i \pm \Delta(C_i)$
Δg_L^{Ze}	-0.0038 ± 0.0046
Δg_R^{Ze}	-0.0054 ± 0.0045
C_{ll}	0.17 ± 0.06
C_{le}	-0.037 ± 0.036
C_{ee}	0.034 ± 0.062

A. Falkowski et al. arXiv:1706.03783

Ipotesi di Lavoro

$\sigma^{\gamma} + \sigma^{Z} + \sigma^{\gamma Z}$	SM completo
$\mathcal{O}(\Lambda_{\text{NP}}^{-2})$	Dimensione 6
$\left(\mathcal{M}_{\text{SM}}^{\dagger}\mathcal{M}^{(6)}\right)_{\text{LO}}$	Approssimazione LO
$\mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{\pi}\ln\frac{\Lambda_{\text{NP}}^2}{\lvert t\rvert}\right) \sim 10\,\%$	Le correzioni NLO si comportano come la QED

Nuova Fisica Pesante

Contributo SMEFT alla sezione d'urto

$$\sigma_{\text{SMEFT}} = \sigma_{\text{SM}} + \sigma^{(6)} = \sigma_{\text{SM}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{C_i}{\Lambda_{\text{NP}}^2} \sigma_i^{(6)}$$

$\sigma_i^{(6)}$ È l'interferenza tra SM e SMEFT

Fit Globale dei dati di LEP + Flavour

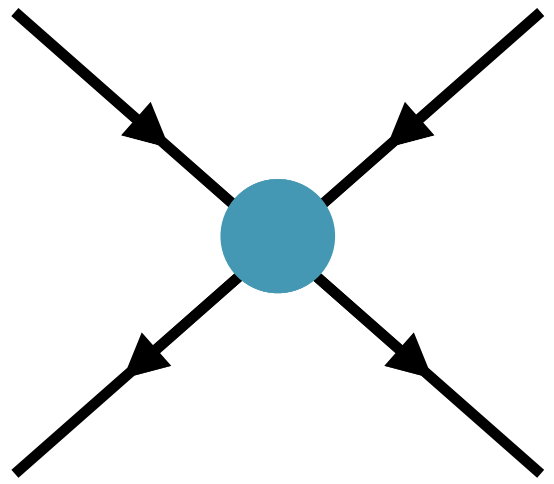
$\Lambda_{\text{NP}} = 1\,\text{TeV}$

C_i	$C_i \pm \Delta(C_i)$
Δg_L^{Ze}	-0.0038 ± 0.0046
Δg_R^{Ze}	-0.0054 ± 0.0045
C_{ll}	0.17 ± 0.06
C_{le}	-0.037 ± 0.036
C_{ee}	0.034 ± 0.062

A. Falkowski et al. arXiv:1706.03783

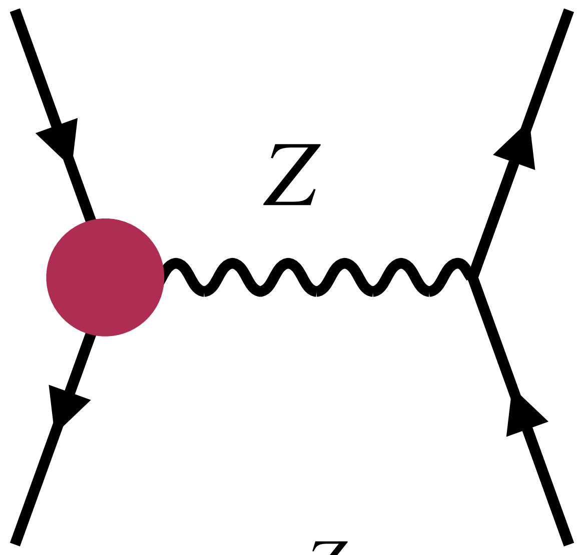
Ipotesi di Lavoro

$\sigma^\gamma + \sigma^Z + \sigma^{\gamma Z}$	SM completo
$\mathcal{O}(\Lambda_{\text{NP}}^{-2})$	Dimensione 6
$\left(\mathcal{M}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{M}^{(6)}\right)_{\text{LO}}$	Approssimazione LO
$\mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{\Lambda_{\text{NP}}^2}{\lvert t \rvert}\right) \sim 10\,\%$	Le correzioni NLO si comportano come la QED



$C_{ll,le,ee}$

Il contributo cresce con **angolo** e **energie**



$\Delta g_{L,R}^{Ze}$

Contributo **trascurabile**, shift ben costretti

Nuova Fisica Pesante: Risultati

$$(\delta \pm \Delta\delta)_{\text{SMEFT}} = \frac{1}{\sigma_{\text{SM}}} \left(\sigma^{(6)} \pm \sqrt{\sum_{ij} \sigma_i^{(6)} V_{ij} \sigma_j^{(6)}} \right)$$

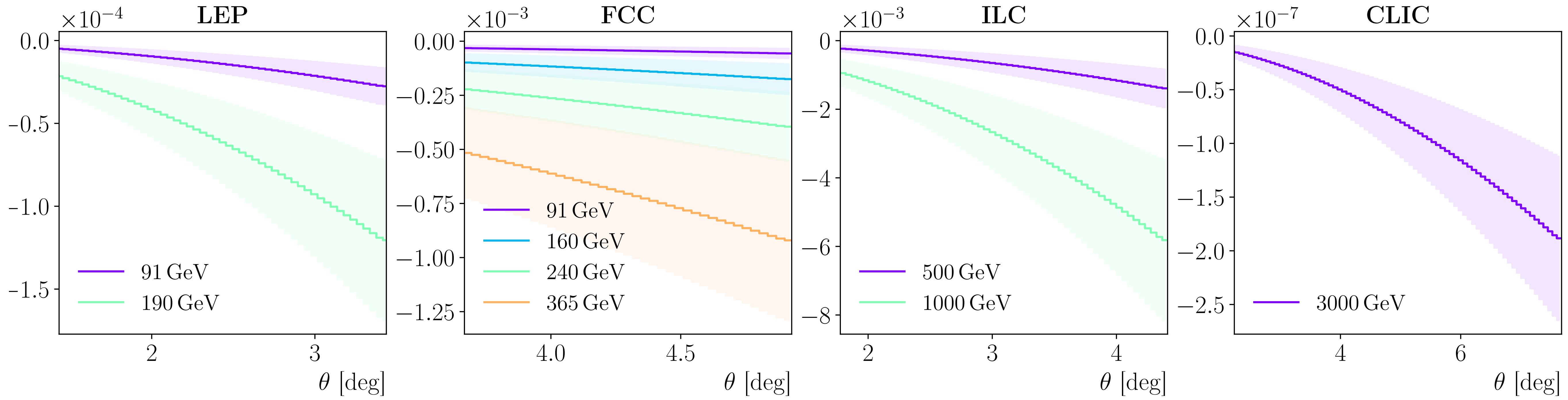
Nuova Fisica Pesante: Risultati

Sezione d'urto totale

Exp.	$[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$	$\sqrt{s}$ [GeV]	$(\delta \pm \Delta\delta)_{\mathrm{SMEFT}}$	$\Delta L/L$
FCC	$[3.7°, 4.9°]$	91	$(-4.2 \pm 1.7) \times 10^{-5}$	$< 10^{-4}$
		160	$(-1.3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	
		240	$(-2.9 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	10^{-4}
		365	$(-6.7 \pm 2.7) \times 10^{-4}$	
ILC	$[1.7°, 4.4°]$	250	$(-2.5 \pm 0.9) \times 10^{-4}$	$< 10^{-3}$
		500	$(-4.9 \pm 1.9) \times 10^{-4}$	
CLIC	$[2.2°, 7.7°]$	1500	$(-9.7 \pm 3.9) \times 10^{-3}$	$< 10^{-2}$
		3000	$(-4.2 \pm 1.7) \times 10^{-2}$	

$$(\delta \pm \Delta\delta)_{\mathrm{SMEFT}} = \frac{1}{\sigma_{\mathrm{SM}}}\left(\sigma^{(6)} \pm \sqrt{\sum_{ij} \sigma_i^{(6)} V_{ij} \sigma_j^{(6)}}\right)$$

Sezione d'urto differenziale



Nuova Fisica Pesante: Risultati

Sezione d'urto totale

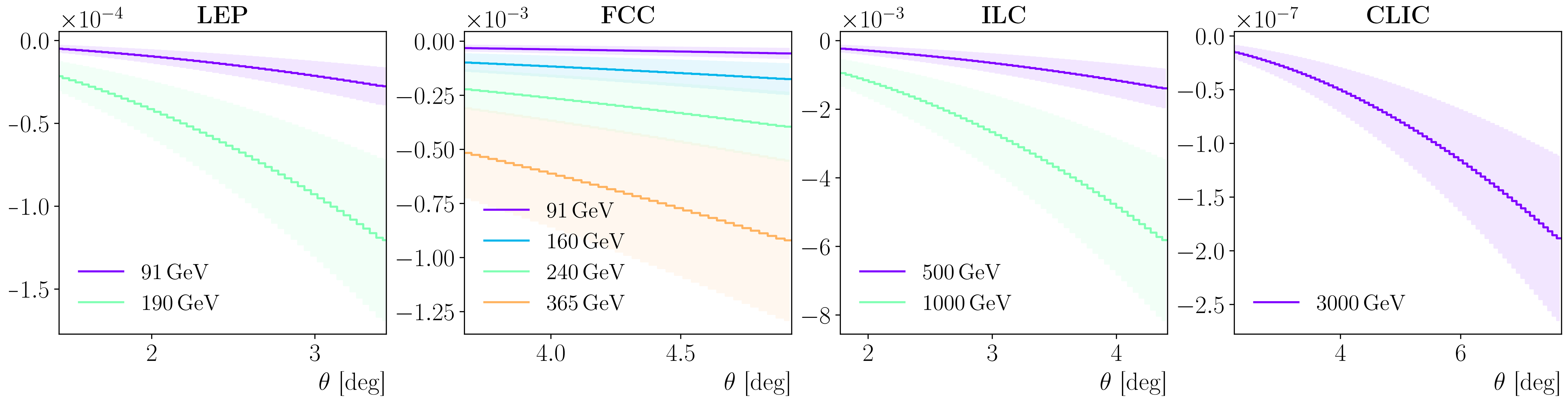
Exp.	$[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$	$\sqrt{s}$ [GeV]	$(\delta \pm \Delta\delta)_{\text{SMEFT}}$	$\Delta L/L$
FCC	$[3.7°, 4.9°]$	91	$(-4.2 \pm 1.7) \times 10^{-5}$	$< 10^{-4}$
		160	$(-1.3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	10^{-4}
		240	$(-2.9 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	
		365	$(-6.7 \pm 2.7) \times 10^{-4}$	
ILC	$[1.7°, 4.4°]$	250	$(-2.5 \pm 0.9) \times 10^{-4}$	$< 10^{-3}$
		500	$(-4.9 \pm 1.9) \times 10^{-4}$	
CLIC	$[2.2°, 7.7°]$	1500	$(-9.7 \pm 3.9) \times 10^{-3}$	$< 10^{-2}$
		3000	$(-4.2 \pm 1.7) \times 10^{-2}$	

$$(\delta \pm \Delta\delta)_{\text{SMEFT}} = \frac{1}{\sigma_{\text{SM}}} \left(\sigma^{(6)} \pm \sqrt{\sum_{ij} \sigma_i^{(6)} V_{ij} \sigma_j^{(6)}} \right)$$

I risultati mostrano che il contributo **non è trascurabile**

$$\delta_{\text{SMEFT}} \simeq \delta L$$

Sezione d'urto differenziale



Sommario

$$\vec{C}_{4f} = \{C_{ll}, C_{le}, C_{ee}\}$$

I coefficienti a 4 fermioni **impattano** sulla luminosità

Costringere le interazioni di contatto usando il LABS

Usare le asimmetrie del LABS

$\Delta C_{\mathrm{HLLHC}}$

HL-LHC non migliorerà i bound in modo significativo

$C = 0$

Ipotesi di nessuna scoperta di NP

Usare le asimmetrie del LABS

Asimmetrie $\theta \in [40,140]$ deg Large Angle Bhabha Scattering (LABS)

$$A_{ab} = \frac{N_a - N_b}{N_a + N_b}$$

$\{a, b\} = \{\mathrm{F}, \mathrm{B}\}, \{\mathrm{L}, \mathrm{R}\}, \{\uparrow, \downarrow\}$

$\Delta C_{\mathrm{HLLHC}}$ **HL-LHC** non migliorerà i bound in modo significativo

$C = 0$ Ipotesi di nessuna scoperta di NP

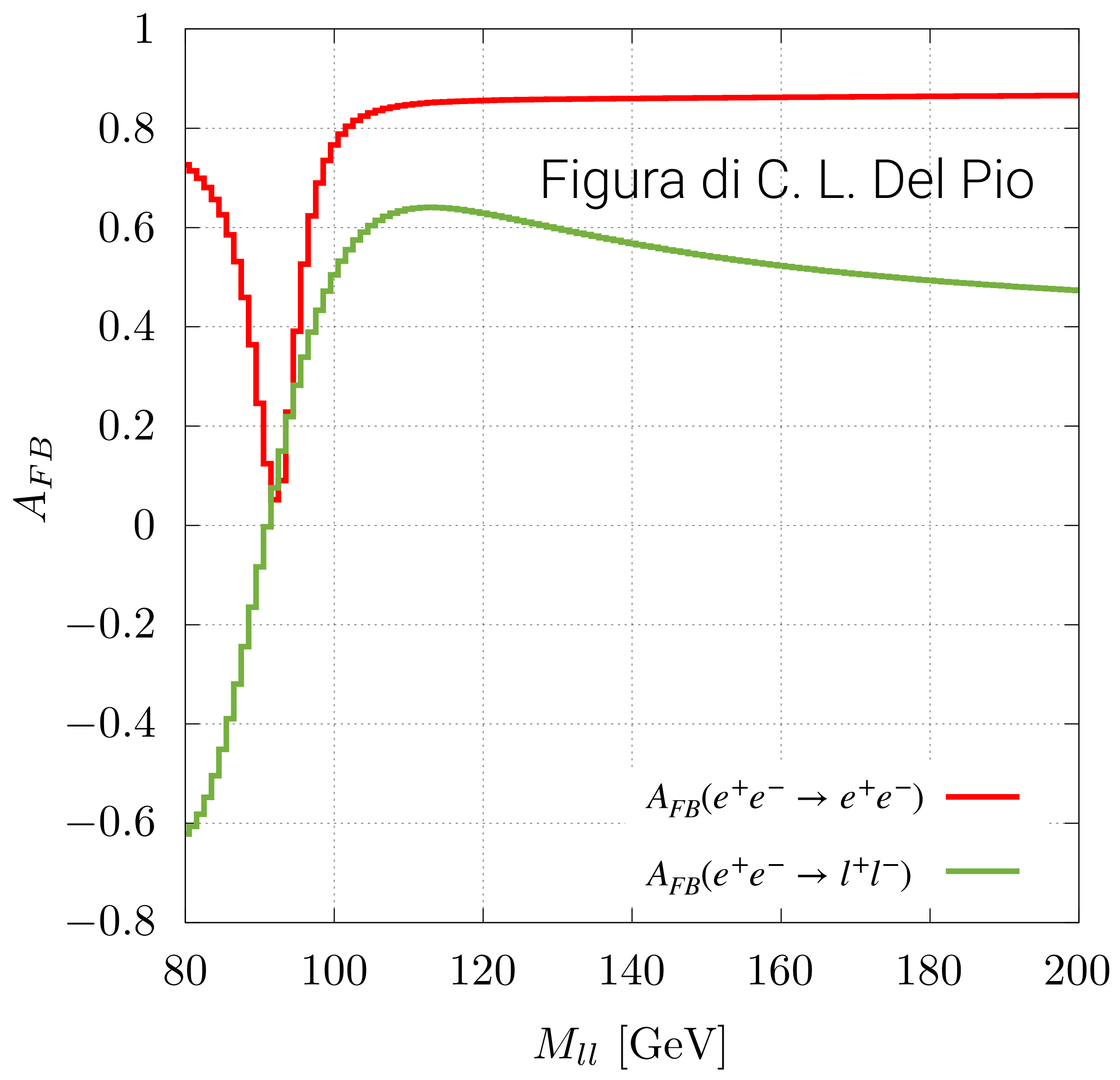
La predizione teorica dipende dai C che possono essere fittati

$$A_{ab}^{\mathrm{th}} = A_{ab}^{\mathrm{SM}} \left\{ 1 + \frac{(\sigma_a - \sigma_b)^{(6)}}{(\sigma_a - \sigma_b)_{\mathrm{SM}}} - \frac{(\sigma_a + \sigma_b)^{(6)}}{(\sigma_a + \sigma_b)_{\mathrm{SM}}} \right\}$$

Usare le asimmetrie del LABS

$\Delta C_{\mathrm{HLLHC}}$ — **HL-LHC** non migliorerà i bound in modo significativo

$C = 0$ — Ipotesi di nessuna scoperta di NP

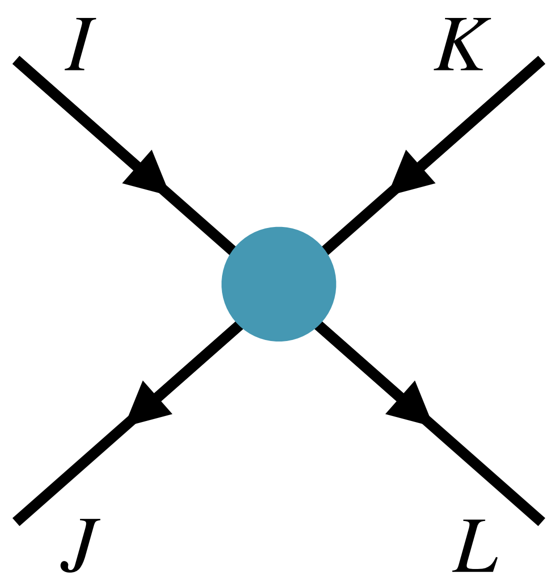


Asimmetrie $\theta \in [40{,}140]\ \mathrm{deg}$ Large Angle Bhabha Scattering (LABS)

$$A_{ab} = \frac{N_a - N_b}{N_a + N_b} \qquad \{a,b\} = \{\mathrm{F},\mathrm{B}\},\{\mathrm{L},\mathrm{R}\},\{\uparrow,\downarrow\}$$

La predizione teorica dipende dai C che possono essere fittati

$$A^{\mathrm{th}}_{ab} = A^{\mathrm{SM}}_{ab}\left\{1 + \frac{(\sigma_a - \sigma_b)^{(6)}}{(\sigma_a - \sigma_b)_{\mathrm{SM}}} - \frac{(\sigma_a + \sigma_b)^{(6)}}{(\sigma_a + \sigma_b)_{\mathrm{SM}}}\right\}$$



Flavour	Coefficienti	Dati
Generico	$C^{1111}_{ll} \neq C^{1234}_{ll}$	$A_{ab}(e^+e^- \to e^+e^-)$
Universale	$C^{IIJJ}_{ij} = C^{IIII}_{ij}$	$A_{ab}(e^+e^- \to l^+l^-, q\bar{q})$

Non facciamo assunzioni sulla struttura di flavour

Scenari per i futuri collider

Run al picco della Z — FCC-ee

Run a 250 GeV — ILC

Scenari per i futuri collider

Run al picco della Z — FCC-ee

Utilizziamo l'asimmetria forward-backward per $\sqrt{s_\alpha}$

$$\sum_{i\in 4f} \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2} \left[\frac{(\sigma_{\mathrm{F}} - \sigma_{\mathrm{B}})_i^{(6)}}{(\sigma_{\mathrm{F}} - \sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}} - \frac{(\sigma_{\mathrm{F}} + \sigma_{\mathrm{B}})_i^{(6)}}{(\sigma_{\mathrm{F}} + \sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}} \right]_\alpha = \frac{\Delta A_{\mathrm{FB},\alpha}^0}{A_{\mathrm{FB},\alpha}^0},$$

Run a 250 GeV — ILC

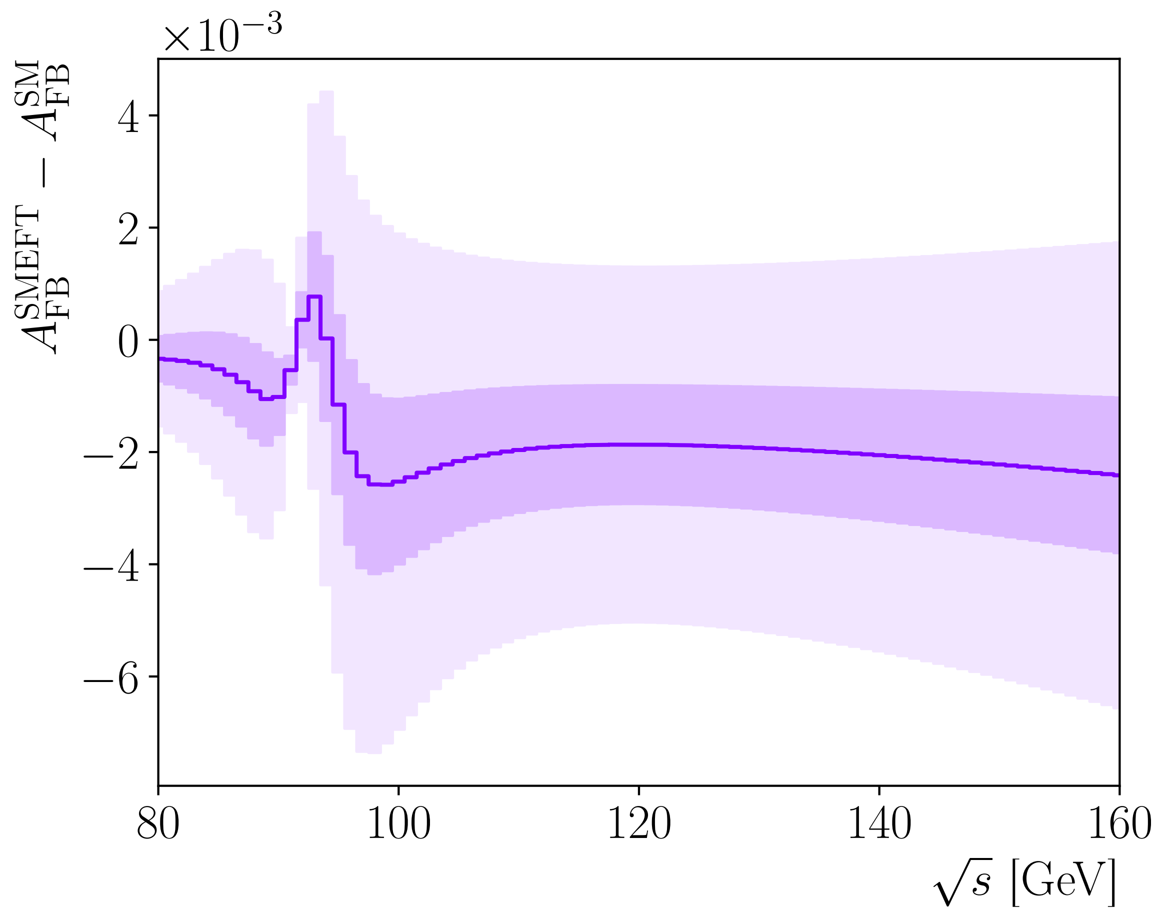
Scenari per i futuri collider

Run al picco della Z — FCC-ee

Utilizziamo l'asimmetria forward-backward per $\sqrt{s_\alpha}$

$$\sum_{i\in 4f} \frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2}\left[\frac{(\sigma_{\mathrm{F}}-\sigma_{\mathrm{B}})_i^{(6)}}{(\sigma_{\mathrm{F}}-\sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}}-\frac{(\sigma_{\mathrm{F}}+\sigma_{\mathrm{B}})_i^{(6)}}{(\sigma_{\mathrm{F}}+\sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}}\right]_\alpha = \frac{\Delta A^0_{\mathrm{FB},\alpha}}{A^0_{\mathrm{FB},\alpha}},$$

Per fittare 3 coefficienti possiamo usare l'asimmetria in 3 punti in energia



$$\sqrt{s_1} = 89\,\mathrm{GeV}$$
$$\sqrt{s_2} = 93\,\mathrm{GeV}$$
$$\sqrt{s_3} = 98\,\mathrm{GeV}$$

Run a 250 GeV — ILC

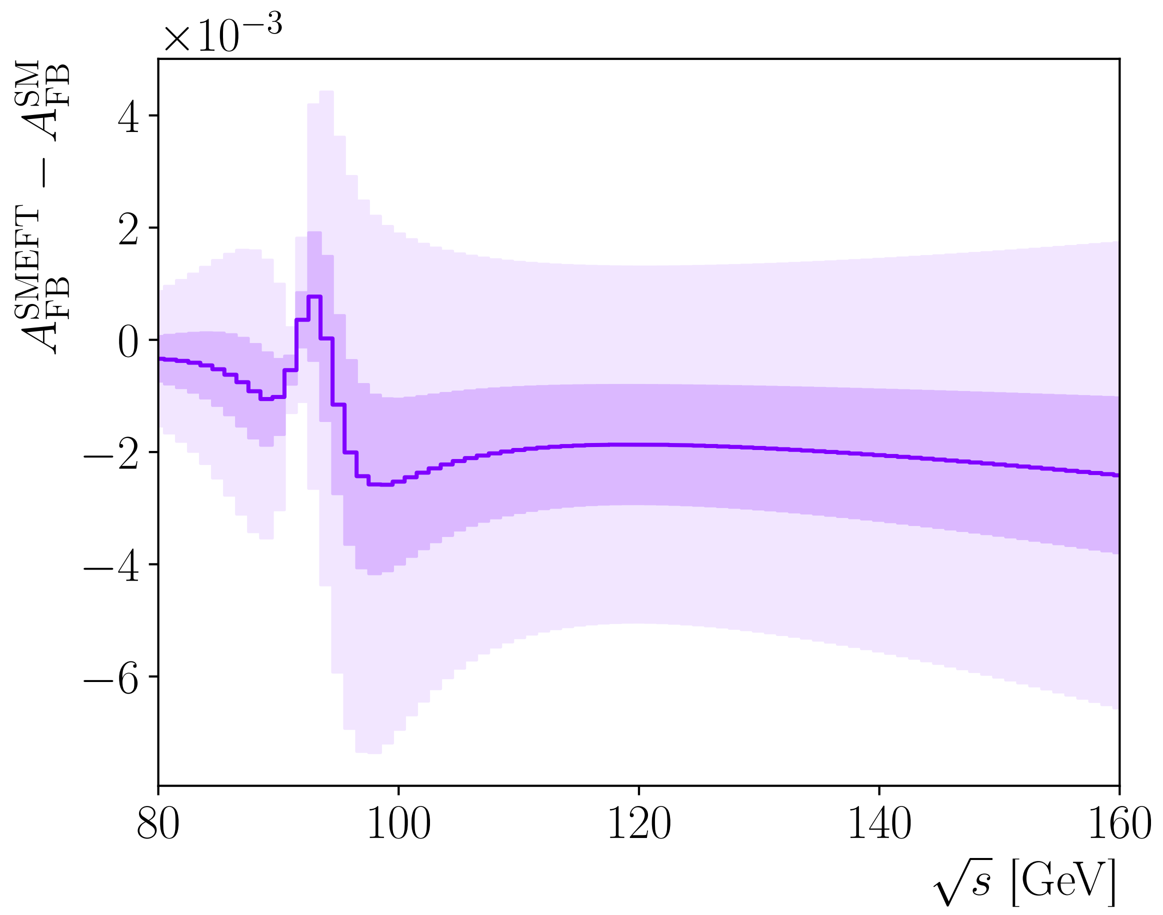
Scenari per i futuri collider

Run al picco della Z — FCC-ee

Utilizziamo l'asimmetria forward-backward per $\sqrt{s_\alpha}$

$$\sum_{i \in 4f} \frac{C_i}{\Lambda_{\rm NP}^2} \left[\frac{(\sigma_{\rm F} - \sigma_{\rm B})_i^{(6)}}{(\sigma_{\rm F} - \sigma_{\rm B})_{\rm SM}} - \frac{(\sigma_{\rm F} + \sigma_{\rm B})_i^{(6)}}{(\sigma_{\rm F} + \sigma_{\rm B})_{\rm SM}} \right]_\alpha = \frac{\Delta A^0_{{\rm FB},\alpha}}{A^0_{{\rm FB},\alpha}},$$

Per fittare 3 coefficienti possiamo usare l'asimmetria in 3 punti in energia



$$\sqrt{s_1} = 89\,\text{GeV}$$
$$\sqrt{s_2} = 93\,\text{GeV}$$
$$\sqrt{s_3} = 98\,\text{GeV}$$

In 6 mesi di run operativo su ogni punto

$\Delta C_{4f} < 10^{-2}$ → $\delta_{\rm SMEFT} < 10^{-5}$

Run a 250 GeV — ILC

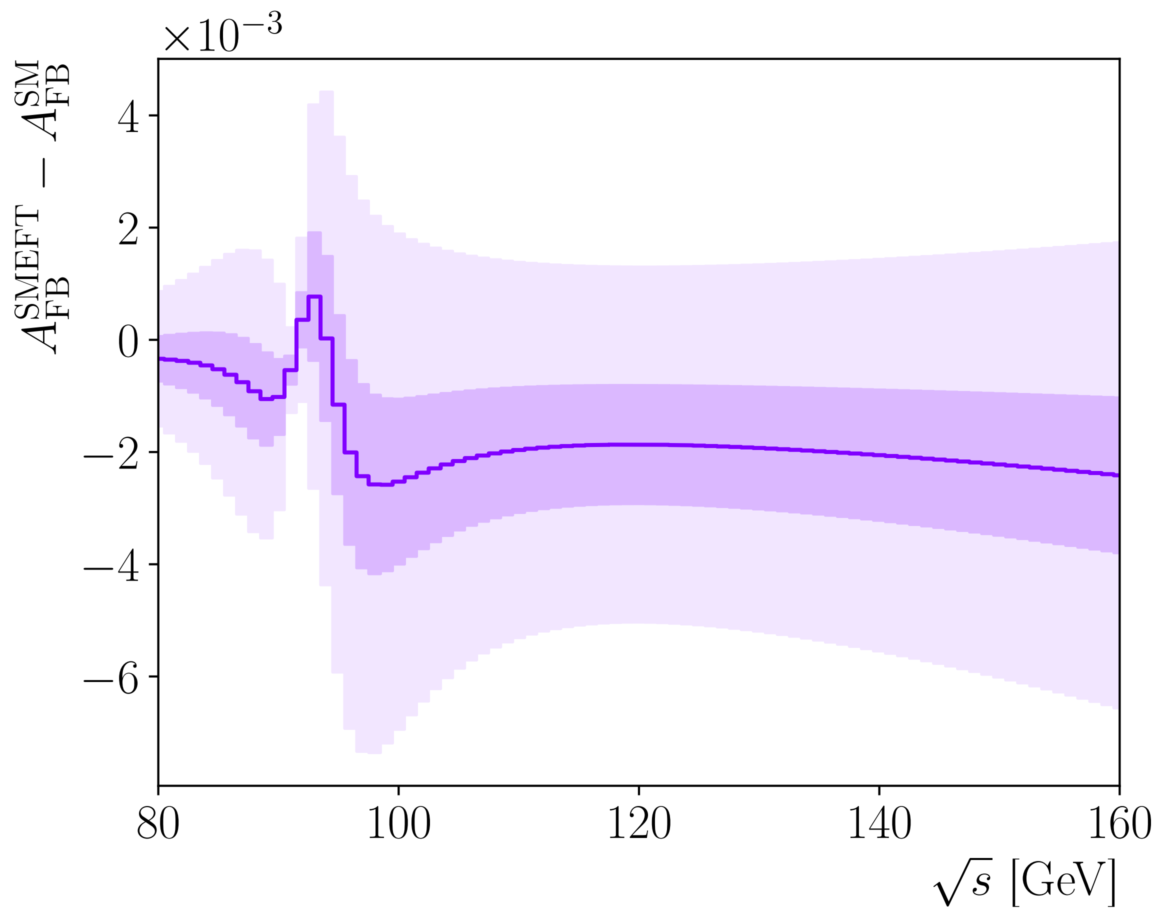
Scenari per i futuri collider

Run al picco della Z — FCC-ee

Utilizziamo l'asimmetria forward-backward per $\sqrt{s_\alpha}$

$$\sum_{i\in 4f}\frac{C_i}{\Lambda_{\mathrm{NP}}^2}\left[\frac{(\sigma_{\mathrm{F}}-\sigma_{\mathrm{B}})_i^{(6)}}{(\sigma_{\mathrm{F}}-\sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}}-\frac{(\sigma_{\mathrm{F}}+\sigma_{\mathrm{B}})_i^{(6)}}{(\sigma_{\mathrm{F}}+\sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}}\right]_\alpha=\frac{\Delta A^0_{\mathrm{FB},\alpha}}{A^0_{\mathrm{FB},\alpha}},$$

Per fittare 3 coefficienti possiamo usare l'asimmetria in 3 punti in energia



$$\sqrt{s_1} = 89\,\mathrm{GeV}$$
$$\sqrt{s_2} = 93\,\mathrm{GeV}$$
$$\sqrt{s_3} = 98\,\mathrm{GeV}$$

In 6 mesi di run operativo su ogni punto

$\Delta C_{4f} < 10^{-2}$ → $\delta_{\mathrm{SMEFT}} < 10^{-5}$

Run a 250 GeV — ILC

Per fasci polarizzati: A_{LR} non è sensibile a tutti i C. Proponiamo

$$A^{-}_{\uparrow\downarrow}(P_{e^\pm},\cos\theta)=\frac{d\sigma(P_{e^-},P_{e^-})-d\sigma(P_{e^+},-P_{e^-})}{d\sigma(P_{e^+},P_{e^-})+d\sigma(P_{e^+},-P_{e^-})}$$

Asimmetria up-down per fasci polarizzati

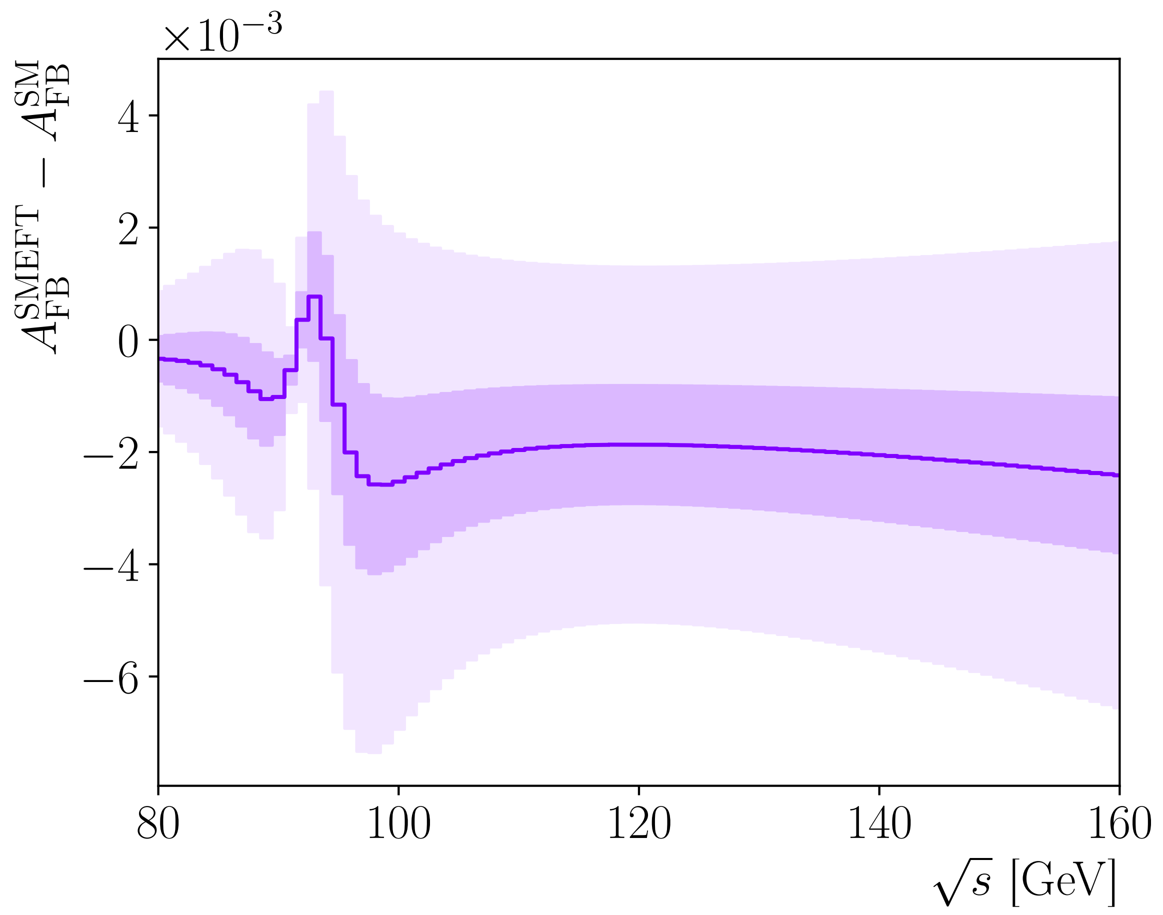
Scenari per i futuri collider

Run al picco della Z — FCC-ee

Utilizziamo l'asimmetria forward-backward per $\sqrt{s_\alpha}$

$$\sum_{i\in 4f}\frac{C_i}{\Lambda^2_{\mathrm{NP}}}\left[\frac{(\sigma_\mathrm{F}-\sigma_\mathrm{B})_i^{(6)}}{(\sigma_\mathrm{F}-\sigma_\mathrm{B})_\mathrm{SM}}-\frac{(\sigma_\mathrm{F}+\sigma_\mathrm{B})_i^{(6)}}{(\sigma_\mathrm{F}+\sigma_\mathrm{B})_\mathrm{SM}}\right]_\alpha=\frac{\Delta A^0_{\mathrm{FB},\alpha}}{A^0_{\mathrm{FB},\alpha}},$$

Per fittare 3 coefficienti possiamo usare l'asimmetria in 3 punti in energia



$$\sqrt{s_1} = 89\,\mathrm{GeV}$$
$$\sqrt{s_2} = 93\,\mathrm{GeV}$$
$$\sqrt{s_3} = 98\,\mathrm{GeV}$$

In 6 mesi di run operativo su ogni punto

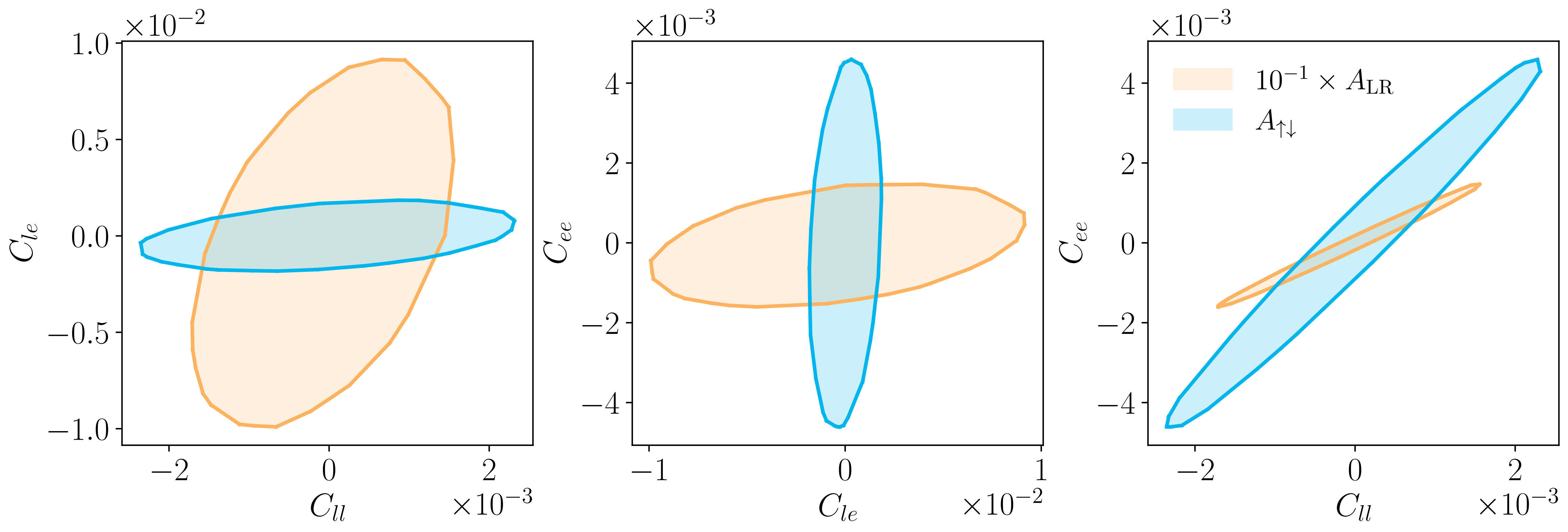
$\Delta C_{4f} < 10^{-2}$ → $\delta_{\mathrm{SMEFT}} < 10^{-5}$

Run a 250 GeV — ILC

Per fasci polarizzati: A_{LR} non è sensibile a tutti i C. Proponiamo

$$A^-_{\uparrow\downarrow}(P_{e^\pm},\cos\theta)=\frac{d\sigma(P_{e^-},P_{e^-})-d\sigma(P_{e^+},-P_{e^-})}{d\sigma(P_{e^+},P_{e^-})+d\sigma(P_{e^+},-P_{e^-})}$$

Asimmetria up-down per fasci polarizzati



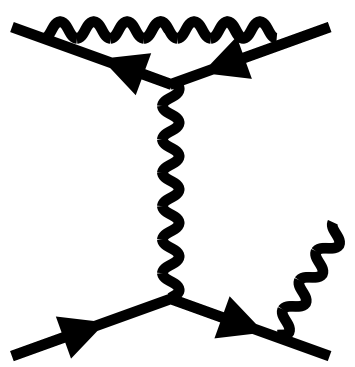
Calcoliamo i CL con la likelihood

$$\chi^2=\sum_{\alpha=1}^{n}\frac{\left(A^0_{\mathrm{pol}}-A^{\mathrm{th}}_{\mathrm{pol}}(\vec{C}_{4f})\right)^2_\alpha}{(\Delta A^0_{\mathrm{pol}})^2_\alpha}$$

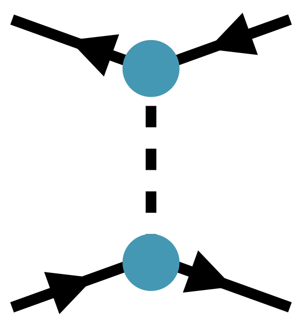
→ $\delta_{\mathrm{SMEFT}} < 10^{-7}$

Conclusioni

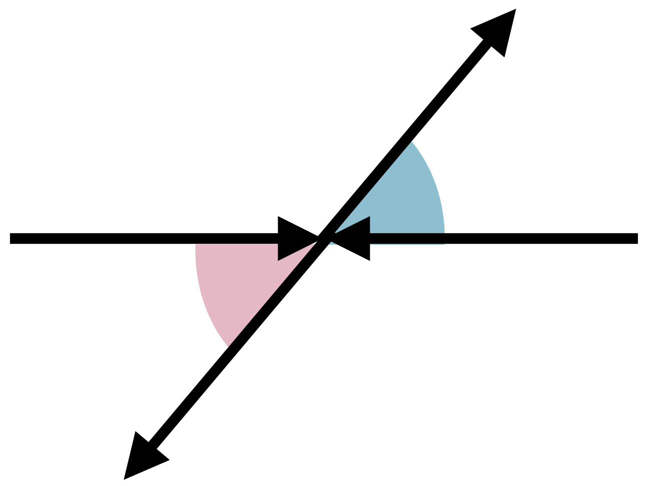
Sommario



- Le correzioni radiative sono indispensabili per raggiungere la precisione sulla Luminosità
- La Nuova Fisica Leggera **non impatta** il SABS alla precisione richiesta
- La luminosità dei futuri collider può ricevere contributi **non trascurabili** dalle interazioni d contatto
- Le **asimmetrie** possono essere usate per costringere gli accoppiamenti a 4 fermioni



$< 10^{-5}$



arXiv:2501.05256

Backup

Correzioni radiative a LEP

A. Arbuzov et al. *Phys.Lett.B* 383 (1996) 238-242
G Montagna et al. Riv.Nuovo Cim. 21N9 (1998)
S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

$$\sigma_{SABS} = \sigma_{LO} + c_1 \frac{\alpha}{\pi} L + c_2 \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 + \dots$$

Il calcolo di emissioni di fotoni aggiuntivi è essenziale per una predizione fisica

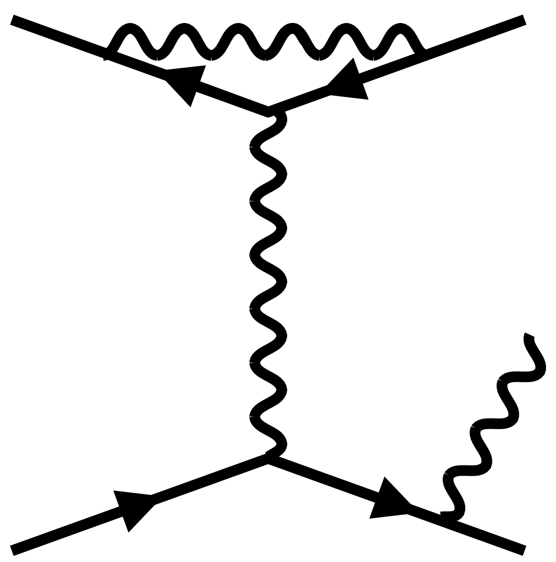
$$\boxed{L = \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \simeq \mathcal{O}(10)}$$

La sezione d'urto riceve contributi logaritmici

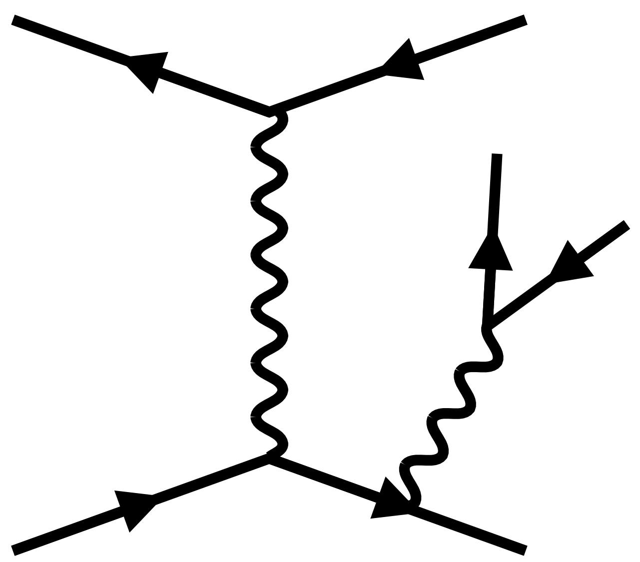
Scenario LEP

18-52 mrad

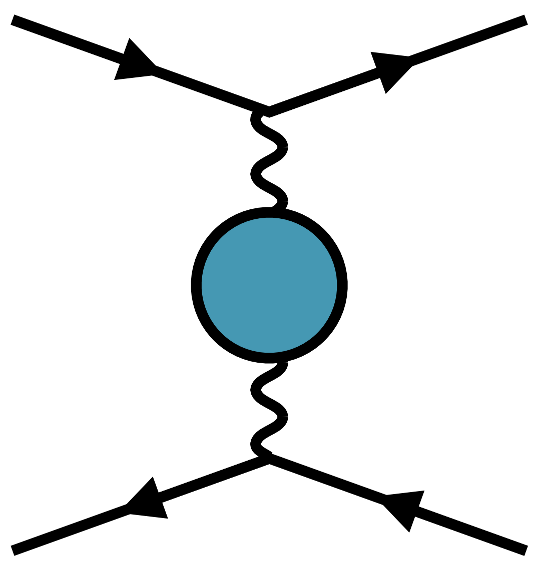
Fotoniche



Coppie leggere



Pol. di vuoto



	Fotoniche	Coppie leggere	Pol. di vuoto	Totale
1999	0.030%	0.030%	0.040%	0.061%
	$\mathcal{O}\left(\alpha^2 L \oplus \alpha^3 L^3\right)$			

Correzioni radiative a LEP

A. Arbuzov et al. *Phys.Lett.B* 383 (1996) 238-242
G Montagna et al. Riv.Nuovo Cim. 21N9 (1998)
S. Jadach et al. Physics Letters B 790 (2019) 314–321

Scenario LEP

18-52 mrad

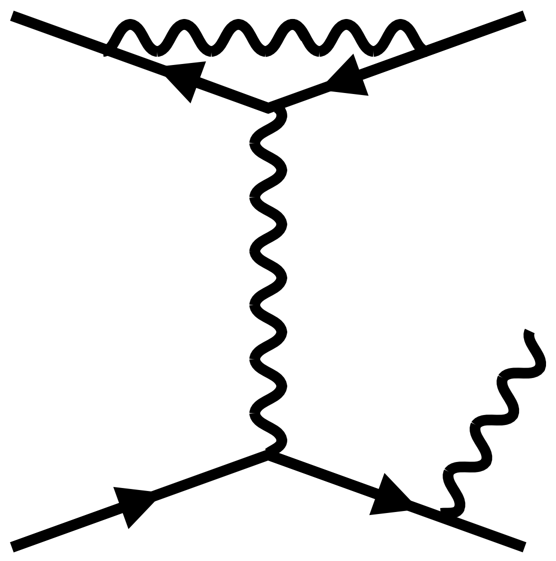
$$\sigma_{SABS} = \sigma_{LO} + c_1 \frac{\alpha}{\pi} L + c_2 \frac{\alpha^2}{\pi^2} L^2 + \ldots$$

Il calcolo di emissioni di fotoni aggiuntivi è essenziale per una predizione fisica

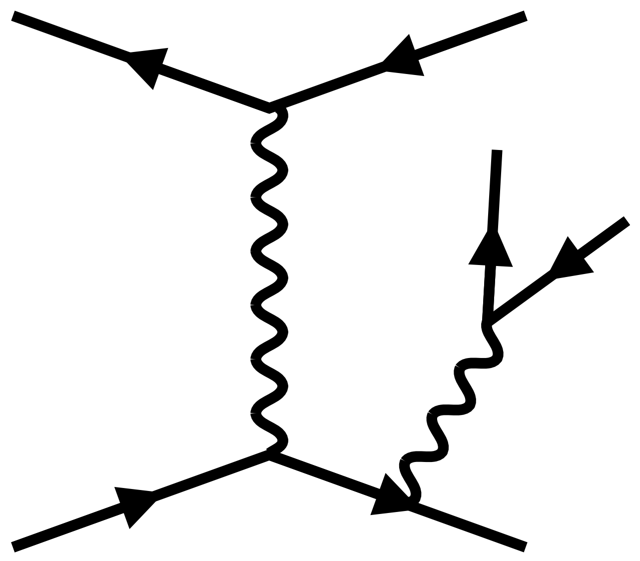
$$\boxed{L = \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \simeq \mathcal{O}(10)}$$

La sezione d'urto riceve contributi logaritmici

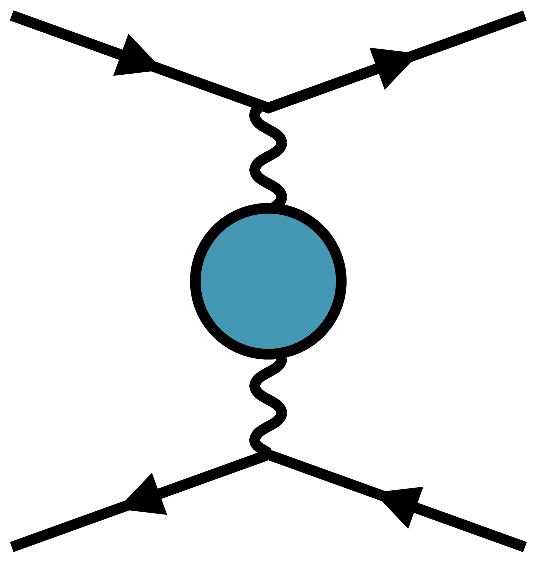
Fotoniche



Coppie leggere



Pol. di vuoto



	Fotoniche	Coppie leggere	Pol. di vuoto	Totale
1999	0.030%	0.030%	0.040%	0.061%
	$\mathcal{O}\left(\alpha^2 L \oplus \alpha^3 L^3\right)$			
2018		0.010%	0.013%	0.038%
		G. Montagna et al. Nucl. Phys. B 547 (1999) Phys. Lett. B 459 (1999)	F. Jegerlehner, indico.cern.ch/event/469561	
2020				N_ν 0.037%
				Janot and Jadach Phys.Lett.B 803 (2020)

Interazioni di Contatto

"Electroweak Measurements in Electron–Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP."
Physics Reports, vol. 532, no. 4, Nov. 2013, pp. 119–244. arXiv:1302.3415

Nelle analisi di LEP le interazioni di contatto venivano parametrizzate da

$$\mathscr{L}_{\text{eff}} = \frac{g^2}{2\Lambda^2} \sum_{i,j=L,R} \eta_{ij} \left(\bar{e}_i \gamma_\mu e_i\right) \left(\bar{e}_j \gamma^\mu e_j\right)$$

$$\frac{g^2}{4\pi} = 1$$

Model	Λ^-_{ee} (TeV)	Λ^+_{ee} (TeV)
LL$^\pm$	8.0	8.7
RR$^\pm$	7.9	8.6
VV$^\pm$	15.3	20.6
AA$^\pm$	14.0	10.1
LR$^\pm$	8.5	11.9
RL$^\pm$	8.5	11.9
V0$^\pm$	11.2	12.4
A0$^\pm$	11.8	17.0
A1$^\pm$	4.0	3.9

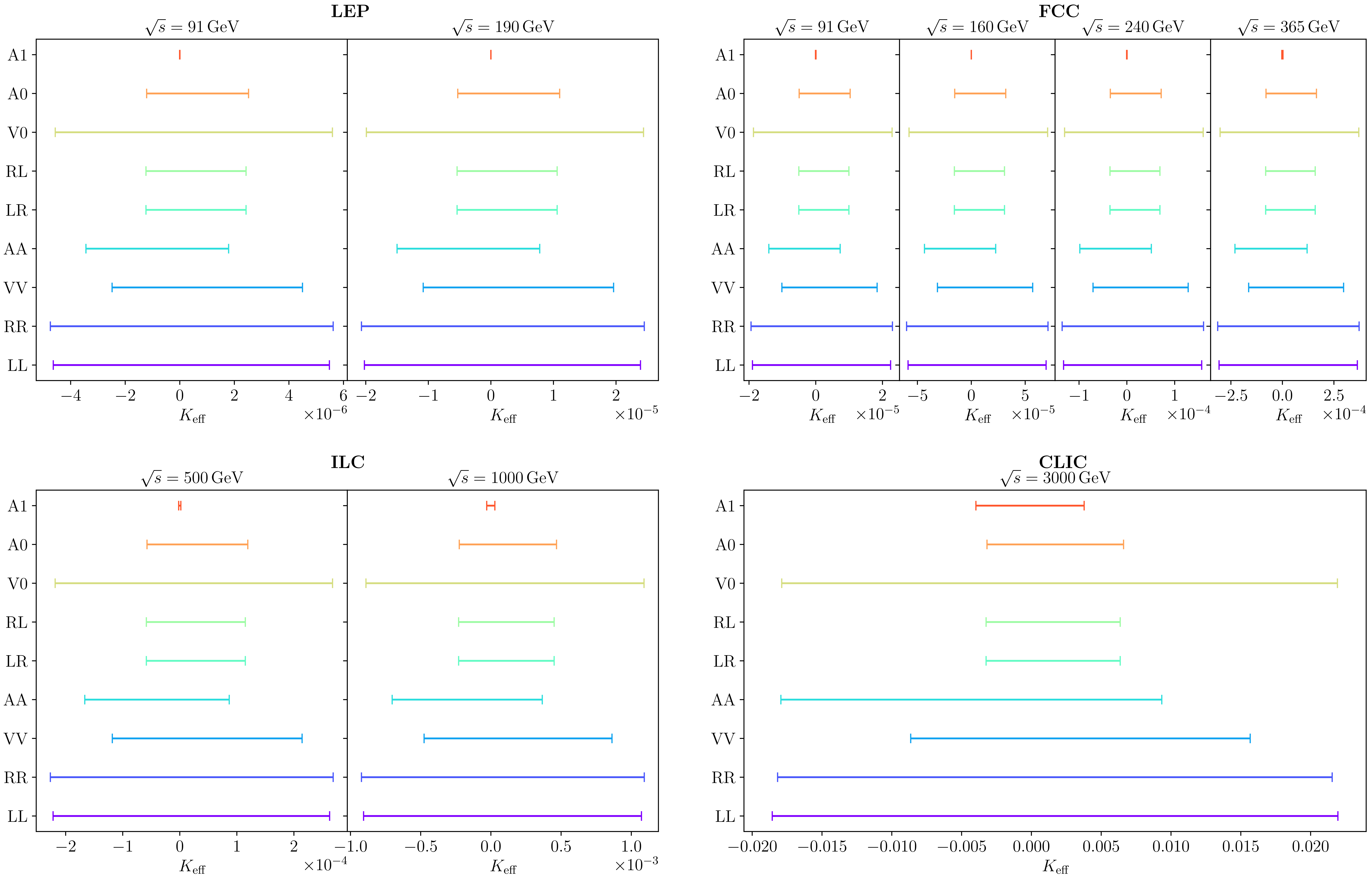
Bound per la scala NP

Λ_+
Interferenza Positiva

Λ_-
Interferenza Negative

$$\mathscr{M}(t)^\dagger_\gamma \mathscr{M}_{\text{LL/RR}} = -\,32\pi\alpha \frac{(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)} s$$

$$\mathscr{M}(t)^\dagger_\gamma \mathscr{M}_{\text{RL/LR}} = -\,64\pi\alpha \frac{s}{(1-\cos\theta)}$$



LEP
$\sqrt{s} = 91$ GeV
$\sqrt{s} = 190$ GeV
FCC
$\sqrt{s} = 91$ GeV
$\sqrt{s} = 160$ GeV
$\sqrt{s} = 240$ GeV
$\sqrt{s} = 365$ GeV
ILC
$\sqrt{s} = 500$ GeV
$\sqrt{s} = 1000$ GeV
CLIC
$\sqrt{s} = 3000$ GeV
A1
A0
V0
RL
LR
AA
VV
RR
LL
K_{eff}
$\times 10^{-6}$
$\times 10^{-5}$
$\times 10^{-4}$
$\times 10^{-3}$

SMEFT: Settore Elettrodebole

Usando lo schema $\{\alpha, M_Z, G_\mu\}$ La Lagrangiana dello SMEFT nel settore EW può essere scritta come

$$\mathscr{L}^{\mathrm{NC}}_{\mathrm{SMEFT}} = -\sqrt{4\pi\alpha}\,(\bar{e}\gamma^\mu e)\,A_\mu + \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{s_w c_W}\left\{\,\bar{e}_L\left(\hat{g}^Z_L + \frac{\Delta g^{Ze}_L}{\Lambda^2}\right)\gamma^\mu e_L + \bar{e}_R\left(\hat{g}^Z_R + \frac{\Delta g^{Ze}_R}{\Lambda^2}\right)\gamma^\mu e_R\right\} Z_\mu$$

Deviazioni dei parametri di input

I. Brivio arXiv:2012.11343

$$g = g_{\mathrm{SM}} + \Delta g$$

$$G_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}v_T^2}(1 + \frac{1}{\sqrt{2}G_\mu}\left(C^{(3)11}_{Hl} + C^{(3)22}_{Hl} - C^{1221}_{ll}\right)$$

$$\alpha_{\mathrm{em}} = \frac{1}{4\pi}\frac{g_W^2 g_1^2}{g_W^2 + g_1^2}(1 + \Delta\alpha_{\mathrm{em}})$$

Accoppiamenti della Z ai fermioni

Combinazioni lineari dei coefficienti di Wilson nella Base di Varsavia

$$\Delta g^{Z,e}_L = -\frac{1}{2}C^{(3)}_{\phi l} - \frac{1}{2}C_{\phi l} + f\left(-\frac{1}{2}, -1\right)$$

$$\Delta g^{Z,e}_R = -\frac{1}{2}C_{\phi e} + f(0, -1)$$

For SILH Basis arXiv:1610.07922

$$f(T^3, Q) = -Q\frac{s_w c_w}{c_w^2 - s_w^2}C_{\phi WB} + \left(\frac{1}{4}C_{ll,1221} - \frac{1}{2}C^{(3)}_{\phi l,11} - \frac{1}{2}C^{(3)}_{\phi l,22}\right)\left(T^3 + Q\frac{s_w^2}{c_w^2 - s_w^2}\right)$$

Metodologia del fit

$$\Delta A_{ab} = \sqrt{\sum_{k=a,b} \left(\frac{\partial A_{ab}}{\partial N_k}\right)^2 \Delta_k^2} = 2\sqrt{\frac{N_a N_b}{(N_a + N_b)^3}}\,.$$

Il numero di eventi atteso è calcolato usando la luminosità di design in 6 mesi di run

Run al picco della Z — FCC-ee

$$\mathcal{L}_{\mathrm{FCC}} \;=\; 1.4\,\times\,10^{36}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$$

Si ottiene un'errore sull'asimmetria nei tre punti

$$\Delta A^0_{\mathrm{FB},\alpha} \lesssim 2 \times 10^{-5}$$

Vengono generati dei sample Gaussiani distribuiti
intorno alla predizione SM con errore statistico

$$g\big(A^{\mathrm{SM}}_{\mathrm{FB}}, \Delta A^0_{\mathrm{FB}}\big)_\alpha$$

Si risolve il sistema ogni volta e si ottiene l'incertezza su C

$$\sum_{i\in 4f} \frac{C_i}{\Lambda^2_{\mathrm{NP}}} \left[\frac{(\sigma_{\mathrm{F}}-\sigma_{\mathrm{B}})^{(6)}_i}{(\sigma_{\mathrm{F}}-\sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}} - \frac{(\sigma_{\mathrm{F}}+\sigma_{\mathrm{B}})^{(6)}_i}{(\sigma_{\mathrm{F}}+\sigma_{\mathrm{B}})_{\mathrm{SM}}}\right]_\alpha = \frac{\Delta A^0_{\mathrm{FB},\alpha}}{A^0_{\mathrm{FB},\alpha}}\,,$$

Run a 250 GeV — ILC

$$\mathcal{L}_{\mathrm{ILC}} \;=\; 1.35\,\times\,10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$$

Si considerano le predizioni in bin di $\cos\theta = 0.02$

$$\mathbf{A}_\alpha \;\equiv\; \left(A^0_{\mathrm{pol}} - A^{\mathrm{th}}_{\mathrm{pol}}(\vec{C})\right)_\alpha$$

La Likelihood Gaussiana è data da con W matrice delle covarianze

$$L(\vec{C}) = \mathcal{N}\exp\left\{-\frac{1}{2}\mathbf{A}^T(\vec{C})\,W^{-1}\,\mathbf{A}(\vec{C})\right\}$$

Gli ellissoidi si ottengono dalla regione $\chi^2(\vec{C}) \leq 1$

L'approccio è equivalente a calcolare i CL dall'inversa di

$$\chi^2(\vec{C}) = \frac{1}{\Lambda^4_{\mathrm{NP}}} \sum_{i,j} \sum_{\alpha,\beta} C_i\, \kappa^{(6)}_{i,\alpha}\, W^{-1}_{\alpha\beta}\, \kappa^{(6)}_{j,\beta} C_j$$