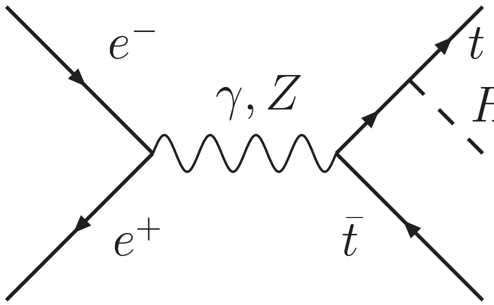
NLL Korrekturen zu $e^+e^- \longrightarrow t\bar{t}H$ bei 500 GeV



Cailin Farrell
Max-Planck-Institut für Physik, München

in Zusammenarbeit mit André Hoang

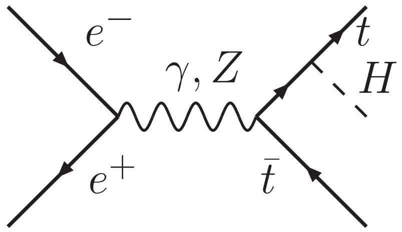
Phys.Rev.D72:014007, 2005 [hep-ph/0506253]
MPP-2006-36

Outline

- Physikalische Motivation
- Schwelleneffekte der top-Quarks, vNRQCD
- Ergebnisse für $e^+e^- \longrightarrow t\bar{t}H$ auf Ordnung NLL
- Analyse bei $\sqrt{s} = 500$ GeV
- Effekte der e^+e^- Polarisation

Physikalische Motivation

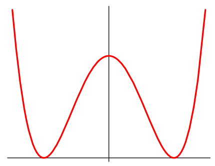
Warum $e^+e^- \longrightarrow t\bar{t}H$?



$\Rightarrow$ Top-Yukawa-Kopplung Y_t

Test der elektroschwachen Symmetriebrechung:

Higgs-Mechanismus: $m_t = Y_t\, v$

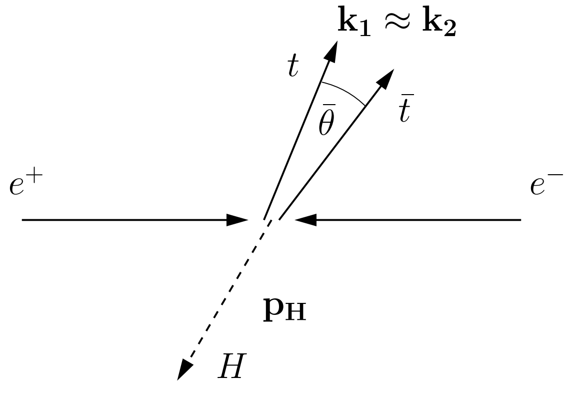


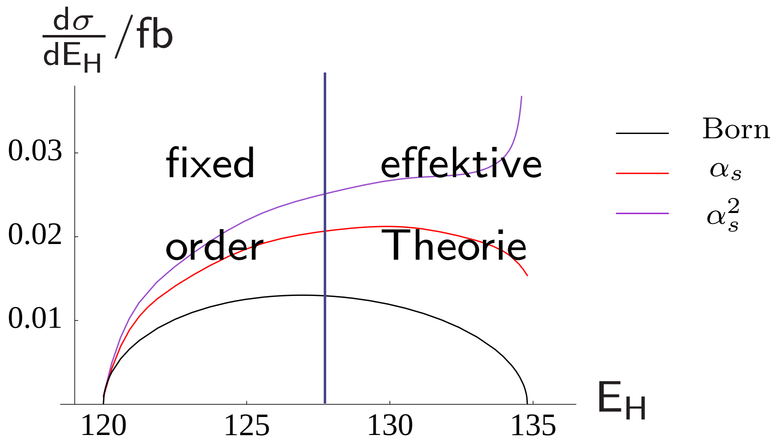
Bekannt:

- Born Wirkungsquerschnitt [Gaemers, Gounaris, Djouadi, Kalinowski]
- Ein-Schleifen Korrekturen [Dawson, Reina, Dittmaier, Belanger, Denner, Roth, Weber . . .]

Aber: Interessanter kinematischer Bereich in $d\sigma/dE_H$

Der Limes großer Higgsenergien





Die top-Quarks werden kollinear

- Coulomb-Singularitäten $\sim \left(\frac{\alpha_s}{v}\right)^n$ und
- $(\alpha_s \ln v)^n$ Singularitäten treten auf
- „Fixed-order“ Berechnung bricht zusammen

$\Rightarrow$ Effektive Theorie

$$\frac{d\sigma}{dE_H} \sim v \sum_n \left(\frac{\alpha_s}{v}\right)^n (\alpha_s \ln v)^n \left(1\,(\mathrm{LL}) + \#\,\alpha_s\,(\mathrm{NLL})\right)$$

vNRQCD (velocity Non-Relativistic QCD)

[Luke, Manohar, Rothstein, Stewart, Hoang]

- Beschreibt $t\bar{t}$-Paare an der Schwelle
- Effektive Theorie mit zusätzlichem Entwicklungs-parameter v
- Hierarchie:

$$m \gg mv \sim \vec{p} \gg mv^2 \sim E_{kin} \sim i\Gamma_t \gg \Lambda_{QCD}$$

- Breite Γ_t ist Infrarot-Regulator, der Hadronisierungs-effekte unterdrückt

vNRQCD

- Lagrange-Dichte aus Feldern resonanter Freiheitsgrade
  $\longrightarrow$ Schrödinger-Gleichung im SPS

- Effektiver Strom für die Erzeugung und Vernichtung des $\mathrm{t\bar{t}}$-Paars: $\mathrm{j}^{1S_0} = (\psi^\dagger_{\vec{p}}\ \tilde{\chi}_{-\vec{p}})\ c_0(\mu)$ $\qquad |\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle$

  $\mathrm{j}^{3S_1} = (\psi^\dagger_{\vec{p}}\ \vec{\sigma}\ \tilde{\chi}_{-\vec{p}})\ c_1(\mu)$ $\qquad (\,|\uparrow\uparrow\rangle,\ |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle,\ |\downarrow\downarrow\rangle\,)$

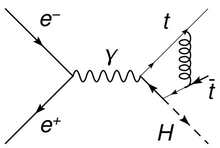
- Wilson Koeffizienten enthalten alle nicht-resonanten Beiträge
  - RG-Laufen: $\quad c(\mu) = c(m_t)\cdot u(m_t,\mu)$

- Allgemeine Struktur der $\mathrm{t\bar{t}}$-Produktionsrate:
  $\sigma \sim \mathrm{Im}\int e^{-iqx}\, d^4x\, \langle 0|\, T j(x) j^\dagger(0)\, |0\rangle \sim c^2(\mu)\, \mathrm{Im}[G^0(\mu)]$

Berechnung

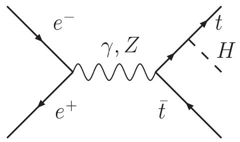
$$\frac{d\sigma}{dE_H}(E_H \approx E_H^{\max}) \quad \sim \quad \Big[f_0^2\, c_0^2(\mu, \sqrt{s}, m_t, m_H) + f_1^2\, c_1^2(\mu, \sqrt{s}, m_t, m_H)\Big] \, \mathrm{Im}\, G^{\mathrm{NLL}}_{\mathrm{Coulomb}}(\mu, \sqrt{s}, m_t)$$

$c_{0,1}^2$: harte QCD-Korrekturen im Endpunkt



$f_{0,1}^2$: elektroschwache Information im Endpunkt

$$\sim \left(\frac{d\sigma_{0,1}}{dE_H}\right)_{\mathrm{Born}} \text{ für } E_H \longrightarrow E_{H,\max}$$



Bekannt: $*$ RG-Laufen von $c_{0,1}$, $G^{\mathrm{NLL}}_{\mathrm{Coulomb}}$

Neu: $*$ $f_{0,1}$, $c_{0,1}(\mu = m_t)$

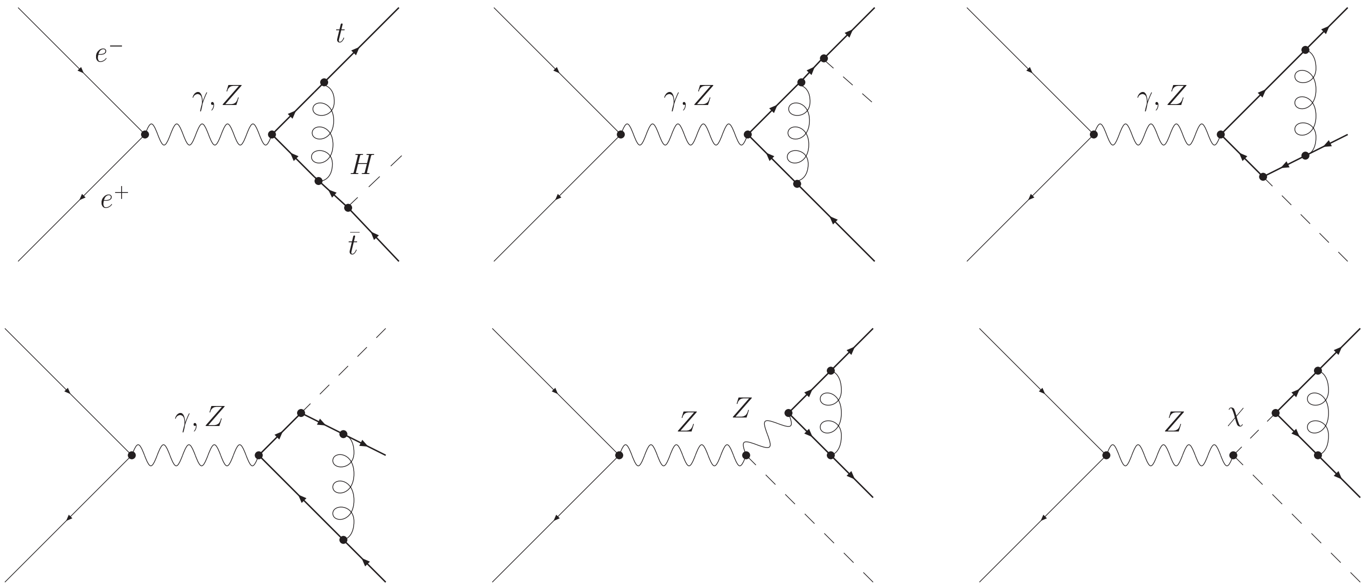
$*$ Berücksichtigung der e^+e^- Polarisation

Matching

$\mathcal{O}(\alpha_s)$ Ergebnis im Limes $E_H \to E_H^{max}$

$\stackrel{!}{=}$ NLL Ergebnis in der effektiven Theorie auf $\mathcal{O}(\alpha_s)$

$\Rightarrow$ Numerische Matching-Bedingungen der Wilson-Koeffizienten $c_0(\mu = m_t)$, $c_1(\mu = m_t)$

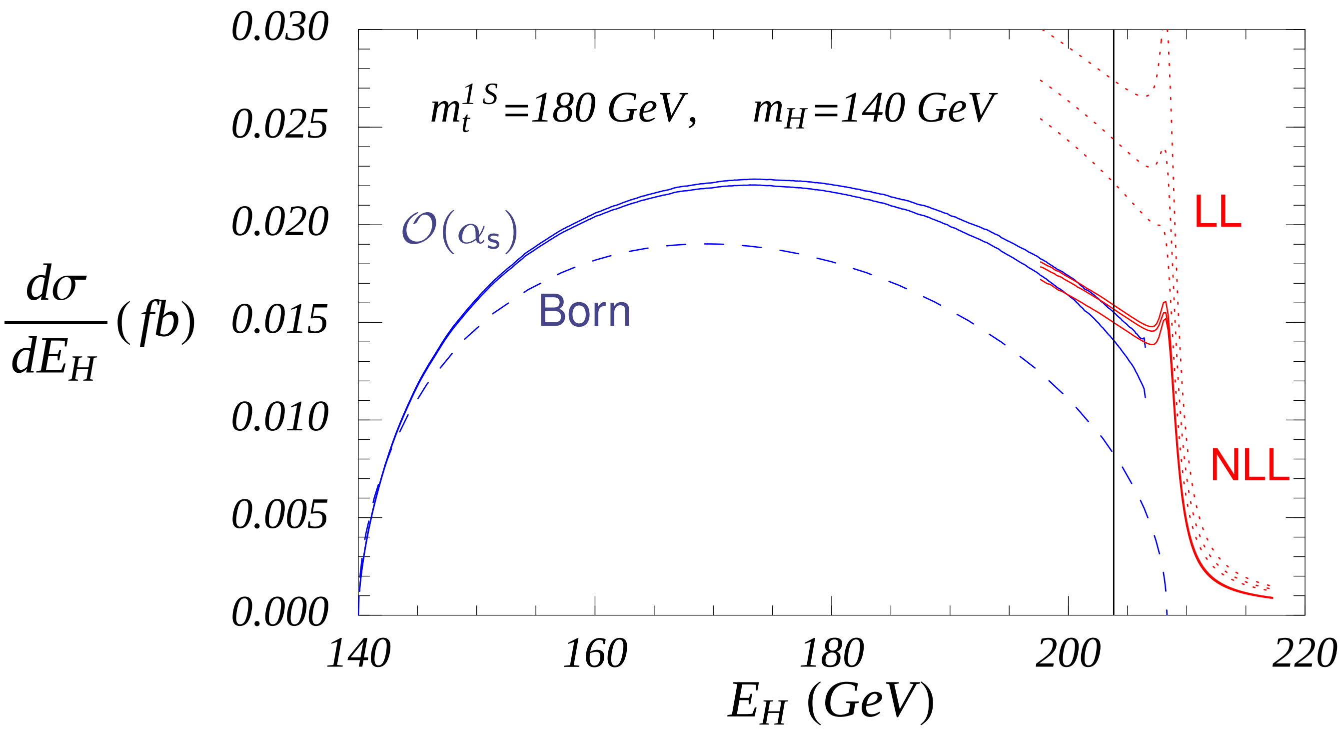


+ Selbstenergie-Diagramme

[Denner, Dittmaier, Roth, Weber]

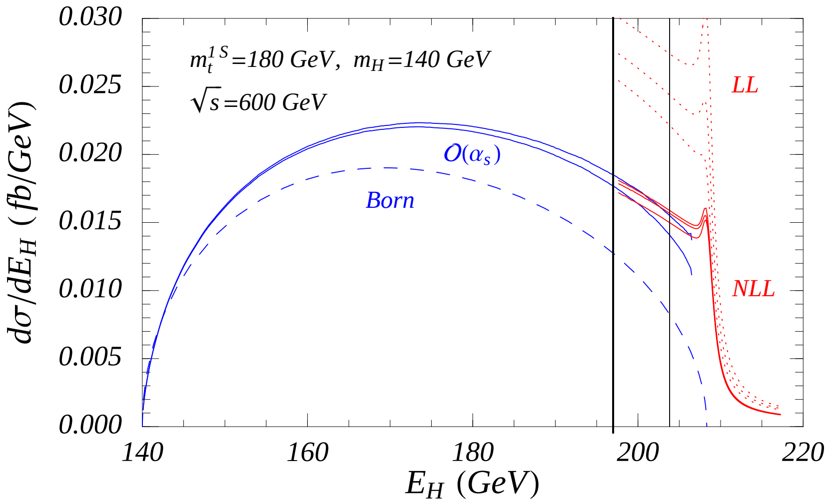
Differentieller Wirkungsquerschnitt

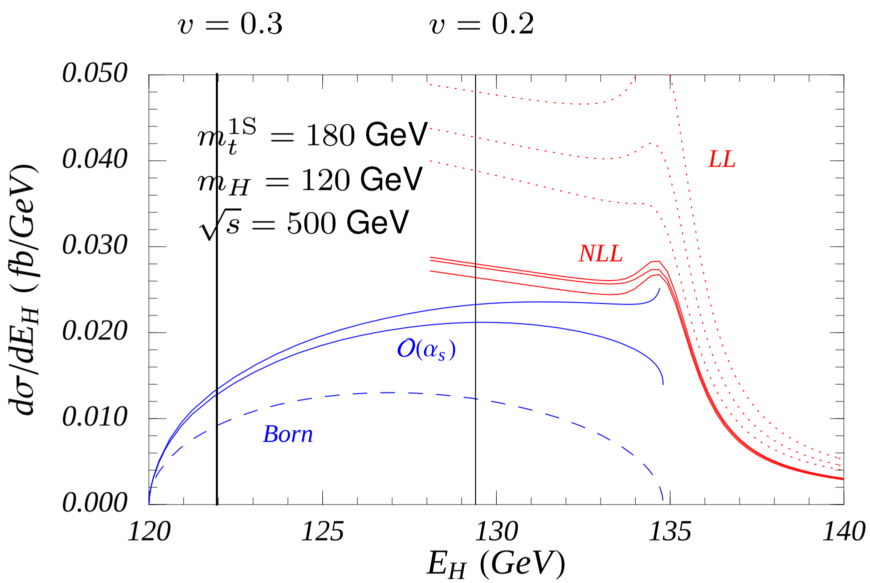
$\sqrt{s} = 600$ GeV



- In nächstführender Ordnung: Guter Übergang bei $\beta = 0.2$

Differentieller Wirkungsquerschnitt





Kinematik von $t\bar{t}$-System ist vom Higgs entkoppelt

$\Rightarrow$ Überlapp schlechter für $\sqrt{s}$ klein

ILC bei 500 GeV

Maximale Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV

Wenig Phasenraum $(2m_t + m_H \gtrsim 465\,\text{GeV})$

Dedizierte Analyse mit Born-Wirkungsquerschnitt:

$\delta Y_t / Y_t \approx 25\%$ (A. Juste, 2002)

Aber:

- v ist immer klein $\Rightarrow$ gesamter Phasenraum ist nichtrelativistisch
- Resummation ist notwendig

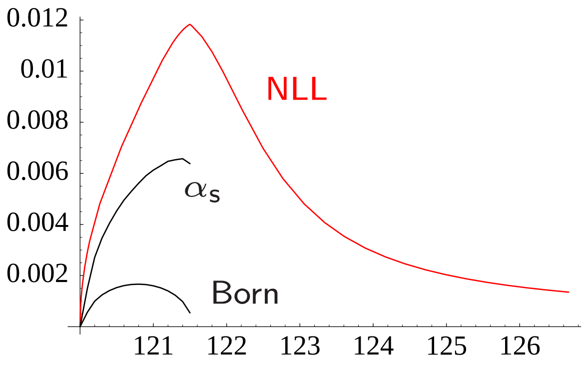
$$\left(\frac{d\sigma}{dE_H}\right)_{E_H \approx E_H^{\max}} \sim \left[f_0^2\, c_0^2(\mu, \sqrt{s}, m_t, m_H) + f_1^2\, c_1^2(\mu, \sqrt{s}, m_t, m_H)\right] \operatorname{Im} G^{\mathrm{NLL}}_{\mathrm{Coulomb}}(\mu, \sqrt{s}, m_t)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{\mathrm{Born}}}{dE_H}\right)_{E_H \to E_{H,\,\max}} \longrightarrow \frac{d\sigma_{\mathrm{Born}}}{dE_H}$$

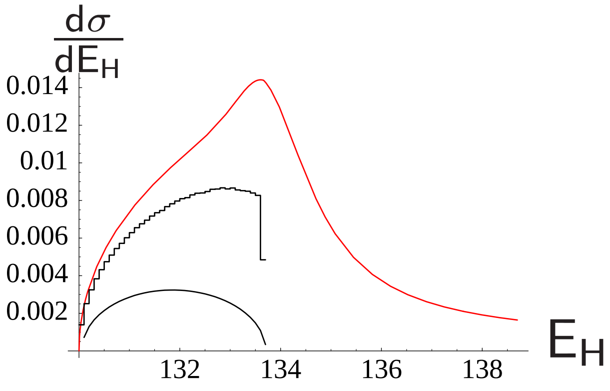
$\Rightarrow$ Einbeziehung der kinematischen Information des Born-WQ

ILC bei 500 GeV

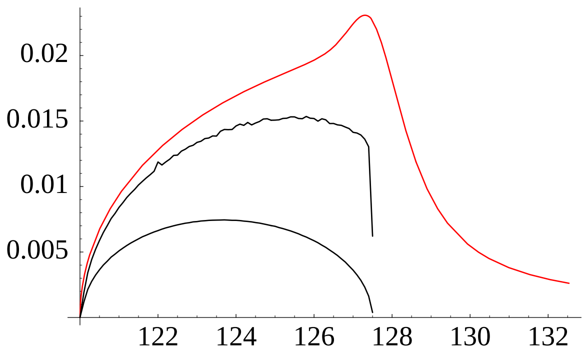
$\sqrt{s} = 482$ GeV, $m_H = 120$ GeV



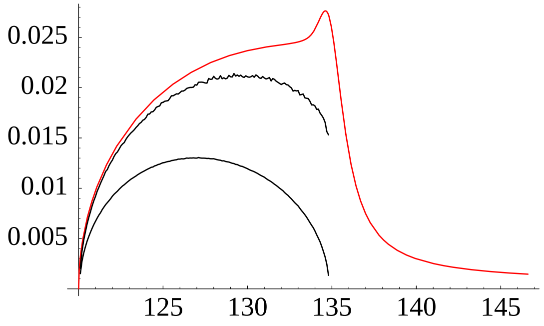
$\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_H = 130$ GeV



$\sqrt{s} = 490$ GeV, $m_H = 120$ GeV



$\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_H = 120$ GeV

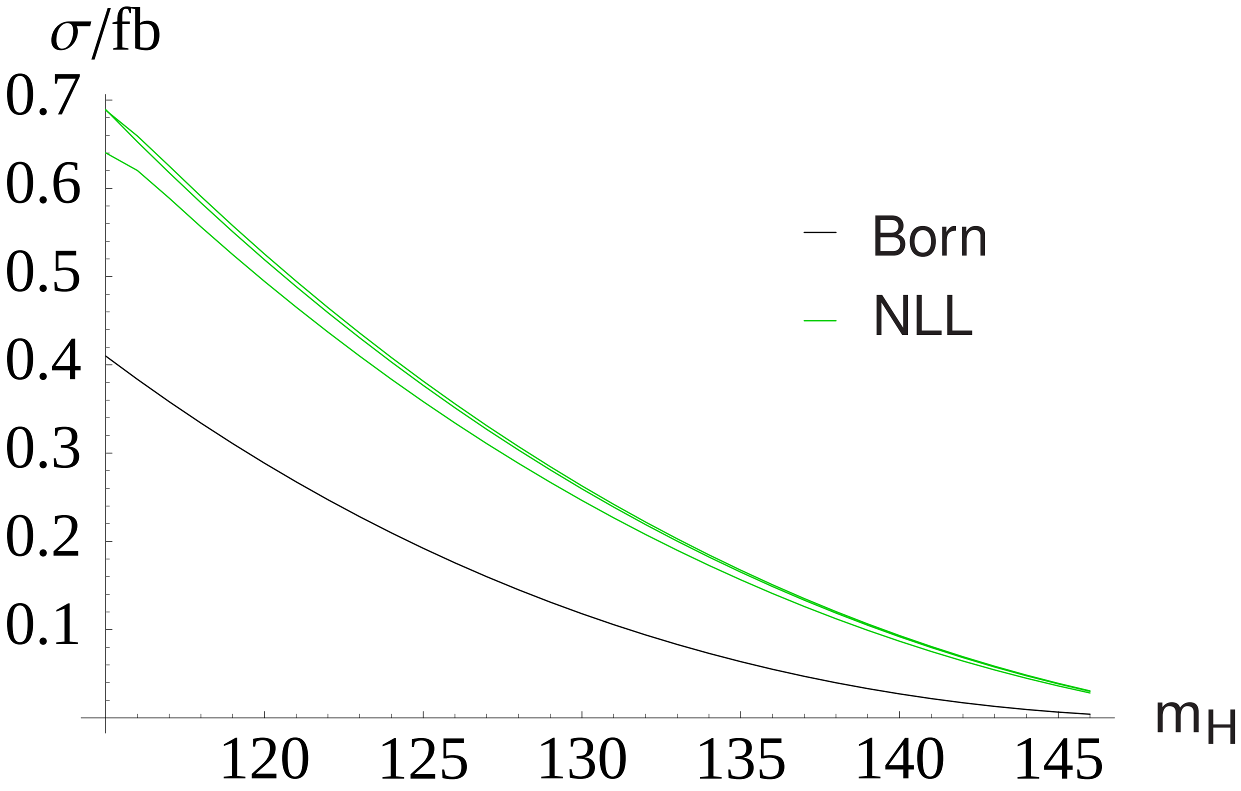


$\Rightarrow$ Verhalten fern der Schwelle wird gut reproduziert

$\Rightarrow$ Zunahme des totalen Wirkungsquerschnitts

ILC bei 500 GeV

$\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_t = 175$ GeV



Wirkungsquerschnitt: NLL >2 mal größer als Born

$\Rightarrow$ Messung von Y_t ist für alle erreichbaren Higgsmassen möglich!

e^+e^- Polarisation

Wirkungsquerschnitt hängt von der $e^{\pm}$ Helizität ab:

σ^+:

$$e^- \; \overset{\vec{S}\,\rightarrow}{\longrightarrow} \qquad \overset{\vec{S}\,\rightarrow}{\longleftarrow} \; e^+$$

σ^-:

$$e^- \; \overset{\vec{S}\,\leftarrow}{\longrightarrow} \qquad \overset{\vec{S}\,\leftarrow}{\longleftarrow} \; e^+$$

Totaler Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathrm{tot,pol}} &= \frac{1}{4}(1+P_e)(1-P_p)\,\sigma^+ + \frac{1}{4}(1-P_e)(1+P_p)\,\sigma^- \\ &= \sigma_{\mathrm{unpol}}\left[1 - P_e P_p - A_{LR}(P_e - P_p)\right] \end{aligned}$$

($P_{e/p}$: $e^{\pm}$ Polarisationsgrad $\qquad A_{LR} = \dfrac{\sigma^- - \sigma^+}{\sigma^- + \sigma^+}$)

$\Rightarrow$ Erhöhung von σ_{tot} durch Polarisation möglich

e^+e^- Polarisation

$$\frac{d\sigma^\pm}{dE_H}(E_H \approx E_H^{\max}) \;\sim\; \Big[(f_0^\pm)^2\,(c_0^\pm)^2 + \sum_{S_z=0,\pm1} (f_{1,S_z}^\pm)^2\,(c_{1,S_z}^\pm)^2 \Big] \,\mathrm{Im}\, G_{\mathrm{Coulomb}}^{\mathrm{NLL}}$$

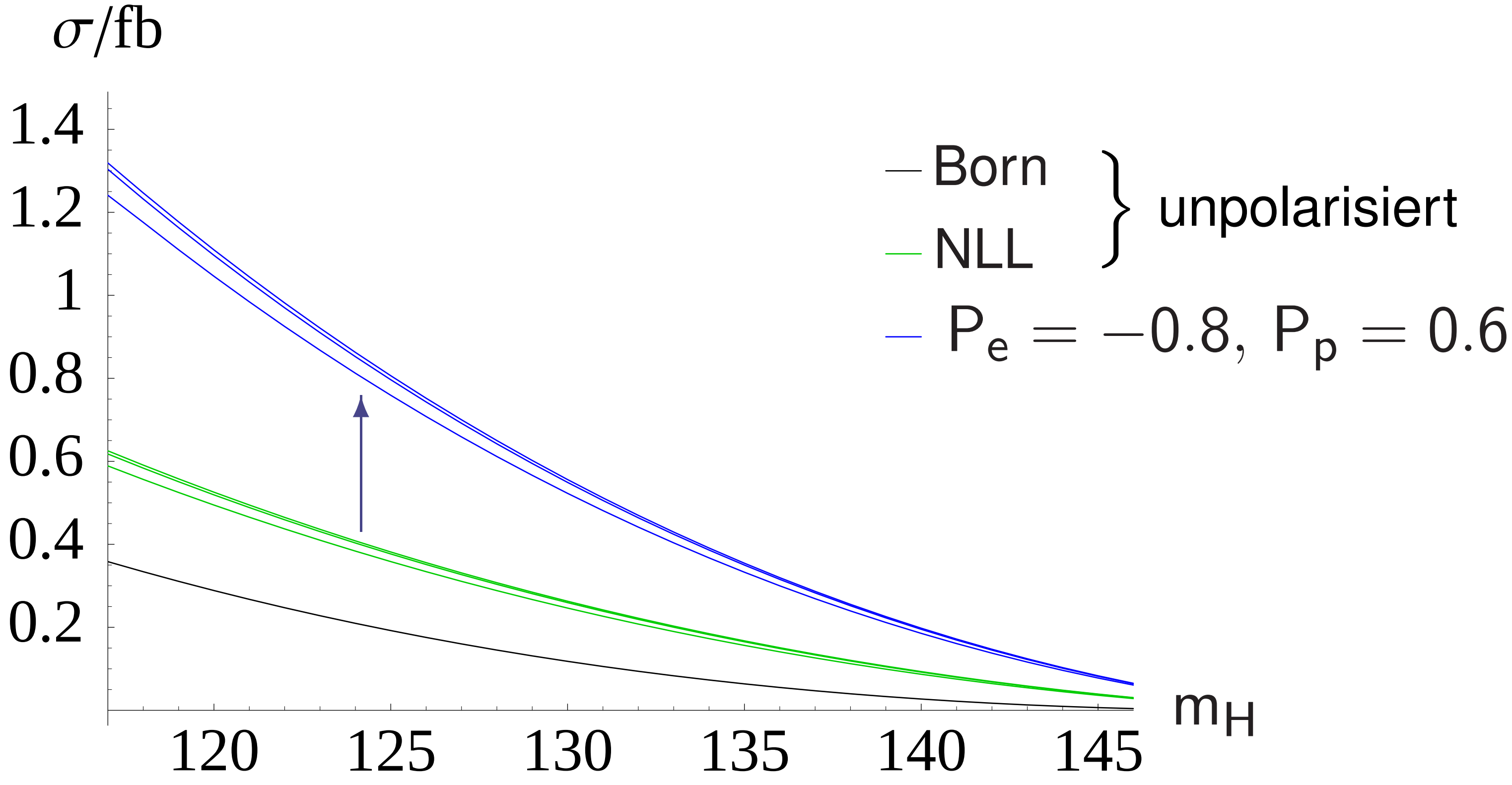
Matching-Prozedur

- für polarisierte $e^\pm$
  - für den Singlet- und
  - die drei Triplet-Zustände mit $S_z = 0, \pm1$

$\rightarrow$ Invariant unter Paritätstransformation des Endzustands

e^+e^- Polarisation (vorläufig)

Totaler Wirkungsquerschnitt für $\sqrt{s} = 500$ GeV, $m_t = 175$ GeV



Bis zu 400% Erhöhung vs. unpolarisiertem Born-WQ

$\Rightarrow$ Abnahme der statistischen Unsicherheit um 50%

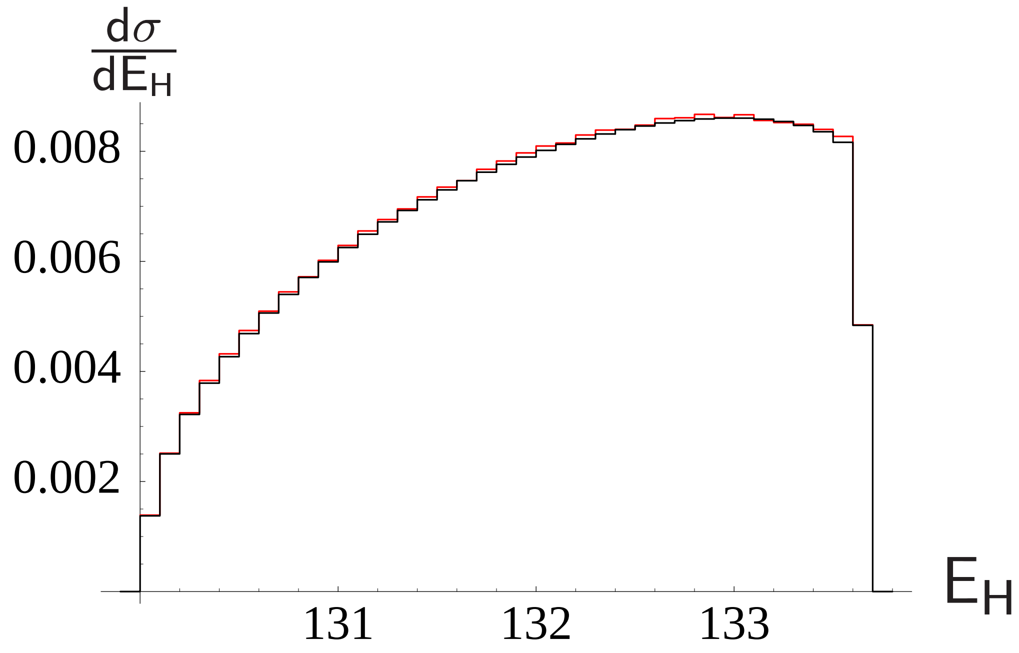
Zusammenfassung

- Messung der top-Yukawa-Kopplung
- Erste Phase des ILC
  - Energien bis 500 GeV $\Rightarrow$ Resummation notwendig
  - Einbeziehung der kinematischen Information $\Rightarrow$ vollständiges Energiespektrum
- Berechnung auf $\mathcal{O}$(NLL)
  - Skalenabhängigkeit von $\sim 3\%$
  - Bedeutende Erhöhung von σ_{tot}
- Polarisation von $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$
  - Zunahme von $\sigma_{\mathrm{tot}} \Rightarrow \Delta \mathrm{Y}_{\mathrm{t}}$ von 10-15% bei 500 GeV möglich
- Ausblick: Elektroschwache Effekte der top-Zerfalls

Reproduction of the $\mathcal{O}(\alpha_s)$ Cross Section

Comparison: - Full $\mathcal{O}(\alpha_s)$ result
- NLL result at $\mathcal{O}(\alpha_s^1\, v^1)$

$\sqrt{s} = 495$ GeV , $m_t = 180$ GeV, $m_H = 125$ GeV



Difference: $\Rightarrow$ At threshold: $\sim$ Permille
$\Rightarrow$ Up to $\sqrt{s} = 700$ GeV: maximally $\sim 1.5\%$