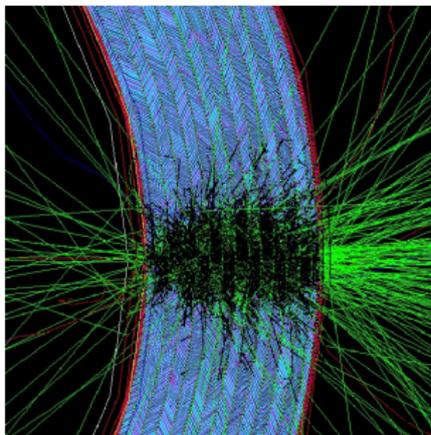


# Teilchenphysik mit höchstenergetischen Beschleunigern (Tevatron und LHC)



V7: Ereignisgeneratoren und Detektor Simulation

27. November 2007

Richard Nisius (MPP München)

[nisius@mppmu.mpg.de](mailto:nisius@mppmu.mpg.de)

TU München, WS 07/08, S. Bethke und R. Nisius

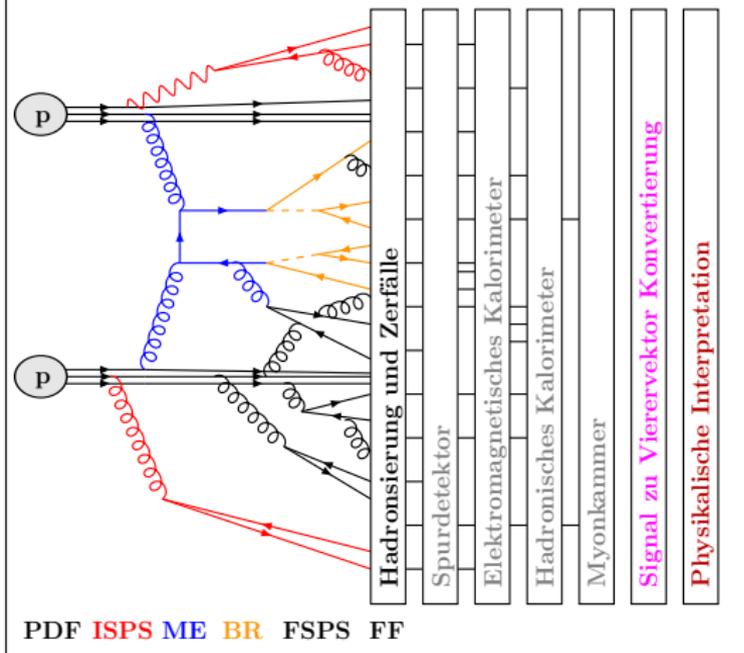


## Vorlesungsthemen

- |     |   |          |
|-----|---|----------|
| 1.  | Einführung: Stand der Teilchenphysik  | 16.10.07 |
| 2.  | Teilchenphysik: offene Fragen und Projekte  | 23.10.07 |
| 3.  | Hadronenbeschleuniger: Tevatron und LHC   | 30.10.07 |
| 4.  | Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (I)  | 06.11.07 |
| 5.  | Teilchendetektoren an Tevatron und LHC (II)                                       | 13.11.07 |
| 6.  | Trigger, Datennahme und Computing   | 20.11.07 |
| 7.  | <b>Ereignisgeneratoren und Detektor Simulation</b>                                | 27.11.07 |
| 8.  | CP-Verletzung   | 04.12.07 |
| 9.  | QCD, Jets, Strukturfunktionen   | 11.12.07 |
| 10. | Standard Modell Tests   | 18.12.07 |
|     |  |          |
| 11. | Top-Quark Physik  | 08.01.08 |
| 12. | Suche nach dem Higgs-Boson  | 15.01.08 |
| 13. | Supersymmetrie  | 22.01.08 |
| 14. | Andere Erweiterungen des Standard Modells   | 29.01.08 |
| 15. | Ausblick & Zukunftsprojekte   | 05.02.08 |

## Ein Ereignis in seiner Entstehung

$$pp \rightarrow t\bar{t}g X \rightarrow (W^+b)(W^-\bar{b}) X \rightarrow (qq'b)(\ell\nu\bar{b}) X$$



### Die Abhängigkeiten

- Partonverteilungsfunktionen (PDFs).
- **Initial State Partonschauer (ISPS):** PDFs, Altarelli-Parisi Splittingfunktionen (AP), Sudakov-Faktoren (SF).
- PDFs, 2→2 Matrixelemente (ME), NLO Korrekturen.
- **Zerfallsraten (BR), CKM-Matrix.**
- Final State PS: AP, SF.
- Hadronisierungsmodelle (Cluster, String), Fragmentationsfunktionen (FF), Zerfallskanäle, -raten
- Detektorgeometrie, -eigenschaften, Wechselwirkungen mit Materie, ....
- **Detektorauflösung, -effizienzen.**
- **Theoretische Modelle der Prozesse.**

Die Simulation der Detektorantwort auf elementare Reaktionen ist sehr komplex.

## Die Toolboxen

### PDFs

- MRSxx, CTEQyy, verschiedene  $\alpha_s$  und Renormierungsschemen

### Matrizelement Generatoren LO/NLO

- MC@NLO, Alpgen, ...

### Matrizelement - Partonschauer Matching

- LO: CKKW, MLM
- NLO: MC@NLO, PHOWEG

### Ereignisgeneratoren

- HERWIG, PYTHIA, SHERPA, ...

### Hadronisierungsmodelle

- Stringmodell, Clustermodell

### Detektorsimulation

- GEANT4, EGS-Schauer, Fluka-Schauer

### Datenanalyse

- Root, PaX, CLHEP

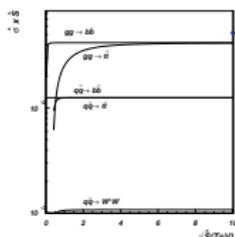
**Es gibt eine große Vielfalt an Kombinationsmöglichkeiten.**

## Das Faktorisierungstheorem

- Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $AB \rightarrow X$  ist:

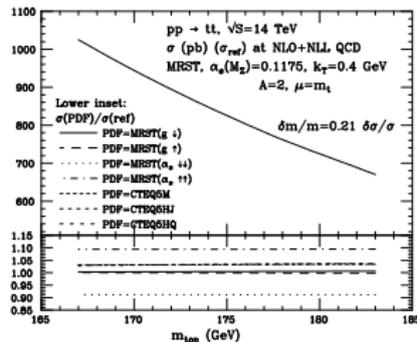
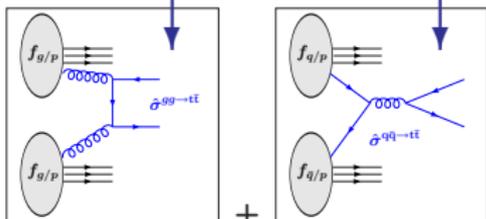
$$\sigma(AB \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu_f^2) f_{b/B}(x_b, \mu_f^2) \hat{\sigma}^{ab \rightarrow X}(x_a, x_b, \mu_f^2, \dots)$$

- Zum Beispiel für  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , läuft die Summe über  $gg \rightarrow t\bar{t}$  und  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  für alle Quarks.



$$\hat{s} = \mu_f^2$$

$$\sigma = \text{[Diagram 1]} + \text{[Diagram 2]} + \dots =$$



- Das Faktorisierungstheorem besagt, dass man den Prozess in ein partonisches Matrixelement und **universelle** Partonverteilungsfunktionen PDFs,  $f_{a/A}(x_a, \mu_f^2)$ , zerlegen kann.
- Die Faktorisierungsskala  $\mu_f^2$  separiert den nicht perturbativen Anteil bei kleinen Skalen, vom perturbativ berechenbaren Anteil bei hohen Skalen.
- Die PDFs werden durch Anpassung an Daten z.B. der tief-inelastischen Elektron-Proton Streuung bei HERA gewonnen, und dann am LHC in pp-Streuung verwendet.

**Diese Zerlegung ist essentiell für die Ereignissimulation.**

## Die Entwicklung der Verteilungsfunktionen, PDFs

- Die Verteilungsfunktionen unterliegen gekoppelten **homogenen Evolutionsgleichungen**.

$$\text{Quarks: } \frac{dq_i}{d \ln \mu_f^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ \sum_{k=1}^{n_f} [P_{q_i q_k} \otimes q_k + P_{q_i \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k] + P_{q_i g} \otimes g \right\},$$

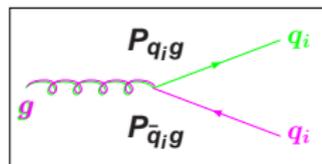
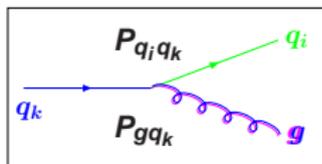
$$\text{Antiquarks: } \frac{d\bar{q}_i}{d \ln \mu_f^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ \sum_{k=1}^{n_f} [P_{\bar{q}_i q_k} \otimes q_k + P_{\bar{q}_i \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k] + P_{\bar{q}_i g} \otimes g \right\} \text{ und}$$

$$\text{Gluonen: } \frac{dg}{d \ln \mu_f^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ \sum_{k=1}^{n_f} [P_{g q_k} \otimes q_k + P_{g \bar{q}_k} \otimes \bar{q}_k] + P_{g g} \otimes g \right\}.$$

mit  $P_{ik} \equiv P_{ik}(z)$ ,  $q_k \equiv q_k(x, \mu_f^2)$ ,  $P(z) \otimes q(y, \mu_f^2) \equiv \int_x^1 \frac{dy}{y} P(z) \cdot q(y, \mu_f^2)$  und  $z \equiv \frac{x}{y}$ .

- Die Splittingfunktionen  $P_{ik}(z)$  beschreiben die Wahrscheinlichkeit, ein Parton  $i$  mit Impulsanteil  $z$  im Parton  $k$  zu finden.

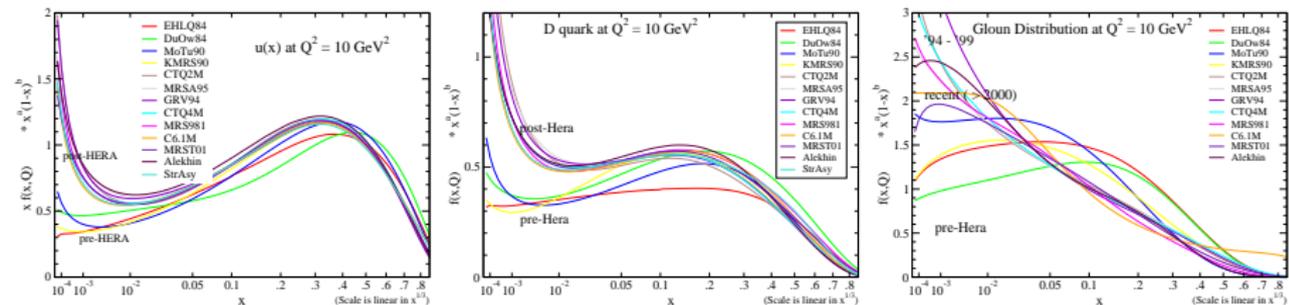
$$\text{Beispiele: } P_{q_i q_k}(z) = \delta_{ik} \left[ \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{(1-z)_+} + 2\delta(1-z) \right], \quad P_{q_i g}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2].$$



Die QCD bestimmt die  $\mu_f^2$  Entwicklung aber nicht die Verteilungsfunktionen  $f(x, \mu_f^2, 0)$ .

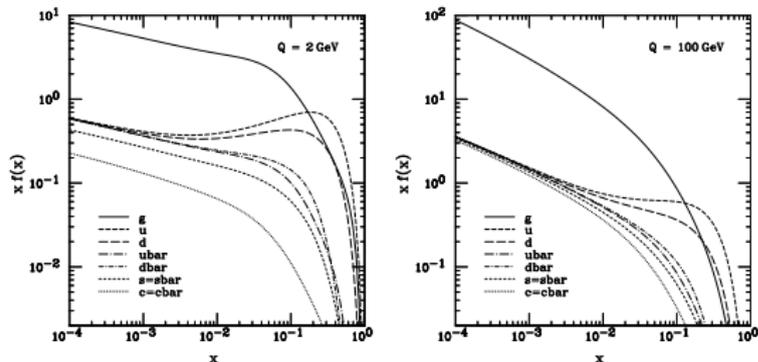
# Partonverteilungsfunktionen

## Die Geschichte der Proton PDFs



– Die Extrapolationen zu kleinen  $x$  vor den HERA Daten haben sich alle als falsch erwiesen.

## Die aktuellen CTEQ6M Proton PDFs

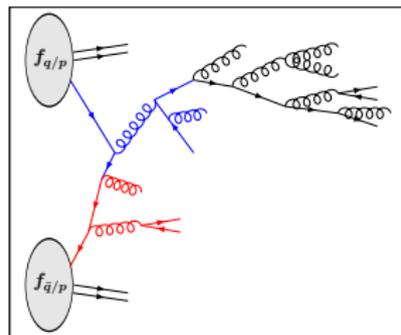


– Die  $t\bar{t}$  Produktion am LHC:

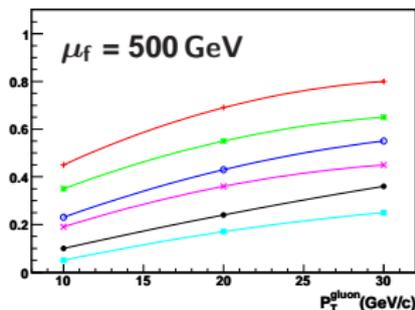
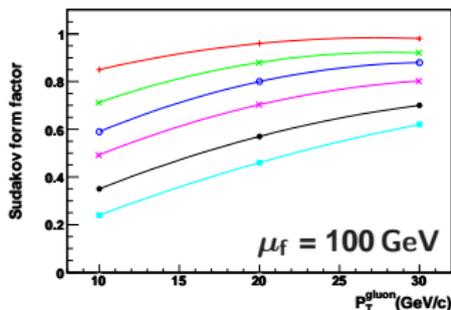
$$2m_t = x_1 p + x_2 p \text{ also} \\ \left(\frac{m_t}{E}\right)^2 = x_1 x_2 \approx 6 \cdot 10^{-4}.$$

Für die  $t\bar{t}$  Produktion bei LHC müssen wir kaum extrapolieren.

## Die Generierung von Partonschauern



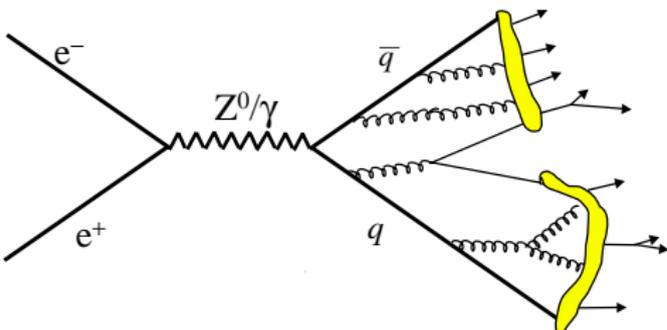
Sudakov Faktoren:  $x = 0.3 / 0.1 / 0.03 / 0.01 / 0.001 / 0.0001$



- Der Wirkungsquerschnitt (WQS) wird von **Matrix Elementen (ME)** und PDF's bestimmt.
- ME  $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$  sind gut für harte Abstrahlung. Für weiche und/oder kollineare Abstrahlungen sind Partonschauer, d.h. führende Logarithmen zu allen Ordnungen in  $\alpha_s$ , besser.
- FSPS: Entwicklung von hohen zu niedrigen Skalen mit strenger Ordnung. Die Wahrscheinlichkeit für die Entwicklung ohne Abstrahlung wird durch die Sudakovfaktoren gegeben.
- ISPS: Rückwärtsentwicklung bestimmt durch SF, unter Beachtung der PDF Randbedingung.
- Beide Partonschauer ändern den WQS nicht. Abstrahlungen, die härter wären als nicht erfolgte Abstrahlungen im ME, sind verboten (Matching).

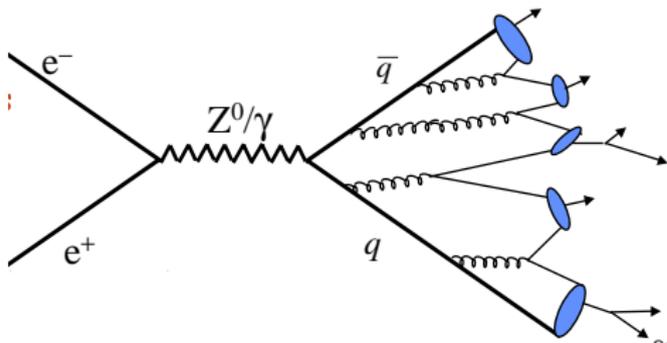
Das Matching von ME und PS ist eine komplizierte Angelegenheit.

## Modelle zur Hadronisierung



### Das Lund String Modell (Jetset)

- Die farbigen Strings zwischen den Partonen fragmentieren. Stringspannung:  $\kappa = 1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}}$ .
- Harte Gluonabstrahlung erzeugt 'kinks' auf den Strings.
- Wenn die Energie im String ausreicht wird mit  $P \propto \exp \frac{-\pi(m_q^2 + p_{q\perp}^2)}{\kappa}$  ein  $q\bar{q}$  oder ein  $qqq$  Zustand erzeugt.



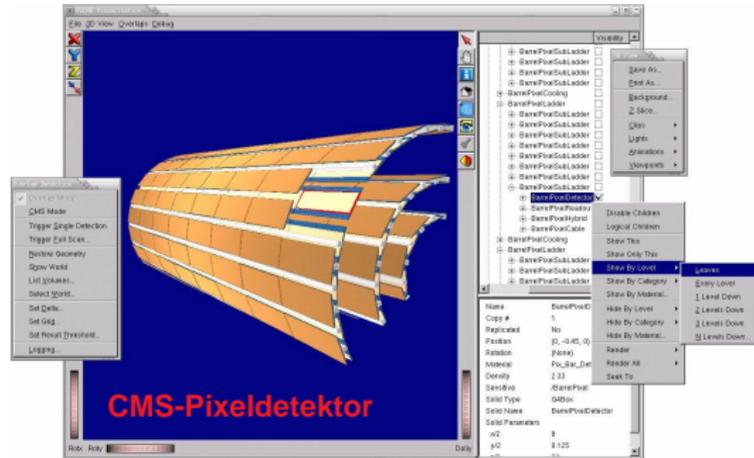
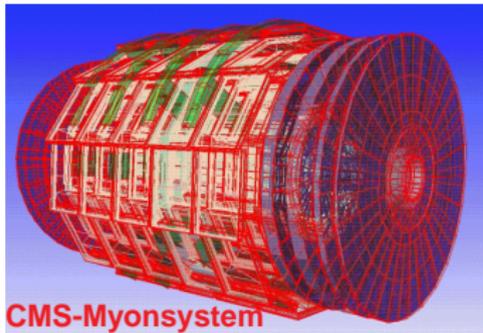
### Das Cluster Modell (Herwig)

- Gluonen am Ende des Schauers werden nichtperturbativ in  $q\bar{q}$  Paare umgewandelt.
- Aus den Quarks werden lokal farbneutrale Cluster von einigen GeV Masse geformt.
- Abhängig von ihrer Masse werden die Cluster in Clusterpaare, Hadronpaare oder einzelne Hadronen umgewandelt.

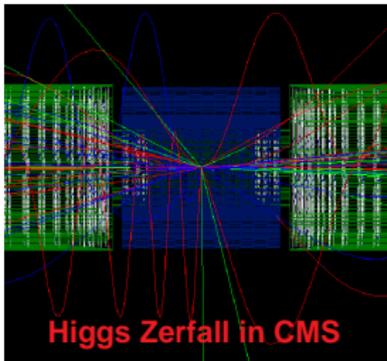
Der Vergleich dieser Modelle wird oft als Maß der systematischen Unsicherheit benutzt.

## Die GEANT Simulation

### Detektorgeometrie und -materialien



### Verfolgung aller Teilchen



- Eine immense Liste von Materialparametern ist nötig
- Der Einbau der genauen Geometrie (Silizium, . . . , Kabel, Schrauben, . . . ) ist mühsam aber wichtig.
- Das Magnetfeld muss genau bekannt sein.
- Die Teilchen werden schrittweise propagiert, dann wird eine Wechselwirkung probabilistisch ausgewählt.
- Alle Sekundärteilchen werden weiterverfolgt.
- Die Optimierung der Abschneideparameter ist essentiell.

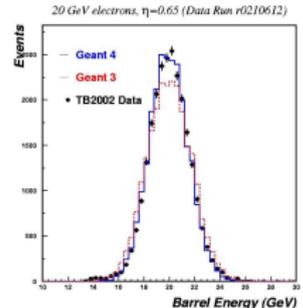
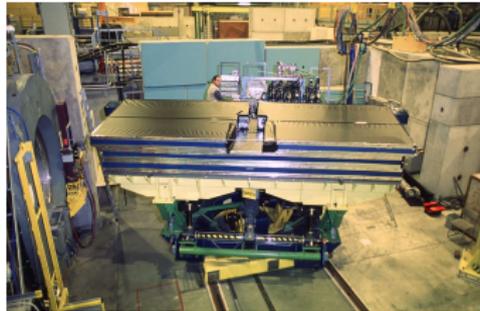
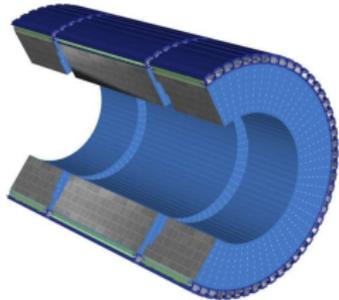
**Ein unverzichtbares Werkzeug für alle Experimente.**

## Vergleich von Testbeam und GEANT4 Simulation

### ATLAS had. Tile-Kalorimeter

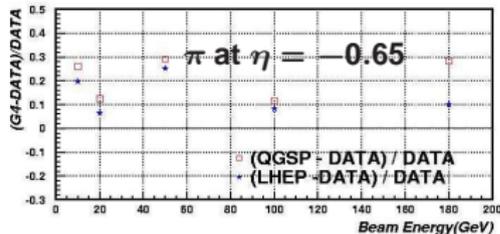
### Das Teststrahlmodul (2001-03)

### Elektron Energiespektrum



- Fe(82%)/Szi(18%),  $7.2\lambda_a$ ,  
 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ .

### Daten versus Simulation



- Zwei verschiedene Modelle für hadronische Wechselwirkungen, LHEP und QSQP, wurden getestet.
- Für  $\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \otimes b$ , E in GeV liefern:  
 QSQP:  $a = 58 \pm 3\%$ ,  $b = 2.6 \pm 0.5\%$   
 LHEP:  $a = 59 \pm 3\%$ ,  $b = 2.4 \pm 0.5\%$   
 Daten:  $a = 53 \pm 2\%$ ,  $b = 2.0 \pm 0.2\%$
- Beide Modelle geben eine etwas zu schlechte Auflösung. Eine weitere Optimierung ist nötig.

Der Vergleich der Vorhersage mit Teststrahlmodul hilft GEANT ständig zu verbessern.

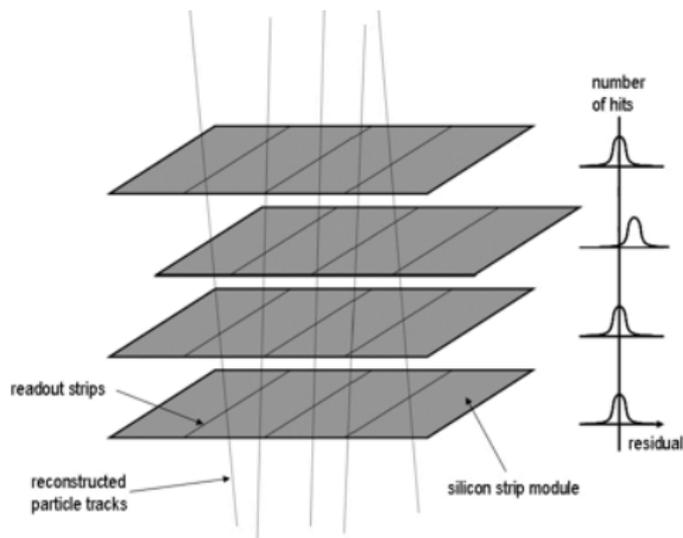
## Bestimmung der Modulpositionen durch Teilchenspuren

### Notwendigkeit des Alignments

- Die Positionen der 1744 Pixel- und 4088 SCT-Module kennt man nach dem Bau auf etwa 100 Mikrometer genau.
- Die Verbesserung der Bestimmung der W-Masse verlangt aber eine Genauigkeit von einigen Mikrometern.  
⇒ Alignment ist notwendig.

### Prinzip des spurbasierten Alignments

- Residuen sind die Abstände zwischen den Treffern und der extrapolierten Spur.
- Die Minimierung der Residuen durch Variation der 6 Modulkoordinaten liefert verbesserte Positionen.
- Da die Korrelation der Module mittels der Spuren automatisch erfolgt, kann die iterative Minimierung der Residuen pro Modul, also lokal, erfolgen. Dies hat den Vorteil, dass nur  $6 \times 6$  Matrizen statt  $35k \times 35k$  Matrizen invertiert werden müssen.

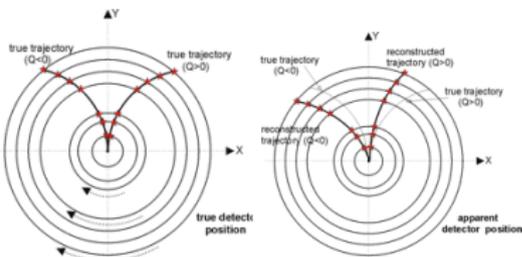


**Nur spurbasiertes Alignment des Detektors bringt die benötigte Genauigkeit.**

## Schwache Moden und weitere Zwangsbedingungen

### Schwache Moden

- Manche Deformationen sind durch Minimierung der Residuen nicht zu entdecken. Zuhilfenahme von anderen Spuren (Cosmics) und Zwangsbedingungen (Zerfallspunkte, Massen von Resonanzen) bringt weitere Einschränkungen.

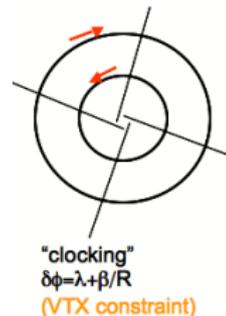


- In diesem Fall ist z.B. im Zerfall  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , der Impuls  $p_t(\mu^+)$  überschätzt und  $p_t(\mu^-)$  unterschätzt.
- Die  $p_t$  Spektren der beiden Myonen sollten gleich sein. Ihre Untersuchung liefert die fehlende Information.

- In diesem Fall sind alle Spuren versetzt. Die Bedingung, dass sie vom selben Zerfallspunkt kommen müssen, löst die Ambiguität auf.

### Schrittweises Alignment

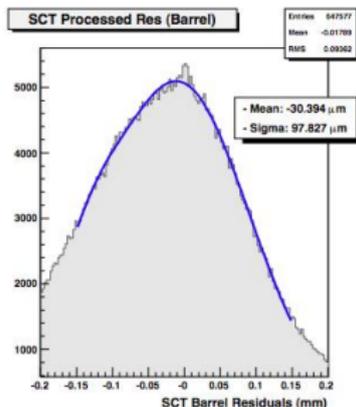
- L1) Strukturen: z.B. SCT Endkappe vs SCT Barrel,  $\mathcal{O}(50)$  dof.
- L2) Substrukturen: z.B. SCT Barrel Lage 2 vs Lage 3,  $\mathcal{O}(1k)$  dof.
- L3) Module: z.B. individuelle SCT module,  $\mathcal{O}(35k)$  dof.



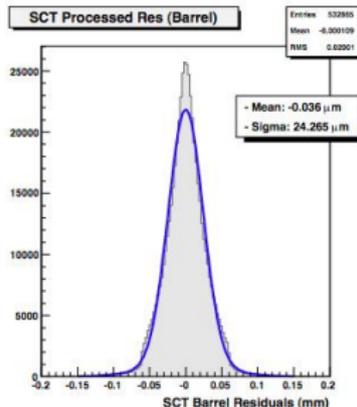
**Nur ein kompliziertes Verfahren mit sorgsam ausgesuchtem Input ist zielführend.**

## Misalignment Studien mit Monte Carlo Ereignissen

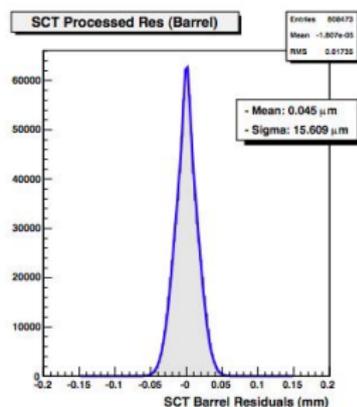
### Mit nominaler Geometrie



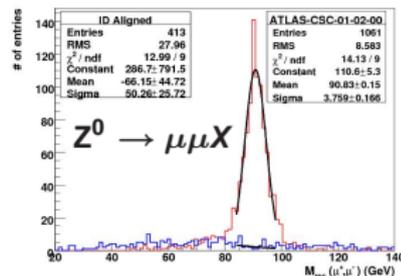
### Mit Wissen über L1 und L2



### Mit vollem Wissen



- Ereignisse mit veränderter Geometrie wurden simuliert.
- Danach wurden die Effekte des schrittweisen Alignments im Detail studiert.
- L1 und L2 Misalignment machen den größten Effekt.
- Sowohl die Residuen als auch die Massenauflösung sind sehr sensitiv auf Misalignments.

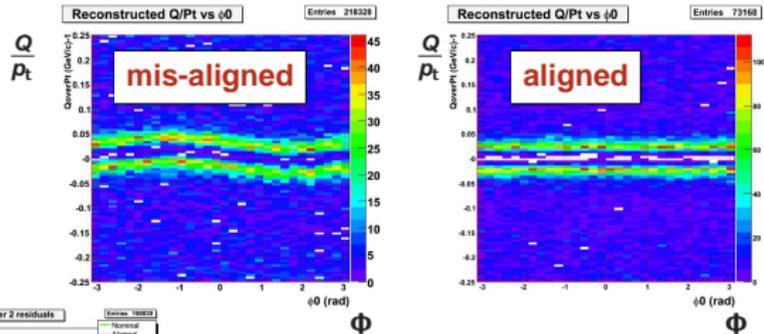


Die Vorbereitung der Alignmentstrategie der LHC Daten läuft auf Hochtouren

# Verifizierung des Alignments mit Monte Carlo Ereignissen

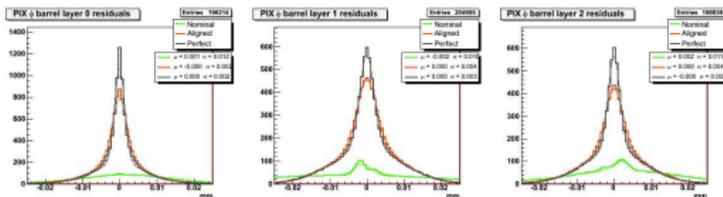
## Kontrollverteilungen

- In den Daten kann Misalignment durch verzerrte Verteilungen der Myonen aus Eichreaktionen wie  $Z^0 \rightarrow \mu\mu X$  erkannt werden.



## Residuen

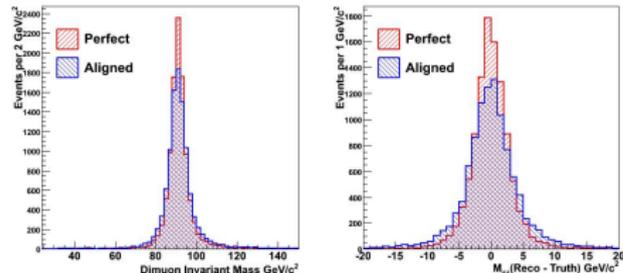
- Die Residuen nach dem Alignment sind fast so gut wie die mit vollem Wissen.



## Massenrekonstruktion

- Auch der Unterschied in Masse und Auflösung nach dem Alignment und mit vollem Wissen ist klein.

Alignment funktioniert und ist kontrollierbar.



## Zusammenfassung

- Ereignisgeneratoren sind unverzichtbare Werkzeuge zum Vergleich von Daten und theoretischer Erwartung. Das Faktorisierungstheorem der QCD erlaubt die einzelnen Bereiche zeitsortiert und weitestgehend unabhängig zu behandeln.
- Die Bestimmung der universellen Partonverteilungsfunktionen PDFs ist unabdingbar für Präzisionsmessungen und insbesondere zur Entdeckung Neuer Physik.
- Partonschauer sind ein integraler Bestandteil einer angemessenen Beschreibung des hadronischen Endzustands. Das Matching der Phasenräume von Matrixelement- und Partonschauerbeschreibung ist sehr komplex, und selbst bei formal exakter Beschreibung mit numerischen Unsicherheiten behaftet.
- Es gibt mehrere Modelle zur Beschreibung der nicht perturbativ berechenbaren Hadronisierung.
- Die detaillierte Beschreibung der Detektorantwort auf Teilchenreaktionen mittels Monte Carlo basierten Modellen ist immens wichtig. Ein wichtiger Bestandteil hierbei ist die Bestimmung der aktuellen Geometrie des Spurdetektors durch spurbasiertes Alignment.

**Nächste Vorlesung: Vorlesung 8, 4. Dezember 9:15 Uhr, R.Nisius**