

# VU Research Portal

## Triggering on CP Violation

Aaij, R.J.M.; Merk, Marcel

2015

### **document version**

Publisher's PDF, also known as Version of record

[Link to publication in VU Research Portal](#)

### **citation for published version (APA)**

Aaij, R. J. M., & Merk, M. (2015). *Triggering on CP Violation: Real-Time Selection and Reconstruction of Bs- $\rightarrow$ Juo Decays*.

### **General rights**

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal ?

### **Take down policy**

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

### **E-mail address:**

[vuresearchportal.ub@vu.nl](mailto:vuresearchportal.ub@vu.nl)

# Samenvatting

## Geactiveerd door $CP$ -schending

### Realtime Selectie en Reconstructie van Vervallen van het Type $B_s \rightarrow J/\psi \phi$

Als we ver genoeg inzoomen op dingen om ons heen of op ons zelf, zien we steeds kleinere structuren. Onze ledematen en organen bestaan uit cellen, die cellen bestaan uit moleculen en die moleculen bestaan weer uit atomen. Atomen bestaan op hun beurt uit een kern, met daaromheen een wolk elektronen, en de kern bevat elektrisch geladen protonen en neutrale neutronen. Lang werd gedacht dat protonen en neutronen – net als elektronen – elementaire deeltjes waren, deeltjes die niet uit andere deeltjes bestaan. Eind jaren zestig werd echter duidelijk dat protonen en neutronen wel degelijk uit andere deeltjes bestaan, de zogenaamde quarks [1].

In 1928 stelde Paul Dirac voor dat er voor elk deeltje een zogenaamd anti-deeltje bestaat [2], dat dezelfde massa maar een tegenovergestelde lading heeft. In 1932 werd als eerste antideeltje, het antideeltje van het elektron ontdekt: het positron [3]. Daarna is duidelijk geworden dat er voor alle deeltjes een antideeltje bestaat.

Naast deeltjes bestaan er in de natuur vier fundamentele wisselwerkingen tussen elementaire deeltjes: zwaartekracht, elektromagnetische kracht, zwakke kernkracht en sterke kernkracht. Een belangrijke eigenschap van de elektromagnetische en sterke kernkrachten is dat ze op deeltjes en op antideeltjes precies hetzelfde effect hebben ( $C$  symmetrie). Dit geldt ook voor deeltjes en deeltjes waarvan alle ruimtelijke coördinaten zijn geïnverteerd ( $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$ ), met andere woorden voor deeltjes en hun spiegelbeeld ( $P$  symmetrie).

Voor de zwakke kernkracht werd tot 1956 aangenomen dat dit ook het geval was, hoewel dat tot dan toe niet experimenteel geverifieerd was. Toen de daartoe door Lee en Yang in dat jaar voorgestelde meting [4] werd uitgevoerd

[5], bleek dat de zwakke kernkracht niet hetzelfde is voor deeltjes en hun spiegelbeeld, maar zelfs maximaal verschillend. Vervolgens werd voorgesteld dat de combinatie van de  $C$  en  $P$  symmetrie, de  $CP$  symmetrie, wel behouden zou zijn; met andere woorden dat alle krachten zich hetzelfde gedragen voor deeltjes en gespiegelde antideeltjes. In 1964 bleek ook dit niet het geval te zijn toen werd gemeten dat de kans dat een neutraal kaon in een anti-kaon overgaat niet precies gelijk is aan de kans dat het omgekeerde proces plaatsvindt [6].

Vanaf de jaren zestig is er een model opgesteld dat de elektromagnetische kracht, zwakke kernkracht en sterke kernkracht beschrijft: het Standaard Model van de deeltjes fysica.  $CP$  symmetrie schending vindt in dit model zijn oorsprong in de aanwezigheid van één complexe parameter,  $\eta$ . De waarde van deze parameter beïnvloedt vele waarneembare processen, en dit betekent dat zodra de waarde van  $\eta$  is gemeten met behulp van bepaalde processen, er voorspellingen kunnen worden gedaan voor andere processen. Als een meting aan een dergelijk proces met voldoende zekerheid niet in overeenstemming is met haar voorspelling, is dat direct bewijs voor de onvolledigheid van het Standaard Model en het bestaan van fysica die er niet door beschreven wordt. De meting die in dit proefschrift beschreven wordt, is een dergelijke meting.

Deze meting wordt verricht door het bepalen van een parameter,  $\phi_s$ , die gerelateerd is aan  $\eta$  en waarvan het Standaard Model zeer nauwkeurig voorspelt dat de waarde dicht bij nul ligt [7]. Om  $\phi_s$  te bepalen wordt de vervaltijd- en hoekafhankelijke vervalvaks van  $B_s^0$  mesonen naar een  $J/\psi$  en een  $\varphi$  meson gemeten. Een meson is een deeltje dat bestaat uit twee quarks. De vervaltijd die wordt gebruikt, is de tijd tussen productie en verval van het  $B_s^0$  meson, bepaald in zijn ruststelsel. De gemeten hoeken zijn gedefinieerd aan de hand van de richtingen van de uiteindelijke vervalproducten van de  $J/\psi$  en mesonen: twee muonen ( $\mu^+\mu^-$ ) en twee geladen kaonen ( $K^+K^-$ ).

$B_s^0$  mesonen worden geproduceerd bij botsingen tussen protonen in de Large Hadron Collider op Cern. Omdat deze mesonen vooral worden geproduceerd in voor- en achterwaartse richtingen langs de protonbundels, is de LHCb detector geoptimaliseerd om in de voorwaartse richting de sporen en eigenschappen van deeltjes, zoals de muonen en kaonen van een  $B_s \rightarrow J/\psi \varphi$  verval, te meten.

In 2011 en 2012 kruisten de bundels elkaar ongeveer 15 miljoen keer per seconde. Van die 15 miljoen bundelkruisingen per seconde waren er ongeveer 12 miljoen waarbij ten minste één botsing tussen twee protonen plaatsvond. De detector produceerde voor elk van die kruisingen ongeveer 60 kiB aan data, wat neerkwam op ongeveer 700 GiB data per seconde. Slechts een fractie van alle proton-proton botsingen resulteert echter in de productie van een  $B_s^0$  of  $\bar{B}_s^0$  meson

en weer een fractie van de geproduceerde mesonen verval volgens  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ , waardoor het niet nodig is om alle data op te slaan. De data van alle kruisingen wordt daarom in twee opeenvolgende stappen gefilterd, om alleen data van interessante kruisingen op te slaan. De eerste van deze twee filters is geïmplementeerd met behulp van programmeerbare chips en de tweede stap als een software applicatie die draait op PC servers. Deze tweede stap heet de High Level Trigger (Hoog Niveau Filter), of HLT.

De HLT is op zijn beurt ook verdeeld in twee stappen. De eerste stap (HLT1) is gebaseerd op algemene selectiecriteria, zoals de aanwezigheid van twee gereconstrueerde muonen met dezelfde oorsprong, om de hoeveelheid te analyseren kruisingen snel te reduceren tot ongeveer tachtigduizend per seconde. De tweede stap (HLT2) kan daarna meer tijd in beslag nemen en meer informatie gebruiken om met een zo hoog mogelijke efficiëntie data van interessante kruisingen te selecteren.

Data die door de HLT is geselecteerd wordt daarna verder verwerkt voordat de statistische analyse van de vervalkans — waar  $\phi_s$  mee wordt bepaald — kan worden uitgevoerd. Als eerste worden alle sporen van geladen deeltjes gereconstrueerd en worden geschikte muonen en kaonen geselecteerd. Die worden vervolgens gecombineerd tot kandidaat-vervallen. Het komt voor dat een willekeurige combinatie van twee muonen en twee kaonen zodanig lijkt op een  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  verval dat de combinatie door de selectie wordt geaccepteerd. Voor de analyse zijn dit soort kandidaten ongewenst, omdat ze niet met een werkelijk  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  verval overeenkomen. Dergelijke vervallen worden met behulp van een statistische methode van de geselecteerde data afgetrokken, waardoor ze vanaf dat moment in de verdere analyse buiten beschouwing kunnen worden gelaten.

Om  $\phi_s$  te bepalen, wordt de methode van de meest aannemelijke schatting gebruikt. Gegeven de data bepaalt deze methode de meest aannemelijke waarde van  $\phi_s$  en haar onzekerheid aan de hand van de uit de theorie voortvloeiende kansdichtheidsmodel voor de tijd- en hoekafhankelijke vervalkans van het  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  proces.

Voordat de meest aannemelijke schatting van  $\phi_s$  kan worden bepaald, moet het puur theoretische model worden aangepast om, onder andere, selectie-effecten en de gevolgen van meetfouten van de vervaltijd en -hoeken correct mee te nemen. Zo moet bijvoorbeeld aan het model worden toegevoegd dat de kans dat een  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  verval wordt gereconstrueerd en geselecteerd, afhangt van de vervaltijd. Daarnaast moeten de calibratie en de correctheid van het model voor de onzekerheid van de gemeten vervaltijd in detail uitgewerkt en gecontroleerd

worden aan de hand van echte en gesimuleerde data.

Zodra er rekening gehouden is met deze en andere factoren, kan de meest aannemelijke schatting van  $\phi_s$  worden bepaald. Hij wordt gegeven door:

$$\phi_s = -0.057 \pm 0.051 \pm 0.007 \quad \text{rad},$$

waarbij de statistische respectievelijk systematische onzekerheden afzonderlijk zijn gegeven. De statistische onzekerheid van deze meting is groter dan de systematische onzekerheid. Dit betekent dat de grotere hoeveelheid data die tijdens Run II van de LHC en met behulp van de verbeterde LHCb detector na 2017 zullen worden verzameld, gebruikt kunnen worden om de onzekerheid op de meting verder te verkleinen en de nauwkeurigheid van de voorspelling te evenaren.

Het resultaat van de meting van  $\phi_s$  is in overeenstemming met de door het Standaard model voorspelde waarde van  $\phi_s$  [7]:

$$\phi_s = -0.0363_{-0.0012}^{+0.0014} \quad \text{rad}, \quad (\text{D.15})$$

Aan de hand van het behaalde resultaat kan het bestaan van niet door het Standaard Model beschreven fysica niet worden aangetoond.

## Referenties

- [1] E. D. Bloom e.a. *High-Energy Inelastic  $e-p$  Scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$* . In: *Phys. Rev. Lett.* 23 (16 okt 1969), p. 930–934. DOI: 10.1103/PhysRevLett.23.930. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.930> (zie pag. 198).
- [2] P. A. M. Dirac. *The Quantum Theory of the Electron*. In: *Royal Society of London Proceedings Series A* 117 (feb 1928), p. 610–624. DOI: 10.1098/rspa.1928.0023 (zie pag. 198).
- [3] C. D. Anderson. *The Positive Electron*. In: *Phys. Rev.* 43 (6 mrt 1933), p. 491–494. DOI: 10.1103/PhysRev.43.491 (zie pag. 198).
- [4] T. D. Lee en C. N. Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. In: *Phys. Rev.* 104 (1 okt 1956), p. 254–258. DOI: 10.1103/PhysRev.104.254. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254> (zie pag. 198).
- [5] C. S. Wu e.a. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. In: *Physical Review* 105 (feb 1957), p. 1413–1415. DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413 (zie pag. 199).

- 
- [6] J. H. Christenson e.a. *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson*. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (jul 1964), p. 138–140. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.138 (zie pag. 199).
- [7] CKMfitter Group, J. Charles e.a. *CP violation and the CKM matrix: Assessing the impact of the asymmetric B factories*. In: *Eur. Phys. J.* C41 (2005), p. 1–131. DOI: 10.1140/epjc/s2005-02169-1. arXiv: hep-ph/0406184 [hep-ph]. Updated results and plots available at: <http://ckmfitter.in2p3.fr> (zie pag. 199, 201).