

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



TESIS DOCTORAL

Producción de núcleos de deuterio y antideuterio en el experimento Alice del LHC

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Eulogio Serradilla Rodríguez

Directores

Arturo Alejandro Menchaca Rocha
Pedro Jorge Ladrón de Guevara Montero

Madrid, 2014



PRODUCCIÓN DE NÚCLEOS DE DEUTERIO Y ANTIDEUTERIO EN EL EXPERIMENTO ALICE DEL LHC

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Eulogio Serradilla Rodríguez

BAJO LA DIRECCIÓN DE LOS DOCTORES

Arturo Alejandro Menchaca Rocha

Pedro Jorge Ladrón de Guevara Montero

Ciemat

Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas



Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México



Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Ciencias Físicas

Universidad Complutense de Madrid

Noviembre 2013

El Dr. Arturo Alejandro Menchaca Rocha, Investigador Titular del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (IFUNAM), y el Dr. Pedro Jorge Ladrón de Guevara Montero, Investigador Titular del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT)

CERTIFICAN:

Que la presente tesis titulada “Producción de núcleos de deuterio y antideuterio en el experimento ALICE del LHC” ha sido realizada por D. Eulogio Serradilla Rodríguez bajo su dirección en el departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Facultad de Físicas de la Universidad Complutense de Madrid, para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firman el presente certificado en Madrid a 8 de Noviembre de 2013,

Fdo.: Dr. Arturo Alejandro Menchaca Rocha

Fdo.: Dr. Pedro Jorge Ladrón de Guevara Montero

Agradecimientos

A los directores de tesis el Dr. Arturo Alejandro Menchaca Rocha y el Dr. Pedro Jorge Ladrón de Guevara Montero. Al Dr. Jurgen Schukraft por su ayuda en la interpretación de los resultados en las reuniones de ALICE. Al Dr. Peter Christiansen y a todo el grupo de análisis “spectra”, a la Dra. Ana María Marín y al grupo de análisis de fotones, a toda la colaboración de ALICE, y al Ciemat y al proyecto SEP-CONACYT 131877 por la financiación parcial del trabajo.

A la colaboración de AMS y al Dr. Andreas Morsch por su ayuda en la implementación del transporte de los antideuteronos, y también a los centros de cálculo del CETA-Ciemat, Madrid-Ciemat y al Instituto de Física de la UNAM por permitir realizar un gran número de simulaciones.

Y por último, a muchas otras personas que de manera directa o indirecta contribuyeron a hacer posible la elaboración de este trabajo y que no han sido mencionadas explícitamente.

Índice general

Índice de figuras	vii
Índice de tablas	xiii
1. Introducción	1
1.1. Modelo de coalescencia	2
1.1.1. Aproximación esférica	2
1.1.2. Modelos termodinámicos	4
1.1.3. Coalescencia y flujo	4
1.1.4. Núcleos y antinúcleos	6
1.2. Modelos termodinámicos	6
1.2.1. Modelo de hadronización estadístico	7
1.2.2. Distribución de Boltzmann-Gibbs	8
1.2.3. Distribución de Tsallis	8
1.2.4. Onda de choque	9
1.2.5. Comparación de los distintos modelos	10
1.3. Medidas anteriores	11
1.3.1. Sección eficaz diferencial invariante	11
1.3.2. Parámetro de coalescencia	13
2. Diseño experimental	15
2.1. El LHC	15
2.2. El detector ALICE	16

2.2.1.	El detector de vértices	17
2.2.2.	La cámara de proyección temporal	19
2.2.3.	El detector de tiempo de vuelo	20
2.2.4.	Otros detectores	21
2.2.5.	Sistema de coordenadas	23
2.2.6.	El sistema de disparadores	24
2.2.7.	Reconstrucción de sucesos	25
2.3.	Modelo computacional	27
2.3.1.	Requisitos computacionales	27
2.3.2.	El modelo distribuido	27
2.3.3.	AliEn y MonALISA	28
2.3.4.	AliRoot	30
3.	Simulaciones	31
3.1.	Gratinador de deuterones	31
3.1.1.	Momento relativo en el CM	31
3.1.2.	Estimación de p_0	32
3.1.3.	Comparación con datos experimentales	34
3.1.4.	Aproximación esférica	37
3.2.	Paso a través del detector	39
3.2.1.	Pérdida de energía por ionización	39
3.2.2.	Interacciones nucleares	41
3.2.2.1.	Parametrización de la secciones eficaces	41
3.2.2.2.	Deuterones y antideuterones	42
3.2.2.3.	Núcleos de ^3He y partículas α	46
3.2.3.	Otras aproximaciones	49

4. Identificación	51
4.1. Pérdida de energía	51
4.2. Tiempo de vuelo	54
4.3. Inferencia bayesiana	59
4.3.1. Probabilidades <i>a priori</i>	60
4.3.2. Funciones de verosimilitud	60
4.3.3. Combinación de los detectores	61
4.3.4. Ejemplo	62
5. Análisis de los datos	65
5.1. Datos experimentales	65
5.2. Selección de sucesos	66
5.2.1. Disparador de sesgo mínimo	66
5.2.2. Disparador de multiplicidad	68
5.2.3. Vértice de colisión	70
5.3. Selección de trazas	71
5.4. Correcciones	72
5.4.1. Corrección del momento	72
5.4.2. Trazas secundarias	73
5.4.2.1. (Anti)protones secundarios	74
5.4.2.2. Deuterones secundarios	76
5.4.3. Eficiencia de reconstrucción	78
5.4.3.1. Disparador y vértice	78
5.4.3.2. Aceptancia y reconstrucción de trazas	80
6. Errores sistemáticos	83
6.1. Identificación	83
6.2. Deuterones secundarios	86
6.3. Eficiencia de reconstrucción	87

6.3.1.	Parametrización de las secciones eficaces	88
6.3.2.	Inventario del material	90
6.4.	Combinación de los errores	91
6.4.1.	Cociente $\bar{d}/d$	92
6.4.2.	Distribuciones de p_T	92
6.4.3.	B_2 y cociente d/p	93
6.4.4.	Núcleos de antitritio y ${}^3\overline{\text{He}}$	94
6.4.5.	Multiplicidad	94
7.	Resultados	97
7.1.	Producción diferencial invariante	97
7.1.1.	Comparación con modelos Monte Carlo	97
7.1.2.	Comparación con otros experimentos	101
7.2.	Parámetro de coalescencia	104
7.2.1.	Comparación con otros experimentos	105
7.2.2.	Comparación con modelos Monte Carlo	106
7.3.	Cocientes entre partículas	107
7.3.1.	Cocientes $\bar{p}/p$ y $\bar{d}/d$	107
7.3.2.	Cocientes d/p y $\bar{d}/\bar{p}$	109
7.4.	Dependencia con la multiplicidad	112
7.4.1.	Producción diferencial invariante	113
7.4.2.	Parámetro de coalescencia	115
7.4.3.	Comparación con A+A	117
7.4.4.	Comparación con HBT	117
7.4.5.	Cocientes entre partículas	120
7.4.6.	Momento transversal esperado	122
7.4.7.	Flujo radial	123
7.5.	Núcleos con $A > 2$	125
7.5.1.	Sección eficaz diferencial invariante	128

7.5.2. Parámetro de coalescencia	128
7.5.3. Multiplicidad	130
8. Resumen y conclusiones	133
8.1. Resumen	133
8.2. Conclusiones	134
9. Summary and conclusions	137
9.1. Summary	137
9.2. Conclusions	138
A. Resultados numéricos	141
A.1. Sección eficaz diferencial invariante	141
A.2. Parámetro de coalescencia	142
A.3. Dependencia con la multiplicidad	144
A.3.1. Producción diferencial invariante	144
A.3.2. Parámetro de coalescencia	147
A.4. Núcleos con $A > 2$	148
A.4.1. Sección eficaz diferencial invariante	148
A.4.2. Parámetro de coalescencia	148
B. Implementación	149
B.1. Generador de deuterones	149
B.1.1. Generación de partículas	149
B.1.2. Cócteles de gratinadores	150
B.1.3. La clase AliGenDeuteron	151
B.2. GEANT3	152
B.2.1. Pérdida de energía en la TPC	152
B.2.2. Antiprotones de baja energía	153
B.2.3. Sección eficaz núcleo-núcleo	153

B.3. Análisis de los datos	153
B.3.1. Clases del análisis	154
B.3.2. Clases de los resultados	155
C. Glosario	157
Bibliografía	165

Índice de figuras

1.1. Distribuciones estadísticas para pp a $\sqrt{s} = 200$ GeV.	10
1.2. Distribución de deuterones para pp a $\sqrt{s} = 200$ GeV.	11
1.3. Sección eficaz diferencial de deuterones en las colisiones p+H.	12
1.4. Recopilación de la sección eficaz diferencial de antideuterones.	13
1.5. Recopilación del parámetro B_2 para antideuterones.	14
2.1. El LHC y la ubicación de los principales experimentos.	16
2.2. Esquema del detector ALICE.	17
2.3. El detector de vértices.	18
2.4. La cámara de proyección temporal.	19
2.5. El detector de tiempo de vuelo.	21
2.6. Definición del sistema de coordenadas de ALICE.	24
2.7. Reconstrucción del primer suceso pp.	26
2.8. Componentes principales de AliEn.	29
3.1. Parámetro B_2 para varios valores de p_0	33
3.2. Parámetro B_2 para varios valores de p_T/A	33
3.3. Deuterones y antideuterones en las colisiones p+H.	35
3.4. Deuterones y antideuterones en las colisiones pp del ISR.	35
3.5. Deuterones y antideuterones en las colisiones e^+e^-	36
3.6. Predicción para las colisiones pp del LHC.	36
3.7. Parámetro B_2 en la aproximación esférica.	37

3.8. Protones y antiprotones en las colisiones pp y e^+e^-	38
3.9. Comparación del parámetro B_2 con las simulaciones.	38
3.10. Pérdida de energía por ionización de partículas cargadas.	40
3.11. Sección eficaz de reacción $\bar{p}+A$	43
3.12. Parametrización $\sigma_R(d + A)$ en función de la masa del blanco.	44
3.13. Parametrización $\sigma_R(d + A)$ en función del momento incidente.	44
3.14. Parametrización $\sigma_R(\bar{d} + A)$ en función de la masa del blanco.	45
3.15. Parametrización $\sigma_R(\bar{d} + A)$ en función del momento incidente.	45
3.16. Comparación de $K(A_T)$ para deuterones y antideuterones.	46
3.17. Parametrización $\sigma_R(^3\text{He} + A)$ en función de la masa del blanco.	47
3.18. Parametrización $\sigma_R(\alpha + A)$ en función de la masa del blanco.	47
3.19. Parametrización $\sigma_R(^3\overline{\text{He}} + A)$ en función del momento incidente.	48
3.20. Parametrización $\sigma_R(\bar{\alpha} + A)$ en función del momento incidente.	48
3.21. Parametrización $\sigma_R(d + A)$ de PHENIX.	50
4.1. Pérdida de energía por ionización en el ITS.	53
4.2. Pérdida de energía por ionización en la TPC.	53
4.3. Deconvolución de la pérdida de energía en la TPC.	54
4.4. Distribución de velocidades obtenida con el TOF.	55
4.5. Distribución de tiempos de vuelo para los antideuterones.	56
4.6. Distribución de masa en función del momento.	58
4.7. Distribución de masa al cuadrado.	58
4.8. Identificación de los antideuterones con alto momento.	59
4.9. Eficiencia y contaminación en la identificación de protones.	63
5.1. Disparador para las colisiones pp con los detectores V0 y SPD.	68
5.2. Multiplicidad combinada para el periodo LHC10d.	69
5.3. Multiplicidad combinada para los periodos LHC10bcde.	69
5.4. Diferencia promedio entre el p_T simulado y el p_T reconstruido.	73

5.5. Distribuciones DCA de los protones.	75
5.6. Fracciones de protones secundarios.	75
5.7. Distribuciones DCA de los deuterones.	77
5.8. Fracción de deuterones secundarios.	77
5.9. Eficiencia de reconstrucción debida al vértice principal.	79
5.10. Comparación de la distribución z del vértice principal.	79
5.11. Región $\{p_T, y\}$ accesible para protones y núcleos ligeros.	80
5.12. Fracción de protones y núcleos ligeros que entran en el detector. . . .	81
5.13. Eficiencia de reconstrucción de los antideuterones.	81
6.1. Error en los deuterones al cambiar el intervalo de m^2	84
6.2. Error en los antideuterones al cambiar el intervalo de m^2	84
6.3. Error en los deuterones al utilizar la función de ajuste.	85
6.4. Error en los antideuterones al utilizar la función de ajuste.	85
6.5. Error en los deuterones al utilizar diferentes cortes DCA.	86
6.6. Error en los deuterones al utilizar diferentes capas del ITS.	87
6.7. Error en los deuterones al utilizar diferentes plantillas DCA.	87
6.8. Comparación de la parametrización de GEANT3/GHEISHA.	89
6.9. Error en los deuterones al utilizar diferentes $K(A_T)$	89
6.10. Error en los antideuterones al utilizar diferentes $K(A_T)$	90
6.11. Error en los deuterones al cambiar la densidad de los materiales. . . .	91
6.12. Error en los antideuterones al cambiar la densidad de los materiales. .	91
6.13. Comparación del cociente $\epsilon_d/\epsilon_{\bar{d}}$	92
6.14. Errores sistemáticos para las distribuciones de deuterones.	93
6.15. Errores sistemáticos para las distribuciones de antideuterones.	93
7.1. Producción diferencial de p y $\bar{p}$ en pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	98
7.2. Producción diferencial de p y $\bar{p}$ en pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	98
7.3. Producción diferencial de p y $\bar{p}$ en pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	99

7.4. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ en pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	99
7.5. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ en pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	100
7.6. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ en pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	100
7.7. Comparación con CMS y ALICE en pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	101
7.8. Comparación con CMS en pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	102
7.9. Comparación con CMS en pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	102
7.10. Sección eficaz diferencial de los deuterones en pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. . . .	103
7.11. Sección eficaz diferencial de los antideuterones en pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. .	103
7.12. Parámetro B_2 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	104
7.13. Parámetro B_2 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	105
7.14. Parámetro B_2 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	105
7.15. Comparación del parámetro B_2 con otros experimentos.	106
7.16. Comparación del parámetro B_2 con modelos Monte Carlo.	107
7.17. Cociente $\bar{p}/p$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	108
7.18. Cociente $\bar{p}/p$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	108
7.19. Cociente $\bar{p}/p$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	109
7.20. Cociente $\bar{d}/d$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	109
7.21. Distribución de Tsallis para protones y antiprotones.	110
7.22. Distribución de Tsallis para deuterones y antideuterones.	111
7.23. Clases de multiplicidad en el periodo LHC10d y $ \eta < 0.8$	113
7.24. Distribución de p y $\bar{p}$ para varias clases de multiplicidad.	114
7.25. Distribución de d y $\bar{d}$ para varias clases de multiplicidad.	114
7.26. Distribución de p y $\bar{p}$ para alta y baja multiplicidad.	115
7.27. Distribución de d y $\bar{d}$ para alta y baja multiplicidad.	116
7.28. Parámetro B_2 para alta y baja multiplicidad.	116
7.29. Comparación de B_2 con las colisiones periféricas Au+Au.	117
7.30. $\langle C_d \rangle$ en función de la multiplicidad.	118
7.31. B_2 obtenido a partir de los radios de HBT para $k_T = 0.45$ GeV/ c . . .	119

7.32. B_2 obtenido a partir de los radios de HBT para $k_T = 0.55$ GeV/ c . . .	119
7.33. B_2 obtenido a partir de los radios de HBT para $k_T = 0.65$ GeV/ c . . .	120
7.34. d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ en función del p_T por nucleón.	121
7.35. d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ en función de la multiplicidad.	121
7.36. Momento transverso esperado en función de la multiplicidad.	123
7.37. Modelo de onda de choque para protones y antiprotones.	124
7.38. Modelo de onda de choque para deuterones y antideuterones.	124
7.39. Pérdida de energía en la TPC para pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	126
7.40. Pérdida de energía en la TPC para pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	126
7.41. Masa asociada a las trazas candidatas a núcleos de $\bar{t}$	127
7.42. Masa asociada a las trazas candidatas a núcleos de ${}^3\overline{\text{He}}$	127
7.43. Sección eficaz diferencial de los núcleos de antitritio y ${}^3\overline{\text{He}}$	128
7.44. Parámetro B_3 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	129
7.45. Predicciones para B_3 y B_4 calculadas a partir de B_2	130
7.46. Multiplicidad de los sucesos con candidatos a núcleos de ${}^3\overline{\text{He}}$	131
7.47. Visualización de un suceso pp con alta multiplicidad y un ${}^3\overline{\text{He}}$	131
 B.1. Diagrama de clases para la generación de partículas en AliRoot. . . .	150
B.2. Generación de sucesos con AliGenCocktail.	150
B.3. Generación de sucesos con AliGenCocktailAfterBurner.	151
B.4. Diseño de la clase AliGenDeuteron.	151
B.5. Diagrama de flujo de datos del análisis.	154
B.6. Diagrama de clases para el análisis.	155
B.7. Diagrama de clases para los resultados finales.	155

Índice de tablas

2.1. Características principales de las capas del ITS.	18
2.2. Características principales de la TPC.	20
2.3. Características principales del TOF.	21
2.4. Estimación de los parámetros de la toma de datos.	27
3.1. Valores de C_0 y C_1 para deuterones y antideuterones.	43
3.2. Valores de C_0 y C_1 para los núcleos de ^3He y partículas α	48
4.1. Parámetros de la TPC.	52
4.2. Ejemplo de probabilidades a priori para las colisiones pp.	60
5.1. Datos pp analizados y simulaciones Monte Carlo.	67
5.2. Densidad de multiplicidad cargada media en las colisiones pp.	70
5.3. Multiplicidad combinada media para los diferentes periodos.	70
5.4. Criterios de selección de trazas para protones y deuterones.	72
5.5. Diferencia en la selección de sucesos entre datos y simulaciones.	80
7.1. Parámetros de la distribución de Tsallis para protones.	111
7.2. Parámetros de la distribución de Tsallis para antiprotones.	111
7.3. Parámetros de la distribución de Tsallis para deuterones.	111
7.4. Parámetros de la distribución de Tsallis para antideuterones.	112
7.5. Cocientes entre protones y deuterones en las colisiones pp.	112
7.6. Clases de multiplicidad utilizadas en las colisiones pp.	112

7.7. Parámetros de la distribución de Tsallis para protones.	122
7.8. Parámetros de la distribución de Tsallis para antiprotones.	122
7.9. Parámetros de la distribución de Tsallis para deuterones.	122
7.10. Parámetros de la distribución de Tsallis para antideuterones.	122
7.11. Cocientes entre partículas en función de la multiplicidad.	123
7.12. Parámetros del modelo de onda de choque utilizando p y d.	125
7.13. Parámetros del modelo de onda de choque utilizando $\bar{p}$ y $\bar{d}$	125
A.1. Sección eficaz diferencial de d y $\bar{d}$ en pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	141
A.2. Sección eficaz diferencial de d y $\bar{d}$ en pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	141
A.3. Sección eficaz diferencial de d y $\bar{d}$ en pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	142
A.4. Parámetro B_2 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.	142
A.5. Parámetro B_2 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.	143
A.6. Parámetro B_2 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.	143
A.7. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para N_{trk} en $[1, 5]$	144
A.8. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para N_{trk} en $[6, 8]$	144
A.9. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para N_{trk} en $[9, 13]$	145
A.10. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para N_{trk} en $[14, 23]$	145
A.11. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para $N_{trk} \geq 24$	146
A.12. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para N_{trk} en $[1, 13]$	146
A.13. Producción diferencial de d y $\bar{d}$ para $N_{trk} \geq 14$	147
A.14. Parámetro B_2 para N_{trk} en $[1, 13]$	147
A.15. Parámetro B_2 para $N_{trk} \geq 14$	148
A.16. Sección eficaz diferencial de los núcleos de antitritio y ${}^3\overline{\text{He}}$	148
A.17. Parámetro B_3 para los núcleos de antitritio y ${}^3\overline{\text{He}}$	148
B.1. Códigos GEANT3 para el ${}^3\text{He}$ y los antinúcleos.	153

Capítulo 1

Introducción

La producción de núcleos de deuterio y antideuterio, en adelante, deuterones y antideuterones, respectivamente, ha sido observada en numerosos experimentos de altas energías, como en las colisiones pp [1, 2] y $\bar{p}p$ [3], la fotoproducción γp [4], las aniquilaciones e^+e^- a las energías de $\Upsilon(nS)$ [5] y Z^0 [6], la dispersión inelástica profunda ep [7], y en las colisiones $p+A$ y $A+A$ [8–14]. Sin embargo, nunca han sido medidos a las energías del LHC y tampoco núcleos más pesados en las colisiones de partículas ligeras.

Ya que la energía de enlace de estos núcleos (2.2 MeV para los deuterones, 8.48 MeV para los núcleos de tritio y 7.72 MeV para los núcleos de ^3He) es muy pequeña comparada con las energías de las partículas producidas en estas colisiones, cabe esperar que solo se formen cuando las interacciones fuertes entre los hadrones producidos hayan cesado. Por ello, pueden servir como sondas para obtener información sobre la geometría de la fuente de emisión y sobre la distribución de protones y neutrones producidos en estas colisiones.

También pueden proporcionar información importante en los experimentos de rayos cósmicos que buscan antimateria y materia oscura [15, 16]. Algunas teorías de materia oscura predicen un exceso en el flujo de antideuterones respecto a los valores esperados de los procesos conocidos [17]. Por ello, el estudio de la producción de estos núcleos en las colisiones pp puede servir como referencia, ya que el hidrógeno es el elemento más abundante en el medio interestelar. Por otro lado, los núcleos y antinúcleos creados en las colisiones ultrarrelativistas de iones pesados muestran abundancias semejantes en la región de rapidez media. Es posible que una simetría similar hubiera existido en la etapa inicial del universo, aunque aún no se conoce cómo se pudo romper esta simetría prevaleciendo la materia sobre la antimateria. Además, la medida de estos

núcleos también puede servir para entender mejor la nucleosíntesis primordial que tuvo lugar en los primeros segundos del Big-Bang.

La producción de estos núcleos puede ser descrita en términos de la coalescencia de nucleones en la etapa final de la colisión, o bien mediante el modelo estadístico de hadronización [18, 19] que reproduce los datos experimentales de hadrones en las colisiones núcleo-núcleo desde las energías del AGS y SPS hasta las energías de RHIC [19].

El objetivo de este trabajo es medir la sección eficaz diferencial invariante de deuterones y antideuterones y de núcleos más pesados en las colisiones pp a las energías del LHC. Comprobar si los resultados que se obtengan pueden ser descritos mediante la coalescencia de nucleones como en los experimentos anteriores. Y por último, obtener la dependencia de estos resultados con la multiplicidad de partículas cargadas en los sucesos pp.

Este trabajo se organiza de la siguiente manera: en el capítulo 1 se describen los modelos teóricos que explican la producción de estos núcleos en las colisiones de partículas y se incluye una recopilación de las medidas anteriores. En el capítulo 2 se describe el dispositivo experimental utilizado para su detección. Seguidamente, en el capítulo 3 se describe un modelo fenomenológico para simular la producción de estos núcleos en las colisiones pp y la simulación de la respuesta del detector a su paso. En el capítulo siguiente, capítulo 4, se explican los procedimientos utilizados para su identificación y se complementa con el capítulo 5, donde se explica el procedimiento de análisis de los datos experimentales. En el capítulo 6 se estiman los principales errores sistemáticos que afectan a las medidas, y en el capítulo 7 se indican los resultados obtenidos y la comparación con los experimentos anteriores. La tesis concluye en el capítulo 8 con el resumen y las conclusiones.

1.1. Modelo de coalescencia

La producción de deuterones observada en las colisiones de partículas se explica habitualmente mediante el modelo de coalescencia.

1.1.1. Aproximación esférica

En este modelo se supone que la distribución de protones y neutrones producidos en estas colisiones no está correlacionada, de manera que la densidad de deuterones

en el espacio de momentos se puede escribir como el producto de la densidad de protones multiplicada por la probabilidad de encontrar un neutrón dentro de una esfera de radio p_0 y centrada en el protón [20, 21]

$$\gamma_d \frac{d^3 N_d}{dp_d^3} = \frac{4\pi}{3} p_0^3 \left(\gamma_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right) \left(\gamma_n \frac{d^3 N_n}{dp_n^3} \right) \quad (1.1)$$

Teniendo en cuenta que $\gamma = E/m$ ($c = 1$), la ecuación (1.1) se puede escribir como

$$E_d \frac{d^3 N_d}{dp_d^3} = B_2 \left(E_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right) \left(E_n \frac{d^3 N_n}{dp_n^3} \right), \quad \vec{p}_p = \vec{p}_n = \frac{\vec{p}_d}{2} \quad (1.2)$$

donde B_2 , llamado parámetro de coalescencia, viene dado por

$$B_2 = \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right) \frac{M}{m^2} \quad (1.3)$$

con M la masa del deuterón y m la masa del protón.

Este parámetro no depende de la energía de colisión, ni del momento transverso, ya que p_0 es una constante que solo depende de la densidad de nucleones en el espacio de momentos. El valor de p_0 , llamado momento de coalescencia, no viene dado por el modelo, sino que se obtiene de los datos experimentales, por ejemplo, a partir de la medida de B_2 .

Ya que los neutrones son difíciles de medir, en vez de obtener B_2 a partir de (1.2), se aproxima la distribución de neutrones por la distribución de protones, de manera que la generalización de (1.2) a núcleos con masa A resulta en una ley de potencias [21, 22]

$$E_A \frac{d^3 N_A}{dp_A^3} = B_A^* \left(E_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right)^A, \quad \vec{p}_p = \frac{\vec{p}_A}{A} \quad (1.4)$$

donde

$$B_A^* = \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \frac{M}{m^A} \quad (1.5)$$

con M la masa del núcleo y m la masa del protón.

Si las distribuciones de protones y neutrones son diferentes entonces se tiene que $B_A \neq B_A^*$, y además los valores correspondientes para núcleos y antinúcleos también son diferentes. Esta diferencia se apreciaría mejor en el parámetro B_3^* que en el parámetro B_2^* , ya que implicaría una diferencia entre el núcleo de tritio que tiene dos neutrones, y el núcleo de ^3He que sólo tiene un neutrón.

En lo que sigue y por simplicidad, cuando no haya ambigüedad, se utiliza B_A para denotar B_A^* , ya que solo se dispone de medidas experimentales de este último.

1.1.2. Modelos termodinámicos

Experimentalmente se ha observado que el parámetro de coalescencia disminuye en las colisiones ultrarrelativistas de iones pesados al aumentar la centralidad o la energía de la colisión [13, 14, 23]. Esto se puede explicar mediante los modelos termodinámicos que relacionan el parámetro de coalescencia con el volumen de la fuente [21, 24].

De manera similar a las referencias anteriores, suponiendo una fuente en equilibrio térmico y químico descrito por la distribución de Boltzmann-Gibbs (1.20) y utilizando (1.4) para núcleos y nucleones se obtiene inmediatamente

$$B_A = \frac{2J_A + 1}{2^A} \left(\frac{(2\pi)^3}{V} \right)^{A-1} \frac{M_T}{m_T^A} \quad (1.6)$$

donde J_A es el espín del núcleo, M_T y m_T son las masas trasversas del núcleo y del protón, respectivamente, y V el volumen de la fuente.

Al aumentar la centralidad o la energía de la colisión en las colisiones de iones pesados se encuentra que el volumen de la fuente aumenta, entonces por (1.6) se tiene que B_A disminuye.

Por otro lado, si se utiliza la distribución de Tsallis se tiene un término adicional en la ecuación (1.6) que añade una dependencia con el momento transversal, debido a la dependencia de ley de potencias de la distribución de protones.

1.1.3. Coalescencia y flujo

Una aproximación más elaborada al proceso de coalescencia en las colisiones ultrarrelativistas de iones pesados es la incorporación de una fuente que se expande en las direcciones longitudinales y transversales motivada por la hidrodinámica [25].

Usando una aproximación de matrices de densidad e implementando una expansión colectiva rápida de la fuente cuando todas las interacciones fuertes han cesado, se encuentra que la formación de núcleos está determinada por las longitudes de homogeneidad que pueden ser extraídas de las correlaciones Bose-Einstein de dos partículas o interferometría Hanbury Brown-Twiss [26].

La ecuación (1.6) se modifica por un factor de corrección de la mecánica cuántica, $\langle C_A \rangle$, que tiene en cuenta el tamaño del núcleo, y el volumen V se reemplaza por un volumen efectivo, V_{eff} , que depende del núcleo [25]

$$B_A = \frac{2J_A + 1}{2^A} \frac{\langle C_A \rangle}{A^{3/2}} \left(\frac{(2\pi)^3}{V_{eff}(1, m_T)} \right)^{A-1} \frac{M_T}{m_T^A} \quad (1.7)$$

donde M_T y m_T son las masas transversas del núcleo y del protón, respectivamente. El volumen efectivo para $A = 1$ viene dado por

$$V_{eff}(1, m_T) = (2\pi)^{3/2} V_{hom}(m_T) \quad (1.8)$$

donde $V_{hom}(m_T) = R_{side}^2(m_T) R_{long}(m_T)$ es el “volumen de homogeneidad” definido en la interferometría Hanbury Brown-Twiss (HBT). Y para un núcleo con masa A basta dividir (1.8) por $A^{3/2}$

$$V_{eff}(A, M_T) = \left(\frac{2\pi}{A} \right)^{3/2} V_{hom}(m_T) \quad (1.9)$$

De esta manera, la producción de deuterones puede ser considerada como un caso particular de correlaciones entre los protones y neutrones producidos en el estado final de la colisión. Esto permite expresar directamente el parámetro B_2 en términos de las longitudes de homogeneidad, R_{side} y R_{long} , por lo que (1.7) para $A = 2$ se reduce a

$$B_2 = \frac{3\pi^{3/2} \langle C_d \rangle}{2m_T R_{side}^2 R_{long}} \quad (1.10)$$

donde $\langle C_d \rangle$ viene dado por

$$\langle C_d \rangle \simeq \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{d}{2R_{side}} \right)^2 \right) \sqrt{1 + \left(\frac{d}{2R_{long}} \right)^2}} \quad (1.11)$$

con $d = 3.2$ fm el parámetro de tamaño del deuterón [25].

La ecuación (1.10) muestra que B_A no depende prácticamente del momento transverso, contrariamente a lo que se observa en las colisiones de iones pesados. Esto se debe a una elección del perfil de densidad transversa con forma gaussiana. Sin embargo, un perfil de densidad transversa cilíndrica es preferible fenomenológicamente, de manera

que (1.10) queda

$$B_2 = \frac{3\pi^{3/2}\langle C_d \rangle}{2m_T R_{\text{side}}^2 R_{\text{long}}} e^{2(m_T - m)(1/T_p^* - 1/T_d^*)} \quad (1.12)$$

donde T_p^* y T_d^* son los parámetros de la pendiente inversa para protones y deuterones, respectivamente.

1.1.4. Núcleos y antinúcleos

Si el parámetro de coalescencia es el mismo para deuterones y antideuterones, entonces por la ecuación (1.2) se tiene que el cociente entre antideuterones y deuterones se puede escribir como el producto del cociente de antiprotones a protones por el cociente de antineutrones a neutrones, a igual momento por nucleón

$$\frac{\bar{d}}{d} = \left(\frac{\bar{p}}{p} \right) \left(\frac{\bar{n}}{n} \right) \quad (1.13)$$

o bien, mediante la aproximación (1.4)

$$\frac{\bar{d}}{d} = \left(\frac{\bar{p}}{p} \right)^2 \quad (1.14)$$

Por otro lado, a partir de (1.13) se puede escribir

$$\frac{\bar{d}}{\bar{p}} = \left(\frac{d}{p} \right) \left(\frac{\bar{n}}{n} \right) \quad (1.15)$$

es decir, el cociente $\bar{d}/\bar{p}$ es menor que el cociente d/p a menos que $\bar{n}/n = 1$.

Las mismas relaciones entre deuterones y protones se pueden obtener a partir de los modelos termodinámicos para las colisiones ultrarrelativistas de iones pesados. Sin embargo, es necesario suponer un equilibrio térmico y químico local cuando las interacciones fuertes entre los hadrones producidos hayan cesado.

1.2. Modelos termodinámicos

Los modelos termodinámicos describen la producción de partículas en las colisiones ultrarrelativistas de iones pesados y permiten obtener una temperatura del sistema.

1.2.1. Modelo de hadronización estadístico

El modelo de hadronización estadístico [19] supone un gas de hadrones en equilibrio térmico y químico local en la última etapa de la colisión de dos iones, cuando las interacciones fuertes entre los hadrones producidos han cesado. Entonces la función de partición del sistema, Z , para la especie de partícula i viene dada por la colectividad gran canónica ($\hbar = c = 1$)

$$\ln Z_i = \pm \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^\infty \ln \left(1 \pm e^{-\frac{E_i - \mu_i}{T}} \right) p^2 dp \quad (1.16)$$

donde el signo $+$ es para fermiones y el signo $-$ para bosones, $g_i = 2J_i + 1$ es el factor de degeneración del espín, T la temperatura, $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$ la energía total y μ_i el potencial químico, definido mediante

$$\mu_i = \mu_b B_i + \mu_{I_3} I_{3i} + \mu_S S_i + \mu_C C_i \quad (1.17)$$

donde B_i es el número bariónico, I_{3i} la tercera componente del isoespín, S_i la extrañeza, C_i el encanto y donde cada uno de los números cuánticos anteriores lleva asociado un potencial químico, μ_j .

Teniendo en cuenta las leyes de conservación de los números cuánticos B_i , I_{3i} , S_i y C_i , el número de parámetros libres en (1.17) se reduce a uno, de manera que el modelo solo tiene como parámetros libres la temperatura T y el potencial químico μ_b .

A partir de la función de partición (1.16) se puede obtener el número de partículas para la especie i mediante

$$N_i = -T \frac{\partial \ln Z_i}{\partial \mu} = \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{\frac{E_i - \mu_i}{T}} \pm 1} \quad (1.18)$$

de donde la producción diferencial queda

$$\frac{d^3 N_i}{dp^3} = \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu_i}{T}} \pm 1} \quad (1.19)$$

Este modelo describe la producción de hadrones en las colisiones centrales de iones pesados en un amplio rango de energías, desde $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$ GeV hasta 200 GeV [19].

1.2.2. Distribución de Boltzmann-Gibbs

En el límite $e^{(E_i - \mu_i)/T} \gg 1$, por ejemplo para altas temperaturas y pequeños potenciales químicos, la ecuación (1.19) se reduce a la distribución de Boltzmann-Gibbs

$$\frac{d^3 N_i}{dp^3} = \frac{g_i V}{(2\pi)^3} e^{-\frac{E_i - \mu_i}{T}} \quad (1.20)$$

y multiplicando por la energía se obtiene la producción diferencial invariante

$$E_i \frac{d^3 N_i}{dp^3} = g_i V \frac{E_i}{(2\pi)^3} e^{-\frac{E_i - \mu_i}{T}} \quad (1.21)$$

En la región de rapidez media, $y \simeq 0$, y potencial químico nulo, se tiene que $E_i = m_T \cosh y_i = m_T$, donde $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_i^2}$ es la energía transversa y m_i es la masa en reposo de la especie de partícula i , entonces (1.21) se reduce a

$$E_i \frac{d^3 N_i}{dp^3} = g_i V \frac{m_T}{(2\pi)^3} e^{-\frac{m_T}{T}} \quad (1.22)$$

Sin embargo, se encuentra que esta distribución solo reproduce la parte de bajo momento y no es aplicable a las condiciones fuera del equilibrio.

1.2.3. Distribución de Tsallis

Una posible generalización de la distribución de Boltzmann-Gibbs es la distribución de Tsallis [27]. Esta distribución se obtiene a partir de una forma generalizada de entropía, caracterizada por el parámetro q , de manera que la producción diferencial invariante se puede escribir mediante [28]

$$E_i \frac{d^3 N_i}{dp^3} = g_i V \frac{m_T \cosh y_i}{(2\pi)^3} \left(1 + (q-1) \frac{m_T \cosh y_i - \mu_i}{T} \right)^{\frac{q}{1-q}} \quad (1.23)$$

En el límite $q \rightarrow 1$ se recupera la distribución de Boltzmann-Gibbs, por lo que este parámetro proporciona una medida de la desviación respecto a dicha distribución.

En la zona de rapidez media, $y \simeq 0$, y potencial químico nulo, la ecuación (1.23) se reduce a

$$E_i \frac{d^3 N_i}{dp^3} = g_i V \frac{m_T}{(2\pi)^3} \left(1 + (q-1) \frac{m_T}{T} \right)^{\frac{q}{1-q}} \quad (1.24)$$

Otra variante derivada de la entropía- q de Tsallis y utilizada con frecuencia para describir las distribuciones de partículas producidas en las colisiones a estas energías, viene dada por [28–31]

$$E_i \frac{d^3 N_i}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN_i}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{nC(nC + m_0(n-2))} \left(1 + \frac{m_T - m_0}{nC} \right)^{-n} \quad (1.25)$$

donde dN_i/dy , n y C son parámetros ajustables y m_0 la masa en reposo de la partícula. La ventaja es que el parámetro dN_i/dy se obtiene directamente del ajuste y proporciona el número total de partículas de la especie i por unidad de rapidez, mientras que n y C se aproximan a las cantidades

$$n \rightarrow \frac{q}{q-1} \quad (1.26)$$

$$nC \rightarrow \frac{T}{q-1} \quad (1.27)$$

Sin embargo, en lo que sigue se usa la forma (1.24) ya que se obtuvo exigiendo una consistencia termodinámica [28].

Sin considerar las interpretaciones de los parámetros, la distribución de Tsallis proporciona el comportamiento exponencial a bajo p_T y el comportamiento de ley de potencias a alto p_T , observado en las colisiones pp y en las colisiones periféricas Au+Au.

1.2.4. Onda de choque

El modelo de la onda de choque [32] incorpora una expansión colectiva de la fuente motivada por la hidrodinámica. Después de alcanzar un equilibrio térmico y químico local, descrito por la distribución de Boltzmann-Gibbs (1.21), la distribución de partículas se calcula impulsando las fuentes térmicas en las direcciones longitudinales y transversales por la velocidad transversa de la distribución, β_r , en la región $0 < r \leq R$. Esta velocidad se puede parametrizar introduciendo una velocidad superficial, β_s , tal que

$$\beta_r = \beta_s \left(\frac{r}{R} \right)^n \quad (1.28)$$

donde n proporciona la forma del perfil, siendo $n = 1$ una buena aproximación hidrodinámica.

El espectro resultante es la superposición de las componentes térmicas individuales,

cada una impulsada por el ángulo $\rho = \tanh^{-1}(\beta_r)$, de manera que

$$\frac{dN_i}{p_T dp_T} \propto \int_0^R m_T I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho}{T} \right) K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho}{T} \right) r dr \quad (1.29)$$

donde I_0 y K_1 son funciones modificadas de Bessel.

Este modelo da buenos resultados para las distribuciones de hadrones identificados en las colisiones Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [14]. El efecto es similar a un desplazamiento hacia el azul del espectro térmico, causado por una rápida aproximación de la fuente de partículas al observador.

1.2.5. Comparación de los distintos modelos

En la figura 1.1 se comparan los modelos descritos en las secciones anteriores con los parámetros obtenidos a partir de las medidas pp a $\sqrt{s} = 200$ GeV [30]. La distribución de Boltzmann y el modelo de onda de choque solo describen la parte de bajo p_T , mientras que la distribución de Tsallis también describe el comportamiento de ley de potencias de la región de alto p_T .

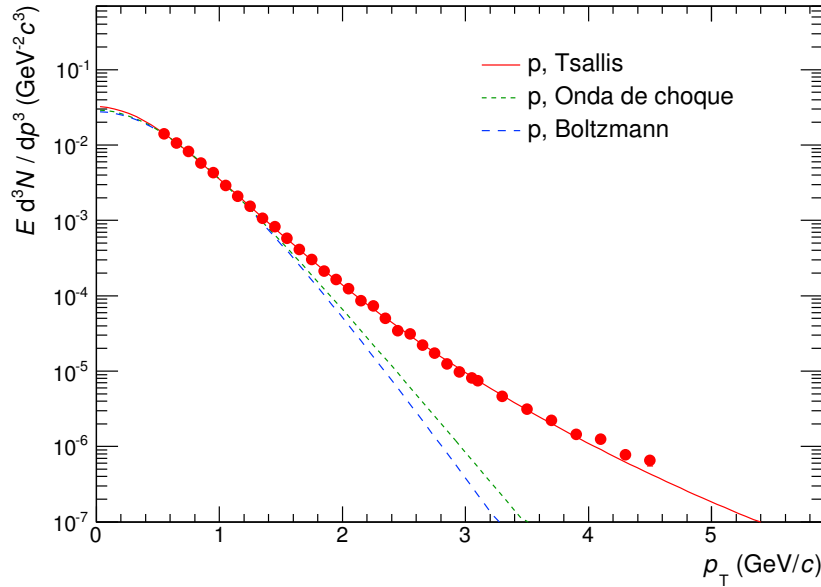


Figura 1.1: Comparación de varias distribuciones estadísticas con los datos experimentales de protones de las colisiones pp a $\sqrt{s} = 200$ GeV.

Combinando (1.20), (1.24) y (1.29) con la ecuación (1.4) y utilizando un valor

de $B_2 = 0.02 \text{ GeV}^2/c^3$ se puede obtener también la distribución de deuterones correspondiente, figura 1.2. Como las distribuciones anteriores describen de manera similar la forma de las distribuciones de protones hasta $\sim 1 \text{ GeV}/c$, entonces coinciden con la distribución de deuterones hasta aproximadamente $2 \text{ GeV}/c$. Sin embargo, para $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ se tiene una diferencia significativa, que solo a partir de las medidas de los deuterones se puede encontrar qué distribución reproduce mejor los datos experimentales.

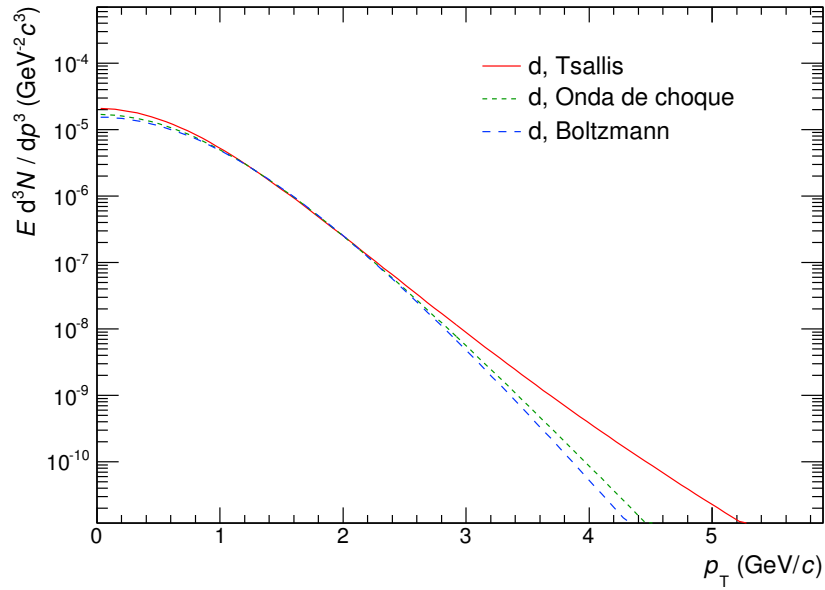


Figura 1.2: Distribución de deuterones de acuerdo con (1.4) y los valores de la figura 1.1.

1.3. Medidas anteriores

En esta sección se hace una recopilación de las medidas de deuterones y antideuterones en experimentos anteriores de colisiones de partículas ligeras para poder compararlas con las medidas obtenidas en las colisiones pp.

1.3.1. Sección eficaz diferencial invariante

La mayor parte de las medidas en las colisiones de partículas ligeras han sido realizadas con antideuterones, ya que la separación de los deuterones secundarios producidos en los materiales presenta ciertas dificultades técnicas, véase por ejemplo la referencia [7] y la sección 5.4.2.2.

Sin embargo, se dispone de medidas de deuterones en las colisiones protón con un blanco de hidrógeno líquido a la energía en centro de masas de $\sqrt{s} = 11.5$ GeV [33], figura 1.3, y en la dispersión inelástica profunda de electrones [7]. En este último experimento, los deuterones secundarios fueron separados de acuerdo con la distribución de proximidad al vértice de interacción.

Por otro lado, se tienen medidas de antideuterones en los experimentos anteriores y en las colisiones pp del ISR, γp de HERA, $\bar{p}p$ del Tevatron y e^+e^- del LEP, figura 1.4. Para las colisiones pp del ISR se ha utilizado la sección eficaz $\sigma_T = 42.46 \pm 0.26$ mb [34], mientras que para las colisiones γp a $\sqrt{s} = 200$ GeV la sección eficaz de $\sigma_T = 0.165 \pm 0.011$ mb [4], y para las colisiones $\bar{p}p$ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV se ha utilizado $\sigma_T = 72.8 \pm 8.0$ [3]. El valor de e^+e^- a la energía de la resonancia Z^0 no se muestra por claridad en la figura, ya que tiene una sección eficaz muy pequeña $\sigma_T = 30.6 \pm 0.1$ nb y $E d^3\sigma/dp^3 = (1.13 \pm 0.34) \times 10^{-10}$ mb GeV $^{-2}c^3$.

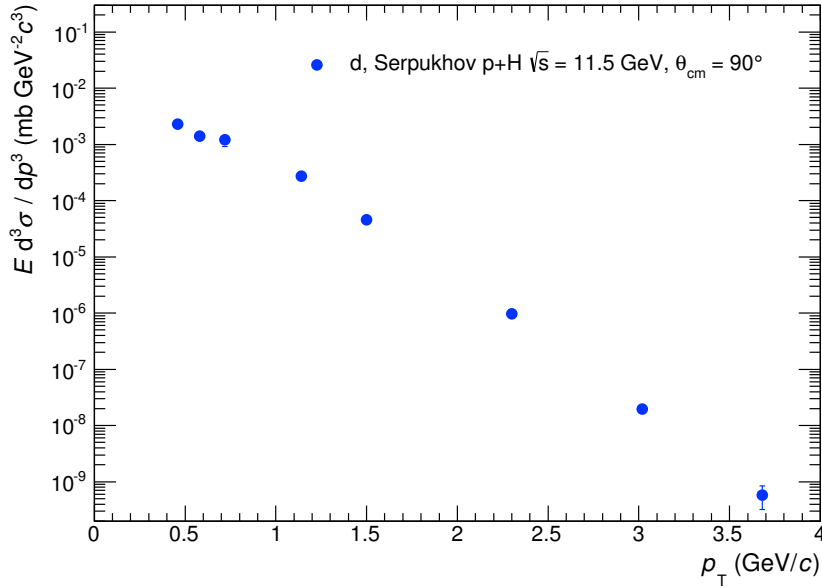


Figura 1.3: Sección eficaz diferencial invariante de deuterones en las colisiones p+H de Serpukhov.

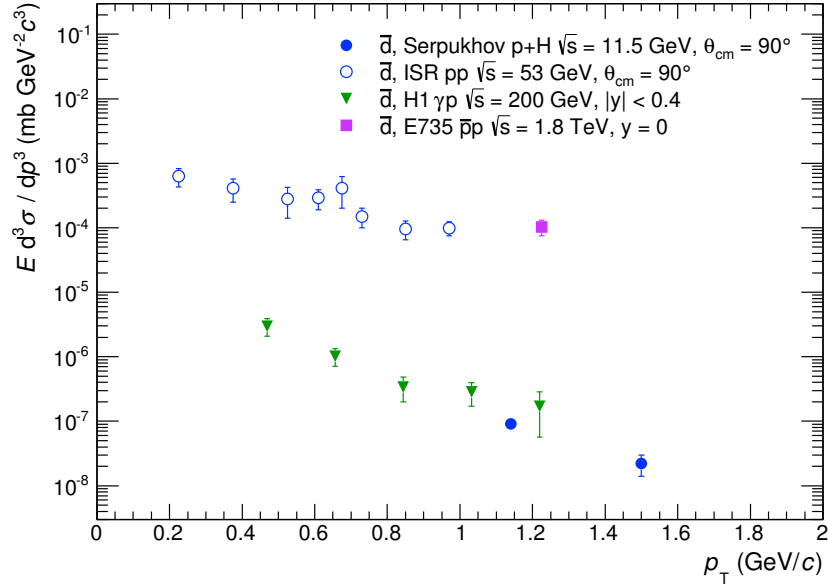


Figura 1.4: Recopilación de la sección eficaz diferencial invariante de antideuterones en varios experimentos de colisiones de partículas ligeras.

1.3.2. Parámetro de coalescencia

El parámetro B_2 para antideuterones ha sido medido en las colisiones pp [1, 4], γp [4], ep [7], p+A [8, 10] y A+A [8–14]. Y también en las aniquilaciones e^+e^- a la energía de la resonancia del bosón Z^0 [6].

Para bajas energías o en las colisiones de partículas ligeras no se observa una dependencia de B_2 con la energía de colisión y tampoco con el momento transverso, de acuerdo con el modelo (1.1), figura 1.5. Sin embargo, hay una supresión en la producción de antideuterones en las colisiones e^+e^- respecto de las colisiones pp, ep y γp [6].

Por otro lado, en las colisiones de iones pesados se observa una disminución con la centralidad de la colisión y un aumento con el momento transverso [13, 14, 23]. Los modelos termodinámicos explican la disminución de B_2 considerando que el volumen de la fuente se hace mayor, de manera que los nucleones que antes estaban próximos se separan al aumentar la centralidad, disminuyendo la probabilidad de coalescencia. Y el aumento con el momento transverso es atribuido a la expansión de la fuente, que introduce correlaciones entre el momento de los nucleones y aumenta la probabilidad de coalescencia.

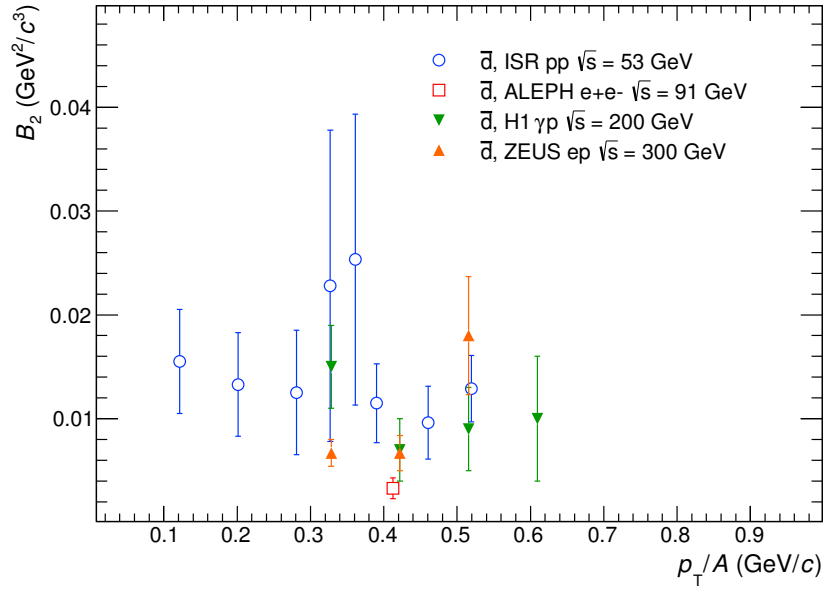


Figura 1.5: Parámetro B_2 de los antideutrones en función del momento transversal por nucleón, obtenido en varios experimentos de colisiones de partículas ligeras.

Capítulo 2

Diseño experimental

En este capítulo se describe el diseño experimental utilizado para la medida de los deuterones y antideuterones en las colisiones pp con el detector ALICE.

2.1. El LHC

El “Gran Colisionador de Hadrones” o LHC, por sus siglas en inglés, Large Hadron Collider, de la Organización Europea para la Investigación Nuclear, CERN, proporciona los haces de protones que se hacen colisionar en los distintos experimentos. Ha sido diseñado para acelerar protones a una energía máxima de 7 TeV, de manera que cuando colisionen se alcanza una energía de 14 TeV en el centro de masas. El LHC también acelera iones de ^{208}Pb hasta una energía de diseño de 5.5 TeV por pareja de nucleones, alcanzando una energía máxima en centro de masas de 1150 TeV, y una luminosidad de diseño de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para pp, y $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para iones pesados [35].

Para llegar a estas energías, se utiliza una cadena de aceleradores de partículas que permiten ir alcanzando energías cada vez mayores. De manera que cada acelerador aumenta la energía del haz antes de inyectarlo al siguiente. El proceso comienza inyectando los protones del acelerador lineal LINAC2 al PSB (PS Booster) a una energía de 50 MeV. El PSB los acelera hasta 1.4 GeV, antes de pasar al PS (Proton Synchrotron) donde alcanzan 25 GeV. Seguidamente, los protones se envían al SPS (Super Proton Synchrotron) donde alcanzan los 450 GeV. Y por último, entran en el LHC donde son acelerados durante 20 minutos hasta alcanzar la energía máxima de 7 TeV.

Se tienen dos haces de partículas circulando en direcciones opuestas y se hacen colisionar en 4 puntos de interacción, para los experimentos ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid) y LHCb (The Large Hadron Collider beauty experiment). Actualmente, se han añadido otros dos experimentos más pequeños: TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross-section Measurement) instalado en las proximidades de CMS, y LHCf (Large Hadron Collider forward experiment), junto a ATLAS.

Los experimentos CMS y ATLAS fueron concebidos principalmente como experimentos pp, para la búsqueda del bosón de Higgs y la supersimetría, aunque, también tienen un programa de iones pesados. El detector LHCb se diseñó para estudiar la violación CP y los sistemas bottom quark/antiquark. Y el experimento ALICE para el estudio de las colisiones de iones pesados. En la figura 2.1 se muestra el colisionador LHC situado en la frontera franco-suiza y la ubicación de los distintos experimentos.

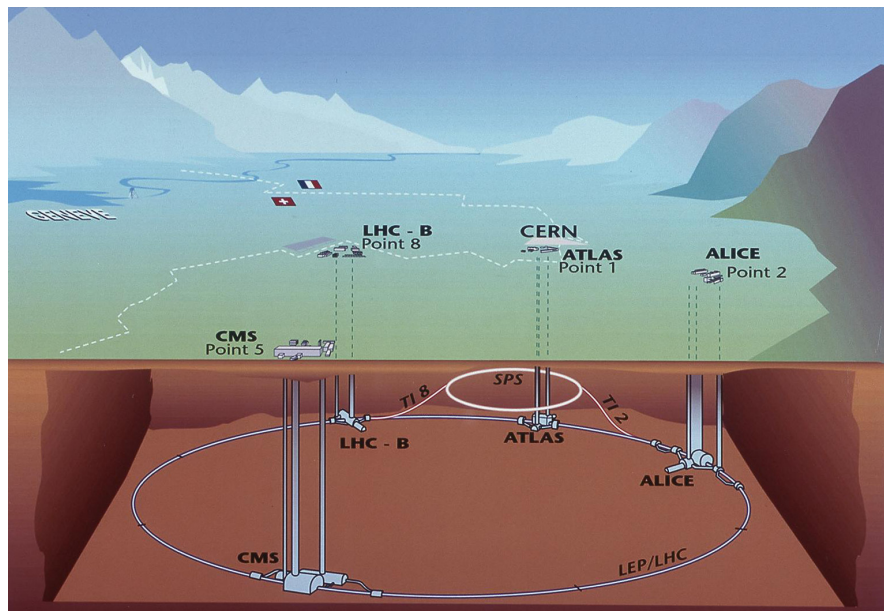


Figura 2.1: El LHC y la ubicación de los principales experimentos. Los detectores se encuentran entre 50 y 150 m bajo tierra. Copyright CERN.

2.2. El detector ALICE

El propósito principal del experimento ALICE es el estudio de la materia nuclear a altas temperaturas y densidades, con el objetivo de confirmar el desconfinamiento de los quarks y la restauración de la simetría quiral [36].

ALICE es un detector multipropósito diseñado para tratar con multiplicidades de

hasta 8000 partículas cargadas por unidad de rapidez, suficiente para el análisis de las colisiones Pb+Pb. Esencialmente consta de dos partes: la parte central dedicada al estudio de las señales hadrónicas y dielectrones, y la parte hacia adelante, con un espectrómetro de muones para estudiar el quarkonio en la materia densa.

Las colisiones ocurren en el vacío dentro de un tubo de berilio de 3 cm de radio y 0.8 mm de grosor. Este vacío no es perfecto, pudiendo contener algunas moléculas de gas residual que pudieran dar colisiones con el haz. En la figura 2.2 se muestra el esquema del detector ALICE con todos sus subdetectores.

Los detectores centrales cubren la región de rapidez media en torno a los haces de partículas y están contenidos en un imán que proporciona un campo magnético de hasta 0.5 T. Los subdetectores utilizados para la identificación de los deuterones en la región de rapidez media, por orden de aumento del radio, son el ITS, la TPC y el TOF.

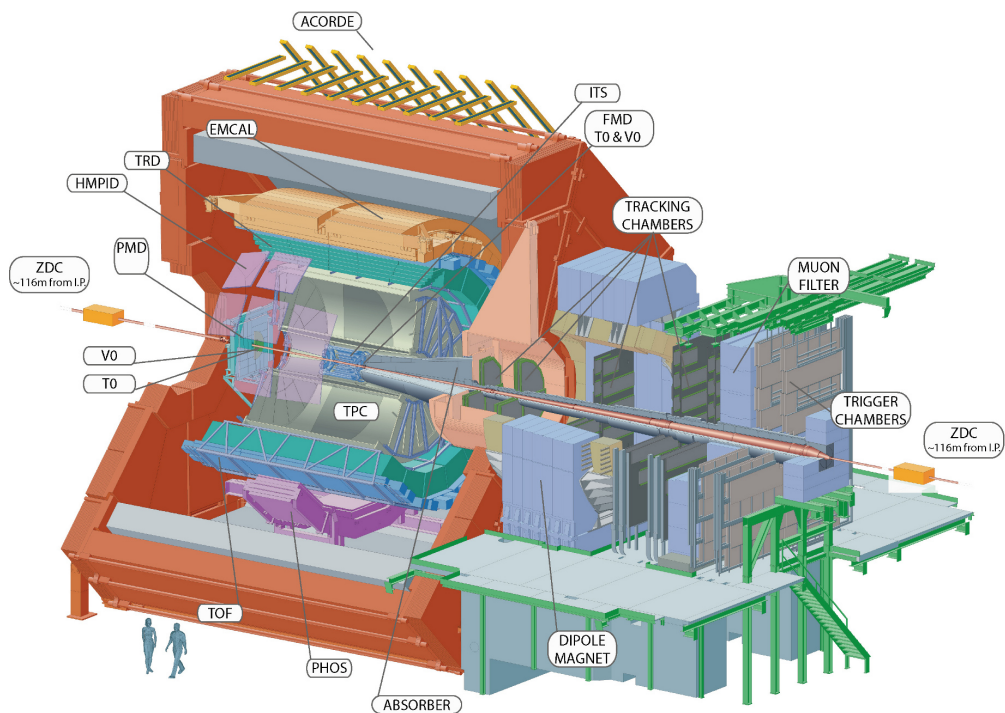


Figura 2.2: Esquema del detector ALICE. Copyright CERN.

2.2.1. El detector de vértices

La tarea principal del detector de vértices, ITS (Inner Tracking System) [37], es la reconstrucción del vértice principal de la colisión, y de la reconstrucción de vértices secundarios para el charm (mesones B y D) y para las desintegraciones de hiperones.

Además, mejora la medida del momento cuando se utiliza junto con la TPC en la reconstrucción de las trazas.

Este detector consiste en seis capas cilíndricas de detectores de silicio, figura 2.3, cuyas características principales [36] se resumen en la tabla 2.1.

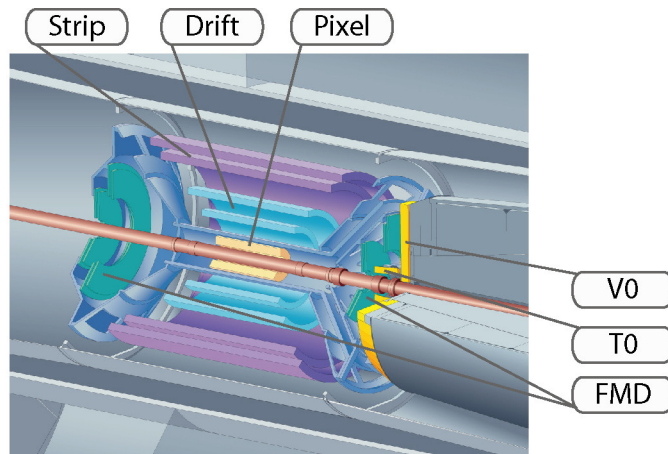


Figura 2.3: Diseño esquemático del ITS donde se muestran sus 6 capas en parejas de dos. Figura de [38].

Capa	Tipo	R (cm)	$\pm z$ (cm)	Área (m^2)	Canales
1	Pixel	3.9	14.1	0.07	3276800
2	Pixel	7.6	14.1	0.14	6553600
3	Drift	15.0	22.2	0.42	43008
4	Drift	23.9	29.7	0.89	90112
5	Strip	37.8/38.4	43.1	2.09	1148928
6	Strip	42.8/43.4	48.9	2.68	1459200

Tabla 2.1: Características principales de las capas del ITS.

Las dos capas más internas, llamadas SPD (Silicon Pixel Detectors), consisten en diodos detectores de silicio con varios millones de canales que generan señales binarias, por lo que no contribuyen a la identificación de las partículas. La información que proporciona es suficiente para formar segmentos de traza o pseudotrazas, que permiten reconstruir el vértice de la colisión y medir la multiplicidad de partículas cargadas. Además, el SPD puede ser utilizado como un disparador de nivel cero, es decir, con la latencia más baja.

Las dos capas siguientes, llamadas SDD (Silicon Drift Detectors), consisten en silicio de alta resistividad, que generan señales analógicas de pérdida de energía, permitiendo la identificación de partículas cargadas en la región no relativista.

Y las dos últimas capas, llamadas SSD (Silicon Strip Detector), permiten mejorar la reconstrucción del vértice y también proporcionan información de pérdida de energía de las partículas que la atraviesan. Por lo que le proporciona una capacidad autónoma como espectrómetro de partículas de bajo momento.

2.2.2. La cámara de proyección temporal

La cámara de proyección temporal, TPC (Time Projection Chamber) [36], es el principal detector trazador de ALICE en la zona de rapidez media. Junto con los otros detectores centrales proporciona el momento y la identificación de partículas cargadas a través de la pérdida de energía por ionización. También permite la reconstrucción del vértice principal cuando se tienen suficientes trazas reconstruidas.

Consiste en un detector de gas con una mezcla de $\text{Ne}/\text{CO}_2/\text{N}_2$ en un volumen de 90 m^3 . Un campo eléctrico de deriva de 100 kV entre el electrodo central a $z = 0$ y las placas de lectura a $z = \pm 2.5 \text{ m}$. Las placas de lectura consisten en cámaras multihilo proporcionales que están montadas en las tapas laterales de la TPC (figura 2.4). Debido al tiempo de deriva, $88 \mu\text{s}$, la TPC es el detector más lento de ALICE, por lo que una vez que se acepta un suceso, ningún otro suceso se graba dentro de los siguientes $88 \mu\text{s}$. Por ello, se espera una cierta acumulación de sucesos que no se procesan en las colisiones que ocurran dentro del tiempo de lectura. Estos sucesos se pueden eliminar durante la reconstrucción ya que las trazas debieran apuntar a un vértice distinto del vértice del suceso seleccionado. En la tabla 2.2 se muestra un resumen de las características principales de la TPC [36].

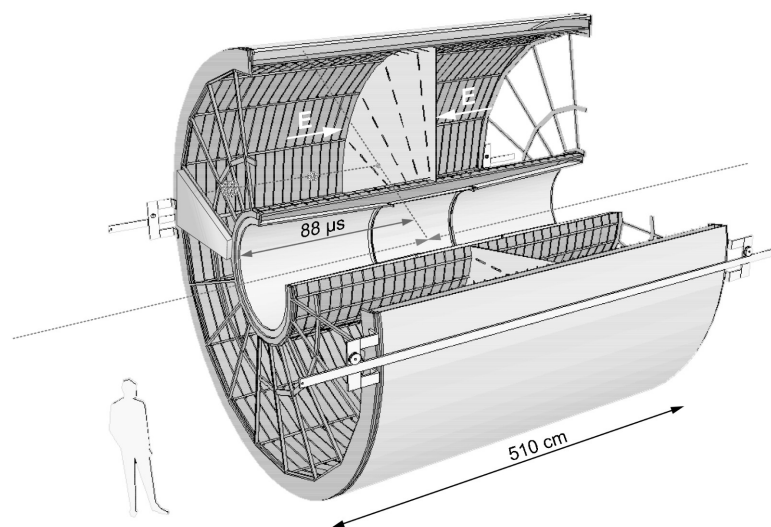


Figura 2.4: Diseño esquemático de la TPC de ALICE. Figura de [36].

Cobertura en pseudorapidez	$-0.9 < \eta < 0.9$ para toda la longitud radial de la traza $-1.5 < \eta < 1.5$ para 1/3 de la longitud radial de la traza
Cobertura azimutal	2π
Posición radial (volumen activo)	$845 < r < 2466$ mm
Tamaño radial del contenedor	$780 < r < 2780$ mm
Longitud (volumen activo)	5000 mm
Segmentación en ϕ	18 sectores ($\Delta\phi = 20^\circ$)
Segmentación en r	Dos cámaras por sector
Segmentación en z	Membrana central, lectura en las 2 placas finales
Límite de tasa de datos	400 Hz sucesos de sesgo mínimo Pb+Pb
Límite de tasa de disparo	200 Hz sucesos centrales Pb+Pb, 1000 Hz sucesos pp
Resolución $r\phi$	1100-800 μm (radio interior/exterior)
Resolución z	1250-1100 μm
Resolución en dE/dx	6 % para pp 7 % para colisiones centrales Pb+Pb

Tabla 2.2: Características principales de la TPC.

2.2.3. El detector de tiempo de vuelo

El detector de tiempo de vuelo, TOF (Time Of Flight) [36], proporciona la medida del tiempo entre el instante de la colisión y el instante en el que las partículas producidas en las colisiones llegan al mismo. El tiempo cero, se determina principalmente con el detector T0.

Es un detector de gas ya que tiene que cubrir una región muy amplia. Tiene una estructura modular con 18 sectores en ϕ , cada uno dividido en 5 módulos en la dirección del haz, figura 2.5. Cubre la región $|\eta| < 0.9$ y $0 \leq \phi < 2\pi$ usando bandas MRPC (Multigap Resistive Plate Chambers), excepto la región $260^\circ < \phi < 320^\circ$, $|\eta| < 0.12$ para evitar cubrir con más material el espectrómetro de fotones. En estas cámaras se tiene un campo eléctrico muy alto y uniforme, de manera que cualquier ionización producida por el paso de una partícula cargada desencadena una avalancha en el gas que genera una señal en el detector. La resolución temporal es del orden de 85 ps para Pb+Pb y 120 ps para pp, y está ubicado a una distancia radial de 370 cm a 399 cm del haz. En la tabla 2.3 se resumen las características principales del detector [36].

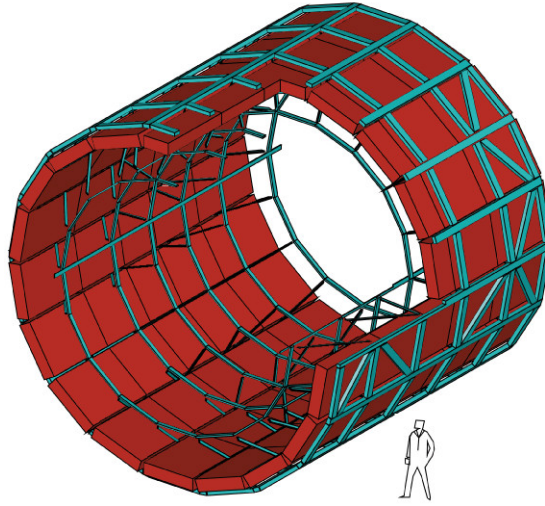


Figura 2.5: Detector de tiempo de vuelo (rojo) junto con el armazón espacial (cian).

Cobertura en pseudorapidez	$-0.9 < \eta < 0.9$
Cobertura azimutal	2π
Posición radial	$3.70 < r < 3.99$ m
Longitud	7.45 m
Segmentación en ϕ	18
Segmentación en z	5 ($ \eta < 0.18$)
Número total de módulos	90
Resolución del tiempo de vuelo	120 ps para pp 85 ps para Pb+Pb
Identificación de e (<10 % contaminación)	0.1-0.5 GeV/ c
Identificación de π y K (<10 % contaminación)	0.2-2.5 GeV/ c
Identificación de p y d (<10 % contaminación)	0.5-3.5 GeV/ c

Tabla 2.3: Características principales del TOF.

2.2.4. Otros detectores

Además de los detectores anteriores, ALICE está equipado con otros detectores en la región central que se enumeran a continuación:

TRD Transisiton Radiation Detector. Detector de radiación de transición para separar electrones de piones mediante la radiación de transición, especialmente por encima de 1 GeV/ c . Además, contribuye a mejorar la reconstrucción del momento y actúa como un disparador para electrones de alto momento.

PHOS	PHOton Spectrometer. Calorímetro electromagnético para la identificación de partículas neutras (γ y π^0). Consiste en arreglos de cristales de alta densidad y cubre la región $ \eta < 0.12$, $\Delta\phi = 60^\circ$ (3 módulos de 5) ($260^\circ < \phi < 320^\circ$).
EMCAL	Electro Magnetic CALorimeter. Calorímetro electromagnético para fotones de alta energía, hadrones neutros y electrones, que cubre las regiones $\Delta\phi = 40^\circ$ (4 módulos de 10) ($80^\circ < \phi < 120^\circ$), $ \eta < 0.7$, y cuyo objetivo principal es el estudio del “jet quenching” y actuar como un disparador L0/L1.
HMPID	High-Momentum Particle Identification Detector. Arreglo de anillos de imagen de detectores Cherenkov que cubre $ \eta < 0.6$ y $0^\circ < \phi < 60^\circ$ para la identificación de partículas con alto momento.
ACORDE	ALICE COSmic Ray DETector. Detector de rayos cósmicos ubicado encima del imán L3, para actuar como disparador de rayos cósmicos en la calibración de ALICE y el estudio de rayos cósmicos de alta energía.
También se tienen detectores ubicados en la región hacia adelante, que permiten medir la centralidad de las colisiones y actuar como disparadores:	
ZDC	Zero Degree Calorimeter. Dos calorímetros hadrónicos y de neutrones ubicados a 0° y a 115 m del vértice de interacción para medir el parámetro de impacto, y el número de participantes, mediante la medida de la energía que llevan los nucleones espectadores.
ZEM	Zero degree Electromagnetic Calorimeter. Dos calorímetros electromagnéticos para eliminar la ambigüedad debido a la fragmentación de los proyectiles residuales. De las señales de correlación entre el ZDC y ZEM se pueden definir varias clases de centralidad.
FMD	Forward Multiplicity Detector. Conjunto de detectores de multiplicidad que cubren la región de alta rapidez hasta $\eta = 5.1$.
V0	Sistema de centelleadores y contadores ubicados a 3.3 m y -0.9 m del punto de interacción, y que cubre la región $2.8 < \eta < 5.1$ y $-3.7 < \eta < -1.7$, respectivamente. Proporciona el disparador de sesgo mínimo junto con el SPD, dos disparadores de centralidad para las colisiones Pb+Pb, control de la luminosidad, validación de la señal para el disparador de muones y eliminación del ruido en las colisiones pp.

T0	Sistema de centelleadores y contadores de cuarzo para medir el tiempo cero.
PMD	Photon Multiplicity Detector. Contador de fotones.
MUON	Espectrómetro de muones para medir las resonancias de quarks pesados como el J/ψ , ψ' , Υ , Υ' y Υ'' , con un campo magnético dipolar y que cubre la región $-4.0 \leq \eta \leq -2.4$.

2.2.5. Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de ALICE tiene su origen en el punto de intersección de los haces de partículas [39], y los ejes definidos de la siguiente manera (figura 2.6):

- El eje x es perpendicular a la dirección del haz, alineado con la horizontal y apuntando al centro del acelerador (sentido positivo).
- El eje y es perpendicular al eje x y a la dirección del haz, apuntando hacia arriba (sentido positivo).
- El eje z es paralelo a la dirección del haz de partículas, apuntando en sentido opuesto al brazo de muones.

Y los ángulos azimutal, $0 \leq \varphi < 2\pi$, y polar $0 \leq \theta \leq \pi$, cuyos sentidos se definen mediante:

- El ángulo azimutal va desde el eje x , $\varphi = 0$, hacia el sentido positivo del eje y , hasta $\varphi = 2\pi$.
- El ángulo polar va desde el sentido positivo del eje z , $\theta = 0$, hasta el lado opuesto, $\theta = \pi$.

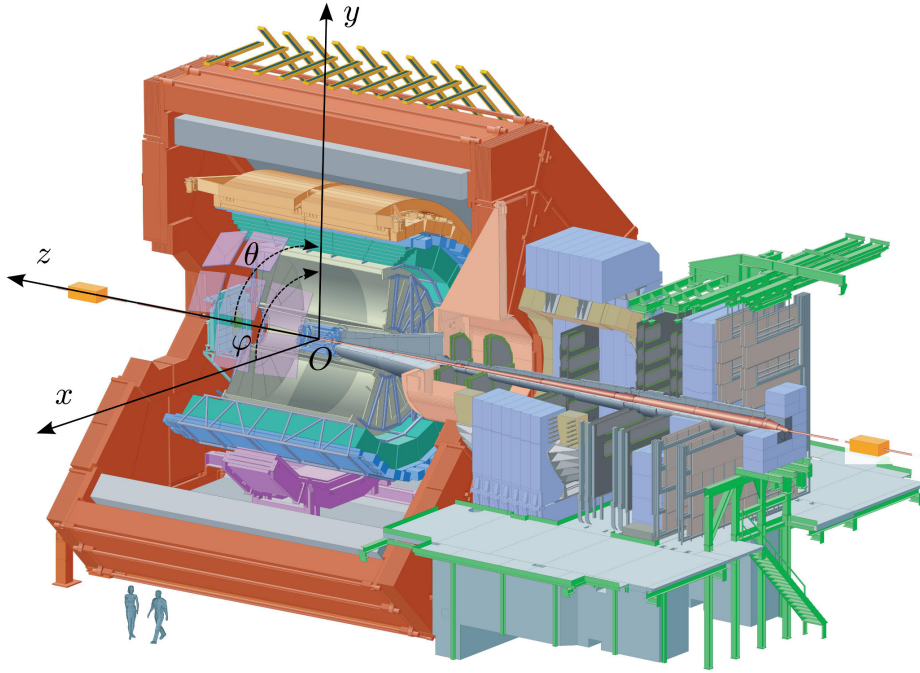


Figura 2.6: Definición del sistema de coordenadas de ALICE.

2.2.6. El sistema de disparadores

El sistema de disparadores de ALICE es capaz de seleccionar la mayor parte de las colisiones inelásticas que ocurren en el detector. Está controlado por un procesador central llamado CTP (Central Trigger Processor), que se encarga de tomar la decisión de si un suceso se procesa y se guarda en disco al combinar las señales de los distintos subdisparadores. Se clasifican según su tiempo de respuesta en tres niveles:

- L0 se recibe después de $1.2 \mu\text{s}$.
- L1, después de $6.5 \mu\text{s}$.
- L2 después de $88 \mu\text{s}$, al completar el tiempo de deriva de la TPC.

Solo después del disparo L2 se puede almacenar el suceso. Combinando las diferentes entradas disponibles de todos los detectores se pueden definir hasta 50 clases de disparadores.

También se dispone de un disparador de alto nivel, el HLT (High Level Trigger), implementado en software, para reducir la tasa de toma de datos. El HLT permite una selección de sucesos más sofisticada, ya que utiliza mucha más información que los disparadores de bajo nivel, permitiendo buscar patrones más elaborados en los

sucesos, por ejemplo jets, parejas de muones, etc. Está compuesto por un cluster de 500 máquinas, similar a un Tier-2, que permite la reconstrucción y el análisis en línea de los sucesos, para proporcionar las decisiones del sistema de disparadores al sistema de adquisición de datos.

2.2.7. Reconstrucción de sucesos

Los procedimientos de reconstrucción intentan determinar con precisión las trazas asociadas con las partículas que cruzan el detector, y determinar su momento tan cerca como sea posible a su punto de origen.

La reconstrucción comienza con la búsqueda de clusters en todos los detectores centrales. Las partículas que cruzan el detector normalmente dejan señales en los elementos sensitivos adyacentes en el espacio y/o tiempo, por lo que se combinan en clusters como respuesta al paso de una única partícula.

A continuación se estima la posición del vértice de la colisión mediante la correlación de los clusters del SPD. Y seguido comienza la búsqueda de trazas agrupando los clusters, de manera que cada cluster represente un punto medido de la traza, por ejemplo el centro de gravedad del cluster.

La búsqueda de las trazas se realiza combinando la información de los distintos detectores mediante un procedimiento iterativo basado en un filtro Kalman. El procedimiento se puede resumir como sigue (véase la referencia [40] para una descripción más detallada):

- Primero se encuentran las trazas candidatas llamadas “semillas”. Se empieza en el radio exterior de la TPC donde la densidad de semillas es mínima. Se van añadiendo clusters utilizando un filtro Kalman hasta llegar al ITS, mejorando los parámetros de la traza. Y por último se intenta prolongar la traza tan cerca como sea posible al vértice primario asignando clusters del ITS y mejorando sus parámetros.
- El trazado se reinicia desde el vértice de vuelta al radio exterior de la TPC. Una vez que se alcanza el radio exterior, la precisión de los parámetros de la traza son suficientes para su extrapolación a los detectores más externos (TRD, TOF, HMPID y PHOS).
- Finalmente las trazas son reajustadas con el filtro Kalman de vuelta hacia el vértice primario, o al radio más interior posible del detector en el caso de trazas secundarias.

Después de este procedimiento, se obtienen los parámetros de la traza y su matriz de covarianza. Además, para las trazas primarias se tiene un punto adicional que es el vértice primario, dando un nuevo valor a sus parámetros. Y las trazas que pasaron el reajuste final son usadas para la reconstrucción de vértices secundarios (V0, cascadas, codos).

Con el resto de clusters del ITS que no pudieron ser asignados a trazas, se realiza un proceso de trazado con el ITS como detector autónomo. De esta manera, se recuperan trazas que no pudieron ser reconstruidas con la TPC debido a su bajo momento, zonas muertas entre sectores de la TPC o desintegraciones.

En la figura 2.7 se muestra la reconstrucción del primer suceso candidato a una colisión pp tomada por ALICE durante la puesta en marcha del LHC el 23 de noviembre de 2009, donde dos haces de protones circularon en sentidos opuestos con una energía de inyección de 450 GeV por haz. Se pueden ver los clusters en las seis capas del ITS (puntos de color azul oscuro) y la determinación del vértice de la colisión (azul claro).

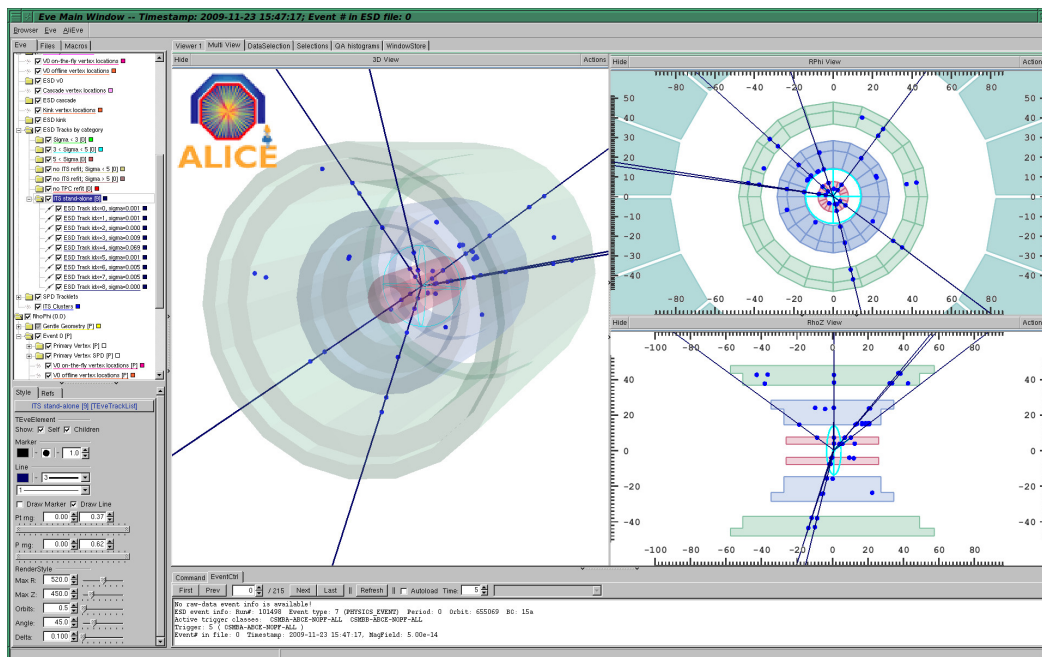


Figura 2.7: Reconstrucción del primer suceso candidato a una colisión pp durante la puesta en marcha del LHC. Figura de [41].

2.3. Modelo computacional

Para poder procesar y analizar la gran cantidad de datos del experimento se requiere un gran sistema informático. Además, los datos y recursos computacionales deben estar disponibles a toda la colaboración. Por ello, el procesamiento de los datos se realiza de manera distribuida en los centros de cálculo de las instituciones de la colaboración.

2.3.1. Requisitos computacionales

A la luminosidad de diseño de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, los haces de protones colisionan con una frecuencia de 40 MHz produciendo $\sim 10^8$ interacciones por segundo en cada experimento. Sin embargo, la tasa del disparador y el ancho de banda de los datos brutos son independientes de la luminosidad, ya que los umbrales del disparador y las condiciones de la toma de datos se ajustan para saturar el ancho de banda disponible. Durante las colisiones pp se producen más de un cruce de paquetes durante la lectura de la TPC, debido a su gran tiempo de deriva, por lo que se espera una cierta acumulación de sucesos. Por ello, el tamaño del suceso en disco también aumenta con la luminosidad. Por ejemplo, para las colisiones pp, y de acuerdo con los datos de la tabla 2.4, se necesitan $10^7 \text{ s} \times 100 \text{ MB/s} \simeq 10^{15} \text{ B} = 1 \text{ PB}$ de espacio de disco por año.

	pp	Pb+Pb
Frecuencia de almacenamiento de sucesos (Hz)	100	100
Ancho de banda de almacenamiento de sucesos (MB/s)	100	1250
Tiempo de funcionamiento por año (s)	10^7	10^6
Sucesos por año	10^9	10^8

Tabla 2.4: Estimación de los parámetros de la toma de datos [42].

2.3.2. El modelo distribuido

Los recursos computacionales para el experimento, debido a su gran demanda, no pueden ser proporcionados por una única institución como el CERN, sino que están distribuidos por todas las instituciones de la colaboración. Su diseño fue formalizado en el modelo MONARC (Models Of Networked Analysis at Regional Centres) [43], donde los recursos computacionales se concentran en una jerarquía de centros llamados “Tiers”. La diferencia principal entre los distintos Tiers es la calidad de servicio que

ofrecen y la fiabilidad de los componentes computacionales. Así la calidad de servicio más alta es la que proporcionan los Tiers-0/1. El Tier-0 es el CERN, los Tiers-1 son los centros más importantes de computación, los Tiers-2 son centros más pequeños, los Tiers-3 son los departamentos universitarios y de las instituciones y los Tiers-4 los equipos de los usuarios finales.

Los datos de las colisiones pp son guardados y reconstruidos inmediatamente en el CERN (Tier-0). Después, los datos son exportados a los Tiers-1 fuera del CERN para tener una copia de seguridad de los mismos. Los Tiers-1 deberían tener suficientes recursos para realizar una segunda y tercera reconstrucción. Por otro lado, ya que en las colisiones Pb+Pb los datos brutos se guardan a una velocidad de hasta 1.25 GB/s, entonces es necesario que sean reconstruidos en el CERN y exportados a los Tiers-1 después de la toma de datos. Los Tiers-1 también realizan el análisis programado, mientras que los Tiers-2 pueden realizar producciones Monte Carlo y análisis para el usuario final.

Además, el modelo computacional de ALICE [42] supone la existencia de una grid funcional que permita el acceso eficiente de los recursos distribuidos. La computación grid es un tipo particular de computación paralela y distribuida que permite compartir de manera segura y transparente los recursos de procesamiento y de almacenamiento de instituciones diferentes. El software que permite realizar esta compartición e integración de recursos se denomina “middleware”. Estos programas implementan un conjunto de servicios que hacen posible el funcionamiento de aplicaciones distribuidas sobre plataformas heterogéneas. Aunque el modelo MONARC es anterior a la aparición de la computación grid, su terminología sigue siendo útil para describir la organización y las relaciones entre los distintos centros.

2.3.3. AliEn y MonALISA

AliEn (Alice Environment) [44] es el “middleware” desarrollado por la colaboración ALICE que implementa la infraestructura grid para la reconstrucción, simulación y análisis de los datos, mientras que MonALISA (MONitoring Agents using a Large Integrated Services Architecture) [45] proporciona monitorización y control a parte del sistema.

AliEn está basado en componentes de código abierto (SOAPlite, gSOAP, MySQL, OpenSSL, OpenLDAP, ...) bajo el modelo de servicios web y agentes distribuidos, que encapsulan la mayor parte de los servicios del middleware. Los servicios que implementa pueden ser divididos en servicios centrales y servicios por centro, figura 2.8.

Los servicios centrales implementan tareas generales de organización virtual (VO) como la autenticación de usuarios, la planificación de trabajos, etc. y mantienen el catálogo de archivos y el sistema de monitorización. Estos servicios se despliegan en un solo lugar como el CERN.

Por otro lado, los servicios por centro proporcionan interfaces para los recursos computacionales y de almacenamiento en las instituciones, además de monitorizar estos recursos. Entre los servicios que implementan está el elemento de computación (CE), que gestiona los agentes de trabajo (JA), el gestor de paquetes de aplicación (PacMan), que instala los paquetes necesarios para ejecutar los trabajos, el monitor del cluster que recibe información de los agentes de trabajos e informa a la base de datos central, el servicio Monalisa para recuperar información sobre los trabajos, y los servicios de gestión de archivos como xrootd. Estos servicios se ejecutan en cada centro en una máquina dedicada llamada VoBox.

La modularidad de AliEn también permite la interoperabilidad al implementar interfaces con otras implementaciones grid como ARC (Advanced Resource Connector), gLITE (Lightweight Middleware for Grid Computing) y OSG (Open Science Grid). Por ejemplo, se puede hacer que una grid completa aparezca como un solo CE, o bien, asociar cada CE de una grid con un CE de AliEn.

El usuario final sube sus programas al catálogo de archivos y envía una descripción del trabajo (JDL) a la cola de tareas central. El CE de una VOBox crea un agente de trabajo (JA) según sean los requisitos de la cola central de trabajos, y si los trabajos necesitan nuevos paquetes, entonces el servicio PacMan los instala antes de enviar el trabajo. Una vez terminado el trabajo, el agente del trabajo sube la salida al catálogo de archivos donde el usuario puede descargarla posteriormente.

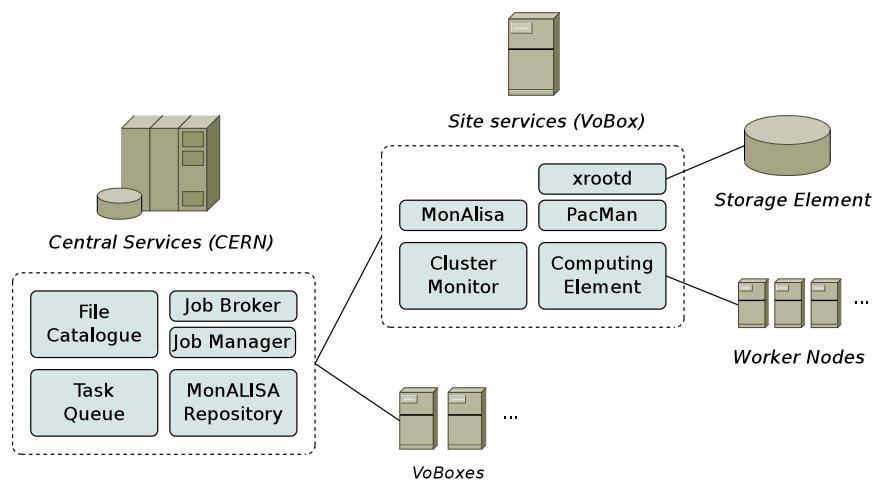


Figura 2.8: Componentes principales de AliEn.

2.3.4. AliRoot

La reconstrucción, simulación y análisis de los datos del experimento está implementada un entorno orientado a objetos llamado AliRoot [46]. Este entorno utiliza ROOT [47] como base y añade el código específico del detector ALICE. La mayor parte de este código está escrito en el lenguaje de programación C++, excepto algunas partes de código antiguo escritas en FORTRAN que todavía son útiles.

La simulación del detector se realiza con GEANT3 a través de una interfaz abstracta de Monte Carlo Virtual (VMC), que permite llamar a las funciones de GEANT3 a través de AliRoot. De esta manera se puede reemplazar GEANT3 con otros paquetes de simulación como GEANT4 reutilizando el código escrito para GEANT3.

El acceso de AliRoot a los recursos grid se realiza mediante la interfaz de AliEn con ROOT. La interfaz de ROOT con la Grid está implementada en un conjunto de clases abstractas: TGrid, TGridJDL, TGridJob, TGridJobStatus, TGridResult y TGridCollection). En la clase abstracta TGrid están definidos los servicios grid, cuya implementación para AliEn se encuentra en la clase TAlien, que permite conectarse a la Grid, hacer consultas al catálogo de archivos (TGridCollection y TGridResult), y gestionar los trabajos (TGridJob, TGridJDL y TGridJobStatus).

Además de la interfaz con ROOT, AliEn también permite conectarse a la Grid a través de un intérprete de comandos, similar al de los sistemas GNU/Linux, y que encapsula la mayor parte de los comandos grid, como acceder al catálogo de archivos y enviar trabajos.

Capítulo 3

Simulaciones

En este capítulo se describe la implementación de la producción de deuterones y antideuterones en las colisiones pp y la parametrización de sus secciones eficaces de reacción con los materiales del detector.

3.1. Gratinador de deuterones

La manera más sencilla de implementar la coalescencia de nucleones es mediante un “gratinador” de partículas. Estos gratinadores buscan correlaciones entre las partículas producidas por los generadores Monte Carlo para formar partículas compuestas [48, 49].

En el caso de las colisiones pp a las energías del LHC se parte de las siguientes suposiciones:

1. Una pareja p-n se enlaza en un deuterón si su momento relativo respecto a su centro de masas es menor que un cierto valor, p_0 .
2. Las distribuciones de nucleones en estas colisiones vienen dadas por generadores Monte Carlo como PYTHIA [50, 51] y PHOJET [52, 53].

3.1.1. Momento relativo en el CM

Si $\vec{p}_1^*$ y $\vec{p}_2^*$ son el momento del protón y del neutrón, respectivamente, en el sistema de referencia del CM de la pareja p-n, entonces la condición (1) se puede escribir como

$$|\vec{p}_1^* - \vec{p}_2^*| = 2p_{cm} < p_0 \quad (3.1)$$

donde $p_{cm} = |\vec{p}_1^*|$, ya que en este sistema de referencia por definición se cumple que

$$\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^* = 0 \quad (3.2)$$

Por otro lado, el momento del sistema p-n, p^μ , en el sistema de referencia del CM vale

$$p^\mu = (E_1^* + E_2^*, \vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*) \quad (3.3)$$

$$= (E_1^* + E_2^*, 0) \quad (3.4)$$

donde $E_1^* = \sqrt{p_{cm}^2 + m_1^2}$ y $E_2^* = \sqrt{p_{cm}^2 + m_2^2}$, luego el cuadrado de la energía en el centro de masas vale

$$s \equiv p^\mu p_\mu = (E_1^* + E_2^*)^2 \quad (3.5)$$

Sustituyendo en la ecuación anterior y resolviendo en p_{cm} se obtiene

$$p_{cm} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{(s - (m_1 - m_2)^2)(s - (m_1 + m_2)^2)}}{\sqrt{s}} \quad (3.6)$$

y como s es un invariante relativista, se puede obtener a partir de los valores del sistema de referencia del laboratorio, $\vec{p}_1$ y $\vec{p}_2$, mediante

$$s = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (3.7)$$

donde $E_1 = \sqrt{p_1^2 + m_1^2}$ y $E_2 = \sqrt{p_2^2 + m_2^2}$.

3.1.2. Estimación de p_0

El valor de p_0 para los diferentes generadores Monte Carlo se puede obtener a partir de los valores experimentales de B_2 . Para ello, basta variar el valor de p_0 hasta obtener un valor de $B_2 \simeq 0.02 \text{ GeV}^2/c^3$, de acuerdo con los datos experimentales de las colisiones de partículas ligeras (sección 1.3.2).

En la figura 3.1 se muestra el parámetro B_2 en función del momento transverso para varios valores de p_0 en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ simuladas con PYTHIA6 (350). Y en la figura 3.2 el parámetro B_2 en función de p_0 para varios valores de p_T . Para cada valor de p_T se tiene la misma dependencia del parámetro B_2 con p_0 que en la ecuación (1.3)

$$B_2 = \kappa p_0^3 \quad (3.8)$$

Sin embargo, el valor de κ dado por (1.3), $\kappa = \frac{8\pi}{3m} = 8.93 \text{ GeV}^{-1}$, es diferente al valor obtenido con PYTHIA6, $\kappa = 1.54 \text{ GeV}^{-1}$ para $p_T/A = 0.45 \text{ GeV}/c$, y $\kappa = 2.50 \text{ GeV}^{-1}$ para $p_T/A = 0.95 \text{ GeV}/c$. Luego se tiene un factor de escala que depende del generador utilizado.

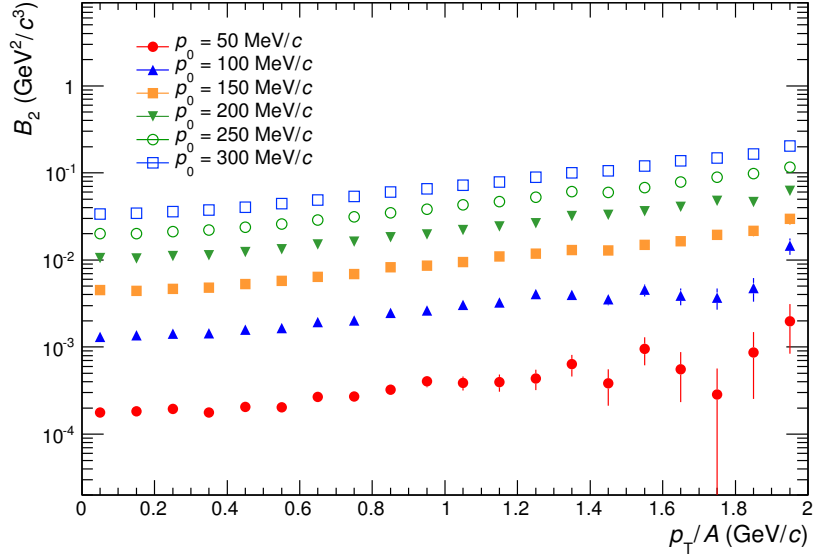


Figura 3.1: Parámetro B_2 en función de p_T/A para varios valores de p_0 , obtenido con PYTHIA6 (350) para las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ y en la región $|y| < 0.5$.

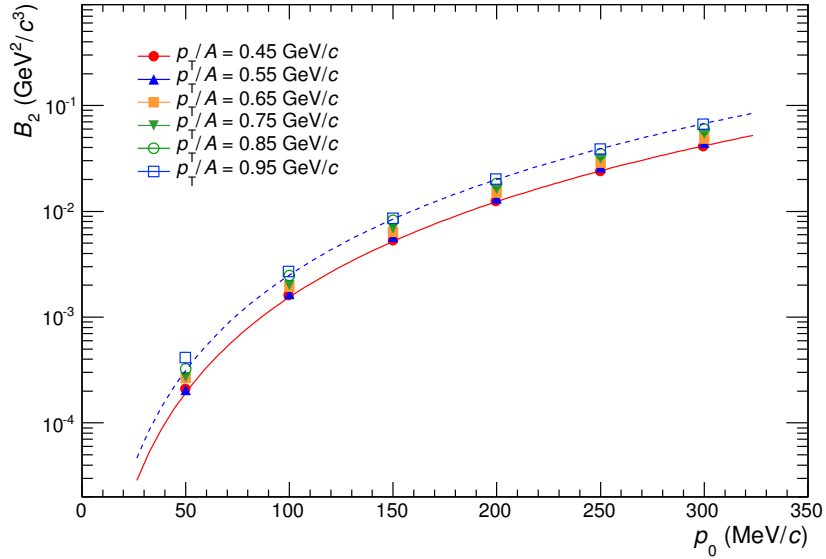


Figura 3.2: Parámetro B_2 en función de p_0 para varios valores de p_T/A , obtenido con PYTHIA6 (350) para las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ y en la región $|y| < 0.5$.

Un valor de $p_0 \simeq 200 \text{ MeV}/c$ para PYTHIA6 produce un valor del parámetro B_2 del mismo orden de magnitud que las medidas experimentales a bajo p_T .

3.1.3. Comparación con datos experimentales

En la figura 3.3 se muestra la comparación con los datos experimentales de deuterones y antideuterones obtenidos en Serpukhov [33], utilizando PYTHIA6 (350) y PHOJET, junto con un valor de $p_0 = 200 \text{ MeV}/c$. PYTHIA6 (350) reproduce mejor la distribución de deuterones a bajo p_T , mientras que a alto p_T apenas se producen deuterones. Por otro lado, para la distribución de antideuterones sería necesario un valor de p_0 menor que $200 \text{ MeV}/c$, indicando una asimetría en la producción de deuterones y antideuterones a estas energías, ya que se tendría un valor más pequeño de B_2 para los antideuterones.

Por otro lado en la figura 3.4 se compara con los datos experimentales de antideuterones en las colisiones pp del ISR [1, 2]. Para ello, se simularon 100 millones de sucesos pp con PYTHIA y PHOJET. En este caso, un valor de $p_0 = 200 \text{ MeV}/c$ reproduce los datos experimentales con PHOJET, mientras que para PYTHIA6 se necesitaría un valor p_0 ligeramente menor de $200 \text{ MeV}/c$. También se muestra en la figura de la izquierda la predicción para el caso de los deuterones.

Y en la figura 3.5 se utilizó PYTHIA6 (350) para simular 100 millones de sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Con un valor de p_0 entre 200 y $250 \text{ MeV}/c$ es posible reproducir los datos experimentales [6].

Y por último, en la figura 3.6 se muestra la predicción para las colisiones pp a las energías del LHC utilizando $p_0 = 200 \text{ MeV}/c$. Estas predicciones son comparadas al final de este trabajo con las medidas obtenidas.

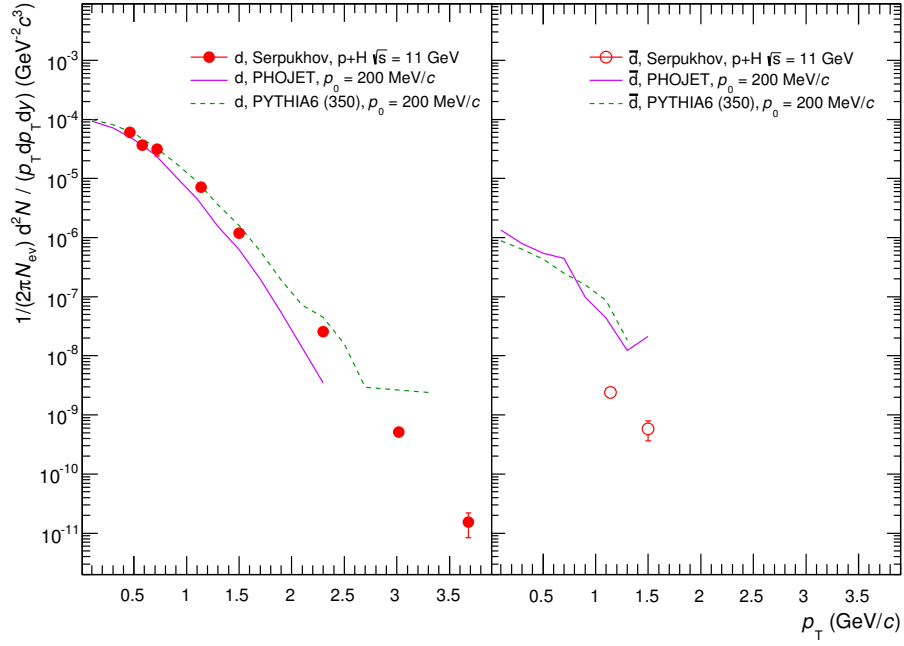


Figura 3.3: Distribución de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) en las colisiones p+H de Serpukhov.

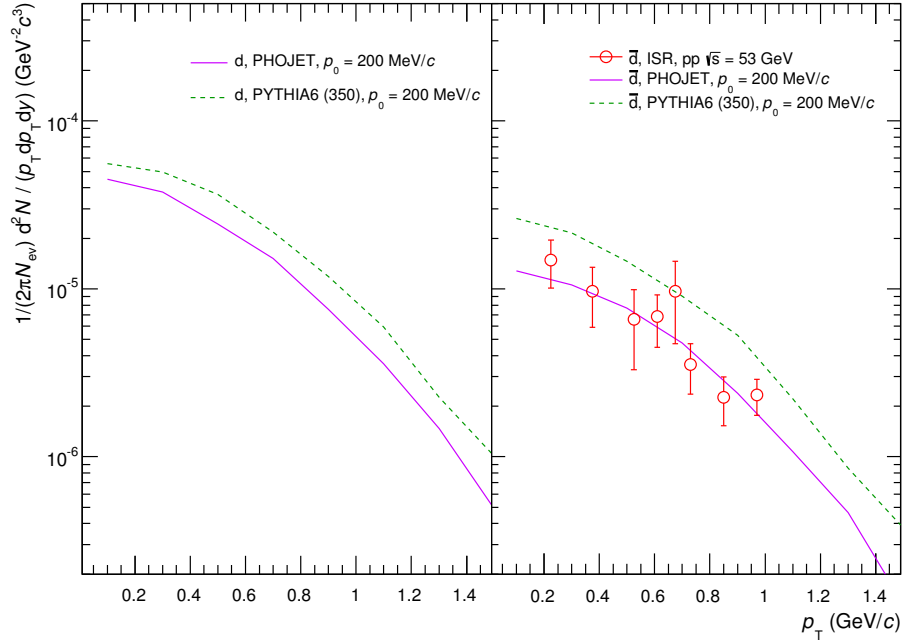


Figura 3.4: Distribución de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) en las colisiones pp del ISR.

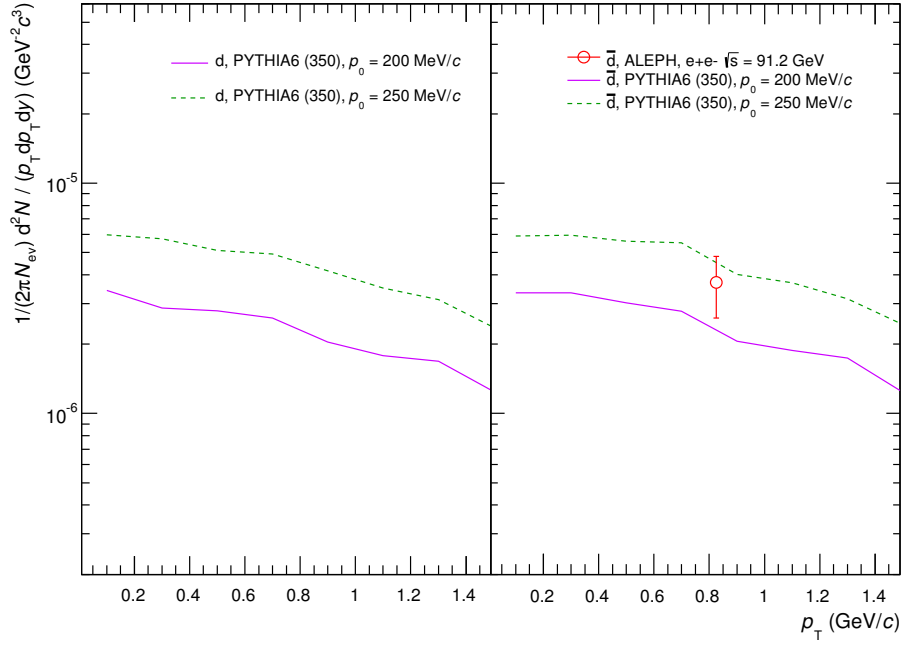


Figura 3.5: Distribución de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) en las aniquilaciones e^+e^- a la energía del bosón Z^0 .

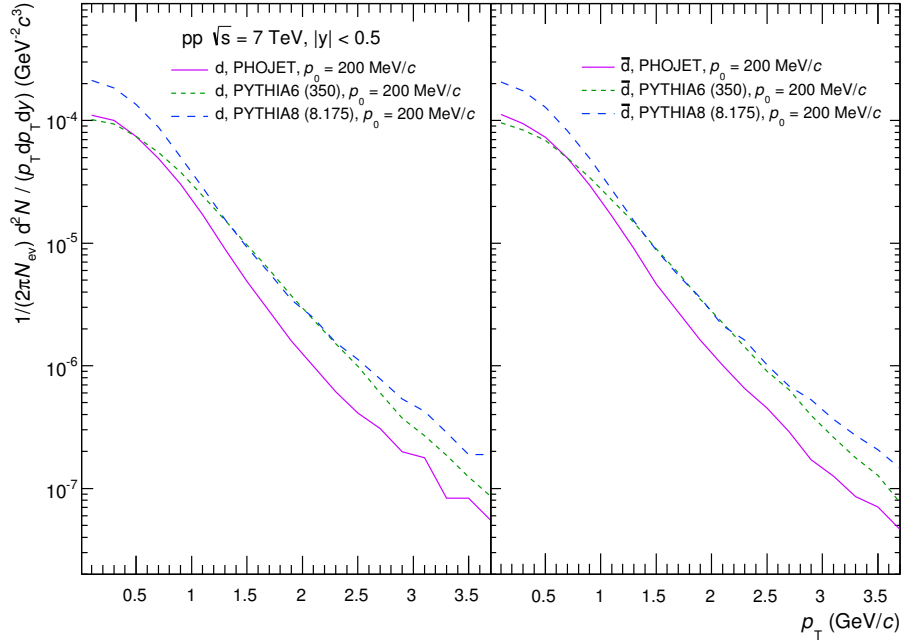


Figura 3.6: Distribución esperada de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) en las colisiones pp a las energías del LHC.

3.1.4. Aproximación esférica

La figura 3.1 muestra un aumento de B_2 con el momento transverso, que puede ser explicado por la existencia de correlaciones entre los nucleones producidos con alto momento.

Para comprobar la aproximación esférica (1.1) se pueden elegir los protones de un suceso y los neutrones del suceso siguiente, de esta manera, las parejas p-n no pueden estar correlacionadas. El resultado se muestra en la figura 3.7 donde B_2 es independiente del momento transverso. Luego la aproximación esférica subestima la producción de deuterones y antideuterones respecto a estos generadores Monte Carlo.

Por ejemplo, la producción de jets rompe la simetría esférica de los sucesos, introduciendo una dependencia angular que favorece la producción de nucleones con momentos relativos pequeños. Por otro lado, tampoco tiene en cuenta sucesos en los que los nucleones están anticorrelacionados, es decir, si un $\bar{p}$ proviene de un bosón W^- y un $\bar{n}$ de un bosón W^+ , como ambos bosones se producen en direcciones opuestas, entonces la producción de antideuterones estaría suprimida en este tipo de sucesos.

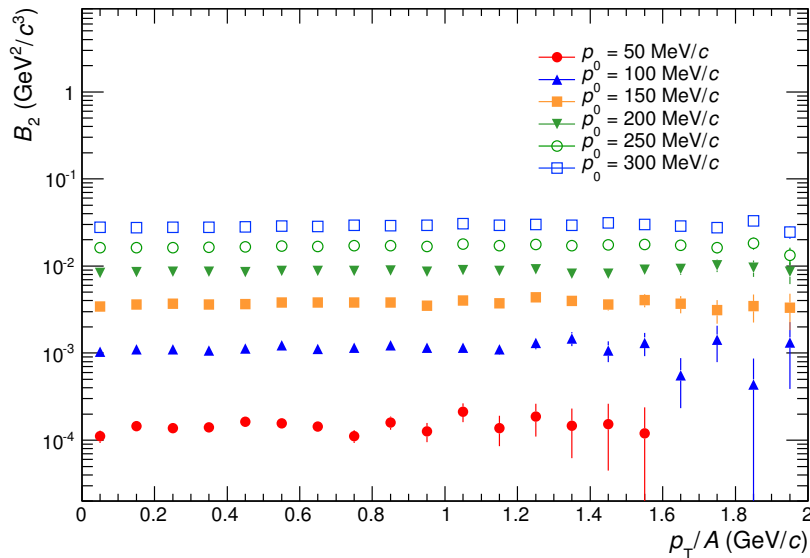


Figura 3.7: Parámetro B_2 obtenido a partir de una distribución de protones y neutrones no correlacionada.

En la figura 3.9 se puede ver que el parámetro B_2 aumenta con el momento transverso en las simulaciones de las aniquilaciones e^+e^- , ya que en estos sucesos se implementan numerosas correlaciones angulares entre los nucleones producidos. La discrepancia

con los datos experimentales se debe a que el valor de los antiprotones dado por PYTHIA6 es $\sim 0.02 \text{ GeV}^{-2}/c^3$, figura 3.8, mientras que el valor utilizado en [6] es mayor que el anterior, $0.044 \times 0.76 \text{ GeV}^{-2}/c^3$.

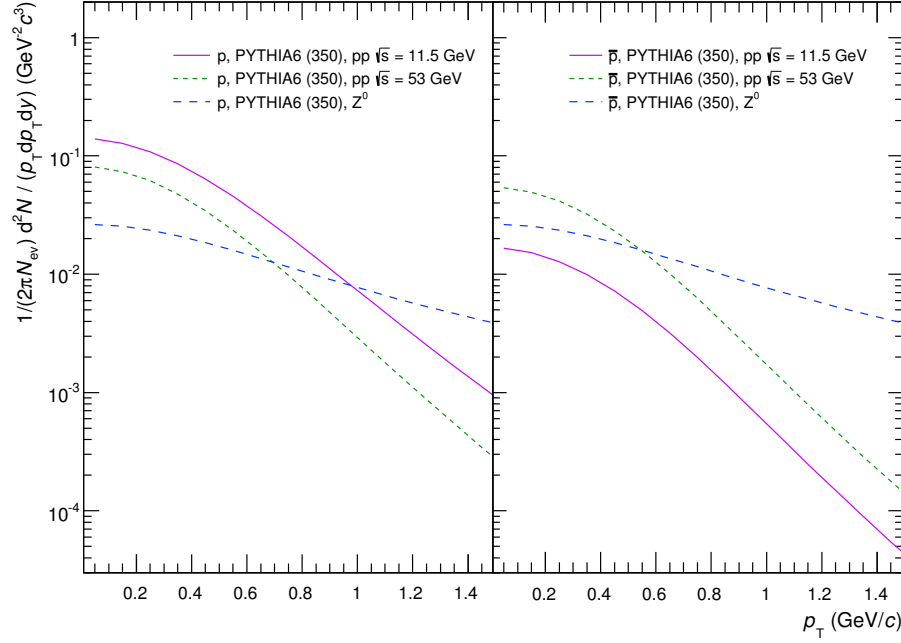


Figura 3.8: Distribución de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) en las colisiones pp y en las aniquilaciones e^+e^- .

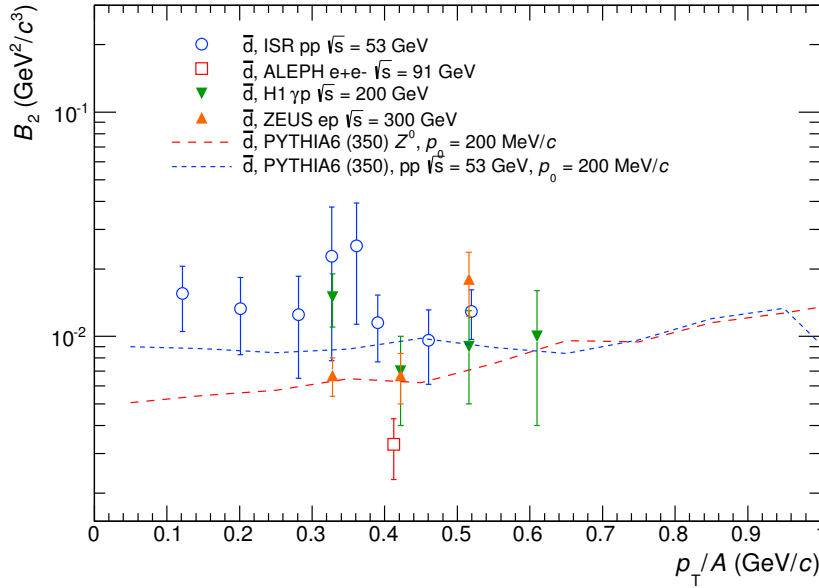


Figura 3.9: Comparación del parámetro B_2 con las simulaciones.

3.2. Paso a través del detector

Las partículas deben interaccionar con los materiales del detector y transferir una cierta energía para poder detectarlas. En el caso de los núcleos ligeros, los principales procesos de interacción con los materiales para los momentos incidentes considerados en este trabajo ($> 0.5 \text{ GeV}/c$) son la pérdida de energía por ionización y las interacciones nucleares. Estos procesos pueden ser implementados en GEANT3 [54] o GEANT4 [55] para encontrar la respuesta del detector ante el paso de los mismos.

3.2.1. Pérdida de energía por ionización

La ionización es la principal contribución a la pérdida de energía para partículas cargadas, excepto cuando son altamente relativistas. Esta pérdida de energía se produce por la interacción electromagnética con los electrones del material, y su valor medio viene dado por la fórmula de Bethe-Bloch [34] en la región $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ y para materiales con valores intermedios de Z

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \rho z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (3.9)$$

donde $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307075 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$, ρ , Z y A son la densidad, el número atómico y el número másico del material, respectivamente, z la carga de la partícula, β su velocidad, m_e la masa del electrón, I la energía de excitación media del material, T_{max} la energía cinética máxima que se puede transferir a un electrón en una sola colisión y $\delta(\beta\gamma)$ un factor de corrección para la densidad del material.

Para un material dado, la pérdida media de energía por ionización solo depende de la carga al cuadrado del proyectil, z^2 , y de $\beta\gamma = p/M$. A bajas velocidades las partículas están más tiempo bajo la influencia del medio disminuyendo como $1/\beta^2$ hasta que alcanza un mínimo aproximadamente a $\beta\gamma \approx 3 - 4$ (ionización mínima). Para valores mayores, $\beta\gamma > 4$, los efectos relativistas hacen que el campo eléctrico transversal de la partícula aumente, causando que la pérdida media de energía comience a aumentar logarítmicamente (aumento relativista). Y finalmente, se estabiliza a un valor constante debido a que el efecto de la densidad (factor δ) apantalla el campo eléctrico (Fermi plateau), figura 3.10.

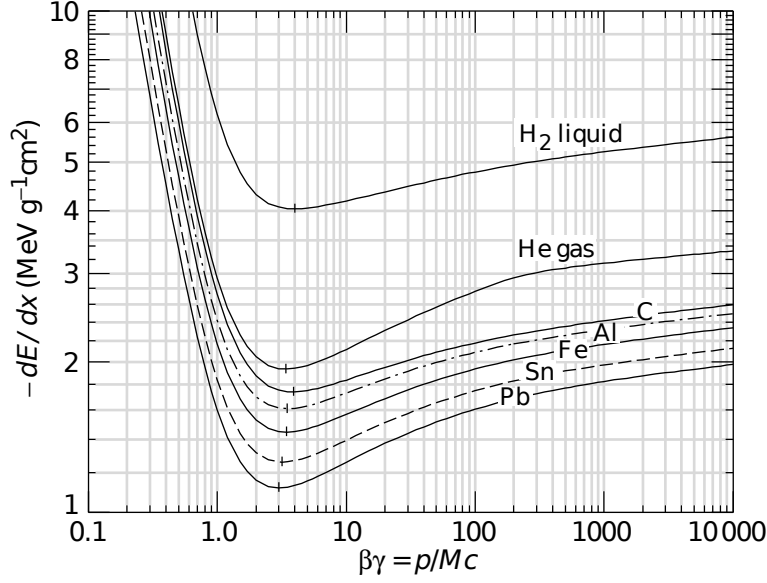


Figura 3.10: Pérdida media de energía por ionización de partículas cargadas en diferentes materiales de acuerdo con (3.9). Figura de [34].

La distribución de pérdida de energía es aproximadamente gaussiana para materiales gruesos, sin embargo, aparece una asimetría con un aumento hacia los valores altos de energía para materiales delgados, que se transforma en una distribución de Landau para materiales muy delgados.

Para un núcleo ligero con carga z , la pérdida media de energía, S_A , se puede aproximar por la pérdida de energía de un protón, S_p , con carga z a igual velocidad

$$S_A(T_A) = z^2 S_p(T_p) \quad (3.10)$$

donde T_A es la energía cinética del núcleo y T_p es la energía cinética del protón o energía cinética por nucleón

$$T_p = T_A \frac{M_p}{M_A} \quad (3.11)$$

con M_p la masa del protón y M_A la masa del núcleo.

Esta aproximación no es muy buena para núcleos lentos, ya que podrían capturar electrones del medio dando una carga efectiva menor que su carga real. Sin embargo, (3.10) es una buena aproximación para núcleos rápidos, ya que su carga efectiva es aproximadamente la carga real. Y de la misma manera, para los antinúcleos, ya que su carga no se modifica al cruzar un material al no poder intercambiar positrones con los átomos del medio.

3.2.2. Interacciones nucleares

Para evaluar los deuterones y antideuterones que se pierden al cruzar el detector hay que modelar sus secciones eficaces de reacción con los materiales. En el modelo más sencillo, que corresponde al límite geométrico de partículas de alta energía, la sección eficaz de reacción es proporcional al área del blanco, πR^2 . El radio del núcleo, R , es aproximadamente proporcional a $A^{1/3}$, por lo que la sección eficaz es proporcional a $A^{2/3}$

$$\sigma_R = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2 \quad (3.12)$$

donde r_0 es el radio efectivo del nucleón, y A_P y A_T la masa del proyectil y del blanco, respectivamente.

Este modelo funciona bastante bien para altas energías, sin embargo, la mayor parte de los deuterones producidos en las colisiones pp tienen momentos del orden de 1 GeV/c, donde las interacciones coulombianas modifican la sección eficaz de reacción, y la aproximación (3.12) no es lo suficientemente precisa.

Los efectos que aparecen a bajas energías se añaden a (3.12) con términos semiempíricos adicionales, como en la fórmula de Bradt y Peters [56], la parametrización de Kox y Shen [57, 58] o la parametrización de Tripathi [59]. Sin embargo, no son fácilmente generalizables a los antinúcleos ni a blancos pesados.

3.2.2.1. Parametrización de la secciones eficaces

La fórmula empírica de Moiseev [60] se puede generalizar a todos los antinúcleos ($A \leq 4$) mediante

$$\sigma_R = K(A_T) \left(Z_P \sigma_{pA}^{3/2} + N_P \sigma_{nA}^{3/2} \right)^{2/3} \quad (3.13)$$

donde σ_{pA} y σ_{nA} son las secciones de reacción nucleón-núcleo, Z_P y N_P son el número de protones y neutrones del proyectil, respectivamente, y $K(A_T)$ un factor de corrección que tiene en cuenta el solapamiento de los nucleones dentro del blanco y los efectos de los nucleones no participantes en blancos pesados. Este factor puede ser parametrizado mediante [60]

$$K(A_T) = C_0 (\log(A_T + 2))^{-C_1} \quad (3.14)$$

donde C_0 y C_1 son dos parámetros que hay que encontrar para que la ecuación (3.13) se ajuste a los datos experimentales.

Para poder encontrar estos valores es necesario la parametrización de las secciones eficaces de reacción σ_{pA} y σ_{nA} . En este caso, se utilizan las mismas parametrizaciones dadas en [60]

$$\sigma_{pA} = 45A_T^{0.7} (1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A_T)) (1 - 0.62e^{-5E} \sin(1.58E^{-0.28})) \text{ [mb]} \quad (3.15)$$

donde E es la energía cinética del protón en GeV/ c . Y para la sección eficaz de reacción σ_{nA}

$$\sigma_{nA} = 43.2A_T^{0.719} \text{ [mb]} \quad (3.16)$$

Nótese que no depende de la energía cinética del neutrón incidente.

En el caso de los antinúcleos, se puede suponer que los nucleones y antinucleones se combinan de la misma manera en la materia que en la antimateria, por lo que basta reemplazar en (3.13) las secciones eficaces σ_{pA} y σ_{nA} por las secciones eficaces $\sigma_{\bar{p}A}$ y $\sigma_{\bar{n}A}$, respectivamente. Para ello se puede utilizar las mismas parametrizaciones dadas en [60], tal que

$$\sigma_{\bar{p}A} = (a_0 + a_1 Z_T + a_2 Z_T^2) A_T^{2/3} \text{ [mb]} \quad (3.17)$$

donde Z_T es el número atómico del blanco, $a_0 = 48.2 + 19(E - 0.02)^{-0.55}$, $a_1 = 0.1 - 0.18E^{-1.2}$ y $a_2 = 0.0012E^{-1.5}$, con E la energía cinética del antiprotón en GeV. La figura 3.11 muestra un buen acuerdo de los datos experimentales con esta parametrización.

Y para los antineutrones se tiene

$$\sigma_{\bar{n}A} = (51 + 16E^{-0.4}) A_T^{2/3} \text{ [mb]} \quad (3.18)$$

3.2.2.2. Deuterones y antideuterones

La fórmula (3.13) se puede ajustar a los datos experimentales de la sección eficaz de reacción deuterón-núcleo de [61, 62] para encontrar el valor de $K(A_T)$. Para ello se minimiza el χ^2 de los datos en función de A_T , con los mismos valores de C_0 y C_1 para las distintas energías. El resultado se muestra en la figura 3.12 en función de A_T , y en la figura 3.13 en función del momento incidente para varios materiales. Los valores de los parámetros se indican en la tabla 3.1.

Por otro lado, el valor de $K(A_T)$ para los antideuterones se puede obtener a partir de los datos experimentales de [63, 64], figura 3.14 y 3.15. El valor que se obtiene

es diferente que el de los deuterones, de manera que la sección eficaz de reacción antideutérón-núcleo a altas energías es menor que la de deuterón-núcleo. Por otro lado, el valor de $K(A_T)$ para los antideuterones concuerda mejor con los datos de los deuterones a altas energías [62]. El ajuste combinado de todos los datos favorece más a los valores de los deuterones a bajas energías ya que se tienen más datos, pero se tiene que $K_{\bar{d}}(A_T) < K(A_T) < K_d(A_T)$. La diferencia es menor del 35 % para $A_T > 9$, figura 3.16 y suficiente para las simulaciones.

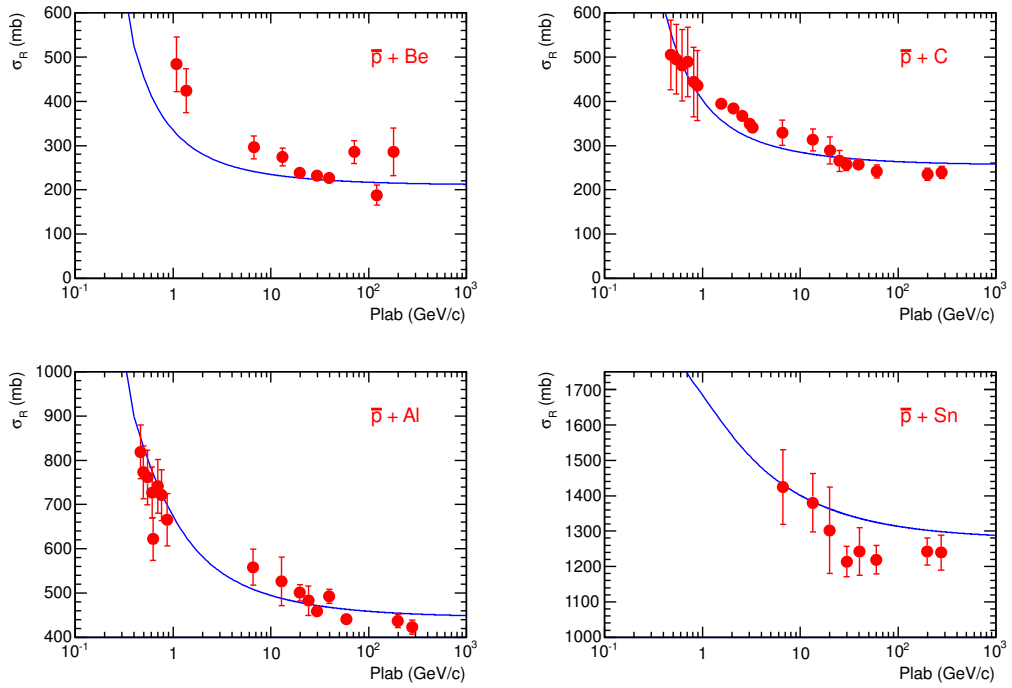


Figura 3.11: Sección eficaz de reacción de los antiprotones con diferentes materiales [65] y la parametrización (3.17) (línea continua).

	C_0	C_1
d	2.91 ± 0.08	0.73 ± 0.02
$\bar{d}$	1.5 ± 0.2	0.30 ± 0.09

Tabla 3.1: Valores de C_0 y C_1 para deuterones y antideuterones.

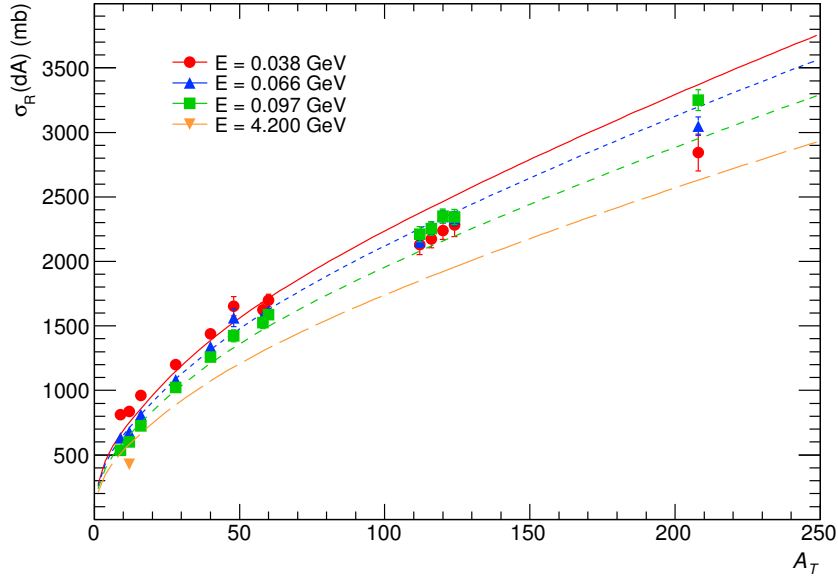


Figura 3.12: Parametrización (línea continua y punteada) de los datos experimentales deuterón-núcleo [61, 62] en función de la masa del blanco.

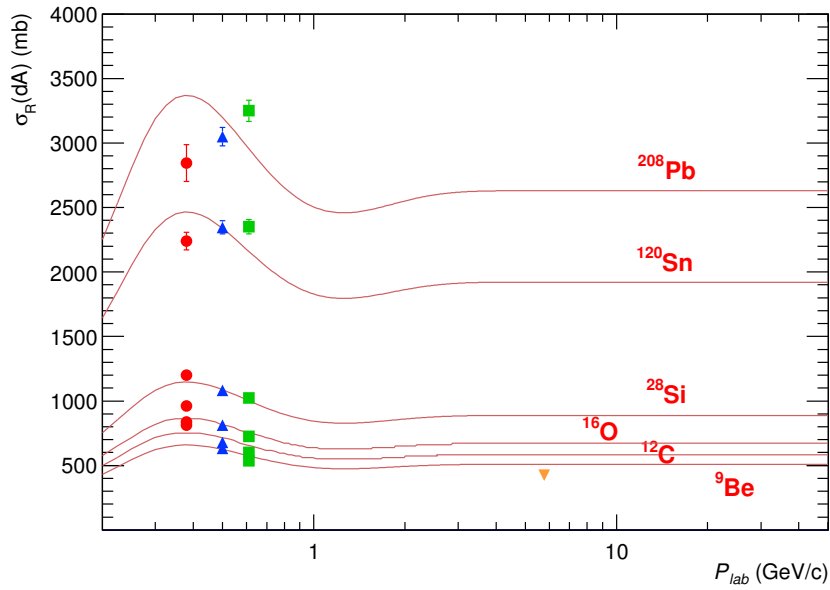


Figura 3.13: Parametrización (línea continua) de la sección eficaz de reacción de los deuterones para distintos materiales [61, 62] en función del momento incidente.

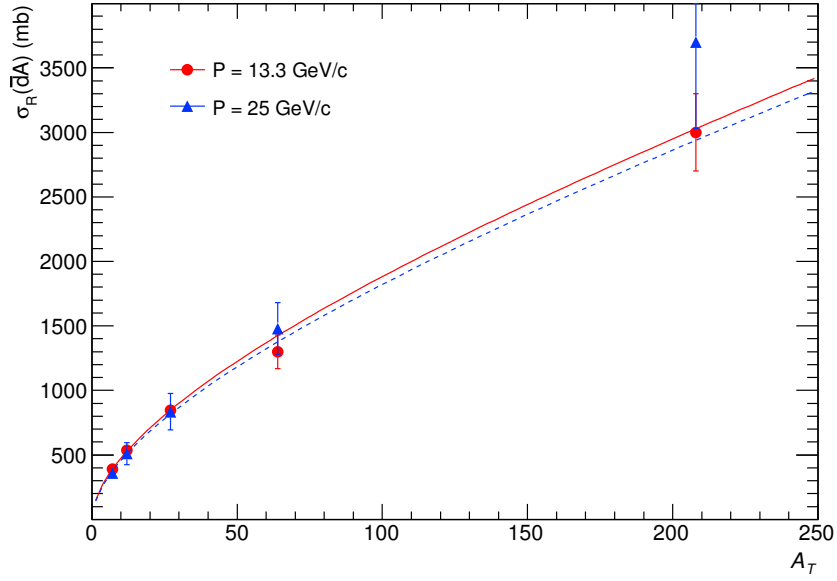


Figura 3.14: Parametrización (línea continua y punteada) de los datos experimentales antideuteron-núcleo [63, 64] en función de la masa del blanco.

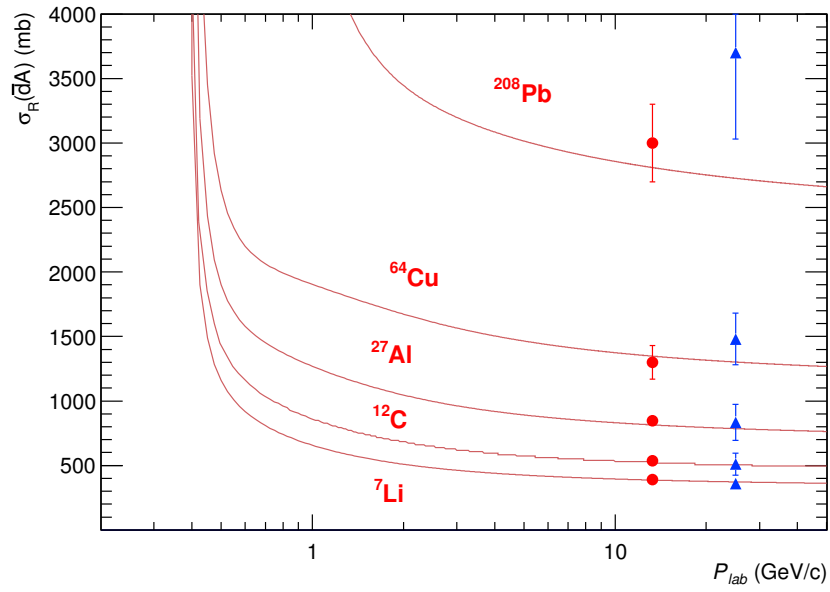


Figura 3.15: Parametrización (línea continua) de la sección eficaz de reacción de los antideutrones para distintos materiales [63, 64] en función del momento incidente.

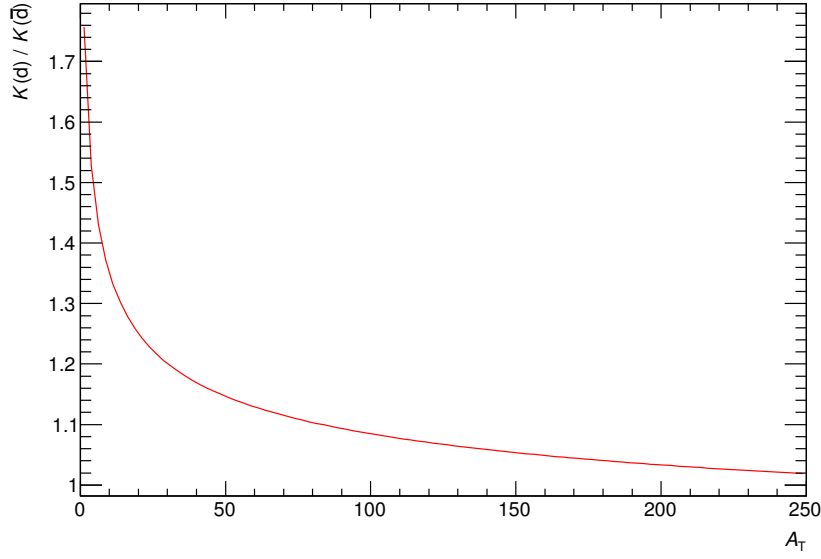


Figura 3.16: Comparación del factor de corrección entre deuterones y antideuterones en función de la masa del blanco.

3.2.2.3. Núcleos de ^3He y partículas α

Para el caso de proyectiles más pesados, como los núcleos de ^3He o de las partículas α , se puede obtener un factor de corrección utilizando los datos experimentales de las referencias [66] y [67], respectivamente. En la tabla 3.2 se indican los parámetros de $K(A_T)$, y en las figuras 3.17 y 3.18 se compara la parametrización resultante con los datos experimentales en función de la masa del blanco. En cambio, en las figuras 3.19 y 3.20 se muestra la sección eficaz de reacción de estos núcleos en función del momento incidente para diferentes materiales.

Para los núcleos de tritio no se disponen de datos experimentales, por lo que el factor de corrección de estos núcleos se podría aproximar por el factor de corrección de los núcleos de ^3He . La distinta composición en nucleones hace que se obtengan valores diferentes de la sección eficaz de reacción.

Por otro lado, se podría hacer la aproximación de que el factor de corrección para los antinúcleos ($A > 2$) sea el mismo que el de los núcleos, ya que solo depende de A_T . En las figuras 3.19 y 3.20 se muestran los valores de las secciones eficaces de reacción resultantes para los núcleos de ^3He y de las partículas $\bar{\alpha}$, respectivamente. Se puede ver que la parametrización se ajusta bastante bien a los datos experimentales, en el caso de los núcleos, mientras que para los antinúcleos los valores asintóticos de las secciones eficaces de reacción convergen a los valores de los núcleos.

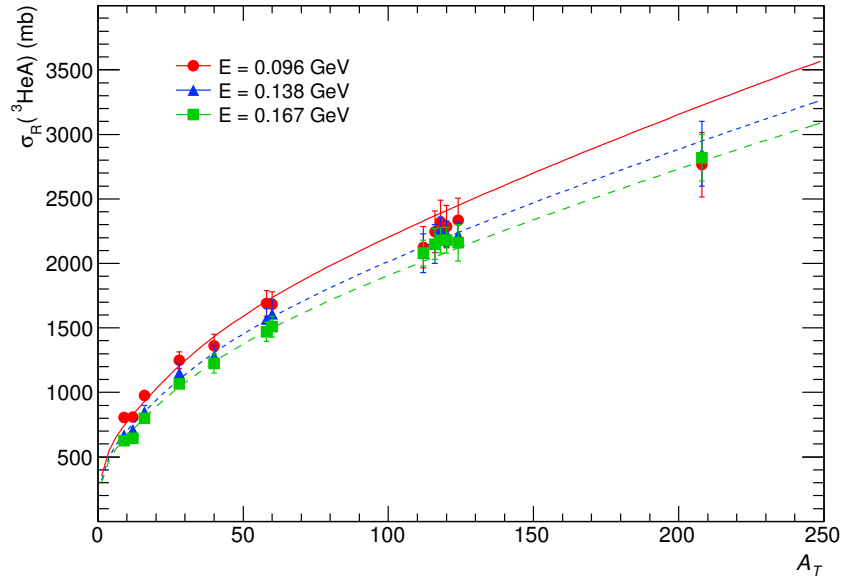


Figura 3.17: Parametrización (línea continua y punteada) de los datos experimentales ^3He -núcleo [66] en función de la masa del blanco.

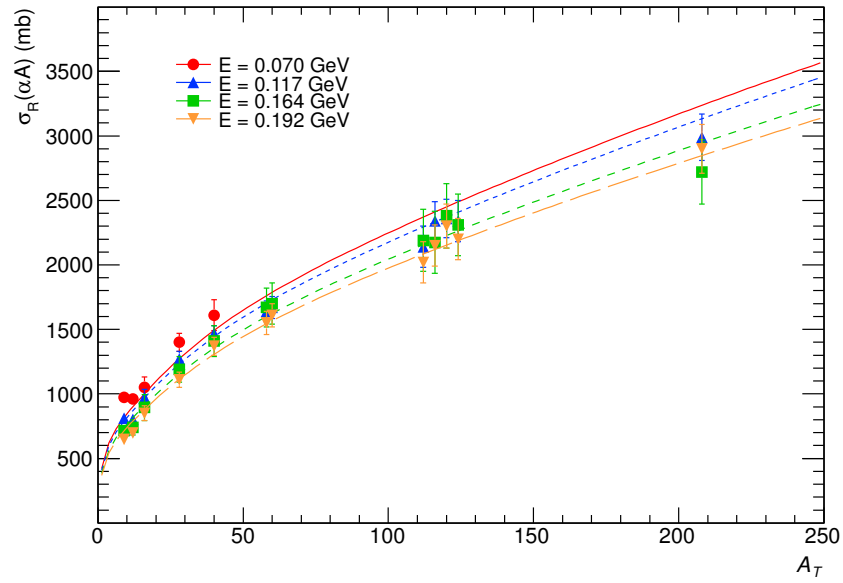


Figura 3.18: Parametrización (línea continua y punteada) de los datos experimentales α -núcleo [67] en función de la masa del blanco.

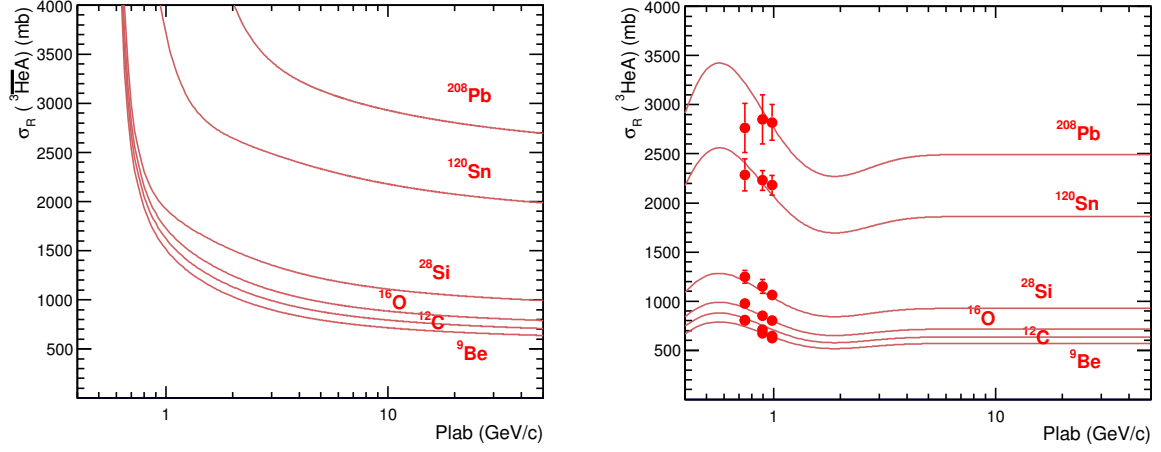


Figura 3.19: Secciones eficaces de reacción de los núcleos de ${}^3\overline{\text{He}}$ (izquierda) y ${}^3\text{He}$ (derecha) para distintos materiales, obtenida mediante la fórmula empírica (3.13) y los datos experimentales de [66].

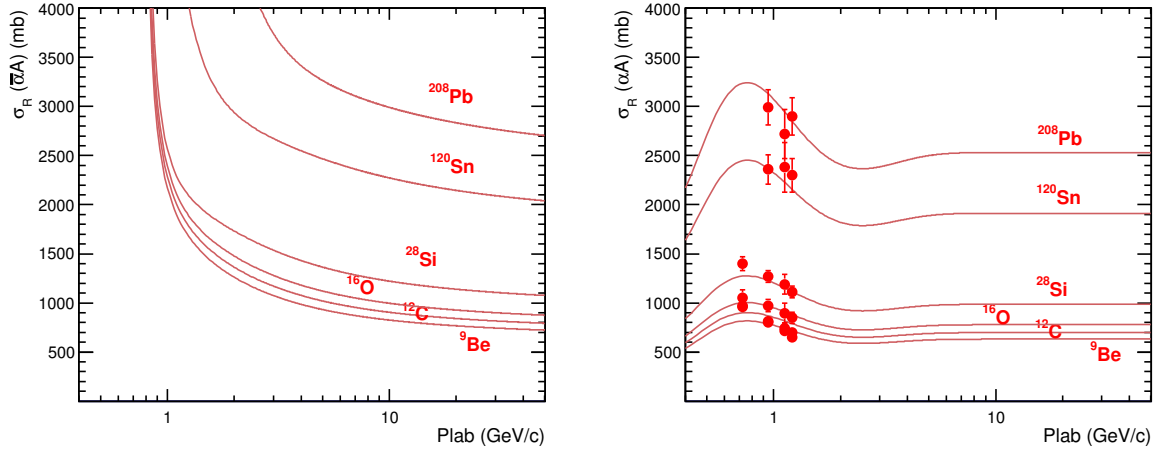


Figura 3.20: Secciones eficaces de reacción de las partículas $\overline{\alpha}$ (izquierda) y α (derecha) para distintos materiales, obtenida mediante la fórmula empírica (3.13) y los datos experimentales de [67].

	C_0	C_1
${}^3\text{He}$	2.9 ± 0.1	0.92 ± 0.03
α	3.0 ± 0.1	1.05 ± 0.03

Tabla 3.2: Valores de C_0 y C_1 para los núcleos de ${}^3\text{He}$ y partículas α .

3.2.3. Otras aproximaciones

En otros experimentos [68] la sección eficaz antideuteron-núcleo se escala con la sección eficaz de aniquilación de los antiprotones. Por otro lado, en PHENIX [69, 70] utilizan una aproximación similar a la descrita en la sección anterior pero con diferentes datos experimentales.

A partir de las parametrizaciones de las secciones eficaces inelásticas dadas en [60] se define una sección eficaz efectiva para la sección eficaz nucleón-núcleo como el promedio de las secciones eficaces protón y neutrón-núcleo

$$\sigma_{NA} = \frac{\sigma_{pA} + \sigma_{nA}}{2} \quad (3.19)$$

De manera que la sección eficaz inelástica del deuterón se calcula mediante

$$\sigma_{dA} = (\sqrt{\sigma_{NA}} + \Delta_d(A))^2 \quad (3.20)$$

donde $\Delta_d(A)$ corresponde a la diferencia promedio en el radio entre un nucleón y un deuterón. Este factor puede ser considerado independiente de la energía del proyectil y de A , ya que solo depende de la geometría nucleón-proyectil. Comparando (3.20) con los datos experimentales de [62], obtuvieron un valor de $\Delta_d(A) = 3.51 \pm 0.25$ mb. Para los antideuterones se supone el mismo factor de corrección y se intercambia σ_{pA} y σ_{nA} por $\sigma_{\bar{p}A}$ y $\sigma_{\bar{n}A}$, respectivamente, en la parametrización (3.20).

El resultado se compara con los datos experimentales de [61] en la figura 3.21. Se puede ver que la parametrización dada en la sección anterior, figura 3.13, reproduce mejor los datos experimentales que la parametrización (3.20).

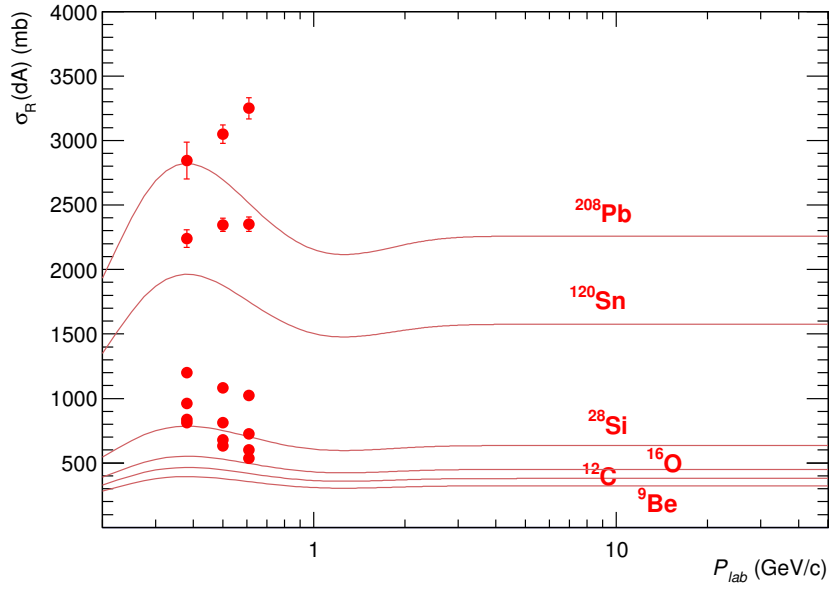


Figura 3.21: Comparación de la parametrización (3.20) con los datos experimentales de [61].

Capítulo 4

Identificación

En este capítulo se describe la identificación de los deuterones y antideuterones utilizando los detectores centrales de ALICE.

4.1. Pérdida de energía

Las partículas cargadas con bajo momento pueden ser identificadas mediante su pérdida de energía en el ITS y en la TPC antes del mínimo de ionización. La pérdida de energía por ionización se distribuye estadísticamente alrededor del valor esperado dado por la fórmula de Bethe-Bloch (3.9). Esta distribución es aproximadamente gaussiana para materiales gruesos, mientras que se hace asimétrica al disminuir el grosor y se aproxima a la distribución de Landau para materiales muy delgados.

En el ITS la pérdida de energía se calcula mediante una media truncada de la carga de ionización de los dos clusters más interiores de las trazas que tienen 3 o 4 clusters en el SSD y el SDD. Y en la TPC también se utiliza un procedimiento de media truncada donde solo se mantiene el 60 % de los puntos [40]. De esta manera, se reducen las contribuciones de Landau en la pérdida de energía y se puede aproximar por una distribución gaussiana para cada valor del momento.

Se utiliza la parametrización ALEPH [40] de la fórmula de Bethe-Bloch (3.9)

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{C_0 z^2}{\beta^{C_3}} \left(C_1 - \beta^{C_3} - \ln \left(C_2 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{C_4}} \right) \right) \quad (4.1)$$

donde $\beta = v/c$ es la velocidad de la partícula, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, y C_0, C_1, C_2, C_3 y C_4 son constantes específicas del detector. Así, para el ITS se tiene que $C_0 = 16.6$,

$C_1 = 4.95$, $C_2 = 0.31$, $C_3 = 2.14$ y $C_4 = 0.82$. Sin embargo, para la TPC los parámetros anteriores dependen del periodo y se indican en la tabla 4.1.

Para un material dado la pérdida de energía solo depende de $\beta\gamma = p/m$ y z^2 , por lo que (4.1) se puede reescribir en función de la masa y del momento de la partícula

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = z^2 C_0 \left(C_1 \left(1 + \frac{m^2}{p^2} \right)^{C_3/2} - 1 - \left(1 + \frac{m^2}{p^2} \right)^{C_3/2} \ln \left(C_2 + \left(\frac{m}{p} \right)^{C_4} \right) \right) \quad (4.2)$$

por lo que permite la separación de las distintas clases de partículas de acuerdo con su masa y de su carga antes del mínimo de ionización, figura 4.2.

En la figura 4.3 se muestra el valor de la pérdida de energía en la TPC para el intervalo de momentos $1.00 < p < 1.05$ GeV/ c . La distribución es gaussiana, centrada en el valor esperado dado por (4.1) y con una desviación estándar dada por

$$\sigma = \kappa \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle \quad (4.3)$$

donde $\kappa \simeq 0.06$ para las colisiones pp o las colisiones periféricas Pb+Pb, y $\kappa \simeq 0.07$ para las colisiones centrales Pb+Pb [40]. Para el ITS se tiene una distribución similar con $\kappa \simeq 0.13$. Sin embargo, las contribuciones de Landau a la pérdida de energía son más notables y la separación entre las distintas especies de partículas es mucho menor.

De esta manera los deuterones se pueden identificar mediante su pérdida de energía por ionización en la TPC hasta aproximadamente 1 GeV/ c . Por otro lado, los núcleos con $|Z| = 2$ pueden ser identificados en todo el intervalo de momentos, ya que la pérdida de energía es proporcional al cuadrado de la carga y las señales no se superponen. Sin embargo, el momento reconstruido es $p/|Z|$, pero la pérdida de energía es la de una partícula con momento p , por lo que hay que tener en cuenta la carga cuando se compara con los valores esperados.

Periodo	$\sqrt{s}$ (TeV)	C_0	C_1	C_2	C_3	C_4
LHC10c pass3	0.9	1.48570	22.9345	1.7769E-11	2.26456	4.44306
LHC10b pass3	7	5.24531	5.82813	4.3152E-04	2.47198	1.38539
LHC10c pass3	7	7.41249	5.13753	7.3832E-04	2.55495	1.33519
LHC10de pass2	7	1.59526	24.6438	3.5082E-11	2.18753	3.74870
LHC11a pass4	2.76	4.94865	8.29784	9.9519E-05	2.22417	1.51139

Tabla 4.1: Valores de los parámetros de (4.1) para la TPC y diferentes periodos del LHC.

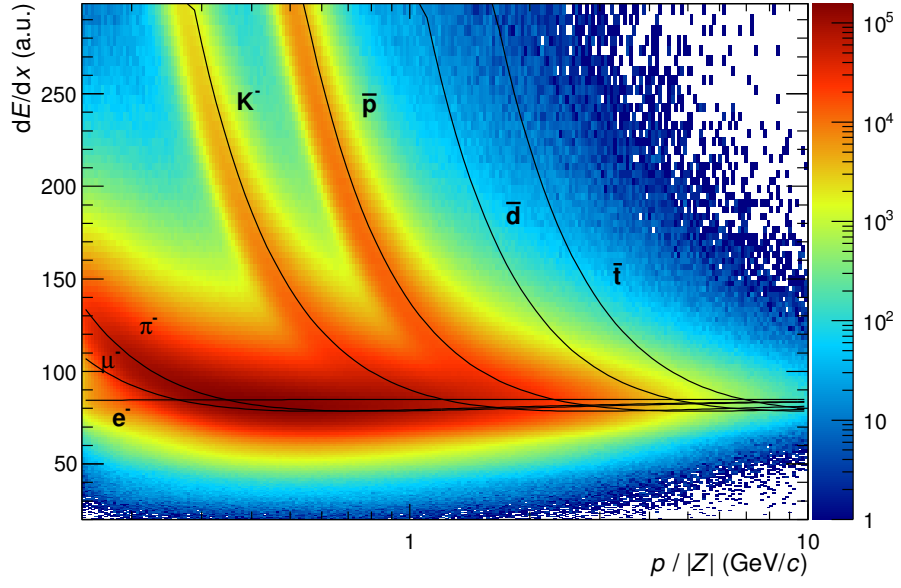


Figura 4.1: Pérdida de energía por ionización de las partículas con carga negativa en el ITS y valores esperados (líneas continuas) dados por la parametrización (4.1).

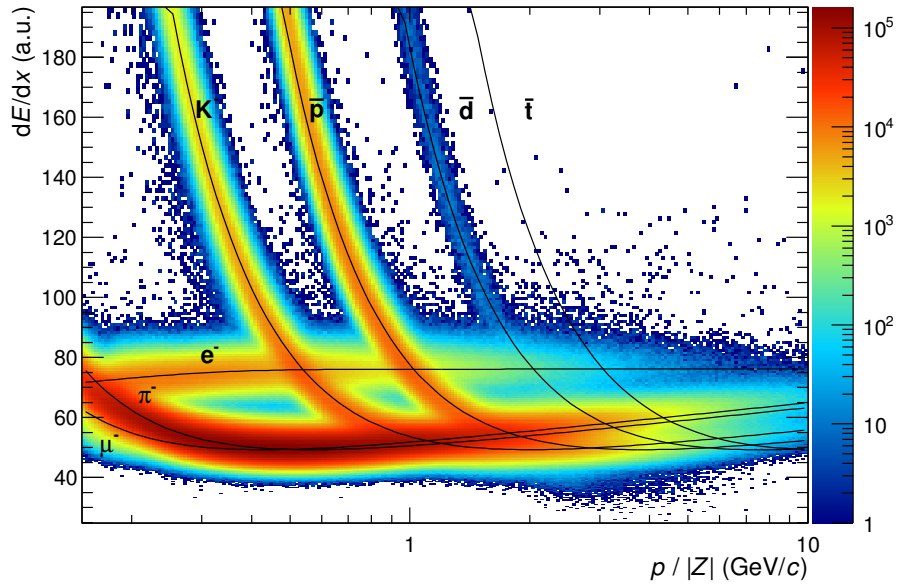


Figura 4.2: Pérdida de energía por ionización de las partículas con carga negativa en la TPC y valores esperados (líneas continuas) dados por la parametrización (4.1).

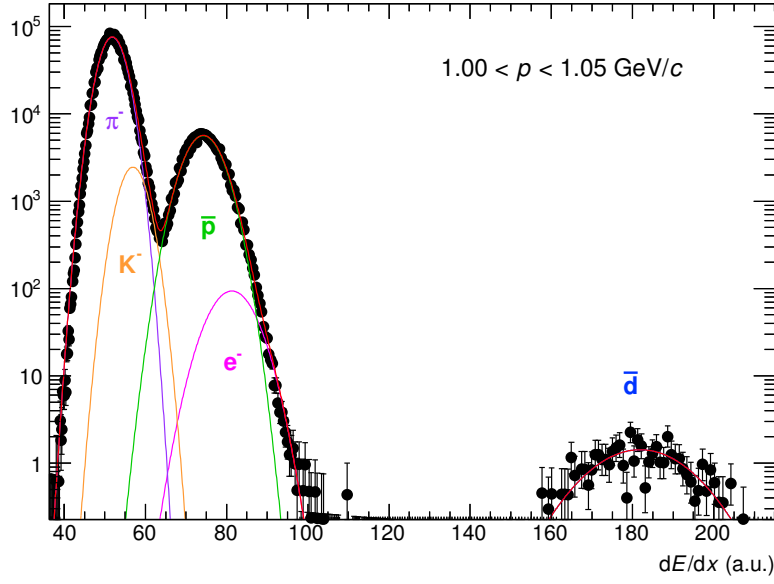


Figura 4.3: Deconvolución de la pérdida de energía en la TPC mostrando las contribuciones de las distintas clases de partículas para $1.00 < p < 1.05 \text{ GeV}/c$.

4.2. Tiempo de vuelo

Los deuterones con alto momento pueden ser identificados con el tiempo de vuelo, que se obtiene con el TOF y el T0. A partir del tiempo de vuelo, t , y de la longitud de la traza, l , se puede obtener la velocidad ($c = 1$)

$$\beta = \frac{l}{t} \quad (4.4)$$

donde su valor esperado para una partícula con momento p y masa m viene dado por

$$\langle \beta \rangle = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (4.5)$$

Cuando $p \gg m$, la velocidad se aproxima a 1, por lo que no es posible distinguir entre las distintas clases de partículas, como ocurre con los e, μ y π , figura 4.4.

A partir de (4.4) y (4.5) se tiene que el tiempo esperado para la clase de partícula i con momento p vale

$$\langle t_i \rangle = l \sqrt{1 + \left(\frac{m_i}{p} \right)^2} \quad (4.6)$$

luego para cada valor de p , se tiene un tiempo de vuelo diferente según sea la masa de la partícula.

En la figura 4.5 se muestra la diferencia de tiempos $t - \langle t_d \rangle$ para el intervalo $1.0 < p_T < 1.1$ GeV/ c , cuando se hace una coincidencia de $\pm 3\sigma$ al valor esperado de la pérdida de energía de los deuterones en la TPC. Se tiene una cola no gaussiana para los valores positivos, indicando un exceso de tiempos mayores que el esperado.

Esto podría ser debido a que las partículas tardan más en llegar al TOF ya que pierden energía al cruzar el ITS, la TPC y el TRD. Por ello, su momento se reduce y el tiempo de vuelo se hace mayor, produciéndose el exceso de cuentas en los valores positivos. Sin embargo, el efecto va disminuyendo a medida que el momento aumenta.

Las contribuciones no gaussianas de π , K y p junto con las asignaciones incorrectas de tiempos de vuelo producen un ruido de fondo en la señal de los deuterones a alto momento, donde las señales de la TPC se superponen.

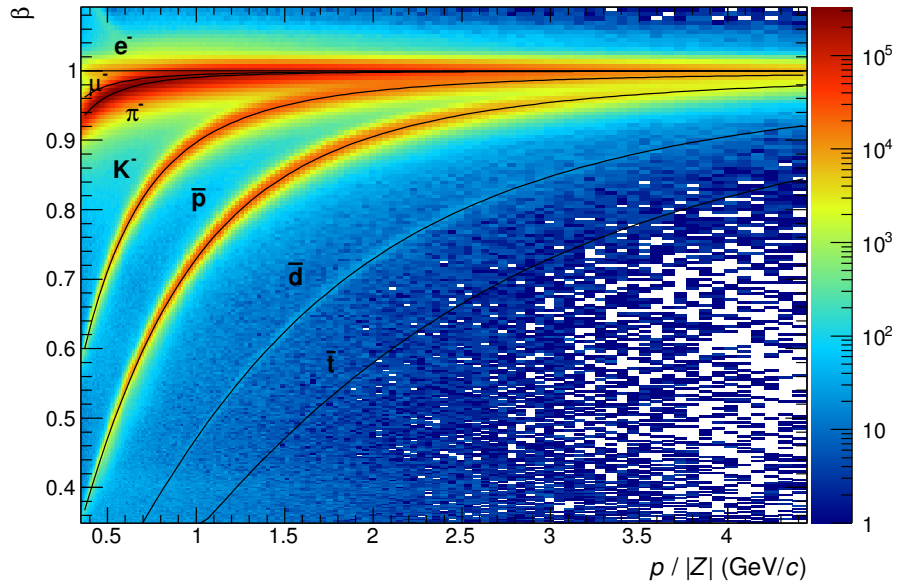


Figura 4.4: Distribución de velocidades para las partículas con carga negativa y valores esperados (líneas continuas) dados por (4.5).

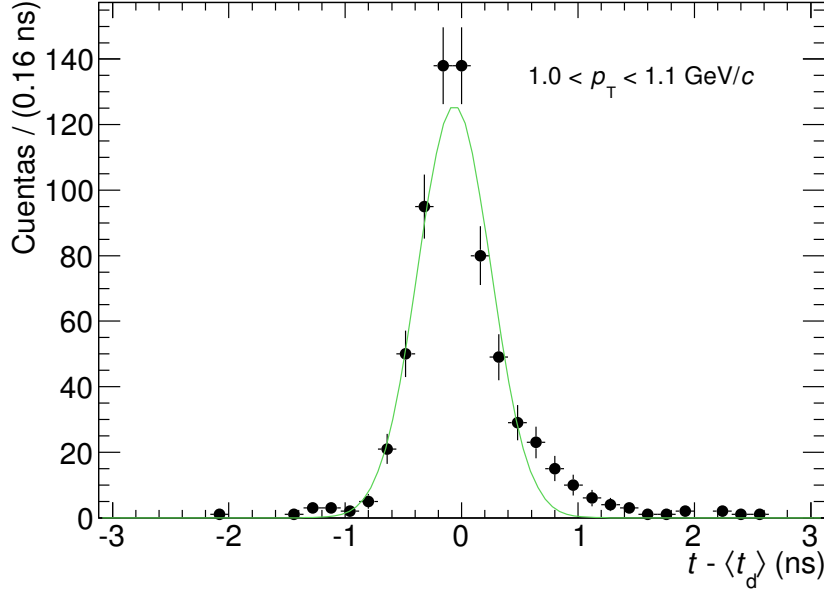


Figura 4.5: Distribución de tiempos de vuelo (círculos) para los antideuterones y distribución esperada (línea continua).

Combinando la información de la TPC y del TOF la identificación es posible hasta aproximadamente $p \simeq 2 \text{ GeV}/c$. Sin embargo, se puede llegar hasta momentos transversos de $3 \text{ GeV}/c$ mediante una deconvolución en la distribución de tiempos de vuelo, o bien, en la distribución de la masa al cuadrado

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (4.7)$$

En este caso, la separación es más sencilla ya que las masas no cambian, mientras que las diferencias de tiempos de vuelo se aproximan a cero al aumentar el momento. En la figura 4.6 se muestra la distribución de la masa en función del momento donde se puede ver que la identificación es hasta $p \simeq 2 \text{ GeV}/c$.

Las contribuciones no gaussianas y las asignaciones incorrectas de tiempos de vuelo se propagan a la distribución de la masa al cuadrado, teniéndose una superposición de exponenciales en la vecindad del valor de los deuterones.

Ya que las contribuciones no gaussianas a los tiempos de vuelo son aproximadamente exponenciales, la forma de este ruido de fondo se puede escribir como

$$B(m^2) = \sum_{i=\pi, K, p} A_i e^{-k_i t(m^2)} \quad (4.8)$$

para ciertas constantes A_i y k_i .

Por otro lado, la forma de la distribución m^2 para los deuterones con momentos bajos se puede parametrizar, salvo una constante de normalización, por

$$M(m^2; \mu, \sigma, \tau, p) = \begin{cases} G(m^2; \mu, \sigma) & \text{si } m^2 \leq \mu + \tau \\ F(m^2; \tau, p) & \text{si } m^2 > \mu + \tau \end{cases} \quad (4.9)$$

donde $G(m^2; \mu, \sigma) = e^{-(m^2 - \mu)^2 / 2\sigma^2}$ y $F(m^2; \tau, p) = Ae^{-\lambda(p^2 + m^2)^{1/2}}$, con A y λ parámetros a determinar. Para ello, se exige que M sea una función continua en $m^2 = \mu + \tau$ y cuya primera derivada también sea continua en ese punto. Con estas condiciones se tiene que el valor de λ viene dado por

$$\lambda = \frac{2\tau}{\sigma^2} (p^2 + \mu + \tau)^{1/2} \quad (4.10)$$

y el valor de A

$$A = e^{-\frac{\tau^2}{2\sigma^2} + \frac{2\tau}{\sigma^2}(p^2 + \mu + \tau)} \quad (4.11)$$

En la figura 4.7 se muestra el ajuste de (4.9) a la distribución de masa al cuadrado para el intervalo de momento transversal $1.0 < p_T < 1.1$ GeV/ c .

Utilizando el ruido de fondo dado por (4.8) y la señal dada por (4.9) para $p_T < 2$ GeV/ c , y una señal gaussiana para $p_T > 2$ GeV/ c , se puede obtener la distribución de p_T de deuterones y antideuterones hasta $p_T \simeq 3$ GeV/ c , figura 4.8.

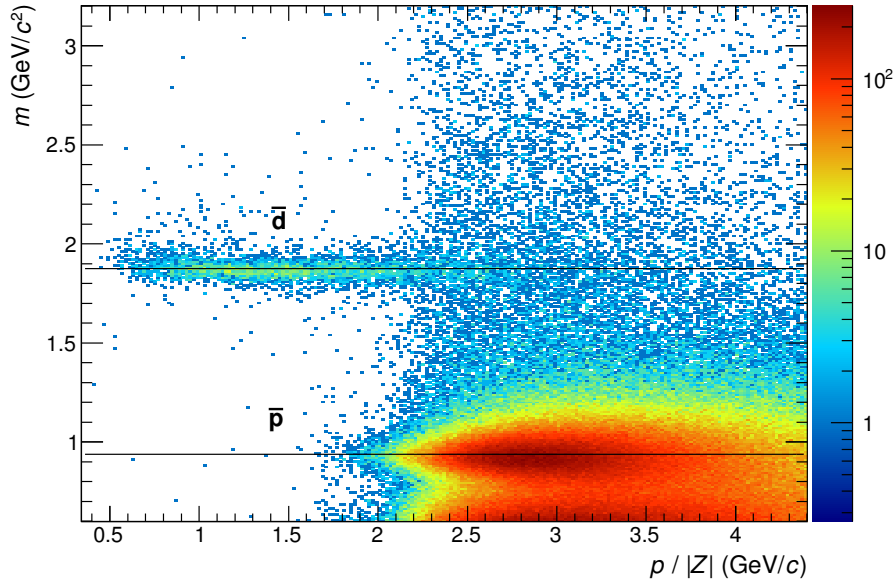


Figura 4.6: Distribución de masa cuando se exige una coincidencia de $\pm 3\sigma$ con la pérdida de energía esperada de los antideuterones en la TPC.

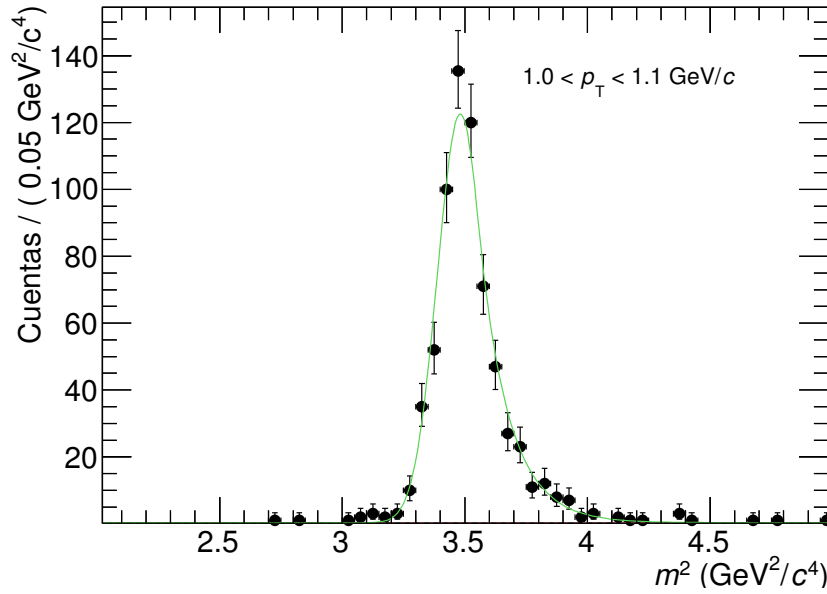


Figura 4.7: Distribución de masa al cuadrado para $1.0 < p_T < 1.1$ GeV/ c .

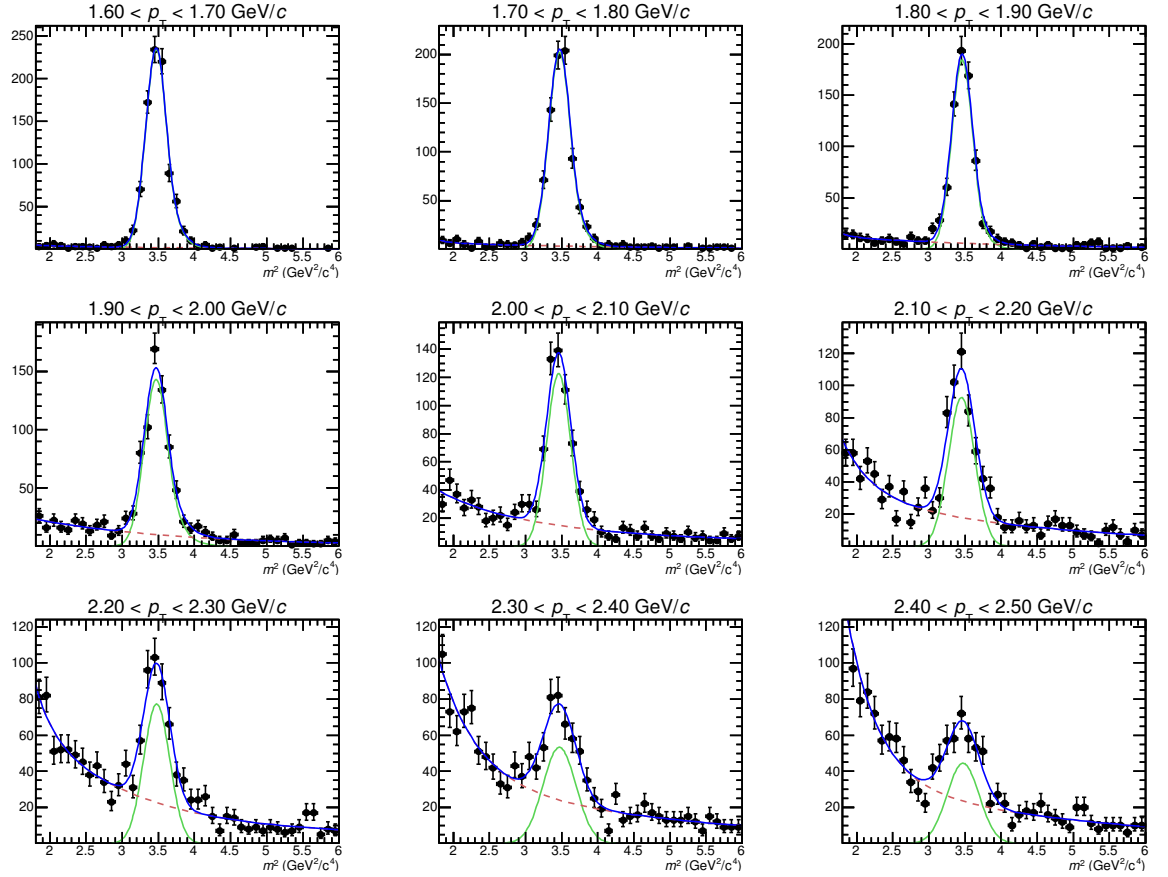


Figura 4.8: Identificación de los antideuterones con alto momento. La línea azul representa el ajuste total, la línea a trazos el ruido de fondo y la línea verde la señal de los antideuterones.

4.3. Inferencia bayesiana

Las señales que proporcionan los detectores centrales se pueden combinar con la regla de Bayes añadiendo un conocimiento a priori para mejorar la identificación.

Según la regla de Bayes, la probabilidad de que una traza haya sido originada por una partícula de clase i si se observa la señal s en el detector, $P(i|s)$, viene dada por

$$P(i|s) = \frac{P(s|i)P(i)}{\sum_{k=e,\mu,\dots} P(s|k)P(k)} \quad (4.12)$$

donde $P(s|i)$ es la probabilidad de observar la señal s si la partícula de clase i cruza el detector, también llamada verosimilitud, y $P(i)$ es el conocimiento inicial que se tiene de que la traza fue originada por una partícula de clase i , o probabilidad a priori.

La identificación viene dada por la hipótesis más probable, es decir, aquella con la máxima probabilidad a posteriori, $P(i|s)$, dada por (4.12)

$$\max_{i=e,\mu,\dots} P(i|s) = \max_{i=e,\mu,\dots} P(s|i)P(i) \quad (4.13)$$

Cuando $P(i)$ es igual para todo i , entonces el criterio anterior coincide con el principio de máxima verosimilitud, es decir, el valor máximo de $P(s|i)$.

4.3.1. Probabilidades *a priori*

El conocimiento a priori no depende de las propiedades del detector, sino únicamente de la selección de las trazas y de los sucesos. Estas probabilidades pueden ser determinadas mediante modelos, por ejemplo, con simulaciones Monte Carlo usando PYTHIA y GEANT.

En ausencia de un modelo, se puede iterar varias veces sobre la muestra seleccionada, comenzando con igual probabilidad para todas las clases de partículas. En la siguiente iteración se utilizan los valores obtenidos y se repite el procedimiento. Eventualmente, en 4 ó 5 iteraciones el procedimiento debiera converger a valores constantes, que se pueden tomar como los valores de las probabilidades *a priori*.

En la tabla 4.2 se muestran las probabilidades a priori que se obtienen en 5 iteraciones sobre los datos pp para las trazas primarias. Los valores son cercanos a los obtenidos mediante las simulaciones con PYTHIA. En la práctica, estas probabilidades dependen del intervalo de p_T debido a que los mecanismos de producción de partículas dependen del momento.

$\sqrt{s}$ (TeV)	e	μ	π	K	p	d
0.9	0.0124	0.0037	0.8300	0.0796	0.0742	0.00013
2.76	0.0207	0.0092	0.8597	0.0595	0.0508	0.00014
7	0.0156	0.0130	0.8136	0.0808	0.0767	0.00018

Tabla 4.2: Ejemplo de probabilidades a priori para las colisiones pp utilizando el TOF.

4.3.2. Funciones de verosimilitud

A diferencia de las probabilidades a priori, las probabilidades a posteriori dependen de las propiedades del detector y no dependen de condiciones externas como la selección de trazas o de sucesos.

Las señales de pérdida de energía y la velocidad tienen aproximadamente una distribución gaussiana entorno a sus valores esperados (4.2) y (4.5), respectivamente. Por ello, la probabilidad de observar la señal s en un detector dado, debida a una partícula de clase i se puede definir mediante

$$G_i(s|i) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-(s-\mu_i)^2/2\sigma_i^2} \quad (4.14)$$

donde la desviación estándar, σ_i , depende de la resolución del detector y el valor medio, μ_i , es el valor esperado de la magnitud que se toma como discriminante. Para que la probabilidad esté bien definida basta normalizar por la suma de todos los valores para todas las clases de partículas consideradas

$$P(s|i) = \frac{G_i}{\sum_{k=e,\mu,\dots} G_k} \quad (4.15)$$

En el caso extremo de que $s - \mu_i \gg \sigma_i$ para todo i , no se puede identificar la traza y se asigna la misma probabilidad a todas las clases de partículas. Por otro lado, si $s \simeq \mu_i$ entonces se tiene la certeza de que la traza ha sido originada por una partícula de clase i , por lo que se asigna la probabilidad 1 a este tipo de partícula y 0 al resto.

4.3.3. Combinación de los detectores

En los casos en los que para una traza se tengan señales en más de un detector simultáneamente, la identificación se puede mejorar combinando la información de identificación de los distintos detectores [40].

El conjunto de detectores se puede ver como un único superdetector de manera que la regla de Bayes queda

$$P(i|\vec{s}) = \frac{P(\vec{s}|i)P(i)}{\sum_{k=e,\mu,\dots} P(\vec{s}|k)P(k)} \quad (4.16)$$

donde $\vec{s} = (s_1, s_2, \dots, s_N)$ son las N señales provenientes de los N detectores, $P(i)$ la probabilidad a priori para una partícula de clase i , y $P(\vec{s}|i)$ es la función de verosimilitud del sistema completo de detectores.

En ALICE se puede suponer aproximadamente que las señales de identificación por separado de los distintos subdetectores no están correlacionadas, de manera que la función de verosimilitud completa es el producto de todas las funciones de

verosimilitud individuales

$$P(\vec{s}|i) = \prod_{j=1}^N P(s_j|i) \quad (4.17)$$

de donde la ecuación (4.16) queda

$$P(i|s_1, s_2, \dots, s_N) = \frac{P(i) \prod_{j=1}^N P(s_j|i)}{\sum_{k=e,\mu,\dots} P(k) \prod_{j=1}^N P(s_j|k)} \quad (4.18)$$

Si un detector no puede identificar una clase de partícula, es decir, $P(s|i)$ es igual para todo i , la contribución de ese detector se cancela en la ecuación (4.18). Cuando varios detectores pueden separar la clase de partícula, entonces su contribución se va acumulando, mejorando la identificación. En caso contrario, su valor prevalece sobre el resto.

4.3.4. Ejemplo

El procedimiento anterior se puede utilizar para la identificación de protones combinando las señales de pérdida de energía en el ITS y en la TPC y la velocidad obtenida a partir del tiempo de vuelo. Para ello, se utilizan las probabilidades a priori de la tabla 4.2 y el valor esperado dado por (4.2) y (4.3) para las funciones de verosimilitud. El valor esperado de la velocidad viene dado por (4.5) y la desviación estándar se puede calcular mediante

$$\sigma = \kappa \langle \beta \rangle \quad (4.19)$$

A partir de una simulación Monte Carlo se encuentra que κ se puede parametrizar mediante

$$\kappa = \frac{m^2}{p(p^2 + m^2)} C_0 + C_1 \quad (4.20)$$

con $C_0 = 0.0131$ y $C_1 = 0.0067$. El primer término proviene de la resolución en la longitud de la traza que depende del momento y el segundo de la resolución en la medida del tiempo de vuelo.

Ya que no todas las trazas reconstruidas son identificadas, se puede definir una eficiencia de identificación para cada clase de partícula mediante [40]

$$\epsilon_i = \frac{N_i^{corr}}{N_i^{iden}} \quad (4.21)$$

donde N_i^{corr} es el número de trazas asociadas correctamente a una partícula de clase i , y N_i^{iden} el número total de partículas de clase i que se pueden identificar.

Por otro lado, también puede ocurrir que las trazas no sean identificadas correctamente, por lo que se tiene una contaminación para cada clase de partícula i definida como

$$c_i = \frac{N_i^{incor}}{N_i^{cand}} \quad (4.22)$$

donde N_i^{incor} son las trazas identificadas incorrectamente como partículas de clase i , y $N_i^{cand} = N_i^{corr} + N_i^{incor}$ son todas las trazas candidatas a partículas de clase i según el procedimiento de identificación.

En la figura 4.9 se muestra la eficiencia y contaminación en la identificación de protones obtenida a partir de una simulación Monte Carlo aplicando el procedimiento anterior. Se tiene que se puede llegar hasta $p_T \simeq 3 \text{ GeV}/c$, que es mucho más de lo que se necesita para comparar con la distribución de deuterones.

Las aproximaciones en las probabilidades a priori para la identificación de protones no es aplicable al caso de los deuterones ya que su señal es muy débil. Por lo que se tiene que estas probabilidades dependen del momento transversal, e incluso las funciones de verosimilitud no son gaussianas. Sin embargo, no es necesario refinar el procedimiento ya que la deconvolución en la masa al cuadrado proporciona buenos resultados.

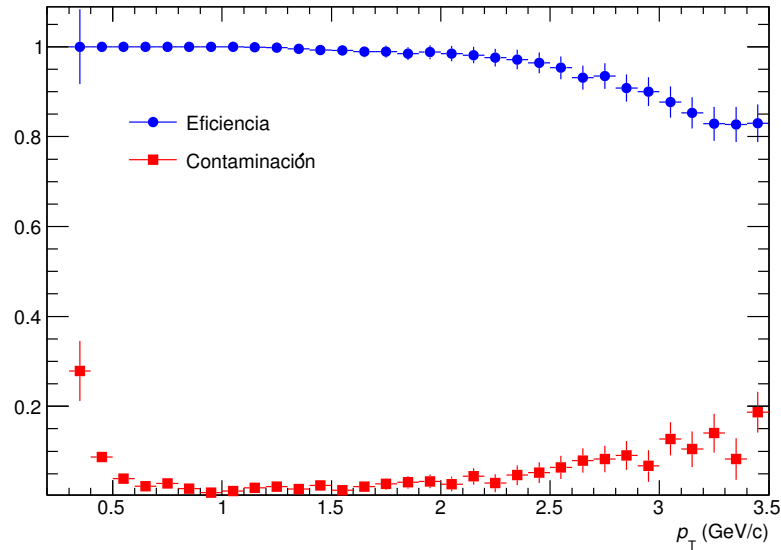


Figura 4.9: Eficiencia y contaminación en la identificación de protones obtenida a partir de una simulación Monte Carlo.

Capítulo 5

Análisis de los datos

En este capítulo se describen los detalles del análisis de los datos pp para obtener las producciones diferenciales invariantes. Utilizando la identidad $dy = dp_z/E$ y teniendo en cuenta que la producción de partículas es azimutalmente simétrica, se tiene que

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \quad (5.1)$$

Esta cantidad se puede calcular promediando sobre todos los sucesos analizados y proyectando en p_T para $|y| < 0.5$, donde este intervalo de rapidez viene determinado por la aceptación geométrica de ALICE.

5.1. Datos experimentales

Durante el periodo de funcionamiento del LHC en 2010, el experimento ALICE recogió 7 millones de sucesos pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV con un campo magnético de 0.5 T. La luminosidad proporcionada por el LHC fue del orden de $10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, por lo que la probabilidad de acumulación de sucesos en el mismo cruce de paquetes para 900 GeV puede considerarse despreciable.

También durante ese mismo año y con una luminosidad mayor, $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, se obtuvieron más de 300 millones de sucesos pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. El número medio de interacciones por cruce de paquetes, μ , osciló entre 0.005 y 0.04. Los datos con alta probabilidad de acumulación de sucesos, $\mu > 0.2$, han sido descartados del análisis.

Y en los primeros meses del 2011, se obtuvieron más de 60 millones de sucesos pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. En el 50 % de estos sucesos no hubo lectura del SDD, por ello la

reconstrucción se realizó en dos etapas: una donde los sucesos fueron reconstruidos como si el SDD hubiera estado funcionando, y otra donde se ignoran los impactos del SDD, teniéndose una reconstrucción más uniforme.

De todos los sucesos pp obtenidos por ALICE, solo se han utilizado aquellos que cumplen unos ciertos criterios de calidad, excluyendo los sucesos en los que se ha encontrado algún problema para evitar, en la medida de lo posible, sesgos en los resultados, tabla 5.1.

5.2. Selección de sucesos

Los sucesos pp se dividieron en varias clases, un conjunto de sucesos con el menor sesgo posible, que incluye las interacciones no difractivas y las doble difractivas, y varios subconjuntos de sucesos de acuerdo con la multiplicidad de partículas cargadas.

Las interacciones doble difractivas se definen exigiendo como mínimo un hueco de al menos tres unidades de pseudorapidez, donde no se detecta ninguna partícula cargada, y las difractivas simples, detectando partículas cargadas a uno u otro lado del punto de interacción, figura 5.1.

5.2.1. Disparador de sesgo mínimo

Para seleccionar las colisiones pp inelásticas se exigen al menos dos señales mediante un O lógico entre las señales de los detectores V0 y SPD, que forman el disparador CINT1B de ALICE, figura 5.1. La selección se mejora posteriormente volviendo a calcular las entradas del disparador CINT1B con los promedios de tiempos de todos los impactos en el V0 y la supresión de los canales ruidosos.

Además, se descarta la mayor parte de la contaminación proveniente de las interacciones del haz con el tubo y con el gas residual en los sucesos seleccionados, con la ayuda de los tiempos medidos por el V0, y teniendo en cuenta la correlación entre el número de clusters y de pseudotrazas en el SPD.

La selección del disparador CINT1B junto con la mejora posterior del disparador y la reducción del ruido de fondo constituyen el disparador de sesgo mínimo de ALICE o MBOR en lo sucesivo.

La difracción simple se puede suprimir en los sucesos anteriores exigiendo, además, un Y lógico en los dos contadores del V0. En otras palabras, la detección de al

Periodo	$\sqrt{s}$ (TeV)	Sucesos (MBOR)	Datos	Monte Carlo
LHC10c (pass3)	0.9	6.5M	118506, 118518, 118556, 118558, 118560, 118561, 121039, 121040	LHC10e12, LHC10e13, LHC12a5a
LHC10b (pass3)	7	21.7M	114931, 115186, 115193, 115393, 115401, 115414, 116102, 116288, 116402, 116403, 116562, 116571, 116574, 116643, 116645, 117048, 117050, 117053, 117059, 117060, 117063, 117092, 117099, 117109, 117112, 117116, 117220, 117222	LHC12a5b
LHC10c (pass3)	7	55.4M	119841, 119842, 119844, 119845, 119846, 119849, 119853, 119856, 119859, 120067, 120069, 120072, 120073, 120076, 120079, 120503, 120616, 120617, 120671, 120741, 120758, 120820, 120821, 120822, 120823, 120824, 120825, 120829	LHC12a5b
LHC10d (pass2)	7	145.7M	122374, 125023, 125085, 125097, 125100, 125101, 125134, 125296, 125630, 125632, 125633, 125842, 125843, 125844, 125847, 125848, 125849, 125850, 125851, 125855, 126004, 126007, 126008, 126073, 126078, 126081, 126082, 126088, 126090, 126097, 126158, 126284, 126285, 126351, 126352, 126359, 126403, 126404, 126405, 126406, 126407, 126408, 126409, 126422, 126424, 126425, 126432, 126437	LHC10f6, LHC10f6a LHC12a5b
LHC10e (pass2)	7	77.8M	127933, 127935, 127936, 127937, 127940, 127941, 127942, 128185, 128192, 128260, 128452, 128483, 128486, 128494, 128495, 128503, 128504, 128507, 128582, 128605, 128615, 128677, 128678, 128777, 128778, 128820, 128823, 128824, 128833, 128835, 128836, 128843, 128853, 128855, 128913, 129512, 129513, 129514, 129599, 129639, 129641, 129652, 129653, 129654, 129659, 129666, 129667, 129960, 129961, 129983, 130149, 130157, 130158, 130172, 130178, 130179, 130480, 130519, 130696, 130704, 130793, 130798, 130799, 130834, 130840	LHC10e20, LHC10e21, LHC12a5b
LHC11a (pass4)	2.76	22.3M	146801, 146802, 146803, 146804, 146805, 146806, 146817, 146824	LHC11e3a_plus, LHC12a5c

Tabla 5.1: Datos pp analizados y simulaciones Monte Carlo, <http://pcalimonitor.cern.ch>.

menos una partícula cargada en sentidos opuestos, separadas por 4.5 unidades de seudorapidez.

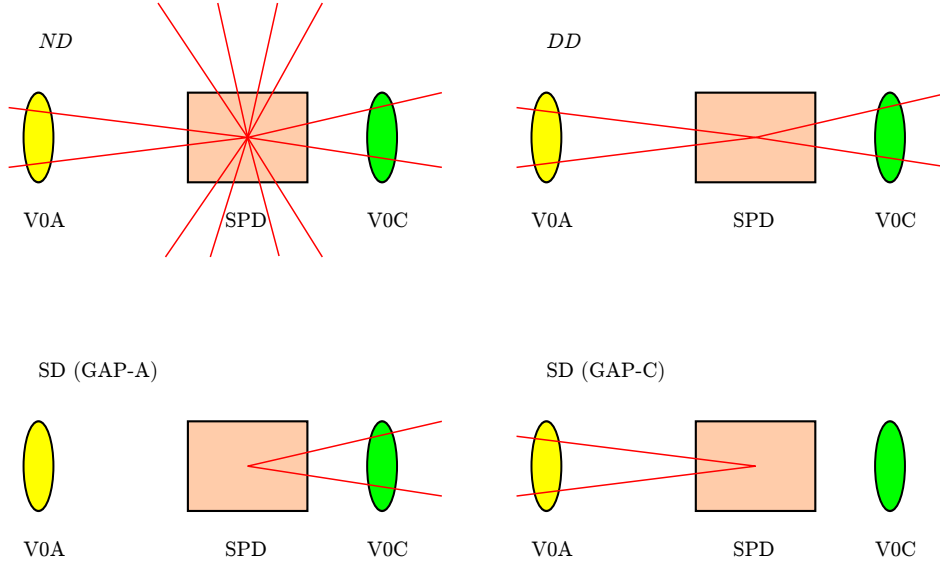


Figura 5.1: Disparador para las colisiones pp con los detectores V0 y SPD, y distintas clases de interacciones inelásticas: no difractivas (ND), doble difractivas (DD) y difractivas simples (SD).

5.2.2. Disparador de multiplicidad

Los sucesos con sesgo mínimo se pueden clasificar posteriormente de acuerdo con la multiplicidad de partículas cargadas, N_{ch} . Para ello, se estima el número de trazas reconstruidas en cada suceso, N_{trk} , combinando el número de seudotrazas que se registran en el SPD, las trazas reconstruidas con el ITS y la TPC, y las trazas reconstruidas con el ITS como detector autónomo (multiplicidad combinada) [71]. En la figura 5.2 se muestra un ejemplo para la región $|\eta| < 0.8$.

Se puede demostrar mediante las simulaciones Monte Carlo que esta multiplicidad combinada es aproximadamente proporcional a la multiplicidad cargada verdadera, N_{ch} , es decir, $N_{trk} \simeq kN_{ch}$. Por lo que se puede relacionar con la densidad de multiplicidad cargada mediante

$$\frac{N_{trk}}{\langle N_{trk} \rangle} \simeq \frac{kN_{ch}}{k \langle N_{ch} \rangle} = \frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle} \quad (5.2)$$

Entonces usando la variable $z \equiv N_{trk} / \langle N_{trk} \rangle$ los resultados se pueden comparar con otros experimentos o con modelos teóricos. En la figura 5.3 se muestra la multiplicidad combinada para diferentes periodos usando esta variable, mientras que en la tabla

5.2 se indica la densidad de multiplicidad cargada media para las diferentes energías [72, 73], y en la tabla 5.3 el valor de $\langle N_{trk} \rangle$ para los diferentes periodos.

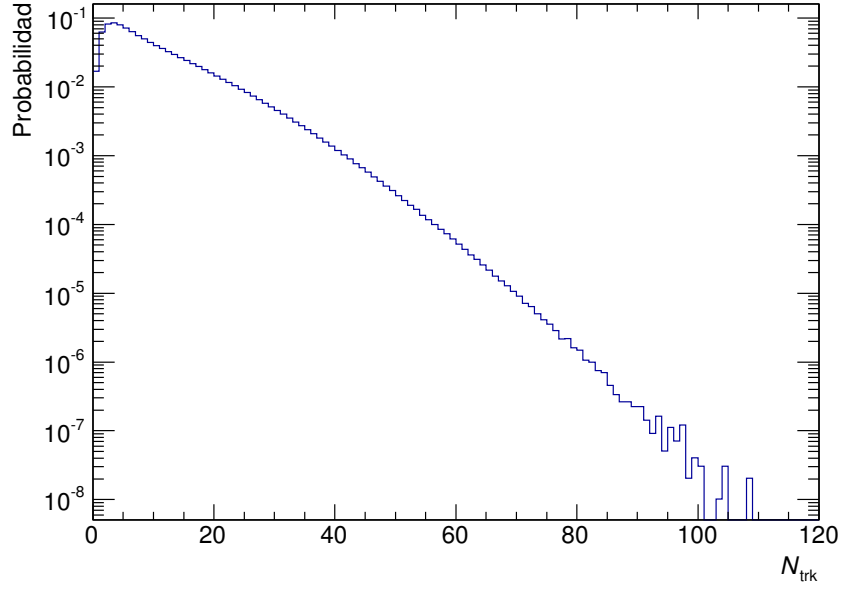


Figura 5.2: Multiplicidad combinada para el periodo LHC10d en la región de pseudo-rapidez $|\eta| < 0.8$.

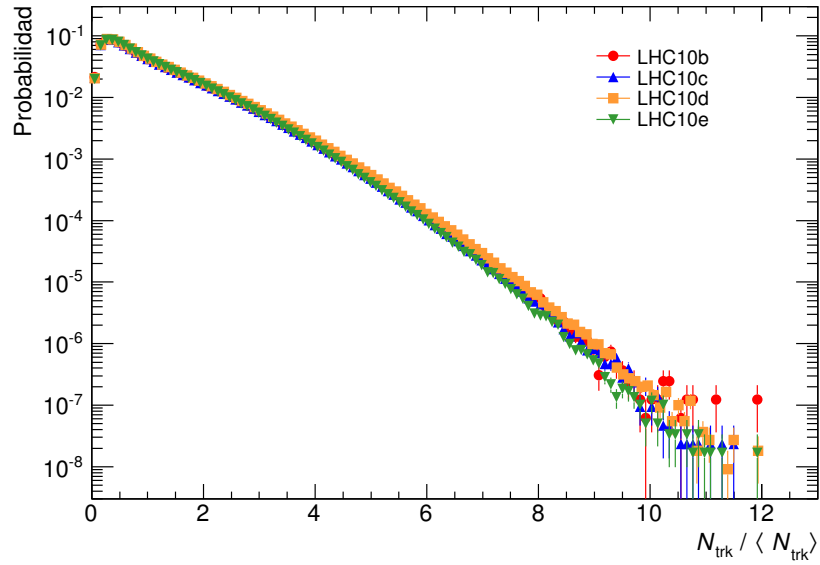


Figura 5.3: Multiplicidad combinada para los periodos LHC10b, LHC10c, LHC10d y LHC10e en la región de pseudorapidez $|\eta| < 0.8$.

$\sqrt{s}$ (TeV)	$ \eta $	$\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$
0.9	0.5	$3.02 \pm 0.01(stat)^{+0.08}_{-0.05}(syst)$
2.36	0.5	$3.77 \pm 0.01(stat)^{+0.25}_{-0.12}(syst)$
7	1	$6.01 \pm 0.01(stat)^{+0.20}_{-0.12}(syst)$

Tabla 5.2: Densidad de multiplicidad cargada media en las colisiones pp para las diferentes energías en centro de masas [72, 73].

Periodo	Reconstrucción	$\sqrt{s}$ (TeV)	$ \eta $	$\langle N_{trk} \rangle$
LHC10c	3	0.9	0.5	3.773
LHC11a (wSDD)	3	2.76	0.5	4.339
LHC11a (w/o SDD)	3	2.76	0.5	4.286
LHC10b	3	7	0.8	9.689
LHC10c	3	7	0.8	9.670
LHC10d	2	7	0.8	9.475
LHC10e	2	7	0.8	9.557

Tabla 5.3: Multiplicidad combinada media para los diferentes periodos.

5.2.3. Vértice de colisión

La posición del vértice de colisión se obtiene mediante la correlación entre los impactos en el SPD de las partículas producidas en la colisión. A partir de estos impactos se pueden formar segmentos de trazas, o pseudotrazas, que deben apuntar a un mismo punto. La resolución depende de la multiplicidad, pero aproximadamente varía entre 0.1 y 0.3 mm en la dirección del haz, y entre 0.2 y 0.5 mm en la dirección transversal al haz.

De todos los sucesos seleccionados por el disparador anterior, solo aquellos en los que ha sido posible reconstruir el vértice principal son utilizados en el análisis, el resto son descartados. Además, para reducir el ruido inducido por el haz y por la aceptación del detector, se exige que la posición del vértice esté dentro de 1 cm perpendicular al haz y 10 cm en la dirección del haz. También, se exige que la dispersión del vértice sea menor que 0.2 y la resolución menor que 0.25 cuando no se utiliza el SPD o la TPC.

Para reducir la acumulación de sucesos, debida al alto tiempo de deriva de la TPC, se exige que haya 3 o más contribuciones a la determinación del vértice y que los posibles vértices estén separados más de 0.8 cm en la dirección del haz. En las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV la acumulación de sucesos puede considerarse despreciable ya que la luminosidad es muy baja.

5.3. Selección de trazas

Los detectores utilizados en este análisis son los principales detectores centrales: el ITS, la TPC y el TOF. La combinación del trazado del ITS con el de la TPC mejora la resolución del momento y también el resto de los parámetros de las trazas. Y la medida del tiempo de vuelo, proporcionada por el TOF y el T0, permite la identificación de deuterones con alto p_T . Debido a la limitada aceptación del HMPID, la señal de deuterones es demasiado débil en las colisiones pp como para poder utilizarlo en este análisis.

Además, en cada uno de estos detectores se exigen ciertas condiciones para garantizar que los parámetros de las trazas sean lo más cercano posible a sus valores reales. Así, para cada traza se exigen al menos 2 clusters en el ITS y 70 en la TPC. La calidad del ajuste entre la traza y sus clusters viene dada por el χ^2 por cluster, que para el ITS se exige que sea menor que 36 y para la TPC menor que 4.

También se exigen otras condiciones generales como $|\eta| < 0.8$ para tener una aceptación geométrica uniforme, y un p_T mayor que 0.15 GeV/ c , tabla 5.4. Además, las trazas pueden tener codos, por ejemplo, $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, y como el neutrino no es trazable, la trayectoria del K^+ parece cambiar de dirección. En este caso, aparecen dos trazas en lugar de una. Durante la reconstrucción la primera traza se asocia a la madre del codo y la segunda con la hija del codo, siendo esta última la que se descarta en la selección de las trazas.

El parámetro de impacto de la traza respecto al vértice primario, (C.4) y (C.5), se utiliza para separar las trazas primarias de las secundarias. Además, al exigir un cluster en el SPD se reduce notablemente la contaminación procedente de los materiales del detector.

Alternativamente, se puede utilizar una medida relativa a la proximidad del vértice principal

$$d = \sqrt{\left(\frac{d_0(r\phi)}{\sigma_{r\phi}}\right)^2 + \left(\frac{d_0(z)}{\sigma_z}\right)^2} \quad (5.3)$$

donde se tiene en cuenta la resolución de las proyecciones del parámetro de impacto, $d_0(r\phi)$ y $d_0(z)$. Suponiendo que las proyecciones tienen una distribución normal en torno al valor cero, se puede demostrar que el número de desviaciones estándar al vértice, n_σ , es precisamente

$$n_\sigma(d) = \sqrt{2} \operatorname{erf}^{-1}(1 - e^{-d^2/2}) \quad (5.4)$$

Criterios comunes	
$p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$ $ \eta < 0.8$ Descartar hijas de codos Reajuste con el ITS y la TPC ≥ 2 clusters en el ITS $\chi^2/\text{cluster de ITS} < 36$ ≥ 70 clusters en la TPC $\chi^2/\text{cluster de TPC} < 4$ $ DCA_z < 2 \text{ cm}$	
Protones	Deuterones
1 cluster en el SPD $ DCA_{xy} < 1 \text{ cm}$ Identificación bayesiana	– $ DCA_{xy} < 0.2 \text{ cm}$ Deconvolución en m^2

Tabla 5.4: Criterios de selección de trazas para protones y deuterones.

5.4. Correcciones

Los resultados obtenidos mediante la selección de trazas anterior deben ser corregidos para invertir los efectos del detector. La mayor parte de estas correcciones dependen del momento transverso, e incluyen la corrección del momento, las trazas secundarias, la aceptación geométrica y la eficiencia de reconstrucción de las trazas primarias.

5.4.1. Corrección del momento

Durante la reconstrucción de las trazas se tiene en cuenta la pérdida de energía de las partículas al cruzar el detector, y ya que la identificación es posterior se supone que se trata de la partícula más probable, es decir, un pión. Para partículas pesadas como los deuterones esta aproximación no es muy adecuada e introduce un sesgo a bajo p_T , figura 5.4. Este efecto se compensa traza a traza durante el análisis, añadiendo la diferencia promedio entre el momento simulado y el momento reconstruido.

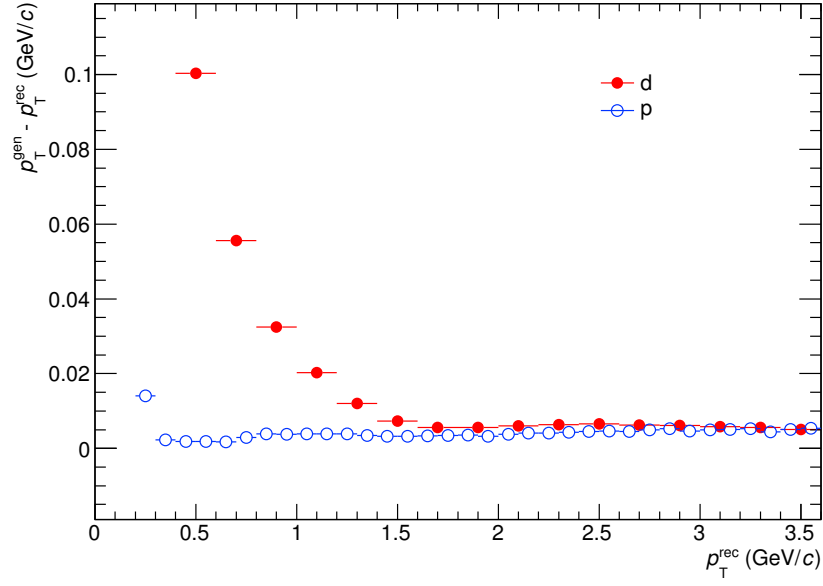


Figura 5.4: Diferencia promedio entre el p_T simulado y el p_T reconstruido para protones y deuterones.

5.4.2. Trazas secundarias

La muestra seleccionada puede ser dividida en trazas de partículas primarias, de partículas secundarias originadas en los materiales y de partículas secundarias provenientes de otros procesos (feed-down).

Cada una de estas clases de trazas tiene una distribución DCA diferente: una distribución estrecha centrada en cero para las trazas primarias, una distribución más ancha para las trazas del feed-down ya que se producen más alejadas del vértice, y una distribución más plana para las trazas de las partículas secundarias originadas en los materiales, figura 5.5.

Estas distribuciones pueden ser estimadas con simulaciones Monte Carlo para cada intervalo de p_T . Posteriormente, las simulaciones se ajustan a los datos con un procedimiento de máxima verosimilitud que se basa en una distribución de Poisson, y que tiene en cuenta las incertidumbres estadísticas de los datos y de las simulaciones [74].

Si P_j es la contribución j , f_i el número predicho de sucesos en el intervalo i , y a_{ji} el

número de sucesos de la contribución j e intervalo i , entonces

$$f_i = \sum_j \frac{N}{N_j} P_j a_{ji} \quad (5.5)$$

$$= \sum_j p_j a_{ji} \quad (5.6)$$

donde N es el número total de sucesos de la muestra, N_j el número de sucesos de la contribución j , y $p_j = \frac{N}{N_j} P_j$. Así, la estimación para cada intervalo de p_T es la suma de todos los sucesos en la distribución DCA

$$\sum_i f_i = N \sum_j \frac{P_j}{N_j} \sum_i a_{ji} \quad (5.7)$$

$$= N \sum_j P_j \quad (5.8)$$

ya que $\sum_i a_{ji} = N_j$. N es un valor conocido ya que es el número de sucesos para un intervalo de p_T dado y P_j se calcula con el procedimiento anterior.

En las secciones siguientes $j = 0$ para las trazas primarias, $j = 1$ para las trazas secundarias de los materiales y $j = 2$ para las trazas secundarias del feed-down. Con los valores P_j se pueden calcular las fracciones relativas con respecto al número de trazas primarias, es decir, P_j/P_0 de manera que

$$N_0 = \frac{N}{1 + \frac{P_1}{P_0} + \frac{P_2}{P_0}} \quad (5.9)$$

donde N_0 es el número de trazas primarias y N el número total de trazas.

5.4.2.1. (Anti)protones secundarios

Los (anti)protones del feed-down provienen principalmente de las desintegraciones débiles de bariones extraños. Estas desintegraciones ocurren cerca del vértice primario y el protón se lleva la mayor parte del momento, por ejemplo

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (5.10)$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma \rightarrow p + \pi^- + \gamma \quad (5.11)$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (5.12)$$

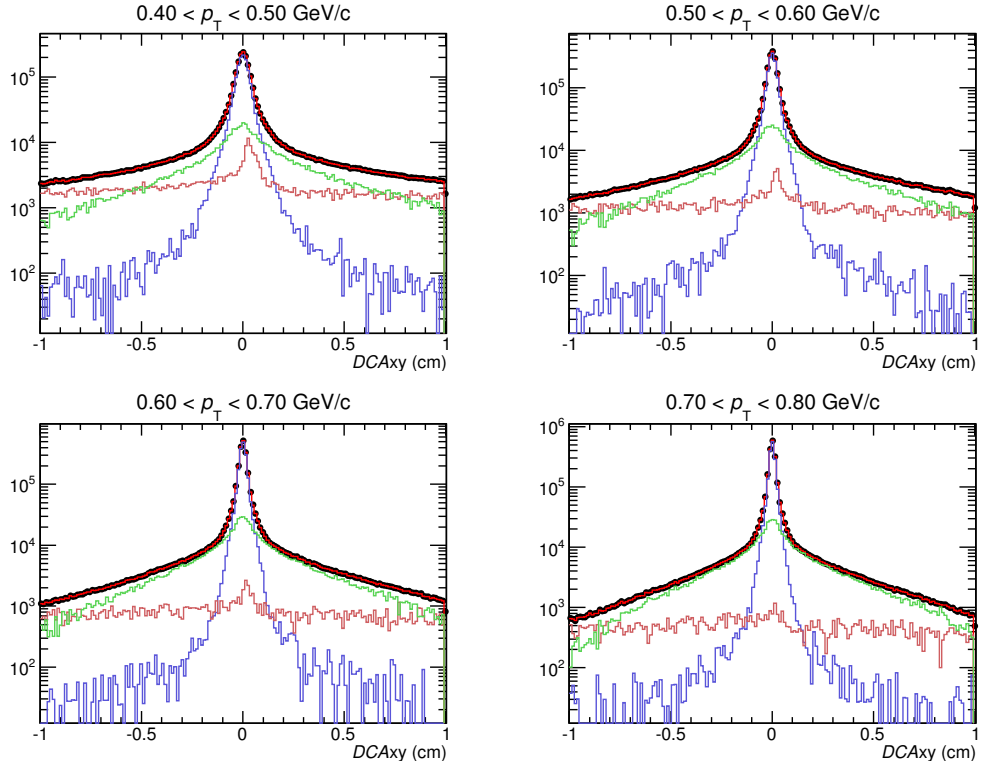


Figura 5.5: Ajustes de las distribuciones DCA para los protones (línea roja) en varios intervalos de p_T . Las líneas azules representan a los protones primarios, las líneas verdes a los protones del feed-down y las líneas marrones a los protones originados en los materiales. Los datos son los círculos negros y el ajuste las líneas rojas.

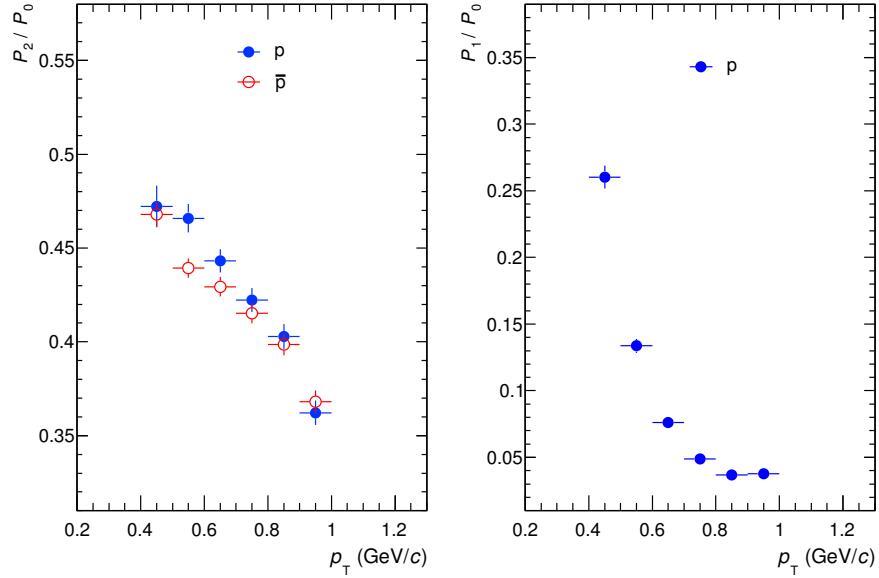


Figura 5.6: Fracciones de protones secundarios respecto a protones primarios, P_j/P_0 .

La figura 5.5 muestra las diferentes contribuciones de la señal obtenidas mediante una simulación con PYTHIA6 y GEANT3, y ajustada con el procedimiento anterior a los datos pp para varios intervalos de p_T . Las fracciones resultantes de las diferentes contribuciones se muestran en la figura 5.6. Se tiene que las fracciones relativas para protones y antiprotones provenientes de desintegraciones débiles son similares, mientras que la contribución de antiprotones secundarios de los materiales es despreciable.

5.4.2.2. Deuterones secundarios

Los deuterones secundarios provienen principalmente de las reacciones de espalación inducidas en los materiales del detector por el impacto de las partículas producidas en las colisiones, y producidos preferentemente a lo largo de las direcciones de las trazas primarias. En cambio, todos los antideuterones pueden considerarse primarios, a menos que haya una asignación incorrecta en el signo de la carga durante la reconstrucción.

El feed-down puede provenir de las desintegraciones de hipernúcleos, por ejemplo, a partir del hipertritón

$${}^3_{\Lambda}H \rightarrow d + p + \pi^{-} \quad (5.13)$$

$${}^3_{\Lambda}H \rightarrow d + n + \pi^0 \quad (5.14)$$

Sin embargo, no se consideran ya que no se han observado en los datos pp analizados.

La identificación de los deuterones con la TPC es limpia hasta $p_T \simeq 1.6 \text{ GeV}/c$ si el cuadrado de la masa obtenida con el TOF está dentro de $\pm 3\sigma$ de su valor esperado. Entonces las distribuciones DCA se pueden ajustar con simulaciones Monte Carlo para identificar los deuterones secundarios en cada intervalo de p_T , figura 5.7.

El valor esperado de la distribución DCA de los deuterones primarios se obtiene de una simulación Monte Carlo, o bien, de la distribución DCA de los antideuterones. Y la distribución DCA esperada para los deuterones secundarios se aproxima por una distribución plana para $p_T > 0.6 \text{ GeV}/c$, figura 5.7. La fracción de deuterones secundarios respecto a deuterones primarios disminuye exponencialmente con el momento transversal como se muestra en la figura 5.8, debido a que es menos probable producir partículas secundarias con alto momento.

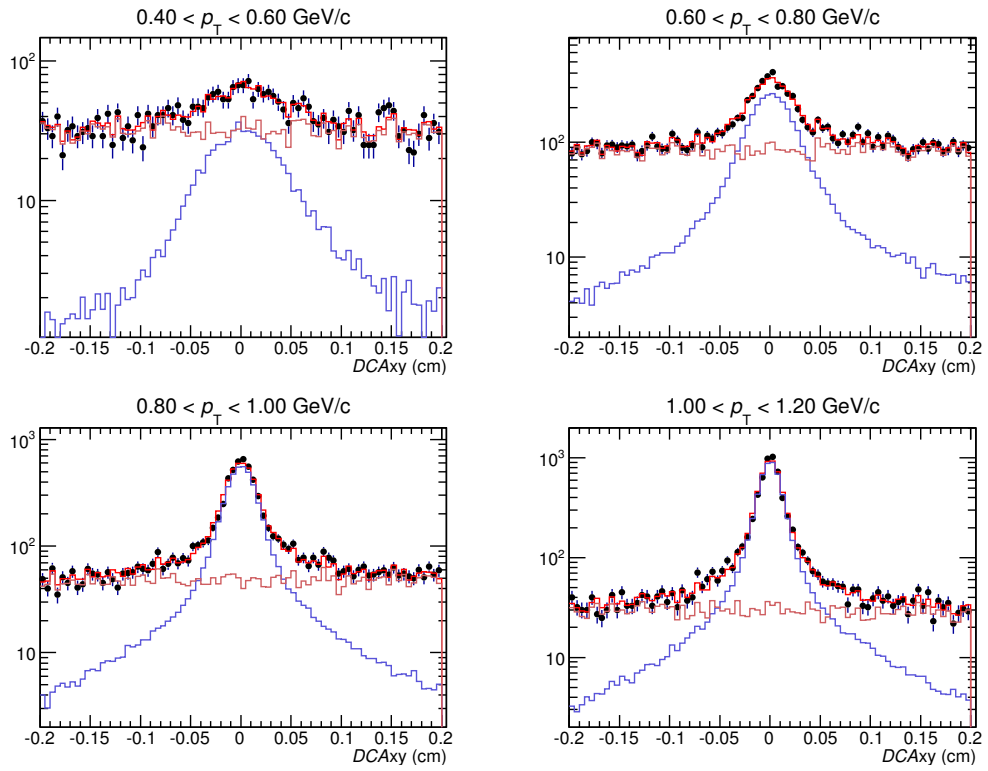


Figura 5.7: Distribuciones DCA de los deuterones para los intervalos de p_T más bajos. La línea roja es el ajuste, la azul los deuterones primarios, la marrón los secundarios y los círculos negros los datos.

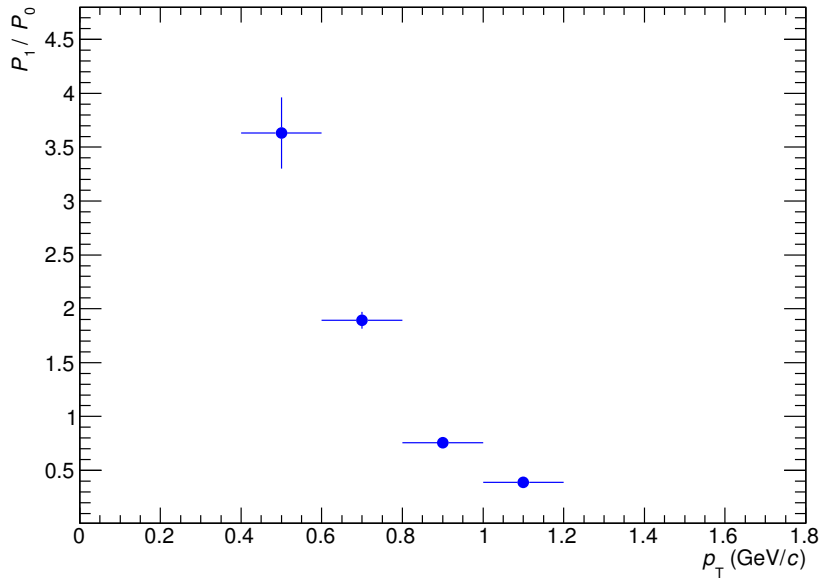


Figura 5.8: Fracción de deuterones secundarios respecto a deuterones primarios.

5.4.3. Eficiencia de reconstrucción

Las trazas primarias son corregidas por la eficiencia de reconstrucción, definida mediante

$$\epsilon_{rec} = \frac{N_{rec}}{N_{gen}} \quad (5.15)$$

donde N_{rec} son las trazas primarias reconstruidas y N_{gen} las partículas generadas en el espacio de fases. Las partículas producidas en la colisión se simulan mediante modelos Monte Carlo como PYTHIA o PHOJET, y para el caso de los deuterones, se añade un gratinador de partículas como el que se describe en el capítulo 3.

Esta eficiencia de reconstrucción depende de la configuración del detector, del disparador, de la reconstrucción y selección del vértice principal, de la aceptación, de los algoritmos de reconstrucción y de las simulaciones, por lo que se puede factorizar en diferentes contribuciones

$$\epsilon_{rec} = \frac{N_{trig}}{N_{gen}} \frac{N_{vtx}}{N_{trig}} \frac{N_{acc}}{N_{vtx}} \frac{N_{rec}}{N_{acc}} \quad (5.16)$$

$$= \epsilon_{trig} \times \epsilon_{vtx} \times \epsilon_{acc} \times \epsilon_{trk} \quad (5.17)$$

donde N_{trig} son las partículas después del disparo, N_{vtx} las partículas después de la selección del vértice principal, N_{acc} las partículas que entran en el detector y N_{rec} las trazas reconstruidas.

5.4.3.1. Disparador y vértice

Estos dos factores tienen en cuenta las pérdidas de protones o deuterones causadas por el sistema de disparo y la reconstrucción del vértice principal en los sucesos no analizados.

Los sucesos que no producen un disparo son sucesos con apenas partículas, por lo que se tiene que $\epsilon_{trig} \simeq 1$, mientras que la selección del vértice principal reduce la eficiencia de reconstrucción por un valor constante e independiente del tipo de partícula. En la figura 5.9 se muestra la contribución de la selección del vértice a la eficiencia de reconstrucción para protones y deuterones obtenida mediante una simulación Monte Carlo.

Sin embargo, la distribución del vértice principal en estas simulaciones no reproduce exactamente la distribución del vértice en los datos, figura 5.10. Si la simulación reprodujese con exactitud la distribución del vértice principal en los datos experimentales, entonces la fracción de sucesos analizada debido al corte en el vértice, $R = N_{vz}/N_{vtx}$, sería la misma en ambos. En caso contrario, basta multiplicar por el

cociente R_{MC}/R_{data} para compensar esta diferencia de sucesos. En la tabla 5.5 se muestra el factor anterior para las distintas simulaciones y periodos.

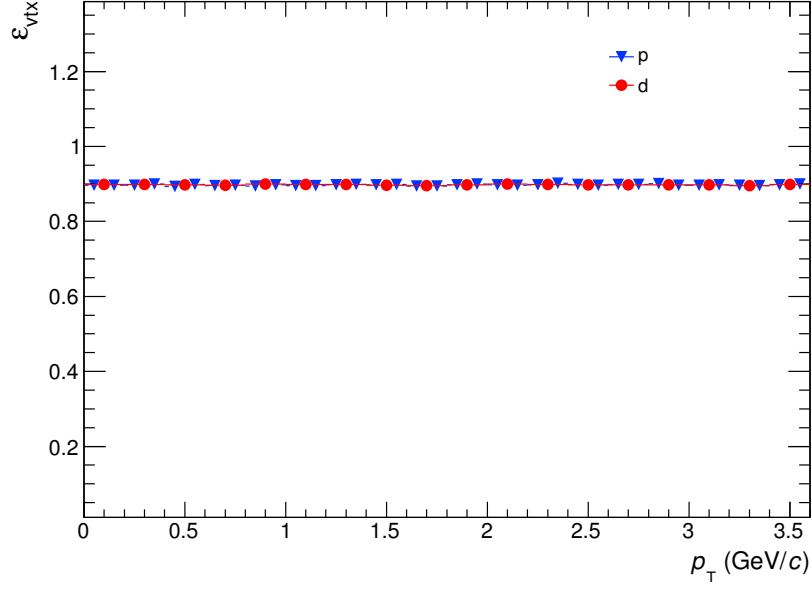


Figura 5.9: Contribución de la selección del vértice principal a la eficiencia de reconstrucción de protones y deuterones.

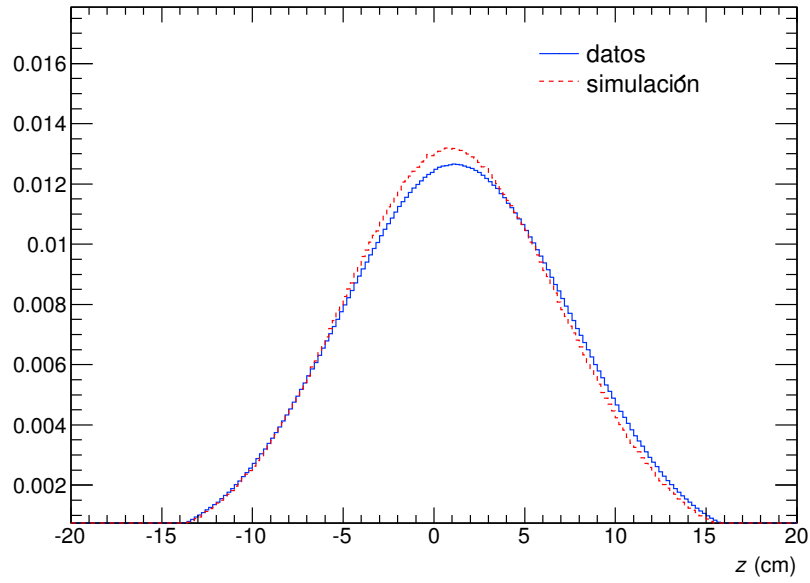


Figura 5.10: Comparación entre la posición z del vértice en los datos y en las simulaciones normalizada al número de sucesos.

Periodo	$\sqrt{s}$ (TeV)	Rec.	R_{data}	MC	R_{MC}	R_{MC}/R_{data}
LHC10c	0.9	3	0.8767	LHC12a5a	0.8892	1.0143
LHC10b	7	3	0.9978	LHC12a5b	0.9984	1.0006
LHC10c	7	3	0.9927	LHC12a5b	0.9934	1.0007
LHC10d	7	2	0.8802	LHC12a5b	0.8999	1.0224
LHC10e	7	2	0.8705	LHC12a5b	0.9073	1.0423
LHC11a (wSDD)	2.76	4	0.8748	LHC12a5c	0.9385	1.0728

Tabla 5.5: Diferencia en la selección de sucesos con $|z| < 10$ cm entre los datos y las simulaciones.

5.4.3.2. Aceptancia y reconstrucción de trazas

Las contribuciones de la aceptación geométrica del detector y de la reconstrucción de las trazas dependen de las condiciones del detector, los algoritmos de reconstrucción y de las simulaciones.

La figura 5.11 muestra la región $\{p_T, y\}$ accesible por los detectores centrales para protones y núcleos ligeros. La elección de $|y| < 0.5$ incluye a todos los protones con $p_T > 0.7$ GeV/ c , a los deuterones con $p_T > 1.4$ GeV/ c y a los núcleos de tritio y ^3He con $p_T > 2.1$ GeV/ c . Además, se incluye más del 70 % de los protones con $p_T > 0.4$ GeV/ c y núcleos ligeros con $p_T > 0.4 \times A$ GeV/ c , figura 5.12. Ya que los deuterones, los núcleos de tritio y ^3He son partículas más pesadas, se necesitan momentos mayores para que entren en el detector.

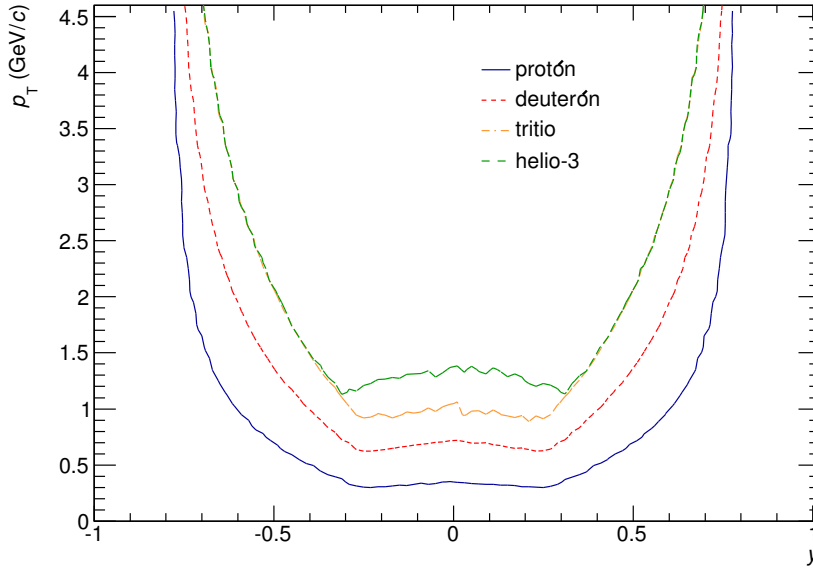


Figura 5.11: Región $\{p_T, y\}$ accesible para protones y núcleos ligeros.

Y por último, la figura 5.13 muestra como ejemplo la eficiencia de reconstrucción de los antideuterones respecto de los antideuterones que entran en el detector para los diferentes periodos analizados.

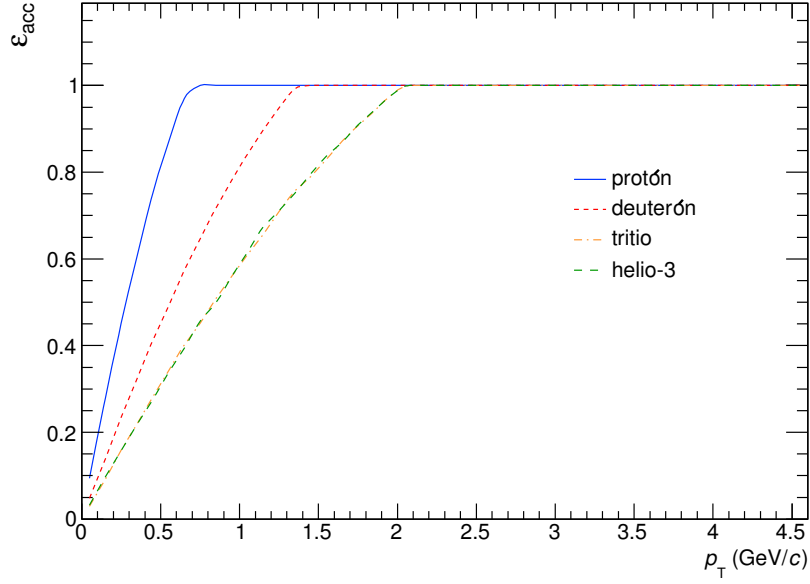


Figura 5.12: Fracción de protones y núcleos ligeros con $|y| < 0.5$ que entran en el detector.

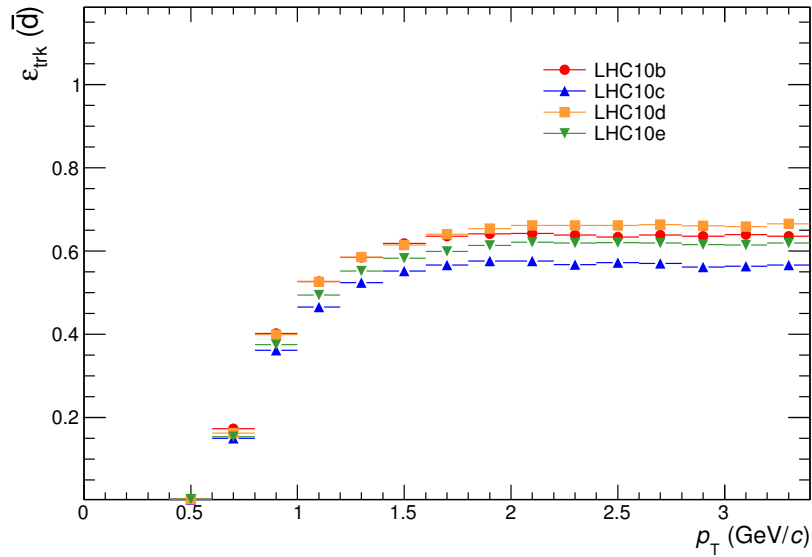


Figura 5.13: Eficiencia de reconstrucción de los antideuterones con el criterio de selección de la tabla 5.4 para los distintos periodos.

Capítulo 6

Errores sistemáticos

Las principales fuentes de errores sistemáticos provienen de la identificación de deuterones y antideuterones a alto p_T , de la producción de deuterones secundarios en los materiales, de las parametrizaciones de la sección eficaz de reacción antideuteron-núcleo y de la descripción del inventario del material.

6.1. Identificación

La principal incertidumbre en la identificación de los deuterones viene de la contaminación a alto p_T donde las señales de la TPC y del TOF se superponen para las diferentes especies de partículas. Las figuras 6.1 y 6.2 muestran las diferencias en la distribución de deuterones y antideuterones, respectivamente, cuando se cambia el intervalo de la masa al cuadrado calculada con el TOF. Esto produce formas ligeramente diferentes en el ruido de fondo que afecta de manera importante a los deuterones, ya que a alto p_T apenas se producen. Por otro lado, la forma de la señal de deuterones y antideuterones no se conoce con exactitud debido al exceso de cuentas de tiempos de vuelo. La incertidumbre asociada a la forma de la señal puede ser evaluada en el intervalo de p_T donde la identificación es inequívoca, es decir, para $1 < p_T < 1.4$ GeV/ c , comparando el número de cuentas con la integral de la señal, figuras 6.3 y 6.4. Entonces para bajo p_T se tiene una incertidumbre pequeña en la identificación, para valores de p_T intermedios $\sim 4\%$ debido a la forma de la señal, y aproximadamente un 20% para alto p_T en los deuterones y un 10% en los antideuterones debido a la forma del ruido de fondo.

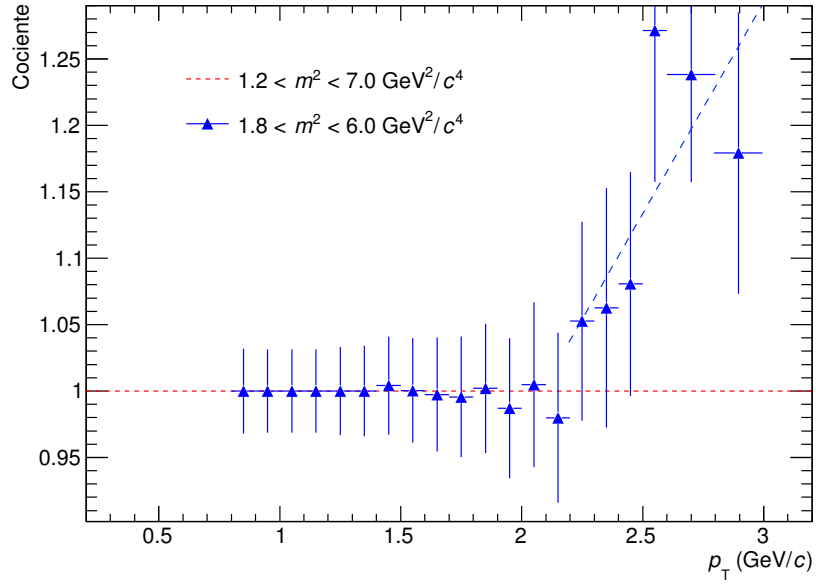


Figura 6.1: Comparación entre las distribuciones de deuterones cuando se cambia el intervalo del ruido de fondo.

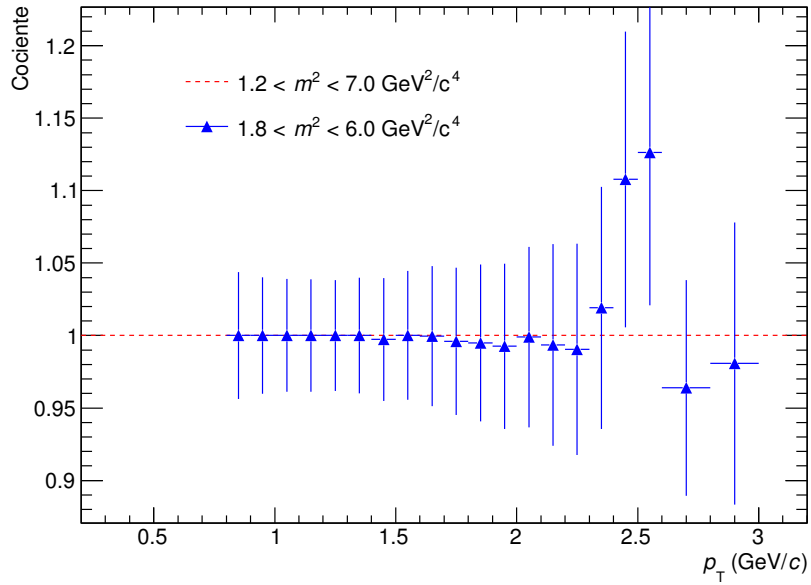


Figura 6.2: Comparación entre las distribuciones de antideuterones cuando se cambia el intervalo del ruido de fondo.

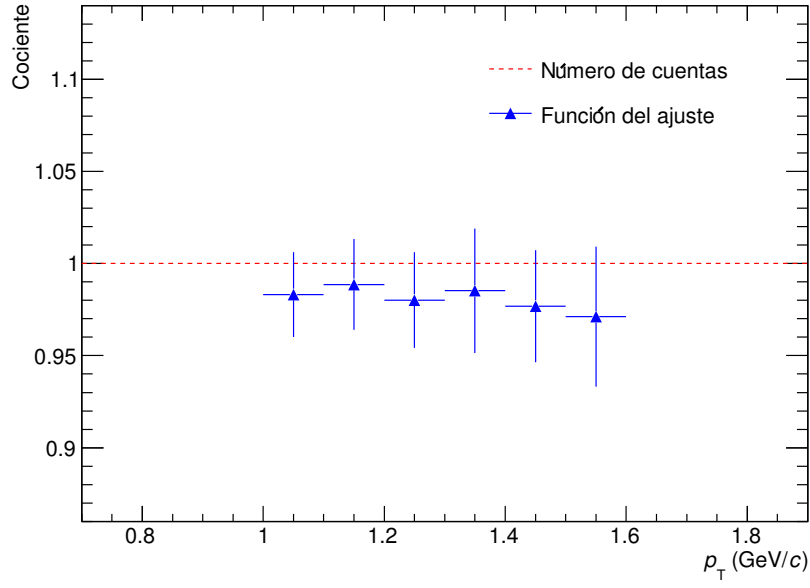


Figura 6.3: Comparación entre las distribuciones de deuterones cuando se utiliza la función del ajuste para extraer la señal.

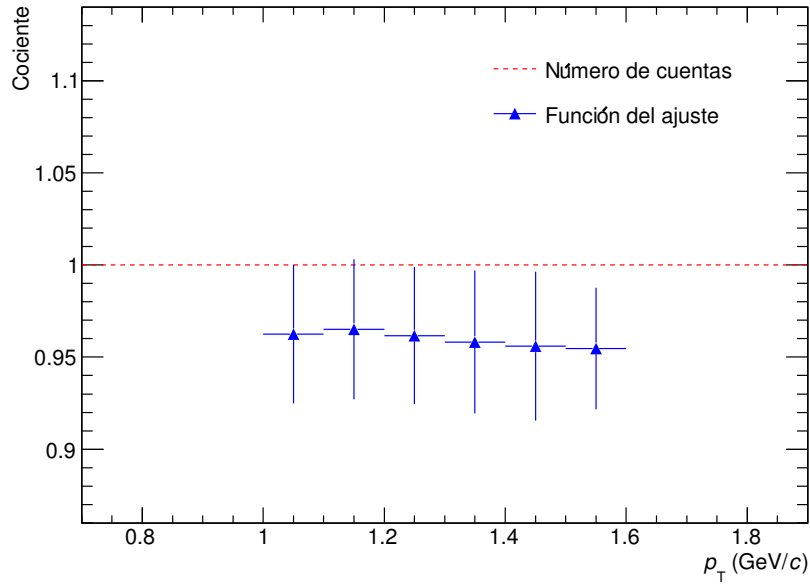


Figura 6.4: Comparación entre las distribuciones de antideuterones cuando se utiliza la función del ajuste para extraer la señal.

6.2. Deuterones secundarios

Los deuterones secundarios se producen en abundancia en las reacciones de espalación inducidas en los materiales del detector. Cuando se exige un cluster en la primera capa del ITS, la contaminación de deuterones secundarios se reduce al tubo del haz y al SPD. También las condiciones en el parámetro de impacto de la traza al vértice primario reducen el número de deuterones secundarios.

Sin embargo, no se encuentran diferencias significativas cuando se utiliza el SPD para reducir los deuterones secundarios, figura 6.6, o se exigen diferentes parámetros de impacto de la traza al vértice primario, figura 6.5. Como la primera capa del SPD no cubre toda la aceptación en ϕ , ya que algunos módulos no estaban activos, se tienen más fluctuaciones que cuando se utiliza la primera o la segunda capa.

Por otro lado, la incertidumbre en la eliminación de los deuterones secundarios proviene principalmente del desconocimiento de la producción de deuterones secundarios en los materiales del detector. La plantilla de los deuterones primarios para las distribuciones DCA se obtiene a partir de las simulaciones y la de los deuterones secundarios se aproxima por una distribución plana. La plantilla de los deuterones primarios es similar a la distribución de antideuterones, ya que estos son todos primarios. En la figura 6.7 se muestra la diferencia en las distribuciones de deuterones al utilizar diferentes plantillas para los deuterones primarios.

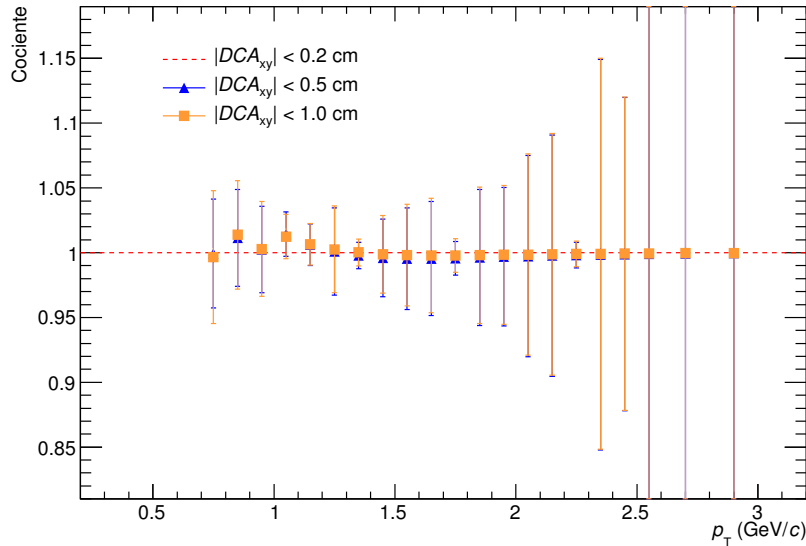


Figura 6.5: Comparación entre las distribuciones de deuterones cuando se utilizan diferentes condiciones en el parámetro de impacto de la traza al vértice.

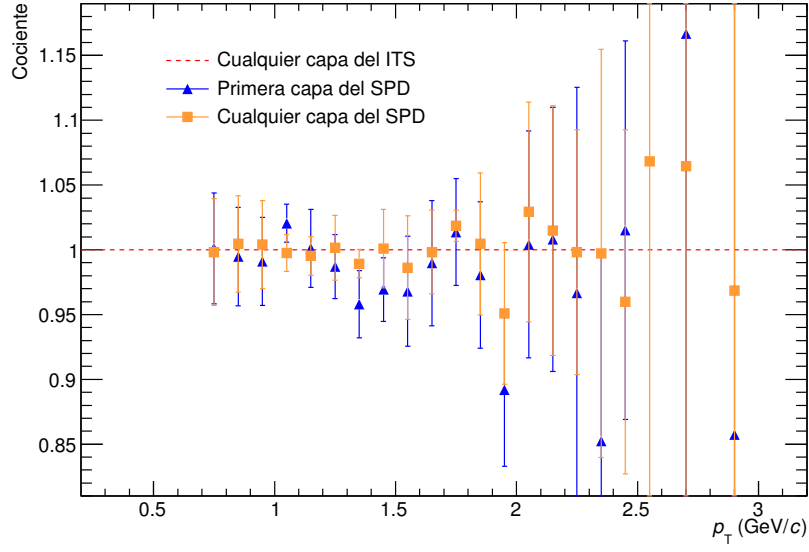


Figura 6.6: Comparación entre las distribuciones de deuterones cuando se utilizan diferentes capas del ITS para reducir el número de deuterones secundarios.

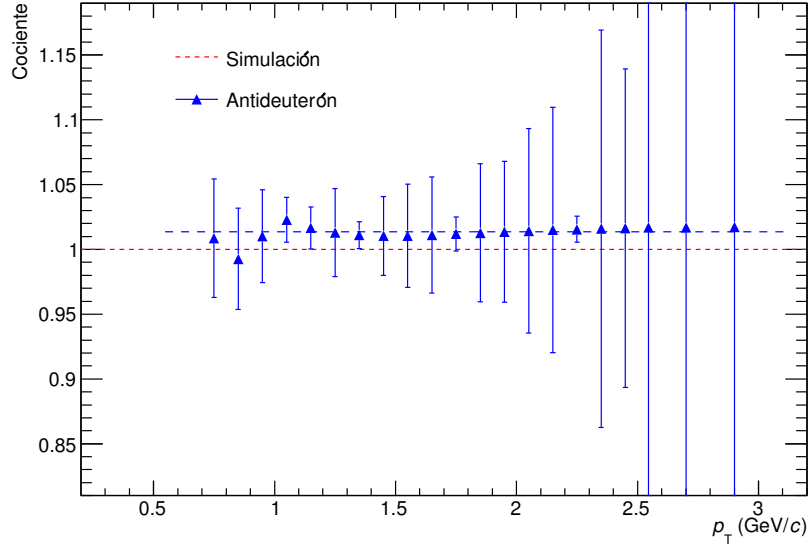


Figura 6.7: Comparación entre las distribuciones de deuterones cuando se utilizan diferentes plantillas para los deuterones primarios en las distribuciones DCA.

6.3. Eficiencia de reconstrucción

Las parametrizaciones de las secciones eficaces de reacción de los deuterones y antideuterones con los materiales introduce una incertidumbre en la eficiencia de

reconstrucción, ya que esta última se calcula mediante simulaciones Monte Carlo.

6.3.1. Parametrización de las secciones eficaces

La sección eficaz de reacción deuterón-núcleo está parametrizada en GEANT3/GHEISHA mediante

$$\sigma_R(dA_T) = 49(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})^2 \text{ [mb]} \quad (6.1)$$

donde A_P y A_T son las masas del proyectil y del blanco, respectivamente. Para un material dado, $\sigma_R(dA_T)$ es constante e independiente de la energía del proyectil.

La diferencia de esta parametrización con la descrita en el capítulo 3, está dentro del 10 %-20 % para los materiales de los detectores centrales, figura 6.8, siendo la diferencia mayor a bajas energías, donde las interacciones coulombianas son más importantes. Esta diferencia se traduce en un cambio del $\sim 1\%$ en la eficiencia de reconstrucción de los deuterones, figura 6.9.

Por otro lado, la incertidumbre en la sección eficaz deuterón-núcleo y antideuterón-núcleo viene determinada por el valor de $K(A_T)$. Los datos experimentales deuterón-núcleo favorecen las bajas energías, mientras que los datos experimentales antideuterón-núcleo las altas energías, luego se tiene que

$$K_{\bar{d}}(A_T) < K(A_T) < K_d(A_T) \quad (6.2)$$

En la figura 6.9 se muestra la diferencia en la eficiencia de reconstrucción de los deuterones cuando se utiliza el valor de $K(A_T)$ obtenido solo con los datos de los deuterones, y el valor de $K(A_T)$ obtenido solo con los datos de los antideuterones. Se tiene una diferencia del $\sim 3\%$ para la TPC y del $\sim 4\%$ para el TOF ($p_T > 1 \text{ GeV}/c$). En cambio, para los antideuterones, figura 6.10, se tiene un $\sim 5\%$ para la TPC y un $\sim 7\%$ para el TOF.

La incertidumbre es mayor en el TOF porque los deuterones y antideuterones tienen que atravesar el TRD, y con ello una cantidad mayor de material. En cambio, las fluctuaciones se deben a que solo fue posible realizar las simulaciones con un número limitado de sucesos.

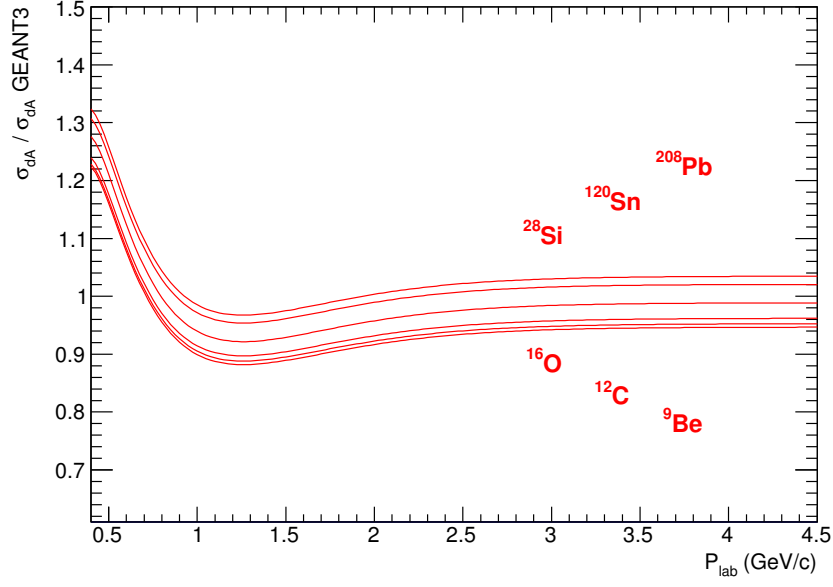


Figura 6.8: Comparación entre la parametrización de σ_{dA} dada por (6.1) y la parametrización descrita en el capítulo 3 para diferentes materiales.

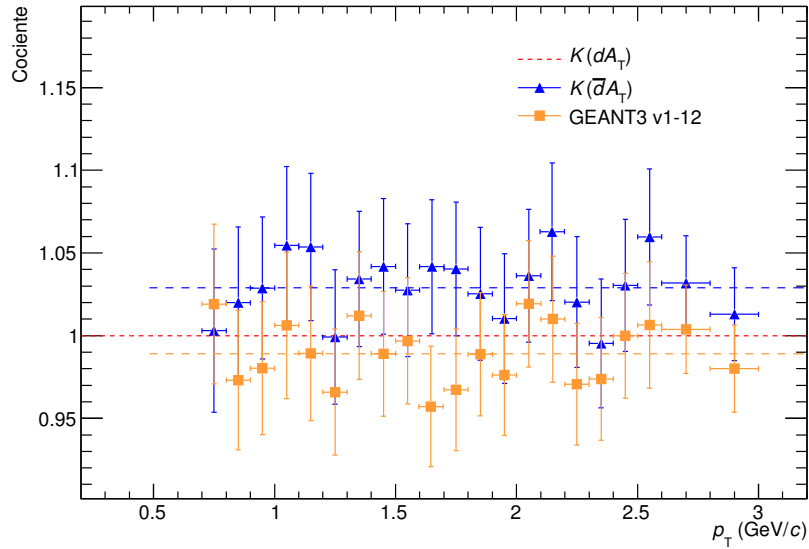


Figura 6.9: Comparación de la eficiencia de reconstrucción de los deuterones utilizando la parametrización original (6.1) y la descrita en el capítulo 3 con valores diferentes de $K(A_T)$.

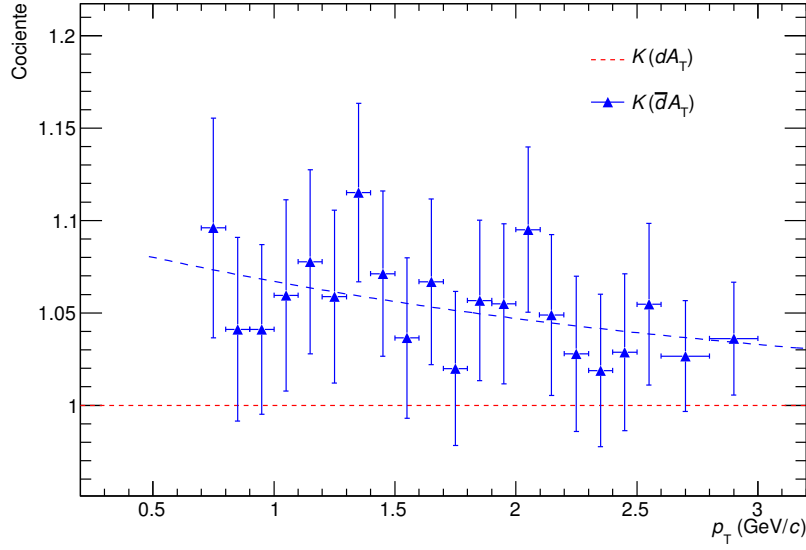


Figura 6.10: Comparación de la eficiencia de reconstrucción de los antideuterones al cambiar el factor de corrección $K(A_T)$.

6.3.2. Inventario del material

El inventario del material del detector no se conoce con exactitud lo cual introduce una incertidumbre en la eficiencia de reconstrucción. Sin embargo, mediante el análisis de la conversión de fotones en el material del detector se ha estimado un error de $+3.4\%$ y -6.2% [75].

En la figuras 6.11 y 6.12 se muestra la diferencia entre las eficiencias de reconstrucción para deuterones y antideuterones, respectivamente, cuando se cambia la densidad de los materiales en un $\pm 10\%$. Además para $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ se exige una coincidencia con la señal del TOF. Se puede ver que depende del momento transverso, teniéndose una diferencia de $\sim 5\%$ para $0.8 < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$. La diferencia es mayor cuando se utiliza $+10\%$ de densidad, pero como el error para este caso es la mitad que para el caso de -10% , se puede atribuir un error sistemático simétrico, tomando el valor medio como error sistemático.

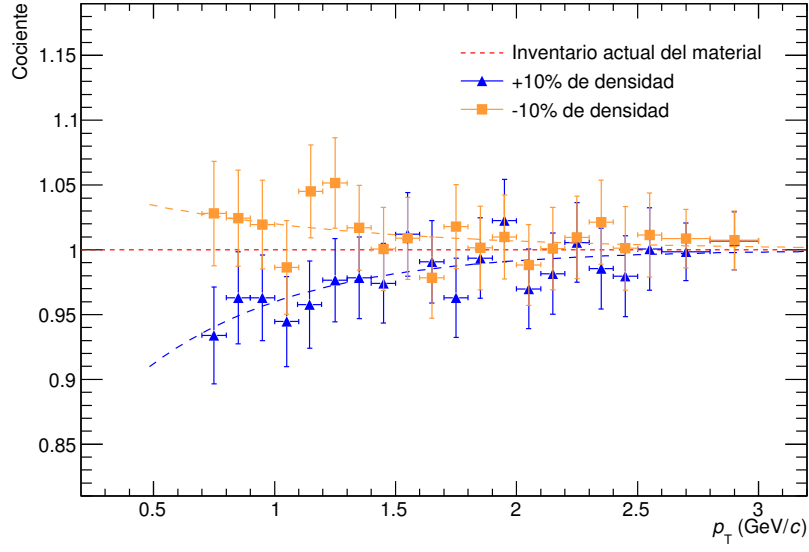


Figura 6.11: Comparación de la eficiencia de reconstrucción de los deuterones cuando se cambia la densidad del material en $\pm 10\%$ y se utiliza la TPC y el TOF.

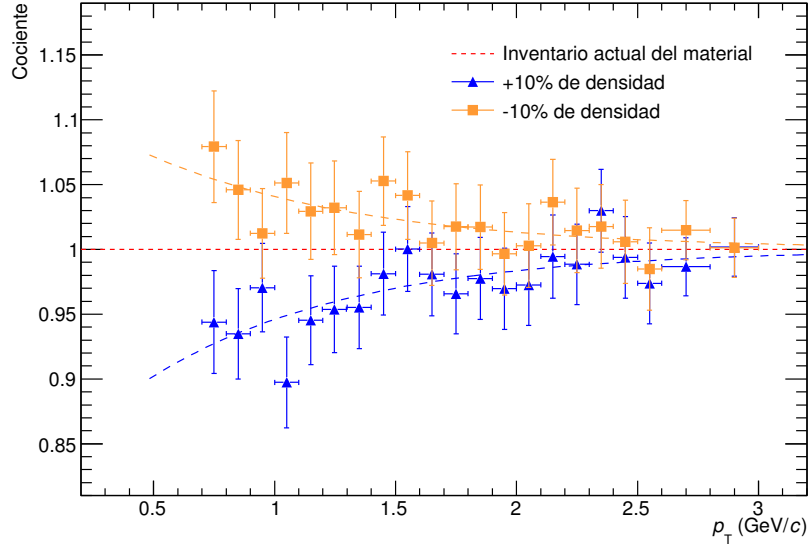


Figura 6.12: Comparación de la eficiencia de reconstrucción de los antideuterones cuando se cambia la densidad del material en $\pm 10\%$ y se utiliza la TPC y el TOF.

6.4. Combinación de los errores

Los distintos errores se añaden en cuadratura, haciendo la aproximación de que no están correlacionados.

6.4.1. Cociente $\bar{d}/d$

En el cociente $\bar{d}/d$ la mayor parte de los errores sistemáticos se cancelan, ya que únicamente depende del cociente entre las eficiencias de reconstrucción y de la eliminación de los deuterones secundarios.

En la figura 6.13 se compara el cociente $\epsilon_d/\epsilon_{\bar{d}}$ obtenido con el valor de $K(A_T)$ para deuterones y el valor de $K(A_T)$ para antideuterones. Para $p_T \leq 1$ GeV/c se utiliza la TPC, mientras que para $p_T > 1$ GeV/c se requiere además una coincidencia con la señal del TOF. Como solo fue posible realizar las simulaciones con un número reducido de sucesos se tienen muchas fluctuaciones, pero el valor medio oscila en torno a un 3 %. Junto con un 2 % de error sistemático en la eliminación de los deuterones secundarios, se tiene un error total de un 4 %.

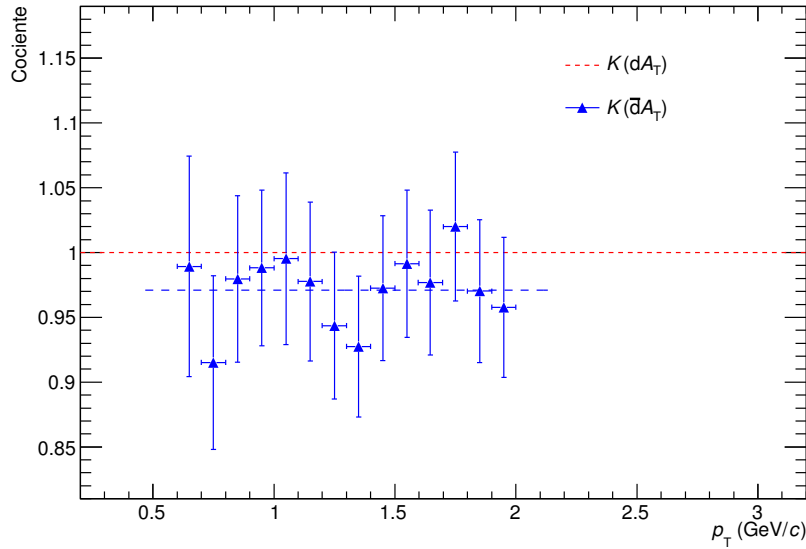


Figura 6.13: Comparación del cociente $\epsilon_d/\epsilon_{\bar{d}}$ obtenido con diferentes valores de $K(A_T)$.

6.4.2. Distribuciones de p_T

Las distribuciones de deuterones y antideuterones están afectadas por las incertidumbres en la identificación, la eliminación de los deuterones secundarios y de la eficiencia de reconstrucción. Además, se tiene un error asociado al trazado y a la selección de las trazas, pero menor que un 4 %. En las figuras 6.14 y 6.15 se muestra el error total en función del momento transversal para las distribuciones de deuterones y antideuterones, respectivamente.

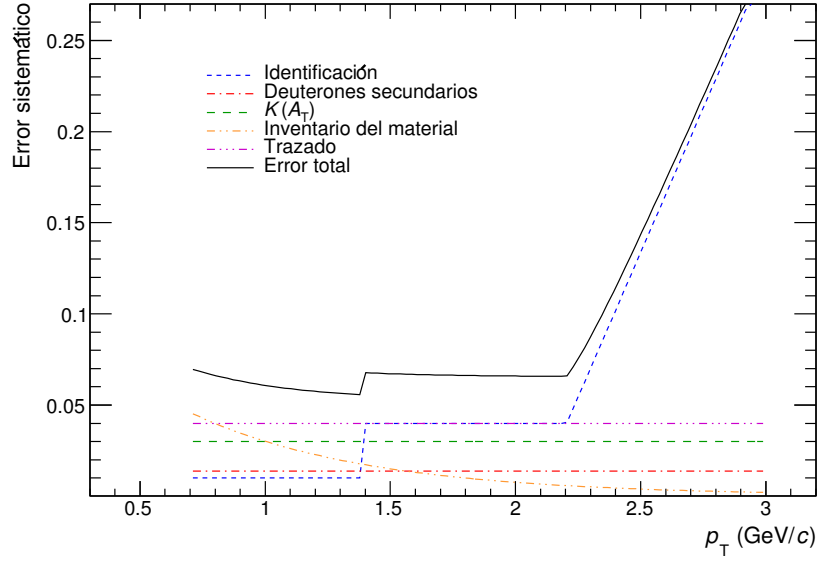


Figura 6.14: Errores sistemáticos para las distribuciones de deuterones.

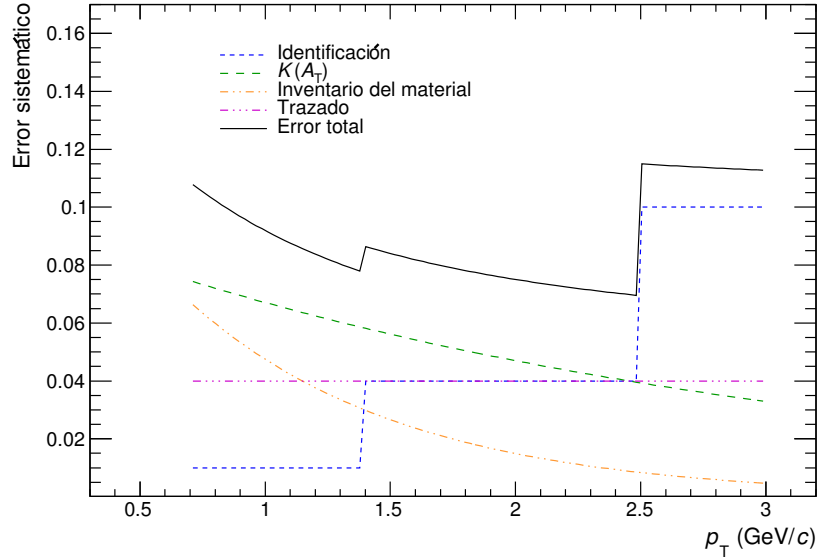


Figura 6.15: Errores sistemáticos para las distribuciones de antideuterones.

6.4.3. B_2 y cociente d/p

Ambos errores en las distribuciones de protones y deuterones se propagan al parámetro de coalescencia, ya que se trata de especies de partículas diferentes a los que se les ha aplicado correcciones diferentes que no se cancelan en el cálculo del parámetro B_2 .

La estimación del error sistemático en la distribución de protones es del 5 %, como se obtiene al comparar con otros análisis ($\pi/K/p$).

Estos errores también se propagan al cociente d/p ya que se calcula integrando la distribución de Tsallis ajustada a los datos. Una estimación razonable sería un 5 % para protones y un 10 % para deuterones, lo que resulta en un 11 % cuando se extrapola a todo el intervalo de p_T mediante la distribución de Tsallis.

6.4.4. Núcleos de antitritio y $^3\overline{\text{He}}$

Los errores sistemáticos asociados a estos antinúcleos son menores que los errores estadísticos debido a su escasa producción en las colisiones pp. El error sistemático en la identificación puede ser ignorado, ya que en los intervalos de p_T considerados la identificación es inequívoca. Tampoco están afectados por la producción de antinúcleos secundarios. Únicamente estarían afectados por las incertidumbres en la parametrización de las secciones eficaces de reacción antinúcleo-núcleo y la descripción del inventario del material. Asignando un 30 % de error en la parametrización de las secciones eficaces de reacción como en la referencia original [60], la propagación a la eficiencia de reconstrucción de estos núcleos se traduce en ~ 5 %. Ya que para los antideuterones se tiene un 7 % a bajo p_T se puede asignar un 10 % de incertidumbre para incluir la incertidumbre de los antideuterones. Y para el inventario del material, aproximadamente se tiene la misma estimación que para los deuterones y antideuterones, es decir, un 5 %. Sin embargo, cuando se comparan los resultados utilizando el TOF para los núcleos de $^3\overline{\text{He}}$ se encuentra una diferencia de aproximadamente el 10 % para los valores más bajos de p_T y un 30 % para los valores más altos. Luego una estimación de los errores sistemáticos sería un 15 % para los valores más bajos de p_T y un 30 % para los valores más altos de p_T , que todavía son menores que los errores estadísticos.

6.4.5. Multiplicidad

Para la dependencia con la multiplicidad se aplica el mismo procedimiento de análisis que en los sucesos de sesgo mínimo, utilizando la eficiencia de reconstrucción y las plantillas para las distribuciones DCA del análisis anterior. El número de trazas en los subconjuntos de sucesos en los que se dividió la muestra de sucesos de sesgo mínimo varía de 0.2 a 4.3 veces el promedio del número de trazas de dicha muestra. Por ello, no hay una diferencia significativa en las eficiencias de reconstrucción para

las distintas clases de multiplicidad, y las plantillas DCA son ajustadas a los datos experimentales. Entonces, los errores estimados en las secciones anteriores se aplican a cada uno de estos casos. Además, se tiene un error sistemático asociado a la determinación de $dN_{ch}/d\eta / \langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, aproximadamente igual a la amplitud del intervalo.

Capítulo 7

Resultados

En este capítulo se describen los resultados obtenidos y se comparan con modelos Monte Carlo inspirados en la QCD y con los resultados de experimentos anteriores.

7.1. Producción diferencial invariante

Las producciones diferenciales invariantes han sido obtenidas en la región de rapidez media, $|y| < 0.5$, donde se espera que el número bariónico total sea cero. El conjunto de sucesos utilizado tiene el menor sesgo posible y se suprime la difracción simple exigiendo una señal en los dos contadores del V0 situados a ambos lados del punto de interacción.

7.1.1. Comparación con modelos Monte Carlo

Las distribuciones de protones y antiprotones se muestran en las figuras 7.1, 7.2 y 7.3 para las energías en centro de masas de 900 GeV, 2.76 TeV y 7 TeV, respectivamente, junto con las predicciones de PHOJET [76], PYTHIA6 [51] y PYTHIA8 [77].

PYTHIA6 incluye los refinamientos de Perugia [78], que utiliza los datos del LEP, de Tevatron y la variante Perugia-2011 (350) algunos de los primeros datos del LHC. Por otro lado, PHOJET implementa un modelo dual de partones (DPM: Dual Parton Model) usando la teoría Reggeon para interacciones blandas y la QCD perturbativa de orden más bajo para simular las interacciones duras. De los modelos anteriores, PYTHIA8 es el que mejor reproduce las distribuciones de protones y antiprotones a estas energías.

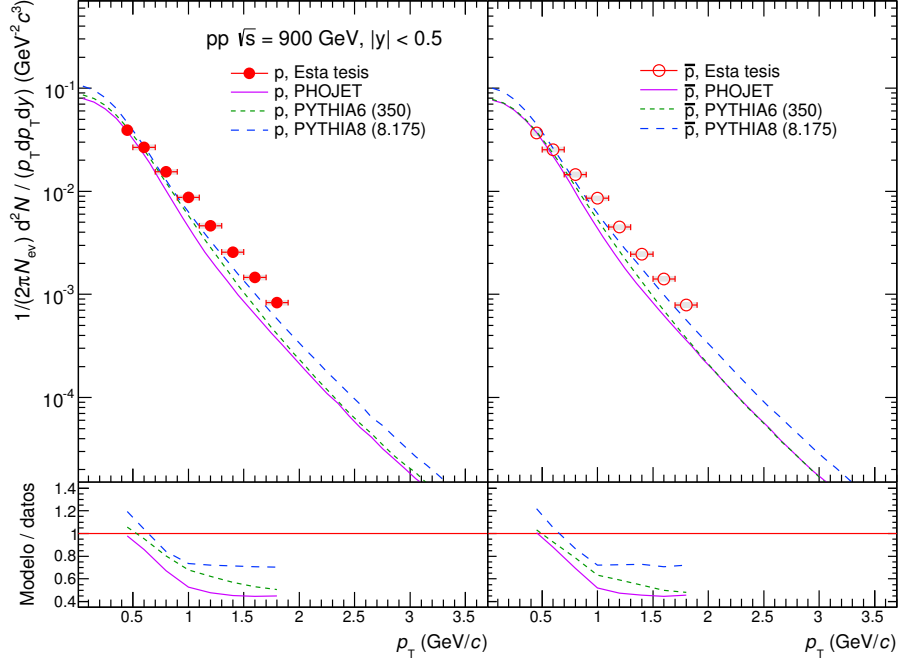


Figura 7.1: Producción diferencial invariante de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) a $\sqrt{s} = 900$ GeV y comparación con modelos Monte Carlo.

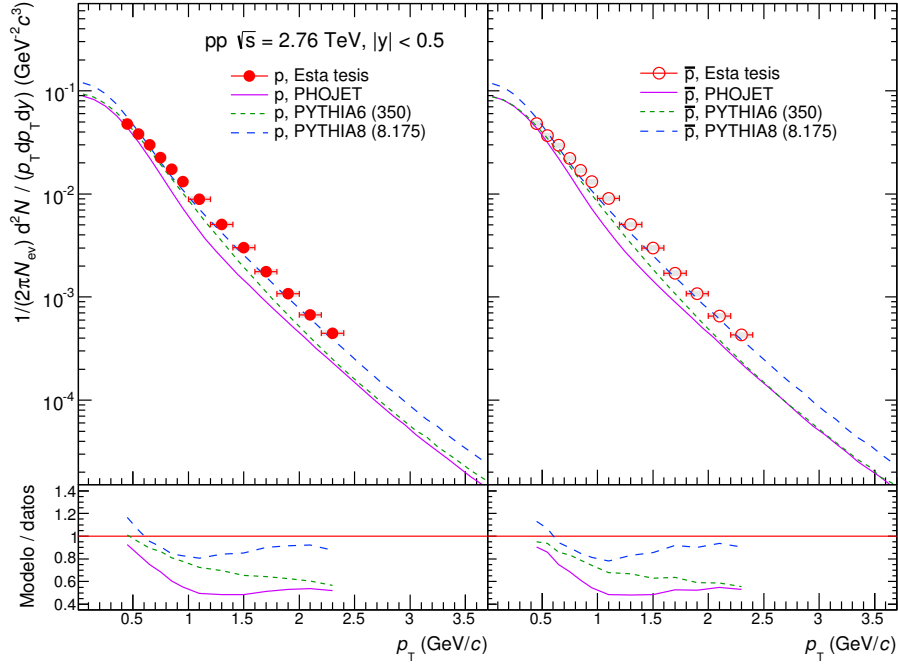


Figura 7.2: Producción diferencial invariante de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV y comparación con modelos Monte Carlo.

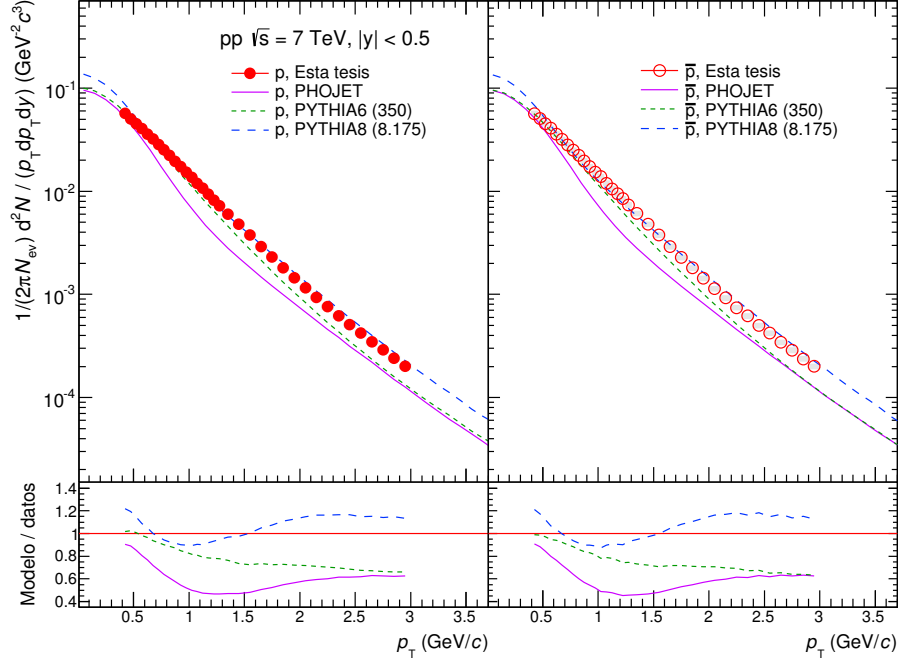


Figura 7.3: Producción diferencial invariante de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) a $\sqrt{s} = 7$ TeV y comparación con modelos Monte Carlo.

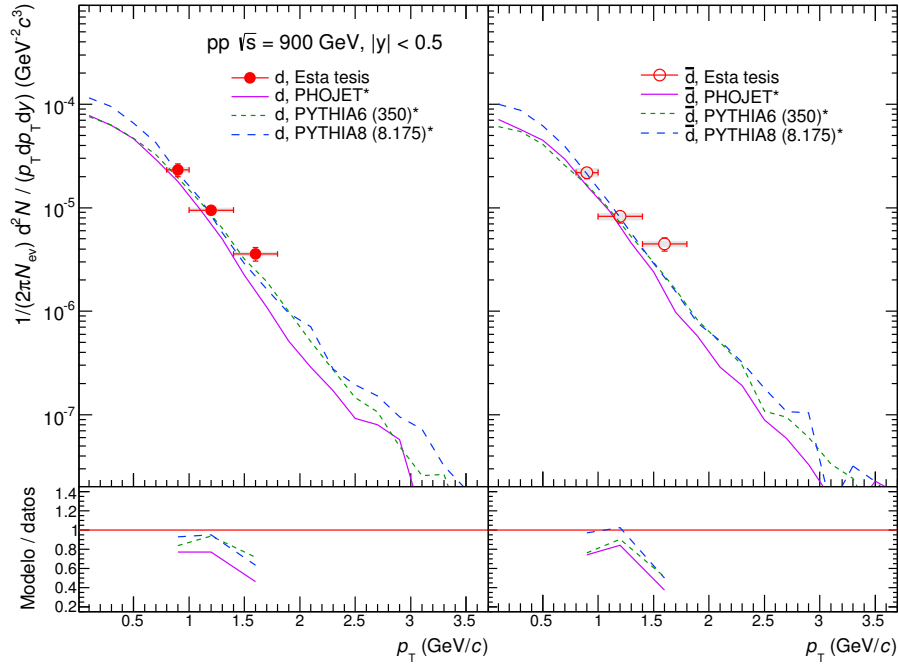


Figura 7.4: Producción diferencial invariante de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) a $\sqrt{s} = 900$ GeV y comparación con modelos Monte Carlo a los que se les ha añadido el gratinador de deuterones, $p_0 = 200$ MeV/c.

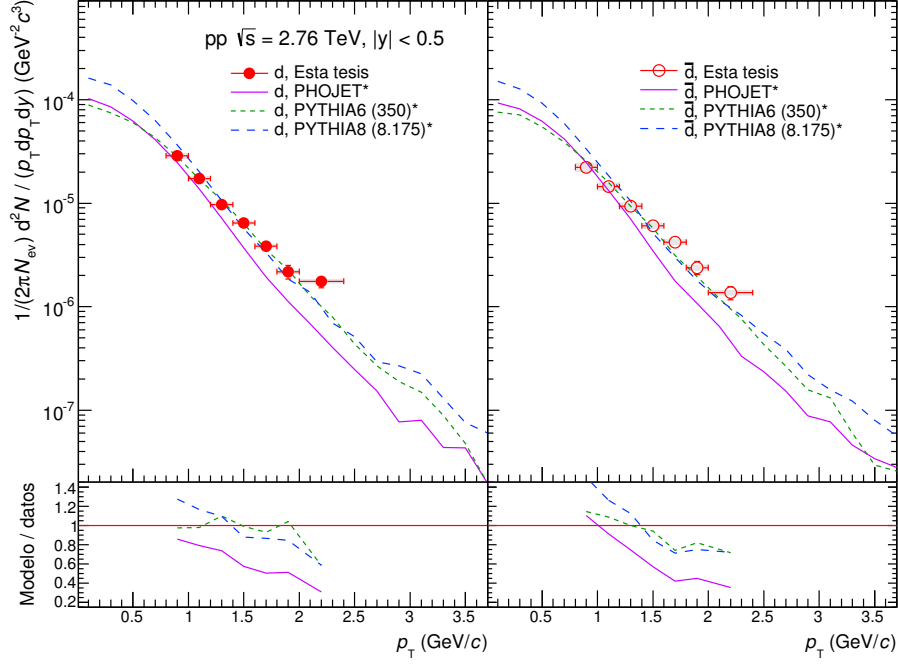


Figura 7.5: Producción diferencial invariante de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV y comparación con modelos Monte Carlo a los que se les ha añadido el gratinador de deuterones, $p_0 = 200$ MeV/ c .

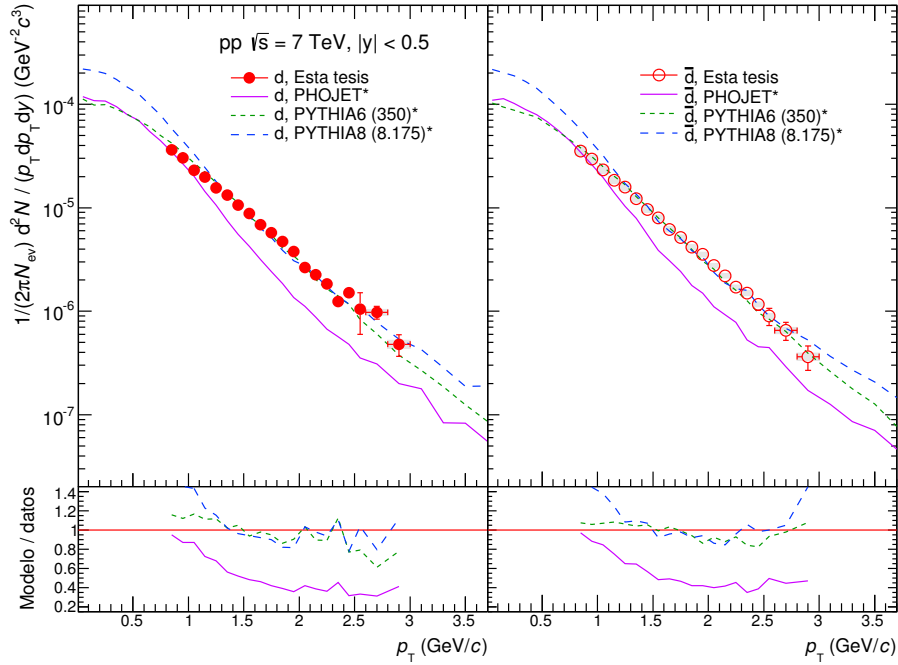


Figura 7.6: Producción diferencial invariante de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) a $\sqrt{s} = 7$ TeV y comparación con modelos Monte Carlo a los que se les ha añadido el gratinador de deuterones, $p_0 = 200$ MeV/ c .

La distribución de deuterones se ha obtenido añadiendo el gratinador de deuterones, descrito en el capítulo 3, a los modelos Monte Carlo anteriores. Con un valor de $p_0 \simeq 200$ MeV/ c para PYTHIA8 se obtienen buenos resultados, figuras 7.4, 7.5 y 7.6.

7.1.2. Comparación con otros experimentos

En las figuras 7.7, 7.8 y 7.9 se comparan las distribuciones de protones y antiprotones con los resultados de CMS [79] a la misma energía en centro de masas. El disparador de CMS o selección de “doble cara”, DS (double-sided), exige al menos una partícula con $E > 3$ GeV en la región $-5 < \eta < -3$ y otra en la región $3 < \eta < 5$ [79]. Esta selección es similar a la utilizada en los resultados de la sección anterior, ya que los contadores V0A y V0C cubren las regiones $2.8 < \eta < 5.1$ y $-3.7 < \eta < -1.7$, respectivamente. Los resultados son consistentes en la región de bajo p_T , mientras que las diferencias en la región de alto p_T se deben a que la TPC y TOF de ALICE permiten la separación de las distintas especies de partículas con momentos transversos mayores. La fracción de los sucesos seleccionados respecto a los sucesos inelásticos, $\sigma_{\text{MBAND}}/\sigma_{\text{INEL}}$, es de 0.763, 0.760 y 0.742 para las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV, 2.76 TeV y 7 TeV, respectivamente [80]. En la figura 7.7 se muestra la diferencia cuando se tienen en cuenta las contribuciones de los procesos difractivos.

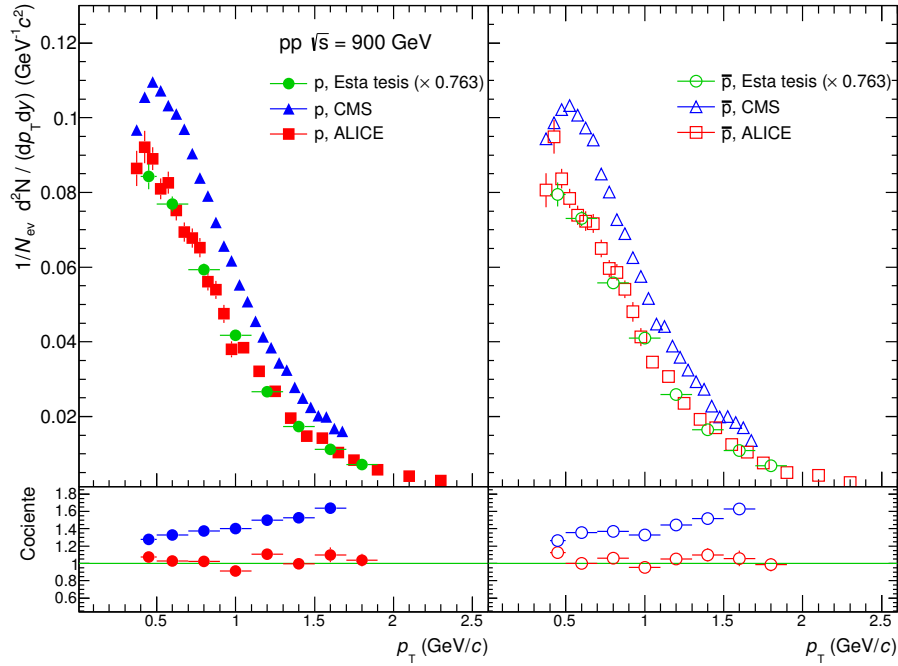


Figura 7.7: Comparación con los resultados de CMS y ALICE en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.

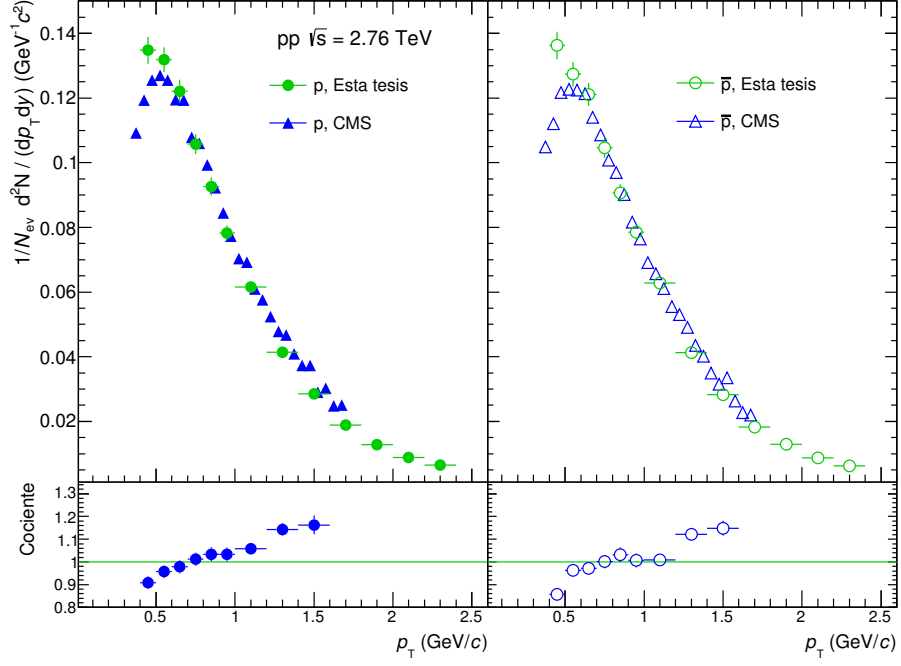


Figura 7.8: Comparación con los resultados de CMS en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.

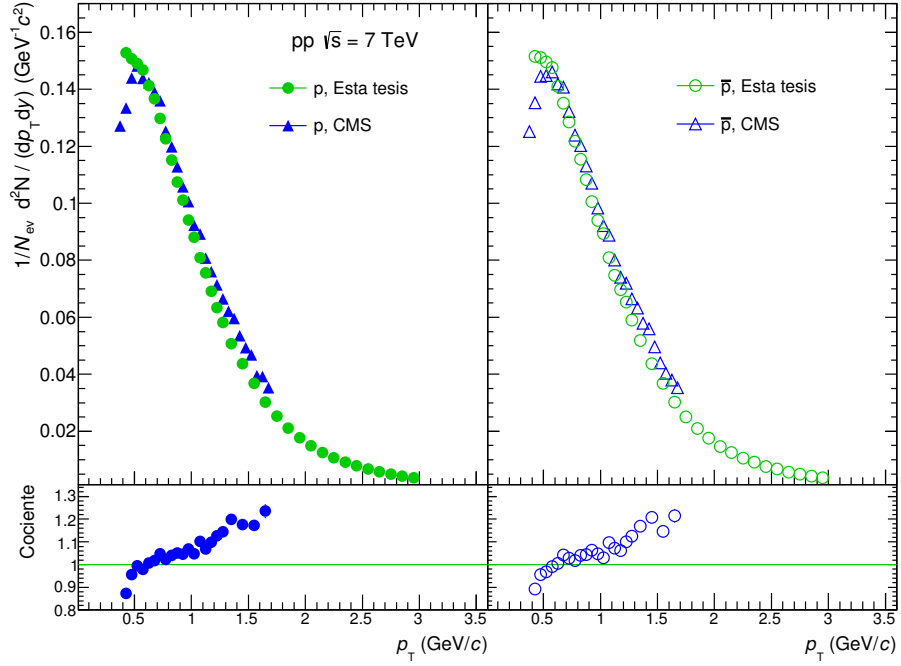


Figura 7.9: Comparación con los resultados de CMS en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

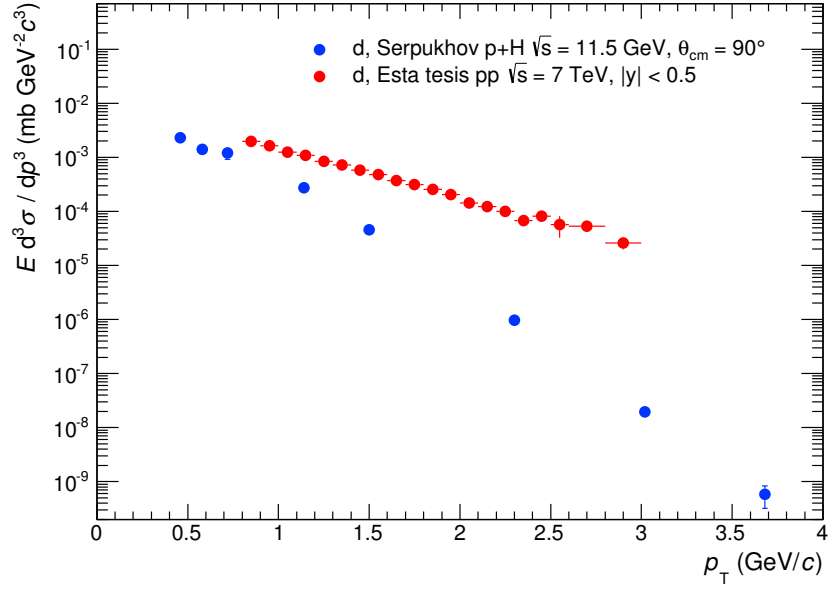


Figura 7.10: Comparación de la sección eficaz diferencial invariante de los deuterones con las colisiones p+H de Serpukhov.

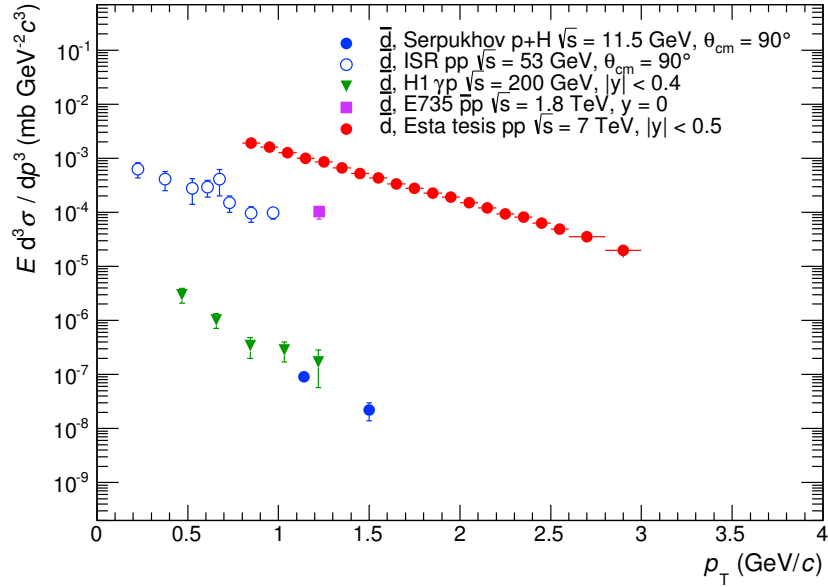


Figura 7.11: Comparación de la sección eficaz diferencial invariante de los antideuterones con otros experimentos.

Por otro lado, para comparar los resultados de deuterones y antideuterones con otros experimentos se calcula la sección eficaz diferencial invariante multiplicando los resultados anteriores por la sección eficaz $\sigma_{\text{MBAND}} = \epsilon_{\text{MBAND}} \times \sigma_{\text{INEL}} = 0.742 \times 73.2 \pm$

4.6 mb [80], figuras 7.10 y 7.11, respectivamente. La sección eficaz de deuterones es mucho mayor que la de las colisiones p+H de Serpukhov, sobre todo a alto p_T . También se observa un aumento de 10 veces la sección eficaz de los antideuterones respecto a las colisiones pp del ISR, y con momentos transversos de hasta 3 GeV/c, similar a la producción de deuterones.

7.2. Parámetro de coalescencia

En las figuras 7.12, 7.13 y 7.14, se muestra el parámetro de coalescencia de deuterones y antideuterones a las energías en centro de masas de 900 GeV, 2.76 TeV y 7 TeV, respectivamente, obtenido a partir de los resultados de la sección 7.1.1. Se observa una simetría en la producción de deuterones y antideuterones a estas energías, ya que el parámetro de coalescencia es compatible para ambos núcleos dentro de los errores estadísticos y sistemáticos.

También se observa una dependencia con el momento transverso a las energías en centro de masas de 2.76 TeV y 7 TeV, ya que al ajustar un polinomio de grado cero a los datos experimentales se obtiene un valor p menor que 0.05. Esta dependencia no es consistente con el modelo (1.1) que predice un valor del parámetro B_2 independiente del momento transverso.

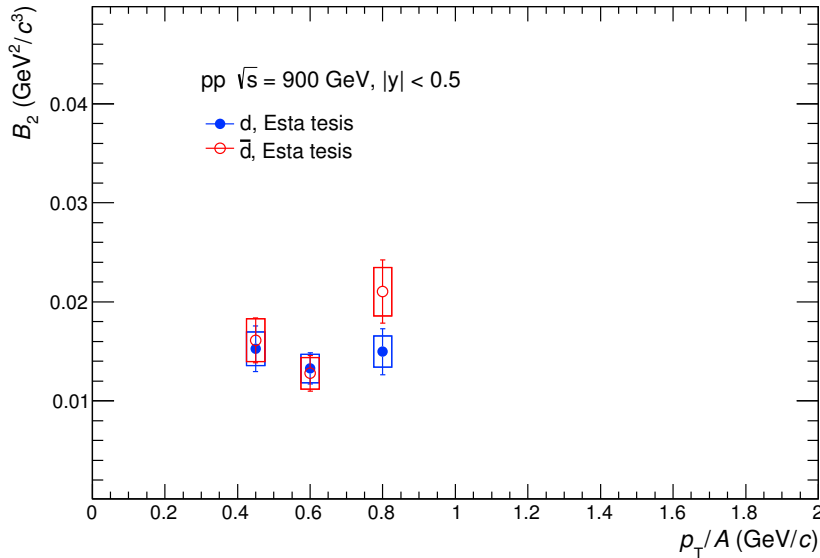


Figura 7.12: Parámetro de coalescencia para deuterones (azul) y antideuterones (rojo) en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.

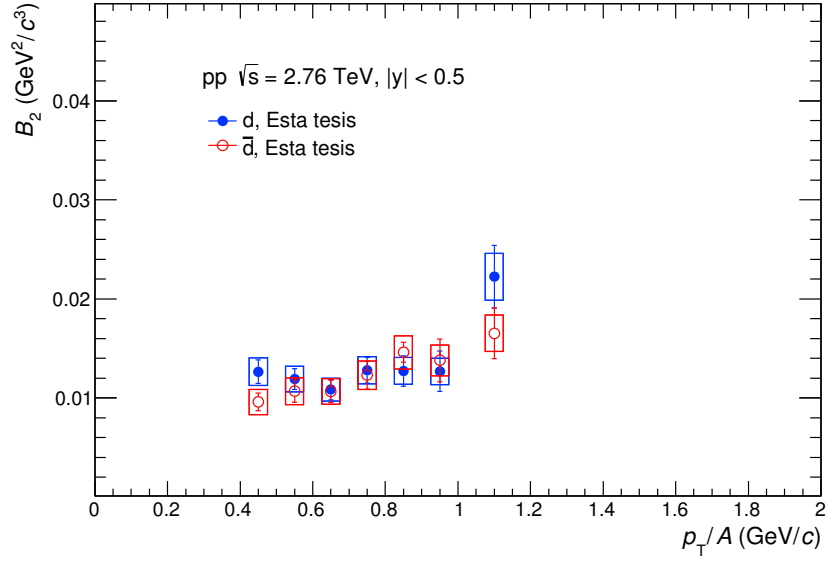


Figura 7.13: Parámetro de coalescencia para deuterones (azul) y antideuterones (rojo) en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$.

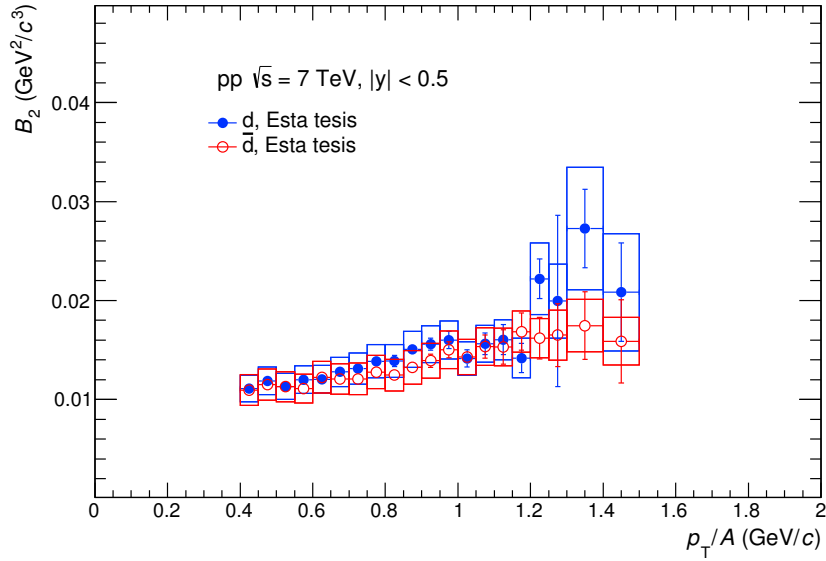


Figura 7.14: Parámetro de coalescencia para deuterones (azul) y antideuterones (rojo) en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

7.2.1. Comparación con otros experimentos

Al comparar con experimentos anteriores, figura 7.15, no se observa ninguna dependencia con la energía desde las colisiones pp del ISR hasta las colisiones pp del LHC.

Además, con ALICE se obtienen medidas más precisas y se cubre un intervalo de momentos mucho mayor.

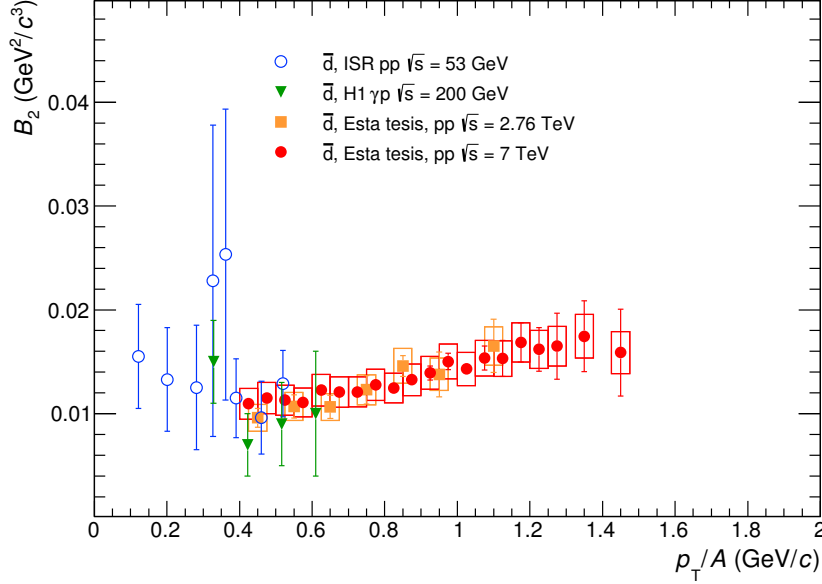


Figura 7.15: Comparación del parámetro B_2 con los valores obtenidos en otros experimentos.

7.2.2. Comparación con modelos Monte Carlo

A partir de las predicciones de PYTHIA y PHOJET para las distribuciones de protones, y de las distribuciones de deuterones obtenidas añadiendo el gratinador, se puede obtener también un valor del parámetro B_2 , figura 7.16. De nuevo, PYTHIA8 reproduce mejor los datos experimentales, ya que también reproduce mejor las distribuciones de protones y de deuterones.

Estos generados Monte Carlo implementan la producción de partículas a bajo momento a partir de muchas fuentes individuales, como las interacciones multipartón blandas, sistemas de cadenas, etc. Mientras que para alto momento, la producción de partículas puede estar dominada por la fragmentación de jets, que introducen correlaciones angulares entre los nucleones producidos. Estas correlaciones entre protones y neutrones favorecen la producción de deuterones, de manera que se tiene un aumento del parámetro B_2 con el momento transversal.

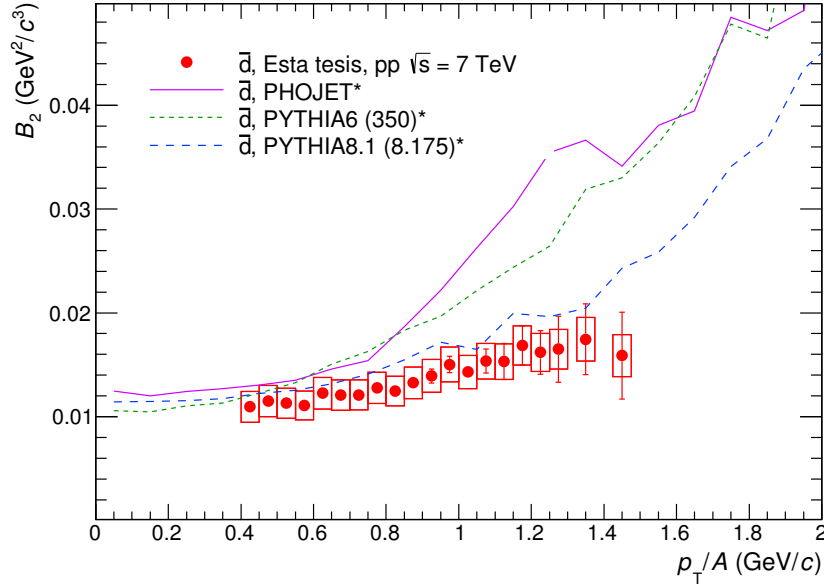


Figura 7.16: Comparación del parámetro B_2 con modelos Monte Carlo inspirados en la QCD junto con el gratinador de deuterones, $p_0 = 200 \text{ MeV}/c$.

7.3. Cocientes entre partículas

Los cocientes entre protones y deuterones proporcionan información adicional sobre la producción de deuterones y antideuterones a estas energías.

7.3.1. Cocientes $\bar{p}/p$ y $\bar{d}/d$

En las figuras 7.17, 7.18 y 7.19 se muestra el cociente entre antiprotones y protones para las colisiones pp a las energías en centro de masas de 900 GeV, 2.76 TeV y 7 TeV, respectivamente. Los valores obtenidos no muestran una dependencia con el momento transversal en la región central de rapidez, $|y| < 0.5$, y son consistentes con los valores publicados [81].

La mayor parte de protones y antiprotones producidos a rapidez media provienen de la producción de parejas barión-antibarión, de manera que se espera una producción semejante. A la energía de 900 GeV todavía hay un exceso de protones sobre antiprotones. Sin embargo, a 7 TeV el cociente $\bar{p}/p$ es compatible con la unidad, por lo que pone límites a la transferencia del número bariónico y a la existencia del oderón, partícula análoga al pomerón pero con C-paridad negativa [82].

Por otro lado, en la figura 7.20 se muestra el cociente $\bar{d}/d$ a la energía en centro de masas de 7 TeV a igual momento por nucleón y en la misma región de rapidez. El resultado también es independiente del momento transverso y compatible, dentro de los errores estadísticos y sistemáticos, con el cociente $(\bar{p}/p)^2 = 0.98 \pm 0.02(stat.)$.

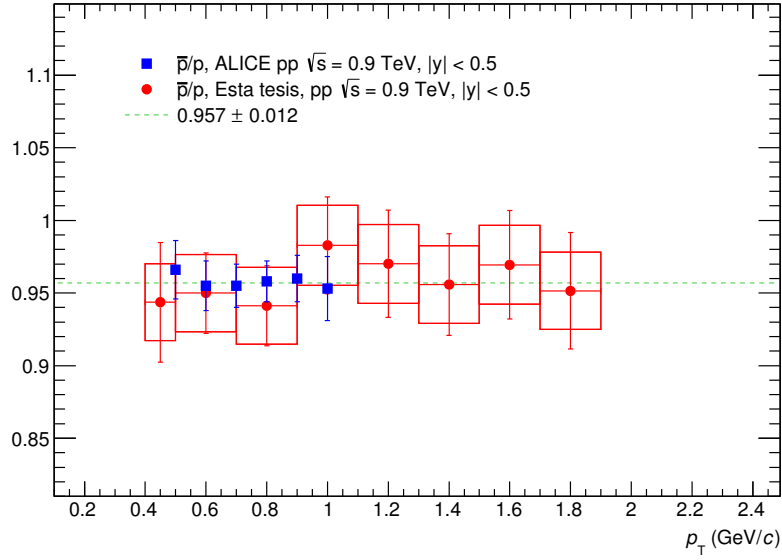


Figura 7.17: Cociente $\bar{p}/p$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV.

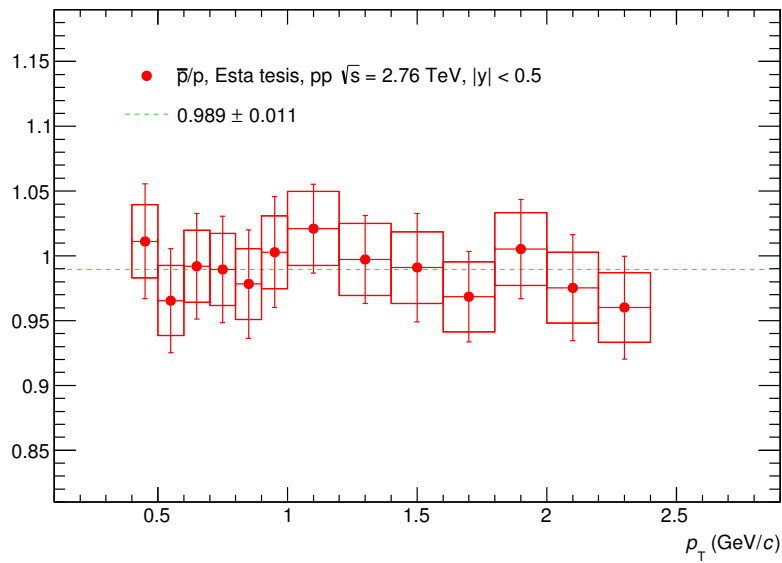


Figura 7.18: Cociente $\bar{p}/p$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.

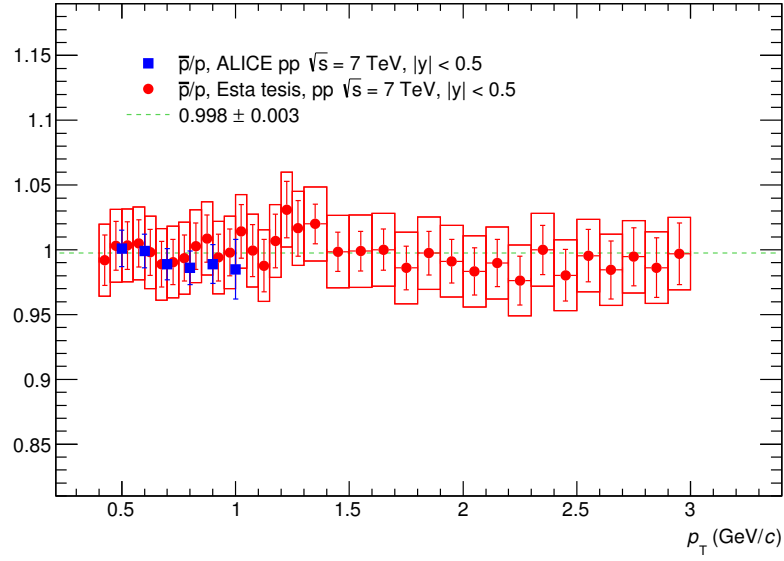


Figura 7.19: Cociente $\bar{p}/p$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

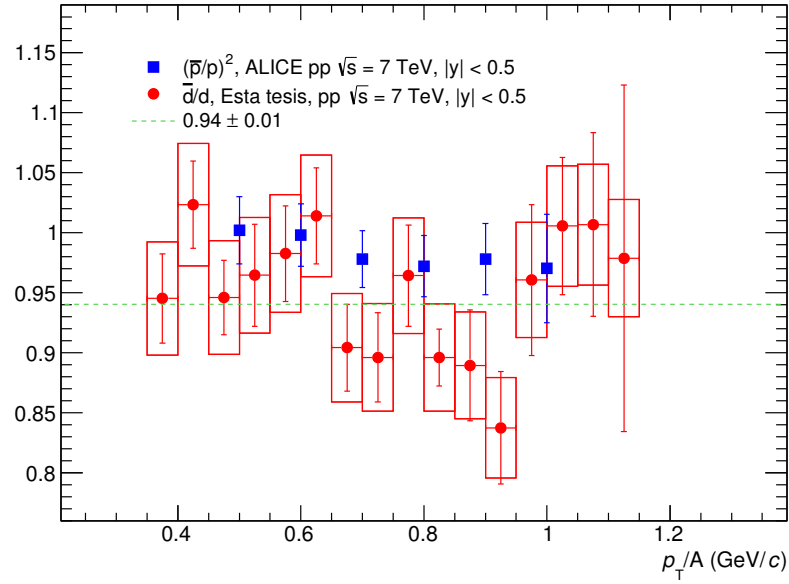


Figura 7.20: Cociente $\bar{d}/d$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

7.3.2. Cocientes d/p y $\bar{d}/\bar{p}$

La distribución de Tsallis (1.24) reproduce la forma de las distribuciones de p_T ya que proporciona el comportamiento exponencial a bajo p_T y el comportamiento de ley de potencias a alto p_T , figuras 7.21 y 7.22. Los parámetros de esta distribución se

pueden encontrar con los resultados anteriores, de manera que estos resultados se puedan extrapolar a todo el intervalo de p_T .

Una vez que se tienen los parámetros de la distribución, se puede integrar numéricamente para encontrar el número total de partículas producidas por unidad de rapidez, dN/dy , y el momento transverso esperado

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int_0^\infty p_T f(p_T) dp_T}{\int_0^\infty f(p_T) dp_T} \quad (7.1)$$

Los valores resultantes de dN/dy , $\langle p_T \rangle$, q y T se indican en las tablas 7.1 y 7.2 para protones y antiprotones, y en las tablas 7.3 y 7.4 para deuterones y antideuterones, respectivamente.

En la tabla 7.5 se indican los cocientes $\bar{p}/p$, $\bar{d}/d$, d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ obtenidos a partir de los valores de dN/dy . La extrapolación a 900 GeV para los deuterones es demasiado grande ya que se tienen muy pocos valores, por lo que el cociente d/p no se indica. Se observa un ligero aumento del número de deuterones respecto al número de protones al aumentar la energía en centro de masas.

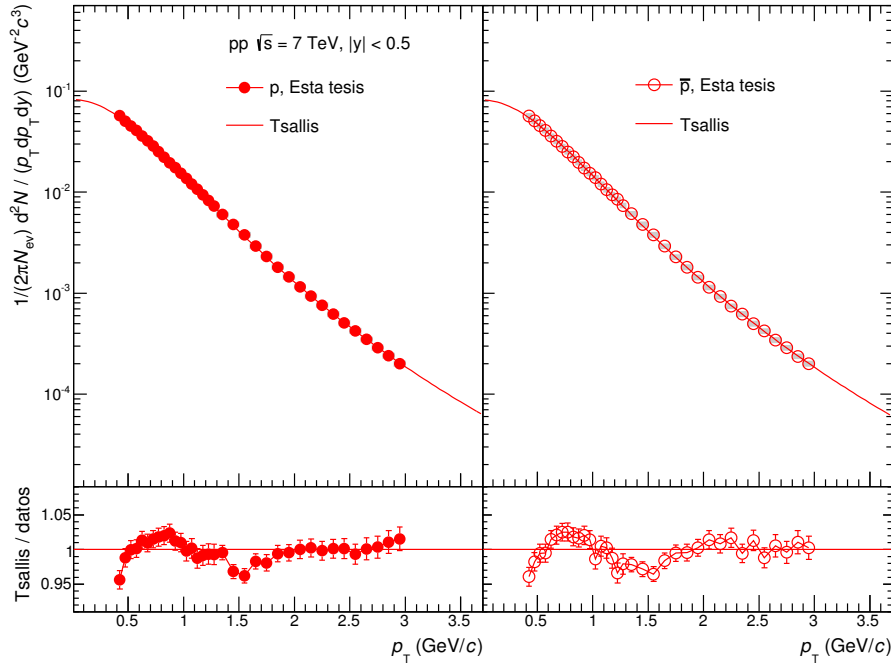


Figura 7.21: Distribución de Tsallis para protones (izquierda) y antiprotones (derecha) en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

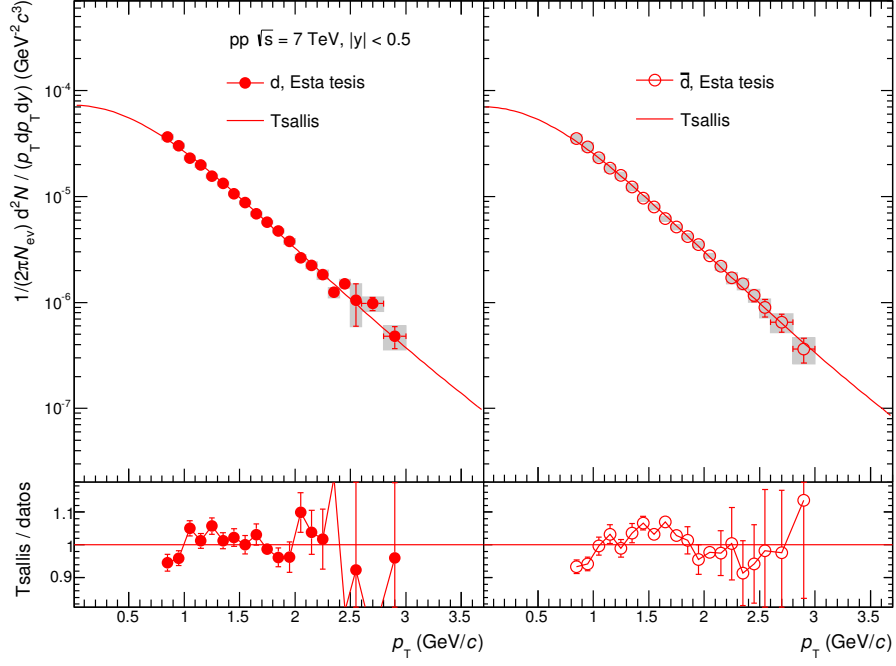


Figura 7.22: Distribución de Tsallis para deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

$\sqrt{s}$ (TeV)	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
0.90	$(1.05 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	0.76 ± 0.07	1.14 ± 0.04	44 ± 42
2.76	$(1.39 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	0.84 ± 0.04	1.162 ± 0.013	31 ± 15
7.00	$(1.67 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	0.92 ± 0.02	1.157 ± 0.010	58 ± 15

Tabla 7.1: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para protones.

$\sqrt{s}$ (TeV)	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
0.90	$(1.00 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	0.77 ± 0.07	1.13 ± 0.05	55 ± 55
2.76	$(1.37 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	0.84 ± 0.05	1.16 ± 0.02	33 ± 21
7.00	$(1.67 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	0.91 ± 0.02	1.154 ± 0.010	62 ± 14

Tabla 7.2: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para antiprotones.

$\sqrt{s}$ (TeV)	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
2.76	$(2.10 \pm 0.18) \times 10^{-4}$	0.94 ± 0.11	1.084 ± 0.009	39 ± 4
7.00	$(2.62 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	1.07 ± 0.03	1.107 ± 0.003	31 ± 1

Tabla 7.3: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para deuterones.

$\sqrt{s}$ (TeV)	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
2.76	$(1.75 \pm 0.14) \times 10^{-4}$	1.03 ± 0.11	1.100 ± 0.012	32 ± 7
7.00	$(2.49 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	1.06 ± 0.05	1.105 ± 0.004	32 ± 1

Tabla 7.4: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para antideuterones.

$\sqrt{s}$ (TeV)	$\bar{p}/p$	$\bar{d}/d$	d/p	$\bar{d}/\bar{p}$
0.90	0.95 ± 0.06	–	–	–
2.76	0.99 ± 0.04	0.83 ± 0.10	$(1.52 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	$(1.28 \pm 0.11) \times 10^{-3}$
7.00	0.998 ± 0.020	0.95 ± 0.04	$(1.57 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	$(1.49 \pm 0.06) \times 10^{-3}$

Tabla 7.5: Cocientes entre protones y deuterones en las colisiones pp obtenidos a partir de dN/dy .

7.4. Dependencia con la multiplicidad

Los sucesos utilizados en los resultados anteriores contienen todas las multiplicidades de partículas cargadas. Estos sucesos se pueden dividir en varias clases de multiplicidad y obtener los resultados anteriores en función de la multiplicidad.

En la tabla 7.6 y en la figura 7.23 se definen varias clases de multiplicidad con un número suficiente de sucesos para poder obtener las distribuciones de deuterones y antideuterones. Esta multiplicidad se estima combinando el número de trazas reconstruidas, N_{trk} , en la región de pseudorapidez $|\eta| < 0.8$. Los sucesos con $N_{trk} = 0$ son descartados ya que en su mayor parte no ha sido posible reconstruir el vértice principal y no contienen trazas reconstruidas.

$z \equiv \frac{N_{trk}}{\langle N_{trk} \rangle}$	$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	N_{trk}	Sucesos ($\times 10^6$)
[0.00, 0.60)	0.35	1-5	75.052
[0.60, 0.90)	0.74	6-8	32.018
[0.90, 1.40)	1.13	9-13	34.787
[1.40, 2.41)	1.82	14-23	33.315
≥ 2.41	3.14	≥ 24	15.095

Tabla 7.6: Clases de multiplicidad utilizadas en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, $|\eta| < 0.8$.

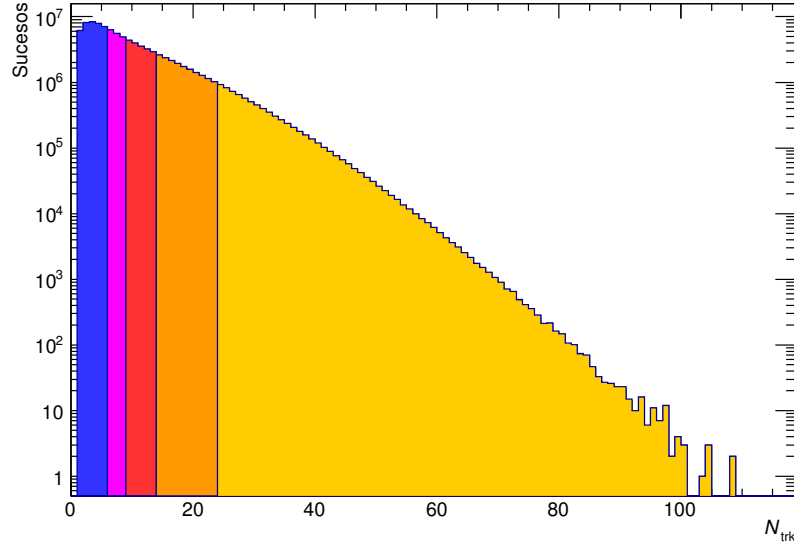


Figura 7.23: Clases de multiplicidad en el periodo LHC10d y $|\eta| < 0.8$.

7.4.1. Producción diferencial invariante

La figura 7.24 muestra la distribución de protones y antiprotones para las clases de multiplicidad definidas en la tabla 7.6, y en la figura 7.25 para deuterones y antideuterones. Las distribuciones se hacen más planas al aumentar la multiplicidad de partículas cargadas y al aumentar la masa de la partícula.

También se observa que los deuterones y antideuterones apenas se producen a alto p_T en los sucesos con baja multiplicidad de partículas cargadas. Por ello, las contribuciones a la región de alto p_T en las distribuciones de la figura 7.6 provienen principalmente de los sucesos pp con alta multiplicidad cargada.

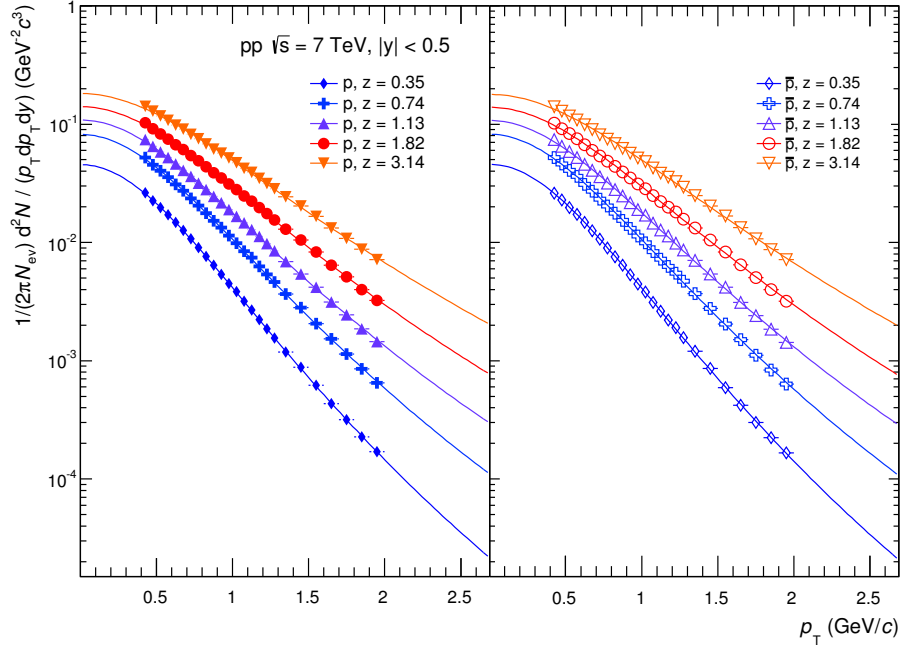


Figura 7.24: Distribución de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) para las distintas clases de multiplicidad.

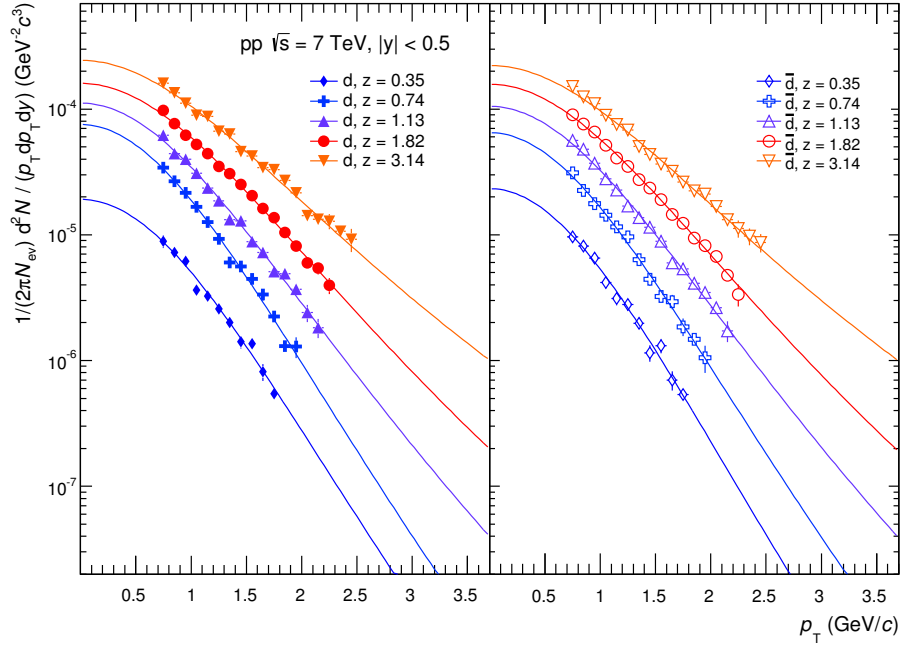


Figura 7.25: Distribución de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) para las distintas clases de multiplicidad.

7.4.2. Parámetro de coalescencia

Para obtener el parámetro de coalescencia se fusionaron las clases de multiplicidad de la tabla 7.6 en dos clases: una en la que predominan los sucesos con baja multiplicidad, $N_{trk} < 14$, y la otra en la que predominan los sucesos con alta multiplicidad, $N_{trk} \geq 14$.

En las figuras 7.26 y 7.27 se muestran las distribuciones resultantes para protones y deuterones. Y en la figura 7.28 el parámetro de coalescencia en función del momento transversal para las clases de multiplicidad anteriores. En la clase con multiplicidad más baja, el parámetro B_2 se asemeja a los valores de los sucesos con sesgo mínimo y a los valores de los experimentos de más baja energía. En cambio, se observa una clara disminución de B_2 al aumentar la multiplicidad cargada.

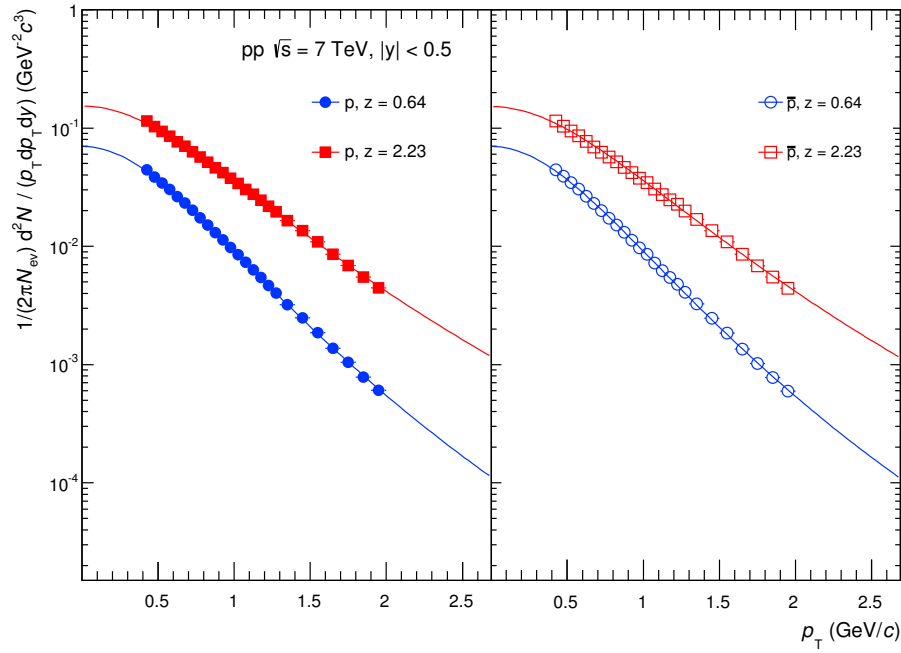


Figura 7.26: Distribución de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) para sucesos con alta y baja multiplicidad de partículas cargadas.

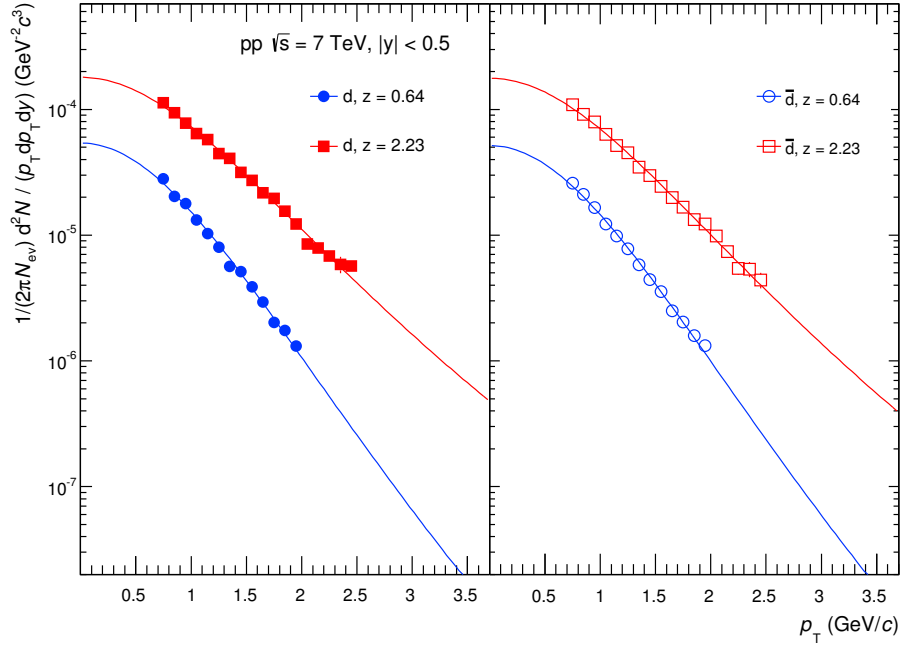


Figura 7.27: Distribución de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) para sucesos con alta y baja multiplicidad de partículas cargadas.

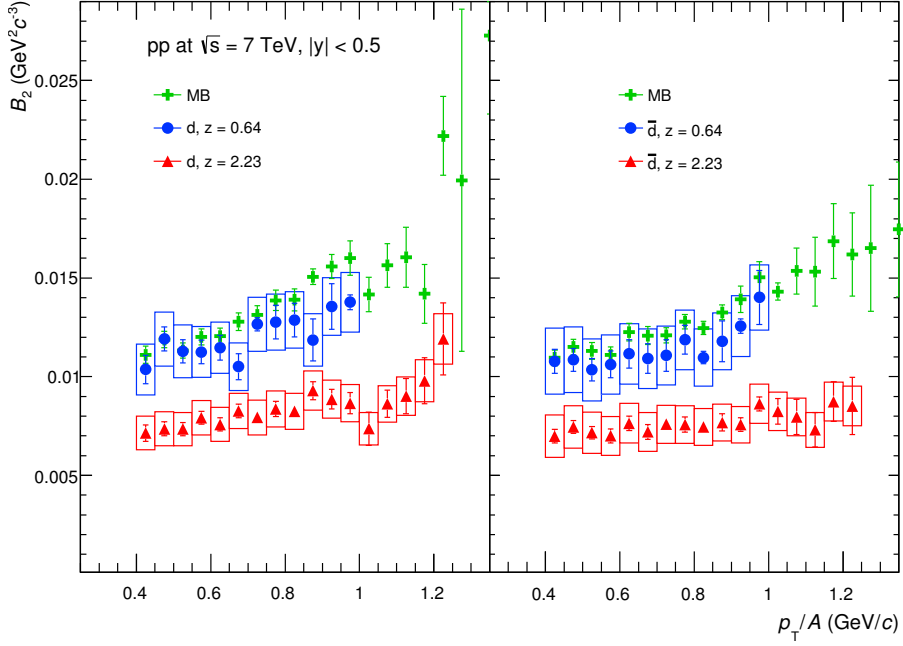


Figura 7.28: B_2 en función del momento transversal para sucesos con alta y baja multiplicidad de partículas cargadas.

7.4.3. Comparación con A+A

En la figura 7.29 se comparan los valores de B_2 obtenidos en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV con los valores de las colisiones periféricas Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [14]. Los valores para la clase con baja multiplicidad son compatibles, dentro de los errores sistemáticos y estadísticos, con las colisiones Au+Au más periféricas, 60-92 %. Mientras que los valores de B_2 para los sucesos pp con más alta multiplicidad cargada se encuentran entre las clases de 60-92 % y 40-60 %. Quitando los sucesos más periféricos se podría tener un acuerdo mejor, por ejemplo para una centralidad del 60-80 %. Pero todavía está lejos del valor típico de las colisiones de iones pesados ($\sim 10^{-3} \text{ GeV}^2/c^3$).

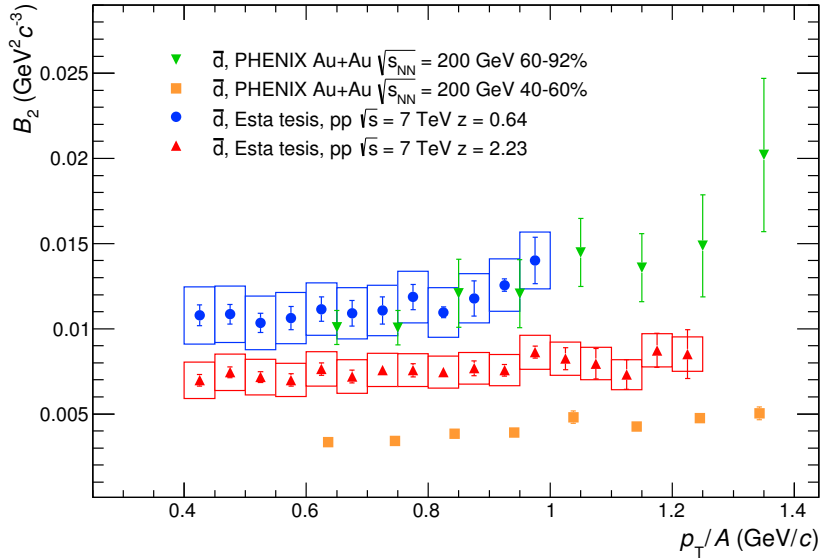


Figura 7.29: Comparación del parámetro B_2 con las colisiones periféricas Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

7.4.4. Comparación con HBT

Utilizando las longitudes de homogeneidad, R_{side} y R_{long} , medidas por ALICE [83] para varias clases de multiplicidad y el valor promedio de la densidad de partículas cargadas por unidad de rapidez, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = 6.01 \pm 0.01$ [73], se puede comparar directamente con los valores de B_2 para las distintas clases de multiplicidad, haciendo corresponder el momento por nucleón con el momento promedio de la pareja de piones, k_T .

Como las longitudes de homogeneidad dependen de la multiplicidad, se tiene que el factor de corrección $\langle C_d \rangle$ dado por (1.11) también depende de la multiplicidad, figura 7.30. Los valores de B_2 obtenidos a partir de (1.10) son compatibles, dentro de los errores estadísticos y sistemáticos, con los valores previamente calculados en las secciones anteriores, figuras 7.31, 7.32 y 7.33. Así, $1/B_2$ se comporta como si fuera un volumen (efectivo) que aumenta con la multiplicidad. O bien, la probabilidad de coalescencia de los nucleones disminuye con la multiplicidad ya que el volumen de la fuente se hace mayor. Un efecto similar al que se observa en las colisiones de iones pesados con la centralidad de la colisión [14].

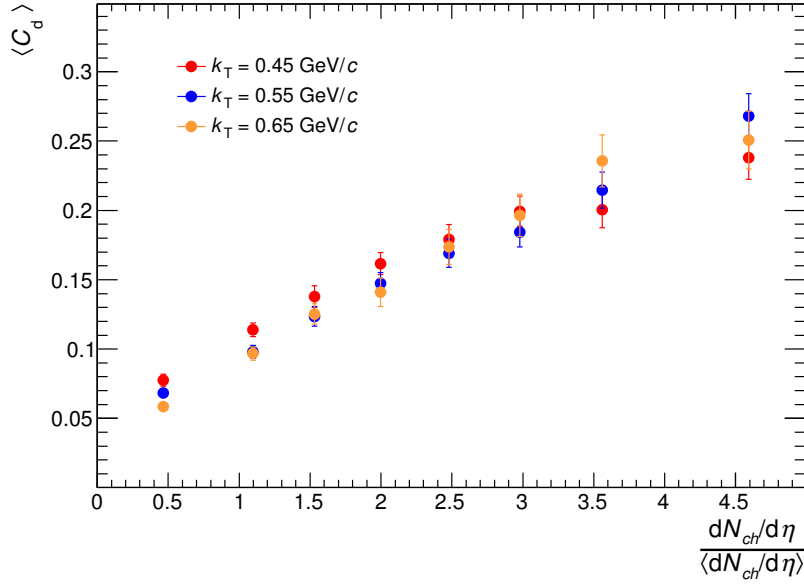


Figura 7.30: $\langle C_d \rangle$ en función de la multiplicidad obtenido a partir de las medidas de ALICE para diferentes valores de k_T [83].

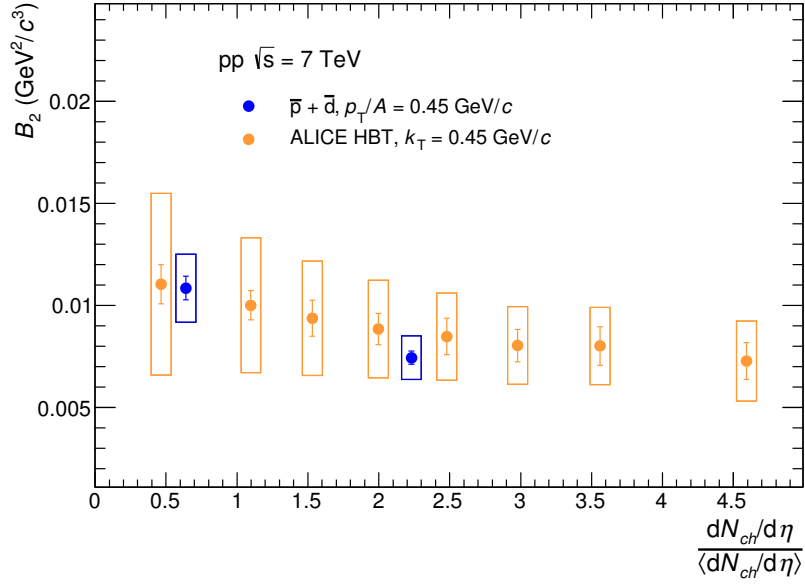


Figura 7.31: Parámetro B_2 obtenido a partir de los radios de HBT para $k_T = 0.45$ GeV/ c .

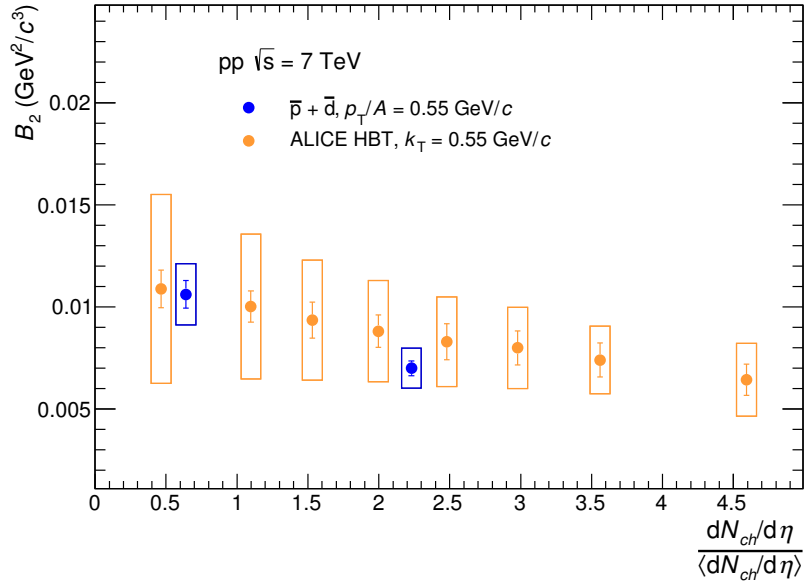


Figura 7.32: Parámetro B_2 obtenido a partir de los radios de HBT para $k_T = 0.55$ GeV/ c .

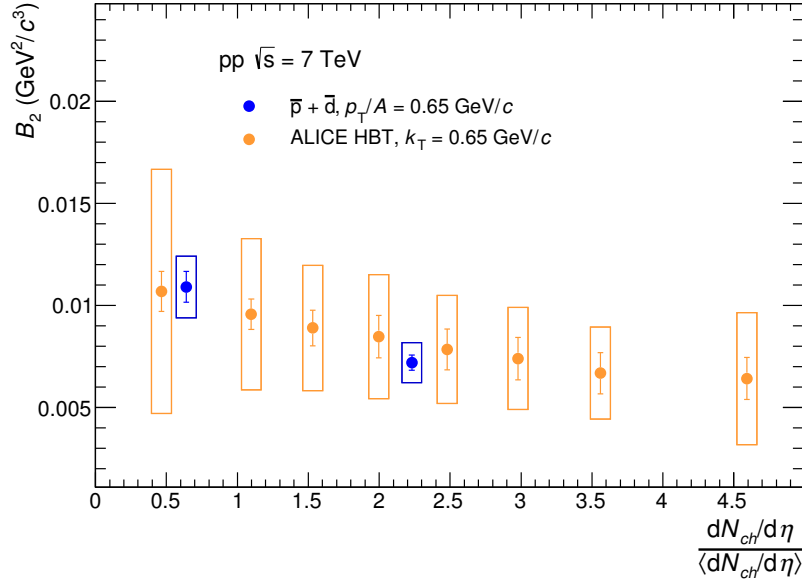


Figura 7.33: Parámetro B_2 obtenido a partir de los radios de HBT para $k_T = 0.65$ GeV/ c .

7.4.5. Cocientes entre partículas

En la figura 7.34 se muestran los cocientes d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ en función del momento transverso por nucleón para varias clases de multiplicidad. En todos los intervalos de p_T considerados se tiene que estos cocientes aumentan con la multiplicidad. Por otro lado, en la figura 7.35 y en la tabla 7.11 se muestran los mismos cocientes pero calculados a partir de la producción total por unidad de rapidez, dN/dy , que ha sido estimada integrando la distribución de Tsallis ajustada a los datos. Los parámetros de esta distribución para protones y antiprotones se indican en las tablas 7.7 y 7.8, y en las tablas 7.9 y 7.10 para deuterones y antideuterones, respectivamente.

El parámetro T para protones y antiprotones aumenta con la multiplicidad, mientras que el parámetro $q > 1$ muestra un comportamiento aproximadamente constante. También se observa que los cocientes antipartícula/partícula son independientes de la multiplicidad, ya que en esta región de rapidez los nucleones provienen principalmente de la producción de parejas barión-antibarión. Por otro lado, los cocientes entre deuterones y protones muestran un aumento similar al aumento con la energía en centro de masas. Luego se tiene que la producción de deuterones queda favorecida por las altas multiplicidades.

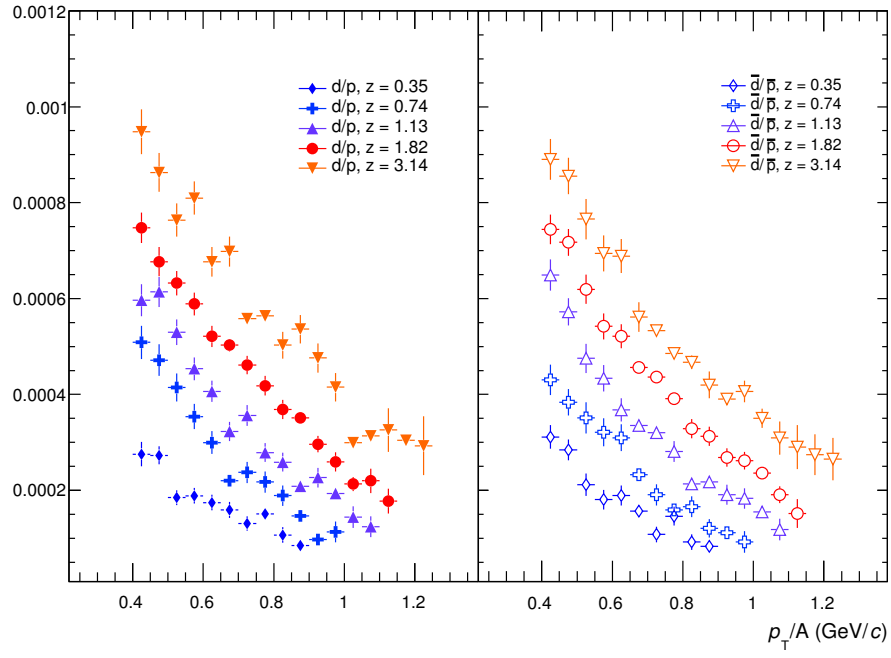


Figura 7.34: d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ en función del p_T por nucleón para varias clases de multiplicidad.

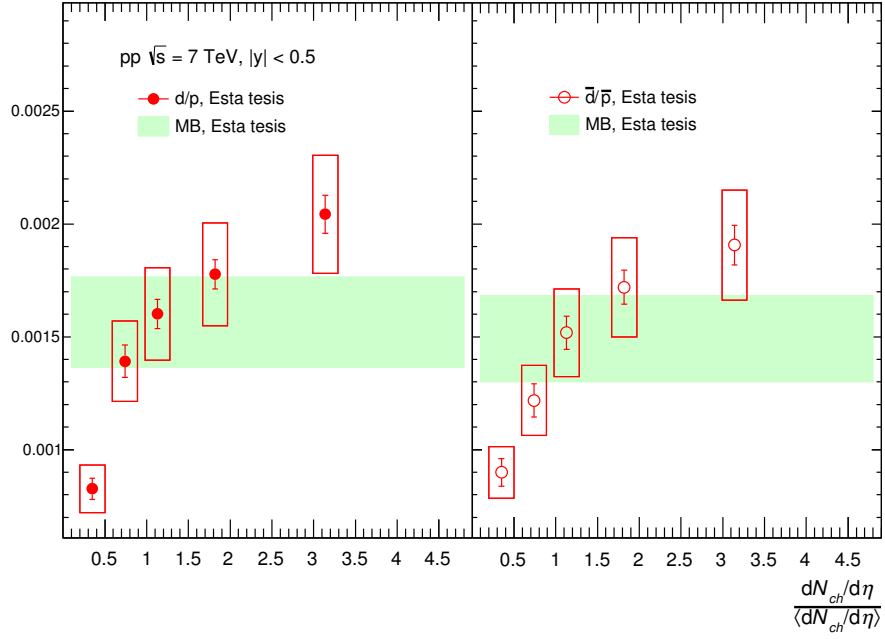


Figura 7.35: d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ en función de la multiplicidad. La banda verde indica el valor para todas las multiplicidades.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
0.35	$(5.79 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	0.66 ± 0.02	1.11 ± 0.02	43 ± 19
0.74	$(1.30 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	0.76 ± 0.03	1.13 ± 0.02	56 ± 25
1.13	$(2.04 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	0.85 ± 0.04	1.14 ± 0.03	68 ± 31
1.82	$(3.28 \pm 0.09) \times 10^{-1}$	0.98 ± 0.07	1.15 ± 0.03	89 ± 37
3.14	$(5.49 \pm 0.20) \times 10^{-1}$	1.16 ± 0.13	1.15 ± 0.04	121 ± 45

Tabla 7.7: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para protones.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
0.35	$(5.78 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	0.65 ± 0.02	1.12 ± 0.02	44 ± 22
0.74	$(1.30 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	0.75 ± 0.03	1.12 ± 0.03	58 ± 30
1.13	$(2.04 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	0.85 ± 0.04	1.13 ± 0.03	74 ± 31
1.82	$(3.27 \pm 0.08) \times 10^{-1}$	0.97 ± 0.07	1.14 ± 0.03	98 ± 36
3.14	$(5.5 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	1.13 ± 0.13	1.14 ± 0.04	137 ± 48

Tabla 7.8: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para antiprotones.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
0.35	$(4.8 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	0.85 ± 0.06	1.061 ± 0.018	60 ± 35
0.74	$(1.80 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	0.83 ± 0.10	1.063 ± 0.005	49 ± 5
1.13	$(3.27 \pm 0.11) \times 10^{-4}$	0.94 ± 0.04	1.083 ± 0.004	41 ± 2
1.82	$(5.83 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	1.07 ± 0.04	1.098 ± 0.010	49 ± 21
3.14	$(1.12 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	1.27 ± 0.04	1.133 ± 0.004	28 ± 1

Tabla 7.9: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para deuterones.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	dN/dy	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	q	T (MeV)
0.35	$(5.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	0.80 ± 0.08	1.060 ± 0.006	46 ± 4
0.74	$(1.58 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	0.84 ± 0.07	1.066 ± 0.005	47 ± 3
1.13	$(3.09 \pm 0.14) \times 10^{-4}$	0.94 ± 0.05	1.084 ± 0.004	41 ± 2
1.82	$(5.63 \pm 0.20) \times 10^{-4}$	1.06 ± 0.05	1.102 ± 0.014	39 ± 29
3.14	$(1.04 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	1.28 ± 0.06	1.135 ± 0.006	27 ± 2

Tabla 7.10: dN/dy , $\langle p_T \rangle$ y parámetros de la distribución de Tsallis para antideuterones.

7.4.6. Momento transversal esperado

Otra manera de comparar la forma de las distribuciones es a través del momento transversal esperado, $\langle p_T \rangle$. En la figura 7.36 se muestra $\langle p_T \rangle$ en función de la multiplicidad para protones y deuterones. Se observa que el momento transversal esperado aumenta con la multiplicidad y con la masa de la partícula.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	$\bar{p}/p$	$\bar{d}/d$	d/p	$\bar{d}/\bar{p}$
0.35	1.00 ± 0.03	1.09 ± 0.09	$(8.3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	$(9.0 \pm 0.6) \times 10^{-4}$
0.74	1.00 ± 0.03	0.88 ± 0.06	$(1.39 \pm 0.07) \times 10^{-3}$	$(1.22 \pm 0.07) \times 10^{-3}$
1.13	1.00 ± 0.03	0.95 ± 0.05	$(1.60 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	$(1.52 \pm 0.07) \times 10^{-3}$
1.82	1.00 ± 0.04	0.97 ± 0.04	$(1.78 \pm 0.07) \times 10^{-3}$	$(1.72 \pm 0.08) \times 10^{-3}$
3.14	0.99 ± 0.05	0.93 ± 0.03	$(2.04 \pm 0.08) \times 10^{-3}$	$(1.91 \pm 0.09) \times 10^{-3}$

Tabla 7.11: Cocientes entre protones y deuterones en las colisiones pp obtenidos a partir de dN/dy .

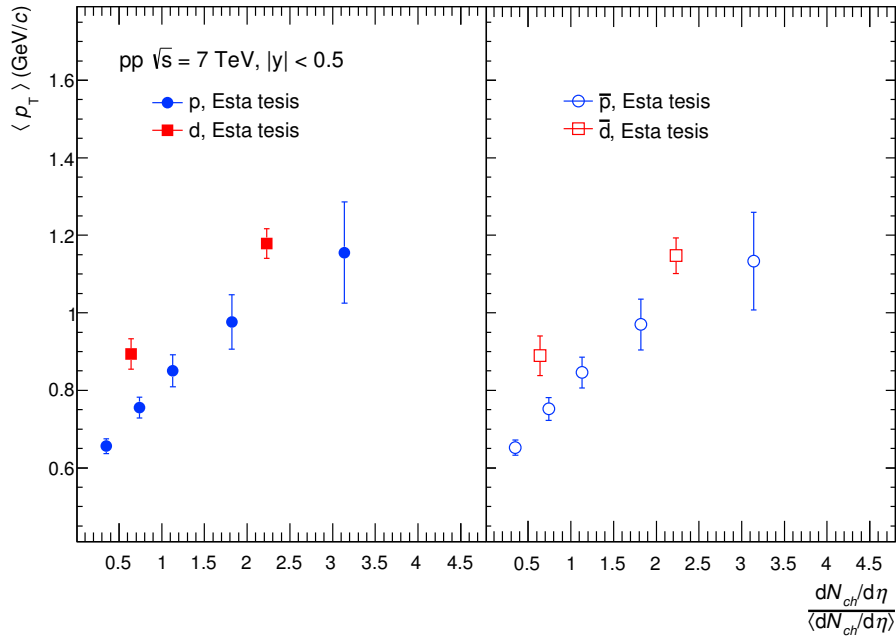


Figura 7.36: Momento transversal esperado en función de la multiplicidad.

7.4.7. Flujo radial

Para comprobar si las clases de alta multiplicidad muestran algún efecto colectivo a partir de la forma de las distribuciones de protones y deuterones, se puede utilizar el modelo de onda de choque descrito en la sección 1.2.4.

Para las colisiones pp se puede suponer que $R \sim 1$ fm. Además, solo es posible que el sistema se termalice en la región de bajo momento, donde se produce la mayor parte de las partículas, que para los protones correspondería a un $p_T < 1.5$ GeV/c, figura 7.37. Los deuterones formados a partir de la coalescencia de estos protones y neutrones tendrían un p_T de hasta 3 GeV/c por lo que se puede utilizar todos los

datos obtenidos, figura 7.38.

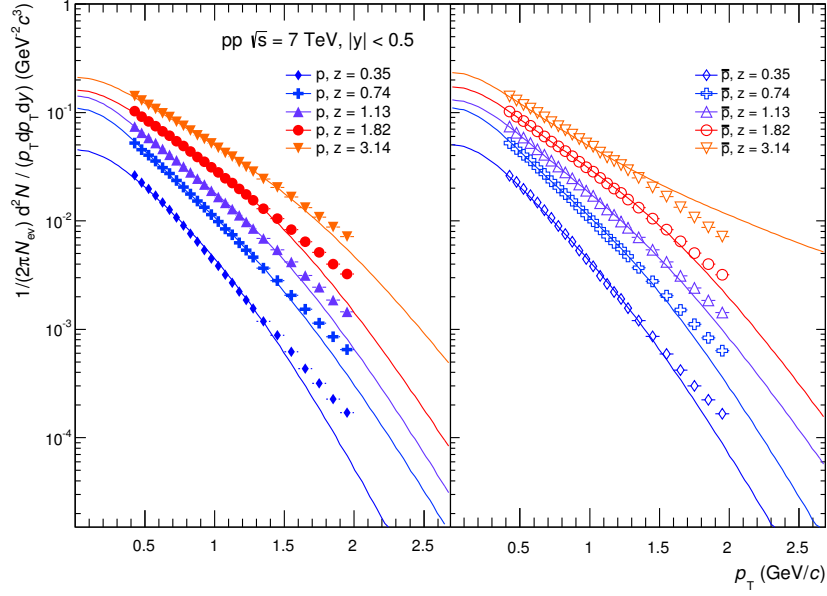


Figura 7.37: Modelo de onda de choque ajustado a la distribución de protones (izquierda) y antiprotones (derecha) para las distintas clases de multiplicidad.

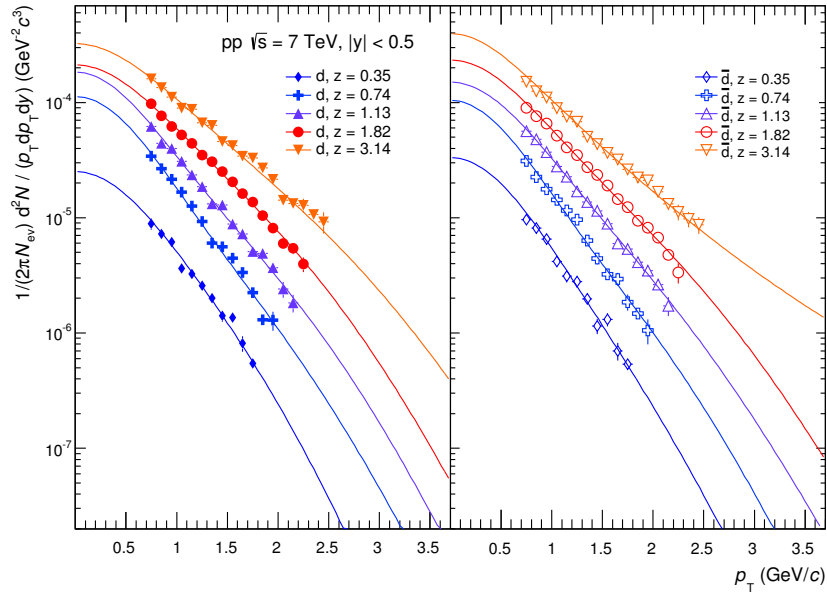


Figura 7.38: Modelo de onda de choque ajustado a la distribución de deuterones (izquierda) y antideuterones (derecha) para las distintas clases de multiplicidad.

Los parámetros del modelo se encuentran minimizando el χ^2 de (1.29) a los datos

experimentales de protones y deuterones, tablas 7.12 y 7.13. Como condición adicional al modelo, se exige que la distribución de los deuterones venga dada por el cuadrado de (1.29) a igual momento por nucleón, y multiplicado por B_2 como parámetro libre.

Se tiene que el valor de n disminuye al aumentar la multiplicidad hasta $n = 1.3$ y la velocidad transversal aumenta hasta $\beta_s = 0.85$, o equivalentemente $\langle\beta\rangle = \frac{2}{2+n}\beta_s$. Para valores de $n = 1$ y altas velocidades transversales se tendría un flujo radial. La tendencia es a obtener valores más compatibles con un flujo radial al aumentar la multiplicidad.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	T (MeV)	n	β_s	$\langle\beta\rangle$	B_2 (GeV ² /c ³)
0.35	66.2 ± 0.4	1.73 ± 0.09	0.697 ± 0.007	0.374 ± 0.010	$(1.22 \pm 0.05) \times 10^{-2}$
0.74	63.6 ± 0.4	2.03 ± 0.07	0.773 ± 0.007	0.384 ± 0.008	$(9.4 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
1.13	57.2 ± 0.3	1.72 ± 0.05	0.800 ± 0.006	0.430 ± 0.006	$(9.1 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
1.82	59.2 ± 0.3	1.39 ± 0.04	0.809 ± 0.006	0.477 ± 0.006	$(8.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
3.14	59.5 ± 0.2	1.28 ± 0.03	0.853 ± 0.008	0.520 ± 0.007	$(7.26 \pm 0.20) \times 10^{-3}$

Tabla 7.12: Parámetros del modelo de onda de choque utilizando los datos de protones y deuterones.

$\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}$	T (MeV)	n	β_s	$\langle\beta\rangle$	B_2 (GeV ² /c ³)
0.35	69.7 ± 0.5	2.13 ± 0.11	0.717 ± 0.007	0.347 ± 0.010	$(1.30 \pm 0.06) \times 10^{-2}$
0.74	60.9 ± 0.4	1.99 ± 0.08	0.774 ± 0.007	0.388 ± 0.008	$(8.6 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
1.13	69.3 ± 0.4	1.75 ± 0.06	0.793 ± 0.008	0.423 ± 0.008	$(8.7 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
1.82	61.8 ± 0.3	1.51 ± 0.05	0.828 ± 0.008	0.472 ± 0.008	$(7.8 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
3.14	45.8 ± 0.2	1.32 ± 0.03	0.10 ± 0.13	0.60 ± 0.08	$(7.2 \pm 0.2) \times 10^{-3}$

Tabla 7.13: Parámetros del modelo de onda de choque utilizando los datos de anti-protones y antideuterones.

7.5. Núcleos con $A > 2$

En los sucesos pp con alta multiplicidad la densidad de nucleones es suficiente para crear núcleos con $A > 2$, como los núcleos de tritio o ^3He . Estos núcleos pueden ser identificados mediante su pérdida de energía por ionización en la TPC, aunque se pueden confundir fácilmente con núcleos secundarios producidos en las reacciones de espalación inducidas en los materiales del detector. Sin embargo, los antinúcleos no se producen en estas reacciones por lo que su identificación es más sencilla.

En las figuras 7.39 y 7.40 se muestra la pérdida de energía por ionización en la TPC de las partículas con carga negativa en función de $p/|Z|$. Los núcleos cuya pérdida

de energía está dentro de $\pm 3\sigma$ de los valores esperados de los núcleos de antitritio y antihelio se confirman con la masa obtenida a partir del tiempo de vuelo, figuras 7.41 y 7.42.

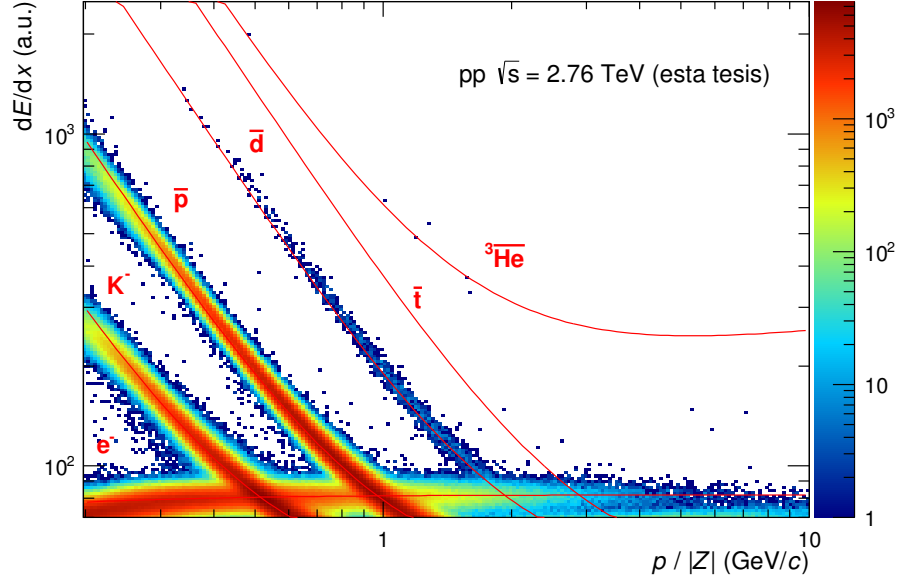


Figura 7.39: Pérdida de energía de las partículas con carga negativa en la TPC para 20 millones de sucesos pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.

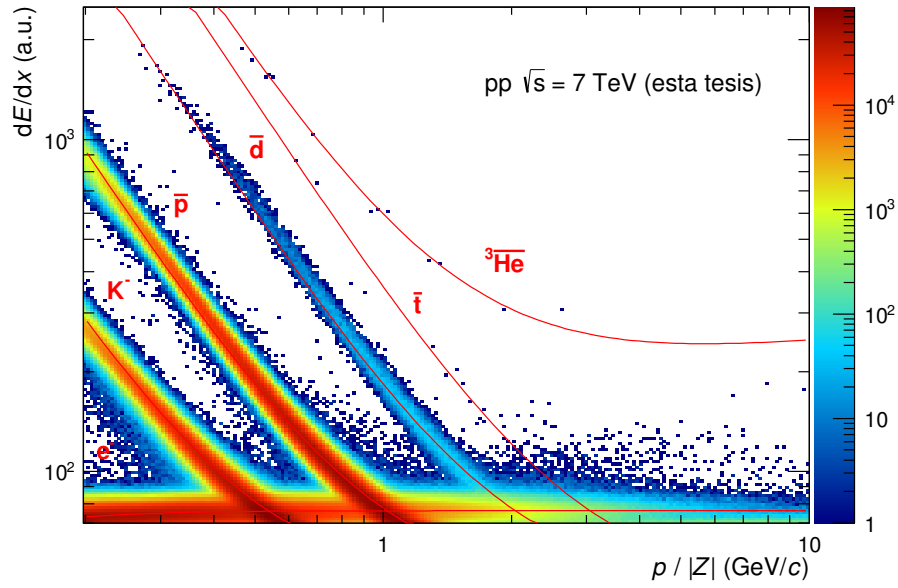


Figura 7.40: Pérdida de energía de las partículas con carga negativa en la TPC para 177 millones de sucesos pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

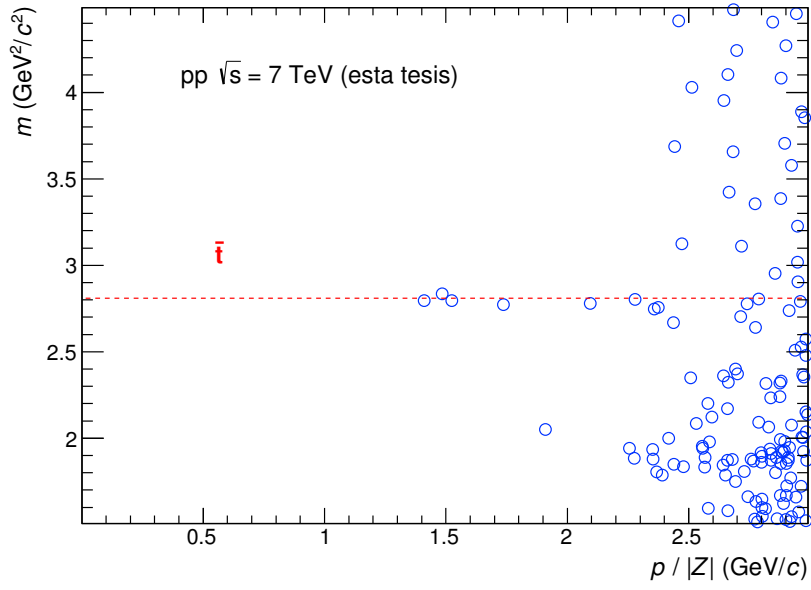


Figura 7.41: Masa asociada a las trazas con una pérdida de energía en la TPC de $\pm 3\sigma$ al valor esperado de los núcleos de antitritio.

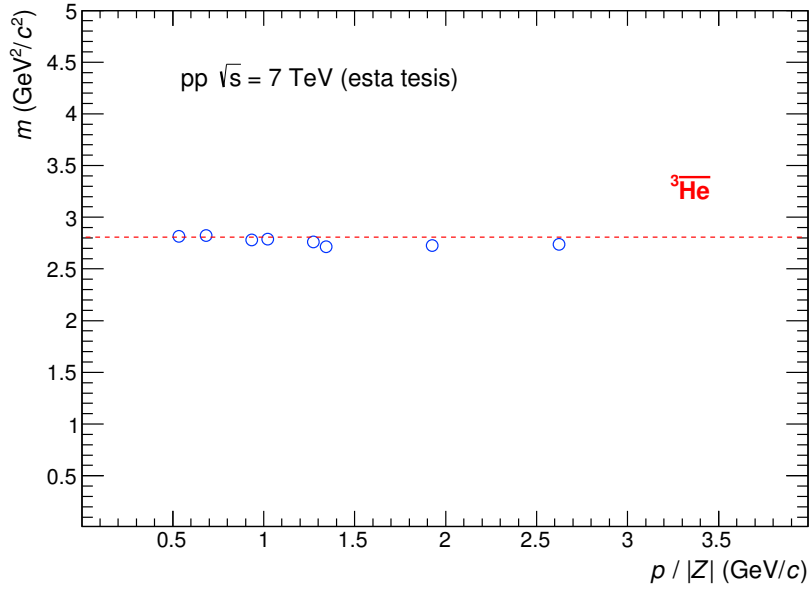


Figura 7.42: Masa asociada a las trazas candidatas a núcleos de ${}^3\overline{\text{He}}$. El número de candidatos es menor que en la figura 7.40 debido a la coincidencia con una señal del TOF.

7.5.1. Sección eficaz diferencial invariante

Utilizando la TPC para identificar los núcleos de ${}^3\overline{\text{He}}$, y el TOF para los núcleos de antitritio, figuras 7.40 y 7.41, respectivamente, se pueden obtener las secciones eficaces diferenciales invariantes de los núcleos de ${}^3\overline{\text{He}}$ en todo el intervalo de p_T y de los núcleos de antitritio en el intervalo $1.2 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$, figura 7.43. No se ha encontrado ninguna referencia anterior sobre la producción de estos núcleos en las colisiones pp.

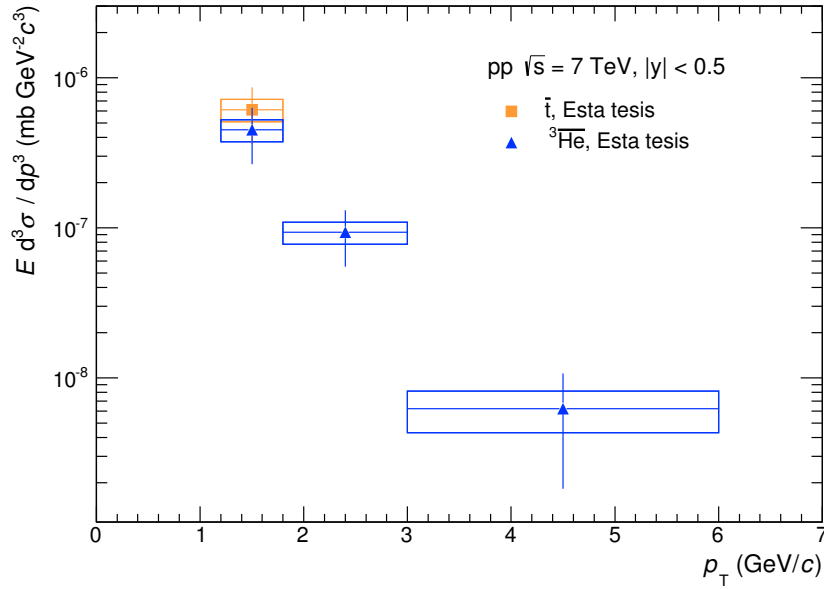


Figura 7.43: Sección eficaz diferencial invariante de los núcleos de antitritio y ${}^3\overline{\text{He}}$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

7.5.2. Parámetro de coalescencia

En la figura 7.44 se muestra el parámetro de coalescencia para los núcleos de antitritio y ${}^3\overline{\text{He}}$. Los valores obtenidos son compatibles con las medidas experimentales de los núcleos de tritio y ${}^3\text{He}$ en las colisiones p+A y A+A de 0.4 a 2.1 GeV del Bevalac [8]. Sin embargo, no se tienen medidas de estos antinúcleos en experimentos anteriores de colisiones pp y de otras partículas ligeras.

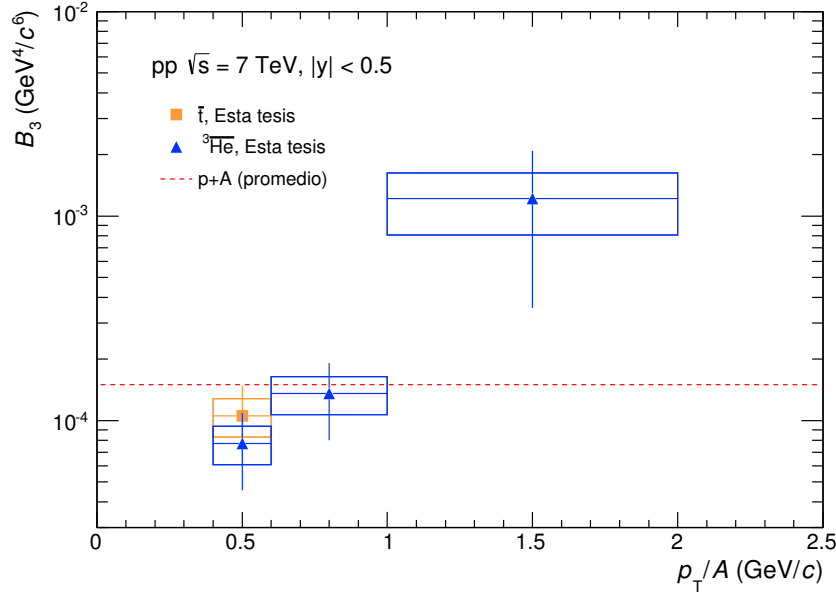


Figura 7.44: Parámetro de coalescencia de los núcleos de antitritio y ${}^3\bar{\text{He}}$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Si estos antinúcleos se producen de la misma manera que los antideuterones (1.1), entonces a partir de (1.5) se puede obtener fácilmente la siguiente fórmula recursiva

$$B_{A+1} = \frac{A+1}{A^2} B_A B_2 \quad (7.2)$$

es decir, a partir de los valores de B_2 se pueden obtener los valores de B_3 , B_4 , etc. Para el caso de los núcleos de antitritio y ${}^3\bar{\text{He}}$ se tendría que

$$B_3 = \frac{3}{4} B_2^2 \quad (7.3)$$

y para las partículas α y $\bar{\alpha}$

$$B_4 = \frac{1}{3} B_2^3 \quad (7.4)$$

El único parámetro libre del modelo es p_0 que viene determinado por la medida de B_2 . En la región de bajo momento donde $B_2 \simeq 1.2 \times 10^{-2} \text{ GeV}^2/c^3$ se tiene que $p_0 \simeq 175 \text{ MeV}/c$. En la figura 7.45 se comparan los valores obtenidos a partir de (7.3) con las medidas experimentales obtenidas en las colisiones pp y la predicción para B_4 . El valor resultante de este último es muy pequeño, lo que explica que no aparezcan partículas $\bar{\alpha}$ en los sucesos pp analizados.

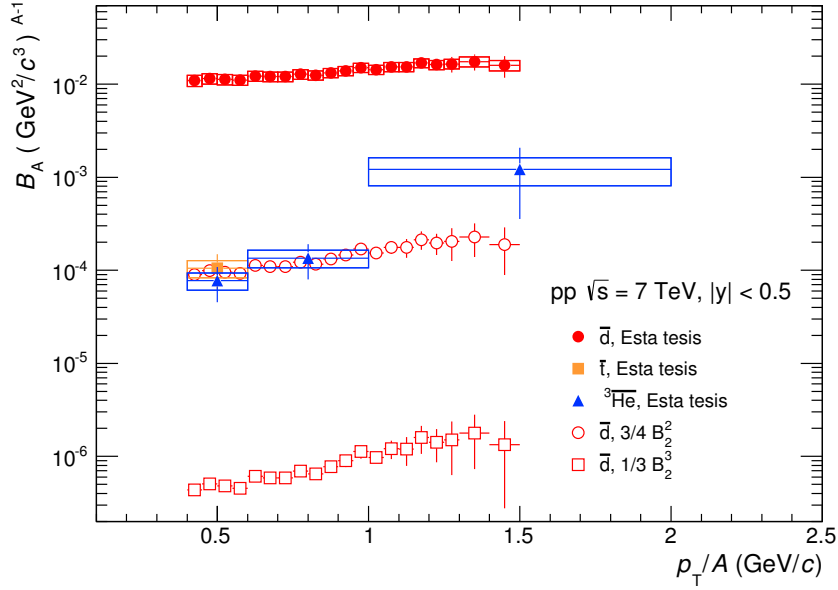


Figura 7.45: Parámetro de coalescencia para los núcleos de antideuterio, antitritio y ${}^3\bar{\text{He}}$ en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, y predicciones para B_3 y B_4 calculadas a partir de B_2 .

7.5.3. Multiplicidad

Estos antinúcleos se forman preferentemente en los sucesos pp con alta multiplicidad de partículas cargadas, figura 7.46. Se puede observar un núcleo de ${}^3\bar{\text{He}}$ con momento $p = 5.4 \text{ GeV}/c$ en un suceso pp con muy alta multiplicidad, que podría haberse formado por la coalescencia de dos antiprotones y un antineutrón con momentos de $1.8 \text{ GeV}/c$. Este suceso se muestra en la figura 7.47, donde se ha resaltado la traza dejada por este antinúcleo. Únicamente se representan las trazas cuya distancia al vértice principal es menor de 3σ .

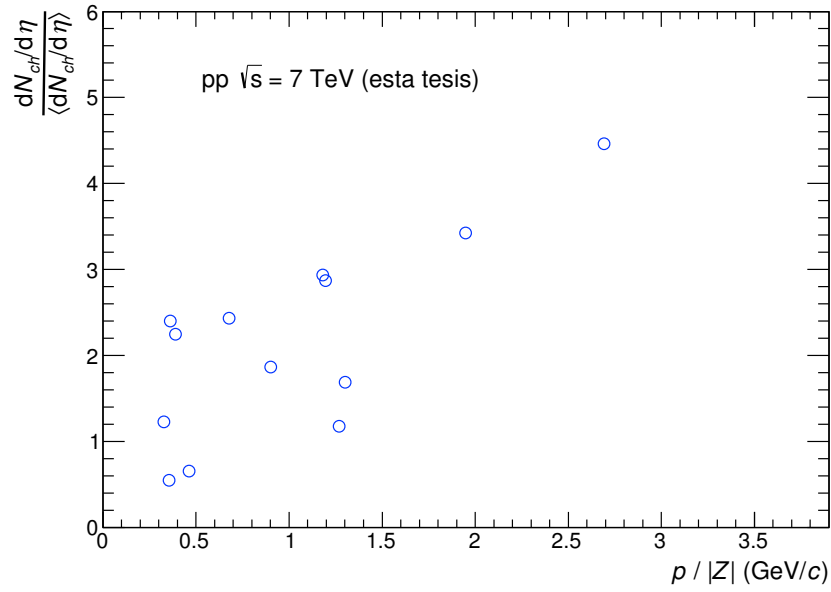


Figura 7.46: Multiplicidad cargada de los sucesos con trazas candidatas a núcleos de ${}^3\text{He}$.

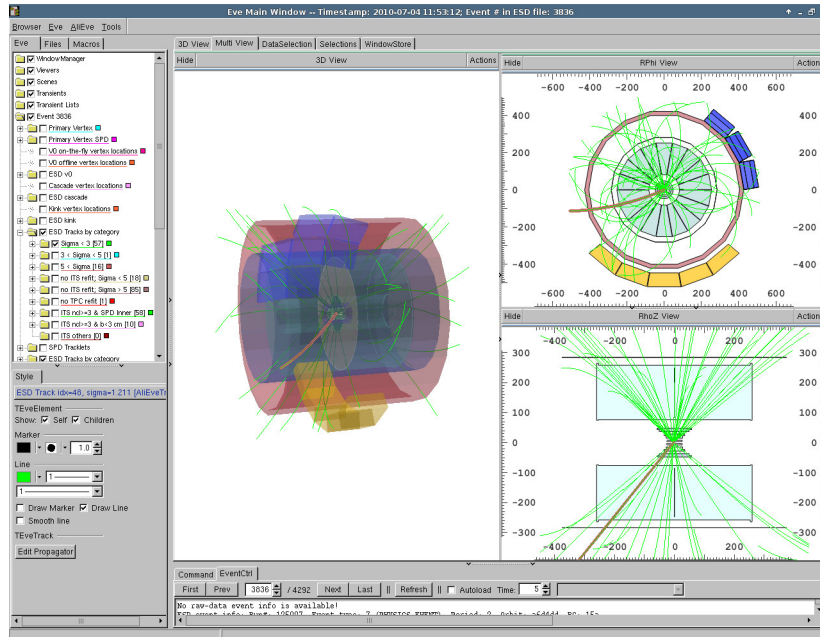


Figura 7.47: Visualización del suceso pp con alta multiplicidad cargada que contiene un núcleo candidato a ${}^3\text{He}$ con momento $p = 5.4 \text{ GeV}/c$ (línea marrón).

Capítulo 8

Resumen y conclusiones

8.1. Resumen

ALICE ha sido diseñado para el estudio de las colisiones de iones pesados, pero también permite estudiar las colisiones pp. La principal ventaja de ALICE en las colisiones pp respecto a los otros experimentos del LHC es su gran resolución en momento, debido a un campo magnético relativamente bajo (0.5 T) y a una cantidad baja de material en el detector principal.

Prácticamente la totalidad de las interacciones inelásticas pp son registradas con el SPD y los contadores V0 situados a ambos lados del punto de interacción. Y con los principales detectores centrales, la TPC y el TOF, es posible la identificación de los núcleos y antinúcleos ligeros en la región de pseudorapidez $|\eta| < 0.9$. La gran cantidad de datos pp recogidos por ALICE durante los años 2010 y 2011 ha sido reconstruida y analizada en la Grid de ALICE, que se extiende sobre la mayor parte de los centros de la colaboración.

La producción de deuterones y antideuterones primarios en las colisiones pp ha sido implementada mediante un gratinador de partículas para los modelos Monte Carlo inspirados en la QCD como PYTHIA y PHOJET. De entre los nucleones finales generados por estos modelos, el gratinador de partículas busca parejas protón-neutrón cuyo momento relativo respecto a su centro de masas es menor que un cierto valor, p_0 , para formar los deuterones. Se ha encontrado que un valor de $p_0 \simeq 200$ MeV/ c es suficiente para reproducir los datos experimentales obtenidos en este trabajo.

Por otro lado, el paso de los núcleos de deuterio, ^3He y de las partículas α a través del detector ha sido implementado en GEANT3, combinando las parametrizaciones

de las secciones eficaces de reacción nucleón-núcleo. La parametrización resultante ha sido ajustada a los datos experimentales deuterón-núcleo, ^3He -núcleo y α -núcleo, y generalizada a sus antinúcleos respectivos y a los núcleos de tritio y antitritio.

A partir de las simulaciones Monte Carlo utilizando el gratinador de partículas, los cambios en GEANT3 y el desarrollo de programas de análisis para los datos pp, ha sido posible obtener las medidas de las secciones eficaces diferenciales invariantes de estos núcleos en las colisiones pp.

8.2. Conclusiones

En esta tesis se presentan las medidas de la sección eficaz diferencial invariante de deuterones y antideuterones en las colisiones pp a las energías en centro de masas de 900 GeV, 2.76 TeV y 7 TeV en la región de rapidez media, $|y| < 0.5$, y en el intervalo de momentos transversos de 0.8 GeV/ c a 3 GeV/ c . Además, también se presenta la sección eficaz diferencial invariante de los núcleos de antitritio para momentos transversos de 1.2 a 1.8 GeV/ c , y de los núcleos de $^3\overline{\text{He}}$ para momentos transversos de 1.2 GeV/ c a 6 GeV/ c , siendo la primera vez en la que se obtienen medidas de estos antinúcleos en las colisiones pp.

Se observa que la independencia del parámetro B_2 con la energía, encontrada en experimentos a energías menores, se extiende también a las energías del LHC. Los valores del parámetro de coalescencia de los núcleos de antitritio y $^3\overline{\text{He}}$ son consistentes con los valores del parámetro de coalescencia de los antideuterones y con las medidas obtenidas en las colisiones p+A. Por ello, el modelo de coalescencia describe la producción de todos los antinúcleos ligeros ($A < 4$) en las colisiones pp a estas energías, y permite explicar que no se haya observado ninguna partícula $\overline{\alpha}$ en los sucesos pp analizados.

Sin embargo, este modelo predice un valor constante del parámetro B_2 , que es inconsistente con el aumento observado de este parámetro con el momento transverso. La misma inconsistencia se obtiene con los modelos Monte Carlo a los que se les ha añadido un gratinador de partículas para producir deuterones. La razón es que el modelo original no tiene en cuenta la existencia de correlaciones en la producción de nucleones. Por ejemplo, la producción de jets introduciría correlaciones angulares entre los nucleones producidos, favoreciendo la producción de deuterones y antideuterones con alto momento.

El cociente $\bar{d}/d$ es consistente con el cociente $(\bar{p}/p)^2$ dentro de los errores estadísticos y sistemáticos. Y como los valores de los parámetros de coalescencia para deuterones y antideuterones son compatibles, entonces la distribución de neutrones se puede aproximar por la distribución de protones en este caso.

Por otro lado, en este trabajo se ha encontrado que el parámetro B_2 disminuye en los sucesos pp con alta multiplicidad cargada, y los valores obtenidos son consistentes con los valores extraídos, de manera independiente, de las correlaciones Bose-Einstein de parejas de piones. Un fenómeno similar a la dependencia de B_2 con la centralidad de la colisión, observado en las colisiones de iones pesados. En este último caso, la disminución de B_2 se explica mediante un aumento del volumen de la fuente.

Además, también se observa que los cocientes d/p y $\bar{d}/\bar{p}$ aumentan al incrementar la multiplicidad, mientras que los cocientes $\bar{p}/p$ y $\bar{d}/d$ no dependen de la multiplicidad. En términos de la coalescencia de nucleones, se tendría que el número de combinaciones posibles para formar deuterones aumenta más rápidamente que el número de nucleones, haciendo que el cociente aumente con la multiplicidad, a menos que el aumento del volumen mantuviese constante la densidad de partículas.

Finalmente, también se observa que los núcleos más pesados ($A > 2$) se producen preferentemente en los sucesos pp con alta multiplicidad de partículas cargadas.

Capítulo 9

Summary and conclusions

9.1. Summary

Production of deuterons and antideuterons has been observed in many high energy experiments, as in pp [1, 2] and $\bar{p}p$ [3] collisions, photo-production γp [4], e^+e^- annihilations at $\Upsilon(nS)$ [5] and Z^0 [6] energies, deep inelastic scattering of electrons with protons [7] and in heavy ion collisions [8–14]. They have not been measured, however, at the LHC energies and there are no reports about the production of nuclei with $A > 2$ in these collisions except in p+A and A+A collisions.

Since the binding energy of these nuclei (2.2 MeV for deuterons, 8.48 MeV for tritons and 7.72 MeV for ^3He nuclei) is very small compared to the energy of the particles produced in these collisions, one would expect that they are only formed when all particles stop interacting. Therefore, they should carry information about the geometry of the source and the distribution of protons and neutrons at freeze-out.

These nuclei can also provide valuable information in the search for antimatter and dark matter in cosmic ray experiments [15, 16]. Some dark matter theories predict an excess of antideuterons respect to the expected values of known processes [17]. These can be studied in pp collisions since hydrogen is the most abundant element in the interstellar medium. The measurement of these nuclei can also help to understand better the primordial nucleosynthesis that took place in the first seconds of the Big-Bang.

The production of these nuclei is usually explained in terms of the coalescence of nucleons at the last stage of the collisions or by the Statistical Hadronization Model [18, 19] that reproduces the experimental data of hadrons in nucleus-nucleus collisions from AGS and SPS energies to RHIC energies [19].

The purpose of this thesis is to measure the invariant differential cross section of deuterons and antideuterons and heavier nuclei in pp collisions at LHC energies. Then to ascertain if these results can be described with the coalescence of nucleons as in lower energy experiments, and finally, to obtain the dependence with charged particle multiplicity.

ALICE has been initially designed for heavy ion collisions, but it has some advantages for pp collisions over other LHC experiments, such as its large resolution at low momentum due to a low magnetic field (0.5 T) and low material budget. Almost all pp inelastic interactions are triggered with the inner detectors, the SPD and the V0 counters situated at opposite sides of the interaction point, and the light nuclei and antinuclei can be identified by using its central detectors, the TPC and TOF, in the region $|\eta| < 0.9$.

The great amount of data taken in the experiment during the years 2010 and 2011 have required of a significant amount of computing resources for reconstruction and analysis. This has been possible thanks to grid computing across the centers of the collaboration. The analysis software have been developed and programmed in an object oriented language to use the ALICE Grid.

Primary deuterons and antideuterons in pp collisions were implemented using an afterburner for Monte Carlo models inspired in QCD such as PYTHIA and PHOJET. This afterburner looks for proton-neutron pairs with relative momentum in its center of mass less than a certain threshold, p_0 . It has been found that a value $p_0 \simeq 200$ MeV/c is sufficient to reproduce the experimental data at these energies.

The passage of deuterons, ^3He and α particles through the detector were implemented in GEANT3 by combining the nucleon-nucleus cross sections. Then the resulting parameterization was fitted to the available experimental data for deuterons, ^3He nuclei and α particles, and generalized to their antinuclei, and to tritons and antitritons.

Using Monte Carlo simulations with the afterburner for deuterons, the parameterizations of the reaction cross section of light nuclei and antinuclei with the materials in GEANT3 and the development of the analysis software for pp data, it has been possible to obtain the differential invariant cross section of these nuclei in pp collisions.

9.2. Conclusions

This thesis reports the measurements of the invariant differential cross section of deuterons and antideuterons in pp collisions at the center of mass energies of 900

GeV, 2.76 TeV and 7 TeV from 0.8 GeV/ c to 3 GeV/ c in transverse momentum and rapidity $|y| < 0.5$. We report as well the first measurements in pp collisions of the invariant differential cross sections of antitritons from 1.2 GeV/ c to 1.8 GeV/ c , and ${}^3\overline{\text{He}}$ nuclei from 1.2 GeV/ c to 6 GeV/ c in transverse momentum.

It has been found that the independence of B_2 parameter with energy, reported in lower energy experiments, is valid at LHC energies. The coalescence parameter of antitritons and ${}^3\overline{\text{He}}$ nuclei are consistent with B_2 parameter for antideuteron and with the measurements of p+A collisions. The coalescence model describes the production of light nuclei ($A < 4$) in pp collisions at these energies and it also explains why no $\overline{\alpha}$ particles have been observed in the pp events analyzed.

However, this model predicts a constant B_2 parameter, which is inconsistent with the observed increase of B_2 with transverse momentum. The same inconsistency is obtained using Monte Carlo models to which an afterburner has been added to generate deuterons. The explanation is that the original model does not take into account the existence of correlations in the production of protons and neutrons. As an example, the production of jets would introduce angular correlations between nucleons and enhance the production of deuterons and antideuterons at high momentum.

The $\overline{d}/d$ ratio is consistent with $(\overline{p}/p)^2$ ratio within the statistical and systematic errors, and since the coalescence parameter of deuterons and antideuterons are compatible, then the neutron distribution can be approximated by the proton distribution in the present situation.

On the other hand, this work has found a smaller B_2 in high multiplicity pp events, which is consistent with the B_2 extracted independently from the homogeneity lengths measured in two-pion Bose-Einstein correlations. A similar relationship between B_2 and the centrality has been observed in heavy ion collisions but, in this latter case, the decrease of B_2 is explained by an increase in the source volume.

Moreover, it has been found that d/p and $\overline{d}/\overline{p}$ ratios increase with multiplicity while $\overline{p}/p$ and $\overline{d}/d$ ratios do not depend on multiplicity. So the number of combinations to produce deuterons grows faster than the number of nucleons, which makes these ratios to increase with multiplicity unless the increase of the volume keeps the particle density constant.

Finally, it has also been found that heavier nuclei ($A > 2$) are produced preferentially in pp events with high charged particle multiplicity.

Apéndice A

Resultados numéricos

En las tablas siguientes el primer error representa el error estadístico y el segundo el error sistemático. Todas las medidas están integradas en la región $|y| < 0.5$.

A.1. Sección eficaz diferencial invariante

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3\sigma_d}{dp^3}$ (mb GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3\sigma_{\bar{d}}}{dp^3}$ (mb GeV $^{-1}c^2$)
0.8 – 1.0	$(1.26 \pm 0.18 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	$(1.19 \pm 0.15 \pm 0.14) \times 10^{-3}$
1.0 – 1.4	$(5.1 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(4.5 \pm 0.6 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
1.4 – 1.8	$(1.9 \pm 0.3 \pm 0.16) \times 10^{-4}$	$(2.4 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-4}$

Tabla A.1: Sección eficaz diferencial invariante de deuterones y antideuterones en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV, figura 7.4.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3\sigma_d}{dp^3}$ (mb GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3\sigma_{\bar{d}}}{dp^3}$ (mb GeV $^{-1}c^2$)
0.8 – 1.0	$(1.56 \pm 0.11 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	$(1.21 \pm 0.09 \pm 0.14) \times 10^{-3}$
1.0 – 1.2	$(9.4 \pm 0.6 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	$(7.9 \pm 0.7 \pm 0.9) \times 10^{-4}$
1.2 – 1.4	$(5.3 \pm 0.4 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(5.1 \pm 0.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
1.4 – 1.6	$(3.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(3.3 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-4}$
1.6 – 1.8	$(2.1 \pm 0.2 \pm 0.17) \times 10^{-4}$	$(2.3 \pm 0.08 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
1.8 – 2.0	$(1.18 \pm 0.18 \pm 0.10) \times 10^{-4}$	$(1.30 \pm 0.19 \pm 0.12) \times 10^{-4}$
2.0 – 2.4	$(9.6 \pm 1.3 \pm 0.8) \times 10^{-5}$	$(7.4 \pm 1.1 \pm 0.7) \times 10^{-5}$

Tabla A.2: Sección diferencial invariante de deuterones y antideuterones en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV, figura 7.5.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3\sigma_d}{dp^3}$ (mb GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3\sigma_{\bar{d}}}{dp^3}$ (mb GeV $^{-1}c^2$)
0.8 – 0.9	$(1.97 \pm 0.06 \pm 0.20) \times 10^{-3}$	$(1.9 \pm 0.05 \pm 0.2) \times 10^{-3}$
0.9 – 1.0	$(1.64 \pm 0.05 \pm 0.16) \times 10^{-3}$	$(1.60 \pm 0.04 \pm 0.19) \times 10^{-3}$
1.0 – 1.1	$(1.26 \pm 0.03 \pm 0.12) \times 10^{-3}$	$(1.26 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-3}$
1.1 – 1.2	$(1.08 \pm 0.03 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	$(1.00 \pm 0.03 \pm 0.12) \times 10^{-3}$
1.2 – 1.3	$(8.5 \pm 0.2 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	$(8.6 \pm 0.3 \pm 1.0) \times 10^{-4}$
1.3 – 1.4	$(7.2 \pm 0.2 \pm 0.7) \times 10^{-4}$	$(6.7 \pm 0.2 \pm 0.7) \times 10^{-4}$
1.4 – 1.5	$(5.8 \pm 0.18 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	$(5.2 \pm 0.13 \pm 0.6) \times 10^{-4}$
1.5 – 1.6	$(4.8 \pm 0.15 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	$(4.3 \pm 0.09 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
1.6 – 1.7	$(3.7 \pm 0.13 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(3.4 \pm 0.06 \pm 0.4) \times 10^{-4}$
1.7 – 1.8	$(3.1 \pm 0.06 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(2.8 \pm 0.05 \pm 0.3) \times 10^{-4}$
1.8 – 1.9	$(2.6 \pm 0.09 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	$(2.3 \pm 0.10 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
1.9 – 2.0	$(2.1 \pm 0.10 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(1.9 \pm 0.10 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
2.0 – 2.1	$(1.44 \pm 0.08 \pm 0.14) \times 10^{-4}$	$(1.50 \pm 0.03 \pm 0.16) \times 10^{-4}$
2.1 – 2.2	$(1.22 \pm 0.08 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$(1.20 \pm 0.09 \pm 0.13) \times 10^{-4}$
2.2 – 2.3	$(10.0 \pm 0.9 \pm 1.1) \times 10^{-5}$	$(9.3 \pm 1.0 \pm 1.0) \times 10^{-5}$
2.3 – 2.4	$(6.8 \pm 0.7 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	$(8.1 \pm 0.9 \pm 0.8) \times 10^{-5}$
2.4 – 2.5	$(8.2 \pm 0.7 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	$(6.3 \pm 0.8 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
2.5 – 2.6	$(6 \pm 2 \pm 1.0) \times 10^{-5}$	$(4.9 \pm 0.9 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
2.6 – 2.8	$(5.3 \pm 0.8 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	$(3.5 \pm 0.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
2.8 – 3.0	$(2.6 \pm 0.6 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	$(2.0 \pm 0.5 \pm 0.3) \times 10^{-5}$

Tabla A.3: Sección eficaz diferencial invariante de deuterones y antideuterones en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, figura 7.6.

A.2. Parámetro de coalescencia

p_T/A (GeV/ c)	$B_2(d)$ (GeV $^2/c^3$)	$B_2(\bar{d})$ (GeV $^2/c^3$)
0.40 – 0.50	$(1.5 \pm 0.2 \pm 0.17) \times 10^{-2}$	$(1.6 \pm 0.2 \pm 0.2) \times 10^{-2}$
0.50 – 0.70	$(1.33 \pm 0.16 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.28 \pm 0.18 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
0.70 – 0.90	$(1.5 \pm 0.2 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	$(2.1 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-2}$

Tabla A.4: Parámetro B_2 para deuterones y antideuterones en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 900$ GeV, figura 7.12.

p_T/A (GeV/c)	$B_2(d)$ (GeV ² /c ³)	$B_2(\bar{d})$ (GeV ² /c ³)
0.40 – 0.50	$(1.26 \pm 0.12 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(9.6 \pm 0.9 \pm 1.3) \times 10^{-3}$
0.50 – 0.60	$(1.19 \pm 0.11 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.07 \pm 0.11 \pm 0.14) \times 10^{-2}$
0.60 – 0.70	$(1.08 \pm 0.10 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(1.06 \pm 0.11 \pm 0.13) \times 10^{-2}$
0.70 – 0.80	$(1.28 \pm 0.13 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.23 \pm 0.14 \pm 0.14) \times 10^{-2}$
0.80 – 0.90	$(1.27 \pm 0.15 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.46 \pm 0.10 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
0.90 – 1.00	$(1.3 \pm 0.2 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.4 \pm 0.2 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
1.00 – 1.20	$(2.2 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(1.7 \pm 0.3 \pm 0.18) \times 10^{-2}$

Tabla A.5: B_2 para deuterones y antideuterones en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV, figura 7.13.

p_T/A (GeV/c)	$B_2(d)$ (GeV ² /c ³)	$B_2(\bar{d})$ (GeV ² /c ³)
0.40 – 0.45	$(1.11 \pm 0.04 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.10 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.45 – 0.50	$(1.19 \pm 0.04 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.15 \pm 0.04 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
0.50 – 0.55	$(1.13 \pm 0.04 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.13 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.55 – 0.60	$(1.20 \pm 0.04 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.11 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.60 – 0.65	$(1.21 \pm 0.04 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.23 \pm 0.05 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
0.65 – 0.70	$(1.28 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(1.21 \pm 0.05 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.70 – 0.75	$(1.31 \pm 0.05 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	$(1.21 \pm 0.04 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
0.75 – 0.80	$(1.39 \pm 0.05 \pm 0.17) \times 10^{-2}$	$(1.28 \pm 0.04 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
0.80 – 0.85	$(1.39 \pm 0.06 \pm 0.17) \times 10^{-2}$	$(1.25 \pm 0.03 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
0.85 – 0.90	$(1.51 \pm 0.04 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(1.33 \pm 0.04 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
0.90 – 0.95	$(1.56 \pm 0.06 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(1.39 \pm 0.07 \pm 0.18) \times 10^{-2}$
0.95 – 1.00	$(1.60 \pm 0.09 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(1.50 \pm 0.08 \pm 0.19) \times 10^{-2}$
1.00 – 1.05	$(1.42 \pm 0.09 \pm 0.17) \times 10^{-2}$	$(1.43 \pm 0.04 \pm 0.18) \times 10^{-2}$
1.05 – 1.10	$(1.56 \pm 0.11 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(1.54 \pm 0.12 \pm 0.19) \times 10^{-2}$
1.10 – 1.15	$(1.6 \pm 0.15 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(1.53 \pm 0.17 \pm 0.19) \times 10^{-2}$
1.15 – 1.20	$(1.4 \pm 0.15 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(1.7 \pm 0.19 \pm 0.2) \times 10^{-2}$
1.20 – 1.25	$(2.2 \pm 0.20 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$(1.6 \pm 0.2 \pm 0.20) \times 10^{-2}$
1.25 – 1.30	$(2.0 \pm 0.9 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$(1.7 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
1.30 – 1.40	$(2.7 \pm 0.4 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	$(1.7 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
1.40 – 1.50	$(2.1 \pm 0.5 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	$(1.6 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-2}$

Tabla A.6: Parámetro B_2 para deuterones y antideuterones en las colisiones pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV, figura 7.14.

A.3. Dependencia con la multiplicidad

A.3.1. Producción diferencial invariante

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)
0.7 – 0.8	$(8.9 \pm 1.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(9.6 \pm 0.8 \pm 0.9) \times 10^{-6}$
0.8 – 0.9	$(7.2 \pm 0.7 \pm 0.4) \times 10^{-6}$	$(8.1 \pm 0.6 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
0.9 – 1.0	$(6.2 \pm 0.4 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(6.5 \pm 0.5 \pm 0.6) \times 10^{-6}$
1.0 – 1.1	$(3.6 \pm 0.3 \pm 0.16) \times 10^{-6}$	$(4.2 \pm 0.5 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
1.1 – 1.2	$(3.2 \pm 0.3 \pm 0.13) \times 10^{-6}$	$(3.1 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
1.2 – 1.3	$(2.6 \pm 0.2 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	$(2.8 \pm 0.3 \pm 0.20) \times 10^{-6}$
1.3 – 1.4	$(2.0 \pm 0.2 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	$(1.97 \pm 0.03 \pm 0.13) \times 10^{-6}$
1.4 – 1.5	$(1.41 \pm 0.16 \pm 0.05) \times 10^{-6}$	$(1.15 \pm 0.17 \pm 0.07) \times 10^{-6}$
1.5 – 1.6	$(1.36 \pm 0.019 \pm 0.05) \times 10^{-6}$	$(1.31 \pm 0.17 \pm 0.08) \times 10^{-6}$
1.6 – 1.7	$(8.1 \pm 1.2 \pm 0.3) \times 10^{-7}$	$(7.0 \pm 1.2 \pm 0.4) \times 10^{-7}$
1.7 – 1.8	$(5.5 \pm 0.4 \pm 0.19) \times 10^{-7}$	$(5.4 \pm 0.2 \pm 0.3) \times 10^{-7}$

Tabla A.7: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para N_{trk} en [1, 5], figura 7.25.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)
0.7 – 0.8	$(3.4 \pm 0.3 \pm 0.18) \times 10^{-5}$	$(3.1 \pm 0.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
0.8 – 0.9	$(2.66 \pm 0.18 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$(2.3 \pm 0.16 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
0.9 – 1.0	$(2.15 \pm 0.15 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(1.76 \pm 0.13 \pm 0.15) \times 10^{-5}$
1.0 – 1.1	$(1.67 \pm 0.12 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(1.42 \pm 0.13 \pm 0.11) \times 10^{-5}$
1.1 – 1.2	$(1.26 \pm 0.09 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.16 \pm 0.10 \pm 0.09) \times 10^{-5}$
1.2 – 1.3	$(9.3 \pm 0.7 \pm 0.4) \times 10^{-6}$	$(9.6 \pm 0.9 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
1.3 – 1.4	$(6.0 \pm 0.19 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(6.3 \pm 0.10 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
1.4 – 1.5	$(5.6 \pm 0.5 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(4.4 \pm 0.5 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
1.5 – 1.6	$(4.5 \pm 0.4 \pm 0.16) \times 10^{-6}$	$(3.23 \pm 0.10 \pm 0.20) \times 10^{-6}$
1.6 – 1.7	$(3.4 \pm 0.4 \pm 0.12) \times 10^{-6}$	$(2.9 \pm 0.4 \pm 0.17) \times 10^{-6}$
1.7 – 1.8	$(2.23 \pm 0.06 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	$(1.9 \pm 0.3 \pm 0.10) \times 10^{-6}$
1.8 – 1.9	$(1.30 \pm 0.12 \pm 0.04) \times 10^{-6}$	$(1.47 \pm 0.012 \pm 0.08) \times 10^{-6}$
1.9 – 2.0	$(1.3 \pm 0.2 \pm 0.04) \times 10^{-6}$	$(1.1 \pm 0.3 \pm 0.05) \times 10^{-6}$

Tabla A.8: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para N_{trk} en [6, 8], figura 7.25.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)
0.7 – 0.8	$(6.2 \pm 0.4 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(5.6 \pm 0.3 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
0.8 – 0.9	$(4.4 \pm 0.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(4.8 \pm 0.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
0.9 – 1.0	$(3.98 \pm 0.20 \pm 0.18) \times 10^{-5}$	$(3.7 \pm 0.18 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
1.0 – 1.1	$(3.08 \pm 0.15 \pm 0.13) \times 10^{-5}$	$(2.8 \pm 0.17 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
1.1 – 1.2	$(2.36 \pm 0.12 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(2.26 \pm 0.14 \pm 0.17) \times 10^{-5}$
1.2 – 1.3	$(1.87 \pm 0.10 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(1.69 \pm 0.11 \pm 0.12) \times 10^{-5}$
1.3 – 1.4	$(1.32 \pm 0.08 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.36 \pm 0.013 \pm 0.09) \times 10^{-5}$
1.4 – 1.5	$(1.29 \pm 0.08 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.15 \pm 0.013 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
1.5 – 1.6	$(8.8 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(8.9 \pm 0.7 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
1.6 – 1.7	$(7.2 \pm 0.5 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(6.0 \pm 0.15 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
1.7 – 1.8	$(5.10 \pm 0.04 \pm 0.18) \times 10^{-6}$	$(5.4 \pm 0.07 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
1.8 – 1.9	$(4.9 \pm 0.4 \pm 0.17) \times 10^{-6}$	$(4.1 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
1.9 – 2.0	$(3.68 \pm 0.10 \pm 0.13) \times 10^{-6}$	$(3.5 \pm 0.4 \pm 0.18) \times 10^{-6}$
2.0 – 2.1	$(2.4 \pm 0.4 \pm 0.08) \times 10^{-6}$	$(2.63 \pm 0.07 \pm 0.13) \times 10^{-6}$
2.1 – 2.2	$(1.8 \pm 0.3 \pm 0.06) \times 10^{-6}$	$(1.7 \pm 0.3 \pm 0.09) \times 10^{-6}$

Tabla A.9: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para N_{trk} en [9, 13], figura 7.25.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)
0.7 – 0.8	$(9.8 \pm 0.5 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	$(9.0 \pm 0.4 \pm 0.9) \times 10^{-5}$
0.8 – 0.9	$(7.7 \pm 0.3 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(7.6 \pm 0.3 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
0.9 – 1.0	$(6.2 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(6.6 \pm 0.2 \pm 0.6) \times 10^{-5}$
1.0 – 1.1	$(5.2 \pm 0.20 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(5.2 \pm 0.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
1.1 – 1.2	$(4.41 \pm 0.17 \pm 0.18) \times 10^{-5}$	$(4.1 \pm 0.19 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
1.2 – 1.3	$(3.49 \pm 0.14 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	$(3.5 \pm 0.16 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
1.3 – 1.4	$(3.06 \pm 0.07 \pm 0.12) \times 10^{-5}$	$(2.75 \pm 0.03 \pm 0.19) \times 10^{-5}$
1.4 – 1.5	$(2.51 \pm 0.10 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	$(2.36 \pm 0.019 \pm 0.15) \times 10^{-5}$
1.5 – 1.6	$(2.04 \pm 0.10 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(1.91 \pm 0.03 \pm 0.12) \times 10^{-5}$
1.6 – 1.7	$(1.61 \pm 0.08 \pm 0.06) \times 10^{-5}$	$(1.45 \pm 0.09 \pm 0.08) \times 10^{-5}$
1.7 – 1.8	$(1.37 \pm 0.011 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.23 \pm 0.08 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
1.8 – 1.9	$(1.04 \pm 0.06 \pm 0.04) \times 10^{-5}$	$(9.4 \pm 0.7 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
1.9 – 2.0	$(8.1 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(8.2 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
2.0 – 2.1	$(6.0 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(6.7 \pm 0.09 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
2.1 – 2.2	$(5.4 \pm 0.6 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	$(4.8 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
2.2 – 2.3	$(4.0 \pm 0.6 \pm 0.14) \times 10^{-6}$	$(3.4 \pm 0.7 \pm 0.17) \times 10^{-6}$

Tabla A.10: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para N_{trk} en [14, 23], figura 7.25.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)
0.7 – 0.8	$(1.60 \pm 0.09 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	$(1.51 \pm 0.08 \pm 0.15) \times 10^{-4}$
0.8 – 0.9	$(1.34 \pm 0.06 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	$(1.25 \pm 0.06 \pm 0.11) \times 10^{-4}$
0.9 – 1.0	$(1.11 \pm 0.05 \pm 0.05) \times 10^{-4}$	$(1.10 \pm 0.05 \pm 0.09) \times 10^{-4}$
1.0 – 1.1	$(9.0 \pm 0.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(9.0 \pm 0.5 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
1.1 – 1.2	$(8.7 \pm 0.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(7.6 \pm 0.4 \pm 0.6) \times 10^{-5}$
1.2 – 1.3	$(6.7 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(6.8 \pm 0.3 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
1.3 – 1.4	$(6.3 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(5.1 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
1.4 – 1.5	$(4.59 \pm 0.04 \pm 0.17) \times 10^{-5}$	$(4.4 \pm 0.08 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
1.5 – 1.6	$(4.23 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-5}$	$(3.6 \pm 0.03 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
1.6 – 1.7	$(3.41 \pm 0.18 \pm 0.12) \times 10^{-5}$	$(3.20 \pm 0.09 \pm 0.18) \times 10^{-5}$
1.7 – 1.8	$(3.31 \pm 0.18 \pm 0.11) \times 10^{-5}$	$(2.63 \pm 0.17 \pm 0.14) \times 10^{-5}$
1.8 – 1.9	$(2.71 \pm 0.17 \pm 0.09) \times 10^{-5}$	$(2.23 \pm 0.019 \pm 0.12) \times 10^{-5}$
1.9 – 2.0	$(2.15 \pm 0.15 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(2.10 \pm 0.11 \pm 0.11) \times 10^{-5}$
2.0 – 2.1	$(1.41 \pm 0.016 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.68 \pm 0.09 \pm 0.08) \times 10^{-5}$
2.1 – 2.2	$(1.32 \pm 0.02 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.32 \pm 0.15 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
2.2 – 2.3	$(1.28 \pm 0.18 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.12 \pm 0.18 \pm 0.06) \times 10^{-5}$
2.3 – 2.4	$(1.06 \pm 0.012 \pm 0.04) \times 10^{-5}$	$(9.7 \pm 1.5 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
2.4 – 2.5	$(9.2 \pm 1.9 \pm 0.4) \times 10^{-6}$	$(8.7 \pm 1.4 \pm 0.5) \times 10^{-6}$

Tabla A.11: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para $N_{trk} \geq 24$, figura 7.25.

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV $^{-1}c^2$)
0.7 – 0.8	$(2.81 \pm 0.13 \pm 0.15) \times 10^{-5}$	$(2.6 \pm 0.10 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
0.8 – 0.9	$(2.04 \pm 0.08 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(2.11 \pm 0.08 \pm 0.19) \times 10^{-5}$
0.9 – 1.0	$(1.78 \pm 0.06 \pm 0.08) \times 10^{-5}$	$(1.65 \pm 0.06 \pm 0.14) \times 10^{-5}$
1.0 – 1.1	$(1.32 \pm 0.05 \pm 0.06) \times 10^{-5}$	$(1.23 \pm 0.06 \pm 0.10) \times 10^{-5}$
1.1 – 1.2	$(1.03 \pm 0.04 \pm 0.04) \times 10^{-5}$	$(9.8 \pm 0.5 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
1.2 – 1.3	$(8.0 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(7.8 \pm 0.4 \pm 0.6) \times 10^{-6}$
1.3 – 1.4	$(5.6 \pm 0.05 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(5.8 \pm 0.3 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
1.4 – 1.5	$(5.1 \pm 0.2 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	$(4.4 \pm 0.2 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
1.5 – 1.6	$(3.88 \pm 0.18 \pm 0.14) \times 10^{-6}$	$(3.6 \pm 0.03 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
1.6 – 1.7	$(2.94 \pm 0.17 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	$(2.50 \pm 0.17 \pm 0.14) \times 10^{-6}$
1.7 – 1.8	$(2.01 \pm 0.14 \pm 0.07) \times 10^{-6}$	$(2.03 \pm 0.02 \pm 0.11) \times 10^{-6}$
1.8 – 1.9	$(1.74 \pm 0.014 \pm 0.06) \times 10^{-6}$	$(1.59 \pm 0.12 \pm 0.08) \times 10^{-6}$
1.9 – 2.0	$(1.31 \pm 0.010 \pm 0.04) \times 10^{-6}$	$(1.32 \pm 0.13 \pm 0.07) \times 10^{-6}$

Tabla A.12: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para N_{trk} en [1, 13], figura 7.27.

p_T (GeV/c)	$E \frac{d^3 N_d}{dp^3}$ (GeV ⁻¹ c ²)	$E \frac{d^3 N_{\bar{d}}}{dp^3}$ (GeV ⁻¹ c ²)
0.7 – 0.8	$(1.13 \pm 0.05 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	$(1.09 \pm 0.04 \pm 0.11) \times 10^{-4}$
0.8 – 0.9	$(9.4 \pm 0.3 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	$(9.1 \pm 0.3 \pm 0.8) \times 10^{-5}$
0.9 – 1.0	$(7.8 \pm 0.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(8.0 \pm 0.2 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
1.0 – 1.1	$(6.4 \pm 0.19 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(6.3 \pm 0.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
1.1 – 1.2	$(5.7 \pm 0.16 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(5.2 \pm 0.18 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
1.2 – 1.3	$(4.46 \pm 0.13 \pm 0.17) \times 10^{-5}$	$(4.5 \pm 0.16 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
1.3 – 1.4	$(4.06 \pm 0.03 \pm 0.15) \times 10^{-5}$	$(3.5 \pm 0.06 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
1.4 – 1.5	$(3.15 \pm 0.10 \pm 0.12) \times 10^{-5}$	$(2.97 \pm 0.11 \pm 0.19) \times 10^{-5}$
1.5 – 1.6	$(2.72 \pm 0.03 \pm 0.10) \times 10^{-5}$	$(2.45 \pm 0.02 \pm 0.15) \times 10^{-5}$
1.6 – 1.7	$(2.17 \pm 0.08 \pm 0.08) \times 10^{-5}$	$(1.99 \pm 0.08 \pm 0.11) \times 10^{-5}$
1.7 – 1.8	$(1.96 \pm 0.08 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(1.67 \pm 0.05 \pm 0.09) \times 10^{-5}$
1.8 – 1.9	$(1.55 \pm 0.07 \pm 0.05) \times 10^{-5}$	$(1.32 \pm 0.04 \pm 0.07) \times 10^{-5}$
1.9 – 2.0	$(1.23 \pm 0.09 \pm 0.04) \times 10^{-5}$	$(1.22 \pm 0.07 \pm 0.06) \times 10^{-5}$
2.0 – 2.1	$(8.5 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(9.8 \pm 0.8 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
2.1 – 2.2	$(7.9 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(7.4 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
2.2 – 2.3	$(6.8 \pm 0.7 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(5.4 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
2.3 – 2.4	$(5.8 \pm 0.9 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(5.4 \pm 0.7 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
2.4 – 2.5	$(5.7 \pm 0.5 \pm 0.2) \times 10^{-6}$	$(4.4 \pm 0.6 \pm 0.2) \times 10^{-6}$

Tabla A.13: Producción diferencial invariante de deuterones y antideuterones para $N_{trk} \geq 14$, figura 7.27.

A.3.2. Parámetro de coalescencia

p_T/A (GeV/c)	$B_2(d)$ (GeV ² /c ³)	$B_2(\bar{d})$ (GeV ² /c ³)
0.40 – 0.45	$(1.04 \pm 0.07 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.08 \pm 0.06 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
0.45 – 0.50	$(1.19 \pm 0.06 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.09 \pm 0.06 \pm 0.17) \times 10^{-2}$
0.55 – 0.60	$(1.13 \pm 0.06 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.03 \pm 0.06 \pm 0.16) \times 10^{-2}$
0.60 – 0.65	$(1.13 \pm 0.06 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.06 \pm 0.07 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.65 – 0.70	$(1.15 \pm 0.06 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.12 \pm 0.07 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.70 – 0.75	$(1.05 \pm 0.07 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(1.09 \pm 0.08 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.75 – 0.80	$(1.27 \pm 0.03 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.11 \pm 0.08 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.80 – 0.85	$(1.28 \pm 0.08 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.19 \pm 0.07 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.85 – 0.90	$(1.29 \pm 0.09 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.10 \pm 0.03 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
0.90 – 0.95	$(1.19 \pm 0.11 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(1.18 \pm 0.10 \pm 0.14) \times 10^{-2}$
0.95 – 1.00	$(1.36 \pm 0.12 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(1.26 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
1.00 – 1.05	$(1.38 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(1.40 \pm 0.14 \pm 0.17) \times 10^{-2}$

Tabla A.14: Parámetro B_2 de deuterones y antideuterones para N_{trk} en [1, 13], figura 7.28.

p_T/A (GeV/ c)	$B_2(d)$ (GeV ² / c^3)	$B_2(\bar{d})$ (GeV ² / c^3)
0.40 – 0.45	$(7.1 \pm 0.4 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.0 \pm 0.3 \pm 1.1) \times 10^{-3}$
0.45 – 0.50	$(7.4 \pm 0.4 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.4 \pm 0.3 \pm 1.1) \times 10^{-3}$
0.55 – 0.60	$(7.3 \pm 0.3 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	$(7.2 \pm 0.3 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
0.60 – 0.65	$(7.9 \pm 0.3 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.0 \pm 0.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
0.65 – 0.70	$(7.6 \pm 0.3 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.6 \pm 0.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
0.70 – 0.75	$(8.3 \pm 0.3 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.2 \pm 0.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
0.75 – 0.80	$(7.9 \pm 0.2 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.6 \pm 0.2 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
0.80 – 0.85	$(8.4 \pm 0.4 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.6 \pm 0.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
0.85 – 0.90	$(8.2 \pm 0.2 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(7.5 \pm 0.2 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
0.90 – 0.95	$(9.3 \pm 0.5 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	$(7.7 \pm 0.4 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
0.95 – 1.00	$(8.9 \pm 0.5 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	$(7.6 \pm 0.3 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
1.00 – 1.05	$(8.7 \pm 0.5 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(8.6 \pm 0.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
1.05 – 1.10	$(7.4 \pm 0.8 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	$(8.2 \pm 0.6 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
1.10 – 1.15	$(8.6 \pm 0.7 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(8.0 \pm 0.9 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
1.15 – 1.20	$(9.0 \pm 0.9 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	$(7.3 \pm 0.9 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
1.20 – 1.25	$(9.8 \pm 1.2 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	$(8.7 \pm 1.0 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
1.25 – 1.30	$(1.19 \pm 0.18 \pm 0.13) \times 10^{-2}$	$(8.5 \pm 1.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$

Tabla A.15: B_2 para deuterones y antideuterones para $N_{trk} \geq 14$, figura 7.28.

A.4. Núcleos con $A > 2$

A.4.1. Sección eficaz diferencial invariante

p_T (GeV/ c)	$E \frac{d^3\sigma(\bar{t})}{dp^3}$ (mb GeV ⁻¹ c^2)	$E \frac{d^3\sigma(^3\overline{\text{He}})}{dp^3}$ (mb GeV ⁻¹ c^2)
1.2 – 1.8	$(6 \pm 3 \pm 1.0) \times 10^{-7}$	$(4.5 \pm 1.8 \pm 0.8) \times 10^{-7}$
1.8 – 3.0	–	$(9 \pm 4 \pm 1.6) \times 10^{-8}$
3.0 – 6.0	–	$(6 \pm 4 \pm 1.9) \times 10^{-9}$

Tabla A.16: Sección eficaz diferencial invariante de los núcleos de antitritio y $^3\overline{\text{He}}$, figura 7.43.

A.4.2. Parámetro de coalescencia

p_T/A (GeV/ c)	$B_3(\bar{t})$ (GeV ⁴ / c^6)	$B_3(^3\overline{\text{He}})$ (GeV ⁴ / c^6)
0.4 – 0.6	$(1.1 \pm 0.4 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(8 \pm 3 \pm 1.6) \times 10^{-5}$
0.6 – 1.0	–	$(1.4 \pm 0.6 \pm 0.3) \times 10^{-4}$
1.0 – 2.0	–	$(1.2 \pm 0.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}$

Tabla A.17: Parámetro B_3 para los núcleos de antitritio y $^3\overline{\text{He}}$, figura 7.44.

Apéndice B

Implementación

El código de análisis ha sido implementado siguiendo un paradigma orientado a objetos que permite una descripción más natural del problema, y con el lenguaje de programación C++ en Debian GNU/Linux. El código se encuentra disponible en el directorio PWGLF/SPECTRA/Nuclei/B2/ de AliRoot.

B.1. Generador de deuterones

La generación de deuterones y antideuterones primarios se ha integrado en AliRoot a través de la clase `AliGenDeuteron`.

B.1.1. Generación de partículas

Los generadores de partículas en AliRoot derivan de la clase abstracta `AliGenerator`. La generación de partículas se implementa sobrecargando el método virtual `Generate()`. Esta clase también permite delegar la generación de partículas a generadores externos a través de la interfaz `TGenerator` [84], envolviendo códigos Monte Carlo escritos en FORTRAN como PYTHIA 6.4 y HIJING, por ejemplo en las clases `AliGenPythia` y `AliGenHijing`, figura B.1. Otra realización de `AliGenerator` es `AliGenParam` que permite generar partículas usando distribuciones conocidas del momento transversal y pseudorapidez (parametrizaciones).

A su vez, los generadores pueden componer “cócteles” mediante la clase `AliGenCocktail` (cóctel de generadores). De su diseño recursivo, figura B.1, se trata a la vez de un generador y de un contenedor de generadores. Esta clase no genera partículas por

sí misma, si no que delega esta tarea a una lista de objetos de tipo **AliGenerator**, que pueden ser conectados como entradas (**AliGenCocktailEntry**) en tiempo de ejecución. De esta manera se pueden superponer diferentes señales (generadores externos, parametrizaciones, etc.) en un solo suceso.

Y por último, la introducción de correlaciones entre partículas producidas por los generadores está implementada en la clase **AliGenCocktailAfterBurner**, que a su vez es un **AliGenCocktail**, figura B.1.

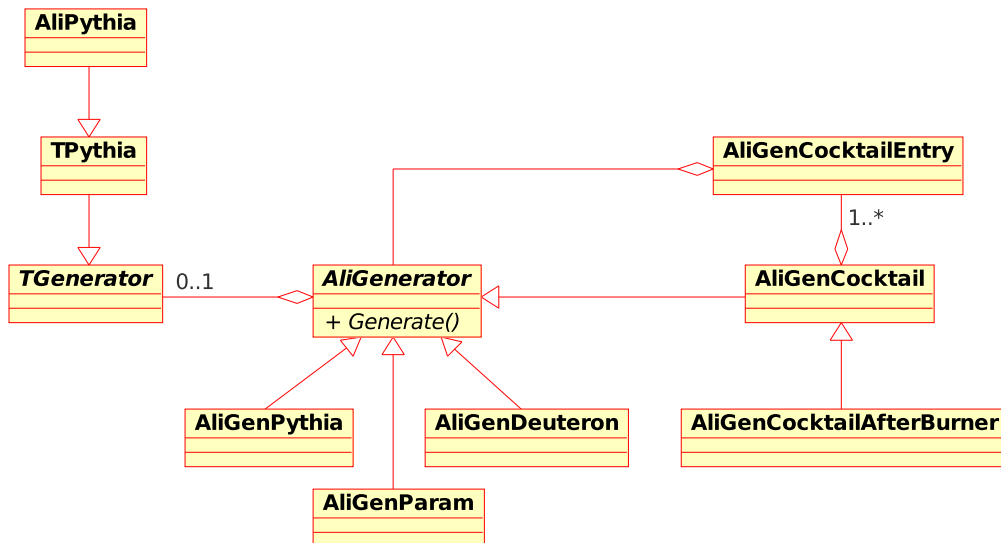


Figura B.1: Diagrama de clases para la generación de partículas en AliRoot.

B.1.2. Cócteles de gratinadores

En la figura B.2 se muestra de manera general cómo se generan los sucesos mediante la clase **AliGenCocktail**. Cada generador del cóctel añade las partículas que genera a la pila del suceso. Entonces se crea el árbol de cinemática y las partículas se transportan. Esto se repite tantas veces como sucesos se quieran generar.

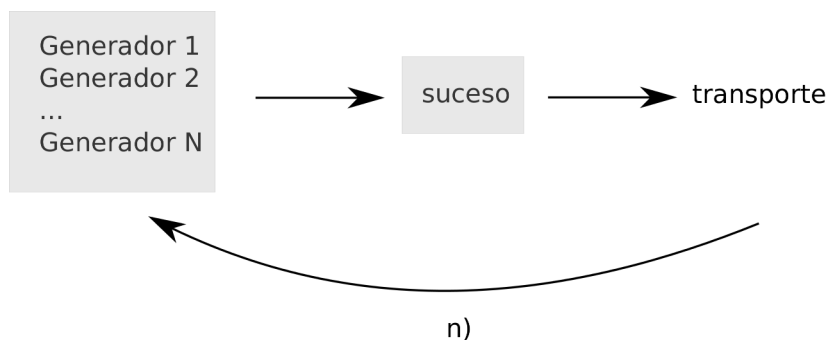


Figura B.2: Generación de sucesos con **AliGenCocktail**.

La clase `AliGenCocktailAfterBurner`, además de ser un `AliGenCocktail`, permite añadir gratinadores que pueden modificar la salida de los generadores del cóctel, no solo en el suceso actual, sino en todos los sucesos para poder modificarlos antes de realizar el transporte [83]. La cadena de gratinadores opera una sola vez sobre los sucesos generados y éstos se generan en la primera llamada al generador, figura B.3.

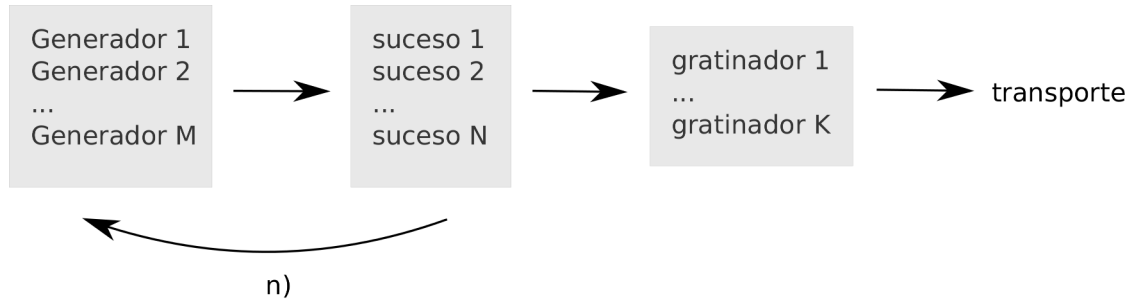


Figura B.3: Generación de sucesos con `AliGenCocktailAfterBurner`.

B.1.3. La clase `AliGenDeuteron`

El gratinador de deuterones implementa la coalescencia de nucleones y antinucleones descrita en el capítulo 3 a través de la clase `AliGenDeuteron`. Esta clase deriva de la clase abstracta `AliGenerator`, por lo que solo tiene que implementar el método virtual `Generate()`.

El valor de p_0 se puede cambiar con el método `SetCoalescenceMomentum()`, mientras que la generación de deuterones y antideuterones se selecciona con `SetSign()`, siendo 1 para deuterones y -1 para antideuterones, figura B.4.

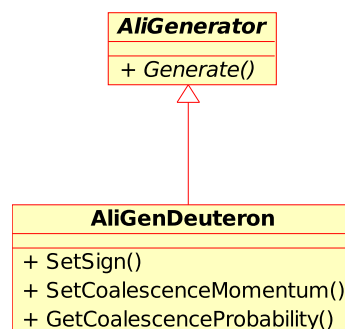


Figura B.4: Diseño de la clase `AliGenDeuteron` mostrando únicamente los métodos públicos.

El método `Generate()` primero obtiene el cóctel de generadores para poder modificar la salida de cada generador. Y luego busca los nucleones o antinucleones finales (según

se haya especificado el signo previamente), para formar todas las parejas posibles protón-neutrón. Si encuentra una pareja que cumple las condiciones de coalescencia entonces añade un nuevo deuterón reemplazando al protón y neutrón originarios. Al nuevo deuterón se le asigna el momento $\vec{p} = \vec{p}_p + \vec{p}_n$, ignorando la energía sobrante debido a la energía de enlace.

El siguiente ejemplo muestra como utilizar la clase para generar deuterones y anti-deuterones con un valor de $p_0 = 200 \text{ MeV}/c$, cuando las colisiones pp son simuladas con PHOJET:

```
AliGenCocktailAfterBurner* gener = new AliGenCocktailAfterBurner();
gener->UsePerEventRates();

AliGenerator* phojet = MbPhojet();
gener->AddGenerator(phojet, "Nucleon source (PHOJET)", 1);

AliGenDeuteron* deuteron = new AliGenDeuteron(1, 0.200);
gener->AddAfterBurner(deuteron, "deuteron", 1);

AliGenDeuteron* antideuteron = new AliGenDeuteron(-1, 0.200);
gener->AddAfterBurner(antideuteron, "antideuteron", 1);
```

B.2. GEANT3

Para poder simular el paso de los deuterones y antideuterones a través del detector con GEANT3 ha sido necesario realizar algunas modificaciones que se describen en esta sección.

B.2.1. Pérdida de energía en la TPC

La versión de GEANT3 v1-12 introduce un desplazamiento en la pérdida de energía de los núcleos en la TPC respecto a sus valores esperados y no implementa los antinúcleos.

Para corregir este problema se modificó el archivo `gthion.F`, de manera que las fluctuaciones del intercambio de carga se calculan llamando a la subrutina `G3FLUCT`. Y la carga efectiva de los antinúcleos no se modifica, ya que al pasar a través de los materiales no pueden capturar positrones.

B.2.2. Antiprotones de baja energía

La misma versión de GEANT3 sobrestima la sección inelástica de los protones de baja energía, por lo que la sección eficaz inelástica implementada en GEANT3/GHEISHA se sobrescribió con la parametrización dada en (3.17), ya que reproduce mejor los datos experimentales.

B.2.3. Sección eficaz núcleo-núcleo

La parametrización de la sección eficaz inelástica para los núcleos ligeros implementada en GEANT3/GHEISHA se reemplazó con la descrita en el capítulo 3. Para ello, se definieron nuevos códigos de partículas para incluir al núcleo de ${}^3\text{He}$ y a los antinúcleos, tabla B.1, y se interconectaron a través la interfaz del Monte Carlo Virtual (VMC) de GEANT3.

Núcleo	GEANT3	GHEISHA
${}^3\text{He}$	49	36
$\bar{d}$	76	37
$\bar{t}$	77	38
${}^3\bar{\text{He}}$	78	39
$\bar{\alpha}$	79	40

Tabla B.1: Códigos GEANT3 para el núcleo de ${}^3\text{He}$ y los antinúcleos.

B.3. Análisis de los datos

Los datos obtenidos con el detector son reconstruidos con los programas de AliRoot, que generan los archivos ESD (Event Summary Data) con la información sobre los sucesos (vértices, trazas, etc.) y sobre los detectores, para su análisis posterior.

El tamaño en disco de estos archivos es del orden de varios TB y la mayor parte de la información no es necesaria para un análisis específico. Por ello, para reducir su tamaño y los recursos necesarios para su análisis, se filtran en archivos más pequeños llamados AOD (Analysis Object Data), que contienen únicamente la información necesaria para dicho análisis, figura B.5.

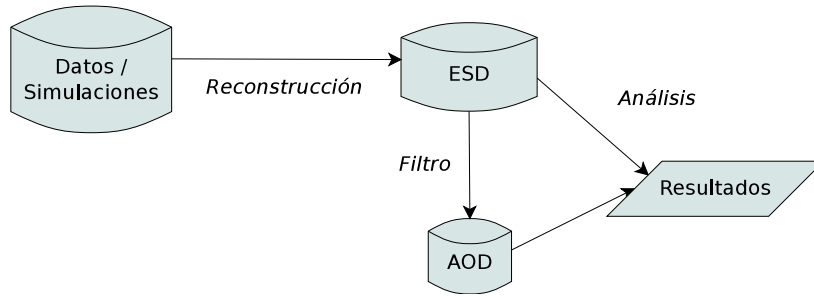


Figura B.5: Diagrama de flujo de datos del análisis.

B.3.1. Clases del análisis

El análisis de los datos es dirigido por la clase `AliAnalysisMaganer`, que es una clase “singleton”, es decir, solo una instancia de esta clase existe durante la ejecución del programa y puede ser accedida a través del método estático `AliAnalysisMaganer::GetAnalysisManager()`. Esta clase contiene una lista de tareas para el análisis y los contenedores para los datos de entrada y de salida.

Todas las tareas comparten el mismo bucle de sucesos y derivan de la clase `AliAnalysisTask` o de la clase `AliAnalysisTaskSE`. Las clases derivadas únicamente tienen que implementar una serie de métodos virtuales que se llaman en varias etapas del análisis por la instancia de la clase `AliAnalysisManager`.

Los métodos virtuales mínimos que hay que implementar son `ConnectInputData()`, `CreateOutputObjects()`, `Exec()` para las clases derivadas de `AliAnalysisTask`, mientras que para las clases derivadas de `AliAnalysisTaskSE` sólo es necesario implementar `UserCreateOutputObjects()` y `UserExec()`, ya que esta clase ya implementa la conexión entre los datos.

Para el caso de los deuterones, estos métodos virtuales son implementados en las clases derivadas `AliAnalysisTaskB2` y `AliAnalysisTaskB2AOD` para analizar los datos ESD y los datos AOD, respectivamente, figura B.6. A estas clases se les agrega las clases `AliESDtrackCuts`, que define una serie de condiciones que deben tener las trazas para ser aceptadas, `AliLnHistoMap` un mapa para gestionar los histogramas, y la clase `AliLnID` que se encarga de la identificación de las trazas. Estas dos últimas clases son reutilizadas en el análisis de los datos AOD, siendo la clase `AliAnalysisTaskB2AOD` la que implementa la interfaz del acceso a los datos AOD. Todas ellas se ensamblan en un macro junto con el gestor del análisis y los datos de entrada y salida, de manera que se pueda ejecutar en la Grid de ALICE, o bien localmente.

B.3.2. Clases de los resultados

La salida de los programas de análisis es procesada de nuevo por un conjunto de macros que invierten los efectos del detector utilizando las simulaciones Monte Carlo. En la figura B.7 se muestra el diagrama de clases implementado para aplicar estas correcciones y obtener los resultados finales. La clase `AliLnPt` se encarga de aplicar la mayor parte de estas correcciones y el resto de clases calculan las cantidades derivadas. También se incluyen varias macros para simplificar el uso de estas clases.

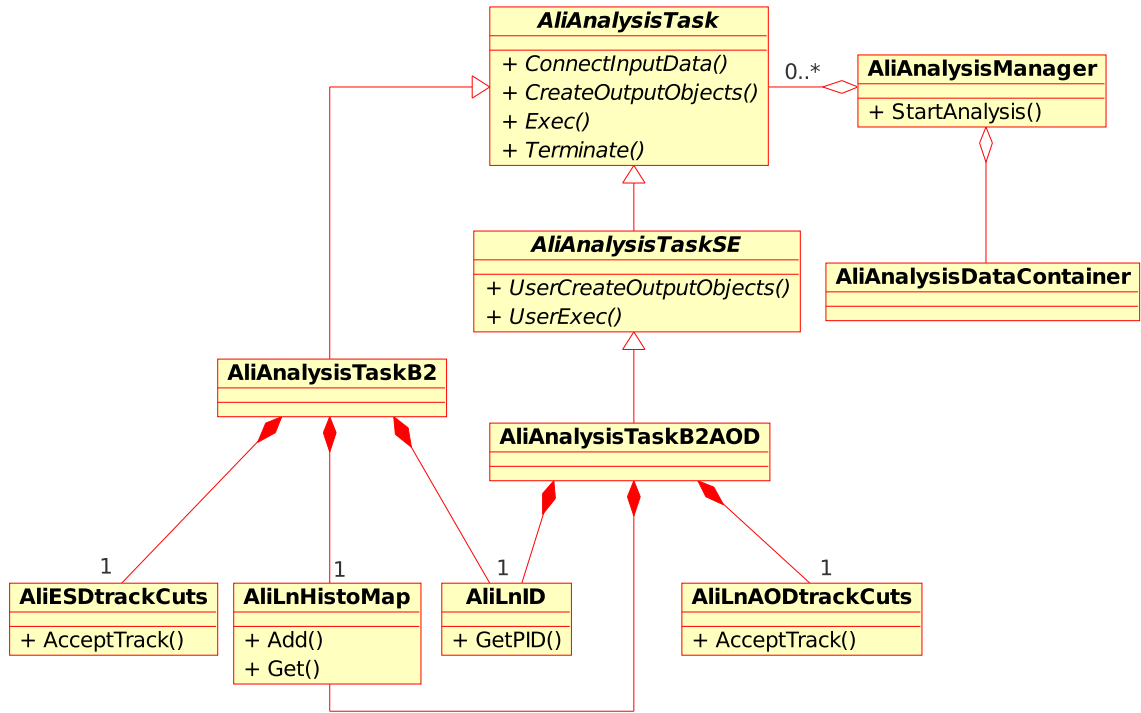


Figura B.6: Diagrama de clases para el análisis.

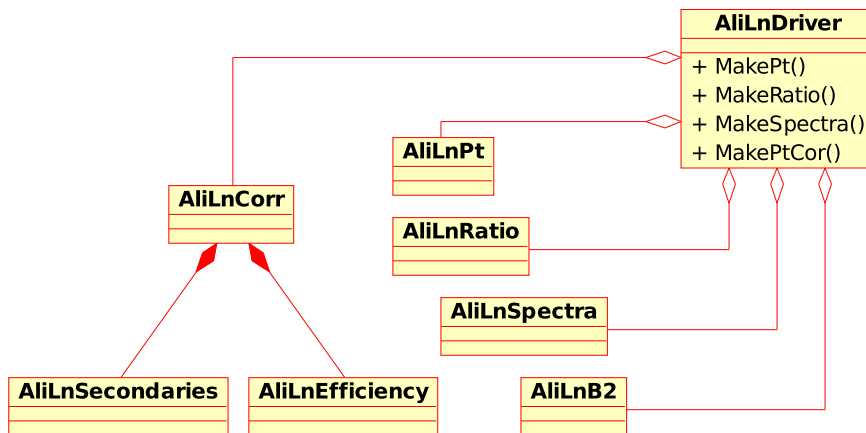


Figura B.7: Diagrama de clases para los resultados finales.

Apéndice C

Glosario

Constantes físicas

Algunas constantes físicas [34] utilizadas con frecuencia:

Constante	Símbolo	Valor
Velocidad de la luz en el vacío	c	$299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6.626\,068\,96(33)\times 10^{-34}\text{ J s}$
Constante de Plank reducida	$\hbar \equiv \frac{h}{2\pi}$	$1.054\,571\,628(53)\times 10^{-34}\text{ J s}$ $6.582\,118\,99(16)\times 10^{-22}\text{ MeV s}$
Carga del electrón	e	$1.602\,176\,487(40)\times 10^{-19}\text{ C}$
Constante de conversión	$\hbar c$	$197.326\,9631(49)\text{ MeV fm}$
Constante de conversión	$(\hbar c)^2$	$0.389\,379\,304(19)\text{ GeV}^2\text{ mb}$
Masa del electrón	m_e	$0.510\,998\,910(13)\text{ MeV}/c^2$
Masa del protón	m_p	$938.272\,013(23)\text{ MeV}/c^2$
Masa del deuterón	m_d	$1875.612\,793(47)\text{ MeV}/c^2$

y equivalencias entre unidades

$1\text{ fm} = 10^{-15}\text{ m}$
$1\text{ barn} = 10^{-28}\text{ m}^2$
$1\text{ mb} = 10^{-27}\text{ cm}^2$
$1\text{ G} = 10^{-4}\text{ T}$
$1\text{ eV} = 1.602\,176\,487(40)\times 10^{-19}\text{ J}$
$1\text{ eV}/c^2 = 1.782\,661\,758(44)\times 10^{-36}\text{ Kg}$
$0^\circ\text{C} = 273.15\text{ K}$

Aceptancia

Intervalo angular en el cual las partículas emitidas por una cierta fuente entran en el detector. Normalmente se expresa en términos de pseudorapidez.

Cluster

Conjunto de señales digitalizadas que pudieran haber sido producidas por la misma partícula que cruzó un elemento sensitivo del detector.

DCA

Distancia de mínima aproximación de la traza al vértice primario, del inglés “Distance of Closest Approach”. Véase parámetro de impacto de la traza respecto al vértice primario.

Espalación

Proceso en el que los núcleos atómicos de un material emiten fragmentos como consecuencia de un impacto de una partícula de alta energía.

Freeze-out

Fase del QGP en el que los hadrones producidos ya no interaccionan fuertemente entre ellos.

Freeze-out químico

Cuando en la colisión de iones pesados no se producen más partículas y sus abundancias relativas permanecen constantes.

Longitud de radiación

La longitud de radiación de un material es la longitud media en la que un electrón altamente energético pierde $1/e$ de su energía por bremsstrahlung, y $7/9$ del camino

libre medio para la producción de pares por un fotón energético. La longitud de radiación, X_0 , puede ser aproximada por

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} [\text{g cm}^{-2}] \quad (\text{C.1})$$

donde Z es el número atómico del material y A su número másico.

Luminosidad

Para un haz de partículas incidentes con intensidad uniforme, la luminosidad, $\mathcal{L}$, se define como

$\mathcal{L} \equiv$ número de partículas incidentes por unidad de área y tiempo

de manera que $dN/dt = \mathcal{L}(t)\sigma$, o bien, el número esperado de sucesos de un tipo específico después de estar funcionando el experimento durante un cierto tiempo se obtiene integrando la luminosidad

$$N = \sigma \int \mathcal{L}(t) dt \quad (\text{C.2})$$

donde $\int \mathcal{L} dt$ es la luminosidad integrada.

En otras palabras, la luminosidad da una medida de cuántas colisiones ocurren, y se suele expresar en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, mientras que la sección eficaz se da en barns ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Masa transversa

La masa transversa de una partícula con masa m y momento transverso p_T es la energía

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (\text{C.3})$$

Parámetro de impacto de una traza

El parámetro de impacto de una traza, d_0 , se define como la distancia de mínima aproximación de la traza al vértice de interacción [40]. De manera que las proyecciones

en el plano transversal, $d_0(r\varphi)$, y a lo largo de la dirección del haz, $d_0(z)$, vienen dadas por

$$d_0(r\varphi) = \rho - \sqrt{(x_V - x_0)^2 + (y_V - y_0)^2} \quad (\text{C.4})$$

$$d_0(z) = z_{track} - z_V \quad (\text{C.5})$$

donde ρ y (x_0, y_0) son el radio y el centro de la proyección de la traza en el plano transversal, respectivamente, (x_V, y_V, z_V) la posición del vértice primario, y z_{track} la posición z de la traza después de haber sido propagada a la distancia de mínima aproximación en el plano transversal.

Procesos blandos

Son los procesos dominantes que se dan en las colisiones de hadrones, en los que hay una transferencia de momentos bajos (sucesos de sesgo mínimo, sucesos subyacentes, interacciones multi-partones (MPI), etc.) y que pueden ser tratados por la QCD no perturbativa.

Procesos duros

Son los procesos en los que tiene lugar una transferencia de momentos altos (producción de jets, producción de $W^\pm$, etc.), pueden ser tratados por la QCD perturbativa y son menos entendidos.

Producción diferencial invariante

La cantidad $E \frac{d^3 N}{dp^3}$ se denomina producción diferencial invariante ya que dp^3/E permanece invariante bajo una transformación de Lorentz. $E \frac{d^3 N}{dp^3}$ depende de p_T y del ángulo polar, por lo que para una producción de partículas azimutalmente simétrica

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{E}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dp_z} \quad (\text{C.6})$$

y utilizando la identidad $dy = dp_z/E$, se puede expresar como

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \quad (\text{C.7})$$

donde y es la rapidez.

Pseudorapidez

La pseudorapidez se usa normalmente para describir el ángulo entre las partículas y la dirección del haz, y se define mediante

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) \quad (\text{C.8})$$

$$= -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{C.9})$$

donde z es la dirección del haz de partículas y θ el ángulo entre el eje z y el momento de la partícula, ya que

$$\begin{aligned} \tan \frac{\theta}{2} &= \sqrt{\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta}} \\ &= \sqrt{\frac{1 - p_z/p}{1 + p_z/p}} \\ &= \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right)^{-1/2} \end{aligned}$$

Nótese que la pseudorapidez solo es función del ángulo θ y no de la energía (o momento) de la partícula, lo cual permite definir las aceptancias en función de la pseudorapidez.

Radiación Cherenkov

La radiación Cherenkov se emite cuando una partícula cargada atraviesa un medio con una velocidad mayor que la velocidad de la luz en ese medio. La partícula emite fotones con el ángulo de Cherenkov, θ_c , dado por

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (\text{C.10})$$

donde n es el índice de refracción del medio. Colocando diferentes medios, uno detrás de otro, la identificación de una partícula se hace posible en las regiones de alto p_T .

Radiación de frenado (bremsstrahlung)

La radiación de frenado o “bremsstrahlung” de una partícula cargada se produce como consecuencia del campo eléctrico de los núcleos atómicos del medio, decelerando

la partícula cargada por emisión de fotones

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\alpha\rho N_A \frac{Z^2}{A} z^2 r_e^2 \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0(m^2/m_e^2)} \quad (\text{C.11})$$

La pérdida de energía por radiación de frenado cae con el cuadrado de la masa de la partícula que atraviesa el material y aumenta proporcionalmente con su energía. Por ello, para partículas pesadas el efecto es pequeño.

Radiación de transición

El efecto de la radiación de transición se produce por partículas ultrarrelativistas que cruzan la frontera superficial de dos medios con diferentes constantes dieléctricas. La radiación de transición está relacionada con la γ en vez de la velocidad, β , por lo que es útil para la identificación de partículas con alto momento.

Rapidez

Se define la rapidez, y , de una partícula como

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (\text{C.12})$$

$$= \ln \frac{E + p_z}{m_T} \quad (\text{C.13})$$

$$= \tanh^{-1} \frac{p_z}{E} \quad (\text{C.14})$$

eligiendo la dirección del haz como el eje z del sistema de referencia. Para partículas ultrarrelativistas o con masa muy pequeña, $p \gg m$, se tiene que $E = \sqrt{p^2 + m^2} \simeq p$, por lo que la rapidez se puede aproximar por la pseudorapidez.

En términos de la rapidez se tiene que

$$E = m_T \cosh y \quad (\text{C.15})$$

$$p_z = m_T \sinh y \quad (\text{C.16})$$

donde m_T es la masa transversa. Además, dy es invariante bajo una transformación de Lorentz.

Sección eficaz diferencial invariante

La sección eficaz $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ (sección eficaz diferencial = $d\sigma$) se denomina sección eficaz diferencial invariante ya que dp^3/E permanece invariante bajo una transformación de Lorentz.

Bibliografía

- [1] B. Alper et al. Large angle production of stable particles heavier than the proton and a search for quarks at the CERN intersecting storage rings. *Physics Letters B*, 46(2):265–268, 1973.
- [2] W. M. Gibson et al. Production of deuterons and antideuterons in proton-proton collisions at the CERN ISR. *Lettere Al Nuovo Cimento (1971–1985)*, 21(6):189–194, 1978.
- [3] T. Alexopoulos et al. Cross sections for deuterium, tritium, and helium production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. D*, 62:072004, Sep 2000.
- [4] A. Aktas et al. Measurement of anti-deuteron photoproduction and a search for heavy stable charged particles at HERA. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 36:413–423, 2004. 10.1140/epjc/s2004-01978-x.
- [5] D. M. Asner et al. Antideuteron production in $\Upsilon(nS)$ decays and the nearby continuum. *Phys. Rev. D*, 75:012009, Jan 2007.
- [6] S. Schael et al. Deuteron and anti-deuteron production in $e+e-$ collisions at the Z resonance. *Physics Letters B*, 639(3-4):192–201, 2006.
- [7] S. Chekanov et al. Measurement of (anti)deuteron and (anti)proton production in DIS at HERA. *Nuclear Physics B*, 786(1-2):181 – 205, 2007.
- [8] S. Nagamiya, M. C. Lemaire, E. Moeller, S. Schnetzer, G. Shapiro, H. Steiner, and I. Tanihata. Production of pions and light fragments at large angles in high-energy nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 24(3):971, Sep 1981.
- [9] G. Van Buren. Antideuteron yield and coalescence implications at the AGS. *Nuclear Physics A*, 661(1-4):391–394, 1999.
- [10] N. Saito et al. Composite particle production in relativistic Au+Pt, Si+Pt, and p+Pt collisions. *Phys. Rev. C*, 49(6):3211–3218, Jun 1994.

- [11] S. Albergo et al. Light nuclei production in heavy-ion collisions at relativistic energies. *Phys. Rev. C*, 65(3):034907, Mar 2002.
- [12] Jehanne Simon-Gillo. Deuteron and anti-deuteron production in CERN experiment NA44. *Nuclear Physics A*, 590(1-2):483–486, 1995.
- [13] T. Anticic et al. Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+Pb collisions at relativistic energies. *Phys. Rev. C*, 69(2):024902, Feb 2004.
- [14] R. Belmont. Deuteron and antideuteron measurements in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at RHIC-PHENIX. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 62:243–248, 2009. 10.1140/epjc/s10052-009-1016-0.
- [15] <http://www.ams02.org/>.
- [16] <http://gamma1.astro.ucla.edu/gaps/>.
- [17] P. Salati, F. Donato, and N. Fornengo. Indirect Dark Matter Detection with Cosmic Antimatter. 2010, astro-ph/1003.4124.
- [18] Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, and Johanna Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003, nucl-th/0304013.
- [19] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel. Hadron production in central nucleus–nucleus collisions at chemical freeze-out. *Nuclear Physics A*, 772(3–4):167–199, 2006.
- [20] A. Schwarzschild and Zupančič Č. Production of Tritons, Deuterons, Nucleons, and Mesons by 30 GeV Protons on Al, Be, and Fe Targets. *Phys. Rev.*, 129(2):854–862, Jan 1963.
- [21] László P. Csernai and Joseph I. Kapusta. Entropy and cluster production in nuclear collisions. *Physics Reports*, 131(4):223–318, 1986.
- [22] R. Duperray, B. Baret, D. Maurin, G. Boudoul, A. Barrau, L. Derome, K. Protasov, and M. Buénerd. Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by cosmic rays in the Galaxy and in the atmosphere. *Phys. Rev. D*, 71(8):083013, Apr 2005.
- [23] S. Adler et al. Deuteron and Antideuteron Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 94(12):122302, Apr 2005.

- [24] Aram Mekjian. Thermodynamic Model for Composite-Particle Emission in Relativistic Heavy-Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 38(12):640–643, Mar 1977.
- [25] R. Scheibl and U. Heinz. Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 59(3):1585–1602, Mar 1999.
- [26] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. *Nature*, 177(4497):27–29, 1956.
- [27] Constantino Tsallis. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics. *Journal of Statistical Physics*, 52:479–487, 1988. 10.1007/BF01016429.
- [28] J. Cleymans and D. Worku. The Tsallis distribution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV at the LHC. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 39(2):025006, 2012.
- [29] B. I. Abelev et al. Strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C*, 75:064901, Jun 2007.
- [30] A. Adare et al. Identified charged hadron production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ and 62.4 GeV. *Phys. Rev. C*, 83:064903, Jun 2011.
- [31] A. Adare et al. Measurement of neutral mesons in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production. *Phys. Rev. D*, 83:052004, Mar 2011.
- [32] Ekkard Schnedermann, Josef Sollfrank, and Ulrich Heinz. Thermal phenomenology of hadrons from 200 A GeV S+S collisions. *Phys. Rev. C*, 48:2462–2475, Nov 1993.
- [33] V. V. Abramov et al. Production of deuterons and antideuterons with large p_T in pp and pA collisions at 70 GeV. *Yad. Fiz.*, 45:1362–1372, 1987.
- [34] C. Amsler et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics. *Physics Letters*, B667(1):228–231, 2008.
- [35] <http://www.cern.ch>.
- [36] F. Carminati et al. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 30(11):1517–1763, 2004.
- [37] G. Dellacasa et al. *ALICE Inner Tracking System (ITS): Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN/LHCC, Geneva, 1999.

- [38] <http://aliceinfo.cern.ch/>.
- [39] P. Chochula L. Betev. Definition of the ALICE Coordinate System and basic rules for Sub-Detector Components numbering. *ALICE Internal Note 2003-11-12*, 2003.
- [40] B. Alessandro et al. ALICE: Physics Performance Report, Volume II. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(10):1295–2040, 2006.
- [41] K. Aamodt et al. First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged-particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 65:111–125, 2010. 10.1140/epjc/s10052-009-1227-4.
- [42] P. Cortese, Federico Carminati, Christian Wolfgang Fabjan, Lodovico Riccati, and Hans de Groot. *ALICE computing: Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2005.
- [43] F. Carminati et al. ALICE Computing Model. *Technical Report, CERN-LHCC-2004-038/G-086*, 2005.
- [44] <http://alien.cern.ch>.
- [45] <http://alimonitor.cern.ch>.
- [46] <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/>.
- [47] <http://root.cern.ch>.
- [48] A. J. Baltz, C. B. Dover, S. H. Kahana, Y. Pang, T. J. Schlagel, and E. Schnedermann. Strange cluster formation in relativistic heavy ion collisions. *Physics Letters B*, 325(1-2):7–12, 1994.
- [49] J. L. Nagle, B. S. Kumar, D. Kusnezov, H. Sorge, and R. Mattiello. Coalescence of deuterons in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 53(1):367–376, Jan 1996.
- [50] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, 2006(05):026, 2006.
- [51] <http://pythia6.hepforge.org/>.

- [52] R. Engel. Photoproduction within the two-component Dual Parton Model: Amplitudes and cross sections. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 66:203–214, 1995. 10.1007/BF01496594.
- [53] R. Engel and J. Ranft. Hadronic photon-photon interactions at high energies. *Phys. Rev. D*, 54:4244–4262, Oct 1996.
- [54] Computing Application Software Group and Networks Division. GEANT, Detector Description and Simulation Tool. 1993.
- [55] <http://geant4.cern.ch/>.
- [56] H. L. Bradt and B. Peters. The Heavy Nuclei of the Primary Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, 77:54–70, Jan 1950.
- [57] S. Kox et al. Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range. *Phys. Rev. C*, 35:1678–1691, May 1987.
- [58] Wen qing Shen, Bing Wang, Jun Feng, Wen long Zhan, Yong tai Zhu, and En pu Feng. Total reaction cross section for heavy-ion collisions and its relation to the neutron excess degree of freedom. *Nuclear Physics A*, 491(1):130 – 146, 1989.
- [59] Light Systems Tripathi, R. K. Tripathi, Francis A. Cucinotta, and John W. Wilson. Universal Parameterization of Absorption Cross Sections. *Nucl. Instru. & Methods Phys. Res*, 117:347–349, 1999.
- [60] A. A. Moiseev and J. F. Ormes. Inelastic cross section for antihelium on nuclei: an empirical formula for use in the experiments to search for cosmic antimatter. *Astroparticle Physics*, 6(3-4):379 – 386, 1997.
- [61] A. Auce, R. F. Carlson, A. J. Cox, A. Ingemarsson, R. Johansson, P. U. Renberg, O. Sundberg, and G. Tibell. Reaction cross sections for 38, 65, and 97 MeV deuterons on targets from Be9 to Pb208. *Phys. Rev. C*, 53(6):2919–2925, Jun 1996.
- [62] J. Jaros, A. Wagner, L. Anderson, O. Chamberlain, R. Z. Fuzesy, J. Gallup, W. Gorn, L. Schroeder, S. Shannon, G. Shapiro, and H. Steiner. Nucleus-nucleus total cross sections for light nuclei at 1.55 and 2.89 GeV/c per nucleon. *Phys. Rev. C*, 18(5):2273–2292, Nov 1978.

- [63] F. Binon et al. Absorption cross-sections of 25 GeV/c antideuteron in Li, C, Al, Cu and Pb. *Physics Letters B*, 31(4):230 – 232, 1970.
- [64] S. P. Denisov et al. Measurements of antideuteron absorption and stripping cross sections at the momentum 13.3 GeV/c. *Nuclear Physics B*, 31(2):253 – 260, 1971.
- [65] V. Uzhinsky, J. Apostolakis, A. Galoyan, G. Folger, V. M. Grichine, V. N. Ivanchenko, and D. H. Wright. Antinucleus–nucleus cross sections implemented in Geant4. *Physics Letters B*, 705(3):235–239, 2011.
- [66] A. Ingemarsson, G. J. Arendse, A. Auce, R. F. Carlson, A. A. Cowley, A. J. Cox, S. V. F. Ortsch, R. Johansson, B. R. Karlson, M. Lantz, J. Peavy, J. A. Stander, G. F. Steyn, and G. Tibell. Reaction cross sections of intermediate energy ^3He -particles on targets from ^9Be to ^{208}Pb . *Nuclear Physics A*, 696(1-2):3–30, 2001.
- [67] A. Ingemarsson, J. Nyberg, P. U. Renberg, O. Sundberg, R. F. Carlson, A. J. Cox, A. Auce, R. Johansson, G. Tibell, Dao T. Khoa, and R. E. Warner. New results for reaction cross sections of intermediate energy α -particles on targets from ^9Be to ^{208}Pb . *Nuclear Physics A*, 676(1-4):3–31, 2000.
- [68] C. Adler et al. $\bar{d}$ and $^3\overline{\text{He}}$ Production in $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au+Au Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 87:262301, Dec 2001.
- [69] Joakim Nystrand. Results from PHENIX on deuteron and anti-deuteron production in Au + Au collisions at RHIC. pages 682–687, 2004, nucl-ex/0409006.
- [70] S. S. Adler et al. Deuteron and Antideuteron Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 94:122302, Apr 2005.
- [71] R. Shahoyan. Combined Multiplicity Estimators. *Internal Communication*, 2011.
- [72] K. Aamodt et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 68:89–108, 2010. 10.1140/epjc/s10052-010-1339-x.
- [73] K. Aamodt et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE at LHC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 68:345–354, 2010. 10.1140/epjc/s10052-010-1350-2.

- [74] Roger Barlow and Christine Beeston. Fitting using finite Monte Carlo samples. *Computer Physics Communications*, 77(2):219–228, 1993.
- [75] F. Bock et al. Material determination with conversions in ALICE in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the CERN LHC. *ALICE analysis note*, 2012.
- [76] R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler. Hard diffraction in hadron-hadron interactions and in photoproduction. *Phys. Rev. D*, 52(3):1459–1468, Aug 1995.
- [77] <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [78] Peter Zeiler Skands. Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes. *Phys.Rev.*, D82:074018, 2010, hep-ph/1005.3457v4.
- [79] S. Chatrchyan et al. Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$, and 7 TeV. *The European Physical Journal C*, 72:1–37, 2012.
- [80] K. Aamodt et al. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE. 2012, hep-ex/1208.4968.
- [81] K. Aamodt et al. Midrapidity Antiproton-to-Proton Ratio in pp Collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV Measured by the ALICE Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 105:072002, Aug 2010.
- [82] C. Merino, C. Pajares, M. M. Ryzhinskiy, and Yu. M. Shabelski. Pomeron and Odderon Contributions at LHC Energies. 2010, hep-ph/1007.3206.
- [83] K. Aamodt et al. Femtoscopy of pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV at the LHC with two-pion Bose-Einstein correlations. *Phys. Rev. D*, 84:112004, Dec 2011.
- [84] F. Carminati and A. Morsch. Simulation in ALICE. 2003, physics/0306092.