

THE NONMESONIC WEAK DECAY  
OF HYPERNUCLEI

A. PARREÑO

Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria

Facultat de Física

Universitat de Barcelona

Maig, 1997

---

# Bibliography

---

- [AB83] E. H. Auerbach, A.J. Baltz, C.B. Dover, A. Gal, S.H. Kahana, L. Ludeking, and D.J. Millener, *Ann. of Phys. (N.Y.)* **148**, 381 (1983).
- [Ad67] J.B. Adams, *Phys. Rev.* **156**, 1611 (1967).
- [Aj92] S. Ajimura et al., *Phys. Lett.* **B282**, 293 (1992).
- [AP91] W.M. Alberico, A. De Pace, M. Ericson and A. Molinari, *Phys. Lett.* **B256**, 134 (1991).
- [Ba67] A.P. Balanchandran *et al*, *Phys. Rev.* **153**, 1553 (1967).
- [BD64] J.D. Bjorken and S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics* (McGraw-Hill, New York, 1964).
- [Be79] R. Bertini *et al.*, *Phys. Lett.* **B83**, 306 (1979); *Nucl. Phys.* **A360**, 315 (1981); **A368**, 365 (1981).
- [BG77] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans, *Shell model applications in nuclear spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam, 1977).
- [BH71] Polarization phenomena in nuclear reactions, eds. H. H. Barschall and W. Haeblerh (Univ. of Wisconsin Press, Madison, 1971) p. XXV.
- [BM90] H. Bandō, T. Motoba, and J. Žofka, *Int. Journal Mod. Phys.* **A5**, 4021 (1990).
- [BNL] Exp. BNL-AGS E907, E. Hungerford spokesperson.
- [BP95] C. Bennhold, A. Parreño, and A. Ramos, *Few-Body Systems Suppl.* **9**, 475 (1995).

- [Br75] W. Brückner *et al.*, Phys. Lett. **B55**, 107 (1975); **B62**, 481 (1976); **B79**, 157 (1978).
- [BR92] C. Bennhold and A. Ramos, Phys. Rev. C **45**, 3017 (1992).
- [BRA92] C. Bennhold, A. Ramos, D. A. Aruliah and U. Oelfke, Phys. Rev. C **45**, 947 (1992).
- [Ca74] M. Cantwell *et al.*, Nucl. Phys. **A236**, 445 (1974).
- [Ch79] R.E. Chrien *et al.*, Phys. Lett. **B89**, 31 (1979); B. Povh, Nucl. Phys. **A335**, 233 (1980); M. May *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1106 (1981).
- [CH83] C.-Y. Cheung, D.P. Heddle and L.S. Kisslinger, Phys. Rev. C **27**, 335 (1983).
- [CK67] S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. **A101**, 1 (1967).
- [Co90] J. Cohen, Prog. Part. Nucl. Phys., ed. A. Faessler, vol. 25 (Pergamon, 1990) p. 139.
- [COSY] COSY Exp. No. 32, H. Nann spokesperson.
- [DD86] R.H. Dalitz, D.H. Davies and D.N. Tovee, Nucl. Phys. **A450**, 311c (1986).
- [DF74] A. E. L. Dieperink and T. de Forest, Jr., Phys. Rev. C **10**, 543 (1974).
- [DF96] J.F. Dubach, G.B. Feldman, B.R. Holstein, L. de la Torre, Ann. Phys. (N.Y.) **249**, 146 (1996).
- [Do86] J.F. Donoghue *et al.*, Phys. Rep. **131**, 319 (1986).
- [DR62] R. H. Dalitz and G. Rajasekharan, Phys. Lett. **1**, 58 (1962); M. M. Block and R.H. Dalitz, Phys. Rev. Lett. **11**, 96 (1963).
- [Du86] J.F. Dubach, Nucl. Phys. **A450**, 71c (1986); J.F. Dubach, in *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Heidelberg, 1986*, edited by H.V. Klapdor (Springer-Verlag, Berlin, 1986) 576.
- [ET89] H. Ejiri, T. Kishimoto and H. Noumi, Phys. Lett. **B225**, 35 (1989).
- [FI95] A. Zenoni (for the FINUDA collaboration) *Second Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*, edited by R. Baldini, F. Bossi, G. Capon and G. Pancheri, Frascati Physics Series, vol. IV (1995) 293; M. Bertani (for the FINUDA collaboration) *Particles and Nuclei, XIV*, edited by C.E. Carlson and J.J. Domingo (World Scientific, Singapore, 1997) 597.
- [Gi89] B.F. Gibson, Nuovo Cim. **102A**, 367 (1989).

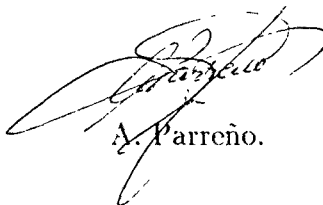
- 
- [Gl83] W. Glöckle, *The Quantum Mechanical Few-Body Problem* (Springer, Berlin-Tokyo, 1983).
- [Go97] J. Golak, K. Miyagawa, H. Kamada, H. Witala, W. Glöckle, A. Parreño, A. Ramos, and C. Bennhold, *Phys. Rev. C* **55**, 2196 (1997).
- [Ha93] D. Halderson, *Phys. Rev. C* **48**, 581 (1993).
- [Ha95] J. Haidenbauer et al., *Phys. Rev. C* **52**, 3496 (1995).
- [HH89] B. Holzenkamp, K. Holinde, and J. Speth, *Nucl. Phys.* **A500**, 485 (1989).
- [HK86] D.P. Heddle and L.S. Kisslinger, *Phys. Rev. C* **33**, 608 (1986).
- [HT70] M.I. Haftel and F. Tabakin, *Nucl. Phys.* **A158**, 1 (1970).
- [IM94] K. Itonaga, T. Motoba, O. Richter and M. Sotona, *Phys. Rev. C* **49**, 1045 (1994).
- [IT96] T. Inoue, S. Takeuchi, and M. Oka, *Nucl. Phys.* **A597**, 563 (1996).
- [IU95] K. Itonaga, T. Ueda, and T. Motoba, *Nucl. Phys.* **A585**, 331c (1995); *ibid*, *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*, edited by H. Ejiri, T. Kishimoto and T. Sato (World Scientific, Singapore, 1995) 546.
- [Je92] E. Jenkins, *Nucl. Phys.* **B375**, 561 (1992).
- [Jo87] Ch. J. Joachain, *Quantum Collision Theory* (North-Holland Physics Publishing, Amsterdam, 1987).
- [Ju73] M. Juric *et al.*, *Nucl. Phys.* **B52**, 1 (1973).
- [Ki95] T. Kishimoto, *Nucl. Phys.* **A585**, 205c (1995).
- [MG84] B.H.J. McKellar and B.F. Gibson, *Phys. Rev. C* **30**, 322 (1984).
- [MG93] K. Miyagawa, W. Glöckle, *Phys. Rev. C* **486**, 2576 (1993).
- [Mi91] D.J. Millener in *Proc. of the LAMPF Workshop on ( $\pi, K$ ) physics*, AIP Conf. Proc. **224**, ed. B.J. Gibson, W.R. Gibbs and M.B. Johnson (AIP, New York, 1991) 185.
- [MI94] T. Motoba and K. Itonaga, *Nucl. Phys.* **A577**, 293c (1994).
- [MK95] K. Miyagawa, H. Kamada, W. Glöckle, V. Stoks, *Phys. Rev. C* **516**, 2905 (1995).
- [Mo59] M. Moshinsky, *Nucl. Phys.* **13**, 104 (1959).

- [Mo74] A. Montwill et al., Nucl. Phys. **A234**, 413 (1974).
- [MR89] P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken, J. J. de Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).
- [MS94] K. Maltman and M. Shmatikov, Phys. Lett. **B331**, 1 (1994).
- [MS95] K. Maltman and M. Shmatikov, Phys. Rev. C **51**, 1576 (1995).
- [MT96] T. Mart, L. Tiator, D. Drechsel, and C. Bennhold, nucl-th/9610038.
- [Na88] G. Nardulli, Phys. Rev. C **38**, 32 (1988).
- [No95] H. Noumi et al., Phys. Rev. C **52**, 2936 (1995).
- [NR77] M.N. Nagels, T.A. Rijken, and J.J. de Swart, Phys. Rev. D **15**, 2547 (1977); P.M.M. Maessen, Th. A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).
- [OS85] E. Oset and L.L. Salcedo, Nucl. Phys. **A443**, 704 (1985).
- [Pn85] J. Pniewski *et al.*, Nucl. Phys. **A443**, 685 (1985).
- [PR94] A. Parreño, A. Ramos, C. Bennhold, and D. Halderson, in *Dynamical Features of Nuclei and Finite Fermi Systems*, edited by X. Viñas, M. Pi and A. Ramos, (World Scientific, Singapore, 1994) 318.
- [PR95] A. Parreño, A. Ramos, and E. Oset, Phys. Rev. C **51**, 2477 (1995); A. Parreño, E. Oset and A. Ramos, Few-Body Systems Suppl. **9**, 293 (1995).
- [PR96] A. Parreño, A. Ramos, and C. Bennhold, Phys. Rev. C **52**, R1768 (1995). Erratum: *ibid.* **54**, 1500 (1996).
- [PRD96] *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D54**,1 (1996).
- [RB91] A. Ramos, C. Bennhold, E. van Meijgaard, and B.K. Jennings, Phys. Lett. **B264**, 233 (1991).
- [RB94] A. Ramos and C. Bennhold, Nucl. Phys. **A577**, 287c (1994).
- [Re68] R.V. Reid, Ann. Phys. (N.Y.) **50**, 411 (1968).
- [RM92] A. Ramos, E. van Meijgaard, C. Bennhold and B.K. Jennings, Nucl. Phys. **A544**, 703 (1992).
- [RO94] A. Ramos, E. Oset and L.L Salcedo, Phys. Rev. C **50**, 2314 (1994).

- 
- [RO95] A. Ramos, E. Oset and L.L. Salcedo, *Few-Body Systems Suppl.* **9**, 490-494 (1995).
- [RV97] A. Ramos, M.J. Vicente-Vacas and E. Oset, *Phys. Rev. C* **55**, 735 (1997).
- [Sc94] R.A. Schumacher, in *Proceedings of the U.S.-Japan Seminar on the Properties and Interactions of Hyperons, Maui, HI, 1993*, edited by B.F. Gibson, P.D. Barnes and K. Nakai, (World Scientific, Singapore, 1994) 85.
- [Sc95] R.A. Schumacher, *Nucl. Phys.* **A585**, 63c (1995).
- [Sh94] M. Shmatikov, *Nucl. Phys.* **A580**, 538 (1994).
- [Sh97] S. Shinmura, *Prog. Theor. Phys.* **97**, 283 (1997).
- [SN93] U. Straub, J. Nieves, A. Faessler, and E. Oset, *Nucl. Phys.* **A566**, 531 (1993).
- [SK94] V.G. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen and J.J. de Swart, *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994).
- [SS96] M.J. Savage and R.P. Springer, *Phys. Rev. C* **53**, 441 (1996).
- [Sz91] J.J. Szymanski et al., *Phys. Rev. C* **43**, 849 (1991).
- [TJNL] TJNL Exp. E-91-016, B. Zeidman spokesperson.
- [To82] L. de la Torre, Ph.D. Thesis, Univ. of Massachusetts (1982).
- [TT85] K. Takeuchi, H. Takaki, and H. Bandō, *Prog. Theor. Phys.* **73**, 841 (1985).
- [We77] W. Weise, *Nucl. Phys.* **A278**, 402 (1977).



Existeixen dos motius que justifiquen la confecció d'aquesta tesi en una llengua estrangera. Un d'ells és que el meu co-director, el Dr. Cornelius Bennhold, és resident als EE.UU., i l'única llengua que tenim en comú tots dos és l'anglesa. L'altre motiu és el de fer la memòria intel·ligible a un dels membres del tribunal de la tesi, també resident als EE.UU., el Dr. Thomas T. S. Kuo.



A. Parreño.





Resum en llengua catalana corresponent  
a la tesi doctoral

Desintegració feble no mesònica d'hipernuclis

que serà presentada per  
Assumpta Parreño García  
per tal d'optar al títol de  
Doctora en Ciències Físiques.

Directors de Tesi:

Àngels Ramos Gómez  
Professora titular de la Universitat de Barcelona.



Cornelius Bennhold  
Assistant professor de la G.W.U. (Washington D.C.)

Programa de Doctorat del Dept. d'Estructura i  
Constituents de la Matèria/Bienni 92-94.

Tutor:

Dr. Francesc Salvat i Gavaldà

Barcelona, abril 1997.



# Índex

<b>Introducció</b>	<b>1</b>
<b>Resultats</b>	<b>9</b>
Desintegració no mesònica del ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ . . . . .	9
Resultats obtinguts per a diferents hipernuclis . . . . .	11
Desintegració feble no mesònica de l'hipertritó . . . . .	13
<b>Conclusions</b>	<b>15</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>21</b>



# Introducció

---

Els barions estranys es diferencien de la resta de barions convencionals en la naturalesa dels quarks que els constitueixen. Si ens referim al número quàntic d'estranyesa com  $S$ , les components estranyes ( $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ) de la família de l'octet de barions seran tals que  $-2 \leq S \leq -1$ , mentre que els barions no estranys (nucleons) tindran un valor de  $S = 0$ . El barió estrany més lleuger, la partícula  $\Lambda$ , està formada pels quarks  $uds$ , té una massa de  $1115.684 \pm 0.006$  MeV i el seu temps de vida és de  $\tau_\Lambda = (2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$  s. Si comparem aquest últim valor amb l'escala de temps de les interaccions fortes ( $10^{-20} - 10^{-24}$  s.), podem considerar la  $\Lambda$  com una partícula estable. La seva desintegració pot tenir lloc seguint dos mecanismes; el canal mesònic ( $\Lambda \rightarrow N\pi$ ) i el canal no mesònic ( $\Lambda N \rightarrow N\pi$ ). En el primer cas, la desintegració dona lloc a un nucleó i un mesó (pió) a l'estat final mentre que en el segon cas, un mesó és intercanviat de forma virtual entre la  $\Lambda$  i el nucleó de l'estat inicial i cap mesó és detectat a l'estat final. El decaïment de la  $\Lambda$  té lloc pràcticament en la seva totalitat emetent un pió i un nucleó segons les proporcions: 64% per  $\Lambda \rightarrow n\pi^-$  i 36% per  $\Lambda \rightarrow p\pi^0$ .

Un hipernucli és un sistema lligat format per barions no estranys i un o més barions estranys. Tradicionalment, les partícules  $\Lambda$  i  $\Sigma$  han estat anomenades *hiperons*. Actualment, i dins del contexte de la física hipernuclear, aquesta nomenclatura s'ha extès a tots els barions amb contingut en estranyesa diferent de zero. La primera inquietud que va sorgir des dels primers experiments portats a terme dins del camp de la física d'hipernuclis [Ju73.Ca71.Pn85], va ser la de saber com la introducció d'un nou quark podia modificar els nostres coneixements de la física nuclear convencional i ajudar a

la comprensió del trencament de la simetria  $SU(3)$ . Una de les finalitats en l'estudi dels hipernuclis és la de relacionar aquells possibles observables hipernuclears amb la interacció nua hiperó-nucleó. Resultats experimentals per als sistemes hipernuclears més lleugers que contenen una  $\Lambda$ , mostren que la interacció  $\Lambda N$  té un comportament diferent de la  $NN$ , com és el caràcter més atractiu per a l'estat singlet d'espí en relació a l'estat triplet, just el contrari del que passa en el cas  $NN$ . Amb l'estudi de la física hipernuclear es poden abarcar temes com l'origen de la força nuclear d'espí-òrbita, les correlacions de curt abast, aspectes relativistes de la dinàmica de molts cossos i la seva extensió als hipernuclis, el límit quirial, interacció feble en el medi nuclear o possibles modificacions de les propietats dels barions en aquest medi. Molts dels fenòmens que involucren estranyesa només es poden estudiar utilitzant sistemes hipernuclears lligats, donat que el curt temps de vida dels hiperons i la baixa intensitat dels fluxes complica la tasca de disposar de blancs d'hiperons lliures o feixos d'hiperons.

Els experiments portats a terme al CERN (Suïssa) [Be79,Br75] i a Brookhaven (USA) [Ch79] van revelar una sèrie de característiques sobre aquesta nova física, d'entre les quals hi ha el petit acoblament espí-òrbita o l'estreta amplada de desintegració dels hipernuclis  $\Sigma$ . Des de llavors, els experiments s'han anat perfeccionant i reaccions del tipus  $(\pi^+, K^+)$  i  $(K_{\text{stopped}}^-, \pi^0)$  han estat utilitzades als acceleradors AGS de Brookhaven i KEK (Japó) amb intensitats de feixos incidents més altes i una major resolució en energia. Al TJNL (USA) [Sc95] es portaran a terme experiments de foto i electroproducció d'estranyesa, i el feix de kaons poc energètics que prové de la desintegració ó serà utilitzat a DAΦNE (Itàlia) tant per a l'estudi d'espectroscopia hipernuclear d'alta resolució com per a l'estudi de la desintegració feble d'hipernuclis [FI95].

Els hipernuclis són típicament produïts en estats excitats via reaccions hadròniques  $[(K^-, \pi^-) \text{ o } (\pi^+, K^+)]$ . Aquests hipernuclis assoleixen l'estat fonamental mitjançant l'emissió de nucleons i/o radiació electromagnètica gamma. Un hipernucli estable front dels mecanismes de desintegració forta, pot desintegrar-se via la interacció feble emetent pions i nucleons. Aquest és el cas de l'estat fonamental dels hipernuclis  $\Lambda$ , únics sistemes nuclears lligats amb estranyesa  $-1$ . Un altre hiperó, la  $\Sigma$ , pot decaure dins del nucli via els modes de decaïment forts gràcies a la conversió  $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ .

Quan la partícula  $\Lambda$  es troba dins del medi nuclear, el decaïment mesònic ( $\Lambda \rightarrow N\pi$ ) queda suprimit respecte del cas lliure, donat que el moment corresponent al nucleó de l'estat final ( $\sim 100 \text{ MeV}/c$ ) és més petit que el valor típic del moment de Fermi. Això és

el que s'anomena *efecte de bloqueig de Pauli*. És llavors quan el mecanisme no mesònic ( $\Lambda N \rightarrow NN$ ) guanya més protagonisme, sent dominant per als hipernuclis més massius ( $A \geq 5$ ). Experimentalment s'ha trobat que les vides dels hipernuclis resulten ser força independents d' $A$  [BM90], fet degut a la compensació entre un menor decaïment mesònic a mida que  $A$  augmenta (gràcies a un major bloqueig de Pauli) i un major decaïment no mesònic ocasionat per un augment en el nombre de nucleons en el medi. Quan  $A$  es fa prou gran, la desintegració de l'hipernucli té lloc bàsicament via el mode no mesònic, mostrant un valor de saturació típic de les interaccions de curt abast (com és el cas de la interacció  $\Lambda N$ ). Un altre canal de desintegració no mesònica és el mecanisme induït per dos nucleons,  $\Lambda NN \rightarrow NNN$ , on el pió virtual emès en el vèrtex feble de la interacció és absorbit per una parella de nucleons correlacionats per la interacció forta. Els primers estudis sobre aquest nou canal [AP91] van suggerir que la seva contribució podia ser comparable a la desintegració induïda per un nucleó, però treballs més recents que integren unes assumpcions més realistes van demostrar que la contribució no excedia el 15% de la desintegració no mesònica total.

La interacció feble no mesònica no conserva paritat, espí isotòpic ni estranyesa. Un dels punts més interessants del seu estudi és dilucidar aspectes fonamentals de la interacció feble a quatre fermions amb canvi d'estranyesa. En aquest procés a dos cossos, es pot obtenir informació tant de les amplituds febles que conserven paritat (PC) com de les que la violen (PV), en contrast amb el que passa amb la interacció nucleó-nucleó, on és impossible veure la component PC oculta per la interacció forta NN.

S'han fet molts esforços teòrics per tal d'aclarir la dinàmica feble que governa la desintegració no mesònica dels hipernuclis [Co90]. Diferents models han interpretat els actuals resultats experimentals, com poden ser el model clàssic d'intercanvi de mesons, la descripció basada en el model de quarks o una combinació d'ambdues, que utilitza l'intercanvi de mesons en les distàncies llargues i el model de quarks en un rang de distàncies més curt.

Les primeres anàlisis fenomenològiques del problema es deuen a Dalitz *et al.* [DR62], on es va proporcionar l'estructura general no relativista de l'amplitud  $\Lambda N \rightarrow NN$ , relacionant-la amb el decaïment dels hipernuclis d'ona s amb l'ús de certes simplificacions. La descripció de la interacció feble NN amb  $\Delta S = 0$  a energies baixes i intermitges s'ha fet majoritàriament via el model d'intercanvi de mesons, involucrant un vèrtex fort i un de feble. La mateixa idea ha estat utilitzada per alguns autors en la



descripció microscòpica del mecanisme  $\Lambda N \rightarrow NN$ , on el canvi d'estranyesa és  $\Delta S = 1$ . Els primers càlculs basats en l'intercanvi d'un pió (OPE) van ser portats a terme per Adams [Ad67]. Modificacions d'aquest model amb la inclusió d'interaccions fortes en el medi nuclear van ser suggerides per Oset *et al.* [OS85], amb l'objectiu de considerar els efectes de molts cossos de l'estructura nuclear. El mecanisme d'intercanvi d'un pió descriu raonablement bé la part de llarg abast de la interacció  $\Lambda N \rightarrow NN$ . El pió virtual emès en el vèrtex feble  $\Lambda N \pi$  s'interpreta com un mesó absorbit per un nucleó que pertany a l'hipernucli. La diferència entre el valor de la massa de la partícula  $\Lambda$  i la del nucleó fa possible que el moment que es transfereix en el procés sigui alt, i com a conseqüència, que el problema sigui poc sensible als detalls de l'estructura nuclear. Aquest valor del moment fa que, per altra banda, els efectes de curt abast siguin importants i que mesons més pesats que el pió puguin ser intercanviats en la desintegració hiperònica. Aquests mesons no podrien ser produïts mitjançant el decaïment lliure de la  $\Lambda$ , donat que la quantitat disponible d'energia no seria suficient, però poden contribuir a aquest mecanisme via l'intercanvi virtual entre dos barions. Alguns treballs [MG84, Na88, TT85] han publicat estudis on, a més del pió, es consideren mesons més massius en el mecanisme d'intercanvi, incloent en principi la  $\rho$  en analogia amb la interacció  $NN$ . En una sèrie de contribucions a conferències, Dubach *et al.* [Du86], presenten càlculs preliminars amb la inclusió de fins a sis mesons. Una revisió d'aquests càlculs i un estudi més detallat es troba en la cita [DF96] del final d'aquest resum. Altres treballs publicats recentment han incorporat els mesons  $\rho$  i  $\sigma$ , a més del pió, en el potencial feble de la transició [IU95, Sh94]. Aquests treballs es basen en l'obtenció del vèrtex feble mitjançant l'acoblament de dos pions correlacionats a aquests mesons i a estats bariònics intermitjos de nucleó i  $\Sigma$ .

Fora d'aquests models basats en l'intercanvi de mesons, existeixen altres models que utilitzen una descripció a base de quarks per al potencial de transició  $\Lambda N \rightarrow NN$ . En alguns d'aquests treballs [CH83, HK86] el procés es divideix en dos regions, una de llarg abast modelada per l'intercanvi d'un pió, i una de curt abast descrita per una interacció a sis quarks amb els paràmetres adequadament ajustats. Més recentment, Inoue *et al.* [IT96] presenten els resultats obtinguts dins d'aquest model, on l'amplitud feble de la transició es considera a nivell de quarks i el potencial de transició bariònic s'avalua a ordre més baix de teoria de pertorbacions. Dins d'aquesta línia, però, resten alguns detalls per aclarir, com és la connexió entre el hamiltonià efectiu de quarks i el vèrtex empíric  $\Lambda \rightarrow N\pi$ .

Des del punt de vista experimental, els últims experiments realitzats al BNL (USA) i KEK (Japó) – on utilitzen feixos de pions i kaons – han millorat considerablement la qualitat de les dades amb què es disposava dins del camp. Al BNL [Sz91] s'han pogut mesurar les desintegracions parcials i totals per als hipernuclis  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$  i  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ , mentre que KEK proporciona noves dades sobre la desintegració feble del  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$  i del  ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ , portant a terme la mesura de la asimetria en la distribució angular de protons provinents del decaïment d'aquests hipernuclis un cop polaritzats (produïts mitjançant la reacció  $(\pi^+, K^+)$ ) [Aj92]. La introducció de la mesura de la polarització com a observable dins del camp de la física hipernuclear ha generat un revifament de l'interès general, donat que aquesta asimetria està relacionada amb la interferència entre les amplituds PC i PV de la transició, introduint més restriccions que les que venen de l'estudi de les desintegracions totals i parcials, dominades per la part PC de la interacció feble.

La relació entre els models teòrics esmentats i les dades experimentals és tal que tots aquells descriuen força bé les vides mitjanes dels hipernuclis, però no són capaços de reproduir la relació observada entre la desintegració no mesònica induïda per neutrons i la induïda per protons (ratio  $\Gamma_n/\Gamma_p$ ).

En aquest treball es descriu el mecanisme de desintegració feble d'hipernuclis  $\Lambda$  dins del model d'intercanvi de mesons, fent ús del mínim número d'aproximacions possible, per tal d'explicar les dades experimentals de què disposem i de proposar nous experiments per al futur. A diferència d'altres treballs previs portats a terme en matèria nuclear, aquest estudi utilitza un model de capes per tal d'analitzar el decaïment  $\Lambda N \rightarrow NN$  en hipernuclis. La major part dels càlculs efectuats fins al moment, portats a terme dins del marc de la matèria nuclear, només consideren el moviment relatiu  $\Lambda N$  amb  $L=0$ . El present treball té en compte que la partícula  $\Lambda$  pot interaccionar amb nucleons en diferent òrbites (capa s, p o superior) donant lloc a parelles  $\Lambda N$  amb moviment relatiu  $L \neq 0$ . El càlcul inclou a més de l'intercanvi del pió, contribucions d'altres mesons pseudo-escalars,  $\eta$  i  $K$ , i de mesons vectorials,  $\rho$ ,  $\omega$  i  $K^*$ . Les possibles incerteses degudes a l'estructura nuclear són mínimes, gràcies al valor elevat del moment dels nucleons a l'estat final, i es pot fer servir el mètode per tal de fer conclusions sobre la sensitivitat del mecanisme als acoblaments febles entre mesons i barions (barió - barió - mesó).

Per a l'estudi de la desintegració feble no mesònica dels hipernuclis  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ,  ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ ,  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  i  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , i com ja s'ha esmentat, la descripció de l'hipernucli inicial es fa mitjançant l'ús del

model de capes. excepte per al cas de l'hipertritó ( ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ). on es resolen les equacions de Faddeev utilitzant interaccions realistes NN i  $\Lambda\text{N}$ . S'incorporen en el càlcul correlacions de curt abast tant per al sistema inicial  $\Lambda\text{N}$  com per al final NN, donada la importància reconeguda dels seus efectes. Per tal d'avaluar els vèrtexs febles PV de la interacció es fa ús de la simetria SU(6) i teoremes aplicables a mesons de baixa energia, mentre que per als PC s'ha emprat l'anomenat model de pols. També s'exploren els diferents models que existeixen avui en dia per a l'obtenció de les constants d'acoblament febles, amb l'objectiu d'obtenir un conjunt de constants adients per al mecanisme de desintegració.

El cos de la tesi comença per expressar la desintegració feble no mesònica d'un hipernucli,  $\Gamma_{nm}$ , en termes de les amplituds a dos cossos corresponents a la transició  $\Lambda\text{N} \rightarrow \text{NN}$ . Partint d'un hipernucli amb A partícules, i gràcies a l'acoblament feble de la  $\Lambda$  amb les (A-1) partícules restants de l'hipernucli, podem escriure la funció d'ona inicial com:

$$|{}^A_{\Lambda} Z\rangle = |\Lambda\rangle \times |A-1\rangle \quad (1.1)$$

amb apropiats números quàntics. Utilitzant la tècnica dels coeficients d'ascendència fraccionària, podem separar un nucleó del sistema d' A-1 partícules. D'aquesta forma obtenim un nucli residual format per (A-2) nucleons i una  $\Lambda$  i un N, que ens permetran escriure l'amplitud de la transició hipernuclear en termes de l'amplitud a dos cossos  $\Lambda\text{N} \rightarrow \text{NN}$ . Després d'establir la connexió entre les dues amplituds de transició, es dona una expressió per a la distribució angular de protons emergents de la desintegració quan treballem amb hipernuclis polaritzats. Aquesta distribució angular ens permet parlar dels anomenats paràmetres d'asimetria, tant de l'asimetria hipernuclear com de l'asimetria intrínseca de la  $\Lambda$ .

Durant el segon capítol de la tesi es desenvolupa el formalisme per a l'avaluació de la transició  $\Lambda\text{N} \rightarrow \text{NN}$ . Es donen els detalls per a la inclusió de tots els mesons (pseudo-escalars i vectors) en el mecanisme d'intercanvi, explicitant la forma més general del potencial de transició. També s'avaluen els vèrtexs febles de la transició, es donen les pautes per a la consideració de les interaccions de curt abast als estats inicial ( $\Lambda\text{N}$ ) i final (NN) de dos cossos, així com per a la introducció dels factors de forma en els vèrtexs, que tenen en compte el tamany finit de les partícules involucrades en la transició.

En el tercer capítol es presenten i discuteixen els resultats obtinguts per als hipernuclis descrits mitjançant el model de capes, amb especial èmfasi en el  ${}^12_{\Lambda}\text{C}$ . Aquests resultats inclouen diferents observables, com són la desintegració no mesònica total (en

---

unitats de la desintegració lliure de la partícula  $\Lambda$ ,  $\Gamma_\Lambda$ ),  $\Gamma/\Gamma_\Lambda$ , el paràmetre d'asimetria,  $a_\Lambda$ , i la relació entre la desintegració induïda per neutrons i la induïda per protons,  $\Gamma_n/\Gamma_p$ . Es fa un estudi comparatiu d'aquests resultats amb els obtinguts en altres treballs i amb les dades experimentals de què disposem actualment.

Finalment, el decaïment de l'hipertrítio,  ${}^3_\Lambda\text{H}$ , és estudiat en un capítol apart que inclou tant la descripció del formalisme utilitzat com els resultats obtinguts. Aquest és l'únic dels hipernuclis analitzats on tots els ingredients de l'estructura nuclear es dedueixen del mateix tipus d'interacció entre barions.



# Resultats

---

## Desintegració no mesònica del ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$

A les Taules 1.1 i 1.2 s'exposen els efectes d'incloure en el mecanisme feble de desintegració els mesons citats al llarg del text. La primera de les taules presenta el valor de la desintegració no mesònica del  ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$  en unitats de la desintegració lliure de la partícula  $\Lambda$ ,  $\Gamma/\Gamma_{\Lambda}$ . Es fa un estudi comparatiu entre els resultats obtinguts quan es consideren els efectes de les correlacions de curt abast per a l'estat inicial  $\Lambda\text{N}$  (SRC), dels factors de forma (FF) i de les interaccions a l'estat final  $\text{NN}$  (FSI) i els resultats corresponents al càlcul lliure, on cap d'aquests ingredients és tingut en compte. S'han utilitzat dos conjunts diferents de constants fortes, les corresponents al grup de Nijmegen [NR77] i les de JülichB [HH89]. Quan es fa el càlcul lliure (1a columna) s'observa una contribució apreciable dels mesons diferents del pió, especialment quan s'utilitzen les constants de Jülich. Aquest comportament és reduït considerablement quan es tenen en compte els efectes de curt abast (2a columna). Si ens fixem en la segona columna podem apreciar que el valor de la desintegració és especialment sensible a la inclusió dels mesons estranys, amb una reducció molt notable d'aquest valor per part del kaó que és parcialment compensada pel  $\text{K}^*$ . També es pot apreciar que la consideració de la  $\rho$  pràcticament no altera aquesta quantitat. Tots aquestes efectes depenen molt del conjunt de constants fortes que s'ha utilitzat, tal i com es pot veure a la taula. La Taula

**Taula 1.1.** Desintegració no mesònica del  $^{12}\text{C}$  en unitats de la desintegració lliure de la  $\Lambda$ , per als cassos LLIURE i totalment correlacionat (SRC+FF+FSI). Els valors entre parèntesi corresponen a l'ús de les constants fortes de JülichB.

	LLIURE	SRC+FF+FSI
$\pi$	1.682 (1.682)	0.885 (0.885)
$+\rho$	2.055 (2.325)	0.859 (0.831)
$+K$	1.336 (1.699)	0.497 (0.506)
$+K^*$	2.836 (3.821)	0.760 (0.902)
$+\eta$	2.467 (3.821)	0.683 (0.902)
$+\omega$	2.301 (4.338)	0.753 (1.023)
constants febles NNK a partir de $\chi\text{PT}$ [SS96]		0.844 (1.104)

1.1 també mostra els resultats obtinguts quan s'utilitzen les constants d'acoblament feble NNK derivades tenint en compte contribucions a ordre superior al dominant en teoria de perturbacions quiral (en next-to-leading order  $\chi\text{PT}$ ) [SS96].

La Taula 1.2 inclou el ratio  $\Gamma_n/\Gamma_p$  acumulat, el paràmetre d'asimetria  $a_\Lambda$  i una altra quantitat, la relació entre les desintegracions parcials corresponents a les transicions de violació de paritat (PV) i les de conservació de paritat (PC), que malgrat no ser un observable pot ajudar a entendre el comportament d'altres quantitats o a comparar amb altres treballs.

Tal i com s'aprecia a la taula, la relació  $\Gamma_n/\Gamma_p$  presenta una dependència forta en l'estructura d'isospí dels mesons intercanviats. Des de fa molts anys se sap que el pió per sí sol només és capaç de proporcionar un valor molt petit per aquest observable. Mentre que el paper de la  $\rho$  torna a ser petit, són de nou els mesons estranys els que dramàticament modifiquen aquest observable. Al final, però, el ratio obtingut és molt més petit que el valor desitjat.

El paràmetre d'asimetria presenta el mateix caràcter sensible a l'estructura d'isospí dels mesons que participen a l'intercanvi. S'observa però una característica nova, aquest

**Taula 1.2.** Observables corresponents a la desintegració feble del  ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$  per al càlcul totalment correlacionat. Els valors entre parèntesi corresponen a l'ús de les constants fortes de JülichB.

	$\Gamma_n/\Gamma_p$	PV/PC	$a_{\Lambda}$
$\pi$	0.104 (0.104)	0.665 (0.665)	-0.238 (-0.238)
$+\rho$	0.095 (0.096)	0.930 (1.137)	-0.100 (-0.052)
$+K$	0.030 (0.029)	2.413 (3.206)	-0.138 (-0.074)
$+K^*$	0.049 (0.070)	1.797 (1.968)	-0.182 (-0.202)
$+\eta$	0.058 (0.070)	2.249 (1.968)	-0.200 (-0.202)
$+\omega$	0.068 (0.109)	2.077 (1.675)	-0.316 (-0.368)
constants febles			
NNK a partir de	0.080 (0.108)	1.678 (1.436)	-0.302 (-0.350)
$\chi\text{PT}$ [SS96]			

és l'únic observable que es veu clarament influenciat per la presència del mesó  $\rho$ , reduint el valor corresponent a l'intercanvi d'un pió en més d'un factor dos. La consideració dels altres mesons porta a un augment en magnitud d'aquest observable, fins a deixar un resultat que és un 30% més gran que el corresponent al pió quan s'utilitzen les constants fortes de Nijmegen.

## Resultats obtinguts per a diferents hipernuclis

A continuació es presenten els resultats obtinguts per a la desintegració feble no mesònica dels hipernuclis  ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$ ,  ${}_{\Lambda}^{11}\text{B}$  i  ${}_{\Lambda}^5\text{He}$ , amb especial èmfasi en el primer d'ells. Els resultats inclouen a més dels observables comentats anteriorment, la fracció de desintegració induïda per protons,  $\Gamma_p/\Gamma_{\Lambda}$ , i l'asimetria en la distribució de protons,  $\mathcal{A}(0^\circ)$ .

La comparació amb els resultats experimentals feta a la Taula 1.3 mostren un acord força bo, especialment quan s'utilitzen les constants febles per al kaó obtingudes utilitzant teoria de pertorbacions quiral,  $\chi\text{PT}$  [SS96]. També es pot apreciar que, per a tots tres hipernuclis, el valor de  $\Gamma_n/\Gamma_p$  queda lluny del resultat experimental. La



Taula 1.3. Observables de la desintegració feble per a diferents hipernuclis.

	${}^5_{\Lambda}\text{He}$	${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$
$\Gamma/\Gamma_{\Lambda}$	0.414 (0.467)	0.611 (0.686)	0.753 (0.844)
EXP:	$0.11 \pm 0.14$ [Sz91]	$0.95 \pm 0.13 \pm 0.04$ [No95]	$1.14 \pm 0.2$ [Sz91] $0.89 \pm 0.15 \pm 0.03$ [No95]
$\Gamma_n/\Gamma_p$	0.073 (0.089)	0.084 (0.099)	0.068 (0.080)
EXP:	$0.93 \pm 0.55$ [Sz91]	$1.04^{+0.59}_{-0.48}$ [Sz91] $2.16 \pm 0.58^{+0.45}_{-0.95}$ [No95] $0.70 \pm 0.3$ [Mo74] $0.52 \pm 0.16$ [Mo74]	$1.33^{1.12}_{-0.81}$ [Sz91] $1.87 \pm 0.59^{+0.32}_{-1.00}$ [No95] $0.70 \pm 0.3$ [Mo74] $0.52 \pm 0.16$ [Mo74]
$\Gamma_p/\Gamma_{\Lambda}$	0.386 (0.428)	0.563 (0.624)	0.705 (0.782)
EXP:	$0.21 \pm 0.07$ [Sz91]	$0.30^{+0.15}_{-0.11}$ [No95]	$0.31^{+0.18}_{-0.11}$ [No95]
$a_{\Lambda}$	-0.273 (-0.264)	-0.391 (-0.378)	-0.316 (-0.302)
$\mathcal{A}(0^\circ)$		-0.120 (-0.116)	-0.030 (-0.029)
EXP:		$-0.20 \pm 0.10$ [Aj92]	$-0.01 \pm 0.10$ [Aj92]

incertesa present actualment en les mesures experimentals d'aquest observable, però, no dona gaires possibilitats d'especular sobre les possibles deficiències en els models actuals, i s'ha d'esperar la realització d'experiments més precisos.

D'altra banda, la fracció de desintegració induïda per protons resulta sobreestimada pels nostres càlculs, en un factor proper a dos. La fracció induïda per neutrons (no mostrada a la taula) presenta moltes dificultats de mesura. És sorprenent però, que encara que aquests decaïments parcials no concordin amb les dades experimentals, la seva suma és tal que reproduïx els experiments. Quant a l'asimetria, només es poden fer comparacions experimentals al nivell de l'asimetria de protons ( $\mathcal{A}$ ). Aquesta quantitat s'obté multiplicant el paràmetre d'asimetria, característic del procés de desintegració feble, per la polarització de l'hipernucli, que ha de ser determinada teòricament. Es pot veure de la taula que, tal i com passava per a la relació  $\Gamma_n/\Gamma_p$ , el nivell d'incertesa en les mesures experimentals és força elevat.

## Desintegració feble no mesònica de l'hipertrító

L'hipertrító,  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , és un estat lligat de tres barions,  $\Lambda np$ . És el sistema nuclear lligat més lleuger que incorpora un hiperó. En no haver-hi limitacions d'espai fàsic per al nucleó de l'estat final, la vida mitjana del hipertrító està dominada pel canal mesònic de desintegració  $\Lambda \rightarrow N\pi$ . Malgrat això, aquest hipernucli és ideal en l'estudi del canal no mesònic,  $\Lambda N \rightarrow NN$ , donat que la funció d'ona de l'estat inicial pot calcular-se exactament via el formalisme de Faddeev. Això obre la possibilitat d'extreure informació sobre els vèrtexs febles entre barions, donat que tots els ingredients de l'estructura nuclear es deriven de la mateixa interacció barió-barió.

A la Taula 1.4 es mostren els valors de la desintegració no mesònica del  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , tant pel que fa a la contribució individual de cada un dels mesons que participen en el mecanisme d'intercanvi, com pel que fa al valor acumulat. El resultat total obtingut quan es consideren tots els mesons és  $5.58 \times 10^{-3}$  (en unitats de la desintegració lliure de la partícula  $\Lambda$ ,  $\Gamma_{\Lambda}$ ). D'entre tots els mesons, i tal i com es pot apreciar a la taula, el pió és el que dona una contribució més important, mentre que un cop s'han afegit tots els mesons, però, el resultat final és només un 12% més petit que el corresponent al mecanisme d'intercanvi d'un pió.

**Taula 1.4.** Contribucions individuals dels diferents mesons i contribució total a la desintegració no mesònica del  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  en unitats de  $s^{-1}$ .

$\Gamma_{\text{mesó}}$	$\Gamma_{\text{acumulat}}$
$\pi \quad 6.35 \times 10^{-3}$	$\pi \quad 6.35 \times 10^{-3}$
$\eta \quad 0.13 \times 10^{-3}$	$\pi + \eta \quad 6.05 \times 10^{-3}$
$K \quad 1.43 \times 10^{-3}$	$\pi + \eta + K \quad 2.44 \times 10^{-3}$
$\rho \quad 0.20 \times 10^{-3}$	$\pi + \eta + K + \rho \quad 1.97 \times 10^{-3}$
$\omega \quad 1.15 \times 10^{-3}$	$\pi + \eta + K + \rho + \omega \quad 4.61 \times 10^{-3}$
$K^* \quad 1.47 \times 10^{-3}$	$\pi + \eta + K + \rho + \omega + K^* \quad 5.58 \times 10^{-3}$



# Conclusions

---

En aquest apartat es presenten les conclusions de la tesi a la qual està referit. S'ha analitzat la desintegració feble no mesònica,  $\Lambda N \rightarrow NN$ , en hipernuclis  $\Lambda$ , utilitzant un model de capes per a la descripció de l'hipernucli, amb excepció de l'hipertritó. Els detalls de l'estructura nuclear s'han tractat amb el menor nombre d'aproximacions i ambigüitats possible. S'han explorat tant hipernuclis d'ona s com d'ona p, incloent tots els valors possibles per als moments angulars relatius per a l'estat inicial i final. La importància reconeguda dels efectes de curt abast s'ha tingut en compte mitjançant la inclusió de correlacions en els sistemes inicial ( $\Lambda N$ ) i final ( $NN$ ). Per a tal fi s'han utilitzat interaccions realistes basades en el potencial de Nijmegen entre barions.

Els diferents observables característics de la transició feble s'han obtingut dins del model d'intercanvi de bosons, considerant no només la descripció a llargues distàncies proporcionada pel pió, sinó també descripcions de més curt abast, portades a terme per la resta de mesons pseudo-escalars de l'octet, la  $\eta$  i el  $K$ , i pels mesons vectors  $\rho$ ,  $\omega$  i  $K^*$ . Els vèrtexs febles de violació de paritat (PV) barió-barió-mesó, s'han obtingut utilitzant arguments de  $SU(3)$  per als mesons pseudo-escalars i de  $SU(6)$  per als vectors, amb l'ajut de teoremes vàlids per a mesons poc energètics. Per a l'avaluació dels vèrtexs que conserven paritat (PC) s'ha fet ús del model de pols.

Les conclusions d'aquest treball són les següents:

### Desintegració no mesònica total.

- El mecanisme d'intercanvi d'un pió (OPE) domina el procés de desintegració no mesònica en magnitud i en rang.
- El valor de la desintegració total és especialment sensible a l'efecte dels mesons amb contingut en estranyesa. La influència d'aquests mesons és no només considerable en aquest observable sinó també en la relació entre la desintegració induïda per neutrons i per protons,  $\Gamma_n/\Gamma_p$ , gràcies a llur particular estructura d'isospí.

El segon mesó en importància quant a aquest observable és el kaó, K, que contribueix en un 15% del valor corresponent a l'obtingut mitjançant l'intercanvi d'un pió, però en un rang més curt. La inclusió del K en el mecanisme d'interacció fa possible veure els efectes de modificar les constants febles NNK donades per les contribucions a ordre superior al dominant en teoria de perturbacions quiral (next-to-leading order  $\chi$ PT). Aquesta consideració es reflecteix en una reducció de les constants febles de fins a un 50%, modificant el valor de la desintegració mediada per aquest mesó en fins a un 20%. La realització de futurs experiments en aquest camp, pot verificar aquest efecte.

Al kaó li segueix en importància el  $K^*$ , que tendeix a cancel·lar parcialment els efectes del primer. Això fa que sigui imperativa la inclusió simultània de tots dos mesons en estudis futurs.

- El paper jugat pel mesó  $\rho$  és menys important del que s'esperava. Càlculs previs que també incorporen aquest mesó al mecanisme de desintegració, negligeixen la part central de la interacció i utilitzen un model diferent per a les constants d'acoblament  $\Lambda N\rho$ . Això justifica la diferència observada entre aquests resultats previs i els presentats en aquesta tesi.
- L'efecte combinat de la inclusió dels mesons iso-escalars  $\eta$  and  $\omega$  en aquest observable és pràcticament negligible.
- En afegir la totalitat dels mesons, incloent-los successivament per parelles amb el mateix caràcter d'isospí,  $(\pi,\rho)$ ,  $(K,K^*)$  i  $(\eta,\omega)$ , s'observa una interferència destructiva entre les dues components de cada parella.

- Degut als diferents rangs en què cada un dels mesons és significatiu en el mecanisme d'intercanvi, la contribució de cada un d'ells es veu modificada de forma diferent quan es consideren correlacions de curt abast (SRC) i factors de forma (FF). La inclusió successiva dels mesons, dóna lloc a un valor acumulat d'aquest observable que va fluctuant fins a arribar a una reducció del valor obtingut amb OPE de només un 15%.
- El procés de decaïment resulta ser molt sensible als efectes de curt abast, la qual cosa imposa la necessitat d'incloure correlacions apropiades tant per l'estat de dos cossos inicial com per al final.

Un dels punts aclarats en aquesta tesi està relacionat amb l'origen de les discrepàncies observades entre els mètodes relativistes i no relativistes en l'efecte de les correlacions de curt abast, provant a més a més que el mètode apropiat per tal d'incloure aquestes correlacions és l'utilitzat en els procediments no relativistes.

- La sensibilitat que presenten els resultats davant dels diferents models utilitzats per als vèrtexs fa necessària la confecció d'un conjunt de constants més acurat.

Al llarg d'aquest treball s'han emprat dos conjunts diferents de constants per al sector fort, les anomenades constants de Nijmegen i les de Jülich del grup B. Quan s'utilitzen les primeres, s'obté una reducció en el valor de la desintegració total (amb la inclusió de tots els mesons) d'un 15% respecte del valor OPE. Si utilitzem les segones, en comptes d'una reducció obtenim un augment igualment d'un 15%. Malgrat aquest comportament tan diferenciat, els dos valors finals resulten ser compatibles amb els valors experimentals. Això indica la necessitat de millorar els potencials hiperó-nucleó (YN), reduint el rang de variació de les constants fortes, per tal de solventar la incertesa que presenten.

Un altre punt que s'ha tingut en compte al llarg d'aquest treball, i referent a les constant d'acoblament, és el trencament de la validesa de la simetria SU(3). El seu efecte és un increment del decaïment total d'aproximadament un 10%, deixant el valor obtingut amb les constants fortes de Nijmegen més a prop del valor experimental.

- Quan es fa el càlcul per a diferents hipernuclis, es troba un acord general amb els experiments.

Per al cas dels hipernuclis  ${}^1_{}_{\Lambda}\text{C}$  i  ${}^1_{}_{\Lambda}\text{B}$ , per als quals la descripció de camp mig és una imatge força realista, l'acord és molt bó. Per al  ${}^5_{}_{\Lambda}\text{He}$  s'ha de tenir present que la consideració adicional d'efectes dinàmics, que porten la funció d'ona de la partícula  $\Lambda$  més a prop de la superfície, redueix lleugerament els resultats presentats en aquest treball.

Els càlculs de matèria nuclear que treballen dins del marc de l'Aproximació de Densitat Local (LDA) [OS85], poden reproduir força bé els valors presentats en aquest treball, sempre que un valor apropiat del paràmetre de Landau-Migdal, que controla les SRC, sigui utilitzat.

### Relació entre la desintegració induïda per neutrons i per protons

- La relació  $\Gamma_n/\Gamma_p$  és força sensible a l'estructura d'isospí dels mesons intercanviats. Els mesons estranys  $K$  i  $K^*$  modifiquen considerablement el seu valor. El kaó el redueix aproximadament en un factor 3 mentre que el  $K^*$  interfereix constructivament recuperant aquest valor a la meitat del corresponent al pió, en el cas en què s'utilitzen les constants fortes de Nijmegen.

Malgrat aquest canvi tan notable produït pels mesons estranys, el valor final per aquest observable queda molt lluny dels valors experimentals obtinguts fins al moment.

- Cal destacar la sensibilitat que presenta aquesta quantitat al conjunt de constants d'acoblament utilitzat en el càlcul. Mentre que les constants fortes de Nijmegen redueixen el valor OPE en un 30%, les de Jülich només el varien sensiblement.
- Malgrat totes aquestes consideracions els resultats experimentals presenten unes barres d'error molt grans, fet que no permet extreure conclusions definitives sobre el l'avaluació d'aquest observable. Experiments més precisos són prioritaris per tal de corregir les possibles deficiències presents en els resultats teòrics.
- Per últim constatar que no deixa de ser sorprenent que mentre aquests decaïments induïts no s'ajusten als valors experimentals, la seva suma conspira de forma que el decaïment total reproduïx força bé les mesures experimentals.

## El paràmetre d'asimetria intrínsec de la $\Lambda$

- Aquest paràmetre,  $a_\Lambda$ , també presenta un caràcter sensible a la consideració d'altres mesons diferents del pió en el mecanisme feble de desintegració.

A diferència dels observables anteriors, l'asimetria de protons es mostra molt sensible a l'intercanvi del mesó  $\rho$ , mentre que la influència del kaó és més moderada.

La modificació més notable prové de l'adició dels mesons  $\rho$  i  $\omega$ , i el valor final aconseguit un cop s'han introduït tots els mesons és un 30% o 50% més gran dels corresponent a l'intercanvi d'un pió, depenent de quines constants fortes s'utilitzen.

Gràcies al diferent comportament d'aquest observable de polarització respecte de les desintegracions totals i parcials, l'asimetria constitueix una quantitat important a tenir en consideració dins del conjunt d'observables.

- El nivell d'incertesa en els experiments que determinen aquesta quantitat però, és considerable. Això fa que tampoc sigui possible l'utilitzar aquest observable a l'hora de discriminar entre els diferents models utilitzats per a descriure el mecanisme de desintegració.





# Bibliografia

---

- [Ad67] J.B. Adams, Phys. Rev. **156**, 1611 (1967).
- [Aj92] S. Ajimura et al., Phys. Lett. **B282**, 293 (1992).
- [AP91] W.M. Alberico, A. De Pace, M. Ericson and A. Molinari, Phys. Lett. **B256**, 134 (1991).
- [Be79] R. Bertini *et al.*, Phys. Lett. **B83**, 306 (1979); Nucl. Phys. **A360**, 315 (1981); **A368**, 365 (1981).
- [BM90] H. Bandō, T. Motoba, and J. Žofka, Int. Journal Mod. Phys. **A5**, 4021 (1990).
- [Br75] W. Brückner *et al.*, Phys. Lett. **B55**, 107 (1975); **B62**, 481 (1976); **B79**, 157 (1978).
- [Ca74] M. Cantwell *et al.*, Nucl. Phys. **A236**, 445 (1974).
- [Ch79] R.E. Chrien *et al.*, Phys. Lett. **B89**, 31 (1979); B. Povh, Nucl. Phys. **A335**, 233 (1980); M. May *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 1106 (1981).
- [CH83] C.-Y. Cheung, D.P. Heddle and L.S. Kisslinger, Phys. Rev. C **27**, 335 (1983).
- [Co90] J. Cohen, Prog. Part. Nucl. Phys., ed. A. Faessler, vol. 25 (Pergamon, 1990) p. 139.
- [DF96] J.F. Dubach, G.B. Feldman, B.R. Holstein, L. de la Torre, Ann. Phys. (N.Y.) **249**, 146 (1996).
- [DR62] R. H. Dalitz and G. Rajasekharan, Phys. Lett. **1**, 58 (1962); M. M. Block and R.H. Dalitz, Phys. Rev. Lett. **11**, 96 (1963).

---

  
 UNIVERSITAT DE BARCELONA  
  
Biblioteca de Física i Química

---

- [Du86] J.F. Dubach, Nucl. Phys. **A450**, 71c (1986); J.F. Dubach, in *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, Heidelberg, 1986*, edited by H.V. Klapdor (Springer-Verlag, Berlin, 1986) 576.
- [FI95] A. Zenoni (for the FINUDA collaboration) *Second Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*, edited by R. Baldini, F. Bossi, G. Capon and G. Pancheri, Frascati Physics Series, vol. IV (1995) 293; M. Bertani (for the FINUDA collaboration) *Particles and Nuclei, XIV*, edited by C.E. Carlson and J.J. Domingo (World Scientific, Singapore, 1997) 597.
- [HH89] B. Holzenkamp, K. Holinde, and J. Speth, Nucl. Phys. **A500**, 485 (1989).
- [HK86] D.P. Heddle and L.S. Kisslinger, Phys. Rev. C **33**, 608 (1986).
- [IT96] T. Inoue, S. Takeuchi, and M. Oka, Nucl. Phys. **A597**, 563 (1996).
- [IU95] K. Itonaga, T. Ueda, and T. Motoba, Nucl. Phys. **A585**, 331c (1995); *ibid*, *Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei*, edited by H. Ejiri, T. Kishimoto and T. Sato (World Scientific, Singapore, 1995) 546.
- [Ju73] M. Juric *et al.*, Nucl. Phys. **B52**, 1 (1973).
- [MG84] B.H.J. McKellar and B.F. Gibson, Phys. Rev. C **30**, 322 (1984).
- [Mo74] A. Montwill *et al.*, Nucl. Phys. **A234**, 413 (1974).
- [Na88] G. Nardulli, Phys. Rev. C **38**, 32 (1988).
- [No95] H. Noumi *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 2936 (1995).
- [NR77] M.N. Nagels, T.A. Rijken, and J.J. de Swart, Phys. Rev. D **15**, 2547 (1977); P.M.M. Maessen, Th. A. Rijken and J.J. de Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).
- [OS85] E. Oset and L.L. Salcedo, Nucl. Phys. **A443**, 704 (1985).
- [Pn85] J. Pniewski *et al.*, Nucl. Phys. **A443**, 685 (1985).
- [Sc95] R.A. Schumacher, Nucl. Phys. **A585**, 63c (1995).
- [Sh94] M. Shmatikov, Nucl. Phys. **A580**, 538 (1994).
- [SS96] M.J. Savage and R.P. Springer, Phys. Rev. C **53**, 441 (1996).
- [Sz91] J.J. Szymanski *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 849 (1991).
- [TT85] K. Takeuchi, H. Takaki, and H. Bandō, Prog. Theor. Phys. **73**, 841 (1985).





