

Album cząstek

Mgr Małgorzata BERBECKA

Doc. dr hab. Tomasz HOFMOKL

Każda cząstka była kiedyś tą nową, podniecającą fizyków. Każda niemal stanowiła sensację naukową, niekiedy nawet na większą skalę, gdy jej odkrycie zapoczątkowywało nowy rozdział fizyki, innym razem odkrycie było potwierdzeniem czegoś dobrze znanego i ugruntowanego. Jak to jednak było?

Kto? Gdzie? Kiedy? Jak?

zobaczył po raz pierwszy nową cząstkę. Na te pytania chcemy odpowiedzieć. Pokażemy przy tym reprodukcje 18 zdjęć, które ich autorom pozwoliły po raz pierwszy stwierdzić, a czasem tylko wysunąć hipotezę istnienia nowych cząstek. Za każdym z tych zdjęć kryje się wielka przygoda badawcza — zobaczenie czegoś całkiem nowego. W tablicy, w której zamieszczamy daty odkryć stosunkowo długożyciowych cząstek (z wyłączeniem rezonansów), podajemy również odnośnik do pracy oryginalnej. Czytelnik mający dostęp do odpowiednio zaopatrzonej biblioteki naukowej może prześledzić dokładnie argumentację autorów prowadzącą do takiej a nie innej interpretacji zaobserwowanego zdarzenia.

Jak zobaczyć?

Jak zobaczyć cząstki — najmniejsze z poznanych dotychczas składników materii? Odpowiedź, wbrew oczekiwaniu, jest prosta. W zasadzie tak samo, jak można obejrzeć każdy inny obiekt. Widzenie, postrzeganie w świetle widzialnym to badanie oddziaływań fotonów z obserwowanym obiektem. Widzenie cząstek to badanie ich oddziaływań z różnymi innymi cząstkami, wliczając w to kwanty pola elektromagnetycznego.

Cząstka naładowana przebiegając przez materię oddziałuje elektromagnetycznie z elektronami powłok atomowych wybijając je niekiedy z orbity. Tak zjonizowany atom swobodny albo związany w związku chemicznym świadczy, że blisko niego mogła przejść cząstka naładowana (mógł ulec jonizacji na skutek działania innych czynników). Jeżeli położenia zjonizowanych atomów układają się regularnie na jakiejś krzywej oznacza to, że przez ośrodek przeszła naładowana cząstka pozostawiając za sobą ślad w postaci zjonizowanych atomów. Ślad ten jest jednak niewidoczny, należy go ujawnić korzystając z takiego procesu fizycznego, który odróżnia atomy zjonizowane od obojętnych elektrycznie. Znamy kilka takich procesów i każdy z nich jest wykorzystywany w innych detektorach śladowych cząstek.

Omówimy tu tylko te metody detekcji, które potrzebne są do zrozumienia zamieszczonych zdjęć. Emulsja fotograficzna po wywołaniu ulega zaczerwienieniu w miejscach, przez które przeszła cząstka jonizująca.

Para przesycona skrapla się w miejscach, w których są jony. Krople cieczy szybko rosną do rozmiarów pozwalających na zaobserwowanie. Fotografując kropelki cieczy możemy zobaczyć ślad cząstki, która wywołała jonizację.

Detektor tego typu nazywamy komorą Wilsona, jeżeli stan przesylenia pary osiąga się przez gwałtowne rozprężenie gazu (adiabaticzne). Komora Wilsona jest czuła przez okres około 0,1–1,0 s po rozprężeniu. Odmianą komory Wilsona o pracy ciągłej jest komora dyfuzyjna, w której stan przesylenia pary utrzymuje się w niewielkim obszarze między gorącą a zimną ścianką naczynia wskutek procesu dyfuzji.

Wrzenie w cieczy przegrzanej rozpoczyna się w obszarze, w którym są jony. Fotografując przegrzaną ciecz w ułamku sekundy po przejściu cząstki jonizującej zarejestrujemy pęcherzyki pary tworzące jej ślad. Detektor tego typu nosi nazwę komory pęcherzykowej. W zależności od użytej cieczy mówimy o komorach wodorowych, deuteronowych, propanowych itp.

A jak zobaczyć cząstki obojętne elektrycznie?

Cząstki neutralne nie jonizują atomów, nie zostawiają więc śladów. O ich istnieniu wnioskujemy, jeżeli uda się zaobserwować rozpad. Na przykład hiperon Λ rozpada się na proton i mezon π^- . W detektorze obserwujemy ten rozpad jako widełki $<$. Ramiona wideł to ślady dwóch cząstek: protonu i mezonu π^- . Mierząc pędy obu cząstek i kąt rozlotu możemy obliczyć masę cząstki neutralnej, która rozpadła się na cząstki naładowane.



W 12 numerze „Deltę” z 1974 r. zamieściliśmy tablicę znanych wówczas cząstek elementarnych. O odkryciu nowych cząstek typu wąskich rezonansów pisaliśmy w „Deltę” 6/1975. Czytelników zainteresowanych problematyką cząstek elementarnych odsyłamy do podręcznika G. Białkowskiego i R. Sosnowskiego „Cząstki elementarne” PWN 1971.



1 eV — jeden elektronowolt jest energią nabywaną lub traconą przez ładunek elementarny e podczas przebywania różnicy potencjałów 1 V.
1 MeV = 10^6 eV, 1 GeV = 10^9 eV. Pęd cząstki wyrażamy w GeV/c. Masa jest równoważna energii, masę cząstek wyrażamy w MeV. 1 MeV odpowiada masie $1,782678 \cdot 10^{-30}$ kg.

Wyjaśnienie skrótów tytułów czasopism występujących w tabeli

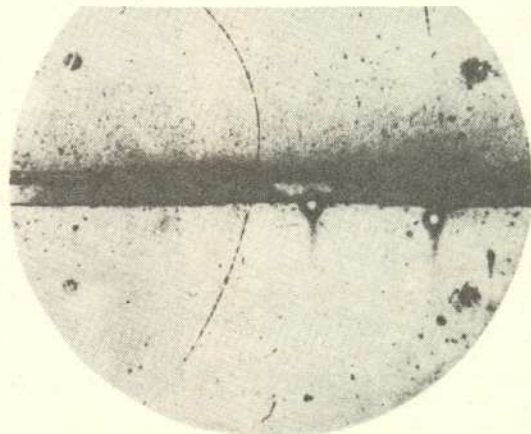
| | |
|----------------------------------|--|
| Phil. Mag. | — Philosophical Magazine |
| Proc. Roy. Soc. | — Proceedings of the Royal Society of London |
| Phys. Rev. | — Physical Review |
| Phys. Rev. Letters | — Physical Review Letters |
| Żur. eksper. i teor. fiz. | — Żurnal eksperimental'noj i teoretičeskoj fiziki |
| Zapis: Phys. Rev. 90, 167 (1953) | oznacza tom 90 czasopisma Physical Review z roku 1953, stronę 167 itp. |

Kiedy i kto odkrył?

| Nazwa | Symbol | Masa w MeV | Rok odkrycia | Komunikat |
|--|------------------|------------|--------------|---|
| 1. elektron | e^- | 0,511 | 1894 | J. J. Thomson, Phil. Mag. 38, 358 (1894) |
| 2. foton | γ | 0 | 1900 | M. Planck, Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft 2, 237 (1900) (koncepcja teoretyczna) |
| 3. proton | p | 938 | 1911 | E. Rutherford, Phil. Mag. 21, 669 (1911) |
| 4. neutron | n | 939 | 1932 | J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. A 136, 692 (1932) |
| 5. pozyton | e^+ | 0,511 | 1932 | C. D. Anderson, Phys. Rev. 43, 491 (1933) |
| 6. mion | μ | 106 | 1937 | S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, Phys. Rev. 51, 884 (1937) |
| 7. naładowany mezon K | K^\pm | 494 | 1944 | L. Leprince-Ringuet, M. Lh eritier, Comptes Rendus 219, 618 (1944) R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell, D. M. Ritson, Nature 163, 82 (1949) |
| 8. mezon pi | π^\pm | 140 | 1947 | C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, Nature 159, 694 (1947) |
| 9. neutralna cz stka rozpadaj ca si  na dwie naładowane identyfikacja: | V^0 | | 1947 | G. D. Rochester, C. C. Butler, Nature 160, 855 (1947) |
| hiperon lambda | Λ | 1116 | | R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, A. Cachon, A. H. Chapman, Nature 167, 501 (1951) |
| mezon K | K^0 | 498 | | |
| 10. mezon pi zero | π^0 | 135 | 1950 | A. G. Carlson, J. E. Hooper, D. T. King, Phil. Mag. 41, 701 (1950) |
| 11. hiperon sigma plus | Σ^+ | 1189 | 1953 | C. M. York, R. B. Leighton, E. K. Bjornerud, Phys. Rev. 90, 167 (1953) A. Bonetti, R. Levi Setti, M. Panetti, G. Tomasini, Nuovo Cimento 10, 1736 (1953) |
| 12. hiperon sigma minus | Σ^- | 1197 | 1953 | W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Phys. Rev. 93, 861 (1954) |
| 13. hiperon ksi minus | Ξ^- | 1321 | 1953 | E. W. Cowan, Phys. Rev. 94, 161 (1954) |
| 14. hiperon sigma zero | Σ^0 | 1192 | 1955 | W. D. Walker, Phys. Rev. 98, 1407 (1955) |
| 15. antyproton | \bar{p} | 938 | 1955 | O. Chamberlain, E. Segr , C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys. Rev. 100, 947 (1955) |
| 16. antyneutron | \bar{n} | 939 | 1956 | B. Cork, G. R. Lambertson, O. Piccioni, W. A. Wenzel, Phys. Rev. 104, 1193 (1956) |
| 17. neutrino elektronowe | ν_e | 0 | 1956 | F. Reines, C. L. Cowan, Nature 178, 446 (1956) |
| 18. antyhiperon lambda | $\bar{\Lambda}$ | 1116 | 1958 | D. J. Prowse, M. Baldo-Coelin, Nuovo Cimento 10, 635 (1958) |
| 19. hiperon ksi zero | Ξ^0 | 1315 | 1959 | L. W. Alvarez, P. Eberhard, M. L. Good, W. Graziano, H. K. Ticho, S. G. Wojcicki, Phys. Rev. Letters 2, 215 (1959) |
| 20. antyhiperon sigma minus | $\bar{\Sigma}^-$ | 1197 | 1960 | Van Gan-Chan, Van Tsu-Tszen, V. I. Veksler, N. M. Viryasov, I. Vrana, Din Da-Tsao, Kim Khi In, E. N. Kladnitskaya, A. A. Kuznetsov, A. Mikhul, Nguen Din Ty, A. V. Nikitin, M. I. Solov'ev,  ur. eksper. i teor. fiz. 38, 1356 (1960) |
| 21. antyhiperon sigma plus | $\bar{\Sigma}^+$ | 1189 | 1960 | E. Amaldi, A. Barbaro-Galtieri, G. Baroni, C. Castagnoli, M. Ferro-Luzzi, A. Manfredini, M. Muchnik, V. Rossi, M. Severi, Nuovo Cimento 16, 392 (1960) |
| 22. antyhiperon sigma zero | $\bar{\Sigma}^0$ | 1192 | 1960 | J. Button, P. Eberhard, G. R. Kalbfleisch, J. E. Lannutti, G. R. Lynch, B. C. Magli , M. L. Stevenson, Phys. Rev. Letters 4, 530 (1960) |
| 23. antyhiperon ksi minus | $\bar{\Xi}^-$ | 1321 | 1962 | H. N. Brown, B. B. Culwick, W. B. Fowler, M. Gailloud, T. E. Kalogeropoulos, J. K. Kopp, R. M. Lea, R. I. Louttit, T. W. Morris, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, M. S. Webster, C. Baltay, E. C. Fowler, J. Sandweiss, J. S. Sanford, H. D. Taft, Phys. Rev. Letters 8, 255 (1962) CERN Laboratory, Phys. Rev. Letters 8, 257 (1962) (praca podpisana nazw  laboratorium) |
| 24. neutrino mionowe | ν_μ | 0 | 1962 | G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, Phys. Rev. Letters 9, 36 (1962) |
| 25. antyhiperon ksi zero | $\bar{\Xi}^0$ | 1315 | 1963 | C. Baltay, J. Sandweiss, H. D. Taft, B. B. Culwick, W. B. Fowler, J. K. Kopp, R. I. Louttit, J. R. Sanford, R. P. Shutt, D. L. Stonehill, R. Stump, A. M. Thorndike, M. S. Webster, Phys. Rev. Letters 11, 165 (1963) |
| 26. hiperon omega | Ω^- | 1672 | 1964 | V. E. Barnes, P. L. Connolly, D. J. Crennell, B. B. Culwick, W. C. Delaney, W. B. Fowler, P. E. Hagerty, E. L. Hart, N. Horwitz, P. V. C. Hough, J. E. Jensen, J. K. Kopp, K. W. Lai, J. Leitner, J. L. Lloyd, G. W. London, T. W. Morris, Y. Oren, R. B. Palmer, A. G. Prodell, D. Radojici , D. C. Rahm, C. R. Richardson, N. P. Samios, J. R. Sanford, R. P. Shutt, J. R. Smith, D. L. Stonehill, R. C. Strand, A. M. Thorndike, M. S. Webster, W. J. Willis S. S. Yamamoto, Phys. Rev. Letters 12, 204 (1964) |
| 27. antyhiperon omega | $\bar{\Omega}^-$ | 1672 | 1970 | A. Firestone, G. Goldhaber, D. Lissauer, B. M. Scheldon, G. H. Trilling, Phys. Rev. Letters 26, 410 (1971) |

Pozyton e^+ rok 1932

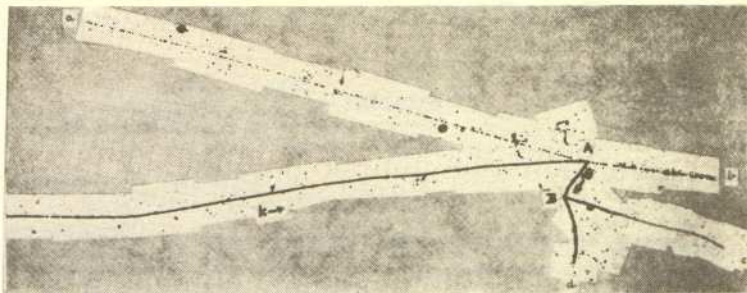
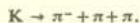
Fotografując 2 sierpnia 1932 r.  lady cząstek promieniowania kosmicznego w komorze Wilsona umieszczonej w polu magnetycznym (stąd krzywizna toru) otrzymano zdjecie cząstki przechodzącej przez płytk  ołowian . Po przej ciu przez ołów p d cząstki musi być mniejszy niż przed przej ciem, a więc promień krzywizny powinien ulec zmniejszeniu. Stąd można okre li  kierunek lotu cząstki (z dołu do góry na zdjeciu). Znając kierunek pola magnetycznego, stwierdzono, że jest to ślad cząstki dodatniej. Nie mógł to by  proton, bo zbyt mało energii stracił przy przej ciu przez płytk . Po wykluczeniu innych hipotez zidentyfikowano zdarzenie jako przej cie przez komor  dodatniego elektronu.



Naładowane mezony K rok 1944

Pierwszej obserwacji dokonał L. Leprince-Ringuet i M. Lh eritier w 1944 r. Nie wiadomo wtedy o istnieniu mezonu π . Pierwszą identyfikacj  rozpadu $K \rightarrow 3\pi$ podała grupa C. F. Powella w 1949 r. Załączone zdjęcie pokazuje przebieg zjawiska w emulsji jądrowej naświetlonej promieniami kosmicznymi. Cząstka K porusza się w kierunku punktu A. Kierunek ruchu oceniono ze wzrastania gęstości ziaren srebra wzdłuż toru. Z charakteru toru wynika, że cząstka ta musiała miec masę mniejszą od masy protonu, a większą od masy mezonu π .

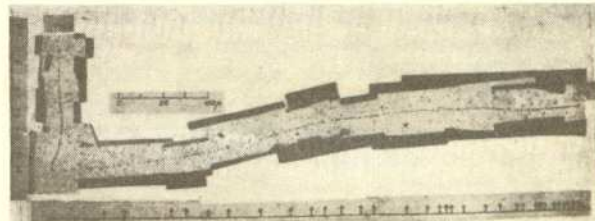
Cząstka t, sądząc po oddziaływaniu w punkcie B była mezonem π^- . Co zdarzyło się w punkcie A? Autorzy pracy doszli do wniosku, że cząstka K rozpadła się tam na trzy mezony π :



Mezony π^\pm rok 1947

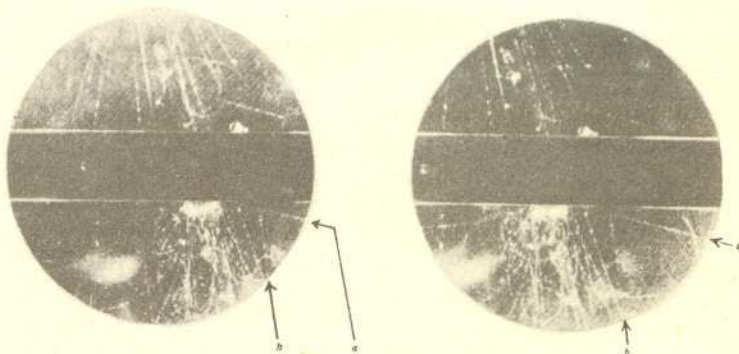
Autorzy pracy donoszą: „W ostatnich badaniach wykonanych technik  fotograficzną pokazano, że w skł d promieniowania kosmicznego na duzych wysokościach wchodzi   powolne cząstki naładowane o małej masie, które mogą wejść do jądra i spowodować jego rozpad. Wygodnie jest uzywać terminu mezon dla kaŹdej cząstki o masie pośrodkowej pomiędzy mas  protonu i elektronu. Kontynuując nasze eksperymenty znaleźliśmy zdarzenie wskazujące na istnienie mezonu, który przy koŹcu swej drogi produkuje wtórny mezon”.

Badano pierwotny (m_1) i wtórny (m_2) mezon oceniając ich masę na podstawie grubości ziaren (tor pierwotny jest gęstszy). Na reprodukowanym zdjęciu mezon m_1 jest cięŹszy od mezonu m_2 . Dziś wiemy, że zdjęcie przedstawia rozpad mezonu π na lepton μ oraz niewidoczne neutrino.



Cząstki V rok 1947

Na obu zdjęciach stereoskopowych z komory Wilsona zaobserwowano charakterystyczne widły (a, b). Cząstki promieniowania kosmicznego przechodz  przez komorę, w której znajduje się płytka ołowiana. Poniżej płytki zaobserwowano dwa ślady a i b. Analiza śladów wykazała, że muszą one pochodzić z rozpadu cząstki neutralnej, która nadleciała od strony płytki i rozpadła się na dwie cząstki naładowane. W wielu pracach traktuje się pokazane obok zdjęcia jako pierwszą obserwacj  hiperonu Λ . Dopiero jednak w 1950 r. zidentyfikowano dwa rodzaje cząstek rozpadających się na charakterystyczne widły i nazywanych cząstkami V. Były to hiperony Λ i mezon K^0 .



Hiperon Σ^+ rok 1953 (niezależne ogłoszenie prac dwóch zespoł  o odkryciu hiperonu Σ^+).

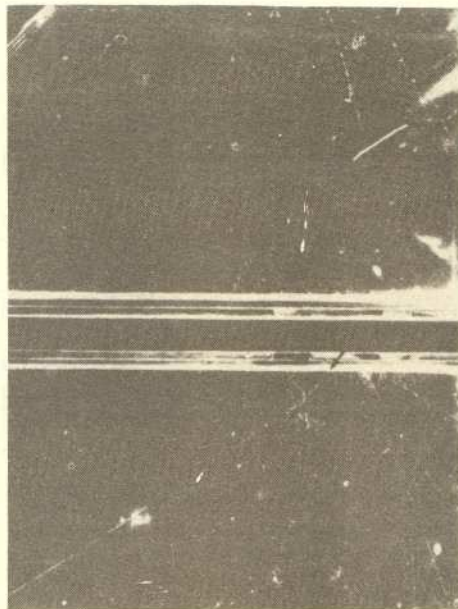
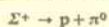
W komorze Wilsona, w której umieszczono płytkę ołowian  zaobserwowano ślad (oznaczony strzalk ), który spowodowała cząstka wychodząca z płytki. Ślad ten ulega załamaniu.

Autorzy interpretuj  zaobserwowane zdarzenie jako rozpad cięŹkiej cząstki o masie 1300–2300 MeV na proton i mezon π^0 (C. M. York i zespól).

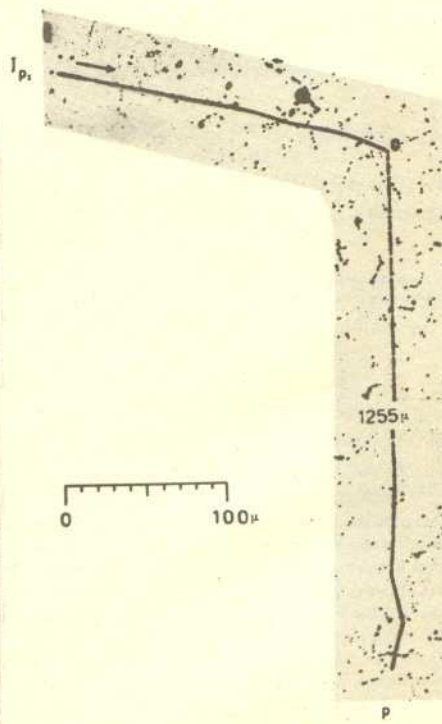
Cząstka J_{p_1} zarejestrowana w emulsji jądrowej rozpada się w punkcie 0 na proton i cząstkę obojętną, która nie pozostawia śladu. Autorzy sugeruj , że produktami rozpadu są proton i mezon π^0 .

(A. Bonetti i zespól).

Dziś rozpad ten zapisujemy następująco:



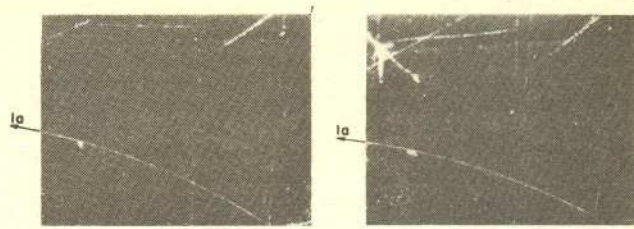
C. M. York i zespól.



A. Bonetti i zespól.

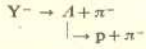
Hiperon Σ^- rok 1953

W komorze dyfuzyjnej zaobserwowano ujemną cząstkę α , która rozpadła się na cząstkę λ zidentyfikowaną jako mezon π^- (przebieg zdarzenia ilustruje para zdjęć stereoskopowych). Cząstkę α nazywamy dziś hiperonem Σ^- , rozpada się on wedle schematu: $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$. Neutron, jako cząstka obojętna elektrycznie, nie pozostawia śladu.

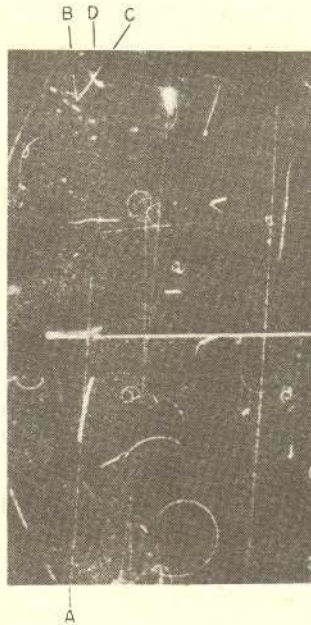
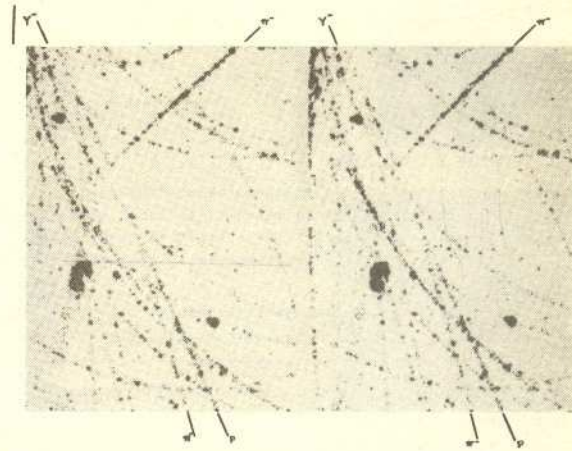


Hiperon Ξ^- rok 1953

Badając cząstki promieniowania kosmicznego w komorze Wilsona zaobserwowano rozpad kaskadowy (według ówczesnych oznaczeń):

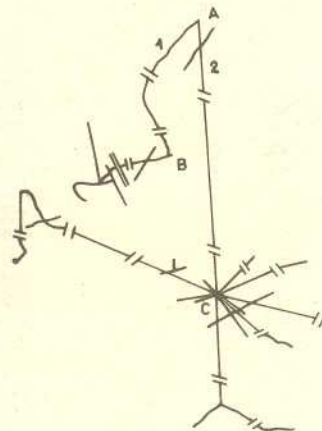
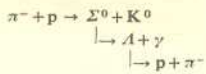


Zdjęcia stereoskopowe przedstawiają powiększony fragment obszaru, w którym zarejestrowano zdarzenie. Cząstka Y^- (dziś oznaczamy ją symbolem Ξ^-) rozpada się w komorze na mezon π^- i na neutralny hiperon Λ . Jako cząstka obojętna jest on niewidoczny i rozpada się z kolei na proton (p) i mezon π^- .



Hiperon Σ^0 rok 1955

Wodorową komorę dyfuzyjną naświetlono wiązką mezonów π^- o pędzie około 1 GeV/c. Zdjęcie przedstawia zarejestrowany proces oddziaływania $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^0$. Tor A urywa się w komorze. W końcu komory widać rozpad Λ (tory B, C), nieco bliżej rozpad K^0 (tory D, E). Z krzywizny torów w polu magnetycznym oceniono cząstek. Bilans pędu i energii wskazuje na to, że musiała zostać wysłana jeszcze jedna cząstka neutralna o bardzo małej masie. Najprawdopodobniej proces przebiegał następująco:



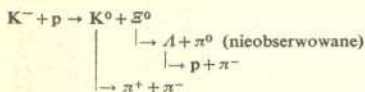
Antyhiperon $\bar{\Lambda}$ rok 1958

Emulsję jądrową naświetlono mezonami π^- o pędzie 4,6 GeV/c. Przeglądając pod mikroskopem wywołaną kliszę zaobserwowano zarejestrowany akt rozpadu $\bar{\Lambda}$.

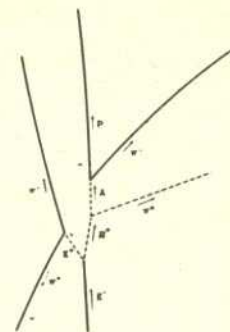
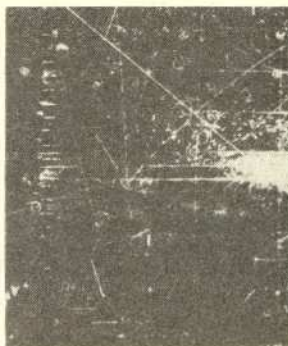
W punkcie A antyhiperon $\bar{\Lambda}$ rozpadł się na mezon π^+ (1) i antyproton \bar{p} (2). Mezon π^+ rozpadł się w punkcie B na μ^+ i niewidoczne neutrino. W punkcie C nastąpiła anihilacja antyprotonu.

Hiperon Ξ^0 rok 1959

Badano oddziaływanie K^- o pędzie 1,15 GeV/c z protonami w wodorowej komorze pęcherzykowej. Zaobserwowano proces:



Szkic obok zdjęcia pokazuje najlepszą zdaniem autorów interpretację zdarzenia. Tor pierwotnego K^- jest na zdjęciu widoczny bardzo słabo. Linia przerywaną na szkicu pokazano przebieg cząstek neutralnych, których komora pęcherzykowa nie rejestruje.

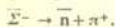


Antyhiperon $\bar{\Sigma}^-$ rok 1960

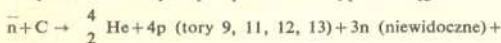
Wypełnioną propanem komorę pęcherzykową naświetlono w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnie (ZSRR) wiązką mezonów π^- o pędzie 8,3 GeV/c. Wśród 40 tysięcy zdjęć znaleziono jedno, na którym został zarejestrowany akt produkcji i rozpadu antyhiperonu $\bar{\Sigma}^-$.

W punkcie 0 nastąpiło najprawdopodobniej zderzenie $\pi^- + C \rightarrow \bar{\Sigma}^- (2) + K^0 + \bar{K}^0 + K^- (6) + p$ (bardzo powolny, niewidoczny) $+ \pi^+ (7) + \pi^- (16)$ + jądro odrzutu.

Mezony K^0 i \bar{K}^0 zidentyfikowano dzięki rozpadom w punkcie 0' (tory 4, 5) oraz w punkcie 0'' (tory 14, 15). Antyhiperon $\bar{\Sigma}^-$ (a więc o ładunku dodatnim) rozpadł się w punkcie A:

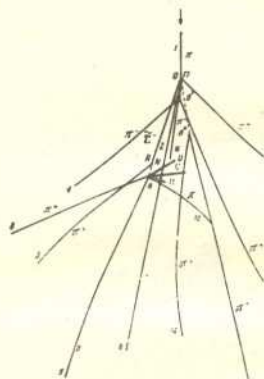


Antyneutron zderzył się w punkcie B z jądrem węgla:



$+ \pi^+ (8) + \pi^- (10)$ + nieznaną liczbę mezonów π^0 .

Prawdopodobieństwo, że obserwowany obraz jest przypadkowym nałożeniem się śladów niezależnych procesów jest mniejsze niż 10^{-9} . (Uwaga — oddziaływanie pierwotne π^-C jest na zdjęciu bardzo słabo widoczne).



Antyhiperon $\bar{\Sigma}^+$ rok 1960

Emulsję jądrową naświetlono wiązką antyprotonów o pędzie 2,05 GeV/c. Antyproton z wiązki zderza się z jądrem jednego z pierwiastków emulsji i produkuje dwie cząstki naładowane pozostawiające widzialne ślady:

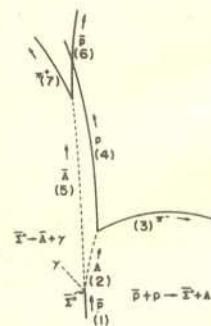
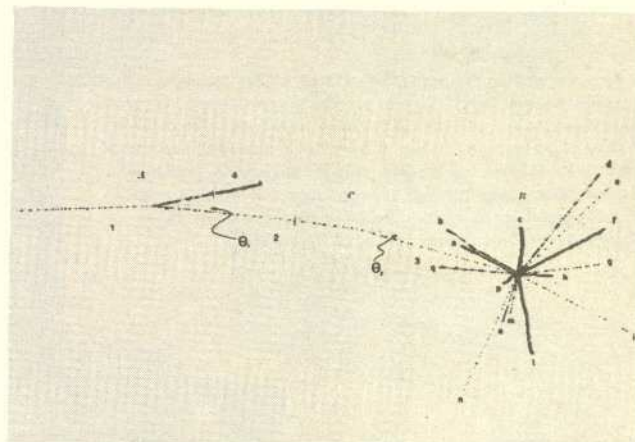
proton (4) i $\bar{\Sigma}^+$ (2). W punkcie C cząstka $\bar{\Sigma}^+$ rozpada się na antyproton \bar{p} i obojętny mezon π^0 (niewidoczny na zdjęciu). W punkcie B następuje anihilacja antyprotonu powodująca rozbicie napotkanego jądra na wiele fragmentów.



Antyhiperon $\bar{\Sigma}^0$ rok 1960

W wodorowej komorze pęcherzykowej naświetlonej antyprotonami o pędzie 1,99 GeV/c zaobserwowano reakcję $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 + \Lambda$.

Szkic obok zdjęcia przedstawia interpretację procesu. Tory 3 i 4 pochodzą z rozpadu Λ (2). Tory 6 i 7 pochodzą z rozpadu $\bar{\Lambda}$ (5). $\bar{\Sigma}^0$ rozpada się na $\bar{\Lambda}$ i kwant γ niewidoczny na zdjęciu. Kierunek jego lotu wyznaczono z zasad zachowania energii i pędu.

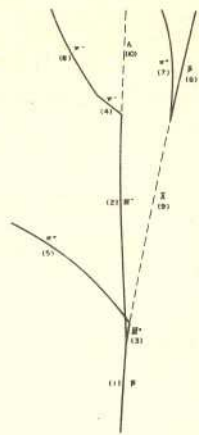


Antyhiperon $\bar{\Xi}^-$ rok 1962

W wodorowej komorze pęcherzykowej naświetlonej antyprotonami o pędzie 3,3 GeV/c zaobserwowano reakcję $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Xi}^- + \bar{\Xi}^-$.

Hiperon $\bar{\Xi}^-$ (tor 3) rozpada się na π^+ (5) i $\bar{\Lambda}$ (9), która jako cząstka neutralna nie pozostawia śladu w komorze.

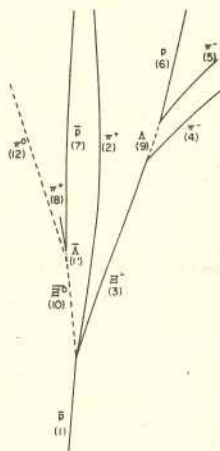
Po przebyciu pewnej drogi $\bar{\Lambda}$ rozpada się na \bar{p} (6) i π^+ (7). Zaobserwowano również rozpad $\bar{\Xi}^-$ (2) na π^- (4) i na $\bar{\Lambda}$ (10), której rozpadu nie zarejestrowano. O jej istnieniu wnioskujemy z zasad zachowania energii i pędu. (Uwaga: ładunek antyhiperonu $\bar{\Xi}^-$ jest dodatni i dlatego autorzy na szkicu oznaczyli cząstkę jako $\bar{\Xi}^+$).



Antyhiperon $\bar{\Xi}^0$ rok 1963

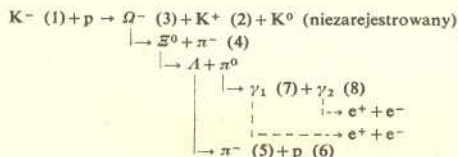
W wodorowej komorze pęcherzykowej naświetlonej antyprotonami o pędzie 3,69 GeV/c zaobserwowano proces $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Xi}^- + \bar{\Xi}^0 + \pi^+$. O istnieniu $\bar{\Xi}^-$ (3) świadczy rozpad na π^- (4) i $\bar{\Lambda}$ (9), która z kolei rozpada się na \bar{p} (6) i π^- (5).

Rozpad $\bar{\Xi}^0$ na $\bar{\Lambda}$ i π^0 jest trudniejszy do interpretacji. Widać rozpad $\bar{\Lambda}$ na \bar{p} (7) i π^+ (8), który zderza się z protonem. Kierunek π^0 obliczono z zasad zachowania energii i pędu.

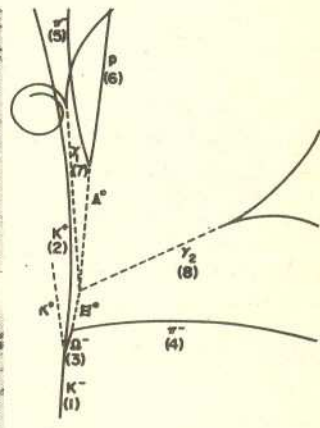
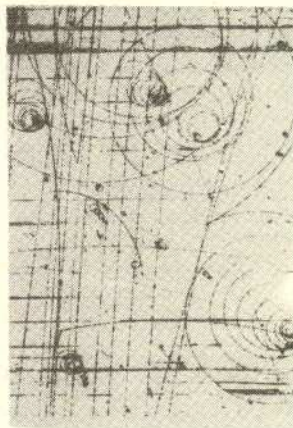


Hiperon Ω^- rok 1964

W wodorowej komorze pęcherzykowej naświetlonej mezonami K^- o pędzie 5 GeV/c zarejestrowano proces:

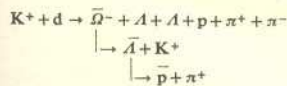


Zapis $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ nie oznacza rozpadu kwantu γ , który jest trwały. W pobliżu jądra atomowego może on wytworzyć parę elektron-pozyton (skonwertować). Stąd wnioskujemy o kierunku jego lotu.



Antyhiperon $\bar{\Omega}^-$ rok 1970

W komorze pęcherzykowej wypełnionej deuterem badano oddziaływania mezonów K^+ o pędzie 12 GeV/c. Zaobserwowano proces:



Szkic ilustruje przebieg zjawiska. Widać rozpad antyhiperonu $\bar{\Lambda}$ i jednego hiperonu $\bar{\Lambda}$.

Istnienie drugiego hiperonu $\bar{\Lambda}$ wynika z zasad zachowania (pędu, energii, dziwności, liczby barionowej).

