

Krzysztof Piasecki
Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski
E-mail: krzysztof.piasecki@fuw.edu.pl

Warszawa, 10.12.2025

Rada Naukowa Dyscypliny Nauki Fizyczne
Politechnika Warszawska

Recenzja pracy doktorskiej " $K^*(892)^0$ production in Ar+Sc collisions at CERN SPS energies measured by NA61/SHINE" autorstwa mgr Bartosza Kozłowskiego

Przedstawiona rozprawa doktorska opisuje rekonstrukcję doświadczalnych rozkładów kinematycznych oraz krotności mezonów $K^0(892)$ w kanale produktów jego rozpadu [K^+ , π^-]. Mezony te były wyemitowane z centralnych zderzeń Ar+Sc, gdzie jony Ar rozpędzono w akceleratorze SPS w CERN do trzech wartości pędu: 40, 80 oraz 150 GeV/c, a produkty zderzenia rejestrowano w spektrometrze NA61/SHINE. Wyniki otrzymane z niepewnościami również systematycznymi, zostały porównane do przewidywań modelu EPOS i FTFP-BERT. Otrzymano oddolne ograniczenia odstępu czasu pomiędzy chwilami wymrożenia chemicznego i termicznego [0 .. 4.5] fm/c.

Aspekt formalny. Praca napisana jest po angielsku. Posiada 115 stron i jest napisana zwięzłym, logicznym językiem. Po klarownej stronie tytułowej następują czytelne streszczenia w językach polskim i angielskim. Wprowadzenie kończy logiczny spis treści. Praca składa się z ośmiu rozdziałów, stanowiących kolejno: wprowadzenie, opis układu NA61/Shine, ogólny opis przetwarzania danych, następnie selekcji zdarzeń i torów oraz identyfikacji cząstek. Kolejne rozdziały obejmują: rekonstrukcję sygnału $K^0(892)$ (zarówno całkowitego, jak i w kolejnych komórkach przestrzeni pędowej), prezentację wyników i porównanie ich z dostępnymi danymi doświadczalnymi w sąsiednich obszarach energii wiązki oraz z przewidywaniami dwóch modeli transportu: EPOS i FTFP-BERT. Pracę kończy podsumowanie, lista bibliograficzna oraz wyczerpujący dodatek z rozkładami masy niezmienniczej dla kolejnych komórek przestrzeni pędowej. Praca posiada czytelne wykresy i tabele, wraz z podpisami.

Rozdział pierwszy rozpoczyna omówienie podstaw Modelu Standardowego oraz diagramu fazowego silnie oddziałującej materii. Zaopatrzony w te prerekwizyty, Autor omawia kolejne etapy zderzenia jądrowego. Na tej kanwie i w odniesieniu do chemicznego oraz kinetycznego wymrożenia pojawia się temat rezonansów hadronowych. Następnie mgr Kozłowski omawia obszar przejściowy energii wiązek, typowy dla eksperymentów NA61/SHINE, w którym rozpoczyna się uwolnienie kwarków. W tym obszarze przedstawia on model SMES, który operując na kwarkowych stopniach swobody tłumaczy szczególne struktury w funkcjach wzbudzenia stosunku $\langle \pi \rangle / \langle N_w \rangle$ (tzw. efekt *kink*), odwrotnego nachylenia w rozkładach pędu poprzecznego (efekt *step*) oraz stosunku $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ i $[\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle] / \langle \pi \rangle$ (efekt *horn*). Następnie, po przedstawieniu głównych cech rezonansu hadronowego, Autor omawia możliwy mechanizm, w którym po ustaleniu się równowagi chemicznej (a zatem krotności rezonansu), rozpraszanie na hadronach otoczenia trwające aż do wymrożenia kinetycznego powoduje stopniowy spadek liczby rezonansów rekonstruowalnych przez detektory. Celem operacyjnym analizy jest rekonstrukcja krotności (a po drodze – rozkładów kinematycznych) mezonów $K^0(892)$ z reakcji Ar+Sc. Natomiast celem nadrzędnym jest wyznaczenie zmian stosunku

krotności $K(892) / K$ z liczbą zranionych nukleonów, które według powyższych założeń pozwalają na wydobycie odstępu czasu od wymrożenia chemicznego do kinetycznego (w rzeczywistości, jak Autor nadmienia, jest to kres dolny tego odstępu).

Godnym pochwały jest styl Autora, łączący zwięzłość z kluczowością. Mam tu jednak kilka uwag. Na wstępie, w równaniu (2) Γ nie jest stałą, tylko wyrażeniem zależnym m.in. różnicy pędu q produktów rozpadu. W pracy warto było wspomnieć o przewidywaniach grupy PHSD dot. modyfikacji podstawowych własności mezonu $K(892)$ w otoczeniu gęstej i gorącej materii jądrowej (mimo iż dotyczą one hadronu dodatnio naładowanego, można oczekiwać podobieństwa założywszy symetrię izospinową), szczególnie w pracy: A. Ilner et al., Phys. Rev. C 99, 024914 (2019). Rys. 19 tamże ukazuje, że przynajmniej dla energii kinetycznych wiązki 4.5 - 15 A GeV finalny rozkład masy niezmienniczej może ulec modyfikacji względem postaci w próżni.

Rozdział 2 zawiera zwięzły, ale treściwy opis kompleksu akceleratorowego w CERN'ie z synchrotronem SPS. Następnie, omówione zostały kolejne komponenty układu badawczego NA61/SHINE, ze szczególnym uwzględnieniem detektorów do trygowania. Autor przedstawił również główny zrzut programu fizycznego tej grupy badawczej. **Rozdział 3** stanowi jednostronicowe omówienie ogólnych cech danych doświadczalnych i symulowanych. Choć prawidłowe merytorycznie, to strukturalnie można było uczynić ten rozdział wstępem do części 4.

Opis analizy danych rozpoczyna się **rozdziałem 4**, poświęconym kolejnym krokom selekcji wpiętych zdarzeń, a później torów. Selekcja ta zawiera również wybór centralności zderzenia. W przypadku torów, użytych zostało siedem zmiennych kontrolnych. Wartości odcięć na kolejnych zmiennych zostały wyczerpująco zreferowane i opisane na wykresach. Na koniec przedstawiono tabele z krotnościami zdarzeń po kolejnych cięciach. To dość mocny merytorycznie rozdział, jednak mam kilka wątpliwości. (1) Dla danych doświadczalnych nie jest jasne, jak wyznaczono granicę 10% centralności. Zwykle w eksperymentach tryger wyłącza z akwizycji pewien przedział bardziej peryferyjnych zderzeń. Wówczas często tę „szarą strefę” odtwarza się, wykonując symulację np. w ramach modelu Glaubera lub transportu. Przydałoby się tu objaśnienie. (2) Co było powodem odcięcia torów o pędach poprzecznych powyżej 1.5 GeV/c? (3) W pracy stwierdzono, że na dane symulowane nałożono identyczne warunki cięć, co na dane doświadczalne. Zwykle w analizach, doświadczalne i symulowane histogramy zmiennych kontrolnych są zbliżone do siebie. Ale nie zawsze, np. Geant3 był znany z ułomnego odtwarzania zdeponowanej energii. Przydałoby się tu prześledzenie nałożenia histogramów „exp” i „sim” dla każdej zmiennej – i dyskusja na 2-3 reprezentatywnych przykładach.

Rozdział 5 poświęcony jest identyfikacji cząstek na podstawie pomiaru zależności pędu i straty energii i wartości w detektorach TPC. Przedstawione wykresy ukazują obiektywną trudność z identyfikacją K^+ , którego sygnał „tonie” pomiędzy mezonami π^+ a protonami. Wsparto się tu prawem Bethe-Blocha i zaakceptowano obszar w pewnych przedziałach dE/dx , gdzie mezony K^+ powinny się mieścić (wśród tła). Jest to standardowy krok pośredni w identyfikacji: rozkład masy niezmienniczej skorelowanych kandydatów na pary $[K^+ \pi^-]$ powinien uwypuklić maksimum z prawdziwymi kaonami. Mam tu uwagę: wykresy pokazują odciecie danych, przy których $\log(p) < 0.5$ ($p < 1.65$ GeV/c). Tymczasem wcześniej wspomniano użycie cięcia: $p < 3$ GeV. Dobrze byłoby tu wyjaśnić sytuację.

Rekonstrukcji sygnału $K^0(892)$ w rozkładzie masy niezmienniczej, w kolejnych komórkach przestrzeni pędów poświęcony jest **Rozdział 6**. Z uwagi na niewielką statystykę danych, Autor nie mógł

zrekonstruować pełnego 2-wymiarowego rozkładu: z przyczyn obiektywnych mógł wyłącznie rzutować dane na oś p_T oraz, niezależnie, na oś y , a w każdym z przypadków mógł utworzyć tylko kilka grubych przedziałów przestrzeni. Jest to jak najbardziej prawidłowe podejście. Za szczególną wartość pracy należy uznać zastosowanie tzw. metody "**Template**" do ekstrakcji sygnału, w której rozkład tła modelowany jest jako ważona dopasowanymi wagami kombinacja profilu ze zdarzeń zmieszanych oraz tej części przebiegu z symulacji, która pochodzi z rezydualnych korelacji $K^+\pi^-$. Zastosowanie tej metody doprowadziło do wykresów w **Dodatku A** po odjęciu tła, o bardzo niskim tle resztkowym. Tu mam pytanie odnośnie kontrybucji T_{Res}^{MC} , która została pojęciowo rozdzielona na dwa wkłady. Czy te wkłady są jakoś wzajemnie ważne, czy pobierane „as is” z symulacji?

W następnym kroku Autor omawia zastosowanie korekcji na wydajność rejestracji $K^0(892)$ za pomocą symulacji typu GEANT. Jest to procedura standardowa i została opisana prawidłowo. Ciekawość wzbudza wydzielenie czynnika korekcyjnego ze względu na dE/dx z reszty czynników. Czy ta decyzja jest spowodowana niedokładnym odwzorowaniem rzeczywistych dE/dx przez GEANT? Jeśli tak, to efekt jest znany przynajmniej dla Geant3 i takie wydzielenie jest zasadne.

Po tym etapie mgr Kozłowski przedstawił sposób otrzymania rozkładów pędów poprzecznych (p_T), masy poprzecznej (m_T) i pospieszności (y). Do dwóch pierwszych rodzajów dopasował rozkłady typu boltzmannowskiego. Następnie Autor wyznaczył rozkład pospieszności. Tu nie jest jasny algorytm: wzór (18) sugeruje dostęp do 2-wymiarowej mapy rozkładu, ale wcześniej mowa była tylko o projekcjach 1D. Można domniemywać, że rozkłady dN/dy mogły zostać otrzymane poprzez posumowanie w każdym przedziale y rozkładu p_T lub scałkowanie dopasowanej krzywej modelowej, ale we wzorze brakuje sumy. Gdyby użyto tej pierwszej metody, to: wg rys. 33, akceptancja układu kończy się na $p_T = 1.5$ GeV/c. Ale rozkład powinien posiadać nadwyżkę powyżej tego p_T , która powinna zostać uwzględniona w liczeniu dN/dy . Prosiłbym tu o rozjaśnienie algorytmu. Na koniec, otrzymane dN/dy zostaje posumowane oraz wyekstrapolowane poza akceptancję. Do oszacowania wkładu poza akceptancją użyto tu modelu transportu – jest to standardowa, prawidłowa procedura.

Na pochwałę zasługuje rozpięcie szerokiego wachlarza przyczynków do niepewności systematycznych: 7 w kategorii selekcji eventów i torów, a 4 w sektorze dalszej analizy danych - i następnie przedstawienie niepewności każdego z przyczynków w otrzymywanej średniej krotności oraz temperaturze. Złożenie niepewności pod kwadratem (wzór 23) jest dość powszechnie używane i ten poziom jest akceptowalny dla doktoratu i często w publikacjach. Niezobowiązująca sugestia, poza protokołem: niektóre z kategorii mogą być skorelowane ze sobą. Można zautomatyzować kody, aby wykonały analizę we wszystkich kombinacjach, dając pewien rozkład wyniku (np. finalnej krotności). Można się spodziewać (por. CTG), że rozkład ten będzie zbliżony do rozkładu Gaussa. Wówczas można wydobyć niepewność systematyczną "typu 1σ lub 2σ ", a konwencję "ile $\times \sigma$ " podać w publikacji.

Po omówieniu rekonstrukcji krotności można przejść do analizy stosunków K^*/K , w dwóch wariantach: $K = \{K^+, K^-\}$. Wzór modelowy (24), łączący wartość tego stosunku w chwilach wymrożenia chemicznego i kinetycznego poprzez czas, który minął między nimi, należy przemnożyć przez poprawkę na dylatację czasu o wzorze (25). Tu mam wątpliwość: taka postać wzoru obowiązuje w pospieszności środka masy, ale nie jest przedyskutowane, czy/do jakiego stopnia jest ona reprezentatywna dla dostępnej akceptancji. Może można porównać $\langle p_T \rangle$ z $\langle p \rangle$ lub wręcz owe γ wyznaczone w przybliżeniu - z wyznaczonymi w pełni, używając danych symulowanych lub doświadczalnych?

Po omówieniu metod analizy, w **Rozdziale 7**, Autor prezentuje jej wyniki: rozkłady p_T i m_T , wraz z dopasowaniami krzywej termicznej "typu Boltzmanna" i otrzymanymi tą drogą parametrami

odwrotnego nachylenia - dla trzech badanych energii wiązki. Wyznaczone zostały też średnie wartości pędu poprzecznego. Następnie przedstawione zostały rozkłady pospieszności, a na końcu krotności. Rozkłady doświadczalne porównano w **Rozdziale 8** z modelami EPOS i FTFP-BERT w przestrzeni rozkładów pospieszności. Rezultat, jakim jest nadreprezentacja w modelu EPOS i niedoważenie w modelu FTFP, jest ważnym sygnałem świadczącym o potrzebie dalszego rozwoju opisu modelowego zderzeń jądrowych. Natomiast brakuje opisanie głównych cech modeli EPOS i FTFP-BERT, w szczególności: czym istotnym się one różnią, aby traktować je za pewne odmienne warianty do porównania z danymi. Prosiłbym tu Autora o słowo objaśnienia.

Scałkowane krotności zostały zestawione z przeskalowanymi wynikami z p+p, jak też dla pędu 158 GeV/nukleon - ukazane dla szeregu zderzanych jąder w funkcji średniej liczby zranionych nukleonów. Następnie, odwrotne nachylenia w pobliżu midrapidity zostały ukazane w funkcji energii dostępnej i zestawione z danymi dla p+p. Dla danych z Ar+Sc wyraźnie widoczny jest wzrost T , podczas gdy dla p+p zachodzi albo mniejszy wzrost, albo wręcz stałość z energią wiązki. Ten ostatni wynik można przypisać wpływowi radialnemu w układzie z materią jądrową. Z tą interpretacją jakościowo zgodne jest kolejne zestawienie - odwrotnego nachylenia w funkcji $\langle N_w \rangle$ dla p+p, Ar+Sc oraz Pb+Pb.

Na koniec Autor przedstawia otrzymane w toku analizy stosunki krotności K^*/K^+ oraz K^*/K^- na tle danych z układów cięższych i lżejszych (p+p) dla trzech kolejnych pędów wiązki. Po dopasowaniu do tych stosunków krzywej z parametrem odstępu czasowego między chwilami freeze-outu chemicznego i kinetycznego, otrzymane wartości z niepewnościami zostały przedstawione w tabeli. Jakościowo obejmują one przedział między ok. 0 a 4.5 fm/c. Jakkolwiek dla dwóch wyższych pędów wiązki, stosunki wyraźnie wykazują spadek z liczbą zranionych nukleonów, tak przy niższym pędzie spadek nie jest obserwowany w ramach niepewności doświadczalnych. Autor słusznie wskazuje tu na kwestionowalność założenia, że krotność K^* nie podlega żadnej regeneracji, co powoduje, że wnioskowane odstępy czasu należy traktować jako ograniczenie oddolne.

Pracę kończy **Podsumowanie**, prawidłowo streszczające główne punkty pracy, i bibliografia: adekwatna merytorycznie i prawidłowo złożona. Ostatnim akordem są rozkłady masy niezmienniczej par $[K \pi]$, wraz z dopasowaniami modelu w technice "Template". Raz jeszcze należy docenić innowacyjny walor tej metody, jak widać prowadzący do znacznej minimalizacji tła rezyduального.

Moim zdaniem, dysertacja mgr Bartosza Kozłowskiego bez wątpienia **spełnia wymagania** stawiane pracom doktorskim przez Ustawę o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki. Dlatego **wnioskuję o dopuszczenie mgr Bartosza Kozłowskiego do dalszych etapów przewodu doktorskiego.**

Krzysztof Piasecki